

УДК 621.315.592

**И. Г. Незвестный, С. П. Супрун, А. Б. Талочкин,  
В. Н. Шумский, И. Г. Кожемяко**

*(Новосибирск)*

**АНСАМБЛИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ge  
В НЕНАПРЯЖЕННОЙ ГЕТЕРОСИСТЕМЕ GaAs/ZnSe\***

Впервые получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и исследованы сканирующей туннельной микроскопией и методом рамановской спектроскопии массивы квантовых точек германия в ненапряженной гетеросистеме GaAs/ZnSe/Ge.

**Введение.** Вопросы самоорганизации ансамбля квантовых точек (КТ), т. е. упорядочивания КТ по размеру, ориентации и взаимному пространственному расположению на подложке при молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), или «самопроизвольное возникновение макроскопического порядка в первоначально-однородной системе» [1] в последние годы привлекают большое внимание специалистов. Все экспериментальные исследования в этой области ведутся, главным образом, на основе GaAs/AlGaAs/InAs и Si/Ge гетероструктур [2–8].

Самоорганизация ансамбля КТ может наблюдаться как в равновесных, так и в неравновесных условиях. В первом случае описание такого состояния проводится в рамках термодинамического, во втором случае – кинетического подхода. В настоящее время упорядоченные массивы трехмерных островков обнаружены только в гетероэпитаксиальных системах с достаточно большим рассогласованием решеток. Считается общепринятым, что движущей силой процесса самоорганизации в них являются поля упругих напряжений, возникающие за счет различия кристаллографических констант подложки и гетерослоя.

В настоящей работе приводятся данные о получении и исследовании ансамблей КТ в гетеросистеме GaAs/ZnSe/Ge. В отличие от хорошо изученных систем с ансамблями КТ GaAs/AlGaAs/InAs и Si/Ge здесь рассогласование постоянных решетки незначительное – менее 0,3 % – и нельзя ожидать, что будут работать механизмы самоорганизации, о которых говорилось выше. Поэтому исследование условий образования массивов островков Ge на гетероэпитаксиальных слоях ZnSe на подложках GaAs должно дать данные о воз-

\* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-17938), Министерства науки в рамках программы «Поверхностные атомные структуры», Межгосударственной российско-украинской программы (грант «Кубит») и программы «Нанофизика и нанoeлектроника».

можных механизмах самоорганизации в гетероструктурах с малым рассогласованием параметров решетки.

Кроме того, нелегированные слои ZnSe имеют высокое удельное сопротивление, что является необходимым условием создания нульмерных объектов, электрически изолированных от подложки, и можно надеяться, что они найдут практическое применение, например, в области одноэлектроники.

**1. Подготовка образцов и методы анализа.** Все исследованные структуры были получены в установке МЛЭ с предельным вакуумом  $10^{-8}$  Па, оборудованной дифрактометром быстрых электронов для наблюдения структуры поверхности на отражение (ДБЭО), кварцевым датчиком толщины осаждаемых слоев, манипулятором с термопарой для контроля температуры непосредственно на поверхности подложки. В качестве подложек использовались пластины арсенида галлия, имевшие ориентацию (110) и (100). Подложки проходили стандартную химическую обработку, после чего крепились на молибденовом носителе с использованием индий-галлиевой эвтектики. Источниками германия и селенида цинка служили термические испарители, причем испарялось соединение ZnSe [9]. Технологические методы получения сплошных субмикронных слоев селенида цинка на подложках GaAs и их свойства описаны в [10–12].

После очистки подложки GaAs(100) и получения атомарно-чистой поверхности температура опускалась до  $230^\circ\text{C}$  и проводился рост эпитаксиального слоя ZnSe определенной толщины со сверхструктурой поверхности  $(2 \times 1)$ , стабилизированной селеном. Были опробованы два варианта формирования массива КТ германия на слое селенида цинка.

В первом случае осаждение германия толщиной от 1 до 6 нм проходило при комнатной температуре. Картина на экране ДБЭО (рис. 1) соответствова-

