

Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского

Национальный исследовательский университет

Учебно-научный и инновационный комплекс  
"Новые многофункциональные материалы и нанотехнологии"

**Д.О. Филатов, М.А. Исаков, М.В. Круглова**

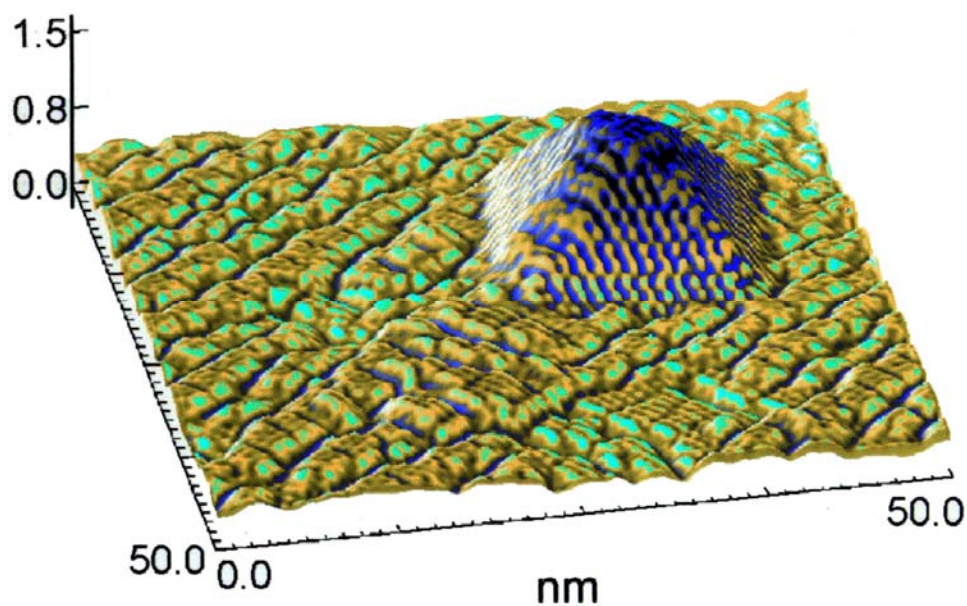
## **ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР GeSi/Si**

*Учебное пособие*

Мероприятие 2.2. Развитие сетевой интеграции с ведущими университетами страны, научно-исследовательскими институтами Российской академии наук, предприятиями-партнерами, создание новых форм взаимодействия

Учебные дисциплины: «Физика низкоразмерных систем», «Нанофотоника»

Специальности, направления: «Нанотехнология в электронике», «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы», «Электроника и наноэлектроника»



ННГУ, 2010

УДК 538.911

Фотоэлектрические свойства наноструктур GeSi/Si. Учебное пособие. / Д.О. Филатов, М.А. Исаков, М.В. Круглова – Н.Новгород: ННГУ, 2010. – 118 с.

В пособии описаны процессы роста, особенности энергетического спектра, оптических и фотоэлектрических явлений в гетероструктурах с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001), а также приборные применения данных гетероструктур. Значительное внимание уделено исследованиям гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001), выполненным в Нижегородском университете.

Пособие рекомендуется студентам старших курсов, специализирующимся по специальностям 202100 – «Нанотехнология в электронике» и 200.200 – «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы», студентам магистратуры и аспирантам, слушающим курсы в области физики низкоразмерных твердотельных структур и ведущим исследования в соответствующей области.

Иллюстр. – 61, библи. – 178 назв.

Рецензент: к.ф.-м.н., доцент Горшков О.Н.

Настоящее учебное пособие подготовлено в рамках работ по программе «Национальные исследовательские университеты».

На обложке: изображение пирамидального наноструктура Ge/Si(001), полученное методом сканирующей туннельной микроскопии в сверхвысоком вакууме. Перепечатано из [1] с разрешения ©Omicron Nanotechnology GmbH.

## СОДЕРЖАНИЕ

Список основных сокращений и обозначений	5
Введение. Кремниевая оптоэлектроника	6
1. Наноструктуры GeSi/Si: получение и свойства	
1.1. Методы эпитаксиального выращивания гетероструктур на основе Si и Ge	14
1.1.1. Молекулярно-лучевая эпитаксия	15
1.1.2. Газофазная эпитаксия	20
1.1.3. Молекулярно-лучевая эпитаксия из газофазных источников	23
1.1.4. Сублимационная молекулярно-лучевая эпитаксия в среде GeH <sub>4</sub>	25
1.2. Рост, морфология и состав самоформирующихся наноструктур GeSi/Si	26
1.3. Электронная структура самоформирующихся наноструктур GeSi/Si	40
1.4. Оптические свойства гетероструктур с наноструктурами GeSi/Si	
1.4.1. Межзонное оптическое поглощение	45
1.4.2. Фотолюминесценция наноструктур GeSi/Si	47
1.4.3. Методы увеличения интенсивности фотолюминесценции наноструктур GeSi/Si	49
1.4.4. Дислокационная фотолюминесценция в гетероструктурах GeSi/Si	50
1.4.5. температурная зависимость фотолюминесценции в гетероструктурах GeSi/Si	53
1.5. Электролюминесценция <i>p—i—n</i> диодов с наноструктурами GeSi/Si	56
2. Фотоэлектрическая спектроскопия гетероструктур GeSi/Si	
2.1. Спектроскопия фототока и фотоЭДС в структурах с <i>p—n</i> переходом	60
2.1.1. Форма спектра фоточувствительности наноструктур GeSi/Si	64
Влияние естественного разброса наноструктур	
2.1.2. GeSi/Si по размерам и/или составу на форму края спектра фоточувствительности	70
2.1.3. Эмиссия фотовозбуждённых носителей из квантовых ям и наноструктур GeSi/Si	72

2.2. Спектроскопия фотоэдс и фототока диодов с барьером Шоттки	85
2.3. Дислокационная фоточувствительность гетероструктур с наноструктурами GeSi/Si	99
2.4. Отрицательная фотопроводимость в гетероструктурах с наноструктурами GeSi/Si	101
Литература	104

## СПИСОК ОСНОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

АСМ	атомно-силовая микроскопия
ВАХ	вольт-амперная характеристика
ГС	гетероструктура
ГП	гетеропереход
ДБЭО	Дифракция быстрых электронов на отражение
КТ	квантовая точка
КЯ	квантовая яма
МС	монослой
МЛЭ	Молекулярно-лучевая эпитаксия
ГФЭ	Газофазная эпитаксия
СМЛЭ	Сублимационная молекулярно-лучевая эпитаксия
МЛГФЭ	Молекулярно-лучевая газофазная эпитаксия
МОС	Металлоорганические соединения
ОРР	обратное резерфордское рассеяние
ПЭМ	просвечивающая электронная микроскопия
РОМ	растровая Оже-микроскопия
СЗМ	сканирующая зондовая микроскопия
СТМ	сканирующая туннельная микроскопия
ФЛ	фотолюминесценция
ЭЛ	электролюминесценция
$D$	средний латеральный размер наноструктура (на уровне 1/10 от основания)
$d_b$	толщина буферного слоя Si
$d_{Ge}$	номинальная толщина осажденного слоя Ge
$d_{WL}$	толщина смачивающего слоя
$H^S$	высота наноструктур
$N_S$	поверхностная плотность наноструктур
$p_g$	парциальное давление GeH <sub>4</sub> в ростовой камере
$S$	фоточувствительность
$T_g$	температура роста
$t_g$	время роста
$\alpha$	коэффициент межзонного оптического поглощения [см <sup>-1</sup> ]
$\beta$	безразмерный коэффициент межзонного оптического поглощения КЯ (слоя КТ)
$\chi$	огibaющая волновой функции электрона (дырки)
$\sigma_\phi$	эффективное сечение захвата фотона наноструктуром

## ВВЕДЕНИЕ. КРЕМНИЕВАЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКА

*Учитель сказал:*

*За что упрекать мне Юя?*

*На стену из навоза не нанесёшь обмазки.*

*Кремний никогда не будет светиться.*

*Так за что же упрекать мне Юя?*

*Подражание Конфуцию*

Кремний в течение последних 50 лет сохраняет лидирующие позиции материала, используемого для создания функциональных электронных устройств с высокой степенью интеграции. Постоянное повышение степени интеграции и уменьшение стоимости интегральных схем (ИС) составляют ключевую основу успехов современной кремниевой технологии. Высокий уровень интеграции, достигнутый современной микроэлектроникой, открыл путь для создания приборов с высокими скоростными характеристиками. В течение нескольких последних десятилетий, начиная с конца 1960-х гг., в развитии микроэлектроники наблюдалась тенденция, согласно которой плотность транзисторов на поверхности ИС и тактовая частота микропроцессоров удваивалась каждые 2 года. Данная тенденция, впервые отмеченная одним из основателей корпорации Intel® Гордоном Муром (Gordon Moore), получила в литературе название закона Мура [2]. На сегодняшний день массовое производство микропроцессоров осуществляется по технологии с критическим размером элементов 45 нм, на повестке дня стоит переход на 32 нм технологию.

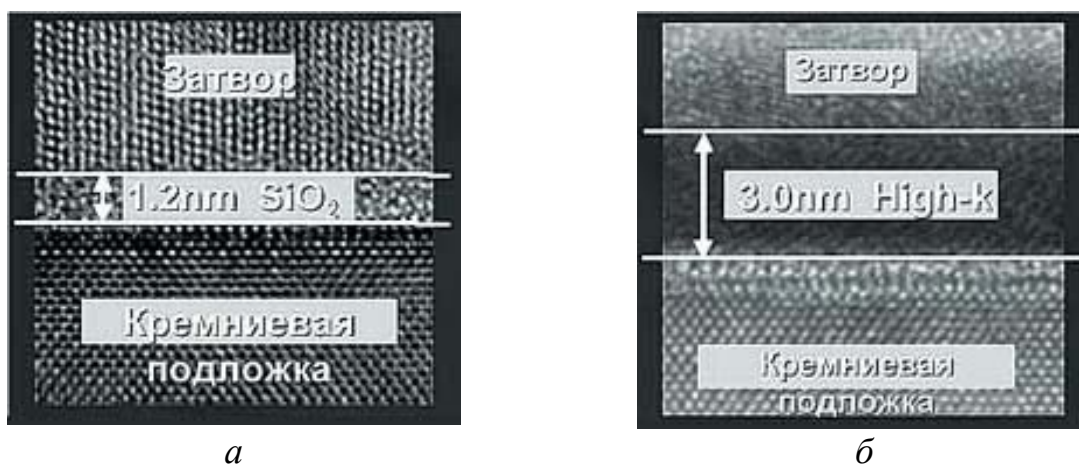


Рис. 1. ПЭМ изображения области канала МДП-транзисторов, выполненных по 90 нм технологическому процессу [3].

При дальнейшем уменьшении размеров элементов традиционная кремниевая технология сталкивается с целым комплексом проблем, в том числе:

1. Проблема электрических соединений между активными элементами ИС. Увеличение плотности элементов в ИС приводит к возрастанию протяженности и усложнению архитектуры традиционных металлических межсоединений, что превращается в одно из препятствий на пути дальнейшего повышения быстродействия ИС и уменьшения их стоимости. Не менее остро стоит проблема выделения джоулева тепла при прохождении электрических сигналов по металлическим межсоединениям [4]. Рабочая температура современных процессоров достигает  $70 \div 80^\circ\text{C}$ . В качестве одного из перспективных решений рассматриваются процессоры, перегретые до  $110 \div 120^\circ\text{C}$ .

2. Проблема электрических соединений между ИС на платах. Поскольку тактовая частота современных процессоров находится в гигагерцовом диапазоне частот, задержка электрического сигнала, распространяющегося по полоскам на печатной плате, на которой смонтированы отдельные ИС, существенно ухудшает быстродействие всей системы. Ещё более актуальна эта проблема для кабельных соединений между платами.

3. Проблема интеграции оптоэлектронных приборов для оптоволоконной связи и электронных устройств обработки цифровой информации.

Перспективным путем решения вышеперечисленных проблем считается создание интегральной кремниевой оптоэлектроники. В частности, предлагается замена металлических межэлементных соединений в ИС на оптоэлектронные с использованием диэлектрических, полупроводниковых или гибридных волноводов. При этом возможна не только передача, но и обработка распространяющихся по волноводам оптических сигналов средствами оптоэлектроники. Для решения проблемы электрических соединений между ИС в профессиональных ЭВМ в настоящее время уже широко применяется передача данных между отдельными ИС по волоконно-оптическим интерфейсам. Одним из путей интеграции оптоэлектронного интерфейса для соединений между ИС в настоящее время является создание гибридных ИС: базовый кристалл, содержащий схемы обработки электронных сигналов изготавливается на основе Si по традиционной технологии, а на него монтируются линейки (матрицы) светоизлучающих элементов, изготовленные на основе полупроводниковых соединений типа  $\text{A}^3\text{B}^5$ . Такой способ, однако, нетехнологичен, результатом чего является увеличение стоимости и уменьшение надежности ИС. С точки зрения массового производства было бы крайне выгодным изготовление как транзисторов, так и светоизлучающих приборов в едином цикле на базе традиционной кремниевой технологии.

Проблема создания кремниевой оптоэлектроники включает в себя задачи создания различных интегральных оптоэлектронных устройств (светоизлучателей, волноводов, модуляторов, коммутаторов и пр.) на базе традиционной кремниевой технологии [5]. Актуальной является задача создания

устройств для генерации, модуляции, усиления, коммутации, а также детектирования световых сигналов, интегрированных в современные кремниевые ИС.

Наиболее актуальной из перечисленных проблем кремниевой оптоэлектроники на сегодняшний день является создание эффективного источника излучения на базе кремния. Кремний является непрямозонным материалом, в связи с чем эффективность межзонной излучательной рекомбинации в нем низка по сравнению с безызлучательной. В настоящее время светоизлучающие оптоэлектронные приборы (светодиоды, полупроводниковые лазеры) изготавливаются на основе прямозонных полупроводниковых соединений типа  $A^3B^5$ . Квантовый выход излучения инжекционных лазеров на основе гетероструктур (ГС)  $A^3B^5$  достигает 80% [6].

Таким образом, перед материаловедением твердотельной электроники встает задача создания новых материалов на основе кремния с достаточно высоким квантовым выходом электролюминесценции (ЭЛ). В настоящее время развивается несколько направлений исследований, имеющих целью повышение эффективности ЭЛ в Si:

1. *Пористый кремний.* На пористом Si наблюдались фотолюминесценция (ФЛ) и ЭЛ в спектральной области  $h\nu = 1 \div 2,5$  эВ, созданы первые макеты ИС со светодиодами, включенными в цепи управляющих транзисторов [7]. Это направление получило бурное развитие с момента обнаружения интенсивной люминесценции пористого Si со значениями квантового выхода, достигающими  $1 \div 10\%$  [8, 9]. Структуры, представляющие собой слои пористого Si на монокристаллическом Si, могут также найти применение как фотопреобразователи.

В [10] в рамках единого технологического процесса в кристалле Si получены сложные планарные структуры – связанные резонаторы Фабри-Перо с активной средой и регулируемой степенью связи. Внутренний объем резонаторов, а также многослойные диэлектрические зеркала (распределенные брэгговские отражатели) были образованы слоями пористого Si с различной степенью пористости (и, соответственно, с отличающимися показателями преломления). В результате было получено сужение полосы ФЛ пористого Si на порядок величины, показана возможность управления спектральным положением полосы ФЛ за счет встроенной в кристалл Si системы резонаторов. Проведенные измерения оптических свойств структур позволили получить оценку силы осциллятора в этих материалах  $\approx 4 \times 10^{-5}$  на элементарную ячейку, что соответствует непрямозонному материалу.

2. *Кремний, легированный редкоземельными элементами* (в первую очередь,  $Er^{3+}$ ). Люминесценция такого материала связана с излучательными переходами  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  в  $4f$  оболочке иона  $Er^{3+}$  в комплексе с различными примесями (кислород и др.), длина волны излучения  $\lambda \approx 1,54$   $\mu m$  совпадает с окном прозрачности кварцевого волокна. Интерес к Si:Er был вызван успешным использованием легирования Er кварцевых оптических волокон



для создания волоконных усилителей [11]. Поскольку равновесный предел растворимости Er в Si невысок ( $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) легирование Er осуществляется неравновесными методами, чаще всего — ионной имплантации Er в Si (совместно с кислородом и др.) [12]. Для создания высоколегированных приборных структур со сложным профилем удачным оказался метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) [13].

К настоящему времени детально изучена электронная структура Er центров, процессы возбуждения и девозбуждения ФЛ [14, 15], получена ЭЛ при 300 К [16, 17]. Ведутся поиски путей усиления люминесценции (одной из проблем является обратный перенос энергии от иона к недостаточно широкозонной матрице) и достижения лазерной генерации [18]. Существенное (на порядок величины) увеличение квантовой эффективности ЭЛ (в режиме прямого смещения диода) и ФЛ при низких температурах наблюдалось в многослойных селективно легированных структурах с толщиной легированных слоев Si:Er от 2 до нескольких десятков нанометров, разделенных спейсерами из нелегированного Si. Это связано с уменьшением безызлучательной рекомбинации в нелегированных слоях.

На данный момент в Si:Er направлении достигнуто наибольшее, по сравнению с другими альтернативными направлениями, продвижение к созданию кремниевого лазера. Экспериментально наблюдалась инверсная заселённость вышеуказанных уровней Er центров при оптической накачке, которая осуществляется посредством передачи энергии от возбужденных в матрице Si экситонов, связанных на Er комплексах, внутренней оболочке [19]. С другой стороны, наибольший выход ЭЛ  $\text{Er}^{3+}$  был получен в  $p$ — $n$  светодиодах при обратном смещении [20].

3. *Кремниевые нанокристаллы в диэлектрических матрицах.* В течение последних 10 лет наибольшее внимание исследователей привлекает система нанокристаллов (НК) Si в матрице  $\text{SiO}_2$ , формируемая при высокотемпературном отжиге  $\text{SiO}_2$ , в который вводится избыточный Si [21], обычно — методом ионной имплантации, которая хорошо совместима с современной планарной технологией микроэлектроники и обеспечивает контролируемое введение необходимого количества избыточного Si. Также применяется формирование многослойных структур  $\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$  ( $1,5 < x < 2$ ), которые можно формировать методом электронно-лучевого распыления, реактивного лазерного распыления, магнетронного распыления и пр. При отжиге таких структур НК Si оказываются расположенными в одной плоскости, тогда как в материале, полученном ионной имплантацией, НК Si диспергированы хаотично по толщине плёнки.

В настоящее время ведутся интенсивные исследования по оптимизации люминесцентных свойств НК Si в  $\text{SiO}_2$ . Один из способов повышения интенсивности ФЛ систем НК Si в  $\text{SiO}_2$  заключается в оптимизации технологических параметров формирования НК Si, таких как концентрация избыточного Si (доза ионов Si в случае ионной имплантации), температура и

время постимплантационного отжига [22, 23, 24, 25, 26]. Другой способ повышения эффективности ФЛ заключается в легировании НК Si мелкими донорными и акцепторными примесями путём соимплантации [27, 28]. Начало исследованиям в этом направлении положило открытие эффекта усиления люминесцентных свойств НК Si в SiO<sub>2</sub> при ионном легировании P [29]. Ионное легирование (а также ионное облучение, являющееся его неотъемлемым этапом) такими примесями, как P, B, N может существенно модифицировать свойства как НК, так и окружающей матрицы, причем характер и степень влияния существенно зависят от режимов синтеза и легирования системы. Необходимо выявление возможных механизмов влияния ионного облучения и сопутствующего легирования НК в широких интервалах концентраций примесей и условий обработки [30].

4. *Дислокационная люминесценция в Si.* В наиболее интересном для оптоволоконной связи (и для кремниевой оптоэлектроники) диапазоне длин волн  $\lambda = 1,3 \div 1,55 \text{ мкм}$  в Si наблюдается ряд линий ФЛ и ЭЛ, а также полос фоточувствительности (ФЧ), связанных с дислокациями в Si [31]. За счет упругих напряжений дислокации создают одномерные подзоны вблизи краев зон Si, а также локализованные энергетические состояния в запрещенной зоне Si, связанные с изломами и узлами на дислокациях и дислокационных петлях [32]. Кроме того, в люминесценции и ФЧ могут участвовать глубокие центры в примесных атмосферах, наличие и спектр которых зависит от метода роста или последующей обработки структур [33, 34]. На основе *p—n* структур с искусственно сформированными (методом пластической деформации) дислокациями были созданы свето- и фотодиоды [35].

5. *Нанокристаллы полупроводниковых соединений A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> в матрице Si* [36] получают методом самоформирования в процессе эпитаксиального наращивания. Несмотря на то, что в качестве материала для НК используются прямозонные полупроводники, эффективность люминесценции в таких структурах невысока вследствие несовершенства гетерограницы Si/A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>.

6. *Самоформирующиеся nanoостровки Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>/Si*, которые являются предметом настоящего пособия. Исторически, с системы материалов Ge/Si(001) в конце 1980-х гг. началось освоение механизмов самоформирования массивов квантовых точек (КТ) в процессе гетероэпитаксии сильно решёточно рассогласованных материалов [37, 38]. В то время на систему Ge/Si(001) возлагались большие надежды как на перспективный материал для кремниевых лазеров. Ожидалось, что благодаря эффекту размерного квантования, в островках Ge можно создать условия проявления квазипрямых межзонных оптических переходов и, следовательно, увеличения квантового выхода люминесценции [39]. Действительно, уже в первых работах по исследованию процессов роста, оптических и фотоэлектрических свойств ГС с самоформирующимися

наноостровками Ge/Si(001) наблюдалась интенсивная ФЛ, а также ФЧ в области  $\lambda = 1,3 \div 1,55 \text{ мкм}$  [40]. С тех пор был проделан колоссальный объём работы по изучению самоформирующихся наноостровков GeSi/Si(001) с целью повышения их люминесцентных характеристик (см., напр., обзоры [41, 42, 43]). Однако, несмотря на то, что на этом пути были достигнуты значительные успехи, получить лазерную генерацию в структурах с наноостровками GeSi/Si(001) до сих пор не удалось. Закономерности трансформации морфологии и состава наноостровков Ge/Si в процессе роста оказались весьма сложными и до сих пор ещё до конца не изучены, несмотря на обилие работ, опубликованных по данной теме за последние 15 лет. Это затрудняет получение ГС с необходимыми параметрами (ключевыми параметрами являются поверхностная плотность островков  $N_s$ , их однородность по размерам, энергии основных межзонных переходов  $E_0$ ). Кроме того, недавние успехи в области Si:Er, упомянутые выше, как бы отодвинули наноостровки GeSi/Si как потенциальный лазерный материал на второй план.

С другой стороны, в последние годы усилился интерес к фотоэлектрическим свойствам ГС GeSi/Si (прежде всего, в спектральной области ближнего инфракрасного (ИК) диапазона  $1,3 \div 1,55 \text{ мкм}$ , связанный с расширением рабочего спектрального диапазона фотодетекторов на базе Si в ИК область [44]). Очевидно, что для построения интегрально-оптических устройств необходимы не только излучатели, но и фотоприемники на базе Si. В настоящее время предполагается, что в оптоэлектронных ИС на базе Si будет использоваться, в основном, оптическое излучение в диапазоне  $\lambda = 1,3 \div 1,55 \text{ мкм}$  в силу следующих обстоятельств.

1. Пассивные волноводы и оптические усилители для ИС на базе Si предполагается изготавливать на основе систем материалов Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>/Si либо SiO<sub>2</sub>/Si/SiO<sub>2</sub>. В любом случае, энергия квантов используемого излучения  $h\nu$  не должна превышать ширину запрещенной зоны Si  $E_g(\text{Si}) \approx 1,11 \text{ эВ}$  (300 K). Соответствующее значение  $\lambda \approx 1,12 \text{ мкм}$ .

2. Наиболее перспективными светоизлучающими приборами на основе Si в настоящее время считаются светоизлучающие диоды с активной областью на основе Si:Er, излучающие на длине волны  $\lambda \approx 1,54 \text{ мкм}$ .

3. В современных скоростных линиях оптоволоконной связи используется оптическое излучение с  $\lambda \approx 1,55 \text{ мкм}$ . Это значение совпадает с минимумом спектральной зависимости потерь в кварцевом оптоволокне. В линиях дальней связи широко используются волоконные усилители на основе SiO<sub>2</sub>:Er (рабочая длина волны  $\lambda \approx 1,54 \text{ мкм}$ ). К настоящему времени освоено производство безводного кварцевого оптоволокна с окном прозрачности  $\lambda = 1,3 \div 1,55 \text{ мкм}$ . В перспективе ожидаются оптоволоконные линии, использующие весь указанный диапазон со спектральным мультиплексированием и рамановскими волоконными усилителями.

Таким образом, чтобы состыковать скоростные линии оптоволоконной связи с ИС обработки информации на базе Si, необходимы интегральные фотоприемники на базе Si, работающие в спектральном диапазоне  $\lambda = 1,3 \div 1,55 \mu\text{m}$ . В настоящее время в качестве фотоприемников, работающих в указанном диапазоне длин волн, используются  $p-i-n$  фотодиоды на основе ГС InGaAs/InP. Как и традиционные полупроводниковые лазеры на базе InGaAsP, они плохо интегрируются в ИС на базе Si.

Наиболее перспективным путем расширения спектрального диапазона интегральных фотоприемниками на основе Si в область  $\lambda = 1,3 \div 1,55 \mu\text{m}$  в настоящее время считается использование в качестве материала активной области фотодетекторов наноструктурированных материалов на базе GeSi. Работа таких приборов основана на межзонном оптическом поглощении в КЯ или островках GeSi/Si. В связи с тем, что контакт Ge/Si является гетеропереходом (ГП) II рода [45], в них возможны межзональные оптические переходы с туннелированием электрона из Ge в Si (пространственно не прямые, переход 2 на рис. 2а).

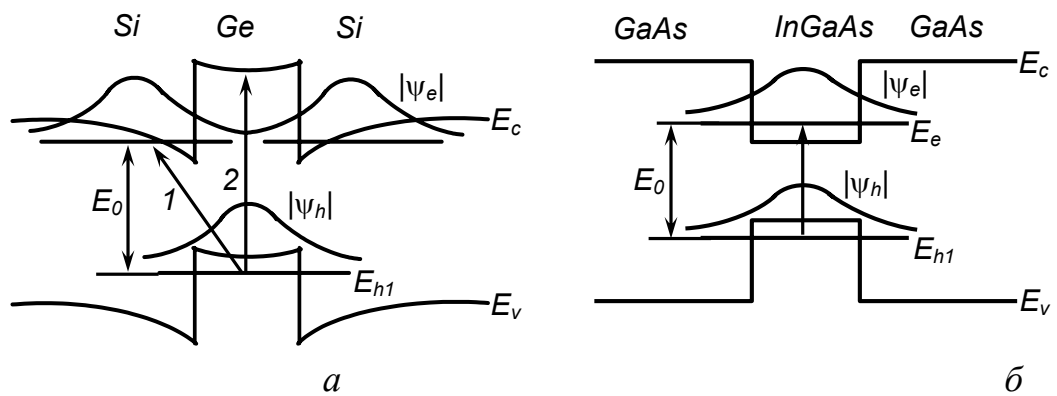


Рис. 2. Зонная диаграмма, уровни энергии размерного квантования ( $E_{e1}$  и  $E_{h1}$ ) и модули огибающих волновых функции ( $|\psi_{e1}$  и  $|\psi_{h1}$ ) основных размерно-квантованных электронных и дырочных состояний в квантоворазмерных ГС на основе GeSi/Si (а) и двойных ГС I рода (на примере ГС InGaAs/GaAs, б).

Таким образом, в ГС GeSi/Si возможны межзональные оптические переходы с энергиями, намного меньшими ширины запрещенной зоны как Si, так и Ge. Теоретическая минимальная энергия основного межзонального перехода  $E_0$  в ГС Ge/Si составляет  $\approx 0,35$  эВ (300К), что соответствует длине волны излучения  $\lambda \approx 3,54 \mu\text{m}$ .

Наиболее перспективными фотоприёмниками указанного диапазона на базе Si на данный момент считаются  $p-i-n$  фотодиоды с массивами наностроек GeSi, встроенными в  $i$ -область [46]. Другое направление исследований, интенсивно развивающееся в настоящее время — фотоэлектрические эффекты при межподзонном фотовозбуждении и фотоионизации КЯ и наностроек GeSi. На основе этих эффектов могут быть созданы фотодетек-

торы среднего и дальнего ИК-диапазонов [47]. Однако, указанный класс фотоэлектрических явлений выходит за рамки настоящего пособия, посвящённого фотоэлектрическим явлениям в ГС GeSi/Si при межзонном фотовозбуждении.

Следует отметить, что ГС GeSi/Si могут использоваться в ИС (в том числе, оптоэлектронных) не только как активная среда для приборов генерации и детектирования излучения, но и как материал для пассивных планарных световодов [48], рамановских лазеров и усилителей [49], электрооптических модуляторов [50], а также в электронных приборах [51]: гетеробиполярных транзисторах (ГБТ) [52], энергонезависимой памяти на базе МОП транзисторов с плавающим затвором, в которых в подзатворные диэлектрики внедряются НК Si (так называемая нано-флэш память) [53], квантовых приборах (таких, как резонансно-туннельные приборы [54]) и пр. Наконец, GeSi гетероструктуры активно используются в перспективных КМОП-транзисторах, где канал сделан из упруго-напряжённого Si [55].

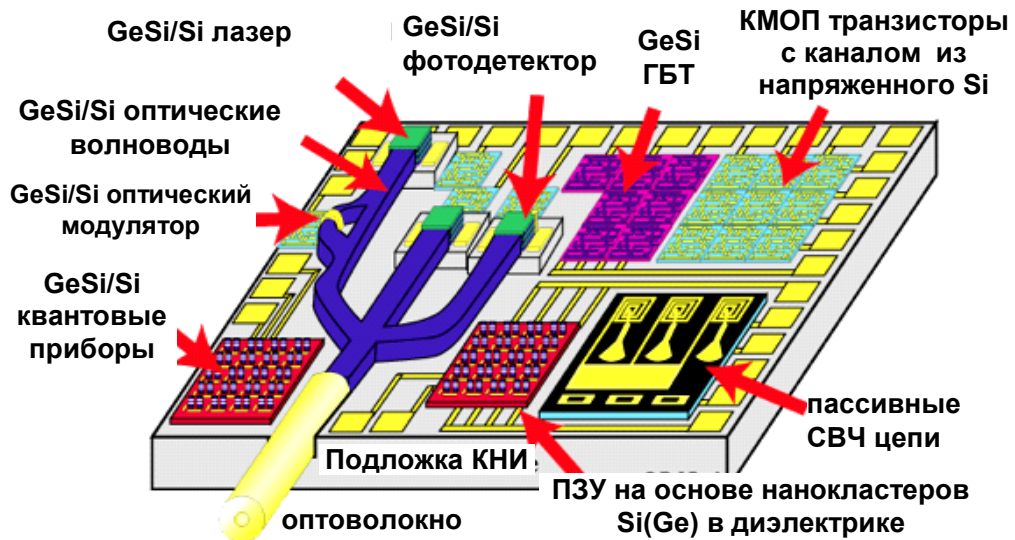


Рис. 3. Гипотетическая ИС на основе Si, в которой использованы различные электронные и оптоэлектронные элементы на основе GeSi (адаптировано из [56]).

На Рис. 3 показан гипотетический чип на основе Si, в котором использованы различные электронные и оптоэлектронные элементы на основе GeSi.

# 1. НАНОСТРУКТУРЫ GeSi/Si: ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА

## 1.1. МЕТОДЫ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО ВЫРАЩИВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ Si И Ge

Эпитаксией называют процесс роста ориентированного монокристаллического слоя на монокристаллической подложке, которая выполняет роль затравки. Различают гомоэпитаксию (в случае, когда материалы подложки и эпитаксиального слоя (ЭС) идентичны) и гетероэпитаксию (в случае, когда материалы подложки и ЭС различны). К последнему случаю относится и рост слоя Ge или твёрдого раствора  $Ge_xSi_{1-x}$  на подложке Si.

При гетероэпитаксии важным параметром является соотношение постоянных решёток растущего слоя и подложки. В случае заметного различия ЭС растёт сжатым или растянутым в плоскости роста. Когда толщина ЭС превышает некоторое критическое значение, возможно образование дислокаций несоответствия. Другой механизм релаксации упругих напряжений — переход от слоевого роста к образованию трехмерных зародышей (так называемый механизм Странски-Крастанова). Последний широко используется для формирования различных ГС. Изучение закономерностей процессов самоформирования в напряженных ГС открывает путь к созданию технологий синтеза твердотельных наноструктур с заданными свойствами.

Ge является единственным химическим элементом, образующим с Si непрерывный ряд твердых растворов  $Ge_xSi_{1-x}$  во всём диапазоне  $x = 0 \div 1$ , кристаллизующихся в структурном типе алмаза (пространственная группа симметрии  $Fd\bar{3}m$ ). Постоянные решёток Ge и Si составляют при 300K  $a_{Si} = 0,357$  нм,  $a_{Ge} = 0,357$  нм, то есть различаются на 4,2 % [57].

В целом, процессы зарождения и роста самоформирующихся наноструктур Ge/Si(001) описываются закономерностями, общими для всех сильно решёточно рассогласованных гетеросистем. Однако, системе ковалентных полупроводников Ge/Si(001) присущ ряд особенностей трансформации наноструктур в процессе роста. Эти особенности будут подробно рассмотрены ниже.

Для формирования наноструктур GeSi/Si применяются, в общем, те же методы эпитаксиального наращивания, что и для формирования гетероструктур на основе соединений типа  $A^3B^5$ ,  $A^2B^6$  и др.:

1. молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ);
2. газофазная эпитаксия (ГФЭ);
3. гибридные методы (МЛЭ из газофазных источников и т.п.).

В нижеследующих параграфах настоящего раздела рассматриваются особенности выращивания гетероструктур GeSi/Si различными методами.

### 1.1.1. МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВАЯ ЭПИТАКСИЯ

Данная технология наиболее широко распространена в фундаментальных исследованиях, и представляет собой развитие метода термического напыления в вакууме. МЛЭ установка включает в себя испарители — источники молекулярных пучков компонентов осаждаемого соединения, которые направляются на подложку (Рис. 4). В конце 1960-х годов методом МЛЭ начали выращивать гомоэпитаксиальные слои GaAs, что положило начало бурному росту технологий выращивания гомо- и гетероструктур на основе полупроводниковых соединений типа  $A^3B^5$  и  $A^2B^6$  методом МЛЭ. В 1970-е годы было разработано вакуумное оборудование достаточно высокого уровня, и сегодня метод МЛЭ подразумевает наличие в ростовой камере сверхвысокого вакуума<sup>1</sup> (СВВ). Вакуум в ростовой камере необходим для исключения химического взаимодействия между компонентами осаждаемого вещества и молекулами остаточных газов, что позволяет осуществлять прецизионный контроль состава растущего слоя. Метод МЛЭ позволяет выращивать ГС заданной толщины с моноатомно гладкими гетерограницами и с заданным профилем легирования.

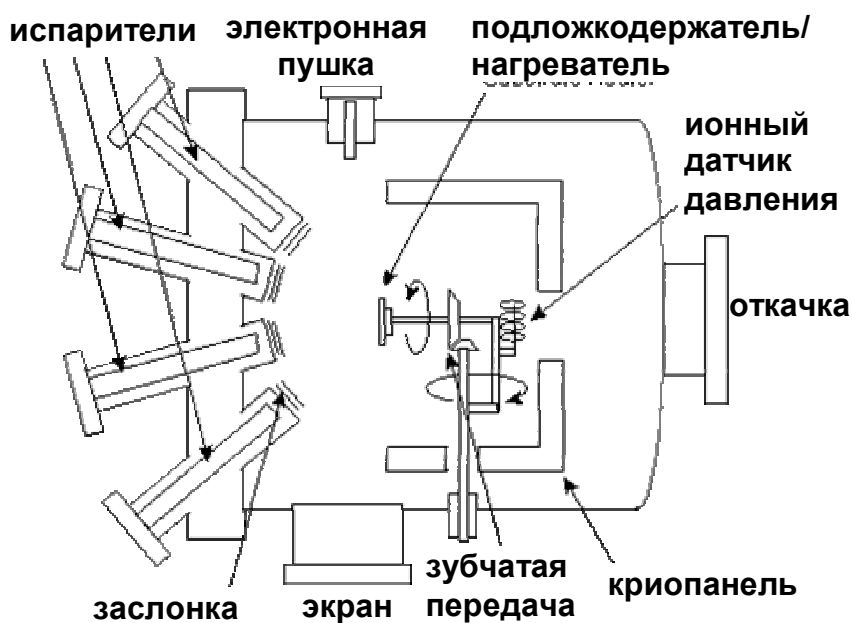


Рис. 4. Схема установки молекулярно-лучевой эпитаксии (адаптировано из [58]).

<sup>1</sup> Необходимо достигнуть давления не хуже  $\sim 10^{-10}$  Торр. Для этого ростовая камера выполняется, как правило, из нержавеющей стали высокой чистоты и перед работой прогревается (отжигается). При этом происходит дегазация как внутренней поверхности камеры, так и установленного в ней оборудования.

Как правило, установки для МЛЭ состоят из нескольких вакуумных камер, главной из которых является ростовая камера. В ней, наряду с испарителями и подложкой, находятся криопанели<sup>2</sup>, что позволяет поддерживать давление остаточных газов ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и др.), а также не попавших на подложку молекул осаждаемых компонентов на уровне  $\sim 10^{-10}$  Торр. Молекулярные пучки осаждаемых компонентов создаются обычно путем испарения материалов, находящегося в обычных условиях в твёрдой фазе. При выращивании методом МЛЭ гетероструктур на основе материалов  $\text{A}^3\text{B}^5$  в качестве источников молекулярных потоков веществ-компонентов материала ЭС чаще всего используются эффузионные<sup>3</sup> ячейки (ячейки Кнудсена). Это связано с тем, что наиболее часто используемые вещества III и V групп (Al, Ga, In, P, As, Sb) являются легкоплавкими металлами или легко сублимируют.

Конструкция ячеек Кнудсена включает в себя:

- тигель из тугоплавкого материала, минимально загрязняющего рабочий вакуумный объём (чистый нитрид бора, графит и т.п.);
- систему нагрева (обычно — ИК излучением) и контроля температуры тигля;
- оболочку, охлаждаемую водой или жидким азотом, предотвращающую испарение материала со стенок ячейки;
- заслонку перед выходным отверстием, с помощью которой можно перекрывать пучок испаряемого вещества. Обычно заслонка имеет моторизованный привод извне вакуумного объёма (кулачковый с сильфонным уплотнением или магнитный), управляемый компьютером. Для формирования моноатомно резких гетерограниц, время открывания/закрывания заслонки должно быть по крайней мере на порядок меньше времени осаждения 1 МС.

Испаряемый материал находится в тигле при достаточно высокой температуре, как правило, в жидкой фазе. В условиях СВВ длина свободного пробега молекул внутри камеры значительно превышает её размеры. Как следствие, атомы испаряемых веществ не испытывают столкновений с молекулами остаточных газов на пути от сопла эффузионной ячейки до подложки.

При МЛЭ структур на основе Ge и Si использование эффузионных ячеек затруднено тем, что Ge, а особенно Si — сравнительно тугоплавкие материалы (температура плавления — 937 и 1410°C соответственно). Для эпитаксии тугоплавких материалов часто используется метод электронно-лучевого испарения (ЭЛИ). Пучок высокоэнергетических ( $\sim 10$  кэВ) электронов из электронной пушки направляется на испаряемое вещество, находящееся в тигле. Температура участка поверхности, на которую падает электронный пучок, может достигать нескольких тысяч °C, так что ЭЛИ позво-

<sup>2</sup> Ёмкости, заполненные жидким азотом.

<sup>3</sup> Эффузия — медленное истечение газов через малые отверстия. Явление исследовано в 1911 г. датским физиком М. Кнудсенем.



ляет осаждать практически все вещества, включая наиболее тугоплавкие металлы (Mo, W), а также диэлектрики ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$  и т.п.). Напротив, для испарения легкоплавких веществ данный метод менее пригоден, поскольку в этом случае расплав зачастую заполняет тигель полностью и вскипает в месте, где электронный пучок падает на его поверхность, что может приводить к разбрызгиванию капель расплава, крайне нежелательному. Для испарения легкоплавких веществ предпочтительно использование ячеек Кнудсена.

Немаловажным достоинством метода ЭЛИ является возможность испарения в автотигельном режиме, когда большая часть объёма испаряемого вещества находится в твёрдой фазе, а расплавляется лишь небольшой участок поверхности, на который падает электронный луч. Таким образом, отпадает необходимость в тигле, что позволяет избежать загрязнения испаряемого вещества материалом тигля или продуктами паразитных химических реакций вещества с материалом тигля.



Рис. 5. Современная установка для молекулярно-лучевой эпитаксии [59].

Испарение Ge в методе МЛЭ обычно проводится методом ЭЛИ. Для испарения Si, наряду с методом ЭЛИ, применяются сублимационные источники Si. Они представляют собой брусок Si, нагреваемый пропусканием по нему электрического тока. Контроль потоков испаряемых веществ, а также анализ остаточных газов в ростовой камере осуществляется, как правило, при помощи масс-спектрометров. Для контроля потока Si обычно используется пик, соответствующий однократно ионизированному  $^{28}\text{Si}$  (или  $^{30}\text{Si}$ , на массе которого нет фона от  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}$ ), а для Ge — пик однократно ионизированного  $^{74}\text{Ge}$ . Количественная связь между показаниями масс-спектрометра и реальной скоростью осаждения устанавливается путём выращивания и последующего исследования тестовых структур. Также для контроля скорости осаждения могут быть применены пьезокварцевые или оптические (интерферометрические) датчики толщины осаждаемых плёнок. Скорость роста зависит, в первую очередь, от потоков осаждаемых веществ. Типичные скорости роста в МЛЭ составляют  $\sim 1$  МС/с.

Эпитаксиальный рост в МЛЭ включает в себя следующие элементарные процессы:

1. адсорбция на подложке атомов или молекул из пучка;
2. диффузия адатомов по поверхности подложки (может предваряться диссоциацией молекул);
3. встраивание атомов в кристаллическую решетку растущего слоя;
4. образование и дальнейший рост двумерных зародышей на подложке или на поверхности растущего слоя;
5. взаимодиффузия атомов, встроившихся в решетку;
6. термическая десорбция адатомов, не встроившихся в решетку.

Температура подложки  $T_g$  в процессе осаждения существенно влияет на все вышеперечисленные процессы. Она определяет соотношение между потоками адсорбции и десорбции атомов, входящих в состав растущей плёнки, а также скорость поверхностной диффузии, предваряющей встраивание атомов в кристаллическую решетку. Она должна быть достаточно высокой, чтобы обеспечить необходимое число диффузионных прыжков атома на поверхности, прежде чем он займет свое положение в решётке. При пониженных температурах увеличивается вероятность образование трехмерных зародышей. Увеличение  $T_g$  нежелательно по двум причинам: оно может привести к увеличению потока десорбции атомов и к активации взаимодиффузии атомов между слоями ГС.

Среднее перемещение атома по поверхности за время  $t$  [60]

$$\ell = \sqrt{D_S t}, \quad (1)$$

где  $D_S$  – коэффициент поверхностной диффузии:

$$D_S = D_{S0} \exp\left(-\frac{E_{Sd}}{k_B T_g}\right). \quad (2)$$

Предэкспоненциальный множитель  $D_{S0} = a^2 \nu$ , где  $a$  — средняя длина диффузионного прыжка (то есть среднее расстояние между соседними эквивалентными положениями атома в плоскости роста),  $k$  — постоянная Больцмана,  $\nu \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$  — частота колебаний атома на поверхности. Энергия активации поверхностной диффузии для полупроводников  $E_{sd} \sim 1$  эВ. Таким образом, при  $T_g = 600 \div 800^\circ\text{C}$ , за 1 секунду атом смещается на несколько десятков или даже сотен межатомных расстояний, что соответствует  $\sim 10^4$  диффузионным прыжкам.

Другим важнейшим условием является высокое качество подложки. Удаление поверхностного окисла с подложек Si обычно проводят в потоке Si ( $\sim 0,01$  нм/с) при  $T_g \approx 800^\circ\text{C}$ . При этом на поверхности окисла протекает реакция восстановления  $\text{SiO}_2$  в летучий при  $T_g > 700^\circ\text{C}$  SiO. Рост ЭС Si автоматически начинается сразу же после испарения окисла.

