

А.Г. Войнилович, И.С. Манак

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Введение. В настоящее время бурное развитие физики полупроводниковых (ПП) наноструктур связано с возможностью создания на их основе приборов, обладающих уникальными свойствами, а также в целом усовершенствования современной электронной и оптоэлектронной техники.

Среди существующих квантоворазмерных объектов наиболее притягательны полупроводниковые квантовые точки (КТ). Эти структуры обладают δ -образным спектром энергии, характерным для атома, и сохраняют при этом многие фундаментальные свойства полупроводника.

Попытки создания ПП КТ начались еще в начале 80-х годов, как только были осознаны основные преимущества КТ в качестве активных элементов различных полупроводниковых приборов. В первую очередь интерес к нуль-мерным структурам был обусловлен возможностью существенного улучшения характеристик ПП инжекционных лазеров. В 1982 году Х. Сакаки и Я. Аракава теоретически предсказали значительное снижение порогового тока и термостабильность лазера на КТ [1], а в 1986 году М. Асада и др. указали на зависимость усиления и порогового тока от размера и плотности КТ [2]. Однако уровень технологии не позволял создавать КТ, имеющие высокое кристаллическое совершенство. На основе традиционных методов, таких как селективное травление квантовых ям (КЯ), рост на профилированных подложках или конденсация в стеклянных матрицах, создание приборно-ориентированных структур было невозможно.

С технологической точки зрения наиболее прямым и управляемым способом получения КТ является селективное травление структур с КЯ [3]. Этим способом можно получать наноструктуры с латеральным размером около 30 нм. Однако структурные несовершенства, возникающие в ходе технологического процесса, приводят к появлению большого числа центров безызлучательной рекомбинации.

Наиболее пригодными для прикладных задач в настоящее время являются КТ, получаемые в ходе эпитаксиального самоорганизованного роста в рассогласованных гетеросистемах [4,5], а также КТ, получаемые методом химического коллоидного синтеза [6,7]. Причем, с точки зрения достигнутой приборной реализации лидирует первый тип КТ.

На данный момент времени накоплен достаточно большой объем экспериментального и теоретического материала, посвященного изучению механизмов роста и выявлению структуры КТ. В этой статье мы кратко

рассмотрим процесс формирования КТ, методы контроля структуры КТ, а также перспективы создания приборов на их основе.

Самоорганизованные КТ. В начале 90-х годов было обнаружено, что во время эпитаксиального роста InAs на подложке GaAs при превышении некоторого критического значения толщины слоя InAs возникает самопроизвольный переход от режима послойного роста к режиму спонтанного формирования трехмерных островков в форме пирамиды (так называемый механизм Странского-Крастанова). Если вовремя приостановить рост островков, а затем зарастить полученную структуру широкозонным GaAs, то образуются когерентные (бездислокационные) трехмерные нанокристаллы – КТ.

Для того, чтобы яснее представить себе картину формирования КТ, рассмотрим основные механизмы гетероэпитаксиального роста, в котором принято различать три режима [4,8]:

Франка-ван дер Мерве – реализуется послойный (двухмерный) рост материала В на подложке А (рис. 1);

Фольмера-Вебера – имеет место островковый (трехмерный) рост В на открытой поверхности подложки А;

Странского-Крастанова – первоначально реализуется послойный рост В и А с последующим образованием трехмерных островков В на покрытой подложке.

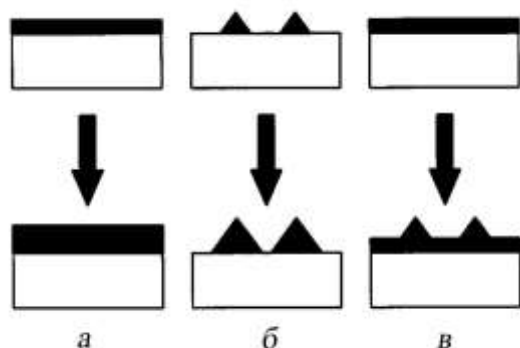


Рис. 1. Механизмы роста: Франка-ван дер Мерве (а), Фольмера-Вебера (б), Странского-Крастанова (в) [4]

Режим Франка-ван дер Мерве используется для выращивания большинства традиционных слоистых гетероструктур: КЯ и сверхрешеток. Такой рост осуществляется в том случае, когда сумма поверхностной энергии эпитаксиального слоя γ_2 и энергии границы раздела γ_{12} меньше, чем поверхностная энергия подложки γ_1 . В этом случае происходит смачивание поверхности слоем осаждаемого материала.