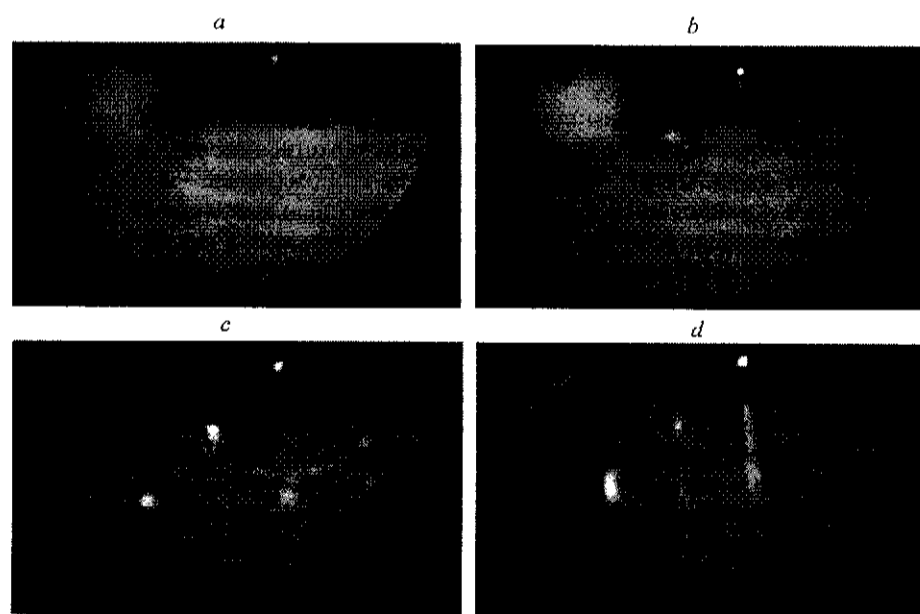


Рис. 1. Электронограммы, характеризующие последовательное изменение структуры слоя германия, осажденного на поверхность гетероэпитаксиальной пленки ZnSe, при нагреве в интервале температуры  $30\text{--}300^\circ\text{C}$

ла формированию аморфного по структуре материала. После осаждения материала температура подложки увеличивалась с заданным градиентом по времени. При росте температуры наблюдался последовательный переход германия на поверхности от аморфной фазы к поликристаллической, далее при  $T \sim 200$  °С наблюдались объемные рефлекссы, которые при  $T \sim 300$  °С вытягивались в тяжи. Для получения массива зародышей на этапе формирования объемных рефлекссов нагрев прекращался и образец остывал. Если нагрев продолжался, процесс заканчивался формированием сверхструктуры поверхности ( $2 \times 2$ ) при  $T \sim 320$  °С.

Время, требуемое для перехода от одной структуры поверхности к другой при тех же температурах, зависело от средней толщины покрытия германием слоя ZnSe. Путем изменения угла падения электронного пучка дифрактометра на поверхность было показано, что процесс твердофазной перекристаллизации германия субмикронной толщины начинается от гетерограницы.

Во втором случае массив КТ формировался сразу же при осаждении германия на подложку при температуре  $\sim 100$  °С. Причем как в первом, так и во втором варианте на одной подложке за счет использования подвижной за-слонки проводилось осаждение 3–4 слоев германия разной толщины.

Полученные образцы исследовались методами рамановской спектроскопии (КРС) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). СТМ-видео-изображения анализировались с использованием программ компьютерной графики и статистического анализа. Поверхность образцов, предназначенных для исследований методом КРС, для предотвращения окисления покрывалась защитным слоем ZnSe сразу же после формирования КТ.

**2. Результаты.** 2.1. *Сканирующая туннельная микроскопия.* Исследовались образцы с толщиной покрытия 2, 3 и 4 нм на подложке с ориентацией (110). На рис. 2 показано СТМ-изображение массива КТ осажденного германия средней толщиной 2 и 4 нм, измеренной калиброванным кварцевым датчиком во время роста. Как видно из рисунка, рассматриваемая поверхность состоит из массива островков, профиль высоты которых в направлении, указанном линией на рис. 2, а, приведен внизу. Из этого профиля как будто бы следует, что островки расположены на подслое толщиной не менее 0,7 нм.

Известно, что при расчете профиля, полученного методом СТМ, за нулевую точку отсчета принимается максимальная глубина отклонения зонда. При исследовании системы с малой плотностью островков и небольшим коэффициентом заполнения площади материалом островков велика вероятность попадания зонда на незаросшую поверхность и, следовательно, правильного выбора нуля. Плотность островков на рис. 2, а составляет  $2,5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, и вопрос о нулевой точке отсчета нуждается в дополнительном исследовании. В качестве критерия правильности определения нулевой точки можно взять отношение рассчитанной по полученному СТМ-профилю средней толщины покрытия к измеренной в эксперименте толщине, поскольку очевидно, что при корректных измерениях вне зависимости от наличия либо отсутствия островков произвольной формы это отношение должно быть равно единице. Если отношение меньше единицы, это означает, что существует сплошной подслои и нулевая точка расположена на нем. Если отношение больше единицы, сплошного подслоя не существует. Наиболее вероятной причиной такого расхождения является особенность метода СТМ, проявляющаяся при измерении перепада высот. Высота некоторого выступа на плоской (или почти плоской) поверхности определяется с максимальной

