

АКАДЕМИЯ НАУК РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

на правах рукописи

ЯКИМОВ Андрей Иннокентьевич

**Электронные явления в массивах квантовых
точек германия в кремнии**

специальность: 01.04.10 — физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант: доктор физико-математических
наук, профессор Двуреченский А.В.

Новосибирск—2001

Словарь обозначений и сокращений

C - емкость,

C_{QD} - емкость квантовых точек,

E_F - энергия Ферми,

E_i^p - глубина залегания уровня дырки в возбужденном состоянии,

E_i^s - глубина залегания уровня дырки в основном состоянии в квантовой точке,

E_{inter} - энергия кулоновского взаимодействия между квантовыми точками,

E_q - энергия размерного квантования,

E_C^p - энергия взаимодействия дырок в возбужденном состоянии,

E_C^s - энергия взаимодействия дырок в основном состоянии,

E_{ee} - энергия взаимодействия двух электронов, связанных вблизи КТ,

E_{eh} - энергия связи экситона,

E_{hh} - энергия взаимодействия инжектированной и фотовозбужденной дырок в КТ,

E_t - энергия электрона на ловушке,

G - слоиная или полная проводимость,

K - коэффициент поглощения,

L - латеральный размер островка,

L_D - диффузионная длина дырок,

N - число фотовозбужденных носителей в квантовой точке,

N_{QD} - число слоев квантовых точек в образце,

N_{epi} - концентрация доноров в эпитаксиальном слое,

N_h - число дырок в квантовой точке,

N_s - концентрация доноров в подложке,

T - температура,

T_s - температура подложки при росте пленки,

V_g - напряжение на затворе,

W - энергия активации прыжковой проводимости,

ϵ - диэлектрическая проницаемость среды,

ϵ_0 - электрическая постоянная,

ω - частота изменения напряжения,

$\psi_e(\mathbf{r}_e)$ - волновая функция электрона,

$\psi_h(\mathbf{r}_h)$ - волновая функция дырки,

σ_i - сечение захвата дырок на связанные состояния в КТ,

τ_{Ge} - время межзонной рекомбинации в Ge,

τ_{Si} - время жизни неравновесных дырок в Si,

ξ_{loc} - радиус локализации,

d_{eff} - эффективная толщина слоя Ge, т.е. та, которая
была бы, если бы пленка Ge росла сплошной и гладкой
(характеризует количество осажденного материала),

f - сила осциллятора,

$g(E)$ - плотность локализованных состояний,

g_2 - двумерная плотность состояний на уровне Ферми,

h - высота островка,

k - постоянная Больцмана,

n_{QD} - слоевая концентрация КТ,

r_{opt} - оптимальная длина прыжка носителей между
локализованными состояниями,

EXAFS - Extended X-ray Absorption Fine Structure
(растянутая тонкая структура рентгеновского поглощения),

МС - монослой,

ВАХ - вольт-амперная характеристика,

ДБЭ - дифракция быстрых электронов,

ДН - дислокация несоответствия,

ИК - инфракрасный (свет),

КРС - комбинационное рассеяние света,

КТ - квантовые точки,

РОР - резерфордское обратное рассеяние,

СТМ - сканирующая туннельная микроскопия,

ТОПЗ - ток, ограниченный пространственным зарядом,

ФЛ - фотолюминесценция,

ФП - фотопроводимость.

Оглавление

Введение	7
1 Формирование гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками	29
1.1. Механизмы формирования трехмерных островков в процессе гетероэпитаксии	29
1.2. Морфологические перестройки в системе Ge/Si	32
1.3. Выбор условий синтеза плотных слоев квантовых точек малого размера	38
1.4. Микроскопические исследования структуры слоев Ge/Si(001)	42
1.5. Спектроскопия растянутой тонкой структуры рентгеновского поглощения	48
1.6. Резерфордовское обратное рассеяние	50
1.7. Комбинационное рассеяние света	52
1.8. Фотолюминесценция	58
Выводы к Главе 1	60
2 Исследование энергетического спектра в массивах квантовых точек методами электронной спектроскопии	61
2.1. Резонансное туннелирование в двухбарьерных структурах	61

2.2.	Емкостная туннельная спектроскопия	68
2.3.	Инжекционные токи в многослойных структурах с квантовыми точками	80
2.4.	Проводимость на переменном токе и динамика перезарядки квантовых точек	82
Выводы к Главе 2		92
3	Экситонное поглощение света и межзонная фотопроводимость	93
3.1.	Экситоны в квантовых точках	93
3.2.	Модуляция заполнения уровней в квантовых точках .	96
3.3.	Спектры экситонного поглощения света при различном смещении	101
3.4.	Взаимодействие экситона с дыркой	106
3.5.	Взаимодействие двух экситонов	110
3.6.	Теоретический анализ спектра и электронной конфигурации экситонов	113
3.7.	Фотопроводимость p^+ - p - n^+ диода с перестраиваемой спектральной чувствительностью	121
3.8.	Отрицательная межзонная фотопроводимость	125
Выводы к Главе 3		145
4	Электрон-электронное взаимодействие в процессах межуровневых оптических переходов	147
4.1.	Влияние межэлектронного взаимодействия на энергию ИК резонанса в квантовых долинах и точках	147
4.2.	Метод фотоиндуцированного поглощения	151
4.3.	Эффект деполяризации в массиве квантовых точек	154

4.4. Фотопроводимость в области межуровневых переходов	165
4.5. Сравнение параметров фоточувствительных структур с квантовыми точками на основе соединений A^3B^5 и Ge/Si	173
Выводы к Главе 4	175
5 Прыжковая проводимость вдоль слоев квантовых точек	177
5.1. Прыжковая проводимость в неупорядоченных системах	177
5.2. Прыжковая проводимость по примесной зоне в структурах с квантовыми точками	180
5.3. Осцилляции прыжковой проводимости по квантовым точкам	183
5.4. Температурная зависимость амплитуды осцилляций проводимости в МОП транзисторе с квантовыми точками	198
5.5. МОП транзистор с полосковым затвором	202
5.6. Экранирование кулоновского взаимодействия между квантовыми точками	207
5.7. Универсальный (e^2/h) префактор прыжковой проводимости	220
Выводы к Главе 5	224
6 Иерархия энергий в плотных массивах квантовых точек	227
6.1. Энергия взаимодействия между точками	227
6.2. Энергетический спектр дырок в массиве квантовых точек Ge/Si	230

6.3. Возможная роль структурных дефектов	234
Выводы к Главе 6	235
Заключение	237
Список публикаций по теме диссертации	248
Список литературы	254

Введение

Открытие полупроводниковых гетероструктур, сделанное еще в середине 60х годов, и последующий переворот в информационных технологиях, к которому привело это открытие, были отмечены Нобелевской премией по физике 2000 года. Вначале исследовались классические (“объемные”) гетероструктуры. С развитием новых методов выращивания полупроводниковых слоев стала возможной реализация высококачественных гетеросистем со сверхтонкими слоями, в которых принципиальную роль уже играли квантовые эффекты.

В конце 80-х годов прогресс в физике двумерных гетероструктур с квантовыми ямами и их прикладных применениях привлек многих ученых к изучению систем, обладающих еще меньшей размерностью — квантовых проволок и квантовых точек [1]. Первые полупроводниковые точки, сформированные в стеклянной матрице, были реализованы А.И. Екимовым и А.А. Онущенко [2]. Это стимулировало теоретические исследования, начатые сотрудниками Физико-технического института Ал.И. Эфросом и А.Л. Эфросом [3].

Квантовые точки (КТ) представляют собой предельный случай систем с пониженной размерностью, поскольку пространственное ограничение движения носителей заряда реализуется в них во всех трех измерениях. Размерность электронных состояний в КТ считают равной нулю, и в этом смысле они являются искусственными аналогами атомов (см. обзоры [4, 5, 6, 7, 8]). Электронный спектр идеальной КТ

представляет собой набор дискретных уровней, как и в атомах, хотя реальная точка может состоять из десятков тысяч атомов. На рис.1 показаны схематические диаграммы функции плотности состояний для трехмерной системы, квантовой ямы, квантовой проволоки и квантовой точки. Несмотря на общность многих квантово-размерных эффектов, возникающих во всех структурах пониженной размерности, существует одно принципиальное отличие квазиульмерных систем от других квантово-размерных структур — в квантовой точке в отличие от квантового слоя или квантовой проволоки свойства электронов и дырок нельзя описать на основе представления о газе квазичастиц. Открывающиеся возможности создания искусственных ”атомов”, допускающих

- контроль числа носителей на атомоподобных оболочках, а значит моделирование различных существующих элементов, а также тех, которые еще не найдены в природе;
- моделирование ”атомов”, на орбитах которых находятся не электроны, а дырки, а также таких, которые содержат и электроны и дырки (”экситонные атомы”);
- контроль структуры электронного спектра и формы волновых функций путем изменения формы точек или связывающего носители потенциала,

позволяют проверить на опыте многие теоретические гипотезы атомной физики на макроскопических объектах, а также наблюдать новые эффекты, еще не описанные в традиционных рамках квантовой физики реальных атомов.

Уникальные физические свойства квантовых точек связаны с ограниченным числом электронов, находящихся на уровнях КТ. В результате возникает новый круг явлений, названных одноэлектронными, суть которых заключается в сильном изменении электрон-

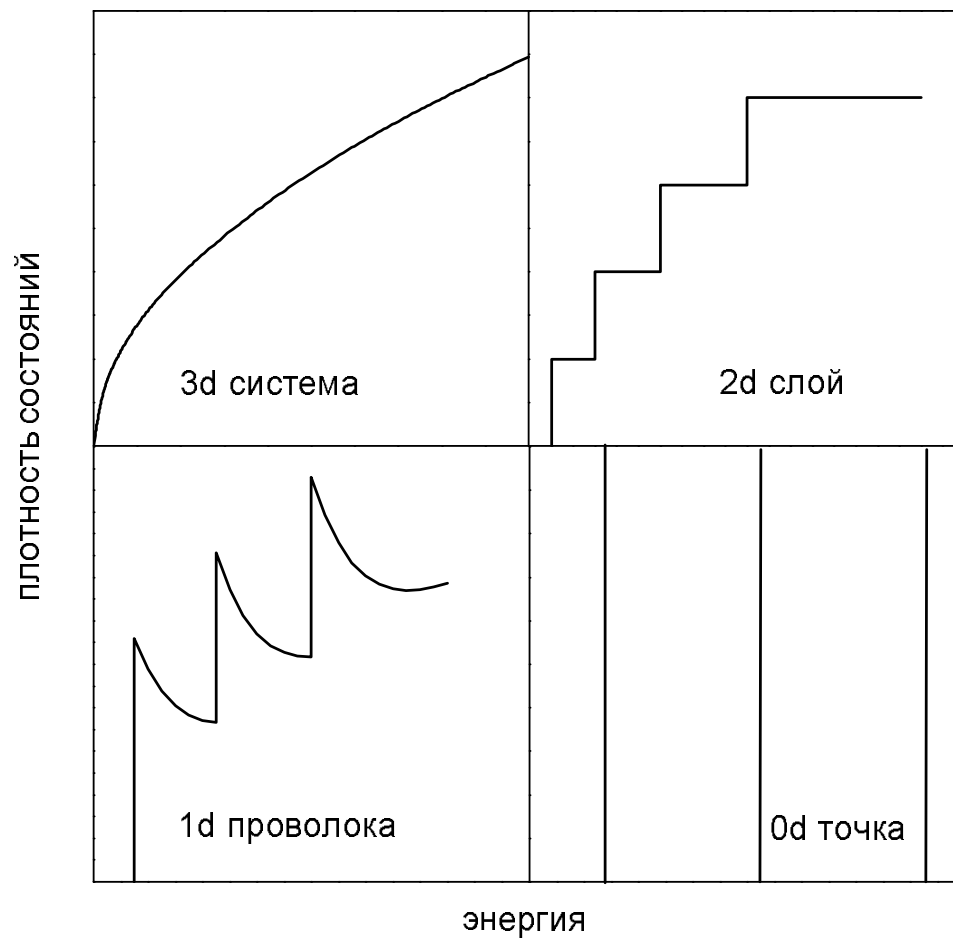


Рис. 1. Схематичные диаграммы функции плотности состояний для систем различной размерности.

ный свойств наноструктуры при изменении числа электронов в ней на величину порядка единицы [9, 10]. Остановимся подробнее на явлениях, в той или иной степени известных для одиночных КТ.

Резонансное туннелирование. Квантовая частица преодолевает потенциальный барьер подобно волне. Даже если полная энергия меньше потенциальной, есть вероятность преодолеть барьер. Если КТ с одним или несколькими дискретными уровнями находится между двумя тонкими барьерами, то туннельный ток через такую структуру имеет ярко выраженный резонансный характер, т. е. туннельно просочиться через нее могут лишь электроны с определенной энергией. Вольт-амперная характеристика резонансного туннельного диода представляет собой осциллирующую кривую с серией максимумов [11, 12, 13]. Если второй из барьеров обладает меньшей проницаемостью, чем первый, то электроны начнут накапливаться в КТ, блокируя своим кулоновским потенциалом прохождение носителей через КТ. В литературе это явление получило название "кулоновской блокады". В таком асимметричном туннельном диоде зависимость тока от напряжения имеет ступенчатый вид, ее часто называют "кулоновской лестницей" [14, 15, 16, 17].

Туннелирование в условиях кулоновской блокады. В транзисторах с КТ, представляющих собой резонансный туннельный диод, у которого потенциалом точки управляет третий электрод, наблюдаются осцилляции проводимости при изменении напряжения на затворе [18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26]. Причиной является то, что хотя потенциал управляющего электрода меняется непрерывно, электростатический потенциал КТ меняется скачком, поскольку электрический заряд точки может добавляться лишь порциями, равными элементарному заряду одного электрона e . Если один из барьеров сделать непрозрачным для туннелирования, то в этом случае осциллировать будет емкость структуры [5, 10, 27]. Период осцилляций

определяется суммой энергий размерного квантования и электростатической зарядки квантовой точки. Следует также отметить, что транзисторы на КТ имеют частоты переключения порядка 10^{12} Гц, что в 100–1000 раз выше, чем у самых лучших кремниевых транзисторов из современных интегральных микросхем.

Наличие атомоподобных электронных оболочек. Анализ периода осцилляций туннельной проводимости или емкости в условиях кулоновской блокады позволяет определить энергию, необходимую для помещения электрона в КТ. Исследования последовательности заполнения квантовых точек в таких экспериментах позволили выявить существование ”магических” чисел электронов, при которых эта энергия имеет максимум и которые соответствуют началу заполнения новой электронной оболочки в КТ, подобно тому, как это происходит в реальных атомах [6, 27, 28, 29, 30]. Эксперименты, проведенные в магнитных полях, показали, что, как и в атомной физике, ориентация спина электрона при заполнении оболочек квантовых точек малого размера (~ 10 нм) определяется аналогом правила Хунда [6, 27].

Искусственные экситонные атомы. Теретические и экспериментальные исследования электронных свойств параболических квантовых точек, содержащих фиксированное число взаимодействующих между собой электронов и дырок, показали, что возникающая из-за схожести волновых функций электронов и дырок симметрия кулоновского взаимодействия приводит к тому, что расталкивание между одноименно заряженными частицами практически полностью компенсируется притяжением между электронами и дырками (эффекты ”скрытой симметрии”) [31, 32, 33, 34, 35]. В результате, при освещении КТ формируется система слабо взаимодействующих экситонов, для которых, также как отдельно для электронов и дырок, существуют ”магические” числа, характеризующие определенную после-

довательность заполнения атомоподобных оболочек одновременно обоими компонентами экситона [35, 34]. Принцип "скрытой симметрии" в КТ с экситонами должен замещать собой правило Хунда, по этой причине двухкомпонентные квантовые точки получили название "экситонных атомов" [35, 34].

Оптические свойства одиночных КТ исследованы слабее, чем электрические. Это связано с малым коэффициентом поглощения света в таком объекте, низким квантовым выходом люминесценции и с проблемой фокусировки светового пучка. Здесь можно обратить внимание на существование обобщенной теоремы Кона, согласно которой в квантовой точке с параболической формой потенциала энергия межуровневого резонанса не зависит ни от числа электронов в яме, ни от кулоновского взаимодействия между ними [36, 37, 38, 39, 40, 41], и определяется энергией гармонического осциллятора. Такое поведение является следствием разделения движения центра масс и относительного движения электронов. Среди других оптических явлений, характерных для квантовых точек, можно выделить наблюдение узких линий фото- и катодолюминесценции, ширина которых не зависит от температуры в области низких T [7, 42, 43, 44], ярко выраженных оптических нелинейностей (нелинейная восприимчивость 3-го порядка, оптическая бистабильность, неустойчивости, нелинейное поглощение и просветление) [45, 46, 47].

Традиционные методы формирования квантовых точек основаны на выращивании гетероструктур на профилированных подложках или сколах, на геометрическом "обрезании" двумерной системы травлением структуры либо нанесением на поверхность полевых электродов и "выдавливанием" носителей приложением обратного смещения [4, 10, 48, 41]. В результате удастся получить электронные системы с числом электронов > 100 и размерами порядка 100 нм, в которых энергетический зазор между уровнями размерного кванто-

вания больше тепловой энергии лишь в области температур жидкого гелия и ниже. Между тем всеми понималось, что с приборной точки зрения КТ должны иметь размеры в диапазоне нескольких нанометров, чтобы обеспечить энергетические зазоры между уровнями электронов больше тепловой энергии при комнатной температуре и тем самым устранить "размывание" носителей заряда в энергетической полосе порядка kT , приводящее к ухудшению параметров приборов при высоких температурах.

К середине 90-х годов в физике наноструктур явно обозначилось смещение интересов в сторону получения и исследований не одиночной квантовой точки, а их ансамблей [49, 42, 50]. Возникшая задача контролируемого формирования массивов КТ обусловлена необходимостью создания новых перспективных устройств, таких как квантовые транзисторы [51, 25, 24], быстродействующие элементы электронной памяти [52, 53], узкополосные светодиоды [54, 55], гетеролазеры с излучением нужного цвета [56, 42, 57, 58, 59], фотоприемники ИК-диапазона [60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68, 69] и квантовые компьютеры [70, 71]. Для практической реализации высокого коэффициента усиления в лазерах, большой квантовой эффективности фотоприемных устройств, заметного сдвига порогового напряжения в транзисторных элементах одноэлектронной памяти и быстрой обработки информации в квантовых сетях необходимо обеспечить как можно большую концентрацию локализованных в КТ электронов. В сочетании с дополнительным требованием на малый (~ 10 нм) размер КТ это приводит к необходимости формирования массивов КТ со слоевой плотностью $10^{11}-10^{12}$ см $^{-2}$.

Особенностями структур с КТ являются:

- возможность управления спектральной полосой (цветом) излучения и фотоотклика путем заселения дискретных состояний с требуемой энергией переходов [72, 73];

- уменьшение пороговой плотности тока в диодных лазерах и его высокая температурная стабильность [42];
- снятие запрета на оптические переходы, поляризованные в плоскости фотоприемника, а значит предоставляемая возможность осуществить поглощение фотонов при нормальном падении света без дополнительных дифракционных решеток и отражателей;
- ожидаемое сильное увеличение времени жизни возбужденных носителей вследствие так называемого эффекта "бутылочного горла" (phonon bottleneck effect [74, 75]). В основе этого эффекта лежит подавление рассеяния на ЛО-фононах, когда разница между дискретными уровнями в КТ сильно отличается от энергии фонона;
- наличие прямой аналогии между дискретным состоянием электрона в КТ и дискретностью численных методов вычислений, позволяющее реализовать необычайно высокое быстродействие при обработке и продвижении информации в цепочках и массивах КТ.

Оптические и транспортные явления в плотных массивах квантовых точек должны иметь и ряд фундаментальных особенностей по сравнению со структурами, содержащими лишь одну КТ, а также по сравнению с разреженными ансамблями КТ, поскольку

- наличие туннелирования между точками может приводить к изменению огибающей волновых функций носителей и возникновению минизон в энергетической структуре уровней всего массива КТ [76];
- крупномасштабное кулоновское взаимодействие между точками также может вносить существенные корректировки в электрон-

ный спектр [77, 78] и проводимость системы [79, 80, 81], а также стимулировать возникновение многочастичных эффектов при поглощении света [82].

Именно *туннелирование* и *взаимодействие* между точками являются теми дополнительными факторами, которые характеризуют понятие *плотных* ансамблей.

Некоторые свойства структур, содержащих двумерные массивы квантовых точек, могут быть общими со свойствами полупроводников с δ -легированием (например, возникновение двумерной прыжковой проводимости), однако следует ожидать и появления особенностей, поскольку в отличие от ансамбля примесей [8, 78]

- потенциал КТ, в котором движутся электроны, как правило, не является кулоновским e^2/r ; поэтому отсутствует сингулярность в "нуле", и потенциал не обладает центральной симметрией;
- КТ нейтральны, если их уровни не заполнены носителями;
- на атомоподобных орбитах могут находиться одновременно и электроны и дырки, что никогда не происходит в реальных атомах;
- число носителей, связанных в потенциале КТ, может существенно превышать единицу;
- радиус локализации носителей в квантовых точках может быть достаточно большим, несмотря на то, что соответствующие уровни энергии являются глубокими.

Наноразмерный масштаб и большая плотность квантовых точек сильно ограничивает возможности применения традиционных способов приготовления структур, связанных с литографическими процессами, и требует развития новых подходов. В ходе поиска новых

технологических возможностей весьма плодотворной оказалась идея использования морфологических изменений поверхности в процессе роста рассогласованных гетероэпитаксиальных систем для формирования массива наноразмерных бездефектных атомных кластеров при переходе от двумерного роста к трехмерному по механизму Странского-Крастанова [83, 84, 85, 86]. Впервые эта идея для создания нового класса наноструктур с одноэлектронными эффектами была реализована нами в 1992 году на системе Ge/Si [87], в которой наблюдались осцилляции туннельной проводимости, связанные с дискретным спектром дырок в нанокластерах Ge. В дальнейшем этот метод создания полей квантовых точек получил название *самоорганизации*, поскольку необходимо было объяснить результаты по спонтанному формированию ансамбля нанокластеров, обладающих строго определенной формой, размерами, ориентацией в плоскости роста и т.д. Насколько нам известно, впервые термин "самоорганизация" ("self-assembling" или "self-organization") появился в работе [88].

Особый интерес к массивам нанокластеров Ge в Si связан со следующими обстоятельствами.

- Во-первых, путем уменьшения температуры гетероэпитаксии и увеличения скорости осаждения Ge удается уменьшить размеры нанокластеров Ge до значений ~ 10 нм и существенно повысить плотность островков до $\sim 3 \times 10^{11}$ см⁻² [89, 90, 91]. Пенг с соавторами (Peng et al), используя сурьму как сурфактант, понижающий поверхностную диффузионную длину адатомов Ge, достигли рекордно высокой на сегодняшний день плотности островков Ge на поверхности Si(001) $\sim 5 \times 10^{11}$ см⁻² [92].
- Во-вторых, структуры Ge/Si относятся к гетеропереходам 2-го типа, в которых электроны и дырки находятся в потенциальных ямах, расположенных по разные стороны от гетерограницы,

формируя непрямые в реальном пространстве экситоны. Такая необычная электронная структура открывает новые возможности как в фундаментальных исследованиях, так и для приборных применений [1].

- В-третьих, весьма привлекательной является совместимость разработанных методов с существующей в мире кремниевой технологией изготовления дискретных приборов и схем. Такие разработки, считавшиеся до настоящего времени экзотическими, по мнению многих экспертов могут привести к настоящей революции в кремниевой интегральной технологии (см., например, обзор [93]).

К моменту начала выполнения нашей работы (1990 г.) исследования электронных явлений в массивах квантовых точек находились лишь в стадии зарождения. Здесь мы были одними из первых, включившихся в решение этой проблемы. Причем, уже с самого начала проводимые нами исследования были сконцентрированы на изучении плотных массивов КТ. Существовавшие до 1997 года экспериментальные работы ограничивались измерениями фотолюминесцентных свойств (ФЛ) и проводились на *разреженных* ансамблях квантовых точек, в которых эффекты кулоновского и туннельного взаимодействия были несущественны [94, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 102, 103]. С 1997 года стали публиковаться результаты исследований поглощения и отражения света (в основном это гетероструктуры InAs/GaAs) [104, 105, 106, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115]. Однако и в этих работах плотность точек была недостаточна велика для выявления эффектов взаимодействия. Лишь на рубеже 1999–2000 годов появились первые сообщения о наблюдении особенностей ФЛ, связанных с туннелированием в самоорганизующихся ансамблях близко расположенных КТ [116, 76].

Что же касается транспортных явлений, то, за исключением на-

ших работ, исследования возможных механизмов переноса заряда в ансамблях КТ отсутствуют в литературе и по сей день. И только в публикациях [117, 118, 119] приводились данные о влиянии слоя КТ на подвижность носителей в расположенном поблизости двумерном электронном газе, а в недавней работе [120] сообщалось о наблюдении закона Мотта для проводимости вдоль цепочки квантовых точек SiGe.

Наши усилия были сосредоточены на решении следующих конкретных проблем:

- определение энергетического спектра и установление роли кулоновского взаимодействия между точками в формировании спектра состояний плотного массива точек Ge в Si и в транспорте носителей заряда;
- установление энергетического спектра и электронной конфигурации экситонов и экситонных комплексов в КТ 2-го типа на основе Ge/Si;
- исследование процессов межуровневого поглощения света при поляризации света в плоскости массива квантовых точек;
- выяснение механизмов и закономерностей переноса заряда в ансамблях КТ при различной степени заполнения точек носителями.

Круг явлений, исследованию которых посвящена настоящая работа, представлен на рис.2.

Целью данной работы являлось исследование оптических явлений и процессов электронного транспорта в массивах квантовых точек германия в кремнии. Достижение поставленной цели осуществлялось при решении следующих задач:

- выявить энергетический спектр носителей в ансамбле квантовых точек и выяснить, какие факторы его определяют;

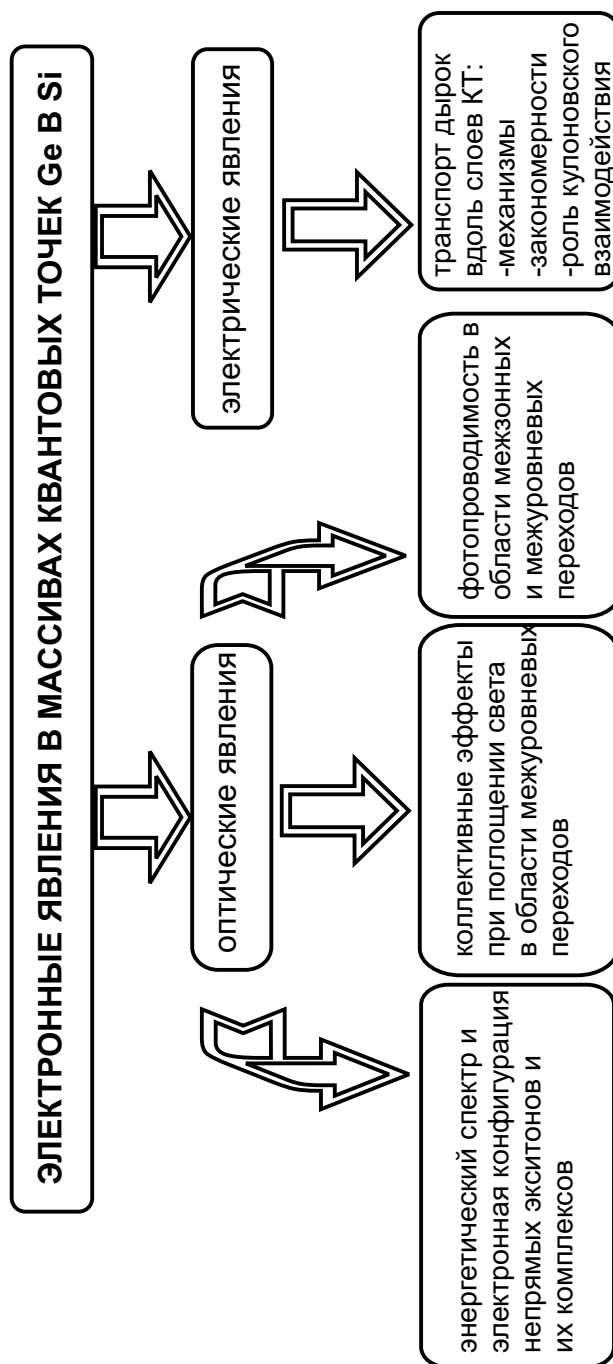


РИС. 2: Проблемы и явления, исследованию которых посвящена данная работа

- исследовать экситонное поглощения света и фотопроводимость в области межзонных оптических переходов в нейтральных и заряженных квантовых точках с различной степенью заполнения уровней носителями заряда;
- изучить спектральные характеристики поглощения света и фотопроводимости в области межуровневых оптических переходов при различной концентрации носителей в основном и возбужденном состояниях квантовых точек;
- установить механизмы и закономерности транспорта дырок в слоях квантовых точек; изучить влияние кулоновского взаимодействия на проводимость системы.

Объекты и методы исследования. В основе всех объектов исследования использовались эпитаксиальные гетероструктуры Ge/Si (001) с различными профилями легирования, содержащие только двумерные слои Ge либо двумерные слои и островки Ge. Эффективная толщина слоев Ge варьировалась от 0 до 13 монослоев (1 монослой=1.4 Å). Островки Ge имели пирамидальную либо куполообразную форму с размерами основания 8–25 нм и высотой 1–2 нм. Слоевая плотность островков составляла $(1-4) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Структуры были выращены в Институте физики полупроводников СО РАН в Отделе роста и структуры полупроводниковых материалов методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

При исследовании в качестве основных методов применялись ИК-спектроскопия оптического поглощения и фотопроводимости, электронная и емкостная туннельная спектроскопия, эффект поля, измерение температурной и магнетополовой зависимостей электропроводности, вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик. В некоторых экспериментах использовались методы резерфордовского обратного рассеяния, электронной микроскопии высокого разрешения, ска-

нирующей туннельной микроскопии, спектроскопии тонкой структуры рентгеновского поглощения, комбинационного рассеяния света.

Научная новизна. На основе проведенных в работе исследований формируется новая система фундаментальных представлений об электронных процессах в массивах квантовых точек. Совокупность полученных результатов может быть квалифицирована как существенный вклад в развитие физики гетероструктур с квантовыми точками. Научная новизна конкретных результатов состоит в следующем:

1. Определен энергетический спектр дырок в массивах нанокластеров Ge в Si. Показано, что плотность дырочных состояний является осциллирующей функцией энергии. Установлено, что в отличие от изолированной квантовой точки и разреженных ансамблей КТ, в которых энергетический спектр носителей заряда определяется размерным квантованием и внутрицентровым кулоновским взаимодействием, в плотных массивах квантовых точек существенный вклад в энергетические зазоры между уровнями вносит кулоновское взаимодействие между точками.
2. Выявлен энергетический спектр и установлена электронная конфигурация экситонов в квантовых точках Ge/Si. Обнаружен коротковолновый сдвиг экситонного перехода при формировании комплексов экситон–дырка и экситон–экситон.
3. Обнаружена отрицательная фотопроводимость при освещении массивов квантовых точек Ge светом, вызывающим межзонные переходы в кремнии n-типа, что связано с локализацией равновесных электронов на гетерогранице Si/Ge в потенциале неравновесных дырок, захваченных на глубокие состояния в островках Ge.
4. Обнаружен коротковолновый сдвиг межуровневого резонанса при увеличении концентрации дырок в слое квантовых точек

Ge/Si, обусловленный возникновением коллективных колебаний электронной плотности в плоскости слоя.

5. Продемонстрирована возможность управления максимумами фотопроводимости в фотодиоде с квантовыми точками Ge в Si. Спектр фотоотклика настраивается внешним смещением и обратимо перемещается из ближней в среднюю область ИК диапазона.
6. Показано, что транспорт дырок вдоль слоев с квантовыми точками осуществляется с помощью прыжковой проводимости с переменной по температуре длиной прыжка. Температурная зависимость проводимости при среднем заполнении точек дырками больше $1/2$ следует закону Эфроса-Шкловского и описывается выражением $G(T) = (e^2/h) \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$.
7. Установлено, что экранирование кулоновского взаимодействия между точками приводит к смене закона Эфроса-Шкловского законом Мотта $G(T) \propto \exp[-(T_0/T)^{1/3}]$.
8. Обнаружены осцилляции проводимости ансамбля, состоящего из 10^3 – 10^9 квантовых точек, при изменении степени заполнения точек носителями.

На основе исследований перечисленных выше проблем сформулированы основные научные положения, представляемые к защите.

1. Плотность состояний дырок в массивах самоорганизующихся квантовых точек германия в кремнии является осциллирующей функцией энергии и носит атомоподобный характер. В ансамблях с плотностью нанокластеров Ge $(1-4) \times 10^{11}$ см⁻² и размерами нанокластеров 10–25 нм определяющим энергетический спектр фактором, дополнительным к размерному квантованию

и кулоновскому взаимодействию дырок внутри квантовых точек, является кулоновское взаимодействие между заряженными точками.

2. В напряженных гетероструктурах Ge/Si(001), содержащих пирамидальные нанокристаллы Ge, электроны локализованы в области максимальных напряжений в Si в окрестности вершины пирамиды Ge и вблизи границы между Si и сплошным слоем Ge. Основное состояние дырок сосредоточено в Ge вблизи основания пирамиды.
3. Образование заряженного экситонного комплекса две дырки – электрон приводит к увеличению энергии экситонного перехода вследствие пространственного разделения электрона и дырки, благодаря которому кулоновское взаимодействие между двумя дырками в квантовой точке доминирует над взаимодействием между электроном и дыркой. Для комплекса, состоящего из двух экситонов, причиной коротковолнового сдвига линии экситонного поглощения является разница энергий размерного квантования для электронов, один из которых локализован в окрестности вершины пирамиды Ge, а другой под сплошным слоем Ge.
4. Проводимость слоев Si n-типа, содержащих квантовые точки Ge, уменьшается при освещении структуры фотонами, вызывающими межзонные оптические переходы в Si. Отрицательная фотопроводимость обусловлена уменьшением концентрации равновесных электронов в зоне проводимости вследствие их захвата на локализованные состояния в Si, формирующиеся потенциалом фотовозбужденных дырок в нанокластерах Ge.
5. Сдвиги максимумов межуровневого поглощения и фотопроводимости, изменение формы линии поглощения при увеличении

концентрации дырок в массиве нанокластеров Ge в Si обусловлены возбуждением коллективных осцилляций плотности дырок в плоскости массива точек (эффект латеральной деполяризации).

6. Транспорт дырок вдоль массива квантовых точек осуществляется с помощью прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Температурная зависимость проводимости следует закону $G(T) = (e^2/h) \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$, свидетельствующему о наличии кулоновского взаимодействия между заряженными квантовыми точками. Экранирование кулоновского взаимодействия приводит к уменьшению энергии активации проводимости и смене закона Эфроса-Шкловского двумерным законом Мотта $G(T) \propto \exp[-(T_0/T)^{1/3}]$.
7. Величина прыжковой проводимости между квантовыми точками зависит от зарядового состояния точек и осциллирует при последовательном заполнении энергетических уровней в точках носителями заряда. Максимумы проводимости соответствуют полуцелому заполнению квантовых точек, а период осцилляций прыжковой проводимости между точками определяется энергиями размерного квантования и электрон-электронного взаимодействия.

Научная и практическая значимость работы заключается в следующем. Результаты проделанных исследований позволили определить ряд параметров, характеризующих электронные процессы в массивах квантовых точек Ge в Si, такие как

- сечения поглощения дырками в КТ фотонов среднего ИК диапазона,
- сила осцилляторов межуровневых и экситонных переходов,

- энергия дырочных уровней и радиусы локализации дырок в нанокластерах Ge,
- энергия связи и электронная конфигурация экситонов.

Эксперименты по межуровневому поглощению света стимулируют создание теории коллективных эффектов для оптических переходов в плотных массивах квантовых точек.

Наблюдаемый переход от закона Эфроса-Шкловского для температурной зависимости прыжковой проводимости к закону Мотта при введении искусственного экрана позволил впервые выявить дальнедействующее кулоновское взаимодействие между заряженными квантовыми точками.

Полученные в работе данные об энергетическом спектре массивов квантовых точек позволили оптимизировать технологические условия синтеза полей нанокластеров Ge в Si, в которых расщепление энергетических уровней дырок превышает тепловую энергию при комнатной температуре, что может найти применение при проектировании приборов электронной памяти и квантовых транзисторов, принцип действия которых основан на одноэлектронных эффектах.

На основе изучения фотопроводимости предложена и реализована конструкция фотодетектора, принцип действия которого основан на поглощении ИК-излучения при переходах дырок между уровнями размерного квантования в квантовых точках германия в кремнии в условиях нормального падения света. Показано, что обнаружительная способность такого детектора в области длин волн 9–20 мкм близка к тому, что достигнуто в настоящее время для КТ на основе соединений АЗВ5. Обнаруженные эффекты смещения спектральных максимумов фотопроводимости при изменении приложенного напряжения в слоях с квантовыми точками могут быть рекомендованы для создания перенастраиваемых фотоприемников в среднем и ближнем ИК-диапазонах спектра.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на 4, 7 и 8 Международных конференциях по прыжковому транспорту и сопутствующим явлениям (Марбург, 1991, Рацкеви, 1997, Мурсия, 1999), на 3 и 4 Российских конференциях по физике полупроводников (Москва, 1997, Новосибирск, 1999), на Всероссийских совещаниях "Наноструктуры на основе кремния и германия" и "Нанофотоника" (Нижний Новгород, 1998, 1999, 2000), на Международных симпозиумах "Наноструктуры: физика и технология" (Санкт-Петербург, 1998, 2001), на европейских совещаниях MRS (Страсбург, 1998, 2000), на Всероссийской научно-технической конференции "Микро- и наноэлектроника 98" (Звенигород, 1999), на Второй Российской конференции по материаловедению и физико-химическим основам технологии получения легированных кристаллов кремния "Кремний - 2000" (Москва, 2000), на 1 и 2 Российско-Украинских научно-технических советах "Нанофизика и Наноэлектроника" (Санкт-Петербург, 1999, Киев, 2000), на семинарах и конкурсах научных работ ИФП СО РАН. По материалам, изложенным в диссертации, опубликовано более 30 статей в центральных отечественных и зарубежных журналах, а также многочисленные тезисы в трудах различных конференций.

Работа поддерживалась грантами Российского фонда фундаментальных исследований (97-02-18507, 99-02-17019, 00-02-17885, 00-02-17638 и 00-02-18012), совместной программы Российского фонда фундаментальных исследований и Государственного фонда естественных наук Китая (99-02-39051ГФЕН-а), Межвузовской научной программы "Университеты России - фундаментальные исследования" (4103 и 015.01.01.34), Межотраслевой научно-технической программы "Физика твердотельных наноструктур" (98-1100, 2000-2Ф), Государственной научно-технической программы "Перспективные технологии и устройства микро- и наноэлектроники" (гранты 129/57/2, 02.04.1.1.16.Э.1),

Международной Ассоциации INTAS (94-4435), международного фонда Дж. Сороса, Королевского Общества Великобритании, Научного Комитета НАТО в области высоких технологий.

Диссертация построена следующим образом. В гл. 1 приводятся устоявшиеся представления о механизмах образования нанокластеров Ge на Si, излагаются результаты исследований структуры слоев Ge/Si с квантовыми точками с помощью электронной микроскопии высокого разрешения, сканирующей туннельной микроскопии, спектроскопии растянутой тонкой структуры рентгеновского поглощения и резерфордского обратного рассеяния. Приводятся результаты исследования комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции.

Гл. 2 посвящена изложению результатов изучения энергетического спектра дырок в островках Ge методами электронной туннельной спектроскопии, емкостной туннельной спектроскопии, на основе измерений проводимости на переменном токе и инжекционных токов, ограниченных пространственным зарядом. Приводятся результаты измерений сечений захвата дырок на уровни в квантовых точках и температурных зависимостей времен эмиссии дырок из КТ.

В гл. 3 приводятся данные экспериментов по экситонному поглощению света и межзонной фотопроводимости в КТ, находящихся в различном зарядовом состоянии, а также результаты расчетов спектра не прямых в пространстве экситонов и их электронной конфигурации. Включено также описание спектральных характеристик $p^+ - p - n^+$ диода с КТ. Описан обнаруженный эффект отрицательной межзонной фотопроводимости.

В гл. 4 описываются результаты исследования межуровневого оптического резонанса в КТ и обсуждается эффект деполяризации. Приводятся характеристики фототранзистора, в основе работы которого лежит поглощение света при переходах дырок между уровнями

размерного квантования в нанокластерах Ge. Проводится сравнение сечений поглощения и обнаружительной способности фоточувствительных структур с КТ на основе Ge/Si и соединений A^3B^5 .

Гл. 5 посвящена исследованиям проводимости, эффекта поля в слоях с КТ, а также влияния экранирования кулоновского взаимодействия между точками на транспорт дырок. Делается вывод о том, что в плотных массивах КТ доминирующим механизмом переноса заряда является прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка, причем в зависимости от заполнения точек носителями заряда энергия активации прыжков носителей между квантовыми точками определяется либо разбросом энергетических уровней вследствие флуктуаций размеров нанокластеров, либо дальнедействующим кулоновским взаимодействием в системе. Обнаружены и проанализированы осцилляции прыжковой проводимости при изменении концентрации носителей в точках.

В гл. 6 приводятся оценки энергии взаимодействия между точками и систематизируются полученные экспериментальные данные об энергетическом спектре дырок и процессах, его определяющих.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы, нерешенные проблемы и дальнейшие тенденции в развитии физики и технологии квантовых точек.

В диссертации не содержится отдельной главы, посвященной анализу литературных данных. Состояние проблем, как правило, анализируется в первых параграфах каждой из глав.

Глава 1

Формирование гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками

1.1. Механизмы формирования трехмерных островков в процессе гетероэпитаксии

Для гетеросистемы Ge/Si первой публикацией, в которой сообщается о наблюдении образования псевдоморфных островков германия нанометровых размеров, является, по-видимому, работа Л.Н. Александра с соавторами [121], выполненная в ИФП СО РАН еще в 1974 году. При относительно низких температурах синтеза такие островки не содержат дислокаций несоответствия (ДН) даже после существенного превышения ими критических толщин, что и позволило таким объектам найти применение в нанoeлектронике.

Основные закономерности зарождения объемных островков в эпитаксиальной гетероструктуре с сильным рассогласованием параметра решеток определяются балансом поверхностной энергии пленка-подложка и внутренней энергии объема островка. Свободная энергия вновь образованного зародыша на поверхности подложки может быть выражена суммой трех составляющих [122]

$$\Delta F = -V\Delta\mu + \gamma S + E_i(V, h/L). \quad (1.1)$$

Здесь первый член – работа образования нового зародыша объема

V , $\Delta\mu$ – термодинамическая движущая сила кристаллизации – пере-
сыщение, второе слагаемое – работа, необходимая для создания до-
полнительной поверхности S , γ – поверхностная энергия зародыша.
Третье слагаемое представляет дополнительную энергию, возника-
ющую из-за упругой деформации зародыша (именно он появляется
только в случае выращивания напряженных пленок). При больших
рассогласованиях, таких как в системе Ge/Si, величина этой допол-
нительной энергии зависит не только от объема зародыша, но и от
его формы. Последнее обстоятельство выражено в формуле (1.1) па-
раметром h/L , характеризующим отношение высоты островка h к
его поперечному размеру L .

Ключевым фактором перехода от двумерно-слоевого к трехмер-
ному островковому росту псевдоморфных пленок является пониже-
ние энергии напряжений в вершинах островков из-за упругой релак-
сации. Определяющую роль морфологической нестабильности по-
верхности пленки играют упругие напряжения несоответствия, при-
водящие к релаксации напряжения путем образования островков.
Это подтверждается тем, что в случае гомоэпитаксии практически
для всех полупроводников объемные островки не образуются, а рост
пленки идет либо за счет движения ступеней, либо путем формиро-
вания и срастания двумерных островков. Еще в работах [123, 124] бы-
ло показано, что шероховатая поверхность напряженного слоя имеет
меньшую суммарную энергию вследствие упругой релаксации на-
пряжений в вершинах выступов. Увеличение поверхностной энергии
является фактором, противодействующим развитию рельефа плен-
ки, однако это только частично уменьшает выигрыш за счет релакса-
ции. Чем больше рассогласование параметра решеток пленки и под-
ложки, тем при меньшей критической толщине псевдоморфной плен-
ки теряется ее морфологическая стабильность. Образование остров-
ков является крайним проявлением морфологической неустойчиво-

сти напряженных пленок и обычно наблюдается в системах с рассогласованием параметра решеток пленки и подложки $> 2\%$, типичными представителями которых являются Ge/Si и InAs/GaAs.

Явление Оствальдского созревания кластеров описывает позднюю стадию развития островков [125]. Для получения приборно ориентированной островковой пленки этот этап может явиться основным, поскольку он определяет форму и распределение островков по размерам. В соответствии с ранней классической теорией [126] на этой стадии мелкие островки из-за более криволинейной поверхности уменьшаются и исчезают, а большие островки растут. Одним из основных признаков механизма Оствальдского созревания является непрерывное увеличение во времени среднего размера островков. Хотя в своей работе Лившиц и Слезов утверждали [126], что упругие деформации в зернах являются факторами второго порядка, исследования последних лет привели к выводу о том, что упругие деформации в эпитаксиальных пленках и островках существенно влияют на их морфологию. Так, сильная неоднородность упругой релаксации островка по его высоте приводит к зависимости энергетического выигрыша от формы островка. В результате появляются несколько дискретных энергетически наиболее выгодных форм нанокластеров, реализация которых определяется условиями роста [127, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135].

Появление в системе островков предпочтительных размеров, форм, расстояний между островками и ориентации островков в плоскости роста часто называют *самоорганизацией* системы, имея в виду, что это является результатом минимизации свободной энергии.

1.2. Морфологические перестройки в системе Ge/Si

В гетеросистемах Ge/Si экспериментально наблюдают несколько стадий эволюции островков в процессе увеличения эффективной толщины пленки Ge [140]. Эти стадии различны для подложек с ориентацией поверхности (001) и (111).

Трехмерные островки Ge, образующиеся на Si(111), представляют собой трехгранные пирамиды с плоской вершиной (рис.1.1) и боковыми гранями $\{113\}$ [136, 137, 138, 139], причем даже на начальных стадиях такие кластеры могут уже содержать дислокации несоответствия [141]. Высота островков находится в пределах 0.10–0.13 от их поперечных размеров. При такой ориентации подложки область условий существования когерентных островков отсутствует вовсе либо крайне узка.

С приборной точки зрения уникальной является поверхность (001), поскольку только на ней обнаружены бездислокационные объемные островки размером 10–100 нм [143]. Появление таких островков наблюдается после образования сплошной пленки Ge (ее еще часто называют смачивающим или подстилающим слоем). Этот момент четко фиксируется по резкому уменьшению интенсивности зеркально отраженного пучка быстрых электронов. Пример такого поведения приведен на рис.1.2 [144].

Начало образования трехмерных кластеров сопровождается возникновением на картинах дифракции быстрых электронов (ДБЭ) объемных рефлексов и отходящих от них тяжей, сформированных рассеянием электронов на гранях $\{105\}$. Грань $\{105\}$ является ближайшей к плоскости (100) и отклонена от нее на 11.3° . Благодаря своей огранке такие островки получили название "hut"-кластеров [85]. На рис.1.3 представлено изображение типичного "hut"-кластера,

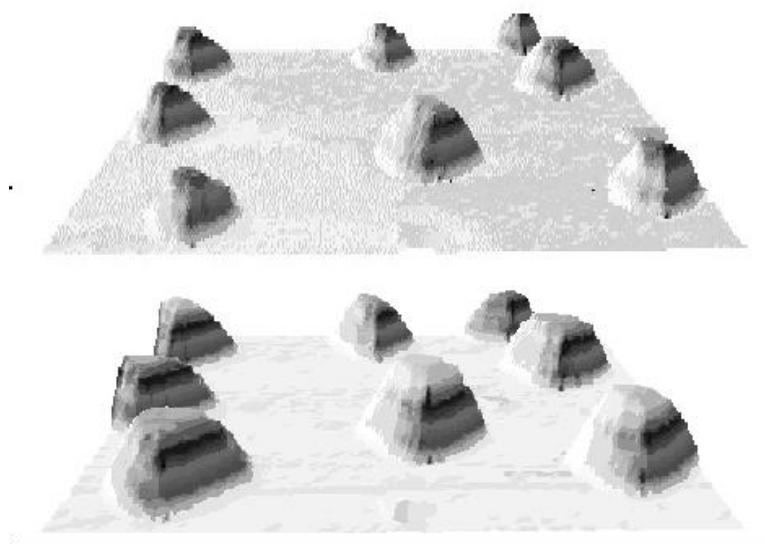


Рис. 1.1. Перспективное СТМ-изображение типичных островков Ge после осаждения 4.1 (верхняя часть рисунка) и 6.8 (нижняя часть) бислоев германия на поверхности Si(111) [142]. Размер участка поверхности $330 \times 330 \text{ нм}^2$. Средняя высота островков на нижнем рисунке — 8 нм. Подробности в [142].

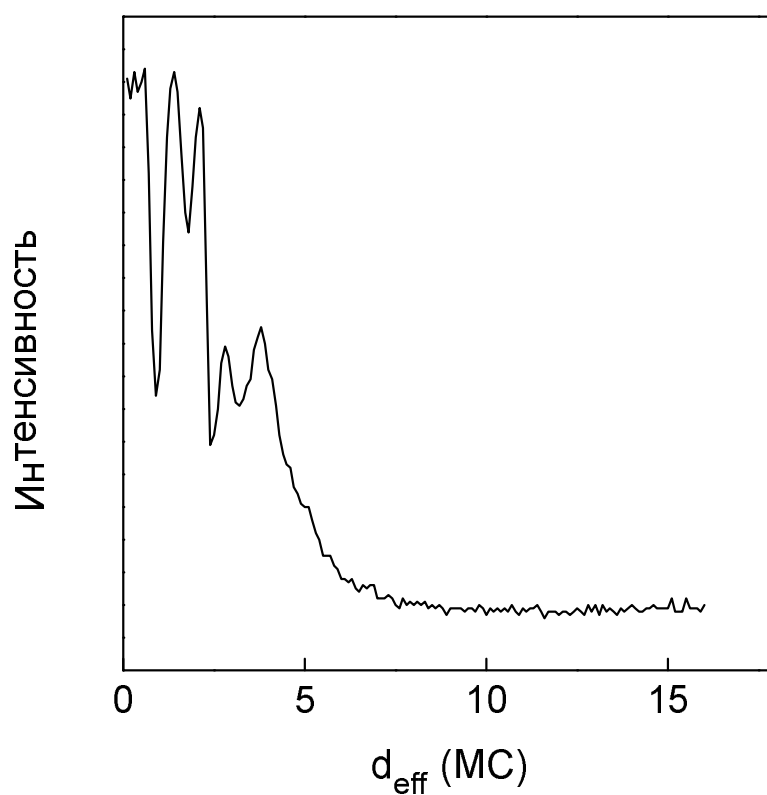


Рис. 1.2. Зависимость интенсивности зеркального рефлекса картины ДБЭ от эквивалентной толщины пленки Ge на Si(001) [144]. Температура подложки 400 °С. Исчезновение осцилляций и уменьшение интенсивности свидетельствует о появлении трехмерных островков.

полученное с помощью сканирующей туннельной микроскопии в работе [85]. "Hut"-кластеры характеризуются размерами основания 10–50 нм (пример массива "hut"-кластеров приведен на рис.1.4 [145]) и отношением высоты к длине основания ~ 0.1 . Частным случаем "hut"-кластера является пирамида с квадратным основанием [146]. Заметим, что ориентация сторон оснований "hut"-кластеров на плоскости не случайна, а определяется направлениями [100] и [010].

С ростом эквивалентной толщины пленки в дополнение к граням {105} картины ДБЭ показывают появление граней {113} и {102}. Эта стадия роста характеризуется формированием "dome"-кластеров (рис.1.5). Переход от "hut"-кластеров к "dome"-кластерам (50–100 нм в основании и $h/L > 0.2$) сопровождается увеличением степени релаксации механических напряжений. По данным авторов [148], материал в кластерах типа "hut" упруго релаксирован на 20%, тогда как в островках типа "dome" из-за большого отношения высоты к основанию релаксация составляет более чем 50%, при этом островки остаются по-прежнему когерентно сопряженными с подложкой.

Помимо "dome"-кластеров в определенных условиях могут формироваться многофасеточные островки типа полусфер или конусов.

Последней стадией развития структуры островков является образование трехмерных пластически деформированных островков с ДН в границе раздела с подложкой, сопровождающееся быстрым увеличением их размеров [149].

На рис.1.6 приведена диаграмма, полученная А.И. Никифоровым с соавторами с помощью анализа картин ДБЭ [150] и иллюстрирующая существование различных фаз (форм) островков при различных температурах роста и эффективных толщинах пленки Ge (d_{eff}). И хотя аналогичные эксперименты других авторов дают несколько бóльшую критическую толщину появления "hut"-кластеров (~ 5 МС при $T_s = 300^\circ\text{C}$ [149, 151]), основываясь на такой фазовой диаграм-

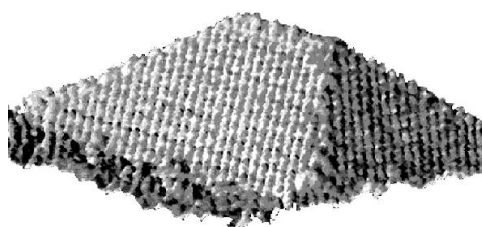


Рис. 1.3. Объемное изображение “hut”-кластера Ge на Si(001), полученное в работе [85] с помощью сканирующей туннельной микроскопии. Размеры островка $20 \times 40 \text{ нм}^2$ в основании и 4 нм по высоте.

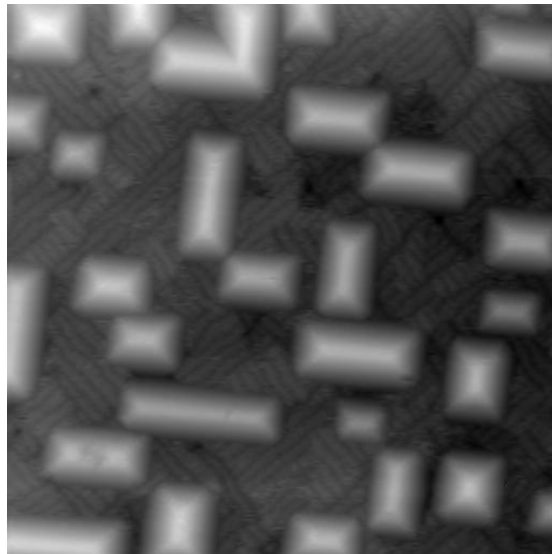


Рис. 1.4. Массив “hut”-кластеров Ge со слоевой плотностью островков 10^{11} см^{-2} [145]. Размеры кадра $160 \times 160 \text{ нм}^2$. Изображение получено *in situ* с помощью СТМ Бертом Фойхтлендером (Исследовательский Центр Юлиха, Германия). Эффективная толщина пленки Ge $\sim 8 \text{ МС}$, температура роста 300°C , скорость осаждения Ge – $0.001 \text{ \AA}/\text{с}$.

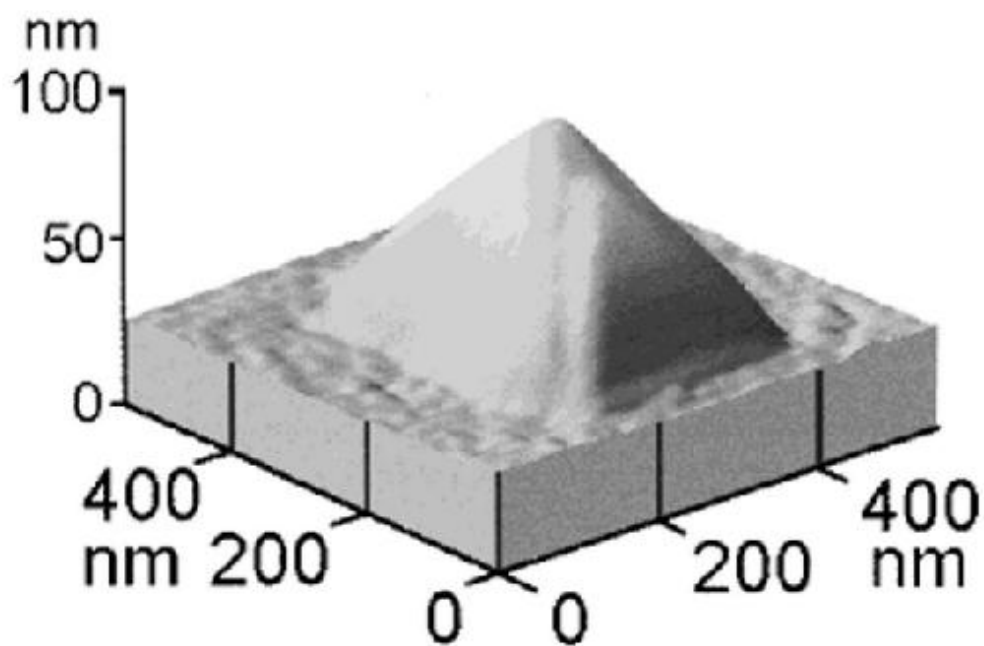


Рис. 1.5. Объемное изображение "dome"-кластера Ge на поверхности Si(001), полученное в работе [147] с помощью сканирующей туннельной микроскопии.

ме, можно выбирать условия синтеза гетероструктур с требуемой морфологией островков.

1.3. Выбор условий синтеза плотных слоев квантовых точек малого размера

Основными параметрами, характеризующими массивы островков, являются размеры кластеров, их плотность и распределение островков по размерам. Как уже отмечалось во Введении, при ориентации таких структур в сторону применения в оптоэлектронных и электронных приборах необходимо

- уменьшить размеры нанокластеров до величины ~ 10 нм;
- увеличить плотность островков до величин $> 10^{11}$ см $^{-2}$;
- свести до минимума дисперсию размеров нанокластеров.

Сформулируем условия синтеза, в рамках которых можно выполнить изложенные выше требования.

1. Использование hut-кластеров при создании ансамблей квантовых точек малого размера. Островки именно такой формы обладают наименьшими размерами. Однако следует иметь в виду, что более узкие распределения островков по размерам достигаются для более крупных кластеров, поскольку рост упругой деформации в подложке и в основании кластера с увеличением его размера уменьшает скорость его роста (в противоположность развитию кластеров по классическому механизму Оствальдского созревания). Поэтому нужно искать оптимальное соотношение между желаниями уменьшить размер островков и получить хорошую однородность. Наиболее однородное распределение островков Ge по размерам достигнуто в работе [128] и характеризуется дисперсией 3% при среднем диаметре островков 160 нм.

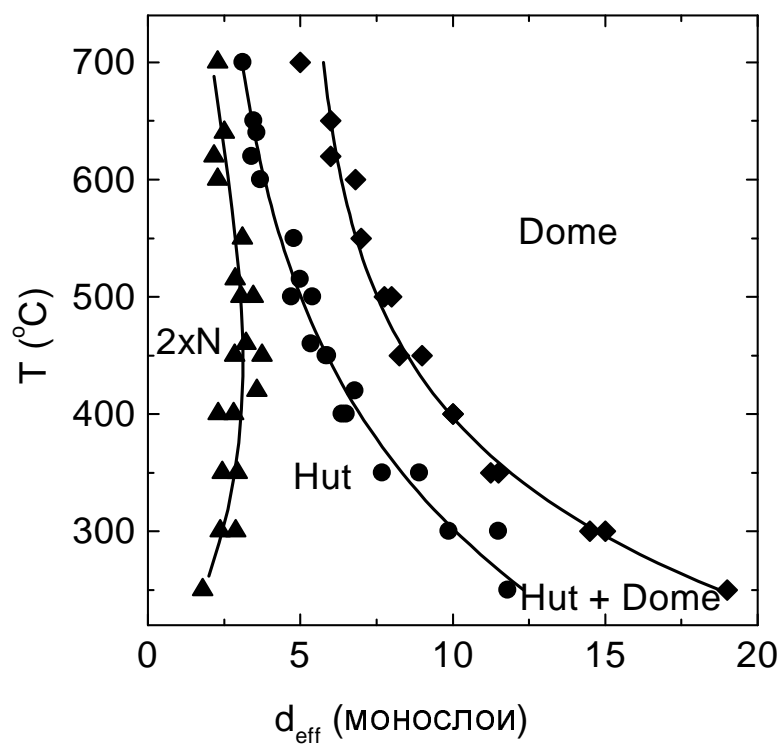


Рис. 1.6. Диаграмма, иллюстрирующая существование различных форм островков Ge на поверхности Si(001) при различных температурах роста и эффективных толщинах пленки Ge [150]. Скорость осаждения Ge $\sim 0.3 \text{ \AA}/\text{с}$.

2. Малая температура синтеза и большая скорость роста. Понижение температуры роста, также как и увеличение потока Ge, ведут к уменьшению диффузионной длины адатомов Ge на подложке. Соответственно, область сбора адатомов для одного островка уменьшается, уменьшаются его размеры, и возрастает плотность. Так Абштрайтер с соавторами (Abstreiter et al. [152]), понижая температуру роста до 550°C и увеличивая поток Ge до $0.2 \text{ \AA}/\text{с}$, закономерно увеличивал плотность островков до 10^{10} см^{-2} и уменьшал диаметр островков до 70 нм. Горилл с соавторами (Goryll et al. [153]), увеличивая скорость роста Ge от $0.1 \text{ \AA}/\text{с}$ до $0.2 \text{ \AA}/\text{с}$, увеличивал плотность "hut"-кластеров от $2 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ до $1.6 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$. Нами было обнаружено увеличение плотности островков от 10^{11} см^{-2} до $4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для $d_{eff} = 8 \text{ МС}$ при увеличении скорости роста Ge от $0.001 \text{ \AA}/\text{с}$ до $0.3 \text{ \AA}/\text{с}$. С увеличением скорости роста повышается вероятность зарождения островков в самом начале процесса, поэтому островки растут равные времена и имеют равные размеры [154], что приводит к улучшению однородности размеров островков. Среди других возможных путей получения узких распределений можно выделить создание многослойных структур [155, 156, 157, 158, 159, 160, 161]. Возмущение полей упругой деформации от кластера проникают в заращающий слой Si. На поверхности этого слоя создаются места преимущественного зарождения новых островков на следующем "этаже". Регулируя толщину заращающего слоя, можно отфильтровывать влияние слабых островков.

3. Содержание доли Ge в островках должно приближаться к единице. С ростом доли Si в островке напряжения в нем уменьшаются, и необходимый выигрыш энергии за счет упругой релаксации островков наступает при их бóльших размерах. Островки твердого раствора SiGe имеют всегда бóльшие размеры, чем островки чистого Ge. Достичь такого условия можно опять-таки уменьшени-

ем температуры роста, в результате чего эффекты перемешивания Si и Ge будут сведены к минимуму. Однако температура синтеза не должна быть слишком низкой, чтобы исключить возникновение дефектов в растущей пленке. Кроме возможности достижения малых размеров нанокластеров, высокое содержание Ge в островках необходимо для реализации большого разрыва валентных зон Ge и Si (~ 0.7 эВ для чистого Ge на Si(001)), который, в свою очередь, позволяет сформировать в валентной зоне Ge глубокую потенциальную яму для дырок при сохранении достаточно большой энергии размерного квантования и обеспечить проявление квантовых эффектов при высоких температурах.

4. Эффективная толщина пленки Ge при фиксированной температуре и скорости осаждения должна быть достаточно большой, чтобы обеспечить большую плотность нанокластеров. Однако с ростом количества осажденного Ge часто растет и размер островков [162]. При слишком больших толщинах плотность островков может уменьшаться из-за ухода части материала в более крупные островки и исчезновения мелких островков (см., например, рис.1.11). Поэтому и здесь необходимо найти оптимальное соотношение между плотностью островков и их размерами.

5. Температура заращивания слоев Ge кремнием должна быть достаточно низкой, чтобы исключить перемешивание Ge и Si. Заращивание островков Ge кремнием при высоких температурах (> 600 °C) приводит к нежелательному формированию твердого раствора GeSi в островках и, как следствие, к увеличению размера и формы нанокластеров [163, 164]. Понижение температуры до ~ 500 °C позволяет существенно подавить эти эффекты [163]. Однако при очень низких температурах могут появляться структурные дефекты, приводящие к низкому кристаллическому совершенству структур [165, 166, 167].

Исходя из фазовой диаграммы (рис.1.6) и изложенных выше требований к структурам, синтез слоев Ge/Si(001) с квантовыми точками осуществлялся нами в следующих условиях:

- температура роста пленок Ge $T_s = 300\text{--}400^\circ\text{C}$; выращивание островков кремнием проводилось при температуре 500°C , что позволяло, с одной стороны, выращивать бездефектные слои Ge/Si, с другой стороны — минимизировать диффузионное перемешивание кремния и германия и исключить формирование твердого раствора SiGe;
- скорость роста слоев Ge составляла $0.3 \text{ \AA}/\text{с}$, что на один-два порядка превышает скорости, используемые обычно при росте пленок Ge; так, например, островки, приведенные на рис.1.4, синтезировались со скоростью $0.001 \text{ \AA}/\text{с}$.

1.4. Микроскопические исследования структуры слоев Ge/Si

Морфология слоев Ge/Si с квантовыми точками изучалась методами просвечивающей электронной микроскопии в плоскости поверхности [87] и в поперечном направлении [72, 172], а также с помощью сканирующей туннельной микроскопии *ex situ* [72, 202].

Изображение поверхности Ge/Si (001), полученное с помощью сканирующей туннельной микроскопии, приведено на рис.1.7. Температура роста пленки Ge составляла $T_s = 300^\circ\text{C}$, эквивалентная толщина Ge $d_{eff} = 10 \text{ МС}$. Островки Ge имеют квадратное основание, ориентированное вдоль направлений [100] и [010], характерное для "hut"-кластеров пирамидальной формы. Анализ профилей островков показал, что угол между основанием нанокластера и боковыми гранями имеет величину $\approx 11^\circ$, что соответствует плоскостям боко-

вых граней типа $\{105\}$, специфичных для "hut"-кластеров. На картине дифракции быстрых электронов, фиксируемой *in situ* в камере роста [150], также наблюдались рефлексy от граней $\{105\}$, что еще раз свидетельствует о формировании массива пирамид Ge. Плотность островков в массиве, определенная из данных СТМ, составляет $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для данных условий роста.

Гистограмма распределения островков по размерам, полученная в результате обработки СТМ-снимков, приведена на рис.1.8. Анализировалось более сотни островков.¹ Аппроксимация экспериментального распределения функцией Гаусса позволила определить средний размер основания нанокластеров 15 нм при среднеквадратичном отклонении 18%.

На рис.1.9 показан фрагмент поперечного сечения аналогичной структуры, в которой слой Ge был заращен слоем Si при температуре 500 °C [172]. Высота островков Ge составляет величину ≈ 1.5 нм, толщина сплошного подстилающего слоя Ge была оценена как 0.7 нм (5 монослоев). Сравнение изображений на рисунках 1.7 и 1.9 позволяет заключить, что при данных условиях роста размеры островков не изменяются после осаждения покрывающего слоя кремния, что указывает на отсутствие перемешивания Ge и Si, поскольку в последнем случае образование твердого раствора привело бы к увеличению размеров нанокластеров.

На рис.1.10 приведено изображение поперечного сечения образца, в котором эффективная толщина Ge составляет 6 МС ($T_s = 300$ °C). Видно, что островки имеют меньшие размеры, чем в предыдущем случае, однако плотность островков примерно такая же.