При росте по Фольмеру-Веберу, осаждаемый материал собирается в трехмерные кристаллиты на поверхности, то есть не смачивает поверх-

ность подложки. Такой рост характерен для сильно рассогласованных систем, например, Ag на GaAs.

Если получается, что величина $\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_{12} - \gamma_1$ отрицательна для первых нескольких слоев, а затем изменяет знак при некоторой критической толщине осажденного слоя, то происходит изменение режима роста от двухмерного к трехмерному. Это характерно для слабо рассогласованных систем, таких как Ge на Si (001) или InAs на GaAs (001). В этом случае реализуется режим Странского-Крастанова. Экспериментальные данные показали, что в упомянутых гетеросистемах возможно образование плотных массивов когерентных островков (размеры от 10–100 нм), имеющих малую дисперсию размеров (~10 %).

Движущие силы образования КТ. В формировании самоорганизованных КТ можно выделить стадии зарождения и дальнейшего развития [9]. Основные закономерности зарождения КТ определяются балансом поверхностных энергий пленки и подложки, а также энергии границы раздела пленка-подложка и внутренней энергии объема наноструктуры. Рассогласованность кристаллических решеток подложки и напыляемой пленки обуславливает возникновение сил упругой деформации. По мере увеличения толщины пленки ее упругая энергия растет, а энергия смачивания на один атом все время уменьшается, т.к. атомы пленки располагаются все дальше и дальше от подложки [10]. В тот момент, когда упругая энергия на один атом сравнивается с энергией смачивания на один атом для верхних атомов смачивающего слоя (СС), сам слой будет находиться в равновесии. Но СС продолжает расти и становится метастабильным, делая возможным релаксацию упругой энергии за счет образования трехмерного нанокластера. Другими словами, переход от двухмерно-слоевого к трехмерному островковому росту псевдоморфных пленок является энергетически выгодным, поскольку при этом происходит релаксация упругих напряжений и соответствующее уменьшение упругой энергии. Чем больше рассогласование параметров решетки пленки и подложки, тем при меньшей толщине псевдоморфной пленки теряется ее морфологическая стабильность. Так, предельное значение толщины псевдоморфной пленки, при которой дальнейший двухмерный рост не происходит, составляет 3–5 монослоев для системы Ge/Si (рассогласованность решеток 4 %) и 1,5–2 монослоя для системы InAs/GaAs (рассогласованность решеток 7 %) [8].

Существенная неоднородность упругой релаксации островка по его высоте приводит к зависимости энергетического выигрыша от формы островка. Этим, в частности, обусловлено многообразие форм КТ: от призматической до пирамидальной и куполообразной.

Характерный размер островков определяется минимумом энергии массива трехмерных однородно напряженных островков на единицу поверхности в зависимости от размера островка [4,5]. График этой зависимости при различных значениях параметра α представлен на рис. 2. Физический смысл параметра α – это отношение изменения поверхностной энергии при образовании островков к вкладу краев островков в упругую энергию релаксации. Анализ этой зависимости позволяет установить, имеется ли в системе КТ тенденция к коалесценции. При $\alpha > 1$ система термодинамически стремится к срачиванию островков. При $\alpha < 1$ существует оптимальный размер островка, и система стабильна по отношению к слиянию островков.

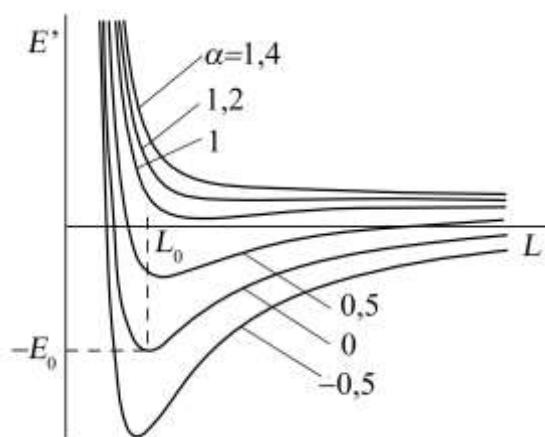


Рис. 2. Энергия разреженного массива трехмерных напряженных островков на единицу поверхности как функция размера островка [4]

Взаимное расположение островков в плоскости СС (латеральное упорядочивание) связано с проникновением в подложку неоднородного поля упругих напряжений, создаваемых островками. Для достаточно плотного массива КТ, когда расстояние между КТ оказывается сравнимо с размером одного островка, поля создаваемые соседними точками начинают перекрываться. Взаимодействие между островками на поверхности является отталкиванием при любом направлении между островками. Этим обеспечивается устойчивость массива КТ. Для конкретных гетеросистем и условий образования формируется именно та сверхрешетка КТ, которая обладает наименьшей упругой энергией. Например, статистическое исследование взаимного расположения островков InAs/GaAs (001) показало преимущественное направление между ближайшими соседями вдоль осей [100] и [010] – результат, предсказываемый теоретически исходя из минимума упругой энергии сверхрешетки островков заданной морфологии. В качестве иллюстрации на рис. 3 представлено изображение массива точек InAs на подложке GaAs, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии [11].

