

**НАНО-АРХИТЕКТУРА КВАНТОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР ПРИ  
ВЫРАЩИВАНИИ ИЗ ЧЕТЫРЕХКОМПОНЕНТНОЙ  
In–As–Sb–P ЖИДКОЙ ФАЗЫ НА ПОДЛОЖКЕ InAs(100)**

К.М. ГАМБАРЯН\*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

\*e-mail: kgambaryan@ysu.am

(Поступила в редакцию 1 февраля 2022 г.)

В данной обзорной статье мы представляем результаты выращивания, исследования и электронные свойства индуцированных деформацией микро- и наноструктур состава InAsSbP. Зародышеобразование осуществляется из четырехкомпонентной жидкой фазы состава In–As–Sb–P в режиме роста Странского–Крастанова с использованием равновесной жидкофазной эпитаксии. Рассматривается трансформация формы пирамидальных островков, а также особенности роста линзообразных и эллипсоидальных квантовых точек (КТ) II типа, квантовых колец и КТ-молекул. Показано, что применение четырехкомпонентного смачивающего слоя состава InAsSbP позволяет не только более гибко контролировать несоответствие решеток смачивающего слоя и подложки InAs(100), но и открывает новые возможности в наномасштабной инженерии и наноархитектуре нескольких типов квантооразмерных структур. Сканирующий электронный микроскоп высокого разрешения (СЭМ-ВР), а также атомно-силовой (АСМ) и просвечивающий электронный (ПЭМ) микроскопы используются для характеристики наноструктур. Оптоэлектронные свойства выращенных структур в средней инфракрасной области спектра исследованы с помощью измерений спектров поглощения и фотоотклика. Изготовлены и исследованы два типа КТ-фотодетекторов среднего ИК-диапазона. Показано, что применение КТ позволяет улучшить некоторые выходные характеристики созданных устройств, в частности повысить чувствительность, расширить спектральный диапазон и т.д.

## 1. Введение

Возрастающий интерес к полупроводниковым наноструктурам обусловлен, в первую очередь, наличием широкого спектра возможностей управления свойствами полупроводниковых материалов и устройств. В квантовых точках (КТ) ограничение движения свободных носителей во всех трех направлениях, приводящее к эффекту размерного квантования, открывает дополнительную возможность эффективного управления свойствами устройств на основе наноструктур путем изменения их размеров [1]. Модифицированная плотность состояний в КТ,

нанопроволоках, КТ-молекулах и других наноструктурах приводит к существенному улучшению некоторых эксплуатационных оптоэлектронных параметров полупроводниковых приборов, таких как лазеры, фотодетекторы и др. В частности, использование КТ в полупроводниковых лазерах приводит к повышению температурной стабильности их параметров, снижению пороговых токов, расширению спектра фоточувствительности фотоприемников и смещению его в длинноволновую область спектра, повышению эффективности солнечных элементов [2-4] и так далее. С точки зрения фундаментальной физики и технологии изучались также такие явления, как взаимодействие в связанных КТ [5] и в кооперативных структурах КТ–нанолитья [6–8], влияние КТ на вольт-амперные и оптоэлектронные характеристики приборных структур [9,10].

Среди методов изготовления КТ и проволок самоорганизованный способ роста Странского-Крастанова (С–К) [11] является особо распространенным, с помощью которого можно выращивать бездислокационные наноструктуры. В данном подходе, когда островки имеют минимальный размер, КТ имеют овальную форму. Действительно, выше некоторой критической толщины происходит переключение режима роста с обычного послойного (т.е. двухмерного, 2D) на трехмерный (3D) режим роста за счет накопления упругой энергии в деформированном слое, который сначала частично релаксирует путем спонтанного зарождения небольших островков напряженного материала, а затем путем образования дислокаций несоответствия. При осаждении гетероэпитаксиальных слоев существует относительно ограниченное количество комбинаций материалов с близкими по параметрам решетки, которые можно выращивать. Комбинируя слои с несогласованными решетками, можно увеличить диапазон комбинаций доступных материалов за счет внедрения напряжения в выращенные материалы. Рассогласование решеток в этом случае обычно составляет несколько процентов деформации сжатия. Например, при эпитаксии InAs на GaAs, Ge или твердого раствора SiGe на подложке Si и т.д. Слой, который находится в 2D-режиме претерпевает фазовый переход к 3D-росту, поскольку во время роста аккомодация упругой деформации в псевдоморфном слое изменяет баланс между свободной энергией поверхности и границы раздела. Это приводит к образованию когерентных (бездислокационных) островков или КТ на поверхности тонкого смачивающего слоя. В зависимости от величины деформации толщина смачивающего слоя варьируется от нескольких монослоев до десятых долей нанометров. Любопытно отметить, что в оригинальной публикации Странского и Крастанова [11] эффекты напряжения не рассматривались.

Узкозонные полупроводниковые материалы III–V, такие как InAs, GaSb, InSb и их твердые растворы, представляют особый интерес, поскольку они потенциально обеспечивают доступ к среднему и дальнему инфракрасному диапазону длин волн и возможности создания следующего поколения светодиодов, лазеров и фотодетекторов для их последующего применения как инфракрасные датчики газа, в молекулярной спектроскопии, тепловидении и как термофотоэлектрические элементы [12]. Для среднего ИК-диапазона (2–5 мкм), КТ обычно

формируют из бинарных соединений InAs и InSb или твердых растворов InAsSb, InGaAs, InAlAs, InAsP, InAsSbP и т. д., используя в качестве подложек InP, GaAs, GaSb и InAs.

Очевидно, что ключевыми параметрами наноструктур являются форма, распределение по размерам, деформация и состав, которые, безусловно, могут модифицировать электронные и оптические свойства конечного продукта, используемого в полупроводниковом устройстве. Следовательно, для получения высокорегулярных массивов монодисперсных КТ требуется точный контроль процесса роста. Однако многие аспекты формирования и роста КТ особенно тройных и четверных соединений III–V и другие научно-технические проблемы остаются малоизученными. Существует хорошо развитое понимание зарождения островков [13,14] и последующего их укрупнения [15] для простого случая, когда островки растут с фиксированной формой. Однако в ряде случаев наблюдается бимодальное распределение островков по размерам, несовместимое с классическим укрупнением [16]. Большой объем последующих работ показал, что в равновесии малые островки представляют собой пирамиды или имеют куполообразную форму, в то время как более крупные островки приобретают более сложную многогранную форму после прохождения формы перехода первого рода [17]. Для изготовления таких островков и наноструктур применялись несколько технологических методов роста, в частности, молекулярно-лучевая эпитаксия [18], химическое осаждение из газовой фазы [16], жидкофазная эпитаксия [6–8,10,12,19] и другие технологические приемы и подходы.

Как упоминалось выше, средний инфракрасный диапазон 3–5 мкм имеет множество важных применений. Важность этого диапазона объясняется особенностями спектра пропускания атмосферы, спектрами поглощения некоторых промышленных газов и т. д. Для удовлетворения требований современных инфракрасных фотоприемников используются и представляют большой интерес инфракрасные фотоприемники с квантовыми ямами (КЯФП) и фотоприемники с КТ (КТФП). Прогнозируется, что КТФП будут иметь лучшие характеристики по сравнению с КЯФП [20, 21], в частности такие как чувствительность к нормальному падающему инфракрасному излучению, низкий темновой ток, высокая чувствительность и обнаружительная способность. Многие системы полупроводниковых материалов, такие как InGaAs/GaAs, InAsSb/GaAs и InAs/GaAs, были исследованы для КТФП [22–24]. С другой стороны, HgCdTe представляет собой хорошо зарекомендовавший себя твердый раствор, который был доминирующей системой для фотодетекторов среднего и дальнего инфракрасного диапазона. Однако HgCdTe обладает проблемой нестабильности и неравномерности состава на большей площади из-за высокого давления паров ртути. Теоретические исследования показывают, что только фотодиоды на основе сверхрешеток II типа и КТФП, как в нашем случае, смогут конкурировать с фотодиодами на основе HgCdTe [25]. Трех- и четырехкомпонентные твердые растворы в системе InAs–InSb–InP могут рассматриваться как альтернативные материалы для среднего, а в некоторых случаях и для дальнего ИК-диапазона.

В этом обзоре мы представляем результаты выращивания, исследования и электронные свойства индуцированных деформацией микро- и наноструктур состава InAsSbP. Будут рассмотрены трансформация геометрической формы пирамидальных островков, особенности роста линзовидных и эллипсоидальных КТ II типа, а также квантовых колец и КТ-молекул. Будет показано, что применение четырехкомпонентного смачивающего слоя состава InAsSbP позволяет не только более гибко контролировать несоответствие решеток между смачивающим слоем и подложкой InAs(100), но и открывает новые возможности в наномасштабной инженерии и нанoarхитектуре некоторых типов наноструктур.