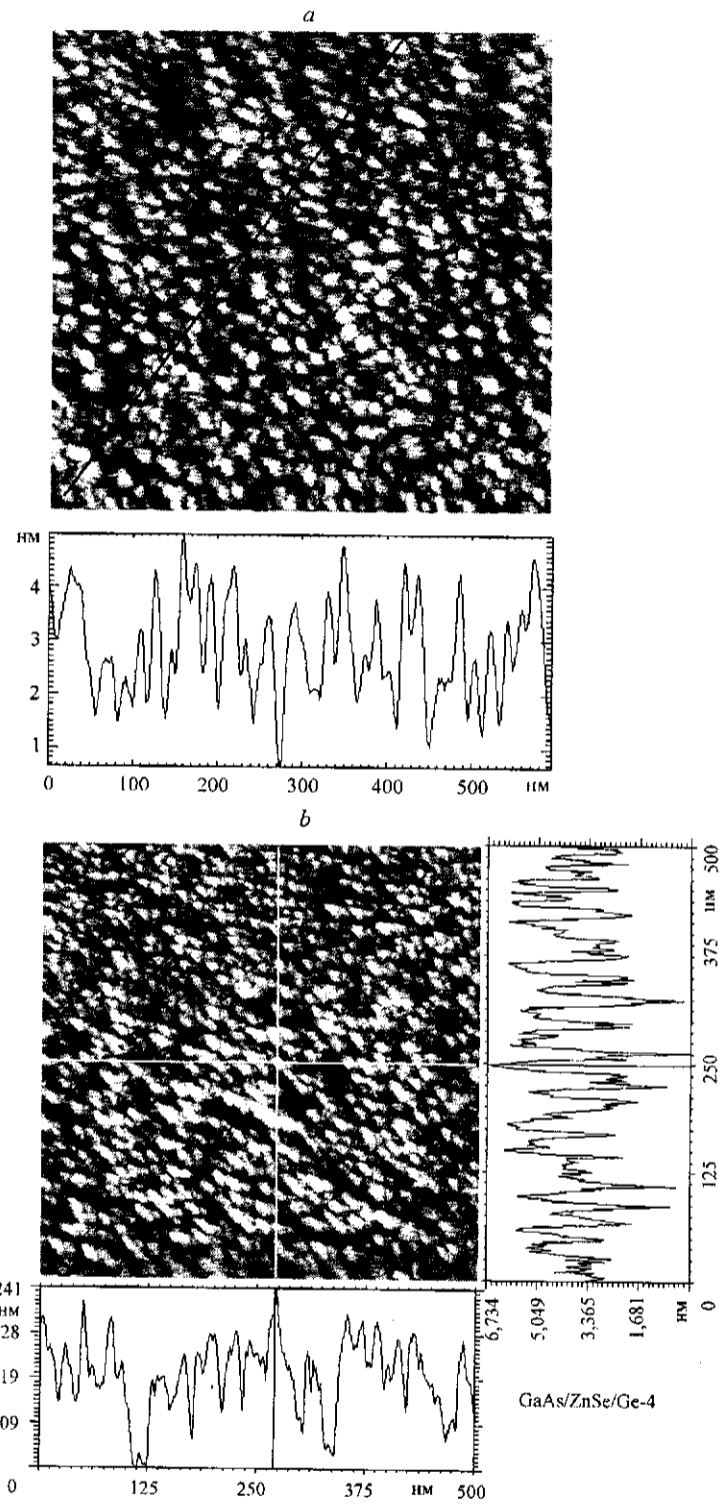


Рис. 2. СТМ-изображение массива КТ для образца ориентации (110) со средней толщиной германия 2 (а) и 4 нм (б)

Рис. 3. Распределение высоты зародышей в массиве для образца ориентации (110) со средней толщиной покрытия 2 нм

точностью, глубина же небольшого зазора между островками из-за сравнительно большого диаметра острия и возникновения боковых «паразитных» токов по его периметру определяется со значительной погрешностью.

Статистическая обработка приведенных выше профилей поверхности в двух взаимно перпендикулярных направлениях дала среднее значение толщины слоя 2,5–3,0 нм, что существенно больше экспериментально измеренной (2,0 нм), и в то же время на полученных профилях поверхности значение минимума не равно нулю. Это означает, что имеется массив отдельных островков, глубина зазора между которыми точно не определяется по причинам, указанным выше. Справедливость этого утверждения подтверждается данными КРС: на образце, представленном на рис. 2, а, наблюдаются спектры, характерные для изолированных нульмерных объектов – квантовых точек.

Для оценки однородности КТ в массиве строились распределения КТ по высоте и площади.

Высота островка определялась по максимальным значениям, полученным при профилировании (в силу указанных выше причин, погрешность метода СТМ при измерении вершин минимальна). Распределение высоты для массива КТ со средней толщиной германия 2,0 нм представлено на рис. 3. Из рисунка видно, что примерно половина островков имеет высоту 3,0–3,5 нм, что говорит о большой однородности островков. Аналогичные распределения получены и для других величин покрытий, причем с ростом толщины покрытия средняя высота увеличивается.

