

Квантовые точки 2 типа в системе Ge/Si

© А.В. Двуреченский[¶], А.И. Якимов

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

(Получена 14 февраля 2001 г. Принята к печати 15 февраля 2001 г.)

Приводятся результаты по электронной структуре непрямого в пространстве экситона, многочастичных экситонных комплексов, отрицательной фотопроводимости в структурах Ge/Si с квантовыми точками. Проводится сравнение с данными для гетеросистем 2 типа с квантовыми точками на основе соединений $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$. Фундаментальные физические явления в изучаемых структурах заключаются в увеличении энергии связи экситона по сравнению с энергией связи свободных экситонов в объемных однородных полупроводниках; в коротковолновом сдвиге энергии экситонного перехода при образовании многочастичных комплексов (типа заряженный экситон, биэкситон); захвате равновесных носителей на локализованные состояния, формируемые электрическим полем заряженных квантовых точек.

1. Введение

При образовании гетеросистемы относительное расположение энергетических зон по обе стороны от гетерограницы определяется структурой и составом входящих в структуру полупроводниковых материалов [1]. Если зонная диаграмма обеспечивает низшее состояние по энергии как для электронов, так и для дырок в одном из двух входящих в систему полупроводниковых материалов, то гетероструктура относится к 1 типу. Если низшее энергетическое состояние для электронов находится в одном материале, а для дырок — в другом, то такая система относится ко 2 типу. Следовательно, в гетероструктурах 2 типа с двумя гетеропереходами образование потенциальной ямы возможно лишь для одного типа носителей — электронов или дырок. Для другого типа носителей будет существовать барьер. Зонную диаграмму таких гетероструктур в литературе часто называют ступенчатой, подразумевая одинаковый тип ступеней при разрыве зоны проводимости и валентной зоны: восходящие или нисходящие по энергии ступени на гетерогранице для каждой зоны.

В кластерах одного материала в объеме другого вещества ограничение движения носителей заряда осуществляется во всех трех направлениях. Если размер кластера сопоставим с дебройлевской длиной волны электрона и дырки или с боровским радиусом экситона, то такие включения называют квантовыми точками (КТ) [2], а полупроводниковые структуры с такими кластерами — гетероструктуры с квантовыми точками [1]. В отличие от гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми проволоками (двумерные и одномерные системы) свойства электронов и дырок в гетероструктурах с КТ нельзя описать на основе представления о газе квазичастиц. Плодотворным является применение представлений о локализованных состояниях. Радиус локализации электронов или дырок в нанокластере сравним с его размером, и часто превышает боровский радиус одиночных примесных атомов с мелкими уровнями в объемных

однородных полупроводниках. В то же время энергетический уровень в КТ может быть глубоким и в этом заключается еще одна особенность КТ, как примесных центров с глубокими уровнями. В силу отмеченных особенностей исследование гетероструктур с КТ составляет отдельное направление в физике конденсированного состояния.

Локализация заряда в КТ приводит к изменению хода потенциала в окружающей среде. Следствием такого изменения является возможность образования потенциальной ямы вокруг КТ для носителей противоположного знака и формирование связанных состояний в такой яме. В гетероструктурах 2 типа локализованные состояния для электронов и дырок формируются по разные стороны от гетерограницы в самосогласованных потенциальных ямах. Находящиеся в этих состояниях электроны и дырки пространственно разделены и переход между этими состояниями является непрямым в пространстве.

Определение параметров энергетического спектра, кинетики переходов между электронными состояниями, взаимодействия элементарных возбуждений, а также выявление корреляционных эффектов составляют основу проводимых в настоящее время фундаментальных исследований в области квантовых точек. Наибольшее внимание привлекали системы $In_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$ в связи с открывающимися перспективами применения в области полупроводниковых лазеров (см., например, обзоры [1,3] и литературу в них). Менее исследованными оказались КТ 2 типа, которые формируются в гетероструктурах $(In, Ga, Al)Sb/GaAs$, $(Al, In, As)/InP$, $(Ga, In, As, Sb)/GaSb$, Ge/Si , $ZnTe/ZnSe$ [4–11]. С практической точки зрения гетероструктуры с КТ на основе полупроводниковых соединений представляют большой интерес для оптоэлектроники. Что касается гетеросистем Ge/Si с КТ, то на их основе получены результаты, открывающие новые возможности для микро- и наноэлектроники [12–15].

Электронные процессы в системах с КТ изучались главным образом оптическими методами [1,3,5,6]. Наши работы были первыми в использовании электрических методов для выявления дискретного энергетического спектра в ансамбле самоорганизующихся КТ, эффектов

[¶] E-mail: dvurech@isp.nsc.ru
Fax: (3832)332771

кулоновского взаимодействия при переносе заряда, определения сечений захвата носителей на локализованные состояния [4,13,15,16]. Существование достаточно большого объема данных о поверхности и границах раздела фаз для Ge и Si [17], а также возможность применения развиваемых методов в существующей кремниевой технологии изготовления дискретных приборов и схем ставят изучение системы Ge/Si в одно из приоритетных направлений исследований. В данной работе приводятся данные, полученные на основе сочетания оптических и электрических методов исследования электронных процессов преимущественно в структурах Ge/Si. Результаты сравниваются с данными на других системах с КТ.

2. Объекты и методы исследования

В настоящее время наиболее перспективный метод формирования массива квантовых точек основан на эффектах самоорганизации полупроводниковых наноструктур в гетероэпитаксиальных системах [1,5,14]. Упругие деформации в эпитаксиальной пленке и островках на ее поверхности являются ключевым фактором как в морфологическом переходе от плоской пленки к островковой (механизм Странского–Крастанова), так и в последующих изменениях размеров, формы и пространственного распределения островков. В последовательности происходящих кинетических переходов важной является стадия формирования однородных по размеру, когерентных (не содержащих дефектов) трехмерных островков. При этом удается получить островки нанометровых размеров, в которых энергия размерного квантования составляет около 100 мэВ [13,15]. Эта величина заметно превышает тепловую энергию частиц при комнатной температуре (26 мэВ), поэтому тепловым перераспределением носителей заряда по локализованным состояниям в энергетическом окне порядка k_0T (k_0 — постоянная Больцмана, T — температура) можно пренебречь. Такие системы обеспечивают возможность функционирования приборов на структурах с КТ при комнатной температуре, а также реализации приборных характеристик, нечувствительных к изменению температуры в достаточно широкой области [18].

Нами были найдены условия проведения гетероэпитаксии Ge на Si (100), при которых слоевая концентрация кластеров Ge составляла $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [14]. Методом сканирующей туннельной микроскопии проведены исследования распределения островков германия по размеру. Средний размер островков составлял 15 нм (основание пирамиды). Высота пирамиды — 1.5 нм, при разбросе размеров не более 17%. Типичные условия формирования структур Ge/Si включали процессы гомоэпитаксии на Si (100) при 800°C со скоростью 1–2 монослоя (ML) в секунду; гетероэпитаксии Ge при 300°C, 0.2 ML/c; эпитаксии Si поверх островков Ge при 500°C. Эффективная толщина слоя Ge варьировалась в пределах $d_{\text{eff}} = 0\text{--}20 \text{ ML}$. В гетероструктурах Ge/Si с КТ дырки

локализуются в нанокластерах Ge. Неоднородные деформации в структуре (вследствие 4-процентного рассогласования параметров решетки Ge и Si) и создаваемый дырками в Ge положительный заряд способны приводить к потенциальной яме для электронов в зоне проводимости кремния вблизи гетероперехода.