## 2. Материалы, экспериментальные детали и технологический подход

Общепризнанно, что жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ), являющаяся методом равновесного роста, позволяет получать эпитаксиальные слои высокого кристаллического совершенства, содержащие лишь небольшое количество точечных дефектов и примесей, и поэтому хорошо подходит для изготовления оптоэлектронных и других полупроводниковых устройств. Однако обычно считается, что он не подходит для выращивания квантовых ям, квантовых точек и других наноструктур. Основные аргументы против обычного ЖФЭ связаны с высокой начальной скоростью роста, что приводит к плохому контролю толщины и воспроизводимости при эпитаксии тонких слоев. Однако, результаты многих технологических работ показывают, что можно использовать ЖФЭ для выращивания многослойных структур A<sup>3</sup>BV, проявляющих квантово-размерные эффекты [26], и при соответствующих модификациях и применении некоторых технологических ноу-хау, ЖФЭ может быть успешно применена для выращивания лазеров на основе гетероструктур с квантовыми ямами [27,28], а также наноструктур и устройства на их основе.

Основной движущей силой при наноинженерии и нанoarхитектуре индуцированных деформацией наноструктур в системе InAsSbP, является поверхностная диффузия атомов сурьмы, как и в классической системе InAs/InSb. Но присутствие атомов фосфора и их поверхностная диффузия в одном или противоположных направлениях в нашей системе четырехкомпонентного материала открывает новую возможность и может быть дополнительным инструментом для контроля процесса зародышеобразования и типа наноструктуры. Физически и технологически мы предлагаем и предполагаем следующий сценарий: в зависимости от условий роста (температуры роста, состава жидкой фазы и времени ее контакта с поверхностью подложки и т. д.), когда, например, для атомов фосфора энергетически предпочтительнее вытесняться из КТ, то вокруг КТ будут зарождаться наноямки [7]. В противном случае, когда для атомов фосфора энергетически предпочтительно двигаться к центру КТ, окончательная форма наноструктуры будет в виде квантового кольца (КТ с ямкой наверху). В этом случае квантовые кольца не будут окружены наноямками. Таким образом, при начальном составе четырехкомпонентной жидкой фазы, когда эпислой и подложка

InAs(100) согласованы по решеткам, управление концентрациями сурьмы и фосфора позволяет не только более гибко контролировать разницей между постоянными решеток смачивающего слоя и подложки, но и ее знаком. В частности, при увеличении концентрации сурьмы (относительно состава решеточного согласования) смачивающий слой приобретает выпуклую форму, а при увеличении концентрации фосфора – вогнутую. Следовательно, в зависимости от механизма релаксации упругого напряжения будут зарождаться различные типы наноструктур.

Во всех наших экспериментах образцы были выращены с использованием графитового тигля с выдвижной лодочкой ЖФЭ. Высота жидкой фазы составляла 500 мкм. Весь процесс выращивания проводился в атмосфере очищенного через палладиевый фильтр водорода. В качестве подложек использовались промышленные кристаллы InAs диаметром 11 мм и толщиной 400 мкм, ориентированные в направлении (100), нелегированные, с фоновой концентрацией электронов  $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Для формирования ростового раствора использовались индий (7N), сурьма (6N) и нелегированные кристаллы InAs и InP. Для характеристики наноструктур использовались СЭМ высокого разрешения (SEM/EDXA-FEI Nova 600-Dual Beam), АСМ (ТМ Microscopes-Autoprobe CP) и ПЭМ. Инфракрасная спектроскопия с преобразованием Фурье (FTIR-Nicolet/NEXUS) и спектрометр ИКС-21 использовались для исследования спектров пропускания и фотоотклика выращенных структур, соответственно. Электрофизические характеристики измерялись с помощью системного электрометра «Keithley-6514» и прецизионного LCR-метра «QuadTech-1920».

### 3. Результаты и обсуждения

#### 3.1. Выращивание и исследование микро- и субмикрометрических индуцированных напряжением островков состава InAsSbP

Как уже упоминалось, в отличие от других методов выращивания, таких как молекулярно-лучевая эпитаксия или осаждение из паровой фазы металлоорганических соединений, ЖФЭ работает сравнительно ближе к термодинамически равновесному состоянию. При ЖФЭ, традиционно, жидкая фаза гомогенизируется в течение 4–6 часов (в некоторых случаях и больше) для термодинамического уравнивания. Однако в наших первых экспериментах мы применили нетрадиционный подход с целью выращивания наноструктур. Мы специально использовали негомогенизированную жидкую фазу (выдерживая жидкую фазу при температуре роста  $T=550^\circ\text{C}$  всего один час), но имеющую четверехкомпонентный состав In-As-Sb-P, который соответствует составу  $\text{InAs}_{0.742}\text{Sb}_{0.08}\text{P}_{0.178}$  эпитаксиального слоя, решеточно согласованного с подложкой InAs(100). Высота жидкой фазы равнялась 8 мм. После этого жидкая фаза приводилась в контакт с подложкой в течение десяти минут и удалялась с поверхности подложки. Измерения с помощью СЭМ высокого разрешения выявила очень интересные, с

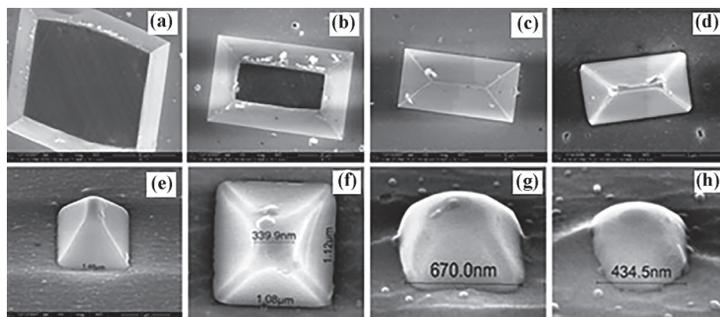


Рис.1. Индуцированные деформацией самоорганизованные островки состава InAsSbP, выращенные из жидкой фазы на подложке InAs(100), и их эволюция от усеченной пирамиды до полушара.

нашей точки зрения, микрометрические и субмикрометровые островки, зародившиеся на поверхности подложки, как это представлено на рисунке 1.

Очевидно, что в силу своих размеров эти островки далеки от того, чтобы называться КТ-ами. Однако с кристаллографической точки зрения отчетливо видна интересная трансформация формы островков при уменьшении их объема: от усеченной пирамиды к полушару, который, как показывают наши дальнейшие эксперименты, затем постепенно эволюционирует в линзообразную (или иную конфигурацию) КТ. Хронология преобразования формы схематично представлена на рис.2.

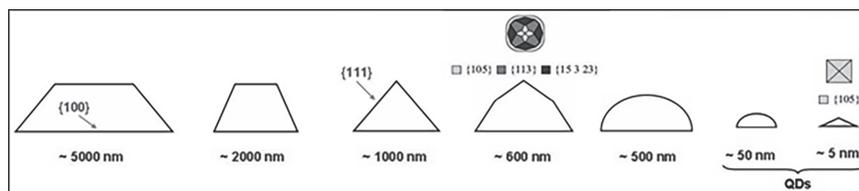


Рис.2. Архитектура формы индуцированных деформацией самоорганизованных островков при уменьшении их объема.

В соответствии с термодинамическим принципом минимума энергии, при росте на подложках с ориентацией (100) или (001), по мере уменьшения объема островков должна происходить следующая последовательность переходов формы: усеченная пирамида, {111} граненая пирамида, {111} и частично {105} граненая пирамида, полностью неграненая «пре-пирамида», полусферовидный объект, а затем КТ в форме линзы или другой геометрии. Островки, выращенные методом ЖФЭ на поверхностях с ориентацией (100), имеют в основном одинаковую форму в широком диапазоне концентраций и в основном состоят из усеченных пирамид с боковыми гранями {111} и верхней гранью {100} с почти постоянным отношением размера основания островка вдоль (110) к высоте равным двум.

Затем микрометрические и субмикрометровые пирамиды были разрезаны методом сфокусированного ионного пучка (ФИП) в высоком вакууме. Для

измерения состава островков применялся энергодисперсионный рентгеновский анализ (ЭДРА) [19]. После поворота всего образца были выполнены ЭДРА измерения поперечного сечения пирамид на двух верхних и нижних противоположных углах. С учетом глубины проникновения и с помощью электронно-зондового точечного микроанализа (при энергии электронов 10 кэВ) обнаружены следующие рентгеновские линии: In-L( $\alpha$ ), As-L( $\alpha$ ), Sb-L( $\alpha$ ), P-K, которые мы использовали для количественного спектрального анализа. Время сбора данных составляла 5 с на спектр. Результаты измерений показали, что составы и коэффициент несоответствия решеток имеют симметричные значения в обоих углах основания срезанных пирамид. Кроме того, результаты показали, что напряжение (коэффициент несоответствия решетки с подложкой InAs) в верхней части пирамид меньше, чем в ее нижних углах, и что размер островка становится меньше, когда несоответствие решеток увеличивается.

Наконец, как уже упоминалось, жидкая фаза гомогенизировалась всего один час при начальной температуре роста ЖФЭ. Более длительное время (~6 ч и более) или многоступенчатая гомогенизация жидкой фазы должны предотвратить образование микро- и субмикрометровых островков и/или позволит их подавлять, тем самым способствуя образованию КТ.