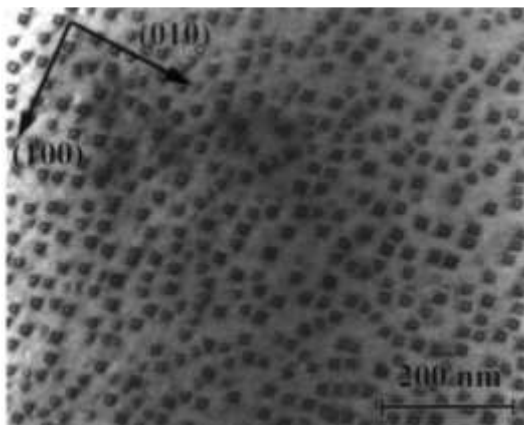


Рис. 3. Светло-польное ПЭМ изображение с поверхности одного слоя квантовых точек InAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (001) [11]

Заращенный массив КТ создает вокруг себя дальнодействующие поля упругих напряжений во всей гетерофазной системе. При повторном осаждении узкозонного материала вершины пирамид КТ становятся зародышами образования пирамид в новом слое. КТ, образующаяся в новом цикле, будет формироваться строго над первой. Таким образом формируются вертикально-связанные КТ. Если толщина слоя, разделяющего КТ меньше либо равна их высоте, то между верхними и нижними слоями происходит электронное взаимодействие. Вертикальное связывание КТ приводит к их пространственному упорядочению. Кроме этого существует ряд других способов, способствующих уменьшению дисперсии размеров и сужению пространственного распределения КТ: использование разупорядоченных подложек; использование сурфактантов, модифицирующих поверхностные характеристики; создание на поверхности подложки микрострессоров, инициирующих зарождение островков в определенных местах и др. [9].

В зависимости от техники (в основном это молекулярно-пучковая эпитаксия и химическое осаждение металлоорганических соединений из газовой фазы) и условий выращивания (температура подложки во время напыления, прерывание роста перед заращиванием, количество осажденного материала и др.) форма, размеры, состав и механические напряжения в КТ могут значительно варьироваться. В свою очередь это приводит к существенному изменению оптических свойств КТ. Для обеспечения жестких требований к размерам и форме КТ, а также однородности этих параметров по всему массиву КТ, требуется подробное изучение морфологии и процесса роста КТ.

Методы контроля за формированием КТ. Наиболее пригодными для изучения структуры КТ являются следующие методы: сканирующая туннельная микроскопия (СТМ), атомно-силовая микроскопия (АСМ), просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), дифракция быстрых электронов на отражение (ДБЭО), дифракция рентгеновских лучей

[5,8,11,12]. Первые три метода являются методами прямого изображения, а два последних являются дифракционными методами. Кроме того, оптические методы с высоким пространственным разрешением, такие как сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия (СБОМ), сканирующая туннельная люминесценция (СТЛ), микрофотолюминесценция (микро-ФЛ), катодолюминесценция, довольно эффективны для определения пространственного распределения и размеров КТ [3,13,14,15].

СТМ имеет преимущество в том, что она позволяет напрямую получить изображение поверхности на атомном уровне и манипулировать поверхностными атомами. Этот метод с успехом применяется для *in situ* наблюдения формирования КТ. Типичное латеральное разрешение АСМ составляет несколько нанометров и менее, однако реальное разрешение зависит от специфических формы и размеров иглы. Игла может немного изменить высоту и латеральные размеры КТ. СТМ и АСМ способны для определения высоты и положения (плотности) островков, но не их формы. С помощью туннельного сканирования в горизонтальной плоскости обычно сложно заметить разницу между когерентным островком и островком, имеющим дислокацию.

Указанные проблемы можно решить с помощью метода ПЭМ, в том числе высокого разрешения, который дает информацию о заращенных островках. Форма, размер и состав КТ могут быть определены точно, а также может быть получена информация о наличии дислокаций в КТ. Особая важность ПЭМ в том, что в большинстве практических применений требуются именно заращенные КТ. Однако существуют некоторые проблемы, связанные с ПЭМ и ПЭМ высокого разрешения. Дело в том, что эта техника требует определенного времени, и форма КТ искажается под влиянием упругих напряжений. Измерения методами ПЭМ и АСМ в сумме дают подробную информацию об отдельной КТ и массиве КТ в целом.