3. Пространственное распределение упругих деформаций

Неоднородные упругие деформации в гетероструктурах способны вызывать заметные изменения электрических и оптических свойств вследствие изменения энергетического спектра на величину порядка 0.1 эВ [19,20]. Кроме того, неоднородные деформации способствуют процессу упорядочения пространственного расположения нанокластеров при формировании многослойных структур [21]. Поэтому нахождение полей упругих деформаций является необходимым этапом как для расчета электронной структуры в самоформирующихся КТ, так и моделирования процесса эпитаксии на напряженных подложках. Расчет полей упругой деформации в нанокластерах Ge и в их окружении выполнялся с помощью разработанного оригинального метода, основанного на использовании тензора Грина упругой задачи [22]. Размеры исследуемых квантовых точек настолько малы, что приближение сплошной среды неприменимо к описанию упругих свойств системы. В расчетах деформации использован потенциал Китинга [23], учитывающий атомную структуру вещества. Для уменьшения погрешности вычислений, связанной с конечным объемом кристалла, поле деформации ищется в виде свертки некоторой вспомогательной функции с функцией Грина (тензором Грина) упругой атомистической задачи. Метод позволяет получить распределение деформации на атомном уровне в системе, содержащей включение одного вещества в матрице другого вещества. Учитываются анизотропия кристалла, различие упругих свойств среды с включениями другой фазы.

Задача решалась для используемых в экспериментах объектов: КТ Ge имели в соответствии с экспериментом форму четырехгранной пирамиды с наклоном боковых граней 11° , размером основания (в плоскости роста) 15 нм и высотой 1.5 нм. Слой КТ располагался поверх смачивающего слоя Ge толщиной 0.7 нм и являлся встроенным в объем кристаллического кремния. Решение получено для одиночной КТ, что означает пренебрежение эффектом наложения полей упругих напряжений от окружающего массива КТ.

Установлено, что внутри нанокластера Ge деформация имеет характер растяжения в направлении роста структуры (направление z) и сжатия в перпендикулярном направлении (плоскость xy) (см. рис. 1). Наиболее напряженный участок расположен по контуру основания пирамиды в плоскости роста, а наиболее релаксированной является область вблизи вершины. В кремниевом

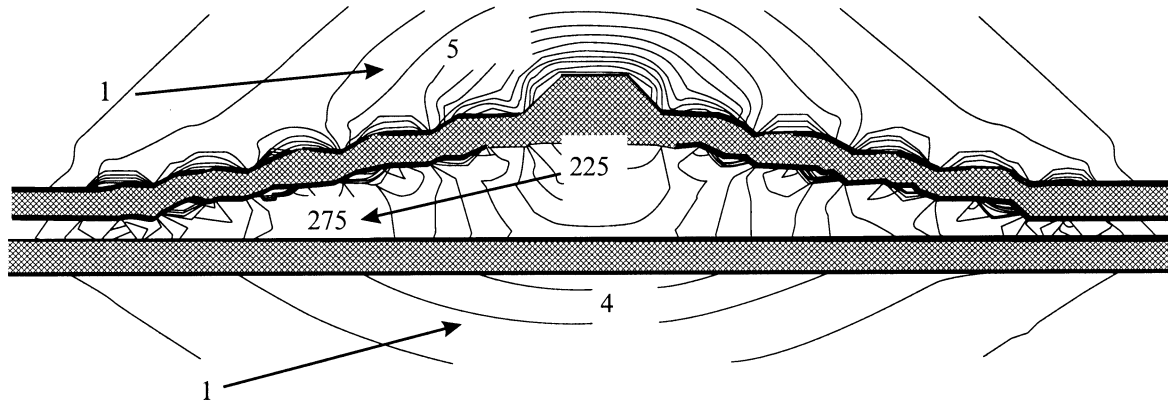


Рис. 1. Распределение упругой энергии в квантовой точке и в ее окрестности в плоскости (100), проходящей через ось пирамиды. Цифрами указаны значения энергии в единицах 10^{-4} эВ, приходящейся на один атом. Стрелки — направление возрастания энергии [22].

окружении КТ наиболее напряженный участок находится вблизи вершины пирамиды. Из расчетов следует, что в центральной области пирамиды величина деформации практически не зависит от размера нанокластера Ge в диапазоне изменения основания пирамиды 6–15 нм. Вблизи ребра основания пирамиды величина деформации возрастает логарифмически с ростом размера основания пирамиды.

Недавно выполнено сопоставление результатов расчета напряжений в системе Ge/Si с КТ при использовании двух эмпирических потенциалов: Киттинга и Штилинжера–Вебера (Stillinger–Weber) [24]. Для компонентов тензора в плоскости xz оба метода дали близкие результаты. Количественное расхождение двух методов обнаружено для нормального компонента тензора. В результате авторы [24] рекомендуют использовать потенциал Штилинжера–Вебера для нанокластеров Ge с размером основания пирамиды меньше 10 нм.

4. Электронная структура непрямого в пространстве экситона

В объемных однородных полупроводниках непрямыми экситонами называют возбужденное электронное состояние, образующееся при не прямых оптических переходах [25]. В КТ 2 типа существуют оптические переходы, являющиеся не прямыми в реальном пространстве. При этом они могут быть не прямыми в k -пространстве, где k — проекции волнового вектора (например, системы Ge/Si и GaAs/AlAs; последняя система относится ко 2 типу при размере КТ меньше 56 \AA и к 1 типу для размеров КТ, больших 56 \AA [8]), а также прямыми в k -пространстве (например, система InAs/GaSb с КТ InAs, относящаяся ко 2 типу при размере точек меньше 87 \AA [8], а также GaSb/GaAs [6]). Возбужденные состояния в результате оптических переходов, при которых электрон и дырка

оказываются по разные стороны от гетерограницы, называют пространственно не прямыми экситонами.

Для получения спектра поглощения нанокластера, содержащего N электронно-дырочных пар, необходимо решить уравнение Шредингера с гамильтонианом, включающим кинетическую и потенциальную энергию невзаимодействующих электрона и дырки, а также энергию их взаимодействия [26].

Численное моделирование волновых функций и энергетического спектра электронов и дырок в составе пространственно не прямых экситонов проводилось для пирамиды Ge в Si с размерами, указанными разд. 3. На основе полученного для данной системы пространственного распределения упругих деформаций внутри и вне пирамидальной КТ и известных деформационных потенциалов в Si и Ge [27] рассчитывались величины разрыва зон на гетерогранице Ge/Si. Упругие деформации в Si обеспечивают снятие 6-кратного вырождения Δ -долин с формированием 4- и 2-кратно вырожденных долин. 2-кратно вырожденные долины ориентированы вдоль направлений $[001]$ и $[00\bar{1}]$ и расположены ниже по энергии, чем состояния в зоне проводимости Ge (минимум зоны проводимости). Максимум валентной зоны формируется тяжелыми дырками в нанокластерах Ge.

Описание состояний пространственно не прямых экситонов и экситонных комплексов основано на методе эффективной массы. Решалась система трехмерных уравнений Шредингера: 2 уравнения в случае одиночного экситона, 3 уравнения для комплекса экситон–дырка и 4 уравнения для двух экситонов в квантовой точке.