С целью *in-situ* мониторинга процесса роста в МЛЭ широко используется метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Данный метод позволяет следить в реальном времени за следующими параметрами процесса роста:

- кристаллическая структура растущей плёнки (по дифракционной картине);
- шероховатость растущей поверхности (по яркости рефлексов);
- скорость роста (по осцилляциям интенсивности рефлексов).

На Рис. 6 представлена схема измерения толщины растущего ЭС методом ДБЭО.

Электронная пушка устанавливается в ростовой камере таким образом, чтобы электронный пучок падал на поверхность растущего ЭС под малым углом. Дифрагированные электроны падают на люминесцентный экран, на котором наблюдается дифракционная картина, соответствующая атомной структуре растущей поверхности. Интенсивность рефлексов на дифракционной картине максимальна, когда растущая поверхность является моноатомно гладкой. По мере формирования двумерных зародышей нового МС, интенсивность рефлексов уменьшается вследствие рассеяния электронов на шероховатостях. По мере заполнения пустот в растущем монослое, интенсивность рефлексов вновь возрастает, восстанавливаясь почти до исходного значения при заполнении очередного монослоя. Таким образом, интенсивность рефлексов ДБЭО осциллирует в процессе роста с осаждением каждого очередного монослоя. Наблюдая данные осцилляции, можно контролировать рост ЭС с точностью до 1 МС. Заметим, что амплитуда осцилляций падает с увеличением толщины ЭС, поскольку процесс роста носит стохастический характер, и возникновение двумерных зародышей на поверхности очередного монослоя, как правило, начинается до заполнения пустот в нём. Как следствие, шероховатость поверхности ЭС увеличивается по мере увеличения его толщины.

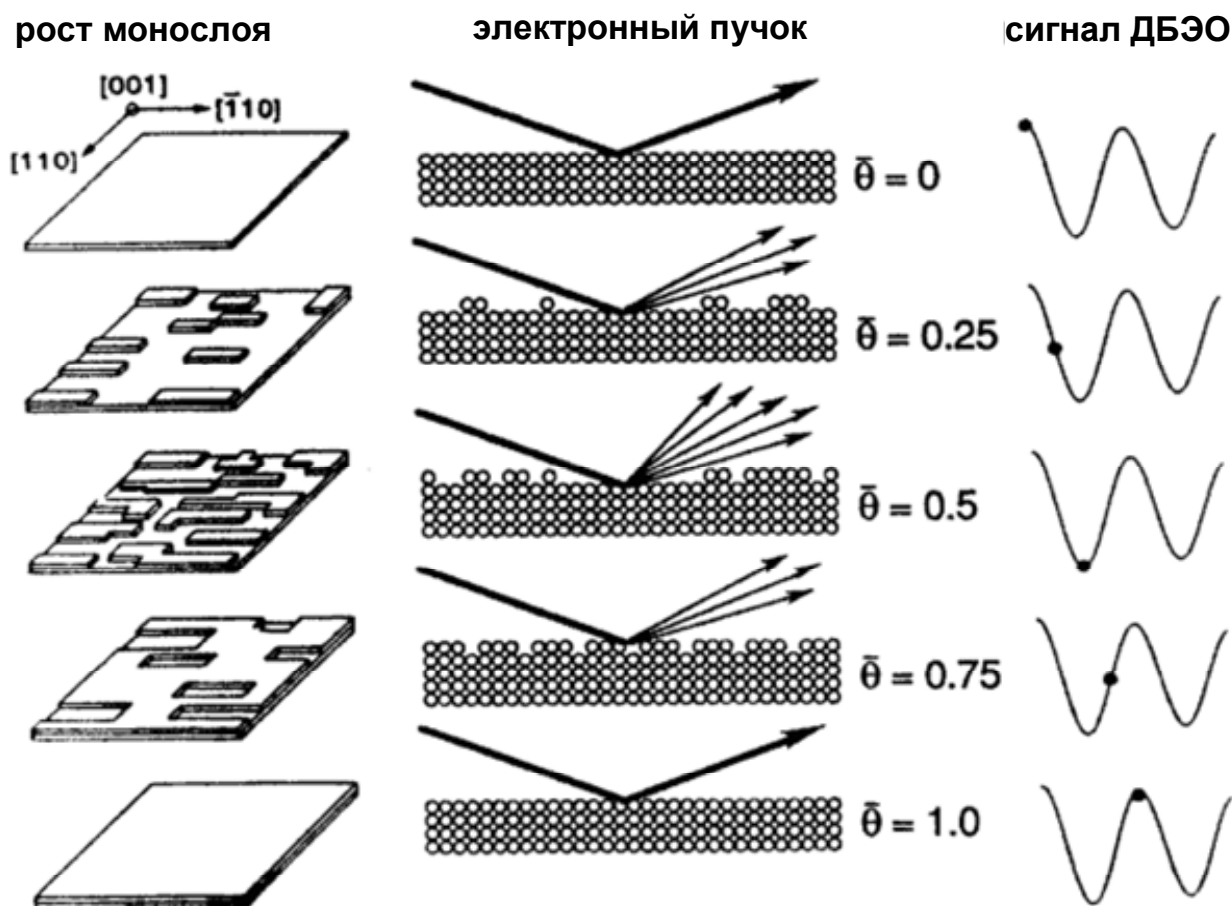


Рис. 6. Схема измерения толщины растущего ЭС методом ДБЭО (адаптировано из [58]).

Для контроля морфологии уже выращиваемых структур *in situ* часто применяют методы сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ): сканирующую туннельную микроскопию (СТМ), атомно-силовую микроскопию (АСМ) и др.

Таким образом, основными достоинствами метода МЛЭ являются высокое качество выращиваемых структур и возможность прецизионного контроля их параметров в процессе роста. Существенными недостатками метода МЛЭ являются низкая производительность (в частности, низкая скорость роста) и связанная с этим высокая стоимость выращенных структур, а также трудности в выращивании однородных по толщине ЭС на подложках большой площади.

### 1.1.2. ГАЗОФАЗНАЯ ЭПИТАКСИЯ

Как отмечено выше, МЛЭ позволяет формировать высококачественные ГС, но является сложной и дорогостоящей технологией, поэтому используется преимущественно в исследовательских целях. Более применимой

в промышленности технологией является газофазная эпитаксия (ГФЭ). В этом методе компоненты растущей пленки доставляются к подложке в виде химических соединений, находящихся в обычных условиях в газовой фазе. Эти соединения вступают в химическую реакцию на поверхности подложки, одна часть продуктов этой реакции формируют растущую плёнку, а остальные — уносятся потоком газа-носителя. Парциальными давлениями различных газовых компонент можно управлять, тем самым, контролируя состав растущей пленки.

Если в качестве исходных компонентов используются металлоорганические соединения (МОС), то говорят о металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ). В зависимости от состава газовой среды, выделяют МОС-гидридную эпитаксию, МОС-хлоридную эпитаксию и др.

Технология МОГФЭ начала развиваться в конце 1960-х гг. Она является более простой, производительной и дешевой по сравнению с МЛЭ и доминирует в промышленном производстве структур для приборных применений. МОГФЭ и МЛЭ существенно отличаются характером массопереноса: молекулярные пучки в МЛЭ и газовый поток смеси компонентов в МОГФЭ.

В настоящее время методом МОГФЭ могут быть получены большинство соединений  $A^3B^5$  и  $A^2B^6$ . Применительно к материалам  $A^3B^5$  метод МОГФЭ используется с середины 1970-х гг., когда появились первые сообщения о получении ЭС GaAs разложением газовой смеси  $Ga(CH_3)_3$  и  $AsH_3$  [61]. Общая проблема, возникающая при выращивании различных полупроводниковых структур, заключается в оптимальном выборе соединений — носителей компонентов (прекурсоров).

Соединения, представляющие интерес для выращивания полупроводниковых структур, при комнатной температуре, как правило, являются жидкостями, хотя некоторые из соединений, используемых в методе МОГФЭ, находятся в твёрдом состоянии. Эти соединения могут быть легко перенесены в зону реакции в потоке газа-носителя, чаще всего —  $H_2$ , проходящего через сосуд с жидкостью или над поверхностью твердого источника. Большинство гидридов, применяемых в полупроводниковой технологии, в нормальных условиях являются газами и обычно разбавляются  $H_2$ .

Осаждение вещества, составляющего ЭС, в процессе ГФЭ происходит при прохождении смеси компонентов реакции с газом-носителем вблизи нагретой подложки. В Si технологии наиболее часто применяют восстановление  $SiCl_4$  и пиролиз  $SiH_4$  [62].

В хлоридном методе реакция идёт на поверхности подложек, нагретых до  $T_g \approx 1200^\circ C$ . При  $T_g < 1000^\circ C$  растёт поликристаллический слой, при  $T_g > 1200^\circ C$  реакция  $SiCl_4 + 2H_2 \rightarrow Si + 4HCl$  обращается:  $Si + SiCl_4 \rightarrow 2SiCl_2^4$ .

<sup>4</sup> Данный метод неприменим для эпитаксии Si на подложках  $Al_2O_3$  (кремния на сапфире, КНС), поскольку один из продуктов реакции ( $HCl$ ) вступает в реакцию с  $Al_2O_3$ , что при-

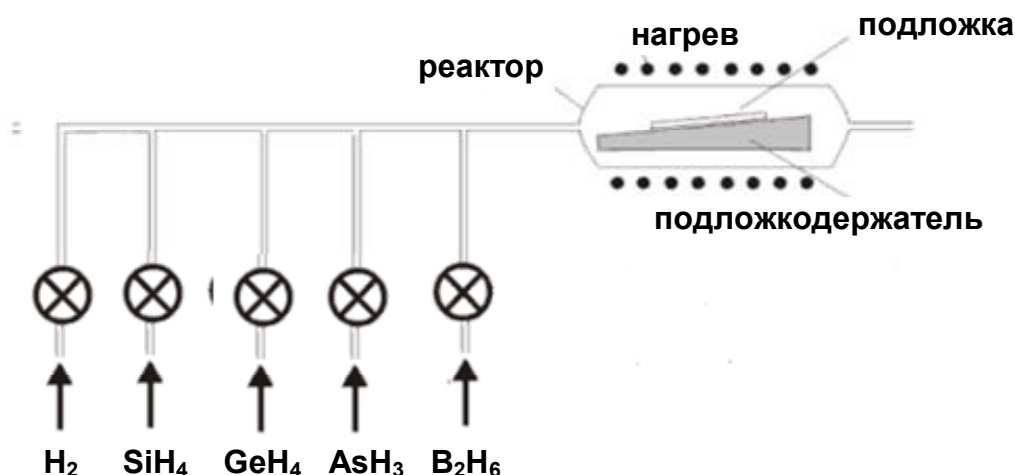


Рис. 7. Схема процесса гидридной газовой эпитаксии (адаптировано из [58]).

В силановом методе реакция



проходит при  $T_g \approx 1050^\circ\text{C}$ , что значительно уменьшает интердиффузию в растущем ЭС. Это позволяет получать более резкие границы в структуре. Из недостатков метода следует отметить возможность самовоспламенения  $\text{SiH}_4$ , а также его токсичность.

Скорость изменения состава газовой смеси в реакторе зависит от геометрии реактора и потока газа через реактор. При высоких скоростях потока такое изменение может быть достаточно быстрым, так что могут быть получены достаточно резкие ГП.

С точки зрения давления газовой смеси в реакторе, различают:

- ГФЭ при атмосферном давлении;
- ГФЭ при пониженном давлении (общее давление газа в  $1 \div 10^2$  Торр);
- ГФЭ при низком давлении ( $10^{-4} \div 1$  Торр).

Наибольшее значение в промышленности имеют процессы ГФЭ при пониженном давлении (от 1 до нескольких десятков Торр) и ГФЭ при атмосферном давлении. Несомненным достоинством этих методов является простота. При давлениях более 10 Торр эффективно использование в качестве газа-носителя  $\text{HCl}$ , так как это позволяет при больших скоростях роста проводить осаждение селективно, не разрушая маску из  $\text{SiO}_2$  [63, 64], что без  $\text{HCl}$  наблюдалось только при давлениях менее 1 Торр [65, 66]. Следует отметить, что селективная эпитаксия при ГФЭ является необходимой при формировании, например, каналов высококачественных полевых транзисторов в  $\text{Si}$  технологии или базовых областей быстродействующих  $\text{GeSi}$  ГБТ.

водит к деградации подложек и структур в целом.



Рис. 8. Современная установка для газофазной эпитаксии [67].

Легирование ЭС проводят добавлением прекурсоров легирующих примесей в газовую смесь. Проблема легирования — одна из наиболее слабых мест ГФЭ. Зачастую, газообразные при нормальных условиях прекурсоры легирующих примесей нестабильны при хранении, высоко токсичны (например,  $\text{PH}_3$  и  $\text{AsH}_3$ ) взрывоопасны ( $\text{B}_2\text{H}_6$ ). Жидкие прекурсоры вводят в реактор путем насыщения ими газа-носителя методом барботаж.

Росту слоёв  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  методом ГФЭ посвящено значительное количество работ [68, 69, 70, 71, 72]. В них подробно изучена зависимость скорости роста  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$  от  $T_g$  и от  $x$ . Вместе с тем, кинетика роста  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  в ГФЭ изучена ещё недостаточно. Не до конца поняты химические реакции пиролиза гидридов на поверхности растущего слоя, что связано с наличием нескольких возможных промежуточных реакций распада гидридов и путей их прохождения [73]. В связи с этим, не имеется достаточных данных о поверхностных концентрациях различных продуктов распада и их взаимодействии друг с другом, что приводит к появлению в кинетических уравнениях большого числа неопределенных кинетических постоянных.

### 1.1.3. МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВАЯ ЭПИТАКСИЯ ИЗ ГАЗОФАЗНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Метод МЛЭ имеет ряд недостатков, которые ограничивают его сферу применения. Например, МЛЭ является идеальным способом роста As-содержащих материалов, но в меньшей степени развита для P-содержащих (хотя возможно использовать твердотельный источник на основе разложе-

ния GaP). Аллотропные формы Р делают затруднительным создание атомарных потоков. Эта трудность привела к введению в МЛЭ газофазных источников Р. Данные источники устроены гораздо проще, чем используемые в МЛЭ, и представляют собой, по сути, прецизионные клапаны-натекатели с соплом, через которые на поверхность подложки направляются молекулярные пучки веществ-носителей (например, РН<sub>3</sub>).

Как развитие МЛЭ в этом направлении, появилась технология МЛЭ из газофазных источников (ГФМЛЭ). Если в качестве таковых используются металлоорганические соединения, говорят о металлоорганической молекулярно-лучевой эпитаксии (МОМЛЭ). В ГФМЛЭ GeSi/Si наиболее распространёнными прекурсорами являются SiH<sub>4</sub>, Si<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, GeH<sub>4</sub> и Ge<sub>2</sub>H<sub>6</sub>. Часто используют комбинацию твердотельных и газофазных источников в одной установке.

Немаловажным преимуществом МОМЛЭ перед МЛЭ из элементных источников является простота и лёгкость управления потоками осаждаемых веществ путём переключения клапанов-натекателей с электрическим приводом. В МЛЭ для этого приходится использовать моторизованные заслонки, поскольку тепловая инерция нагревателей не позволяет переключать потоки достаточно быстро, чтобы получать резкие гетерограницы.

В некотором смысле, можно рассматривать ГФМЛЭ как предельный случай ГФЭ при пониженном давлении. Принципиальное различие между ГФМЛЭ и ГФЭ заключается в глубине вакуума в ростовой камере. В случае ГФЭ при низком давлении осаждение проводится в условиях низкого вакуума (до 10<sup>-4</sup> Торр), когда длина свободного пробега молекул газа не превышает размеры ростовой камеры. В этом случае можно говорить о газовой атмосфере, заполняющей реактор. Напротив, ГФМЛЭ проводится в условиях СВВ (10<sup>-8</sup>÷10<sup>-10</sup> Торр), когда молекулы прекурсора преодолевают расстояние от сопла натекателя до подложки без столкновений. По этой же причине, скорости роста в ГФМЛЭ, как правило, значительно ниже, чем в ГФЭ, и сравнимы с типичными скоростями роста для МЛЭ.

Общим недостатком методов ГФМЛЭ и ГФЭ являются повышенные (по сравнению с МЛЭ)  $T_g$ , что обусловлено необходимостью обеспечить приемлемую скорость пиролиза прекурсоров. Это приводит к затруднениям в получении резких гетерограниц, при одновременном сохранении приемлемых скоростей роста. Кроме того, ненасыщенные связи на поверхности растущего слоя зачастую пассивируются компонентами прекурсоров (прежде всего, атомарным водородом). Это приводит к увеличению скорости поверхностной диффузии адсорбированных молекул прекурсоров и не до конца разложенных радикалов.

ГФМЛЭ широко применяется для выращивания ГС на основе полупроводниковых соединений типа A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> и значительно менее широко — для выращивания ГС на основе Ge и Si. Это связано со следующими обстоятельствами. Главным достоинством метода ГФМЛЭ (присущим также и ГФЭ) пе-



ред МЛЭ является то, что в качестве прекурсоров в этих методах используются химические соединения (металлоорганические соединения элементов III группы, гидриды и хлориды элементов IV и V групп и др.), которые находятся в жидкой или газообразной форме и, как правило, могут быть очищены до гораздо большей степени чистоты, чем компоненты ЭС, находящиеся в твердой фазе. Так, в МЛЭ GaAs используется металлический Ga особой чистоты с содержанием примесей  $\sim 10^{-3}$  % ат., тогда как в ГФЭ в качестве прекурсоров Ga используется триметилгаллий  $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$  с концентрацией примесей  $\sim 1$  ppm ( $10^{-4}$  % ат.) [74]. Указанное обстоятельство не относится к Si и Ge: на сегодняшний день эти материалы имеются в виде слитков и пластин с чистотой до 0,01 ppb.

Следует отметить также, что в МЛЭ из газофазных источников последние обычно находятся при комнатной температуре, что также уменьшает загрязнение ростовой камеры.

#### 1.1.4. СУБЛИМАЦИОННАЯ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВАЯ ЭПИТАКСИЯ В СРЕДЕ $\text{GeH}_4$

Метод сублимационной МЛЭ (СМЛЭ) в среде  $\text{GeH}_4$  был впервые предложен и разработан в Научно-исследовательском физико-техническом институте Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского (НИФТИ ННГУ) [75]. В этом методе слои Si осаждаются из сублимационного источника, а для осаждения Ge в ростовую камеру напускается  $\text{GeH}_4$ . Типичные значения парциального давления  $\text{GeH}_4$  в камере  $p_g$  составляют  $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$  Торр. Рост пленки GeSi может происходить двумя способами:

1) Пиролиз  $\text{GeH}_4$  на поверхности нагретой подложки. Сублимационный источник Si при этом отключается. Данный метод является, по сути, неким гибридом МЛЭ с сублимационным источником Si и ГФЭ при низком давлении. Преимущества гибридного метода перед традиционными ГФЭ и МЛЭ состоят в следующем. Как уже отмечалось выше, в ГФЭ Si из силанов температура роста составляет  $\sim 1000^\circ\text{C}$ , что связано с тем, что связь Si—H является достаточно сильной (364 кДж/моль или 3,77 эВ/атом), так что для эффективного пиролиза силанов необходимы достаточно высокие температуры. Связь Ge—H не столь сильная, так что осаждение Ge из германа может быть проведено при более низких температурах ( $500 \div 800^\circ\text{C}$ ). Однако для зарастивания сформированных островков GeSi/Si методом ГФЭ придется снова поднимать  $T_g$  до  $\sim 1000^\circ\text{C}$ , что может привести к трансформации морфологии и состава островков вследствие взаимодиффузии Ge и Si в процессе зарастивания.

Использование сублимационного источника Si позволяет выращивать структуры любой сложности с высоким кристаллическим совершенством при достаточно низких  $T_g$  (до  $400^\circ\text{C}$ ). Методом СМЛЭ можно провести за-

ращивание островков GeSi, сформированных осаждением из GeH<sub>4</sub>, при достаточно низких температурах, сохраняя сформировавшиеся островки. Таким образом, сформированные путём пиролиза GeH<sub>4</sub> массивы островков GeSi/Si с заданными параметрами могут быть встроены в приборную структуру практически любой сложности, что и необходимо для приборного применения массивов самоформирующихся островков GeSi.

2) Если во время напуска GeH<sub>4</sub> сублимационный источник Si не отключается, то, поскольку температура источника Si (1200 ÷ 1300°C) намного выше, чем температура подложки, пиролиз GeH<sub>4</sub> происходит преимущественно на поверхности нагретого Si стержня. При этом на подложку из источника поступает поток гомогенной смеси атомов Si и Ge. Соотношение концентраций Ge и Si в пучке (а следовательно, и в растущем ЭС) можно изменять, варьируя температуру источника и парциальное давление GeH<sub>4</sub> в ростовой камере. Данный метод схож с так называемым методом «горячей проволоки» [76, 77]. В этом методе атомарные пучки осаждаемых веществ формируются из прекурсоров, находящихся в газовой фазе, с использованием процесса крекинга (в том числе каталитического) на вольфрамовой проволоке, нагреваемой пропусканием электрического тока. В [76] изучены особенности роста ЭС Si<sub>x</sub>Ge<sub>1-x</sub> указанным методом из SiH<sub>4</sub> и GeH<sub>4</sub>.

В отличие от МЛЭ, где каждый элемент испаряется из отдельного источника, в СМЛЭ в среде GeH<sub>4</sub> раскалённый стержень Si является источником атомарных пучков как Si, так и Ge, причём достигается высокоомогенное перемешивание атомов Ge и Si уже в первичном пучке. Таким образом, удаётся достичь высокой однородности состава твердого раствора по поверхности подложки, а также, в значительной мере, избежать процессов сегрегации Ge и увеличить резкость гетерограниц Si/GeSi.

В [78] методом СМЛЭ в среде GeH<sub>4</sub> были выращены *p-i-n* структуры с самоформирующимися островками GeSi, встроенными в *i*-область. На их основе были сформированы меза-диоды, изучены спектры их ЭЛ и ФЧ. Таким образом, была показана возможность получения данным методом приборных структур GeSi/Si для кремниевой оптоэлектроники.

## **1.2. РОСТ, МОРФОЛОГИЯ И СОСТАВ САМОФОРМИРУЮЩИХСЯ НАНООСТРОВКОВ GeSi/Si**

В большинстве случаев ГС с наноструктурами GeSi/Si получают методом самоформирования в процессе эпитаксиального наращивания слоя Ge на подложку Si. Формирование наноструктур при этом происходит по так называемому механизму Странски-Крастанова [79]. Данный механизм роста характерен для гетероэпитаксии полуионных и ковалентных полупроводниковых материалов (к последним относятся Ge и Si) в случае, когда между

материалами подложки и пленки имеется значительное рассогласование параметров кристаллической решетки. Первые несколько монослоев (МС) GeSi на подложке Si растут псевдоморфно, по механизму ван-дер-Мерве, формируется так называемый смачивающий слой, но различие в параметрах решетки Ge и Si приводит к тому, что Ge при этом растёт сжатым в плоскости подложки, в нём накапливаются упругие напряжения сжатия. Упругая энергия плёнки растёт линейно с увеличением толщины осаждённого слоя  $d$ . После превышения последней некоторого критического значения происходит релаксация упругих напряжений по одному из нижеперечисленных механизмов.

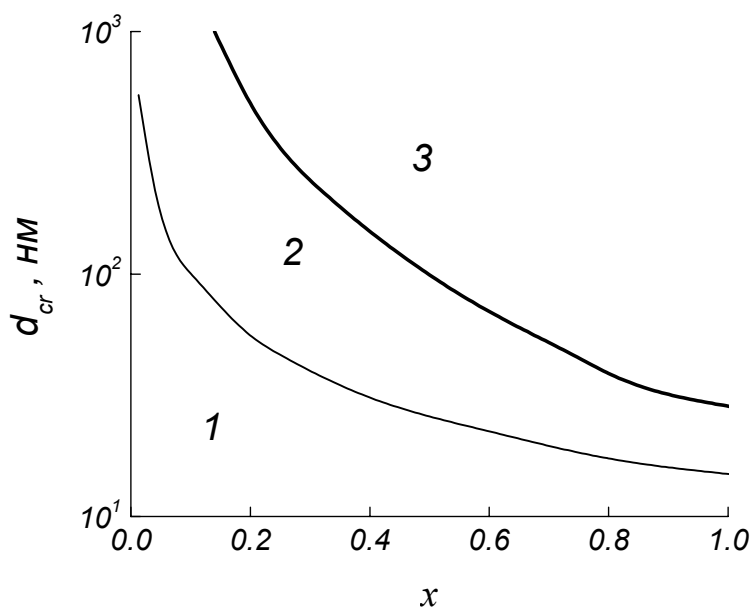


Рис. 9. Зависимость критической толщины образования дислокаций несоответствия  $d_{cr}$  для эпитаксиального слоя  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$  от  $x$  [80]. 1 — область псевдоморфного роста; 2 — метастабильная область; 3 — область образования дислокаций.

1. Образование дислокаций несоответствия. Когда накопленной упругой энергии достаточно для преодоления энергетического барьера образования дислокации ( $\sim 5$  эВ для системы GeSi/Si(001) [81]) происходит формирование дислокации несоответствия. Критическая толщина образования дислокаций  $d_{cr}$  зависит от  $x$  (Рис. 9). При дальнейшем росте релаксация упругих напряжений, накапливаемых по мере увеличения  $d$ , происходит путем образования всё новых дислокаций несоответствия.

2. Релаксация упругих напряжений путем формирования nanoостровков по механизму Странски-Крастанова. По достижении плёнкой Ge некоторой критической толщины, называемой толщиной смачивающего слоя  $d_{WL}$ , происходит срыв слоевого роста и начинается образование когерентных nanoостровков. При этом упругие напряжения растяжения концентрируются вблизи вершины островков, а сжатия — у границы островка и смачивающего слоя. Указанное перераспределение упругих напряжений способствует

уменьшению общей свободной энергии системы подложка — смачивающий слой — островки (с учетом упругой и поверхностной энергии).

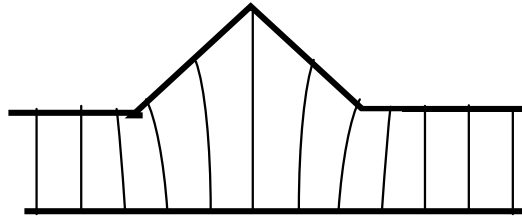


Рис. 10. Схема расположения атомных плоскостей (011) в пирамидальном кластере Ge/Si.

Критическая толщина перехода от слоевого роста к трехмерному зародышеобразованию  $d_{WL}$  зависит от  $x$ , а также от условий роста. Так, для системы Ge/Si(001)  $d_{WL}$  уменьшается от  $\approx 5$  МС ( $\approx 0,75$  нм) до  $\approx 3$  МС ( $\approx 0,45$  нм) при повышении  $T_g$  от 500 до 800°C [82].

Стоит отметить, что в современной литературе под механизмом Странски-Крастанова понимают самоформирование бездефектных островков на бездислокационной поверхности (так называемый «когерентный рост» по механизму Странски-Крастанова). Между тем, в оригинальной статье Ивана Странского и Людвиг фон Крастанова [83] описано зарождение островков в местах выхода на растущую поверхность дислокаций несоответствия. В этих местах происходит локальное изменение параметра решетки и уменьшение рассогласования кристаллических решеток пленки и подложки, что приводит к локальному уменьшению химического потенциала в области образования дислокации и способствует диффузии осаждаемого материала в эту область с образованием над дислокацией трёхмерного зародыша.

По какому именно из вышеперечисленных механизмов роста будет происходить релаксация упругих напряжений в пленке, зависит от величины  $\Delta a/a$  и от условий роста [84]. Обычно релаксация упругих напряжений путем образования дислокаций реализуется при  $x < 0,5$ , а путем формирования островков — при  $x > 0,5$  (граничное значение  $x$  зависит от условий роста).

После начала образования островков каждый зародыш растёт свободно, принимая огранку, которая определяется минимумом свободной энергии системы "подложка — смачивающий слой — островки". Для каждого данного объёма островков характерна своя, соответствующая минимуму свободной энергии, форма, (а также расстояние между островками, их поверхностная плотность  $N_s$ , и т. д.). Для системы Ge/Si характерно сосуществование при определённых объёмах разных форм.

При росте Ge/Si наблюдается несколько стадий эволюции формы островков в процессе увеличения их объёма. Эти стадии различны для подложек ориентации (001) и (111). Поверхность (001) в отношении создания са-

моформирующихся наностроек уникальна, только на ней удаётся вырастить бездислокационные островки.

Сразу после перехода от слоевого роста к трехмерному образуются наностроек с прямоугольным основанием — так называемые hut-остроек (от англ. hut - хата (имеется в виду четырехскатная крыша)) [85] (Рис. 11). Hut-кластеры огранены плоскостями (105), имеют характерное отношение длины к ширине основания 3 : 1 (хотя встречаются и исключения, см., например, Рис. 12), угол между основанием и гранью  $\approx 11^\circ$ . В плоскости подложки их основания ориентированы вдоль  $\langle 100 \rangle$ . Кроме того, формируются пирамидальные (pyramid-остроек). Они также огранены плоскостями (105), однако имеют квадратное основание.

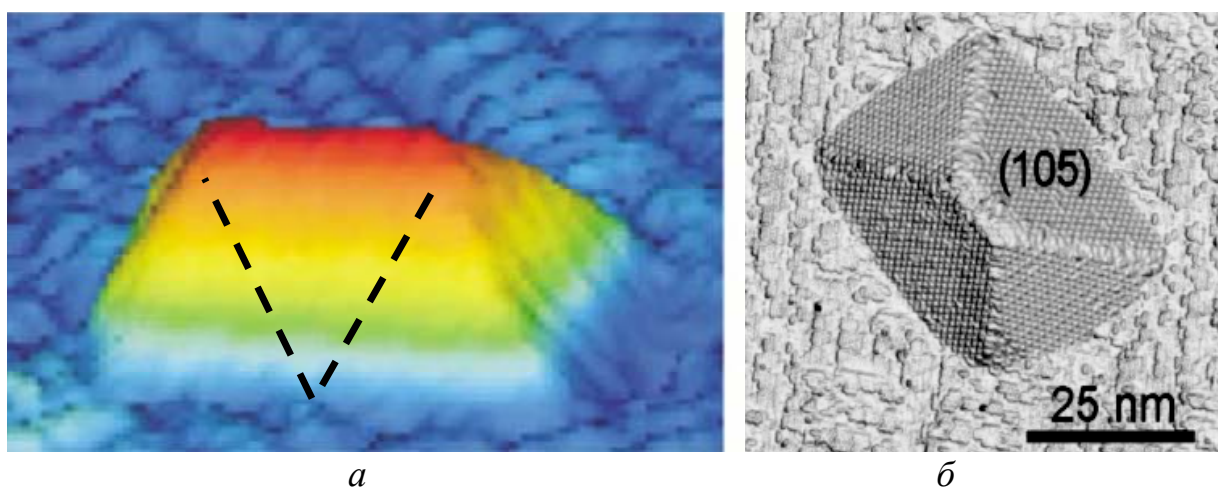


Рис. 11. СВВ СТМ изображения hut-остроек Ge на поверхности смачивающего слоя Ge(001) (реконструкция  $2 \times 1$ ) на подложке Si(001) с атомным разрешением: *a* — вид сбоку, *б* — вид сверху [85].

Пирамидальные и hut-остроек являются упруго напряженными, указанная огранка соответствует минимуму свободной энергии в системе островков — подложка с учетом поверхностной и упругой энергии. С увеличением  $d_{\text{Ge}}$  размеры островков растут от 0 до  $\sim 100 \div 120$  нм, при этом сохраняется их форма, в частности, аспектное соотношение  $\approx 1 : 10$ . Также увеличивается и упругая энергия системы островков — смачивающий слой — подложка. Релаксация упругих напряжений в hut- и pyramid-остроек может происходить тремя путями:

1) Возникновение дислокаций несоответствия. Изначально, сформировавшиеся при  $d_{\text{Ge}} \approx d_{\text{WL}}$  островки сравнительно малых размеров когерентны подложке и не содержат дислокаций. По мере увеличения объема островков, упругая энергия повышается до критического уровня, после которого упругая релаксация за счет концентрации напряжений у основания и вершин островков далее невозможна. Дальнейший рост сопровождается образованием дислокаций. В hut-остроек первыми появляются характерные петлевые дислокации, опоясывающие островок (Рис. 11 *a*).

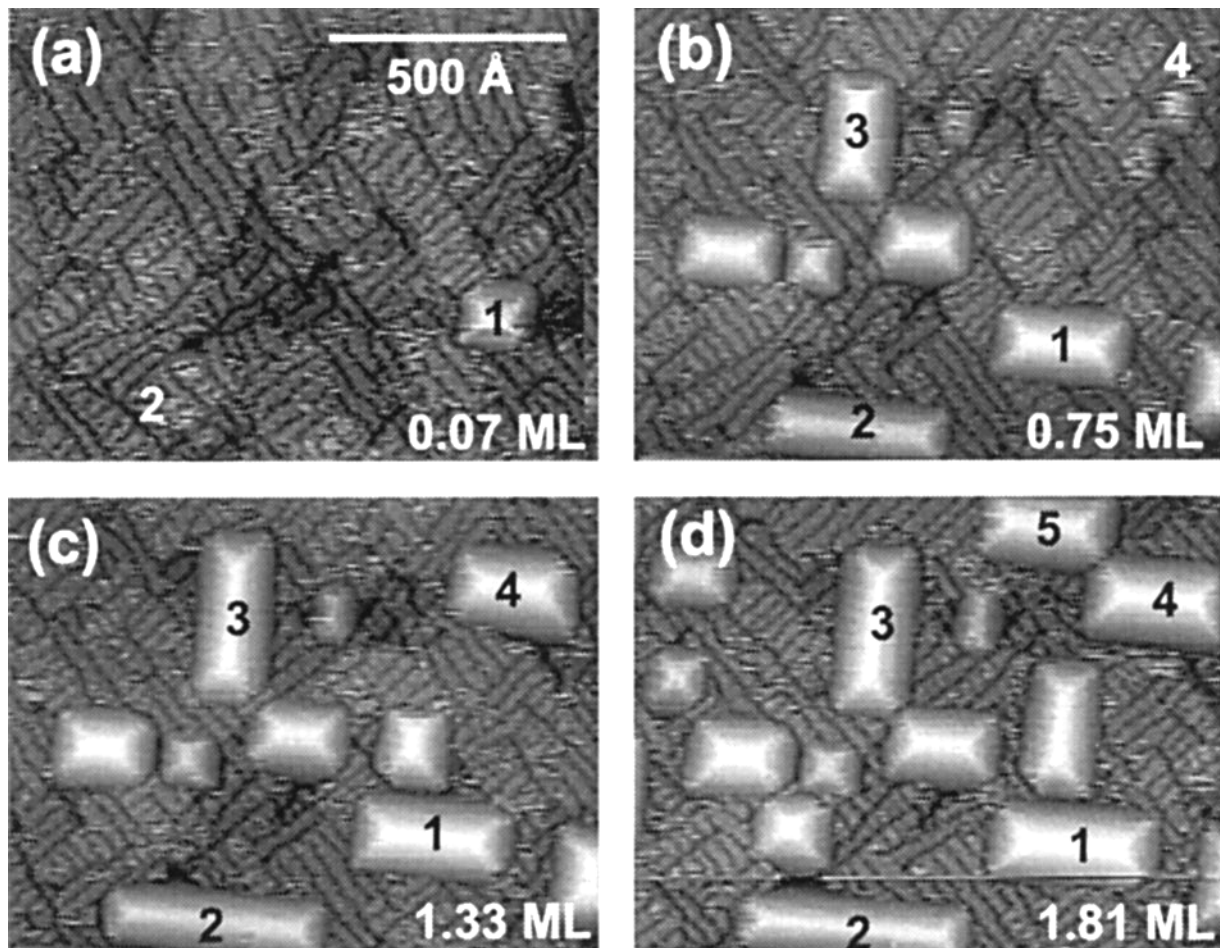


Рис. 12. Серия CBV СТМ изображений массива hut- и pyramid-островков Ge на поверхности смачивающего слоя Ge (001) (реконструкция  $2 \times 1$ ) на подложке Si(001), полученных в процессе роста методом МЛЭ, для различных значений  $d_{\text{Ge}} - d_{\text{WL}}$  [86].

При  $d_{\text{Ge}} = 5,5 \div 7$  МС (в зависимости от  $T_g$  и др. условий роста) происходит трансформация hut- и pyramid-островков в так называемые куполообразные или dome-островки (от англ. dome — купол, Рис. 13), ограниченные плоскостями (105), (113) и (15 3 23). Данный переход энергетически выгоден, так как энергия упругих напряжений куполообразного островка меньше, чем пирамидального того же объёма. До тех пор пока куполообразными не станут все островки, они имеют бимодальное распределение по размерам. Латеральные размеры куполообразных островков  $D$  имеют малый разброс  $\sigma_D < 10\%$  при  $\langle h \rangle \approx 20$  нм,  $\langle D \rangle \approx 100$  нм,  $N_s \sim 10^9$  см $^{-2}$ . При этом разброс по высоте более значителен, и уменьшается при увеличении  $d_{\text{Ge}}$  от 5,5 до 10 МС.

При  $d_{\text{Ge}} \approx 10$  МС завершается переход hut- и pyramid-островков в куполообразные, и на поверхности формируется система однородных dome-островков (Рис. 13 а), в значительной мере упорядоченных в плоскости подложки. Рекордные значения однородности по размерам ( $\sigma_D \approx \sigma_h \approx 6\%$ ) были получены при  $T_g \approx 700^\circ\text{C}$ ,  $d_{\text{Ge}} \approx 10,3$  МС [87]. Такое узкое распределение,

возможно, связано с энергетическим барьером зарождения дислокации в островке [88]. Материал dome-островков является частично релаксированным, доля упругих напряжений в dome-островках (по сравнению с полностью псевдоморфным материалом), в зависимости от условий получения, составляет  $80 \div 90\%$  [89]. При дальнейшем увеличении  $d_{Ge}$  упругая релаксация становится далее невозможной, плотность дислокаций в островках и их размеры быстро растут, островки сливаются между собой, образуя слой  $Ge_xSi_{1-x}$  с неровной поверхностью и большой концентрацией дислокаций.

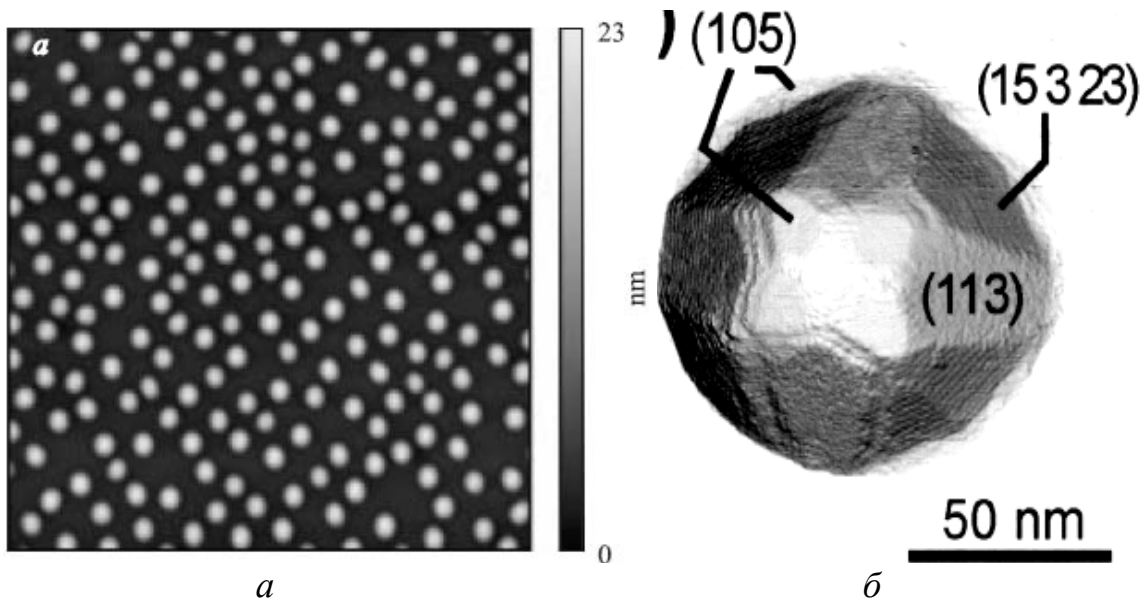


Рис. 13. *a* — АСМ изображения массива dome-островков  $Ge_{0,6}Si_{0,4}/Si(001)$ . Размер кадра  $2,5 \times 2,5 \mu m^2$ . *б* — АСМ изображение единичного dome-островка  $Ge_{0,6}Si_{0,4}/Si(001)$  [90].

Зависимость характеристик островков (размеры, форма, состав, упруго-напряжённого состояния островков и т.п.) от условий роста весьма сложна. На процессы самоформирования сильное влияние оказывают все параметры ростового процесса: температура подложки  $T_g$ , скорость осаждения  $Ge$   $v_g$ , морфология ростовой поверхности, величина рассогласования кристаллических решёток в гетеропаре пленка-подложка  $\Delta a/a$ , скорость поверхностной и объемной диффузии и т.д. В зависимости от условий осаждения, рост островков описывают на основе различных моделей (термодинамических или молекулярно-кинетических). В [93, 91] развита кинетическая модель формирования упруго-напряжённых островков в гетероэпитаксиальных системах, рассогласованных по параметру решетки. В соответствии с этой теорией, квазистационарный средний размер островка  $\langle D \rangle$  при фиксированном аспектном отношении  $A_R = h/D$  может быть найден как:

$$\langle D \rangle \propto \frac{(\Delta E_s)^{3/2} \sqrt{D_s(T_g)}}{T_g \sqrt{\Delta E_e} v_{Ge}}, \quad (4)$$

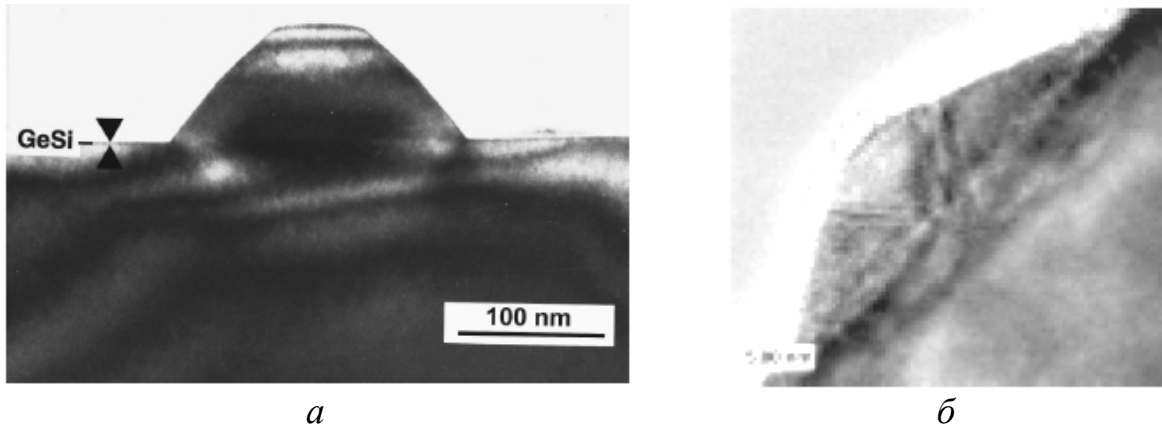


Рис. 14. ПЭМ изображения поперечных срезов псевдоморфного (а) [92] и дислоцированного (б) [56] островков GeSi/Si(001).

где  $D_s$  — коэффициент поверхностной диффузии адатомов Ge,  $v_{Ge}$  — скорость поступления атомов Ge на поверхность,  $\Delta E_s$  и  $\Delta E_e$  — соответственно изменение поверхностной и упругих энергий на единицу площади поверхности за счет образования островка. Пользуясь предсказаниями данной теории, можно управлять параметрами островков. Для получения высокой интенсивности люминесценции необходима высокая поверхностная плотность островков  $N_s$ . Управление  $T_g$  и  $v_{Ge}$  позволяет контролировать  $N_s$ . Кинетическая модель предсказывает также уменьшение  $D$  с увеличением  $v_{Ge}$  при постоянных  $T_g$  и  $d_{Ge}$ ; при увеличении  $T_g$  — рост  $\langle D \rangle$  и уменьшение  $N_s$ .