Очень чувствительной вакуумной техникой для *in situ* наблюдения за формированием трехмерных островков и контроля их роста в процессе МЛЭ является метод ДБЭО. Для исследования структуры после формирования КТ иногда используется дифракция рентгеновских лучей. Дифракционный сигнал, обусловленный КТ, довольно мал, поскольку размер КТ (~10 нм) значительно больше длины волны детектирования (~0,1 нм). Этот метод оказался достаточно эффективным в определении состава твердого раствора InGaAs смачивающего слоя.

Для КТ на основе прямозонных ПП, например InAs на подложке GaAs, дополнительным мощным средством изучения морфологии КТ являются оптические методы. СТЛ имеет разрешение несколько нанометров и поз-

воляет исследовать отдельные КТ, но требует чистоты поверхности для туннелирования. В отличие от СТЛ три других оптических метода позволяют проводить *ex situ* изучение КТ. Микро-ФЛ и КЛ дают спектры от малого числа КТ (пространственное разрешение ограничено несколькими сотнями нанометров). СБОМ имеет разрешение менее 100 нм и позволяет работать со спектрами отдельных КТ при комнатной температуре.

Люминесцентные измерения дают возможность определить важные структурные параметры КТ. Положение линии ФЛ содержит информацию о размерах КТ и энергии квантового ограничения. Увеличение размера КТ приводит к сдвигу линии в красную область спектра. Ширина спектра ФЛ связана с распределением КТ по размеру. Кроме того, потеря когерентности КТ приводит к увеличению числа центров безызлучательной рекомбинации и уменьшению интегральной интенсивности спектра.

КТ в различных материальных системах. Развитие структур с КТ происходит в двух направлениях. С одной стороны, стремятся найти оптимальные условия роста, обеспечивающие высокое кристаллическое совершенство, максимальную степень упорядоченности и минимальную дисперсию геометрических размеров КТ. С другой стороны, разрабатываются новые материальные системы, в которых могут быть сформированы КТ.

Большая часть работ по исследованию свойств КТ выполнялась на основе соединений $A^{III}B^V$. В настоящее время осваиваются новые методы формирования КТ на основе различных полупроводниковых соединений. Известны КТ на основе InAs/GaAs, InAs/InP, CdSe/ZnSe, ZnSe/ZnS, CdTe/ZnTe, InP/InGaP, InAsP/InGaP, InP/GaAs, InSb/GaSb, PbSe/PbEuTe, GaSb/GaAs, Ge/Si, SiGe/Si, InAs/Si, GaN/AlGaN и многие другие.

Большой интерес вызывают исследования КТ на основе соединений $A^{II}B^{VI}$ и нитридов металлов III-группы, связанные с созданием на их основе светодиодов и лазеров, работающих в сине-зеленой области спектра. В субмонослойных островках CdSe/ZnSe снимается правило отбора по импульсу для излучательной рекомбинации экситона, в результате чего лазерная генерация осуществляется через основное состояние локализованного экситона. Сверхвысокое материальное усиление обеспечивается благодаря большой силе осциллятора этих точек и эффективной локализации экситона в них [16]. При реализации лазерных структур на основе точек CdSe/ZnSe отпадает необходимость в дополнительном оптическом ограничении активной области, поскольку волноводный эффект возникает благодаря возрастанию показателя преломления в области экситонного резонанса [17]. Использование КТ на нитридах металлов III-

группы позволит продвинуться дальше в УФ область спектра [18]. Известно, что эффективность оптоэлектронных приборов на основе этих соединений слабо зависит от концентрации дефектов [19]. Для КТ на основе GaN теоретически предсказано значительное оптическое усиление из-за большой энергии связи экситона в них [20].

В настоящее время активно развиваются методы по эпитаксиальному росту прямозонного InAs в кремниевой матрице [21–23]. Квантовые точки InAs на Si (001) в основном имеют пирамидальную форму с прямоугольным или треугольным основанием. Причем в зависимости от условий роста формирование КТ может происходить по механизму Странского-Крастанова либо Фольмера-Вебера. Гетероэпитаксиальная система InAs/Si может, в частности, найти применение в волоконно-оптических линиях связи и интегрироваться с микроэлектронными элементами на одной кремниевой подложке.