Взаимодействие между заряженными частицами моделировалось статическим экранированным кулоновским потенциалом. Разрыв зон проводимости между соответствующими Δ -минимумами ненапряженного Ge и Si составлял 340 мэВ, разрыв валентной зоны — 610 мэВ. Эффективные массы электронов в зоне проводимости Si составляли $m_{xy} = 0.19m_0$ в плоскости роста КТ и $m_z = 0.92m_0$; массы дырок в валентной зоне —

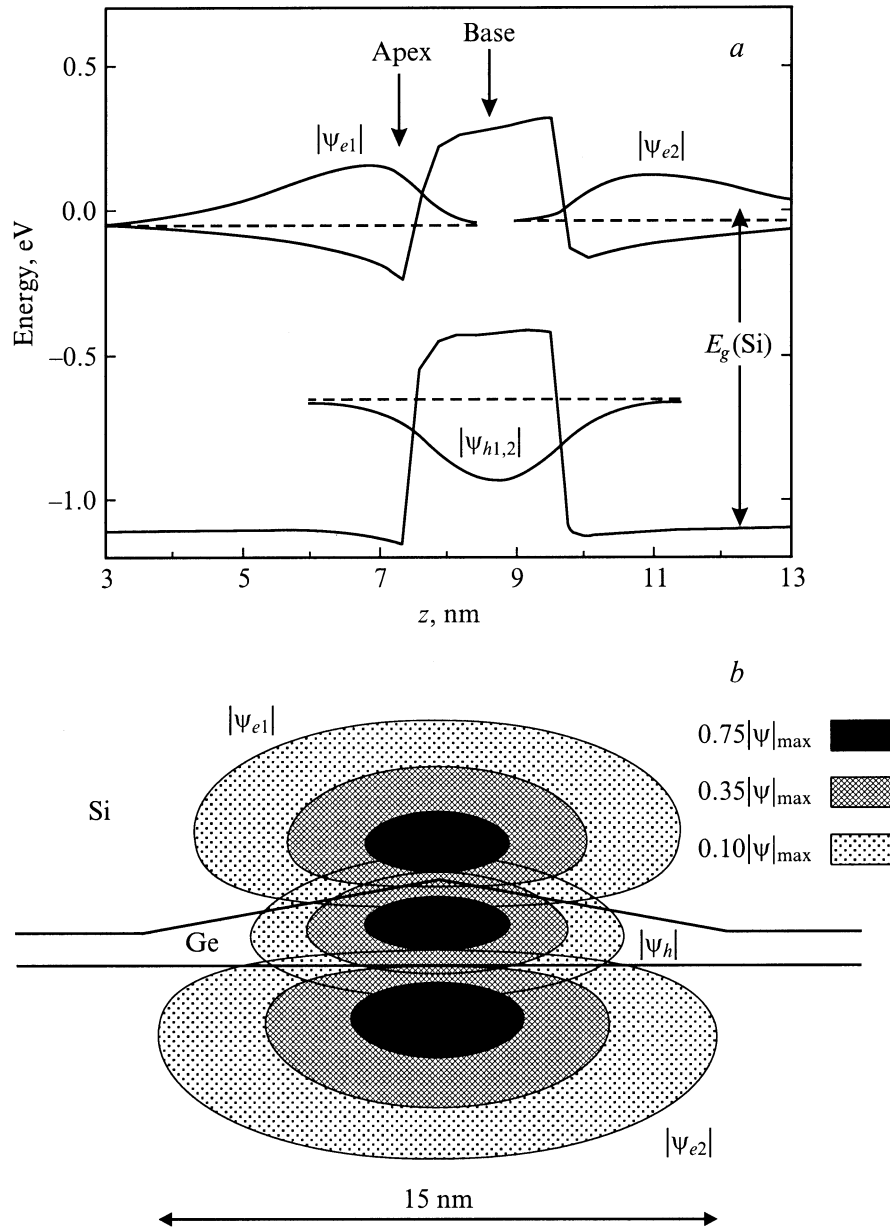


Рис. 2. Расчетный профиль потенциала (а), в котором движутся электроны и дырки в составе экситонного комплекса, вдоль оси z , проходящей через вершину пирамиды Ge. Двумерное изображение (б) модуля волновых функций электронов $|\psi_e|$ и дырок $|\psi_h|$ в поперечном сечении квантовой точки и ее окружения. Степенью насыщенности черного цвета отмечены области, на границе которых волновые функции спадают до уровня 75, 35 и 10% от максимального значения $|\psi|_{\max}$ [26,28].

$m_{xy} = 0.39m_0$, $m_z = 0.2m_0$. Рассматривались только тяжелые дырки, поскольку состояния легких дырок находились вблизи края валентной зоны Si. Волновые функции экситона записывались в приближении Хартри в виде произведения волновых функций электрона и дырки.

Расчеты показали, что в случае единичного экситона в КТ электрон локализуется в области максимальных напряжений Si в окрестности вершины пирамиды Ge, а дырка сосредоточена вблизи основания пирамиды. В комплексе, состоящем из двух экситонов, отталкивание элект-

тронов приводит к их пространственному разделению, в результате которого второй электрон оказывается связанным вблизи границы между Si и сплошным слоем Ge, на котором располагаются пирамиды (рис. 2). В этой области существует второй локальный минимум в зоне проводимости за счет упругих деформаций вследствие несоответствия постоянных решеток Ge и Si. Этот локальный экстремум является мельче первого в области вершины пирамиды.

Расчеты также показали, что энергия связи электрона при образовании экситона составляет $E_t = 38$ мэВ. При-

чем основной вклад в энергию локализации электрона вблизи гетерограницы Ge/Si дает кулоновское взаимодействие электрона и дырки (29 мэВ — энергия связи экситона). Оставшаяся часть (9 мэВ) обусловлена вкладом неоднородного распределения деформаций в формировании потенциальной ямы на границе Ge/Si. Фактически последняя величина есть энергия электронного состояния в потенциальной яме нейтрального нанокластера Ge.

5. Экситонное поглощение

Пик поглощения, связанный с переходом электрона из валентной зоны КТ Ge в зону проводимости Si с образованием экситона, наблюдается при энергиях 760–770 мэВ [26,28]. В результате такого перехода формируется основное состояние пространственно непрямого экситона (дырка образуется в основном состоянии $H0$ в нанокластере Ge, электрон переходит в основное состояние $E0$ в Si вблизи гетерограницы). Пик поглощения меньшей интенсивности в области 850–860 мэВ связывается с возбужденным экситоном: дырка и электрон находятся в возбужденных состояниях $H1$ и $E1$. Ширина полосы составляла 50–70 мэВ и обусловлена, по-видимому, флуктуациями формы и размера кластера Ge.

5.1. Одиночный экситон

Из данных по оптическому поглощению была определена сила осциллятора f экситонного перехода в Ge/Si. Эта величина равна 0.5 и оказалась приблизительно в 20 раз меньше силы осциллятора для прямых экситонов (в реальном и в k -пространстве) в структурах InAs/GaAs с КТ, где $f = 10.9$ [29,30]. Сила осциллятора экситонного перехода пропорциональна квадрату интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки. В структуре InAs/GaAs электрон и дырка находятся в одном и том же нанокластере. Поэтому перекрытие волновых функций является достаточно большим и составляет 80% [31]. В соответствии с решением самосогласованной задачи для системы Ge/Si перекрытие волновых функций электрона и дырки составляет 15% [28]. Меньшее значение фактора перекрытия в системе Ge/Si по сравнению с InAs/GaAs является прямым следствием пространственного разделения электрона и дырки в структурах 2 типа. В то же время фактор перекрытия волновых функций в структурах 2 типа с КТ является функцией величины барьера, разделяющего электрон и дырку, а также размера КТ. Очевидно, что бесконечный барьер соответствует полному разделению волновых функций и нулевому фактору перекрытия. Такая ситуация практически не реализуется в обсуждаемых структурах, имеющих конечную величину барьера.