### *3.2. Выращивание и исследование линзообразных и эллипсоидальных КТ второго рода состава InAsSbP*

В этом разделе мы опишем выращивание из четырехкомпонентной жидкой фазы InAsSbP линзообразных и эллипсоидальных КТ и их характеризацию. Для исследований были подготовлены три образца. Первый и второй образцы состоят из некапсулированных линзообразных и эллипсоидальных КТ, выращенных на подложке InAs(100) соответственно. Третий образец представляет собой диодную гетероструктуру n-InAs/p-InAsSbP с КТ, встроенными в область пространственного заряда p-n-перехода. Как КТ, так и эпитаксиальный слой p-InAsSbP толщиной 4 мкм выращивались методом ЖФЭ с модифицированным тиглем скольжения при начальной температуре роста  $T = 550^\circ\text{C}$ . Высота жидкой фазы была выбрана равной 500 мкм, чтобы исключить влияние конвекции и температурных градиентов на процесс роста. Наши исследования показали, что такой технологический подход повышает воспроизводимость выращенных структур. В соответствии с квазитройной фазовой диаграммой InAs-InSb-InP в качестве отправной точки мы использовали четырехкомпонентный состав жидкой фазы, который соответствует сплаву InAs<sub>0.81</sub>Sb<sub>0.06</sub>P<sub>0.13</sub> в твердой фазе, которая согласована по решетке с подложкой InAs. КТ выращивались в изотермических условиях, но концентрации сурьмы и фосфора в ростовом растворе были выбраны таким образом, чтобы обеспечить несоответствие решеток до 3% между подложкой InAs и смачивающим слоем InAsSbP при  $T = 550^\circ\text{C}$ . КТ для образца 1 и образца 2 выращивались при одинаковых технологических условиях, но при разной продолжительности контакта жидкой фазы с подложкой:  $t_1 = 10$  мин и  $t_2 = 30$  мин,

соответственно. Третий образец был изготовлен в две стадии в едином технологическом процессе с использованием двух жидких фаз. Сначала на поверхности подложки в изотермических условиях ( $t_1 = 10$  мин) выращивались КТ. Затем жидкая фаза была заменена, и эпислой p-InAsSbP был выращен методом ступенчатого охлаждения в варианте ЖФЭ при  $\Delta T = 8^\circ\text{C}$ , чтобы обеспечить толщину эпитаксиального слоя  $\sim 4$  мкм.

СЭМ- и АСМ-изображения поверхности образца 1 представлены на рис. 3а и рис. 3б, соответственно. Увеличенный вид областей, обозначенных на рисунках 3а, б белыми и черными окружностями, представлен в виде вставок на рисунке 3а и рисунке 3с, соответственно. Профиль АСМ вдоль указанной линии на изображении рельефа показан на рис. 3д.

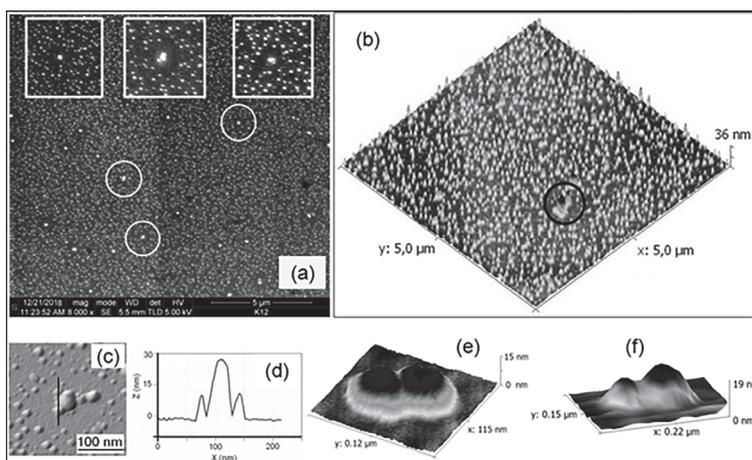


Рис.3. (а), (б) – СЭМ и АСМ изображения КТ InAsSbP, выращенных методом ЖФЭ на поверхности InAs(100) (образец 1), ( $S = 17 \times 17$  мкм<sup>2</sup>); (с), (д) – увеличенный вид области, обозначенной черной окружностью и скан-линия; (е), (ф) – АСМ топографические изображения слияния и укрупнения КТ.

Бимодальный режим роста виден на рис.3а,б, т.е. распределение КТ по размерам показывает равномерное распределение малых КТ на достаточно большой ( $\sim 300$  мкм<sup>2</sup>) площади, в то время как крупные КТ распределены неоднородно. Статистические оценки показывают, что плотность малых и преимущественно линзообразных КТ колеблется от 6 до  $8 \times 10^9$  см<sup>-2</sup>, с высотой от 0.5 до 25 нм и диаметром от 10 до 40 нм. В отличие от этого, средняя плотность крупных КТ ниже на три порядка со средней высотой и диаметром  $\sim 30$  нм и  $\sim 70$  нм, соответственно. На СЭМ и АСМ изображениях хорошо видно, что: (i) в окружающих крупные КТ областях отсутствуют маленькие КТ (процесс Оствальдовского созревания) (вставки на рис. 3а) и (ii) слияние и укрупнение КТ. (Рисунок 3с-ф). В режиме роста S–K последняя стадия зародышеобразования в твердых и жидких растворах часто характеризуется ростом наиболее крупных (сверхкритических) кластеров и растворением мелких (докритических). Это приводит к уменьшению

плотности кластеров с увеличением их размеров. Такой процесс укрупнения в литературе обычно называют созреванием Оствальда в связи с его исследованиями, выполненными еще в начале 20 века [29]. Первое адекватное теоретическое обоснование этого явления было сделано Лифшицем и Слезовым в 1958 г. [30], а затем расширено Вагнером [31].

Анализ показывает, что маленькие КТ имеют в основном линзовидную форму, а более крупные (начиная с ~60 нм) – эллипсоидальную с вытяжением преимущественно вдоль направления [010]. СЭМ- и АСМ-изображения эллипсоидальных КТ InAsSbP (поверхность образца 2) представлены на рис.4а и рис. 4b,c, соответственно, с соответствующими скан-линиями АСМ проходящими через эллипсоидальные КТ.

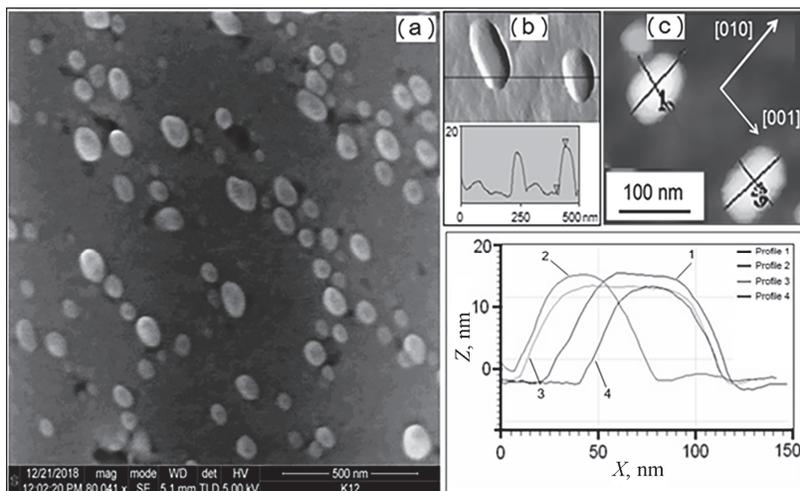


Рис.4. СЭМ-изображение высокого разрешения (а) эллипсоидальных КТ InAsSbP, выращенных методом ЖФЭ на поверхности InAs(100) (образец 2) ( $S = 1.7 \times 1.7$  мкм<sup>2</sup>), (b), (c) – АСМ-изображения со скан-линиями.

Средняя плотность эллипсоидальных КТ равна  $(5-8) \times 10^8$  см<sup>-2</sup>. Путем статистического анализа измерений АСМ были рассчитаны коэффициенты удлинения ( $L_X/L_Y = 1.23 \pm 0.12$ ,  $L_X/L_Z = 9.2 \pm 3.6$  и  $L_Y/L_Z = 7.9 \pm 3.5$ ) во всех трех направлениях, где  $L_X$ ,  $L_Y$  и  $L_Z$  – латеральные полуоси и высота КТ, соответственно. Таким образом, исследования показывают, что эллипсоидальные КТ слабо вытянуты в направлении [010] и сильно сплюснены в направлении [001]. Следовательно, физически ожидается сильная локализация носителей заряда (легкие дырки в нашей материальной системе КТ InAsSbP II типа) перпендикулярно поверхности подложки. Мы также обнаружили линейную зависимость  $L_X/L_Y$  от  $L_X$ . Выполнена линейная аппроксимация экспериментальных данных и рассчитана точка пересечения  $L_X \approx 55$  нм с линией  $L_X/L_Y = 1$ . Мы предполагаем, что удлинение сферических КТ начинается в основном с этого размера.

Распределение КТ по высоте для образцов 1 и 2, гистограммы зависимости числа КТ от их среднего диаметра с аппроксимирующими кривыми представлены на рис.5.