Коллоидные КТ. Наряду с КТ, получаемыми в ходе эпитаксиального самоорганизованного роста в рассогласованных гетеросистемах, довольно перспективными являются КТ, получаемые методом химического коллоидного синтеза.

Наибольший успех достигнут в синтезе коллоидных точек на основе ПП II и VI групп, в особенности точек CdSe и CdS. Создание коллоидных КТ на основе соединений $A^{III}B^V$ осложняется тем, что в растворе эти соединения нельзя получить путем прямой реакции между соответствующими атомами или ионами [6]. Свидетельством решения этих проблем являются удачные попытки синтеза точек InP, GaP, InAs [24]. На рис. 4 а представлено изображение коллоидных точек InAs, полученное методом ПЭМ, а на рис. 4 б представлено ПЭМ изображение высокого разрешения тех же точек InAs, но большего диаметра.

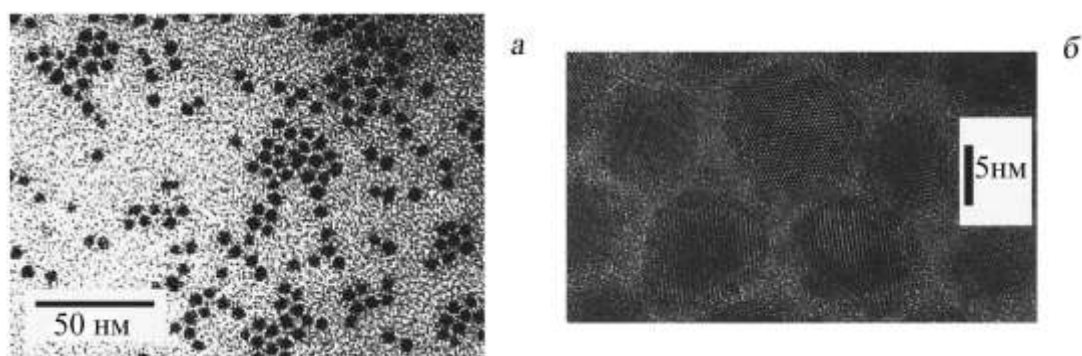


Рис. 4. ПЭМ изображение коллоидных точек InAs (а), ПЭМ изображение высокого разрешения коллоидных точек InAs (б) [24].

Как видно из рисунка КТ представляют собой отдельные сферические частицы со средним диаметром 50 Å. Дисперсия размеров точек состав-

ляет 10–15 %. Для сравнения: точки InAs, получаемые МЛЭ, имеют форму пирамиды с квадратным основанием длиной 14 нм и высотой 7 нм. Подробное сравнение КТ, полученных разными способами, требует дополнительных экспериментальных данных.

Отметим принципиальные отличия коллоидных КТ от рассмотренных выше самоорганизованных КТ, а также некоторые возможные приложения коллоидных КТ.

Коллоидные КТ образуются из пересыщенного раствора, получившегося в результате химической реакции между реагентами с элементами нужных групп при впрыскивании их в горячую дисперсионную среду. Для предотвращения агрегации частиц дисперсной фазы используется стабилизатор, покрывающий поверхность коллоида. В химическом синтезе КТ к стабилизатору предъявляются исключительные требования: он должен пассивировать поверхность КТ и не должен препятствовать их росту [1]. Значительный успех в синтезе КТ $A^{II}B^{VI}$ связан с использованием в качестве растворителя и стабилизатора соединений три-*n*-октилфосфин (ТОР) и три-*n*-октилфосфиноксид (ТОРО), которые обеспечивают химическую и частично электронную пассивацию [6, 25]

Несомненным преимуществом коллоидных КТ является возможность выделения их из раствора в виде ‘порошка’ для дальнейшего диспергирования в различные матрицы (органические стекла, полимерные пленки, тонкие полупроводниковые пленки). Эта возможно благодаря пассивации коллоидов молекулами ТОР и ТОРО. Однако для создания приборов на КТ зачастую необходимо, чтобы они находились в ПП матрице, благодаря которой можно легко инжектировать носители в КТ. Для самоорганизованных КТ это условие очевидно выполняется, причем КТ когерентна с окружающей ПП матрицей. Технология внедрения коллоидных КТ в проводящие среды пока находится на стадии формирования.

По сравнению с эпитаксиальным выращиванием КТ коллоидный метод обладает возможностью более гибкого контроля за процессом роста, химическим составом, формой и размерами КТ. Изменение продолжительности роста позволяет получить коллоидные точки CdS, CdSe, CdTe размером от 1–10 нм. Как правило, коллоидные КТ имеют сферическую форму и более узкое, чем у самоорганизованных КТ, распределение размеров (среднеквадратическое отклонение меньше 5 % [26]). Кроме того, оказывается возможным увеличить однородность КТ в растворе методом размерно-селективного осаждения, основанным на дифференциальной растворимости коллоидных частиц различных размеров при изменении полярности растворителя [6].