Более интересна зависимость фактора перекрытия от размера КТ при постоянном (конечном) значении барьера. Волновая функция "выдавливается" из объема КТ при

уменьшении ее размера, так же как и при уменьшении барьера. Это обеспечивает увеличение перекрытия волновых функций электрона и дырки и приводит к усилению корреляции в их движении. Согласно расчетам [9], сильный рост фактора перекрытия начинается, когда отношение размера КТ к боровскому радиусу дырки становится меньше 4. При увеличении размера КТ (в единицах боровского радиуса) фактор перекрытия уменьшается. Вывод о возможности достижения заметной величины силы осциллятора в КТ 2 типа был также сделан в результате анализа кинетики спада фотолюминесценции в массиве пирамидальных КТ GaSb/GaAs [7].

Измеренная абсолютная величина вероятности поглощения ($\alpha = 1.6 \cdot 10^{-4}$) позволяет оценить эффективное сечение межзонного поглощения в КТ Ge как $\sigma_{ph} = \alpha/2\sigma_{qd} = 2.5 \cdot 10^{-16}$ см², где σ_{qd} — плотность КТ. Эта величина более чем на порядок превосходит типичные значения сечений фотоионизации глубоких примесей в Si ($\sim 10^{-17}$ см²) [32]. Этот факт является одним из свидетельств того, что полоса поглощения в области 750–850 мэВ не связана с дефектами или примесями в Si. Другим свидетельством в пользу развиваемых представлений являются эксперименты по отжигу структур Ge/Si с КТ. Отжиг при 500°C в течение 30 мин сохранял неизменной полосу поглощения 750–850 мэВ, в то время как многие точечные дефекты в Si отжигаются при данной температуре, трансформируясь в более сложные комплексы.

5.2. Многочастичные экситонные комплексы

Существующие методы исследования структур с квантовыми точками позволяют создавать условия формирования заряженных экситонов, а также нескольких экситонов в одной КТ. Так, при инжекции дырок в структуры Ge/Si с КТ происходит их накопление у потолка валентной зоны в нанокластерах Ge [28]. В однократно заряженных КТ Ge был обнаружен сдвиг линии основного экситонного поглощения ($H0-E0$) на 11 мэВ в коротковолновую область. На рис. 3 показано смещение пика экситонного поглощения в зависимости от среднего числа дырок, приходящихся на одну квантовую точку. Энергия перехода резко возрастает, когда в основном состоянии КТ появляется дополнительная дырка, в результате чего при поглощении кванта света образуется заряженный экситон: комплекс (2 дырки)–электрон. Наблюдаемое синее смещение объясняется тем, что энергия экситонного перехода зависит от зарядового состояния квантовой точки: рождение экситона в квантовой точке, содержащей дырку, требует большей энергии, чем в нейтральной точке. Положительный знак эффекта является характерной особенностью квантовых точек 2 типа и означает, что энергия кулоновского взаимодействия между дырками E_{hh} (отталкивание) в квантовой точке превышает энергию взаимодействия дырки с электроном E_{eh} (энергия связи экситона).

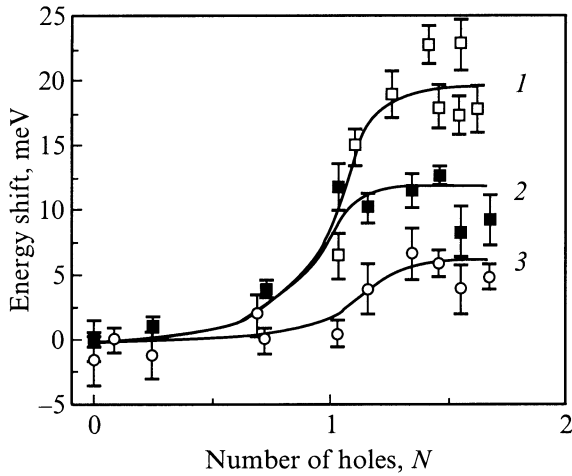


Рис. 3. Смещение пика экситонного поглощения в зависимости от среднего числа дырок, приходящихся на одну квантовую точку в структуре Ge/Si, при освещении (1) и инжекции дырок (2) для основного состояния экситона и для возбужденного состояния экситона — (3).

Этот результат оказался противоположным полученным ранее данным для пространственно прямых экситонов в массивах КТ InAs/GaAs, в которых энергия экситонного перехода уменьшается при образовании экситонных комплексов [29,30]. В случае прямых экситонов взаимодействие электрона и дырки доминирует, и смещение линии поглощения заряженного экситона наблюдается в "красную" сторону [29]. В КТ 2 типа, вследствие пространственного разделения электрона и дырки, естественно ожидать, что $E_{hh} > E_{eh}$. Это приведет к сдвигу экситонной линии в коротковолновую область при образовании заряженного комплекса.

Добавочная энергия заряженного экситона по сравнению с нейтральным экситоном определяется разностью $E_{ex-h} = E_{hh} - E_{eh}$ и равна величине смещения оптического перехода 11 мэВ из эксперимента. Учитывая, что $E_{hh} = 36$ мэВ [33], энергия взаимодействия электрона и дырки составит $E_{eh} = 25$ мэВ. Эта величина согласуется с результатами решения самосогласованной задачи. Полученное значение E_{eh} почти на порядок превышает энергию связи свободного экситона в Ge и примерно в 2 раза — в Si.

Максимум оптического поглощения, соответствующий возбужденному состоянию экситона, смещается слабее в коротковолновую область при появлении дырки в основном состоянии КТ (рис. 3). Это является результатом ослабления взаимодействия электрона и дырки за счет уменьшения перекрытия их волновых функций в состояниях с большим радиусом локализации.

Другой метод формирования экситонных комплексов в одной КТ заключается в дополнительной подсветке структуры излучением, обеспечивающим межзонные переходы в процессе измерения спектров поглощения [28]. Дополнительная подсветка обеспечивает

заполнение уровней дырок в КТ Ge и электронов в области гетерограницы со стороны Si неравновесными носителями. Таким образом, при оптическом поглощении излучения, вызывающем экситонный переход $H0-E0$ в структуре, содержащей один экситон, происходит образование биекситона, в то время как при инжекции дырок в условиях оптического поглощения формируется комплекс экситон-дырка.

В условиях дополнительной подсветки был обнаружен большой по величине сдвиг линии экситонного поглощения в коротковолновую область, по сравнению с величиной сдвига при инжекции дырок в КТ. Если предположить, что при образовании комплекса экситон-экситон пара дырок находится в основном состоянии в КТ Ge, а пара электронов — в одной и той же потенциальной яме на границе раздела фаз, то энергия взаимодействия экситонов между собой возрастает на величину:

$$\Delta E_{ex-ex} = E_{hh} + E_{ee} - 2E_{eh},$$

где E_{ee} — энергия взаимодействия электронов в КТ. Взяв экспериментальные значения $\Delta E_{ex-ex} = 20$ мэВ (синее смещение экситонного поглощения при дополнительной подсветке), $E_{hh} = 36$ мэВ, $E_{eh} = 25$ мэВ, получим $E_{ee} = 34$ мэВ, т. е. $E_{ee} \approx E_{hh}$.