СТМ-изображения массива КТ обрабатывались также с целью получения распределения КТ по площади. На рис. 4 представлены данные, полученные для структур со средним значением покрытия 2, 3 и 4 нм. Как видно из рисунка, средняя площадь островка с увеличением толщины покрытия

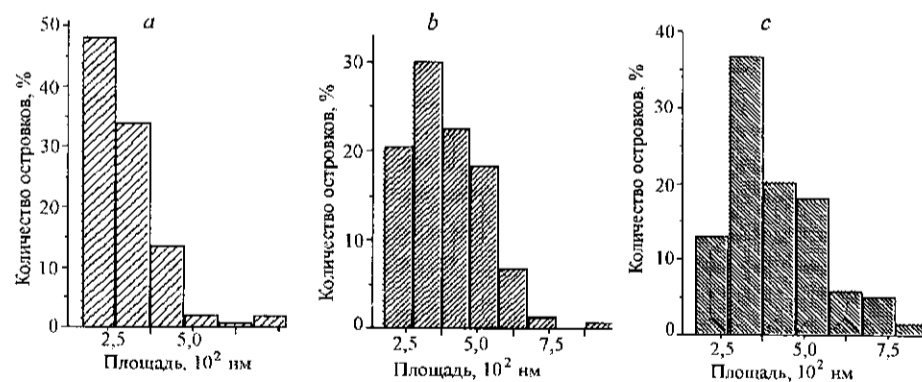
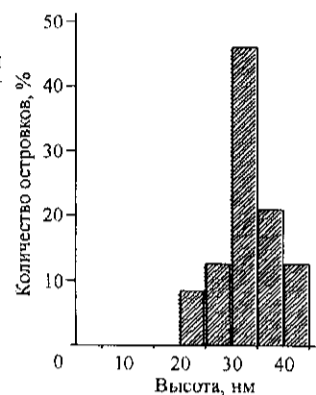


Рис. 4. Распределение островков германия по площади для структур со средней толщиной покрытия 2 (а), 3 (б), 4 нм (с)

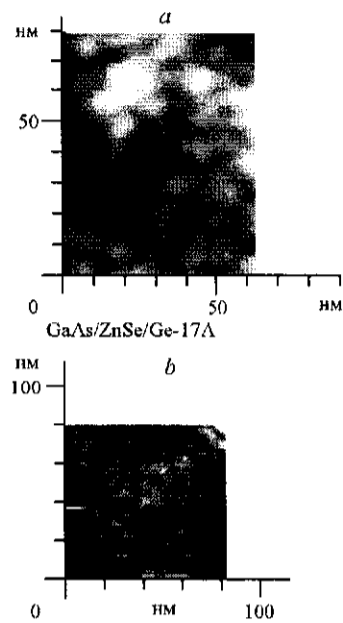


Рис. 5. СТМ-изображение массива КТ для образца ориентации (100) с толщиной покрытия 1,7 (а) и 3,4 нм (b)

растет, а само распределение уширяется. Это коррелирует с увеличением средней высоты в массиве КТ при аналогичном росте покрытия.

Средняя плотность островков по данным СТМ изменялась от  $2,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при толщине покрытия 2 нм до  $2,0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при толщине покрытия 4 нм. Причем в последнем случае при уменьшении плотности рассчитанная средняя высота 3,8–4,3 нм хорошо согласуется с истинным значением. Данный уровень покрытия соответствует началу слияния точек, что подтверждается результатами измерений КРС. Для толщины покрытия 4 нм отчетливо видна преобладающая ориентация в пространственном расположении зародышей: они вытянуты в направлении [110] по данным КРС.

Для ориентации подложки (100) получены СТМ-изображения при средней толщине германия 1,7; 3,4 и 5,1 нм. Здесь картина несколько иная. При сравнимых толщинах покрытия плотность зародышей для этой ориентации оказалась выше, чем для (110): примерно  $7 \cdot 10^{11}$  и  $9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  для 1,7 и 3,4 нм соответственно (рис. 5).

Из-за невысокого качества изображения возможно, в связи с высоким сопротивлением слоя ZnSe, провести полную статистическую обработку этого образца не удалось (по этой же причине здесь не приведены результаты, полученные при перекристаллизации аморфного германия). По нашим оценкам, размеры зародышей находятся в интервале 5–10 нм, незначительно увеличиваясь с ростом толщины покрытия, зародыши имеют круглую форму в основании.