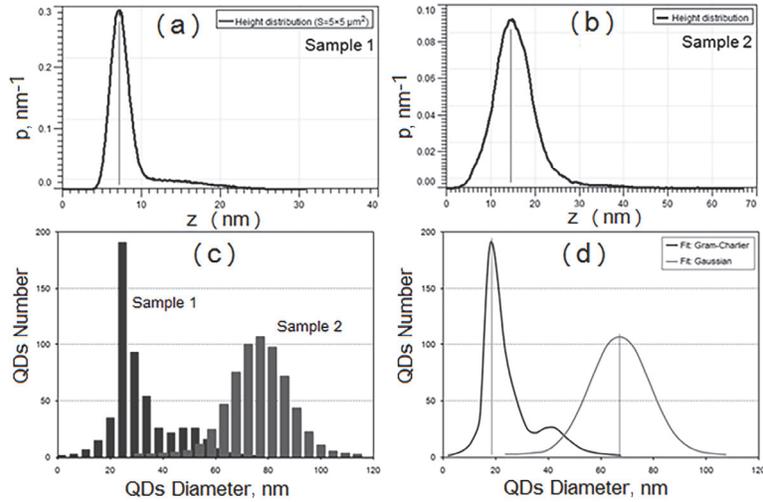


Рис.5. (a), (b) – распределение КТ по высоте для образца 1 и образца 2 ( $S = 5 \times 5$  мкм<sup>2</sup>); (c), (d) – гистограммы КТ и аппроксимация функцией Грама-Шарлье (образец 1) и Гауссианом (образец 2), соответственно.

Из рис.5 отчетливо видно, что: (i) бимодальное распределение количества КТ в зависимости от высоты или диаметра выявляется для образца 1 (рис. 5а и 5с), и (ii) происходит трансформация гистограммы и функции распределения при увеличении времени роста КТ. В частности, распределение КТ для образца 1 хорошо описывается функцией Грама-Шарлье, а для образца 2 – функцией Гаусса (рис.5d). Используя временную зависимость среднего диаметра КТ (оптимальные значения), мы оценили среднюю радиальную скорость зародышеобразования наших КТ, которая равна  $\sim 0.05$  нм/с.

На рисунках 6а и 6б показаны спектры фотолюминесценции (ФЛ) всех трех образцов при  $T = 78$  К и спектры электролюминесценции (ЭЛ) образца 3 при комнатной температуре при различных постоянных токах, проходящих через р-п-переход, соответственно.

Спектры ЭЛ снимались с диодного меза-чипа площадью  $0.2$  мм<sup>2</sup>, сформированного травлением в метаноловом растворе с 25 об. % Вг. Это типичный размер только одного стандартного сегмента, обычно используемого для формирования инфракрасного фотоприемника. Энергия запрещенной зоны эпитаксиального слоя р-InAsSbP была специально выбрана равной  $\sim 0.48$  эВ при  $T = 78$  К, чтобы обеспечить либо как «оптическое окно», так и локализацию также электронов (за счет потенциального барьера) вместе с дырками внутри КТ II типа. Фактически в образце 3 КТ InAsSbP II типа обладают физическими свойствами, присущими КТ I типа.

Для образцов 1 и 2 проявляется только один пик ФЛ (пик 1 на рис.6а), который совпадает с шириной запрещенной зоны нелегированного InAs ( $E = 0.404$  эВ) при температуре жидкого азота. Это означает, что излучательная рекомбинация электронно-дырочных пар происходит в подложке InAs вне открытых КТ за счет пространственного разделения возбужденных электронов и дырок

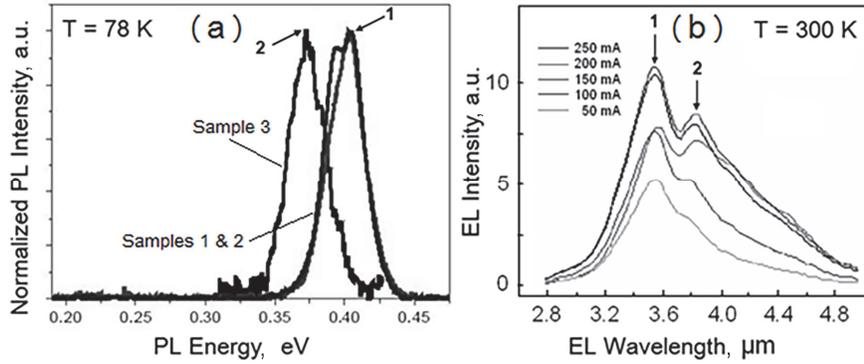


Рис.6. (а) – спектры ФЛ всех трех образцов при  $T = 78$  К, а (b) – спектры ЭЛ образца 3 при комнатной температуре при различных постоянных токах, протекающих через p-n-переход.

в КТ II типа. Тем не менее, мы не исключаем и рекомбинацию внутри КТ, но в этом случае подавление сигнала ФЛ, вероятно, происходит за счет электрон-фононного взаимодействия и рассеяния. Теоретические расчеты показывают, что в структурах с КТ на основе InAsSbP, однако, из-за маленького барьера возможна и слабая локализация электронов [6]. В образце 3 покрывающий слой p-типа создает потенциальный барьер для возбужденных электронов и вероятность прямой излучательной рекомбинации внутри КТ значительно возрастает, что подтверждает появление пика 2 ( $E = 0.371$  эВ) и его смещение от пика 1 на 33.2 мэВ.

Затем в геометрии Фарадея была измерена зависимость электрического поверхностного сопротивления (магнитосопротивления) второго образца от магнитного поля при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Измерения проводились при постепенном увеличении магнитного поля до 1.6 Тл с последующим уменьшением до нуля. Кривые магнитосопротивления для наших КТ InAsSbP второго типа при комнатной температуре и температуре  $T = 78$  К представлены на рисунках 7а и 7б, соответственно. На рис.7с приведена производная кривой магнитосопротивления при комнатной температуре, измеренная при увеличении магнитного поля.

Из рис.7а–7с явно видны периодические изломы на кривых магнитосопротивления, колебания кривой производной с периодом  $\delta B \approx 0.36 \pm 0.03$  Тл, а также гистерезис поверхностного сопротивления  $\Delta R \sim 50$  мОм ( $\Delta B = 0.255$  Тл) и  $\Delta R \sim 400$  мОм ( $\Delta B = 0.421$  Тл) при комнатной и  $T = 78$  К температурах, соответственно. На самом деле КТ и квантовые кольца второго типа резко отличаются от одиночных или многослойных КТ типа I неоднозначной геометрией и более сложным распределением носителей заряда. В обоих случаях эта геометрия определяет кольцеобразную траекторию электронов (или дырок) в магнитном поле в зависимости от ориентации зон. В наших КТ типа II, например, дырки сильно локализованы внутри КТ, но волновая функция электрона «выталкивается» за пределы КТ, как это нами было подтверждено в предыдущих расчетах на основе

восьмизонного  $k \cdot p$ -моделирования [6]. Схематическая зонная структура в направлении [001] и модель электронно-дырочной пары в вытянутой КТ InAsSbP второго типа в магнитном поле представлены на рис.7d. Очевидно, что магнитный поток приводит к периодическому изменению квантово-механических свойств циклирующих электронов. Поэтому при приложении магнитного поля электрон вращается вокруг периферии КТ, создавая наблюдаемый эффект Ааронова–Бома (АБ) [32]. Вращение электрона приводит к периодическому переключению основного состояния с угловым моментом  $l_e = 0$  на  $l_e \neq 0$  в определенных пределах магнитного поля, как это представлено на рисунке 7с.

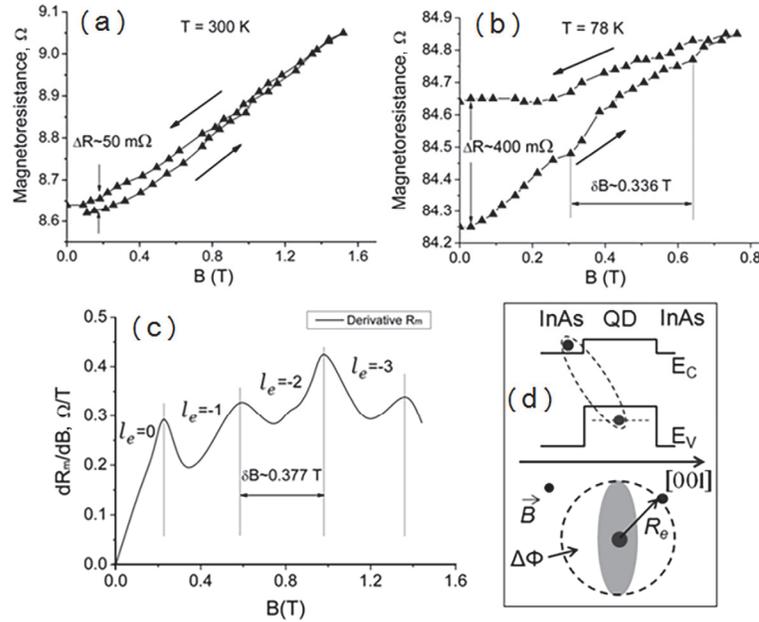


Рис.7. (a, b) – поверхностное сопротивление второго образца в зависимости от магнитного поля при фарадеевской (перпендикулярной поверхности подложки) геометрии при комнатной температуре и температуре жидкого азота, соответственно; (c) – производная от (a); (d) – схематическая зонная структура в направлении [001] и модель электронно-дырочной пары в удлиненной КТ InAsSbP второго типа.