На рис.1.11 суммированы данные микроскопии структур Ge/Si(001), в которых слой Ge выращивался при температуре $T_s = 300$ °C. В области $d_{eff} = 6-10$ МС слоевая плотность островков составляет (3-

¹Для построения гистограммы анализировались профили рельефа поверхности, записанные вдоль направлений [100] и [010] [72].

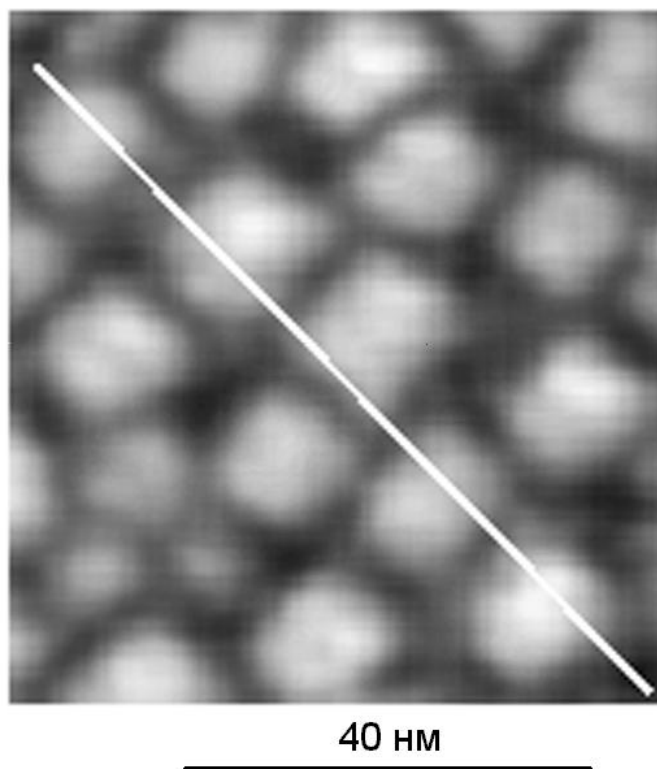


Рис. 1.7. Изображение поверхности Ge/Si (001), полученное с помощью сканирующей туннельной микроскопии. Температура роста пленки Ge $T_s = 300^\circ\text{C}$, эффективная толщина Ge $d_{eff} = 10 \text{ МС}$. Скорость осаждения Ge $\sim 0.3 \text{ \AA/с}$. Светлые области – островки Ge. Плотность островков $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, среднеквадратичная дисперсия размеров островков 20%.

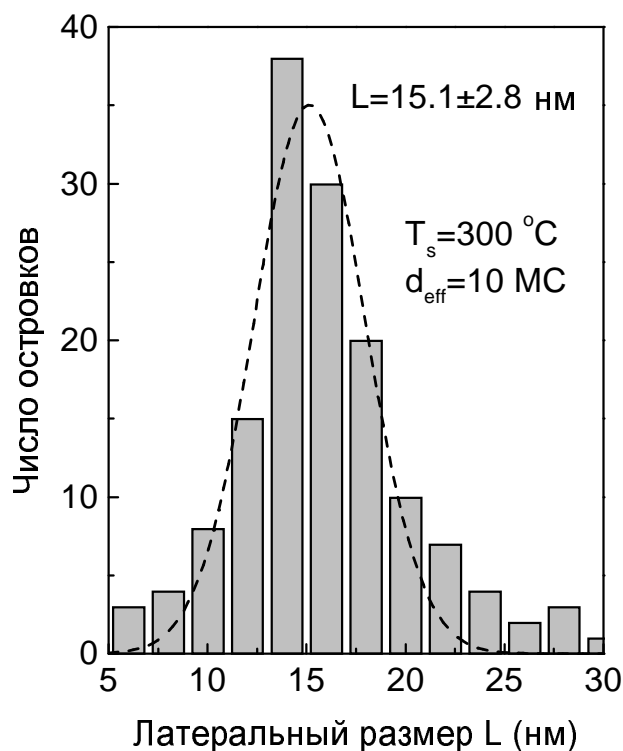


Рис. 1.8. Гистограмма распределения размеров островков Ge в плоскости роста (001). Температура роста слоя Ge $T_s = 300$ °C, толщина Ge $d_{eff} = 10$ MC. Данные получены на основе анализа изображений, полученных с помощью СТМ. Островки представляют собой пирамиды с высотой, равной примерно 1/10 от размера основания L . Штриховая линия – аппроксимация экспериментальных данных функцией Гаусса для среднего размера основания 15 нм и стандартного отклонения 18%.

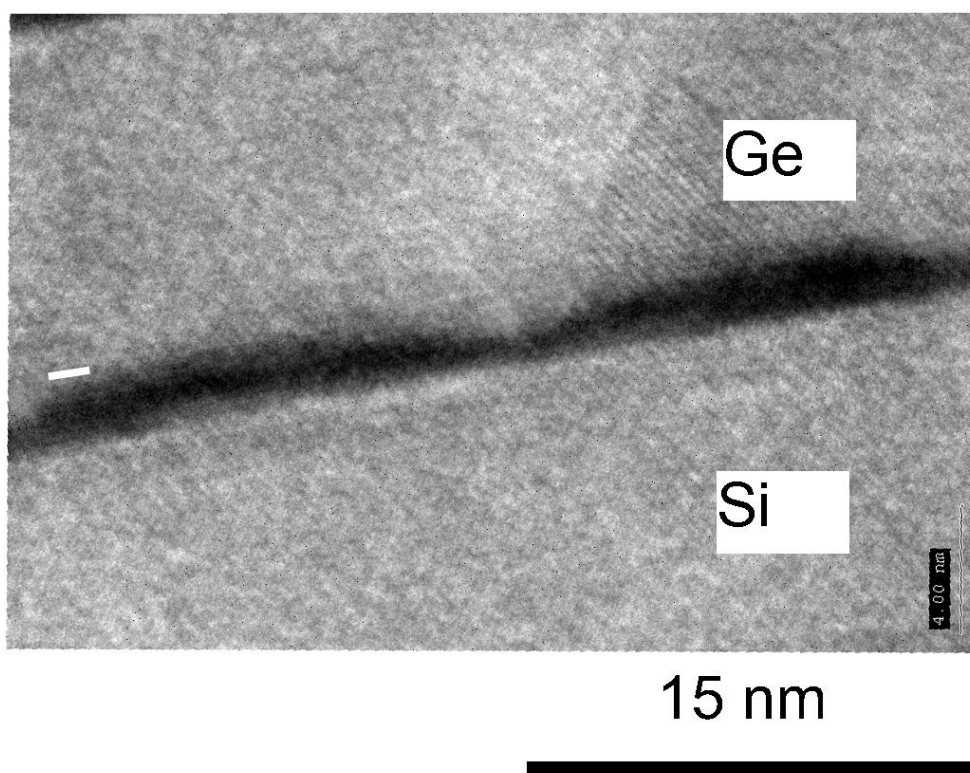


Рис. 1.9. Фрагмент поперечного сечения структуры Ge/Si(001). Условия роста такие же, как и для образца, представленного на рис.1.7. Изображение получено с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии [172]. Темные области – островки Ge.

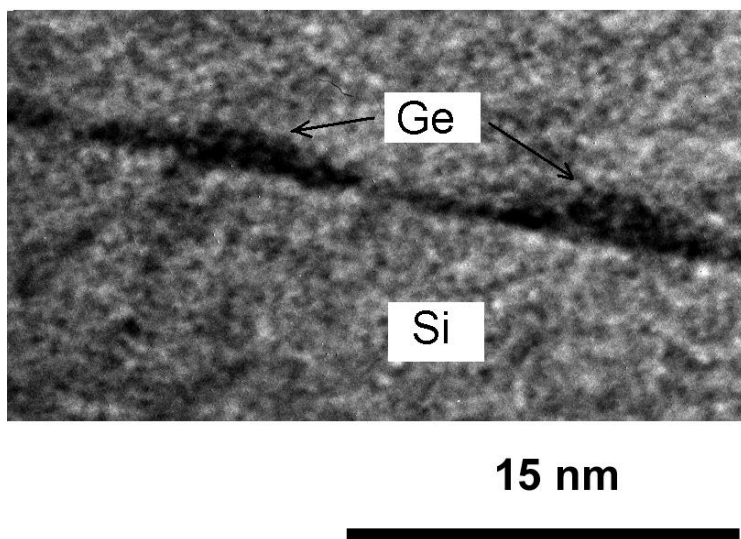


Рис. 1.10. Фрагмент поперечного сечения структуры Ge/Si(001). Толщина осажденного Ge 6 МС, температура роста слоя Ge $T_s = 300^\circ\text{C}$. Изображение получено с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии S. Schulze в Техническом Университете г. Кемница (Германия). Темная область – слой Ge.

4) $\times 10^{11}$ см⁻² при размере островков 8–15 нм. При $d_{eff} > 10$ МС размеры островков быстро увеличиваются, а плотность падает. Представленные на рисунке результаты позволили нам установить условия роста, обеспечивающие формирование плотных массивов островков Ge с размерами ~ 10 нм.

1.5. Спектроскопия растянутой тонкой структура рентгеновского поглощения

Для получения информации о составе слоев Ge/Si использовалась EXAFS-спектроскопия (от англ. Extended X-ray Absorption Fine Structure — растянутая тонкая структура рентгеновского поглощения) [169, 170]. Изучались осцилляции поглощения рентгеновского излучения при изменении энергии падающего излучения в интервале, простирающемся на 1 кэВ выше *K*-края поглощения. Осцилляции возникают из-за интерференционных эффектов при рассеянии выбитых электронов на соседних атомах. Этот метод дает возможность определить параметры локального окружения атомов такие, как межатомные расстояния, координационные числа, симметрию окружения и типы атомов окружения, факторы Дебая-Уоллера.

Исследовались два типа структур, выращенных на двух половинах одной подложки КДБ-20 с ориентацией (100). Обе структуры содержали слои Ge, разделенные прослойками Si толщиной ~ 10 нм, и отличались только эффективной толщиной Ge. Температура роста Ge составляла 300 °С, кремния – 500 °С. В структуре первого типа $d_{eff} = 4$ МС, в структуре второго типа – 10 МС. В первом случае пленка Ge была сплошной, во втором - состояла из тонкого (~ 5 МС) сплошного слоя и островков на ней (изображение этих островков приведено на рисунках 1.7 и 1.9). В качестве реперных соединений примерно в тех же условиях были выращены пленки твердого рас-

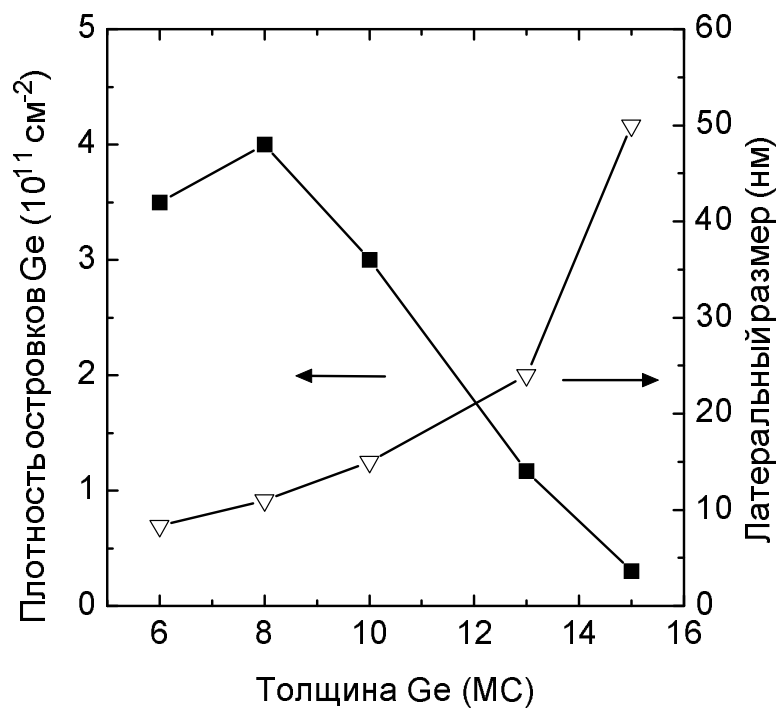


Рис. 1.11. Зависимости плотности нанокластеров Ge (левая шкала) и среднего размера основания нанокластеров (правая шкала) от эффективной толщины осажденного слоя Ge. Температура роста слоя Ge составляет $T_s = 300^\circ\text{C}$.

творя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с $x = 0.3, 0.5$ и 0.75 .

Было установлено [170], что вследствие межфазного обмена атомами псевдоморфные пленки толщиной 4 МС, выращенные кремнием, содержат в среднем по толщине до 50% атомов Si. Однако в островках на глубинах больше двух монослоев содержание доли Ge близко к 100%. Для сравнения: островки Ge, выращенные при высоких температурах $T_s = 700^\circ\text{C}$, содержат около половины атомов кремния [168].

1.6. Резерфордовское обратное рассеяние

Структура слоев Ge/Si контролировалась также методом резерфордовского обратного рассеяния (РОР) в режиме каналирования анализирующего пучка ионов гелия. Начальная энергия частиц имела величину 1.2 МэВ. Измерения проводились в Институте ионных пучков и исследования материалов Исследовательского центра г. Россендорфа (Германия) доктором Р. Гретчелом (R. Groetzschel) и проф. А.В. Двуреченским.

Работа выполнялась на структурах Ge/Si, выращенных на подложке КЭФ-5 с ориентацией (001). Слой Ge эффективной толщиной 4–12 МС находился между двумя эпитаксиальными слоями Si толщиной 150 нм каждый. Температура осаждения Si составляла 500°C , температура роста Ge варьировалась в диапазоне $T_s = 300\text{--}500^\circ\text{C}$. Спектры РОР для случая $T_s = 300^\circ\text{C}$ приведены на рис.1.12.

Анализировалась минимальная величина нормированного выхода обратного рассеяния $\chi = Y_a(E)/Y_r(E)$, где Y_a и Y_r — выходы обратного рассеяния для ориентированного и неориентированного относительно основных кристаллографических направлений анализирующего пучка ионов. Физически χ определяет выход частиц, испытавших близкие столкновения в процессе каналирования [171]. В

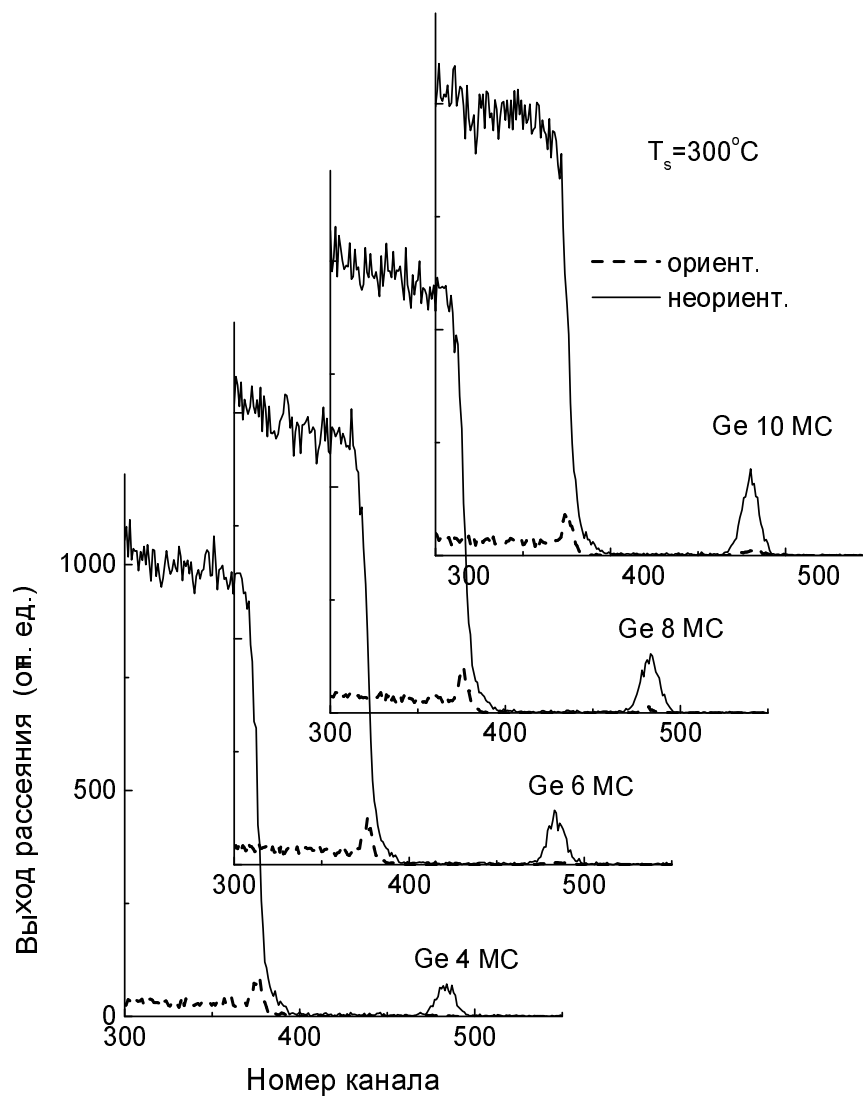


Рис. 1.12. Спектры РОР от гетероструктур $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ для ориентированного и неориентированного пучка ионов He^+ при различной эффективной толщине слоя Ge . Температура роста слоя Ge составляет $T_s = 300^\circ\text{C}$.

совершенных кристаллах Si эта величина $\sim 3\%$.

Обработка спектров РОР позволяет вычислить χ для захороненного слоя Ge (χ_{Ge}) и для слоев Si, находящихся в окрестности Ge (χ_{Si}). Зависимости χ_{Ge} и χ_{Si} от эффективной толщины Ge при различных температурах роста Ge показаны на рис.1.13.

Обращают на себя внимание три обстоятельства, позволяющие сделать важные выводы о структуре материала.

1. Доля неканализованных частиц от слоев Si ($\chi_{Si} \approx 3-5\%$) практически не зависит от температуры роста Ge и имеет величину, близкую к тому, что должно наблюдаться в совершенном по структуре кристалле Si. Это свидетельствует о том, что при наращивании Ge кремнием в данных условиях роста слои Si остаются практически бездефектными.
2. При температуре осаждения Ge 300°C величины χ_{Ge} и χ_{Si} практически совпадают. Это означает, что атомы Ge находятся в тех же позициях, что и атомы Si (т.е. слой Ge является псевдоморфным). Аналогичный вывод следует и из последующего анализа комбинационного рассеяния света (раздел 1.7.).
3. При повышении температуры синтеза Ge выше 300°C и при $d_{eff} > 6\text{MC}$ величина χ_{Ge} возрастает. Этот результат свидетельствует о смещении атомов Ge из узлов решетки Si, что обусловлено, по-видимому, частичной релаксацией упругих напряжений в Ge островках за счет морфологической перестройки структуры с образованием островков типа "dome".

1.7. Комбинационное рассеяние света

Комбинационное рассеяние света (КРС) на оптических и акустических фонах исследовалось нами в структурах Ge/Si с десятью

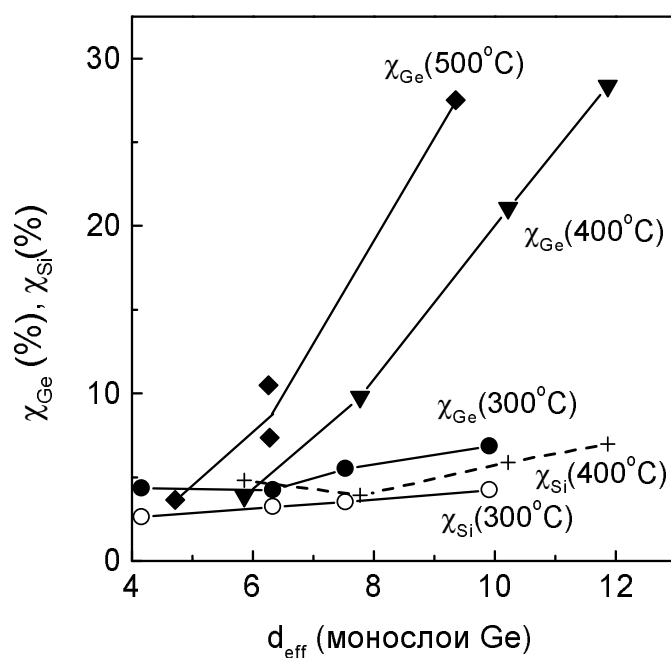


Рис. 1.13. Зависимость нормированного выхода обратного рассеяния ионов германия для захороненного в кремнии германия и для слоев Si, находящихся в окрестности Ge, от эффективной толщины Ge. Приведены данные для различных температур роста германиевого слоя (температура указана в скобках). Температура осаждения кремния во всех случаях составляла 500 °С.

слоями островков Ge [172, 173]². Слои разделялись прослойками Si толщиной 12–30 нм. КРС возбуждалось 514.5 нм линией Ar-лазера мощностью 100 мВт при температуре 80 К. Как правило, анализировался свет, рассеянный назад (геометрия $z(xx) - z$, где оси x и z параллельны направлениям [100] и [001] соответственно).

На рис. 1.14 представлены спектры КРС структур с $d_{eff} = 6$ МС и 10 МС. Линия 522 см^{-1} связана с рассеянием на оптическом фоне в подложке Si, она присутствует в обоих случаях. В спектре образца с $d_{eff} = 10$ МС видны две линии, обусловленные LO -фононом Ge-Ge (319 см^{-1}) и продольной колебательной модой (417 см^{-1}) атомов Ge-Si в островках Ge. Широкое плечо при 494 см^{-1} отвечает локальным колебаниям атомов Si-Si в твердом растворе SiGe, формирующемся на границе раздела островки/кремний [174]. Две дополнительные особенности при 308 см^{-1} и 404 см^{-1} связаны с TO -фононом в островках и поперечной колебательной модой Ge-Si. Интерпретация линий подтверждается измерениями спектров КРС и при других конфигурациях рассеяния [173]. Последние пять линии не наблюдаются в структуре с $d_{eff} = 6$ МС, поскольку в этом случае вследствие малого объема, занятого островками, рассеяние света определяется фононами в подстилающих сплошных слоях Ge, для которых правила отбора запрещают наблюдение оптических фононов в геометрии $z(xx) - z$.

Рассмотрим детальнее спектр КРС для случая $d_{eff} = 10$ МС на рис. 1.14. Значение частоты и форма линии Ge-Si характеризует состояние границы раздела Ge с матрицей Si. Наличие расщепления между продольными и поперечными колебаниями (дублет в области $\sim 410\text{--}420 \text{ см}^{-1}$) свидетельствует о резкости границы раздела [175]. Согласно [175], взаимное перемешивание Ge и Si на уровне двух монослоев достаточно для того, чтобы частоты продольных и попереч-

²Измерения проводились А. Милехиным

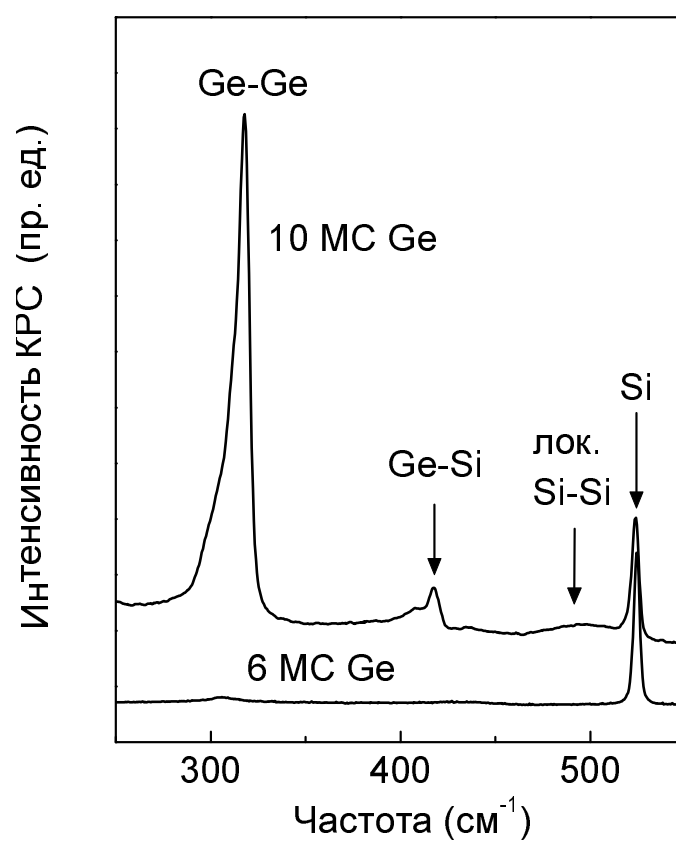


Рис. 1.14. Спектры комбинационного рассеяния света многослойных структур Ge/Si(001) с эффективной толщиной Ge в каждом из слоев 6 МС и 10 МС.

ных колебаний оказались равными. Кроме того, интенсивность линии Ge-Si много меньше интенсивности рассеяния на оптическом фоне Ge. Это указывает на то, что содержание атомов Si в островках крайне мало. Оценки содержания кремния x в приграничном слое островков, сделанные в работе [172] на основе анализа положения линии Ge-Si, приводят к $x = 4-9\%$.

В пользу отсутствия межфазного перемешивания и хорошего качества гетерограницы Ge/Si свидетельствовало также наблюдение свернутых продольных акустических фононов вплоть до 15 порядка (периодические осцилляции интенсивности рассеяния в области частот $10-100 \text{ см}^{-1}$) [173].

Частота оптического фонона Ge смещена относительно объемного значения (304 см^{-1}) в сторону больших значений на 15 см^{-1} . Можно выделить две причины, приводящие к смещению линии спектра КРС. Первая - деформация германия. На рис.1.15 показан расчетный профиль компонент тензора деформаций вдоль оси z (оси симметрии островка) в пирамидальном нанокластере *чистого* Ge, захороненном в Si (основание пирамиды $15 \times 15 \text{ нм}^2$, высота 1.5 нм) [176]³. Ось z проходит через вершину пирамиды. Островок сжат в плоскости xy и растянут в направлении z . Сдвиг, вызванный деформацией, положителен и оценивается из соотношения [177]

$$\Delta\omega_s = \frac{1}{2\omega} [p\epsilon_{zz} + q(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy})], \quad (1.2)$$

где ω - частота оптического фонона в объемном (ненапряженном) Ge, p и q - соответствующие деформационные потенциалы, ϵ_{zz} , ϵ_{xx} , ϵ_{yy} - диагональные компоненты тензора напряжений. Для средней деформации $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \approx -3.5\%$, $\epsilon_{zz} \approx 1.5\%$ (см. рис.1.15), $p = -4.7 \times 10^{27} \text{ с}^{-2}$, $q = -6.17 \times 10^{27} \text{ с}^{-2}$ соотношение (1.2) дает $\Delta\omega_s = 17 \text{ см}^{-1}$.

Вторая причина, приводящая уже к отрицательному сдвигу $\Delta\omega_c$,

³Расчеты проводились А.В. Ненашевым и А.В. Двуреченским в рамках атомистической модели валентных сил с потенциалом взаимодействия между атомами в форме Китинга.

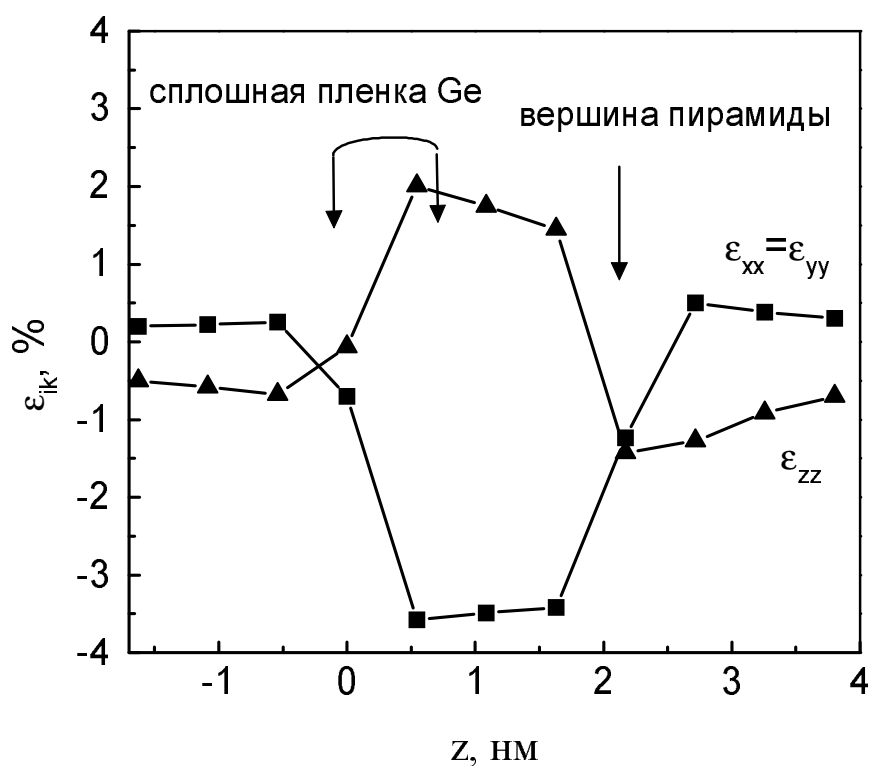


Рис. 1.15. Расчетные профили компонент тензора деформаций вдоль оси симметрии пирамидального нанокластера чистого Ge, захороненного в Si (основание пирамиды $15 \times 15 \text{ нм}^2$, высота 1.5 нм) [176].

это локализация фононов в островках. Из дисперсионных кривых для оптических фононов в Ge мы оценили этот вклад как $\Delta\omega_c \approx -2\text{ см}^{-1}$ для вертикального размера островка $\sim 15\text{ \AA}$. В итоге, результирующая величина сдвига частоты фонона для островков чистого Ge $\Delta\omega = \Delta\omega_s + \Delta\omega_c \approx 15\text{ см}^{-1}$, что согласуется с экспериментальным результатом (рис.1.14). Аналогичное поведение наблюдалось в работах [178, 179] для одиночных слоев островков Ge, выращенных при $T_s = 150\text{--}200\text{ }^\circ\text{C}$.

Таким образом, результаты исследования комбинационного рассеяния света указывают на то, что синтез слоев Ge на Si при низких температурах позволяет получить слои напряженных островков чистого Ge, в объеме которых нет атомов Si.

1.8. Фотолюминесценция

С формированием островков Ge на поверхности кремния (001) обычно связывают появление полосы фотолюминесценции в районе 800–900 мэВ [95, 146, 152, 155, 156, 159, 163, 180, 181, 182].

Спектры фотолюминесценции гетероструктур Ge/Si (001), выращенных при низких температурах (250–300 °C), приведены на рис.1.16 [151].⁴ Источником возбуждения служил аргоновый лазер с длиной волны излучения 514.5 нм. Температура измерений 4.2 К.

Спектр излучения для образца с эффективной толщиной Ge 8 МС представляет собой интенсивную линию с максимумом при энергии $\sim 810\text{ мэВ}$. При увеличении эффективной толщины Ge до 10 МС (при уменьшении размеров островков Ge) максимум ФЛ смещается в область меньших энергий вследствие ослабления эффекта размерного квантования в нанокластерах Ge. При этом характерная ширина полосы составляет величину порядка 50–70 мэВ, что, по-видимому,

⁴Образцы выращивались В.А. Марковым. Измерения ФЛ осуществлялись К.С. Журавлевым.

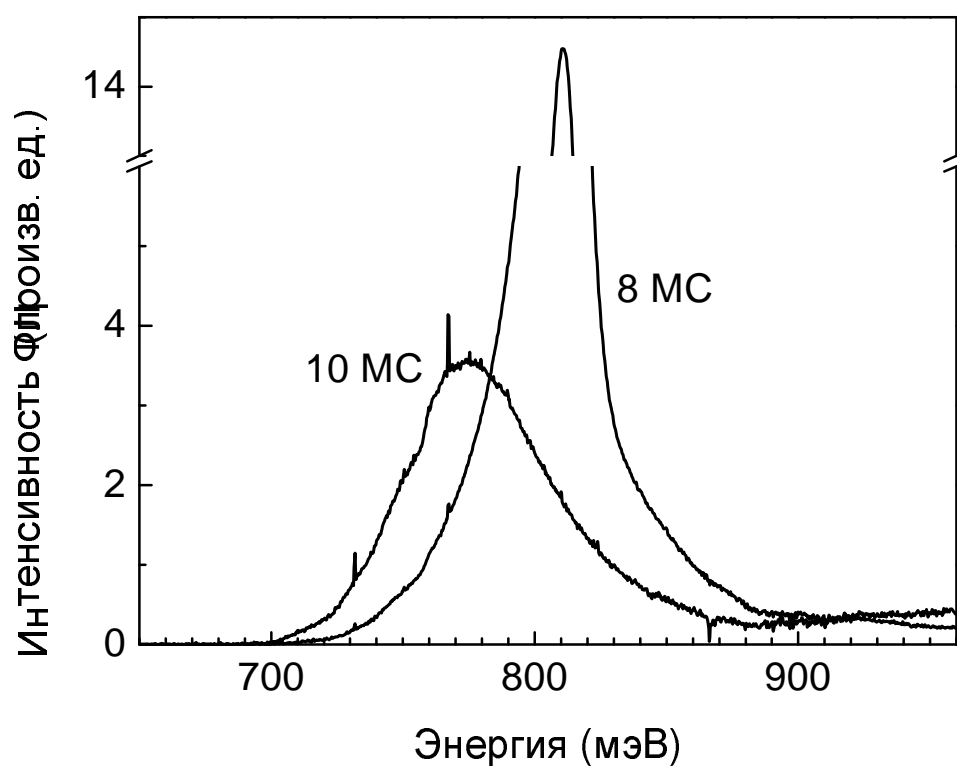


Рис. 1.16. Спектры фотолюминесценции структур Ge/Si(001) с эффективной толщиной Ge 8 нм и 10 нм [151].

обусловлено флуктуациями размеров нанокластеров в массиве.

Выводы к Главе 1

Установлены технологические условия синтеза гетероструктур Ge/Si (температура роста Ge и Si, скорость осаждения Ge, количество осажденного Ge), позволяющие формировать бездефектные слои нанокластеров Ge в Si, в которых

- 1) размеры островков Ge в плоскости роста составляют величину 8–25 нм;
- 2) слоевая плотность островков $(1 - 4) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$;
- 3) состав Ge в островках близок к единице.

Указанными параметрами роста являются

- 1) температура роста слоев Ge 300–400 °С;
- 2) температура заравнивания германия кремнием 500 °С;
- 3) количество осажденного германия 6–13 МС;
- 4) скорость осаждения германия $\sim 0.3 \text{ \AA}/\text{с}$.

Такие структуры представляют собой плотные массивы квантовых точек дырочного типа, способные найти применение в опто- и нанoeлектронике.

Глава 2

Исследование энергетического спектра в массивах квантовых точек методами электронной спектроскопии

2.1. Резонансное туннелирование в двухбарьерных структурах

Одним из наиболее информативных подходов к выявлению энергетического спектра в системах пониженной размерности является исследование резонансного туннелирования в вертикальных двухбарьерных структурах [11, 12, 13, 30]. В таких экспериментах измеряется туннельный ток носителей, проходящих последовательно сквозь два тонких потенциальных барьера, между которыми заключена КТ. При совпадении уровня Ферми в эмиттере с разрешенным уровнем носителя в точке должно наблюдаться резонансное увеличение туннельного тока. Меняя энергию инжектированного электрона или дырки путем изменения напряжения, можно получить информацию о плотности электронных состояний КТ.

Впервые этот метод спектроскопии по отношению к массивам КТ был применен в 1992 году в нашем коллективе [87]. По-видимому,

эта работа явилась пионерской в части демонстрации существования квантовых эффектов в такого рода объектах. Позднее аналогичные явления в системе Ge/Si с квантовыми точками наблюдались и другими авторами [183], а также были обнаружены и в квантовых точках InAs/GaAs [184, 185].

Вертикальная структура представляла собой два параллельных электрода (сильно легированные бором слои $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$), между которыми через тонкие (~ 10 нм) прослойки Si (туннельные барьеры) был заключен слой островков Ge [89, 186, 143]. Электрическими контактами служили p^+ -подложка Si (нижний электрод) и эпитаксиальный p^+ -слой кремния либо сильно легированный слой аморфного Ge (верхний электрод). Концентрация дырок в p^+ -слоях составляла 10^{19} см^{-3} . Длина основания КТ составляла 15 нм, высота 1.5 нм. Плотность островков в массиве $\simeq 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для электрической изоляции образцов, сформированных на одной подложке, вытравливались вертикальные мезоструктуры площадью $\sim 10^{-2} \text{ см}^2$ на глубину 1 мкм. Схема двухбарьерной структуры приведена на рис.2.1.

Зависимость дифференциальной проводимости от напряжения для типичной структуры показана на рис.2.2 [90]. Измерения проведены при $T = 4.2 \text{ К}$. Верхняя часть рисунка соответствует симметричным кремниевым барьерам (оба толщиной 9 нм). В нижней части приведен спектр проводимости для случая, когда один из барьеров тоньше другого (в данном конкретном случае толщины 9 нм и 6 нм), причем отрицательная полярность соответствует ситуации, когда носитель (дырка) вначале проходит через тонкий барьер, а затем через толстый (рис.2.2). В обоих случаях наблюдаются отчетливые осцилляции туннельной проводимости, свидетельствующие о существовании хорошо разрешенного дискретного спектра в островках Ge. Осцилляции вблизи нулевого смещения сопровождаются появлением области с отрицательной дифференциальной проводимостью,

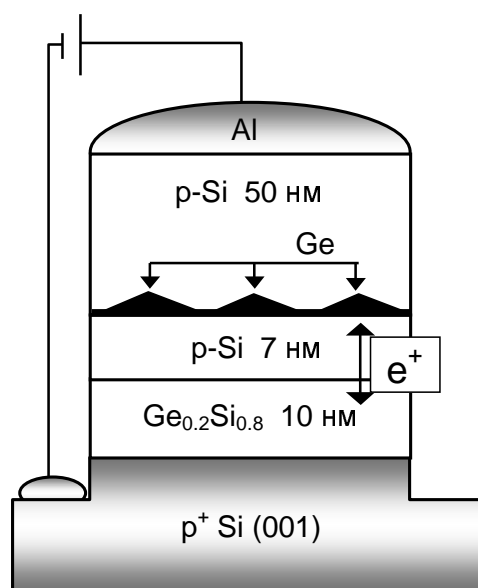
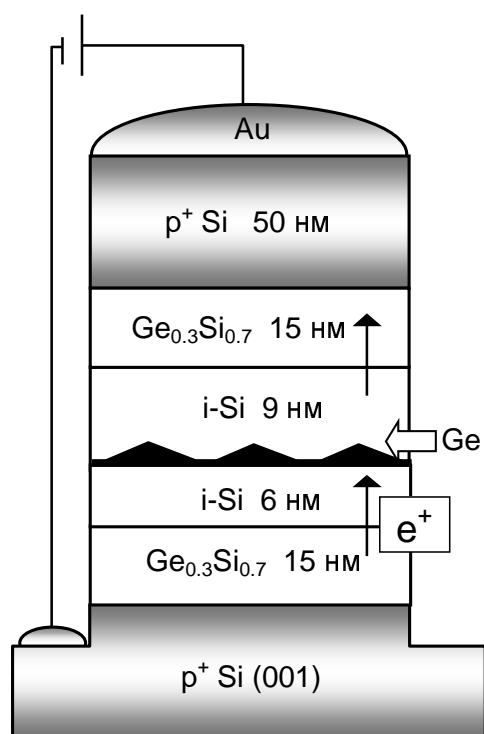


Рис. 2.1. Схемы структур для исследования туннельной проводимости (верхняя часть рисунка) и емкости (нижняя часть рисунка).

являющейся характерной чертой резонансного туннелирования.

Дополнительные опыты показали, что период осцилляций проводимости уменьшается с увеличением размеров островков, что согласуется с предположением о проявлении квантово-размерных эффектов. Пример $dI/dV - V$ характеристик в образцах с различными размерами КТ приведен на рис.2.3. Верхняя кривая получена в образце, в котором средний размер нанокластеров Ge в плоскости роста составлял 20 нм, нижняя кривая получена для случая меньших размеров КТ (~ 15 нм). Обе структуры имели одинаковые по толщине верхний и нижний барьеры Si (~ 8 нм). В отличие от образцов, чьи характеристики представлены на рис.2.2, в данном случае островки Ge сильно легированы бором (среднее число дырок на островок составляло ~ 10). Поэтому первые уровни в них заполнены дырками, а наблюдаемые осцилляции проводимости соответствуют туннелированию с участием только сильно возбужденных состояний. Видно, что период осцилляций, определяемый энергетическим зазором между уровнями в КТ, действительно уменьшается с ростом размера нанокластеров Ge.

Вернемся к рис.2.2. Характерно отсутствие порогового поведения тока в окрестности $V = 0$. Это означает, что уровень Ферми с обеих сторон туннельного перехода совпадает (с точностью до kT) с энергией основного состояния в КТ. В магнитном поле 7 Т пики проводимости смещаются на величину $\simeq 2$ мВ [89], что обусловлено зеемановским расщеплением уровней тяжелых дырок в Ge. Поскольку в Ge эффективные массы тяжелых и легких дырок различаются почти на порядок, основное состояние легких дырок лежит вблизи края области делокализованных состояний и не проявляется в большинстве экспериментов.

В случае симметричной конфигурации барьеров осцилляции проводимости практически симметричны относительно нуля и имеют

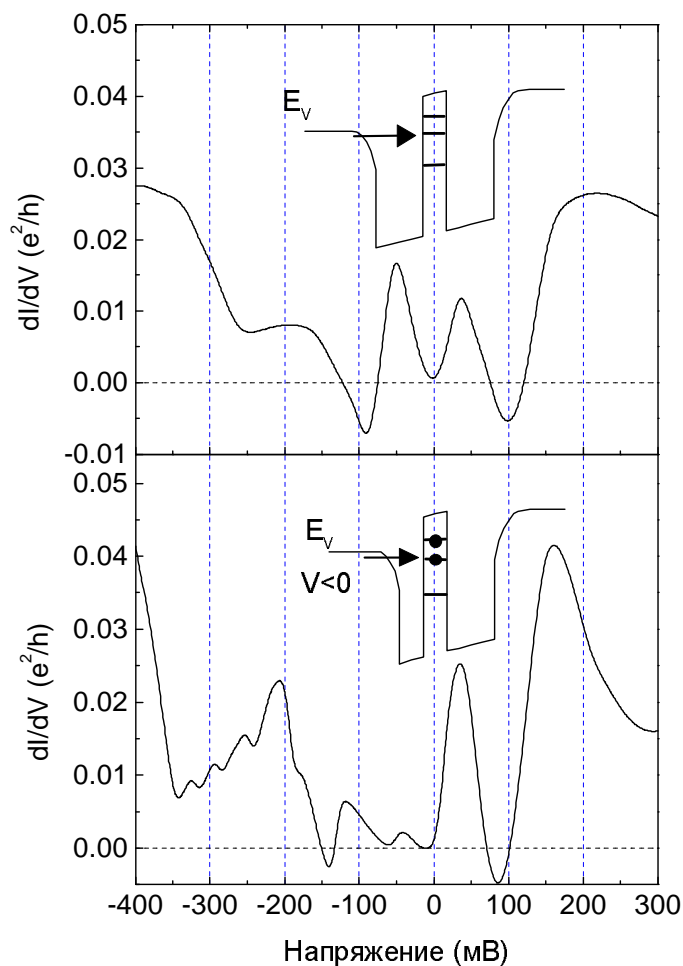


Рис. 2.2. Зависимость дифференциальной проводимости вертикальных двухбарьерных структур с квантовыми точками Ge от напряжения. Верхняя часть рисунка соответствует симметричной структуре (толщина обоих Si барьеров 9 нм), нижняя - асимметричной (барьеры толщиной 6 и 9 нм).

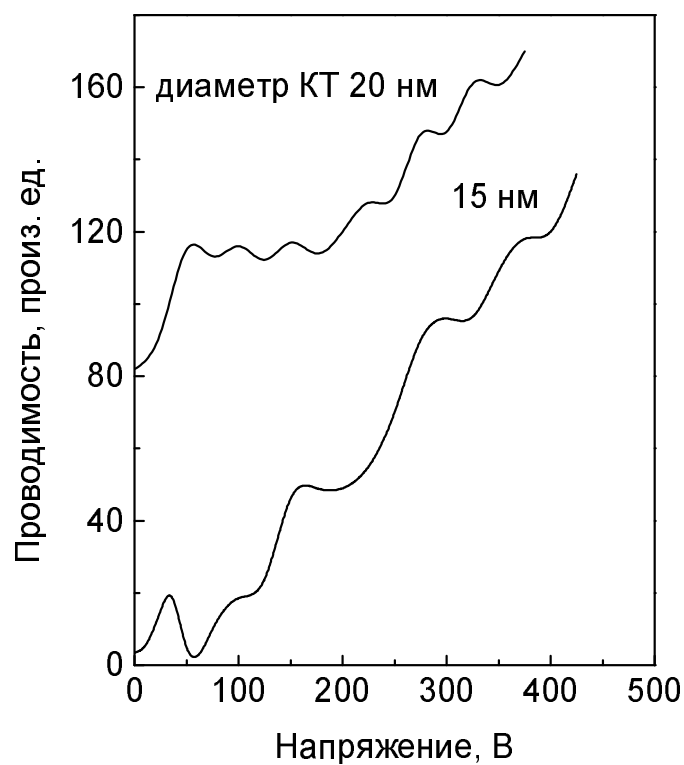


Рис. 2.3. Зависимость дифференциальной проводимости вертикальных двухбарьерных структур с различными размерами квантовых точек Ge от напряжения.

характерный период $\simeq 150$ мВ, что позволяет оценить энергетический зазор между уровнями размерного квантования в островках как $E_q \simeq 150/2 = 75$ мВ.

В асимметричной структуре при отрицательном смещении происходит расщепление пиков на серию осцилляций с меньшим периодом. При такой полярности напряжения ввиду сильной разницы коэффициентов прохождения левого и правого барьеров происходит накопление дырок в островках, и поэтому существенными становятся процессы кулоновских корреляций носителей, обусловленные их взаимодействием. Кулоновское взаимодействие "снимает" вырождение одночастичных уровней размерного квантования, поскольку дырке требуется преодолеть электростатическое отталкивание носителей, уже находящихся в КТ. Подобный эффект, наблюдавшийся ранее в туннельных переходах через металлические гранулы в виде ступенчатых вольт-амперных характеристик [14, 187], получил название "кулоновской лестницы".

Из рисунка видно, что основное состояние, проявляющееся в области напряжений от -100 мВ до нуля, является двукратно вырожденным, а в первом возбужденном состоянии (область напряжений от -250 мВ до -150 мВ) могут находиться четыре дырки. Аналогичная структура электронных оболочек наблюдалась позднее в квантовых точках InGaAs/GaAs [188] и InAs/GaAs [189, 190, 191].

Из расстояния между пиками проводимости нами была определена энергия взаимодействия дырок в КТ: $E_C^s = 36 \pm 4$ мэВ в основном состоянии и $E_C^p = 18 \pm 6$ мэВ в первом возбужденном состоянии. Заметим, что $E_C^p < E_C^s$, поскольку размер возбужденного состояния превышает радиус локализации дырки в основном состоянии.

Необходимо отметить два важных обстоятельства, отличающих принципиально наш объект (массивы точек размерами ~ 10 нм) от КТ, изучавшихся ранее (изолированные точки с размерами порядка

100 нм).

1. Во-первых, в плотных массивах КТ, в которых расстояние между точками сравнимо с их размерами, вклад в электростатическую энергию E_C вносит не только взаимодействие дырок внутри точки, но и взаимодействие между точками (проблеме разделению этих вкладов будет уделено особое внимание в этой и последней главах).
2. Во-вторых, энергии размерного квантования и кулоновского взаимодействия в КТ с размерами ~ 10 нм оказались одного порядка по величине в отличие от многоэлектронных точек, в которых всегда $E_C \gg E_q$. Именно наличие дискретного спектра носителей, в котором эффекты размерного квантования и кулоновского взаимодействия соизмеримы, позволило рассматривать массивы самоорганизующихся КТ как поля искусственных атомов.

2.2. Емкостная туннельная спектроскопия

В основе емкостной туннельной спектроскопии КТ лежит тот факт, что заряд в нульмерных системах может меняться только дискретным образом на величину $\delta Q = eN$, где N - число "активных" точек в образце (минимальное число электронов, способных заполнить все точки в образце) [192, 193, 194, 195, 196, 197]. Внешнее напряжение V_g на управляющем электроде, смещая потенциал в островках по отношению к уровню Ферми в контакте, отделенном от островкового слоя туннельно прозрачным барьером, стимулирует либо захват носителей из контакта на уровни КТ либо опустошение этих уровней в зависимости от полярности V_g . При совпадении уровня Ферми в контакте с энергией связанного состояния в КТ дифференциальная емкость $C(V_g) = dQ/dV_g$ должна иметь пик, свидетельствующий

о наличии дискретного уровня энергии. Полная емкость структуры представляет собой сумму двух вкладов: первый обусловлен наличием области пространственного заряда (ОПЗ) в окружающем островки материале (в данном случае это кремний), второй вклад (C_{QD}) связан с зарядкой квантовых точек. Поскольку величина C_{QD} пропорциональна плотности состояний в КТ: $C_{\text{QD}} = e(d\mu/dV_g)(dN/d\mu)$, где μ - химический потенциал, то вольт-фарадная характеристика позволяет восстановить величину плотности состояний $dN/d\mu$.

Гетероструктуры, использованные в наших экспериментах [198, 199], представляли следующую последовательность слоев, начиная от подложки (рис.2.1):

- p^+ -подложка кремния с ориентацией (100), служащая нижним электрическим контактом;
- нелегированный слой $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ толщиной $L_B = 10$ нм, обеспечивающий резкую гетерограницу последующего туннельного барьера Si;
- туннельно прозрачный барьер Si, концентрация бора составляла $N_B = 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L_B = 7$ нм;
- слой нанокристаллов Ge;
- блокирующий слой Si, $N_B = 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L_B = 50$ нм;
- управляющий заполнением островков электрод Al, формирующий на границе с кремнием барьер Шоттки; площадь алюминиевой площадки составляла $\approx 8 \times 10^{-3} \text{ см}^2$, по размеру которой вытравливалась цилиндрическая мезоструктура на глубину порядка 5 мкм.

На рис.2.4 приведены вольт-фарадные ($C-V$) характеристики, полученные при комнатной температуре в структурах с различной эффективной толщиной d_{eff} осажденного Ge. Измерения проводились

на частоте 5 кГц. Кривая для образца, не содержащего германия, не обладает никакими особенностями и имеет вид обычной C-V характеристики для обедненного слоя Si p-типа. Анализ такой характеристики в рамках приближения обедненного слоя [200, 201] позволяет восстановить профиль концентрации свободных носителей в эпитаксиальном слое (рис.2.5). С учетом пространственного разрешения C-V метода, которое при концентрации примеси порядка 10^{17} см^{-3} составляет около 100 \AA , граница обедненного слоя при обратном смещении находится вблизи подложки. По этой причине барьерная емкость структуры слабо зависит от напряжения.

В случае $d_{eff} = 2 \text{ МС}$ в области напряжения $V_g = 0.1-0.3 \text{ В}$ появляется плато, характерное для двумерного (2d) газа носителей. В этом случае весь индуцированный напряжением положительный заряд уходит из германиевого слоя и величина емкости определяется расстоянием от этого слоя до поверхности образца. При напряжениях больше 0.3 В все дырки уходят из слоя Ge, и наблюдаемое уменьшение емкости связано с дальнейшим распространением области пространственного заряда вглубь кремния. На профиле концентрации на глубине около 560 \AA наблюдается максимум (рис.2.5), что действительно свидетельствует об образовании сплошной пленки Ge и накоплении в ней носителей.

В области эффективных толщин Ge $8 \leq d_{eff} \leq 13 \text{ МС}$ на C-V кривых при положительной полярности появляются два пика, которые становятся более отчетливыми при понижении температуры (рис.2.6).

Аргументами в пользу того, что наблюдаемые осцилляции емкости обусловлены формированием массива квантовых точек Ge, служат следующие положения.

1. Появление пиков емкости на вольт-фарадных характеристиках сопровождается появлением линий фотолюминес-

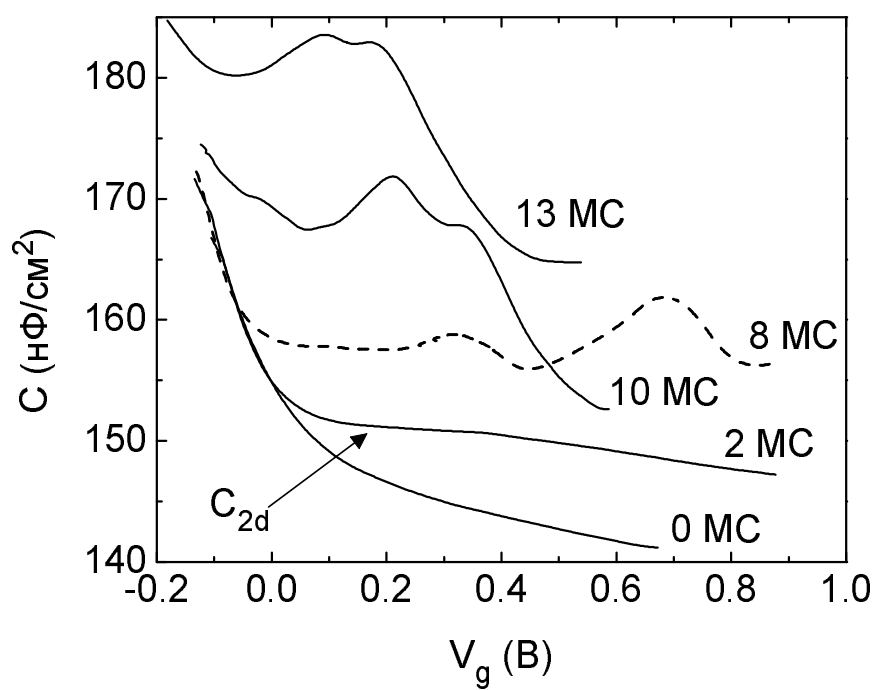


Рис. 2.4. Вольт-фарадные характеристики гетероструктур Ge/Si (001) с различной эффективной толщиной пленки Ge. Температура комнатная.

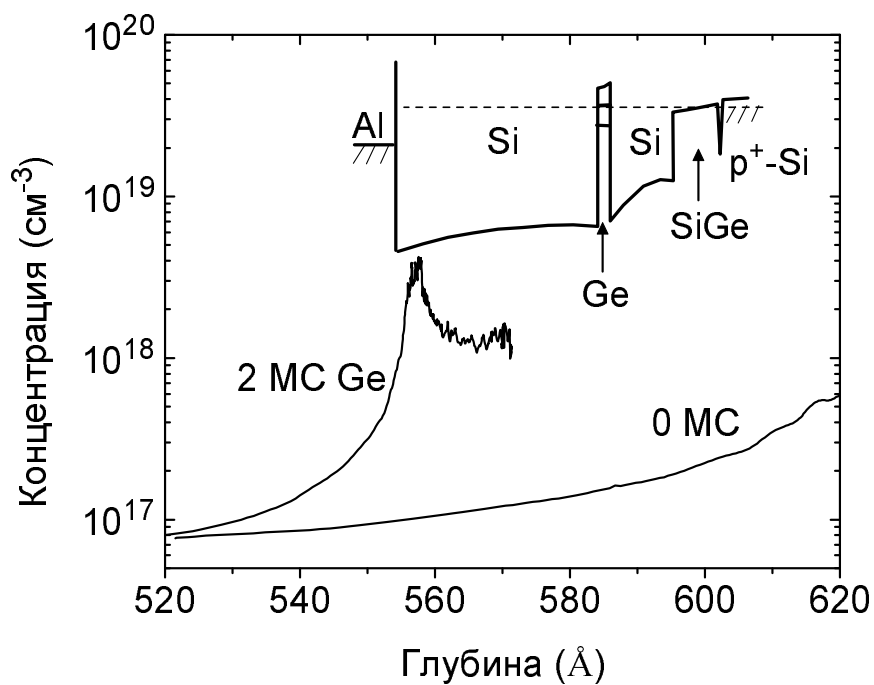


Рис. 2.5. Распределение концентрации дырок по глубине в Si диодах Шоттки без слоя Ge и с пленкой Ge толщиной 2 монослоя. На вставке приведен профиль валентной зоны при обратном смещении.

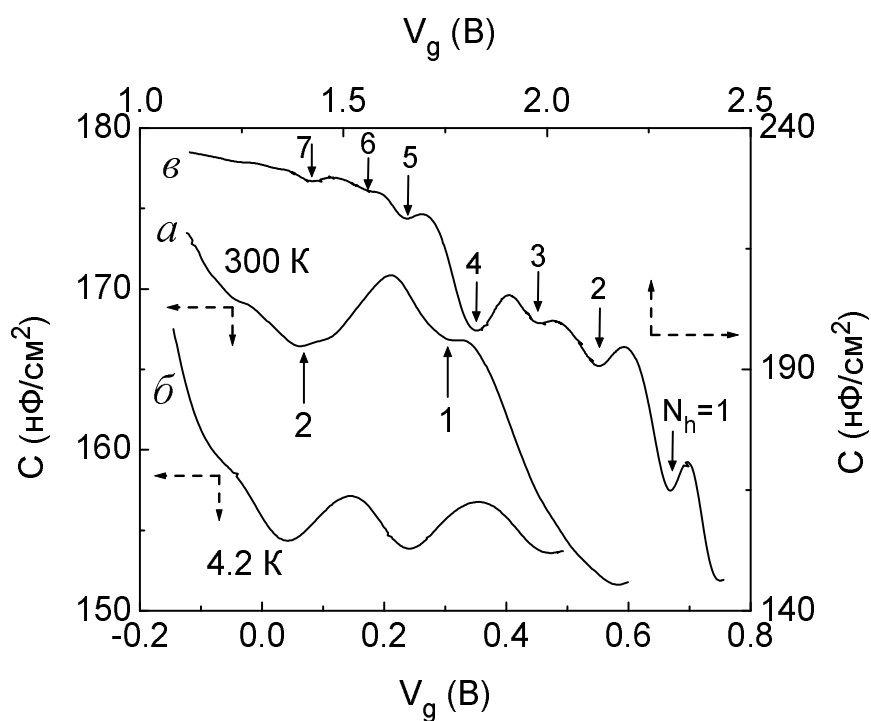


Рис. 2.6. Вольт-фарадные характеристики гетероструктур Ge/Si ($d_{eff} = 10$ нм) с содержанием примеси бора в эпитаксиальной пленке Si $N_B = 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (кривые а и б: а - $= 300$ К, б - $= 4.2$ К) и $N_B = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривая в, $= 300$ К). Стрелками показаны значения напряжения на затворе Шоттки, при которых происходит опустошение дырочных уровней в островках, цифрами - число дырок в островке.

ценции, связанных с образованием нанокластеров Ge (см. рис.1.16).

2. Расстояние между пиками емкости зависят от d_{eff} (от размера КТ и их плотности). А именно, с увеличением d_{eff} (с увеличением размеров нанокластеров Ge) зазор между пиками уменьшается, поскольку растет размер дырочного состояния ξ_{loc} и уменьшается энергия кулоновского взаимодействия двух дырок в КТ ($\propto 1/\xi_{loc}$). Аппроксимация формы линий функцией Гаусса после вычитания компоненты емкости, связанной с ОПЗ, позволяет найти ширину пиков δV_g и расстояние между ними ΔV_g . Результаты представлены в таблице 2.1. В качестве δV_g мы показали среднюю величину для двух линий.

3. Число наблюдаемых при обратном смещении пиков коррелирует с числом дырок N_h в каждой КТ. Потенциальная яма в валентной зоне Ge "поглощает" дырки из окружающего кремния. Величину N_h при нулевом смещении можно оценить, взяв отношение полного числа дырок в эпитаксиальном слое к полному числу КТ в образце¹: $N_h = pL_T/n_{QD}$. Здесь p - концентрация дырок в кремнии, L_T - толщина эпитаксиального слоя, n_{QD} - слоевая концентрация КТ. Для $p = 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L_T = 670 \text{ \AA}$, $n_{QD} = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ получаем $N_h \approx 1.5$. Эта оценка согласуется с наличием двух пиков на C-V характеристиках в области обратного смещения, поскольку именно при этой полярности зондируются заполненные дырками состояния. На рис.2.6 приведена вольт-фарадная кривая для образца с повышенным содержанием бора в эпитаксиальном слое Si ($p = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Видно, что при этом происходит пропорциональное увеличение числа заполненных дырками состояний в КТ до 6-7 штук на островок. Более сильное изменение емкости с V_g в этом случае по сравнению со слабо легированным образцом обусловлено изменением толщины

¹Это приближение справедливо, когда размер ОПЗ, возникшей вокруг островка, больше толщины эпитаксиального слоя. Простые оценки показывают, что в нашем случае это так.

Таблица 2.1. Расстояние между пиками емкости (ΔV_g), их ширина (δV_g) и площадь под ними (A/e) в структурах с разной эффективной толщиной слоя Ge.

d_{eff} (МС)	ΔV_g (мВ)	δV_g (мВ)	A/e (10^{11} см $^{-2}$)
8	342	80	6.8
10	142	60	5.4
13	126	56	4.8

ОПЗ в объеме эпитаксиальной пленки Si, тогда как в первом случае граница ОПЗ находится непосредственно вблизи подложки.

4. Площадь под двумя пиками емкости A на рис.2.4, деленная на заряд электрона, примерно равняется удвоенной слоевой концентрации островков (см. таблицу 2.1 и раздел 1.4.). Кроме всего прочего это обстоятельство означает снятие вырождения дискретного состояния в КТ, отвечающего за наличие двух емкостных пиков на рис.2.4.

Энергетическое расстояние между уровнями ΔE , соответствующим двум пикам емкости, находится из соотношения $\Delta E = e\Delta V_g b/L_T$ [197, 189], где b - расстояние между КТ и нижним электродом. Расчеты дают $\Delta E = 77 \pm 15$ мэВ (для 8 МС), 36 ± 6 мэВ (для 10 МС) и 32 ± 6 мэВ (для 13 МС) [198]. Величина $\Delta E = 36$ мэВ для образца с эффективной толщиной осажденного Ge 10 МС согласуется с энергией зарядки КТ в основном состоянии ($E_C^s = 36$ мэВ), найденной ранее в экспериментах с резонансным туннелированием. По этой причине расщепление пиков, так же как и в предыдущем разделе, было объяснено кулоновским взаимодействием.

Другое экспериментальное подтверждение кулоновской природы расщепления двух пиков было найдено в измерениях вольт-фарадных характеристик двухслойных структур [202]. Исследовались три типа образцов А, В и С (рис.2.7). Образцы типа А и В содержали по

одному одинаковому в обоих случаях слою КТ с той лишь разницей, что в структуре А расстояние от КТ до нижнего электрода (толщина туннельного барьера) была меньше, чем в образце В (7 нм и 12 нм соответственно). В образец С было введено два слоя островков Ge: первый (слой А) был помещен в положение, такое же как в образце А, второй слой КТ (слой В) находился в положении, аналогичном таковому в структуре В.

Вольт-фарадные характеристики трех образцов при $T = 4.2$ К показаны на рис.2.8. Емкость структуры В не имеет осциллирующей особенности, что обусловлено большим временем перезарядки островков (большая толщина туннельного барьера). В структурах А и С присутствуют оба пика емкости, соответствующие зарядке КТ в слое А, однако и ширина пиков и расстояние между ними в образце С больше, чем в А.

Проанализируем $C-V$ характеристику структуры С. Изменение энергии дырок из-за наличия туннелирования между слоями А и В можно оценить из соотношения

$$\Delta_T \approx (E_q/\pi) \exp[-R/\xi_{loc}],$$

где $E_q \approx 75$ мэВ - энергия размерного квантования, $R \approx 5$ нм - расстояние между слоями, $\xi_{loc} \sim 1.5$ нм - радиус локализации дырок в точках вдоль направления роста (в данном случае взят равным высоте КТ). Расчет дает $\Delta_T \approx 0.8$ мэВ. Распределение потенциала в ОПЗ кремния дается выражением

$$\psi(x) = \phi_B - (eN_B/\epsilon\epsilon_0)[w(V_g)x - x^2/2],$$

где ϕ_B есть высота барьера Шоттки, w - ширина ОПЗ, N_B - концентрация акцепторной примеси в Si (в данном случае это бор). В диапазоне напряжений от -0.05 В до 0.35 В, в котором наблюдаются емкостные пики, разность потенциалов между ямами А и В находится в интервале 9–25 мэВ. Эта величина меньше E_C^s и существенно

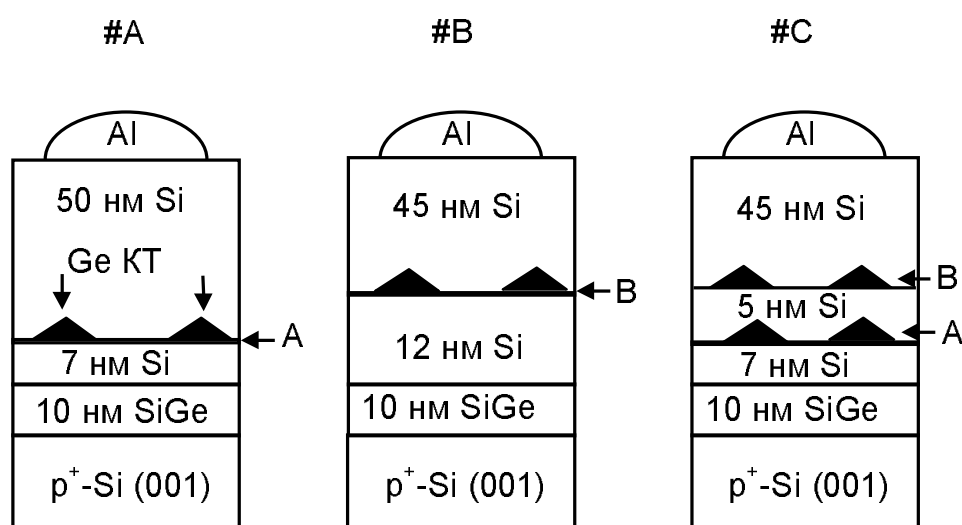


Рис. 2.7. Схематическая диаграмма трех типов структур, использованных для емкостной спектроскопии кулоновского взаимодействия. Образцы типа А и В содержали по одному одинаковому в обоих случаях слою КТ с той лишь разницей, что в структуре А расстояние от КТ до нижнего электрода (толщина туннельного барьера) была меньше, чем в образце В (7 нм и 12 нм соответственно). В образец С было введено два слоя островков Ge: первый (слой А) был помещен в положение, такое же как в образце А, второй слой КТ (слой В) находился в положении, аналогичном таковому в структуре В.