**2.2. Рамановский  $E_0$ -резонанс в квантовых точках Ge.** В работах [13, 14] было показано, что рамановское рассеяние света на оптических фононах в низкоразмерных полупроводниковых системах позволяет исследовать спектр электронных состояний. Исследование рамановского резонанса на оптических фононах позволяет определять энергии прямых оптических переходов в низкоразмерных системах и наблюдать изменение спектра электронных состояний по сравнению с объемным случаем. Нами исследовано резонансное рамановское рассеяние света на оптических фононах КТ Ge, полученных в матрице ZnSe. Оптические фононы Ge ( $300 \text{ см}^{-1}$ ) сильно локализованы в квантовых точках, и зависимость интенсивности рассеяния на них от энергии возбуждения характеризует плотность комбинированных состояний КТ с данной энергией.

Необходимо отметить, что в системах GaAs/AlGaAs/InAs и Si/Ge механические напряжения, связанные с рассогласованием постоянных решетки материалов пленки и подложки, приводят к образованию упругонапряженных трехмерных островков. Деформация КТ InAs, полученных в GaAs, достигает 7 %, а для КТ Ge в Si составляет 4 %. Столь высокие значения дефор-

магии приводят к сильным сдвигам спектра электронных состояний КТ, а также к существенному изменению других параметров. Теоретические расчеты и эксперимент показали неоднородное распределение напряжений в КТ. Это существенно затрудняет анализ спектра их электронных состояний из-за сложности разделения вклада в энергию КТ составляющих, связанных с упругими напряжениями и собственно самим эффектом пространственного квантования, поэтому представляется актуальным получение и исследование КТ в ненапряженных системах.

На рис. 6 представлены спектры структур, выращенных на подложках GaAs с ориентацией (110) и (100). Оба образца имеют эффективную толщину Ge 3,4 нм. В спектрах КРС присутствуют линия оптических фононов Ge ( $300 \text{ см}^{-1}$ ) и пики, связанные с рассеянием на LO- ( $292 \text{ см}^{-1}$ ) и TO-фононах ( $268 \text{ см}^{-1}$ ) подложки GaAs. В соответствии с правилами отбора для КРС на оптических фононах при рассеянии от поверхности кристалла с ориентацией (100) в спектрах наблюдаются только LO-фононы, а для поверхности (110) – TO-фононы. Поскольку оптические фононы Ge в центре зоны Бриллюэна трехкратно вырождены (т. е. LO- и TO-фононы имеют одинаковую частоту), пик Ge наблюдается в обоих спектрах. На вставке рис. 6 приведен спектр КРС, полученный для образца с ориентацией (100) при воз-

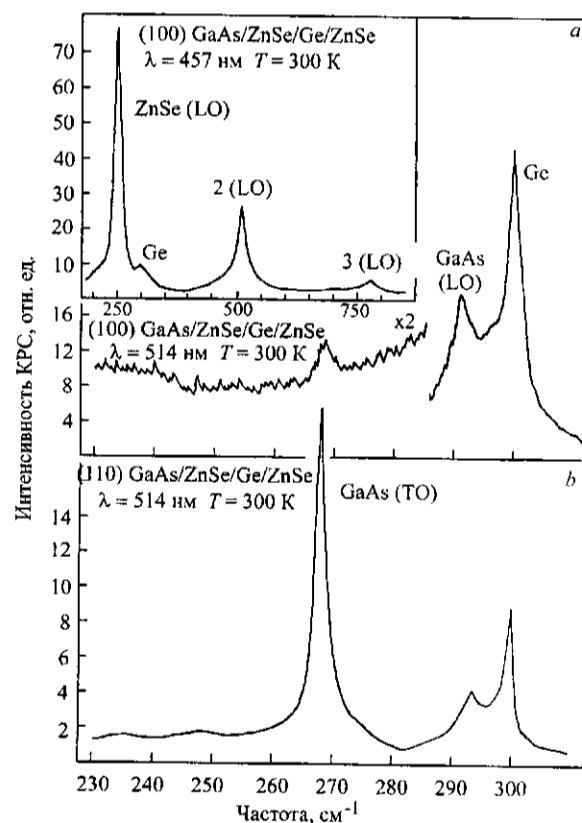


Рис. 6. Спектры КРС на оптических фононах в структурах GaAs/ZnSe/Ge/ZnSe, полученных на подложках GaAs с ориентациями (100) (a) и (110) (b): на вставке показан спектр, полученный при возбуждении вблизи  $E_0$ -резонанса ZnSe

буждении спектра светом с длиной волны  $\lambda = 457$  нм, энергия которого близка энергии ширины запрещенной зоны ZnSe. При этом интенсивность рассеяния на фононах ZnSe резко возрастает из-за близости  $E_{\text{LO}}$ -резонанса на этой длине волны. Кроме рассеяния первого порядка на LO-фононах ZnSe ( $252 \text{ см}^{-1}$ ) в спектре наблюдаются линии второго и третьего порядков (см. вставку рис. 6). Из приведенных спектров видно, что тонкий слой Ge толщиной 3,4 нм дает интенсивную линию в спектрах КРС. Как будет показано ниже, это связано с изменением энергии  $E_1$ -резонанса Ge из-за размерного квантования спектра электронных состояний.