Изменение размера КТ в широких пределах позволяет эффективно управлять энергией кванта. Например, диапазон длины волны излучения КТ CdSe составил 470–650 нм [27]. Типичный квантовый выход излучения коллоидных КТ оказывается невелик 1–10 % [27–29]. Это связано с существованием поверхностных дефектов, которые приводят к безызлучательной рекомбинации электронно-дырочной пары. Нейтрализация поверхностных дефектов осуществляется с помощью нанесения на коллоиды тонкого слоя пассиватора. Для точек CdSe химическую и электронную пассивацию осуществляет тонкая пленка ZnSe, образующаяся на их поверхности в растворе, содержащем TOPSe и диэтилцинк [28]. В этом случае получается структура “ядро в оболочке”, в которой ПП с большей шириной запрещенной зоны образует внешнюю оболочку. Неорганическая оболочка не только увеличивает квантовый выход люминесценции, но, поскольку она более прочная, упрощается процесс внедрения КТ в различные твердотельные структуры. Например, в тонких пленках, содержащих непокрытые точки CdSe, в спектре ФЛ доминирует широкая полоса излучения, связанная с участием глубоких уровней. В то же время для этих точек, покрытых ZnSe, в спектре доминирует узкая полоса краевой люминесценции, интенсивность которой возрастает на два порядка [25]. А квантовый выход при комнатной температуре достигает значения от 40 до 50 % для частиц в диаметре от 20 до 60 Å [27]. Среди известных структур “ядро в оболочке” можно назвать CdS/CdSe, CdSe/CdS, ZnS/CdS, ZnS/CdSe, CdSe/ZnSe, CdS/HgTe и др.

В настоящее время происходит активное развитие и поиск новых путей химического синтеза КТ. Вместе с тем многочисленные методы исследования оптических и электронных свойств применяются к уже готовым КТ. К их числу относятся исследования фотопроводимости [30], спектров фото- и электролюминесценции [27,28] (в том числе отдельных КТ [26]), спектров поглощения в видимой, а также в дальней ИК областях [31,32] и др. Для создания приборно-ориентированных структур с коллоидными КТ необходимо решить задачу повышения их “оптического” совершенства (уменьшить влияние интерфейсных состояний) и монодисперсности.

В будущем коллоидные КТ могут оказать существенное влияние на развитие систем волоконных линий связи. Они могут быть использованы в качестве активного элемента в сверхширокополосных оптических усилителях [33,34]. Используемые в настоящее время волоконные усилители, легированные эрбием (EDFA), имеют неравномерный и недостаточно широкий спектр усиления (30 нм). Гибкая технология коллоидного синтеза позволяет получить весьма однородное распределение КТ по разме-

рам. А с помощью метода размерно-селективного осаждения можно получить фракции с очень узкой линией излучения и определенной концентрацией точек. Можно так подобрать различные фракции, что суммарная смесь даст равномерный спектр усиления в широком диапазоне энергий. Большая степень свободы при формировании КТ, связанная с широким выбором материалов и размера частиц, позволяет охватить требуемый диапазон от 1000 до 1700 нм. Оптический усилитель с таким широким спектром позволяет задействовать при передаче все окна пропускания современного кварцевого оптического волокна и тем самым значительно повысить скорость передачи данных.

Для использования в диапазоне длин волн 1,3–1,55 мкм наибольший интерес представляют соединения GaSb, HgSe, HgTe, InAs, InSb, PbS, PbSe и PbTe. Среди этих соединений выделяется HgTe. Объемный кристалл HgTe представляет собой полуметалл с отрицательной запрещенной зоной ($\Gamma_{6c} - \Gamma_{8v} = -0,3$ эВ). Уменьшение размера кристалла приводит к увеличению эффективной ширины запрещенной зоны за счет энергии квантового ограничения. Понятно, что точки HgTe будут иметь широкий ИК-диапазон перестройки длины волны излучения (до 0,7 эВ).