Однако на рис.7с четко видны четыре колебания с периодом  $\delta B \approx 0.377$  Тл. Поскольку период колебаний должен приблизительно даваться выражением  $\delta B = 4\Phi_0/\pi D_e^2$  [33–35], где  $\Phi_0 = h/e$  – квантовый поток, диаметр КТ получается равным  $D_e = 120 \pm 10$  нм. Расчитанное значение диаметра вращения электрона является разумным и совпадает с диаметром эллипсоидальных КТ в направлении [010] (линейные сканы АСМ на рис.4). Правила отбора для переходов по угловому моменту строго справедливы только для ситуации идеальной вращательной симметрии и низких температур (меньше температуры термической ионизации экситона). Тем не менее, мы предполагаем, что в нашей системе КТ вероятны осцилляции АБ [36], и что электроны совершают круговое движение вокруг вытянутых КТ, поскольку подложка (матрица) представляет собой качественный

и нелегированный кристалл InAs, где вероятность рассеяния электронов на примеси или дислокации пренебрежимо мала.

Далее, чтобы однозначно утверждать, что только влияние и вклад КТ ответственны за выявленные колебания, мы также измерили вольт-фарадную характеристику (ВФХ) с помощью высокоточной емкостной спектроскопии (прецизионный LCR-метр QuadTech-1920). Для этого была изготовлена структура в виде фотопроводящей ячейки (ФПЯ) с площадью активной поверхности  $1 \text{ мм}^2$ . Топология омических контактов была выбрана в соответствии с необходимыми требованиями к ФПЯ. Результат C–V измерения, выполненного при  $T = 78 \text{ К}$  и частоте  $f = 10^6 \text{ Гц}$ , представлен на рис.8.

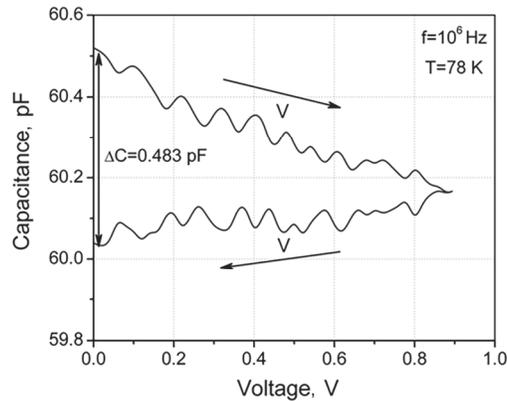


Рис.8. Вольт-емкостная характеристика при  $T = 78 \text{ К}$  и частоте  $f = 10^6 \text{ Гц}$ .

ВФХ измерялась при непрерывном увеличении приложенного напряжения от 0 В до 0.9 В с последующим снижением обратно до 0 В, как показано на рисунке 8. На рисунке видно, что (i) наблюдаются осцилляции на кривой C-V, (ii) эти осцилляции разнонаправлены при увеличении и дальнейшем уменьшении приложенного напряжения, и (iii) наблюдается гистерезис емкости  $\Delta C = 0.483 \text{ пФ}$ . Мы полагаем, что обнаруженные разнонаправленные колебания емкости (заряда) происходят за счет колебаний полного заряда структуры, вызванных опустошением и заполнением энергетических уровней КТ. Обнаруженный гистерезис можно объяснить остаточной поляризацией в структуре из-за пространственного разделения носителей заряда в КТ второго типа, которая сохраняется после отключения приложенного напряжения. Легкие дырки из первого состояния могут проникать прямым туннелированием через треугольный барьер, и/или из первого состояния термически активироваться в возбужденные состояния и впоследствии проходить тепловым и туннельным способами, тогда как тяжелые дырки проходят только термической активацией из первого состояния в валентную зону матрицы (подложки InAs).

### 3.3. Выращивание и исследование квантовых колец состава InAsSbP и InAsSb/InAsP КТ-молекул

Кольцеобразные полупроводниковые наноструктуры и так называемые КТ-молекулы в последние годы привлекают все большее внимание [7,33]. Эти структуры обладают многими интересными электронными свойствами и локализуют

носители в кольцеобразных квантовых состояниях [33]. Квантовые кольца (КК) также являются объектами для изучения квантовых эффектов, связанных с магнитным потоком. Большинство экспериментальных работ в этой области выполнено в основном с использованием методов МЛЭ и газофазной эпитаксией из металлоорганических соединений. Однако, как показывают наши эксперименты, метод ЖФЭ из четырехкомпонентной жидкой фазы также может быть успешно использован при нанотехнологии КК [37] и КТ-молекул [7] в виде «нано-ромашки».

КК выращивались из четырехкомпонентной жидкой фазы In–As–Sb–P высотой 500 мкм и длительностью контакта с подложкой 20 мин. Концентрации фосфора и сурьмы в жидкой фазе выбирались вдвое больше, чем при росте КТ. Статистические исследования, проведенные с помощью АСМ показывают, что плотность КК равна  $(1-3) \times 10^9 \text{ см}^{-2}$  при средней высоте и внешнем диаметре 10 нм и 35 нм, соответственно. Наблюдалось гауссоподобное распределение на зависимости числа КК от среднего внешнего диаметра. ПЭМ и СЭМ изображения КК, а также АСМ скан-линия представлены на рисунке 9.

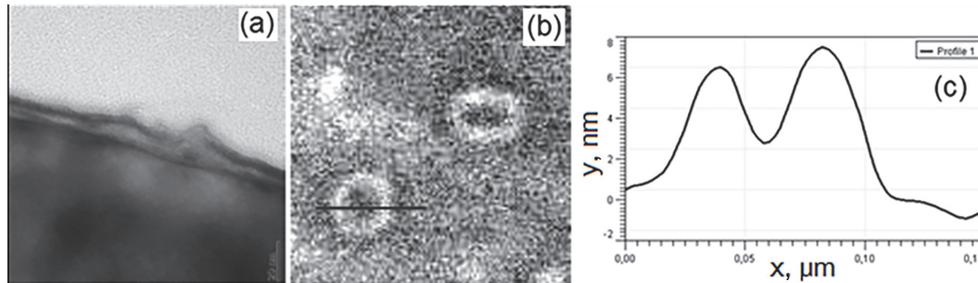


Рис.9. (а) – ПЭМ, (b) – СЭМ и (с) – АСМ скан-линия КК, выращенных из жидкой фазы на подложке InAs(100).

КТ и КК типа II заметно отличаются от одиночных или многослойных КТ типа I, а распределение носителей заряда и геометрия более сложны. Эта геометрия делает их особенно интересными для исследований в магнитных полях, потому что в обоих случаях эта геометрия определяет кольцеобразную траекторию для электронов (или дырок). Однако, в наших КТ и КК InAsSbP II типа волновая функция электрона делокализована, как мы это подтвердили в предыдущих расчетах на основе восьмизонного  $k \cdot p$ -моделирования [6]. Здесь свободной частицей является электрон, а не дырка, имеющая меньшую эффективную массу. Сильный изгиб запрещенной зоны в InAsSb индуцирует неглубокий минимум зоны проводимости в InAsSb. Однако деформационные эффекты исследованных в [4] системах, из-за несоответствия решетки окружающей матрицы InAs компенсируют этот минимум смещения зоны проводимости и предотвращают локализацию электронов в КТ и КК InAsSb. Магнитный поток приводит к периодическому изменению квантово-механических свойств системы носителей заряда в КК и КТ II типа. Эти колебания являются периодическими от приложенного магнитного поля и известны как осцилляции Ааронова–Бома, как упоминалось выше, и не

имеют классического аналога.

Мы исследовали зависимость поверхностного электрического сопротивления (магнитосопротивления) от магнитного поля для образцов с КК в геометриях Фарадея (перпендикулярно поверхности подложки – Z) и Фойгта (параллельно поверхности подложки – X и Y). Прикладывалось магнитное поле до 1.6 Тл, а измерения проводились при комнатной температуре.

В качестве тестового образца было измерено поверхностное электрическое сопротивление подложки InAs в магнитном поле и было выявлено его классическое поведение (рис.10а). В противном случае для образца с КК были выявлены специфические изломы (вероятно, из-за АБ-эффекта) на кривой магнитосопротивления (рис.10b). На рис. 10 также видно, что значения поверхностного сопротивления образца с КК выше на один порядок по сравнению с тестовым образцом.