Для выращивания массивов островков с максимальной плотностью, можно снизить поверхностную диффузионную длину атомов Ge путём соосаждения одновременно с Ge примесей — сурфактантов. Последние, в идеальном случае, не встраиваются в решётку растущего материала, а сегрегируют на растущей поверхности, изменяя диффузионную длину адатомов, пассивируя свободные связи и т.п. Тем самым, сурфактанты оказывают существенное влияние на процесс роста как материала матрицы, так и островков. В [93] показано, что при осаждении чистого Ge формируются либо hut-островки с гранями (105), либо hut- и dome-островки. При одновременном соосаждении Ge и Sb были получены островки с огранкой (106), а характерный латеральный размер островков был, по крайней мере, в 2 раза меньше характерного размера dome-островков, образующихся при тех же значениях  $d_{Ge}$  и  $T_g$  в отсутствие Sb. Таким путём была достигнута рекордная на сегодняшний день плотность островков GeSi/Si(001)  $N_s \approx 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Отметим, что Sb является мелким донором в Si и Ge, поэтому не может считаться сурфактантом в полном смысле этого слова. Тем не менее, вследствие значительно большего (по сравнению с Si и Ge) ковалентного радиуса, Sb сильно сегрегирует на растущей поверхности, и при достаточно большом потоке Sb сурфактантный эффект явно выражен.

Не менее важно для практического применения условие узости линии люминесценции, для чего необходимо, чтобы островки имели малый раз-



брос по  $D$ , по  $h$ , и по  $x$ . Особенностью механизма Странски–Крастанова является наличие частных механизмов самоформирования, стимулирующих, во-первых, увеличение однородности размеров островков, и, во-вторых, стимулируют образование правильной решетки из островков в плоскости растущего слоя. Эти механизмы включают упругое взаимодействие островков друг с другом (через подложку) в качестве существенного элемента. Тем не менее, наиболее упорядоченные по поверхности массивы островков GeSi/Si(001) на сегодня имеют лишь ближний порядок в одной – двух координатных окружностях. С ростом степени покрытия растущей поверхности островками  $B_r$  (отношения доли площади подложки, занимаемой островками, к общей площади подложки) степень пространственного упорядочения островков возрастает. Указанный эффект обусловлен минимизацией отталкивающих сил упругого взаимодействия между соседними островками. Поэтому наиболее пространственно упорядоченные массивы островков занимают большую часть площади подложки (островки практически соприкасаются).

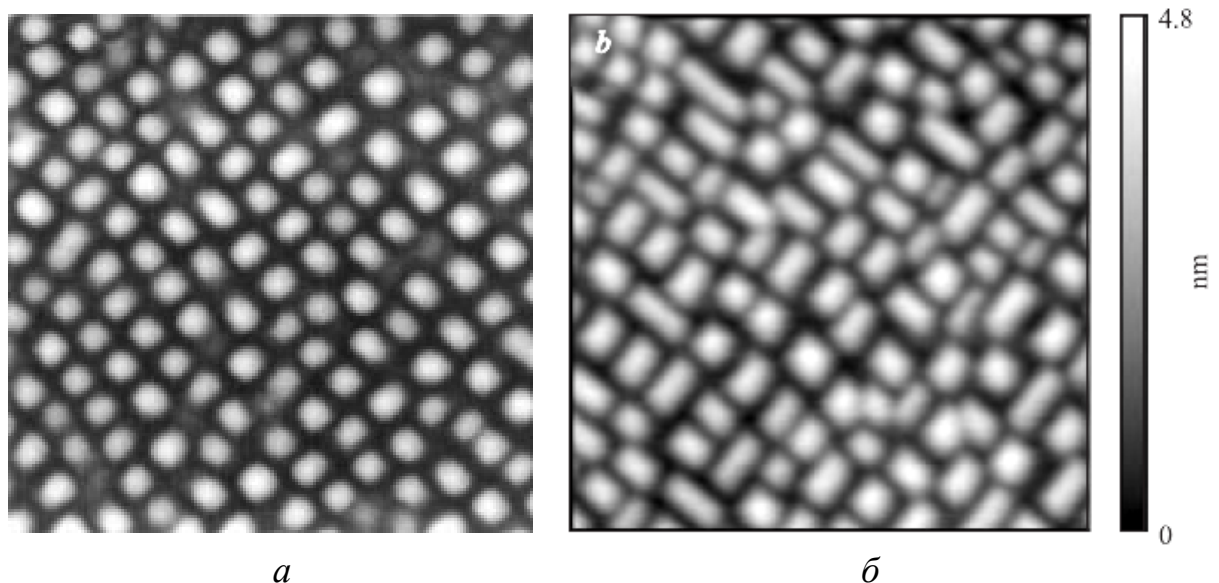


Рис. 15. *а*: АСМ изображение массива dome-островков GeSi на напряжённом буферном слое  $\text{Ge}_{0,1}\text{Si}_{0,9}/\text{Si}(001)$ . Размер кадра  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$  [94]. *б* — то же для массива hut- и pyramid-островков GeSi на поверхности релаксированного буферного слоя  $\text{Ge}_{0,25}\text{Si}_{0,75}/\text{Si}(001)$ . Размер кадра  $500 \times 500 \text{nm}^2$  [95].

В [94] показано, что рост самоформирующихся наноостровков GeSi на напряжённых буферных слоях  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  ( $x < 0,1$ ) позволяет получить массивы dome-островков с повышенным  $B_r$ . Это, в свою очередь, приводит к повышению однородности островков по размерам, а также к увеличению степени упорядочения островков в плоскости подложки (Рис. 15 *а*).

В [95] реализован метод инженерии электронных состояний в ГС GeSi/Si за счет встраивания островков GeSi в напряженный (растянутый) Si слой. Для формирования последнего структуры с островками были выращен-

ны на релаксированных  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$  ( $x \approx 0,25$ ) буферных слоях с малой шероховатостью поверхности. Слои  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  выращивались методом ГФЭ из  $\text{SiH}_4$  и  $\text{GeH}_4$  и подвергались затем химико-механической полировке. Было обнаружено, что переход от формирования пирамидальных островков к куполообразным в случае роста на релаксированных  $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$  буферных слоях происходит при более высоких  $T_g$  по сравнению с ростом на  $\text{Si}(001)$  подложках. Как следствие, повышается  $B_r$ , что, в свою очередь, приводит к повышению однородности hut-островков по размерам, а также к повышению степени упорядочения островков в плоскости подложки (Рис. 15 б).

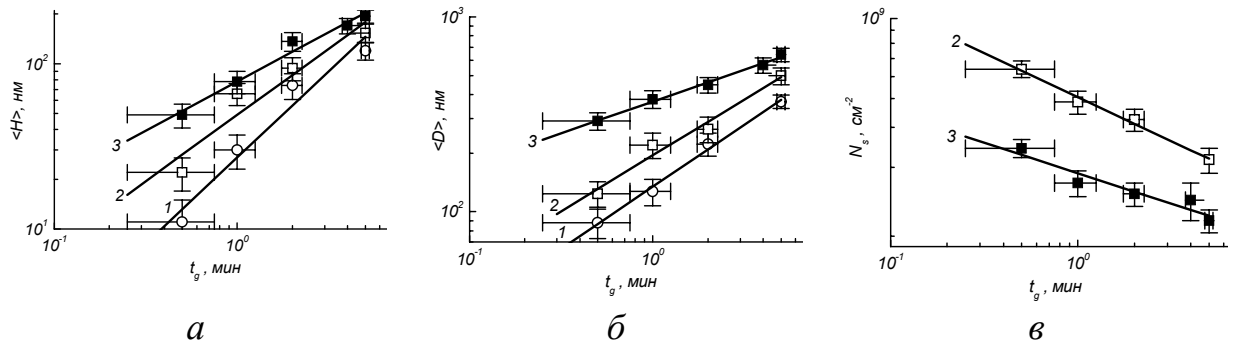


Рис. 16. Зависимости средней высоты  $\langle h \rangle$  (а), среднего диаметра  $\langle D \rangle$  (б) и поверхностной плотности  $N_s$  (в) самоформирующихся островков  $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$ , выращенных методом СМЛЭ в среде  $\text{GeH}_4$ , от времени напуска  $\text{GeH}_4$  в ростовую камеру  $t_g$ . Температура подложки  $T_g$ , °С: 1, 2 — 700; 3 — 800. Давление  $\text{GeH}_4$  в ростовой камере  $p_g$ ,  $10^{-4}$  Торр: 1 — 5.0; 2, 3 — 9.0.

Закономерности роста и трансформации самоформирующихся островков  $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$  в процессе роста методом СМЛЭ в среде  $\text{GeH}_4$ , в целом, сходны с характерными для МЛЭ. Однако, как было установлено в [96], существенное влияние на морфологию островков оказывают процессы переcondенсации или остальдовского созревания [97]. В настоящее время для описания процесса остальдовского созревания обычно применяется модель Лифшица—Слэзова—Вагнера (ЛСВ) [98]. Оригинальная модель Лифшица—Слэзова [99, 100] описывала эволюцию системы трехмерных зародышей при распаде переохлажденного твердого раствора. Зародыши обмениваются атомами посредством объемной диффузии в твердой фазе.

В модели ЛСВ поздняя стадия эволюции системы зародышей на поверхности подложки определяется эффектом Гиббса-Томсона [101, 102]. В классической модели Гиббса—Томсона рассматривается система зародышей, находящихся в равновесии с паром того же материала. Сам эффект заключается в том, что равновесное давление паров над поверхностью зародыша тем больше, чем больше кривизна этой поверхности. Другими словами, вероятность атому встроиться в частицу зависит от радиуса кривизны частицы. Атомы отделяются с большей вероятностью от меньших частиц, и остаются с большей вероятностью на больших частицах.

Количественно зависимость радиуса частицы  $r$  от времени  $t$  в модели ЛСВ определяется уравнением:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \left( \frac{1}{r_c} - \frac{1}{r} \right), \quad (5)$$

где  $r_c$  — критический радиус. Частицы с  $r < r_c$  растворяются, в то время как частицы с  $r > r_c$  растут.

Модель ЛСВ находит в настоящее время широкое применение для описания процессов эволюции систем самоформирующихся nanoостровков на поверхности подложки, как в процессе осаждения, так и в процессе послеростовых термообработок. В частности, в [103] модель ЛСВ применяется для описания процесса формирования супер-дом островков GeSi/Si(001) в процессе послеростового отжига. Рассматриваются поверхностные островки GeSi/Si, находящиеся в равновесии с двумерным газом адатомов Ge, диффундирующих по поверхности подложки. Островки малых размеров, в связи с большей кривизной границы их поверхности со смачивающим слоем, уменьшаются в размерах с течением времени вплоть до полного растворения, а большие островки растут за счет растворения меньших.

На Рис. 16 приведены зависимости  $\langle h \rangle$ ,  $\langle D \rangle$  и  $N_s$  от  $t_g$  для самоформирующихся островков GeSi/Si(001) в процессе роста методом СМЛЭ в среде GeH<sub>4</sub> [104]. Эти зависимости могут быть аппроксимированы степенными функциями вида. Это показывает, что в процессе СМЛЭ в среде GeH<sub>4</sub> оствальдовское созревание происходит непосредственно в процессе роста островков, хотя, как было установлено в [96], зарождение островков GeSi/Si(001) в процессе СМЛЭ в среде GeH<sub>4</sub> происходит по механизму Странски-Крастанова, как и в процессе МЛЭ. При этом, пока и поскольку островки остаются упруго-напряжёнными, упругое взаимодействие островков с подложкой препятствует переконденсации [105]. Однако, по мере того как всё больше островков становится частично релаксированными, упругое взаимодействие с подложкой оказывает всё меньшее влияние на рост островков, и дальнейшая эволюция ансамбля островков происходит по механизму, сходному с механизмом ЛСВ. Характерными признаками оствальдовского созревания является увеличение среднего размера и уменьшение плотности островков с течением времени по степенному закону [97]. В модели ЛСВ  $\langle D \rangle(t) \propto t^{1/2}$ ,  $N_s(t) \propto t^{-3/2}$  [98]. Для зависимостей  $\langle D \rangle(t_g)$  и  $\langle h \rangle(t_g)$  на Рис. 16а и б показатель степени  $\approx 1/2$ .

Возможность обмена адатомами между островками посредством поверхностной диффузии является необходимым условием для реализации механизма ЛСВ. Увеличению скорости поверхностной диффузии при стимулируется пассивацией оборванных связей на поверхности роста атомами водорода, отщеплёнными от молекул GeH<sub>4</sub> а также не до конца расщеплён-

ных радикалов  $-\text{GeH}_3$ ,  $=\text{GeH}_2$  и  $\equiv\text{GeH}$  в процессе пиролиза [70, 71, 106106]. Пассивация оборванных связей на растущей поверхности приводит также к уменьшению вероятности появления новых центров роста, что, в свою очередь, приводит к уменьшению изначальной поверхностной плотности островков.

С другой стороны, в модели ЛСВ не учитываются многие важные детали механизма роста самоформирующихся островков в процессе СМЛЭ в среде  $\text{GeH}_4$ , как то: кинетика пиролиза  $\text{GeH}_4$  на поверхности смачивающего слоя и островков, трансформация формы островков в процессе роста, приводящая к бимодальному распределению островков по размерам, диффузия Si из подложки в объём островков [107] и т. д. Так, зависимости  $N_s(t_g)$ , приведённые на Рис. 16, качественно согласуются с моделью ЛСВ, однако  $N_s$  убывает с увеличением  $t_g$  медленнее, чем ожидалось в соответствии с теорией ( $-0,39 < b < -0,27$ ). Теория ЛСВ базируется на предположении постоянства количества вещества, составляющего островки. В процессе эпитаксии это, очевидно, не имеет места, поскольку на поверхность подложки постоянно поступает Ge. Кроме того, в объём островков активно диффундирует Si из подложки [107]. В результате, суммарный объём островков не остается постоянным, а растет со временем. Как следствие, размеры островков растут в процессе роста быстрее, а плотность падает медленнее, чем предсказывает модель ЛСВ.

Другим фактором, влияющим на процесс оствальдовского созревания, является формирование разрывов смачивающего слоя вокруг островков GeSi, рассмотренное подробнее ниже.

Закономерности эволюции морфологии самоформирующихся островков с увеличением количества осажденного материала, подобные установленным для роста самоформирующихся островков GeSi/Si(001) методом СМЛЭ в среде  $\text{GeH}_4$ , наблюдалась также при выращивании самоформирующихся островков GeSi/Si(001) методом ГФЭ при низком давлении [108], а также квантовых точек (КТ) InAs/GaAs(001) методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении [109]: количество и размеры дислоцированных кластеров InGaAs увеличивалось при повышении давления газаносителя (водорода). Таким образом, для процессов ГФЭ характерны сходные закономерности зависимости морфологии самоформирующихся наноструктур от условий роста, связанные с процессами оствальдовского созревания, независимо от осаждаемого вещества.

При выращивании самоформирующихся островков GeSi/Si(001) методом СМЛЭ в среде  $\text{GeH}_4$  при  $d_{\text{Ge}} > 10$  МС, помимо куполообразных островков, наблюдалось формирование островков, имеющих форму полуоктаэдров, ограниченных плоскостями (101) (Рис. 17). Они имеют латеральные размеры  $\langle D \rangle = 150 \div 500$  нм и значительно меньшую поверхностную плотность  $N_s \sim 10^8 \text{ см}^{-2}$ .

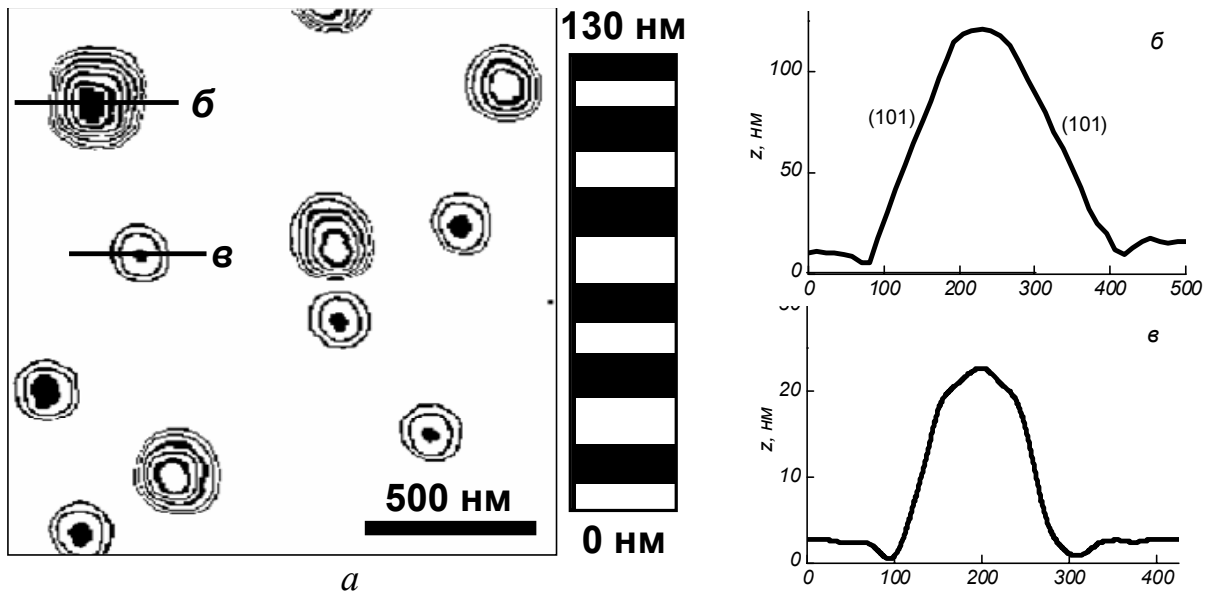


Рис. 17. АСМ изображение (а) и профили (б, в) островков GeSi/Si(001).  $T_g = 700^\circ\text{C}$ ,  $p_g = 9 \times 10^{-4}$  Торр.  $t_g = 2$  мин ( $d_{\text{Ge}} \approx 27$  МС).

Формирование подобных островков наблюдалось, в частности, в процессе послеростового отжига ГС с поверхностными наноструктурами GeSi/Si(001), выращенных методом МЛЭ [103]. Авторы цитируемой работы назвали подобные островки супер-дом островками (super-dome islands). Их огранка определяется тем, что они частично релаксированы. Как следствие, влияние упругих напряжений, индуцированных со стороны подложки, на их свободную энергию невелико (по сравнению с когерентными островками) и, в связи с этим, они принимают форму полуоктаэдра, которая является одной из простых форм структуры алмаза.

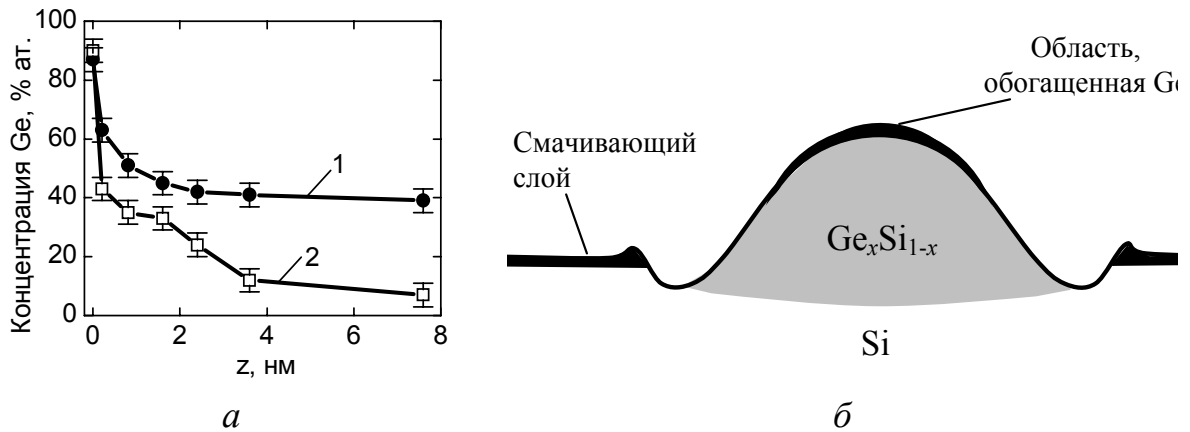


Рис. 18. а: локальные профили концентрации Ge в ГС с самоформирующимися островками  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ , выращенной методом СМЛЭ в среде  $\text{GeH}_4$ , полученные методом РОМ: 1 — в островке; 2 — между островками [111]. б: схема пространственного распределения концентрации Ge  $x$  по объёму куполообразного островка в ГС  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$  выращенных методом СМЛЭ в среде  $\text{GeH}_4$  (качественно) по данным РОМ.

Если при зарождении ругamid- и hut-островков состоят из чистого Ge, то островки больших размеров состоят из твердого раствора  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ . Кремний проникает в объём островков путем диффузии из подложки, что понижает упругую энергию островков.

В [110] методом двухкристальной рентгеновской дифрактометрии и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) установлено, что значение  $x$  в материале dome-островков уменьшается от 0,6 до 0,35 при увеличении  $T_g$  от 500 до 800°C.

В [111] для определения состава материала наноструктур GeSi/Si(001) был впервые применён метод растровой Оже-микроскопии (РОМ). Впервые была показана возможность определения состава индивидуальных островков GeSi/Si, а также распределения концентрации Ge по объёму островков методом РОМ в сочетании с ионным травлением. РОМ исследования проводились на СВВ установке Omicron MultiProbe S. Диаметр электронного зонда составлял  $\sim 10$  нм, энергия электронов 25 кэВ, ток пучка  $\sim 1$  нА. Ионное травление осуществлялось ионами  $\text{Ar}^+$  с энергией  $\sim 1$  кэВ. Было установлено, что в объёме островков присутствует значительная доля Si. Кроме того, было установлено наличие на поверхности островков, выращенных методом СМЛЭ в среде  $\text{GeH}_4$ , слоя из почти чистого Ge. Такое распределение Ge по объёму островка энергетически выгодно с точки зрения релаксации упругих напряжений и, соответственно, понижения свободной энергии в системе островок-подложка. Средняя концентрация Ge в объёме островков, выращенных при  $T_g = 800^\circ\text{C}$  составляет  $(30 \pm 10) \%$  ат.

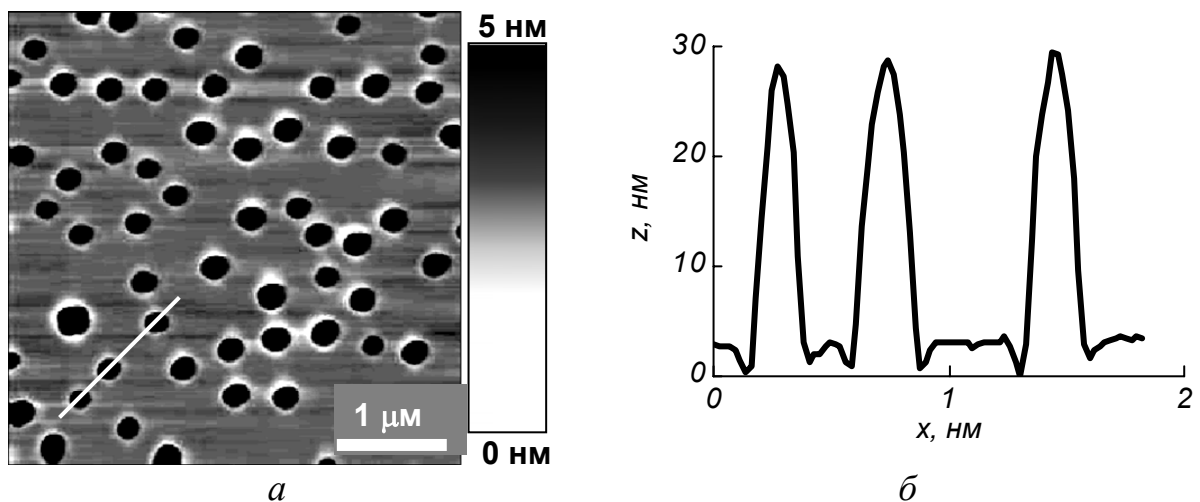


Рис. 19. АСМ изображение (а) и профиль (б) поверхности ГС с самоформирующимися островками GeSi/Si(001), выращенной методом СМЛЭ в среде  $\text{GeH}_4$ .

Эффективным механизмом релаксации упругих напряжений в островках GeSi/Si является разрыв смачивающего слоя Ge у основания островка, в результате чего вокруг островков формируется углубление, опояывающее

островок наподобие крепостного рва [112]. Формирование подобных канавок уменьшает упругие напряжения в системе островок-подложка: поскольку область смыкания боковой поверхности островка с поверхностью смачивающего слоя Ge является областью наибольшей концентрации напряжений сжатия, нахождение атомов Ge в этом месте наименее выгодно энергетически [113]. В [114] установлено, что глубина канавки пропорциональна размеру основания островков, при этом коэффициент пропорциональности возрастает с ростом  $T_g$ , при повышенных  $T_g$  глубина канавки достигает  $5 \div 10$  нм, что значительно превышает  $d_{WL}$ .

Образование канавок является важным элементом механизма формирования островков, существенно влияющим на их морфологию, состав и свойства. Канавки наблюдаются вокруг островков всех типов — пирамидальных, куполообразных и super-dome островков. В случае hut- и pyramid-островков, формирование канавок является альтернативным механизмом релаксации упругих напряжений по отношению к образованию дислокаций несоответствия. При пониженных  $T_g \approx 500 \div 600^\circ\text{C}$  вначале образуются дислокации, при повышенных  $T_g \approx 700 \div 800^\circ\text{C}$  вначале образуются канавки, и лишь потом — дислокации несоответствия. Dome- и super-dome островки всегда окружены канавками. Именно образование канавок способствует проникновению Si через них из подложки в объем островка, что также способствует уменьшению упругой энергии системы островки-подложка [107]. В объём островка проникает, преимущественно, Si, находившийся первоначально в подложке на месте формирующейся канавки. По мере роста островка возрастают упругие напряжения в основании и постепенное уменьшение  $d_{WL}$  в этой области. При определенных размерах островка смачивающий слой в основании островка исчезает и обнажается поверхность Si подложки. С этого момента начинается образование раствора в островках за счет поверхностной диффузии атомов Si из области основания островка, которая является более эффективным механизмом массопереноса, чем объемная диффузия через поверхность раздела островок-подложка.

Проникновение Si из подложки в материал островков увеличивает ширину запрещенной зоны материала островков  $E_g$ , а, следовательно, и энергию основных межзонных переходов в островках  $E_0$ . Это ограничивает сверху длину волны излучения светоизлучающих устройств и полосу ФЧ фотоприемников на базе массивов наноструктурированных островков GeSi/Si  $\lambda_0$ . При малых же размерах островков,  $\lambda_0$  ограничена эффектом размерного квантования. Таким образом, эффект проникновения Si из подложки в островки в процессе роста является крайне негативным. В частности, он приводит к тому, что потенциальные преимущества наноструктурированных материалов на основе GeSi, о которых говорилось во введении, в значительной степени элиминируются. Чтобы получить практически значимый сдвиг  $\lambda_0$  в ГС  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$  вплоть до 3  $\mu\text{m}$ , необходимо найти способы получения островков

$\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  с  $x \rightarrow 1$  и размерами островков  $> 5$  нм, при которых эффект размерного квантования уже не влияет существенно на  $E_0$ .

Образование канавок существенно влияет также и на процессы переконденсации островков. Граница канавки и смачивающего слоя представляет собой потенциальный барьер для диффузии адатомов Ge, поэтому образование канавки ограничивает приток адатомов к островку. На это указывает наличие вала вблизи внешней стороны канавок (Рис. 19б). В случае, когда скорость диффузионного массообмена между островками лимитируется скоростью отрыва адатомов от границы островок-подложка и/или присоединения адатомов к ней, переконденсация в массиве островков описывается моделью Вагнера [106]. Напротив, если скорость массообмена между островками лимитируется скоростью поверхностной диффузии адатомов, процесс переконденсации описывается моделью Чакраверти [115]. Результаты исследований зависимости размеров островков  $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$ , методом СМЛЭ в среде  $\text{GeH}_4$ , от времени роста, приведённые выше, свидетельствуют, что при росте островков  $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$  указанным методом в диапазоне  $T_g = 700 \div 800^\circ\text{C}$  реализуется механизм ЛСВ. Этому способствует, наряду с увеличением скорости поверхностной диффузии под влиянием газовой атмосферы в реакторе, наличие разрывов смачивающего слоя вокруг островков.

Кроме использования процессов самоформирования при эпитаксиальном наращивании  $\text{Ge}/\text{Si}$ , массивы нанокластеров  $\text{Ge}(\text{Si})$ , диспергированных в матрице Si, могут быть получены методом ионной имплантации ионов  $\text{Ge}^+$  ( $\text{Ge}^{2+}$ ) в Si с последующей термообработкой [116].

### 1.3. ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА САМОФОРМИРУЮЩИХСЯ НАНООСТРОВКОВ $\text{GeSi}/\text{Si}$

В случае эпитаксиального роста  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  на Si растущая псевдоморфно плёнка сжата в плоскости роста и, следовательно, для минимизации упругой энергии в слое, растянута в перпендикулярном направлении. Деформацию такого типа можно представить как суперпозицию всестороннего сжатия и одноосного растяжения по оси  $z$  (Рис. 20).

При всестороннем сжатии/растяжении симметрия полупроводника не изменяется, следовательно, такая (однородная) деформация не снимает вырождения электронных и дырочных состояний. Меняются лишь параметры зонной структуры, такие как расстояния между ветвями  $E(\mathbf{k})$  (в частности,  $E_g$  и энергетические зазоры между различными долинами внутри зоны проводимости) и эффективные массы плотностей состояний. При всестороннем сжатии долина  $\Gamma_6$  удаляется от потолка валентной зоны (долина  $\Gamma_8$ ), а X- и  $\Delta$ -долины приближаются к нему.



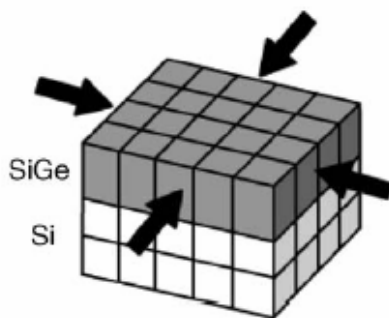


Рис. 20. Деформация слоя GeSi/Si(001) при псевдоморфном росте.

В упруго-напряжённых гетероэпитаксиальных слоях GeSi/Si, ввиду наличия одноосного растяжения по оси  $z$ , симметрия кристалла понижается, что приводит к снятию вырождения зон лёгких и тяжёлых дырок в точке  $\Gamma_8$  (Рис. 21). Меняются также энергия спин-орбитального расщепления (SO).

Изменение структуры зоны проводимости GeSi под действием одноосного сжатия имеет более сложный характер. В зоне проводимости Si и Ge имеется соответственно 6 и 8 эквивалентных долин, расположенных в точках  $\Delta$  и  $L$  на краю зоны Бриллюэна. В ненапряженных твердых растворах  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  при  $x < 0,85$  глобальный минимум зоны проводимости соответствует  $\Delta$ -долинам (подобно Si), а при  $x > 0,85$  —  $L$ -долинам (подобно Ge). В связи с этим, зависимость ширины запрещенной зоны  $E_g$  твердого раствора  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  от  $x$  имеет характерный излом при  $x \approx 0,85$  (Рис. 22).

Одноосное растяжение по оси  $z$  приводит к снятию вырождения шести эквивалентных  $\Delta$ -долин в зоне проводимости GeSi и образованию 2- и 4-кратно вырожденных долин. Двукратно вырожденные долины  $\Delta_2$  расположены вдоль направлений  $[001]$  и  $[00\bar{1}]$  и находятся выше  $\Delta_4$ -долин, которые образуют минимум зоны проводимости в слое GeSi.

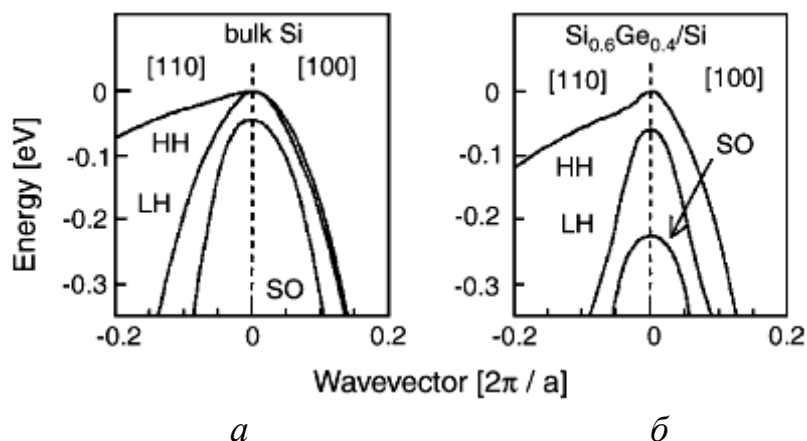


Рис. 21. Структура валентной зоны объёмного кремния (а) и напряженного твердого раствора  $\text{Ge}_{0,4}\text{Si}_{0,6}/\text{Si}(001)$  (б).

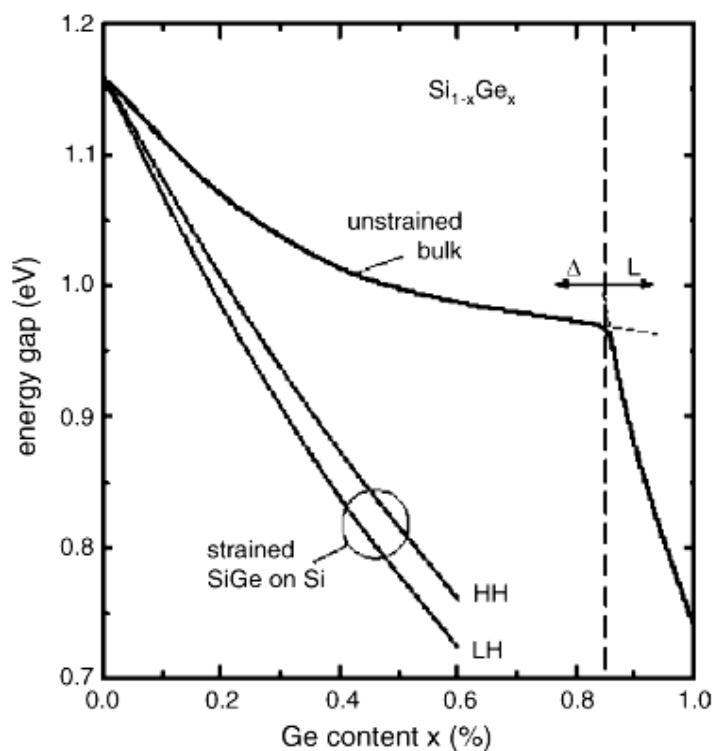


Рис. 22. Зависимость ширины запрещенной зоны ненапряженного твердого раствора  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  и напряженного псевдоморфного слоя  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$  от  $x$  [133].

В силу разной зависимости энергии различных долин в зоне проводимости  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  от  $x$  для напряженных и релаксированных слоев, глобальный минимум энергии электронов в частично релаксированных слоях  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  при различных значениях  $x$  оказывается в различных точках зоны Бриллюэна. На Рис. 23 показаны границы областей на плоскости  $(a, x)$ , соответствующих различным точкам глобальных минимумов энергии электронов в зоне проводимости для  $a$ , изменяющейся в диапазоне от 0,543 нм (псевдоморфный слой  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ ) до 0,565 нм (полностью релаксированный слой  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ ) [117].

В реальных ГС с самоформирующимися островками  $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$  имеет место загиб зон вблизи гетерограницы  $\text{GeSi}/\text{Si}$  (Рис. 2 а), который образует потенциальную яму для электронов и способствует их локализации вблизи гетерограниц. Указанный загиб вызван двумя причинами:

1) Неоднородные упругие напряжения растяжения в Si вблизи вершины и дна островка, под влиянием которых локальное значение ширины запрещенной зоны Si уменьшается по сравнению с объёмным. В указанных областях, где концентрируются упругие напряжения растяжения, вырождение 6 эквивалентных  $\Delta$ -долин в Si также снимается, минимум зоны проводимости образован долинами  $\Delta_2$ .

2) Влияние кулоновского потенциала дырок, локализованных в GeSi.

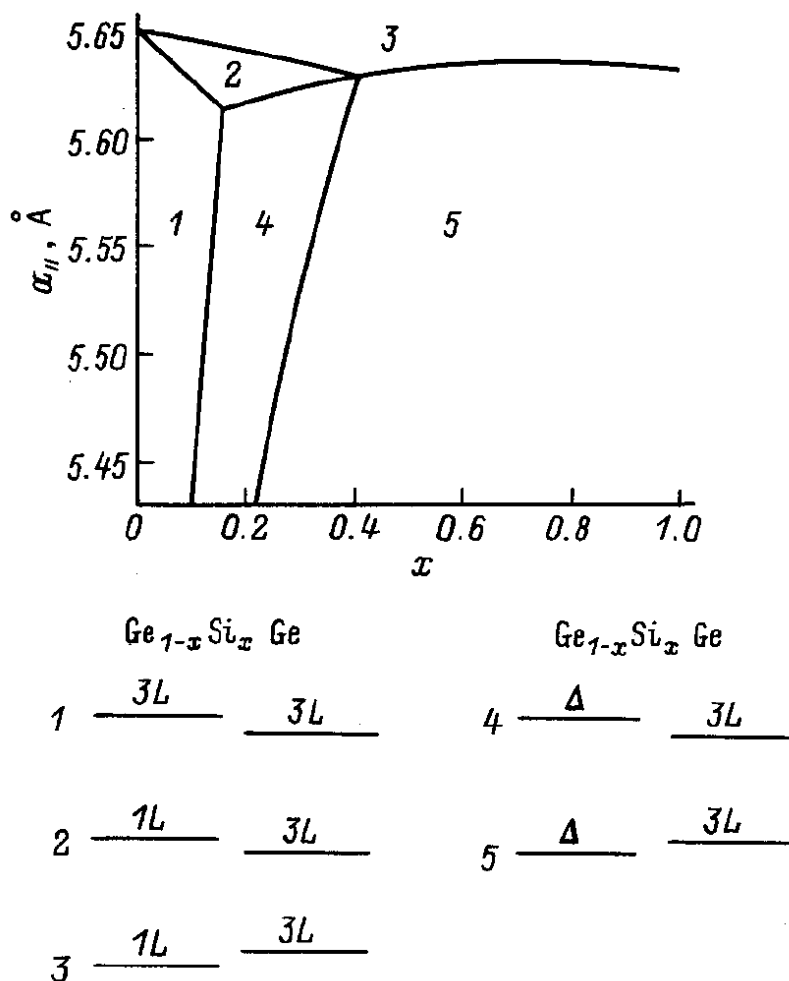


Рис. 23. Границы областей на плоскости  $(a, x)$ , соответствующих различным положениям глобальных минимумов энергии электронов в зоне проводимости в слое напряженного твердого раствора  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}/\text{Si}(001)$  [117].

Таким образом, зонная структура ГС с самоформирующимися островками  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$  качественно имеет вид, показанный на вставке Рис. 24. Основным межзонным оптическим переходом в них является переход из дырочных состояний вблизи потолка зоны тяжелых дырок в валентной зоне  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  в электронные состояния вблизи дна  $\Delta_2$  долин в Si.

Находящиеся в этих состояниях электроны и дырки пространственно разделены потенциальными барьерами на гетерогранице Si и GeSi, но амплитуды огибающих волновых функций как электронов, так и дырок в соответствующих барьерах конечной высоты отличны от нуля (Рис. 2 а). Следовательно, имеет место перекрытие огибающих, а значит, отлична от нуля вероятность межзонных переходов, связанных с туннелированием в прямом пространстве через гетерограницу GeSi/Si. Такие переходы называют пространственно непрямыми. На Рис. 24 представлена зависимость энергии таких переходов в напряженных слоях  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$  от  $x$  при 4,2К (без учета эффекта размерного квантования) [39].

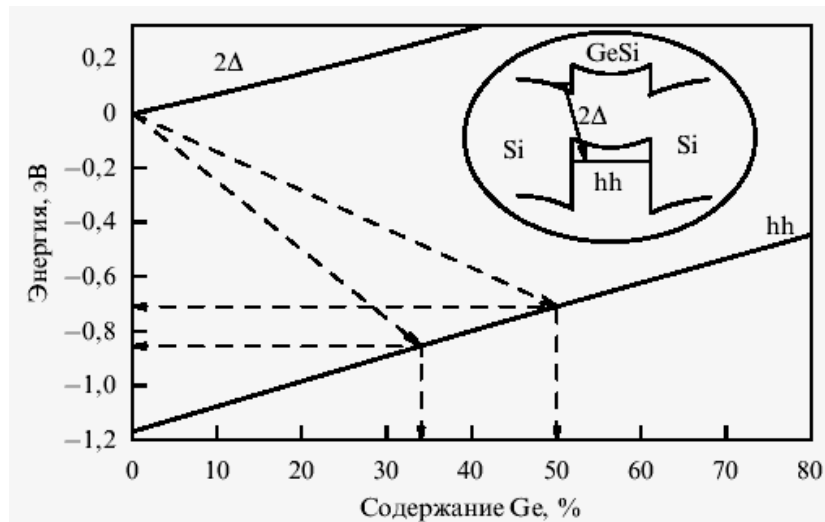


Рис. 24. Зависимость энергии минимума долины  $\Delta_2$  в  $c$ -зоне и потолка зоны тяжелых дырок ( $hh$ ) в напряженных слоях  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$  от  $x$  (4,2К) [39]. Стрелками показаны область энергий, в которой экспериментально наблюдалась ФЛ от dome-островков, и соответствующий этой области энергий диапазон  $x$  в материале островков. На вставке схематически показаны зонная диаграмма ГС и пространственно не прямые излучательные оптические переходы в них.

В ГС  $\text{GeSi}/\text{Si}$  образуются экситоны особого рода, в которых электроны и дырки, в отличие от ГС I типа, локализованы по разные стороны гетерограницы  $\text{GeSi}/\text{Si}$ . Такие экситоны называются пространственно непрямыми [45]. Они также являются непрямыми и в обратном пространстве, поскольку, как уже отмечалось выше, минимумы энергий электрона и дырки расположены в разных точках зоны Бриллюэна ( $\Delta_2$  и  $\Gamma_8$  соответственно).

На Рис. 25 а приведены расчетные профили потенциала электронов и тяжелых дырок вдоль оси  $[001]$ , проходящей через вершину пирамидального наноструктурированного островка  $\text{Ge}/\text{Si}(001)$  с длиной стороны основания 15 нм [45]. Там же приведены расчетные профили модулей огибающих волновых функций основных размерно-квантованных состояний электрона и тяжелой дырки, составляющих пространственно не прямой экситон в наноструктурированном островке,  $|\psi_{e1}|$  и  $|\psi_{h1}|$ , соответственно. На Рис. 25б приведены пространственные распределения  $|\psi_{e1}|$  и  $|\psi_{h1}|$  в плоскости  $(101)$ , проходящей через вершину островка.

В идеальных КЯ с симметричным профилем потенциала волновая функция электрона, входящего в состав пространственно непрямого экситона, имеет 2 максимума по обе стороны от КЯ. В отличие от КЯ, в КТ  $\text{Ge}/\text{Si}$  профиль потенциала асимметричен, что связано с неоднородным распределением упругих напряжений в объеме островка и в окружающем материале. В связи с этим, минимум энергии электронов находится вблизи вершины островка, тогда как дырки локализованы вблизи основания.