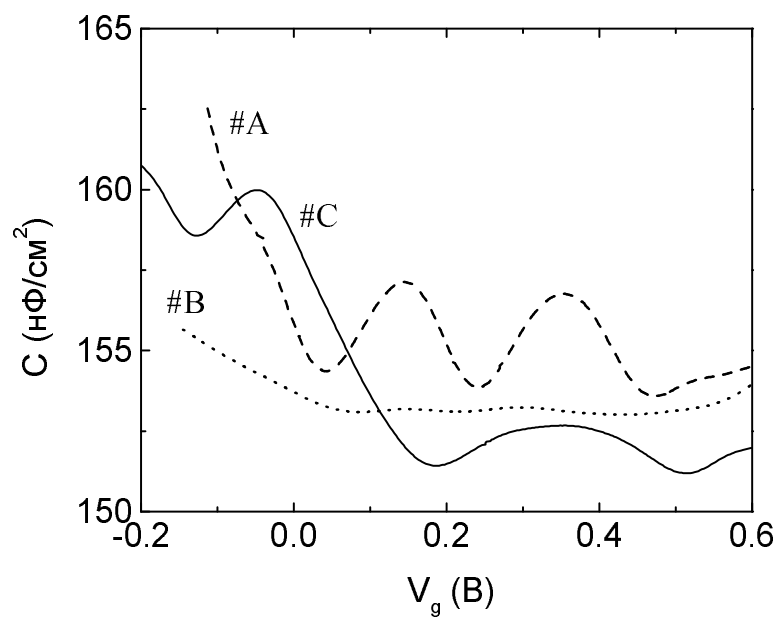


Рис. 2.8. Вольт-фарадные характеристики образцов А, В и С при $T = 4.2$ К. Образцы А и В содержат по одному слою КТ. Расстояние между подложкой и слоем КТ составляет 17 нм в структуре А и 22 нм в структуре В. В образце С присутствуют оба этих слоя.

превышает Δ_T . В таких условиях дырки локализованы в одной из ям А или В, а не "размазаны" между ними. При $V_g = 0.35$ В квантовые точки в слое А заселяются первой дыркой, и на $C-V$ характеристике наблюдается правый пик емкости. Расчеты показывают, что заполнение точек в слое В начинается при $V_g \approx 0.2$ В. Однако соответствующий максимум на вольт-фарадной кривой не виден из-за больших времен перезарядки КТ этого слоя (время перезарядки определяется длиной туннелирования в этот слой, а она велика). Второй пик при $V_g \approx -0.05$ В соответствует введению второй дырки в квантовые точки слоя А. Однако сейчас это требует дополнительной энергии, обусловленной кулоновским взаимодействием с зарядами, уже находящимися на островках слоя В.

Полученный результат свидетельствует о том, что действительно расщепление пиков обусловлено кулоновским взаимодействием. Отметим, что введение второго слоя на расстоянии, сравнимом с расстоянием между точками в одном слое, эквивалентно увеличению плотности КТ примерно на 100%. Поэтому добавка к энергии взаимодействия $\approx 50\%$ от E_C^s (т.е. ≈ 18 мэВ) для одного слоя КТ определяет вклад от взаимодействия между точками.

Через год после выхода нашей работы [202], в которой были описаны приведенные выше результаты, Мецнером с соавторами были опубликованы результаты моделирования вольт-фарадных характеристик структур, содержащих плотный массив КТ [78]. Основным результатом работы [78] заключается в том, что "включение" кулоновского взаимодействия между точками должно приводить к уширению пиков емкости вследствие наличия случайного кулоновского потенциала заряженных КТ и их сдвигу в сторону бóльших энергий. Видно, что обе этих черты наблюдаются в нашем эксперименте с двуслойными структурами. Это является дополнительным свидетельством о проявлении эффектов взаимодействия между точками в плотных

ансамблях КТ Ge/Si.

2.3. Инжекционные токи в многослойных структурах с квантовыми точками

Известно, что инжекционные токи могут служить отличным ”зондом” при исследовании локальных уровней в запрещенной зоне изоляторов [203]. Для успешной реализации этого типа спектроскопии необходимо, чтобы концентрация инжектированных из контакта неравновесных носителей была больше концентрации тех носителей, которые освобождаются термически. Возможным источником последних могут быть, например, мелкие примеси. Если в структуре есть первоначально пустые уровни прилипания, то они могут захватывать инжектированные носители, не допуская их перемещения внешним полем и ограничивая тем самым инжекционный ток. Изучение вольт-амперных характеристик в режиме тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ), и позволяет получить информацию о концентрации локализованных состояний и их энергетическом положении.

Характерной чертой ТОПЗ является квадратичная зависимость плотности тока от напряжения:

$$J = \theta \frac{9\epsilon\epsilon_0\mu}{8L^3} V^2, \quad (2.1)$$

где μ - дрейфовая подвижность соответствующих носителей, L - расстояние между катодом и анодом. Параметр θ характеризует отношение концентраций инжектированных носителей и захваченных на ловушки и определяется выражением [203]

$$\theta = \frac{N_v L}{gn_t} \exp(-E_i/kT), \quad (2.2)$$

где N_v - эффективная плотность состояний в валентной зоне или в

зоне проводимости, g - фактор вырождения локального уровня, n_t - концентрация ловушек, E_i - глубина залегания уровня.

Измерения ТОПЗ проводились нами в вертикальных структурах, состоящих из восьми слоев Ge КТ ($d_{eff} = 10$ нм), разделенных прослойками Si толщиной $L_p = 110$ нм. Под каждым германиевым слоем на расстояние 10 нм от него проводилось δ -легирование кремния бором. Слоевая концентрация в δ -слое составляла $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что соответствовало полному заполнению основного состояния в КТ (две дырки на островок) после перехода дырок с примесей на более глубокие состояния КТ. Верхним и нижним электрическими контактами служили сильнолегированные слои p^+ -Si (концентрация бора $\approx 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Площадь мезоструктур составляла $1.5 \times 1.5 \text{ мм}^2$, глубина порядка 5 мкм.

Типичная величина дифференциального сопротивления структур при комнатной температуре и нулевом смещении составляла ~ 4 кОм, что соответствует эффективному удельному "сопротивлению" $\sim 10^6$ Ом·см, сравнимому по величине с удельным сопротивлением нелегированного кремния. Это означает, что, во-первых, существует значительный ($\gg kT$) изгиб зон в окрестности слоев с КТ вследствие формирования ОПЗ и, во-вторых, все собственные носители локализованы в глубоких состояниях КТ, практически не принимая участия в переносе заряда. (Измерение температурной зависимости тока через структуру при напряжении 0.06 В дает энергию залегания уровня дырки в основном состоянии $E_i^s \approx 400$ мэВ (см. вставку к рис.2.9)). В этих условиях при соответствующих напряжениях доминирующим механизмом проводимости в поперечном направлении является инжекция дырок из контакта.² Измеренная емкость структуры имеет величину $6.7 \times 10^{-8} \text{ Ф/см}^2$. Таким образом, приложив напряжение к образцу порядка 1 В, можно инжектировать заряд в структуру плот-

²Отметим, что вдоль каждого массива КТ возможен прыжковый транспорт дырок. Его исследованию посвящен раздел 5.

ностью $\sim 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, превышающей слоевую концентрацию точек $n_{\text{QD}} = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Поэтому захват инжектированных дырок на состояния в островках Ge может существенно влиять на ВАХ.

Экспериментальная вольт-амперная характеристика при $T = 300 \text{ К}$ приведена на рис.2.9. В области малых напряжений ($V < 0.1 \text{ В}$) наблюдается омическое поведение, означающее низкий уровень инжекции. При $V > 0.1 \text{ В}$ возникает заметное отклонение от закона Ома, и зависимость тока от напряжения становится квадратичной в соответствии с выражением (2.1). Инжектированные дырки захватываются на пустые уровни возбужденного состояния в КТ. Из угла наклона ВАХ находим $\theta = 10^{-3}$. Тогда для $g = 4$, $L \approx 1 \text{ мкм}$, $\mu = 150 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n_t = n_{\text{QD}}/L_p = 2.7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ получаем энергию залегания уровня дырки в возбужденном состоянии $E_i^p \approx 290 \text{ мэВ}$. На вставке к рис.2.9 показана температурная зависимость тока в режиме ограничения пространственным зарядом (напряжение 0.35 В). Энергия активации в данном случае обусловлена термической эмиссией дырок, захваченных на возбужденный уровень, и равна 302 мэВ , что согласуется с результатами анализа ВАХ. Разность энергий активации при малом и большом напряжении $E_{sp} \approx 100 \text{ мэВ}$ дает энергию, необходимую для помещения дырки в возбужденное состояние при условии, что основное состояние уже занято двумя дырками.

2.4. Проводимость на переменном токе и динамика перезарядки квантовых точек

Дополнительная информация о структуре энергетического спектра КТ Ge и временах эмиссии дырок из КТ в валентную зону может быть получена из измерений комплексной проводимости (адмиттанса) барьеров Шоттки с захороненным слоями КТ. Для гете-

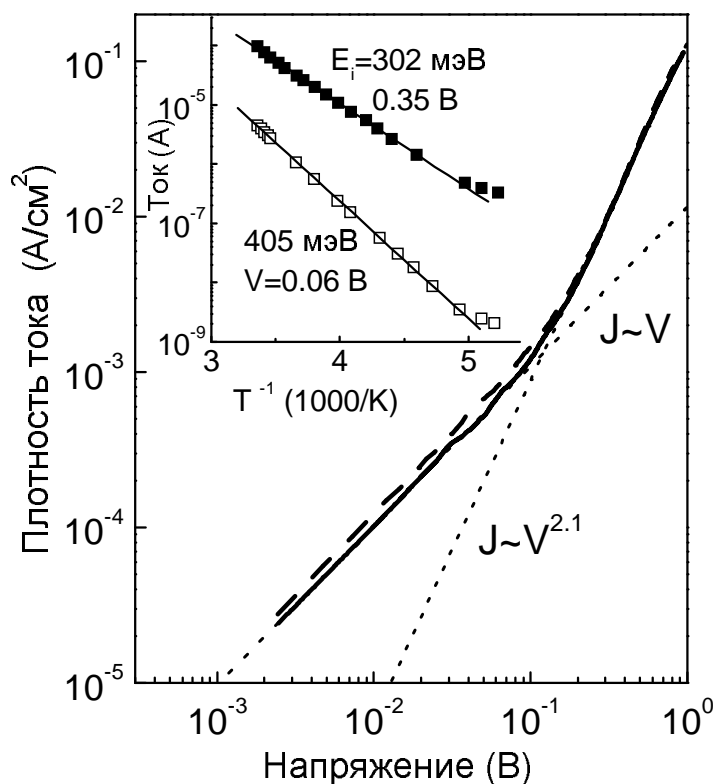


Рис. 2.9. Вольт-амперная характеристика кремниевой структуры, содержащей 8 слоев квантовых точек (10 МС Ge в каждом слое). Расстояние между слоями 110 нм. Основное состояние в островках каждого массива заполнялось дырками путем дельта-легирования кремния бором на расстоянии 10 нм под каждым слоем КТ. Штриховая и сплошная линии соответствуют различной полярности напряжения. На вставке показана температурная зависимость тока при напряжениях 0.06 В (в омическом режиме) и 0.35 В (в режиме ТОПЗ). Энергии активации дают значения энергии залегания уровней в КТ.

роструктур Ge/Si такие эксперименты были выполнены нами [204], китайскими [205] и немецкими учеными [206, 207]. Этот же тип спектроскопии успешно применялся при исследовании квантовых точек InP/GaInP [208], InAs/GaAs [209, 210, 211] и InAs/InP [212]. Теоретические основы спектроскопии объемного заряда в структурах с квантовыми точками (space-charge spectroscopy) изложены в работе [212].

Поперечный разрез диода с КТ, профиль валентной зоны и эквивалентная схема, моделирующая отклик структуры на переменное напряжение, приведены на рис.2.10. Здесь C_D - емкость ОПЗ кремния, C_{QD} - емкость зарядки КТ, R_{QD} - сопротивление, связанное с активной проводимостью, обеспечиваемой выбросом дырок из КТ в валентную зону. Отклик от КТ в данном случае представляется как отклик от конденсатора с потерями [208] и характеризуется постоянной времени $\tau = R_{QD}C_{QD}$. При увеличении обратного смещения, приложенного к диоду, обедненная область проникает вглубь Si, приводя к опустошению дырочных уровней в КТ.

Пусть смещение таково, что энергетический уровень в КТ совпадет с уровнем Ферми в нижнем контакте p⁺-Si. Тогда переменная составляющая приложенного к образцу напряжения (V_{AC}) должна стимулировать эмиссию дырок в валентную зону и захват их обратно на связанные состояния в КТ (рис.2.10), приводя к появлению проводимости на переменном токе. Если частота изменения напряжения ($\omega = 2\pi f$) достаточно велика ($\omega\tau \gg 1$), то заселенность уровней не успевает отслеживать изменение напряжения, и КТ не вносят вклада в измеряемую емкость (C_{eff}) и проводимость (G_{eff}) структуры. В обратном случае ($\omega\tau \ll 1$) эффективная емкость содержит вклад от дырок, аккумулированных в слое островков, и не зависит от частоты. Поскольку этот вклад имеет чисто электростатический характер, низкочастотная проводимость на переменном токе мала.

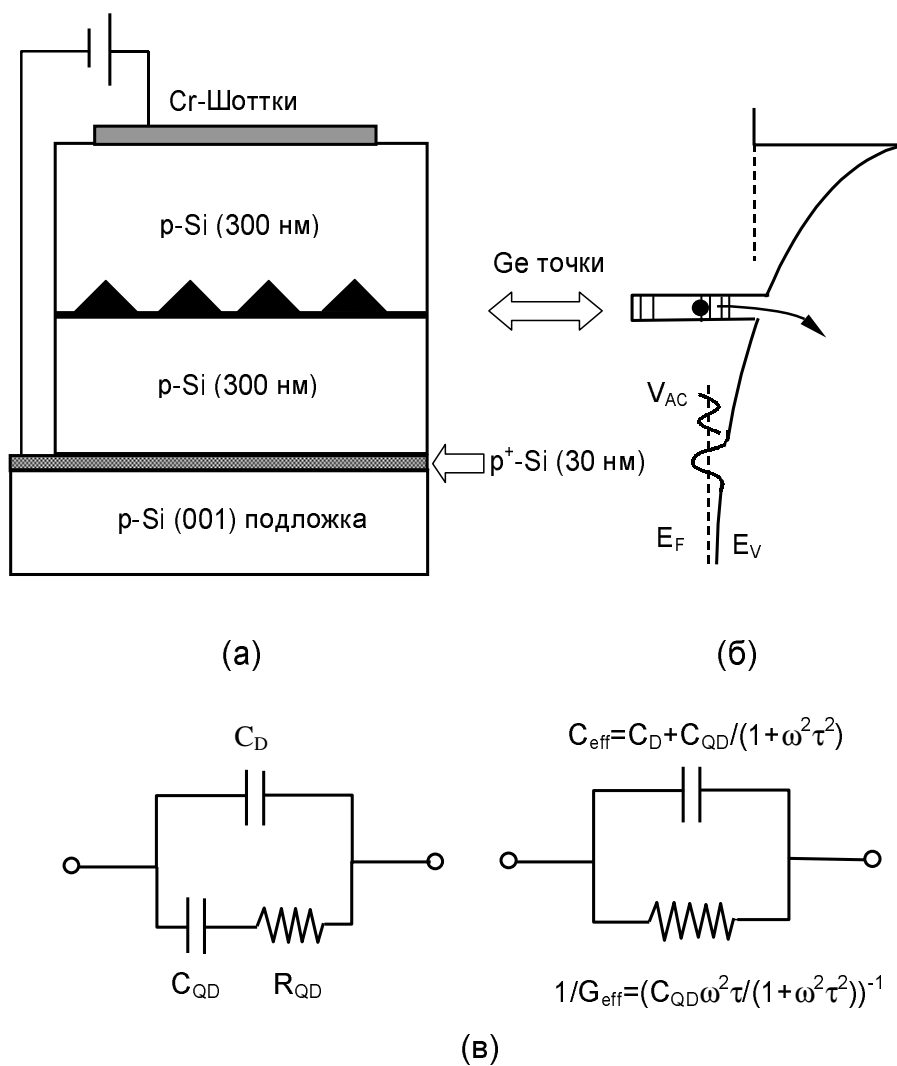


Рис. 2.10. Схематичное изображение диода Шоттки с квантовыми точками, профиля валентной зоны при обратном смещении и эквивалентной схемы, описывающей отклик диода на переменное напряжение.

Очевидно, что когда эффективная скорость эмиссии дырки (τ_i^{-1}) с i -го уровня квантовых точек в делокализованные состояния валентной зоны совпадает с частотой переменного напряжения V_{AC} ($2\pi f_{max}\tau_i = 1$), проводимость должна иметь максимум. Таким образом зависимость проводимости от частоты позволяет определить соответствующие времена эмиссии τ_i . В свою очередь, скорость эмиссии является экспоненциальной функцией температуры [205]

$$1/\tau_i = Z\sigma_i T^2 \exp(-E_i/kT), \quad (2.3)$$

где

$$Z = 2 \left(\frac{2\pi m^* k}{h} \right)^{3/2} \left(\frac{8k}{\pi m^*} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

– параметр, не зависящий от температуры, σ_i – сечение захвата дырок на связанные состояния в КТ при $T \rightarrow \infty$, E_i – глубина залегания уровня энергии в КТ относительно края валентной зоны Si. Анализ температурной зависимости τ_i с помощью соотношений (2.3) и (2.4) дает возможность найти энергии дырок E_i и сечения их захвата σ_i .

На рис.2.11 показаны зависимости активной части адмиттанса (проводимости потерь), нормированной на частоту переменного сигнала, от напряжения смещения для структуры с КТ (образец с эффективной толщиной Ge 10 МС) и структуры, содержащей только сплошной слой (6 МС Ge³). В последнем случае наблюдаются два пика при 0.1 В и 0.6 В. Амплитуда этих пиков не зависит от частоты в диапазоне 10–100 кГц (рис.2.12). По-видимому, эти пики связаны с перезарядкой двумерных состояний сплошного слоя Ge. В образце с КТ наблюдаются четыре дополнительных пика. Пунктирные линии на рис.2.11 показывают результат разложения экспериментального спектра на 6 гауссиан. Две из них находятся в тех же позициях, что и максимумы проводимости образца с 6 МС Ge. Однако вклад от этих

³На самом деле при $d_{eff} = 6$ МС германиевая пленка уже начинает перестраиваться с образованием островков. Однако они еще очень малы, и дырочные состояния в них перекрываются с двумерными состояниями подстилающего слоя

линий не велик, так что конечный результат разложения практически не зависит от того, на сколько линий (на 6 или на 4) разлагается экспериментальный спектр проводимости образца с КТ.

Наиболее отчетливо присутствие всех 6 линий наблюдается в спектре производной проводимости dG/dV_g , измеренной на удвоенной частоте и приведенной на рис.2.11(б). Четыре дополнительных максимума в структуре с КТ, обозначенные на рис.2.11 как QD3, QD4, QD5 и QD6, были приписаны перезарядке четырехкратно вырожденного первого возбужденного состояния в нанокристаллах Ge [204].

Частотная зависимость амплитуды пиков проводимости для температуры $T = 90$ К показана на рис.2.12. Сплошными линиями приведены результаты аппроксимации экспериментальных данных функцией $G_{eff}(\omega)/\omega = C_{QD}\omega\tau/(1+\omega^2\tau^2)$, описывающей отклик эквивалентной схемы (рис.2.10) [208] и позволяющей найти соответствующие времена эмиссии при данной температуре: $\tau_3 = 0.29 \pm 0.01$ мкс, $\tau_4 = 0.39 \pm 0.1$ мкс, $\tau_5 = 3.0 \pm 0.1$ мкс и $\tau_6 = 5.1 \pm 0.1$ мкс. Вольт-фарадные характеристики того же образца при той же температуре приведены на рис.2.13. Из-за дополнительного вклада обедненного слоя емкостные измерения менее чувствительны, чем измерения проводимости. Поэтому отклик более мелких состояний в КТ QD5 и QD6 при $V_g \approx 1.3$ В сливается на C-V кривых в одну широкую линию. При этом величина емкости $C_D \simeq 130$ пФ при $V_g = 1.3$ В соответствует ширине области обеднения 0.3 мкм. Это с хорошей точностью равняется глубине залегания слоя квантовых точек (см. рис.2.10). Аппроксимация частотной зависимости емкости при $V_g = 1.3$ В выражением $C_{eff} = C_D + C_{QD}/(1 + \omega^2\tau^2)$ (см. вставку к рис.2.13) дает $\tau \approx 4$ мкс, что согласуется с результатом анализа $G(\omega)$.

Температурные зависимости времен эмиссии показаны на рис.2.14. Анализ данных с помощью выражений (2.3) и (2.4) позволил опре-

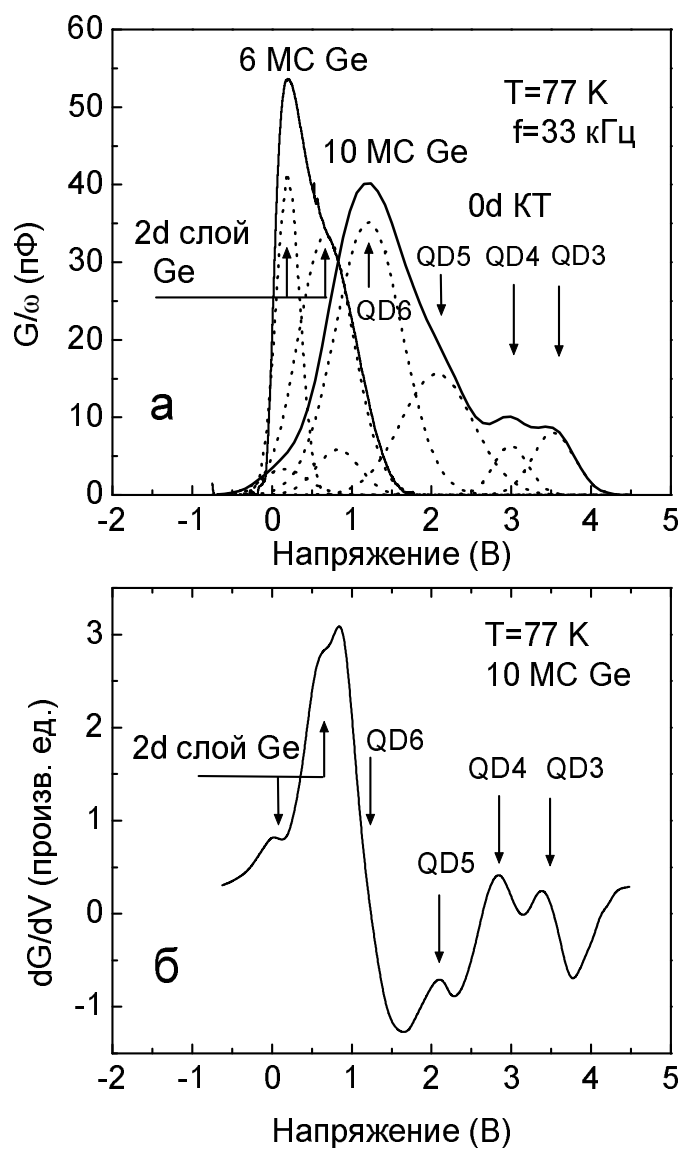


Рис. 2.11. Проводимость на переменном токе двух диодов Шоттки, содержащих 6 и 10 монослоев Ge. Пунктирные линии представляют результат разложения экспериментального спектра на гауссианы. Символами QD3, QD4, QD5 и QD6 обозначен отклик от дискретных состояний в КТ. В нижней части рисунка приведена производная dG/dV_g .

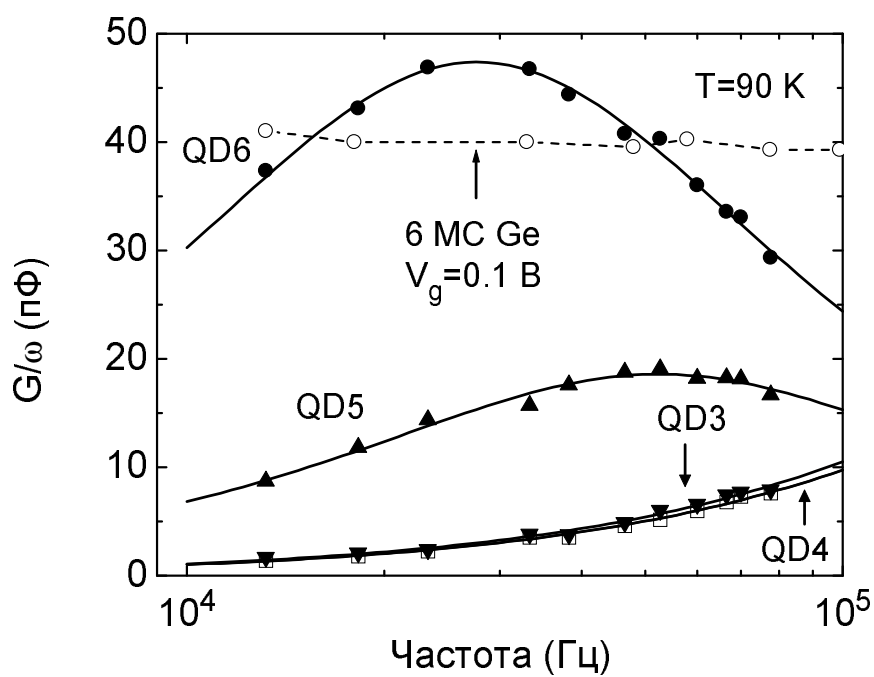


Рис. 2.12. Частотная зависимость нормированной на частоту проводимости (символы). Сплошные линии - результат аппроксимации выражением $G_{eff}(\omega)/\omega = C_{QD}\omega\tau/(1 + \omega^2\tau^2)$.

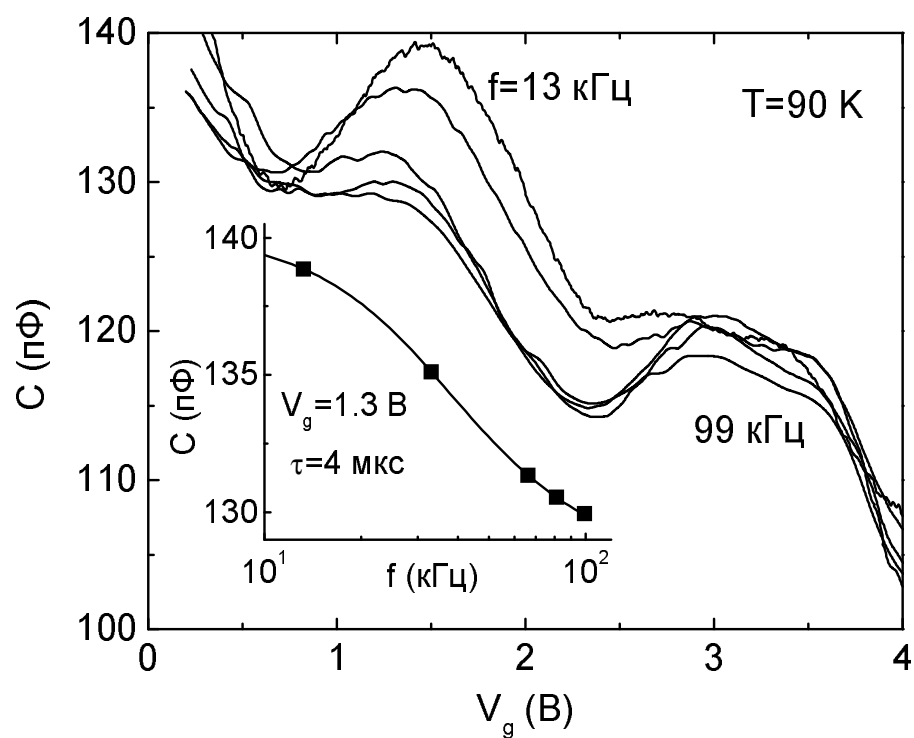


Рис. 2.13. Вольт-фарадные характеристики диода Шоттки, показанного на рис.2.10. На вставке приведена частотная зависимость емкости при напряжении 1.3 В.

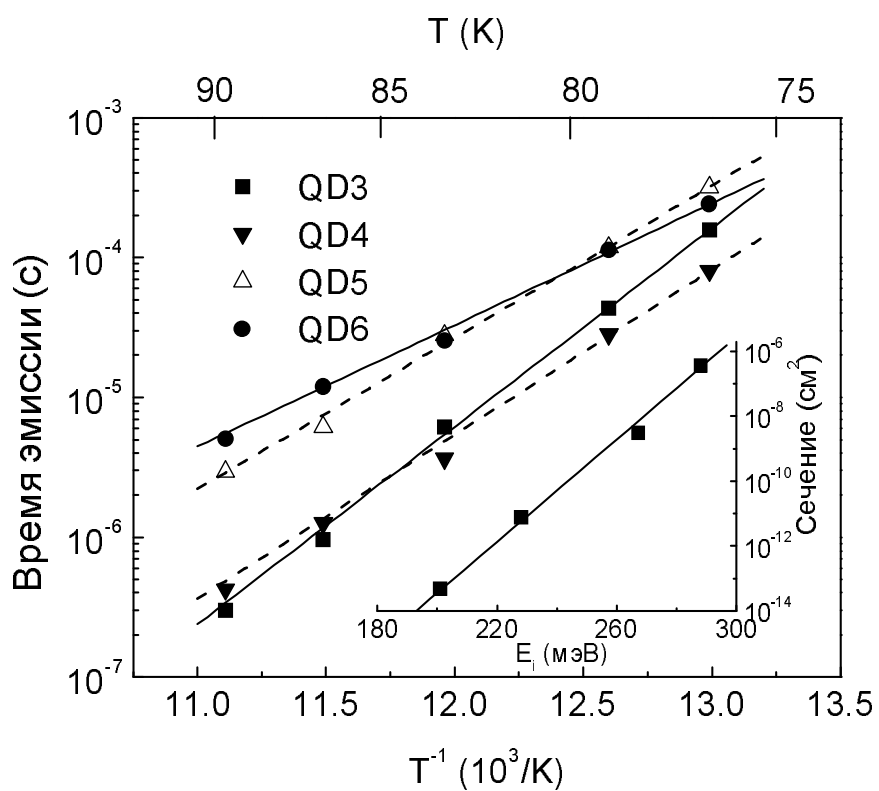


Рис. 2.14. Температурная зависимость времени эмиссии дырок с возбужденного состояния в квантовых точках.

делить энергии уровней дырок в КТ $E_3 = 288 \pm 10$ мэВ, $E_4 = 267 \pm 12$ мэВ, $E_5 = 228 \pm 7$ мэВ, $E_6 = 201 \pm 7$ мэВ, а также сечения захвата дырок (σ_i меняется от $(5 \pm 1) \times 10^{-14}$ см² для уровня E_6 до $(7 \pm 2) \times 10^{-12}$ см² для уровня E_5). Величина E_3 согласуется со значением энергии однократно заполненного первого возбужденного состояния в КТ $E_i^p \approx 290$ мэВ (см. 2.3.), а среднее расстояние между уровнями $\Delta E = 29 \pm 16$ мэВ находится в той же области, что и энергия взаимодействия дырок (~ 20 мэВ для возбужденного состояния), полученная в экспериментах по резонансному туннелированию (см. 2.1.).

Выводы к Главе 2

1. Показано, что организация пленки Ge в массив островков в процессе гетероэпитаксии из молекулярных пучков при эффективной толщине Ge 8–13 монослоев сопровождается появлением в системе дискретного спектра дырок с зазорами между энергетическими уровнями 30–80 мэВ.
2. Основными факторами, определяющими спектр дырочных состояний в массивах нанокластерах Ge, служат размерное квантование движения дырок в нанокластерах и кулоновское взаимодействие дырок. Вследствие различных размеров волновых функций дырок на разных оболочках, энергия взаимодействия зависит от числа носителей в точке.
3. Определены характерные энергии связанных состояний дырок и времена эмиссии дырок из КТ Ge в валентную зону.

Глава 3

Экситонное поглощение света и межзонная фотопроводимость

3.1. Экситоны в квантовых точках

При поглощении света в кристаллах кулоновское притяжение электрона и дырки может привести к образованию возбужденного состояния, в котором электрон и дырка формируют связанный комплекс, называемый *экситоном* (рис.3.1). В трехмерных системах экситон может двигаться по кристаллу, а может быть локализован вблизи примесей или дефектов.

На ранних этапах развития исследований квантовых точек электроны и дырки в точках рассматривались как независимые частицы. Такое приближение было оправдано для больших КТ, в которых размер точки L намного превышал боровский радиус экситона в идеальном бесконечном кристалле a_B . По мере развития технологии и уменьшения размеров КТ появились объекты, в которых выполняется обратное соотношение $L < a_B$. В этом случае рассмотрение спектра возбуждений требует учета кулоновского взаимодействия между частицами. Корреляции в движении электрона и дырки в КТ, а также то обстоятельство, что при поглощении фотона всегда одновременно рождаются электрон и дырка, делают обоснованным исполь-

зование для обозначения элементарного возбуждения КТ термина "экситон" (см. обзоры [213, 214]). Очевидно, однако, что свойства такого экситона должны существенно отличаться от свойств водородоподобного экситона в объемном кристалле. Например, экситон в КТ всегда является локализованным в пространстве (рис.3.1). Второе отличие заключается в том, что поскольку волновые функции взаимодействующих электрона и дырки перекрываются больше, то энергия связи экситона в КТ увеличивается по сравнению с системами бóльшей размерности. В результате, в КТ даже при комнатной температуре экситонная линия поглощения света остается вполне разрешима при измерениях.

При образовании гетеросистемы относительное расположение энергетических зон по обе стороны от гетерограницы определяется структурой и составом входящих полупроводниковых материалов. 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 (рис.3.1). Больше всего исследованы экситоны именно в этом типе квантовых точек. Наиболее яркими проявлениями особенностей экситонов в КТ по сравнению с другими системами можно считать формирование слабо взаимодействующих многоэкситонных комплексов вследствие симметрии кулоновского взаимодействия между разно- и одноименно заряженными частицами в составе экситонов [31, 32, 33, 34, 35], длинноволновый сдвиг линии экситонного поглощения при формировании многозарядных экситонных комплексов [104, 215, 216].

Напряженные слои Ge/Si(001) представляют собой гетероструктуры 2-го типа [217, 218, 219]. Характерные черты этого класса систем определяются взаимным расположением краев зон исходных полупроводников на гетерогранице (рис.3.1). Зона проводимости од-

ного из материалов (Si) здесь близка к валентной зоне другого (Ge), что вызывает пространственное разделение носителей. В данном случае дырки локализуются в квантовых точках Ge, тогда как для электронов в Ge имеется потенциальный барьер. Однако положительный заряд дырок может приводить к появлению потенциальной ямы и для электронов в кремнии вблизи гетероперехода (рис.3.2). Таким образом, фундаментальной особенностью КТ 2-го типа является пространственное разделение электрона и дырки (рис.3.1): дырка сосредоточена в островке Ge, а электрон движется в самосогласованном потенциале в кремнии вблизи нее. В литературе экситон с пространственно разделенными компонентами получил название "пространственно непрямого экситона" [220, 221, 222, 223, 224, 225, 226, 227]. В дальнейшем, термин "непрямой экситон" мы будем употреблять именно в этом смысле, хотя оговоримся сразу, что традиционно под непрямым экситоном понимают экситон, у которого электрон и дырка находятся в разных точках k -пространства. В настоящее время свойства пространственно непрямых экситонов в КТ изучены достаточно слабо, что открывает новые возможности как в фундаментальных исследованиях, так и для приборных применений, реализация которых на гетероструктурах 1-го типа невозможна [1]. Практически все исследования сводились к расчетам и измерениям энергии связи экситона и силы осциллятора экситонного перехода в гетеросистеме GaSb/GaAs [226, 225, 227]. К моменту начала выполнения наших работ ничего не было известно о спектре, эффектах взаимодействия и электронной конфигурации экситонов и многочастичных экситонных комплексов в квантовых точках Ge/Si. Несмотря на то, что образование непрямого в пространстве экситона сопровождается туннельным перебросом электрона из одного полупроводника в другой, теоретически предсказывалась возможность достижения достаточно большой (~ 1) силы осциллятора и боль-

шой энергии связи экситона для КТ 2-го типа малого размера [223]. Волновая функция носителя, локализованного в точке, ”выдавливается” из объема точки при уменьшении ее размера, также как и при уменьшении барьера. Это обеспечивает увеличение перекрытия волновых функций электрона и дырки и приводит к усилению корреляции в их движении. Согласно расчетам [223], сильный рост фактора перекрытия начинается, когда отношение размера КТ к боровскому радиусу дырки становится меньше 4. При увеличении размера КТ фактор перекрытия уменьшается. Вывод о достижении заметной величины силы осциллятора в КТ 2-го типа был также сделан в результате анализа кинетики спада фотолюминесценции в массиве пирамидальных КТ GaSb/GaAs [226].

3.2. Модуляция заполнения уровней в квантовых точках

Для исследования особенностей экситонов в КТ Ge/Si и изучения влияния зарядового состояния КТ на межзонные оптические переходы мы использовали метод модуляции электронного заполнения, основанный на принципе Паули [228, 229]. Ранее этот тип спектроскопии был успешно применен при исследовании фотолюминесценции [230] и электроотражения [231] в массивах КТ на основе гетеросистем InAs/GaAs и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Для реализации метода слой островков Ge был введен в базу кремниевого $n^+p\text{-}p^+$ диода. В такой структуре заполнение дырочных уровней в КТ контролируется приложением к диоду внешнего смещения (рис.3.2). Если уровень в валентной зоне Ge заполнен дырками, то переход в зону проводимости с этого уровня блокирован; если же смещение таково, что КТ нейтральна (т.е. в ней нет дырок), то возможно поглощение фотона валентным электроном с образованием пространственно непрямого

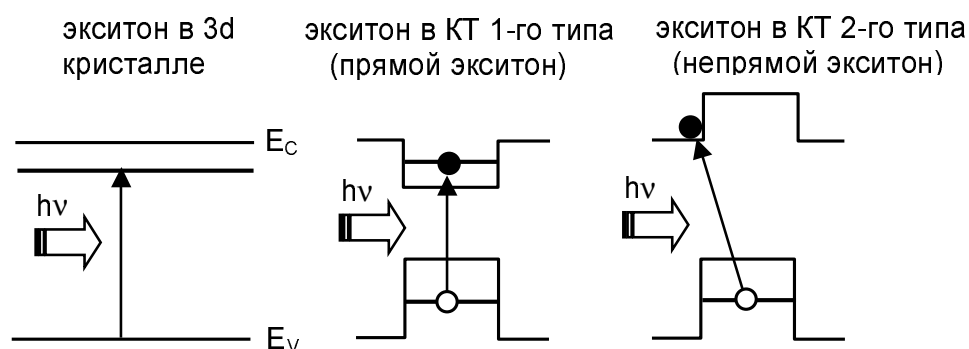


Рис. 3.1. Возникновение экситонов в объемном кристалле и в квантовых точках 1-го и 2-го типов. При освещении структуры светом всегда возникает пара электрон–дырка. Энергия электрона в этом случае отличается от энергии электрона в КТ, не содержащей дырки, на величину энергии взаимодействия электрона с дыркой. Это обстоятельство делает обоснованным использование термина ”экситон” при описании возбуждений электрон–дырочных пар в квантовых точках. В КТ 1-го типа электрон и дырка находятся в одном и том же полупроводнике (пространственно прямой экситон). В КТ 2-го типа электрон и дырка разделены в пространстве, формируя пространственно непрямой экситон.

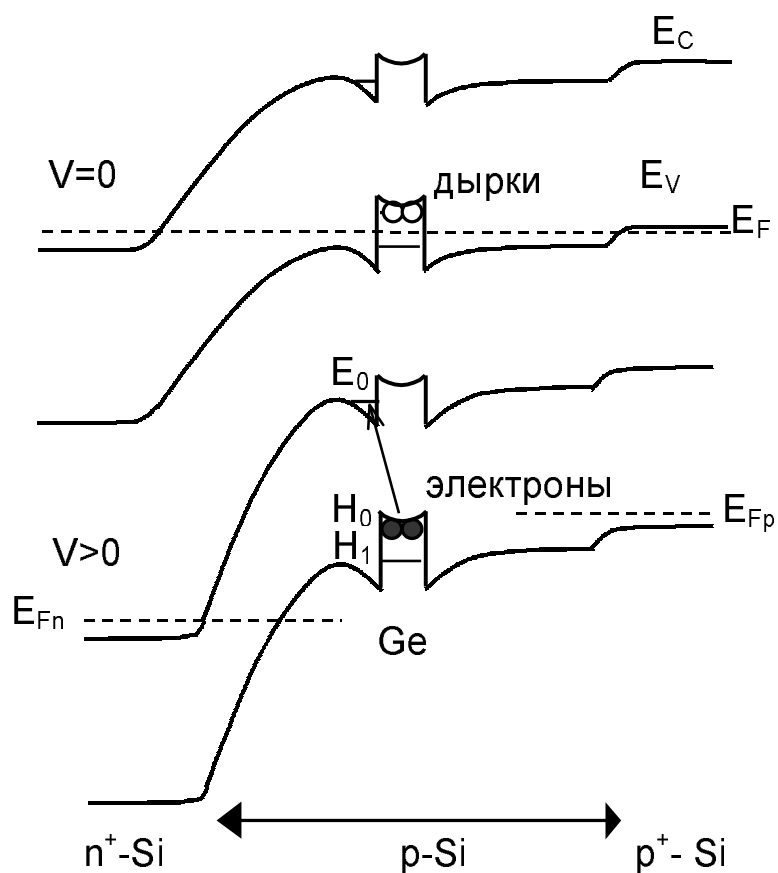


Рис. 3.2. Схематичное изображение зонной диаграммы p^+-p-n^+ Si диода с квантовыми точками Ge при нулевом и обратном смещениях. Стрелкой показан оптический переход, сопровождающийся появлением основного состояния непрямого экситона.

экситона. Модулируя во времени напряжение смещения (а значит и заполнение КТ дырками) и измеряя на частоте модуляции прохождение ИК-фотонов через структуру, можно получить спектр поглощения, непосредственно связанный с КТ. Проведение измерений при различных амплитудах смещения позволяет анализировать влияние зарядового состояния островков на соответствующие энергии переходов. Достоинством этого метода является его нечувствительность к отклику от немодулированной части системы (поглощение в подложке, в атмосфере и т.п.).

Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si с ориентацией (001) и удельным сопротивлением 4.5 Ом·см. Температура роста слоев Si составляла соответственно 800 °C и 500 °C до и после осаждения слоя Ge. Скорости роста поддерживались на уровне 0.3 нм/с для Si и 0.03 нм/с для Ge. Слой островков Ge с эффективной толщиной 10 монослоев вводился в середину слоя p-Si толщиной 1 мкм при температуре 300 °C (концентрация бора в кремнии составляла $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Захороненный нижний контакт создавался путем осаждения 50 нм p⁺-Si ($2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ В), рост завершался формированием n⁺-p перехода с помощью осаждения 50 нм n⁺-Si (Sb, $n = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

Измерения ИК поглощения проводились в условиях нормального падения света, при которых возбуждаются только переходы, поляризованные в плоскости образцов. Температура измерений комнатная. Прошедшее через образец излучение фиксировалось Ge фотодетектором. Разрешение по энергии при снятии спектров составляло 1–3 мэВ. Модуляция заполнения квантовых точек дырками осуществлялась прямоугольными импульсами обратного смещения с частотой 700 Гц.

Для установления необходимой амплитуды импульсов и ее связи с зарядовым состоянием КТ была измерена вольт-фарадная ха-

рактеристика структуры. Результат, полученный на частоте 100 кГц, представлен на рис.3.3(а). При нулевом смещении островки Ge содержат дырки, захваченные с акцепторов в Si, и заряжены положительно. Область пространственного заряда (ОПЗ) находится в р-Si выше слоя Ge. Вблизи $V_g \simeq 0.5$ В край ОПЗ достигает массива КТ, и дырки начинают освобождать уровни в островках. При этом емкость структуры C практически не зависит от напряжения V_g и определяется глубиной залегания слоя КТ в структуре. Используя приближенное соотношение $x \approx \epsilon\epsilon_0/C$, можно найти глубину залегания массива точек x . Для $C \simeq 20$ нФ/см² получаем $x = 0.5$ мкм, что согласуется с величиной, заложенной при росте структур. При напряжении > 8.5 В дырки полностью уходят из КТ (последним опустошается основное состояние), точки становятся нейтральными, и емкость структуры начинает опять уменьшаться вследствие распространения ОПЗ вглубь кремния. Отметим наличие слабо выраженного пика емкости в области $V_g = 6-8$ В, что является характерным признаком δ -образного спектра состояний в островках. В дальнейшем, исследования дифференциального поглощения в КТ проводилось в условиях модуляции заполнения обратным смещением, меняющимся от нуля до $V_g = 2-10$ В¹.

К сожалению, в отличие от систем большей размерности наличие отрицательной дифференциальной емкости в структурах с КТ препятствует простому, но точному определению концентрации носителей в точках n . Однако для оценки мы можем воспользоваться приближенным соотношением $n = C\Delta V_g/q$, где C – емкость в области ”полочки” на CV характеристике, ΔV_g – интервал напряжений, в котором происходит зарядка или разрядка точек дырками, q – элементарный заряд. Для $C \simeq 20$ нФ/см² и $\Delta V_g = 8$ В получаем разумную величину $n \approx 10^{12}$ см⁻², что соответствует перезарядке

¹При напряжениях больше 10 В возникающие токи утечки через диод препятствовали измерениям.

каждого островка Ge примерно тремя дырками. Ниже из анализа интегральной интенсивности экситонного поглощения для интервала напряжений от 2 до 8.5 В будет получена близкая величина (~ 2). Это обстоятельство является веским аргументом в пользу того, что наблюдаемые ниже полосы поглощения связаны действительно с КТ, а не проявлением каких-либо глубоких центров.

3.3. Спектры экситонного поглощения света при различном смещении

На рис.3.4 приведены спектры поглощения, полученные при различных амплитудах модулирующего заполнения смещения. В области энергий 650–850 мэВ, меньших края собственного поглощения в Si (~ 1.12 эВ), наблюдается полоса поглощения шириной ~ 70 мэВ. Заметим, что в этой же области энергий (~ 770 мэВ) и с такой же шириной находится пик фотолюминесценции, отвечающий экситонному переходу в КТ Ge/Si(001) (см. раздел 1.8. и работу [151]). Анализ формы максимума поглощения показал, что он хорошо описывается суперпозицией двух гауссиан (рис.3.5).

Мы связываем пик поглощения при 760–770 мэВ с возбуждением электрона из валентной зоны Ge КТ в зону проводимости Si, в результате которого формируется основное состояние непрямого экситона [дырка появляется в основном состоянии (H0) в точках, а электрон локализуется в основном состоянии в Si (E0) вблизи гетерограницы]. Линия меньшей интенсивности в области энергий 850–860 мэВ отвечает возбужденному состоянию экситона (дырка и электрон находятся в возбужденных состояниях H1 и E1). Большая ширина полосы обусловлена флуктуациями размера островков.

При бóльших энергиях возбуждаются переходы в делокализованные состояния зоны проводимости, в результате чего интенсивность

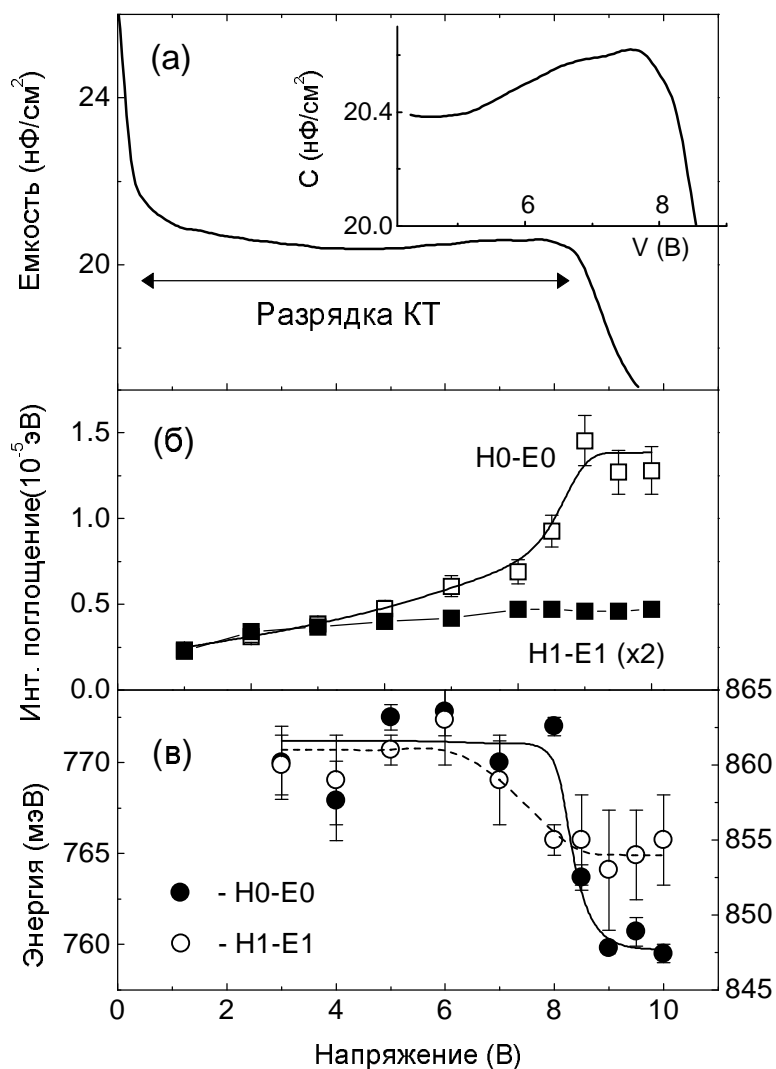


Рис. 3.3. Вольт-фарадная характеристика p^+-p-n^+ диода с квантовыми точками, измеренная на частоте 100 кГц при комнатной температуре (а), зависимости интегрального поглощения в области экситонных переходов H0–E0 и H1–E1 (б) и энергии экситонных переходов H0–E0 [левая шкала] и H1–E1 [правая шкала] (в) от обратного смещения, модулирующего во времени заполнение КТ дырками. На вставке показан пик емкости на CV характеристике в увеличенном масштабе.



Рис. 3.4. Спектры поглощения при различном обратном смещении на диоде с КТ.

поглощения возрастает. На этом фоне наблюдаются особенности, связанные, по-видимому, с участием высших возбужденных состояний экситонов.

Связь линии поглощения H_0-E_0 с межзонным переходом в КТ подтверждается анализом зависимости интегрального поглощения I от амплитуды модулирующего напряжения (рис.3.3(б)). Площадь под пиком находилась путем аппроксимации линии поглощения формулой Гаусса. Для экситонного перехода

$$I = \hbar e^2 n f / 2 m_0 \epsilon_0 c (1 + \sqrt{\epsilon}), \quad (3.1)$$

где f есть сила осциллятора, n - концентрация носителей, участвующих в поглощении, m_0 - масса свободного электрона, c - скорость света. Так как $I \propto n$, то график $I(V_g)$ непосредственно отражает изменение степени заполнения точек дырками при изменении обратного смещения на диоде. В области $V_g > 8.5$ В $I \simeq 1.4 \times 10^{-5}$ эВ и не зависит от напряжения, так как все точки нейтральны (ситуация наиболее благоприятная для межзонных переходов). При уменьшении амплитуды модуляции интегральное поглощение уменьшается, поскольку основное состояние в КТ начинает заселяться дырками, и межзонные переходы подавляются. Очевидно, что этот сценарий полностью согласуется с вольт-фарадной характеристикой структуры, приведенной на рис.3.3(а).

Заметим, что площадь полосы, соответствующей возбужденному состоянию экситона, практически не зависит от напряжения в диапазоне 4–10 В, поскольку при таких напряжениях энергетический уровень, соответствующий возбужденному состоянию в островках, не содержит дырок.

Экспериментальное значение интегрального поглощения при $V_g > 8.5$ В может быть использовано для нахождения силы осциллятора f экситонного перехода. Поскольку максимальное число дырок, способных находится в основном состоянии КТ равно двум, то n равня-

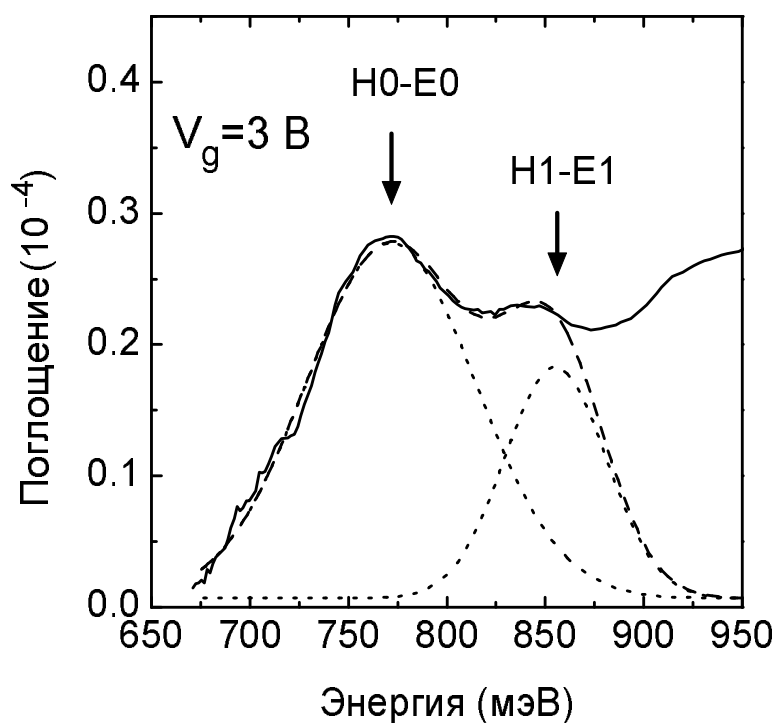


Рис. 3.5. Низкоэнергетическая область спектра поглощения, соответствующая двум экситонным переходам. Штриховая линия – результат разложения экспериментального спектра (сплошная линия) на две гауссианы (пунктирные линии). Данные приведены для амплитуды импульсов напряжения 3 В.

ется удвоенной плотности КТ ($6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Взяв $I \simeq 1.4 \times 10^{-5} \text{ эВ}$, получаем $f = 0.5$. Эта величина примерно в 20 раз меньше силы осциллятора для прямых экситонов в системе InAs/GaAs, где $f = 10.9$ [104], что является прямым следствием пространственного разделения электрона и дырки в КТ 2-го типа и, как следствие, более слабого перекрытия волновых функций.

Измеренная абсолютная величина интенсивности поглощения ($\alpha = (1.6 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ при $V_g = 10 \text{ В}$) позволяет оценить эквивалентное сечение межзонного поглощения в Ge КТ как $\sigma_{ph} = \alpha/2n_{\text{QD}} \approx 2.5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$. Эта величина более чем на порядок превосходит типичные значения сечений фотоионизации глубоких примесей в Si ($\sim 10^{-17} \text{ см}^2$) [232]. Этот факт является одним из свидетельств того, что полосы поглощения в области энергий 750–850 мэВ не связаны с дефектами или примесями в Si. Следует отметить, что в облученном кремнии в этой же области энергий часто наблюдают пик ФЛ, связанный с углеродосодержащими С-комплексами [233]. Отжиг таких дефектов происходит при температурах выше 400 °С [234]. Специально проведенные нами эксперименты показали, что прогрев структуры при 500 °С в течение 30 минут не приводит к каким-либо изменениям в спектрах поглощения, представленных на рис.3.4. Это обстоятельство является дополнительным свидетельством в пользу развиваемых представлений

3.4. Взаимодействие экситона с дыркой

При уменьшении напряжения смещения от 8.5 В [рис.3.3(в)], т.е. при инжекции дырок в островки, был обнаружен сдвиг основной линии экситонного поглощения на 11 мэВ в коротковолновую сторону. Полученный результат оказался совершенно противоположным тому, что наблюдалось ранее для прямых в пространстве экситонов в ан-

самблях КТ InAs/GaAs [104, 230], в которых заряженные экситоны связаны сильнее, нежели нейтральные. Приняв во внимание найденную выше величину силы осциллятора и взяв экспериментальные значения интегрального поглощения, мы определили среднюю заселенность основного состояния в КТ дырками (N_h) для различных напряжений. При расчетах использовалось то очевидное обстоятельство, что инжекция в островок дырки сопровождается уменьшением числа возможных межзонных переходов на единицу, причем полное число переходов, связанных с основным состоянием в каждой КТ, равно двум. Зависимость энергии экситонного перехода от N_h приведена на рис.3.6. Важным является то, что энергия резко возрастает, когда в основное состояние КТ инжектируется одна дырка, и меняется слабо при дальнейшем увеличении концентрации дырок.

Необходимо отметить, что квантовые точки находятся в области достаточно сильного вертикального электрического поля, которое в данных условиях может достигать 10^4 В/см и приводить к сдвигу уровней размерного квантования согласно квантовому эффекту Штарка [235, 236, 237]. Мы нашли три аргумента против объяснения наблюдаемого нами сдвига эффектом Штарка.

- Во-первых, штарковский сдвиг должен быть монотонным с увеличением напряженности электрического поля. Однако в нашем случае наблюдается скачкообразное изменение энергии перехода, причем именно при том напряжении, при котором меняется зарядовое состояние островков.
- Во-вторых, как легко сообразить, величина эффекта должна быть очень мала, поскольку размер островков в вертикальном направлении (их высота) составляет всего 1.5 нм. Действительно, в работе [68] наблюдался штарковский сдвиг уровней величиной ≈ 60 мэВ в КТ Ge/Si высотой 7.5 нм в полях порядка 10^4 В/см. Поскольку величина сдвига зависит от размера кван-

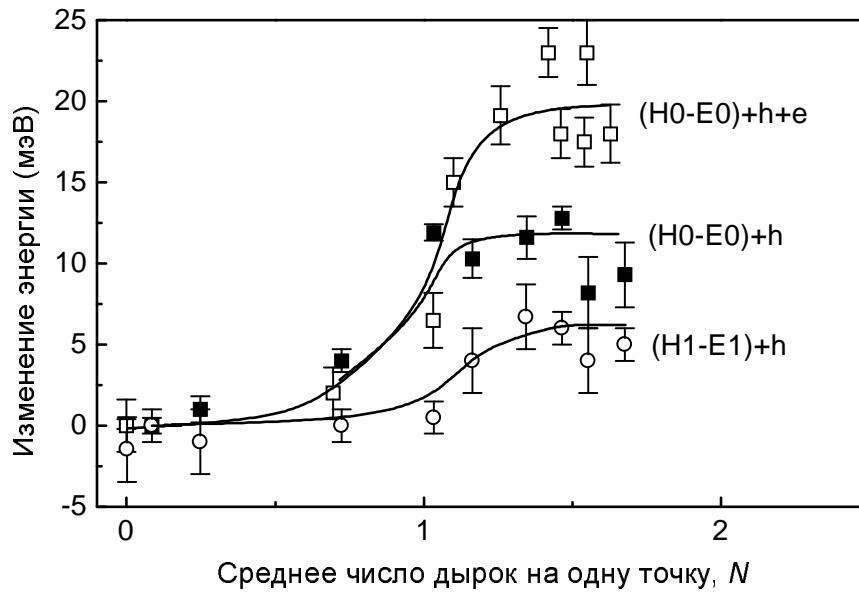


Рис. 3.6. Сдвиг линии экситонного перехода при инжекции дырки в основное состояние КТ. Черные квадраты соответствуют ситуации, когда инжекция дырок в КТ достигается приложением внешнего смещения и формируются комплексы \langle экситон в основном состоянии + дырка \rangle (дополнительная подсветка отсутствует). Пустые круги показывают сдвиг энергии экситонного поглощения для комплекса \langle экситон в возбужденном состоянии + дырка \rangle (дополнительная подсветка также отсутствует). Пустые квадраты соответствуют оптической инжекции электронов и дырок в КТ при фиксированном обратном смещении $V_g = 9$ В. В такой ситуации образуются комплексы из двух экситонов.

товой ямы L как L^4 [238], то в наших структурах следует ожидать смещение резонанса всего на 0.1 мэВ. Расчеты штарковского сдвига уровней в гетероструктуре с одиночным слоем КТ InAs/GaAs (размеры островков в плоскости роста 170 нм, высота 36 нм) показали, что в вертикальном электрическом поле напряженностью порядка 10^5 В/см величина эффекта составляет величину ~ 1 мэВ [239].

- И, наконец, в электрическом поле уровень дырки в Ge/Si КТ смещается в сторону делокализованных состояний валентной зоны [68]. Это подразумевает увеличение энергии межзонного перехода, что противоречит данным наших опытов. Таким образом, сдвиг энергии экситона нельзя интерпретировать в рамках квантового эффекта Штарка.

Рассмотрим детальнее взаимодействие между всеми частицами, возникающее при экситонном поглощении. При возбуждении экситона в однократно положительно заряженной точке формируется комплекс экситон–дырка, в котором электрон связан сразу возле двух дырок, находящихся в основном состоянии. Одна из дырок инжектируется приложением смещения, вторая генерируется при переходе электрона из валентной зоны Ge в зону проводимости Si. Есть два дополнительных вклада в энергию заряженного экситона по сравнению с нейтральным экситоном. Первый – энергия расталкивания инжектированной и фотовозбужденной дырок $(E_{hh})^2$. Второй – энергия притяжения инжектированной дырки и фотоэлектрона (E_{eh}) . Результирующая добавочная энергия для заряженного экситона определяется разностью $\Delta E_{\text{ex-h}} = E_{hh} - E_{eh}$. Поскольку две дырки в основном состоянии имеют антипараллельную ориентацию спинов, вклад обменного взаимодействия отсутствует [240]. В случае прямых экс-

²Энергия E_{hh} есть не что иное как энергия кулоновского взаимодействия двух дырок в основном состоянии E_C – см. предыдущую главу.

тонов взаимодействие электрона с дыркой доминирует, и смещение линии заряженного экситона наблюдается в "красную" сторону [104]. Вследствие пространственного разделения носителей в КТ 2-го типа, ожидается, что энергия E_{eh} будет меньше, чем E_{hh} , это приведет к сдвигу экситонной линии в коротковолновую область при образовании заряженного комплекса.

Приняв во внимание экспериментальные значения экситонного сдвига $\Delta E_{ex-h} = 11 \pm 2$ мэВ и $E_{hh} = 36 \pm 4$ мэВ [198], можно определить энергию взаимодействия электрона и дырки в основном состоянии $E_{eh} = 25 \pm 7$ мэВ, что находится в согласии с расчетами энергии связи экситона в исследуемых структурах $E_{eh} = 29$ мэВ (см. раздел 3.6.). Аналогичный подход дает энергию связи экситона в возбужденном состоянии ~ 15 мэВ (эксперимент) и 12 мэВ (расчет).

3.5. Взаимодействие двух экситонов

Дополнительные аргументы в пользу того, что наблюдаемый в области ≈ 760 мэВ максимум поглощения связан с экситонным переходом в КТ, были получены при оптической накачке структур галогеновой лампой. Спектры поглощения при фиксированной амплитуде модуляции ($V_g = 9$ В), но различных интенсивностях накачки показаны на рис.3.7. В условиях дополнительной межзонной подсветки уровни дырок в точках и электронов в кремнии вблизи гетерограницы начинают заселяться неравновесными носителями. При достаточно большой интенсивности согласно принципу Паули основное состояние экситона должно заполниться полностью, и экситонный переход H_0-E_0 под действием зондирующего спектр поглощения ИК-излучения должен блокироваться. На рис.3.7 действительно наблюдается уменьшение амплитуды линии поглощения при увеличении интенсивности накачки.

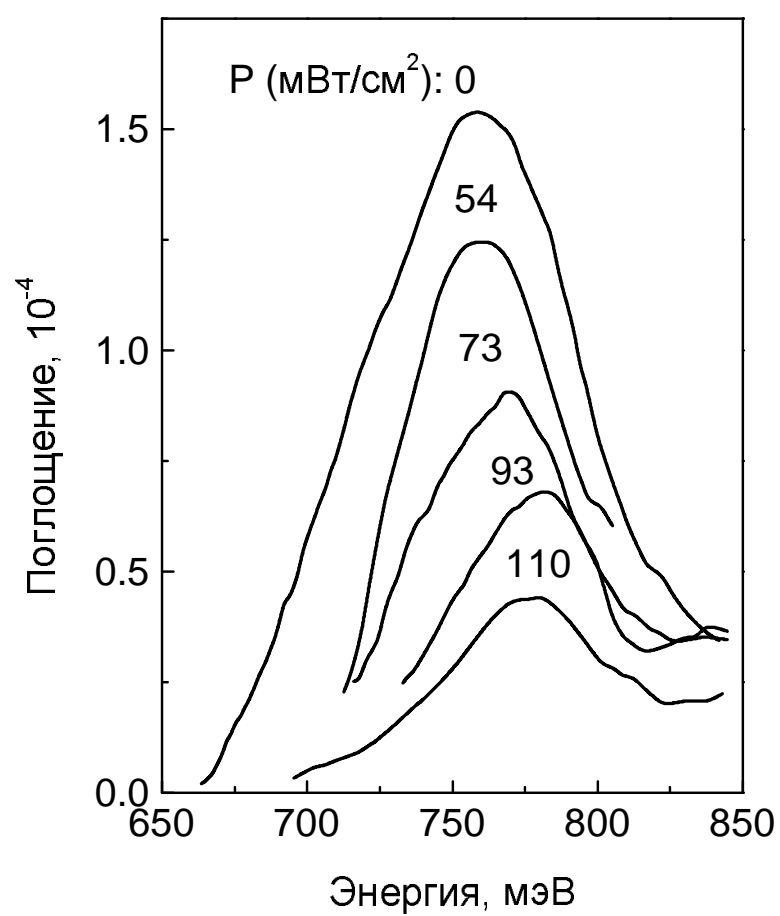


Рис. 3.7. Экситонная линия при различной мощности оптической накачки P .

На рис.3.6 (пустые квадраты) показана зависимость энергии экситонного перехода от среднего числа дырок в КТ, генерируемых межзонной подсветкой. Видно, что оптическая генерация приводит к более сильному сдвигу максимума поглощения в ту же сторону, нежели инжекция дырок напряжением. Разница между экспериментами с электрической и оптической накачками заключается в том, что в последнем случае поглощение фотона зондирующего излучения осуществляется в условиях существования в КТ экситона, возбужденного дополнительной подсветкой. Таким образом, при освещении мы имеем два экситона в одной и той же КТ, первый возбужден дополнительным освещением, второй генерируется зондирующим пучком.

По сравнению с изолированным экситоном, энергия взаимодействия двух экситонов возрастает на величину

$$\Delta E_{\text{ex-ex}} = E_{hh} + E_{ee} - 2E_{eh}, \quad (3.2)$$

где E_{ee} - энергия взаимодействия двух электронов вблизи КТ. Взяв экспериментальные значения $E_{\text{ex-ex}} = 20$ мэВ, $E_{hh} = 36$ мэВ, $E_{eh} = 25$ мэВ, получаем $E_{ee} = 34$ мэВ, т.е. $E_{ee} \simeq E_{hh}$! Такой результат противоречит тому очевидному обстоятельству, что радиус локализации дырки в точке должен быть существенно меньше размера орбиты электрона вокруг точки. Иными словами, должно выполняться соотношение $E_{ee} < E_{hh}$, поскольку энергия взаимодействия обратно пропорциональна размеру волновой функции. Обратим внимание, однако, что уравнение (3.2) не содержит одночастичные члены, связанные с кинетической и потенциальной энергиями, т.е. оно справедливо только тогда, когда оба электрона находятся в одном и том же квантовом состоянии. То что, уравнение (3.2) дает неправдоподобный результат для E_{ee} свидетельствует от том, что электроны имеют разные одночастичные энергии E_1 и E_2 . Поскольку минимальная степень вырождения основного состояния в любой потенциальной

яме равна двум, то такая ситуация возможна лишь, когда электроны разделены в пространстве, причем соответствующие потенциальные ямы неэквивалентны. В этом случае выражение (3.2) 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} . В следующем разделе путем моделирования мы покажем, что действительно первый из двух электронов локализуется вблизи вершины Ge пирамиды, а второй – с обратной стороны под подстилающим слоем Ge.