Для изучения влияния пространственного квантования на электронные состояния Ge исследованы резонансные зависимости КРС на оптических фононах данных структур в диапазоне энергий возбуждающего света 2,4–2,7 эВ. Эти зависимости приведены на рис. 7 для трех образцов (кривые 2–4). Для образцов 3 и 4 эффективная толщина слоя составляет Ge 1,7 и 3,4 нм, они получены на подложках с ориентацией (100). СТМ-изображение поверхности этих образцов показано на рис. 5. Характерный размер островков Ge составляет 5–8 нм. Для ориентации подложки (100) увеличение толщины Ge на начальных стадиях эпитаксии не приводит к заметному росту размера островков, изменяется только их плотность. Островки смыкаются в сплошной слой Ge при эффективной толщине  $\sim 7$  нм. В результате резонансные зависимости 3 и 4 имеют пик при одной и той же энергии и различаются по интенсивности. На рис. 7 кривая 1 соответствует резонансной зависимости КРС на оптических фононах объемного Ge, полученной в работе [15]. Видно, что резонансные зависимости образцов с квантовыми точками Ge сдвинуты относительно объемного положения в область высоких энергий. Образец 2 (см. рис. 7) получен на подложке с ориентацией (110), для которой в силу особенностей механизма роста размер квантовых точек Ge составляет  $\sim 15$  нм. СТМ-изображение этого образца показано на рис. 2, а. Из рис. 7 видно, что резонансная зависимость этого образца имеет пик в диапазоне 2,4–2,5 эВ. Экспериментально было показано, что в образцах обоих типов, для которых КТ Ge смыкаются в сплошной слой, наблюдается резкое уменьшение интенсивности КРС в исследованном спектральном диапазоне, и зависимость от

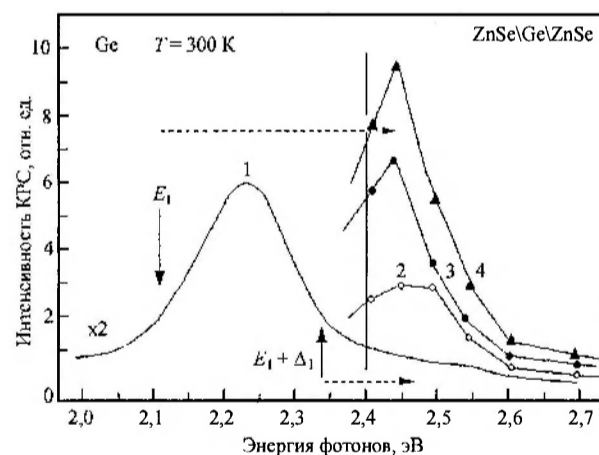


Рис. 7. Резонансные зависимости интенсивности КРС на оптических фононах объемного Ge (кривая 1 [15]) и образцов с квантовыми точками Ge: 2 – ориентация (110), толщина покрытия 2 нм; 3 – (100), 1,7 нм; 4 – (100), 3,4 нм



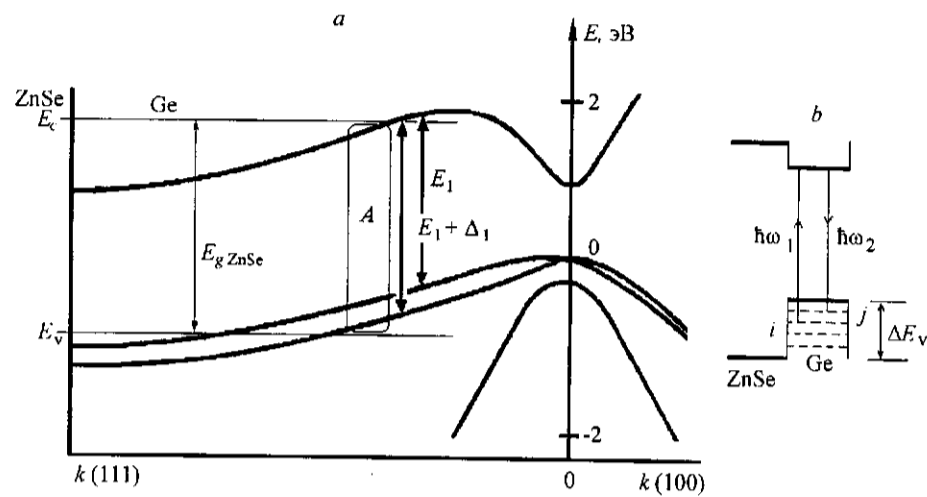


Рис. 8. Дисперсионные зависимости электронных состояний объемного Ge (а) (стрелками показаны прямые переходы, которые дают вклад в  $E_1$ - и  $E_1 + \Delta_1$ -резонансы), схематичное изображение энергетического спектра КТ Ge (б)

энергии переходит в таковую для объемного материала. Таким образом, положение наблюдаемого резонанса зависит от размера КТ Ge.