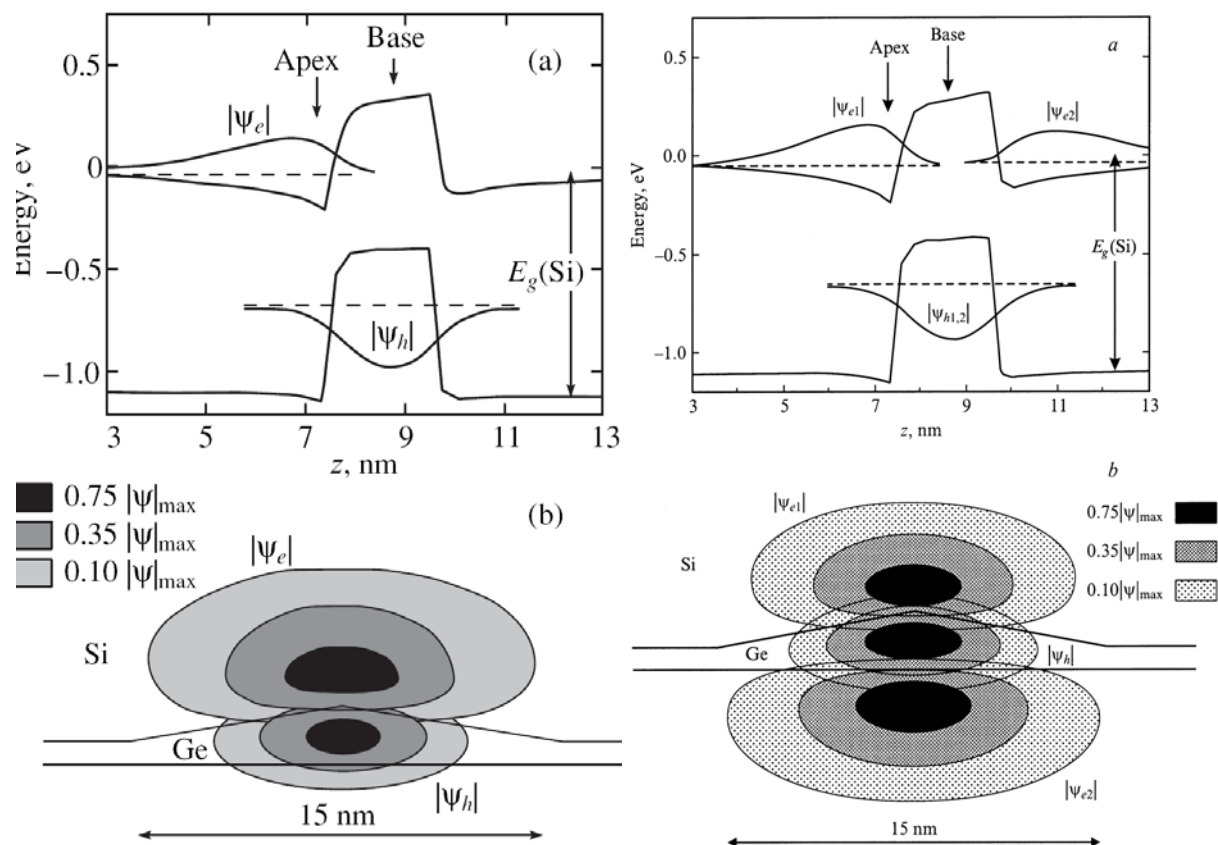


Рис. 25. *a* — расчетные профили потенциала электронов и тяжелых дырок и модулей волновых функций электрона и тяжелой дырки, составляющих пространственно непрямоу экситон,  $|\psi_{e1}|$  и  $|\psi_{h1}$  в пирамидальном островках Ge/Si (001) вдоль оси [001], проходящей через вершину островка; *b* — пространственное распределение  $|\psi_{e1}|$  и  $|\psi_{h1}$  в плоскости (101), проходящей через вершину островка. *в*, *г* — то же для биэкситона [118].

Напротив, в случае биэкситона кулоновское взаимодействие приводит к тому, что электроны локализованы по разные стороны островка: один — вблизи вершины, а другой — вблизи основания.

Энергия связи одиночного экситона в пирамидальном островке Ge/Si(001) с указанными параметрами составляет  $\approx 30$  мэВ [45].

## 1.4. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР С НАНООСТРОВКАМИ GeSi/Si

### 1.4.1. МЕЖЗОННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Для описания процесса оптического поглощения в массиве наноструктур, расположенных в одной плоскости, перпендикулярной волновому вектору в падающей электромагнитной волне, удобно вместо объемного коэффициента поглощения  $\alpha$  использовать безразмерный коэффициент по-

глощения

$$\beta = \frac{\Delta I}{I_0} \quad (6)$$

где  $\Delta I = I_0 - I_1$ ,  $I_0$ ,  $I_1$  — интенсивности падающего и прошедшего через слой островков излучения.

Для количественной оценки величины  $\beta$  можно воспользоваться приближенными выражениями [119]

$$\beta^{QW} \sim \frac{e^2 m_{mn}^*}{2\pi^2 \hbar^2 c \sqrt{\varepsilon}} M_{nm} |X_{nm}|^2 \quad (7)$$

$$\beta^{QD}(h\nu) \sim \frac{e^2 N_s}{\pi v c \sqrt{\varepsilon}} M_{nm} |X_{nm}|^2 \delta(h\nu - E_{mn}) \quad (8)$$

для КЯ и слоя КТ соответственно. Здесь  $|M_{nm}|^2$  — квадрат модуля объёмного матричного элемента межзонных оптических переходов между электронными состояниями в зоне проводимости и в валентной зоне  $n$  и  $m$  соответственно (вычисленного на быстро осциллирующих множителях блоховских функций),  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала КЯ (КТ),  $N_s$  — поверхностная плотность КТ,

$$X_{nm} = \int \chi_n^e(\mathbf{r}) \chi_m^h(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (9)$$

— интеграл перекрытия огибающих волновых функций электронных и дырочных состояний  $\chi_n^e(\mathbf{r})$  и  $\chi_m^h(\mathbf{r})$  соответственно.

Для массива КТ GeSi/Si(001) значение  $\beta$  существенно меньше, чем у КТ из прямозонных материалов InAs/GaAs(001) при тех же значениях  $N_s$  и  $E_0$ . В связи с непрямозонностью Ge и Si, значение силы осциллятора межзонного оптического перехода в GeSi значительно меньше, чем для прямозонных полупроводниках типа  $A^3B^5$  [120]. Кроме того, в связи с тем, что ГС GeSi/Si относятся ко II типу, значение интеграла перекрытия огибающих волновых функций электрона и дырки в КТ GeSi/Si  $X_{cv} \ll 1$  (Рис. 2 а), в отличие от ГС I типа, где для основных состояний  $X_{cv} \sim 1$  (Рис. 2 **Ошибка! Источник ссылки не найден.б**). Для случая пространственно непрямых экситонов в КТ Ge/Si(001)  $X_{cv} \approx 0,15$ , сила осциллятора экситонного оптического перехода  $f \approx 0,5$  [45]. Это в  $\approx 20$  раз меньше, чем в КТ InAs/GaAs(001), где для основного перехода  $\langle 000|000 \rangle$   $X_{cv} \approx 0,86$  и  $f \approx 11$  [121, 122].

В отношении межзонного оптического поглощения КТ Ge/Si ведут себя аналогично глубоким примесным центрам в случае примесного поглощения. Поэтому для них можно ввести, по аналогии с процессом примесного

оптического поглощения на глубоких уровнях, сечение захвата фотона КТ  $\sigma_c$ . Тогда

$$\beta = \sigma_c N_s \quad (10)$$

Для пирамидальных КТ Ge/Si(001) при  $h\nu \approx E_0$ ,  $\sigma_c \approx 5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$  и для  $N_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$   $\beta \approx 5 \times 10^{-5}$ , что на 3 порядка величины меньше, чем для КТ InAs/GaAs(001) при тех же значениях  $N_s$ . В связи с этим, спектроскопия фотоэлектрических эффектов при межзонном поглощении в ГС GeSi/Si с одиночными слоями КТ представляет собой достаточно сложную экспериментальную задачу. Для достижения достаточно высокого для практических применений внешнего квантового выхода обычно используют многослойные структуры с достаточно большим числом слоев островков (50 ÷ 100) [46].

#### 1.4.2. ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНООСТРОВКОВ GeSi/Si

Спектроскопия ФЛ является одним из наиболее развитых экспериментальных методов исследования оптических свойств и электронной структуры полупроводниковых ГС. В ГС GeSi/Si(001) с самоформирующимися островками наблюдаются полосы ФЛ в коммуникативном диапазоне длин волн  $1,3 < \lambda < 1,55 \text{ мкм}$  [123, 124] при температурах от 4,2 до 300К [125, 126]. Необходимо подчеркнуть, что ФЛ в указанной спектральной области для ГС GeSi с напряженными КЯ практически недостижима из-за ограничений, связанных с критической толщиной двумерного псевдоморфного роста.

На Рис. 26 показан типичный спектр ФЛ гетроструктуры с самоформирующимися островками GeSi/Si(001) [127]. Соответствующий  $T = 2,8 \text{ К}$  межзонный бесфононный (NP) оптический переход в объемном Si (буферном и покровном слоях) наблюдается в виде слабого пика с энергией максимума  $h\nu_m \approx 1,150 \text{ эВ}$ . Переходы в Si с участием поперечных акустических и оптических фононов ( $\text{TA}_{\text{Si}}$  и  $\text{TO}_{\text{Si}}$ , соответственно) обнаруживаются при 1,132 и 1,092 эВ.

Линии ФЛ, связанные с бесфононными (NP) и фононными (ТО) переходами из  $c$ -зоны Si на размерно-квантованные уровни тяжёлых дырок в смачивающем слое Ge наблюдаются при 1,057 эВ и 1,003 эВ. Аналогичный дублет, связанный с переходами в островках GeSi/Si, состоит из бесфононного (NP) оптического перехода с энергией 0,892 эВ и фононной реплики с энергией 0,844 эВ (ТО). Пики ФЛ от смачивающего слоя Ge толщиной 2 ÷ 3 МС (как следует из спектрального положения пика ФЛ) и от островков испытывают структурное уширение. Смачивающий слой Ge испытывает диффузионное размытие в процессе роста при  $T_g = 750^\circ\text{C}$ .

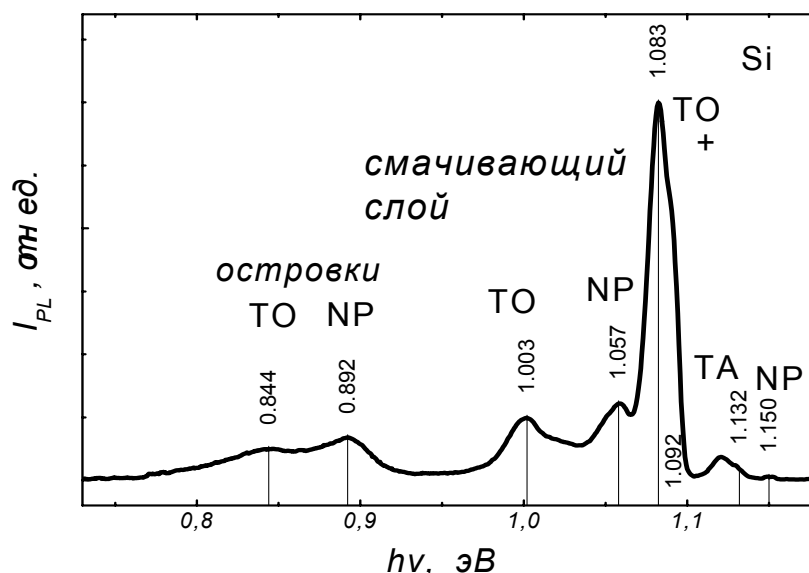


Рис. 26. Типичный спектр ФЛ (2,8 К) гетероструктуры с самоформирующимися островками GeSi/Si(001) [127].

Структурное уширение линий ФЛ от островков GeSi связано с флуктуациями их состава и упругих напряжений (как внутри отдельно взятых островков, так и от островка к островку).

Расстояние между пиками в дублетах смачивающего слоя и островков составляет 54 мэВ и 52 мэВ соответственно. Это несколько больше ожидаемых 48 мэВ для  $TO_{Si-Ge}$ -фона в ненапряженном GeSi. Указанный эффект обычно связывается с напряжениями в смачивающем слое и в островках, которые увеличивают энергию колебаний решетки [128].

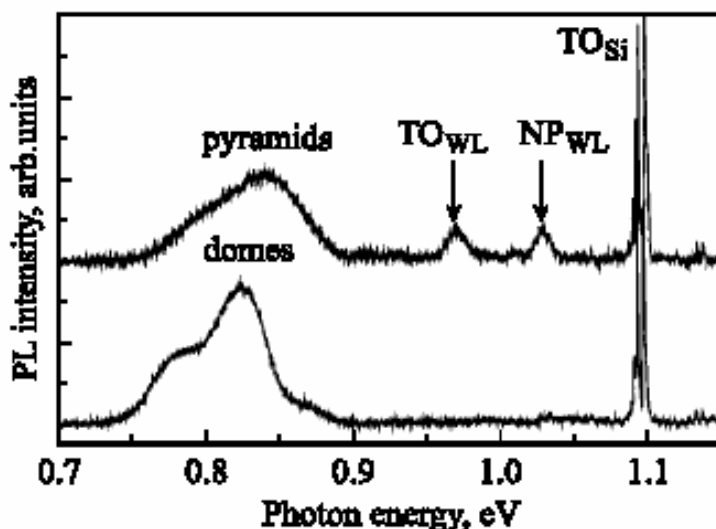


Рис. 27. Спектры ФЛ гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Ge<sub>0,1</sub>Si<sub>0,9</sub>(10 нм)/Si(001) различной формы.  $d_{Ge}$ , МС: пирамидальные островки — 4,2; куполообразные — 13 [129].



На Рис. 27 представлены спектры ФЛ гетероструктур с островками GeSi различной формы, выращенными на упруго напряжённом буферном слое  $\text{Ge}_{0,1}\text{Si}_{0,9}/\text{Si}(001)$  [129]. В спектре ФЛ образца с пирамидальными островками наблюдаются бесфононный ( $\text{NP}_{\text{WL}}$ ) и фононный ( $\text{TO}_{\text{WL}}$ ) пики от смачивающего слоя. В области  $0,7 \div 0,9$  эВ в спектрах ФЛ обеих структур наблюдается широкий пик, связанный с ФЛ от островков. Пик от куполообразных островков смещён в сторону меньших энергий по сравнению с пиком от пирамидальных островков, что связано с уменьшением влияния размерного квантования на положение энергетических уровней дырок в островках в результате значительно большей высоты куполообразных островков по сравнению с пирамидальными.

Существенным отличием спектра ФЛ структуры с куполообразными островками от спектра структуры с пирамидальными островками является отсутствие сигнала, связанного со смачивающим слоем. Монотонное уменьшение интенсивности ФЛ  $I_{\text{PL}}$  от смачивающего слоя при увеличении  $d_{\text{Ge}}$  связано с существенным увеличением заполнения поверхности образца островками, в результате чего при  $d_{\text{Ge}} > 10$  нм пики ФЛ от смачивающего слоя между островками практически пропадают.

#### **1.4.3. МЕТОДЫ УВЕЛИЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНООСТРОВКОВ GeSi/Si**

Как уже отмечалось выше, основным фактором, препятствующим реализации лазера на базе Si, является непрямозонность последнего. В результате, интенсивность ФЛ в Si значительно меньше, чем в прямозонных полупроводниках типа  $\text{A}^3\text{B}^5$ . В начале 1990-х гг. большие надежды возлагались на возможность осуществления квазипрямых переходов в островках GeSi/Si, связанную с эффектом размерного квантования для электронов в потенциальных ямах вблизи границ островков. Как уже упоминалось выше, образование таких ям возможно, во-первых, благодаря неоднородным упругим напряжениям в островках, и, во-вторых, благодаря зарядению островков дырками [45]. При этом, благодаря возможности осуществить прямозонность в импульсном пространстве, ожидалось, что в таких ГП вероятность пространственно-непрямых излучательных переходов может быть не меньше вероятности безызлучательных переходов в чистых Ge и Si. Прямые переходы в ГС с наноструктурами GeSi/Si наблюдались экспериментально, основным аргументом в пользу прямозонности переходов является факт подавления фононных реплик для линий ФЛ соответствующих переходов в островках.

Кроме того, для повышения квантовой эффективности ФЛ в наноструктурах GeSi/Si необходимо увеличить перекрытие огибающих электронов и дырок, т.е. решить проблему их локализации вблизи границ островка. В [130, 131] отмечалось, что интенсивность ФЛ при 300 К выше в структурах,

в которых островки были сформированы или заращивались при более низких температурах  $T_0 = 450 - 550$  С. Это связывается с тем, что, во-первых, увеличение содержания Ge в островках при понижении  $T_g$  вызывает рост разрыва валентных зон на границе островков с окружающей матрицей Si  $\Delta E_v$ , что приводит к увеличению глубины потенциальной ямы для дырок в островке; во-вторых, рост  $x$  в материале островков при понижении  $T_g$  обуславливает большую величину упругих напряжений в структурах с заращенными островками. Теоретические расчеты зонной диаграммы структур с наноструктурами GeSi/Si(001) [132, 133, 134] показывают, что именно величиной упругих напряжений определяется глубина потенциальной ямы для электронов в Si на гетерогранице II рода.

Таким образом, увеличение содержания Ge в островках при понижении  $T_g$  приводит к лучшей локализации носителей заряда обоих знаков. Кроме того, при уменьшении  $T_g$  уменьшаются размеры островков и увеличивается их поверхностная плотность [135, 136, 137]. Очевидно, что интенсивность ФЛ в островках GeSi/Si, в значительной степени, определяется поверхностной плотностью островков, так что в структурах, сформированных при меньших  $T_g$ , имеется значительно большее количество центров излучательной рекомбинации.

В [138] продемонстрировано увеличение на порядок интенсивности ФЛ при 77 К в ГС с наноструктурами GeSi, заключенными между напряженными Si слоями, по сравнению с сигналом ФЛ от островков, сформированных на Si(001) подложках. Увеличение интенсивности ФЛ связывается с эффективной локализацией электронов в напряженных Si слоях на гетерогранице с наноструктурами.

#### **1.4.4. ДИСЛОКАЦИОННАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GeSi/Si**

В процессе гетероэпитаксии может происходить образование разного рода дефектов: дислокаций, точечных дефектов, может осуществляться паразитное легирование различными нежелательными примесями. Все это ведет к появлению различных локализованных состояний и дефектных (примесных) подзон в запрещенной зоне как Si, так и GeSi. Эти состояния приводят к захвату и рекомбинации носителей заряда — как излучательной, так и безызлучательной. Обычно в ГС с КЯ и КТ полезным является механизм излучательной рекомбинации, связанный с излучательной рекомбинацией носителей заряда, локализованных в КЯ и КТ, а все прочие механизмы рекомбинации носителей заряда являются нежелательными, поскольку уменьшают число носителей заряда, рекомбинирующих в КЯ или КТ. Таким образом, при изготовлении структур добиваются повышения их оптического качества путём снижения концентрации дефектов кристаллической решетки и центров безызлучательной рекомбинации. Широко распространенным

способом уменьшения числа точечных структурных дефектов является послойной отжиг структур [139].

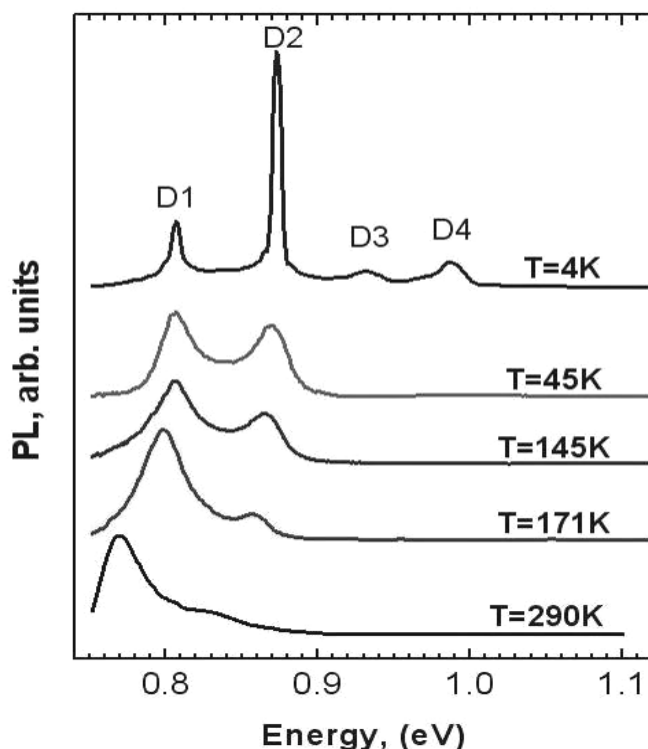


Рис. 28. Спектры дислокационной ФЛ гетероструктур GeSi/Si(001), измеренные при различных температурах [35].

С другой стороны, ведутся интенсивные исследования ФЛ примесей и дефектов в коммуникативном диапазоне длин волн с целью использования её в светоизлучающих приборах.

В последнее время получило развитие такое направление, как инженерия дислокаций, суть которого состоит в том, что плотность дислокаций в структуре стремятся увеличить, чтобы сделать более эффективным захват носителей на глубокие уровни, вызванные дислокациями, а полезным механизмом люминесценции является дислокационная излучательная рекомбинация в ближнем ИК-диапазоне [140].

В ГС GeSi/Si(001) сигнал ФЛ от различных дефектов лежит в той же области энергий, что и энергия основных оптических переходов в островках GeSi ( $0,7 \div 0,9$  эВ). Среди них — четыре линии ФЛ, связанные с дислокациями: D1 (0,81 эВ при 4,2 К), D2 (0,87 эВ), D3 (0,92 эВ) и D4 (0,994 эВ) [141]. С увеличением мощности оптической накачки положение линий ФЛ от дислокаций остаётся неизменным, что объясняется неизменностью положения дислокационных уровней в запрещённой зоне. Таким образом, ФЛ от островков и дислокаций имеет существенно различный характер зависимости от мощности возбуждения. Энергия глубоких уровней, связанных с изломами на дислокациях, и, соответственно, положение линий дислокацион-

ной ФЛ, связанной с этими уровнями, не меняется в результате отжига. Это также позволяет разделить дислокационную ФЛ и ФЛ от островков. В общем случае энергетическое положение примесных и дислокационных уровней в запрещённой зоне может меняться с изменением ширины запрещённой зоны, локальных вариаций упругих напряжений и состава материала, что может приводить как к уширению, так и сдвигу линий дислокационной ФЛ.

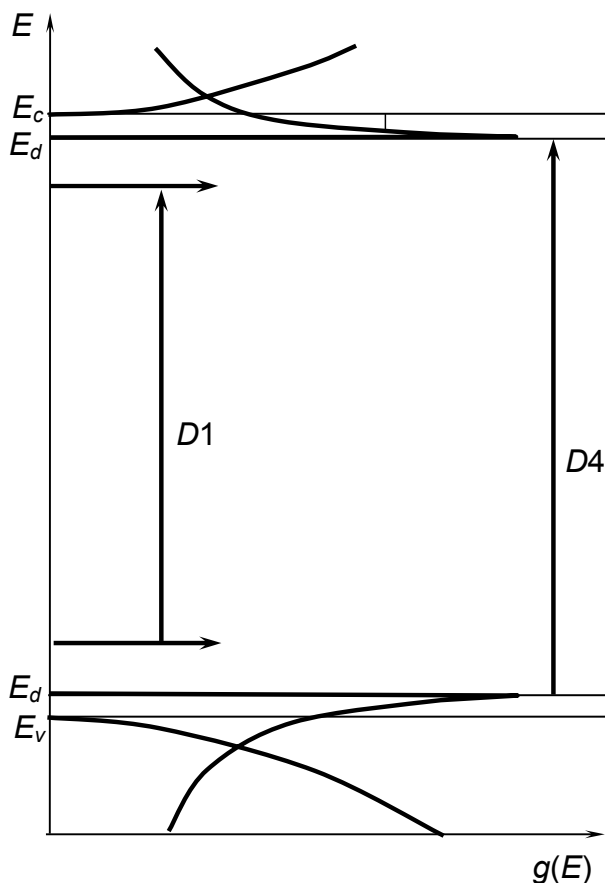


Рис. 29. Энергетическая диаграмма электронных состояний и схема оптических переходов, связанных с  $60^\circ$  дислокациями в Si [142].

Микроскопическая природа дислокационной ФЛ в Si до сих пор до конца не выяснена, несмотря на большое количество работ в этой области. Линии D1 и D2 наблюдаются в кристаллах Si, пластически деформированных при  $T < 900^\circ\text{C}$  и отожжённых затем в интервале температур  $400 \div 1200^\circ\text{C}$ . Линия D1 обычно связывается с внутрицентровыми переходами между уровнями глубоких центров, обусловленными изломами на дислокациях. Линии D2 и D3 связываются с примесными глубокими центрами, обусловленными атомами примесей (предположительно — кислорода), локализованных вблизи дислокаций (примесными атмосферами) [143]. Линия D4 связывается с переходами между одномерными зонами, возникающими вблизи краёв зон в Si за счёт упругих напряжений в ядре дислокаций (Рис. 29) [32, 33].

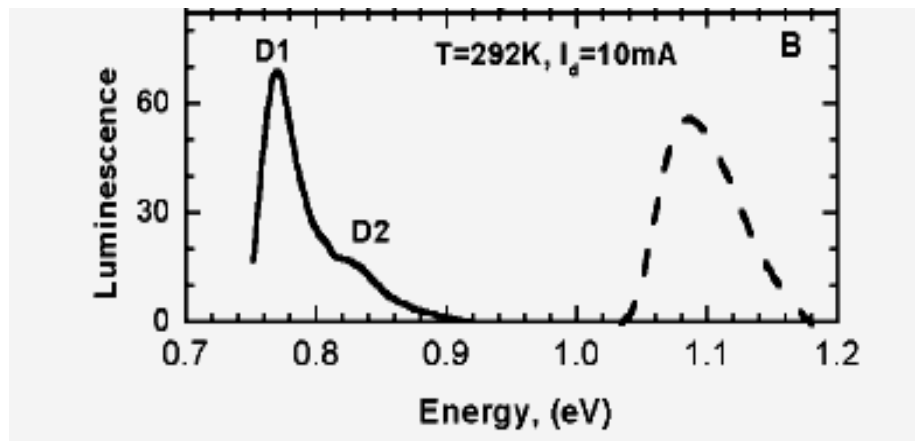


Рис. 30. Спектры дислокационной ЭЛ  $p-n$  диодов с искусственно сформированными (методом пластической деформации) дислокациями [142].

В ряде работ анализ условий проявления линий дислокационной ФЛ привёл авторов к выводу о связи этих линий со специфическими дефектами типа ступенек (кинков) на дислокациях и дислокационных узлов, т. е. дефектов, около которых зарождаются преципитаты различных примесей. В [143] линии D1 и D2 связываются с дислокационными ступеньками краевого типа на скользящих дислокациях. Но эти линии также наблюдаются и в кристаллах Si, выращенных методом Чохральского, после отжига, способствующего зарождению и росту кислородных преципитатов.

В [33] обсуждается роль кислорода в дислокационной ФЛ и чувствительность к нему линии D1. Показано, что для описания структуры центров рекомбинации можно использовать модель донорно-акцепторных пар, в которых в качестве донора выступают кислородные комплексы, а в качестве акцептора — структурные дефекты в ядре дислокации.

С точки зрения использования в светоизлучающих структурах, наиболее интересна линия D1, так как её энергия, находясь в области прозрачности Si, совпадает с окном наибольшей прозрачности кварцевого волокна. Также линия D1 обладает наибольшей температурной стабильностью. Центры дислокационной ФЛ слабо деградируют при термической обработке. На основе  $p-n$  структур с искусственно сформированными методом пластической деформации дислокациями были созданы свето- и фотодиоды [144].

#### 1.4.5. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GeSi/Si

Спектры ФЛ GeSi структур обнаруживают различный характер температурного сдвига линий ФЛ от островков и от дислокаций (Рис. 31 *a* и *б*). Линии ФЛ, связанные с рекомбинацией свободного экситона в Si и с рекомбинацией на дислокациях (линия D1 на Рис. 31), при увеличении температу-

ры измерения с 77К до 300К смещаются в область меньших энергий на 36 мэВ. Данное смещение вызвано температурным уменьшением ширины запрещенной зоны в Si. В то же время, положение линии ФЛ от наноструктур слабо зависит от температуры. Это связано со следующим обстоятельством.

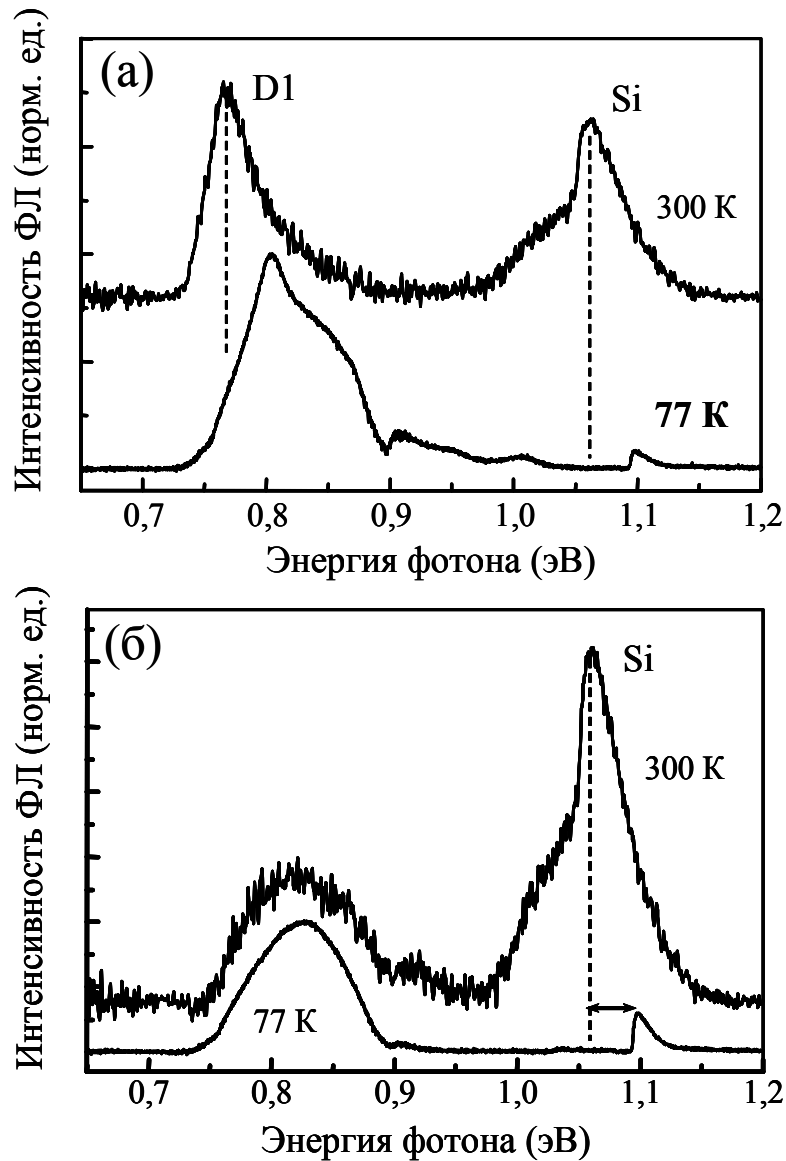


Рис. 31. Спектры ФЛ (77и 300К) структуры с релаксированным слоем  $\text{Ge}_{0,2}\text{Si}_{0,8}/\text{Si}(001)$  (а) и с самоформирующимися наноструктурами  $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$ , выращенными при  $T_g = 700^\circ\text{C}$  (б). Спектры нормированы на максимум пика ФЛ от дислокаций (а) и наноструктур (б) [136].

В общем случае, в соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой, форма спектра ФЛ при межзонной излучательной рекомбинации определяется произведением комбинированной плотности состояний в  $c$ - и  $v$ -зонах  $g_{cv}(h\nu)$  на заполнение этих состояний [119]. В условиях не слишком сильного возбуждения (квазиуровень Ферми для дырок лежит ниже основного состояния дырок в наноструктурах  $\text{GeSi}$ ) заполнение уровней в островках описывается функцией распределения Больцмана, и

$$I_{PL}(h\nu) \propto g_{cv}(h\nu) \exp\left(\frac{h\nu - E_0 + F_n - F_p}{k_B T}\right). \quad (11)$$

Здесь  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $F_n$  и  $F_p$  — квазиуровни Ферми электронов и дырок соответственно. В ГС с наноструктурами GeSi/Si при увеличении температуры уменьшение  $E_g$  компенсируется увеличением заселенности состояний в зоне проводимости Si электронами, а в островках GeSi — дырками. Эти два фактора взаимно частично компенсируют друг друга, что приводит к более слабой температурной зависимости положения пика ФЛ, связанного с межзонными излучательными переходами в наноструктурах GeSi, по сравнению с температурной зависимостью  $E_g$ .

При увеличении температуры ширина линии ФЛ также увеличивается. При низких температурах типичное значение ширины линий ФЛ в наноструктурах GeSi/Si(001) составляет  $60 \div 80$  мэВ и определяется структурным уширением: в КТ GeSi/Si — дисперсией наноструктур по размерам и составу, в dome-островках GeSi — по составу.

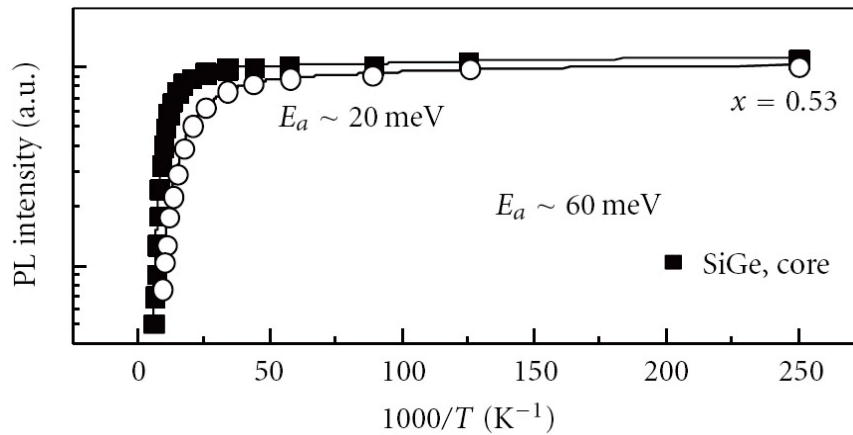


Рис. 32. Температурные зависимости интенсивности ФЛ гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) [145].

На Рис. 32 показаны типичные температурные зависимости интенсивности ФЛ от самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001)  $I_{PL}$  [145]. При низких температурах  $I_{PL}$  практически не зависит от температуры, при более высоких температурах  $I_{PL}$  экспоненциально убывает с ростом  $T$ . Для описания температурной зависимости  $I_{PL}$  в наноструктурах GeSi/Si, как правило, используется полуэмпирическая формула

$$I_{PL}(T) = \frac{1}{1 + C_1 \exp\left(-\frac{E_1}{k_B T}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{E_2}{k_B T}\right)}. \quad (12)$$

где  $E_{a1}$  и  $E_{a2}$  — характеристические энергии активации температурного гашения ФЛ,  $C_1$  и  $C_2$  — константы [146].

Значение  $E_{a1} \sim 10$  мэВ определяется энергией диссоциации экситона, локализованного в слое GeSi [147, 148]. Значение  $E_{a2}$  определяется процессом термической эмиссии дырок из наностроек GeSi. Данный механизм реализуется при  $\Delta E_v > 100$  мэВ. Поскольку на гетерогранице GeSi/Si  $\Delta E_v = 300 \div 400$  мэВ  $\gg k_B T \approx 26$  мэВ при 300 К, значительная часть дырок остается локализованной в островках даже при 300К. Локализация дырок в наностройках приводит к температурной стабильности сигнала ФЛ от наностроек почти до комнатной температуры [149].

## 1.5. ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ P-I-N ДИОДОВ С НАНООСТРОВКАМИ GeSi/Si

Традиционно, при разработке новых материалов для активных областей инжекционных лазеров (особенно наноструктурированных) первым этапом исследования является исследование спектров ФЛ. Исследования ЭЛ являются этапом, предшествующим финишному — созданию приборов для промышленного производства. Обычно они проводятся на макетных приборах, с целью оптимизации параметров слоев приборной структуры и конструкции прибора в целом.

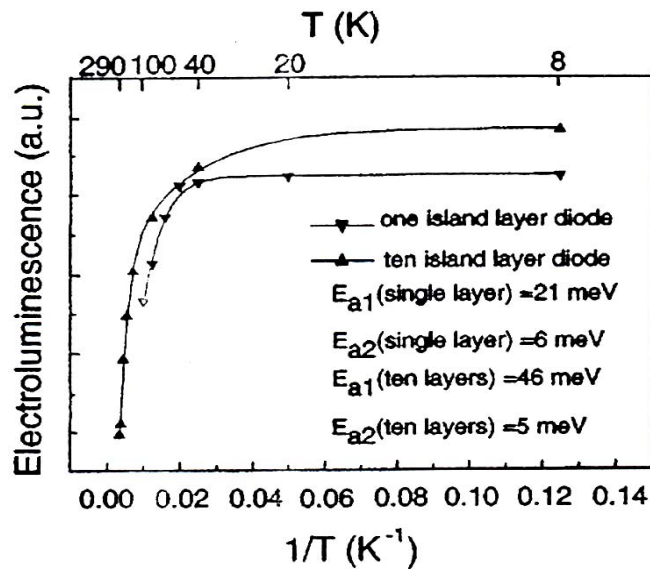


Рис. 33. Температурная зависимость интенсивности ЭЛ  $p-i-n$  диодов с 1 и 10 слоями hut-островков Ge, встроенных в  $i$ -область [151].

Для исследований спектров ЭЛ наноразмерных гетероструктур обычно создают светодиоды на основе  $p-i-n$  структур с нанобъектами, встроенными в  $i$  — область. Основной проблемой является малый внешний кван-



товый выход излучения, особенно при 300К [150]. Поэтому для получения приемлемого отношения сигнал/шум приходится использовать большие токи накачки, что может привести к перегреву и последующей деградации приборов. Для того чтобы избежать указанных негативных явлений, в измерениях ЭЛ часто используют импульсный режим накачки. Одним из способов повышения квантового выхода ЭЛ (который широко используется и в промышленных приборах) является выращивание многослойных структур, где набирается сигнал от нескольких квантоворазмерных слоев (от 10 до 50), что, однако, неизбежно приводит к уширению спектра ЭЛ вследствие флуктуаций толщины и состава слоёв от одного слоя к другому.

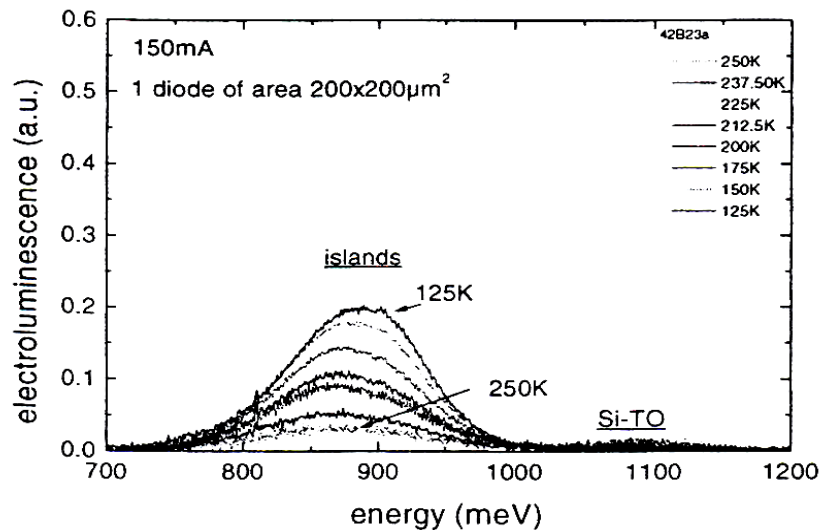


Рис. 34. Зависимость спектров ЭЛ светоизлучающего диода с НК  $\text{Ge}_{0.85}\text{Si}_{0.15}/\text{Si}$  от температуры [151].

Одной из важнейших характеристик светодиодов, определяющих перспективы их практического применения, является температурная зависимость интенсивности ЭЛ. С понижением температуры интенсивность ЭЛ возрастает, однако вид температурной зависимости квантовой эффективности ЭЛ зависит не только от параметров наноструктурированного материала активной области, но и, в не меньшей степени, от конструкции прибора. В [151] исследована электролюминесценция  $p-i-n$  диодов с одним и десятью слоями hut-островков Ge, встроенных в  $i$ -область. Было установлено, что скорость роста интенсивности пика ЭЛ, связанного с излучательными межзонными переходами в наноструктурах ( $h\nu_m \approx 0,89$  эВ),  $|\Delta I_{EL}/\Delta T|$  монотонно убывает с уменьшением температуры от комнатной до некоторого порогового значения  $T_0$ , а затем обращается в нуль (Рис. 33). Характерная величина  $T_0$  составляет 40К для образца с 10 слоями наноструктур и 120 К для образца с одним слоем островков. Для диода с одним слоем островков было получено значение  $E_{a1} \approx 21$  мэВ и  $E_{a2} \approx 6$  мэВ. Для диода с десятью слоями островков были найдены значения  $E_{a1} \approx 46$  мэВ и  $E_{a2} \approx 5$  мэВ. Наличие двух

энергий активации  $E_{a1}$  и  $E_{a2}$  было объяснено неоднородной упругой деформацией островков, что приводит к снятию вырождения долин  $\Delta_2$  в Si.

Постепенное снижение скорости нарастания сигнала ЭЛ с уменьшением температуры видно также из температурной зависимости спектров ЭЛ (Рис. 34), приведённых в [152], где исследовались спектры ЭЛ светоизлучающих диодов с наноструктурами  $\text{Ge}_{0.85}\text{Si}_{0.15}/\text{Si}$ , работающих при комнатной температуре.

Зависимость интенсивности ЭЛ  $I_{EL}$  от плотности тока накачки имеет вид степенной функции:

$$I_{EL} \sim j^m, \quad (13)$$

где показатель степени  $m$  меняется с изменением плотности тока  $j$  (Рис. 35). С изменением плотности тока меняется концентрация инжектированных в базовую область электронов и дырок и, следовательно, механизм рекомбинации. Для  $p-i-n$  диодов с наноструктурами  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  в  $i$ -области типичной является линейная при низком и сублинейная при высоком возбуждении зависимость интенсивности ЭЛ от тока накачки. При сильном возбуждении ( $n \approx p \gg n_0, p_0$ ) вклад Оже – рекомбинации, скорость которой пропорциональна  $n^3$ , больше, чем излучательной рекомбинации, скорость которой пропорциональна  $n^2$  [153]. При низком уровне инжекции доминирует безызлучательная рекомбинация через ловушки, когда  $I_{EL} \sim n$ .

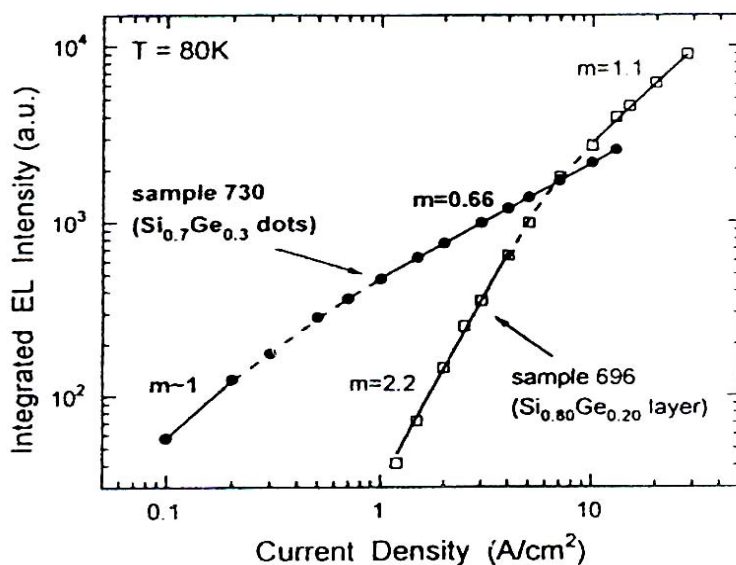


Рис. 35. Зависимость интенсивности электролюминесценции  $p-i-n$  диодов с слоями КТ GeSi в  $i$ -области от плотности тока накачки [151].

С другой стороны, если большинство островков свободно от дефектов, то есть среднее расстояние между дефектами, атомами примеси и т. д. много больше размеров островков, то вклад безызлучательной рекомбинации бу-

дет сильно ослаблен локализацией экситонов в островках. В этом случае в относительно больших островках (с латеральными размерами  $D \approx 100$  нм) при высоком уровне возбуждения образуется электронно-дырочная плазма из свободных носителей, и может доминировать рекомбинация в островках. В случае низких уровней возбуждения в среднем на островок уже не может приходиться даже по несколько экситонов, вклад Оже-рекомбинации падает, более важна безызлучательная рекомбинация на примесях, дефектах, и т.д., а если в среднем на островок приходится одна и менее электронно-дырочных пар, то Оже-рекомбинация в островках маловероятна.