3.6. Теоретический анализ спектра и электронной конфигурации экситонов

Численное моделирование волновых функций и энергетического спектра электронов и дырок в составе непрямых экситонов проводилось для пирамиды Ge с размерами основания $15 \times 15 \text{ нм}^2$ и высотой 1.5 нм. Пирамида находится на сплошном слое Ge толщиной 5 МС (7 Å) и со всех сторон окружена Si. Ориентация подложки и пирамиды соответствует экспериментальной ситуации (см. раздел 3.2.). Направление z выбиралось параллельным главной оси симметрии пирамиды, а оси x и y – в плоскости сплошного слоя Ge.

На первом этапе рассчитывалось распределение упругих напряжений в такой структуре. Использовалась модель валентных сил (valence force field model – VFF) с потенциалом в форме Китинга [176]. Модель VFF является микроскопической и рассматривает изгиб и растяжение межатомных связей. Ее достоинством по сравнению с теорией сплошной среды служит возможность получения реального положения атомов. Расчетное распределение упругой деформации в окрестности Ge островка и подстилающего слоя показано на рис.3.8 [176]. Моделирование показало, что в окружении пи-

рамыды наиболее напряженной областью является окрестность ее вершины, в то время как внутри пирамиды окрестность вершины наиболее срелаксирована. С учетом полученного трехмерного распределения упругих деформаций внутри и вне пирамидальной КТ и известных деформационных потенциалов в Si и Ge [241] рассчитывались разрывы зон валентной и проводимости на гетерогранице Ge/Si. В частности, было установлено, что деформации обеспечивают снятие шестикратного вырождения Δ долин в зоне проводимости Si с формированием 4 и 2-кратно вырожденных долин, причем низшими по энергии являются две Δ долины, ориентированные в направлениях $[001]$ и $[00\bar{1}]$.

На втором этапе решалась система многочастичных трехмерных уравнений Шредингера для электрона и дырки в приближении эффективной массы. Электрон и дырка рассматривались как движущиеся в потенциале, создаваемом всеми другими заряженными частицами и модуляцией зон валентной и проводимости вследствие неоднородного распределения деформаций и разных величин запрещенных зон для Ge и Si:

$$\begin{cases} \hat{H}_e \psi_e(\mathbf{r}_e) + V_e(\mathbf{r}_e) \psi_e(\mathbf{r}_e) = E_e \psi_e(\mathbf{r}_e) \\ \hat{H}_h \psi_h(\mathbf{r}_h) + V_h(\mathbf{r}_h) \psi_h(\mathbf{r}_h) = E_h \psi_h(\mathbf{r}_h), \end{cases}$$

где

$$\begin{aligned} \hat{H}_e &= -\frac{\hbar^2}{2m_{xy}^e} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_z^e} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + U_e(\mathbf{r}_e), \\ \hat{H}_h &= -\frac{\hbar^2}{2m_{xy}^h} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_z^h} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + U_h(\mathbf{r}_h), \\ U_e &= E_{\Delta}^{(0)} + \Xi_d(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) + \Xi_u \epsilon_{zz}, \\ U_h &= E_v^{(0)} + a_v(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) - b \left(\epsilon_{zz} - \frac{\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}}{2} \right), \\ V_e(\mathbf{r}_e) &= -\frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int d\mathbf{r}_h \frac{|\psi_h(\mathbf{r}_h)|^2}{|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|}, \end{aligned}$$

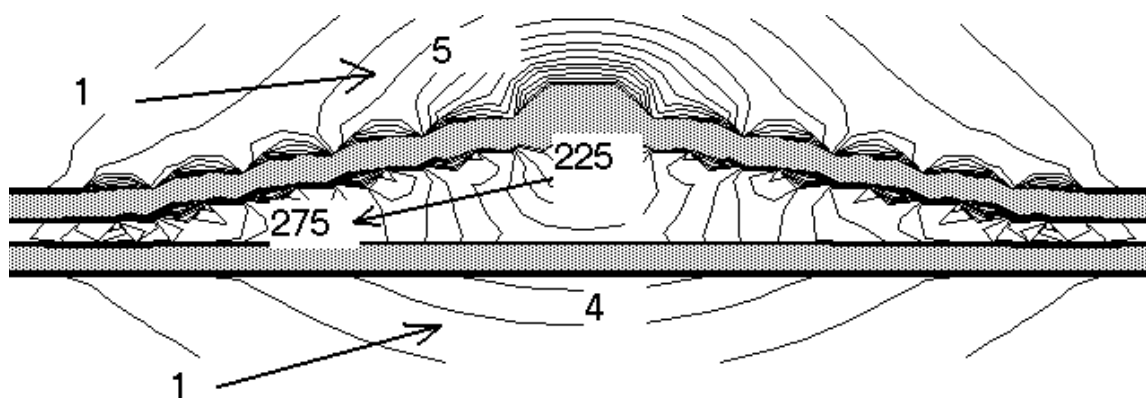


Рис. 3.8. Распределение упругой энергии в квантовой точке и ее окрестности в плоскости (100), проходящей через ось пирамиды [176]. Цифрами указаны значения энергии в единицах 10^{-4} эВ, приходящейся на один атом. Стрелками показано направление возрастания энергии. Шаг изолиний 5×10^{-4} эВ внутри пирамиды и 10^{-4} мэВ снаружи. В окружении КТ наиболее напряженной является окрестность вершины пирамиды. В области границы раздела Si/Ge значение упругой энергии изменяется скачком, поэтому изолинии там не показаны.

$$V_h(\mathbf{r}_h) = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int d\mathbf{r}_e \frac{|\psi_e(\mathbf{r}_e)|^2}{|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|},$$

где m_{xy}^e , m_z^e - эффективные массы электронов, m_{xy}^h , m_z^h - эффективные массы дырок, Ξ_d , Ξ_u , a_v , b - деформационные потенциалы, ϵ_{xx} , ϵ_{yy} , ϵ_{zz} - компоненты тензора деформации, $E_{\Delta}^{(0)}$ - разрыв зоны проводимости между Δ -минимумами в ненапряженной Ge/Si структуре, $E_v^{(0)}$ - разрыв валентной зоны в отсутствии напряжения. При моделировании комплексов экситон-дырка и экситон-экситон в систему уравнений добавлялось одно или два самосогласованных уравнения для дырки или дырки и электрона соответственно. Волновая функция экситона записывалась в приближении Хартри в виде $\psi_{ex}(\mathbf{r}_h, \mathbf{r}_e) = \psi_h(\mathbf{r}_h)\psi_e(\mathbf{r}_e)$, где $\psi_h(\mathbf{r}_h)$ - волновая функция дырки, $\psi_e(\mathbf{r}_e)$ - волновая функция электрона. Решение системы уравнений Шредингера осуществлялось на сетке с шагом, равным половине постоянной решетки (0.27 нм), содержащей $80 \times 80 \times 50$ узлов, с граничными условиями Дирихле.

При расчетах использовались следующие зонные параметры. Разрыв зоны проводимости между соответствующими Δ -минимумами ненапряженных Ge и Si составляет 340 мэВ. Разрыв валентной зоны - 610 мэВ. Эффективные массы в зоне проводимости $m_z = 0.92m_0$ и $m_{xy} = 0.19m_0$, в валентной зоне $m_z = 0.2m_0$ и $m_{xy} = 0.39m_0$.

Экспериментальные и расчетные значения энергии связи электрона при образовании экситона E_l , энергии связи экситона, а также сдвиги линии экситонного поглощения при формировании комплексов экситон-дырка $\Delta E_{\text{ex-h}}$ и экситон-экситон $\Delta E_{\text{ex-ex}}$ по сравнению с энергией одного экситона в КТ приведены в таблице 3.1. Из таблицы видно, что по всем позициям наблюдается удовлетворительное согласие теории и эксперимента. Расчеты показывают, что $E_l = 38$ мэВ, причем основную долю составляет энергия взаимодействия между электроном и дыркой (29 мэВ), а оставшаяся часть (9 мэВ) связана

Таблица 3.1. Энергетические параметры экситона и экситонных комплексов. В таблице приведены экспериментальные и расчетные значения энергии связи электрона при образовании экситона E_l , энергии связи экситона E_{eh} , а также энергетические сдвиги линии экситонного поглощения при формировании комплексов экситон-дырка $\Delta E_{\text{ex-h}}$ и экситон-экситон $\Delta E_{\text{ex-ex}}$. Значок + означает сдвиг в коротковолновую область спектра.

Источник	E_l , мэВ	E_{eh} , мэВ	$\Delta E_{\text{ex-h}}$, мэВ	$\Delta E_{\text{ex-ex}}$, мэВ
Эксперимент	—	25 ± 7	$+(11 \pm 2)$	$+(20 \pm 5)$
Расчеты	38	29	+8	+10.2

с возникновением потенциальной ямы на границе Ge/Si благодаря неоднородности распределения деформаций.

Как уже отмечалось, в зоне проводимости наименьшей энергией обладают электроны в кремнии с квазиимпульсом, соответствующим двум Δ долинам, ориентированным в направлениях $[001]$ и $[00\bar{1}]$. Именно эти электроны и формируют пространственно не прямые экситоны. Энергия электронов в зоне проводимости германия с таким квазиимпульсом оказывается существенно выше³. Профиль потенциала, связывающего электроны в Si в низших по энергии Δ долинах и дырки в Ge, в направлении оси z , проходящей через вершину пирамиды, показан на рис. 3.9(а). Отметим, что возникающие в результате гетероэпитаксии напряжения приводят к уменьшению ширины запрещенной зоны Si в окрестности островков Ge. К такому

³Если состав Ge в островках близок к единице, то низшими по энергии в Ge являются 4 Δ долины, ориентированные в направлениях $[010]$, $[0\bar{1}0]$, $[100]$ и $[\bar{1}00]$. Однако и они находятся выше по энергии, чем две Δ долины в Si $[218]$.

же заключению одновременно с нами пришли авторы работы [243], в которой методом конечных элементов рассчитывалось распределение упругих деформаций и структура энергетических зон в системе усеченных пирамид Ge в Si(001). Экспериментально уменьшение ширины запрещенной зоны в слоях кремния, находящихся в непосредственной близости от вершин германиевых hut-кластеров, наблюдалось с помощью сканирующей туннельной спектроскопии в работе [244].

На рис. 3.9(б) приведены изображения модуля волновых функций электрона и дырки в поперечном сечении КТ. Видно, что электрон в основном состоянии локализован в окрестности вершины пирамиды в *кремнии* (в области максимального сжатия кристалла по вертикали и растяжения в поперечном направлении – см. рис.3.8), тогда как дырка сосредоточена в *германии* вблизи основания пирамиды. Основное состояние дырки имеет перекрытие волновых функций с электронным состоянием 15%. Если взять для прямых экситонов в гетеросистеме InAs/GaAs перекрытие 80% [242] и силу осциллятора $f = 10.9$ [104], то для экситона с перекрытием волновых функций электрона и дырки 15% следует ожидать $f \approx 0.4$, что близко к данным наших опытов ($f = 0.5$).

Структура комплекса, состоящего из двух экситонов, связанных вблизи одной КТ, приведена на рис.3.10. Расчеты показывают, что при возбуждении двух экситонов электроны вследствие кулоновского расталкивания действительно разделяются в пространстве: второй электрон локализуется с обратной стороны от КТ, т.е. вблизи гетерограницы кремния со сплошным слоем германия. Оказывается, что в этой области существует второй локальный экстремум в распределении упругой энергии (рис.3.8), причем такой, в результате которого формируется второй локальный минимум зоны проводимости кремния. Однако из рисунка 3.10 видно, что потенциальная яма для второго электрона (справа на рис.3.10) является более мелкой, а

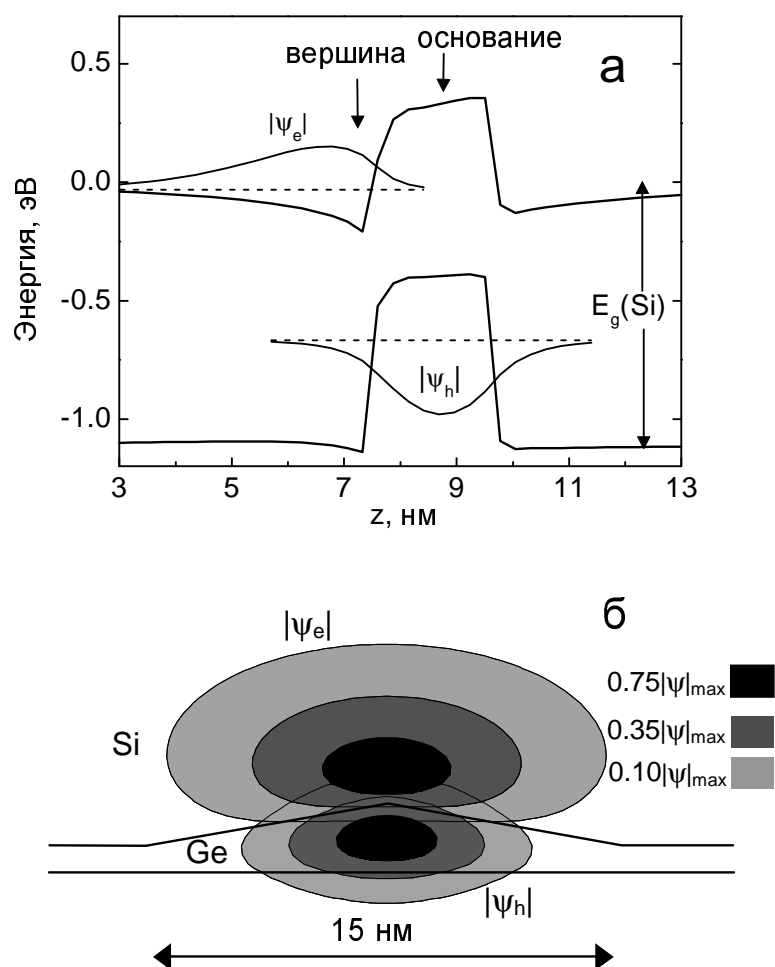


Рис. 3.9. Расчитанный профиль потенциала, в котором движутся электрон и дырка в составе непрямого экситона, вдоль оси z , проходящей через вершину пирамиды Ge (а). Двумерное изображение модуля волновых функций электрона $|\psi_e|$ и дырки $|\psi_h|$ в поперечном сечении квантовой точки и ее окружения (б). Градации серого соответствуют областям, на границе которых волновые функции спадают до уровня 75%, 35% и 10%.

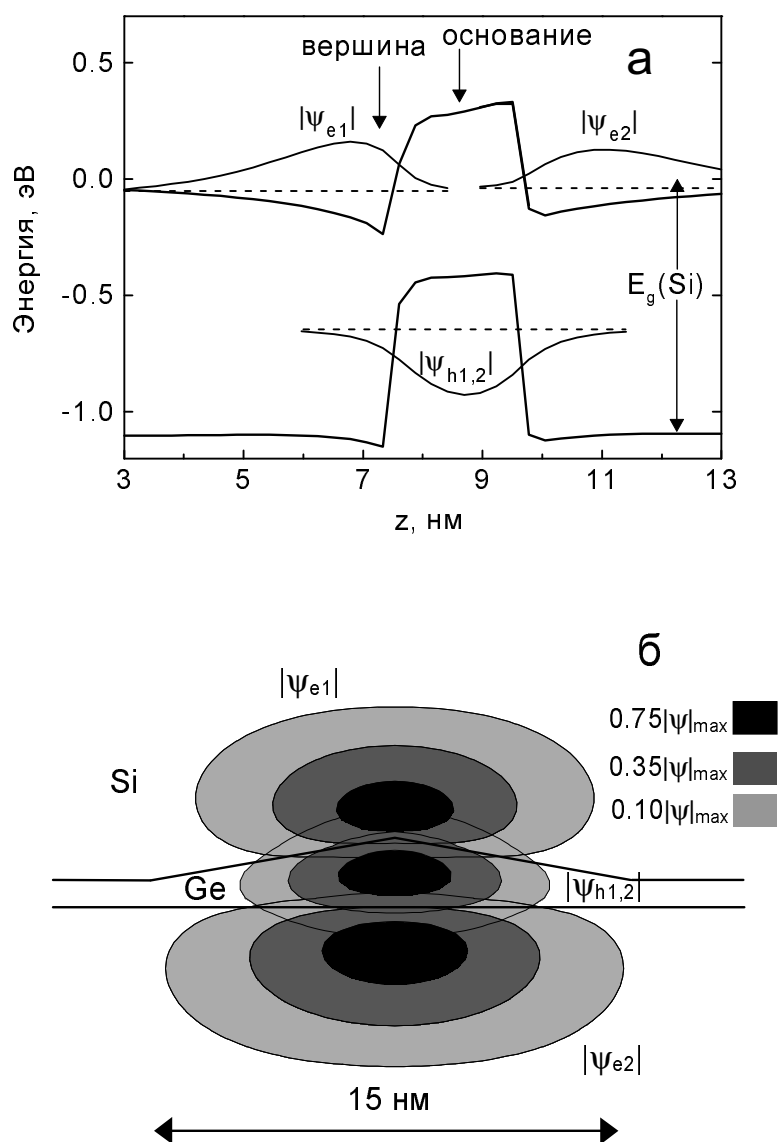


Рис. 3.10. Профиль потенциала (а) и электронная конфигурация двух экситонов в одной квантовой точке (б). Градации серого соответствуют областям, на границе которых волновые функции спадают до уровня 75%, 35% и 10%.

значит существует положительная разница одночастичных энергий размерного квантования для второго и первого электронов. Таким образом, моделирование подтверждает вывод, сделанный в предыдущем разделе на основе анализа экспериментальных данных по экситонному поглощению.

Расчетная величина энергии взаимодействия двух электронов оказалась равной $E_{ee} = 19$ мэВ. Взяв известные значения для энергий взаимодействия $E_{hh} = 36$ мэВ, $E_{eh} = 25$ мэВ, из уравнения (3.2) получаем $E_{ex-ex} = 5$ 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, что намного меньше экспериментальной величины (~ 20 мэВ). Таким образом, в случае двух экситонов наблюдаемое "синее" смещение связано с меньшей энергией связи второго электрона по сравнению с первым электроном, причем наличие такой разницы в энергиях обусловлено локализацией двух электронов в неэквивалентных потенциальных ямах.

В заключении отметим, что после выхода в печати нашей работы [228] появилось сообщение о наблюдении "синего" сдвига экситонной линии фотолюминесценции при формировании многочастичных экситонных комплексов в квантовых точках GaSb/GaAs [245], которые также относятся к КТ 2-го типа. Объяснение этого явления, приведенное в работе [245], полностью совпадает с данным нами [228].

3.7. Фотопроводимость p^+ - p - n^+ диода с перестраиваемой спектральной чувствительностью

Наличие эффективного межзонного поглощения света в p^+ - p - n^+ структуре с квантовыми точками может служить основой создания ИК

фотоприемника со спектральной чувствительностью, управляемой внешним смещением. Впервые о регистрации фототока, генерированного фотонами с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны кремния, в гетероструктурах Ge/Si с самоорганизующимися КТ сообщалось в работах [152, 246]. Возможность реализации фотоприемника с КТ, перестраиваемого под ближний и средний ИК диапазоны, была продемонстрирована нами в работе [72].

Структура фотодиода была аналогична той, которая использовалась при исследованиях поглощения. Исключение составляла толщина базы диода, которая в данном случае составляла не 1 мкм, а 0.2 мкм. Выращивались два типа образцов. Первый содержал только тонкий (5 монослоев) сплошной слой Ge, второй – еще и нанокластеры Ge (эффективная толщина 10 монослоев). Вольт-фарадная характеристика последней структуры имела такой же вид, как на рис.3.3, только напряжение опустошения точек составляло не 8.5 В, а ≈ 1.5 В.

Спектры фототока при различном обратном смещении показаны на рис.3.11 (температура комнатная). В образце со сплошной пленкой Ge фотоотклик отсутствует. В структуре с КТ при энергиях, меньших края собственного поглощения в кремнии, наблюдаются два максимума в области длин волн 1.7 мкм и 3 мкм. Интенсивность обоих максимумов сильно зависит от величины обратного смещения, причем эти зависимости коррелируют между собой. А именно, при увеличении смещения до величины 1.4 В происходит исчезновение отклика в среднем ИК диапазоне (при 3 мкм, линия T1), и появляется сигнал в ближней ИК области спектра (при 1.7 мкм, линия T2). Значение энергии длинноволновой отсечки линии T1 (≈ 400 мэВ) соответствует энергии залегания уровня дырки в основном состоянии в КТ E_i^s (раздел 2.3.). Поэтому процесс T1 был идентифицирован как переход дырки из основного состояния, локализованного

в Ge КТ, в распространенные состояния валентной зоны. Отметим, что при увеличении приложенного напряжения на порядок (от 0.1 В до 1.0 В) положение линии Т1 остается неизменным, что свидетельствует о незначительной величине штарковского сдвига в КТ малого размера. Резкое "красное" смещение, появляющееся в сильных полях (при $V_g > 1$ В), связано, по-видимому, с переходом дырки на возбужденные состояния, находящиеся вблизи потолка валентной зоны кремния, с последующим стимулированным электрическим полем туннельным опустошением этих состояний.

По мере увеличения обратного смещения дырки уходят с уровней в КТ. В области напряжений ~ 1.4 В происходит полная разрядка КТ дырками, и переход Т1 исчезает. Начиная с этого момента, возникает возможность межзонных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости (процесс Т2). Образующиеся связанные экситоны диссоциируют в сильном электрическом поле, и появляющиеся свободные электроны дают вклад в фототок. Очевидно, что энергия перехода должна определяться разницей между шириной запрещенной зоны Si (1.12 эВ) и энергиями залегания уровня дырки в КТ Ge относительно края валентной зоны Si (~ 0.4 эВ) и связи экситона (~ 25 мэВ), т.е. равняться примерно 700 мэВ, что согласуется с экспериментальным положением линии Т2 (730–750 мэВ). Отметим, что энергия перехода Т2 согласуется с положением максимума поглощения H_0-E_0 . Некоторое отличие в энергиях может быть связано с несовпадением в размерах квантовых точек в разных образцах.

Перейдя от относительных значений фототока к абсолютным и измерив с помощью пирроэлектрического приемника мощность падающего на образец излучения, мы оценили максимальную чувствительность такого детектора при комнатной температуре ~ 1 мА/Вт, квантовую эффективность $\sim 0.1\%$ и сечение фотоионизации основ-

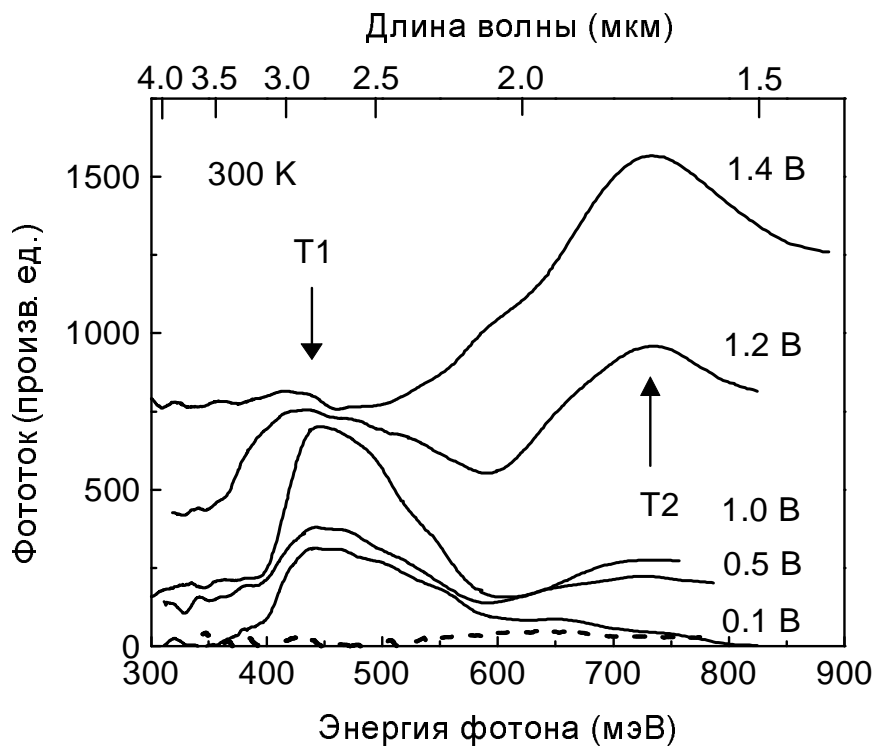


Рис. 3.11. Спектральная зависимость фототока кремниевого p^+p-n^+ диода с квантовыми точками Ge при различном обратном смещении. В образце, не содержащем островки Ge, а только сплошую пленку Ge толщиной 5 монослоев, фотоотклик отсутствует (пунктирная линия). Кривые смещены по вертикали.

ного дырочного состояния $\sim 10^{-15}$ см².

3.8. Отрицательная межзонная фотопроводимость

Пространственное разделение электронов в окрестности квантовых точек Ge в Si приводит к тому, что вблизи КТ, содержащей N дырок, в определенных условиях могут удерживаться $N+1$ электронов, причем энергия "избыточного" электрона зависит от числа дырок. Это обстоятельство явилось причиной возникновения обнаруженного нами в эксперименте явления отрицательной межзонной фотопроводимости [247, 248].⁴ Расчетная зависимость энергии связи $(N+1)$ -го электрона вблизи островка Ge в условиях, когда в островке уже находятся N дырок и N электронов, от N приведена на рис.3.12.⁵ Поскольку при межзонной подсветке электроны и дырки возбуждаются парами, то такое дополнительное (а значит пустое) связанное состояние будет являться ловушкой для равновесных электронов, находящихся в зоне проводимости.

На первый взгляд, утверждение о том, что, например, одна дырка способна удерживать два электрона вблизи себя, вызывает сомнение. Однако, возможность формирования таких комплексов для точечных зарядов была теоретически продемонстрирована еще Шкловским и Эфросом [249]. Известно, что положение химпотенциала в примесной зоне легированных полупроводников в случае слабой компенсации определяется концентрацией так называемых 0- и 2-комплексов [249]. Если около заданного акцептора нет ни одного ионизованного

⁴Обычно проводимость в полупроводниках растет при освещении, т.е. фотопроводимость положительна.

⁵Отметим, что наблюдающиеся на рис.3.12 колебания энергии связи с ростом N при $N > 2$ не является следствием погрешности расчета, а отражают тот факт, что при последовательном добавлении в КТ электронов электроны поочередно занимают положение то над, то под пирамидой Ge (см. раздел 3.6.).

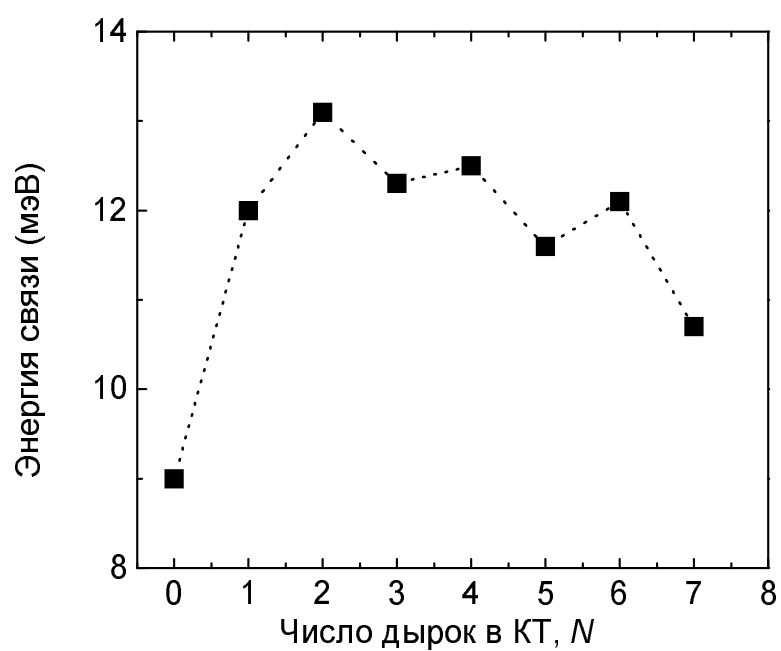


Рис. 3.12. Энергия связи $(N+1)$ -го (избыточного) электрона вблизи островка Ge в условиях, когда в островке уже находятся N дырок и N электронов. Рисунок демонстрирует результат самосогласованных расчетов электронного спектра в приближении Хартри.

донора, то такой объект называется 0-комплексом. Если по *разные стороны*⁶ от акцептора расположены два ионизованных донора, то это 2-комплекс. Шкловским и Эфросом [249] было показано, что образование 2-комплексов энергетически выгодно, т.е. отрицательно заряженный акцептор способен удерживать по разные стороны от себя два положительно заряженных донора. Это утверждение можно перенести и на случай заряженного экситонного комплекса, состоящего из дырки в островке Ge и двух электронов, находящихся над и под пирамидой. Поэтому наблюдение отрицательной фотопроводимости в гетероструктурах Ge/Si n-типа должно служить экспериментальным доказательством пространственного разделения электронов в квантовых точках Ge/Si (001) [250].

Другим известным примером заряженных комплексов являются D^- -центры (A^+ -центры) в Si и Ge, представляющие собой доноры (акцепторы), захватившие дополнительный электрон (дырку). Энергия связи носителей на таких центрах в кремнии составляет 2–5 мэВ [251], что почти на порядок меньше энергии связи дополнительного электрона в КТ Ge/Si (рис.3.12). В чем причина? Энергия кулоновского расталкивания электронов (внутрицентровая энергия Хаббарда) U_C определяется интегралом

$$U_C = \int \int \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} |\psi(\mathbf{r}_1)|^2 |\psi(\mathbf{r}_2)|^2 d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2.$$

В D^- -центрах электроны вращаются вокруг одного и того же положительно заряженного ядра, их волновые функции сильно перекрываются и энергия Хаббарда должна быть больше, чем энергия расталкивания электронов в КТ Ge/Si, в которых электроны *всегда* разделены в пространстве.

Рассмотрим кремний n-типа, в который введены нанокластеры нелегированного Ge [рис.3.13(a)]. В темноте проводимость системы

⁶Это является принципиальным моментом. Если по одну сторону, то такой комплекс энергетически невыгоден из-за сильного кулоновского взаимодействия заряженных доноров.

определяется электронами в зоне проводимости Si, попавшими туда в результате термической ионизации доноров. Следует, однако, принять во внимание, что и в отсутствие в КТ дырок существует мелкое состояние для электрона на гетерогранице Si/Ge с энергией связи $E_t \approx 9 \text{ мэВ}$ ⁷ (см. рис.3.12). 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 аккумулироваться и фотоэлектроны [рис.3.13(б)]. На первом этапе (при $N < 3$) с ростом числа дырок в островках (при увеличении интенсивности освещения) энергия залегания "избыточного" электронного уровня увеличивается (рис.3.12). Поскольку по мере заглубления уровня степень его заполнения электронами растет, то 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 [252]. Поскольку в нашем случае время рекомбинации в приповерхностном слое с КТ больше, чем в объеме Si (см. ниже), то этот механизм не реализуется.

Другой известный механизм отрицательной ФП, которая наблюдалась ранее в объемных образцах p-Ge, состоит в изменении по-

⁷Это вклад в энергию электрона от неоднородной деформации кремниевой матрицы.

движности горячих дырок при возбуждении носителей из зоны тяжелых в зону легких дырок [253, 254]. Однако такая ситуация имеет место только в условиях внутризонной подсветки (энергия фотонов ~ 120 мэВ).

Отрицательная ФП, связанная с перезарядкой светом центров рассеяния, была обнаружена также в слоистых кристаллах GaSe и InSe [255].

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 [256], InAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb [257], ZnS_{1-x}Se_x/Zn_{1-y}Cd_ySe [258]. Эффект связывался с захватом фотовозбужденных электронов из квантовой долины на электронные ловушки в барьере. Наличием ловушек для электронов объяснялся отрицательный фотоэффект в пленках PbTe [259] и Pb_{1-x}Sn_xTe(In) [260]. Природа центра-ловушки своя для каждого материала. Так, в структурах на основе GaAs ловушками являются, по-видимому, DX центры [261]. Нами было впервые показано [247], 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 нами исследовалась фотопроводимость 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 в разных образцах варьировалась в интервале $N_{epi} \approx (2.5-8) \times 10^{16}$ см⁻³. Слоевая плотность нано-

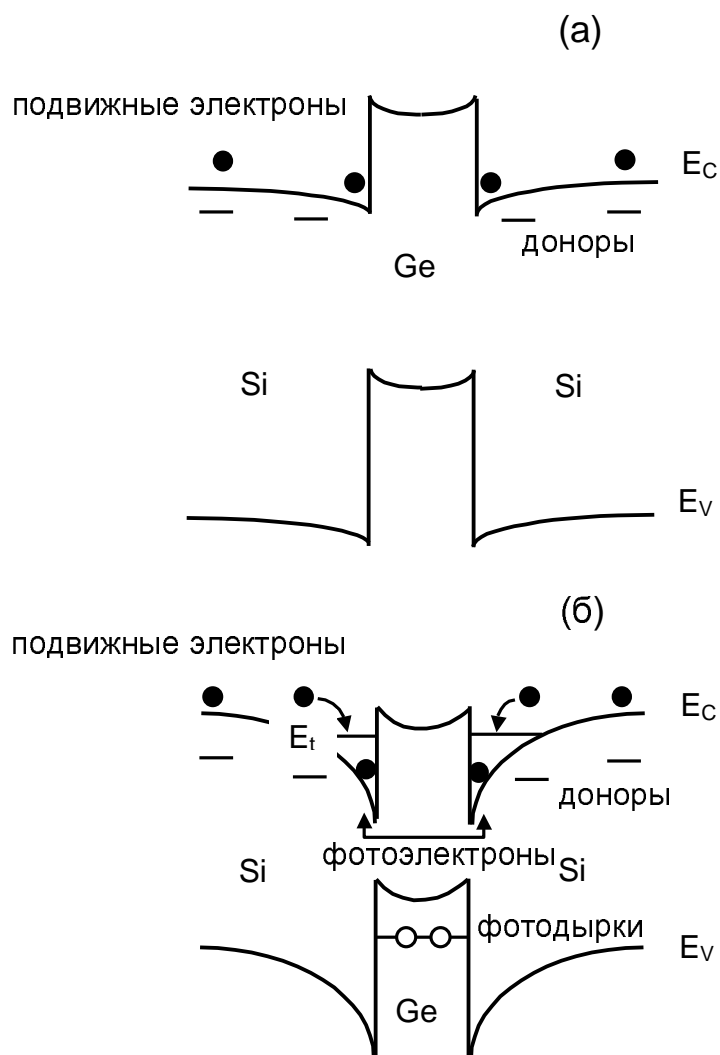


Рис. 3.13. Зонная структура гетероструктуры Ge/Si n-типа с квантовыми точками Ge в отсутствие света (а) и при освещении (б). Рисунок иллюстрирует механизм появления отрицательной межзонной фотопроводимости (см. текст.)

кластеров в каждом из слоев Ge, как и в прежних экспериментах, $n_{\text{QD}} \approx 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

В качестве источника света использовались GaAs-светодиоды, максимум излучения которых находился на длине волны $\sim 0.9 \text{ мкм}$. Частота модуляции интенсивности излучения была выбрана 2 кГц. При меньших частотах шумы препятствовали проведению измерений, а при бóльших частотах при низких температурах появлялась зависимость фотопроводимости от частоты. Фотопроводимость и коэффициент Холла измерялась по методу Ван дер Пау на частоте модуляции с использованием фазочувствительного нановольтметра, что позволяло фиксировать малые изменения сопротивления и холловской эдс при освещении структур. Для исключения засветки контактов, которая может приводить к ложной ФП [262], сами контакты и приконтактная область защищались непрозрачным покрытием. Особое внимание уделялось наличию фотоэдс в образцах. Те структуры, в которых в интервале температур 77–300 К наблюдалась фотоэдс между контактами, не были пригодны для измерений и отбраковывались. Кроме того, всегда проверялась симметрия величины ФП относительно полярности приложенного напряжения, которая также должна свидетельствовать об отсутствии неоднородного распределения концентрации фотовозбужденных носителей в плоскости образцов. Влияние неоднородности освещения (диаметр светового пятна около 4 мм) тестировалось путем вариации расстояния между контактами от 1 до 3 мм. Заметного изменения в величине удельной фотопроводимости не обнаружено.

На рис.3.14 приведены зависимости относительной ФП $\Delta G/G$ от мощности освещения P структур Ge/n-Si с квантовыми точками при различных концентрациях доноров в эпитаксиальном слое. Температура измерений 77 К. Там же показана люкс-амперная характеристика образца, в котором островки Ge отсутствуют. 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. Абсолютная величина отрицательной фотопроводимости уменьшается с ростом температуры (рис.3.15), поскольку при высоких T тепловая энергия kT сравнивается с энергией локализации электронов, и большая часть электронов уже не удерживается притягивающим потенциалом дырок.

На рис.3.16 приведены экспериментальные зависимости относительной ФП $\Delta G/G$ и относительного изменения концентрации электронов $\Delta n/n$ от мощности освещения P при температуре $T = 77$ К в образце с $N_{\text{epi}} = 3 \times 10^{16}$ см⁻³. В соответствии с высказанными выше представлениями в области $P = 0-100$ мВт/см² действительно наблюдается уменьшение концентрации электронов при освещении, которое сопровождается появлением отрицательной фотопроводимости.

С увеличением интенсивности освещения (при $P > 100$ мВт/см²) имеет место переход к положительной ФП. Смена знака ФП обусловлена двумя обстоятельствами.

1. Во-первых, при больших P (больших N) уменьшается энергия связи избыточного электрона E_t вблизи островков Ge.
2. Во-вторых, с ростом интенсивности освещения увеличивается концентрации фотоэлектронов, которые, термически отрываясь от КТ и попадая в зону проводимости, могут давать вклад в фототок.

Изменение величины E_t с увеличением заряда точки Z , как и в атомах, определяется конкуренцией кулоновского расталкивания между электронами, притяжения электрона к положительно заряженному дырками островку и кинетической энергии. Так, например, первый максимум E_t имеет место в атоме гелия, т.е. для $Z = 2$, как и в

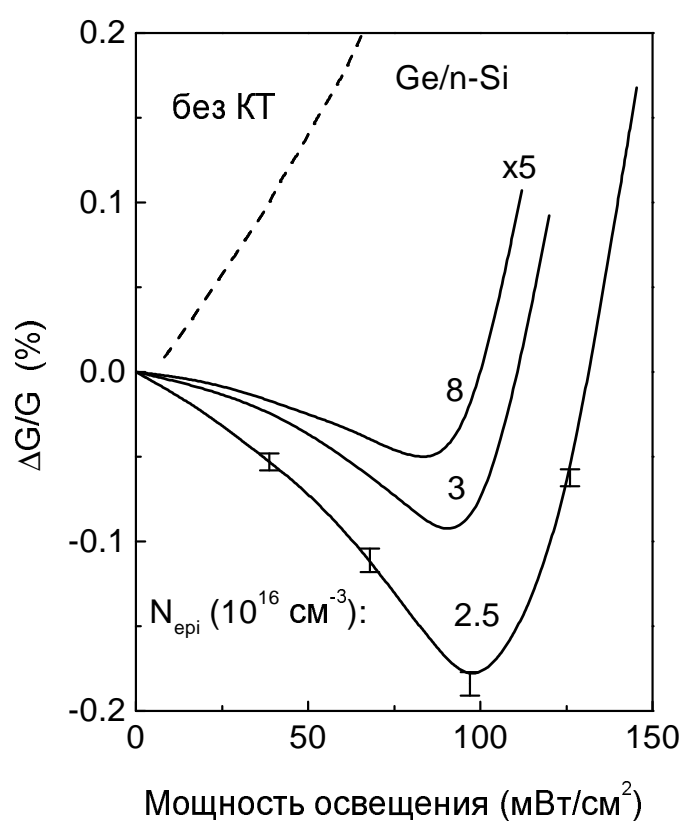


Рис. 3.14. Зависимость относительной фотопроводимости от интенсивности межзонной подсветки в образцах Si n-типа с квантовыми точками Ge при различном уровне легирования эпитаксиального слоя донорами и в образце без нанокластеров Ge.

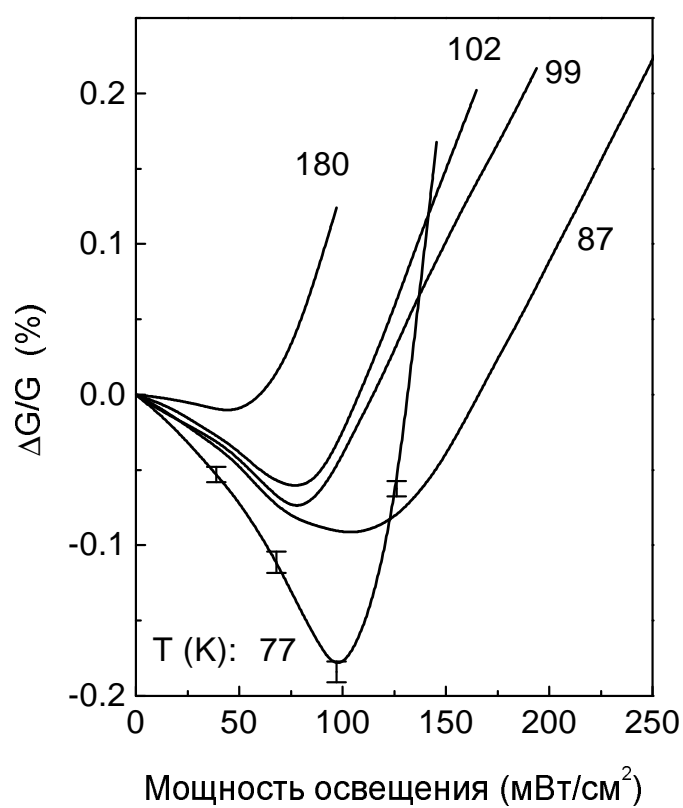


Рис. 3.15. Зависимость относительной фотопроводимости от интенсивности межзонной подсветки в образце с концентрацией доноров в эпитаксиальном слое $2.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при различной температуре.

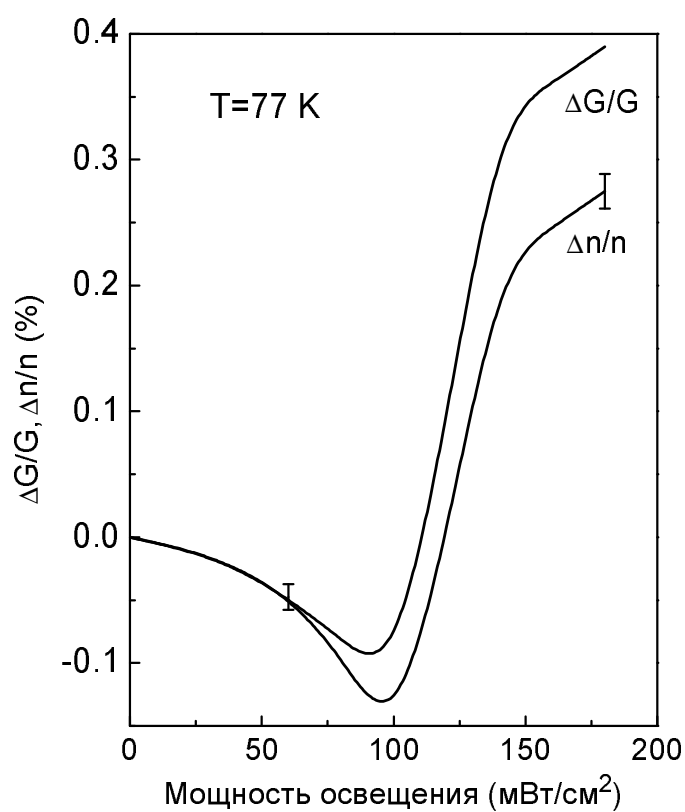


Рис. 3.16. Зависимость относительной фотопроводимости, относительного изменения концентрации электронов в зоне проводимости кремния от интенсивности межзонной подсветки.

нашем случае (рис.3.12). Отличие составляет тот факт, что в нашем случае аналог $1s$ -оболочки в атоме гелия способен вместить не два, а четыре электрона из-за наличия двух низших по энергии Δ долин в Si^8 (см. раздел 3.6.).

Для понимания зависимости, представленной на рис.3.12, важны два следующих момента.

- Вследствие кулоновского расталкивания электроны в отличие от дырок разделяются в пространстве (см. раздел 3.6.). Первый электрон локализуется в Si вблизи вершины пирамиды Ge , а следующий – в потенциальной яме в Si , находящейся под сплошным слоем Ge (рис.3.10). Пространственное разделение электронов позволяет минимизировать кулоновское взаимодействие двух последовательно добавляемых электронов.
- Энергия взаимодействия дырки с электроном, находящимся вблизи вершины пирамиды, больше энергии взаимодействия дырки с электроном, находящимся под слоем Ge , (в первом случае расчетное перекрытие волновых функций электрона и дырки составляет 15%, во втором – 9%).

При последовательном увеличении мощности освещения и переходе от одного "элемента" к другому увеличивается на единицу положительный заряд "ядра" Z и в связанные вблизи КТ состояния добавляется один электрон. Рассмотрим подробнее последовательность заполнения уровней избыточным электроном при увеличении Z . В темноте в островке нет дырок ($Z = 0$), а электрон находится на мелком уровне вблизи вершины пирамиды. Напомним, что этот уровень возникает из-за неоднородного распределения деформаций. Включаем свет, добавляем дырку в островок ($Z = 1$) и электрон в состояние под островком. Поскольку первый и второй электроны находятся по

⁸Напомним, что расщепление по энергии шести Δ долин в кремнии на две и четыре происходит из-за наличия упругих деформаций в гетероструктуре.

разные стороны от слоя Ge, то их взаимодействие между собой мало по сравнению со взаимодействием с дырками. Поэтому появившийся положительный заряд в островке приведет к увеличению энергии связи второго электрона. Далее, при $Z = 2$ третий электрон попадает опять в область вершины пирамиды. Он отталкивается, главным образом, только от первого электрона, находящегося там же, но притягивается к "ядру" с удвоенным зарядом – энергия связи продолжает расти. Для островка с зарядом $Z = 3$ энергия связи четвертого электрона уже ослабляется, поскольку этот электрон попадает в состояние, локализованное под слоем Ge, и эффект взаимодействия между электронами преобладает над эффектом увеличения заряда ядра. Таким образом, максимум E_t (минимум проводимости) должен достигаться при $N = 2$. Оценим число дырок в каждой КТ при $P = 100 \text{ мВт/см}^2$.

Существуют два канала фотогенерации носителей при межзонной подсветке. Первый – непосредственно в Ge. В режиме линейной рекомбинации двумерную концентрацию дырок в слое Ge КТ можно оценить как $p = G\tau_{\text{Ge}}$, где $G = \alpha P/h\nu$ есть скорость генерации, α – интенсивность поглощения, τ_{Ge} – время межзонной рекомбинации в Ge. Для $\alpha \sim (10^{-4} - 10^{-3})$ (см. [263] и рис.3.4), $P \approx 100 \text{ мВт/см}^2$, $h\nu = 1.4 \text{ эВ}$ и $\tau_{\text{Ge}} \sim 100 \text{ мкс}$ [264] получаем $p \sim (0.3 - 3) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Эта величина намного меньше плотности КТ ($3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Таким образом, оптическая генерация непосредственно в слоях Ge не способна заметно повлиять на заполнение КТ.

Следует учесть однако, что неравновесные носители рождаются не только в Ge, но и в окружающем его Si (глубина проникновения фотонов с длиной волны порядка 0.9 мкм в Si составляет $\sim 100 \text{ мкм}$ при $T = 77 \text{ К}$ и $\sim 10 \text{ мкм}$ при комнатной температуре). В условиях эксперимента между характерными длинами нашей задачи – диффузионной длиной дырок (обычно $L_D = 100 - 1000 \text{ мкм}$ в Si при

$T = 300 \text{ K}$ [265]) и глубиной поглощения света d_a выполняется соотношение $L_D > d_a$. Поэтому существенная доля носителей выносится из области поглощения в объеме кремния путем диффузии и эффективно захватывается на связанные состояния в квантовых точках Ge. В такой ситуации среднее число дырок, оптически инжектированных в одну квантовую точку, дается выражением

$$N = P\tau / (h\nu n_{\text{QD}} N_{\text{QD}}), \quad (3.3)$$

где τ – время межзонной рекомбинации, $h\nu$ – энергия фотона, N_{QD} – число слоев КТ. Формула (3.3) справедлива, когда концентрация неравновесных дырок мала по сравнению с концентрацией равновесных электронов. В этом случае имеет место режим линейной рекомбинации с независимым от концентрации дырок временем жизни τ [266]. Тот факт, что в образце без квантовых точек фотопроводимость пропорциональна интенсивности света, свидетельствует о том, что данное условие реализуется в диапазоне величин P , используемых в эксперименте. Кроме того, в разделе 4.3. мы покажем, что в близких экспериментальных условиях действительно концентрация фотодырок и уровень освещения связаны линейным соотношением. Забегая вперед, отметим, что корневая зависимость фотопроводимости от P , присущая квадратичной рекомбинации [266], появляется при $P > 100 \text{ мВт/см}^2$ (см. рис.3.18).

Измерение времени спада интенсивности поглощения света свободными носителями в аналогичных слоях Si позволили нам определить $\tau_{\text{Si}} = 15 \text{ мкс}$ [267], что согласуется с литературными данными [268, 269]. Время рекомбинации в островках Ge по данным работы [264] $\tau_{\text{Ge}} \approx 100 \text{ мкс}$. Поскольку $\tau_{\text{Si}} < \tau_{\text{Ge}}$, то можно принять $\tau \approx \tau_{\text{Si}}$. Тогда для $\tau = 15 \text{ мкс}$, $h\nu = 1.4 \text{ эВ}$, $n_{\text{QD}} = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $N_{\text{QD}} = 10$ из (3.3) действительно получаем степень заполнения $N = 2.2$.

В рамках упрощенной модели сделаем оценку ожидаемой величины отрицательной ФП. Для простоты будем считать, что в темновых

условиях $E_t = 0$, а электронные ловушки появляются только при освещении. Кроме того, примем, что вблизи каждой КТ возникает только одно связанное состояние для дополнительного электрона. Словесную проводимость в темноте можно записать как

$$G = e\mu_s n_s L_s + e\mu_{epi} n_{epi} L_{epi}, \quad (3.4)$$

где μ_s – подвижность электронов в подложке, n_s – концентрация электронов в зоне проводимости в подложке, μ_{epi} – подвижность электронов в эпитаксиальном слое Si с нейтральными КТ Ge, n_{epi} – концентрация свободных электронов в эпитаксиальном слое Si. Проводимость при освещении определяется выражением

$$G_{ph} = e\mu_s n_s L_s + e\mu_{QD} n_0 L_{epi}, \quad (3.5)$$

где μ_{QD} – подвижность электронов в эпитаксиальном слое с заряженными КТ, n_0 – концентрация свободных электронов в слое, содержащем фотоиндуцированные электронные ловушки. Здесь мы пренебрегли дырочной проводимостью, поскольку дырки локализованы на глубоких состояниях в островках Ge, не принимая участия в переносе заряда. Обе величины n_s и n_{epi} могут быть найдены решением системы уравнений типа [270]

$$n_{epi} + n'_{epi} = N_{epi}, \quad (3.6)$$

$$n_{epi} = N_c \exp[-(E_c - E_F)/kT], \quad (3.7)$$

$$n'_{epi} = N_{epi} \left[1 + \frac{1}{2} \exp[(E_c - E_{epi} - E_F)/kT] \right]^{-1}. \quad (3.8)$$

Здесь n'_{epi} – концентрация доноров, занятых электронами,

$$N_c = 2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2}$$

– эффективная плотность состояний в зоне проводимости Si, E_c – энергия дна зоны проводимости, E_F – уровень Ферми в темноте,

E_{epi} – энергия ионизации донорного уровня в эпитаксиальном слое. Уравнение (3.6) является следствием электронейтральности системы, выражения (3.7) и (3.8) – результат Ферми статистики. Решение системы (3.6), (3.7) и (3.8) имеет вид

$$n_{epi} = \frac{2N_{epi}}{1 + \sqrt{1 + 8N_c^{-1}N_{epi} \exp(E_{epi}/kT)}}. \quad (3.9)$$

Аналогичное выражение справедливо и для n_s , за исключением того, что вместо N_{epi} и E_{epi} необходимо написать N_s и E_s .

Следует отметить, что в этом месте допущена некоторая неточность. А именно, в качестве плотности состояний в зоне проводимости мы используем ее объемное значение N_c , тогда как ясно, что движение электронов в кремнии между островками германия должно проявлять размерное квантование, поскольку расстояние между островками мало (~ 10 нм). Однако это не должно, на наш взгляд, привести к существенным изменениям в сделанных далее оценках, поскольку изменение электронного спектра из-за этого эффекта будет заметно только в слое Si толщиной порядка 1.5 нм (средняя высота ограничивающих движение электронов островков Ge), тогда как толщина эпитаксиальных слоев кремния между островками 30 нм, а толщина подложки, дающей доминирующий вклад в проводимость, равна 0.3 мм.

Пусть эпитаксиальный слой содержит электронные ловушки с концентрацией N_t , тогда концентрация электронов в зоне проводимости описывается следующей системой уравнений

$$n_0 + n'_{epi} + n_t = N_{epi}, \quad (3.10)$$

$$n_0 = N_c \exp[-(E_c - E_F)/kT], \quad (3.11)$$

$$n_t = N_t \left[1 + \frac{1}{2} \exp[(E_c - E_t - E_F)/kT] \right]^{-1}, \quad (3.12)$$

где n_t – концентрация ловушек, занятых электронами, а n'_{epi} , как и раньше, определяется выражением (3.8). Здесь уже E_F – электронный квазиуровень уровень Ферми при освещении. Решая совместно уравнения (3.8), (3.10), (3.11) и (3.12), можно показать, что величина n_0 удовлетворяет кубическому уравнению

$$\begin{aligned}
0 = & n_0^3 + n_0^2 \left[\frac{1}{2} N_c \left[\exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{E_{epi}}{kT}\right) \right] + N_t \right] \\
& + \frac{1}{2} n_0 \left[\frac{1}{2} N_c^2 \exp\left(-\frac{E_{epi} + E_t}{kT}\right) + N_c(N_t - N_{epi}) \exp\left(-\frac{E_{epi}}{kT}\right) \right] \\
& - \frac{1}{4} N_{epi} N_c^2 \exp\left(-\frac{E_{epi} + E_t}{kT}\right). \tag{3.13}
\end{aligned}$$

На рис.3.17 символами показана экспериментальная температурная зависимость минимума относительной фотопроводимости для двух образцов n-типа с КТ. Сплошными линиями приведены расчетные кривые, полученные с помощью выражений (3.4), (3.5), (3.9) и на основе численного решения уравнения (3.13). Варьируемым параметром для согласования экспериментальных и теоретических кривых являлась энергия связи электрона вблизи КТ (на фотоиндуцированных ”ловушках”) E_t . Остальные параметры известны. При расчетах мы использовали следующие значения параметров $E_s \equiv E_P = 45$ мэВ, $E_{epi} \equiv E_{Sb} = 39$ мэВ [271], $N_t L_{epi} \equiv N_{QD} n_{QD} = 3 \times 10^{12}$ см⁻². Также фиксировалась величина $\mu_s/\mu_{epi} = 6$, которая была определена при $T = 300$ К на основе холловских измерений ($\mu_s = 1200$ см²/В·с, $\mu_{epi} \approx 200$ см²/В·с)⁹. Наименьшее отклонение расчетной кривой от экспериментальных данных для обоих образцов достигается при $E_t = 17 \pm 4$ мэВ. Полученное значение энергии E_t находится в согласии с максимальной энергией связи равновесно-

⁹В кремнии n-типа с концентрацией примеси меньше 10^{17} см⁻³ в области температур 50–300 К подвижность увеличивается с уменьшением температуры по закону $T^{-2.4}$, причем показатель степени не зависит от концентрации [271]. Это обстоятельство и позволяет считать отношение подвижностей μ_s/μ_{epi} не зависящим от температуры в данном интервале температур.

го электрона в поле фотовозбужденных дырок и электронов для $N = 2$ ($\simeq 13$ мэВ). Видно, что простая модель хорошо воспроизводит и величину и температурную зависимость отрицательной фотопроводимости, хотя для получения более точных результатов необходимо корректно учитывать температурную и концентрационную зависимость подвижностей, наличие компенсации и термическое возбуждение локализованных фотоэлектронов в зону распространенных состояний.

Как уже обсуждалось, принципиальным моментом возникновения отрицательной ФП является рост локализующего электроны потенциала при захвате в квантовые точки дырок. Ясно, что освещение структур р-типа не должно приводить к уменьшению концентрации равновесных носителей, поскольку наличие потенциальной ямы в валентной зоне Ge определяется, главным образом, разрывом валентных зон Ge и Si, а энергия кулоновского взаимодействия электрона и дырки в составе непрямого в пространстве экситона (≈ 25 мэВ [267]) много меньше энергии связи дырки (~ 400 мэВ в основном состоянии).

На рис.3.18 приведены люкс-амперные характеристики структуры Ge/p-Si. Образец был выращен в условиях, аналогичным условиям синтеза образцов Ge/n-Si, за исключением типа проводимости подложки и верхнего эпитаксиального слоя Si с островками Ge (концентрация акцепторной примеси бора составляла $\approx 10^{15}$ см $^{-3}$ в подложке и $\approx 2 \times 10^{16}$ см $^{-3}$ в эпитаксиальном слое Si). Видно, что в структуре р-типа участок с отрицательной ФП отсутствует. Вместо него наблюдается затяжная 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

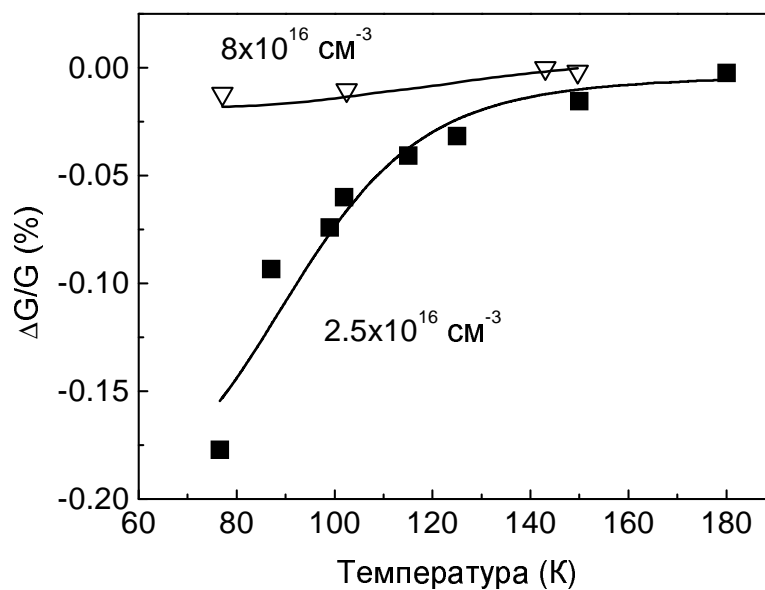


Рис. 3.17. Температурная зависимость минимума фотопроводимости для двух образцов n-типа с квантовыми точками. Концентрация доноров в первом образце $2.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, во втором $8 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Символы — экспериментальные данные. Сплошными линиями показаны результаты расчета с помощью выражений (3.4), (3.5), (3.9) и (3.13).

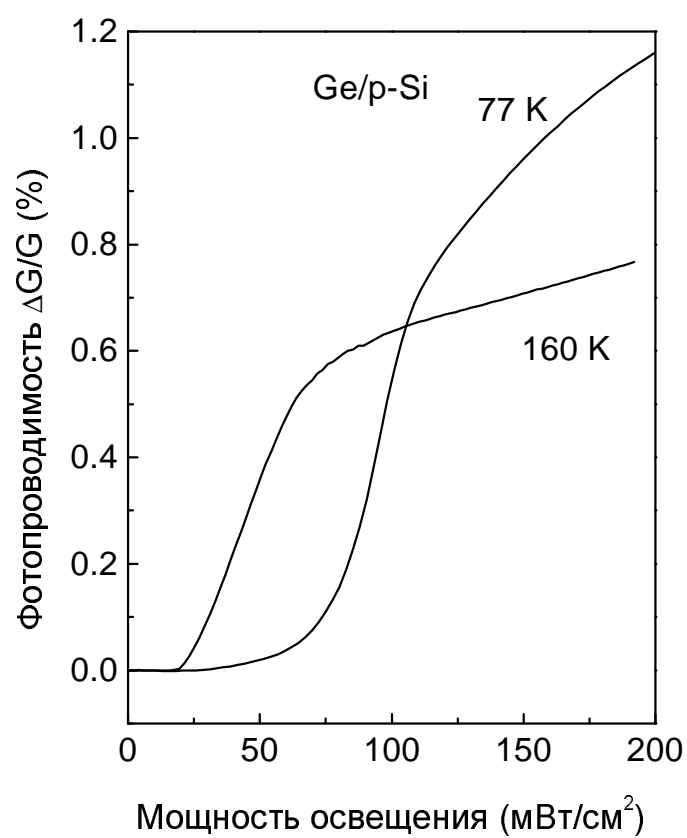


Рис. 3.18. Зависимость относительной фотопроводимости от интенсивности межзонной подсветки в Si p-типа с квантовыми точками Ge.

– на состояния вблизи гетерограниц Si/Ge), а рост ФП при больших интенсивностях обусловлен заполнением электронных уровней и появлением свободных неравновесных электронов.

В заключении подчеркнем, что изложенный в работе механизм отрицательной фотопроводимости реализуется только в квантовых точках 2-го типа, поскольку в гетероструктурах 1-го типа и электроны и дырки локализуются в одном и том же полупроводнике независимо от зарядового состояния КТ.

Выводы к Главе 3

1. Изучены свойства непрямых в пространстве экситонов в квантовых точках Ge/Si. Показано, что энергия связи таких экситонов превышает энергию связи свободных экситонов как в Si, так и в Ge, что является следствием пространственного ограничения движения дырки в нанокристаллах Ge и подбарьерного проникновения электрона в область локализации дырки.
2. Проведенный теоретический анализ в приближении самосогласованного поля с учетом неоднородного распределения упругих деформаций в структуре показал, что при возбуждении одного экситона электрон локализуется в окрестности вершины Ge пирамиды (в области максимальных напряжений Si), а дырка сосредоточена вблизи основания пирамиды. В комплексе, состоящем из двух экситонов расталкивание электронов приводит к их пространственному разделению, в результате которого второй электрон находится в Si под основанием пирамиды.
3. Обнаружены сдвиги энергии экситонного поглощения в коротковолновую область спектра при образовании комплексов экситон-дырка и экситон-экситон в заряженных квантовых точках. Полученный результат для комплекса экситон-дырка объясняется

пространственным разделением компонент экситона, благодаря которому кулоновское взаимодействие между двумя дырками в квантовой точке доминирует над взаимодействием между электроном и дыркой. В случае комплекса экситон-экситон энергия причиной "синего" сдвига линии экситонного поглощения является разница энергий размерного квантования электронов, локализованных над и под квантовой точкой.

4. Обнаружен сдвиг максимума спектра фотопроводимости из ближнего в средний ИК-диапазон при увеличении обратного смещения в кремниевом $p^+ - p - n^+$ диоде с квантовыми точками Ge.
5. Обнаружено, что при освещении массива нанокластеров Ge в n -Si светом, вызывающим межзонные переходы, возникает отрицательная фотопроводимость. Явление отрицательной фотопроводимости объяснено локализацией равновесных электронов на гетерогранице Si/Ge в потенциале неравновесных дырок, захваченных на глубокие состояния в островках Ge.

Глава 4

Электрон-электронное взаимодействие в процессах межуровневых оптических переходов

4.1. Влияние межэлектронного взаимодействия на энергию ИК резонанса в квантовых до- линах и точках

Движение электронов в двумерных (2d) системах квантуется в поперечном направлении z . ИК излучение, поляризованное в направлении z , может поглощаться двумерным электронным газом, возбуждая межподзонные переходы в квантовой долине.

Электроны в потенциале параболической формы. Самосогласованный потенциал, в котором движутся электроны в двумерной квантовой яме, существенно отличается от исходного вида потенциальной ямы, не заселенной электронами. Это означает, что взаимодействие между электронами должно заметно влиять на спектр носителей и частоту межподзонального оптического резонанса. Однако в 1989 году в работе [272] теоретически было показано, что частота разре-

шенного оптического перехода между подзонами в квантовой яме с параболическим связывающим потенциалом не зависит ни от числа электронов в яме, ни от наличия электрон-электронного взаимодействия, и равна частоте гармонического осциллятора. Это утверждение, названное *обобщенной теоремой Кона*, получило впоследствии экспериментальное подтверждение как для электронов [273], так и для дырок [274].

В том же 1989 году Сикорским и Мерктом (Sikorski and Merkt) был проведен эксперимент, в котором измерялось поглощение инфракрасного излучения системой квантовых точек InSb, причем число электронов на точку N менялось от 3 до 20 [36]. Положение пика поглощения в пределах точности измерений оказалось независимым от N в противоположность обычным атомам, где изменение номера элемента существенно меняет резонансную частоту. Аналогичное поведение наблюдалось позднее также Лорке с соавторами (Lorke et al.) в квантовых точках GaAs [275]. Для объяснения этого явления проведенные в работе [272] расчеты для двумерных систем были обобщены на случай нульмерных наноструктур, в которых потенциал также считался параболическим [37, 38, 39, 40, 41]. Особенностью квантовой точки с параболическим потенциалом является возможность разделения в гамильтониане движения центра масс и относительного движения электронов. Поскольку длина волны излучения, соответствующая переходам между уровнями, составляет десятки микрон, а размер точки 10–100 нм, то электрическое поле внутри КТ может считаться однородным. В этом случае добавка к гамильтониану записывается в дипольном приближении:

$$H_{e-m} = \sum_i e \mathbf{E} r_i = e \mathbf{E} \mathbf{R},$$

где \mathbf{R} – координата центра масс. Это означает, что падающая электромагнитная волна влияет только на движение центра масс, тогда

как электрон-электронное взаимодействие определяет относительное движение электронов.

Электроны в квантовой яме непараболической формы. Если форма связывающего электроны потенциала не описывается параболической моделью [276], а также при наличии сильного электростатического взаимодействия между квантовыми точками [277, 278], энергия ИК резонанса, соответствующая межподзонному переходу, может сильно отличаться от энергии расщепления подзон E_{12} , обусловленного размерным квантованием [279, 280, 281, 282, 283, 284]. Причиной является возникновение под действием падающей электромагнитной волны коллективных возбуждений электронной или спиновой плотности, которые приводит к сдвигу межподзонного резонанса. Одним из таких коллективных эффектов является динамическое экранирование внешней электромагнитной волны коррелированными в плоскости 2d газа колебаниями электронной плотности, осуществляемые в направлении z . При переходе электрона из одного квантового состояния в другое и обратно возникает осциллирующий дипольный момент, поле которого действует на другие электроны, возбуждая плазменные колебания в системе. Поскольку суммарное электрическое поле в квантовой долине отличается от внешнего поля на величину поляризационного поля диполей, то об этом явлении говорят как о *деполяризации* падающей электромагнитной волны.