Метод коллоидного синтеза КТ на HgTe разработан в работах А. Рогача и др. [33,35,36]. В качестве стабилизатора используются различные соединения тиола, а растворителем служит вода. Весьма большой квантовый выход ФЛ этих точек (около 50 % при комнатной температуре) свидетельствует о том, что тиол образует надежный пассивирующий слой. Интенсивная ФЛ от этих точек наблюдается в очень широком диапазоне от 900 до 2000 нм [34]. Чтобы обеспечить неизменность спектра излучения во времени и уменьшить температурную чувствительность точек HgTe применяется внешние неорганические слои, покрывающие КТ, например, формируется HgTe/CdS-структура типа “ядро в оболочке”. Кроме получения необходимого спектра люминесценции от точек HgTe, для эффективной работы усилителя необходимо, чтобы время жизни носителей на возбужденных состояниях было достаточно продолжительным при высокой квантовой эффективности, что обеспечит значительную инверсную заселенность основного состояния. Некоторые измерения дают время жизни возбужденных состояний (от 10–100 нс), что на порядок больше, чем для ПП лазеров [35,36]. На стадии изучения находится вопрос о физических свойствах и типе основного материала, который будет содержать коллоидные КТ. Очевидно, что водные растворы не могут применяться в волноводах из-за потерь на поглощение самим раствором и его низким показателем преломления ($\sim 1,3$). Ведутся поиски подходящих органических растворителей, которые позволят растворять

КТ в различных оптических полимерах для дальнейшего формирования твердых полимерных пленок и волокон, содержащих КТ.

Разработка технологии создания активных элементов на основе коллоидных точек находится на начальной стадии развития. Тем не менее уже реализованы гибридные органо-неорганические светодиоды на точках CdSe [37]. Энергия кванта излучения такого диода может быть изменена в широком диапазоне. Есть данные об усилении спонтанного излучения коллоидных точек CdSe, помещенных в микрорезонатор на брегговских отражателях [38]. В принципе, коллоидные КТ более практичны, чем самоорганизованные КТ, для их использования в качестве источников света в оптических микрорезонаторах.

В заключение отметим еще одно интересное приложение коллоидных КТ, связанное с молекулярной биологией. Так, коллоидные КТ ZnSe в оболочке CdSe, ковалентно-связанные с биомолекулами, использовались для биологического детектирования [39,40]. По сравнению с органическими красителями, такими как родамин, этот класс люминесцирующих меток в 20 раз ярче, в 100 раз устойчивее к фотообесцвечиванию.

Литература

1. Arakawa Y., Sakaki H. Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 40, № 11. P. 939–941.
2. Asada M., Miyamoto Y., Suematsu Y. Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers // IEEE J. of QE. 1986. Vol. 22, № 9. P. 1915–1921.
3. Zrenner A. A close look on single quantum dots. // Journal of chemical physics. 2000. Vol. 112, № 18. P. 7790–7798.
4. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры (обзор) / Н. Н. Леденцов, В. М. Устинов, В. А. Щукин и др. // ФТП. 1998. Т. 32, № 4. С. 385–410.
5. Shchukin V. A., Bimberg D. Spontaneous ordering of nanostructures on crystal surfaces // Rev. of Modern Phys. 1999. Vol. 71, № 4. P. 1125–1171.
6. Марков С. А. Коллоидный синтез КТ // Окно в микромир. 2002. № 4. С. 18–24.
7. Green M., O'Brien M. Recent advances in the preparation of semiconductors as isolated nanometric particles: new routes to quantum dots // Chem. Commun. 1999. P. 2235–2241.
8. Motta N. Self-assembling and ordering of Ge/Si (111) quantum dots: scanning microscopy probe studies // J. of Phys.: Condens. Mater. 2002. Vol. 14. P. 8353–8378.
9. Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства (обзор) / О. П. Пчеляков, Ю. Б. Болховитянов, А. В. Двуреченский и др. // ФТП. 2000. Т. 34, № 11. С. 1281–1299.
10. Зарождение когерентных полупроводниковых островков при росте по механизму Странского-Крастанова, индуцированное упругими напряжениями / С. А. Кушкин, А. В. Осипов, F. Schmitt, P. Hess // ФТП. 2002. Т. 36, № 10. С. 1177–1185.