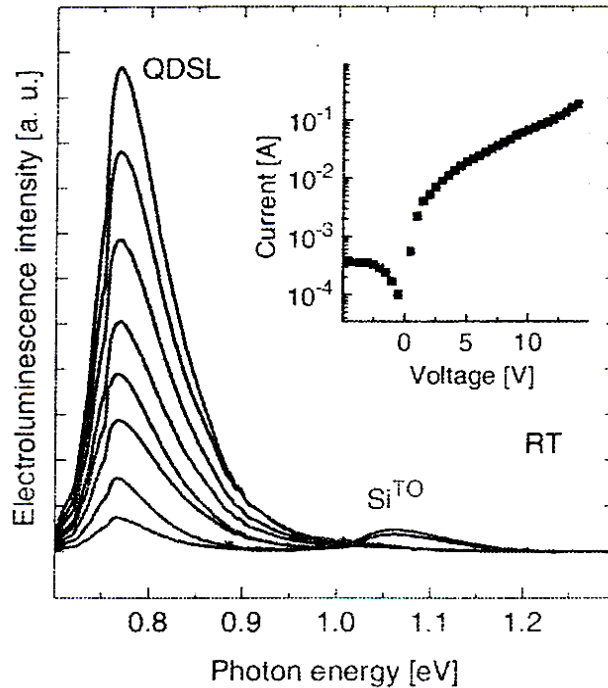


Рис. 36. Зависимость спектров электролюминесценции  $p-i-n$  диодов с наноостровками  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  в  $i$ -области от плотности тока накачки [153].

При анализе спектров ЭЛ необходимо учитывать зависимость энергетического положения пиков ЭЛ от плотности тока накачки. Даже в области токов  $\sim 100$  мА эта зависимость заметна. С ростом  $j$  положение пика ЭЛ смещается в сторону высоких энергий, причём скорость смещения быстро уменьшается с изменением плотности тока от  $100 \text{ А/см}^2$  до  $10000 \text{ А/см}^2$  (Рис. 36).

## 2. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР GeSi/Si

### 2.1 СПЕКТРОСКОПИЯ ФОТОТОКА И ФОТОЭДС В СТРУКТУРАХ С $p-n$ ПЕРЕХОДОМ

Наиболее распространенным методом исследования спектров ФЧ наноструктур GeSi/Si при межзонном поглощении является спектроскопия тока короткого замыкания  $I_{ph}(h\nu)$  или вентильной фотоЭДС холостого хода  $V_{ph}(h\nu)$   $p-i-n$  фотодиодов на основе Si с наноразмерными слоями GeSi, встроенными в  $i$ -область. Для этого выращивают  $p-i-n$  структуры, на основе которых изготавливают меза-фотодиоды. Схема типичного меза-фотодиода показана на Рис. 37а.

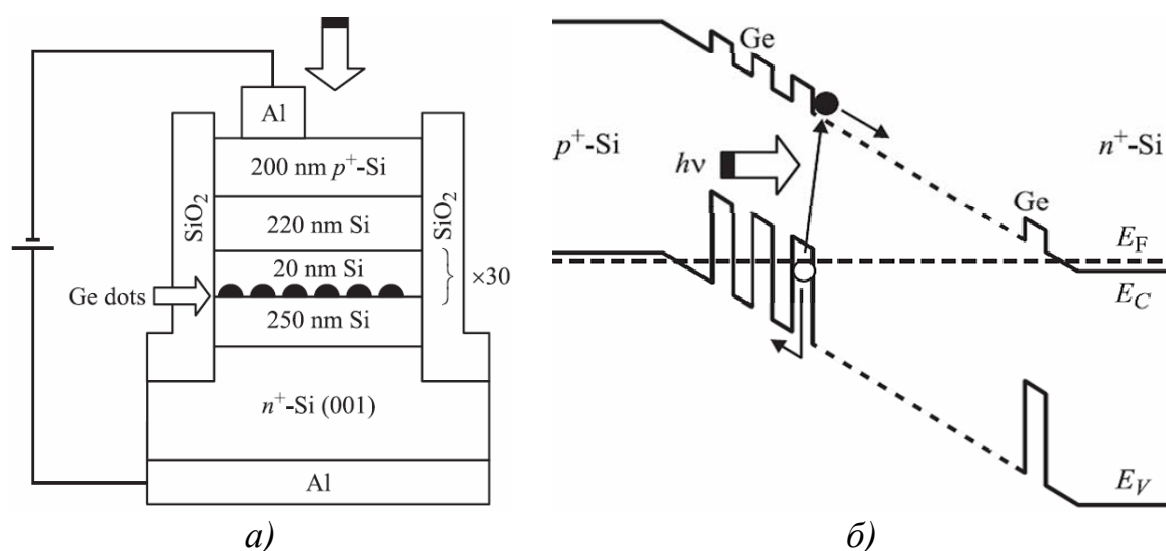


Рис. 37. Схема (а) и зонная диаграмма меза-фотодиода на основе Si  $p-i-n$  структуры с 30-слойным массивом nanoостровков Ge в  $i$ -области [154].

В верхнем омическом контакте обычно делают окно, для того чтобы обеспечить доступ излучения в активную область, где находятся КЯ или nanoостровки.

Связь между фототоком и вентильной фотоЭДС холостого хода  $V_{ph}$  устанавливается основным уравнением фотодиода [155]

$$I(V) = I_s \left[ \exp\left(\frac{eV}{qk_B T}\right) - 1 \right] - I_{ph}(h\nu) \quad (14)$$

где  $I_s$  — ток насыщения (темновой),  $q$  — коэффициент качества диода,

$$I_{ph}(h\nu) = \eta\beta(h\nu)L_{ph}(h\nu) \quad (15)$$

— фототок,  $L_{ph}(h\nu)$  — спектр интенсивности фотовозбуждения,  $\eta$  — внешняя квантовая эффективность фотодиода. Параметр качества диода  $q$  легко определяется экспериментально путем измерения вольт-амперной характеристики (ВАХ) диода при небольших положительных смещениях ( $V = (1 \div 5)kT/e$ ). Обычно у высококачественных диодов на базе Si  $q = 1 \div 2$ . Значение  $q \rightarrow 1$  указывает на то, что  $p$ — $n$  переход является достаточно резким и бездефектным. Электронные процессы в таком диоде могут быть описаны теорией Шоттки. Значение  $q \rightarrow 2$  указывает на то, что при положительных смещениях существенный вклад в полный ток через диод вносит рекомбинационный ток в  $i$ —области. В этом случае для описания электронных процессов в  $p$ — $i$ — $n$  диоде может быть применена теория Шокли.

Внешний квантовый выход фотодиода  $\eta$ , в свою очередь, может быть разложен на составляющие:

$$\eta = \gamma\eta_i\eta_Q, \quad (16)$$

где множитель  $\gamma$  учитывает отражение света, падающего на границу раздела полупроводника с окружающей средой, а также многократное прохождение возбуждающего света через КЯ (слой наноструктур) при переотражении внутри структуры,  $\eta_i$  — внутренняя квантовая эффективность потенциального барьера,  $\eta_Q$  — квантовая эффективность поглощенного КЯ (наноструктурами) излучения. Последняя характеризует процесс эмиссии фотовозбуждённых носителей из КЯ (наноструктур) и более подробно обсуждается ниже.

В отношении множителя  $\gamma$  заметим, что обычно на входное окно фотодетекторов наносят различные просветляющие покрытия, в том числе интерференционные, так что коэффициент отражения света на переднем зеркале  $R_f$  может быть сделан достаточно близким к нулю. С другой стороны, если задний омический контакт сделан из Al (как это сделано в конструкции диода, показанной на Рис. 37а), то коэффициент отражения света от задней поверхности  $R_b \approx 0,8$  (при условии, что толщина слоя металла превышает толщину скин-слоя для данной длины волны). Таким образом, свет фактически проходит через слой КЯ (КТ) дважды, что существенно повышает внешний квантовый выход фотодиода. Однако, если фотоприемник является конечным звеном оптоволоконной линии связи и пристыкован к оконечности оптического волокна, отражение назад может приводить к дребезгу в оптическом тракте.

Обычно на практике используют три основных режима измерения спектров фотоотклика фотодиодов:

- 1) Режим измерения фототока короткого замыкания. Положив в (11)  $V = 0$ , имеем

$$I = -I_{ph}(h\nu) \quad (17)$$

Для реализации этого режима необходимо, чтобы входное сопротивление измерительной цепи было намного меньше дифференциального сопротивления диода при  $V = 0$ , то есть, чтобы фотодиод являлся по отношению к измерительной цепи источником тока.

- 2) Фотодиодный режим. При  $V \ll -kT/e$  (11) принимает вид

$$I(V) \approx -I_s - I_{ph}(h\nu) \quad (18)$$

При  $I_s \ll I_{ph}$   $I \approx -I_{ph}(h\nu)$ . При применении методики измерения с модулированным освещением с амплитудой  $\Delta L_{ph}$  амплитуда переменной составляющей фототока

$$\Delta I_{ph}(h\nu) = \eta\beta(h\nu)\Delta L_{ph}(h\nu) \quad (19)$$

Важным преимуществом фотодиодного режима является возможность, изменяя напряжение обратного смещения  $V$ , изменять напряжённость электрического поля в  $i$ -области. Как будет показано ниже, измеряя зависимость фототока от  $V$  и температуры, можно изучать эмиссионные и рекомбинационные процессы в КЯ и КТ.

- 3) Режим измерения фотоЭДС разомкнутой цепи (фотоЭДС холостого хода). Положив в (11)  $I = 0$ , имеем  $V = V_{ph}$  и

- 4)

$$I_{ph}(h\nu) = I_s \left[ \exp\left(\frac{eV_{ph}(h\nu)}{qk_B T}\right) - 1 \right], \quad (20)$$

$$V_{ph}(h\nu) = q \frac{k_B T}{e} \ln \left( 1 + \frac{\eta\beta(h\nu)L_{ph}(h\nu)}{I_s} \right). \quad (21)$$

Уравнение (18) справедливо при условии, что  $\eta$  не зависит от  $h\nu$ , что, строго говоря, справедливо далеко не всегда. Подробнее этот вопрос обсуждается ниже.

В малосигнальном режиме, определяемом условием

$$\frac{\eta\beta(h\nu)L_{ph}(h\nu)}{I_s} \ll 1, \quad (22)$$

$$V_{ph}(h\nu) = q \frac{k_B T}{e} \frac{\eta\beta(h\nu)L_{ph}(h\nu)}{I_s} \quad (23)$$

Таким образом, спектры ФЧ  $p-i-n$  диодов в малосигнальном режиме, измеренные всеми указанными тремя методами, подобны друг другу с точностью до постоянного множителя.

При экспериментальных исследованиях спектров ФЧ спектры мало-сигнальной фотоЭДС или фототока, как правило, нормируют на спектр интенсивности фотовозбуждения  $L_{ph}(h\nu)$ , получая, тем самым, нормированную фоточувствительность:

$$S(h\nu) = \frac{I_{ph}(h\nu)}{L_{ph}(h\nu)} = \eta\beta(h\nu), \quad (24)$$

$$S(h\nu) = \frac{V_{ph}(h\nu)}{L_{ph}(h\nu)} = q \frac{k_B T}{e I_s} \eta\beta(h\nu). \quad (25)$$

Высококачественные меза-диоды на основе Si имеют достаточно малые значения плотности обратного темнового тока (до  $10^{-4} \div 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup> при 300К). С понижением температуры  $I_s$  также уменьшается. Эти обстоятельства дают возможность без труда регистрировать фотоотклик от одиночных КЯ или однослойных массивов КТ GeSi/Si.

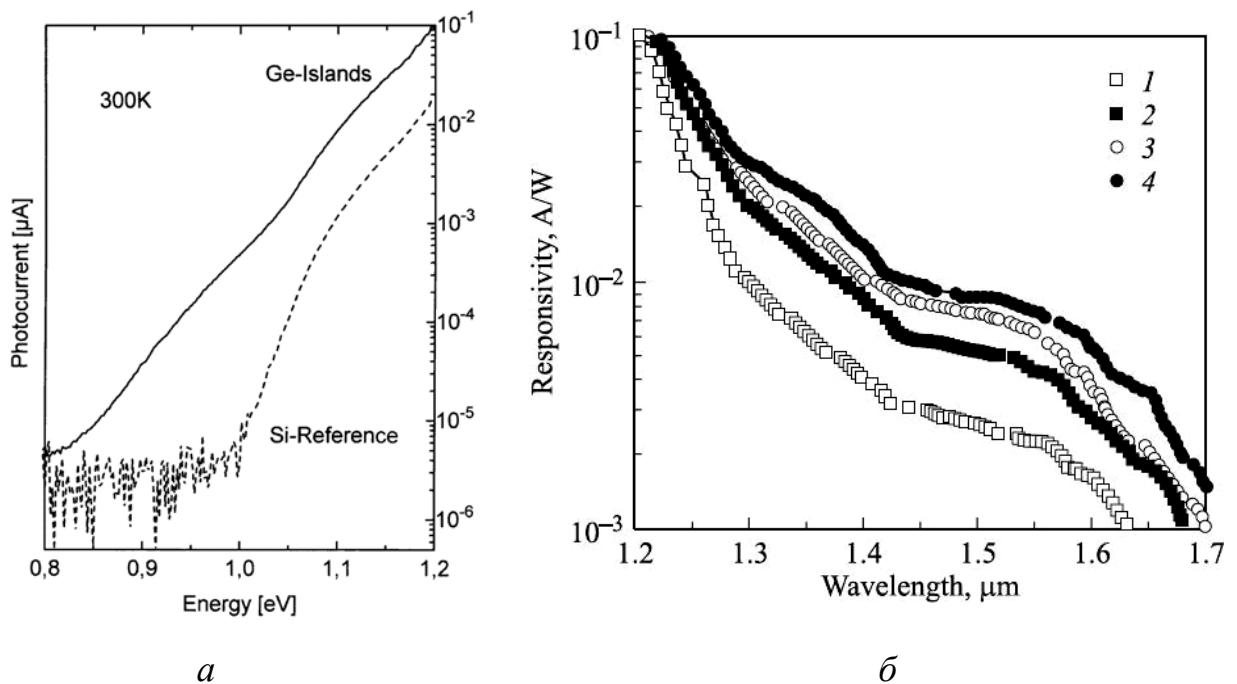


Рис. 38. *a* — спектры фототока фотодиода с наноструктурами Ge/Si и без островков [40]; *б* — спектры ампер-ваттной ФЧ меза-фотодиода на основе Si  $p-i-n$  структуры с 30-слойным массивом КТ Ge в  $i$ -области.  $V, B$ : 1 — 0; 2 — 0,2; 3 — 0,5; 4 — 2,0 [154].

Кроме того, существует возможность измерения спектров электролюминесценции (ЭЛ)  $p-i-n$  диодов, что, в свою очередь, даёт возможность непосредственно сопоставлять спектры ЭЛ и ФЧ от одного и того же диода.

Впервые о регистрации фототока при межзонном поглощении фотонов с  $h\nu < E_{gSi}$  в фотодиодах с КТ Ge/Si(001) сообщалось в [40] (Рис. 38а). На Рис. 38 б приведены спектры ампер-ваттной ФЧ меза-фотодиода на основе Si  $p-i-n$  структуры с 30-слойным массивом nanoостровков Ge в  $i$ -области при различных значениях обратного смещения  $V$  [154].

Механизм фотоэлектрических явлений в полупроводниковых ГС в спектральной области межзонного оптического поглощения в наноразмерных объектах (КЯ, КТ и т.п.) включает в себя 4 этапа [156]:

1. межзонное поглощение фотонов и генерацию электронно-дырочных пар в КЯ или КТ;
2. эмиссию фотовозбужденных носителей из КЯ (КТ) в окружающий материал (матрицу);
3. диффузию неравновесных носителей к потенциальному барьеру;
4. разделение электронов и дырок в электрическом поле потенциального барьера.

В случае, если КЯ (КТ) встроены в область пространственного заряда (ОПЗ)  $p-n$  перехода (барьера Шоттки), третий этап (диффузия) отсутствует.

В нижеследующих параграфах данного раздела более детально рассмотрены фотоэлектронные процессы в структурах GeSi/Si, происходящие на каждом из вышеперечисленных этапов.

### 2.1.1 ФОРМА СПЕКТРА ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НАНОСТРУКТУР GeSi/Si

Фотоэлектрические явления в наноструктурах GeSi/Si имеют ряд отличительных особенностей по сравнению с гетероструктурами на основе полупроводников типа  $A^3B^5$ . Эти особенности связаны, в первую очередь, с тем, что, как уже отмечалось, гетероструктуры GeSi/Si относятся ко II типу.

В квантоворазмерных ГС спектр малосигнальной ФЧ в спектральной области межзонного оптического поглощения в квантоворазмерном слое независимо от метода ее измерения (фотоЭДС  $p-n$  перехода, барьера Шоттки и т. п.) пропорционален спектру межзонного оптического поглощения в квантоворазмерных объектах (КЯ, КТ и т.п.), при условии, что квантовая эффективность эмиссии фотовозбужденных носителей из КЯ (КТ)  $\eta_0$  не зависит от  $h\nu$ .

$$S(h\nu) \sim \beta(h\nu) \quad (26)$$

Спектр поглощения  $\beta$ , в свою очередь, пропорционален комбинированной плотности состояний в квантово-размерном слое  $\rho$ . Таким образом,



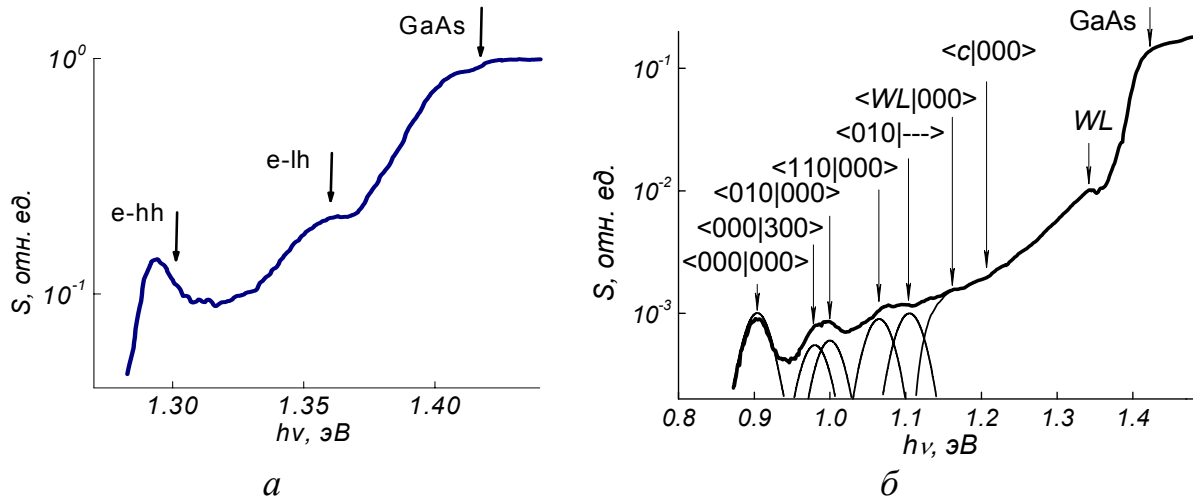


Рис. 39. Спектры ФЧ (300К) диода с барьером Шоттки на основе ГС с КЯ  $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}(001)$  [157] (а) и с КТ  $\text{InAs}/\text{GaAs}(001)$  [158] (б). Стрелками показаны энергии межзонных оптических переходов между размерно-квантованными состояниями.

$$S_{ph}(h\nu) \sim \beta(h\nu) \sim g(h\nu) \quad (27)$$

В квантоворазмерных гетероструктурах на основе полупроводников, образующих гетеропереходы I типа (таких, как  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}(001)$ ,  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}(001)$  и т. п.), как начальные, так и конечные электронные состояния основных межзонных оптических переходов локализованы в материале одного типа (в КЯ и или КТ, см. Рис. 40 а, б). В связи с этим, спектр ФЧ таких гетероструктур непосредственно отражает энергетическое распределение плотности состояний в квантоворазмерных объектах.

Так, например, в КЯ энергетические зависимости плотности электронных состояний как в валентной зоне, так и в зоне проводимости представляют собой ступенчатые функции (Рис. 40 а):

$$g_c(E) = \frac{m_n^e}{\hbar^2 \pi} \sum_n \Theta(E - E_n), \quad (28)$$

$$g_v(E) = \frac{m_m^h}{\hbar^2 \pi} \sum_m \Theta(E - E_m), \quad (29)$$

где  $m_m^h$  — эффективная масса дырок в подзоне размерного квантования в КЯ с номером  $m$ ,  $m_n^e$  — эффективная масса электронов в подзоне размерного квантования с номером  $n$ ;  $\Theta(E)$  — ступенчатая функция Хэвисайда [119].

Комбинированная плотность состояний при прямых межзонных переходах представляет собой свертку (23) и (24) по энергии, то есть также ступенчатую функцию:

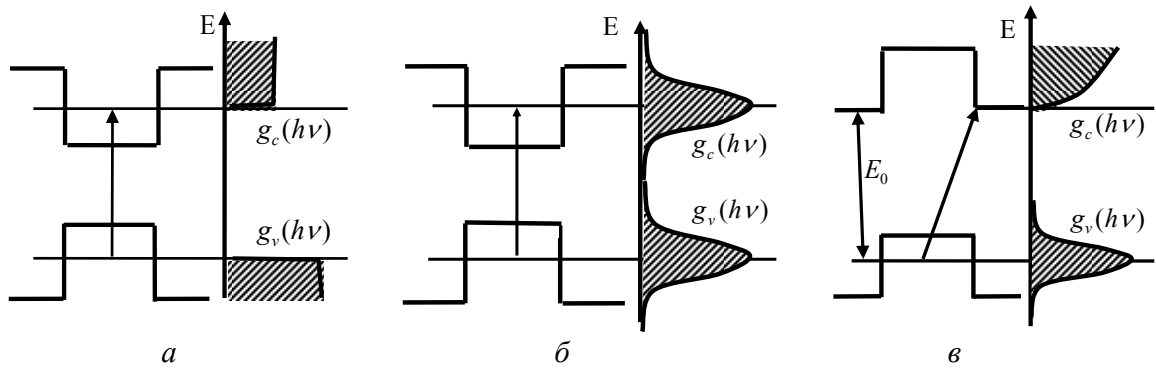


Рис. 40. Энергетическое распределение плотности электронных состояний в квантоворазмерных структурах на основе полупроводников, образующих гетеропереходы I типа (*a*, *б*) и в структурах GeSi/Si (II типа). *a* — КЯ, *б*, *в* — КТ.

$$g(E) = \frac{m_{mn}^*}{\pi\hbar^2} \sum_{m,n} \Theta(E - E_{mn}), \quad (30)$$

где  $m_{mn}^*$  — приведенная масса электронов и дырок для подзон размерного квантования  $n$  и  $m$ , которая определяется соотношением  $(m_{mn}^*)^{-1} = (m_n^e)^{-1} + (m_m^h)^{-1}$  [119]. В соответствии с (25), спектр ФЧ гетероструктур I типа с КЯ имеет ступенчатую форму, с экситонными пиками, отстоящими от края межзонных переходов на величину энергии связи двумерного экситона в КЯ [156].

В ГС I типа с КТ спектр плотности состояний, как в валентной зоне, так и в зоне проводимости представляет собой  $\delta$ -функцию Дирака [119]. Вследствие естественного разброса КТ по размерам, спектр плотности состояний, усредненной по ансамблю КТ, представляет собой функцию Гаусса [119] (Рис. 40 *б*). При прямых межзонных переходах в КТ комбинированная плотность состояний также будет иметь вид функции Гаусса. Соответственно, на спектрах ФЧ гетероструктур InAs/GaAs(001) с КТ наблюдается серия гауссовых пиков, соответствующих оптическим переходам между размерно-квантованными электронными состояниями в КТ [158].

Таким образом, в квантоворазмерных гетероструктурах I рода, спектры ФЧ, обусловленной межзонным оптическим поглощением в КЯ или КТ, имеют свою характерную форму, по которой можно непосредственно определить природу кванторазмерных объектов, с которыми связана ФЧ (двумерные, одномерные или нульмерные). Например, если в структуре имеются слои как КЯ, так и КТ (или комбинированные слои КЯ и КТ), то характерная форма спектра ФЧ, связанной с КЯ и КТ позволяет идентифицировать в спектрах ФЧ структур черты, связанные с оптическими переходами в двумерных и в нульмерных объектах. Такой случай реализуется, в частности, в структурах с самоформирующимися КТ InAs/GaAs(001). В спектре ФЧ последних наблюдаются пики, связанные с КТ и полосы, связанные со

смачивающим слоем InAs. Отметим еще раз, что в спектрах ФЛ линии, связанные с рекомбинационными переходами в КТ и в КЯ имеют гауссову форму (в случае, если их ширина определяется неоднородным уширением) и могут иметь близкую ширину. Таким образом, по спектрам ФЛ бывает затруднительно определить, связана данная линия с КТ или с КЯ без привлечения дополнительных сведений или экспериментов.

Также в квантоворазмерных ГС I типа обычно не вызывает затруднений определение из спектров ФЧ энергий межзонные оптических переходов между размерно-квантованными уровнями в квантоворазмерных объектах, с которыми связаны те или иные черты спектра. Так, в структурах с КЯ энергетические зазоры между экстремумами подзон размерного квантования можно определить по спектральному положению экситонных пиков (вводя поправку на энергию связи экситона) или же по спектральному положению краев полос ФЧ, связанных с соответствующими межзонными переходами в КЯ (используя, например, критерий Мосса).

В структурах с КТ энергии межзонных переходов между размерно-квантованными уровнями в КТ можно определить непосредственно по спектральному положению максимумов ФЧ, связанных с соответствующими переходами.

В структурах же GeSi/Si, вследствие того, что согласование зон в гетеропереходах GeSi/Si происходит по II типу, основными являются переходы из локализованных дырочных состояний в GeSi в зону проводимости окружающей матрицы (Si, Рис. 40 в). Даже если дырочные состояния в GeSi являются размерно-квантованными по всем трем компонентам квазиимпульса (то есть включения GeSi в матрицу Si представляют собой КТ для дырок), то в этом случае плотность состояний в валентной зоне представляет собой функцию Гаусса. В то же время, в зоне проводимости имеется трехмерная плотность состояний [155] (Рис. 40 в)<sup>5</sup>:

$$g_c(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3} (2m_e)^{3/2} \sqrt{E - E_c} \quad , \quad (31)$$

которая является непрерывной неубывающей функцией. Свертка этих двух функций представляет собой также непрерывную неубывающую функцию. В связи с этим, спектр ФЧ гетероструктур GeSi/Si имеет полосовую структуру независимо от природы исходных состояний (трехмерные, двумерные, одномерные или нульмерные, Рис. 38, Рис. 41).

В силу вышеуказанных причин, определение природы начальных и конечных состояний оптических переходов в наноструктурах GeSi и положения края соответствующих им полос ФЧ нельзя провести столь же непосредственно, как в квантоворазмерных гетероструктурах I типа.

<sup>5</sup> Здесь не рассматриваются факторы, которые могут приводить к локализации в гетероструктурах GeSi/Si также и электронов.

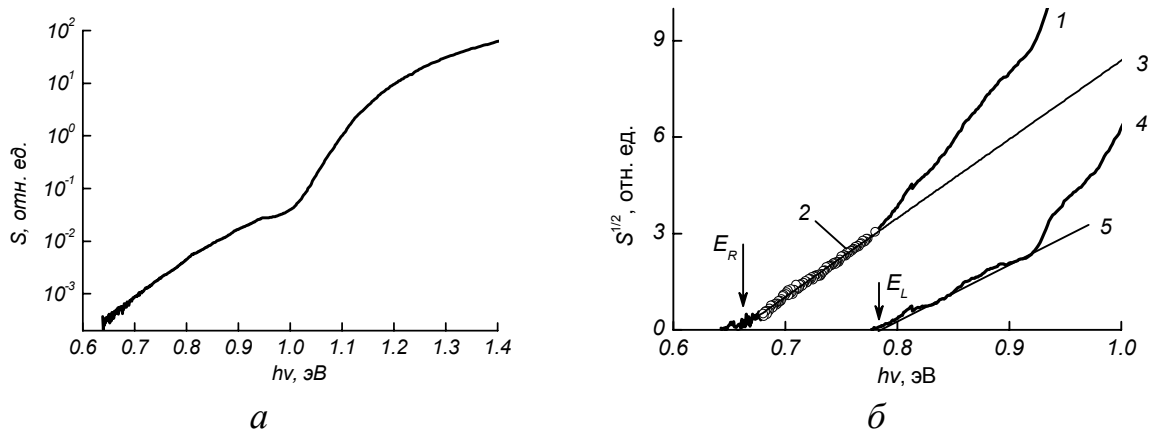


Рис. 41. Спектр ФЧ (300К) (а) и анализ формы края спектра ФЧ (б) меза-диода с nanoостровками GeSi/Si(001); б —представлена на рис. а.

В [78] для анализа формы края спектров ФЧ наноструктур GeSi/Si, связанной с межзонным оптическим поглощением в слоях и nanoостровках GeSi, и определения спектрального положения края полос ФЧ (то есть энергии основных межзонных оптических переходов в наноразмерных слоях GeSi  $E_0$ ) был предложен и применен следующий подход.

При поглощении света в тонком слое GeSi, встроенном в ОПЗ барьера, носители генерируются в этом слое, который можно рассматривать как  $\delta$ -образный источник электронно-дырочных пар. При этом процесс диффузии неосновных носителей к барьеру отсутствует, и можно считать

$$S(h\nu) = \eta\beta(h\nu) \quad , \quad (32)$$

Если  $\alpha L_z \ll 1$ ,  $\beta \approx \alpha L_z$ , и, таким образом,

$$S(h\nu) \sim \alpha(h\nu) \quad (33)$$

Это обстоятельство дает возможность применить известную методику анализа края спектров собственного поглощения Si и Ge [159] к анализу спектров ФЧ структур GeSi/Si. Для непрямых переходов с участием фононов [160]:

$$\alpha(h\nu) = \begin{cases} \frac{B}{\exp\left(\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right) - 1} (h\nu - E_g + \hbar\Omega)^2, & h\nu > E_g - \hbar\Omega \\ B \left[ \frac{(h\nu - E_g + \hbar\Omega)^2}{\exp\left(\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right) - 1} + \frac{(h\nu - E_g - \hbar\Omega)^2}{1 - \exp\left(-\frac{\hbar\Omega}{k_B T}\right)} \right], & h\nu > E_g + \hbar\Omega \end{cases} \quad (34)$$

где  $B$  — константа,  $\hbar\Omega$  — энергия фонона. В координатах  $\alpha^{1/2}(h\nu)$  данная зависимость представляет собой ломаную линию, экстраполяция составляющих её отрезков к оси абсцисс даёт значения отсечки  $E_g \pm \hbar\Omega$ .

Допустим, что размеры наностроек GeSi существенно превышают длину волны де Бройля для дырок в GeSi, так что влиянием эффекта размерного квантования на плотность дырочных состояний в наностройках можно пренебречь. В этом случае, для анализа формы участка спектра ФЧ в спектральной области межзонного поглощения в наностройках GeSi  $E_0 - \hbar\Omega < h\nu < E_{gSi}$  можно использовать формулу (19). Действительно, в данном случае имеют место межзонные оптическими переходами из неэквантованных (трехмерных) состояний в наностройках GeSi в неэквантованные (трехмерные) состояния в Si. То, что указанные переходы — пространственно не прямые, влияет лишь на значение интеграла перекрытия  $X_{cv}$ , но не на спектр комбинированной плотности состояний  $g_{cv}(h\nu)$ . Если указанные переходы являются непрямыми не только в реальном, но и в  $k$ -пространстве и происходят с участием фононов, то, в силу (18) и (19), спектр ФЧ гетероструктур с неэквантованными наностройками GeSi/Si в спектральной области  $E_0 - \hbar\Omega < h\nu < E_{gSi}$  должен представлять суперпозицию двух полос ФЧ, энергии краёв которых составляют  $E_0 - \hbar\Omega$  (для перехода с поглощением фонона) и  $E_0 + \hbar\Omega$  (с испусканием фонона).

На Рис. 41 б приведен участок спектра ФЧ меза фотодиода на базе Si  $p-i-n$  структуры с наностройками GeSi в  $i$ -слое в спектральной области  $E_0 < h\nu < E_g(\text{Si})$  в спрямляющих координатах  $S^{1/2} - h\nu$  (кривая 1). Участок спектра ФЧ в спектральной области  $h\nu = 0,6 - 0,8$  эВ (участки 2 кривой 1, показанный кружками) в указанных координатах может быть аппроксимирован прямой (3). Это свидетельствует, что основными межзонными оптическими переходами в островках GeSi являются переходы с участием оптических фононов. Отсечка прямых, аппроксимирующих указанный участок спектра, по оси  $h\nu$  соответствуют энергии основного перехода с поглощением оптического фонона  $E_R = E_0 - \hbar\Omega$ . Кривая 4 представляет собой разность исходного спектра 1 и аппроксимирующей прямой 3. Длинноволновый участок кривой 4 также может быть аппроксимирован прямой 5. Отсечка прямой 5 по оси  $h\nu$  соответствует энергии перехода с испусканием оптического фонона  $E_L = E_0 + \hbar\Omega$ . Определив  $E_R$  и  $E_L$ , можно найти  $E_0 = (E_R + E_L)/2$  и  $\hbar\Omega = (E_R - E_L)/2$ .

Для анализа спектров ФЧ, связанных с межзонными переходами в размерно-квантованных островках (КТ) GeSi заметим, что, как уже упоминалось выше, в отношении оптического поглощения КТ II типа ведут себя аналогично глубоким примесным центрам. В самом деле, и в том, и в другом случае мы имеем дело с переходами из дискретных локализованных (0-мерных) состояний в трехмерные состояния зоны проводимости. Поэтому для анализа формы спектра ФЧ гетероструктур с КТ GeSi/Si можно приме-

нить формулу Люковски [161]. Последняя описывает спектр примесного оптического поглощения глубокими центрами:

$$\alpha(h\nu) \sim \frac{(h\nu - E_i)^{3/2}}{(h\nu)^3} \quad (35)$$

где  $E_i$  — энергия примесного уровня (отсчитываемая от дна зоны проводимости). Соответственно, для анализа спектра ФЧ структур с КТ GeSi/Si следует использовать спрямляющие координаты  $(h\nu)^2 S^{2/3} - h\nu$ .

Таким образом, при помощи метода аппроксимации спектра ФЧ, построенного в спрямляющих координатах, могут быть однозначно определены как энергия основного межзонного оптического перехода в наноструктурах  $E_0$ , так и энергии фононов, с участием которых происходят данные переходы  $\hbar\Omega$ . Кроме того, путём подбора соответствующих спрямляющих координат, можно сделать также некоторые выводы о том, являются ли островки GeSi в исследуемых структурах квантованными или неквантованными.

Возможность определения из спектров ФЧ энергий фононов, участвующих в межзонных оптических переходах, предоставляет, в свою очередь, дополнительные возможности диагностики электронной структуры наноструктур. Например, известно, что если абсолютный минимум зоны проводимости образован состояниями  $\Delta$ -долин, то преобладают переходы с испусканием ТО-фононов. В случае, когда дно зоны проводимости образовано состояниями  $L$ -долин, преобладают переходы с участием LA-фононов. Таким образом, по энергии фононов, участвующих в оптических переходах с участием фононов, можно отличить переходы в  $\Delta$ -долину от переходов в  $L$ -долину.

### 2.1.2 ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННОГО РАЗБРОСА НАНООСТРОВКОВ GeSi/Si ПО РАЗМЕРАМ И/ИЛИ СОСТАВУ НА ФОРМУ КРАЯ СПЕКТРА ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

В предыдущем параграфе, при анализе спектров ФЧ фотодиодов с наноструктурами GeSi/Si, мы не касались вопроса о влиянии естественного разброса наноструктур GeSi по размерам и/или составу на форму спектра ФЧ. Известно, что указанный разброс приводит к так называемому структурному уширению линий ФЛ от наноструктур.

Рассмотрим массив наноструктур, характеризующийся гауссовым распределением наноструктур по размерам и/или составу и соответствующим распределением по энергии основных межзонных оптических переходов  $f(E)$ . В рамках данного рассмотрения безразлично, чем именно вызван разброс по энергиям — разбросом по размерам, составу или совместно тем и другим.

Предположим, что островки не являются размерно-квантованными и спектральная зависимость ФЧ отдельно взятого островка имеет вид:

$$S_1(h\nu) = a(h\nu - E_1)^2 \quad (36)$$

где  $a$  — константа,  $E_1$  — энергия основного межзонного перехода в данном островке. При анализе влияния разброса островков по размерам (составу) на форму спектра ФЧ мы отвлекаемся от удвоения края спектра ФЧ, связанного с участием фононов.

Поскольку ФЧ является аддитивной величиной, суммарная ФЧ массива островков может быть записана как

$$S(h\nu) = \sum_i A_i (h\nu - E_i)^2 \quad (37)$$

где  $A_i = an_i$ ,  $n_i$  — число кластеров, энергия основного межзонного перехода в которых попадает в интервал энергий  $E_i, E_i + E$  (см. вставку на Рис. 42). На Рис. 42 представлен модельный спектр ФЧ массива наноструктур GeSi/Si, рассчитанный согласно (34) для распределения  $f(E)$ , представленного на вставке на Рис. 42.

В спрямляющих координатах  $S^{1/2}(h\nu)$  форма данного спектра описывается формулой

$$S^{1/2}(h\nu) = \sqrt{\sum_i A_i (h\nu - E_i)^2} \quad (38)$$

При устремлении ширины распределения островков по размерам (составу) к нулю  $f(E)$  вырождается в  $\delta$ -функцию Дирака:  $f(E) \rightarrow \delta(E)$ . Соответствующий спектр ФЧ

$$S^{1/2}(h\nu) = \sqrt{Na}(h\nu - E_m), \quad (39)$$

где  $N$  — число наноструктур в массиве.

Наличие разброса наноструктур по размерам и/или составу приводит к отклонению спектров ФЧ в координатах  $S^{1/2}(h\nu)$  от прямой линии в области  $h\nu \leq E_m + 2\sigma_E$ , где  $E_m$  — энергии максимума,  $\sigma_E$  — среднеквадратичное отклонение распределения  $f(E)$  (см. Рис. 42).

При  $h\nu > E_m + 2\sigma_E$  спектр ФЧ по-прежнему может быть аппроксимирован прямой линией, поскольку наибольший вклад в сумму (34) дают компоненты вблизи  $E_m$ :

$$S^{1/2}(h\nu) = \sqrt{A_m (h\nu - E_m)^2 + \sum_{i \neq m} A_i (h\nu - E_i)^2} \approx \sqrt{A_m} (h\nu - E_m). \quad (40)$$

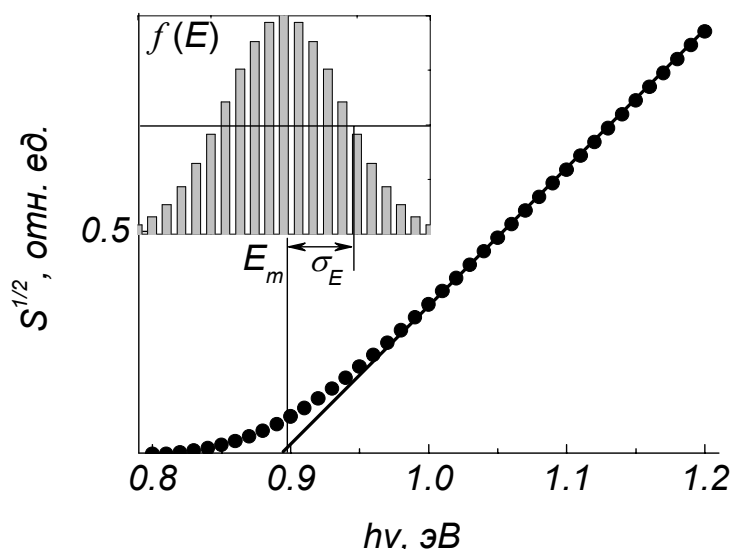


Рис. 42. Модельный спектр ФЧ массива наностроек GeSi/Si, характеризующегося гауссовым распределением островков по энергиям основных межзонных оптических переходов  $f(E)$  (показано на вставке).  $E_m = 0,9$  эВ.

Вклад остальных компонент, который выражается слагаемым  $\sum_{i \neq m} A_i (h\nu - E_i)^2$  под знаком квадратного корня в (37), при  $h\nu > E_m + 2\sigma_E$  незначителен по сравнению с  $A_m (h\nu - E_m)^2$ . Таким образом, если провести аппроксимирующую прямую через участок спектра в области  $h\nu > E_m + 2\sigma_E$ , значение отсечки этой прямой по оси  $h\nu$  будет с достаточной для нужд практического анализа степенью соответствовать  $E_m$ . Это даёт возможность установить соответствие значений  $E_0$ , определенных из спектров ФЧ, энергии максимума линии ФЛ, форма которой определяется распределением  $f(E)$  (при условии, что основной вклад в уширение линии ФЛ вносит именно структурное уширение).

Всё вышеизложенное справедливо и для размерно-квантованных островков (КТ), форма спектра ФЧ которых описывается формулой (32).

Обратившись к Рис. 41 б, можно видеть, что на спектре ФЧ  $p-i-n$  диода с наностройками GeSi/Si в области  $h\nu \approx E_0 - \hbar\Omega$  наблюдается загиб, подобный загибу модельного спектра на Рис. 42, связанный с разбросом наностроек  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  по  $x$ . Однако анализ формы этого загиба на экспериментальных спектрах затруднён тем обстоятельством, что отношение сигнал/шум в соответствующей области спектра мало.

### 2.1.3 ЭМИССИЯ ФОТОВОЗБУЖДЁННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ИЗ КВАНТОВЫХ ЯМ И НАНОСТРОЕК GeSi/Si

Необходимость эмиссии фотовозбужденных носителей из КЯ (наностроек) является отличительной особенностью фотоэлектрических явлений в наноразмерных ГС, отличающей последние от гомоструктур и гетероструктур со значительной (по сравнению с толщиной ОПЗ



гетеропереходов) толщиной слоев. Для правильной интерпретации результатов фотоэлектрических измерений ГС с наноструктурами GeSi/Si необходима адекватная модель для описания процесса эмиссии фотовозбужденных носителей из КЯ (наноструктур).

В [162] развита теория эмиссии фотовозбужденных носителей заряда из КЯ и наноструктур GeSi/Si, основанная на подходе, использованном в [163] для описания процессов эмиссии фотовозбужденных носителей из КЯ AlGaAs/GaAs(001), встроенных в  $p-i-n$  фотодиод. В рамках этого подхода квантовая эффективность поглощенного КЯ (слоем наноструктурами) излучения  $\eta_Q$  определяется через соотношение скорости эмиссии носителей из КЯ (островков)  $R_e$  и скорости фотогенерации избыточных электронно-дырочных пар в КЯ (островках)  $R_g$ . В стационарном состоянии  $R_g = R_e + R_r$ , где  $R_r$  — скорость рекомбинации носителей в КЯ (островках). Тогда  $\eta_Q$  может быть записана как

$$\eta_Q = \frac{R_e}{R_e + R_r} . \quad (41)$$

Если КЯ или островки находятся в ОПЗ  $p-n$  перехода, эмиссия носителей из КЯ (островков) может происходить тремя путями:

- 1) туннелирование через треугольный потенциальный барьер;
- 2) термически активированная эмиссия;
- 3) туннельная эмиссия с термической активацией.

Рассмотрим сначала процессы эмиссии фотовозбужденных носителей из КЯ [163]. Время жизни носителей каждого вида в КЯ относительно процесса эмиссии определяется как

$$\tau_e = \frac{n_s}{R_e} , \quad (42)$$

где  $n_s$  — двумерная концентрация носителей соответствующего вида в КЯ.