В общем случае, экспериментально эффект деполяризации проявляется в виде сдвига межподзонного ИК резонанса в коротковолновую область спектра при увеличении концентрации носителей в заполненной подзоне [280, 285, 286, 287, 288], а для систем с непараболическим законом дисперсии – еще и в сужении резонансной линии и в изменении ее формы [289, 290, 291]. Энергия поглощения ИК излучения \tilde{E} , перенормированная коллективными осцилляциями электронной плотности, для 2d систем определяется выражени-

ем [280, 292]

$$\tilde{E}^2 = E_{12}^2 + E_{\text{pl}}^2,$$

где E_{pl} есть энергия плазменных колебаний двумерного электронного газа

$$E_{\text{pl}}^2 = \frac{2e^2 n_s S E_{12}}{\epsilon_0 \epsilon},$$

S – так называемый деполяризационный интеграл

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^z \psi_1(z') \psi_2(z') dz' \right]^2 dz,$$

n_s – концентрация электронов в заполненной подзоне, ψ_i – волновая функция, описывающая движение электронов в подзоне i в направлении z .

С появлением квантовых точек, в которых движение носителей заряда ограничено еще и в латеральном направлении, возник вопрос о существовании коллективных эффектов при переходах электронов между уровнями размерного квантования в плоскости структур. (рис.4.1). В 1990 году Бакши с соавторами (Bakshi et al.) указали на то, что многочастичное кулоновское взаимодействие должно иметь место и между электронами, осциллирующими в латеральном направлении [40]¹. В 1999 году Метцнером и Делером (Metzner and Döhler) было отмечено, что такое взаимодействие в определенных условиях может быть очень эффективным, существенно влияя на спектр ИК поглощения [82]. Однако еще в 1991 году Говоровым и Чапликом были проведены расчеты деполяризационного сдвига в массиве регулярно расположенных на плоскости квантовых точек в приближении параболического потенциала в каждой из точек [276]. Было показано, что величина изменения энергии ИК резонанса вследствие коллективных возбуждений пропорциональна не

¹Здесь и далее под латеральным направлением будем понимать любое направление в плоскости роста гетероструктур.

поверхностной плотности заряда как в двумерных системах, а величине N/l^3 , где N – число электронов в каждой точке, l – период расположения КТ в массиве.

Для того, чтобы экспериментально обнаружить заметный деполяризационный сдвиг оптического резонанса в массиве КТ необходимо, чтобы расстояние между КТ было мало. Очевидно, что идеальным объектом для выявления коллективных эффектов могут служить слои самоорганизующихся КТ, поскольку в этом случае возможно достичь больших плотностей в ансамбле. Кроме того, в таких гетеросистемах формирующиеся в результате самоорганизации нанокристаллы обладают сложной формой (пирамиды, линзы и т.д.), и поэтому потенциал, в котором движутся носители, может отличаться от параболического. Тем не менее, в экспериментах французской группы [109], выполненных на слоях КТ InAs/GaAs в условиях, когда вектор электрического поля световой волны имел компоненту света вдоль слоев, хотя и наблюдались межуровневые переходы, деполяризационный сдвиг обнаружен не был. Причина проста: слоевая концентрация КТ ($4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$) была недостаточно велика для проявления эффектов взаимодействия между точками и связывания оптических возбуждений в коллективную моду. По этой причине нам представлялось особенно актуальным провести исследования в структурах Ge/Si, в которых плотность точек в массиве $> 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [293].

4.2. Метод фотоиндуцированного поглощения

Наиболее прямым экспериментом по выявлению деполяризационного сдвига, могло бы быть измерение энергии межуровневого ИК резонанса в массивах квантовых точек с одними и теми же размерами точек, но с разной их плотностью. Однако оказалось, что любые изменения условий роста для системы Ge/Si(001) приводят одновре-

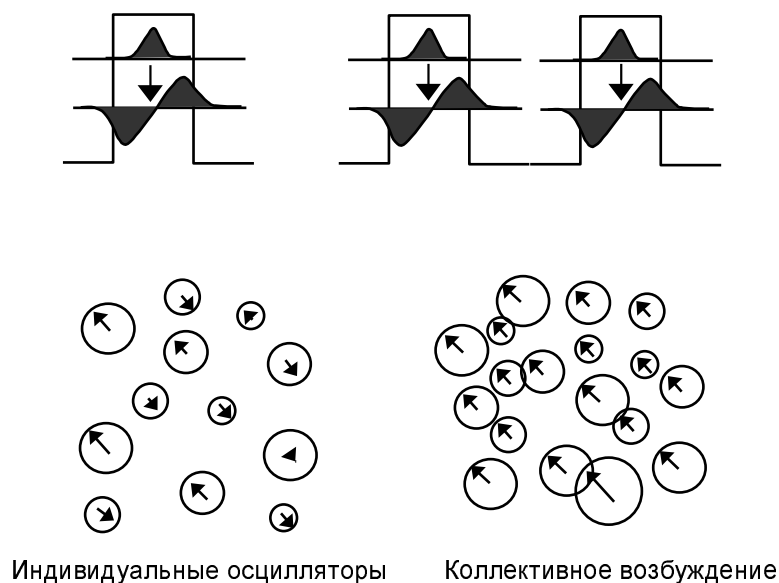


Рис. 4.1. На верхней части рисунка показано появление дипольного момента при переходе дырки между различными состояниями в КТ. В плотном массиве КТ диполи на соседних КТ могут взаимодействовать, приводя к появлению коллективных осцилляций плотности дырок. На нижней части рисунка представлено схематичное изображение осцилляторов, демонстрирующее появление коллективного возбуждения в двумерном массиве квантовых точек. Стрелками показано направление вектора поляризации, возникающей при переходе носителей между различными квантовыми состояниями под действием внешней электромагнитной волны. Колебания в фазе ($\Delta\phi = 0$) соответствуют направлению стрелок вправо вверх, в противофазе ($\Delta\phi = -\pi$) – влево вниз. Когда плотность осцилляторов мала (левая часть рисунка), и кулоновское взаимодействие между ними мало, то квантовые точки ведут себя как изолированные осцилляторы, каждый со своей фазой. В случае большой плотности квантовых точек (правая часть рисунка) кулоновское взаимодействие между точками приводит к согласованию фаз в каждой точке и возникновению коллективной моды.

менно к изменению и плотности островков Ge, и их размеров. Поэтому нами был реализован другой подход, в основе которого лежала следующая идея. Фиксируются плотность и размеры квантовых точек. В исходном состоянии КТ нейтральны, они не содержат дырок, и поэтому межуровневые оптические переходы в них отсутствуют. Далее в систему вводятся дырки, заряжая часть КТ. От этой части точек в спектрах поглощения образца должен появиться сигнал, связанный с межуровневым ИК резонансом. Увеличение концентрации инжектированных в систему дырок эквивалентно увеличению плотности заряженных КТ. Возрастающее при этом кулоновское взаимодействие между заряженными точками должно влиять на энергию ИК резонанса, сдвигая его в сторону больших энергий.

Исследуемые структуры выращивались на подложке n-Si(001) с удельным сопротивлением 5 Ом·см и были аналогичные тем, в которых исследовалась межзонная фотопроводимость (раздел 3.8.). Количество слоев островков Ge в эпитаксиальном слое Si также составляло 10. Слои разделялись прослойками Si толщиной 30 нм. Концентрация примеси сурьмы в эпитаксиальном кремнии составляла $\approx 2.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Поскольку уровень легирования недостаточен для заполнения островков дырками, уровни в КТ незаполнены и межуровневые переходы отсутствуют. Заселение основного состояниями КТ дырками можно осуществить двумя методами.

- Во-первых, это можно сделать с помощью эффекта поля, сформировав вблизи островкового затвор и подав на него соответствующий потенциал.
- Во-вторых, можно использовать дополнительную межзонную подсветку, способную создавать требуемую концентрацию неравновесных носителей в КТ.

Недостатком первого метода является неизбежное присутствие сильного электрического поля и, как следствие, в той или иной степени эффекта Штарка. Поэтому для инжекции дырок в КТ мы использовали мощную оптическую накачку КТ галогеновой лампой. Излучение лампы пропусклось через интерференционный фильтр и имело максимум интенсивности при энергиях фотона 1.85 эВ с шириной $\sim 0.7\text{ эВ}$. Интегральная мощность накачки измерялась Si фотодиодом и варьировалась в диапазоне $P = 40\text{--}180\text{ мВт/см}^2$. Прошедшее через образец ИК излучение глобара фиксировалось болометром на частоте модуляции подсветки, которая составляла 1.7 Гц . Как и прежде, пучок ИК фотонов был направлен по нормали к плоскости структуры. Получаемые спектры фотоиндуцированного поглощения нормировались на опорный сигнал болометра, записанный без дополнительной подсветки структуры лампой.

Важно знать, какова концентрация дырок, оптически инжектированных в квантовые точки. Вопрос о том, как можно оценить эту величину, обсуждался в разделе 3.8. Взяв $P = 100\text{ мВт/см}^2$, $h\nu = 1.85\text{ эВ}$ и $\tau_{\text{Si}} = 15\text{ мкс}$, с помощью выражения (3.3) находим, что оптическая накачка мощностью 100 мВт/см^2 обеспечивает практически полное заселение основного состояния в КТ (две дырки на один островок).

4.3. Эффект деполяризации в массиве квантовых точек

Спектры фотоиндуцированного поглощения при различных интенсивностях оптической инжекции показаны на рис.4.2 [294]. Температура измерений комнатная. В области энергий $70\text{--}90\text{ мэВ}$ ($15\text{--}18\text{ мкм}$) наблюдается максимум поглощения, соответствующий переходу дырки из основного в возбужденное состояние КТ. Примерно

такой же энергетический зазор между первыми двумя уровнями в Ge КТ (≈ 75 мэВ) наблюдался ранее в экспериментах по резонансному туннелированию в структурах с одиночным слоем островков [90]. Тот факт, что поглощение фотонов осуществляется при нормальном падении света, свидетельствует о том, что соответствующие состояния дырки в КТ обусловлены квантованием движения частиц в плоскости роста.

При подсветке мощностью > 110 мВт/см² на спектрах появляется "подножие", растущее в длинноволновую сторону и обусловленное, по-видимому, поглощением на свободных носителях в Si. Интегральное поглощение (площадь под пиком) пропорционально уровню освещения для $P < 140$ мВт/см² [рис.4.4(а)], что указывает на линейный режим рекомбинации неравновесных носителей и означает, что концентрация инжектированных в КТ дырок является функцией интенсивности оптической накачки, близкой к линейной. При $P \geq 140$ мВт/см² основное состояние заселяется полностью. При этом рост интенсивности поглощения в КТ прекращается, и наблюдается даже его падение, обусловленное заполнением возбужденного состояния в квантовых точках и блокированием межуровневого перехода согласно принципа Паули.

Начало интенсивной генерации свободных носителей при $P > 100$ мВт/см² подтверждается контрольным экспериментом, в котором измерялась продольная фотопроводимость структуры как функция мощности межзонной подсветки. В качестве источника фотонов мы использовали GaAs ИК-светодиод с максимумом излучения на длине волны ~ 0.9 мкм. Экспериментальная кривая фотопроводимости $G_{ph}(P)$, а также ее производная $dG_{ph}(P)/dP$ показаны на рис.4.3. В области $P < 100$ мВт/см² проводимость мала, поскольку возбуждаемые светом неравновесные дырки захватываются на глубокие состояния квантовых точек, неравновесные электроны локализуются в потен-

циале дырок вблизи КТ и дают небольшой вклад в фототок. При $P > 100 \text{ мВт/см}^2$ фотопроводимость резко возрастает и далее производная $dG_{ph}(P)/dP$ начинает падать, что характерно для переноса заряда свободными носителями в режиме квадратичной рекомбинации [266], свидетельствующего о том, что концентрация неравновесных носителей начинает превышать концентрацию равновесных. В этих же образцах при низких температурах в области $P < 100 \text{ мВт/см}^2$ наблюдалась отрицательная межзонная фотопроводимость, а при бóльших интенсивностях освещения появлялась положительная фотопроводимость, связанная с термическим освобождением мелких электронных уровней вблизи КТ и ростом концентрации подвижных электронов в зоне проводимости (см. раздел 3.8.).

Оценим интенсивность поглощения света с длиной волны $\lambda = 15 \text{ мкм}$ свободными электронами, создаваемыми оптической накачкой мощностью $P = 100 \text{ мВт/см}^2$ с энергией фотонов $h\nu = 1.85 \text{ эВ}$. Коэффициент поглощения свободными носителями для кремния с электронной проводимостью с хорошей точностью можно найти из выражения [295]

$$K = \frac{n_e e^3 \lambda^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m_c^2 c^3 \bar{n} \mu}, \quad (4.1)$$

где n_e – объемная концентрация свободных электронов, m_c – эффективная дрейфовая масса электрона, c – скорость света, \bar{n} – показатель преломления, μ – дрейфовая подвижность электронов, λ – длина волны ИК излучения. Дрейфовая масса определяется продольной и поперечной эффективными массами [295]

$$\frac{1}{m_c} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{m_{\parallel}} + \frac{2}{m_{\perp}} \right). \quad (4.2)$$

Концентрация фотоэлектронов в случае линейной рекомбинации в Si дается выражением

$$n_e = P\tau/h\nu d_a, \quad (4.3)$$

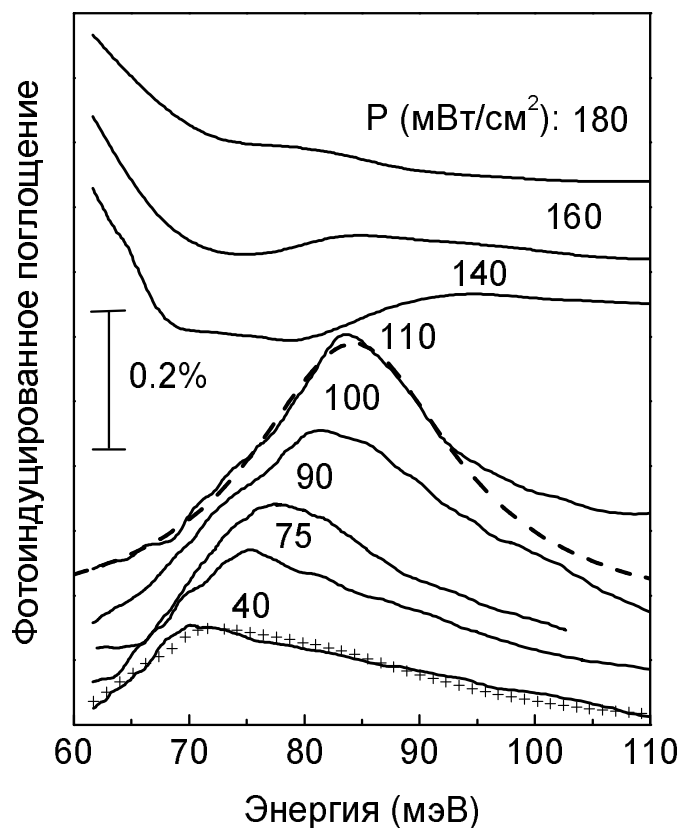


Рис. 4.2. Спектры фотоиндуцированного поглощения в области межуровневых переходов внутри квантовых точек при различной мощности оптической накачки. Кривые смещены вверх по оси ординат с шагом 5×10^{-4} . Увеличение мощности оптической накачки соответствует увеличению концентрации дырок в основном состоянии ансамбля нанокристаллов Ge. Крестами показан результат моделирования формы линии поглощения при $P = 40 \text{ мВт/см}^2$ выражениями (4.5) и (4.6) для параметра асимметрии $\gamma = 1.25$. Штриховая линия представляет собой аппроксимацию линии поглощения для $P = 110 \text{ мВт/см}^2$ функцией Лоренца (4.8), описывающей возбуждение коллективной моды.

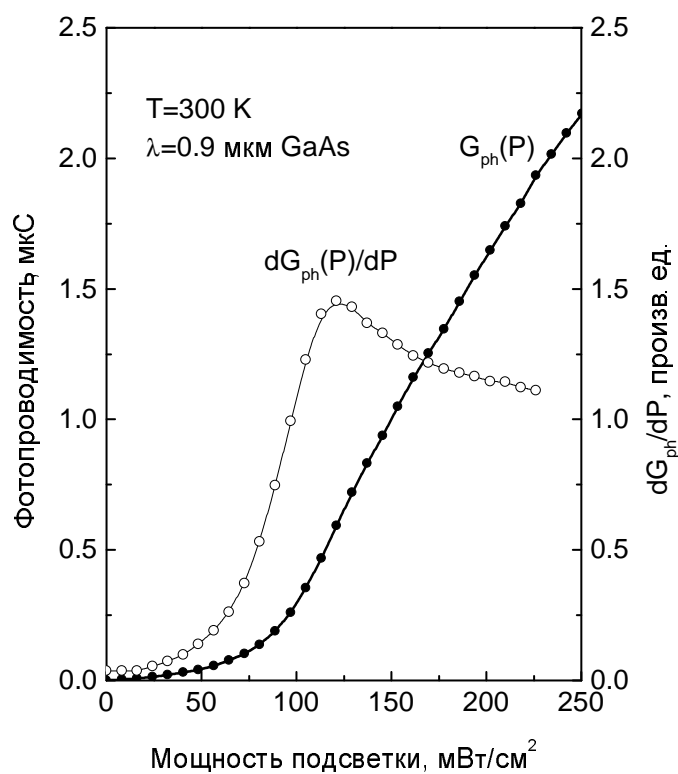


Рис. 4.3. Латеральная фотопроводимость G_{ph} структуры с десятью слоями квантовых точек при различной интенсивности межзонной подсветки P ИК-светодиодом. Длина волны излучения светодиода $\sim 0.9\text{ мкм}$. На рисунке показана также производная dG_{ph}/dP (правая шкала).

где τ – время межзонной рекомбинации, $h\nu$ – энергия фотонов оптической накачки, d_a – глубина поглощения света оптической накачки. Интенсивность поглощения излучения в случае, когда глубина поглощения $1/K$ много больше толщины образца L , можно оценить как $\alpha = KL$. Поскольку в нашем случае область, в которой сосредоточены свободные электроны, генерируемые оптической накачкой, есть $L \approx d_a$, то

$$\alpha \approx Kd_a. \quad (4.4)$$

Несмотря на то, что выражение (4.3) справедливо лишь при маленьких уровнях освещения, мы считаем, что полученная таким образом оценка величины α должна иметь правильный порядок, поскольку, как обсуждалось выше, рекомбинация носителей становится заметно нелинейной только при $P > 100$ мВт/см², а характерное время жизни хоть и зависит уже от концентрации неравновесных носителей, имеет все еще тот же порядок, что и в линейном режиме. Для $P = 100$ мВт/см², $\bar{n} = 3.4$ [296], $\mu = 200$ см²/В·с, $m_{\parallel} = 0.98m_0$, $m_{\perp} = 0.19m_0$ [296], $\tau = 15$ мкс (см. раздел 3.8.) из уравнений (4.1), (4.2), (4.3) и (4.4) получаем $\alpha \approx 2 \times 10^{-3}$, что соответствует экспериментальной ситуации. Таким образом, появляющийся при больших мощностях освещения дополнительный канал поглощения действительно может быть связан с поглощением на свободных электронах, создаваемых оптической накачкой.

При малой концентрации дырок в островках пик поглощения имеет ярко выраженную асимметричную форму: поглощение резко падает при малых энергиях и имеет протяженный хвост в сторону больших энергий от максимума. Описать асимметричную форму линии можно в рамках следующей простой модели. В отсутствие коллективных эффектов межуровневый резонанс характеризуется неоднородным уширением за счет флуктуаций размера островков в массиве. Сделаем очевидное предположение, что распределение остров-

ков по размерам L описывается функцией Гаусса (это выполняется с хорошей точностью во всех известных нам экспериментальных ситуациях [297, 298, 299, 300, 301, 154, 168], а также в нашем случае (рис.1.8)):

$$D(L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp[-(L - L_0)^2/2\sigma^2], \quad (4.5)$$

где L_0 - средний размер островка. Распределение зазоров между энергетическими уровнями в КТ $D(E)$ связано с распределением размеров островков соотношением $D(E) \propto D(L)(dE/dL)^{-1}$. В случае, когда энергия размерного квантования уменьшается с увеличением размера квантовой точки по степенному закону $1/L^\gamma$,

$$D(E) \propto D(L)/E^{(1+\gamma)/\gamma}. \quad (4.6)$$

Для того, чтобы получить форму линии поглощения, в общем случае необходимо еще учитывать энергетическую зависимость силы осциллятора. В прямоугольной потенциальной яме сила осциллятора между состояниями с квантовыми числами n и m дается выражением² [302]

$$f = \frac{64}{\pi^2} \frac{m^2 n^2}{m^2 - n^2}. \quad (4.7)$$

Поскольку рассматриваемый переход осуществляется между состояниями, которым в разных КТ соответствуют одни и те квантовые числа ($n = 1$ и $m = 2$), то в нашем случае мы можем пренебречь зависимостью силы осциллятора от размера точки, а следовательно и от энергии. Тогда распределение (4.6) должно описывать форму линии поглощения. Результат аппроксимация пика, измеренного при $P = 40$ мВт/см², выражениями (4.5) и (4.6) для дисперсии размеров нанокластеров Ge $\sigma = 20\%$ показан на рис.4.2 крестами. Подгоночными параметрами служили энергетическое положение максимума поглощения, его амплитуда и параметр асимметрии γ . Видно, что

²Разумеется речь идет о состояниях противоположной четности.

форма резонанса хорошо воспроизводится при $\gamma = 1.25$. Полученный результат указывает на то, что энергетический зазор между уровнями в КТ зависит от размера КТ слабее, чем $1/L^2$. На этот факт ранее неоднократно обращалось внимание при расчетах электронного спектра в нанокластерах пирамидальной и линзообразной формы [303, 304, 305, 306].

С увеличением концентрации дырок в основном состоянии КТ максимум поглощения смещается в сторону бóльших энергий, он сужается и становится более симметричным (рис.4.4). Все эти черты являются характерными признаками проявления эффекта деполяризации.

Поскольку деполяризационный сдвиг есть следствие диполь - дипольного взаимодействия в массиве квантовых точек, то величина сдвига $\delta E_{\text{dep}} \propto l^{-3}$, где l – среднее расстояние между заряженными КТ [276]. В наших экспериментах поставка в КТ дырок осуществляется с помощью оптической накачки. Поэтому среднее расстояние между КТ, захватившими по дырке, зависит от мощности накачки как $l \propto P^{-1/2}$. Отсюда получаем $\delta E_{\text{dep}} \propto P^{3/2}$. На рис.4.5 приведены экспериментальные значения энергии межуровневого резонанса как функция $P^{3/2}$ в интервале $40 < P < 140$ мВт/см². Видно, что действительно выполняется линейная связь между δE_{dep} и $P^{3/2}$.

Другим аргументом в пользу того, что наблюдаемые особенности связаны с кулоновским взаимодействием между точками, служит поведение системы при больших мощностях засветки, когда в образце появляются свободные электроны, экранирующие взаимодействие. При $P > 110$ мВт/см² линия поглощения начинает опять уширяться, и максимум поглощения смещается в исходное состояние, что объясняется подавлением эффекта деполяризации при экранировании дальнедействующего кулоновского взаимодействия. Вторым фактором, который может приводить с "красному" смещению

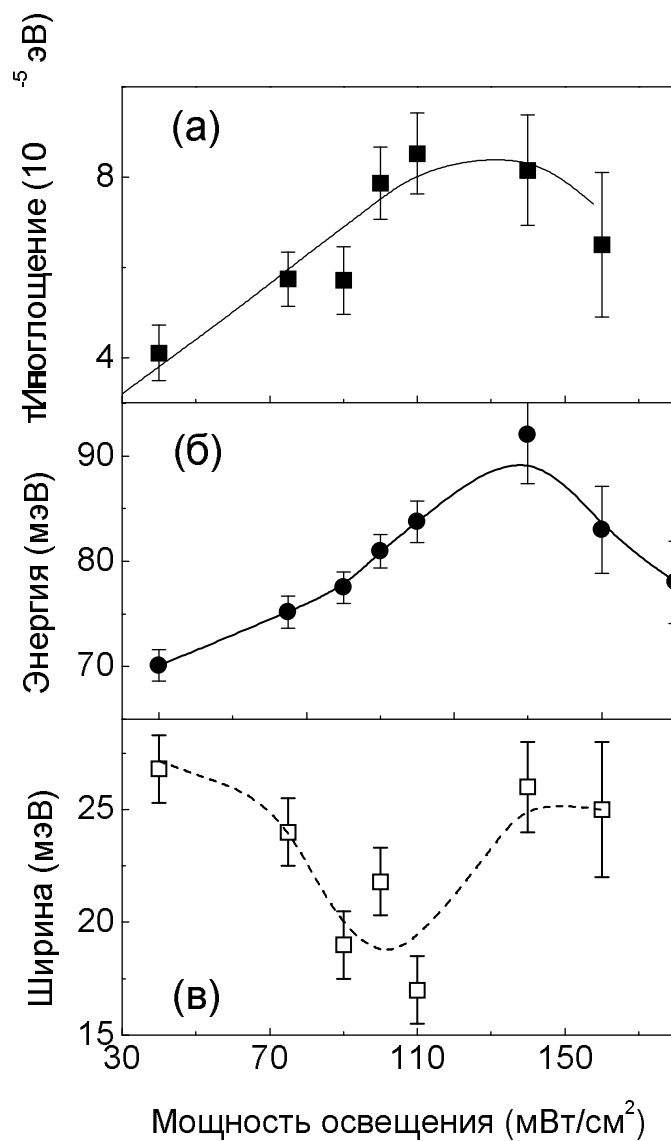


Рис. 4.4. Зависимости интегрального поглощения (а), энергии межуровневого резонанса (б) и его полной ширины на полувывсоте (в) от мощности оптической накачки.

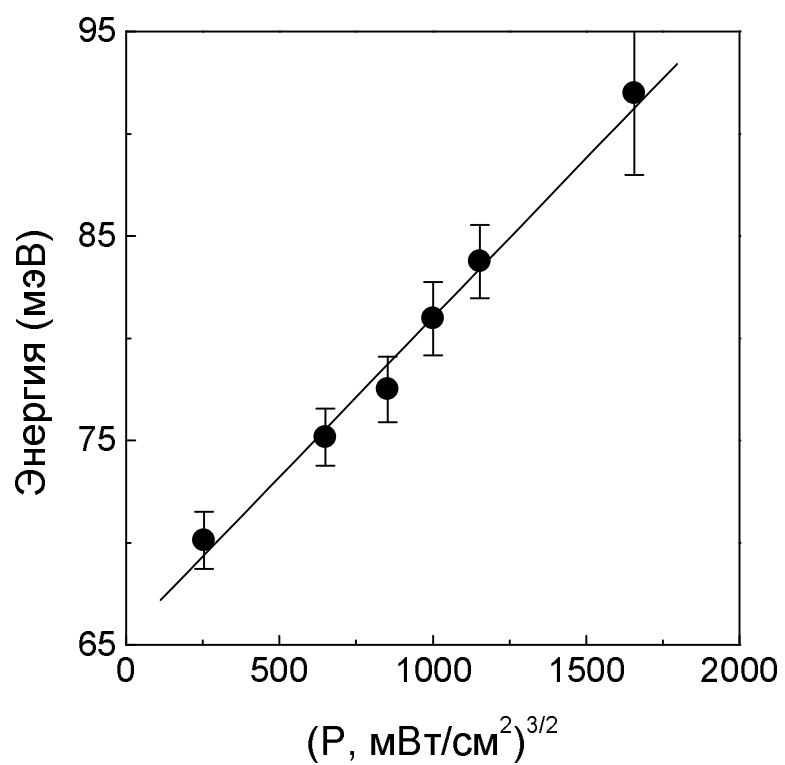


Рис. 4.5. Зависимость энергии межуровневого резонанса от $P^{3/2}$, где P – мощность оптической накачки.

резонанса при интенсивной накачке, является заселение возбужденного состояния дырками и подавление вероятности оптического перехода согласно принципа Паули (см. раздел 4.4.).

В режиме коллективной электронной моды "индивидуальность" квантовых точек в массиве исчезает благодаря многочастичным эффектам. При этом ширина межуровневого резонанса должна определяться только временем жизни носителя в возбужденном состоянии, а не флуктуациями размеров островков. В этом случае энергетическая зависимость интенсивности поглощения определяется функцией Лоренца

$$\alpha = \frac{f N_{\text{QD}} n e^2 \hbar}{2 m_0 \Gamma \bar{n} c \epsilon_0} \frac{1}{1 + [(E - E_0)/\Gamma]^2}, \quad (4.8)$$

где $N_{\text{QD}} = 10$ – число слоев КТ, Γ – скорость релаксации возбужденного носителя в основное состояние (определяется механизмом рассеяния). Аппроксимация экспериментальной линии поглощения для $P = 110$ мВт/см² выражением (4.8) (пунктирная линия на рис.4.2) позволила определить полную ширину резонанса на полувысоте $2\Gamma = 17$ мэВ и силу осциллятора $f = 0.95$. Отметим, что сила осциллятора, полученная с помощью выражения (4.7) для перехода из основного в первое возбужденное состояние, имеет чрезвычайно близкое значение $f = 0.96$.

Как уже отмечалось, кроме силы осциллятора и времени жизни оптические переходы часто характеризуют эквивалентным сечением поглощения. Из амплитуды максимума поглощения 4×10^{-3} для десяти слоев точек и концентрации носителей в каждом из слоев порядка 5×10^{11} см⁻² (см. раздел 4.2.) получаем сечение поглощения 8×10^{-16} см². Заметно меньшая величина (1.6×10^{-16} см²) была определена ранее для межуровневых дырочных переходов в квантовых точках InAs/GaAs [109].

Найденная в эксперименте сила осциллятора $f = 0.95$ соответствует дипольной длине перехода $\langle x \rangle = \sqrt{\hbar^2 f / 2m_0 (E_1 - E_0)} = 0.7$ нм

в плоскости образца для $E_1 - E_0 \approx 70$ мэВ. Теоретический анализ поляризационных правил отбора для основного межуровневого перехода был выполнен нами в приближении сильной связи с использованием $sp^3d^5s^*$ атомных орбиталей [294]. При расчетах оптических переходов, также как и ранее, учитывалось пространственное распределение упругих деформаций в структуре [176]. Оказалось, что переход дырки из основного состояния в возбужденное имеет отличный от нуля матричный элемент $\langle x \rangle = \langle \psi_1(\mathbf{r}) | x | \psi_0(\mathbf{r}) \rangle$ только в плоскости массива точек и характеризуется силой осциллятора $f = 0.7$ и плечом диполя $\langle x \rangle \simeq 0.9$ нм, что согласуется с нашими экспериментальными данными.

4.4. Фотопроводимость в области межуровневых переходов

Для исследования фотопроводимости выращивалась многослойная структура с 8 слоями КТ на сильнолегированной подложке p^+ -Si, служащей нижним электрическим контактом. Верхний контакт формировался путем осаждения 50 нм p^+ -Si с концентрацией бора $\approx 10^{19}$ см^{-3} . Толщина областей Si между соседними слоями Ge составляла 110 нм. На расстоянии 10 нм от каждого слоя Ge проводилось дельта-легирование Si бором со слоевой концентрацией 6×10^{11} см^{-2} , что обеспечивало практически полное заселение основного состояния дырками в островках. Измерения проводились в вертикальной геометрии между верхним и нижним слоями p^+ -Si.

Температурная зависимость темновой проводимости в таких структурах на омическом участке ВАХ следует активационному закону с энергией активации, близкой к глубине залегания основного энергетического уровня дырки (~ 400 мэВ). При увеличении напряжения свыше 0.1 В наблюдалась квадратичная зависимость тока от напря-

жения (раздел 2.3., рисунок 2.9), связанная с инжекцией дырок в первое возбужденное состояние. В этом режиме энергия активации проводимости уменьшается до величины ~ 300 мэВ, что действительно близко к энергии залегания уровня дырки в возбужденном состоянии в заряженной Ge КТ [204].

На рис.4.6 показаны спектры амперваттной чувствительности структуры при различных напряжениях. Наблюдаются два пика фотопроводимости. Низкоэнергетичный пик связан с переходом дырки из основного в первое возбужденное состояние (переход E_{01}), максимум при бóльших энергиях обусловлен переходом на третий уровень в КТ (переход E_{02}). Положения соответствующих максимумов согласуются с разницей в энергиях между первым и вторым, первым и третьим уровнями в Ge КТ, определенными ранее с помощью резонансной туннельной спектроскопии [90].³ При напряжениях 0.5 В в спектре фотопроводимости в области энергий ≈ 75 мэВ появляется плечо, которое, по-видимому, связано с переходом дырок из первого возбужденного состояния во второе. Действительно, в этом случае энергия перехода должна быть равна $E_{12} = E_{02} - E_{01}$. Взяв экспериментальные данные для $V = 0.5$ В $E_{02} = 132$ мэВ и $E_{01} = 58$ мэВ, получаем $E_{12} = 74$ мэВ, что и наблюдается в эксперименте.

Возникновение фотопроводимости при переходах носителей между состояниями, локализованными вблизи одной и той же КТ, можно объяснить на основе фототранзисторного эффекта, описанного в работах [307, 308]. Переход дырки из основного состояния в возбужденное сопровождается уменьшением эффективной плотности положительного заряда в КТ из-за бóльшей протяженности волновой функции дырки в возбужденном состоянии. Это, в свою очередь,

³Некоторое различие в энергетических зазорах между уровнями размерного квантования, определенных в структурах с одиночным слоем КТ и в многослойных структурах, связано, по-видимому, с известной зависимостью плотности и размеров самоорганизующихся островков от числа слоев КТ и расстояния между слоями (см., например, [156].)

приводит к уменьшению барьера между эмиттером и коллектором и возрастанию тока (рис.4.7).

Амплитуда пиков фотопроводимости как функция напряжения приведена на рис.4.8. В области напряжений > 0.4 В интенсивность линий начинает уменьшаться, поскольку дырки накапливаются в возбужденных состояниях, и оптические переходы блокируются.

На рис.4.9(а) приведены результаты измерения токового шума i_n в образце, спектр фотоотклика которого приведен на рис.4.6. Коэффициент внутреннего усиления g_{opt} находится из соотношения [309]

$$i_n = \sqrt{4eI_d g_{opt} \Delta f}, \quad (4.9)$$

где I_d - темновой ток, Δf - полоса пропускания фильтра. Результат представлен на рис.4.9(а). Обычно величина g_{opt} растет линейно с напряжением и насыщается в сильных полях вследствие насыщения дрейфовой скорости. В нашем случае ситуация другая: при $V > 0.1$ В коэффициент усиления начинает падать, стремясь к единице при больших V . Нетрудно понять, что такое поведение является следствием интенсивной инжекции дырок в КТ. Как только носитель, возбужденный в валентную зону, покидает образец, происходит немедленная инжекция другого такого в КТ. Из соотношения $\tau_r = L_s^2 g_{opt} / \mu V$ (L_s - расстояние между электродами, μ - подвижность фотовозбужденных носителей) можно определить время захвата дырок в основное состояние КТ. Зависимость τ_r от напряжения приведена на рис.4.9(б).

Комбинируя данные по токовой чувствительности R с измерениями токового шума, мы получили максимальную обнаружительную способность нашего фотодетектора 1.7×10^8 смГц^{1/2}/Вт на длине волны 20 мкм и 0.7×10^8 смГц^{1/2}/Вт на 10 мкм при $T = 300$ К. Квантовая эффективность $\eta_q \approx 0.1\%$ была определена из соотношения $R = (e/h\nu)\eta_q g_{opt}$. Следует отметить, что даже в отсутствие оптимизации параметров структуры полученные значения сравнимы и

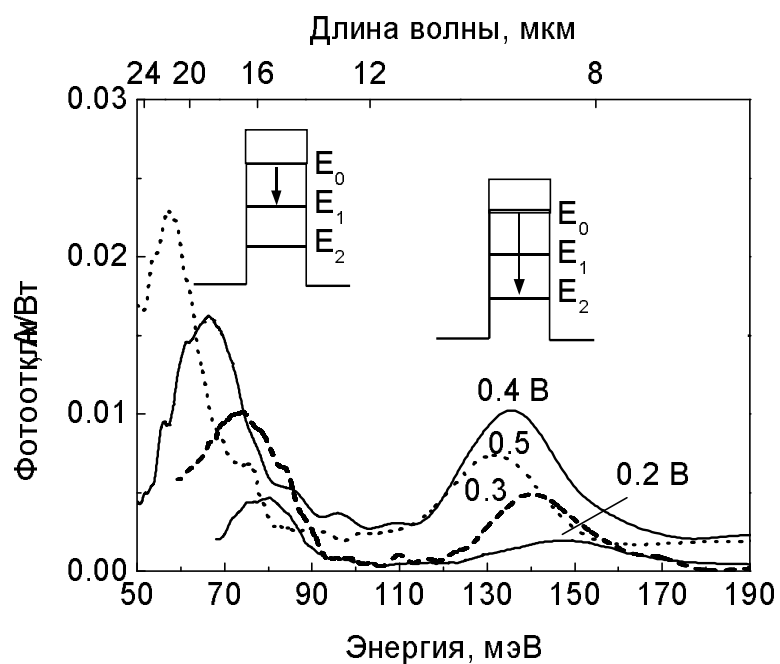


Рис. 4.6. Спектры фотопроводимости в вертикальной геометрии при различном приложенном напряжении. В результате дельта-легирования основное состояние в точках заполнено дырками. При напряжениях больше 0.1 В происходит инжекция дырок из контакта в возбужденные состояния КТ, и коллективное возбуждение распадается. В результате, максимум фотопроводимости возвращается в невозмущенное многочастичными эффектами положение. В верхней части рисунка показаны оптические переходы дырок в валентной зоне КТ Ge, соответствующие наблюдаемым максимумам фототока.

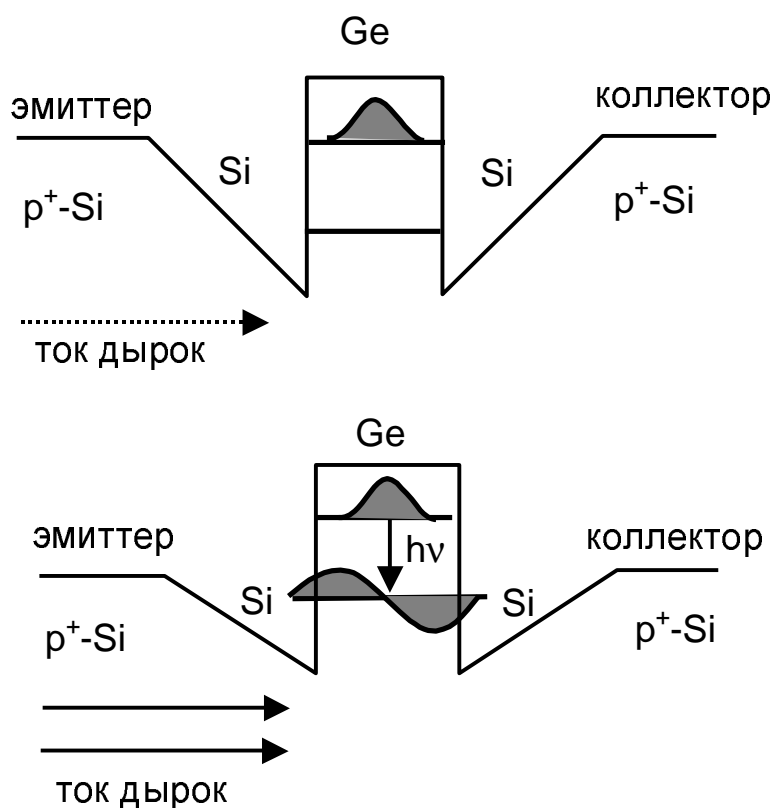


Рис. 4.7. Схематичное изображение фототранзисторного механизма появления фототока дырок в валентной зоне при переходах между локализованными состояниями в квантовых точках (профили валентной зоны показаны для одного слоя точек Ge в Si). Дырка под действием света переходит в возбужденное состояние, в котором волновая функция имеет бóльшие размеры. Поскольку при этом уменьшается эффективная плотность заряда, сосредоточенного в КТ, то такой процесс приведет к уменьшению потенциального барьера между эмиттером и коллектором и возрастанию инжекционного тока из эмиттера в коллектор.

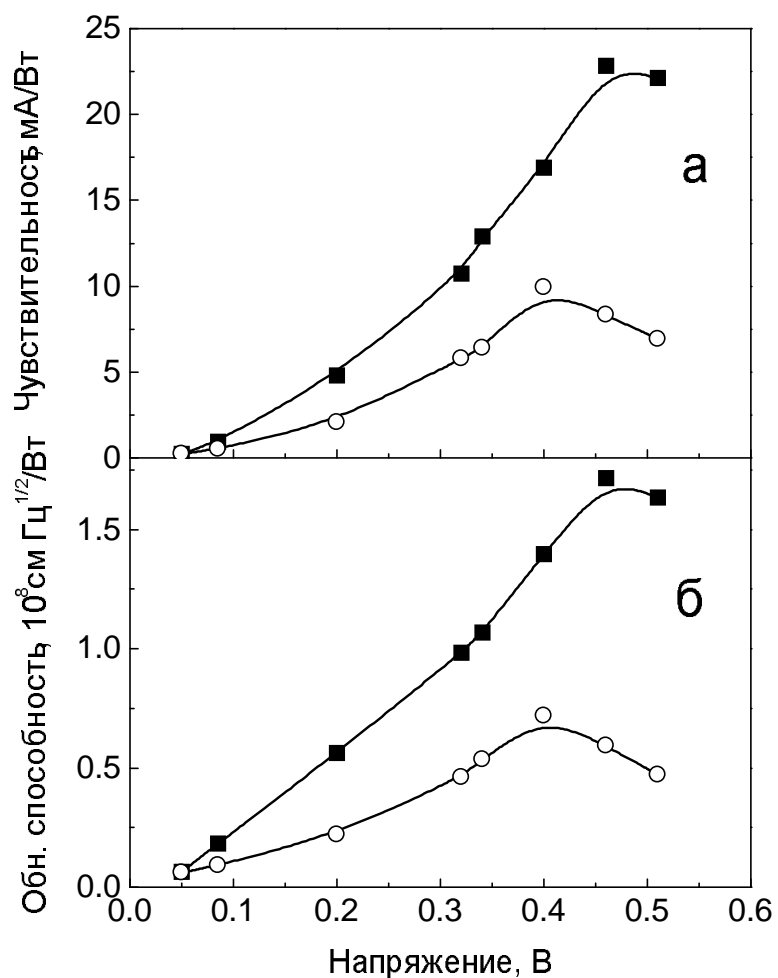


Рис. 4.8. Амплитуда пиков фотопроводимости (а) и обнаружительная способность (б) как функции приложенного напряжения. Черные квадраты соответствуют низкоэнергетическому максимуму, пустые квадраты - высокоэнергетическому.

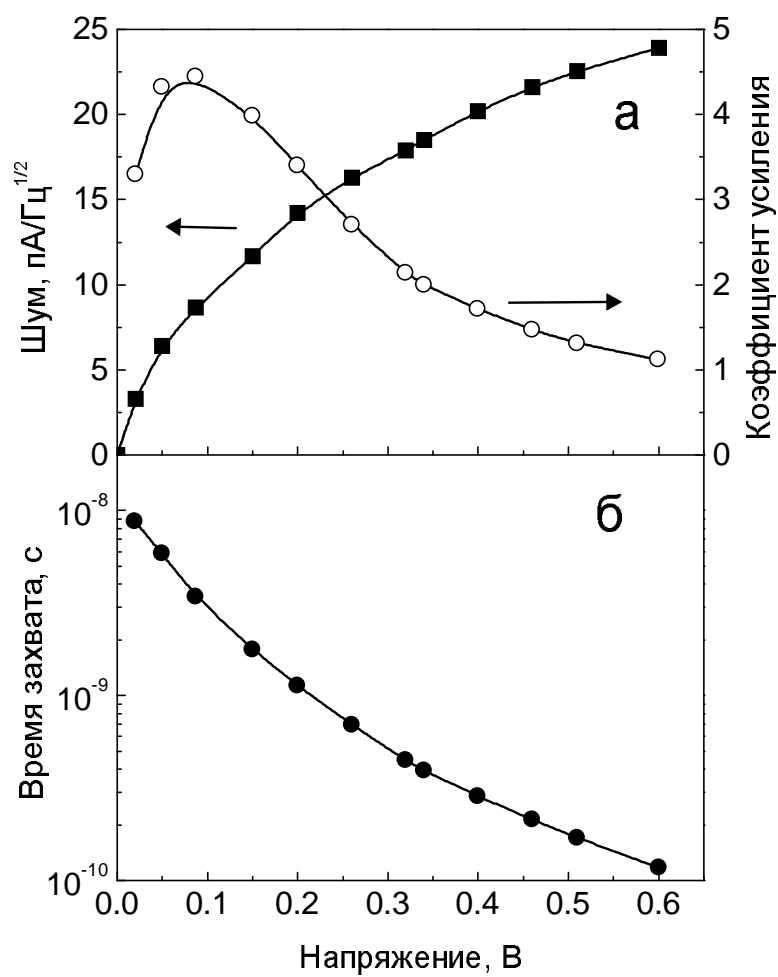


Рис. 4.9. Токковый шум (а), коэффициент внутреннего усиления (а) и время захвата дырки в основное состояние (б) в образце, спектр фотоотклика которого приведен на рис.4.6.

даже выше достигнутых в настоящее время в КТ InAs/GaAs [65].

С фундаментальной точки зрения, важным результатом является обнаружение нами смещения пиков межуровневой фотопроводимости в длинноволновую область спектра при увеличении напряжения, причем это явление не зависит от полярности напряжения. "Красный" сдвиг межподзонного резонанса при инжекции носителей в возбужденные подзоны наблюдался ранее в двумерных системах [310, 311] и является следствием подавления эффекта деполяризации [292]. Мы полагаем, что подобное явление должно наблюдаться и в массивах КТ. При низких напряжениях (в отсутствие инжекции) межуровневый резонанс смещен в сторону больших энергий от энергии размерного квантования вследствие эффекта деполяризации. Принцип Паули приводит к тому, что при заполнении возбужденного уровня вероятность межуровневых переходов уменьшается и коллективное возбуждение распадается. В результате, резонанс вынужден возвратиться в исходное, невозмущенное коллективным взаимодействием положение. Аналогичное поведение наблюдается и в спектрах фотоиндуцированного поглощения при больших интенсивностях оптической накачки (раздел 4.3.).

В заключении отметим, что изложенные выше результаты впервые докладывались нами на IV-ой Российской конференции по физике полупроводников в 1999 году [312]. Годом позже фотопроводимость, связанная с межуровневыми переходами в Ge/Si фототранзисторах с КТ, была обнаружена также и зарубежным коллективом ученых [313].

4.5. Сравнение параметров фоточувствительных структур с квантовыми точками на основе соединений A^3B^5 и Ge/Si

Представляет интерес провести сопоставление существующих в настоящее время немногочисленных данных по параметрам различных фотоприемников с квантовыми точками.

В таблице 4.1 представлены известные в литературе сечения фотонного поглощения и обнаружительная способность различных структур, содержащих массивы квантовых точек.

Видно, что, как правило, бóльшее сечение реализуется в случае переходов 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 переходах, поляризованных в плоскости роста структур (вектор электрического поля в световой волне лежит в плоскости слоев КТ xy). Это обстоятельство позволяет рассматривать эти системы как перспективные на пути создания фотодетекторов, обеспечивающих поглощение излучения при нормальном падении света на структуру.

Аналогичный вывод для гетероструктур Ge/Si следует из сравнительного анализа обнаружительной способности фотоприемников с различными КТ. Например, из таблицы 4.1 видно, что параметр D^* для квантовых точек Ge/Si имеет близкую величину к тому, что известно для квантовых точек InAs/GaAs.

В последних строках таблицы приведены значения обнаружительной способности фотодетекторов с двумерным электронным газом. Видно, что D^* в 2d-системах примерно на порядок больше достигнутых в настоящее время в структурах с КТ. Это связано с бóльшей концентрацией носителей в двумерных сверхрешетках ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$).

Таблица 4.1. Сечение поглощения фотонов ансамблями квантовых точек и обнаружительная способность фотодетекторов с квантовыми точками. T_{op} - рабочая температура детектора, λ_{max} - длина волны, соответствующая максимуму спектральной чувствительности, \mathbf{n} - поляризация ИК-излучения [направление z соответствует поляризации вдоль направления роста, xy - в плоскости структуры (нормальное падение света)], σ_{ph} - сечение поглощения, D^* - обнаружительная способность. Жирным шрифтом обозначены данные, полученные в настоящей работе [314]. В последних строках для сравнения приведены параметры фотоприемников с двумерными квантовыми долинами.

КТ/матрица	T_{op} (К)	λ_{max} (мкм)	\mathbf{n}	σ_{ph} (10^{-15} см ²)	D^* (10^8 смГц ^{1/2} /Вт)
InAs/GaAs	300 [106]	6	z	3	—
InAs/GaAs	90 [108]	7	z	3	—
InAs/GaAs	120 [109]	11	xy	0.16	—
InAs/GaAs	120 [109]	6–8	xy	0.25	—
InAs/InAlAs	300 [315]	13.8	xy	15	—
InAs/GaAs	300 [65]	10.6	xy	—	0.3
InAs/GaAs	250 [316]	2.5–7	xy	—	2.4
InGaAs/InGaP	77 [62]	5.5	xy	—	0.47
(In,Ga)As/GaAs	78 [317]	13	xy	—	2
Ge/Si	77 [113]	6	xy	200	—
Ge/Si	300	10–20	xy	0.8	0.7–1.7
Ge/Si	300	1.7–3	xy	0.25–1	—
двумерные системы					
Si _{1-x} G _x /Si	77 [318]	9	z	—	10
InAs/GaSb	77 [319]	10.3	z	—	13

Увеличение числа слоев КТ Ge до ~ 100 должно позволить преодолеть такой разрыв.⁴

Выводы к главе 4

1. Исследованы ИК поглощение света и фотопроводимость в ансамбле квантовых точек Ge/Si при нормальном падении света в области энергий фотонов 60–100 мэВ. На спектральных зависимостях обнаружены максимумы, соответствующие переходам дырок между первыми двумя уровнями размерного квантования вдоль слоя КТ. Показано, что экспериментальная форма линии поглощения при низкой степени заполнения основного состояния в КТ соответствует гауссовому распределению размеров нанокристаллов с дисперсией 20% и степенной зависимости энергетического зазора между уровнями от размера точек L вида $1/L^{1.25}$.
2. Обнаружен сдвиг линии поглощения в коротковолновую сторону, сужение линии и изменение ее формы от асимметричной к симметричной при увеличении концентрации дырок в основном состоянии квантовых точек. Результаты объяснены на основе представлений о возбуждении коллективных колебаний плотности дырок в плоскости роста, обусловленных электрон - электронным взаимодействием (эффект латеральной деполяризации).
3. Установлено, что инжекция дырок в возбужденное состояние приводит к длинноволновому сдвигу максимума фотопроводимости вследствие распада коллективного возбуждения и подавления эффекта деполяризации.

⁴Существующие в настоящее время фоточувствительные структуры с КТ содержат не более 10 слоев квантовых точек.

4. Определены токовая чувствительность, обнаружительная способность и квантовая эффективность фотодетектора, основанного на межуровневых переходах в КТ Ge/Si. Показано, что даже в отсутствие оптимизации параметров структуры полученные значения могут быть выше достигнутых в настоящее время для квантовых точек InAs/GaAs.

Глава 5

Прыжковая проводимость вдоль слоев квантовых точек

5.1. Прыжковая проводимость в неупорядоченных системах

С классической точки зрения в пределе сильной локализации носителей перенос заряда в системе отсутствует. Однако, если расстояние между локализованными состояниями r_0 в пространстве не очень велико (обычно $r_0/\xi_{\text{loc}} < 10-20$, где ξ_{loc} есть радиус локализации), то возможны процессы туннелирования электронов с одного центра на другой, приводящие к возникновению в электрическом поле заметного тока заряда, экспоненциально зависящего от концентрации состояний. Такой механизм переноса электронов получил название прыжковой проводимости.

Наличие в системе беспорядка того или иного происхождения является причиной разброса энергетических уровней, соответствующих различным локализованным состояниям. Поэтому при переходе с одного центра на другой электрон вынужден поглощать либо испускать фононы, что приводит к экспоненциальной зависимости прыжковой проводимости также и от температуры.

Различают два характерных режима прыжкового транспорта.

1. Если $r_0/\xi_{\text{loc}} \gg 1$, то прыжки происходят только между соседними локализованными состояниями, а энергия активации имеет величину порядка средней энергии разброса уровней Ω . Такую ситуацию называют *прыжковой проводимостью с постоянной энергией активации* или *проводимостью по ближайшим соседям*.
2. В области низких температур $kT \ll \Omega$, а также если $r_0/\xi_{\text{loc}} \geq 1$, то длина прыжка r растет с понижением температуры, а энергия активации W монотонно уменьшается. Дело в том, что при низких температурах число фононов с большой энергией мало. Поэтому электрону выгодно перейти не на ближайшее свободное состояние, а на более отдаленное с минимально возможной разницей энергии. Однако с ростом длины прыжка экспоненциально сильно падает вероятность туннелирования. Поэтому существует оптимальное соотношение между типичной для данной температуры длиной прыжка и энергетической разностью между типичными состояниями (энергией активации). Такой механизм проводимости был впервые описан Моттом [320, 321, 322, 323] и получил название *прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка*.

В общем случае температурная зависимость прыжковой проводимости определяется следующей экспоненциальной зависимостью

$$G(T) = G_0 \exp[-(T_0/T)^x], \quad (5.1)$$

где $x = (1 + n)/(1 + d + n)$, d - размерность системы, а показатель степени n отражает энергетическое распределение плотности локализованных состояний $g(E)$ близи уровня Ферми: $g(E) \propto (E - E_F)^n$. В частности, если $g(E) = \text{const}$, то для трехмерного случая $x = 1/4$. Формула (5.1) с $x = 1/4$ широко известна в физике полупроводников как *закон Мотта*.

При наличие в системе дальнедействующего кулоновского взаимодействия спектр состояний вблизи уровня Ферми перестраивается с появлением параболического минимума, часто называемого "кулоновской щелью" [249]. В этом случае $g(E) \propto (E - E_F)^2$ и $x = 1/2$. В зарубежной литературе выражение (5.1) с $x = 1/2$ получило название *закона Эфроса-Шкловского* по имени теоретиков, впервые описавших прыжковую проводимость по состояниям кулоновской щели. Приоритет в области экспериментальных исследований эффекта кулоновской щели в случае мелких примесных уровней в кристаллических полупроводниках принадлежит проф. А.Г. Забродскому и его сотрудникам (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) [324, 325, 326, 327].

Нами закон Эфроса-Шкловского наблюдался также и в кремнии с примесями, дающими глубокие уровни [328, 329, 330, 331, 332, 333]. Особенностью глубоких уровней явилось то, что в такой системе прыжковый механизм переноса заряда между центрами локализации доминирует в электронном транспорте даже при высоких температурах (порядка комнатной), поскольку процессы термического выброса носителей с глубоких уровней в разрешенные зоны сильно ослаблены. Уровни в квантовых точках, соответствующие основному и первым возбужденным состояниям, тоже являются глубокими. Поэтому следует ожидать, что прыжковый перенос заряда будет являться основным механизмом проводимости и в массивах туннельно-связанных КТ.

Процесс прыжкового переноса заряда с переменными длиной прыжка и энергией активации, осуществляясь посредством перекрытия волновых функций электронов и проходя через различные возбужденные состояния электронной и фононной подсистем при варьировании температуры, несет в себе ценную информацию об: 1) особенностях локализации носителей заряда, 2) электронном спектре системы, 3) электрон-фононном взаимодействии, 4) корреляционных

эффектах, 5) структуре и размерности токовых путей. Поэтому анализ зависимости прыжковой проводимости от температуры, электрического и магнитных полей является методом исследования элементарных возбуждений в неупорядоченных полупроводниках.

5.2. Прыжковая проводимость по примесной зоне в структурах с квантовыми точками

Как уже отмечалось, гетеропара Ge/Si относится к гетероструктурам второго типа, в которой островки Ge являются потенциальными ямами лишь для дырок. Если в кремнии присутствует примесь акцепторного типа, то дырки могут уходить с примесей, занимая глубокие уровни в островках Ge. Это обстоятельство позволяет рассматривать массивы квантовых точек Ge в качестве центров компенсации акцепторов в кремнии. Способность нанокластеров Ge принимать дырки из окружающего их слоя кремния может быть применена в структурах с модулированным легированием для контролируемого введения носителей в точки. Это обстоятельство будет использовано в дальнейшем в экспериментах, направленных на исследование транспорта дырок в системе КТ. Несмотря на видимую очевидность, способность точек Ge компенсировать акцепторы нуждалась в экспериментальном подтверждении. Такое подтверждение было получено нами при изучении прыжкового транспорта дырок по атомам бора в слое примесного кремния, над которым на расстоянии 40 нм через нелегированную прослойку Si был выращен слой КТ Ge [334]. Идея такого эксперимента заключалась в известном ранее факте зависимости энергии активации прыжковой проводимости по ближайшим соседям от степени компенсации.

Концентрация бора в проводящем слое кремния составляла $N_B = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, толщина слоя 40 нм. На рис.5.1 приведены температур-

ные зависимости слоевой проводимости таких структур при различной эффективной толщине пленки Ge. В области температур выше 30 К во всех образцах наблюдается активационная проводимость с энергией активации $E_a = 38\text{--}40$ мэВ. Эта величина близка к энергии ионизации изолированного атома бора в кремнии ($E_i = 45$ мэВ). Небольшое различие между E_a и E_i ($\sim 5\text{--}7$ мэВ) связано с формированием примесной зоны в р-канале кремния вследствие флуктуирующего кулоновского потенциала заряженных примесей. В пределе нулевой степени компенсации $E_a = E_i - 0.99e^2 N_B^{1/3} / 4\pi\epsilon\epsilon_0$ [249]. Для $N_B = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ это выражение дает $E_a = 37$ мэВ, что согласуется с экспериментом.

В области низких температур ($T < 20\text{--}30$ К) активационный характер проводимости сохраняется, однако энергия активации W существенно меньше E_a . Такое поведение характерно для прыжковой проводимости по ближайшим соседям. Наблюдается отчетливая зависимость величины энергии активации прыжковой проводимости от количества осажденного германия (рис.5.2).

При малой степени компенсации K уровень Ферми находится в хвосте плотности примесных состояний (рис.5.2). Энергия активации прыжковой проводимости W определяется расстоянием от максимума плотности состояний до E_F . В случае $K \rightarrow 0$ [249]

$$W = 0.99e^2 N_B^{1/3} / 4\pi\epsilon\epsilon_0.$$

Взяв экспериментальное значение $W = 7.5$ мэВ для образца, не содержащего германиевый слой, получаем $N_B = 2.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с реальной концентрацией бора в слое примесного кремния. Значит прыжковая проводимость связана именно с этим слоем, а не с проводимостью по пленке Ge. Действие же германия состоит в захвате дырок на состояния в островках или двумерном слое.

Зависимость W от степени компенсации дается выражением

$$W = 0.99e^2 N_B^{1/3} F(K) / 4\pi\epsilon\epsilon_0,$$

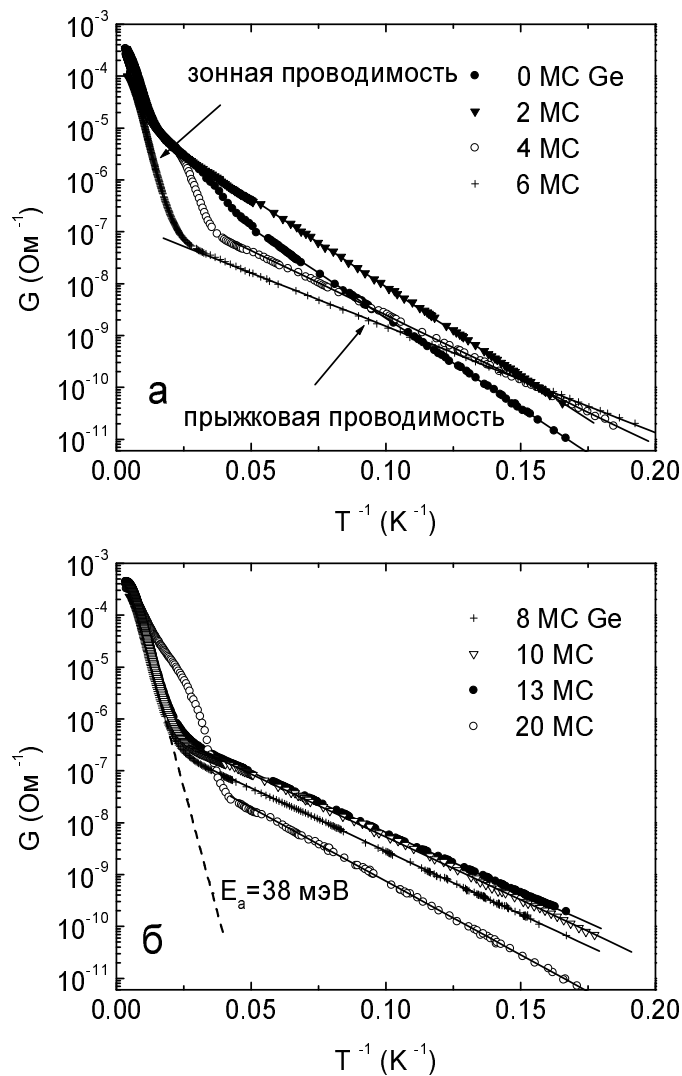


Рис. 5.1. Температурная зависимость проводимости в р-канале кремния, легированном бором, при различной эффективной толщине пленки Ge, выращенной в непосредственной близости (на расстоянии 40 нм) от этого канала.

где $F(K)$ - универсальная, не зависящая от системы функция K [249]. Численное моделирование показывает [335], что при увеличении степени компенсации от 0 до 1 функция $F(K)$ вначале падает, достигает минимума при $K \approx 0.3$, а затем начинает расти, отслеживая движение уровня Ферми по примесной зоне. Аналогичное поведение наблюдается у нас в эксперименте. В минимуме $W(K_{min}) \approx 0.7W(K=0)$, что дает $W_{min} \approx 5$ мэВ для нашего случая и согласуется с нашими экспериментальными наблюдениями (рис.5.2).

Считая, что степень компенсации в минимуме (для 6 МС Ge) равна 0.3, получаем двумерную концентрацию дырок в островках $3.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что с очень хорошей точностью соответствует плотности островков Ge $3.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. рисунок 1.11). Так как с ростом d_{eff} концентрация КТ уменьшается, то причиной роста степени компенсации в данном случае является уменьшение энергии размерного квантования и заглубление уровня в квантовой яме валентной зоны Ge, способного принимать дырки из слоя примесного кремния. Полученные результаты позволили сделать вывод о том, что КТ могут служить контролируемыми центрами компенсации примеси в полупроводниковых структурах.

5.3. Осцилляции прыжковой проводимости по квантовым точкам

Создав над квантовой точкой затвор, можно управлять числом носителей в ней. В структурах, содержащих единичную КТ, туннельно связанную с двумя электродами, эффекты резонансного туннелирования и электростатической зарядки приводят к осцилляциям проводимости при изменении напряжения на затворе [9]. Это явление лежит в основе работы одноэлектронных транзисторов, имеющих важное практическое применение в электронике нового по-

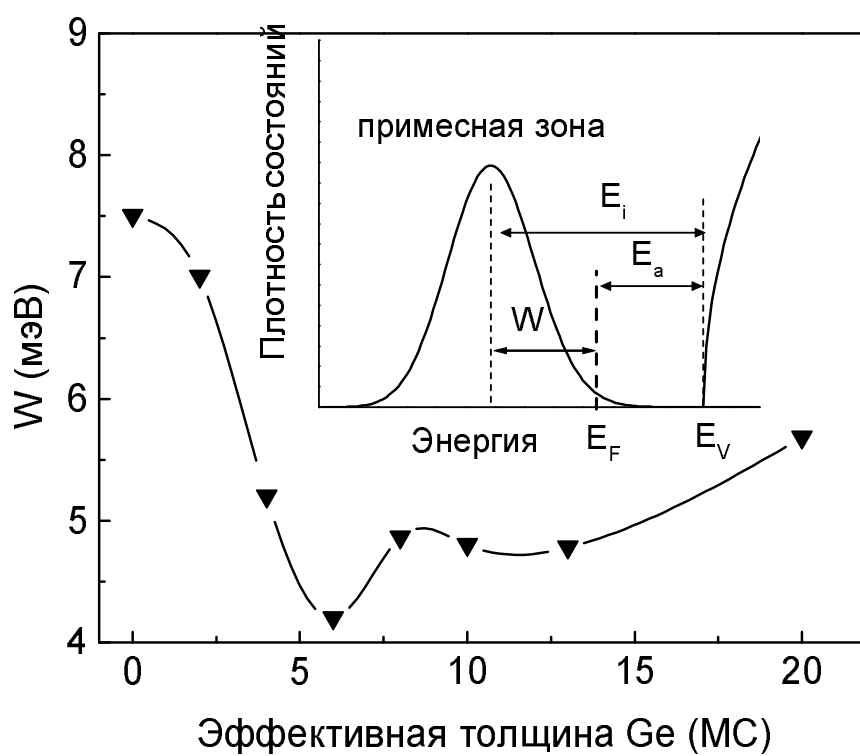


Рис. 5.2. Энергия активации прыжковой проводимости по примесной зоне бора в кремнии как функция эффективной толщины пленки Ge, удаленной на 40 нм от проводящего кремниевого канала. На вставке схематично показана структура примесной зоны и характерные энергии (см. текст).

коления. Недавно внимание исследователей было обращено на систему, состоящую из двух туннельно связанных друг с другом КТ [336, 337, 338, 339]. Предполагается, что такой объект может служить квантовым битом (кубитом) информации при квантовых вычислениях [70, 340, 341]. Следующий шаг в этом направлении состоит в создании и исследовании цепочек и массивов точек, между которыми существует и туннельный обмен носителями и кулоновское взаимодействие, позволяющие не только реализовать саму операцию вычисления, но и считывать информацию [342].

Транспортные явления в реальных массивах нерегулярно расположенных на плоскости КТ должны иметь ряд особенностей по сравнению со структурами, содержащими лишь одну КТ, поскольку 1) неизбежный разброс по размерам КТ и наличие случайных электрических полей могут привести к "размытию" атомоподобного спектра всего массива; 2) кулоновское взаимодействие между точками может вносить существенные корректировки в электронный спектр; 3) перенос заряда через систему может осуществляться не резонансным туннелированием по изоэнергетическим уровням энергии в точках, а с помощью активационной прыжковой проводимости по уровням, обладающих значительным разбросом по энергии. Все эти проблемы стимулировали поиск ответов на вопросы

- возможно ли с помощью эффекта поля получить осцилляции проводимости не одной КТ, а большого массива точек;
- каковы механизмы взаимодействия в такой системе и как можно управлять взаимодействием.

В основе поставленных нами экспериментов лежала следующая физическая идея. Вероятность переходов носителей между квантовыми точками определяется 1) перекрытием волновых функций носителей в заполненном и незанятом состоянии; 2) степенью заполнения дан-

ной электронной оболочки. Если соответствующий уровень заполнен точно наполовину, то проводимость должна быть максимальной, а энергия активации переходов должна определяться электростатической энергией взаимодействия данного электрона либо дырки со всеми зарядами в точках. При полном заполнении уровня носитель в процессе туннелирования вынужден переходить на возбужденные состояния следующей оболочки. При этом энергия активации возрастает на величину, равной энергии размерного квантования, а проводимость уменьшается. При дальнейшем заполнении возбужденного состояния энергия активации, требуемая для помещения носителя на данный уровень в других точках, уменьшается и снова начинает определяться электрон-электронным взаимодействием, что приводит к росту величины прыжковой проводимости и так далее. Таким образом, величина прыжковой проводимости между точками должна осциллировать при изменении затворного напряжения, отражая тем самым структуру спектра состояний. Важно, что такие осцилляции присущи лишь нульмерным системам, в которых электронный спектр носит атомоподобный характер.