Однако такой результат противоречит достаточно очевидным представлениям. Радиус локализации дырки (дырка локализована в нанокластере Ge) должен быть заметно меньше радиуса локализации электрона вокруг КТ. Поскольку энергия взаимодействия обратно пропорциональна размеру волновой функции, всегда должно выполняться соотношение $E_{ee} < E_{hh}$. Полученное в результате оценки значение $E_{ee} = 34$ мэВ свидетельствует о том, что сделанное предположение о нахождении двух электронов в одной потенциальной яме является неверным. Если второй электрон находится в другой потенциальной яме на гетерогранице, то в соотношении для ΔE_{ex-ex} должны дополнительно входить одночастичные значения энергии E_1, E_2 каждого электрона в своей потенциальной яме, причем соответствующие потенциальные ямы неэквивалентны (см. разд. 4). В этом случае выражение для ΔE_{ex-ex} должно содержать еще один положительный член $(E_2 - E_1)$, и полученная с помощью такого соотношения величина E_{ee} может быть существенно меньше E_{hh} . Как показано на основе расчетов электронной конфигурации экситона (разд. 4), первый из двух электронов локализуется в Si вблизи вершины пирамиды Ge, а второй — под основанием пирамиды.

Расчетная величина энергии взаимодействия двух электронов оказалась равной $E_{ee} = 19$ мэВ. Тогда взяв известные значения для энергий взаимодействия $E_{hh} = 36$ мэВ, $E_{eh} = 25$ мэВ, получаем $\Delta E_{ex-ex} = 5$ мэВ. Это означает, что если бы электроны имели одинаковые одночастичные энергии, то при формировании комплекса экситон-экситон линия экситонного поглощения сдвигалась бы всего на 5 мэВ. В эксперименте сдвиг составляет 20 мэВ. Таким образом, в случае формирования

двух экситонов в одной КТ наблюдаемый "синий" сдвиг связан с большей энергией размерного квантования для второго электрона по сравнению с первым электроном, причем наличие такой разницы в энергиях обусловлено локализацией двух электронов в неэквивалентных потенциальных ямах.

6. Отрицательная фотопроводимость

Кроме пространственного разделения основного состояния экситона в квантовых точках Ge/Si, решение самосогласованной задачи по определению энергетического спектра электронов и дырок позволило получить результаты, на основе которых нами было предсказано и обнаружено экспериментально явление отрицательной межзонной фотопроводимости [34,35], заключающейся в уменьшении проводимости слоя с КТ при подсветке. В большинстве известных данных по фотопроводимости (ФП) полупроводников, проводимость материала увеличивается при подсветке, обеспечивающей межзонные переходы. Оказалось, что в КТ, содержащей N дырок, может удерживаться $N + 1$ электронов, причем энергия добавочного электрона зависит от числа дырок. Результаты расчета энергии связи $(N + 1)$ -го электрона вблизи островка Ge в условиях, когда в островке уже находятся N дырок, в зависимости от числа дырок в КТ приведены на рис. 4. Поскольку при межзонной подсветке электроны и дырки возбуждаются парами (т. е. в равной концентрации), такое дополнительное (а значит, незаполненное) состояние будет являться ловушкой для равновесных электронов, находящихся в зоне проводимости.

Рассмотрим кремний n -типа, в который введены нанокластеры нелегированного Ge (рис. 5). В темноте проводимость системы определяется свободными электронами в зоне проводимости Si, попавшими туда в результате

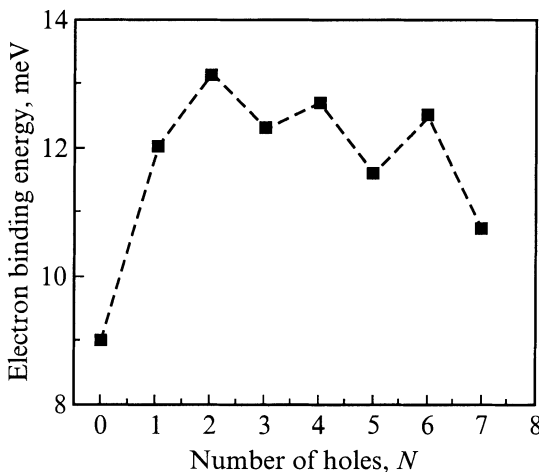


Рис. 4. Энергия связи $N + 1$ (избыточного) электрона на границе раздела фаз Ge/Si в зависимости от числа дырок N в нанокластере Ge [28].

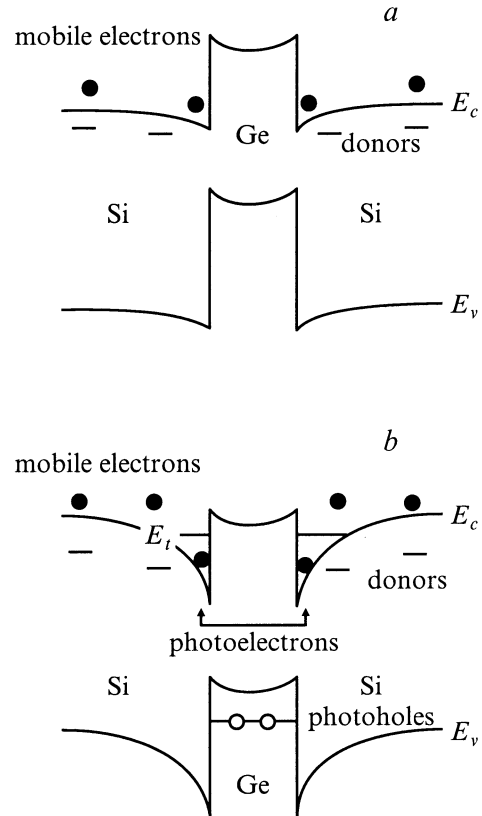


Рис. 5. Зонная диаграмма гетероструктуры Ge/ n -Si с квантовыми точками Ge в темноте (а) и при освещении (b). Темные кружки — электроны, светлые — дырки.

термической ионизации доноров. Как уже отмечалось, что даже в отсутствие в КТ дырок на гетерогранице Si/Ge существует мелкое состояние для электрона с энергией связи $E_t \approx 9$ мэВ вследствие неоднородных деформаций, приводящих к образованию потенциальной ямы для электрона (рис. 4). 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 Si/Ge в кремнии возникнут потенциальные ямы для электронов, в которых начнут накапливаться и фотоэлектроны (рис. 5, b). С ростом числа дырок в островках (при увеличении интенсивности освещения) энергия залегания "избыточного" электронного уровня увеличивается (при $N < 3$) (рис. 4). Поскольку по мере заглупления уровня степень его заполнения электронами растет, концентрация электронов в зоне проводимости должна уменьшиться, а проводимость системы снизиться.

Впервые отрицательный фотоэффект в полупроводниках наблюдался А.Ф. Иоффе и А.В. Иоффе, которые показали, что в случае сильного приповерхностного поглощения света возможна ситуация, когда основные

носители рекомбинируют в поверхностном слое, а диффундирующие в объем неосновные носители вызывают усиленную рекомбинацию в объеме, т.е. снижение объемной проводимости [36]. Поскольку в нашем случае время рекомбинации носителей в приповерхностном слое с КТ больше, чем в объеме Si [35], этот механизм не реализуется.

Другой известный механизм отрицательной ФП, которая наблюдалась ранее в объемных образцах *p*-Ge, состоит в изменении подвижности горячих дырок при возбуждении носителей из зоны тяжелых в зону легких дырок [37,38]. Однако такая ситуация имеет место только в условиях внутризонной подсветки (энергия фотонов ≈ 120 мэВ).

Отрицательная фотопроводимость, связанная с перезарядкой светом центров рассеяния, была обнаружена также в слоистых кристаллах GaSe и InSe [39].