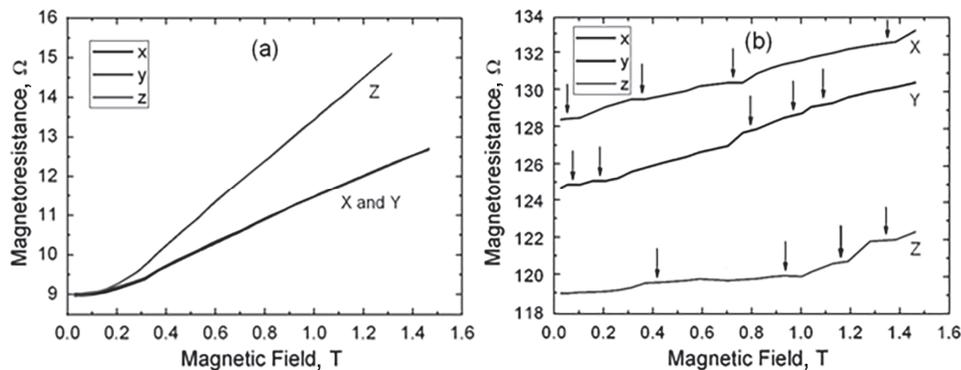


Рис.10. Поверхностное сопротивление (магнитосопротивление) в зависимости от магнитного поля при геометриях Фарадея (перпендикулярно поверхности подложки – Z) и Фойгта (параллельно поверхности подложки – X и Y) подложки InAs (тестовый образец) – (а) и структуры с КК – (b).

Далее, в то время как КТ InAsSbP четверехкомпонентного состава с различной геометрией формы были успешно выращены, как было уже упомянуто выше, до сих пор представлены лишь несколько исследований кооперативных структур КТ/листья, так называемых «нано-ромашек», как нового типа КТ молекул [7,8]. В наших экспериментах при выращивании КТ молекул в виде InAsSb/InAsP основной движущей силой при зародышеобразовании была поверхностная диффузия атомов сурьмы, как в классической системе InAs/InSb. Это приводит к образованию InAsSb-КТ. Одновременно атомы фосфора перемещаются в окружающий материал вокруг КТ InAsSb, формируя тем самым окружающие InAsP КТ, которые мы называем лепестками, и, таким образом, формируя связанную точечно-липестковую наноструктуру InAsSb/InAsP. Подробные технологические условия при выращивании «нано-ромашек» описаны в работах [6] и [7]. ПЭМ, СЭМ и АСМ измерения показывают, что наша молекула КТ состоит из центральной InAsSb-КТ, окруженной в основном шестью лепестками InAsP, как это видно из рисунка 11.

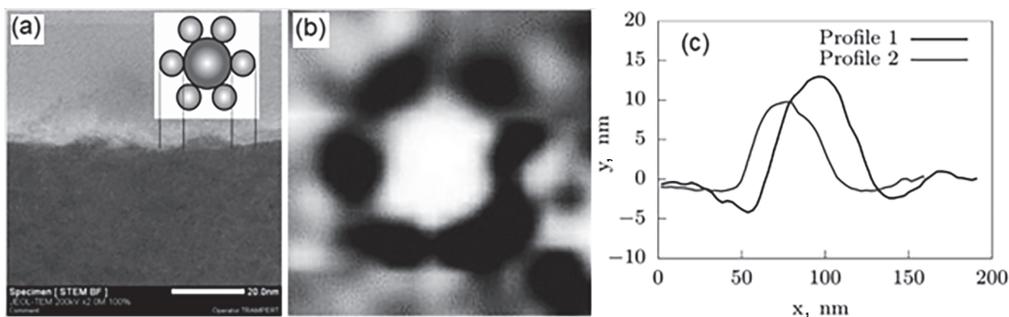


Рис.11. ПЭМ – (а), СЭМ – (б) изображения и АСМ скан-линии – (с) кооперативной структуры КТ/лепестки.

В то время как локализация носителей заряда ожидается в центральной области InAsSb-КТ, а не в окружающих лепестках InAsP, ожидается, что в этих «нано-ромашках» смещения зоны проводимости и валентной зоны КТ, лепестков и окружающего матричного материала, дальнедействующая деформация, поляризационные потенциалы, возникающие от листьев, будут оказывать значительное влияние на свойства электронов и дырок в центральной точке. Управление соотношением состава между As, Sb и P в жидкой фазе позволяет контролировать деформацию в InAsSbP и, следовательно, модифицировать процесс роста и структурные свойства точек InAsSb и окружающих лепестков InAsP.

Спектры ИК-Фурье-спектроскопии при комнатной температуре структуры InAsSbP КТ/лепестки, выращенной из жидкой фазы на InAs(100), представлены на рисунке 12. В качестве тестового образца использовалась та же нелегированная подложка InAs(100) без КТ InAsSb и окружающих лепестков InAsP. Результаты показывают смещение края поглощения в длинноволновую область от  $\sim 3.44$  мкм (для тестового образца) до  $\sim 3.85$  мкм. Мы предполагаем, что этот эффект является результатом поглощения КТ через подзону разрешенных энергий.

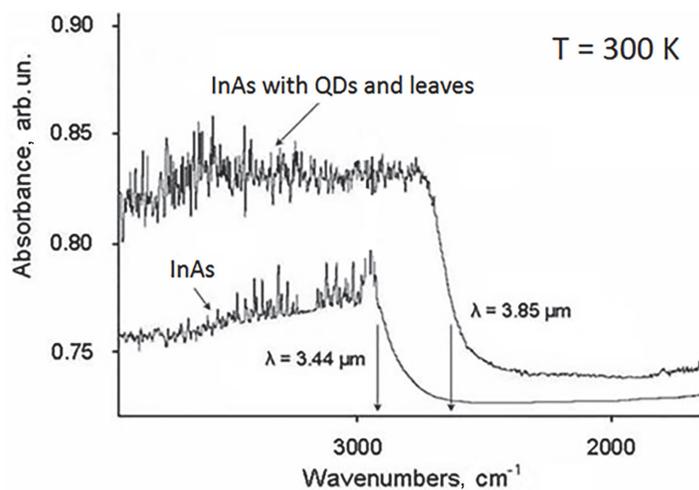


Рис.12. Спектры ИК-Фурье-спектроскопии (FTIR) при комнатной температуре тестового образца (подложки InAs) и структуры InAsSbP КТ/лепестки, выращенной из жидкой фазы на InAs(100).

Хотя смещение края поглощения четко указывает на оптическую активность наноструктур, однако дискретные пики излучения в спектре четко не различимы. Мы объясняем это тем, что спектр измерялся при комнатной температуре, и наличием более крупных, вероятно, эллипсоидальных КТ. Поэтому в последующих исследованиях наноструктур InAsSb/InAsP потребуется измерение низкотемпературной фотолюминесценции.

Очевидно, что наши КТ молекулы являются отличным объектом для понимания сложных влияний деформации, поляриационного потенциала и смещения зон на электронную структуру связанных наноструктур InAsSb/InAsP. Для более детального понимания электронных свойств этих наноструктур необходимо теоретическое описание на основе экспериментальных наблюдений, позволяющее изучить влияние экспериментально настраиваемых параметров наноструктур InAsSb/InAsP на их электронные свойства и определить возможные применения этой системы. Это будет предметом обсуждения следующего раздела.

#### 3.4. Создание и исследование фотодетекторов среднего инфракрасного диапазона с КТ

В этом разделе мы представляем следующие два фотодетектора среднего инфракрасного диапазона, подготовленные для исследований. Структура 1 (рис.13а) представляет собой фотопроводящую ячейку (ФПЯ) на основе коммерческой нелегированной подложки n-InAs(100) с фоновой концентрацией электронов  $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью электронов  $45000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  при  $T = 78 \text{ К}$  и некапсулированных КТ линзообразной формы, выращенные на поверхности подложки. Структура 2 (рис.13б) представляет собой диодную гетероструктуру n-InAs/p-InAsSbP с КТ, встроенными в область пространственного заряда p-n-перехода. Как КТ, так и эпитаксиальный слой p-InAsSbP толщиной 4 мкм были выращены из четырехкомпонентной жидкой фазы In-As-Sb-P методом ЖФЭ с модифицированным тиглем при начальной температуре роста  $T = 550^\circ \text{С}$ . Второй образец выращивался в два этапа в едином технологическом процессе с использованием двух жидких фаз. Сначала в изотермических условиях ( $t = 10 \text{ мин}$ ) на

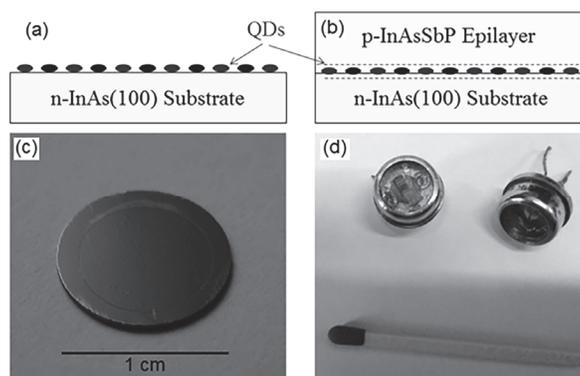


Рис.13. Схемы ФПЯ и фотодиода среднего ИК-диапазона на основе КТ InAsSbP – (а) и (b); образец, изъятый из тигля ЖФЭ – (с), капсулированные (ТО-5) фотоприемники среднего ИК-диапазона – (d).