Первые наблюдения осцилляций проводимости массивов, содержащих до 10^9 островков Ge в Si с управляемым заполнением опубликованы нами в работах [334, 343]. В первом варианте структур затвор с разделительной пленкой SiO_2 изготавливался отдельно от основной структуры, содержащей введенный в активный канал слой КТ, и затем закреплялся над каналом с помощью индиевых столбов. Такая процедура изготовления МОП транзистора позволяла избегать нежелательный нагрев островковой пленки Ge выше 500°C , почти всегда сопровождающий формирование качественного термического окисла. Подложкой служила пластина Si. Недостатками транзистора были 1) большие токи утечки через подложку, в результате чего перенос заряда по КТ проявлялся только при низкой температуре; 2)

большое расстояние между каналом транзистора и затвором (большие рабочие напряжения прибора).

В области температур $T < 9\text{ К}$ на зависимостях проводимости канала от затворного напряжения были обнаружены осцилляции, соответствующие заполнению основного и возбужденного состояний в КТ. Важно, что осцилляции появлялись только при $d_{eff} > 5\text{ МС}$ [334], т.е. только в тех структурах, в которых слой Ge трансформирован в островки. Полученная степень вырождения состояний (2 для основного и 4 для возбужденного) согласуется с результатами, полученными методами туннельной, емкостной спектроскопии и спектроскопии адмиттанса.

Другим важным обстоятельством явилось наблюдение уменьшение проводимости в магнитном поле, вызванное сжатием волновых функций дырок в направлении, перпендикулярном полю, что указывает на прыжковый характер переноса заряда между островками [334].

К сожалению узость температурного интервала, в котором наблюдалась проводимость по КТ, ограничил возможности исследования температурной зависимости проводимости и детального анализа механизмов переноса заряда. В дальнейшем это проблема была решена при использовании в качестве подложки кремния-на-изоляторе, которая, в свою очередь, была изготовлена по технологии SIMOX [79, 80, 81]. В такой структуре удастся минимизировать токи утечки через нижележащие слои Si и наблюдать осцилляции проводимости вплоть до комнатной температуры. Остановимся более подробно на этих результатах.

Схема МОП транзистора с введенным в активный канал массивом квантовых точек Ge показана на рис.5.3. Подзатворный окисел толщиной 60 нм формировался методом химического осаждения из газовой фазы при температуре порядка 450°С . Далее проводи-

лась обработка окисла в водяном паре и водородной плазме, позволившая снизить плотность состояний на границе SiO_2/Si до приемлемой величины $\sim 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, много меньшей плотности КТ ($n_{\text{QD}} = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Номинальная толщина Ge составляла 10 МС. Измерения проводились в диапазоне температур 4.2–300 К, разность потенциалов между стоком и истоком составляла 10 мВ, что соответствовало омическому участку ВАХ. Затвор представлял собой квадратную площадку Al размерами $100 \times 100 \text{ мкм}^2$. Размеры канала транзистора $100 \times 108 \text{ мкм}^2$ (соответственно на один транзистор приходилось 3×10^7 островков Ge).

Проводимость канала G как функция напряжения на затворе при различных температурах приведена на рис.5.4 в линейных и полупологарифмических координатах. При комнатной температуре на $G - V_g$ характеристике наблюдается плато, которое при понижении T превращается в осцилляции G в области напряжений 2–6 В. Детальная структура осцилляций после вычитания фоновой компоненты проводимости, связанной интерфейсными состояниями и фоновой примесью в кремнии, показана на рис.5.5. Численная обработка кривых показала, что пики G с хорошей точностью описываются суперпозицией четырех гауссиан (прерывистые линии на рис.5.5), обозначенных на рисунке символами QD3, QD4, QD5 и QD6.

Температурная зависимость положения пиков на шкале напряжения приведена на рис.5.6. Видно, что структура, состоящая из четырех пиков с периодом $\Delta V_g \approx 0.7 \text{ В}$, воспроизводится во всем температурном интервале. Аналогичная структура наблюдалась нами ранее в экспериментах по резонансному туннелированию в двухбарьерных системах (2.1.), в спектрах проводимости потерь диодов Шоттки с КТ (2.4.) и была объяснена заполнением первого четырехкратно вырожденного возбужденного состояния в КТ¹. Смещение

¹С этим связано обозначение пиков проводимости на рис.5.5. Мы поместили пики соответствующим числом дырок в каждой точке. Например, пик при $V_g \approx 5.5 \text{ В}$ соответствует заполнению

более мелких уровней при $T > 80$ К в сторону меньших напряжений (в сторону делокализованных состояний валентной зоны) связано с температурным уменьшением запрещенных зон Si и Ge.

Для того, чтобы доказать, что наблюдаемые осцилляции проводимости обусловлены заполнением квантовых точек, необходимо найти плотность заряда, индуцированного изменением напряжения на затворе на величину ΔV_g , и сравнить ее с плотностью КТ n_{QD} . Изменение потенциала затвора ΔV_g приводит к изменению двумерной плотности носителей в канале транзистора на величину $\Delta n = C_g \Delta V_g / e$, где C_g есть емкость между затвором и пленкой Ge на единицу площади. Взяв геометрические размеры затвора, соответствующие диэлектрические проницаемости SiO_2 и Si, $\Delta V_g = 0.7 \pm 0.2$ В и предположив, что электростатические поля одномерны, получаем $C_g = 47$ нФ/см² и $\Delta n \approx 2.1 \pm 0.7 \times 10^{11}$ см⁻², что согласуется с плотностью КТ $n_{\text{QD}} = 3 \times 10^{11}$ см⁻².

Дополнительные аргументы в пользу предлагаемой интерпретации осцилляций проводимости были найдены при анализе вольт-фарадных характеристик. Измерялась емкость между затвором и заземленными стоком и истоком. Соответствующие C–V характеристики на частоте 100 кГц приведены на рис.5.7. При увеличении напряжения V_g ширина области пространственного заряда в кремнии под SiO_2 увеличивается, и емкость структуры уменьшается. При $T = 4.2$ К на фоне монотонно меняющейся емкости ОПЗ видны ступени и пики. Первая группа особенностей находится в той же области напряжений (3–6 В), что и пики проводимости, и связана с перезарядкой возбужденного состояния. Кроме того, в районе 8–9.5 В видна ступень, отвечающая изменению заполнения основного состо-

каждой КТ третьей дыркой, поэтому он обозначается как QD3. Две дырки уже находятся в основном состоянии, поэтому степень заполнения квантовых точек в максимуме QD3 равняется $N_h = 5/2$.

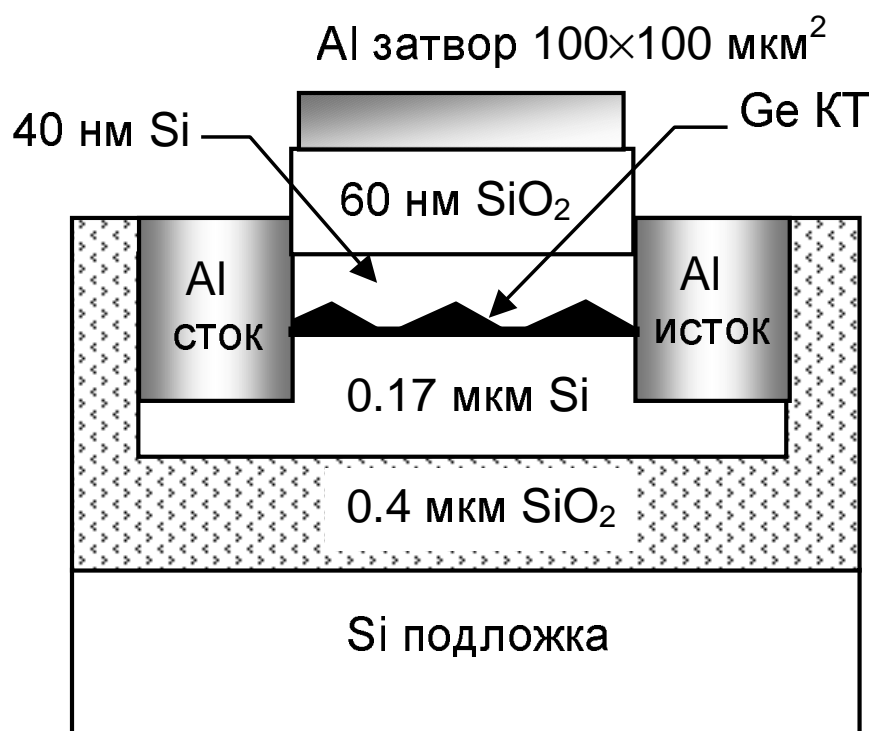


Рис. 5.3. Схема МОП транзистора с квантовыми точками, изготовленного на подложке кремний-на-изоляторе (подложка SIMOX).

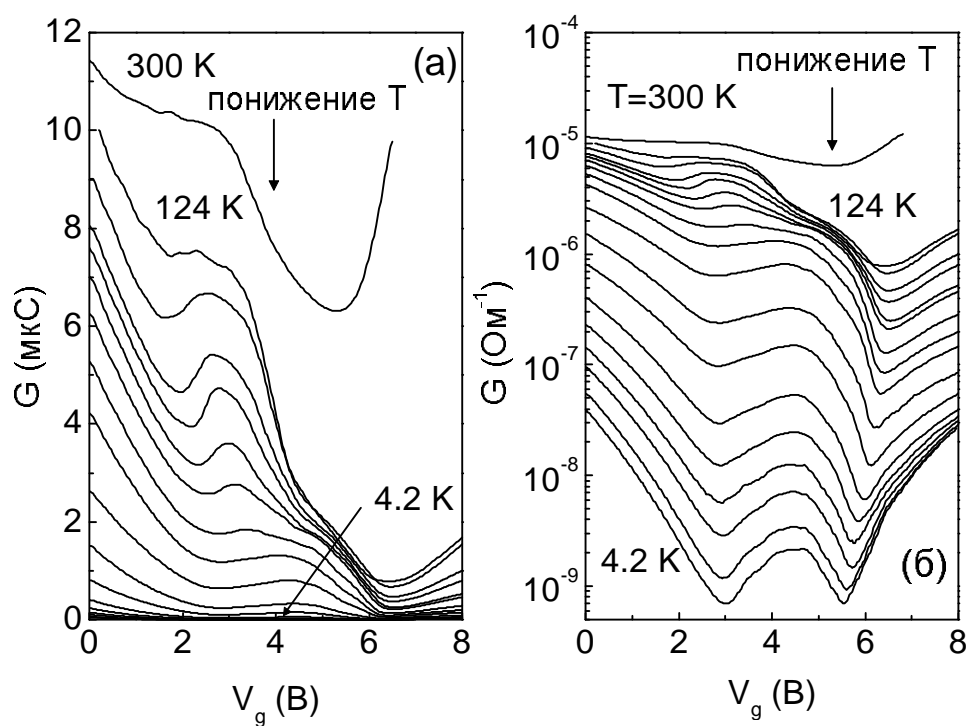


Рис. 5.4. Проводимость канала МОП транзистора, содержащего массив из 3×10^7 квантовых точек, как функция напряжения на затворе в линейных (а) и полулогарифмических (б) координатах. Различные кривые соответствуют различным температурам. Конкретные значения температуры для каждой кривой приведены на рис.5.6.

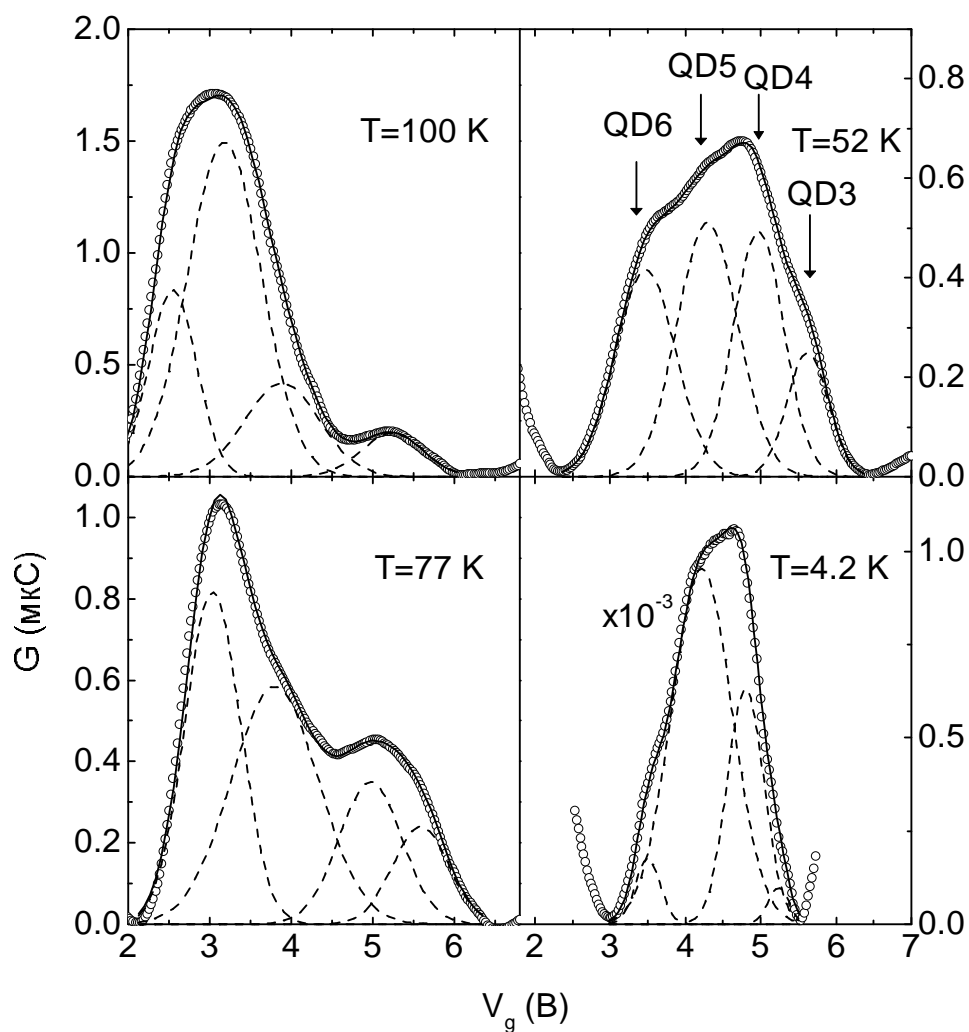


Рис. 5.5. Осцилляции проводимости массива КТ, полученные после вычитания фоновой компоненты проводимости утечки, связанной с интерфейсными состояниями и фоновой примесью в кремнии.

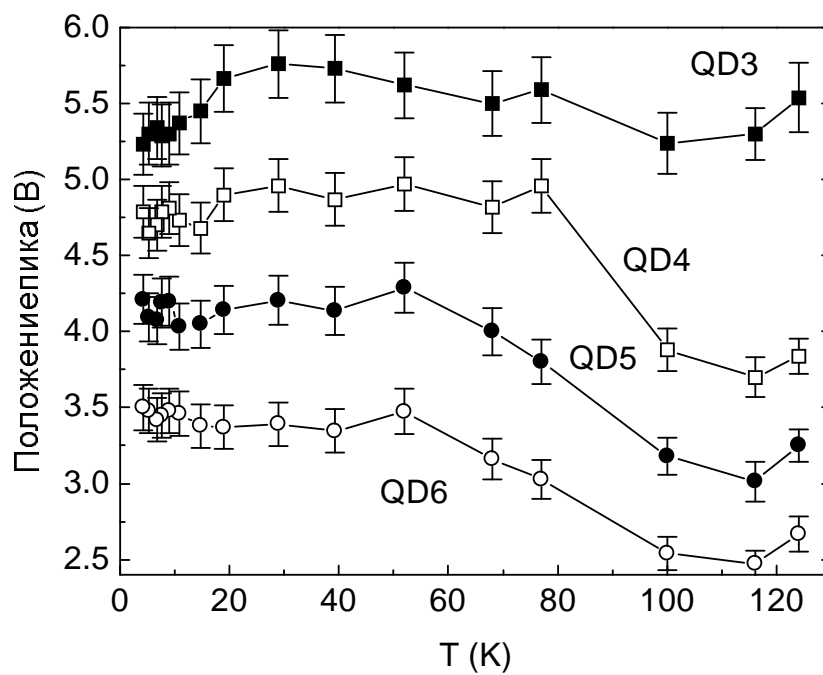


Рис. 5.6. Положение пиков проводимости на шкале напряжения на затворе как функция температуры. При низких температурах $T < 80$ К расстояние между пиками $\Delta V_g \simeq 0.7$ В.

яния в КТ². Зная концентрацию акцепторной примеси в кремнии (по данным эффекта Холла $N_B = 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$), емкость структуры, а значит и толщину обедненного слоя кремния, можно найти распределение потенциала при различных значениях V_g (рис.5.8). При $V_g = 9.5 \text{ В}$ (т.е. непосредственно перед перезарядкой основного состояния) $C \approx 3.4 \text{ пФ}$, что соответствует расстоянию от слоя КТ до границы ОПЗ $w = 88 \text{ нм}$ (рис.5.8). Это отвечает изгибу валентной зоны в области островкового слоя (энергии залегания основного состояния) величиной $E_i = eN_B w^2 / 2\epsilon\epsilon_0 = 414 \text{ мэВ}$. Заполнение возбужденного состояния начинается при $V_g \leq 6 \text{ В}$, при этом $C \approx 3.7 \text{ пФ}$, $w = 62 \text{ нм}$ и $E_i = 220 \text{ мэВ}$. Обе величины E_i находятся в разумном согласии с известными из других экспериментов энергиями дырок в КТ Ge.

Энергетический зазор между уровнями, соответствующих различным зарядовым состояниям, находится из соотношения $\Delta E = \eta e \Delta V_g$, где η - безразмерный коэффициент масштабного преобразования шкалы напряжений в энергетическую шкалу. В общем случае η зависит от V_g . Однако эта зависимость будет слабой, если бóльшая часть заряда, индуцированного изменением напряжения на затворе, уходит в КТ. В нашем случае этот критерий выполняется. Действительно, изменение плотности заряда в ОПЗ кремния между заполнением островков первой ($V_g = 9.5 \text{ В}$) и третьей дыркой ($V_g = 6 \text{ В}$) есть $\Delta n_{\text{dep}} = (w(9.5 \text{ В}) - w(6 \text{ В}))N_B = 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При этом концентрация дырок в островковом слое Ge меняется на величину $\Delta n = 2 \times n_{\text{QD}} = 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В области перезарядки возбужденного состояния ($V_g = 3-6 \text{ В}$) этот критерий выполняется с еще большей точностью, поскольку в этом диапазоне емкость, а значит и w , практически не зависит от напряжения, и весь заряд уходит в островки.

Значение η может быть определено двумя способами. Один из

²К сожалению, соответствующий пик проводимости не наблюдается из-за появления при $V_g > 6 \text{ В}$ токов утечек через подзатворный диэлектрик.

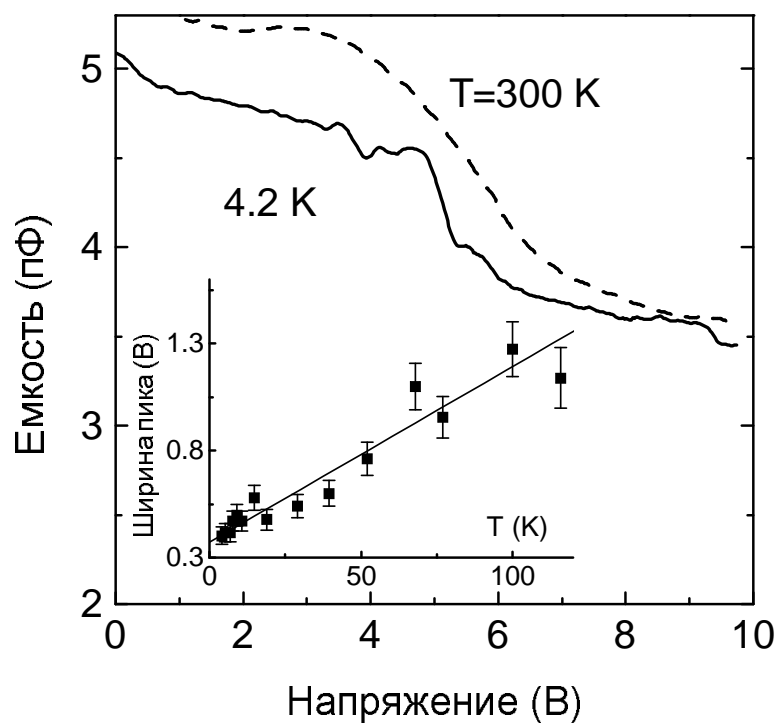


Рис. 5.7. Емкость между затвором МОП транзистора и заземленными стоком и истоком как функция напряжения на затворе. На вставке показана температурная зависимость ширины пика проводимости QD3.

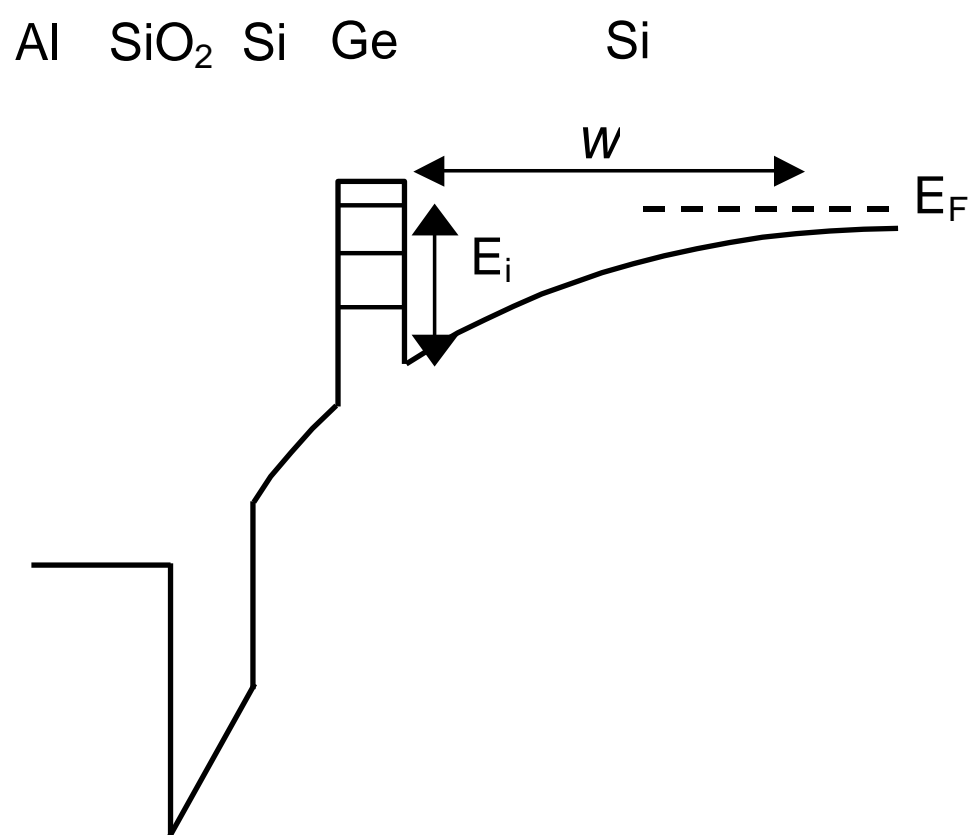


Рис. 5.8. Профиль валентной зоны в Si МОП транзисторе с квантовыми точками Ge при положительной полярности напряжения на затворе.

путей заключается в анализе температурной зависимости ширины пиков проводимости на полувысоте, которая для одиночной КТ в режиме кулоновской блокады должна изменяться с температурой как $3.5kT/(\eta e)$ [344]. Линейная зависимость ширины пика QD3 от T продемонстрирована на вставке к рис.5.7. Из наклона аппроксимирующей прямой находим $\eta = 3.4 \times 10^{-2}$ и остаточную ширину линии $\delta V_g = 0.37$ В. С другой стороны, масштабный коэффициент можно получить из следующих соображений. Изменение потенциала точек есть $\Delta\phi = e\Delta n/C_{\text{QD}} = C_g\Delta V_g/(n_{\text{QD}}C_{\text{QD}})$, где C_{QD} - емкость Ge островка. Отсюда $\eta = \Delta\phi/\Delta V_g = C_g/(n_{\text{QD}}C_{\text{QD}})$. В классической электростатике емкость диска диаметром D дается выражением $C_{\text{QD}} = 4\epsilon\epsilon_0 D$. Для $D = 15$ нм и $\epsilon \equiv \epsilon_{\text{Si}} = 11.7$ получаем $C_{\text{QD}} = 5.5 \times 10^{-18}$ Ф и $\eta = 3.5 \times 10^{-2}$. Итак, оба метода дают одно и то же значение η .

Из периода осцилляций проводимости была найдена величина энергии зарядки КТ в первом возбужденном состоянии $E_C^p = 23 \pm 6$ мэВ, согласующуюся с данными резонансного туннелирования и спектроскопии адмиттанса. Из вольт-фарадной характеристики определен энергетический зазор между однократно заполненными основным и возбужденным состояниями $E_{sp} = 123 \pm 25$ мэВ. Энергия E_{sp} включает в себя энергию размерного квантования (E_q^{sp}) и сумму энергий взаимодействия двух дырок в основном состоянии ($E_C^s = 36$ мэВ) и дырки в возбужденном состоянии с дырками в основном состоянии (E_C^{sp}): $E_{sp} = E_q^{sp} + E_C^s + E_C^{sp}$. Взяв $E_q^{sp} \approx 75$ мэВ (раздел 2.1.), получаем $E_C^{sp} = 12$ мэВ. Остаточная ширина уровней (при $T \rightarrow 0$), соответствующих пикам проводимости, оказалась порядка 12 мэВ и, по-видимому, определяется разбросом размеров островков.

На рис.5.9 приведены энергия размерного квантования для первых двух уровней в КТ, энергия зарядки основного и первого возбужденного состояний в КТ как функция размера КТ. Использо-

ны данные, полученные нами на основе исследований осцилляций проводимости различных МОП транзисторов с КТ. Видно, что все энергии уменьшаются с увеличением размеров нанокластеров Ge, что однозначно указывает на прямую связь между наблюдаемыми явлениями и квантовыми эффектами в островковых слоях германия.

5.4. Температурная зависимость амплитуды осцилляций проводимости в МОП транзисторе с квантовыми точками

Важную информацию о механизме осцилляций и переноса заряда дало измерение температурной зависимости проводимости. На рис.5.10 показана амплитуда пиков проводимости, соответствующих заполнению первого возбужденного состояния, как функция обратной температуры. Отметим наличие сильной (активационной) зависимости, что отличает происходящие процессы от резонансного туннелирования и свидетельствует в пользу прыжкового механизма переноса заряда по КТ.

Как уже отмечалось, в общем случае температурная зависимость прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка описывается выражением (5.1), где в двумерном случае в отсутствии кулоновских корреляций $x = 1/3$ и $T_0 \equiv T_M \propto [g_2 \xi_{loc}^2]^{-1}$ (g_2 - двумерная плотность состояний на уровне Ферми). Если энергия кулоновского взаимодействия между носителями, локализованными на разных центрах, превышает характерную энергию, вызванную беспорядком в системе, то $G(T)$ должна описываться законом Эфроса-Шкловского с $x = 1/2$ и $T_0 \equiv T_{ES} \propto e^2/\epsilon \xi_{loc}$.

Аппроксимация экспериментальных данных формулой (5.1) для амплитуды пиков показало, что при $T < 100$ К $x \simeq 0.5$ и $T_0 = 395$ – 565 К (пунктирные линии на рис.5.10). Результаты представлены в

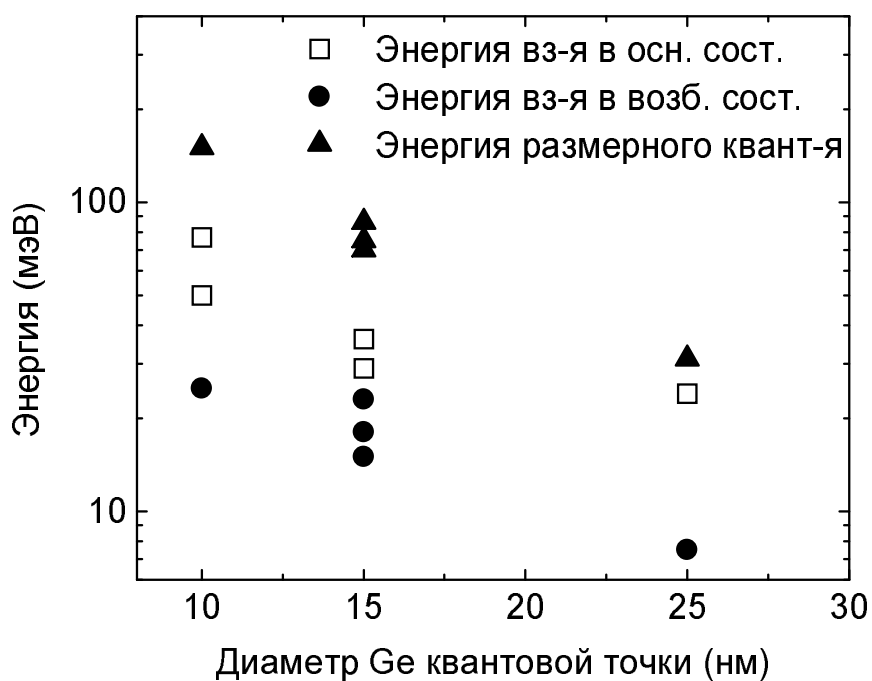


Рис. 5.9. Зависимость энергий кулоновского взаимодействия дырок в основном и возбужденном состоянии КТ, а также энергетического зазора между основным и возбужденным состояниями, обусловленного размерным квантованием, от размера КТ в плоскости роста. Экспериментальные данные получены на основе анализа осцилляций проводимости МОП транзисторов с квантовыми точками.

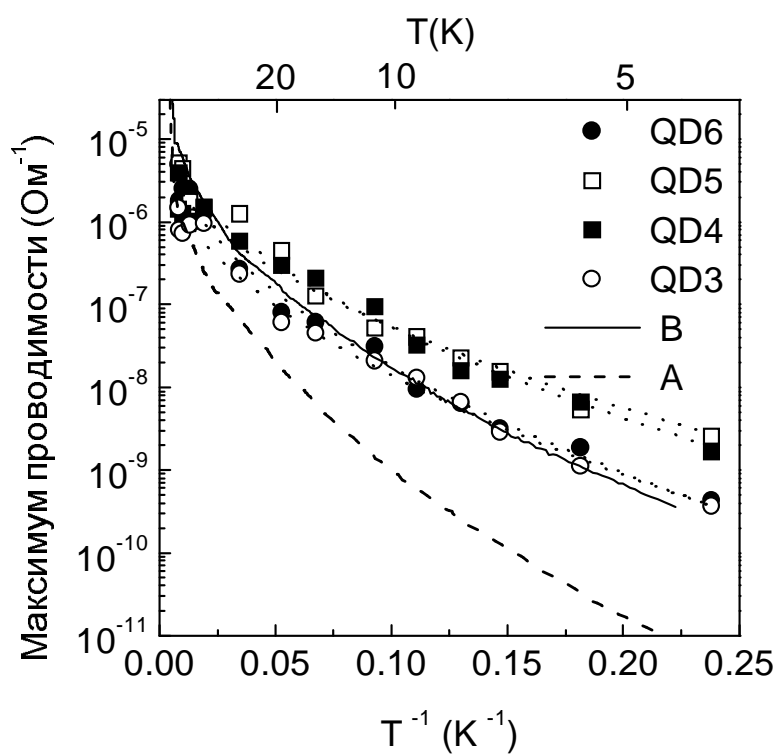


Рис. 5.10. Температурная зависимость амплитуды пиков проводимости QD3, QD4, QD5, QD6, а также проводимости тестовых структур А и В (см. текст). Пунктирные линии – результат аппроксимации экспериментальных данных (символы) формулой $G(T) = G_0 \exp[-(T_0/T)^x]$. Подгонка дает $x \simeq 0.5$ (см. таблицу 5.1).

Таблица 5.1. Параметры, описывающие температурную зависимость прыжковой проводимости $G(T) = G_0 \exp[-(T_0/T)^x]$ в полевом транзисторе с квантовыми точками Ge и в тестовых структурах (см. текст). Погрешность в значении параметров в таблице определяется погрешностью метода наименьших квадратов.

Максимум проводимости	x	T_0 (К)	ξ_{loc} (нм)
QD6	0.49 ± 0.11	565 ± 58	15.4 ± 1.6
QD5	0.49 ± 0.14	395 ± 48	21.4 ± 3.1
QD4	0.51 ± 0.14	405 ± 49	21.1 ± 2.2
QD3	0.51 ± 0.10	536 ± 52	16.2 ± 1.5
Образец А	0.50 ± 0.01	1176 ± 36	7.6 ± 0.2
Образец В	0.51 ± 0.01	581 ± 37	15.0 ± 0.9

таблице 5.1. Значение показателя $x \approx 1/2$ свидетельствует о том, что энергия активации прыжковой проводимости в массиве КТ определяется кулоновским взаимодействием между ними. В режиме двумерной прыжковой проводимости Эфроса-Шкловского $kT_{\text{ES}} = 6.2e^2/(4\pi\epsilon\epsilon_0\xi_{\text{loc}})$ [345], отсюда получаем радиус локализации дырки в возбужденном состоянии $\xi_{\text{loc}} = 15\text{--}21$ нм (таблица 5.1). Для того, чтобы прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка действительно имела место, необходимо, чтобы оптимальная длина прыжка $r_{\text{opt}} = 0.25\xi_{\text{loc}}(T_0/T)^{1/2}$ превышала как радиус состояния, так и среднее расстояние между точками (15–18 нм). Для $T = 5$ К получаем $r_{\text{opt}} = 42\text{--}49$ нм. Таким образом, указанное выше условие выполняется.

Для надежного обоснования того, что осцилляции проводимости МОП транзистора связаны с прыжковой проводимостью по квантовым точкам, были проведены эксперименты на тестовых структурах, которые не содержали ни окислов, ни затвора. Контролируемое за-

полнение островков Ge дырками осуществлялось введением в образцы δ -легированного бором слоя Si на расстояние 5 нм от канала с КТ. В образце А уровень легирования соответствовал среднему числу дырок в каждой точке $N_h = 3/2$, что означает частичное заполнение основного состояния. В структуре В $N_h = 5/2$ (основное состояние заполнено полностью во всех точках, и по одной дырке находится в возбужденном состоянии в половине островков). Результаты измерения $G(T)$ в тестовых структурах приведены на рис.5.10 сплошной и штриховой линиями. Для обоих образцов получаем $x \simeq 1/2$, $T_0 = 1176$ К для образца А и $T_0 = 581$ К для образца В. Последняя величина совпадает с хорошей точностью с величиной T_0 для амплитуды пика QD3, который был также поставлен в соответствие степени заполнения $5/2$. Более того, абсолютные значения проводимости образца В совпадают с проводимостью в максимуме QD3 во всем интервале температур. Эти результаты являются убедительным аргументом в пользу того, что обнаруженные осцилляции проводимости связаны с прыжковым транспортом дырок между дискретными уровнями первого возбужденного состояния в массиве самоорганизующихся квантовых точек.

В заключении отметим, что после публикации наших работ, посвященных прыжковому транспорту в КТ, появилась публикация швейцарских физиков [120], в которой также сообщалось о наблюдении закона Мотта с $x = 1/3$ в температурной зависимости амплитуды осцилляций проводимости канала полевого транзистора с квантовыми точками, полученными "выдавливанием" дырок из двумерного газа в структурах p-Si/SiGe.

5.5. МОП транзистор с полосковым затвором

Итак, мы показали, что эффект поля в прыжковой проводимости является продуктивным методом изучения энергетического спектра в массивах квантовых точек. С приборной точки зрения, недостатком транзистора, описанного в предыдущих разделах, являются большие токи утечки, не связанные с квантовыми точками, и большая ширина максимумов проводимости, обусловленная флуктуациями размеров островков Ge и препятствующая разделению максимумов на отдельные пики. Для ослабления влияния этих нежелательных факторов необходимо уменьшать размеры транзистора, приближаясь к одноэлектронному пределу.

Ярко выраженные осцилляции проводимости, связанные с транспортом дырок через дискретные уровни в квантовых точках, наблюдались нами в МОП транзисторах с полосковым затвором. Формирование транзисторов, также как и ранее, осуществлялось на подложках кремний-на-изоляторе типа SIMOX. Для уменьшения токов утечки через подложку вначале проводилось утонение верхнего слоя кремния, лежащего на SiO₂, до 50 нм путем термического окисления и последующего травления в плавиковой кислоте. Затем выращивалась пленка эпитаксиального кремния толщиной 70 нм, в которую на расстоянии 50 нм от поверхности вводился слой германия с эффективной толщиной 8 МС. Формирующиеся при этом нанокластеры Ge имели размеры в плоскости роста 10 нм, их слоевая плотность составляла $4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Поставка в германий дырок осуществлялась из δ -легированного бором слоя кремния, который выращивался на расстоянии 20 нм над слоем германия. Концентрация бора в δ -слое составляла $6 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что обеспечивало заполнение дырками не только локализованных состояний в островках Ge, но и двумерных дырочных состояний в подстилающем слое Ge. Слабая (неактивационная) температурная зависимость слоевой проводимости такой

гетероструктуры ($G \sim T$ в интервале температур от 4 до 300 К) подтвердило наличие канала, содержащего вырожденный газ носителей.

С помощью фотолитографии и последующего жидкостного травления формировался канал транзистора длиной 4 мкм и шириной от 1 до 2 мкм, на который затем из газовой фазы химически осаждался подзатворный диэлектрик SiO_2 толщиной около 60 нм. Из зависимости сопротивления канала транзистора от его геометрической ширины было установлено, что ширина области обеднения в канале составляет 0.9 мкм.³ Таким образом, размер той области, в которой сосредоточены носители, т. е. "электрическая" ширина канала транзистора, составляет всего 0.1–1.1 мкм. Затвор транзистора представлял собой алюминиевую полоску длиной ~ 1 мкм. Приняв во внимание ширину канала и плотность нанокластеров Ge, можно оценить, что такой транзистор в активной области содержит $\sim 10^3$ островков Ge. Изображение типичного транзистора с полосковым затвором, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии, представлено на рис.??.

Роль полоскового затвора заключается в обеднении дырками щелевой области канала под затвором. При этом проводимость этой области должна сильно уменьшаться, определяя величину всего тока, текущего от истока к стоку. В предельном случае полного обеднения ток канала может обратиться в ноль.

На рис.5.12 представлены зависимости тока через транзистор от напряжения на затворе при различных температурах. Напряжение сток-исток 5 мВ. При увеличении положительного потенциала на затворе наблюдается резкое падение проводимости, связанное с "выдавливанием" дырок из канала транзистора. В области 2–4 В при низких температурах проводимость обращается в ноль, после чего появляются хорошо разрешенные пики тока, связанные с транспор-

³При таком размере проводимость канала обращалась в ноль

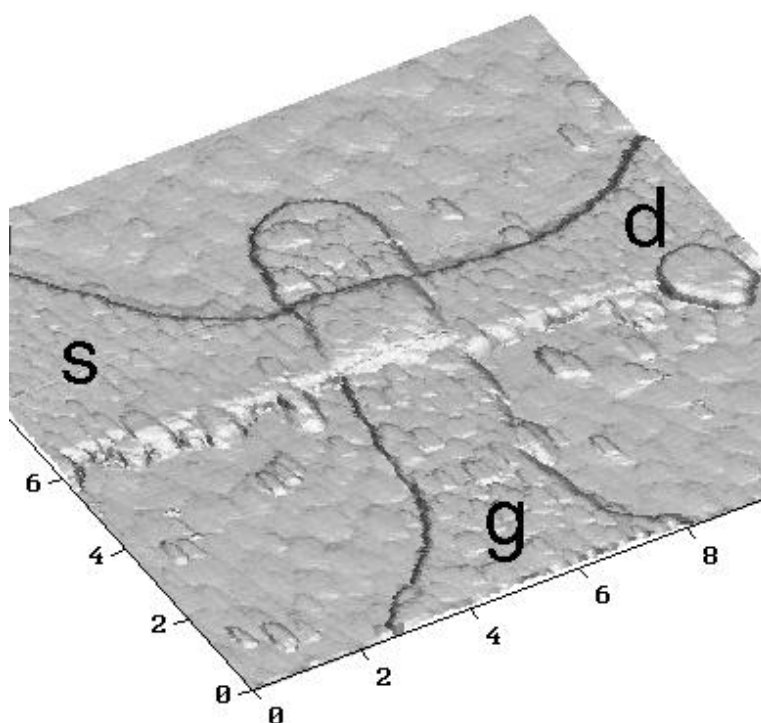


Рис. 5.11. Изображение полевого транзистора с полосковым затвором, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии. Канал транзистора содержит квантовые точки Ge, захороненные в Si. Размеры приведены в микронах. Буквами *s*, *d* и *g* обозначены исток, сток и затвор транзистора, соответственно.

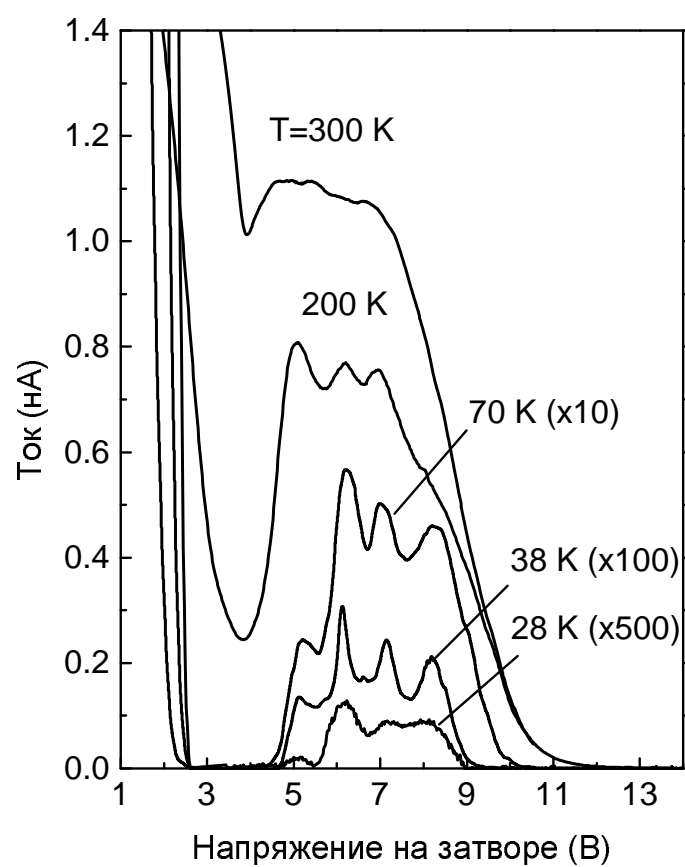


Рис. 5.12. Зависимости тока исток-сток от напряжения на затворе при различных температурах для транзистора, показанного на рис.??.

том дырок через дискретные уровни в КТ Ge. Заметим, что модуляция проводимости канала транзистора, обусловленная дискретным спектром дырок в КТ, наблюдается даже при комнатной температуре, что свидетельствует о перспективности гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками при создании одноэлектронных транзисторов, функционирующих при высоких температурах. Дальнейшее улучшение параметров транзистора можно получить, уменьшая ширину затвора до субмикронных размеров.

5.6. Экранирование кулоновского взаимодействия между квантовыми точками

Строго говоря, закон Эфроса-Шкловского для температурной зависимости прыжковой проводимости не является однозначным свидетельством наличия дальнедействующего кулоновского взаимодействия в системе. Для того, чтобы $\ln G(T) \propto T^{-1/2}$, достаточно существования квадратичной зависимости плотности локализованных состояний от энергии в некоторой окрестности уровня Ферми, причины которой могут быть разными. Прямые экспериментальные доказательства непосредственной связи между законом Эфроса-Шкловского и кулоновским взаимодействием в массиве точек были впервые получены нами в работах [80, 81].

Большой пространственный масштаб межцентровых корреляций позволяет экспериментально выявить роль кулоновского взаимодействия с помощью искусственно введенного в систему экранирования. Если расположить металлическую плоскость параллельно массиву КТ на расстоянии ℓ от него, то на взаимодействие начнут влиять заряды изображения, наведенные в этой плоскости. Если расстояние между начальным и конечным состояниями в прыжке меньше расстояния между зарядом в КТ и его изображением ($= 2\ell$), то влияние

экранирующего электрода мало и взаимодействие монополярно. При больших длинах прыжка (на больших расстояниях) заряд и его изображение ведут себя как диполь, потенциал которого быстро спадает с расстоянием. Выражение для потенциала взаимодействия в общем случае записывается как [346]

$$U(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + 4\ell^2}} \right). \quad (5.2)$$

Видно, что параметр ℓ играет роль длины экранирования. Это означает, что при низких температурах, когда длина прыжка r превысит ℓ , кулоновское взаимодействие носителей, разнесенных на величину r , начнет эффективно экранироваться, и закон Эфроса-Шкловского $G(T) \propto T^{-1/2}$ должен смениться двумерным законом Мотта $G(T) \propto T^{-1/3}$ для невзаимодействующих частиц. Плотность состояний в экранированной системе не зависит от энергии вблизи уровня Ферми и определяется только величиной ℓ и диэлектрической проницаемостью [346]

$$g_2(E_F) = \alpha(4\pi\epsilon\epsilon_0/e^2\ell), \quad (5.3)$$

где α - численная константа, оцененная в неопубликованном вычислительном эксперименте Могильянского и Райха как $\alpha \approx 0.1$ (см. [346]). Поскольку вклад кулоновского взаимодействия в энергию активации перескоков подавляется, то следовало было ожидать, что проводимость в экранированном режиме будет больше проводимости в неэкранированном. Тем не менее, в похожих по реализации экспериментах с экранированными пленками In_xO_y Энтин-Вольман и Овадьяху (Entin-Wohlman O. and Ovadyahu Z.) [347] наблюдали уменьшение проводимости, увеличение энергии активации и экспоненциальный закон Аррениуса ($x = 1$) для $G(T)$. Аналогичные результаты были получены недавно Адкинсом и Астрахарчиком (Adkins J. and Astrakharchik E.) [348] при изучении прыжковой проводимости в ультратонких пленках висмута. И только в работе ван

Кьюлса с соавторами (van Keuls F. W. et al.) [349] сообщалось об обнаружении перехода от закона с $x = 1/2$ к зависимости с $x = 1/3$ при изменении магнитного поля и концентрации электронов в двумерных системах на основе GaAs/AlGaAs.

В своих экспериментах мы использовали два типа структур (рис. 5.13). Образцы первого типа содержали металлическую плоскость, параллельную слою КТ и экранирующую кулоновское взаимодействие между точками. Расстояние между островками Ge и экраном составляло $\ell = 35$ нм. В образцах второго типа такой экран отсутствовал. Тонкий изолирующий слой SiO₂ ($d_{\text{SiO}_2} = 25$ нм), выполняющий в структурах первого типа функцию электрической изоляции проводящего канала от металлической плоскости, присутствовал в обоих случаях. Для создания тонкого низкотемпературного окисла, обладающего хорошими диэлектрическими свойствами, была разработана оригинальная методика, в основе которой лежит анодное окисление в растворах на основе ацетона.⁴ Во всех структурах заполнение точек дырками осуществлялось путем δ -легирования бором. Среднее число дырок, приходящихся на один островок, варьировалось от $N_h = 1/2$ до $N_h = 13/2$. Специально проведенные эксперименты показали, что в интервале температур 4.2–300 К электрическое сопротивление между слоем КТ и экраном на много порядков превышало сопротивление вдоль слоя островков Ge.

Зависимость проводимости G от температуры для образцов с экраном и без него показана на рис. 5.14. Обращают на себя внимание два обстоятельства:

- при температурах ниже некоторой T_{cross} проводимость экранированных образцов становится больше проводимости неэкранированных (исключение составляет случай малой степени заполнения точек ($N_h = 1/2$), когда внесение в систему экрана прак-

⁴Методика разработана Ю.И. Яковлевым.

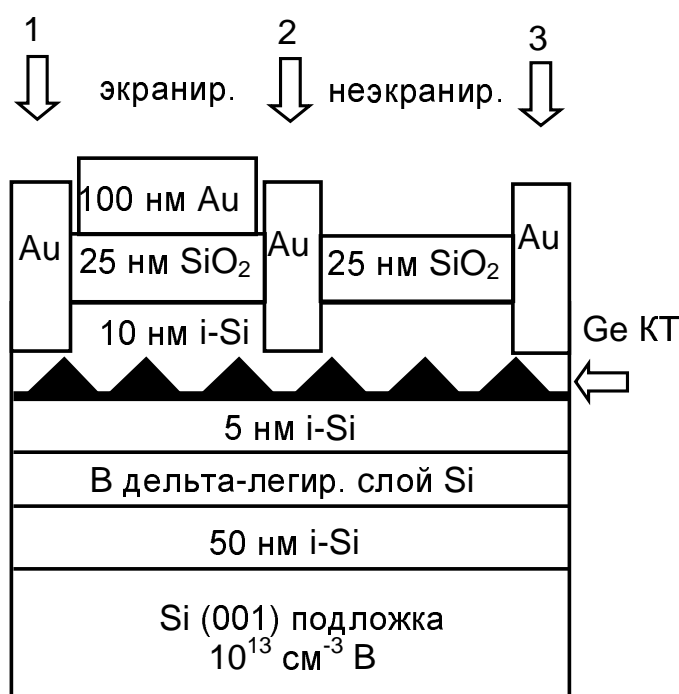


Рис. 5.13. Конфигурация структур, использованных для исследования влияния экранирования дальнедействующего кулоновского взаимодействия на прыжковый перенос дырок между квантовыми точками. Экранированный режим соответствует протеканию тока между контактами 1 и 2, неэкранированный - между контактами 2 и 3. Золотая площадка между 1 и 2 выполняет роль экрана.

тически не влияет на электропроводность);

- в экранированном режиме вблизи $T_{\text{cross}} \approx 6\text{--}9\text{ К}$ наблюдается резкое уменьшение энергии активации прыжковой проводимости $W = -\ln G/d(1/kT)$ (пример такого поведения представлен на рис.5.15 для $N_h = 5/2$).

Оба наблюдения согласуются с ожидаемым поведением системы в условиях экранирования дальнего взаимодействия между КТ.

Для получения детальной информации о функциональной зависимости $G(T)$ мы использовали дифференциальный метод анализа безразмерной энергии активации [325, 327]

$$w(T) = W(T)/kT = d \ln G / d \ln T = x(T_0/T)^x.$$

В таком подходе $\log w(T) = A - x \log T$ и $A = x \log T_0 + \log x$. Строя $\log w(T)$ как функцию $\log T$, можно найти из наклона прямой показатель x , а по точке пересечения прямой с осью ординат - параметр A , а значит и характеристическую температуру $T_0 = (10^A/x)^{1/x}$. Зависимости $w(T)$, полученные численным дифференцированием экспериментальных кривых $G(T)$, показаны на рис.5.16. Для нахождения x и T_0 в областях высоких ($T > T_{\text{cross}}$) и низких ($T < T_{\text{cross}}$) температур использовался метод линейной регрессии (сплошные линии на рис.5.16). Результаты приведены в таблице 5.2. В неэкранированных образцах с $N_h > 1/2$ во всем температурном интервале $x \simeq 0.5$. В структурах с экраном при понижении температуры происходит переход от закона с $x = 1/2$ к закону с $x = 1/3$.

Проверить, правильно ли мы интерпретируем наблюдаемое явление, можно на основе оценок радиуса локализации ξ_{loc} . Такие оценки могут быть проведены несколькими способами. Во-первых, величина ξ_{loc} непосредственно находится из значений параметров T_{ES} и T_{M}

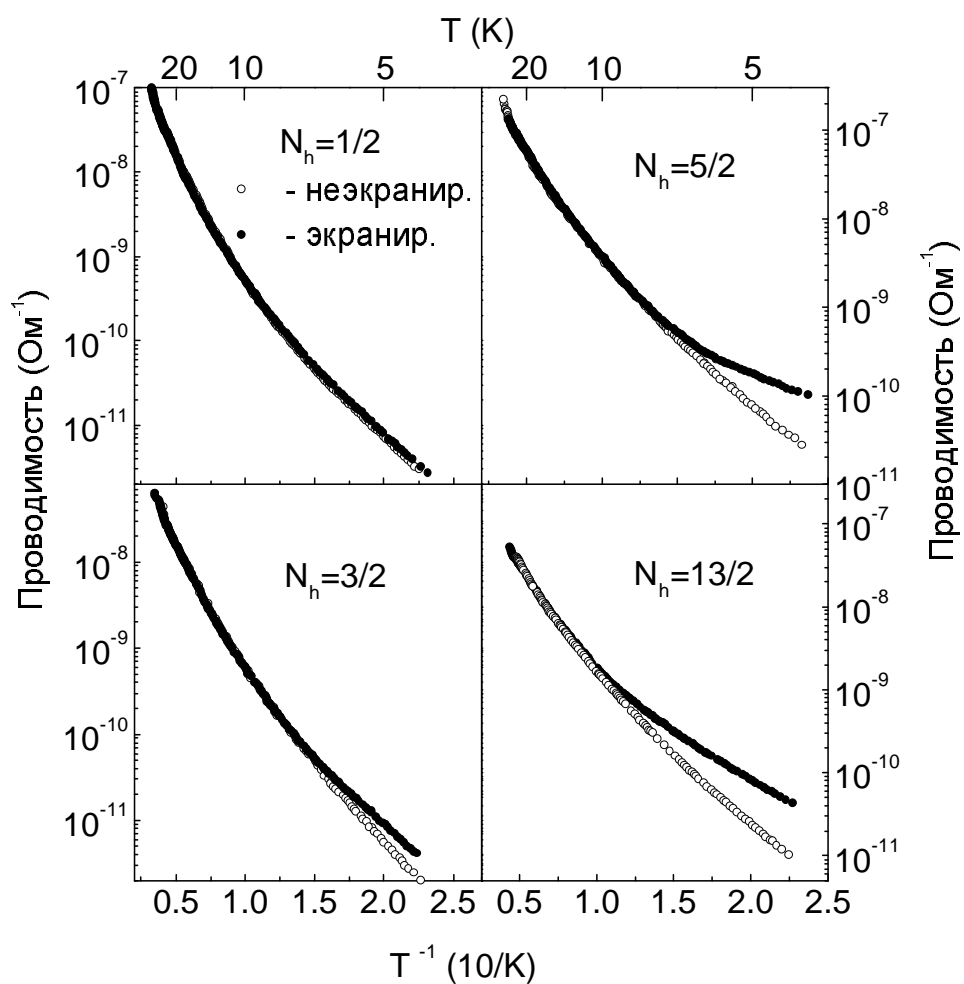


Рис. 5.14. Зависимость проводимости от температуры для образцов с экраном и без него при различном среднем числе дырок N_h , приходящихся на одну точку.

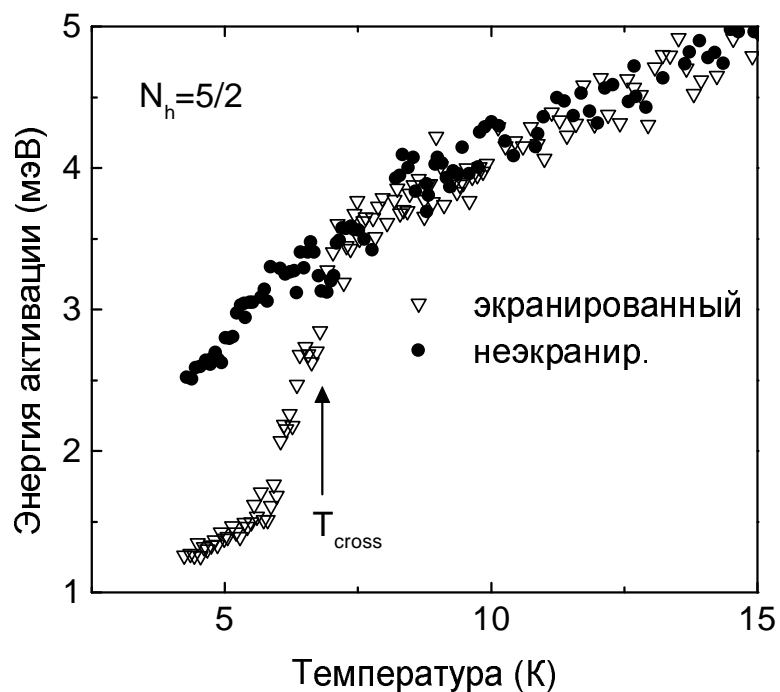


Рис. 5.15. Температурная зависимость энергии активации прыжковой проводимости в экранированном и неэкранированном режимах для образца с $N_h = 5/2$. В обоих случаях энергия активации монотонно уменьшается при понижении температуры, что является характерной чертой прыжкового механизма проводимости с переменной длиной прыжка. Однако в образце с экраном в области температуры T_{cross} наблюдается скачкообразное изменение энергии активации, свидетельствующее о "выключении" кулоновского взаимодействия.

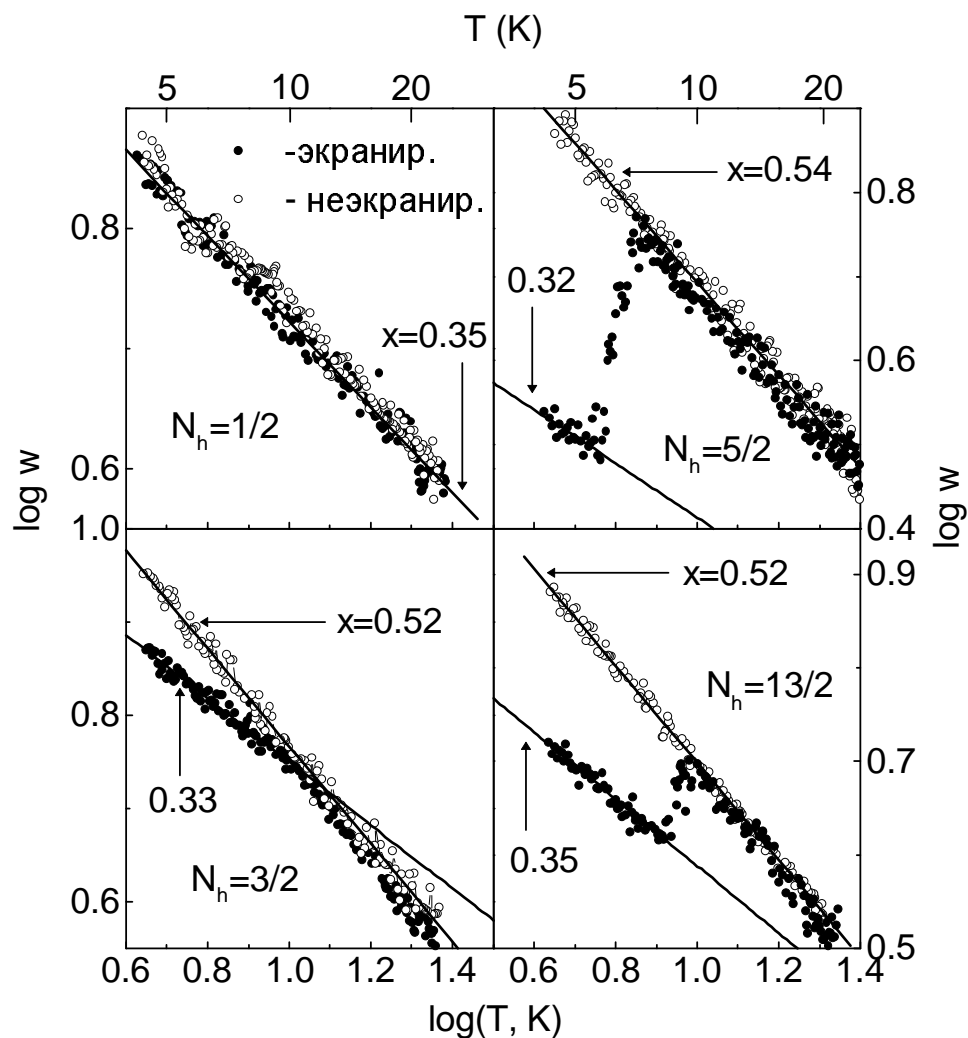


Рис. 5.16. Зависимости безразмерной энергии активации проводимости ($w(T) = W(T)/kT = d \ln G / d \ln T = x(T_0/T)^x$) от температуры для образцов с экраном и без него, построенные в двойных логарифмических координатах. Наклон сплошных линий дает показатель x .

Таблица 5.2. Параметры, описывающие температурную зависимость прыжковой проводимости в массиве квантовых точек в экранированном и неэкранированном режимах. Здесь N_h - среднее число дырок в точке.

N_h	наличие экрана	Данные при $T > T_{\text{cross}}$		Данные при $T < T_{\text{cross}}$	
		x	$T_0 \equiv T_{\text{ES}}$ (К)	x	$T_0 \equiv T_{\text{M}}$ (К)
1/2	нет			0.38	4.8×10^4
1/2	да			0.35	5.4×10^4
3/2	нет	0.52	1260		
3/2	да	0.53	1392	0.33	4.3×10^4
5/2	нет	0.54	900		
5/2	да	0.52	890	0.32	1.0×10^4
13/2	нет	0.52	1044		
13/2	да	0.54	1072	0.35	2.6×10^4

с учетом соотношений [249]

$$kT_{\text{ES}} = 6.2e^2/4\pi\epsilon\epsilon_0\xi_{\text{loc}}, \quad (5.4)$$

$$kT_{\text{M}} = 14e^2\ell/4\pi\epsilon\epsilon_0\xi_{\text{loc}}^2\alpha. \quad (5.5)$$

Здесь в качестве диэлектрической проницаемости ϵ нужно брать эффективную величину

$$\epsilon = 0.5[\epsilon_{\text{Si}} + (d_{\text{Si}}\epsilon_{\text{Si}} + d_{\text{SiO}_2}\epsilon_{\text{SiO}_2})/(d_{\text{Si}} + d_{\text{SiO}_2})] \approx 9,$$

поскольку силовые линии электрического поля сосредоточены не только в кремнии, но и попадают в диэлектрик. Во-вторых, диэлектрическая проницаемость может быть исключена из выражений (5.4) и (5.5), и тогда

$$\xi_{\text{loc}}^{\text{ES/M}} = (2.26/\alpha)\ell(T_{\text{ES}}/T_{\text{M}}). \quad (5.6)$$

Оценки радиуса локализации для $\alpha = 0.1$ по формулам (5.4), (5.5) и (5.6) приведены в первой части таблицы 5.3. Отметим, что величина ξ_{loc} возрастает слева направо в таблице, и согласие между ξ_{loc} , полученными разными способами, неудовлетворительно. Причиной этого является неопределенность численной константы α . Вторая часть таблицы 5.3 демонстрирует, что значение $\alpha = 0.4$ лучше описывает экспериментальные данные, поскольку в этом случае все величины ξ_{loc} согласуются как между собой, так и с данными, полученными при анализе температурной зависимости амплитуды осцилляций проводимости (см. раздел 5.3.).

Как обсуждалось выше, смена механизма проводимости должна произойти, когда длина типичного прыжка станет больше эффективного радиуса экранирования ℓ . Проверим, выполнен ли этот критерий, определив длину прыжка при $T = T_{\text{cross}}$. Со стороны высоких температур

$$r_{\text{opt}}^{\text{ES}}(T_{\text{cross}}) = (\xi_{\text{loc}}/4)(T_{\text{ES}}/T_{\text{cross}})^{1/2}, \quad (5.7)$$

со стороны низких

$$r_{\text{opt}}^{\text{M}}(T_{\text{cross}}) = (\xi_{\text{loc}}/3)(T_{\text{M}}/T_{\text{cross}})^{1/3} \quad (5.8)$$

для двумерной системы. Значения $r_{\text{opt}}^{\text{ES}}(T_{\text{cross}})$ и $r_{\text{opt}}^{\text{M}}(T_{\text{cross}})$ для различной степени заполнения приведены в таблице 5.4.⁵ Видно, что действительно $r_{\text{opt}}(T_{\text{cross}}) \sim \ell$.

Рассмотрим подробнее массив точек с низким уровнем заполнения ($N_h = 1/2$). Введение экрана приводит только к небольшому изменению x от 0.38 до 0.35. Отсутствие закона Эфроса-Шкловского для этого образца можно объяснить следующим образом. При $N_h \ll 1$ большинство КТ не содержат ни дырок, ни близко находящихся в дельта-слое отрицательно заряженных атомов бора, и потому нейтральны. Островок заряжен, если только он заполнен носителем (дыркой). Эта дырка, туннелируя на нейтральную квантовую точку, оставляет за собой такое же нейтральное состояние. Поэтому межцентровое кулоновское взаимодействие отсутствует, характерные энергии активации определяются разбросом энергетических уровней вследствие беспорядка в системе, и проводимость описывается законом Мотта с $x = 1/3$. На самом деле необходимо учитывать, что часть переходов осуществляется между островками, зарядовое состояние которых отлично от указанного выше. Для них кулоновские корреляции имеют место. Именно поэтому показатель прыжковой проводимости x для образцов с $N_h = 1/2$ немного отличается от значения $1/3$ для "чистой" двумерной моттовской проводимости.

Неожиданным результатом наших экспериментов с экранированием оказался характер изменения приведенной энергии активации w при переходе от взаимодействующих к невзаимодействующим квантовым точкам (рис.5.16). Во-первых, переход осуществляется в довольно узком интервале температур. Во-вторых, с увеличением концентрации носителей в точках происходит смена характера перехо-

⁵Для расчетов мы использовали средние значения $\xi_{\text{loc}}^{\text{ES}}$ и $\xi_{\text{loc}}^{\text{M}}$.

Таблица 5.3. Радиус локализации дырок в островках Ge в различных зарядовых состояниях, определенный различными способами (см. текст). Здесь N_h - среднее число дырок в точке.

N_h	наличие экрана	$\xi_{\text{loc}}^{\text{ES}}$ (нм)	$\xi_{\text{loc}}^{\text{M}}$ (нм)	$\xi_{\text{loc}}^{\text{ES/M}}$ (нм)
Для $\alpha = 0.1$				
3/2	нет	9.1		
3/2	да	8.3	15	26
5/2	нет	13		
5/2	да	13	30	70
13/2	нет	11		
13/2	да	11	19	33
Для $\alpha = 0.4$				
3/2	нет	9.1		
3/2	да	8.3	7.3	6.4
5/2	нет	13		
5/2	да	13	15	18
13/2	нет	11		
13/2	да	11	9.3	8.2

Таблица 5.4. Длина прыжка при T_{cross} , рассчитанная по формулам Мотта и Эфроса-Шкловского. Приведена также средняя величина радиуса локализации.

N_h	$\langle \xi_{\text{loc}} \rangle$ (нм)	$r_{\text{opt}}^{\text{ES}}$ (нм)	$r_{\text{opt}}^{\text{M}}$ (нм)
3/2	7.8	29	48
5/2	14	40	53
13/2	10	28	48

да: при $N_h = 3/2$ он носит черты фазового перехода второго рода, а при $N_h \geq 5/2$ начинает напоминать фазовый переход первого рода. В работе [81] мы высказали предположение об участии коллективных эффектов в формировании коррелированного состояния дырок в плотном массиве КТ. В настоящее время обнаруженные особенности не имеют сложившегося объяснения, можем высказать лишь две гипотезы.