Следует также отметить, что уменьшение концентрации носителей в двумерных подзонах и увеличение сопротивления структуры при освещении ее фотонами с энергиями $h\nu > E_g$ наблюдалось в двумерных системах на основе гетероструктур In_{0.25}Ga_{0.75}Sb/InAs [40], InAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb [41], ZnS_{1-x}Se_x/Zn_{1-y}Cd_ySe [42]. Эффект связывался с захватом фотовозбужденных электронов из квантовой долины на электронные ловушки в барьере. Наличием ловушек для электронов объяснялся эффект отрицательной ФП в пленках PbTe [43], Pb_{1-x}Sn_xTe(In) [44].

Природа центра-ловушки — своя для каждого материала. Так, в структурах на основе GaAs ловушками являются, по-видимому, DX-центры [45]. Нами было впервые показано [34], что в ансамблях квантовых точек 2 типа возможна ситуация, когда фотоиндуцированные ловушки для одного из типов носителей не связаны с дефектами структуры, а обусловлены фундаментальными квантовыми явлениями.

Для проверки выдвинутых представлений исследовалась ФП эпитаксиальных структур Ge/Si, выращенных на подложке Si(001) с концентрацией фосфора $N_s \approx 10^{15}$ см⁻³. Толщина подложки $L_s = 300$ мкм. Структуры состояли из десяти слоев островков Ge, разделенных прослойками Si толщиной 30 нм. Общая толщина эпитаксиального слоя $L_{epi} \approx 0.3$ мкм. Концентрация доноров (Sb) в эпитаксиальном слое Si составляла $N_{epi} \approx 2.5 \cdot 10^{16}$ и $8 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Слоевая плотность нанокластеров составляла $\sigma_{qd} = 3 \cdot 10^{11}$ см⁻².

В качестве источника света использовался GaAs-светодиод, максимум излучения которого находился на длине волны ~ 0.9 мкм. Интенсивность излучения светодиода модулировалась с частотой 2 кГц. ФП измерялась на частоте модуляции в плоскости структуры на омическом участке вольт-амперной характеристики (напряженность электрического поля не превышала 0.5 В/см). Электрические контакты формировались напылением Al и дальнейшим нагревом структуры при температуре 450°C в атмосфере N₂. Для исключения засветки контактов, которая может приводить к ложной отрицательной ФП [46],

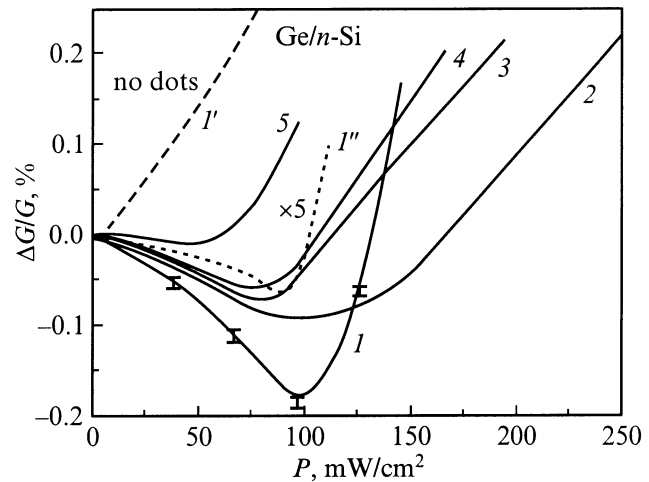


Рис. 6. Зависимости относительной фотопроводимости от интенсивности межзонной подсветки в *n*-Si с квантовыми точками при температурах T, K : 1, 1', 1'' — 77, 2 — 87, 3 — 99, 4 — 102, 5 — 180. Концентрация сурьмы, см⁻³: 1–5 — $2.5 \cdot 10^{16}$, 1'' — $8 \cdot 10^{16}$. 1' — для структуры без квантовых точек.

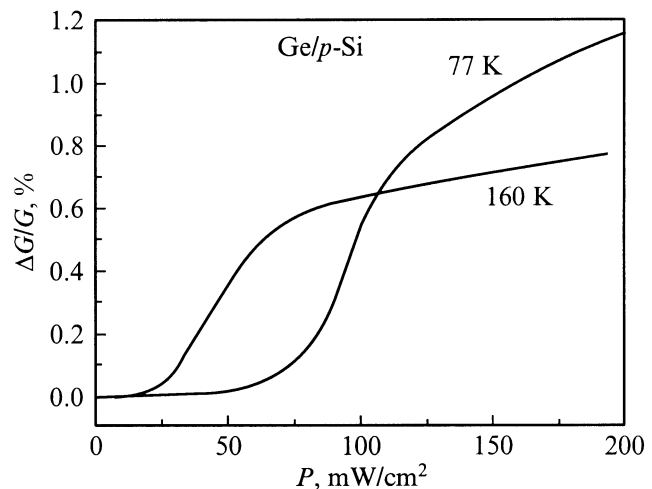


Рис. 7. Зависимости относительной фотопроводимости от интенсивности межзонной подсветки в структуре Ge/*p*-Si с квантовыми точками Ge.

сами контакты и приконтактная область защищались непрозрачным покрытием.

На рис. 6 приведены зависимости относительной ФП $\Delta G/G$ от мощности освещения (P) структур Ge/*n*-Si с квантовыми точками при различных температурах (сплошные и пунктирные линии). Там же показана люксамперная характеристика при $T = 77$ K для образца, в котором эпитаксиальный слой с островками отсутствует (штриховая линия). В образце без КТ фотопроводимость положительна и практически линейно увеличивается с ростом P . В структурах с нанокластерами Ge в области интенсивностей засветки $P < 100$ мВт/см² наблюдается отрицательная ФП.

Некоторые параметры фоточувствительных структур с квантовыми точками и сверхрешетками

Системы с квантовыми точками (КТ/матрица)	T , К	λ_m , мкм	n	σ_{ph} , 10^{-15} см ²	D^* , 10^8 см · Гц ^{1/2} /Вт	Литература
InAs/GaAs	300	6	z	3		[51]
InAs/GaAs	90	7	z	3		[52]
InAsGaAs	120	11	xy	0.16		[53]
InAs/GaAs	120	6–8	xy	0.25		[53]
InAs/InAlAs	300	13.8	xy	15		[54]
InAs/GaAs	300	10.6	xy		0.3	[55]
InGaAs/InGaP	77	5.5	xy		0.47	[56]
Ge/Si	77	6	xy	200		[50]
Ge/Si	300	10–20	xy	0.8	0.7–1.7	[57]
Ge/Si	300	1.7–3	xy	1		[57]
Двумерные системы						
Si _{1-x} Ge _x /Si	77	9	z		10	[58]
InAs/GaSb	77	10.3	z		13	[59]

Примечание. T — температура измерений, λ_m — длина волны в максимуме спектральной чувствительности, n — поляризация излучения, σ_{ph} — сечение фотонного поглощения, D^* — обнаружительная способность.

В слоях p -типа с КТ Ge явление отрицательной ФП не наблюдается. На рис. 7 приведены люксамперные характеристики структуры Ge/ p -Si. Образец был выращен в условиях, аналогичных условиям синтеза образцов Ge/ n -Si, за исключением типа проводимости подложки и верхнего эпитаксиального слоя Si с островками Ge (концентрация акцепторной примеси бора составляла $\sim 10^{15}$ см⁻³). Видно, что в структуре p -типа участок с отрицательной ФП отсутствует. Вместо него 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 Si/Ge), 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 механизм отрицательной фотопроводимости реализуется только в квантовых точках 2 типа, поскольку в гетероструктурах 1 типа и электроны и дырки локализуются в одном и том же полупроводнике независимо от зарядового состояния КТ.