Рассмотрим природу резонанса и зависимость его энергии от размера КТ. На рис. 8 приведены дисперсионные зависимости спектра электронных состояний объемного Ge в направлениях (100) и (111). Стрелками показаны прямые оптические переходы, соответствующие критической точке  $M_1$  ( $E_1$ - и  $E_1 + \Delta_1$ -резонансы). При возбуждении спектра светом с энергией вблизи этого зазора происходит усиление интенсивности КРС на оптических фонах. Причем вклад дают прямые переходы из всей зоны Бриллюэна, поскольку в направлении (111) валентные подзоны и зона проводимости сохраняют параллельность на значительном расстоянии.

В нашем случае наблюдается изменение энергии  $E_1$ - и  $E_1 + \Delta_1$ -зазоров в результате квантования спектра электронных и дырочных состояний, переходы между которыми дают вклад в наблюдаемый резонанс. Из дисперсии (см. рис. 8) видно, что эффективная масса электронов и дырок вдоль направления (111) вблизи  $E_1$ -,  $E_1 + \Delta_1$ -переходов очень большая ( $m_{||}^* \sim m_0$  – массы свободного электрона) и квантование спектра в этом направлении практически не меняет энергию состояний. Приведенная масса носителей (электронов и дырок) в перпендикулярных к (111) направлениях существенно меньше и составляет  $m_{\perp}^* = 0,045m_0$  [16]. В КТ Ge из-за квантования спектра в этом направлении происходит изменение энергии  $E_1$ -,  $E_1 + \Delta_1$ -переходов, которое и наблюдается в эксперименте. Применение модели двумерного экситона с легкой эффективной массой  $m_{\perp}^* = 0,04m_0$ , ограниченного потенциальным барьером сферической формы и бесконечной высоты, позволяет получить выражение для зависимости его энергии от радиуса КТ  $r$  [16]:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}^*} \left( \frac{2,4}{r} \right)^2 - \frac{3,5e^2}{\epsilon r}. \quad (1)$$

Первый член в скобках характеризует рост энергии частицы за счет пространственного квантования, второй учитывает кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой. Значения энергии, полученные с помощью выражения (1) для КТ различного размера, хорошо согласуются с наблюдаемыми смещениями положений  $E_1$ - и  $E_1 + \Delta_1$ -резонансов. Причем пик, наблюдаемый на образце 2 (см. рис. 7), связан с  $E_1 + \Delta_1$ -резонансом. Его смещение относительно объемного значения составляет  $\sim 0,1$  эВ. Для двух других образцов (кривые 3, 4 на рис. 7) максимум резонансной зависимости обусловлен  $E_1$ -резонансом и его смещение составляет  $\sim 0,35$  эВ.

Поясним это на зонной диаграмме спектра электронных состояний Ge и ZnSe. На рис. 8 показаны положения краев  $E_v$ -валентной зоны и зоны  $E_c$ -проводимости ZnSe относительно спектра электронных состояний Ge. Состояния Ge, оказывающиеся по энергии в области непрерывного спектра матрицы ZnSe, являются делокализованными и в нулевом приближении не отличаются от объемных состояний Ge. По мере уменьшения размера КТ электронные состояния поднимаются по энергии, а дырочные опускаются. При достижении этими состояниями значений энергии краев зон ZnSe ( $E_v$  и  $E_c$ ) они попадают в непрерывный спектр и их вклад в наблюдаемый резонанс исчезает. Из диаграммы рис. 8 видно, что  $E_1 + \Delta_1$ -резонанс должен наблюдаться; пока электронные или дырочные состояния из области  $A$  не выйдут в непрерывный спектр. Предельная величина энергии квантования для них не превышает  $\sim 0,2$  эВ, что соответствует КТ размера 8 нм. Для КТ размера  $\sim 15$  нм наблюдается пик, сдвинутый относительно объемного положения  $E_1 + \Delta_1$ -резонанса на  $0,1$  эВ (см. рис. 7). Этот пик исчезает по мере уменьшения размеров КТ, и в этой области энергий для КТ с размерами  $\sim 6$  нм появляется  $E_1$ -резонанс (см. рис. 7, кривые 3, 4), амплитуда которого в 3 раза больше за счет большего фазового объема  $E_1$ -резонанса. Таким образом, наблюдаемый сдвиг энергий  $E_1$ - и  $E_1 + \Delta_1$ -резонансов определяется квантованием спектра электронных состояний в направлениях, перпендикулярных (111).