поверхности подложки выращивались КТ. Затем жидкая фаза была заменена, и эпислой p-InAsSbP был выращен методом ступенчатого охлаждения в варианте ЖФЭ при  $\Delta T = 8^\circ\text{C}$ , чтобы обеспечить толщину эпитаксиального слоя  $\sim 4$  мкм. Омические контакты к обеим структурам были изготовлены традиционным методом вакуумного напыления в виде сэндвича Au(Ge)/Cr с последующим термическим отжигом. Геометрическая конфигурация и топология омических контактов были выбраны соответствующим образом для обеспечения равномерного протекания тока. На рисунках 13с и 13d представлены фотографии образца, изъятая из тигля ЖФЭ, и капсулированных (ТО-5) фотодетекторов среднего ИК-диапазона, соответственно.

СЭМ и ПЭМ изображения поперечного сечения диодной гетероструктуры среднего ИК-диапазона на основе КТ InAsSbP представлены на рис. 14(a) и (b), соответственно.

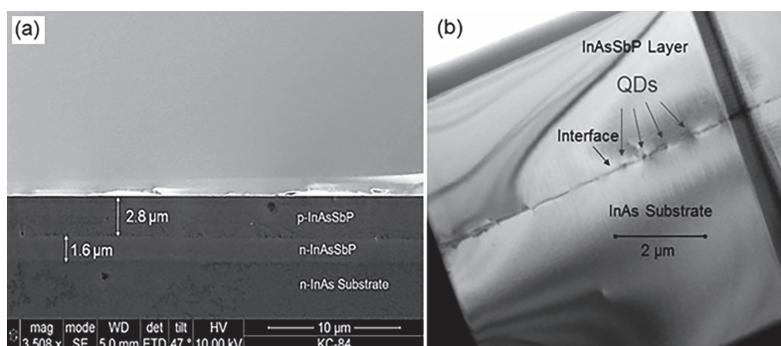


Рис.14. СЭМ – (a) и ПЭМ – (b) изображения поперечного сечения диодной гетероструктуры среднего инфракрасного диапазона на основе КТ InAsSbP.

Оптоэлектронные свойства образцов сначала были охарактеризованы измерениями фотоотклика при комнатной температуре с различными длинами волн возбуждения с использованием стандартного глобара и светоделителя из NaCl. Нормализованные спектры фотоотклика ФПЯ с КТ (структура 1), в сочетании с тестовым образцом InAs, и диодной гетероструктуры (структура 2) при комнатной температуре представлены на рис.15a,b, соответственно.

Для ФПЯ на основе кристаллического нелегированного InAs(100) (линия 1 на рис.15a) выявляется только один типичный пик, точно совпадающий с энергией ( $E = 356$  мэВ,  $\lambda = 3.48$  мкм) межзонного перехода для нелегированного InAs. В противном случае (линия 2 на рис.15a) для ФПЯ с КТ обнаруживаются несколько пиков как в более длинноволновой, так и в более коротковолновой области длин волн. В частности, мы предполагаем, что сдвиг в длинноволновую область и обнаруженные характерные пики при  $\lambda = 3.68$  и  $3.9$  мкм являются результатом поглощения КТ через подзону разрешенных энергий. Что касается структуры 2, то здесь также обнаруживается расширение спектра фотоответа как в более длинноволновую, так и в более коротковолновую области спектра (рис. 15b). Кроме того, в ФПЯ с КТ был обнаружен фотовольтаический эффект при нулевом смещении. Результаты измерений напряжения холостого хода ( $V_{oc}$ )

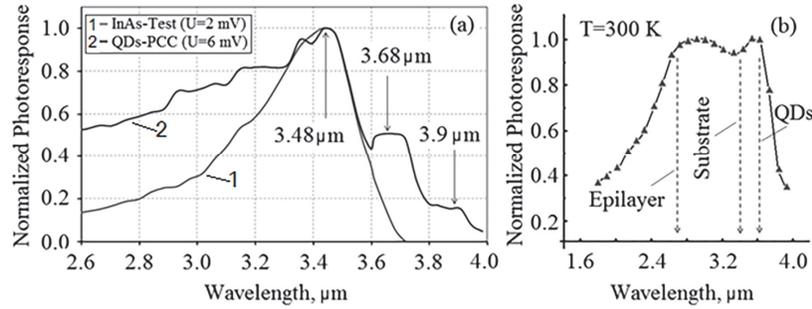


Рис.15. Нормализованные спектры фотоотклика ФПЯ с InAsSbP КТ (структура 1), в сочетании с тестовым образцом InAs, при комнатной температуре – (a) и диодной гетероструктурой p-InAsSbP/n-InAs с КТ, внедренными в область пространственного заряда p-n перехода – (b).

и тока короткого замыкания ( $I_{sc}$ ) в зависимости от плотности мощности выходного излучения гелий-неонового лазера непрерывного действия при различных ( $\lambda = 3.39, 1.15$  и  $0.63$  мкм) длинах волн представлены на рисунке 16. На основании этих измерений мы рассчитали вольтную и токовую чувствительность ФПЯ с КТ при комнатной температуре, которые равны  $1.5\text{ В/Вт}$  и  $1\text{ мА/Вт}$ , соответственно, при длине волны монохроматического излучения  $\lambda = 3.39$  мкм.

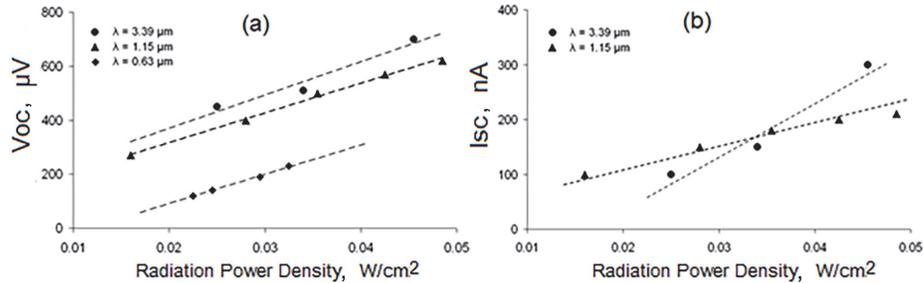


Рис.16. Напряжение холостого хода – (a) и ток короткого замыкания – (b) ФПЯ с КТ на основе InAsSbP в зависимости от плотности мощности излучения при комнатной температуре и при различных длинах волн лазерного излучения.

Для ФПЯ с КТ мы провели аналогичные измерения также при воздействии теплового излучения «черного тела». Зависимости  $V_{oc}$  и  $I_{sc}$  для ФПЯ с КТ при комнатной температуре от расстояния до поверхности источника тепла ( $S_{\text{HS}} = 1\text{ cm}^2$ ) при его различных температурах представлены на рис.17a,b, соответственно.

Из экспериментальных результатов, представленных на рис.16 и 17, можно заключить, что значение  $I_{sc}$  при падающем интегральном тепловом излучении на порядок выше, чем при монохроматическом излучении. Наконец отметим, что фотодетекторы на основе КТ в целом могут демонстрировать более низкий темновой шум, чем, например, в детекторах с квантовыми ямами. Уменьшение фоновое рассеяния, возникающее в результате дискретной плотности состояний в КТ, должно привести к увеличению времени жизни носителей заряда и увеличению чувствительности и эффективности ФПЯ.

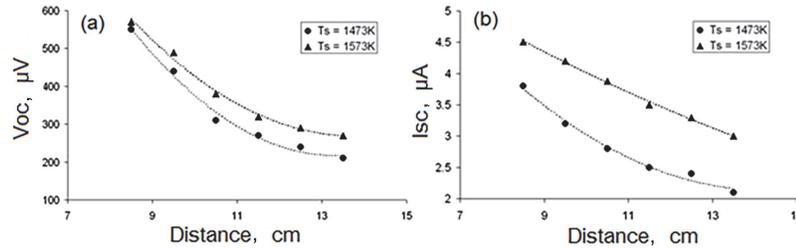


Рис.17. Напряжение холостого хода – (а) и ток короткого замыкания – (б) ФПЯ с КТ на основе InAsSbP в зависимости от расстояния при различных температурах источника тепла ( $S_{HS} = 1 \text{ cm}^2$ ,  $S_{QDs-PCC} = 10^{-2} \text{ cm}^2$ ).

#### 4. Заключение

Таким образом, в данной обзорной статье мы представляем результаты выращивания, исследования и электронные свойства индуцированных деформацией микро- и наноструктур состава InAsSbP. Была представлена трансформация формы пирамидальных островков, а также исследованы особенности роста линзообразных и эллипсоидальных квантовых точек (КТ) II типа, квантовых колец и КТ-молекул. Показано, что применение четырехкомпонентного смачивающего слоя состава InAsSbP позволяет не только более гибко контролировать несоответствие решеток смачивающего слоя и подложки InAs(100), но и открывает новые возможности в наномасштабной инженерии и наноархитектуре нескольких типов кванторазмерных структур. Были изготовлены и исследованы два типа КТ-фотодетекторов среднего ИК-диапазона. Показано, что применение КТ позволяет улучшить некоторые выходные характеристики созданных устройств, в частности повысить чувствительность, расширить спектральный диапазон и т.д.