7. Сравнение параметров фоточувствительных структур с квантовыми точками

Представляется интересным провести сопоставление существующих в настоящее время немногочисленных данных по сечению фотонного поглощения и обнаружи-

тельной способности для структур с КТ как 1, так и 2 типов. Для системы Ge/Si область длин волн 6–20 мкм соответствует межуровневым переходам [47,48], а область 1.7–3 мкм — межзонным непрямым переходам (в реальном и k -пространстве). Видно, что большее сечение соответствует переходам между состояниями, связанными с ограничением движения частиц в вертикальном направлении (в направлении z). Исключение составляют системы InAs/InAlAs и Ge/Si, в которых большие сечения поглощения фотонов наблюдались и при латерально поляризованных переходах (поляризация света в плоскости xy слоев КТ). Это обстоятельство позволяет рассматривать эти системы как перспективные на пути создания фотодетекторов, обеспечивающих поглощение излучения при нормальном падении света на структуру [49,50] (см. таблицу). Аналогичный вывод для гетероструктур Ge/Si следует из сравнительного анализа обнаружительной способности D^* фотоприемников с различными КТ, приведенной в таблице. Оказалось, что параметр D^* при комнатной температуре для системы Ge/Si более чем в 2 раза превосходит величину D^* , измеренную в квантовых точках InAs/GaAs (гетеросистема 1 типа).

Сопоставление обнаружительной способности фотодетекторов на основе структур с двумерным электронным газом и структур с КТ (см. таблицу) показывает, что D^* в двумерных системах примерно на порядок больше, чем достигнутые в настоящее время значения обнаружительной способности в структурах с КТ. Это, по-видимому, связано с большей концентрацией носителей в двумерных сверхрешетках ($\sim 10^{12}$ см⁻²). Исследованные в настоящее время фоточувствительные структуры содержат не более 10 слоев КТ. Простые оценки показывают, что увеличение числа слоев с КТ Ge должно обеспечить преодоление такого разрыва.

8. Заключение

Проведенные исследования систем с квантовыми точками 2 типа были направлены на установление электронного спектра возбуждений, эффектов их взаимодействия, определения физических параметров, характеризующих рассматриваемый класс нуль-мерных структур. К фундаментальным физическим явлениям, присущим индивидуальным характеристикам квантовых точек (КТ) 2 типа, относятся:

— увеличение энергии связи экситона по сравнению с энергией связи свободных экситонов в объемных однородных полупроводниках, что является результатом ограничения движения электрона и дырки, и увеличение вклада фактора перекрытия их волновых функций вследствие взаимного проникновения в потенциальный барьер конечной высоты;

— коротковолновый сдвиг экситонного перехода при образовании комплексов экситон–дырка, экситон–экситон; пространственное разделение электронов в би-экситоне для структуры Ge/Si;

— отрицательная фотопроводимость при освещении светом, вызывающим межзонные переходы вследствие захвата равновесных носителей на локализованные состояния, формируемые полем заряженных квантовых точек.

Кроме того, существует еще ряд явлений, которые хотя и обнаружены при исследовании КТ 2 типа, но могут быть также присущи КТ 1 типа. К ним относятся:

— увеличение сечения фотонного поглощения по сравнению с точечными дефектами в объемных полупроводниках;

— сдвиг линии межуровневого поглощения в квантовых точках в коротковолновую область при увеличении в них концентрации носителей заряда (эффект латеральной деполаризации) [26,47,48,57];

— увеличение сечения захвата носителей заряда в квантовые точки [60];

— осциллирующий характер проводимости в массиве туннельно-связанных КТ при изменении степени их заполнения [61,62];

— универсальный характер предэкспоненциального фактора температурной зависимости проводимости вдоль слоев туннельно-связанных КТ, равного e^2/h [63].

Следует отметить важнейшие следствия проведенных исследований для применения в полупроводниковых приборах:

— ”одноэлектронный” полевой транзистор с каналом на туннельно-связанных КТ [61,62];

— поглощение света при нормальном падении на структуру с КТ [49];

— ИК фотодетекторы на основе оптических переходов между уровнями размерного квантования, а также межзонных переходов; управление областью поглощения света приложением внешнего смещения [49].

К важным технологическим особенностям развития данного направления относится исследование эффектов

самоорганизации при низкотемпературной эпитаксии, изучение возможностей управления процессом образования нанокластеров путем облучения низкоэнергетическими ионами в процессе молекулярно-лучевой гетероэпитаксии [64], применение структур кремний-на-изоляторе.

Расчет полей упругих напряжений и решение самоогласованной задачи по определению энергетического спектра проводился А.В. Ненашевым.

Работа выполнена при поддержке Российско-Украинской научно-технической программы ”Нанозифика и нанозифоника” (грант № 2000-Ф2), программы ”Физика твердотельных структур” (грант № 98-1100), межвузовской научной программы ”Университеты России — фундаментальные исследования” (грант № 015.01.01.34), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-17885).

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров. ФТП, **32**, 317 (1998).
- [2] С.В. Гапоненко. ФТП, **30**, 577 (1996).
- [3] N.N. Ledentsov. ФТП, **33**, 1039 (1999).
- [4] A.I. Yakimov, V.A. Markov, A.V. Dvurechenskii, O.P. Pchelyakov. Phil. Mag. B, **65**, 701 (1992).
- [5] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).
- [6] F. Hatami, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, J. Böhrer, F. Heinrichsdorff, M. Beer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich, U. Richter, S.V. Ivanov, B.Ya. Meltser, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Appl. Phys. Lett., **67**, 656 (1995).
- [7] F. Hatami, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, F. Heinrichsdorff, R. Heintz, J. Böhrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. B, **57**, 4635 (1998).
- [8] J.M. Rorison. Phys. Rev. B, **48**, 4643 (1993).
- [9] U.E.H. Laheld, F.B. Pedersen, P.C. Hemmer. Phys. Rev. B, **52**, 2697 (1995).
- [10] S. Fukatsu, H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Komiyama. Appl. Phys. Lett., **71**, 258 (1997).
- [11] А.В. Каламейцев, А.О. Говоров, В.М. Ковалев. Письма ЖЭТФ, **68**, 634 (1998).
- [12] А.В. Двуреченский, А.И. Якимов, В.А. Марков, А.И. Никифоров, О.П. Пчеляков. Изв. РАН. Сер. физ., **63**, 307 (1999).
- [13] А.В. Двуреченский, А.И. Якимов. Изв. РАН. Сер. физ., **6**, 306 (2000).
- [14] О.П. Пчеляков, Ю.Б. Болховитянов, А.В. Двуреченский, Л.В. Соколов, А.И. Никифоров, А.И. Якимов. ФТП, **34**, 1281 (2000).
- [15] А.В. Двуреченский, А.И. Якимов. Изв. вузов Матер. электрон. техники, № 4, 4 (1999).
- [16] A.I. Yakimov, V.A. Markov, A.V. Dvurechenskii, O.P. Pchelyakov. J. Phys.: Condens. Matter, **6**, 2573 (1994).
- [17] А.В. Ржанов. *Электронные процессы на поверхности полупроводников* (М., Наука, 1971).
- [18] D. Bimberg. ФТП, **33**, 1044 (1999).
- [19] M.M. Rieger, P. Vogl. Phys. Rev. B, **48**, 14276 (1993).