Плотность тока эмиссии носителей данного вида из КЯ

$$j_e = \frac{en_s}{\tau_e} . \quad (43)$$

Время жизни носителей в КЯ, определяемое рекомбинацией

$$\tau_r = \frac{n_s}{R_r} . \quad (44)$$

На основании (39) и (41), выражение (38) можно записать в виде

$$\eta_Q = \frac{\tau_e^{-1}}{\tau_e^{-1} + \tau_r^{-1}} . \quad (45)$$

В случае, если имеется несколько независимых каналов рекомбинации в КЯ (излучательная, безызлучательная и пр.), эффективное рекомбинационное время жизни носителей, определяемое с учетом всех конкурирующих каналов рекомбинации как

$$\frac{1}{\tau_r} = \sum_j \frac{1}{\tau_j} , \quad (46)$$

где  $\tau_j$  — время жизни относительно  $j$ -го канала рекомбинации, которое определяется аналогично (39) и (41), соответствующая скорость рекомбинации равна  $R_j$ .

Плотность тока эмиссии для каждого вида носителей

$$j = e \int_0^{\infty} n(E) T(E) v_z(E) dE , \quad (47)$$

где  $n(E) = g(E)f(E)$  — концентрация носителей с энергией  $E$ ,  $g(E)$  — плотность электронных состояний,  $f(E)$  — функция распределения носителей по энергии,  $T(E)$  — коэффициент туннельной прозрачности потенциального барьера,

$$v_z = \frac{\hbar k_z}{m} \quad (48)$$

— компонента скорости носителей в направлении  $z$ .

Время жизни носителей в КЯ относительно эмиссии  $\tau_e$  находится из (40) и (44), где

$$n_s = \int_0^{\infty} n_s(E) dE , \quad (49)$$

$n_s(E) = g_{2D}(E)f(E)$  — двумерная концентрация носителей в КЯ с энергией  $E$ ,  $g_{2D}(E)$  — двумерная плотность состояний в КЯ. Соотношение между  $n$  и  $n_s$  устанавливается формулой  $n_s = nL_z$ .

Рассмотрим КЯ толщиной  $L_z$  и глубиной  $\Delta E_c$  в постоянном электрическом поле с напряженностью  $F$ , направленном вдоль оси роста  $z$  в приближении огибающих волновых функций и независимых параболических зон для каждого типа носителей (Рис. 43).

Высота треугольного барьера  $E_b$ , отсчитываемая от середины дна КЯ, в электрическом поле снижается на величину  $eFL_z/2$  (Рис. 43 а):

$$E_b(F) = \Delta E_c - \frac{eFL_z}{2} \quad (50)$$

В связи с анизотропией системы, вызванной наличием электрического поля,  $T(E)$  и  $\nu(E)$  зависят от направления, так что интеграл (44) необходимо брать по пространству квазиволнового вектора  $\mathbf{k}$ . Предполагается, что размерность системы скачком изменяется от 2D к 3D при  $E = E_b$  (Рис. 43 б). Пусть в КЯ имеется  $N_l$  уровней размерного квантования по  $k_z$ . При  $E < E_b$  имеем  $N_l$  двумерных подзон, параболических в плоскости КЯ.

$$g_{2D}(E) = \frac{m}{\pi\hbar^2} \sum_{l=1}^{N_l} \Theta(E - E_l) \quad (51)$$

где  $E_l$  ( $l = 1, 2, \dots, N_l$ ) — энергии уровней размерного квантования в КЯ,  $m$  — эффективная масса носителей. В  $k$ -пространстве такая плотность состояний эквивалентна серии плоскостей разрешенных состояний при дискретных значениях  $k_{zl} = \sqrt{2mE_l}/\hbar$ , вплоть до порогового значения  $k_b = \sqrt{2mE_b(F)}/\hbar$ . При  $k_z > k_b$  имеем континуум значений  $k_z$ .

Плотность состояний в нормировочном объеме  $\Omega$  определяется суммой разрешенных состояний по  $\mathbf{k}$  в  $k$ -пространстве:

$$g(E) = \frac{2}{\Omega} \sum_{\mathbf{k}} \delta(E - E(\mathbf{k})) \quad (52)$$

Множитель 2 учитывает спиновое вырождение.

Для компонент квазиволнового вектора в плоскости КЯ,  $k_x$  и  $k_y$  суммирование в (49) можно заменить интегрированием. Для  $k_z$  мы имеем сумму дискретных значений  $k_{zl}$  ( $l = 1, \dots, N_l$ ) при  $k < k_b$ , к которой прибавляется интеграл по континууму  $k_z$  для  $k_z > k_b$ . Для того чтобы привести плотность состояний трехмерного континуума к двумерной, выберем нормировочный

объём  $\Omega = L_z L_x L_y$ , где  $L_x L_y$  — элемент площади КЯ. Приведенная к двумерной плотности состояний записывается как:

$$g'_{2D}(E) = \frac{2}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \left\{ \sum_{l=1}^{N_l} + \frac{L_z}{2\pi} \left[ \int_{-\infty}^{-k_b} dk_z + \int_{k_b}^{\infty} dk_z \right] \right\} \delta(E - E(\mathbf{k})) \quad (53)$$

После выполнения интегрирования, данное выражение дает ступенчатую плотность состояний при  $E < E_b$ , характерную для двумерных систем, переходящую в параболическую, характерную для трехмерного материала, при  $E > E_b$  (Рис. 43 б).

$$g'_{2D}(E) = \frac{m}{\pi\hbar^2} \left[ \sum_{l=1}^{N_l} \Theta(E - E_l) + \frac{2L_z}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{m[E - E_b(F)]}{2}} \Theta[E - E_b(F)] \right]. \quad (54)$$

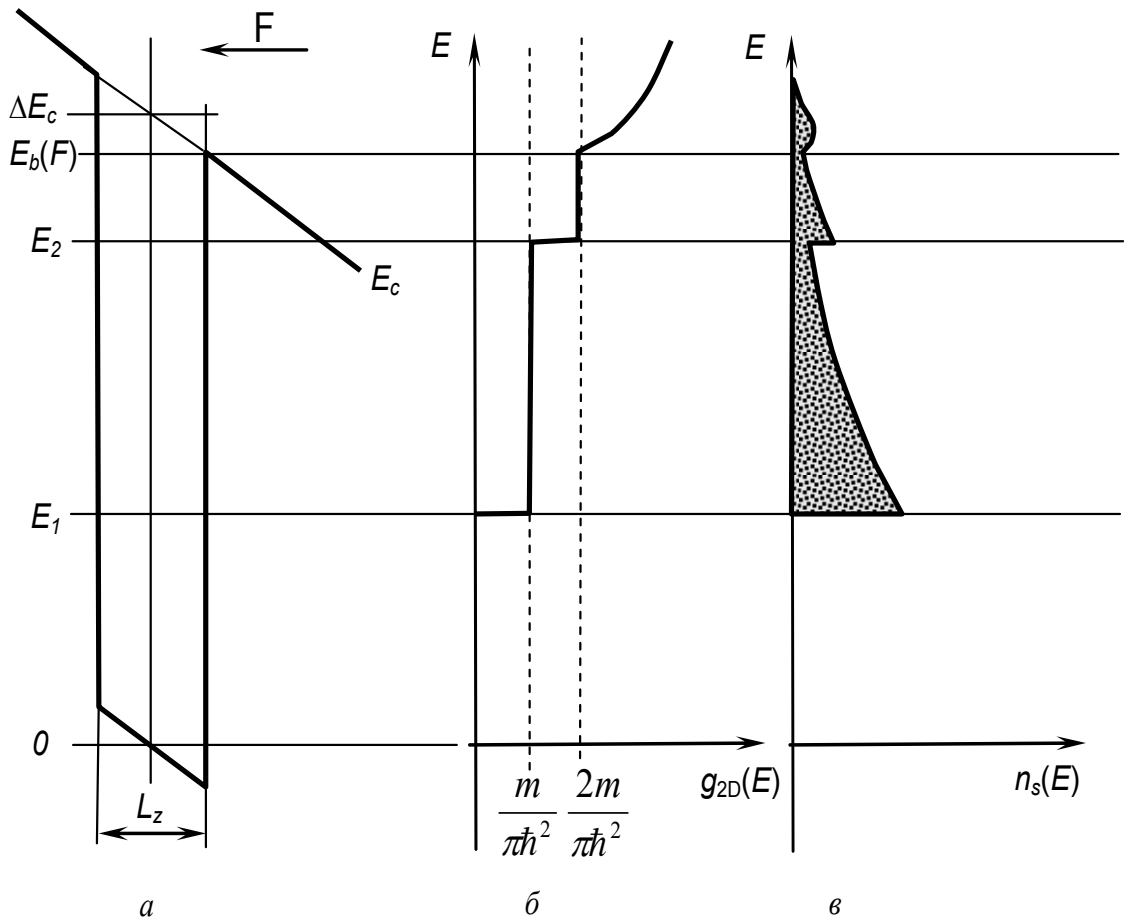


Рис. 43. *a* — энергетическая диаграмма КЯ в постоянном электрическом поле с напряженностью  $F$ ; *б* — энергетический спектр плотности электронных состояний в КЯ  $g_{2D}(E)$ , *в* — распределение двумерной концентрации носителей в КЯ по энергии  $n_s(E)$ .

Предполагая, что распределение носителей каждого типа по энергии описывается функцией распределения Ферми:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)}, \quad (55)$$

где  $E_F$  — квазиуровень Ферми для соответствующего типа носителей, и считая, что

$$E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2) + E_z \quad (56)$$

где

$$E_z = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad (57)$$

а также учитывая, что коэффициент туннельной прозрачности  $T$  зависит только от  $E_z$  (данное положение справедливо, если продольная эффективная масса носителей в КЯ не отличается значительно от соответствующей массы в материале барьера), получаем выражение для эмиссионного тока:

$$j_e = \frac{e\hbar}{2\pi^2 m} \left\{ \sum_{l=1}^{N_l} + \frac{L_z}{2\pi} \int_{k_b}^{\infty} dk_z \right\} k_z T(E_z) \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2) + E_z - E_F}{k_B T}\right]} \quad (58)$$

Предполагая, что  $E_b(F) - E_F \gg k_B T$ , что справедливо в случае низкого уровня фотовозбуждения, окончательно получаем:

$$j_e = \frac{2emk_B T}{\pi\hbar^3} \left\{ \sum_{l=1}^{N_l} \frac{E_l T(E_l)}{k_{zl} L_z} \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_F - E_l}{k_B T}\right) \right] + \frac{1}{4\pi} \int_{E_b(F)}^{\infty} \exp\left(\frac{E_F - E_z}{k_B T}\right) dE_z \right\} \quad (59)$$

и

$$n_s = \frac{mk_B T}{\pi\hbar^2} \left\{ \sum_{l=1}^{N_l} \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_F - E_l}{k_B T}\right) \right] + \frac{L_z \sqrt{2mk_B T}}{\pi\hbar} \operatorname{erfc} \left( \sqrt{\frac{E_b(F)}{k_B T}} \right) \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \right\} \quad (60)$$

Коэффициент туннельной прозрачности треугольного барьера  $T(E_l)$  может быть вычислен в квазиклассическом приближении:

$$T(E_l) \approx \exp \left[ -\frac{4\sqrt{2m}(E_b(F) - E_l)^{3/2}}{3e\hbar F} \right] \quad (61)$$

Сумма по  $l$  в фигурных скобках в (57) учитывает носители, находящиеся в двумерных подзонах в КЯ, а второе слагаемое — носители, находящиеся в объёме КЯ в непрерывном спектре. При выводе формул (57) и (58) в [163] предполагалось, что обе указанные подсистемы находятся в равновесии друг с другом. Это допущение справедливо при малом уровне фотовозбуждения  $\Delta n, \Delta p \ll n_0(p_0)$ , где  $\Delta n$  ( $\Delta p$ ) — стационарная концентрация избыточных электронов (дырок) в КЯ,  $n_0(p_0)$  — равновесная концентрация электронов (дырок) в КЯ.

Таким образом, вычислив  $n_s$  и  $j_e$  по (58) и (57), мы можем вычислить  $\tau_e$  и  $\eta_Q$  при заданных значениях  $F$  и температуры для каждого сорта носителей по (40) и (42).

Всё вышеизложенное справедливо как для ГС с КЯ I типа, так и для ГС с КЯ GeSi/Si. Особенности последних могут быть учтены следующим образом.

В отличие от ГС I типа, рассмотренных в [163], в КЯ GeSi/Si фотовозбуждённый электрон может быть локализован по ту или другую сторону потенциального барьера GeSi в зоне проводимости (Рис. 44). Соответствующие вероятности локализации электрона слева и справа от барьера,  $w_1$  и  $w_2$ , соответственно, соотносятся как

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{|X_1|^2}{|X_2|^2}, \quad (62)$$

где

$$X_1 = \int_{-\infty}^{z_0} \chi_e^*(z) \chi_h(z) dz, \quad (63)$$

$$X_2 = \int_{z_0}^{\infty} \chi_e^*(z) \chi_h(z) dz, \quad (64)$$

$\chi_e(z)$  и  $\chi_h(z)$  — огибающие волновых функций электронов и дырок соответственно.

На Рис. 44 схематически показаны  $\chi_h(z)$  и  $\chi_e(z)$  для основных состояний дырок в слое GeSi и электронов в треугольной КЯ, образованной барьером GeSi для электронов в зоне проводимости вследствие наличия электрического поля. Если электрон в конечном состоянии окажется в этой яме, существует так же 3 пути, по которым электрон может преодолеть барьер GeSi: термоэмиссионный, туннельный и туннельный с термоактивацией (схематически показаны на Рис. 44). Для расчёта вероятности указанных процессов также может быть использован вышеприведённый алгоритм. При этом для расчёта коэффициента туннельной прозрачности трапециевидного

потенциального барьера GeSi  $T(E_l)$  может быть использована формула Симмонса [164].

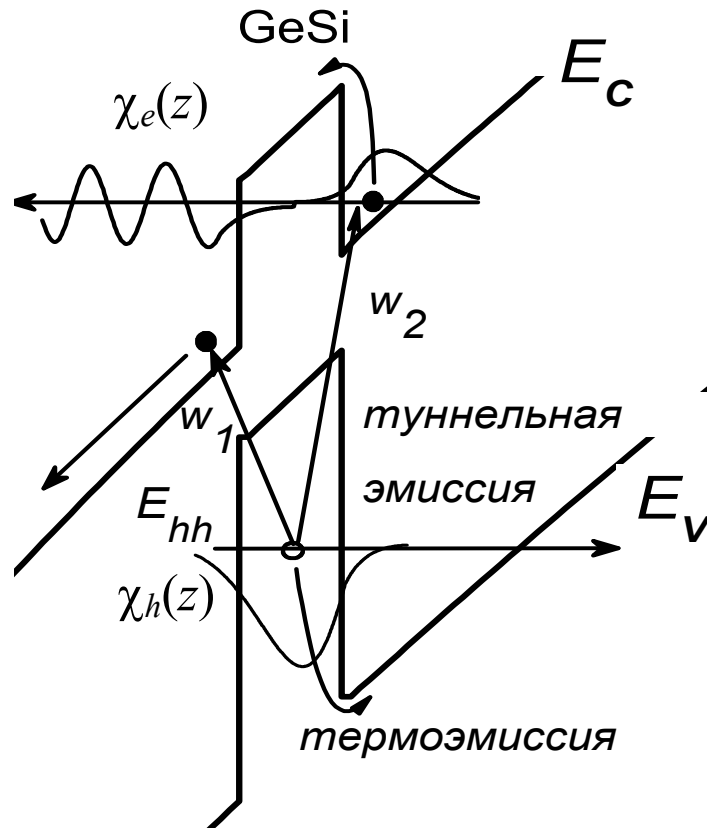


Рис. 44. Схема эмиссии фотовозбуждённых носителей из КЯ GeSi/Si в электрическом поле.

Кроме того, в отличие от прямоугольной КЯ, для треугольной КЯ следует заменить одинаковую для всех уровней нормировочную длину  $L_z$  в (56) и (57) на  $L_l$ , различную для каждого уровня, как показано на Рис. 45.

Расчёты показывают, что для барьера, образованного смачивающим слоем Ge/Si толщиной  $\approx 5$  нм в диапазоне  $T = 4 \div 300$  К при  $F > 6 \cdot 10^3$  В/см  $\eta_Q \rightarrow 1$ . Таким образом, квантовая эффективность поглощённого в смачивающем слое Ge излучения ограничивается только скоростью эмиссии дырок.

Для массива КТ формулы (56) и (57) изменяются нижеследующим образом. Рассмотрим в качестве примера массив одинаковых КТ, имеющих форму прямоугольного параллелепипеда с размерами  $L_x \times L_y \times L_z$  в направлениях  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно, расположенных в одной плоскости ( $x$ ,  $y$ ). Размерно-квантованное состояние электронов в КТ описывается четырьмя дискретными квантовыми числами  $\{n_\alpha, s\}$ , где  $\alpha = 1, 2, 3$ ,  $n_\alpha = 1, \dots, N_\alpha$ ,  $s = \pm 1/2$  — спин. Пусть в КТ имеется всего  $N_l = N_1 N_2 N_3$  уровней, дважды вырожденных по спину. При  $E < E_b$  плотность состояний

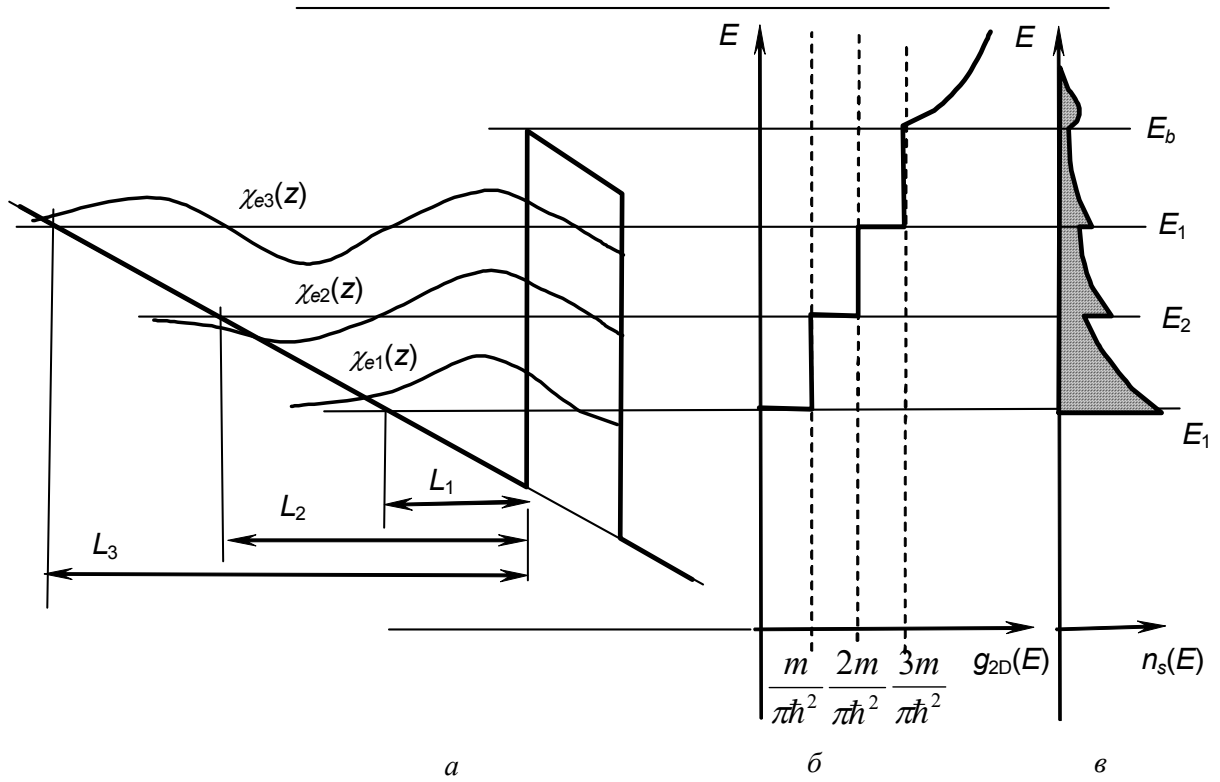


Рис. 45. *a* — энергетическая диаграмма ГС GeSi/Si в электрическом поле и огибающие волновых функций в треугольной КЯ, образованной барьером GeSi для электронов; *б* — энергетический спектр плотности состояний в треугольной КЯ, *в* — распределение двумерной концентрации носителей в КЯ по энергии.

$$g(E) = \frac{2}{\Omega} \sum_{n_1=1}^{N_1} \sum_{n_2=1}^{N_2} \sum_{n_3=1}^{N_3} \delta(E - E_{n_1 n_2 n_3}). \quad (65)$$

Выберем нормировочный объём  $\Omega = L_z L_x L_y$ . При  $E > E_b$  к сумме (62) добавляется континуум непрерывных состояний. Полная плотность состояний в слое КТ

$$g'_{2D}(E) = 2N_s \left\{ \sum_{n_1=1}^{N_1} \sum_{n_2=1}^{N_2} \sum_{n_3=1}^{N_3} \delta(E - E_{n_1 n_2 n_3}) + \frac{2pL_x L_y L_z (2m)^{3/2}}{\hbar^3} \sqrt{E - E_b(F)} \right\}, \quad (66)$$

которая представляет собой суперпозицию  $N_l$   $\delta$ -функций, соответствующих  $E = E_{n_1 n_2 n_3}$  при  $E < E_b$ , характерную для 0-мерных систем, переходящую в параболическую, характерную для трехмерного материала, при  $E > E_b$  (Рис. 46 б).



Окончательно получаем для  $E_b(F) - E_F \gg k_B T$

$$j_e = \frac{2e\hbar N_s}{m} \left\{ \sum_{n_1=1}^{N_1} \sum_{n_2=1}^{N_2} \sum_{n_3=1}^{N_3} \frac{T(E_{n_1 n_2 n_3})(k_z)_{n_1 n_2 n_3}}{1 + \exp\left(\frac{E_{n_1 n_2 n_3} - E_F}{k_B T}\right)} + \frac{L_x L_y m^2 k_B^2 T^2}{4\pi^2 \hbar^4} \exp\left(\frac{E_F - E_b(F)}{k_B T}\right) \right\} \quad (67)$$

$$n_s = 2N_s \left\{ \sum_{n_1=1}^{N_1} \sum_{n_2=1}^{N_2} \sum_{n_3=1}^{N_3} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{n_1 n_2 n_3} - E_F}{k_B T}\right)} + \frac{L_x L_y L_z (2mk_B T)^{2/3}}{4\pi^2 \hbar^3} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{E_b(F)}{k_B T}}\right) \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \right\} \quad (68)$$

Формулы (64) и (65) легко обобщаются для КТ произвольной формы, однако, с одним существенным уточнением. При выводе (64) предполагалось, что туннельная прозрачность треугольного барьера  $T$  зависит только от  $k_z$  и не зависит от  $k_x$  и  $k_y$ . Вышеизложенная модель применима лишь к таким типам потенциалов КТ, в которых размерно-квантованные состояния являются чистыми по  $k_z$ . Из модельных потенциалов, для которых существуют аналитические решения уравнения Шрёдингера, к таким относятся, в частности, рассмотренная выше модель прямоугольного параллелепипеда, а также модель цилиндрической КТ, ось которой направлена вдоль оси  $z$ . В hut- и pyramid- островках Ge/Si(001) размерно-квантованные состояния являются смешанными по  $k_z$ . В этом случае можно ввести функцию плотности вероятности  $W(k_z)$ , так что произведение  $T(E_{n_1 n_2 n_3})(k_z)_{n_1 n_2 n_3}$  в (64) записывается как

$$\int_0^{(k_z \max)_{n_1 n_2 n_3}} W_{n_1 n_2 n_3}(k_z) k_z T(k_z) dk_z, \quad (69)$$

где

$$(k_z \max)_{n_1 n_2 n_3} = \frac{\sqrt{2mE_{n_1 n_2 n_3}}}{\hbar}. \quad (70)$$

В общем случае,  $W_{n_1 n_2 n_3}$  имеет различный вид для различных состояний в КТ, характеризующихся тройкой квантовых чисел  $n_1 n_2 n_3$ . Так, в сферической КТ основное состояние имеет  $s$ -симметрию, так что

$$W_{000}(k_z) = \frac{1}{(k_z \max)_{000}} \quad (71)$$

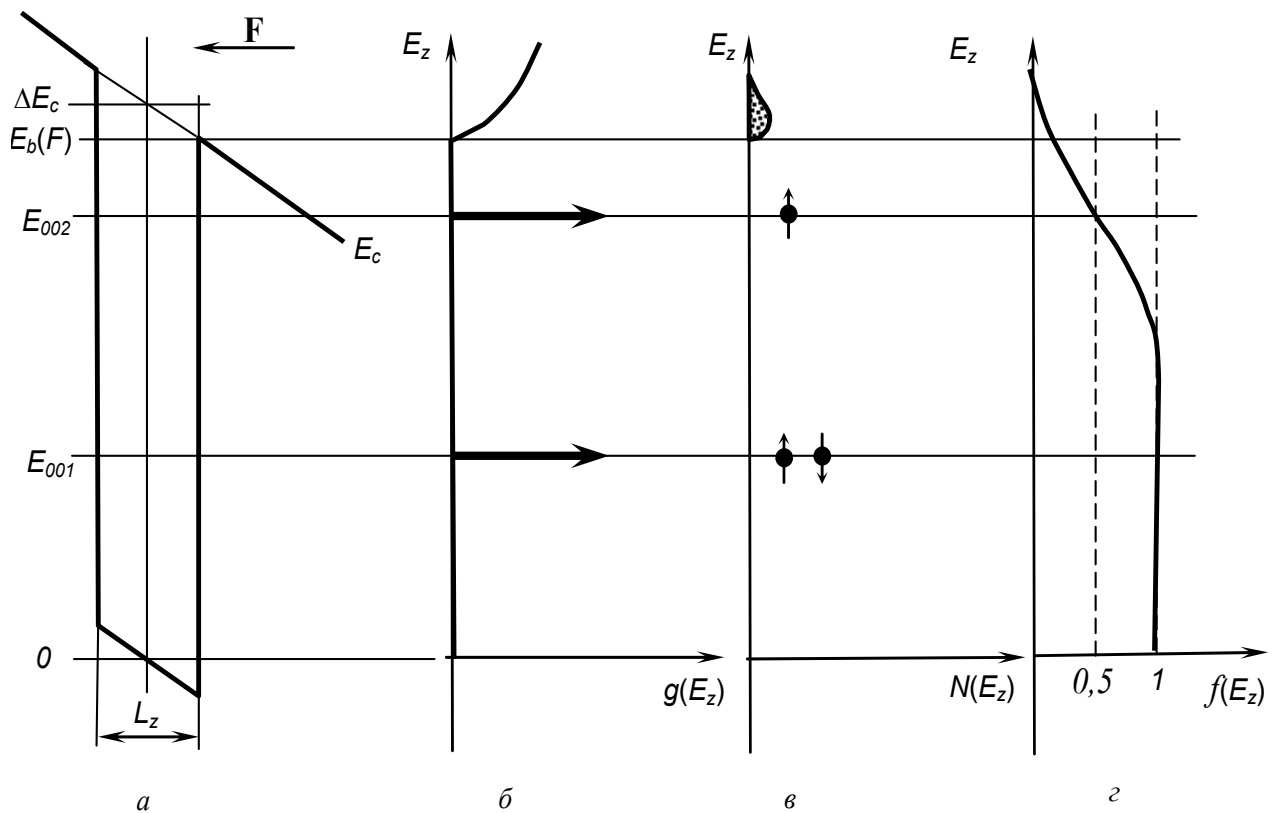


Рис. 46. *a* — энергетическая диаграмма КТ в постоянном электрическом поле с напряженностью  $F$ ; *б* — энергетический спектр плотностей состояний в КТ, *в* — заполнение КТ электронами (в расчете на 1 .КТ), *г* — функция распределения носителей по энергии.

Так же, как и в структурах GeSi/Si с КЯ, в структурах GeSi/Si с КТ имеется конечная вероятность того, что фотовозбуждённый электрон окажется локализован в треугольной КЯ, ограниченной потенциальным барьером, образованном nanoостровками и смачивающим слоем между ними. В этом случае, поскольку длина диффузии электронов  $L_n$  при движении в плоскости треугольной КЯ существенно больше латеральных размеров островков  $D$ , наиболее вероятен уход электронов от островков, где они генерируются, и туннельное просачивание через смачивающий слой между островками, который, как уже упоминалось выше, является туннельно-прозрачным.

Кроме того, электроны могут просачиваться через разрывы в смачивающем слое, формирование которых вокруг островков GeSi/Si(001) неоднократно отмечалось в литературе (см. подробнее Гл. 1, раздел 1.3). Таким образом, в структурах с самоформирующимися КТ и nanoостровками фотоэлектрическая квантовая эффективность поглощенного в КТ (островках) излучения ограничена скоростью эмиссии дырок из КТ (островков).

В структурах, с dome-островками размерным квантованием дырок в островках можно пренебречь. Для таких структур можно аппроксимировать

форму островков равными по объёму реальным островкам цилиндрами с диаметром основания  $D$  и высотой  $L_z$ . Тогда плотность тока эмиссии дырок из наноструктур может быть вычислена как [165]

$$j = \frac{emk_B T}{8p^2 \hbar^3} \int_0^\infty T(E) \ln \left[ \exp \left( \frac{E_F - E}{k_B T} \right) + 1 \right] dE, \quad (72)$$

считая  $T(E) = 1$  при  $E > E_b$ . Приведённая к двумерной средней концентрации дырок в островках

$$\begin{aligned} n_s &= \frac{2(2pmk_B T)^{3/2}}{\hbar^3} \exp \left( \frac{E_F}{k_B T} \right) \int_0^{L_z} \exp \left( - \frac{eFz}{k_B T} \right) dz \approx \\ &\approx \frac{2(2pm)^{3/2} (k_B T)^{7/2} L_z}{e^2 F^2 \hbar^3} \exp \left( \frac{E_F}{k_B T} \right) \end{aligned} \quad (73)$$

Развитая в [166] теория эмиссии фотовозбуждённых носителей из КЯ и наноструктур GeSi/Si позволяет связать зависимости ФЧ структур с КЯ и наноструктурами GeSi/Si различного типа (включая  $p$ — $n$  переходы, металлические и жидкостные барьеры Шоттки и др.) от температуры и приложенного к барьеру напряжения электрического смещения с параметрами структур (толщиной слоёв Si, концентрацией легирующей примеси в них, размерами и составом слоёв GeSi).

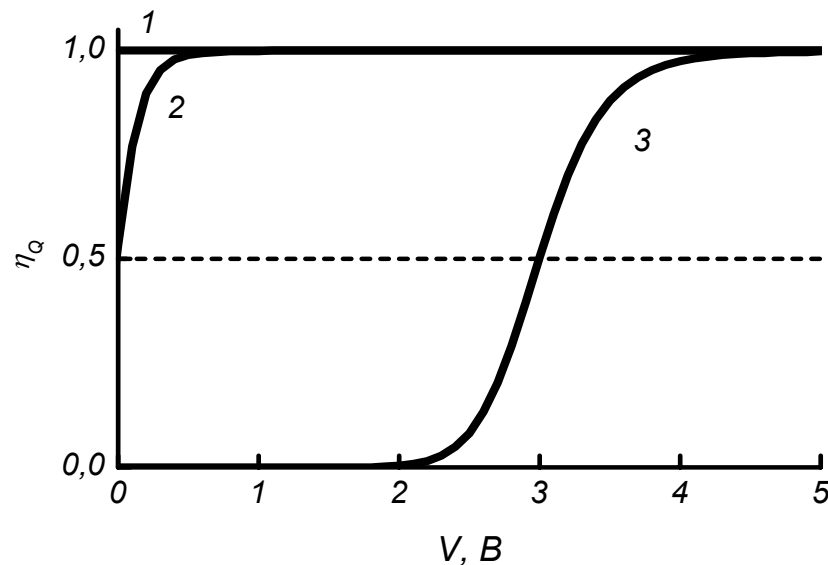


Рис. 47. Расчетные зависимости эффективности эмиссии дырок из наноструктур  $\text{Ge}_{0,25}\text{Si}_{0,75}/\text{Si}(001)$ , встроенных в барьер Шоттки,  $\eta_Q$  от напряжения обратного смещения на барьере  $V$ .  $T$ , К: 1 — 300; 2 — 50; 3 — 35 [162].

На Рис. 47 приведены результаты расчёта зависимости эффективности

эмиссии дырок из dome-островков  $\text{Ge}_{0,25}\text{Si}_{0,75}/\text{Si}(001)$  для структуры с Au барьером Шоттки от напряжения обратного смещения на барьере  $V$  при различных температурах [162]. При расчётах учитывалась эмиссия как тяжёлых, так и лёгких дырок. Для расчета  $F$  использовалась формула Шоттки. Значения рекомбинационного времени жизни дырок в островках GeSi  $\tau_r$  принимались равными  $10^{-6}$  с при 300К и  $2 \cdot 10^{-5}$  с при низких температурах, высота барьера Шоттки Au/n-Si при  $V = 0$   $\varphi_0 \approx 0,9$  эВ [167].

При  $T = 300\text{К}$  доминирует термоактивационный механизм эмиссии дырок из островков,  $\eta_Q \rightarrow 1$  при всех значениях  $V$ , включая  $V = 0$ . При низких температурах термоактивационный механизм эмиссии становится неэффективным, и доминирует туннельный механизм, в связи с чем зависимость  $\eta_Q(V)$  имеет пороговый характер. При  $V \rightarrow 0$   $\tau_r \ll \tau_e$  и  $\eta_Q \rightarrow 0$ . С увеличением  $V$  высота и толщина треугольного барьера уменьшаются, его туннельная прозрачность возрастает, и при  $\tau_e \ll \tau_r$   $\eta_Q \rightarrow 1$ . Очевидно,  $\eta_Q = 1/2$  при  $\tau_e = \tau_r$ . Таким образом, методом подгонки расчетных зависимостей  $\eta_Q(T, V)$  под экспериментальные можно определить  $\tau_r$  [163].

Квантовая эффективность барьера  $\eta_i$  определяется как число электронно-дырочных пар, разделенных в поле барьера и достигших контактов, к числу пар, эмитированных из КЯ (наноостровков). Если КЯ (наноостровки) находятся в ОПЗ  $p-n$  перехода, время пролета ОПЗ в электрическом поле  $F \sim 10^4$  В/см  $\tau_t \sim w/v_s$ , где  $w$  — толщина ОПЗ,  $v_s$  — скорость насыщения. Для  $w \sim 0,5$   $\mu\text{м}$   $\tau_t \ll \tau_r$  и  $\eta_i \rightarrow 1$ .

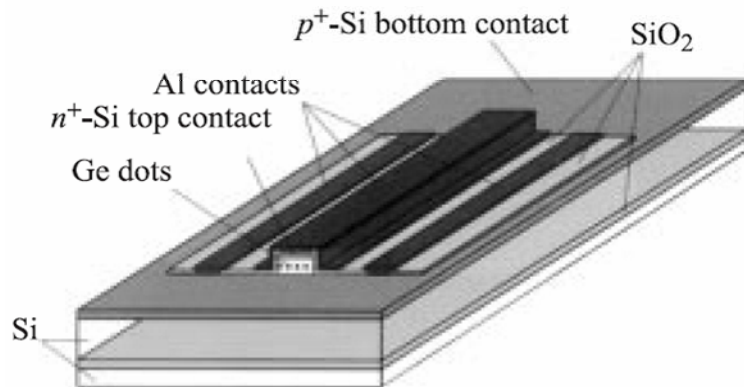


Рис. 48. Схема планарного волноводного  $p-i-n$  фотодиода с наноостровками Ge/Si в  $i$ -области, сформированного на основе структуры «кремний на изоляторе» (КНИ) [168].

Конструкция и технология формирования  $p-i-n$  диодов (а также диодов с барьером Шоттки) для исследований фотоэлектрических свойств наноструктур GeSi/Si сходны с конструкцией и технологией промышленных приборов. Это позволяет непосредственно переносить конструктивные и технологические решения, отработанные при исследовании приборов-прототипов, в промышленное производство. Одним из примеров таких при-

боров может служить планарный волноводный  $p-i-n$  фотодиод с наноструктурами Ge/Si в  $i$ -области, сформированного на основе структуры «кремний на изоляторе» (КНИ) (Рис. 48) [168]. Структуры КНИ являются основой большинства современных КМОП ИС. Структуры с планарной геометрией, подобные изображённой на Рис. 48, хорошо сочетаются с планарными волноводами как на основе Si/SiGe/Si, так и на основе SiO<sub>2</sub>/Si/SiO<sub>2</sub> (подобными изображённым на Рис. 3).

Многослойный массив КТ Ge/Si, встроенный между двумя слоями Si, обладает волноводными свойствами. Коэффициент преломления света ближнего ИК диапазона Si  $n_{Si}$  меньше, чем Ge  $n_{Ge}$  ( $\approx 3,5$  и  $\approx 4$ , соответственно). Поскольку размеры КТ Ge много меньше длины волны света в интересующем спектральном диапазоне ( $1,3 \div 1,55 \mu\text{m}$ ), можно рассматривать многослойный массив КТ как сплошную среду с неким промежуточным показателем преломления  $n_e$ , причём  $n_{Si} < n_e < n_{Si}$ . Это способствует концентрации световой энергии в слое, содержащем наноструктуры Ge и, тем самым, увеличению квантового выхода фотодиода. Кроме того, длина волновода в планарном диоде может значительно превышать толщину слоя, содержащего наноструктуры Ge, в меза-диодах (Рис. 37).

К недостаткам методики исследования фотоэлектрических свойств квантоворазмерных структур, встроенных в  $p-i-n$  фотодиоды, следует отнести, прежде всего, то, что изготовление меза-фотодиодов — дорогой и сложный процесс, включающий многоступенчатую литографию, нанесение омических контактов, монтаж, разводку и т.п. Менее сложен процесс нанесения металлических, а особенно — жидкостных контактов Шоттки, о котором будет рассказано ниже.

## 2.2 СПЕКТРОСКОПИЯ ФОТОЭДС И ФОТОТОКА ДИОДОВ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

Обычно для нанесения металлических контактов Шоттки применяют метод напыления металла (Au, Ag, Al и пр.) в вакууме через маску. Диаметр контактов обычно составляет от 0,25 до 1 мм. Для напыления металла используются стандартные методы термического, лазерного, электронно-лучевого или магнетронного распыления.

Для формирования полупрозрачных контактов Шоттки толщину слоя металла  $d_{Me}$  выбирают порядка или меньше толщины скин-слоя данного металла в интересующем диапазоне длин волн. Однако создание качественных барьеров Шоттки к Si (с достаточно малыми обратными токами), в отличие от материалов типа  $A^{III}B^V$ , достаточно сложно. Это связано с тем, что граница раздела Si с собственным окислом (SiO<sub>2</sub>) является практически бездефектной, с низкой плотностью поверхностных состояний (в отличие от поверхности полупроводников  $A^{III}B^V$ , где плотность поверхностных состояний

составляет  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ). В связи с этим, нанесение практически любого металла на поверхность полупроводника типа  $A^{III}B^V$  формирует барьер Шоттки с высотой  $\varphi_0 \approx E_g/2$ .

Отдельный интерес представляет применение методов фотоэлектрической спектроскопии для диагностики гетероструктур GeSi (определения энергетического спектра носителей заряда в наноструктурах, рекомбинационных параметров носителей заряда и др.). Обычно для исследования энергетического спектра полупроводниковых наноструктур используются оптические методы, среди которых наиболее развита спектроскопия ФЛ. Однако для структур GeSi/Si применение этого метода наталкивается на определенные трудности, связанные с непрямозонностью Ge и Si, в связи с чем, как уже отмечалось, вероятность безызлучательной рекомбинации в них, как правило, много больше излучательной. Поэтому для спектроскопии ФЛ в системе GeSi, как правило, необходимо применение криогенных температур, мощных лазеров для возбуждения ФЛ, охлаждаемых фотодетекторов.

Спектроскопия различных фотоэлектрических эффектов (фотопроводимости (ФП), фотоЭДС и фототока в  $p-n$  переходах и барьерах Шоттки и т.п.) имеет ряд преимуществ в области диагностики наноструктур на основе GeSi по сравнению с методом спектроскопии ФЛ, среди которых можно выделить следующие:

1. возможность проведения исследований при комнатной температуре;
2. отсутствие необходимости в сильном фотовозбуждении;
3. отсутствует необходимость в специальном фотодетекторе, поскольку структура является сама себе фотодетектором.

Кроме того, следует отметить, что ФЛ в гетероструктурах GeSi наблюдается только в структурах высокого качества. Особое значение имеет возможность определения спектра структур относительно невысокого качества для процесса отработки технологии формирования структур, когда параметры процесса еще не оптимизированы.

Указанные преимущества в ряде случаев существенно упрощают исследование и уменьшают их стоимость.

С другой стороны, применение описанных выше методов спектроскопии ФЧ  $p-i-n$  диодов и диодов с металлическими барьерами Шоттки для целей диагностики не всегда оправдано, поскольку связано с необходимостью формирования меза-диодов или контактов Шоттки. Для целей диагностики ГС GeSi более выгодны лабораторные методы фотоэлектрической спектроскопии, которые являются более дешёвыми и экспрессными.

Одним из перспективных лабораторных методов исследования фотоэлектрических свойств гетероструктур GeSi/Si является метод спектроскопии фотоЭДС на барьере полупроводник/электролит (ФПЭ). Он отличается своей простотой и экспрессностью: для создания качественного жидкостного барьера Шоттки к структуре GeSi/Si достаточно поместить образец в со-

ответствующий электролит. Метод спектроскопии ФПЭ успешно применялся к ГС на базе InGaP/GaAs(001) с КЯ [169] и InAs/GaAs(001) с КТ [170]. Метод спектроскопии ФПЭ давно и широко применяется для исследования фотоэлектрических свойств однородных образцов Si и Ge [171], в частности, для определения длины диффузии неосновных носителей (так называемый метод постоянного фотоотклика [172]). Для исследования фотоэлектрических свойств ГС GeSi/Si метод спектроскопии ФПЭ впервые применен в [166]. Спектры ФПЭ гетероструктур с наноструктурами GeSi/Si(001) измерялись в замкнутой жидкостной ячейке при 300К. Схема ячейки представлена на Рис. 49. Исследуемая структура помещалась на держатель из фольгированного текстолита. Со стороны подложки к образцу делался омический контакт из In или Al фольги методом вжигания искровым разрядом. Со стороны ЭС к образцу с помощью прижимной скобки прижимался цилиндр из тефлона внутренним диаметром 4 мм и высотой 7 мм, образующий вместе с образцом резервуар для электролита. Электродом сравнения служила Pt проволока, пропущенная через отверстие в боковой стенке цилиндра. Сверху ячейка закрывалась прозрачной пенкой из полиэтилена высокого давления. Фотовозбуждение образца могло осуществляться как со стороны эпитаксиального слоя, через отверстие прижимной скобки, окно из полиэтилена и электролит, так и со стороны подложки, через отверстие в держателе образца. Последний режим использовался для того, чтобы избежать искажения спектров вследствие поглощения света в электролите в спектральной области  $\lambda > 1,3 \mu\text{м}$ .

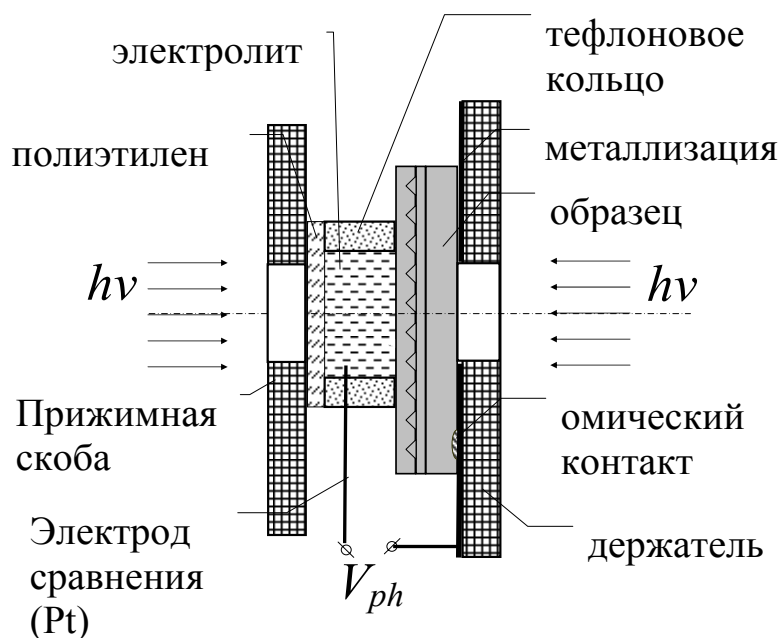


Рис. 49. Схема жидкостной ячейки для измерения спектров ФПЭ.