- 1) Берковиц и Шкловский [350] в результате численного моделирования спектра возбуждений в двумерной системе локализованных и взаимодействующих частиц обнаружили переход от распределения Пуассона для расстояния между уровнями ближайших соседей к статистике Вигнера при уменьшении беспорядка. Фактически этот результат означает появление коллективного коррелированного состояния в системе взаимодействующих частиц и может служить объяснением обнаруженных нами особенностей перехода от неэкранированного к экранированному режиму прыжковой проводимости в массиве квантовых точек.
- 2) Наличие фазового перехода с формированием (или распадом) спонтанной электрической поляризации в двумерных массивах КТ предсказывалось в теоретических работах [351, 352]. Необходимым условием образования поляризованного состояния является дальнедействующее кулоновское взаимодействие электронов в квантовых точках, которое "выстраивает" заряды в массиве в определенную упорядоченную последовательность. В зависимости от типа решетки, упорядочение может носить ферроэлектрический или антиферроэлектрический характер. Возможно, подобные эффекты должны существовать и в неупорядоченных массивах КТ, в которых могут образовываться локальные домены с определенной поляризацией.

5.7. Универсальный (e^2/h) префактор прыжковой проводимости

Результаты, описанные в предыдущем параграфе, свидетельствуют о независимости предэкспоненциального множителя G_0 (префактора) от температуры. В противном случае показатель степени x отличался бы от теоретического значения $1/2$. На рисунке 5.17 приведена проводимость образцов без экранирующей плоскости в единицах кванта кондактанса e^2/h как функция $T^{-1/2}$; символы представляют собой экспериментальные данные, штриховые линии — аппроксимация данных формой Эфроса-Шкловского $\ln G = \ln G_0 - (T_{\text{ES}}/T)^{1/2}$. Там же показана температурная зависимость максимумов проводимости QD3, QD4, QD5 и QD6, наблюдавшихся в транзисторах с квантовыми точками (см. 5.3.). При $T^{-1/2} \rightarrow 0$ ($T \rightarrow \infty$) все кривые, соответствующие разным концентрациям дырок в КТ, экстраполируются к *одному и тому же префактору* $G_0 \simeq e^2/h$. Этот интересный результат особенно наглядно виден на вставке к рис.5.17, на котором проводимость отложена как функция безразмерного параметра $(T_{\text{ES}}/T)^{1/2}$. Видно, что все экспериментальные точки ложатся на одну универсальную прямую, которая пересекает ось ординат в точке $G_0 = (1.05 \pm 0.05)e^2/h$. Похожее поведение наблюдалось ранее в двумерной прыжковой проводимости по примесям в кремнивых МОП транзисторах [353] и δ -легированных гетероструктурах GaAs/AlGaAs [354].

Универсальность префактора свидетельствует о неприменимости традиционной модели активированной фононами прыжковой проводимости, поскольку в этом случае предэкспоненциальный множитель должен зависеть от параметров материала, таких как, например, радиус локализации [249]. Бесфононные механизмы проводимости в двумерных неупорядоченных системах были предложены

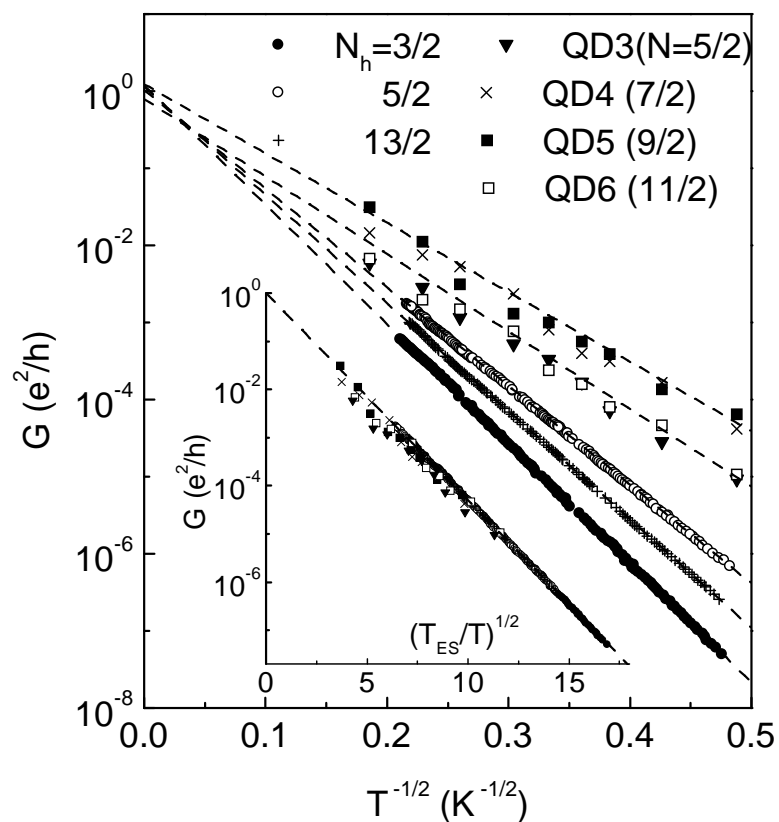


Рис. 5.17. Температурные зависимости неэкранированной проводимости по квантовым точкам в различных образцах, построенные в координатах $(\log(G/(e^2/h)), T^{-1/2})$. На вставке приведена проводимость в единицах e^2/h как функция безразмерного параметра $(T_{ES}/T)^{1/2}$.

Барановским и Шлимаком [355], а также Берковицем и Шкловским [350]. В основе обеих моделей лежит доминирующая роль электрон-электронного взаимодействия, и обе модели дают универсальный префактор e^2/h .

Суть механизма Барановского и Шлимака состоит в следующем. Случайные акты перескоков электронов между состояниями приводят к флуктуирующему во времени кулоновскому потенциалу в системе. В свою очередь взаимодействие связанных на центрах носителей с этим потенциалом изменяет энергию локализованных состояний, которая также флуктуирует. В определенные моменты времени случается резонансная ситуация, когда два близкие в пространстве состояния совпадают по энергии, и носитель переходит с одного центра на другой. Хотя само по себе резонансное туннелирование не зависит от температуры, температурная зависимость амплитуды флуктуаций энергии узлов приводит к активационному характеру $G(T)$.

Элементарными возбуждениями в модели Берковица и Шкловского являются компактные электрон-дырочные пары, названные экситонами. Именно экситоны и являются теми квазичастицами, которые стимулируют бесфононную прыжковую проводимость.

Если $G_0 = e^2/h$ есть результат взаимодействия, то в присутствии экранирования "универсальность" префактора должна разрушиться. Величина $G(T)$ для образцов с экраном при низких температурах ($T < T_{\text{cross}}$) представлена на рис.5.18 как функция $(T_M/T)^{1/3}$. В отличие от неэкранированного режима в данном случае действительно не наблюдается универсального поведения. Так, например, префактор обнаруживает сильную зависимость от радиуса локализации (см. вставку к рис.5.18).

В заключении этого параграфа поясним, каким образом взаимодействие между носителями на различных КТ фигурирует в энергии

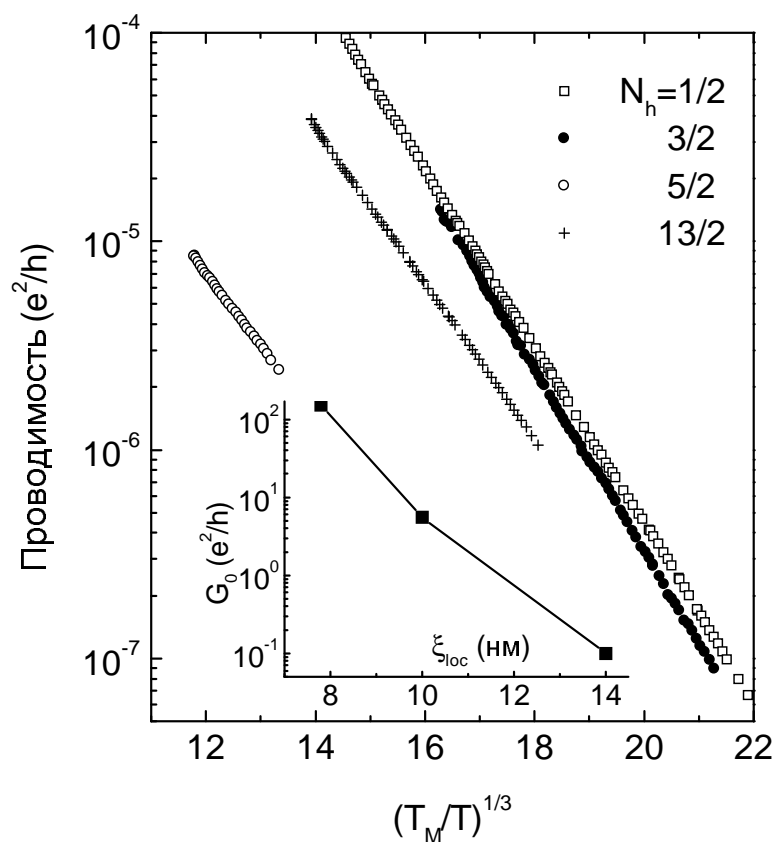


Рис. 5.18. Температурные зависимости экранированной проводимости по квантовым точкам, построенные в координатах $(\log(G/(e^2/h)), (T_M/T)^{1/3})$. На вставке приведена проводимость в единицах e^2/h как функция радиуса состояния дырки в КТ.

активации прыжковой проводимости. Рассмотрим для определенности основное состояние системы с $N_h = 3/2$. Пусть все точки одинаковы. В половине островков находятся две дырки, в половине - одна. Перенос дырки с двукратно заполненной КТ (i) на однократно заполненную (j) должно сопровождаться увеличением энергии системы на величину

$$\Delta E_{ij} = E_j - E_i - e^2/4\pi\epsilon\epsilon_0 R_{ij}, \quad (5.9)$$

где R_{ij} - расстояние между точками i и j , E_i и E_j - энергии соответствующих уровней, включающие в себя кулоновское взаимодействие со всеми зарядами в системе, "замороженными" в основном состоянии. Отметим, что выражение (5.9) не содержит внутрицентрового кулоновского взаимодействия, поскольку зарядовое состояние системы из двух точек не изменилось. Однако, так как заряд перераспределился в пространстве, а следствие этого перераспределения $e^2/4\pi\epsilon\epsilon_0 R_{ij}$ не было учтено в E_j , то его необходимо вычесть. Для получения вида температурной зависимости проводимости в системе, возбуждение которой описывается выражением (5.9), необходимо выполнить процедуру оптимизации соотношения между длиной прыжка и разностью энергий в начальном и конечном состояниях, которая полностью аналогична ситуации прыжковой проводимости по примесной зоне в легированных полупроводниках [249]. Результат известен, это закон Эфроса-Шкловского с $x = 1/2$.

Выводы к Главе 5

1. Обнаружено, что введение в Si массива квантовых точек Ge приводит к контролируемому изменению энергии активации прыжковой проводимости по примесной зоне, формируемой в кремнии акцепторной примесью бора, вследствие компенсации примеси путем захвата дырок на состояния в островках Ge.

2. Установлено, что электронный транспорт вдоль слоев КТ осуществляется с помощью прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Температурная зависимость прыжковой проводимости по КТ имеет вид закона Эфроса-Шкловского $G(T) \propto \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$. Энергия активации прыжков определяется кулоновским взаимодействием между точками.
3. Предэкспоненциальный фактор температурной зависимости проводимости носит универсальный характер и имеет величину e^2/h , что является первым экспериментальным свидетельством в пользу бесфононного механизма прыжкового переноса заряда по квантовым точкам.
4. Экранирование дальнедействующего взаимодействия между точками путем введение в систему металлической плоскости (искусственного экрана) приводит при понижении температуры к смене закона Эфроса-Шкловского, описывающего температурную зависимость прыжковой проводимости в условиях сильного электрон-электронного взаимодействия, двумерным законом Мотта $G(T) \propto \exp[-(T_0/T)^{1/3}]$, справедливым для невзаимодействующих частиц.
5. При температуре перехода от закона Эфроса-Шкловского к закону Мотта обнаружено скачкообразное уменьшение энергии активации проводимости. Предполагается, что это явление связано с разрушением спонтанной электрической поляризации ансамбля КТ вследствие экранирования кулоновского взаимодействия между точками.
6. Обнаружены осцилляции прыжковой проводимости при варьировании потенциала затвора полевых транзисторов, содержащих в активном канале 10^3 – 10^9 квантовых точек. Показано, что осцилляции сохраняются при повышении температуры вплоть

до комнатной и связаны с последовательным заполнением дырками дискретных состояний во всем массиве КТ.

Глава 6

Иерархия энергий в плотных массивах квантовых точек

6.1. Энергия взаимодействия между точками

Как отмечалось во Введении, в плотных ансамблях КТ кулоновское взаимодействие носителей, находящихся на разных точках, должно играть заметную роль в электронных свойствах системы. Поскольку данное обстоятельство является отличительной чертой плотных массивов по сравнению с изолированными квантовыми точками и с разреженными ансамблями КТ, мы сочли необходимым вынести обсуждение вклада взаимодействия между точками в отдельный раздел.

Наиболее прямым способом выделения такого вклада могло бы быть исследование энергетической структуры массивов КТ с одними и теми же размерами точек, но с переменной плотностью островков. Тогда разница в энергиях зарядки точек в плотном и разреженном массивах позволило бы выявить энергию взаимодействия между точками E_{inter} . Однако на этом пути возникает серьезная проблема, заключающаяся в том, что различные вариации условий роста (температура подложки, скорость осаждения, количество осажденного Ge) приводят для системы Ge/Si(001) к изменению как плотности

островков, так и их размеров. Эта проблема решается в случае больших нанокластеров (~ 100 нм), однако плотность таких островков ограничена величиной $< 10^{10}$ см $^{-2}$.

Косвенные методы оценки величины E_{inter} обладают меньшей точностью, однако, используя подходы с разных сторон, можно получить достоверные данные. Ниже мы изложим пять предлагаемых нами подходов, позволяющие оценить энергию взаимодействия между точками Ge в ансамбле с плотностью островков 3×10^{11} см $^{-2}$ и латеральными размерами нанокластеров $L = 15$ нм.

1. Сравнение энергий взаимодействия в массивах различной плотности. В работе [205] методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней была определена энергия взаимодействия дырок в основном состоянии КТ Ge в Si $E_C = 29$ мэВ; размеры островков Ge составляли $L = 13$ нм, плотность островков 2×10^8 см $^{-2}$. Очевидно, что такой массив является разреженным, и энергия электростатической зарядки КТ определяется только взаимодействием дырок внутри островка. Поскольку $E_C \propto L^{-1}$, то для нашей системы энергия внутрицентрового взаимодействия должна иметь величину $E_C \approx 25$ мэВ. Наши исследования резонансного туннелирования в асимметричных двухбарьерных структурах (раздел 2.1.) и вольт-фарадных характеристик барьеров Шоттки (раздел 2.2.) дают энергию взаимодействия дырок в основном состоянии 36 мэВ. Разница в энергиях $E_{\text{inter}} = 36 - 25 = 11$ мэВ ($\approx 30\%$ от полной энергии взаимодействия) и есть вклад от взаимодействия между точками, возникающий в плотном массиве.

2. Сравнение энергии взаимодействия в структурах с различным числом слоев КТ. Изменить эффективную плотность КТ в структуре можно, поместив рядом несколько одинаковых слоев нанокластеров. Измерения вольт-фарадных характеристик, приведенные в разделе 2.2., показали, что введение в систему второго слоя КТ

приводит к увеличению энергии взаимодействия дырок в основном состоянии первого слоя от 36 мэВ до 54 мэВ [202]. Поскольку размеры островков в обоих слоях одинаковы, а расстояние между слоями в этих экспериментах сравнимо с расстоянием между островками в плоскости слоев, то разница в энергиях $E_{\text{inter}} = 54 - 36 = 18$ мэВ ($\approx 50\%$ от 36 мэВ) и является оценкой энергии взаимодействия между точками.

3. Расчет в приближении плоского диска. Поскольку отношение высоты островков Ge к их латеральному размеру много меньше единицы, то хорошим приближением для оценки электростатической энергии зарядки КТ должна служить формула плоского диска

$$E_C = \frac{e^2}{8\epsilon\epsilon_0 R}, \quad (6.1)$$

где R – радиус диска. Однако это выражение справедливо лишь в классическом случае. Для того чтобы получить более точный результат, в нашей ситуации необходимо в качестве R взять радиус волновой функции дырок ξ_{loc} . Взяв экспериментальные данные для основного состояния $\xi_{\text{loc}} = 7.6$ нм из таблицы 5.1, получаем внутрицентровую энергию взаимодействия двух дырок в основном состоянии 24 мэВ. Тогда энергия взаимодействия между точками определяется как $E_{\text{inter}} = 36 - 24 = 12$ мэВ ($\approx 30\%$ от полной энергии взаимодействия). Аналогичный подход для возбужденного состояния дает $E_{\text{inter}} = 6$ мэВ.

4. Анализ температурной зависимости прыжковой проводимости между точками. Из выражений (5.7) и (5.8) для оптимальной длины прыжка r_{opt} между точками и экспериментально определенных значений T_{ES} и T_{M} формально следует, что при $T \sim 100$ К прыжки происходят в окрестности соседних точек ($r_{\text{opt}} \sim 15$ – 20 нм). В этом случае энергия активации перескоков дырок между точками W в неэкранированном режиме определяет вклад взаимодействия между точками E_{inter} в полную энергию взаимодей-

ствия, которая включает в себя еще и кулоновское рассталкивание носителей внутри точки, а в экранированном режиме соответствует среднему разбросу энергетических уровней E_{dis} в точках вследствие разброса размеров. В общем случае $W(T) = xkT(T_0/T)^x$. Взяв $T = 100$ К и экспериментальные значения T_{ES} и T_{M} из таблицы 5.2 находим $E_{\text{inter}} \approx 17$ мэВ для основного состояния, 14 мэВ — для возбужденного и $E_{\text{dis}} \approx 13$ мэВ.

5. Сдвиг межуровневого резонанса. В разделе 4.3. описаны особенности поглощения света при переходах дырок из основного состояния в возбужденное. Было обнаружено, что линия межуровневого резонанса сдвигается в область больших энергий при увеличении заселенности основного состояния. Результат был объяснен динамическим взаимодействием между квантовыми точками. В этой связи, величина сдвига линии поглощения ~ 20 мэВ (рис.4.4) при полном заселении основного состояния дырок может являться оценкой характерной энергии кулоновского взаимодействия между точками E_{inter} .

В целом, все пять подходов к определению энергии взаимодействия между точками дают примерно одну и ту же величину, которая составляет 30–50% от полной энергии взаимодействия и 50–70% от энергии внутрицентрового взаимодействия.

6.2. Энергетический спектр дырок в массиве квантовых точек Ge/Si

Практически в каждом разделе данной работы тем или иным способом были найдены характерные энергии, определяющие спектр дырок в плотном массиве квантовых точек Ge/Si. Наиболее подробно изучены основное и возбужденное состояния в КТ с латеральными размерами 15 нм и высотой 1.5 нм, что реализуется при эффективной

толщине слоя Ge $d_{eff} = 10$ нм. Набор энергий состоит из

- энергии размерного квантования (энергетический зазор между уровнями основного и возбужденного состояний без учета взаимодействия);
- энергии кулоновского взаимодействия дырок, которая включает в себя
 - энергию взаимодействия дырок внутри квантовой точки (внутрицентровая корреляционная энергия) и
 - энергию взаимодействия дырок, находящихся на разных точках в массиве (межцентровая корреляционная энергия);
- энергии беспорядка, характеризующей разброс уровней по энергиям от точки к точке вследствие неоднородности размеров островков и наличия флуктуирующего потенциала заряженных островков и примесей.

Результаты, полученные нами в различных экспериментах, суммированы на рис.6.1 [150, 356].

Энергия ионизации основного состояния определялась в 2.3. по температурной зависимости проводимости, связанной с термическим выбросом дырок из КТ в валентную зону (400 мэВ), из емкостных характеристик МОП транзисторов (414 мэВ), а также из спектральных характеристик фотопроводимости р-и диода с КТ (400 мэВ).

Энергия взаимодействия дырок в основном состоянии 36 мэВ была найдена при исследованиях резонансного туннелирования в асимметричных двухбарьерных структурах (раздел 2.1.) и вольт-фарадных характеристик барьеров Шоттки (раздел 2.2.). Детальный анализ вкладов в эту энергию от внутрицентрального и межцентрального взаимодействий приведен в предыдущем разделе.

Энергия размерного квантования (≈ 70 – 75 мэВ) была получена при анализе спектра резонансного туннелирования в симметричных

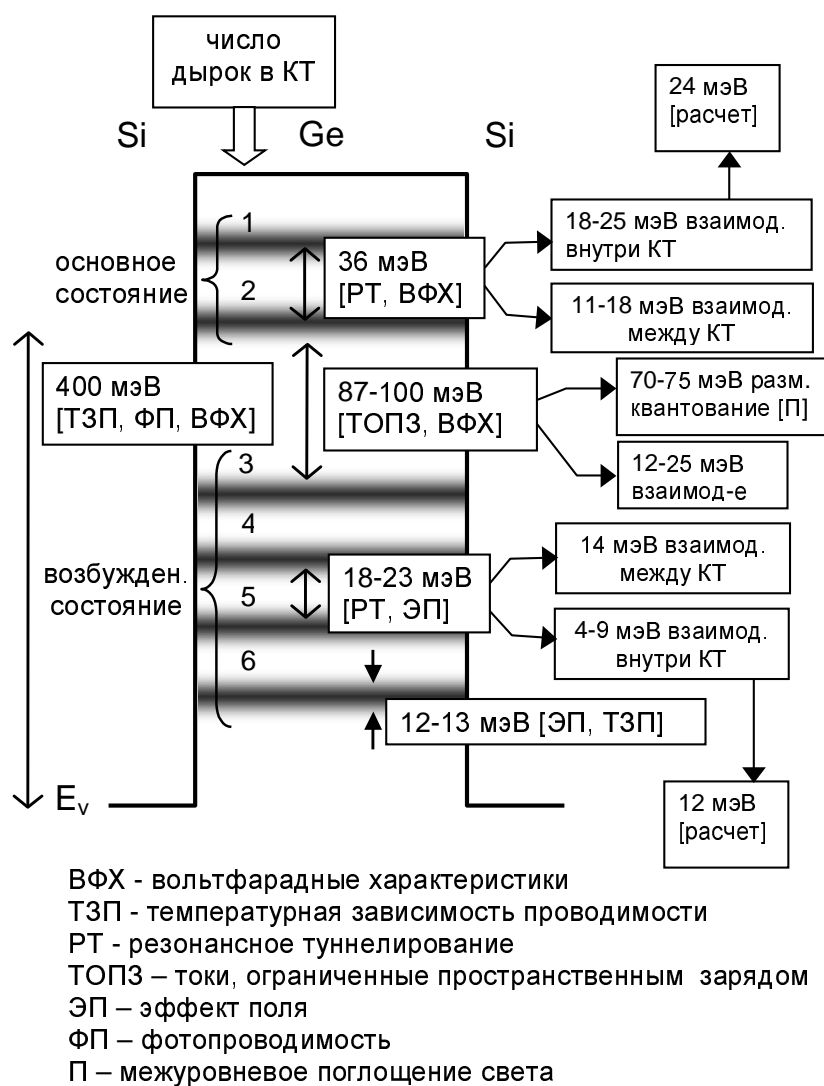


Рис. 6.1. Энергетическая структура основного и первого возбужденного состояния в массиве КТ Ge. Латеральный размер островков 15 нм, высота 1.5 нм, плотность островков $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В квадратных скобках указаны экспериментальные методики, на основе которых получены данные.

двухбарьерных структурах (раздел 2.1.) и в экспериментах по межуровневому поглощению света. Энергетический зазор между дыркой в возбужденном состоянии и двумя дырками в основном состоянии определялся при исследовании инжекционных токов (≈ 100 мэВ - см. 2.3.) и вольт-фарадных характеристик полевого транзистора с квантовыми точками (87 мэВ, раздел 5.3.). Из этих данных следует, что одна дырка в возбужденном состоянии характеризуется энергией взаимодействия с остальными массивом 12–25 мэВ.

Период осцилляций прыжковой проводимости при изменении потенциала на затворе полевого транзистора с КТ дает энергию взаимодействия дырок в возбужденном состоянии 23 мэВ (раздел 5.3.), расстояние между пиками туннельной проводимости - величину ≈ 18 мэВ (см. 2.1.). Вклад в эту энергию от взаимодействия между точками (14 мэВ) был оценен на основе анализа температурной зависимости прыжковой проводимости по квантовым точкам в неэкранированном режиме. Таким образом, внутрицентровая энергия взаимодействия дырок в возбужденном состоянии находится в диапазоне 4–9 мэВ. Близкую величину 12 мэВ дают расчеты по формуле (6.1) с учетом экспериментального значения радиуса состояния $\xi_{loc} = 15$ нм.

И, наконец, характерная величина беспорядка в системе была найдена по остаточной ширине пиков проводимости в условиях эффекта поля (12 мэВ, раздел 5.3.) и по температурной зависимости моттовской проводимости (13 мэВ, раздел 6.1.). Тот факт, что эксперименты по эффекту поля в отсутствие экранирования и измерения проводимости в экранированном режиме дают одну и ту же величину, свидетельствует о том, что разброс уровней определяется не кулоновским беспорядком, а неоднородностью размеров островков.

В целом, различные методики дают согласованную картину.

6.3. Возможная роль структурных дефектов

В заключении мы хотели бы обсудить вопрос о том, нельзя ли наблюдаемые в работе явления и эффекты отнести за счет глубоких локальных центров в Si или Ge, формируемых в процессе низкотемпературной гетероэпитаксии. Мы считаем, что нельзя. Аргументы в пользу этого утверждения следующие.

1. По результатам измерений температурной зависимости проводимости был определен радиус локализации дырок, равный 7–15 нм в состояниях с энергией 0.3–0.4 эВ, тогда как в случае примесей или дефектов эта величина должна составлять 1.5–3 нм для мелких уровней и < 1 нм для глубоких. Сочетание большого радиуса состояния и большой глубины залегания уровня является отличительной чертой квантовых точек.

2. Из интенсивности поглощения было найдено сечение межзонного поглощения в Ge КТ $\sigma_{ph} \approx 2.5 \times 10^{-16} \text{ см}^2$. Эта величина более чем на порядок превосходит типичные значения сечений фотоионизации глубоких акцепторов в Si ($\sim 10^{-17} \text{ см}^2$) [232].

3. Сечения захвата дырок на локализованные в КТ состояния ($> 10^{-13} \text{ см}^2$), определенные на основе анализа проводимости на переменном токе в барьерах Шоттки с КТ Ge, превышают сечения захвата дырок на известные глубокие центры в Ge и Si (10^{-15} – 10^{-13} см^2 [357, 358]).

4. Энергетические зазоры между уровнями дырок, найденные с помощью электронной туннельной спектроскопии, емкостной спектроскопии, на основе анализа осцилляций проводимости полевых транзисторов с квантовыми точками, уменьшаются с увеличением размера нанокластеров Ge, что свидетельствует о проявлении квантово-размерных эффектов.

5. Проведенные нагревы структур при температурах 400–500 °С, при которых происходит отжиг многих дефектов в кремнии, не при-

водят к изменению электрических и оптических характеристик системы.

6. И, наконец, многие явления (осцилляции проводимости канала полевых транзисторов, проводимости и емкости барьеров Шоттки при изменении потенциала на затворе, отрицательная дифференциальная проводимость в двухбарьерных структурах, фотоотклик в области энергий фотонов, меньших ширины запрещенной зоны в Si, прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка) не наблюдались экспериментально в гетероструктурах Ge/Si, содержащих только сплошной слой Ge без островков. Отрицательная межзонная фотопроводимость была обнаружена лишь в структурах Ge/Si n-типа и не наблюдалась в образцах без КТ, а также в образцах с КТ p-типа.

Тем не менее, нельзя утверждать, что присутствие глубоких центров никак не влияет на свойства изучаемой системы. Так, наличием дефектов в кремнии определяются время жизни неравновесных носителей заряда, возможные релаксационные процессы. Глубокие уровни могут выступать в качестве виртуальных центров захвата носителей, стимулирующих туннельные переходы между квантовыми точками.

Выводы к Главе 6

1. В отличие от многоэлектронных КТ в квантовых точках малых размеров энергия взаимодействия существенно зависит от числа носителей в точке. Это связано с различием размеров волновых функций дырок в основном и в возбужденном состояниях (см. таблицы 5.1 и 5.3).
2. Вклад от взаимодействия между точками в массиве, в котором расстояние между островками одного порядка с размерами

островков, близок к энергии взаимодействия внутри точки.

3. Разброс уровней в массиве хоть и сравним с внутрицентральной корреляционной энергией, но меньше энергии размерного квантования и полной энергии взаимодействия. По этой причине наличие разброса островков по размерам не приводит к существенному "размытию" атомоподобного спектра состояний в массиве островков.

Заклучение

Проведенные в диссертационной работе исследования позволяют сформулировать следующие основные результаты и выводы.

- I. Показано, что ансамбли нанокластеров Ge в Si, полученные методом молекулярно - лучевой эпитаксии, обладают дискретным энергетическим спектром дырок. Установлено, что в массивах с плотностью нанокластеров Ge $(1-4) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и размерами нанокластеров 10–25 нм наряду с размерным квантованием и кулоновским взаимодействием дырок внутри квантовых точек дополнительным фактором, определяющим энергетический спектр дырок, является кулоновское взаимодействие между заряженными квантовыми точками.
- II. Установлена электронная конфигурация экситонов в напряженных нанокластерах Ge в Si(001). Показано, что электрон локализуется в области максимальных напряжений в Si в окрестности вершины пирамиды Ge, а дырка сосредотачивается в Ge вблизи основания пирамиды, формируя экситон с пространственно разделенными компонентами (пространственно непрямой экситон). В системе из двух экситонов второй электрон находится в потенциальной яме в Si под основанием нанокластера Ge.
- III. Обнаружены сдвиги энергии экситонного перехода в коротковолновую область спектра при формировании в нанокластерах Ge комплексов экситон-дырка и экситон-экситон. В первом случае сдвиг обусловлен пространственным разделением электрона и дырок, во втором — пространственным разделением двух электронов и локализацией второго электрона в более мелкой потенциальной яме под основанием нанокластеров Ge.
- IV. Обнаружено, что при освещении массива нанокластеров герма-

ния в кремнии n-типа светом, вызывающим межзонные оптические переходы, возникает отрицательная фотопроводимость, тогда как в аналогичных структурах p-типа фотопроводимость имеет положительный знак. Предложен механизм отрицательной фотопроводимости в квантовых точках 2-го типа, основным моментом которого для структур Ge/n-Si является локализация равновесных электронов в кремнии вблизи островков германия в потенциале неравновесных дырок, захваченных на глубокие состояния в квантовых точках германия.

V. Обнаружен сдвиг линии межуровневого поглощения света в коротковолновую область спектра, сужение линии и изменение ее формы при увеличении концентрации дырок в основном состоянии квантовых точек Ge. Результаты объяснены на основе представлений о возникновении коллективных возбуждений в массиве взаимодействующих квантовых точек (эффект деполяризации). Показано, что инжекция дырок в возбужденное состояние приводит к длинноволновому сдвигу межуровневого ИК резонанса и максимумов фотопроводимости вследствие распада коллективного возбуждения и подавления эффекта деполяризации.

VI. Установлено, что проводимость вдоль массивов квантовых точек с плотностью точек $(3-4) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и размерами точек 10–15 нм определяется прыжковым механизмом с переменной по температуре длиной прыжка; температурная зависимость проводимости описывается законом Эфроса - Шкловского $G(T) \propto \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$. Экспериментально показано, что такой характер изменения проводимости системы с температурой обусловлен наличием кулоновского взаимодействия между точками. Обнаружено, что экранирование кулоновского взаимодействия приводит к уменьшению энергии активации прыжковой проводи-

мости и смене закона Эфроса - Шкловского законом Мотта $G(T) \propto \exp[-(T_0/T)^{1/3}]$, характерным для прыжковой проводимости в отсутствии кулоновского взаимодействия.

VII. Показано, что в отсутствии экранирования кулоновского взаимодействия между квантовыми точками предэкспоненциальный множитель температурной зависимости прыжковой проводимости в массивах квантовых точек не зависит от концентрации носителей в точках и имеет величину e^2/h , что является первым экспериментальным свидетельством в пользу бесфононного механизма прыжкового переноса заряда в системе квантовых точек.

VIII. Обнаружены осцилляции прыжковой проводимости в массивах квантовых точек при варьировании потенциала полевого электрода в кремниевых МОП-транзисторах, содержащих в активном канале 10^3 – 10^9 нанокластеров Ge. Показано, что максимумы проводимости соответствуют полуцелому заполнению квантовых точек носителями, а период осцилляций определяется энергиями размерного квантования и электрон - электронного взаимодействия. Осциллирующий характер проводимости сохраняется при повышении температуры вплоть до комнатной, что свидетельствует о перспективности гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками при создании одноэлектронных транзисторов, функционирующих при высоких температурах.

IX. Определены сечения фотонного поглощения в области межзонных и межуровневых переходов, а также обнаружительная способность фоточувствительных структур Ge/Si, содержащих массивы нанокластеров германия со слоевой плотностью $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Показано, что в диапазоне длин волн фотонов 1.7–20 мкм гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками могут успешно кон-

куруировать с фотодетекторами, содержащими квантовые точки на основе соединений A^3B^5 .

К изученным в работе фундаментальным явлениям, присущим только КТ 2-го типа, следует отнести

- коротковолновый сдвиг экситонного перехода при образовании комплексов экситон–дырка, экситон–экситон;
- пространственное разделение электронов в биэкситоне;
- отрицательная фотопроводимость при освещении светом, вызывающим межзонные переходы.

Следующие явления, хотя и были обнаружены при исследованиях КТ 2-го типа, но могут быть присущи также КТ 1-го типа:

- увеличение сечения фотонного поглощения по сравнению с глубокими центрами в объемных полупроводниках;
- увеличение сечения захвата носителей на локальные уровни в квантовых точках по сравнению с точечными дефектами и глубокими примесными центрами;
- сдвиг линии межуровневого поглощения света в массиве квантовых точек в коротковолновую область при увеличении концентрации заряженных точек в массиве;
- осцилляции величины прыжковой проводимости в массиве туннельно-связанных квантовых точек при изменении степени их заполнения носителями заряда;
- универсальный характер предэкспоненциального множителя температурной зависимости прыжковой проводимости вдоль слоев туннельно-связанных квантовых точек, равного e^2/h .

Обобщая полученные в работе результаты, можно сформулировать круг явлений и закономерностей, отличающих плотные массивы квантовых точек от одиночной КТ и от разреженных ансамблей квантовых точек. К таким явлениям и закономерностям относятся

- прыжковый перенос носителей заряда между КТ,
- закон Эфроса-Шкловского для температурной зависимости проводимости,
- переход от закона Эфроса-Шкловского к закону Мотта при экранировании кулоновского взаимодействия между квантовыми точками,
- универсальный предэкспоненциальный множитель в температурной зависимости прыжковой проводимости,
- деполяризационный сдвиг резонанса ИК поглощения света и фотопроводимости,
- дополнительный вклад в энергию локализованных в КТ носителей заряда, соизмеримый с внутрицентровым взаимодействием носителей в квантовых точках и обусловленный кулоновским взаимодействием между заряженными КТ.

Кроме того, обнаружение в эксперименте отрицательной фотопроводимости стало возможным лишь благодаря большой плотности КТ в образцах, хотя само явление должно существовать и в случае одной квантовой точки в образце, но в существенно меньших масштабах.

Совокупность научных положений и результатов, изложенных в диссертации, можно охарактеризовать как новое существенное достижение в развитии важного направления физики полупроводников – **электронные явления в ансамблях самоорганизующихся квантовых точек.**

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов подтверждается воспроизведением ряда результатов в зарубежных научных коллективах. К таким явлениям, впервые обнаруженным в нашем коллективе, а затем описанным другими авторами, относятся

- отрицательная дифференциальная проводимость в двухбарьерных структурах, содержащих ансамбли квантовых точек;
- появление фотопроводимости в спектральном диапазоне, соответствующем межуровневым переходам в фототранзисторах с квантовыми точками;
- коротковолновый сдвиг линии экситонного поглощения при формировании многочастичных комплексов в квантовых точках 2-го типа;
- сдвиг максимума спектра фотопроводимости из ближнего в средний ИК-диапазон при увеличении обратного смещения в p^+-p-n^+ диоде с квантовыми точками;
- прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка между квантовыми точками.

Наиболее важными оставшимися вопросами как для КТ в общем, так и для гетероструктур Ge/Si, на наш взгляд, являются следующие.

В области технологии роста остается проблема получения массивов квантовых точек высокой плотности, упорядоченных по форме, размеру, положению на плоскости, и обладающих однородностью структурных характеристик лучше 10%. При этом необходимо сохранить размеры наноструктур в диапазоне нескольких нанометров, чтобы обеспечить энергетические зазоры между уровнями порядка нескольких kT при комнатной температуре. В противном случае

неоднородное уширение может значительно понизить достоинства пониженной размерности. По-видимому, решение этой проблемы может быть найдено следующими путями:

- использование подложек, отклоненных от поверхности (001), и связанные с этим различные способы упорядочения ступеней, являющихся в дальнейшем шаблонами для зарождения островков;
- использование сурфактантов, модифицирующих поверхностные характеристики (поверхностная энергия, длина диффузии адатомов) как подложки, так и эпитаксиального слоя;
- создание на поверхности подложки микрострессоров, инициирующих зарождение островков в определенных местах;
- предварительное использование литографии для создание окон на подложке, ограничивающих область сбора адатомов в островки и отделяющих островки друг от друга.

В области электронных явлений среди нерешенных проблем можно выделить следующие.

1. Несмотря на то, что теория коллективных явлений при поглощении света в двумерных системах существует уже около 25 лет, теоретические исследования эффекта деполяризации в массивах квантовых точек произвольной формы отсутствует и по сей день.

2. Дальнейший прогресс в области описания и прогнозирования электронных свойств структур с квантовыми точками невозможен без разработки точных методов расчета энергетического спектра носителей в реальных нанокластерах произвольной формы, находящихся к тому же в упруго напряженной матрице. Для плотных массивов КТ остается проблема учета дальнедействующего кулоновского взаимодействия между заряженными точками всего массива.

В части прикладного аспекта нам представляется перспективным решение следующих задач.

1. Достигнутая в настоящее время обнаружительная способность ИК-фотоприемников с КТ близка к обнаружительной способности тепловых и пирроэлектрических фотоприемников, но уступает параметрам фотодетекторов с двумерными квантовыми ямами. Увеличение квантовой эффективности фотоприемников с квантовыми точками можно осуществить либо путем увеличения плотности КТ, либо с помощью увеличения числа слоев КТ в матрице.

2. Нерешенной до конца остается проблема оптимизации размеров и формы КТ Ge/Si с целью достижения большой силы осциллятора для экситонных переходов в гетероструктурах 2-типа, что позволит эффективно совмещать существующую кремниевую КМОП технологию и светоизлучающие кремниевые устройства.

3. Весьма привлекательной представляется идея привлечения массивов КТ Ge для улучшения рабочих характеристик кремниевого туннельного диода. Поскольку межзонный переход в Si является непрямым в k -пространстве, то отношение туннельного тока к диффузионному току в Si диодах Эсаки невелико (~ 2 для эпитаксиальной структуры [167]). Ослабить правило отбора по квазиимпульсу можно, "заставив" электрон туннелировать через промежуточное локализованное состояние в островках Ge, которое характеризуется большой неопределенностью импульса электрона $\Delta k \propto 1/L$. Кроме того, введение Ge в базу кремниевого туннельного диода эквивалентно уменьшению эффективной высоты потенциального барьера, что также должно приводить к увеличению туннельного тока [166, 360, 359].

4. И, наконец, дальнейшее развитие методов контролируемого синтеза упорядоченных массивов КТ нанометрового масштаба и создания к ним электрических контактов необходимо для создания но-

вого поколения информационных сетей, основанных на квантовых эффектах.

Основные исследования, приведенные в диссертации, выполнены в лаборатории неравновесных полупроводниковых систем института физики полупроводников СО РАН, руководимой д.ф.-м.н., профессором А.В. Двуреченским. Автор выражает глубокую признательность своему Учителю и научному консультанту А.В. Двуреченскому за науку, тесное сотрудничество и постоянную поддержку в ходе выполнения работы.

Экспериментальные и теоретические исследования проводились группой сотрудников, руководимой автором: к.ф.-м.н. Н.П. Степиной (ИК-поглощение), к.ф.-м.н. Л.А. Щербаковой (электрические характеристики), Ю.Ю. Проскуряковым (фотопроводимость), П.В. Лузиным (низкотемпературные измерения проводимости), А.В. Ненашевым (расчеты электронного спектра и пространственного распределения упругих упругих деформаций).

Развитию наших исследований прыжковой проводимости в массивах квантовых точек способствовало сотрудничество с профессором Дж. Адкинсом (John Adkins) во время поездок автора для научной работы в Кембриджский университет, Великобритания, 1994–1998 гг. Полученный за это время опыт и информация позволили найти кратчайшие пути в решении ряда поставленных задач.

Гетроструктуры, на которых проводились исследования, выращивались в Отделе роста и структуры полупроводниковых материалов ИФП СО РАН, руководимом д.ф.-м.н., профессором О.П. Пчеляковым. На начальном этапе работы (1989–1997 гг.) синтез слоев Ge/Si(001) с квантовыми точками осуществлялся к.ф.м.н. В.А. Марковым, позднее — к.ф.-м.н. А.И. Никифоровым.

Визуализация наноостровков Ge осуществлялась к.ф.-м.н. С.А. Тийсом (сканирующая туннельная микроскопия), к.ф.-м.н. А.К. Гута-

ковским и доктором S. Schulze (Технический Университет г. Кемница, Германия) – просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения, д.ф.-м.н. А.В. Латышевым (атомно-силовая микроскопия).

Часть результатов была получена в сотрудничестве с В.В Кириенко (измерение вольт-фарадных характеристик и формирование транзисторов с квантовыми точками), Ю.И. Яковлевым (создание низкотемпературных окислов кремния для использования в качестве подзатворного диэлектрика), к.ф.-м.н. А. Милехиным (комбинационное рассеяние света), доктором Ричардом Боучером (Университет г. Кембриджа, магнетосопротивление транзистора с квантовыми точками), к.ф.-м.н. Журавлевым К.С. (фотолюминесценция), к.ф.-м.н. С.Б. Эренбургом (спектроскопия EXAFS).

Большинство исследований, описанных в диссертации, было выполнено по инициативе и под руководством автора по предложенным автором идеям. Личный вклад автора заключается в постановке задач, определении путей их решения, осуществлении в большинстве случаев измерений, обсуждении полученных результатов, корректировке расчетов. Большая часть статей по теме диссертации написаны автором после обсуждения результатов с соавторами работ. Автором выполнено обобщение материала статей, представленное в диссертации.

Автор благодарен всем сотрудникам, чей вклад в работу отмечался выше, а также сотрудникам Института физики полупроводников СО РАН, принимавшим участие в обсуждении результатов работы на семинарах и частных беседах. Особенная благодарность *всем* коллегам, работающим в лаборатории неравновесных полупроводниковых систем ИФП СО РАН, за поддержание творческой атмосферы и интерес к работе.

Автор глубоко признателен к.ф.-м.н. С.И. Романову и к.ф.-м.н. Э.М. Баскину, общение с которыми оказало существенное влияние на научную деятельность автора, д.ф.-м.н. Смирнову Л.С. за полезные замечания к формулировкам основных научных положений и выводов по диссертации, к.ф.-м.н. А.О. Говорову за идею эксперимента по выявлению деполяризационного сдвига, д.ф.-м.н. А.В. Чаплику за полезные обсуждения коллективных эффектов в массивах квантовых точек, к.ф.-м.н. Б.И. Фомину за создание транзисторов с полосковым затвором, Р.Р. Севастьяненко за обработку образцов, Ю.П. Степанцову за напыление металлических электродов, В.А. Кудрявцеву за техническую поддержку при осуществлении ряда экспериментов, М.Н. Боннегардт за помощь в оформлении диссертационной работы, А.В. Каламейцеву за предоставление издательской системы MikTeX , с помощью которой оформлена рукопись диссертации.

Автор благодарен докторантуре Томского государственного университета за финансовую поддержку работы, осуществляемую на протяжении трех последних лет (1998–2001 гг.).

Список публикаций по теме диссертации

Основные результаты диссертации изложены в следующих работах.

1. Двуреченский А. В., Дравин В. А., Якимов А. И. *Прыжковая проводимость в промежуточно легированных полупроводниках*. – ФТТ, 1988, т. 30, вып. 2, с. 401–406.
2. Двуреченский А. В., Якимов А. И. *Кулоновская щель и переход металл-диэлектрик в неупорядоченных полупроводниках с сильно локализованными состояниями*. – ЖЭТФ, 1989, т. 95, вып. 1, с. 159–169.
3. Yakimov A. I., Markov V. A., Dvurechenskii A. V., and Pchelyakov O. P. *Coulomb staircase in Si/Ge structure*. – Phil. Mag. B, 1992, v. 65, p. 701–705.
4. Якимов А. И., Двуреченский А. В., Баскин Э. М. *Кулоновская щель в явлениях нелинейного экранирования и неомической прыжковой проводимости*. – ЖЭТФ, 1993, т. 104, вып. 1(7), с. 2473–2482.
5. Yakimov A. I., Markov V. A., Dvurechenskii A. V., and Pchelyakov O. P. *Conductance oscillations in Si/Ge heterostructures containing quantum dots*. – J. Phys.: Condens. Matter, 1994, v. 6, p. 2573–2582.
6. Yakimov A. I., Stepina N. P., Dvurechenskii A. V. *Hopping conduction and resonant tunneling in amorphous silicon microstructures*. – J. Phys.: Condens. Matter, 1994, v. 6, p. 2583–2594.
7. Yakimov A. I., Stepina N. P., Dvurechenskii A. V., and Scherbakova L. A. *Low – dimensional hopping conduction in porous amorphous silicon*. – Physica B, 1995, v. 205, p. 298–304.

8. Якимов А. И., Марков В. А., Двуреченский А. В., Пчеляков О. П. *Продольная проводимость гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками.* – Письма в ЖЭТФ, 1996, т. 63, вып.6, с. 423–426.
9. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Markov V. A., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P. *Hole levels in Ge self-assembled quantum dots probed with room temperature capacitance spectroscopy.* – In: "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, 1998, p. 466–468.
10. Якимов А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И., Пчеляков О. П. *Формирование нуль-мерных дырочных состояний при молекулярно-лучевой эпитаксии Ge на Si.* – Письма в ЖЭТФ, 1998, т. 68, вып. 2, с. 125–130.
11. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P. *Formation of zero-dimensional hole states in Ge/Si heterostructures probed with capacitance spectroscopy.* – Thin Solid Films, 1999, v. 336, № 1–2, p. 332–335.
12. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P. *Charging dynamics and electronic structure of excited state in Ge self-assembled quantum dots.* – Phys. Low-Dim. Struct., 1999, v. 3–4, p. 99–110.
13. Пчеляков О. П., Двуреченский А. В., Марков В. А., Никифоров А. И., Якимов А. И. *Прямой синтез наноструктур при молекулярно-лучевой эпитаксии германия на кремнии.* – Известия Академии наук: серия физическая, 1999, т. 63, вып. 2, с. 228–234.
14. Двуреченский А. В., Якимов А. И., Марков В. А., Никифоров А. И., Пчеляков О. П. *Энергетический спектр дырочных состояний в самоформирующихся квантовых точках Ge в Si.* –

- Известия Академии наук: серия физическая, 1999, т. 63, вып. 2, с. 307–311.
15. Yakimov A. I., Adkins C. J., Boucher R., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P., Biskupskii G. *Hopping conduction and field effect in Si modulation-doped structures with embedded Ge quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1999, v. 59, № 19, p. 12 598–12 603.
 16. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Proskuryakov Yu., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P., Teys S. A., Gutakovskii A. K. *Normal-incidence infrared photoconductivity in Si p-i-n diode with embedded Ge self-assembled quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 75, № 10, p. 1413–1415.
 17. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Kirienko V. V., Nikiforov A. I., Adkins C. J. *Oscillations of hopping conductance in an array of charge-tunable self-assembled quantum dots.* – J. Phys.: Condens. Matter, 1999, v. 11, p. 9715–9722.
 18. Двуреченский А. В., Якимов А. И. *Квантовые точки в системе Ge/Si.* – Известия ВУЗов: серия материалы электронной техники, 1999, т. 4, с. 4–10.
 19. Двуреченский А. В., Якимов А. И. *Электрические и фотоэлектрические свойства структур Ge/Si с плотным массивом квантовых точек.* – Известия Академии наук: серия физическая, 2000, т. 64, вып. 2, с. 288–293.
 20. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Adkins C. J. *Hopping transport through an ensemble of Ge self-assembled quantum dots.* – Phys. Stat. Sol. (b), 2000, v. 218, p. 99–105.
 21. Pchelyakov O. P., Bolkhovityanov Yu. B., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Yakimov A. I., Voigtländer B. *Molecular-beam epitaxy*

- of silicon-germanium nanostructures.* – Thin Solid Films, 2000, v. 362, № 1–2, p. 75–84.
22. Milekhin A., Stepina N. P., Yakimov A. I., Nikiforov A. I., Schulze S., Zahn D. R. T. *Raman scattering of Ge dot superlattices.* – European Physical Journal B, 2000, v. 16, p. 355–359.
23. Якимов А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И., Пчеляков О. П. *Отрицательная межзонная фотопроводимость в гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками 2-го типа.* – Письма в ЖЭТФ, 2000, т. 72, вып. 4, с. 267–272.
24. Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Двуреченский А. В., Соколов Л. В., Никифоров А. И., Якимов А. И., Фойхтлендер Б. *Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства. Обзор.* – ФТП, 2000, т. 34, вып. 11, с. 1281–1299.
25. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Kirienko V. V., Yakovlev Yu. I., Nikiforov A. I., Adkins C. J. *Long-range Coulomb interaction in arrays of self-assembled quantum dots.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 61, № 16, p. 10 868–10 876.
26. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Stepina N. P., Nikiforov A. I. *Depolarization shift of the in-plane polarized interlevel resonance in a dense array of quantum dots.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 62, № 15, p. 9939–9942.
27. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P., Nenashev A. V. *Evidence for a negative interband photoconductivity in arrays of Ge/Si type-II quantum dots.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 62, № 24, p. 16 283–16 286.
28. Yakimov A. I., Stepina N. P., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I.,

- Nenashev A. V. *Excitons in charged Ge/Si type-II quantum dots.* – Semicond. Sci. Technol., 2000, v. 15, № 12, p. 1125–1130.
29. Nikiforov A. I., Cherepanov V. A., Pchelyakov O. P., Dvurechenskii A. V., Yakimov A. I. *In situ RHEED control of self-organized Ge quantum dots.* – Thin Solid Films, 2000, v. 380, № 1–2, p. 158–163.
30. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Stepina N. P., Nikiforov A. I. *Interlevel optical transitions and many-body effects in a dense array of Ge/Si quantum dots.* – Thin Solid Films, 2000, v. 380, № 1–2, p. 82–85.
31. Yakimov A. I., Stepina N. P., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Nenashev A. V. *Interband absorption in charged Ge/Si type-II quantum dots.* – Phys. Rev. B, 2001, v. 63, № 4, p. 45 312–45 317.
32. ЯКИМОВ А. И., ДВУРЕЧЕНСКИЙ А. В., СТЕПИНА Н. П., НИКИФОРОВ А. И., НЕНАШЕВ А. В. *Эффекты электрон-электронного взаимодействия в оптических свойствах плотных массивов квантовых точек.* – ЖЭТФ, 2001, т. 119, вып. 3, с. 574–589.
33. Двуреченский А. В., Якимов А. И. *Эффекты взаимодействия в системе Ge/Si с квантовыми точками.* – Известия Академии наук: серия физическая, 2001, т. 65, вып. 2, с. 187–191.
34. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Proskuryakov Yu. Yu. *Interlevel Ge/Si quantum dot infrared photodetector.* – J. Appl. Phys., 2001, v. 89, № 10, p. 5676–5681.
35. ЯКИМОВ А. И., ДВУРЕЧЕНСКИЙ А. В., НИКИФОРОВ А. И. *Пространственное разделение электронов в гетероструктурах Ge/Si(001) с квантовыми точками.* – Письма в ЖЭТФ, 2001, т. 73, вып. 10, с. 598–600.

-
36. Двуреченский А.В., Якимов А.И. *Квантовые точки 2-го типа*.
– ФТП, 2001, т. 35, вып. 9, 1143–1153.

Литература

- [1] Алферов Ж. И. *История и будущее полупроводниковых гетероструктур*. – ФТП, 1998, т. 32, вып. 1, с. 3–17.
- [2] Екимов А.И., Онущенко А.А. *Квантовый размерный эффект в трехмерных микрокристаллах полупроводников*. – Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, вып. 6, с. 363–366.
- [3] Эфрос Ал. Л., Эфрос А. Л. *Межзонное поглощение света в полупроводниковом шаре*. – ФТП, 1982, т. 16, вып. 7, с. 1209–1214.
- [4] Reed M. A. *Quantum dots*. – Scientific American, January 1993, p. 98–103.
- [5] Ashoori R. C. *Electrons in artificial atoms*. – Nature, 1996, v. 379, p. 413–419.
- [6] Tarucha S. *Transport in quantum dots: observation of atomiclike properties*. – MRS Bulletin, February 1998, p. 49–53.
- [7] Zrenner A. *A close look on single quantum dots*. – J. Chem. Phys., 2000, v. 112, № 18, p. 7790–7798.
- [8] Jacak J. *Semiconductor quantum dots — towards a new generation of semiconductor devices*. – Eur. J. Phys., 2000, v. 21, p. 487–497.
- [9] Van Houten H., Beenakker C. W. J., Staring A. A. M. *Coulomb-blockade oscillations in semiconductor nanostructures*. – In: Single

- Charge Tunneling./ Ed. by Grabert H., Devoret M. H. NATO ASI Series B. New York: Plenum, 1991, p. 1–64.
- [10] Meirav U., Foxman E. B. *Single-electron phenomena in semiconductors*. – Semicond. Sci. Technol., 1995, v. 10, p. 255–284.
- [11] Bo Su, Goldman V. J. and Cunningham J. E. *Single-electron tunneling in nanometer-scale double-barrier heterostructure devices*. – Phys. Rev. B, 1992, v. 46, № 12, p. 7644–7655.
- [12] Tarucha S., Tokura Y. and Hirayama Y. *Resonant tunneling of three-dimensional electrons into degenerate zero-dimensional levels*. – Phys. Rev. B, 1991, v. 44, № 24, p. 13815–13818.
- [13] Blick R. H., Schmidt T., Haug R., von Klitzing K. *Tunnelling through quantum dots*. – Semicond. Sci. Technol., 1996, v. 11, p. 1506–1511.
- [14] Ruggiero S. T. and Barner J. B. *Multiple-gap tunneling structure observed for the high- T_c superconductors: Charging effects as possible cause*. – Phys. Rev. B, 1987, v. 36, № 16, p. 8870–8872.
- [15] Wilkins R., Ben-Jakob E., Jaklevic R. C. *Scanning-tunneling-microscope observation of Coulomb blockade and oxide polarization in small metal droplets*. – Phys. Rev. Lett., 1989, v. 63, № 7, p. 801–804.
- [16] Dutta A., Kimura M., Honda Y., Otobe M., Itoh A., Oda S. *Fabrication and electrical characteristics of single electron tunneling devices based on Si quantum dots prepared by plasma processing*. – Jpn. J. Appl. Phys., 1997, v. 36, part 1, № 6B, p. 4038–4041.

- [17] Cain P. A., Ahmed H., Williams D. A. *Hole transport through single and double SiGe quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 2000, v. 77, № 21, p. 3415–3417.
- [18] Meirav U., Kastner M. A., Heiblum M., Wind S. J. *One-dimensional electron gas in GaAs: Periodic conductance oscillations as a function of density.* – Phys. Rev. B, 1989, v. 40, № 8, p. 5871–5874.
- [19] Meirav U., Kastner M. A., Wind S. J. *Single-electron charging and periodic conductance resonances in GaAs nanostructures.* – Phys. Rev. Lett., 1990, v. 65, № 6, p. 771–774.
- [20] McEuen P. L., Foxman E. B., Meirav U., Kastner M. A., Meir Y., Wingreen N. S. *Transport spectroscopy of a Coulomb island in the quantum Hall regime.* – Phys. Rev. Lett., 1991, v. 66, № 14, p. 1926–1929.
- [21] Meir Y., Wingreen N. S., Lee P. A. *Transport through a strongly interacting electron system: theory of periodic conductance oscillations.* – Phys. Rev. Lett., 1991, v. 66, № 23, p. 3048–3051.
- [22] Takahashi N., Ishikuro H., Hiramoto T. *Control of Coulomb blockade oscillations in single electron transistors using silicon nanocrystal floating gates.* – Appl. Phys. Lett., 2000, v. 76, № 2, p. 209–211.
- [23] Ishikuro H., Fujii T., Saraya T., Hashiguchi G., Hiramoto T., Ikoma T. *Coulomb blockade oscillations at room temperature in a Si quantum wire metal-oxide-semiconductor field-effect transistor fabricated by anisotropic etching on a silicon-on-insulator substrate.* – Appl. Phys. Lett., 1996, v. 68, № 25, p. 3585–3587.

- [24] Sakamoto T., Kawaura H., Baba T. *Single-electron transistors fabricated from a doped-Si film in a silicon-on-insulator substrate.* – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 72, № 7, p. 795–796.
- [25] Zhuang L., Guo L., Chou S. Y. *Silicon single-electron quantum-dot transistor switch operating at room temperature.* – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 72, № 10, p. 1205–1207.
- [26] Takahashi N., Ishikuro H., Hiramoto T. *Control of Coulomb blockade oscillations in silicon single electron transistor using silicon nanocrystal floating gates.* – Appl. Phys. Lett., 2000, v. 76, № 2, p. 209–211.
- [27] Tarucha S., Austing D. G., Honda T., Hage R. J., Kouwenhoven. *Shell filling and spin effects in a few electron quantum dot.* – Phys. Rev. Lett., 1996, v. 77, № 17, p. 3613–3616.
- [28] Macucci M., Hess K., Iafrate G. J. *Simulation of electronic properties and capacitance of quantum dots.* – J. Appl. Phys., 1995, v. 77, № 7, p. 3267–3276.
- [29] Macucci M., Hess K., Iafrate G. J. *Numerical simulation of shell-filling effects in circular quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1997, v. 55, № 8, p. R4879–R4882.
- [30] Banin U., Cao Y., Katz D., Millo O. *Identification of atomic-like electronic states in indium arsenide nanocrystal quantum dots.* – Nature, 1999, v. 400, p. 542–544.
- [31] Wojs A., Hawrylak P. *Exciton-exciton interactions in highly excited quantum dots in magnetic field.* – Solid State Commun., 1996, v. 100, № 7, p. 487–491.
- [32] Raymond S., Hawrylak P., Gould C., Fafard S., Sachrajda A., Potemski M., Wojs A., Charbonneau S., Leonard D., Petroff P.

- М., Merz J. L. *Exciton droplets in zero dimensional systems in a magnetic field.* – Solid State Commun., 1997, v. 101, № 12, p. 883–887.
- [33] Bayer M., Gutbrod T., Forchel A., Kulakovskii V. D., Gorbunov A., Michel M., Steffen R., Wang K. H. *Exciton complexes in $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1998, v. 58, № 8, p. 4740–4753.
- [34] Hawrylak P. *Excitonic artificial atoms in a quantum dot.* – Physica E, 2001, v. 9, p. 94–98.
- [35] Bayer M., Stern O., Hawrylak P., Fafard S., Forchel A. *Hidden symmetries in the energy levels of excitonic "artificial atoms".* – Nature, 2000, v. 405, p. 923–925.
- [36] Sikorski Ch., Merkt U. *Spectroscopy of electronic states in $InSb$ quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1989, v. 62, № 18, p. 2164–2167.
- [37] Чаплик А. В. *Электронные свойства квантовых точек.* – Письма в ЖЭТФ, 1989, т. 50, вып. 1, с. 38–40.
- [38] Peeters F. M. *Magneto-optics in parabolic quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1990, v. 42, № 2, p. 1486–1487.
- [39] Maksim P. A., Chakraborty T. *Quantum dots in a magnetic field: role of electron-electron interactions.* – Phys. Rev. Lett., 1990, v. 65, № 1, p. 108–111.
- [40] Bakshi P., Broido D. A., Kempa K. *Electromagnetic response of quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1990, v. 42, № 12, p. 7416–7419.
- [41] Jacak L., Hawrylak P., and Wójs A. *Quantum Dots.* – Berlin: Springer-Verlag, 1998. – 176 p.

- [42] Леденцов Н. Н., Устинов В. М., Щукин В. А., Копьев П. С., Алферов Ж. И., Бимберг Д. *Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры*. – ФТП, 1998, т. 32, вып. 4, с. 385–410.
- [43] Grundmann M., Christen J., Ledentsov N. N., Böhrer J., Bimberg D., Ruvimov S. S., Werner P., Richter U., Gösele U., Heydenreich J., Ustinov V. M., Egorov A. Yu., Zhukov A. E., Kop'ev P. S., Alferov Zh. I. *Ultrannarrow luminescence lines from single quantum dots*. – Phys. Rev. Lett., 1995, v. 74, № 20, p. 4043–4046.
- [44] Gammon D., Snow E. S., Shanabrook B. V., Katzer D. S., Park D. *Homogeneous linewidths in the optical spectrum of a single gallium arsenide quantum dot*. – Science, 1996, v. 273, p. 87–90.
- [45] Masumoto Y., Yamazaki M., Sugawara H. *Optical nonlinearities of excitons in CuCl microcrystals*. – Appl. Phys. Lett., 1988, v. 53, № 16, p. 1527–1529.
- [46] Takagara T. *Biexciton states in semiconductor quantum dots and their nonlinear optical properties*. – Phys. Rev. B, 1989, v. 39, № 14, p. 10 206–10-231.
- [47] Bonadeo N. H., Chen G., Gammon D., Katzer D. S., Park D., Steel D. G. *Nonlinear nano-optics: probing one exciton at a time*. – Phys. Rev. Lett., 1998, v. 81, № 13, p. 2759–2762.
- [48] *Mesoscopic Physics and Electronics*. / Ed. by Ando T., Arakawa Y., Furuya K., Komiyama S., Nakashima H. – Berlin: Springer-Verlag, 1998. – 282 p.
- [49] Zunger A. *Semiconductor quantum dots*. – MRS Bulletin, February 1998, p. 15–16.

- [50] Bimberg D. *Quantum dots: paradigm changes in semiconductor physics*. – ФТП, 1999, т. 33, вып. 9, с. 1044–1048.
- [51] Dilger M., Haug R.J., Eberl K., von Klitzing K. *Single-electron transistors with a self-assembled quantum dot*. – Semicond. Sci. Technol., 1996, v. 11, p. 1493–1497.
- [52] Tiwari S., Rana F., Hanafi H., Harstein A., Crabbe E. F., Chan K. *A silicon nanocrystals based memory*. – Appl. Phys. Lett., 1996, v. 68, № 10, p. 1377–1379.
- [53] Guo L., Leobandung E., Chou S. Y. *A room-temperature silicon single-electron metal-oxide-semiconductor memory with nanoscale floating-gate and ultranarrow channel*. – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 70, № 7, p. 850–852.
- [54] Vescan L., Stoica T. *Room-temperature SiGe light-emitting diodes*. – Journal of Luminescence, 1999, v. 80, p. 485–489.
- [55] Hinzer K., Lapointe J., Feng Y., Delage A., Fafard S. *Short-wavelength laser diodes based on AlInAs/AsGaAs self-assembled quantum dots*. – J. Appl. Phys., 2000, v. 87, № 3, p. 1496–1502.
- [56] Алферов Ж. И., Берт Н. А., Егоров А. Ю., Жуков А. Е., Копьев П.С., Косонов А. О., Крестников И. Л., Леденцов Н. Н., Лунев А. В., Максимов М. В., Сахаров А. В., Устинов В. М., Пацульников А. Ф., Шерняков Ю. М., Бимберг Д. *Инжекционный лазер на основе массивов вертикально связанных квантовых точек InAs в матрице GaAs*. – ФТП, 1996, т. 30, вып. 2, с. 351–356.
- [57] Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N. N. *Growth, spectroscopy, and laser application of self-ordered III-V quantum dots*. – MRS Bulletin, February 1998, p. 31–34.

- [58] Крестников И. Л. *Оптические свойства гетероструктур $(Zn,Cd)Se/(Zn,Mg)(S,Se)$ с массивами квантовых точек.* – Дис. ...канд.физ.- мат.наук. – Санкт-Петербург, 1998, – 125 с.
- [59] Ledentsov N. N. *Quantum dot lasers: the birth and future trends.* – ФТП, 1999, т. 33, вып. 9, с. 1039–1043.
- [60] Berryman K. W., Lyon S. A., Segev M. *Mid-infrared photoconductivity in InAs quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 70, № 4, p. 1861–1863.
- [61] Phillips J., Kamath K., Bhattacharya P. *Far-infrared photoconductivity in self-organized InAs quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 72, № 16, p. 2020–2022.
- [62] Kim S., Mohseni H., Erdtmann M., Michel E., Jelen C., Razeghi M. *Growth and characterization of InGaAs/InGaP quantum dots for midinfrared photoconductive detector.* – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 73, № 7, p. 963–965.
- [63] Maimon S., Finkman E., Bahir G., Schacham S. E., Garcia J. M., Petroff P. M. *Intersublevel transitions in InAs/GaAs quantum dots infrared photodetectors.* – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 73, № 14, p. 2003–2005.
- [64] Pan D., Towe E., Kennerly S. *Normal-incidence intersubband $(In, Ga)As/GaAs$ quantum dot infrared photodetectors.* – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 73, № 14, p. 1937–1939.
- [65] Cho T., Kim J.-W., Oh J.-E., Hong S. *Room temperature operating infrared $(8-12\mu m)$ photodetector with InAs quantum dots in modulation doped heterostructures.* – Tech. Dig. Int. Electron Devices Meet., 1998, p. 441–444.

- [66] Chu L., Zrenner A., Böhm G., Abstreiter G. *Normal-incident intersubband photocurrent spectroscopy on InAs/GaAs quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 75, № 23, p. 3599–3601.
- [67] Lee S.-W., Hirakawa K., Shimada Y. *Bound-to-continuum intersubband photoconductivity of self-assembled InAs quantum dots in modulation-doped heterostructures.* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 75, № 10, p. 1428–1430.
- [68] Miesner C., Röthig O., Brunner K., Abstreiter G. *Mid-infrared photocurrent measurements on self-assembled Ge dots in Si.* – Physica E, 2000, v. 7, p. 146–150.
- [69] Liu H. C., Gao M., McCaffrey J., Wasilevski Z. R., Fafard S. *Quantum dot infrared photodetectors.* – Appl. Phys. Lett., 2001, v. 78, № 1, p. 79–81.
- [70] Loss D., DiVincenzo D. *Quantum computation with quantum dots.* – Phys. Rev. A, 1998, v. 57, № 1, p. 120–126.
- [71] Fedichkin L., Yanchenko M., and Valiev K. A. *Coherent charge qubits based on GaAs quantum dots with a built-in barrier.* – Nanotechnology, 2000, v. 11, p. 387–391.
- [72] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Proskuryakov Yu., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P., Teys S. A., Gutakovskii A. K. *Normal-incidence infrared photoconductivity in Si p-i-n diode with embedded Ge self-assembled quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 75, № 10, p. 1413–1415.
- [73] Liu H. C. *New quantum devices.* – Physica E, 2000, v. 8, p. 170–173.
- [74] Benisty H., Sotomayor-Torres C. M., Weisbuch C. *Intrinsic mechanism for the poor luminescence properties of quantum-box systems.* – Phys. Rev. B, 1991, v. 44, № 19, p. 10 945–10 948.