Автор выражает благодарность Deutscher Akademischer Austauschdienst (DAAD, German Academic Exchange Service) (personal reference no. 91567213), а также Государственный Комитет по науке РА за финансирование работ в рамках проектов 15Т-2J137 и 18Т-2J016. Автор признателен Др. Т. Боекку, Др. О. Маркурту и Др. А. Грамперту за проведение СЭМ, АСМ и ПЭМ измерений, а также Др. В. Арутюняну за измерения C-V характеристик, МС и спектров ФО выращенных структур. Особая благодарность академику НАН РА В.М. Арутюняну за всестороннюю помощь, поддержку и полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov.** Quantum Dot Heterostructures, New York: Wiley, 1998.
2. **P. Bhattacharya, X.H. Su, S. Chakrabarti, et al.** Appl. Phys. Lett., **86**, 191106 (2005).
3. **A. Rogalski.** Acta Phys. Pol. A, **116**, 389 (2009).
4. **V.M. Aroutiounian, S.G. Petrosian, A. Khachatryan, K.J. Touryan.** J. Appl. Phys., **89**, 2268 (2001).
5. **A.M. Rudin, L.J. Guo, et al.** Appl. Phys. Lett., **73**, 3429 (1998).

6. **O. Marquardt, T. Hickel, J. Neugebauer, K.M. Gambaryan, V.M. Aroutiounian.** *J. Appl. Phys.*, **110**, 043708 (2011).
7. **K.M. Gambaryan.** *Nanoscale Res. Lett.*, **5**, 587 (2010).
8. **V.M. Aroutiounian, K.M. Gambaryan, P.G. Soukiassian.** *Surface Science*, **604**, 1127 (2010).
9. **H. Ishikuro, T. Hiramoto.** *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3691 (1997).
10. **K.M. Gambaryan, V.M. Aroutiounian, V.G. Harutyunyan.** *Infrared Phys. & Tech.*, **54**, 114 (2011).
11. **I. Stranski, L. Krastanow.** *Math.-Naturwiss.*, **146**, 797 (1938).
12. **K.M. Gambaryan, V.M. Aroutiounian, T. Boeck, M. Schulze.** *Phys. Status Solidi C*, **6**, 1456 (2009).
13. **I. Daruka, J. Tersoff, A.-L. Barabas.** *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 2753 (1999).
14. **J. Tersoff, F.K. LeGoues.** *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3570 (1994).
15. **M. Zinke-Allmang, L.C. Feldman, M.H. Grabow.** *Surf. Sci. Rep.*, **16**, 377 (1992).
16. **F.M. Ross, J. Tersoff, R.M. Tromp.** *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 984 (1998).
17. **J. Tersoff, B.J. Spencer, A. Rastelli, H. von Kanel.** *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 196104 (2002).
18. **N. Liu, J. Tersoff, O. Baklenov, A.L. Holmes, Jr., C.K. Shih.** *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 334 (2000).
19. **K.M. Gambaryan, V.M. Aroutiounian, T. Boeck, et al.,** *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 162004 (2008).
20. **V. Ryzhii.** *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 759 (1996).
21. **J.J. Phillips.** *Appl. Phys.*, **91**, 4590 (2002).
22. **P. Bhattacharya, X.H. Su, S. Chakrabarti, G. Ariyawansa, A.G.U. Perera.** *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 191106 (2005).
23. **J. He, C.J. Reyner, B.L. Liang, K. Nunna, D.L. Huffaker, et al.,** *Nano Lett.*, **10**, 3052 (2010).
24. **Y.-F. Lao, S. Wolde, A.G. Unil Perera, Y.H. Zhang, T.M. Wang, et al.,** *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 241115 (2013).
25. **P. Martyniuk, A. Rogalski.** *Prog. Quant. Electron.*, **32**, 89 (2008).
26. **D.Z. Garbuzov, E.V. Zhuravkevich, A.I. Zhmakin, et al.,** *J. Crystal Growth*, **110**, 955 (1991).
27. **N.K. Dutta, R. Yen, R.L. Brown, T.M. Shen, et al.,** *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 19 (1985).
28. **E.A. Rezek, N. Holonyak, Jr., B.K. Fuller.** *Appl. Phys.*, **51**, 2402 (1980).
29. **W. Ostwald.** *Analytical Chemie, Leipzig, Germany*, 1931.
30. **I.M. Lifshitz, V.V. Slezov.** *J. Exper. Theor. Phys.*, **35**, 479 (1958).
31. **C.Z. Wagner.** *Electrochemie*, **65**, 581 (1961).
32. **Y. Aharonov, D. Bohm.** *Phys. Rev.*, **115**, 485 (1959).
33. **V.M. Fomin.** *Physics of Quantum Rings*, Berlin: Springer-Verlag, 2014.
34. **A.O. Govorov, S.E. Ulloa, K. Karrai, R.J. Warburton.** *Phys. Rev. B*, **66**, 081309(R) (2002).
35. **E. Ribeiro, A.O. Govorov, W. Carvalho, Jr., G. Medeiros-Ribeiro.** *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 126402 (2004).
36. **K.M. Gambaryan, V.G. Harutyunyan, V.M. Aroutiounian, Y. Ai, E. Ashalley, Z.M. Wang.** *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, **48**, 275302 (2015).
37. **K.M. Gambaryan, V.M. Aroutiounian, V.G. Harutyunyan, O. Marquardt, P.G. Soukiassian.** *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 033104 (2012).

ՔՎԱՆՏԱՉԱՓԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՆԱՆՈՉԱՓԱՅԻՆ  
ՃԱՐՏԱՐԱՐԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ InAs(100) ՏԱԿԴԻՐԻ ՎՐԱ  
ՔԱՌԱԲԱՂԱԴՐԻՉ In-As-Sb-P ՀԵՂՈՒԿ ՖԱԶԻՑ ԱՃԵՑՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Կ.Մ. ՂԱՄԲԱՐՅԱՆ

Այս ակնարկային հոդվածում մենք ներկայացնում ենք InAsSbP բաղադրության լարվածությունից առաջացած միկրո և նանոկառուցվածքների աճի, բնութագրման և էլեկտրոնային հատկությունների արդյունքները: Մաղմնավորումը կատարվում է In-As-Sb-P քառաբաղադրիչ հեղուկ փուլից Ստրանսկի-Կրաստանով աճի ռեժիմում՝ օգտագործելով հավասարակշիռ հեղուկ ֆազային էպիտաքսիա: Դիտարկված են բրգաձև կղզիների մակերեսի ձևափոխությունը, ինչպես նաև ոսպնյակաձև և էլիպսոիդաձև II տիպի քվանտային կետերի (ՔԿ), քվանտային օղակների և ՔԿ-մոլեկուլների աճի առանձնահատկությունները: Ցույց է տրված, որ քառաբաղադրիչ InAsSbP թրջող շերտի կիրառումը թույլ է տալիս ոչ միայն ավելի ճկուն կառավարել թրջող շերտի և InAs(100) տակդիրի միջև ցանցերի անհամապատասխանության արժեքը, այլ նաև նոր հնարավորություններ է բացում մի քանի տեսակի նանոկառուցվածքների նանոճարտարագիտության և նանոճարտարապետության ոլորտում: Միկրո- և նանոկառուցվածքների բնութագրման համար օգտագործվել են տեսաձրող էլեկտրոնային, ատոմաուժային և թափանցող էլեկտրոնային մանրադիտակները: Աճեցված կառույցների օպտոէլեկտրոնային հատկությունները միջին ենթակարմիր տիրույթում հետազոտվել են կլանման և ֆոտոարձագանքման սպեկտրերի չափումների միջոցով: Ստեղծվել և հետազոտվել են ՔԿ-ով երկու տեսակի միջին ենթակարմիր տիրույթի ֆոտոդետեկտորներ: Ցույց է տրվում, որ ՔԿ-երի կիրառումը թույլ է տալիս բարելավել սարքերի որոշ էլքային բնութագրեր, մասնավորապես, բարձրացնել զգայունությունը, ընդլայնել սպեկտրային տիրույթը և այլն:

NANO-SCALE ARCHITECTURE OF QUANTUM-SIZE STRUCTURES  
AT THE GROWTH FROM QUATERNARY In-As-Sb-P LIQUID PHASE  
ON InAs(100) SUBSTRATE

K.M. GAMBARYAN

In this review paper we present results of the growth, characterization and electronic properties of InAsSbP composition strain-induced micro- and nanostructures. Nucleation is performed from In-As-Sb-P quaternary composition liquid phase in Stranski-Krastanow growth mode using steady-state liquid phase epitaxy. Growth features and the shape transformation of pyramidal islands, lens-shape and ellipsoidal type-II quantum dots (QDs), quantum rings and QD-molecules are under consideration. It is shown that the application of quaternary InAsSbP composition wetting layer allows not only more flexible monitoring of lattice-mismatch between the wetting layer and an InAs(100) substrate, but also opens up new possibilities at nanoscale engineering and nanoarchitecture of several type of nanostructures. High-resolution scanning electron, atomic-force and transmission electron microscopes are used for nanostructures characterization. Optoelectronic properties of the grown structures in mid-infrared region are investigated by absorption and photoresponse spectra measurements. Two types of QDs mid-infrared photodetectors are fabricated and investigated. It is shown that application of QDs allows to improve some output device characteristics, in particularly, to increase sensitivity, to broaden the spectral range, etc.