При этом спектральная зависимость ФПЭ, измеренная с возбуждением через подложку, имеет максимум при  $h\nu \approx E_g(\text{Si}) \approx 1,1 \text{ эВ}$  (30К) и убывает с даль-

нейшим возрастанием  $h\nu$  вследствие поглощения возбуждающего излучения в подложке.

Также применялась методика измерения спектров ФПЭ с прижимным пористым электродом (Рис. 50). К поверхности исследуемой структуры при помощи прижимной скобки прижимался кусочек фильтровальной бумаги размером  $\approx 3 \times 3 \text{ мм}^2$ , пропитанной электролитом. Прижимная скобка служила в этом случае также и электродом сравнения. Фотовозбуждение при этом осуществлялось только через подложку.

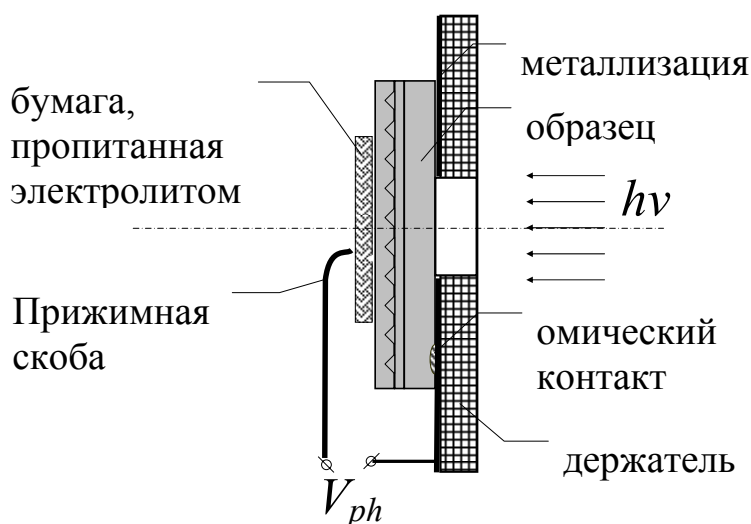


Рис. 50. Схема ячейки для измерения спектров ФПЭ с прижимным пористым электродом.

Одним из важных аспектов методики спектроскопии ФПЭ гетероструктур GeSi/Si является подбор подходящего электролита, обеспечивающего достаточно высокую фоточувствительность для регистрации фотоотклика от однослойных массивов наностроек GeSi/Si. Учитывая малые значения коэффициента межзонного оптического поглощения в островках GeSi, стандартные электролиты, обеспечивающие вполне приемлемый фотоотклик в области собственной ФЧ Si (например, применяемые для определения длины диффузии неосновных носителей заряда методом постоянного фотоотклика) не всегда обеспечивают достаточную чувствительность для регистрации фотоотклика от наностроек GeSi.

С другой стороны, обязательным требованием к электролиту является, чтобы поверхность исследуемых структур не повреждается вследствие паразитных (фото-) электрохимических реакций электролита с материалом образца (по крайней мере, за время, достаточное для записи спектра).

Кроме того, используемый электролит должен обладать достаточным коэффициентом пропускания в интересующем диапазоне длин волн и не должен иметь в нем резких линий оптического поглощения.



Для измерений спектров ФПЭ в [166] использовались следующие электролиты, наиболее часто используемые на практике для создания барьеров Шоттки к Si:

1. нормальный водный раствор HF + H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> в смеси с этиленгликолем (1 : 2);
2. 0,1М водный раствор (NH<sub>4</sub>F)<sub>2</sub>HF+NH<sub>4</sub>F в смеси с глицерином (1 : 2);
3. 1М водный раствор KCL;
4. 1М водный раствор винной кислоты.

Первый электролит используется в методе постоянного фотоотклика для измерения длины диффузии неосновных носителей в Si [173]. Второй электролит используется при электрохимическом C—V профилировании структур на основе Si. Он даёт качественный барьер Шоттки к поверхности Si, но, вместе с тем, травит Si при приложении напряжения. Последние два электролита традиционно используются для измерений ФПЭ Si, начиная с 40-х гг. XX в. Этиленгликоль и глицерин добавлялись в электролит для увеличения вязкости, что предотвращало утечку электролита из ячейки через случайно образовавшиеся щели в уплотнениях. Кроме того, добавление этиленгликоля или глицерина замедляло высыхание электролита при измерениях с пористым электродом.

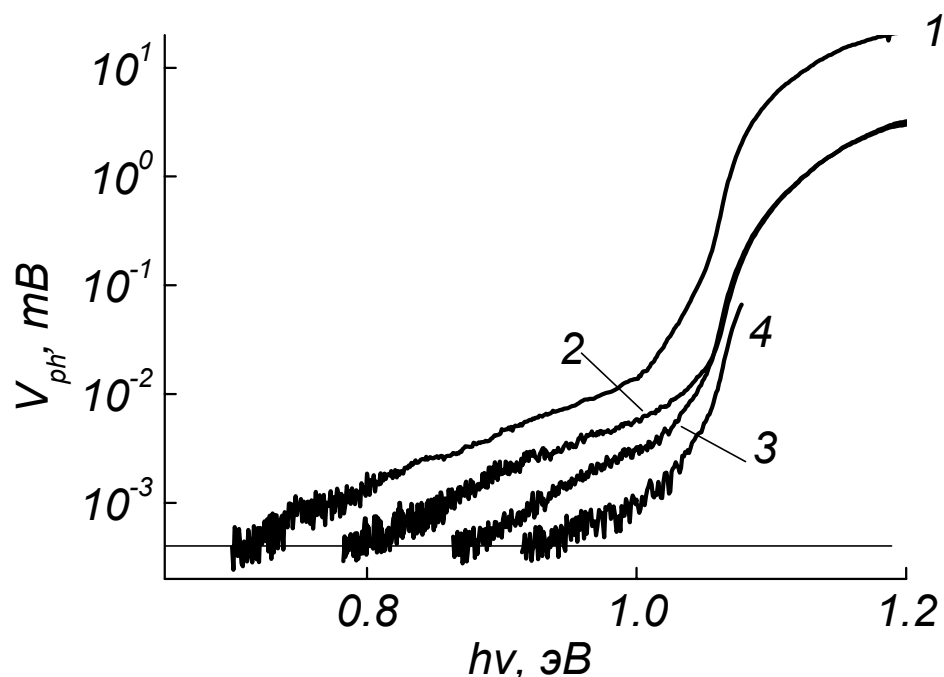


Рис. 51. Спектры ФПЭ гетероструктуры с наноструктурами GeSi/Si, измеренные с использованием различных электролитов: 1 — 0,1М водный раствор (NH<sub>4</sub>F)<sub>2</sub>HF+NH<sub>4</sub>F в смеси с глицерином (1:2); 2 — нормальный раствор HF+H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> в смеси с этиленгликолем (1:2); 3 — 1М водный раствор KCL; 4 — 1М водный раствор винной кислоты.

На Рис. 51 приведены спектры ФПЭ гетероструктуры с наноостровками GeSi/Si(001), измеренные с использованием различных электролитов, перечисленных выше. Во всех электролитах в области  $h\nu < E_{gSi}$  наблюдаются полосы ФЧ, связанные с межзонными оптическими переходами в наноостровках GeSi. В указанной спектральной области спектры малосигнальной ФПЭ, снятые в различных электролитах, были пропорциональны друг другу. Это свидетельствует о том, что величина фотоотклика при фиксированном значении  $h\nu$  в малосигнальном режиме и, как следствие, спектральный диапазон, в котором величина фотоотклика превышает предел обнаружения, определяется высотой потенциального барьера на границе полупроводник/электролит  $\varphi_0$ . Последняя была максимальна в электролите на основе  $(NH_4F)_2HF + NH_4F$  ( $\varphi_0 \approx 0,14$  В, по данным С—V измерений).

Соотношение ФЧ в области межзонного поглощения в островках GeSi/Si и в области собственного поглощения Si (в этой области реализуется режим большого сигнала:  $V_{ph} \sim k_B T$ ) для разных электролитов было различным, что связано с отличиями в кинетике сигнала ФПЭ при измерениях на модулированном сигнале. В спектральной области межзонного оптического поглощения в островках ( $h\nu < 1,0$  эВ), где реализуется режим малого сигнала ( $V_{ph} \ll k_B T$ ) осциллограмма фотоотклика (при используемой частоте модуляции 180 Гц) повторяла форму сигнала фотовозбуждения (меандр). В области собственного поглощения Si ( $h\nu > 1,1$  эВ) кинетика имела сложный характер и характеризуется не одним временем релаксации, а целым спектром времен релаксации, в котором имелись компоненты, превышающие период модуляции (связанные с фотоэлектрохимическими реакциями на поверхности раздела полупроводник/электролит). Наличие этих компонент приводило не только к искажению формы фотоотклика, но и к сдвигу последнего по фазе относительно сигнала фотовозбуждения, что при синхронном детектировании приводит к занижению измеряемых значений амплитуды фотоотклика. Поскольку спектр времен релаксации существенно зависит от вида используемого электролита, указанный эффект проявляется в различной степени для разных электролитов.

Рассмотрим барьер Шоттки высотой  $\varphi_0$  к полубесконечному слою Si  $p$ -типа проводимости с концентрацией акцепторов  $N_A$  (Рис. 52 б). Пусть в ОПЗ барьера Шоттки на расстоянии  $z_W$  от поверхности встроен слой GeSi толщиной  $L_z \ll z_W, W_0$ , где  $W_0$  — ширина ОПЗ барьера, которая может быть вычислена по формуле Шоттки:

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{eN_A}} \quad (74)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

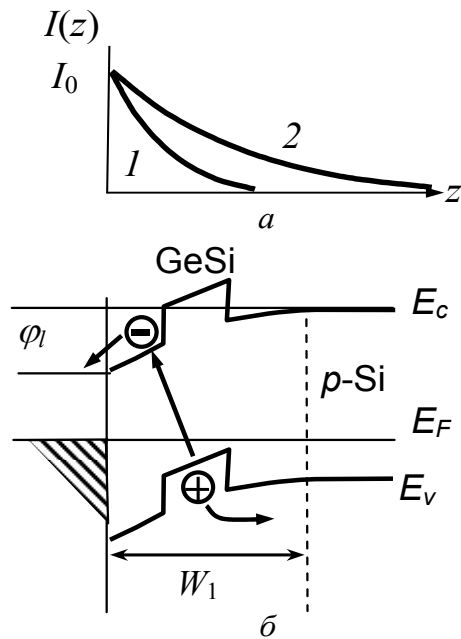


Рис. 52. *a* — профили интенсивности излучения  $I(z)$  (качественно) с различной длиной волны  $\lambda$  вблизи края собственного поглощения в Si ( $\lambda_1 < \lambda_2$ ); *б* — зонная диаграмма барьера Шоттки к ГС GeSi/ *p*-Si; механизм барьерной фотоЭДС при межзонном поглощении света в слое GeSi. Стрелками показаны основной оптический переход на границе GeSi/Si, схема процессов эмиссии фотовозбужденных носителей (дырков) из слоя GeSi и разделения электронно-дырочных пар полем барьера Шоттки.

Как показано в теории поверхностной фотоЭДС [174], форма спектра ФЧ объемного кремния вблизи края собственного поглощения Si может быть описана формулой

$$S_{ph}(h\nu) \sim \frac{\alpha(h\nu)L_n}{1 + \alpha(h\nu)L_n} \quad (75)$$

где  $L_n$  — длина диффузии неосновных носителей заряда (в рассматриваемом случае — электронов). Это связано с тем, что коэффициент поглощения Si вблизи края собственного поглощения мал ( $\alpha \sim 1 \text{ см}^{-1}$ ).

Межзонное оптическое поглощение в Si может быть описано законом Бугера — Ламберта

$$I(z) = I(0) \exp(-\alpha(h\nu)z) \quad (76)$$

где  $z$  — расстояние от поверхности образца,  $I$  — интенсивность излучения. Характерная толщина приповерхностного слоя, в котором поглощается большая часть излучения, составляет  $\sim \alpha^{-1}$ . При  $h\nu \gg E_g(\text{Si})$   $\alpha^{-1} \sim W_0$ , при этом значительная часть излучения поглощается вблизи поверхности структуры в ОПЗ барьера Шоттки (Рис. 52 *a*, кривая 1).

При  $h\nu < E_g(\text{Si}) \alpha^{-1} \gg W_0$ , так что большая часть падающего излучения поглощается за пределами ОПЗ барьера (Рис. 52 а, кривая 2). В этом случае значительную роль в механизме возникновения барьерной фотоЭДС играют процессы диффузии неосновных носителей из глубины квазинейтральной области полупроводника, где они генерируются, к барьеру [174].

В случае поглощения в тонком слое GeSi, носители генерируются только в этом слое, который в данном случае можно рассматривать как  $\delta$ -образный источник электронно-дырочных пар. При этом процесс диффузии неосновных носителей к барьеру отсутствует, и можно считать фоточувствительность пропорциональной коэффициенту поглощения в слое GeSi. Это обстоятельство позволяет использовать для определения энергии края полосы ФЧ, связанной с межзонными переходами в наноструктурах GeSi/Si, методику анализа формы края спектра ФЧ, изложенную в предыдущем разделе.

На Рис. 53 приведён пример анализа спектра ФПЭ структуры с dome-островками GeSi/Si(001). Ввиду достаточно больших размеров островков ( $\langle h \rangle \approx 10$  нм,  $\langle D \rangle \approx 130$  нм), можно пренебречь влиянием эффекта размерного квантования на плотность дырочных состояний в наноструктурах. Как показано на Рис. 53, участок спектра ФПЭ в спектральной области  $h\nu < 1,0$  эВ может быть разложен на две полосы, каждая из которых может быть аппроксимирована линейной зависимостью, что соответствует непрямым (в  $k$ -пространстве) межзонным оптическим переходам с участием фононов.

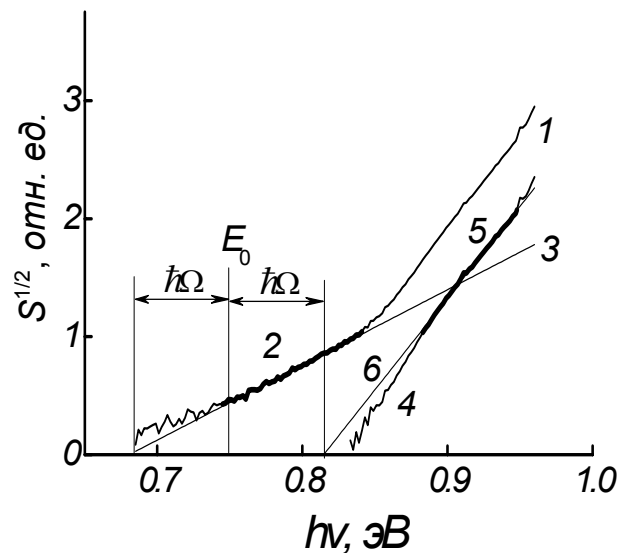


Рис. 53. Край спектра ФПЭ (300 К) ГС GeSi/Si(001) с dome-островками (1) в спрямляющих координатах  $S^{1/2} — h\nu$ . 2 — полоса ФЧ основного перехода с поглощением фонона; 3 — аппроксимирующая прямая; 4 — разность исходного спектра ФПЭ (1) и аппроксимирующей прямой (3); 5 — полоса ФЧ основного перехода с испусканием фонона; 6 — аппроксимирующая прямая [166].

Важным элементом методики анализа спектров ФЧ гетероструктур GeSi/Si(001) является выделение на спектре участков, через которые проводятся аппроксимирующие прямые. Даже в идеальном случае, между прямыми участками ломаной всегда есть переходные криволинейные участки. В реальных ГС с наноструктурами GeSi эти участки уширяются вследствие естественного разброса наноструктур по размерам и/или составу. Между тем, значение отсечки аппроксимирующей прямой по оси  $h\nu$ , а следовательно, точность определения  $E_0$  и энергий фононов существенно зависят от выбора участка для аппроксимации.

Для того чтобы исключить произвол при проведении аппроксимирующих прямых и однозначного и математически строгого определения энергий переходов из спектров ФЧ, в [166] соответствующие участки выделялись с использованием критерия устойчивости коэффициента парной корреляции линейной регрессии относительно числа пар точек, по которым проводится регрессия.

Рассмотрим массив экспериментальных данных  $(x_i, y_i)$ ,  $i = 1, \dots, N$ . Для любой выборки из этого массива определён коэффициент парной корреляции Пирсона, который можно рассматривать как функцию номеров начального и конечного элементов выборки  $m_1$  и  $m_2$ , соответственно:

$$R(m_1, m_2) = \frac{\sum_{i=m_1}^{m_2} [(x_i - \langle x \rangle)(y_i - \langle y \rangle)]}{\sqrt{\sum_{i=m_1}^{m_2} (x_i - \langle x \rangle)^2} \sqrt{\sum_{i=m_1}^{m_2} (y_i - \langle y \rangle)^2}} \quad (77)$$

Полное число точек в выборке  $m = m_2 - m_1$ ,  $3 \leq m \leq N$  (случаи  $m = 1$  и  $m = 2$  являются тривиальными).

Рассмотрим в качестве примера выборку данных для регрессии из спектра ФПЭ, приведённого на Рис. 53 а. Зафиксируем  $m_1 = 1$  в качестве параметра и рассмотрим поведение функции  $R(m_2)$ ,  $m_2 = 3, \dots, N$ . Начнём выборку с двух крайних точек с низкоэнергетического края спектра и будем прибавлять к выборке последовательно по одной точке, начиная с  $m_2 = 3$ . На Рис. 54 приведена зависимость  $R(m_2)$ . При последовательном увеличении  $m_2$   $R(m_2)$  возрастает и стремится к единице, пока и поскольку выборка включает участок спектра, аппроксимирующийся прямой линией. Если бы зависимость  $S^{1/2}(h\nu)$  была линейной во всём диапазоне  $h\nu$ ,  $R(m_2)$  асимптотически выходила бы на стационарное значение, близкое к единице. Это значение определяется уровнем шума, чем меньше последний, тем  $R$  ближе к единице. Однако по мере того, как выборка захватывает переходный криволинейный участок на изломе спектра  $S^{1/2}(h\nu)$ ,  $R(m_2)$  начинает убывать.

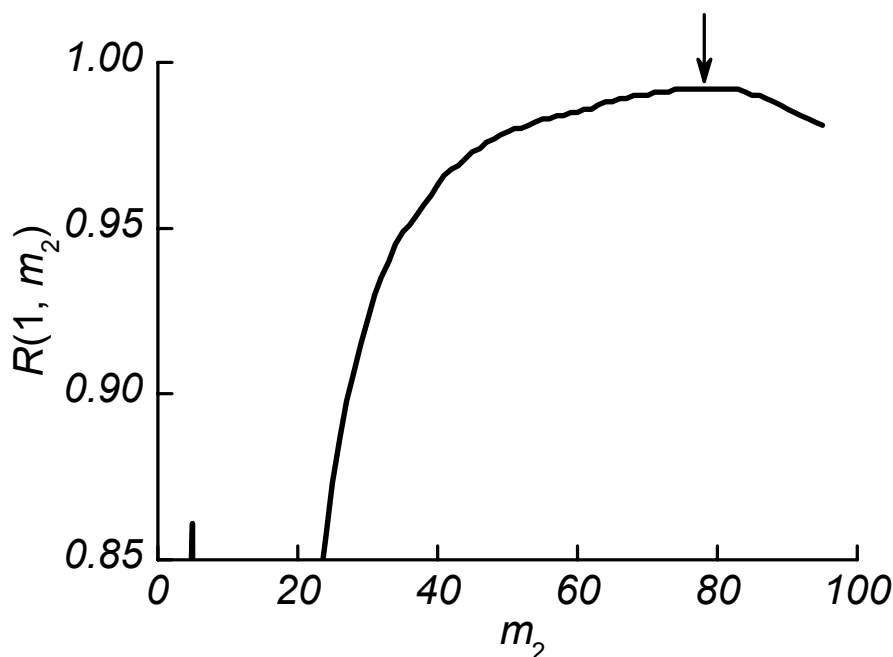


Рис. 54. Зависимость коэффициента парной корреляции линейной регрессии  $R(m_1, m_2)$  от номера последнего элемента в выборке данных для регрессии  $m_2$  для  $m_1 = 1$ .

В целом, функция  $R(m_1, m_2)$  имеет глобальный максимум. Очевидно, пара оптимальных значений  $(m_1, m_2)$  обеспечивающее однозначное и наиболее точное значение  $E_0$ , соответствует максимуму зависимости  $R(m_1, m_2)$ . Само значение  $R$  в максимуме можно использовать как критерий адекватности линейной аппроксимации, в частности, при выборе спрямляющих координат для анализа конкретного спектра ФЧ. Построив спектр ФЧ в соответствующих спрямляющих координатах и вычислив максимальный коэффициент корреляции  $R$ , можно определить, связана ли анализируемая полоса ФЧ с межзонным поглощением в КТ или в некантованных наноструктурах GeSi/Si. На Рис. 53 а соответствующий участок спектра выделен увеличением толщины (кривая 2), соответствующее максимальное значение  $R \approx 0,9972$ .

Через выделенный участок спектра методом наименьших квадратов проводилась аппроксимирующая прямая (кривая 3) и определялось значение отсечки по оси  $h\nu E_0 - \hbar\Omega$ . Затем аппроксимирующая прямая вычиталась из исходного спектра (кривая 1), результат вычитания представлен кривой 4. С ней повторялась вышеописанная процедура, в результате получалось значение  $E_0 + \hbar\Omega$ . Для спектра, приведённого на Рис. 53а  $\hbar\Omega \approx 64$  мэВ, что согласуется с энергией ТО фонона в Si ( $\approx 63$  мэВ).

Обычно количество точек в спектрах ФПЭ  $N$  составляло  $\sim 1000$ , так что  $m$  составляло  $\sim 100$ . Точность определения  $E_0$  и  $\hbar\Omega$  при этом составляла  $\sim 10$  мэВ.

В [166] приводятся результаты экспериментальных исследований спектров ФПЭ гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001), выращенных методом МЛЭ, в частности зависимости спектров ФПЭ от параметров ГС GeSi/Si, таких как морфология, состав и дефектность наноструктур. Прослежена эволюция спектров ФПЭ с увеличением номинальной толщины осаждённого слоя Ge  $d_{Ge}$ , включая область перехода от слоевого роста к трехмерному зародышеобразованию, перехода от формирования ругамид- и hut-островков к формированию dome-островков и далее — к формированию дислоцированных островков GeSi.

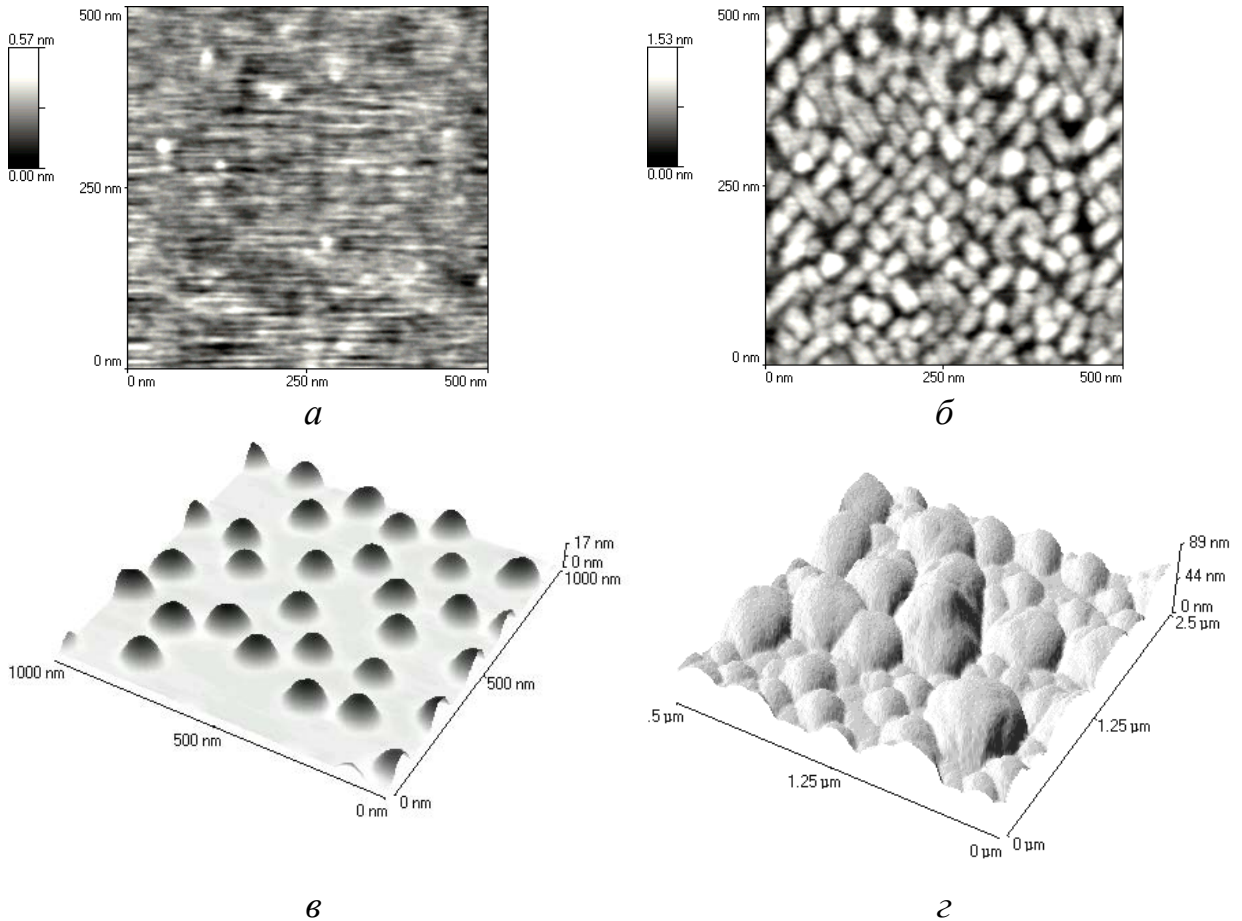


Рис. 55. АСМ изображения ГС с поверхностными наноструктурами GeSi различного типа. Номинальная толщина осаждённого слоя Ge  $d_{Ge}$ , МС (нм): *a* — 5,0 (7,5); *б* — 7,2 (1,0); *в* — 10,0 (1,4); *г* — 20 (2,8). Температура роста  $T_g$ , °С: *a, б, г* — 550; *в* — 700 [166].

На Рис. 55 приведены АСМ изображения поверхности ГС GeSi/Si(001) с различными значениями  $d_{Ge}$ . На Рис. 55 *a* приведено АСМ изображение поверхности смачивающего слоя Ge толщиной  $5,0 \pm 0,5$  МС ( $7,5 \pm 0,7$  нм). Данное значение  $d_{Ge}$  соответствует критической толщине двумерного слоя Ge  $d_{WL}$  при  $T_g = 550^\circ\text{C}$ , при превышении которой происходит срыв двумерного роста и начинается рост трехмерных островков [175]. Из Рис. 55

а видно, что при данном значении  $d_{\text{Ge}}$  образование наноструктур Ge только начинается.

При увеличении  $d_{\text{Ge}}$  до 7,2 МС (1,0 нм) наблюдается образование упорядоченной “паркетной” структуры их hut- и pyramid островков. Высота островков  $\langle h \rangle$  составляет  $\approx 1,5$  нм, латеральные размеры —  $30 \div 60$  нм. Hut-островки, имеющие характерное соотношение длин сторон основания 3 : 1, вытянуты в направлениях  $\langle 100 \rangle$ . Поверхностная плотность островков  $N_s \sim 4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Закругленная форма, а также существенно заниженное аспектное отношение островков объясняются эффектом конволюции вследствие конечного радиуса закругления острия используемых АСМ зондов  $R_p \approx 20 \div 40$  нм [176].

На поверхности образца, выращенного при  $T_g = 700^\circ\text{C}$ , при  $d_{\text{Ge}} \approx 10$  МС наблюдалась система однородных dome-островков высотой  $\langle h \rangle \approx 12 \div 15$  нм и диаметром  $\langle D \rangle \approx 130 \div 150$  нм (Рис. 55 в). При дальнейшем увеличении  $d_{\text{Ge}}$  размер островков растет, они начинают свиваться между собой, образуя неровную поверхность (Рис. 55 з).

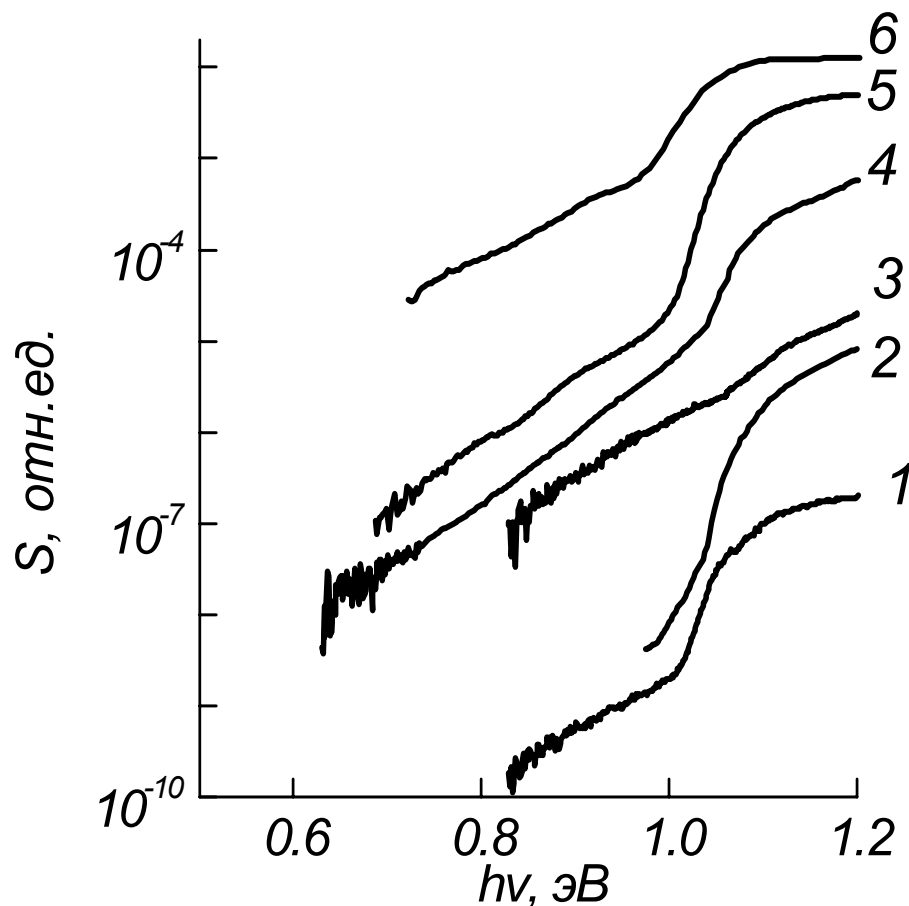


Рис. 56. Спектры ФПЭ (300К) ГС GeSi/Si(001).  $d_{\text{Ge}}$ , МС (нм): 1 – 0 (ЭС Si), 2 – 2,2 (0,3), 3 – 5,0 (0,75), 4 – 7,2 (1,0), 5 – 8,0 (1,1), 6 – 10(1,4).  $T_g$ , °C: 2–4 — 550; 5, 6 — 700 [166].



На Рис. 56 приведены спектры ФПЭ (300 К) ГС GeSi/Si(001) с различными значениями  $d_{\text{Ge}}$ , выращенных покровным слоем Si толщиной  $d_c \approx 40$  нм. На всех спектрах выделяется полоса собственной ФЧ Si в спектральной области  $h\nu > E_{g\text{Si}} \approx 1,1$  эВ. В спектральной области  $h\nu < 1,0$  эВ в спектрах ФПЭ выделяется полоса ФЧ, связанная с межзонными оптическими переходами в КЯ и наноструктурах GeSi/Si(001).

В спектре ФПЭ эпитаксиального слоя Si (Рис. 56, кривая 1) также наблюдается полоса в спектральной области  $h\nu < 1,0$  эВ. В данном образце указанная полоса может быть связана либо с примесной ФЧ Si, либо с поверхностными состояниями. ФЧ в этой полосе также растёт с увеличением  $h\nu$ , как и ФЧ в спектрах ФПЭ образцов с КЯ и наноструктурами GeSi/Si(001) (Рис. 56, кривые 2 — 6). Более того, соотношение примесной и собственной ФЧ в спектре ФПЭ ЭС Si может быть даже больше, чем соответствующее соотношение для образцов с наноструктурами GeSi (ср., например, кривые 1 и 5 на Рис. 56). Таким образом, для того чтобы определить, с чем именно связана ФЧ ГНС GeSi/Si в спектральной области  $h\nu < 1,0$  эВ — с наноструктурами GeSi, примесными центрами или поверхностными состояниями, необходим детальный анализ формы спектра ФПЭ путём подбора соответствующих спрямляющих координат и аппроксимации выделенных участков спектра линейной зависимостью методом наименьших квадратов.

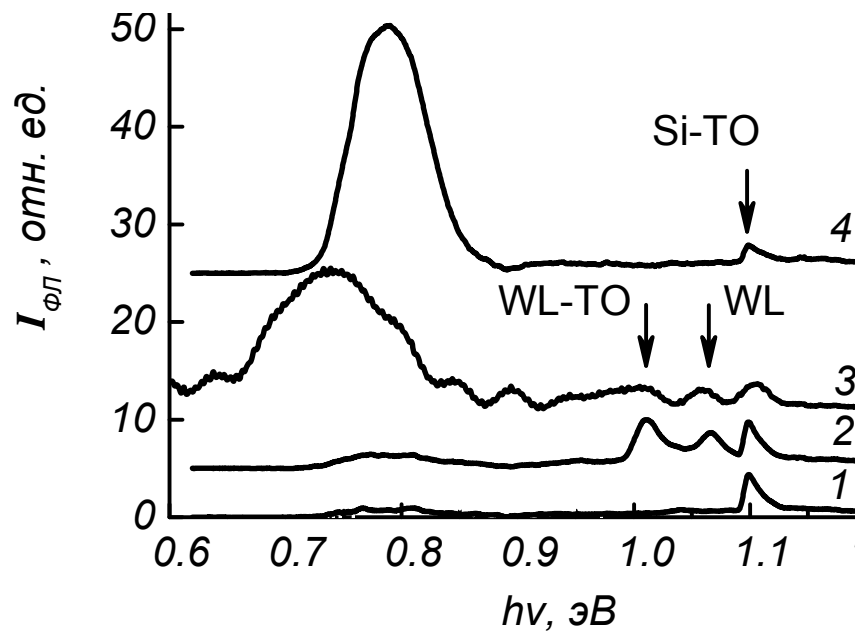


Рис. 57. Спектры ФЛ (77К) ГС GeSi/Si.  $d_{\text{Ge}}$ , МС: 1 — 0 (ЭС Si); 2 — 3,0 (КЯ Ge/Si); 3 — 7,2 (hut-островки GeSi); 4 — 10,3 (dome-островки GeSi) [166].

В спектрах ФЛ (77 К) образца с КЯ Ge толщиной  $L_z \approx 3,0$  МС наблюдаются бесфононный переход ( $h\nu_m \approx 1,07$  эВ) и переход с участием ТО фонона (1,01 эВ) в слое Ge (Рис. 57, кривая 2). Значения энергии края полос ФЧ в спектрах ФПЭ, связанных с межзонными пространственно-непрямыми пере-

ходами в КЯ, уменьшается с увеличением  $d_{\text{Ge}}$ . от 2,2 до 5,0 МС, что естественным образом связано с уменьшением энергии основного межзонного перехода  $E_0$  в КЯ Ge/Si(001) с увеличением её ширины  $L_z$ , которая в данном случае совпадает с  $d_{\text{Ge}}$  (кривые 2 и 3 на Рис. 56). Дальнейшее уменьшение  $E_0$  связано с формированием hut- и rugarid-островков при увеличении  $d_{\text{Ge}}$  до 7,2 МС (Рис. 56, кривая 4). В данном образце наблюдалось наименьшее значение  $E_0 \approx 0,75$  эВ. В образце, выращенном на высокоомной Si подложке, в котором наноструктуры GeSi были выращены в сходных условиях, наблюдалось наименьшее значение максимума линии ФЛ, связанной с межзонными излучательными оптическими переходами в hut-островках GeSi  $E_m$  (Рис. 57, кривая 3).

Значения  $E_0$ , полученные из спектров ФПЭ, удовлетворительно согласуются со значениями  $E_m$ , полученными из спектров ФЛ. Однако значения  $E_0$  в островках, как правило, ниже значений  $E_m$  (на  $10 \div 30$  мэВ). Данное расхождение может быть вызвано следующими причинами:

1. Температурный сдвиг линий ФЛ. Хотя выше отмечалось, что температурный сдвиг частично компенсируется увеличением равновесного заполнения электронных состояний в наноструктурах и в зоне проводимости Si носителями, последний фактор трудно учесть.

2. В свою очередь, заполнение зон носителями также может приводить к сдвигу  $E_m$  в область более высоких энергий.

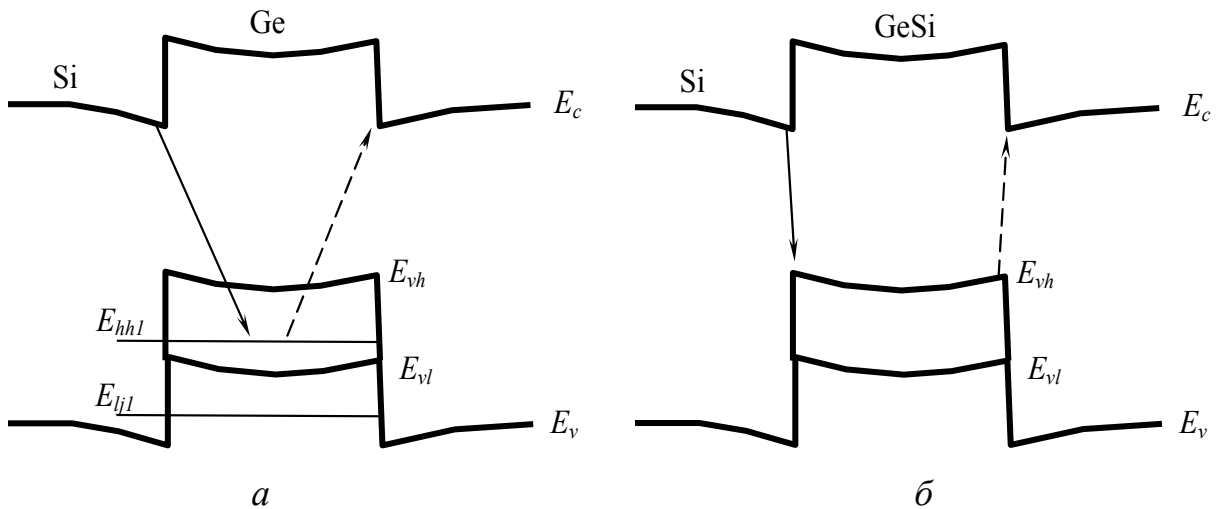


Рис. 58. Схема межзонных оптических переходов в КЯ (смачивающем слое) Ge/Si(001) (а) и в наноструктурах GeSi/Si(001) (б), проявляющихся в спектрах ФЛ (сплошные стрелки) и ФПЭ (пунктирные стрелки).

Для образца с  $d_{\text{Ge}} \approx 8$  МС, выращенного при  $T_g = 700^\circ\text{C}$  (Рис. 56, кривая 5), форма спектра ФПЭ указывает на фонные переходы в неквадратных наноструктурах. По литературным данным, при  $d_{\text{Ge}} \approx 8$  МС трансформация

hut- и pyramid- островков в dome-островки ещё не завершена, но pyramid-островки имеют уже достаточно большие размеры [177].

## 2.3 ДИСЛОКАЦИОННАЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГЕТЕРОСТРУКТУР С НАНООСТРОВКАМИ GeSi/Si

Спектры ФПЭ образцов, выращенных при  $T_g = 550^\circ\text{C}$ , в которых значение  $d_{\text{Ge}}$  превышало  $\approx 9$  МС, существенно отличаются по своей форме от спектров ФПЭ структур с меньшими значениями  $d_{\text{Ge}}$  (Рис. 59, кривые 1 — 4) [166]. В спектральной области  $h\nu < E_g(\text{Si})$  в них наблюдалась полоса, имеющая характерную ступенчатую форму. Данная полоса вызвана оптическими переходами между электронными состояниями, связанными с дислокациями несоответствия в наноструктурах GeSi, плотность которых возрастает с ростом  $d_{\text{Ge}}$  после превышения последней некоторого критического значения ( $8 \div 9$  МС при  $T_g = 550^\circ\text{C}$ ). При этом ФЧ, связанная с дислокациями, маскирует ФЧ, связанную с наноструктурами.

На Рис. 59 стрелками показаны энергии максимумов линий дислокационной ФЛ в Si D1—D4 при 300К. На спектрах ФПЭ некоторым из этих линий соответствует та или иная черта спектра, более или менее выраженная, в зависимости от  $d_{\text{Ge}}$ . Линии D1 соответствует небольшой пик в спектрах ФПЭ, незначительно превышающий уровень шума. В спектральной области  $0,85 \text{ эВ} < h\nu < 1,0 \text{ эВ}$ , в которой расположены линии D2 и D3 в спектрах дислокационной ФЛ, в спектрах ФПЭ наблюдается ступенчатая полоса ФЧ. Линии D4 соответствует полоса, слабо выраженная на кривых 1—4 (Рис. 59). Частично она маскируется краем собственной ФЧ Si и более длинноволновой ступенчатой полосой. Более явно эта полоса проявляется в образцах, выращенных при  $T_g = 700^\circ\text{C}$  (Рис. 59, кривые 5, 6). Энергии этих спектральных особенностей практически не зависят от  $d_{\text{Ge}}$ .

Подобные полосы ФЧ наблюдались ранее в спектрах фототока барьеров Шоттки на основе ГС GeSi/Si(001) с релаксированными КЯ [178]. В случае, когда толщина слоя GeSi была меньше критической толщины образования дислокаций несоответствия, в спектрах фототока при 30К наблюдались полосы ФЧ, связанные с пространственно-непрямыми межзонными оптическими переходами из размерно-квантованных состояний в КЯ GeSi в трехмерные состояния в окружающем материале (Si), а также экситонные пики, связанные с пространственно-непрямыми двумерными экситонами в КЯ GeSi. Когда толщина слоя GeSi превышала критическую, в спектрах фототока появлялись характерные ступенчатые полосы с краями при  $\approx 0,87 \text{ эВ}$  (D2) и  $\approx 0,95 \text{ эВ}$  (D3), которые маскировали фоточувствительности КЯ GeSi/Si(001).