- [75] Sugawara M., Mukai K., Shoji H. *Effect of phonon bottleneck on quantum-dot laser performance.* – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 19, № 19, p. 2791–2793.
- [76] Song H. Z., Lan S., Akahane K., Jang K.-J., Okada Y., Kawabe M. *Isolated and close-packed $In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs$ (311) quantum dots.* – Solid State Commun., 2000, v. 115, p. 195–199.
- [77] Medeiros-Ribeiro G, Pikus F. G., Petroff P. M., Efros A.L. *Single-electron charging and Coulomb interaction in InAs self-assembled quantum dot arrays.* – Phys. Rev. B, 1997, v. 55, № 3, p. 1568–1573.
- [78] Metzner C., Yusa G., and Sakaki H. *Modelling inter-dot Coulomb interaction effects in field effect transistors with an embedded quantum dot layer.* – Supelattices and Microstructures, 1999, v. 25, № 3, p. 537–549.
- [79] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Kirienko V. V., Nikiforov A. I., and Adkins C. J. *Oscillations of hopping conductance in an array of charge-tunable self-assembled quantum dots.* – J. Phys.: Condens. Matter, 1999, v. 11, p. 9715–9722.
- [80] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., and Adkins C. J. *Hopping transport through an ensemble of Ge self-assembled quantum dots.* – Phys. Stat. Sol. (b), 2000, v. 218, p. 99–105.
- [81] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Kirienko V. V., Yakovlev Yu. I., Nikiforov A. I., Adkins C. J. *Long-range Coulomb interaction in arrays of self-assembled quantum dots.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 61, № 15, p. 10 868–10 876.
- [82] Metzner C. and Döhler G. H. *Collective optical excitation of interacting localized electrons.* – Phys. Rev. B, 1999, v. 60, № 15, p. 11 005–11 013.

- [83] Goldstein L., Glas F., Marzin J. Y., Charasse M. N., and Le Roux G. *Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices.* – Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, № 10, p. 1099–1101.
- [84] Eaglesham D. J., Cerullo M. *Dislocation-free Stranski-Krastanov growth of Ge on Si (100).* – Phys. Rev. Lett., 1990, v. 64, № 16, p. 1943–1946.
- [85] Mo Y.-W., Savage D. E., Swartzentruber B. S., Lagally M. G. *Kinetic pathway in Stranski-Krastanov growth of Ge on Si (001).* – Phys. Rev. Lett., 1990, v. 65, № 8, p. 1020–1023.
- [86] Leonard D., Krishnamurthy M., Reaves C. M., Denbaars S. P., Petroff P. M. *Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces.* – Appl. Phys. Lett., 1993, v. 63, № 23, p. 3203–3205.
- [87] Yakimov A. I., Markov V. A., Dvurechenskii A. V., Pchelyakov O. P. *“Coulomb staircase” in Si/Ge structure.* – Phil. Mag., 1992, v. 65, № 4, p. 701–705.
- [88] Leonard D., Pond K., Petroff P. M. *Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs.* – Phys. Rev. B, 1994, v. 50, № 16, p. 11 687–11 692.
- [89] Yakimov A. I., Markov V. A., Dvurechenskii A. V., Pchelyakov O. P. *Conductance oscillations in Ge/Si heterostructures containing quantum dots.* – J. Phys.: Condens. Matter, 1994, v. 6, p. 2573–2582.
- [90] Двуреченский А. В., Якимов А. И. *Квантовые точки в системе Ge/Si.* – Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники, 1999, т. 4, с. 4–10.

- [91] Pchelyakov O. P., Bolkhovityanov Yu. B., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Yakimov A. I., Voigtländer B. *Molecular-beam epitaxy of silicon-germanium nanostructures*. – Thin Solid Films, 2000, v. 362, № 1–2, p. 75–84.
- [92] Peng C. S., Huang Q., Cheng W. Q., Zhou J. M., Zhang Y. H., Sheng T. T., Tung C. H. *Optical properties of Ge self-organized quantum dots in Si*. – Phys. Rev. B, 1998, v. 57, № 15, p. 8805–8808.
- [93] Paul D. J. *Silicon germanium heterostructures in electronics: the present and the future*. – Thin Solid Films, 1998, v. 321, p. 172–180.
- [94] Apetz R., Vescan L., Hartmann A., Dieker C., Lüth. *Photoluminescence and electroluminescence of SiGe dots fabricated by island growth*. – Appl. Phys. Lett., 1995, v. 66, № 4, p. 445–447.
- [95] Sunamura H., Usami N., Shiraki Y., Fukatsu S. *Island formation during growth of Ge on Si(100): A study using photoluminescence spectroscopy*. – Appl. Phys. Lett., 1995, v. 66, № 22, p. 3024–3026.
- [96] Schittenhelm P., Gail M., Brunner J., Nützel J. F., Abstreiter G. *Photoluminescence study of the crossover from two-dimensional to three-dimensional growth for Ge on Si(100)*. – Appl. Phys. Lett., 1995, v. 67, № 9, p. 1292–1294.
- [97] Hatami F., Ledentsov N. N., Grundmann M., Böhrer J., Heinrichsdorff F., Beer M., Bimberg D., Ruvimov S. S., Werner P., Gösele U., Heydenreich J., Richter U., Ivanov S. V., Meltser B. Ya., Kop'ev P. S., Alferov Zh. I. *Radiative recombination in type-II GaSb/GaAs quantum dots*. – Appl. Phys. Lett., 1995, v. 67, № 5, p. 656–658.
- [98] Grundmann M., Ledentsov N. N., Stier O., Bimberg D., Ustinov V. M., Kop'ev P. S., Alferov Zh. I. *Excited states in self-organized*

- InAs/GaAs quantum dots: Theory and experiment.* – Appl. Phys. Lett., 1996, v. 68, № 7, p. 979–981.
- [99] Ledentsov N. N., Böhrer J., Bimberg D., Kochnev I. V., Maximov M. V., Kop'ev P. S., Alferov Zh. I., Kosogov A. O., Ruvimov S. S., Werner P., Gösele. *Formation of coherent superdots using metal-organic chemical vapor deposition.* – Appl. Phys. Lett., 1996, v. 69, № 8, p. 1095–1097.
- [100] Palange E., Capellini G., Gaspare L. Di., Evangelisti F. *Atomic force microscopy and photoluminescence study of Ge layers and self-organized Ge quantum dots on Si(100).* – Appl. Phys. Lett., 1996, v. 68, № 21, p. 2982–2984.
- [101] Schmidt K. H., Medeiros–Ribeiro G., Oestreich M., Petroff P. M., Döhler G. H. *Carrier relaxation and electronic structure in InAs self-assembled quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1996, v. 54, № 16, p. 11 346–11 353.
- [102] Raymond S., Fafard S., Poole P. L., Wojs A., Hawrylak P., Charbonneau S., Leonard D., Leon R., Petroff P. M., Merz J. L. *State filling and time-resolved photoluminescence of excited states in $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ self-assembled quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1996, v. 54, № 16, p. 11 548–11 554.
- [103] Ohnesorge B., Albrecht M., Oshinowo J., Forchel A., Aragawa Y. *Rapid carrier relaxation in self-assembled $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1996, v. 54, № 16, p. 11 532–11 538.
- [104] Warburton R. J., Dürr C. S., Karrai K., Kotthaus J. P., Medeiros–Ribeiro G., Petroff P. M. *Charged excitons in self-assembled semiconductor quantum dots.* – Phys. Rev. Lett., 1997, v. 79, № 26, p. 5282–5285.

- [105] Aigouy L., Holden T., Pollak F. H., Ledentsov N. N., Ustinov W. M., Kop'ev P. S., Bimberg D. *Contactless electroreflectance study of a vertically coupled quantum dot-based InAs/GaAs laser structure.* – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 70, № 25, p. 3329–3331.
- [106] Sauvage S., Boucaud P., Julien F. H., Gérard J.-M., Thierry-Mieg V. *Intraband absorption in n-doped InAs/GaAs quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 71, № 19, p. 2785–2787.
- [107] Sauvage S., Boucaud P., Julien F. H., Gérard J.-M., Marzin J.-Y. *Infrared spectroscopy of intraband transitions in self-organized InAs/GaAs quantum dots.* – J. Appl. Phys., 1997, v. 82, № 7, p. 3396–3404.
- [108] Sauvage S., Boucaud P., Gérard J.-M., Thierry-Mieg V. *Resonant excitation of intraband absorption in InAs/GaAs self-assembled quantum dots.* – J. Appl. Phys., 1998, v. 84, № 8, p. 4356–4362.
- [109] Sauvage S., Boucaud P., Gérard J.-M., Thierry-Mieg V. *In-plane polarized intraband absorption in InAs/GaAs self-assembled quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1998, v. 58, № 16, p. 10 562–10 567.
- [110] Sun B. Q., Lu Z. D., Jiang D. S., Wu J. Q., Xu Z. Y., Wang Y. Q., Wang J. N., Ge W. K. *Photovoltage and photorefectance spectroscopy of InAs/GaAs self-organized quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 73, № 18, p. 2657–2659.
- [111] Rowland G. L., Hosea T. J. C., Malik S., Childs D., Murray R. *A photomodulated reflectance study of InAs/GaAs self-assembled quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 73, № 22, p. 3268–3270.
- [112] Liu J. L., Wu W. G., Balandin A., Jin G. L., Wang K. L. *Intersubband absorption in boron-doped multiple Ge quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 74, № 2, p. 185–187.

- [113] Boucaud P., Thanh V. Le, Sauvage S., Débarre D., Bouchier D. *Intraband absorption in Ge/Si self-assembled quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 74, № 3, p. 401–403.
- [114] Liu J. L., Wu W. G., Balandin A., Jin G., Luo Y. H., Thomas S. G., Lu Y., Wang K. L. *Observation of inter-sub-level transitions in modulation-doped Ge quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 75, № 12, p. 1745–1747.
- [115] Rokhinson L. P., Tsui D. C., Benton J. L., Xie Y.-H. *Infrared and photoluminescence spectroscopy of p-doped self-assembled Ge dots on Si.* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 75, № 16, p. 2413–2415.
- [116] Maximov M. V., Tsatsul'nikov A. F., Volovik B. V., Bedarev D. A., Egorov A. Yu., Zhukov A. E., Kovsh A. R., Bert N. A., Ustinov V. M., Kop'ev P. S., Alferov Zh. I., Ledentsov N. N., Bimberg D., Soshnikov I. P., and Werner P. *Optical and structural properties of InAs quantum dots in a GaAs matrix for a spectral range up to 1.7 μm .* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 75, № 16, p. 2347–2349.
- [117] Yusa G., Sakaki H. *Trapping of photogenerated carriers by InAs quantum dots and persistent photoconductivity in novel GaAs/n-AlGaAs field-effect transistor structures.* – Appl. Phys. Lett., 1996, v. 70, № 3, p. 345–347.
- [118] Ribeiro E., Müller E., Heinzl T., Auderset H., Ensslin K., Medeiros-Ribeiro G., Petroff P. M. *InAs self-assembled quantum dots as controllable scattering centers near a two-dimensional electron gas.* – Phys. Rev. B, 1998, v. 58, № 3, p. 1506–1511.
- [119] Cina S., Arnone D. D., Hughes H. P., Foden C. L., Whittaker D. M., Pepper M., Ritchie D. A. *Electrons dynamics of a two-dimensional electron gas with a random array of InAs quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1999, v. 60, № 11, p. 7780–7783.

- [120] Dötsch U., Gennser U., David C., Dehlinger G., Grützmacher D., Heinzl T., Lüscher S., Ensslin K. *Single-hole transistor in a p-Si/SiGe quantum well*. – Appl. Phys. Lett., 2001, v. 78, № 3, p. 341–343.
- [121] Aleksandrov L. N., Lovyagin R. N., Pchelyakov O. P., Stenin S. I. *Heteroepitaxy of Ge thin films on Si by ion sputtering*. – J. Cryst. Growth, 1974, v. 24/25, p. 298–306.
- [122] Müller P., Kern R. *Equilibrium shape of epitaxially strained crystals (Volmer-Weber case)*. – J. Cryst. Growth, 1998, v. 193, p. 257–270.
- [123] Asaro R. J., Tiller W. A. *Interface morphology development during stress corrosion cracking: part 1. Via surface diffusion*. – Metall. Trans., 1972, v. 3, p. 789–798.
- [124] Гринфельд М. А. *Неустойчивость границы раздела между негидростатически напряженным упругим телом и расплавом*. – ДАН СССР, 1986, т. 290, вып. 6, с. 1358–1363.
- [125] Кукушкин С. А., Осипов А. В. *Процессы конденсации тонких пленок*. – УФН, 1998, т. 168, вып. 10, с. 1083–1116.
- [126] Lifshitz I. M., Slyozov V. V. *The kinetics of precipitation from supersaturated solid solutions*. – J. Phys. Chem. Solids, 1961, v. 9, p. 35.
- [127] Goryll M., Vescan L., Schmidt K., Mesters S., Lüth H., Szot K. *Size distribution of Ge islands grown on Si(001)*. – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 71, № 3, p. 411–413.
- [128] Wang X., Jiang Z., Zhu H., Lu Fang, Huang D., Liu X., Hu C., Chen Y., Zhu Z., Yao T. *Germanium dots with highly uniform size distribution grown on Si(100) substrate by molecular beam epitaxy*. – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 71, № 24, p. 3543–3545.

- [129] Ross F. M., Tersoff J., Tromp R. M. *Coarsening of self-assembled Ge quantum dots on Si(001)*. – Phys. Rev. Lett., 1998, v. 80, № 5, p. 984–987.
- [130] Teichert C., Bean J. C., Lagally M. G. *Self-organized nanostructures in $Si_{1-x}Ge_x$ films on Si(001)*. – Appl. Phys. A, 1998, v. 67, p. 675–685.
- [131] Sutter P., Lagally M. G. *Embedding of nanoscale 3D SiGe islands in a Si matrix*. – Phys. Rev. Lett., 1998, v. 81, № 16, p. 3471–3474.
- [132] Medeiros-Ribeiro G., Kamins T. I., Ohlberg A. A., Williams R. S. *Annealing of Ge nanocrystals on Si(001) at 550°C: metastability of huts and the stability of pyramids and domes*. – Phys. Rev. B, 1998, v. 58, № 7, p. 3533–3535.
- [133] Kamins T. I., Medeiros-Ribeiro G., Ohlberg D. A. A., Williams R. S. *Dome-to-pyramid transition induced by alloying of Ge islands on Si(001)*. – Appl. Phys. A, 1998, v. 67, p. 727–730.
- [134] Schmidt O. G., Lange C., Eberl K. *Photoluminescence study of the initial stages of island formation for Ge pyramids/domes and hut clusters on Si(001)*. – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 75, № 13, p. 1905–1907.
- [135] Mateeva E., Sutter P., Lagally M. G. *Spontaneous self-embedding of three-dimensional SiGe islands*. – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 74, № 4, p. 567–569.
- [136] Пинтус С. М., Стенин С. И., Торопов А. И., Труханов Е. М. *Морфологическая стабильность и механизмы роста гетероэпитаксиальных пленок*. – Новосибирск, 1986, – 33 с. (Препринт/ Институт физики полупроводников: 5–86).

- [137] Pintus S. M., Stenin S. I., Toropov A. I. et al. *Morphological transformations of thin heteroepitaxial films.* – Thin Solid Films, 1987, v. 151, p. 275–288.
- [138] Shklyayev A., Shibata M., Ichikava M. *Ge islands on Si(111) at coverages near the transition from two-dimensional to three-dimensional growth.* – Surface Science, 1998, v. 416, p. 192–199.
- [139] Shklyayev A., Shibata M., Ichikava M. *Instability of 2D Ge layer near the transition to 3D islands on Si(111).* – Thin Solid Films, 1999, v. 343/344, p. 532–536.
- [140] Chaparro S. A., Zhang Y., Drucker J., Chandrasekhar D., Smith D. J. *Evolution of Ge/Si(001) islands: island size and temperature dependence.* – J. Appl. Phys., 2000, v. 87, № 5, p. 2245–2254.
- [141] Александров Л. Н., Ловягин Р. Н., Пчеляков О. П., Стенин С. И. *Начальные стадии эпитаксии германия на кремнии при ионном распылении.* – В кн.: Рост и легирование полупроводниковых кристаллов и пленок, ч. 2. Новосибирск: Наука, 1977, с. 139–149.
- [142] Deelman P. W., Schowalter L. J., Thundat T. *In situ measurements of temperature-dependent strain relaxation of Ge/Si(111).* – J. Vac. Sci. Tech. A, 1997, v. 15, № 3, p. 930–935.
- [143] Пчеляков О.П., Болховитянов Ю.Б., Двуреченский А.В., Соколов Л.В., Никифоров А.И., Якимов А.И., Фойхтлендер Б. *Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства.* – ФТП, 2000, т. 34, вып. 11, с. 1281–1299.
- [144] Markov V. A., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P. *In situ RHEED control of direct MBE growth of Ge quantum dots on Si(001).* – J. Cryst. Growth, 1997, v. 175–176, p. 736–740.

- [145] Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Соколов Л. В., Никифоров А. И., Фойхтлендер Б. *Молекулярно-лучевая эпитаксия наноструктур на основе кремния и германия*. – Известия Академии наук: серия физическая, 2000, т. 64, № 2, с. 205–214.
- [146] Schmidt O. G., Eberl K. *Multiple layer of self-assembled Ge/Si islands: photoluminescence, strain fields, material interdiffusion, and island formation*. – Phys. Rev. B, 2000, v. 61, № 20, p. 13721–13729.
- [147] Cappellini G., Gaspare L. D., Evangelisti F. *Atomic force microscopy study of self-organized Ge islands grown on Si(001) by low pressure chemical vapor deposition*. – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 70, № 4, p. 493–495.
- [148] Floro J. A., Chason E., Freund L. B., Twisten R. D., Hwang R. Q., Lucadamo G. A. *Evolution of coherent islands in $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$* . – Phys. Rev. B, 1999, v. 59, № 3, p. 1990–1998.
- [149] Pchelyakov O. P., Markov V. A., Nikiforov A. I., Sokolov L. V. *Surface processes and phase diagrams in MBE growth of Si/Ge heterostructures*. – Thin Solid Films, 1997, v. 306, p. 299–306.
- [150] Nikiforov A. I., Cherepanov V. A., Pchelyakov O. P., Dvurechenskii A. V., Yakimov A. I. *In situ RHEED control of self-organized Ge quantum dots*. – Thin Solid Films, 2000, v. 380, № 1–2, p. 158–163.
- [151] Markov V. A., Cheng H. H., Chih-ta Chia, Nikiforov A. I., Cherepanov V. A., Pchelyakov O. P., Zhuravlev K. S., Talochkin A. B., McGlynn E., Henry M. O. *RHEED studies of nucleation of Ge islands on Si(001) and optical properties of ultra-small Ge quantum dots*. – Thin Solid Films, 2000, v. 369, p. 79–83.
- [152] Abstreiter G., Schittenhelm P., Engel C., Silveira E., Zrenner A., Meertens D., Jäger W. *Growth and characterization of self-*

- assembled Ge-rich islands on Si.* – Semicond. Sci. Technol., 1996, v. 11, p. 1521–1528.
- [153] Goryll M., Vescan L., Lüth H. *Bimodal distribution of Ge islands on Si(001) grown by LPCVD.* – Materials Science and Engineering, 2000, v. B69–70, p. 251–256.
- [154] Johansson J., Seifert W. *Kinetic effects on the size homogeneity of Stranski-Krastanow islands.* – Applied Surface Science, 1999, v. 148, p. 86–91.
- [155] Liu F., Lagally M. G. *Self-organized nanoscale structures in Si/Ge films.* – Surface Science, 1997, v. 386, p. 169–181.
- [156] Tersoff J., C. Teichert, Lagally M. G. *Self-organization in growth of quantum dot superlattices.* – Phys. Rev. Lett., 1996, v. 76, № 10, p. 1675–1678.
- [157] Ledentsov N. N., Böhrer J., Bimberg D., Kochnev I. V., Maximov M. V., Kop'ev P. S., Alferov Zh. I., Kosogov A. O., Ruvimov S. S., Werner P., Gösele U. *Formation of coherent superdots using metal-organic chemical vapor deposition.* – Appl. Phys. Lett., 1996, v. 69, № 8, p. 1095–1097.
- [158] Rahmati B., Jäger, Trinkaus H., Loo R., Vescan L., Lüth H. *Vertical ordering of islands in Ge-Si multilayers.* – Appl. Phys. A, 1996, v. 62, p. 575–579.
- [159] Mateeva E., Sutter P., Bean J. C., Lagally M. G. *Mechanism of organization of three-dimensional islands in Si/Ge/Si multilayers.* – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 71, № 22, p. 3233–3235.
- [160] Shchukin V. A., Bimberg D. *Strain-driven self-organization of nanostructures on semiconductor surfaces.* – Appl. Phys. A, 1998, v. 67, p. 687–700.

- [161] Thanh V. L., Yam V., Boucaud P., Zheng Y., Bouchier D. *Strain-driven modification of the Ge/Si growth mode in stacked layers: a way to produce Ge islands having equal size in all layers.* – Thin Solid Films, 2000, v. 369, p. 43–48.
- [162] Wöhl G., Schöllhorn C., Schmidt O. G., Brunner K., Eberl K., Kienzle O., Ernst F. *Characterization of self-assembled Ge islands on Si(001) by atomic force microscopy and transmission electron microscopy.* – Thin Solid Films, 1998, v. 321, p. 86–91.
- [163] Schmidt O. G., Denker U., Eberl K., Kienzle O., Ernst F. *Effect of overgrowth temperature on the photoluminescence of Ge/Si islands.* – Appl. Phys. Lett., 2000, v. 77, № 16, p. 2509–2511.
- [164] Eberl K., Lipinski M. O., Manz Y. M., Winter W., Jin-Phillipp N. Y., Schmidt O. G. *Self-assembling quantum dots for optoelectronic devices on Si and GaAs.* – Physica E, v. 9, 164–174 (2001).
- [165] Jorke H., Kibbel H., Strohm K., Kasper E. *Forward-bias characteristics of Si bipolar junctions grown by molecular beam epitaxy at low temperatures.* – Appl. Phys. Lett., 1993, v. 63, № 17, p. 2408–2410.
- [166] Rommel S. L., Dillon T. E., Dashiell M. W., Feng H., Kolodzey J., and Berger P. R., Thompson P. E., Hobart K. D., Lake R., Seabaugh A. C., Klimeck G., Blanks D. K. *Room temperature operation of epitaxially grown Si/Si_{0.5}Ge_{0.5}/Si resonant interband tunneling diodes.* – Appl. Phys. Lett., 1998, v. 73, № 15, p. 2191–2193.
- [167] Thompson P. E., Hobart K. D., Twigg M. E., Jernigan G. G., Dillon T. E., Rommel S. L., Berger P. R., Simons D. S., Chi P. H., Lake R., Seabaugh A. C. *Si resonant interband tunnel diodes*

- grown by low-temperature molecular-beam epitaxy.* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 75, № 9, p. 1308–1310.
- [168] Востоков Н. В., Гусев С. А., Долгов И. В., Дроздов Ю. Н., Красильник З. Ф., Лобанов Д. Н., Молдавская Л. Д., Новиков А. В., Постников В. В., Филатов Д. О. *Упругие напряжения и состав самоорганизующихся наностроек GeSi на Si (001).* – ФТП, 2000, т. 34, вып. 1, с. 8–12.
- [169] Erenburg S. V., Bausk N. V., Yakimov A. I., Nenashev A. V., Stepina N. P., Nikiforov A. I. *Local structure of self-organized uniform Ge quantum dots on Si (001).* – Proc. 11th Intern. Conf. on X-ray Absorption Fine Structure, Aiko, Japan, July 26–31 2000, p. 291.
- [170] Эренбург С. В., Бауск Н. В., Ненасhev А. В., Степина Н. П., Никифоров А. И., Мазалов Л. Н. *Микроскопические характеристики гетероструктур, содержащих нанокластеры и тонкие слои Ge в Si-матрице.* – Журнал структурной химии, 2000, т. 41, вып. 5, с. 980–987.
- [171] Фельдман Л., Майер Д. *Основы анализа поверхности и тонких пленок.* – Москва: Мир, 1989. – 342 с.
- [172] Milekhin A., Stepina N. P., Yakimov A. I., Nikiforov A. I., Schulze S., Zanh D. R. T. *Raman scattering of Ge dot superlattices.* – Eur. Phys. J. B, 2000, v. 16, p. 355–359.
- [173] Milekhin A., Stepina N., Yakimov A., Nikiforov A., Schulze S., Kampen T., and Zanh D. R. T. *Raman scattering in Ge quantum dot superlattices.* – Proc. 25th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors, Osaka, Japan, September 17–22 2000, p. 154.

- [174] Kolobov A. V. *Raman scattering from Ge nanostructures grown on Si substrates: power and limitations.* – J. Appl. Phys., 2000, v. 87, № 6, p. 2926–2930.
- [175] Gironcoli S., Molinari E., Schorer R., Abstreiter G. *Interface mode in Si/Ge superlattices: theory and experiments.* – Phys. Rev. B, 1994, v. 48, № 12, 8959–8962.
- [176] Ненашев А. В., Двуреченский А. В. *Пространственное распределение упругих деформаций в структурах Ge/Si с квантовыми точками.* – ЖЭТФ, 2000, т. 118, вып. 9, с. 570–578.
- [177] Kwok S. H., Yu P. Y., Tung C. H., Zhang Y. H., Li M. F., Peng C. S., Zhou J. M. *Confinement and electron-phonon interactions of the E_1 exciton in self-organized Ge quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1999, v. 59, № 7, p. 4980–4984.
- [178] Талочкин А. Б., Марков В. А., Супрун С. П., Никифоров А. И. *Комбинационное рассеяние света на оптических фононах в Si-Ge-Si структурах с квантовыми точками.* – Письма в ЖЭТФ, 1996, т. 64, вып. 3, с. 203–207.
- [179] Талочкин А. Б., Марков В. А., Никифоров А. И., Тийс С. А. *Спектр оптических фононов в германиевых квантовых точках.* – Письма в ЖЭТФ, 1999, т. 70, вып. 4, с. 279–283.
- [180] Fukatsu S., Sunamura H., Shiraki Y., Komiyama S. *Phononless radiative recombination of indirect excitons in a Si/Ge type-II quantum dot.* – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 71, № 2, p. 258–260.
- [181] Rodrigues P. A. M., Cerdeira F., Bean J. C. *Comments on "Germanium dots with highly uniform size distribution grown on Si(100) substrates by molecular beam epitaxy" [Appl. Phys. Lett. 71, 3543 (1997)].* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 75, № 1, p. 145–146.

- [182] Wan J., Jin G. L., Jiang Z. M., Luo Y. H., Liu J. L., Wang K. L. *Band alignments and photon-induced carrier transfer from wetting layers to Ge islands grown on Si(001)*. – Appl. Phys. Lett., 2001, v. 78, № 12, p. 1763–1765.
- [183] Schmidt O. G., Denker U., Eberl K., Kienzle O., Ernst F., Haug R. J. *Resonant tunneling diodes made up of stacked self-assembled Ge/Si islands*. – Appl. Phys. Lett., 2000, v. 77, № 26, p. 4341–4343.
- [184] Horiguchi N., Futatsugi T., Nakata Y., and Yokoyama N. *Electron transport properties through InAs self-assembled quantum dots in modulation doped structures*. – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 70, № 17, p. 2294–2296.
- [185] Jung S. K., Hwang S. W., Choi B. H., Kim S. I., Park J. H., Yong Kim, Kim E. K., Min S.-K. *Direct electronic transport through an ensemble of InAs self-assembled quantum dots*. – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 74, № 5, p. 714–716.
- [186] Пчеляков О. П., Двуреченский А. В., Марков В. А., Никифоров А. И., Якимов А. И. *Прямой синтез наноструктур при молекулярно-лучевой эпитаксии германия на кремнии*. – Известия Академии наук: серия физическая, 1999, т. 63, вып. 2, с. 228–234.
- [187] Wilkins R., Ben-Jakob E., Jaklevich R. C. *Scanning-tunneling-microscope observations of Coulomb blockade and oxide polarization in small metal droplets*. – Phys. Rev. Lett., 1989, v. 63, № 7, p. 801–804.
- [188] Drexler H., Leonard D., Hansen W., Kotthaus J. P., Petroff P. M. *Spectroscopy of quantum levels in charge-tunable InGaAs quantum dots*. – Phys. Rev. Lett., 1994, v. 73, № 16, p. 2252–2255.

- [189] Fricke M., Lorke A., Kotthaus J. P., Medeiros-Ribeiro G., and Petroff P. M. *Shell structure and electron-electron interaction in self-assembled InAs quantum dots.* – Europhys. Lett., 1996, v. 36, № 3, p. 197–202.
- [190] Miller B. T., Hansen W., Manus S., Luyken R. J., Lorke A., Kotthaus J. P., Huan S., Medeiros-Ribeiro G., Petroff P. M. *Few-electron ground states of charge-tunable self-assembled quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1997, v. 56, № 11, p. 6764–6769.
- [191] Schmidt K. H., Versen M., Kunze U., Reuter D., Wieck A. D. *Electron transport through a single InAs quantum dot.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 62, № 23, p. 15 870–15 877.
- [192] Smith T. P., Arnot H., Hong J. M., Knoedler C. M., Laux S. E., Schmid H. *Capacitance oscillations in one-dimensional electron systems.* – Phys. Rev. Lett., 1987, v. 59, № 24, p. 2802–2805.
- [193] Smith T. P., Lee K. Y., Knoedler C. M., Hong J. M., and Kern D. P. *Electronic spectroscopy of zero-dimensional systems.* – Phys. Rev. B, 1988, v. 38, № 3, p. 2172–2175.
- [194] Ashoori R. C., Stormer H. L., Weiner J. S., Pfeiffer L. N., Pearton S. J., Baldwin K. W., West K. W. *Single-electron capacitance spectroscopy of discrete quantum levels.* – Phys. Rev. Lett., 1992, v. 68, № 20, p. 3088–3091.
- [195] Ashoori R. C., Stormer H. L., Weiner J. S., Pfeiffer L. N., Baldwin K. W., West K. W. *N -electron ground state energies of a quantum dot in magnetic field.* – Phys. Rev. Lett., 1993, v. 71, № 4, p. 613–616.
- [196] Ashoori R. C., Stormer H. L., Weiner J. S., Pfeiffer L. N., Baldwin K. W., West K. W. *Energy levels of an artificial atom probed with*

- single-electron capacitance spectroscopy*. – Surface Science, 1994, v. 305, p. 558–565.
- [197] Medeiros-Ribeiro G., Leonard D., and Petroff P. M. *Electron and hole energy levels in InAs self-assembled quantum dots*. – Appl. Phys. Lett., 1995, v. 66, № 14, p. 1767–1769.
- [198] Якимов А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И., Пчеляков О. П. *Формирование нуль-мерных дырочных состояний при молекулярно-лучевой эпитаксии Ge на Si (001)*. – Письма в ЖЭТФ, 1998, т. 68, вып. 2, с. 125–130.
- [199] Двуреченский А. В., Якимов А. И., Марков В. А., Никифоров А. И., Пчеляков О. П. *Энергетический спектр дырочных состояний в самоформирующихся квантовых точках Ge в Si*. – Известия Академии наук: серия физическая, 1999, т. 64, вып. 2, с. 288–293.
- [200] Meyer N. I. and Guldbrandsen T. *Method for measuring impurity distributions in semiconductor crystals*. – Proc. IEEE, 1963, v. 51, p. 1631–1637.
- [201] Брунков П. Н., Конников С. Г., Устинов В. М., Жуков А. Е., Егоров А. Ю., Максимов М. В., Леденцов Н. Н., Копьев П. С. *Емкостная спектроскопия электронных уровней в квантовых точках InAs в матрице GaAs*. – ФТП, 1996, т. 30, с. 924–933.
- [202] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P. *Formation of zero-dimensional hole states in Ge/Si heterostructures probed with capacitance spectroscopy*. – Thin Solid Films, 1998, v. 336, p. 332–335.
- [203] Ламперт М., Марк П. *Инжекционные токи в твердых телах*. – М.: Мир, 1973. – 416 с.

- [204] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P. *Charging dynamics and electronic structure of excited state in Ge self-assembled quantum dots.* – Phys. Low-Dim. Struct., 1999, v. 3/4, p. 99–110.
- [205] Zhang S. K., Zhu H. J., Lu F., Jiang Z. M., and Xun Wang. *Coulomb charging effects in self-assembled Ge quantum dots studied by admittance spectroscopy.* – Phys. Rev. Lett., 1998, v. 80, № 15, p. 3340–3343.
- [206] Schmalz K., Yassievich I. N., Schittenhelm P., Abstreiter G. *Space-charge spectroscopy of self-assembled Ge-rich dots on Si grown by MBE.* – Phys. Rev. B, 1999, v. 60, № 3, p. 1792–1798.
- [207] Asperger Th., Miesner Ch., Brunner K., Abstreiter G. *Space charge spectroscopy of self assembled Ge quantum dots in Si.* – Phys. Stat. Sol. (b), 2001, v. 224, № 1, p. 237–240.
- [208] Anand S., Carlsson N., Pistol M.-E., Samuelson L., Seifert W. *Electrical characterization of InP/GaInP quantum dots by space charge spectroscopy.* – J. Appl. Phys., 1998, v. 84, № 7, p. 3747–3755.
- [209] Wang H. L., Ning D., Zhu H. J., Chen F., Wang H., Wang H., Feng S. L. *Electronic characterization of InAs/GaAs self-assembled quantum dots by deep level transient spectroscopy.* – J. Cryst. Growth, 2000, v. 208, p. 107–112.
- [210] Kapteyn C. M. A., Lion M., Heitz R., Bimberg D., Brunkov P. N., Volovik B. V., Konnikov S. G., Kovsh A. R., and Ustinov V. M. *Hole and electron emission from InAs quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 2000, v. 76, № 12, p. 1573–1575.

- [211] Ilchenko V. V., Lin S. D., Lee C. P., Tretyak O. V. *Deep level transient spectroscopy characterization of InAs self-assembled quantum dots.* – J. Appl. Phys., 2001, v. 89, № 2, p. 1172–1174.
- [212] Pettersson H., Pryor C., Landin L., Pistol M.-E., Carlsson N., Seifert W., and Samuelson L. *Electrical and optical properties of self-assembled InAs quantum dots in InP studied by space-charge spectroscopy and photoluminescence.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 61, № 7, p. 4795–4800.
- [213] Woggon U., Gaponenko S. V. *Excitons in quantum dots.* – Phys. Stat. Sol. (b), 1995, v. 189, p. 285–343.
- [214] Гапоненко С. В. *Оптические процессы в полупроводниковых нанокристаллах (квантовых точках).* – ФТП, 1996, т. 30, вып. 4, с. 577–619.
- [215] Warburton R. J., Schäfflein C., Haft D., Blickel F., Lorke A., Karrai K., Garcia J. M., Schoenfeld W., Petroff P. M. *Optical emission from a charge-tunable quantum ring.* – Nature, 2000, v. 405, p. 926–928.
- [216] Finley J. J., Ashmore A. D., Lemaître A., Mowbray D. J., Skolnick M. S., Itskevich I. E., Maksim P. A., Hopkinson M., Krauss T. F. *Charged and neutral exciton complexes in individual self-assembled In(Ga)As quantum dots.* – Phys. Rev. B, 2001, v. 63, № 7, p. 073307 1–073307 4.
- [217] Wei-Xin Ni, Hansson V. G. *Band offset in pseudomorphically grown Si/Si_{1-x}Ge_x heterostructures studied with core-level x-ray photoelectron spectroscopy.* – Phys. Rev. B, 1990, v. 42, № 5, p. 3030–3037.
- [218] Aleshkin V. Ya., Bekin N. A. *The conduction band and selection rules for interband optical transitions in strained Ge_{1-x}Si_x/Ge and*

- Ge_{1-x}Si_x/Si heterostructures.* – J. Phys.: Condens. Matter, 1997, v. 9, p. 4841–4852.
- [219] Алешкин В. Я., Бекин Н. А., Калугин Н. Г., Красильник З. Ф., Новиков А. В., Постников В. В., Сейрингер Х. *Самоорганизующиеся нанострочки германия в кремнии, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии.* – Письма в ЖЭТФ, 1998, т. 67, вып. 1, с. 46–50.
- [220] Duggan G., Ralph H. I. *Exciton binding energy in type-II GaAs-(Al,Ga)As quantum-well heterostructures.* – Phys. Rev. B, 1987, v. 35, № 8, p. 4152–4154.
- [221] Branis S. V., Bajaj K. K. *Calculation of the exciton binding energies in type-II GaAs/AlAs quantum-well structures: Application of the perturbation-variational expansion method.* – Phys. Rev. B, 1992, v. 45, № 11, p. 6271–6274.
- [222] Böhrer J., Krost A., Bimberg D. *Carrier dynamics in staggered-band lineup n-InAs/n-InP heterostructures.* – Appl. Phys. Lett., 1994, v. 64, № 15, p. 1992–1994.
- [223] Laheld U. E. H., Pedersen F. B., Hemmer P. C. *Excitons in type-II quantum dots: Finite offsets.* – Phys. Rev. B, 1995, v. 52, № 4, p. 2697–2703.
- [224] Ledentsov N. N., Böhrer J., Beer M., Heinrichsdorff F., Grundmann M., Bimberg D., Ivanov S. V., Meltser B. Ya., Shaposhnikov S. V., Yassievich I. N., Faleev N. N., Kop'ev P. S., and Alferov Zh. I. *Radiative states in type-II GaSb/GaAs quantum wells.* – Phys. Rev. B, 1995, v. 52, № 19, p. 14 058–14 066.
- [225] Rorison J. M. *Excitons in type-II quantum-dot system: A comparison of the GaAs/AlAs and InAs/GaSb.* – Phys. Rev. B, 1993, v. 48, № 7, p. 4643–4649.

- [226] Hatami F., Grundmann M., Ledentsov N. N., Heinrichsdorff F., Heitz R., Böhrer J., Bimberg D., Ruvimov S. S., Werner P., Ustinov V. M., Кор'ев Р. С., Alferov Zh. I. *Carrier dynamics in type-II GaSb/GaAs quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1998, v. 57, № 8, p. 4635–4640.
- [227] Каламейцев А. В., Говоров А. О., Ковалев В. М. *Магнетокситоны в квантовых точках второго типа.* – Письма в ЖЭТФ, 1998, т. 68, вып. 8, с. 634–637.
- [228] Yakimov A. I., Stepina N. P., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Nenashev A. V. *Excitons in charged Ge/Si type-II quantum dots.* – Semicond. Sci. Technol., 2000, v. 15, № 12, p. 1125–1130.
- [229] Yakimov A. I., Stepina N. P., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Nenashev A. V. *Interband absorption in charged Ge/Si type-II quantum dots.* – Phys. Rev. B, 2001, v. 63, № 4, p. 45312–45317.
- [230] Schmidt K. H., Medeiros-Ribeiro G., Petroff P. M. *Photoluminescence of charged InAs self-assembled quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1998, v. 58, № 7, p. 3597–3600.
- [231] Hsu T. M., Chang W.-H., Tsai K. F., Chyi J.-I., Yeh N. T., Nee T. E. *Electron-filling modulation reflectance in charged self-assembled $In_xGa_{1-x}As$ quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1999, v. 60, № 4, p. R2189–R2192.
- [232] Гаспарян Ф. В., Адамян З. Н., Арутюнян В. М. *Кремниевые фотоприемники.* – Ереван: Изд.-во Ереванского университета, 1989. – 364 с.
- [233] Ткачев В. Д., Мудрый А. В. *Излучательная рекомбинация на внедренных атомах в ионно-легированных полупроводниках.* –

- В кн.: Ионная имплантация в полупроводниках и других материалах. Вильнюс: Изд. совет Министерства высш. и сред. спец. образ-я Лит. ССР, 1985, с. 140–154.
- [234] Fengmei W., Xiang Z. *Structure of electron-induced defects in Si*. In: Properties of Silicon./ Ed. by Ning T. H., London and New York: INSPEC, The Institute of Electrical Engineers, 1988, p. 266–272.
- [235] Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C., Gossard A. C., Wiegmann W., Wood T. H., Burrus C. A. *Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures*. – Phys. Rev. B, 1985, v. 32, № 2, p. 1043–1060.
- [236] Harwit A., Harris J. S. *Observation of Stark shifts in quantum well intersubband transitions*. – Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, № 11, p. 685–687.
- [237] Mii Y. J., Karunasiri R. P. G., Wang K. L., Chen M., Yuh P. F. *Large Stark shifts of the local to global state intersubband transitions on step quantum wells*. – Appl. Phys. Lett., 1990, v. 56, № 20, p. 1986–1988.
- [238] Bastard G., Mendez E. E., Chang L. L., and Esaki L. *Variational calculations on a quantum well in an electric field*. – Phys. Rev. B, 1983, v. 28, № 6, p. 3241–3245.
- [239] Sheng W., Leburton J.-P. *Enhanced intraband Stark effects in stacked InAs/GaAs self-assembled quantum dots*. – Appl. Phys. Lett., 2001, v. 78, № 9, p. 1258–1260.
- [240] Wojs A. and Hawruluk P. *Theory of photoluminescence from modulation-doped self-assembled quantum dots*. – Phys. Rev. B, 1997, v. 55, № 19, p. 13 066–13 071.

- [241] Van de Walle C. G. *Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory.* – Phys. Rev. B, 1989, v. 39, № 3, p. 1871–1883.
- [242] Grundmann M., Stier O., Bimberg D. *InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure.* – Phys. Rev. B, 1995, v. 52, № 16, p. 11 969–11 981.
- [243] Schmidt O. G., Eberl K., Rau Y. *Strain and band-edge alignment in single and multiple layers of self-assembled Ge/Si and GeSi/Si islands.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 62, № 24, p. 16 715–16 720.
- [244] Meyer T., Klemenc M., von Känel H. *Surface electronic structure modifications due to buried quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1999, v. 60, № 12, p. R8493–R8496.
- [245] Müller-Kirsch L., Heitz R., Schliwa A., Stier O., Bimberg D., Kirmse H., Neumann W. *Many-particle effects in type II quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 2001, v. 78, № 10, p. 1418–1420.
- [246] Schittenhelm P., Engel C., Findeis F., Abstreiter G., Darhuber A. A., Bauer G., Kosogov A. O., Werner P. *Self-assembled Ge dots: Growth, characterization, ordering, and applications.* – J. Vac. Sci. Technol. B, 1998, v. 1998, № 16, p. 1575–1581.
- [247] ЯКИМОВ А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И., Пчеляков О. П. *Отрицательная межзонная фотопроводимость в гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками 2-го типа.* – Письма в ЖЭТФ, 2000, т. 72, вып. 4, с. 267–272.
- [248] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P., Nenashev A. V. *Evidence for a negative interband photoconductivity in arrays of Ge/Si type-II quantum dots.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 62, № 24, p. 16 283–16 286.

- [249] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. *Электронные свойства легированных полупроводников*. – М.: Наука, 1979. – 416 с.
- [250] Якимов А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И. *Пространственное разделение электронов в гетероструктурах Ge/Si(001) с квантовыми точками*. – Письма в ЖЭТФ, 2001, т. 73, вып. 10, с. 598–600.
- [251] Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Мельников А. П. *Об энергии связи носителей заряда с нейтральным примесным атомом в германии и кремнии*. – Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 281–283.
- [252] Иоффе А. Ф. *Физика полупроводников*. – М.: Изд.-во Академии наук СССР, 1957 – 491 с.
- [253] Данишевский А. М., Кастальский А. А., Рывкин Б. С., Рывкин С. М., Ярощцкий И. Д. *Внутризонная фотопроводимость в p-Ge*. – Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 10, с. 470–473.
- [254] Gibson A. F., Maggs P. N. D. *Intraband photoconductivity in p-type germanium at 10.6 μm* . – J. Phys. D: Appl. Phys., 1974, v. 7, p. 292–297.
- [255] Ищенко С. С., Окулов С. М., Климов А. А., Ковалюк З. Д. *Анизотропия фотопроводимости слоистых кристаллов GaSe и InSe, измеренная бесконтактным СВЧ методом*. – ФТП, 1983, т. 17, вып. 7, с. 1230–1234.
- [256] Lo I., Mitchel W. C., Kaspi R., Elhamri S., Newrock R. S. *Observation of a negative persistent photoconductivity effect in $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{Sb}/\text{InAs}$ quantum wells*. – Appl. Phys. Lett., 1994, v. 65, № 8, p. 1024–1026.

- [257] Cheng J.-P., Lo I., Mitchel W. C. *Negative persistent photoeffect on cyclotron resonance in InAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb quantum wells*. – J. Appl. Phys., 1994, v. 76, № 2, p. 667–670.
- [258] Lo. I., Chen S. J., Lee Y. C., Tu L. W., Mitchel W. C., Ahoujja M., Perrin R. E., Tu R. C., Su Y. K., Lan W. H., and Tu S. L. *Negative persistent photoconductivity in II–VI ZnS_{1-x}Se_x/Zn_{1-y}Cd_ySe quantum wells*. – Phys. Rev. B, 1998, v. 57, № 12, p. R6819–R6822.
- [259] Казьмин С. А., Кайданов В. И., Шевченко С. С. *Долговременная релаксация фотопроводимости в пленках теллурида свинца*. – ФТП, 1985, т. 19, вып. 3, с. 530–531.
- [260] Засавицкий И. И., Мацонашвили Б. Н., Трофимов В. Т. *Зависимость от состава параметров глубокого центра в эпитаксиальных слоях Pb_{1-x}Sn_xTe(In)*. – ФТП, 1989, т. 23, вып. 11, с. 2019–2026.
- [261] De Oliveira A. G., Ribeiro G. M., Soares D. A. W., and Chacham H. *Competition between negative and positive photoconductivity in silicon planar-doped GaAs*. – Appl. Phys. Lett., 1994, v. 64, № 17, p. 2258–2260.
- [262] Кустов В. Г. *О фотопроводимости в неоднородных полупроводниках*. – ФТП, 1976, т. 10, вып. 11, с. 2215–2216.
- [263] Шалимова К. В. *Физика полупроводников*. – М.: Энергия, 1971 г. – 311 с.
- [264] Шегай О. А., Журавлев К. С., Марков В. А., Никифоров А. И., Пчеляков О. П. *Фотоспротивление Si/Ge/Si структур с квантовыми точками германия*. – ФТП, 2000, т. 34, вып. 11, с. 1363–1367.

- [265] del Alamo J. A. *Minority carrier hole diffusion length in n-type silicon*. In: Properties of Silicon./ Ed. by Ning T. H., London and New York: INSPEC, The Institute of Electrical Engineers, 1988, p. 164–165.
- [266] Рывкин С. М. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. – 496 с.
- [267] Якимов А. И., Двуреченский А. В., Степина Н. П., Никифоров А. И., Ненашев А. В. *Эффекты электрон-электронного взаимодействия в оптических свойствах плотных массивов квантовых точек*. – ЖЭТФ, 2001, т. 119, вып. 3, с. 574–589.
- [268] Passari L., Susi E. *Recombination mechanisms and doping density in silicon*. – J. Appl. Phys., 1983, v. 54, № 7, p. 3935–3937.
- [269] Абакумов В. Н., Перель В. И., Яссиевич И. Н. *Безизлучательная рекомбинация в полупроводниках*. – С.-Петербург: Изд.-во ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 1997. – 375 с.
- [270] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. *Физика полупроводников*. – М.: Наука, 1977. – 672 с.
- [271] Зи С. М. *Физика полупроводниковых приборов*. – В 2-х томах, 2-е изд., перераб. и доп./ Пер. с англ. под ред. Р. А. Суриса. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
- [272] Brey L., Johnson N. F., Halperin B. I. *Optical and magneto-optical absorption in parabolic quantum wells*. – Phys. Rev. B, 1989, v. 40, № 15, p. 10 647–10 649.
- [273] Wixforth A., Sundaram M., Ensslin K., English J. H., Gossard A. C. *Dimensional resonances in wide parabolic quantum wells*. – Phys. Rev. B, 1991, v. 43, № 12, p. 10 000–10 003.

- [274] Sundaram M., Allen S. J., Geller M. R., Hopkins P. F., Campman K. L., Gossard A. C. *Infrared absorption of holes in a parabolic quantum well.* – Appl. Phys. Lett., 1994, v. 65, № 17, p. 2226–2228.
- [275] Lorke A., Kotthaus J. P. *Coupling of quantum dots on GaAs.* – Phys. Rev. Lett., 1990, v. 64, № 21, p. 2559–2562.
- [276] Говоров А.О., Чаплик А.В. *Оптические свойства квантовых точек в магнитном поле.* – ЖЭТФ, 1991, т. 99, вып. 6, с. 1853–1870.
- [277] Chakraborty T., Halonen V., Pietiläinen P. *Magneto-optical transitions and level crossings in a Coulomb-coupled pair of quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1991, v. 43, № 17, p. 14 289–14 292.
- [278] Pfannkuche D., Gerhardts R. R. *Quantum-dot helium: effects of deviations from a parabolic confinement potential.* – Phys. Rev. B, 1991, v. 44, № 23, p. 13 132–13 135.
- [279] Chen W. P., Chen Y. J., Burstein E. *The interface EM modes of a "surface quantized" plasma layer on a semiconductor surface.* – Surface Science, 1976, v. 58, p. 263–265.
- [280] Ando T. *Inter-subband optical transitions in a surface space-charge layers.* – Solid State Commun., 1977, v. 21, p. 133–136.
- [281] Ando T., Mori S. *Electronic properties of a semiconductor superlattice. Self-consistent calculation of subband structure and optical spectra.* – J. Phys. Soc. Japan, 1979, V. 47, № 5, p. 1518–1527.
- [282] Burstein E., Pinczuk A., Mills D. L. *Inelastic light scattering by charge carrier excitations in two-dimensional plasmas: theoretical considerations.* – Surface Science, 1980, v. 98, p. 451–468.

- [283] Pinczuk A., Worlock J. M., Störmer H. L., Dingle R., Weigmann W., Gossard A. C. *Intersubband spectroscopy of two-dimensional electron gases: Coulomb interaction*. – Solid State. Commun., 1980, v. 36, p. 43–46.
- [284] Ando T., Fowler A. B., Stern F. *Electronic properties of two-dimensional systems*. – Rev. Mod. Phys., 1982, v. 54, № 2, p. 437–672.
- [285] Ensslin K., Heitmann D., Ploog K. *Determination of subband structure, depolarization shift, and depletion charge in an $Al_xGa_{1-x}As$ -GaAs heterostructure*. – Phys. Rev. B, 1989, v. 39, № 15, p. 10879–10886.
- [286] Ramsteiner M., Ralston J. D., Koidl P., Dischler B., Biebl H., Wagner J., Ennem H. *Doping density dependence of intersubband transitions in GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ quantum-well structures*. – J. Appl. Phys., 1990, v. 67, № 8, p. 3900–3902.
- [287] Warburton R. J., Gauer C., Wixforth A., Kotthaus J. P. *Intersubband resonances in InAs/AlSb quantum wells: Selection rules, matrix elements, and the depolarization field*. – Phys. Rev. B, 1996, v. 53, № 12, p. 7903–7910.
- [288] Warburton R. J., Weilhammer K., Jabs C., Kotthaus J. P., Thomas M., Kroemer H. *Collective effects in intersubband transitions*. – Physica E, 2000, v. 7, p. 191–199.
- [289] Załuźny M. *Intersubband absorption line broadening in semiconductor quantum wells: Nonparabolicity contribution*. – Phys. Rev. B, 1991, v. 43, № 5, p. 4511–4514.
- [290] Załuźny M. *Influence of nonparabolicity on collective intersubband spin- and charge-density excitation spectra*. – Phys. Rev. B, 1994, v. 49, № 4, p. 2923–2926.

- [291] Gauer C., Wixforth A., Kotthaus J. P., Kubisa M., Zawadski W., Brar B., Kroemer H. *Magnetic-field-induced spin-conserving and spin-flip intersubband transitions in InAs quantum wells.* – Phys. Rev. Lett., 1995, v. 74, № 14, p. 2772–2775.
- [292] Załużny M. *Saturation of intersubband absorption and optical rectification in asymmetric quantum wells.* – J. Appl. Phys., 1993, v. 74, № 7, p. 4716–4722.
- [293] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Stepina N. P., Nikiforov A. I. *Depolarization shift of the in-plane polarized interlevel resonance in a dense array of quantum dots.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 62, № 15, p. 9939–9942.
- [294] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Stepina N. P., Nikiforov A. I. *Interlevel optical transitions and many-body effects in a dense array of Ge/Si quantum dots.* – Thin Solid Films, 2000, v. 380, № 1–2, p. 82–85.
- [295] СМИТ Р. *Полупроводники.* / Пер. с англ. под ред. Н.А. Пенина. – М.: Мир, 1982. – 558 с.
- [296] Гавриленко В. И., Грехов А. М., Корбутяк Д. В., Литовченко В. Г. *Оптические свойства полупроводников.* Справочник. – Киев: Наукова Думка, 1987. – 607 с.
- [297] Goryll M., Vescan L., Lüth H. *Morphology and photoluminescence of Ge islands grown on Si (001).* – Thin Solid Films, 1998, v. 336, p. 244–247.
- [298] Thanh V. Le, Boucaud P., Dēbarre, Y. Zheng Y., Bouchier D., Lourtioz J.-M. *Nucleation and growth of self-assembled Ge/Si(001) quantum dots.* – Phys. Rev. B., 1998, v. 58, № 19, p. 13115–13120.

- [299] Schmidt K.H., Medeiros-Ribeiro G., Kunze U., Abstreiter G., Hagn M., Petroff P. M. *Size distribution of coherently strained InAs quantum dots.* – J. Appl. Phys., 1998, v. 84, № 8, p. 4268–4272.
- [300] Leifeld O., Müller E., Grützmacher D., Müller B., Kern K. *In situ scanning tunneling microscopy study of C-induced Ge quantum dot formation on Si (100).* – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 74, № 7, p. 994–996.
- [301] Shao X., Jonczyk R., Dashiell M., Hits D., Orner B. A., Khan A.-S., Roe K., Kaba M., Barteau M. A., Unruh K. M. *Strain modification in thin $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$ alloys on (100) Si for formation of high density and uniformly sized quantum dots.* – J. Appl. Phys., 1999, v. 85, № 1, p. 578–582.
- [302] West L. C., Eglash S. J. *First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well.* – Appl. Phys. Lett., 1985, v. 46, № 12, p. 1156–1158.
- [303] Kim J., Wang L.-W., Zunger A. *Comparison of the electronic structure of InAs/GaAs pyramidal quantum dots with different facet orientations.* – Phys. Rev. B, 1998, v. 57, № 16, p. R9408–R9411.
- [304] Wang L.-W., Kim J., Zunger A. *Electronic structure of [110]-faceted self-assembled pyramidal InAs/GaAs quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1999, v. 59, № 8, p. 5678–5687.
- [305] Yang W., Lee H., Johnson T. J., Sercel P. C., Norman A. G. *Electronic structure of self-organized InAs/GaAs quantum dots bounded by {136} facets.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 61, № 4, p. 2784–2793.

- [306] Brunhes T., Boucaud P., Sauvage S., Lemaitre A., Gérard J.-M., Glotin F., Prazeres R., Ortega J.-M. *Infrared second-order optical susceptibility in InAs/GaAs self-assembled quantum dots.* – Phys. Rev. B, 2000, v. 61, № 8, p. 5562–5570.
- [307] Ryzhii V. *The theory of quantum-dot infrared phototransistors.* – Semicond. Sci. Technol., 1996, v. 11, p. 759–765.
- [308] Ryzhii V., Khmyrova I., Pipa V., Mitin V., Willander M. *Device model for quantum dot infrared photodetectors and their dark-current characteristics.* – Semicond. Sci. Technol., 2001, v. 16, p. 331–338.
- [309] Levine B. F. *Quantum-well infrared photodetectors.* – J. Appl. Phys., 1993, v. 74, № 8, p. R1–R81.
- [310] Craig K., Galdrikian B., Heyman J. N., Markelz A. G., Williams J. B., Sherwin M. S., Campman K., Hopkins P. W., Gossard A. C. *Undressing a collective intersubband excitation in a quantum well.* – Phys. Rev. Lett., 1996, v. 76, № 13, p. 2382–2385.
- [311] Graf S., Sigg H., Köhler K., Bächtold W. *Direct observation of depolarization shift of the intersubband resonance.* – Phys. Rev. Lett., 2000, v. 84, № 12, p. 2686–2689.
- [312] Якимов А. И., Двуреченский А. В., Проскуряков Ю. Ю., Никифоров А. И., Пчеляков О. П. *ИК фотопроводимость гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками.* – Тез. докл. IV-ой Российской конференции по физике полупроводников, Новосибирск, 25–29 октября, 1999, с. 252.
- [313] Rappaport N., Finkmann E., Brunhes T., Boucaud P., Sauvage S., Yam N., Thanh V. L., and Bouchier D. *Midinfrared photoconductivity of Ge/Si self-assembled quantum dots.* – Appl. Phys. Lett., 2000, v. 77, № 20, p. 3224–3226.

- [314] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Proskuryakov Yu. Yu. *Interlevel Ge/Si quantum dot infrared photodetector*. – J. Appl. Phys., 2001, v. 89, № 10, p. 5676–5681.
- [315] Weber A., Gauthier-Lafaye O., Julien F. H., Brault J., Gendry M., Désières Y., Benyattou T. *Strong normal-incidence infrared absorption in self-organized InAs/InAlAs quantum dots grown on InP(001)*. – Appl. Phys. Lett., 1999, v. 74, № 3, p. 413–415.
- [316] Shiang-Feng Tang, Shih-Yen Lin, Si-Chen Lee. *Near-room-temperature operation of an InAs/GaAs quantum-dot infrared photodetector*. – Appl. Phys. Lett., 2001, v. 78, № 17, p. 2428–2430.
- [317] Pan D., Towe E., Kennerly S. *Photovoltaic quantum-dot infrared detectors*. – Appl. Phys. Lett., 2000, v. 76, № 2, p. 3301–3303.
- [318] Karunasiri R. P. G., Park J. S., Wang K. L. *Si_{1-x}Ge_x/Si multiple quantum well infrared detector*. – Appl. Phys. Lett., 1991, v. 59, № 20, p. 2588–2590.
- [319] Mohseni H., Michel E., Sandoen Jan, Razeghi M., Mitchel W., Brown G. *Growth and characterization of InAs/GaSb photoconductors for long wavelength infrared range*. – Appl. Phys. Lett., 1997, v. 71, № 10, p. 1403–1405.
- [320] Mott N. F. *Conduction in glasses containing transition metals ions*. – J. Non-Cryst. Solids, 1968, v. 1, № 1, p. 1–17.
- [321] Мотт Н. Ф. *Переходы металл-изолятор*. / Пер. с англ. под ред. С.В. Вонсовского. – М.: Наука, Главная редакция физ.-мат. лит., 1979. – 342 с.
- [322] Мотт Н. Ф. *Электроны в неупорядоченных структурах*. / Пер. с англ. под ред. В.Л. Бонч-Бруевича. – М.: Мир, 1969. – 172 с.

- [323] Мотт Н. Ф., Дэвис Э. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. – В 2-х томах, 2-е изд., перераб. и доп. / Пер. с англ. под ред. Б.Т. Коломийца. – М.: Мир, 1982. – 663 с.
- [324] Забродский А. Г., Ионов А. Н., Корчажкина Р. Л., Шлимак И. С. *Проводимость сильно легированного и компенсированного германия*. – ФТП, 1973, т. 7, вып. 10, с. 1914–1918.
- [325] Забродский А. Г., Зиновьева К. Н. *Низкотемпературная проводимость и переход металл-диэлектрик в компенсированном n-Ge*. – ЖЭТФ, 1984, т. 86, вып. 2, с. 727–742.
- [326] Zabrodskii A. G., Andreev A. G., Egorov S. V. *Coulomb gap and the metal-insulator transition*. – Phys. Stat. Sol. (b), 1998, v. 205, № 1, p. 61–68.
- [327] Забродский А. Г. *Кулоновская щель и фазовый переход металл-изолятор в легированных полупроводниках*. – УФН, 1998, т. 168, вып. 7, с. 804–808.
- [328] Двуреченский А. В., Рязанцев И. А., Дравин В. А., Якимов А. И. *Большая кулоновская щель в спектре состояний Mn в a-Si*. – Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, вып. 1, с. 43–48.
- [329] Dvurechenskii A. V., Ryazantsev I. A., Dravin V. A., and Yakimov A. I. *Wide Coulomb gap in localized states of 3-d metals in amorphous silicon*. – J. Non-Cryst. Solids, 1987, v. 90, p. 111–114.
- [330] Двуреченский А. В., Дравин В. А., Якимов А. И. *Безактивационная прыжковая проводимость по состояниям кулоновской щели в a-Si:Mn*. – Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 48, вып. 3, с. 144–146.

- [331] Двуреченский А. В., Дравин В. А., Якимов А. И. *Прыжковая проводимость в промежуточно легированных полупроводниках*. – ФТТ, 1988, т. 30, вып. 2, с. 401–406.
- [332] Двуреченский А. В., Якимов А. И. *Кулоновская щель и переход металл-диэлектрик в неупорядоченных полупроводниках с сильно локализованными состояниями*. – ЖЭТФ, 1989, т. 95, вып. 1, с. 159–169.
- [333] Якимов А. И. *Прыжковая проводимость и электронные корреляции в кремнии с примесями, дающими глубокие уровни*. – Дис. ...канд. физ.- мат. наук. – Новосибирск, 1991, – 174 с.
- [334] Yakimov A. I., Adkins C. J., Boucher R., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P., Biskupskii G. *Hopping conduction and field effect in Si modulation-doped structures with embedded Ge quantum dots*. – Phys. Rev. B, 1999, v. 59, № 19, p. 12598–12603.
- [335] Нгуен Ван Лиен, Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. *Энергия активации прыжковой проводимости слабо легированных полупроводников*. – ФТП, 1979, т. 13, вып. 11, с. 2192–2209.
- [336] Tewordt M., Hughes R. J. F., Martin-Moreno L., Nicholls J. T., Asahi H., Kelly M. J. *Vertical tunneling between two quantum dots in a transverse magnetic field*. – Phys. Rev. B, 1994, v. 49, № 12, p. 8071–8075.
- [337] Dixon D., Kouwenhoven L. P., and McEuen P. L. *Influence of energy level alignment on tunneling between coupled quantum dots*. – Phys. Rev. B, 1996, v. 53, № 19, p. 12625–12628.
- [338] Blick R. H., Haug R. J., Weis J., Pfannkuche D., von Klitzing K., and Eberl K. *Single-electron tunneling through a double quantum*

- dot: The artificial molecule.* – Phys. Rev. B, 1996, v. 53, № 12, p. 7899–7902.
- [339] Schmidt T., Haug R. J., von Klitzing K., Förster A., and Luth H. *Spectroscopy of the single-particle states of a quantum-dot molecule.* – Phys. Rev. Lett., 1997, v. 78, № 8, p. 1544–1547.
- [340] Loss D., Sukhorukov E. V. *Probing entanglement and non-locality of electrons in a double-dot via transport and noise.* – Preprint cond-mat/9907129, 1999.
- [341] Burkard G, Loss D. *Coupled quantum dots as quantum gates.* – Phys. Rev. B, 1999, v. 59, № 3, p. 2070–2078.
- [342] Duruoz C. I., Clarke R. M., Marcus C. M., and Harris J. S. *Conduction threshold, switching, and hysteresis in quantum dot arrays.* – Phys. Rev. Lett., 1995, v. 74, № 16, p. 3237–3240.
- [343] Двуреченский А. В., Якимов А. И. *Электрические и фотоэлектрические свойства структур Ge/Si с плотным массивом квантовых точек.* – Известия Академии наук: серия физическая, 2000, т. 64, вып. 2, с. 288–293.
- [344] Beenakker C. W. *Theory of Coulomb-blockade oscillations in the conductance of a quantum dots.* – Phys. Rev. B, 1991, v. 44, № 4, p. 1646–1656.
- [345] Нгуен Ван Лиен. *Двумерная прыжковая проводимость в магнитном поле.* – ФТП, 1984, т. 18, вып. 2, с. 335–339.
- [346] Aleiner I. L., Shklovskii B. I. *Effect of screening of the Coulomb interaction on the conductivity in the quantum Hall regime.* – Phys. Rev. B, 1994, v. 49, № 19, p. 13 721–13 727.

- [347] Entin–Wohlman O., Ovadyahu Z. *Modifications of hopping transport due to electrostatically enhanced Coulomb repulsion.* – Phys. Rev. Lett., 1986, v. 56, № 6, p. 643–646.
- [348] Adkins C. J., Astrakharchik E. *Screened hopping conduction in ultrathin metal films.* – J. Phys.: Condens. Matter, 1998, v. 10, p. 6651–6659.
- [349] van Keuls F. W., Hu X. L., Jiang H. W., Dahm A. J. *Screening of the Coulomb interaction in two-dimensional variable-range hopping.* – Phys. Rev. B, 1997, v. 56, № 3, p. 1161–1169.
- [350] Berkovitz R., Shklovskii B. I. *Statistics of energy spectra of a strongly disordered system of interacting electrons.* – J. Phys.: Condens. Matter, 1999, v. 11, p. 779–787.
- [351] Bakshi P., Broido D. A., Kempa K. *Spontaneous polarization of electrons in quantum dashes.* – J. Appl. Phys., 1991, v. 70, № 9, p. 5150–5152.
- [352] Govorov A. O., Chaplik A. V. *Ferroelectric phase transition in a molecular-like array of quantum dots.* – J. Phys.: Condens. Matter, 1994, v. 6, p. 6507–6514.
- [353] Mason W., Kravchenko S. V., Bowker G. E., and Furneaux J. E. *Experimental evidence for a Coulomb gap in two dimensions.* – Phys. Rev. B, 1995, v. 52, № 11, p. 7857–7863.
- [354] Knondaker S. I., Shlimak I. S., Nicholls J. T., Pepper M., Ritchie D. A. *Two-dimensional hopping conductivity in a δ -doped $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ heterostructure.* – Phys. Rev. B, 1999, v. 59, № 7, p. 4580–4583.

- [355] Baranovskii S. D., Shlimak I. S. *Novel transport mechanism for interacting electrons in disordered systems: variable-range resonant tunneling*. – Preprint cond-mat/9810363, 1998.
- [356] Двуреченский А. В., Якимов А. И. *Эффекты взаимодействия в системе Ge/Si с квантовыми точками*. – Известия Академии наук: серия физическая, 2001, т. 65, вып. 2, с. 187–191.
- [357] Берман Л. С., Лебедев А. А. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках*. – Л.: Наука, 1981. – 176 с.
- [358] Милнс А. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках*. – М.: Мир, 1977. – 562 с.
- [359] Thompson P. E., Hobart K. D., Twigg M. E., Rommel S. L., Jin N., Berger P. R., Lake R., Seabaugh A. C., Chi P. H., Simons D. S. *Epitaxial Si-based tunnel diodes*. – Thin Solid Films, 2000, v. 380, № 1-2, p. 145–150.
- [360] Duschl R., Schmidt O. G., Reitemann G., Kasper E., Eberl K. *High room temperature peak-to-valley current ratio in Si based Esaki diodes*. – Electronic Letters, 1999, v. 35, № 13, p. 1–2.