**3. Обсуждение результатов. Выводы.** В результате выполненной работы впервые в упругонапряженной гетеросистеме GaAs/ZnSe/Ge получены массивы КТ Ge. Проведено их исследование методами СТМ и КРС. В зависимости от ориентации подложки и средней величины покрытия плотность КТ изменяется от  $\sim 10^{11}$  до  $\sim 10^{12}$  см $^{-2}$ .

В настоящее время точной модели самоорганизации островков германия в данной системе не существует, однако некоторые общие соображения можно высказать. По нашему мнению, для образования более или менее организованной структуры при небольших средних покрытиях достаточно выполнения двух условий: небольшой коэффициент диффузии адатомов и сравнительно малые времена формирования массива. В случае, когда химическая связь гетерослоя с материалом подложки слабая, зародыш возникает в результате слияния адатомов, после чего образовавшийся кластер будет разрастаться, поглощая материал с площади, пропорциональной длине диффузии. В этих условиях величина диффузии и время роста ограничивают вероятность флуктуации размера зародыша. Косвенным подтверждением этого вывода является возможность получения массива КТ путем перекристаллизации аморфного материала с ростом температуры подложки. Высокая плотность зародышей, а также увеличение плотности с толщиной покрытия для ориентации (100) могут быть связаны с низкой температурой формирования

и слабым взаимодействием островков ввиду отсутствия существенных упругих напряжений в системе.

Методами СТМ и КРС проведено сопоставление пространственных и энергетических характеристик массива КТ. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных, что подтверждает вывод об отсутствии в этой системе упругих напряжений.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Леденцов Н. И., Устинов В. М., Щукин В. А. и др. Гетеропереходы с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор // ФТП. 1998. 32, № 4. С. 385.
2. Zinke-Allmang M. Surface diffusion studies by analysis of cluster growth kinetics // Scanning Microscopy. 1990. 4. P. 523.
3. Jesson D. E., Chen K. M., Pennycook S. J. Kinetic pathways to strain relaxation in the Si-Ge system // MRS Bull. 1996. 21, N 4. P. 31.
4. Pchelyakov O. P., Bolkhovityanov Yu. B., Dvurechenskii A. V. et al. Molecular beam epitaxy of silicon-germanium nanostructures // Thin Solid Films. 2000. 367. P. 75.
5. Notzel R. Self-organized growth of quantum-dot structures, Semicond // Sci. Technol. 1996. 11. P. 1365.
6. Lobo C., Leon R. InGaAs island shapes and adatom migration behavior on (100), (110), (111) and (311) GaAs surfaces // Journ. Appl. Phys. 1998. 83, N 8. P. 4168.
7. Iwamatsu M., Okabe Y. Classical coarsening theory in heteroepitaxial system // Journ. Appl. Phys. 1999. 86. P. 5541.
8. Zhang Y. W. Self-organization, shape transition, and stability of strained islands // Phys. Rev. B. 2000. 61. P. 10388.
9. Неизвестный И. Г., Супрун С. П., Шумский В. Н. Исследование зависимости скорости роста ZnSe на GaAs от состояния поверхности // Автометрия. 1994. № 4. С. 34.
10. Журавлев К. С., Климов А. Э., Неизвестный И. Г. и др. Получение и свойства сверхрешеток и двухбарьерных структур Ge/ZnSe на подложках GaAs // Всерос. науч.-техн. конф. по микро- и нанoeлектронике, Звенигород, 1999: Тезисы. Т. 2. С. 2.
11. Suprun S. P., Neizvestny I. G., Sherstyakova V. N., Shumsky V. N. Influence of state on ZnSe film growth rate // Journ. Phys. Low-Dim. Struct. 1995. 1. P. 67.
12. Suprun S. P., Talochkin A. B., Gutakovskiy A. K., Shumsky V. N. Determination of thickness of heteroepitaxial ultra thin layers by RAMAN spectroscopy // Ibid. P. 59.
13. 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. 64. С. 203.
14. Талочкин А. Б., Ефанов А. В., Марков В. А., Никифоров А. И. Рамановский  $E_0$ -резонанс квантовых точек германия в структурах Si/Ge/Si // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. 63. С. 290.
15. Cerdeira F., Dreybrodt W., Cardona M. Resonant Raman scattering in germanium // Solid State Commun. 1972. 10. P. 591.
16. Тео К. Л., Kwok S. H., Yu P. Y., Guha S. Quantum confinement of quasi-two-dimensional  $E_1$  excitons in Ge nanocrystals studied by resonant Raman scattering // Phys. Rev. B. 2000. 62, N 3. P. 1584.

Институт физики полупроводников СО РАН,  
E-mail: suprun@thermo.isp.nsc.ru

Поступила в редакцию  
5 апреля 2001 г.