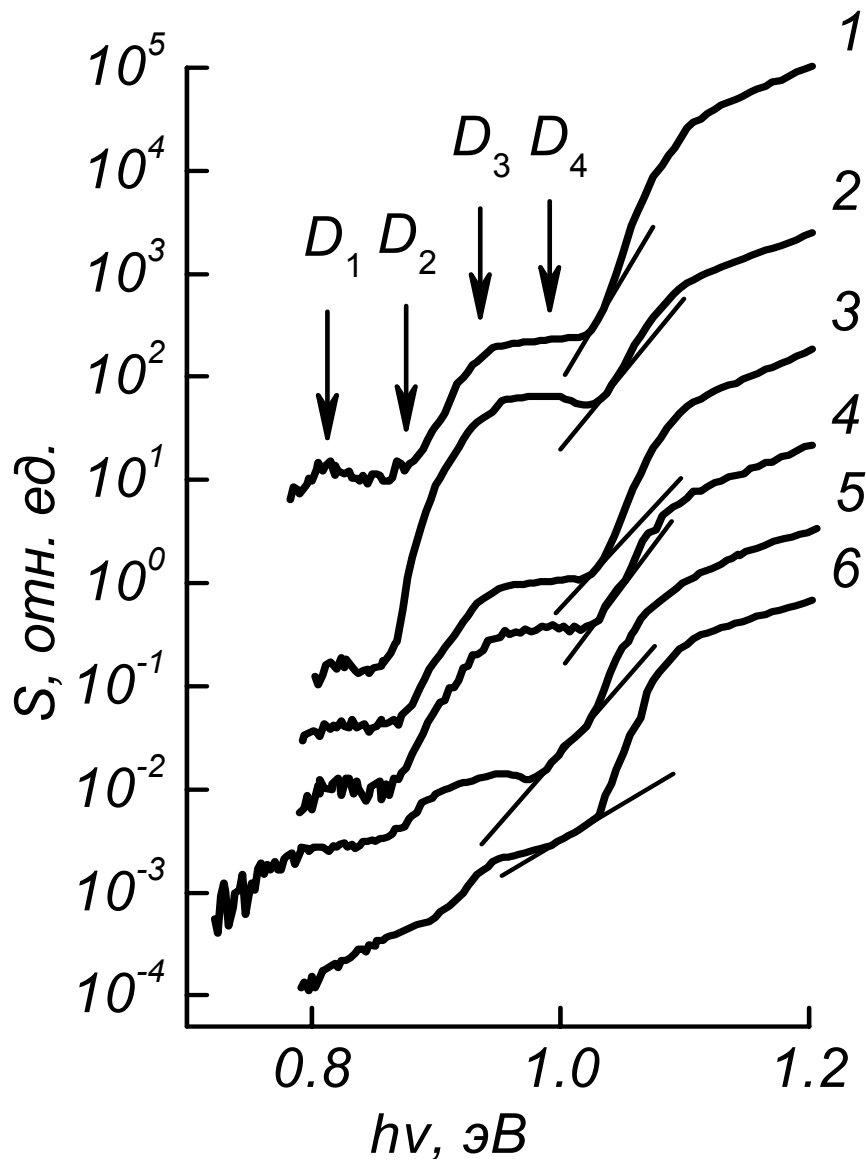


Рис. 59. Спектры ФПЭ (300 К) ГС GeSi/Si(001) с дислоцированными наноструктурами. Номинальная толщина слоя Ge  $d_{\text{Ge}}$ , МС (нм): 1 — 20 (2,8), 2 — 11,0 (1,6), 3 — 10 (1,4), 4 — 9,2 (1,3), 5 — 10,3 (1,4), 6 — 8,5 (1,2).  $T_g$ , °С: 1—4 — 550; 5, 6 — 700. Стрелками показаны спектральные положения линий дислокационной ФЛ в Si D1—D4 [166].

В [142] в спектрах фототока (300 К)  $p-n$  фотодиодов на основе Si, содержащего искусственно сформированные (путём пластической деформации) дислокации, наблюдались пики с максимумом при  $h\nu \approx 0,78$  эВ (соответствующий линии D1 в спектрах электролюминесценции диодов при 300К), а также ступенчатая полоса с краем вблизи  $h\nu \approx 0,83$  эВ (соответствующая линиям D2). Также в спектрах фототока наблюдались полосы с краями вблизи  $h\nu \approx 0,9$  и  $0,98$  эВ, соответствующие линиям дислокационной

фотолюминесценции D3 и D4, однако соответствующих линий в спектре электролюминесценции не наблюдалось.

В спектрах ФПЭ образцов с наноструктурами GeSi/(001), выращенные при  $T_g = 700^\circ\text{C}$  (Рис. 59, кривые 5 и 6), дислокационная ФЧ не маскирует полностью ФЧ, связанную с островками, и в спектрах ФПЭ наблюдается суперпозиция полос от наноструктур и от дислокаций. Данный результат находится в согласии с литературными данными, согласно которым при повышенной температуре роста основными механизмами релаксации упругих напряжений является не образование дислокаций несоответствия (что характерно для более низких температур), а трансформация hut- и rугamid-островков в dome-островки, формирование разрывов смачивающего слоя Ge вокруг островков и диффузией Si в объём островков.

## 2.4 ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С НАНООСТРОВКАМИ GeSi/Si

В [45] было обнаружено экспериментально явление отрицательной фотопроводимости в КТ Ge/Si(001) при межзонном фотовозбуждении, заключающейся в уменьшении проводимости слоя с КТ при освещении.

Механизм явления отрицательной фотопроводимости заключается в следующем [45]. Рассмотрим Si *n*-типа, в который встроены наноструктуры нелегированного Ge (Рис. 60). В темноте проводимость системы определяется свободными электронами в зоне проводимости Si, попавшими туда в результате термической ионизации доноров.

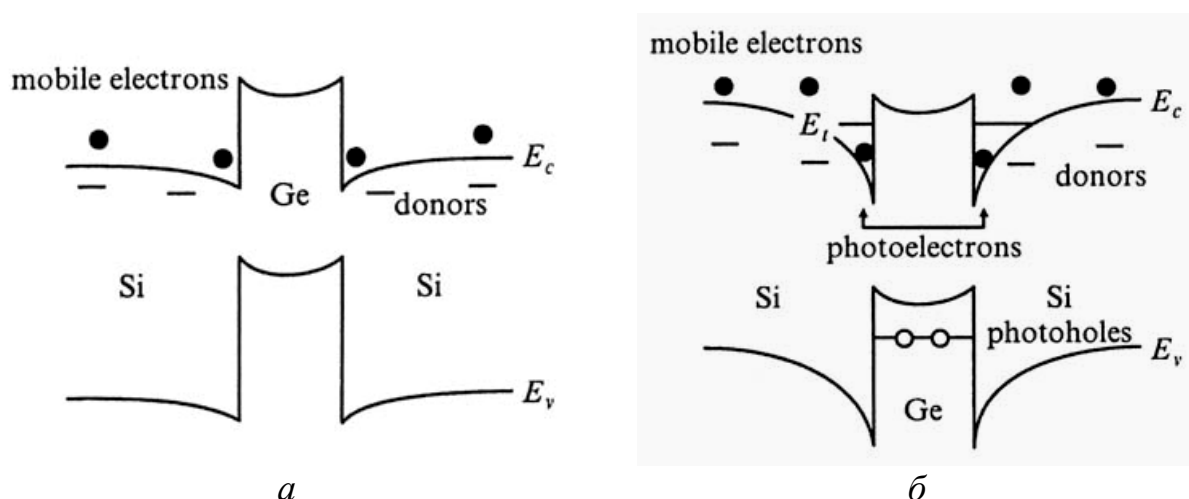


Рис. 60. Зонная диаграмма гетероструктур с КТ Ge/*n*-Si в темноте (а) и при освещении (б) [45].

В отсутствие в КТ дырок на гетерогранице Ge/Si существует мелкое состояние для электрона с энергией связи  $E_t \approx 9$  мэВ вследствие неоднородных деформаций, приводящих к образованию потенциальной ямы для электрона. Поэтому равновесная концентрация электронов в зоне проводимости будет понижена за счет захвата электронов на этот уровень.

При поглощении света, вызывающего межзонные переходы и образование пар электронов и дырок, дырки начнут накапливаться в КТ Ge, заряжая их положительно. В результате на гетерограницах Ge/Si в кремнии возникнут потенциальные ямы для электронов, в которых начнут аккумулироваться и фотоэлектроны (Рис. 60 б).

С ростом числа дырок в островках (при увеличении интенсивности освещения) энергия залегания «избыточного» электронного уровня увеличивается. Поскольку по мере заглупления уровня степень его заполнения электронами растет, концентрация электронов в зоне проводимости должна уменьшиться, а проводимость системы снизиться.

На Рис. 61 приведены зависимости относительной ФП  $\Delta G/G$  от мощности освещения  $P$  структур Ge/*n*-Si с КТ при различных температурах. Там же показана люкс-амперная характеристика при 77 К для образца, в котором слой КТ отсутствует (штриховая линия). В образце без КТ фотопроводимость положительна и практически линейно увеличивается с ростом  $P$ . В структурах с островками Ge в области интенсивностей засветки  $P < 100$  мВт/см<sup>2</sup> наблюдается отрицательная ФП. В слоях *p*-типа с КТ Ge явление отрицательной ФП не наблюдается.

На Рис. 61 б приведены люкс-амперные характеристики структуры Ge/*p*-Si.

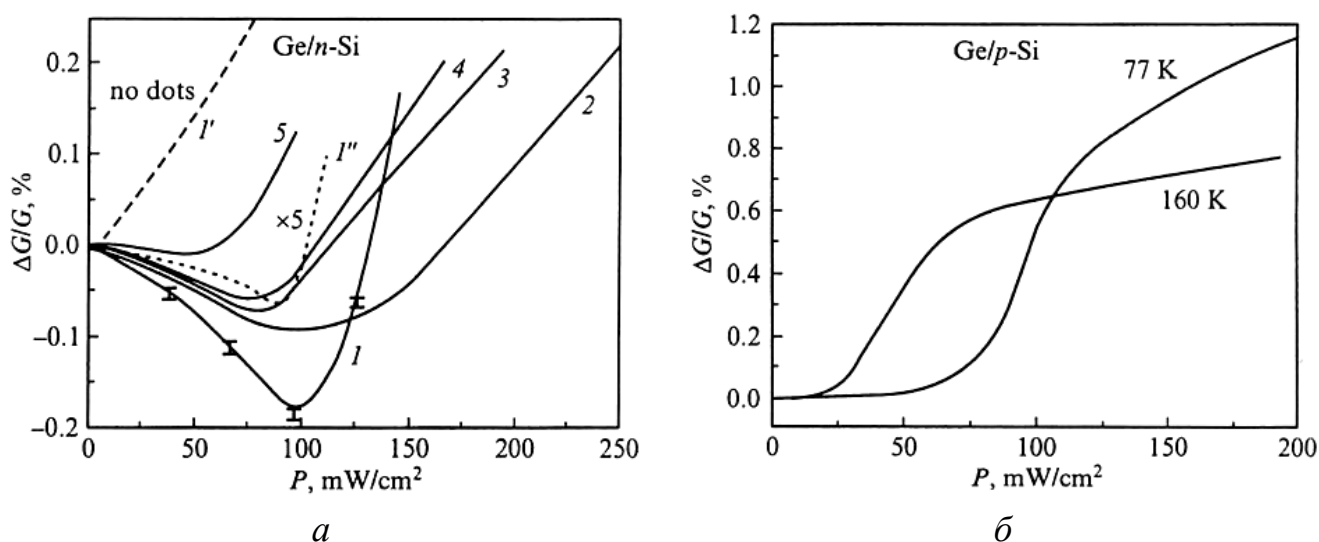


Рис. 61. Зависимость относительной ФП от интенсивности межзонной подсветки в структуре *n*-Si (а) и *p*-Si (б) с КТ Ge.  $T$ , К: 1, 1', 1'' — 77, 2 — 87, 3 — 99, 4 — 103, 5 — 180. Концентрация Sb, см<sup>-3</sup>: 1 — 5 —  $2,5 \times 10^{16}$ , 1'' —  $8 \times 10^{16}$ . 1' — структура без КТ [45].

Вместо участка с отрицательной ФП наблюдается протяженная область с малой положительной ФП, после которой происходит резкое увеличение фототока. Такое поведение при малых интенсивностях засветки связано с захватом обоих типов неравновесных носителей на связанные состояния в окрестности островков Ge (дырок — на состояния в островках Ge, электронов — на состояния вблизи гетерограниц Ge/Si), а рост ФП при больших интенсивностях освещения обусловлен заполнением электронных уровней и появлением свободных неравновесных электронов. Этот результат свидетельствует также о том, что наблюдаемое явление отрицательной ФП не связано с изменением подвижности носителей заряда при подсветке.

Изложенный здесь механизм отрицательной ФП реализуется только в КТ II типа, поскольку в гетероструктурах I типа и электроны, и дырки локализируются в одной и той же области, независимо от зарядового состояния КТ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Medeiros-Ribeiro, A. M. Bratkovski, T. I. Kamins et al. Shape transition in dislocation free Ge nanocrystals grown on Si(001). *Omicron newsletter*, 1998, No.3, P. 4.
2. G. F. Cerofolini, G. Arena, M. Camalleri et al. Strategies for nanoelectronics. *Microel. Eng.* 81, 405 (2005).
3. Г. Мур. Ничто не бесконечно, но предел можно отодвинуть. ISSCC 2003 SESSION 1/PLENARY/1.1.
4. C. C. Chiang, J. Kawa. Design for manufacturability and yield for nano-scale CMOS. Dordrecht: Springer, 2007.
5. L. Pavesi. Will silicon be the photonic material of the third millenium? *J. Phys.: Condens. Matter* 15, 1169 (2003).
6. H. Kressel, M. Ettenberg, J. P. Wittke et al. Laser Diodes and LEDs for Fiber Optical Communication. Berlin: Springer, 1986.
7. H. Foell, M. Christophersen, J. Carstensen et al. Formation and application of porous silicon. *Mat. Sci, Eng. R* 39, 93 (2002).
8. A. G. Cullis, L. T. Canham, P. D. J. Calcott. The structural and luminescence properties of porous silicon. *Appl. Phys. Lett.* 82, 909 (1997).
9. O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi. Porous silicon: a quantum sponge structure for silicon based optoelectronics. *Surf. Sci. R* 138, 1 (2000).
10. L Pavesi, G, Panzarini, L.C. Andreani. All-porous silicon-coupled microcavities: Experiment versus theory. *Phys. Rev. B* 58, 15794 (1998).
11. E. Desurvire. Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications. Wiley, 1994.
12. F. Priolo, G. Franzo, A. Carnera. Excitation and nonradiative deexcitation processes of  $Er^{3+}$  in crystalline Si. *Phys. Rev. B* 57, 4443 (1998).
13. В. Б. Шмагин, Б. А. Андреев, А. В. Антонов и др. Электрически активные центры в светоизлучающих слоях Si:Er, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии. *ФТП* 36, 178 (2002).
14. A. J. Kenyon. Erbium in silicon. *Semicond. Sci. Technol.* 20, R65 (2005).
15. N. Q. Vinh, H. Przybylinska, Z. F. Krasil'nik et al. Optical properties of a single type of optically active center in Si/Si:Er nanostructures. *Phys. Rev. B* 70, 115332 (2004).
16. J. Palm, F. Gan, B. Zheng et al. Electroluminescence of erbium-doped silicon. *Phys. Rev. B* 54, 17603 (1996).
17. В. Б. Шмагин, Д. Ю. Ремизов, З. Ф. Красильник и др. Влияние характера пробоя  $p-n$ -перехода на интенсивность и эффективность возбуждения электролюминесценции ионов  $Er^{3+}$  в эпитаксиальных слоях Si:Er, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии. *ФТТ* 46, 110 (2004).
18. Л. В. Красильникова, М. В. Степихова, Ю. Н. Дроздов и др. Анализ коэффициента усиления и исследование люминесцентных свойств гетерост-



- руктур Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>:Er/Si, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в газовой фазе. ФТТ 47, 90 (2005).
19. М. В. Степихова, Д. М. Жигунов, В. Г. Шенгуров и др. Инверсная населенность уровней энергии ионов эрбия при передаче возбуждения от полупроводниковой матрицы в структурах на основе кремния/германия. Письма в ЖЭТФ 81, 614 (2005).
  20. В. П. Кузнецов, Д. Ю. Ремизов, В. Б. Шмагин и др. Электролюминесценция ионов эрбия в кремниевых диодных структурах p<sup>++</sup>/n<sup>+</sup>/n-Si:Er/n<sup>++</sup>. ФТП 41, 1329 (2007).
  21. L. Pavesi, R. Turan. Silicon Nanocrystals: Fundamentals, Synthesis and Applications. Dortmund: Wiley-VCH, 2010.
  22. M. L. Brongersma, A. Polman, K. S. Min et al. Tuning the emission wavelength of Si nanocrystals in SiO<sub>2</sub> by oxidation. Appl. Phys. Lett. 72, 2577 (1998).
  23. L. Pavesi, L. Dal Negro, C. Mazzoleni et al. Optical gain in silicon nanocrystals. Nature 408, 440 (2000).
  24. K. S. Zhuravlev, A. M. Gilinsky, A. Yu. Kobitsky. Mechanism of photoluminescence of Si nanocrystals fabricated in a SiO<sub>2</sub> matrix. Appl. Phys. Lett. 73, 2962 (1998).
  25. Г. А. Качурин, С. Г. Яновская, В. А. Володин и др. О формировании нанокристаллов кремния при отжиге слоев SiO<sub>2</sub>, имплантированных ионами Si. ФТП 36, 685 (2002).
  26. D. I. Tetelbaum, O. N. Gorshkov, S. A. Trushin et al. The enhancement of luminescence in ion implanted Si quantum dots in SiO<sub>2</sub> matrix by means of dose alignment and doping. Nanotechnology 11, 295 (2000).
  27. D. I. Tetelbaum, S. A. Trushin, V. A. Burdov et al. The influence of phosphorus and hydrogen ion implantation on the photoluminescence of SiO<sub>2</sub> with Si nanoinclusions. Nucl. Instr. Meth. B 174, 123 (2001).
  28. M. Fujii, Y. Yamaguchi, Y. Takase et al. Control of photoluminescence properties of Si nanocrystals by simultaneously doping n- and p-type impurities. Appl. Phys. Lett. 85, 1158 (2004).
  29. Д. И. Тетельбаум, И. А. Карпович, М. В. Степихова и др. Особенности фотолюминесценции в SiO<sub>2</sub> с нановключениями кремния, полученными методом ионной имплантации. Поверхность 1998, №5, С. 31.
  30. Е. И. Зорин, П. В. Павлов, Д. И. Тетельбаум. Ионное легирование полупроводников. М.: Энергия, 1975.
  31. Н. А. Соболев, А. М. Емельянов, В. В. Забродский и др. Кремниевые светодиоды с дислокационной люминесценцией при комнатной температуре, изготовленные имплантацией ионов эрбия и газофазного осаждения поликристаллических слоев кремния, сильно легированных бором и фосфором. ФТП 41, 635 (2007).

32. V. Kveder, M. Kittler, W. Schroter. Recombination activity of contaminated dislocations in silicon: A model describing electron-beam-induced current contrast behavior. *Phys. Rev. B* 63, 115208 (2001).
33. S. Binetti, S. Pizzini, E. Leoni et al. Optical properties of oxygen precipitates and dislocations in silicon. *J. Appl. Phys.* 92, 2437 (2002).
34. M. Nakamura, S. Nagai, Y. Aoki et al. Oxygen participation in the formation of the photoluminescence *W* center and the center's origin in ion-implanted silicon crystals. *Appl. Phys. Lett.* 72, 1347 (1998).
35. V. Kveder, M. Badylevich, E. Steinman et al. Room-temperature silicon light-emitting diodes based on dislocation luminescence. *Appl. Phys. Lett.* 84, 2106 (2004).
36. Г. Э. Цырлин, В. Н. Петров, В. Г. Дубровский и др. Гетероэпитаксиальный рост InAs на Si: новый тип квантовых точек. *ФТП* 33, 1066 (1999).
37. W.-C. Wang, J. P. Denton, G. W. Neudeck et al. Selective epitaxial growth of Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si strained-layers in a tubular hot-wall low pressure chemical vapor deposition system. *J. Vac. Sci. Technol. B* 15, 138 (1997).
38. L. Vescan, K. Grimm, C. Dieker. Facet investigation in selective epitaxial growth of Si and SiGe on (001) Si for optoelectronic devices. *J. Vac. Sci. Technol. B* 16, 1549 (1998).
39. З. Ф. Красильник, А. В. Новиков. Оптические свойства напряжённых гетероструктур на основе Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> и Si<sub>1-x-y</sub>Ge<sub>x</sub>C<sub>y</sub>. *УФН* 170, 338 (2000).
40. G. Abstreiter, P. Schittenhelm, C. Engel et al. Growth and characterization of self-assembled Ge-rich islands on Si. *Semicond. Sci. Technol.* 11, 1521 (1996).
41. О. П. Пчеляков, Ю. Б. Болховитянов, А. В. Двуреченский и др. Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства. *ФТП* 34, 1281 (2000).
42. Y. Shiraki, A. Sakai. Fabrication technology of SiGe hetero-structures and their properties. *Surf. Sci. Rep.* 59, 153 (2005).
43. I. Berbezier, A. Ronda. SiGe nanostructures. *Surf. Sci. R* 64, 47 (2009).
44. A. Rogalski. Infrared detectors: status and trends. *Prog. Quantum Electron.* 27, 59 (2003).
45. А. В. Двуреченский, А. И. Якимов. Квантовые точки 2 типа в системе GeSi. *ФТП* 35, 1143 (2001).
46. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, В. В. Кириенко и др. Ge/Si-фотодиоды и фототранзисторы со встроенными слоями квантовых точек Ge для волоконно-оптических линий связи. *ФТТ* 47, 37 (2005).
47. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov et al. Interlevel GeSi quantum dot infrared photodetector. *J. Appl. Phys.* 89, 5676 (2001).
48. F. Namavar, R. A. Soref. Optical waveguiding in Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si heterostructures. *J. Appl. Phys.* 70, 3370 (1991).
49. K. Suto, J. Nishizawa. *Semiconductor Raman Lasers*. Artech, 1994.

50. М. М. Соболев, Г. Э. Цырлин, А. А. Тонких и др. Эффект Ваннье-Штарка в сверхрешетке квантовых точек Ge/Si. ФТП 42, 311 (2008).
51. E. Kasper. SiGe alloys and heterojunctions - extending the performance of Si devices. Current Opinion in Solid State and Materials. Science 2, 48 (1997).
52. U. König. Challenges for a Si/Ge heterodevice technology. Microelectron. Eng. 23, 3 (1994).
53. S. Tiwary, F. Rana, H. Hanafi et al. A silicon nanocrystals based memory, Appl.Phys.Lett., 68, 1377, (1996).
54. D.J.Paul, P.See, I.V.Zozoulenko et al. Si/SiGe electron resonant tunneling diodes. Appl. Phys. Lett. 77, 1653 (2000).
55. Y. H. Xie. SiGe field effect transistors. Mat. Sci. Eng. R 25, 89 (1999).
56. Cambridge University Cavendish Laboratory Semiconductor Physics Group website. <http://www.sp.phy.cam.ac.uk/~dp109/SiGe.html>
57. К.В. Шалимова. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985.
58. Britney Spears Guide to Semiconductor Physics. <http://britneyspears.ac/>
59. [www.riber.com](http://www.riber.com)
60. В. И. Беляевский. Физические основы полупроводниковой нанотехнологии. СОЖ, 1998, №10, 92.
61. W. G. Breiland, M. E. Coltrin, J. R. Creighton. Organometallic vapor phase epitaxy (OMVPE). Mat. Sci. Eng. R 24, 241 (1999).
62. И. А. Малышева. Технология производства интегральных микросхем. М.: Радио и связь, 1991.
63. T.O. Sedgwick, D.A. Grutzmacher, A.Zaslavsky et al. Selective SiGe and heavily As doped Si deposited at low temperature by atmospheric pressure chemical vapor deposition. J. Vac. Sci. Technol. B 11, 1124 (1993).
64. S. Bodnar, E. de Berranger, P. Bouillon et al. Selective Si and SiGe epitaxial heterostructures grown using an industrial low-pressure chemical vapor deposition module. J. Vac. Sci. Technol. B 15, 712 (1997).
65. W.-C. Wang, J. P. Denton, G. W. Neudeck et al. Selective epitaxial growth of Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si strained-layers in a tubular hot-wall low pressure chemical vapor deposition system. J. Vac. Sci. Technol. B. 15, 138 (1997).
66. L. Vescan, K. Grimm, C. Dieker. Facet investigation in selective epitaxial growth of Si and SiGe on (001) Si for optoelectronic devices. J. Vac. Sci. Technol. B 16, 1549 (1998).
67. [www.aixtron.com](http://www.aixtron.com)
68. Y. Tsukidate, M. Suemitsu. Infrared study of SiH<sub>4</sub>-adsorbed Si(100) surfaces: observation and mode assignment of new peaks. Jap. J. Appl. Phys. 40, 5206 (2001).
69. H. Hirayama, T. Tatsumi, N. Aizaki. Gas source silicon molecular beam epitaxy using disilane. Appl. Phys. Lett. 52, 1484 (1988).
70. M. Suemitsu, H. Nakazawa, T. Morita et al. Observation of hydrogen-coverage- and temperature-dependent adsorption kinetics of disilane on Si(100)

during Si Gas-Source Molecular Beam Epitaxy. Jap. J. Appl. Phys. Lett. 36, L625 (1997).

71. S. H. Li, S. W. Chung, J. K. Rhee et al. Gas-source molecular-beam epitaxy using  $\text{Si}_2\text{H}_6$  and  $\text{GeH}_4$  and X-ray characterization of  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $0 \leq x \leq 0.33$ ) alloys. J. Appl. Phys. 71, 4916 (1992).

72. K. Senthil, H. Nakazawa, M. Suemitsu. Adsorption and desorption kinetics of organosilanes at Si(001) surfaces. Jap. J. Appl. Phys. 42, 6804 (2003).

73. B. Cunningham, J. O. Chu, S. Akbar. Heteroepitaxial growth of Ge on (100) Si by ultrahigh vacuum chemical vapor deposition. Appl. Phys. Lett. 59, 3574 (1991).

74. G. Stringfellow. Organometallic vapor-phase epitaxy. Theory and practice. Amsterdam: Elsevier, 1998.

75. С. П. Светлов, В. Г. Шенгуров, В. Ю. Чалков и др. Гетероэпитаксиальные структуры  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(100)$ , полученные сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксией кремния в среде  $\text{GeH}_4$ . Изв. РАН: Серия Физическая. 65, 204 (2001).

76. Л. К. Орлов, А. В. Потапов, С. В. Ивин. Особенности кинетики роста слоёв твёрдого раствора кремний-германий из силана и германа при наличии в вакуумной камере дополнительного нагретого элемента. ЖТФ 70, 102 (2000).

77. C. Mukherjee, H. Seitz, B. Schroder. Growth of epitaxial germanium films on silicon using hot-wire chemical vapor deposition. Appl. Phys. Lett. 78, 3457 (2001).

78. Г. А. Максимов, З. Ф. Красильник, Д. О. Филатов и др. Фотоэлектрические свойства и электролюминесценция  $p-i-n$  диодов на основе гетероструктур с самоорганизованными нанокластерами  $\text{GeSi}/\text{Si}$ . ФТТ 47, 26 (2005).

79. C. Teichert. Self-organization of nanostructures in semiconductor heteroepitaxy. Phys. Rep. 365, 335 (2002).

80. D. J. Paul. Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits. Semicond. Sci. Technol. 19, P. R75 (2004).

81. F. K. LeGoues, P. M. Mooney, J. Tersoff. Measurement of the activation barrier to nucleation of dislocation in thin films. Phys. Rev. Lett. 71, 396 (1993).

82. M. Tomitori, K. Watanabe, M. Kobayashi et al. STM study of the Ge growth mode on Si(001) substrates. Appl. Surf. Sci. 76–77, 322 (1994).

83. I. N. Stranski, L. von Krastanov. Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien IIb, 146, 797 (1938).

84. J. Tersoff, F. K. LeGoues. Competing relaxation mechanisms in strained layers. Phys. Rev. Lett. 72, 3570 (1994).

85. B. Voigtländer. Fundamental processes in Si/Si and Ge/Si epitaxy studied by scanning tunneling microscopy during growth. Surf. Sci. R 43, 127 (2001).

86. M. Kästner, B. Voigtländer. Kinetically self-limiting growth of Ge islands on Si(001). Phys. Rev. Lett. 82, 2745 (1999).

87. Н. В. Востоков, И. В. Долгов, Ю. Н. Дроздов и др. Однородные наноструктуры Ge на Si(001). Изв. РАН: Серия физическая 63, 302 (2000).
88. F. M. Ross, R. M. Tromp, M. C. Reuter. Transition states between pyramids and domes during Ge/Si island growth. *Science* 286, 1931 (1999).
89. Н. В. Востоков, С. А. Гусев, И. В. Долгов и др. Упругие напряжения и состав самоорганизующихся наноструктур GeSi на Si (001) ФТП, 34, 8 (2000).
90. G. Medeiros-Ribeiro, A. M. Bratkovski, T. I. Kamens et al. Shape transition of germanium nanocrystals on a silicon (001) surface from pyramids to domes. *Science* 279, 353 (1998).
91. В. Г. Дубровский, В. М. Устинов, А. А. Тонких и др. Температурная зависимость морфологии ансамблей нанокластеров в системе Ge/Si(100). Письма в ЖТФ 29, 41 (2003).
92. J. Groenen, R. Carles, S. Christiansen et al. Phonons as probes in self-organized SiGe islands. *Appl. Phys. Lett.* 71, 3856 (1997).
93. А. А. Тонких, Г. Э. Цырлин, В. Г. Дубровский и др. О возможностях подавления формирования dome-кластеров при молекулярно-пучковой эпитаксии Ge на Si (100). ФТП 38, 1239 (2004).
94. Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник и др. Особенности фотолюминесценции Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков, выращенных на напряженном  $Si_{1-x}Ge_x$  слое. ФТП 40, 343 (2006).
95. Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник и др. Особенности формирования Ge(Si) островков на релаксированных  $Si_{1-x}Ge_x$ /Si(001) буферных слоях. ФТП 40, 235 (2006).
96. Д. О. Филатов, М. В. Круглова, М. А. Исаков и др. Морфология и фотолюминесценция самоформирующихся нанокластеров GeSi/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде Германа. Изв. РАН: Серия физическая 72, 267 (2008).
97. W. Z. Ostwald. Über die vermeintliche Isomerie des rotten und gelben Quecksilberoxyds und die Oberflächenspannung fester Körper. *Zeitschr. Phys. Chem.* 34, 495 (1900).
98. C. Z. Wagner. Theorie der Alterung Von Niederschlagen durch Umlösen (Ostwald-Reifung). *Zeitschr. Elektrochem.* 65, 581 (1961).
99. И. М. Лифшиц, В. В. Слёзов. О кинетике диффузионного распада пересыщенных твердых растворов. ЖЭТФ 35, 479 (1958).
100. I. M. Lifshitz, V. V. Slyozov. Kinetics of precipitation from supersaturated solid solutions. *J. Phys. Chem. Solids* 19, 35 (1961).
101. W. Thomson (Lord Kelvin). On the equilibrium of vapour at a curved surface of liquid. *Phil. Mag.* 43, 448 (1871).
102. J. W. Gibbs. On the equilibrium of heterogeneous substances. *Trans. Connecticut Acad.* 3, 108 (1876).

103. T. I. Kamins, G. Medeiros-Ribeiro, D. A. A. Ohlberg et al. Evolution of Ge islands on Si(001) during annealing. *J. Appl. Phys.* 85, 1159 (1999).
104. М. А. Исаков, Д. О. Филатов, М. О. Марычев и др. Особенности процесса роста и фотолюминесценции самоформирующихся островков GeSi/Si(001), выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде GeH<sub>4</sub>. *Вестник ННГУ им. Н. И. Лобачевского*. 2010, №5, С. 51.
105. V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, P. S. Kop'ev et al. Spontaneous ordering of arrays of coherent strained islands. *Phys. Rev. Lett.* 75, 2968 (1995).
106. M. Cremona, F. Racedo, R. Larciprete et al. Photoluminescence of Ge islands grown by Ultra High Vacuum-Chemical Vapour Deposition on Si(100). *Braz. J. Phys.* 27/A, 181 (1997).
107. X. Z. Liao, J. Zou, D. J. H. Cockayne et al. Strain relaxation by alloying effects in Ge islands grown on Si(001). *Phys. Rev. B* 60, 15605 (1999).
108. M. Goryll, L. Vescan, H. Lüth. Bimodal distribution of Ge islands on Si(001) grown by LPCVD. *Mater. Sci. Eng. B* 69-70, 251 (2000).
109. X.-H. Tang, Z.-Y. Yin, A.-Y. Du et al. MOVPE growth of InAs quantum dots for mid-IR applications. *Trans. Nonferr. Metals Soc. China*. 16, s25 (2006).
110. A. V. Novikov, B. A. Andreev, N. V. Vostokov et al. *Mater. Sci. Eng. B* 89, 62 (2002).
111. G.A. Maximov, Z.F. Krasil'nik, A.V. Novikov et al. Composition analysis of single GeSi/Si nanoclusters by Scanning Auger Microscopy // *Nanophysics, Nanoclusters, and Nanodevices.* — Ed. Kimberly S. Gehar. New York: Nova Science, 2006. P. 87 – 123.
112. S. A. Chaparro, Y. Zhang, J. Drucker. Strain relief via trench formation in Ge/Si(100) islands. *Appl. Phys. Lett.* 76, 3534 (2000).
113. D. T. Tambe, V. B. Shenoy. On the energetic origin of self-limiting trenches formed around Ge/Si quantum dots. *Appl. Phys. Lett.* 85, 1586 (2004).
114. Ph. Sonnet, P. C. Kelires. Physical origin of trench formation in Ge/Si(100) islands. *Appl. Phys. Lett.* 85, 203 (2004).
115. B. K. Chakraverty. Grain size distribution in thin films. Non conservative systems. *J. Phys. Chem. Solids*. 28, 2413 (1967).
116. Ю. Н. Пархоменко, А. И. Белогорохов, Н. Н. Герасименко и др. Свойства самоорганизованных SiGe-наноструктур, полученных методом ионной имплантации. *ФТП* 38, 593 (2004).
117. В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин. Спектры электронов и дырок и правила отбора для оптических переходов в Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>/Ge. *ФТП* 31, 171 (1997).
118. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, Н. П. Степина и др. *ЖЭТФ* 119, 3 (2001).
119. F. T. Vasko, A. V. Kuznetsov. *Electronic states and optical transitions in semiconductor heterostructures.* Berlin: Springer, 1999.

120. Ф. Бассани, Дж. Пастори Парравичини. Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах. М.: Наука, 1982.
121. R. J. Warbuton, C. S. Durr, K. Karrai et al. Charged excitons in self-assembled semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. Lett.* 79, 5282 (1997).
122. K. H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, P. M. Petroff. Photoluminescence of charged InAs self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B* 58, 3597 (1998).
123. L. Vescan, T. Stoica, O. Chretien et al. Size distribution and electroluminescence of self-assembled Ge dots. *J. Appl. Phys.* 87, 7275 (2000).
124. T. Stoica, L. Vescan. Quantum efficiency of SiGe LEDs. *Semicond. Sci. Technol.* 18, 409 (2003).
125. W.-H. Chang, W.-Y. Chen, A.-T. Chou et al. Effects of spacer thickness on optical properties of stacked Ge/Si quantum dots grown by chemical vapor deposition. *J. Appl. Phys.* 93, 4999 (2003).
126. M. Stoffel, U. Denker, O.G. Schmidt et al. Electroluminescence of self-assembled Ge hut clusters. *Appl. Phys. Lett.* 82, 3236 (2003).
127. O. Leifeld, R. Hartmann, E. Müller et al. Self organized growth of Ge quantum dots on Si [100] substrates induced by sub-monolayer C coverages. *Nanotechnology* 10, 122 (1999).
128. H. Sunamura, N. Usami, Y. Shiraki et al. Island formation during growth of Ge on Si(100): A study using photoluminescence spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* 66, 3024 (1995).
129. Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов и др. Особенности фотolumинесценции Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков, выращенных на напряженном  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  слое. *ФТП* 40, 343 (2006).
130. Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник и др. Низкоэнергетическая фотolumинесценция структур с GeSi/Si(001) самоорганизующимися nanoостровками. *Письма в ЖЭТФ* 76, 425 (2002).
131. O. G. Schmidt, U. Denker, K. Eberl et al. Effect of overgrowth temperature on the photoluminescence of Ge/Si islands. *Appl. Phys. Lett.* 77, 2509 (2000).
132. S. Fukatsu, H. Sunamura, Y. Shiraki et al. Suppression of phonon replica in the radiative recombination of an MBE-grown type-II Ge/Si quantum dot. *Thin Solid Films* 321, 65 (1998).
133. В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин, Н. Г. Калугин и др. Самоорганизующиеся nanoостровки Ge в Si, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. *Письма в ЖЭТФ* 67, 46 (1998).
134. O. G. Schmidt, K. Eberl, Y. Rau. Strain and band-edge alignment in single and multiple layers of selfassembled Ge/Si and GeSi/Si islands. *Phys. Rev. B* 62, 16715 (2000).
135. O. G. Schmidt, C. Lange, K. Eberl. Photoluminescence study of the initial stages of island formation for Ge pyramids/domes and hut clusters on Si(001). *Appl. Phys. Lett.* 75, 1905 (1999).

136. U. Denker, M. Stoffel, O. G. Schmidt et al. Ge hut cluster luminescence below bulk Ge band gap. *Appl. Phys. Lett.* 82, 454 (2003).
137. K. Brunner, G. Abstreiter. Ordering and electronic properties of self-assembled Si/Ge quantum dots. *Jap. J. Appl. Phys.* 40, 1860 (2001).
138. М. В. Шалеев, А. В. Новиков, А. Н. Яблонский и др. Влияние напряженного Si-слоя на фотолюминесценцию Ge(Si) самоформирующихся островков, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001)-буферных слоях. *ФТП* 41, 172 (2007).
139. I.A. Buyanova, W.M. Chen, G. Pozina et al. Mechanism for thermal quenching of luminescence in SiGe/Si structures grown by molecular beam epitaxy: Role of nonradiative defects. *Appl. Phys. Lett.* 71, 3676 (1997).
140. W.-L. Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam et al. An efficient room-temperature silicon-based light-emitting diode. *Nature* 410, 192 (2001).
141. H. Lee, S.-H. Choi. Luminescence from dislocations in silicon-germanium layer grown on silicon substrate. *J. Appl. Phys.* 85, 1771 (1999).
142. В. В. Кведер. Инженерия дефектов в применении к дислокациям в кремнии и ее перспективы для кремниевой оптоэлектроники и солнечной энергетики. *Материалы Всероссийского совещания "Нанопизика и нанопэлектроника" (Нижиний Новгород, 13 - 17 марта 2006) Т.1, С. 56.*
143. W. Schroeter, H. Cerva. Interaction of point defects with dislocations in silicon and germanium. *Solid State Phenomena* 85-86, 67 (2002).
144. V. Kveder, M. Badylevich, E. Steinman et al. Room-temperature silicon light-emitting diodes based on dislocation luminescence. *Appl. Phys. Lett.* 84, 2106 (2004).
145. L. Tsybeskov, E.-K. Lee, H.-Y. Chang et al. Three-dimensional silicon-germanium nanostructures for CMOS compatible light emitters and optical interconnects. *Advances in Optical Technologies.* 2008, 218032.
146. В. В. Камнев, L. Tsybeskov, J.-M. Baribeau et al. Coexistence of fast and slow luminescence in threedimensional Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> nanostructures. *Phys. Rev. B* 72, 193306 (2005).
147. J. C. Sturm, H. Manoharan, L. C. Lenchyshyn et al. Well resolved band-edge photoluminescence of excitons confined in strained Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> quantum wells. *Phys. Rev. Lett.* 66, 1362 (1991).
148. L. C. Lenchyshyn, M. L. W. Thewalt, J. C. Sturm et al. High quantum efficiency photoluminescence from localized excitons in Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>. *Appl. Phys. Lett.* 60, 3174 (1992).
149. Н. В. Востоков, Ю. Н. Дроздов, З. Ф. Красильник и др. Фотолюминесценция структур с GeSi/Si(001) самоорганизующимися наноостровками. *Изв. РАН. Серия физическая* 66, 159 (2003).
150. V. G. Talalaev, G. E. Cirilin, A. A. Tonkikh et al. Room temperature electroluminescence from Ge/Si quantum dots superlattice close to 1.6 mkm. *Phys. Stat. Sol. (a)* 2003, No.1, P. 198.



151. M. Stoffel, U. Denker, O. G. Schmidt. Electroluminescence of self-assembled Ge hut clusters. *Appl. Phys. Lett.* 82, 3236 (2003).
152. L. Vescan, O. Chretien, T. Stoica et al. Room-temperature light-emitting diodes with Ge islands. *Mat. Sci. Semicond. Processing* 3 383, (2000).
153. R. Aperz, L. Vescan, A. Hartmann et al. Photoluminescence and electroluminescence of SiGe dots fabricated by island growth. *Appl. Phys Lett.* 66, 445 (1995).
154. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров и др. Фотодиоды Ge/Si со встроенными слоями квантовых точек Ge для ближней инфракрасной области (1,3-1,5 мкм). *ФТП* 37, 1383 (2003).
155. В. Д. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. *Физика полупроводников*. М.: Энергия, 1972.
156. И. А. Карпович, Д. О. Филатов. Диагностика гетероструктур с квантовыми ямами методом спектроскопии конденсаторной фотоэдс. *ФТП* 30, 1745 (1996).
157. Д. О. Филатов, И. А. Карпович, Т. В. Шилова и др. Поляризационная зависимость спектров фототока фотодиодов с барьером Шоттки на основе гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами. *Изв. РАН: Серия физическая* 68, 99 (2004).
158. Б. Н. Звонков, И. А. Карпович, Н. В. Байдусь и др. Влияние легирования слоя квантовых точек InAs висмутом на морфологию и фотоэлектронные свойства гетероструктур GaAs/InAs, полученных газофазной эпитаксией. *ФТП*, 35, 92 (2001).
159. G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington et al. Absorption spectra of germanium and silicon. *J. Phys. Chem. Solids* 8, 388 (1959).
160. В. П. Грибковский. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках*. Минск: Наука и техника, 1975.
161. G. Lucovsky. On the photoionization of deep impurity centers in semiconductors. *Solid State Commun.*, 3, 299 (1965).
162. Д. О. Филатов, М. В. Круглова, М. А. Исаков и др. Фотоэлектрические свойства гетероструктур с самоформирующимися нанокластерами GeSi/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде GeH<sub>4</sub>. *Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, 2009, №9, С. 58.
163. J. Nelson, M. Paxman, K. W. J. Barnham et al. Steady-state carrier escape from single quantum wells. *IEEE J. Quantum Electron.* 29, 1460 (1993).
164. J. G. Simmons. Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film. *J. Appl. Phys.* 34, 1793 (1963).
165. L. Esaki, P. J. Stiles. New type of negative resistance in barrier tunneling *Phys. Rev. Lett.* 16, 1108 (1966).

166. Д. О. Филатов, М. В. Круглова, М. А. Исаков и др. Исследование фотоэлектрических свойств гетероструктур GeSi/Si с самоформирующимися нанокластерами методом спектроскопии фотоЭДС на барьере полупроводник/электролит. Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2006, №2, С. 40.
167. A. Fernandez, H. D. Hailen, T. Huang et al. Ballistic electron studies and modification of the Au/Si interface. *Appl. Phys. Lett.* 57, 2826 (1990).
168. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, В. В. Кириенко и др. Волноводные Ge/Si-фотодиоды со встроенными слоями квантовых точек Ge для волоконно-оптических линий связи. ФТП 38, 1265 (2004).
169. X. He, M. Raseghi. Well resolved room-temperature photovoltage spectra of GaAs-GaInP quantum wells and superlattices. *Appl. Phys. Lett.* 62, 618 (1993).
170. И. А. Карпович, А. П. Горшков, С. Б. Левичев и др. Фотоэлектрическая спектроскопия гетероструктур с квантовыми точками в системе полупроводник-электролит. ФТП 35, 564 (2001).
171. W. H. Brattain. Surface properties of semiconductors. Nobel Lecture, December 11, 1956. // Nobel Lectures in Physics. Singapore: World Scientific, 1992.
172. A. M. Goodman. A method for the measurement of short minority carrier diffusion lengths in semiconductors. *J. Appl. Phys.* 32, 2550. (1961).
173. В. М. Арутюнян. Физические свойства границ полупроводник - электролит. УФН 158, 255 (1989).
174. T. S. Moss. Photovoltaic and photoconductive theory applied to InSb. *J. Elect. Control* 1, 126 (1955).
175. D. J. Eaglesham, M. Cerullo. Dislocation-free Stranski-Krastanow growth of Ge on Si(001). *Phys. Rev. Lett.* 64, 1943 (1990).
176. P. Markievicz, S. R. Kogen, A. Efimov et al. STM tip visualization through deconvolution using various characterizers: optimization of the protocol for obtaining a true surface topography from experimentally acquired images. *Probe Microscopy*, 1, 355 (1997).
177. N. V. Vostokov, I. V. Dolgov, Yu. N. Drozdov et al. Transition to "dome" from "pyramid" shape of self-assembled GeSi islands. *J. Cryst. Growth* 209, 302 (2000).
178. J. Wang, D. Gong, F. Lu et al. Photovoltaic investigations of interband transitions in SiGe/Si multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* 66, 1782 (1995).