- [20] T. Meyer, M. Klemenc, H. Von Känel. Phys. Rev. B, **60**, R8493 (1999).
- [21] O.G. Schidt, K. Eberl, Y. Rau. Phys. Rev. B, **62**, 16 715 (2000).
- [22] A.B. Ненашев, A.B. Двуреченский. ЖЭТФ, **118**, 570 (2000).
- [23] P.N. Keating. Phys. Rev., **145**, 637 (1966).
- [24] Y. Kikuchi, H. Sugii, K. Shintani. J. Appl. Phys., **89**, 1191 (2001).
- [25] Ч. Киттель. *Квантовая теория твердых тел* (М., Наука, 1967).
- [26] A.I. Якимов, A.B. Двуреченский, Н.П. Степина, A.I. Никифоров, A.B. Ненашев. ЖЭТФ, **119**, вып. 3 (2001).
- [27] C.G. Van de Walle. Phys. Rev. B, **39**, 1871 (1989).
- [28] A.I. Yakimov, N.P. Stepina, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, A.V. Nenashev. Semicond. Sci. Technol., **15**, 1125 (2000).
- [29] R.J. Warbuton, C.S. Dürr, K. Karrai, J.P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, P.M. Petro. Phys. Rev. Lett., **79**, 5282 (1997).
- [30] K.H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, P.M. Petro. Phys. Rev. B, **58**, 3597 (1998).
- [31] M. Grundmann, O. Stier, D. Bimberg. Phys. Rev. B, **52**, 16, 11 969 (1995).
- [32] Ф.В. Гаспарян, З.Н. Адамян, В.М. Арутюнян. *Кремниевые фотоприемники* (Ереван, Изд-во Ереван. ун-та, 1989).
- [33] A.I. Якимов, A.B. Двуреченский, A.I. Никифоров, O.П. Пчеляков. Письма ЖЭТФ, **68**, 125 (1998).
- [34] A.I. Якимов, A.B. Двуреченский, A.I. Никифоров, O.П. Пчеляков. Письма ЖЭТФ, **72**, 267 (2000).
- [35] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov, A.A. Nenashev. Phys. Rev. B, **62**, R16283 (2000).
- [36] A.Ф. Иоффе. *Физика полупроводников* (М., Изд-во АН СССР, 1957).
- [37] A.M. Данишевский, A.A. Кастальский, Б.С. Рывкин, С.М. Рывкин, И.Д. Ярошецкий. Письма ЖЭТФ, **10**, 470 (1969).
- [38] A.F. Gibson, P.N.D. Maggs. J. Phys. D: Appl. Phys., **7**, 292 (1974).
- [39] С.С. Ищенко, С.М. Окулов, A.A. Климов, З.Д. Ковалюк. ФТП, **17**, 1230 (1983).
- [40] I. Lo, W.C. Mitchel, R. Kaspi, S. Elhamri, R.S. Newrock. Appl. Phys. Lett., **65**, 1024 (1994).
- [41] J.-P. Cheng, I. Lo, W.C. Mitchel. J. Appl. Phys., **76**, 667 (1994).
- [42] I. Lo, S.J. Chen, Y.C. Lee, L.W. Tu, W.C. Mitchel, M. Ahoujja, R.E. Perrin, R.C. Tu, Y.K. Su, W.H. Lan, S.L. Tu. Phys. Rev. B, **57**, R6819 (1998).
- [43] С.А. Казьмин, В.И. Кайданов, С.С. Шевченко. ФТП, **19**, 530 (1985).
- [44] И.И. Засавицкий, Б.Н. Мационашвили, В.Т. Трофимов. ФТП, **23**, 2019 (1989).
- [45] A.G. De Oliveira, G.M. Ribeiro, D.A.W. Soares, H. Chacham. Appl. Phys. Lett., **64**, 2258 (1994).
- [46] В.Г. Кустов. ФТП, **10**, 2215 (1976).
- [47] A.I. Yakimov, A.I. Dvurechenskii, N.P. Stepina, A.I. Nikiforov. Thin Sol. Films, **380**, 82 (2000).
- [48] A.B. Двуреченский, A.I. Якимов. Изв. РАН. Сер. физ., **65**, 187 (2001).
- [49] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, Yu.Yu. Proskuryakov, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov, S.A. Teys, A.K. Gutakovskii. Appl. Phys. Lett., **75**, 1413 (1999).
- [50] P. Boucaud, V.Le. Thanh, S. Sauvage, D. Debarre, D. Bouchier. Appl. Phys. Lett., **74**, 401 (1999).
- [51] S. Sauvage, P. Boucaud, F.H. Julien, J.-M. Gerard, V. Thierry-Mieg. Appl. Phys. Lett., **71**, 2785 (1997).
- [52] S. Sauvage, P. Boucaud, F.H. Julien, J.-M. Gerard, V. Thierry-Mieg. J. Appl. Phys., **84**, 4356 (1998).
- [53] S. Sauvage, P. Boucaud, J.-M. Gerard, V. Thierry-Mieg. Phys. Rev. B, **58**, 10 562 (1998).
- [54] A. Weber, O. Gauthier-Lafaye, F.H. Julien, J. Brault, M. Gendry, Y. Desieres, T. Benyattou. Appl. Phys. Lett., **74**, 413 (1999).
- [55] T. Cho, J.-W. Kim, J.-E. Oh, S. Hong. Tech. Dig. Int. Electron. Dev. Meet., 441 (1998).
- [56] S. Kim, H. Mohseni, M. Erdtmann, E. Michel, C. Jelen, M. Razeghi. Appl. Phys. Lett., **73**, 963 (1998).
- [57] A.I. Yakimov, A.I. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, Yu.Yu. Proskuryakov. J. Appl. Phys., **89**, № 6 (2001).
- [58] R.P.G. Karunasiri, J.S. Park, K.L. Wang. Appl. Phys. Lett., **59**, 2588 (1991).
- [59] H. Mohseni, E. Michel, Jan Sandoen, M. Razeghi, W. Mitchel, G. Brown. Appl. Phys. Lett., **71**, 1403 (1997).
- [60] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov. Phys. Low-Dim. Structur., **3/4**, 99 (1999).
- [61] A.I. Yakimov, C.J. Adkins, R. Boucher, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov. Phys. Rev. B, **59**, 12 598 (1999).
- [62] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, C.J. Adkins. Phys. St. Sol. (b), **218**, 105 (2000).
- [63] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, V.V. Kirienko, Yu.I. Yakovlev, A.I. Nikiforov, C.J. Adkins. Phys. Rev. B, **61**, 10 868 (2000).
- [64] A.B. Двуреченский, В.А. Зиновьев, В.А. Кудрявцев, Ж.В. Смагина. Письма ЖЭТФ, **72** (3), 190 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

Type 2 Ge/Si quantum dots

A.V. Dvurechenskii, A.I. Yakimov

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

Abstract We report the results on the electronic structure of spatially indirect excitons, many-particle excitonic complexes, and negative interband photoconductivity in arrays of Ge/Si type 2 quantum dots. These data have been compared with the well known results for type 2 A^{III}B^V and A^{II}B^{VI}-based heterostructures with quantum dots. Fundamental physical phenomena were found to be the result of an increase in the binding energy of excitons in quantum dots as compared with that of free excitons in bulk homogeneous materials. The above said thus accounts for the blueshift of interband excitonic transitions due to many-particle complexed generation (charged excitons, biexcitons), as well as the trapping of equilibrium carriers by localized states induced by the charged quantum dot electric field.