11. Quantum dot structures in the InGaAs system investigated by TEM techniques / P. Werner, K. Scheerschmidt, N. D. Zakharov et al. // Cryst. Res. Technol. 2000. Vol. 35, № 6-7. P. 759–768.
12. Structural characterization of self-organized nanostructures / S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, J. Washburn et al. // ФТП. 1998. Т. 40, № 5. С. 849-851.
13. Finite linewidth observed in photoluminescence spectra of individual $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ quantum dots / J. L. Spithoven, J. Lorbacher, I. Manke et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1999. Vol. 17, № 4. P. 1632–1638.
14. Near-field spectroscopy of single quantum dots at room temperature / K. Ikeda, K. Matsuda, H. Saito et al. // J. of Microscopy. 2001. Vol. 202. P. 209–211.
15. Microscopic photoluminescence study of InAs quantum dots grown on (100) GaAs / K. Asaoka, Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani // Jpn. J. Appl. Phys. 1999. Vol. 38. P. 546–549.
16. Оптические свойства субмонослойных структур $\text{CdSe}-(\text{Zn,Mg})(\text{S,Se})$ / И. Л. Крестников, М. В. Максимов, С. В. Иванов и др. // ФТП. 1997. Т. 31, № 2. С. 166-170.
17. Лазерная генерация при комнатной температуре в структурах с квантовыми островками CdSe в матрице ZnMgSSe без внешнего оптического ограничения. / А. В. Сахаров, С. В. Иванов, С. В. Сорокин и др. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 8. С. 26–30.
18. Miyamura M., Tachibana K., Arakawa Y. UV photoluminescence from size-controlled GaN quantum dots grown by MOCVD // Phys. stat. sol. (a). 2002. Vol. 192, № 1. P. 33–38.
19. Defect reduction with quantum dots in GaN grown on sapphire substrates by molecular beam epitaxy / D. Huang, M. A. Reshchikov, F. Yun et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80, № 2. P. 216–218.
20. Hirayama H., Aoyagi Y., Tanaka S. Fabrication of self-assembling AlGaN quantum dot on AlGaN surfaces using antisurfactant // MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. 1999. Vol. 431, G9.4.
21. Гетероэпиаксиальный рост InAs на Si: новый тип квантовых точек / Г.Э. Цырлин, В. Н. Петров, В. Г. Дубровский и др. // ФТП. 1999. Т. 33, № 9. С. 1066–1069.
22. Heteroepitaxial growth of InAs on Si: the new type of quantum dots / G. E. Cirlin, N. K. Polyakov, V. N. Petrov et al // Mater. Phys. Mech. 2000. № 1. P. 15–19.
23. Получение InAs квантовых точек на кремнии / Г. Э. Цырлин, В. Н. Петров, В. Г. Дубровский и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 8. С. 10–15.
24. Colloidal chemical synthesis and characterization of InAs nanocrystal quantum dots / A. A. Guzelian, U. Banin, A. V. Kadavanich et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69, № 10. P. 1432–1434.
25. Synthesis of luminescent thin-film CdSe/ZnSe quantum dot composites using CdSe quantum dots passivated with an overlayer of ZnSe / M. Danek, K. F. Jensen, C.B. Murray, M. G. Bawendi // Chem. Mater. 1996. Vol. 8. P. 173–180.
26. Empedocles S. A., Norris D. J., Bawendi M. G. Photoluminescence spectroscopy of single CdSe nanocrystallite quantum dots // Phys. Rev. Letts. 1996. Vol. 77, № 18. P. 3873–3876.

27. Cathodoluminescence and photoluminescence of highly luminescent CdSe/ZnSe quantum dot composites / J. Rodriguez-Viejo, K. F. Jensen, H. Mattoussi et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 70, № 16. P. 2132–2134.
28. Evidence of photo- and electrodarkening of (CdSe)ZnS quantum dot composites / J. Rodriguez-Viejo, H. Mattoussi, J. R. Heine et al. // J. of Appl. Phys. 2000. Vol. 87, № 12. P. 8526–8534.
29. Photo-activated luminescence of CdSe quantum dot monolayers / S. R. Cordero, P. J. Carson, R. A. Estabrook et al. // J. Phys. Chem B. 2000. Vol. 104. P. 12137–12142.
30. Photoconductivity in CdSe quantum dot solids / C. A. Leatherdale, C. R. Kagan, N. Y. Morgan et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62, № 4. P. 2669–2680.
31. FIR absorption in CdSe quantum dot ensembles / M. I. Vasilevskiy, A. G. Rolo, M. V. Artemyev et al. // Phys. stat. sol. 2001. Vol. 224. № 2, P. 599–604.
32. Confined optical vibration in CdTe quantum dots and clusters / A. G. Rolo, M. I. Vasilevskiy, N. P. Gaponik // Phys. stat. sol. 2002. Vol. 229. № 1, P. 433–437.
33. Development of IR-Emitting colloidal II-VI quantum-dot materials / S. V. Kershaw, M. Harrison, A. L. Rogach, A. Kornowski // J. of Selected Topics in QE. 2000. Vol. 6, № 3. P. 534–543.
34. Colloidal nanocrystals for telecommunications. Complete coverage of the low-loss fiber windows by mercury telluride quantum dots / M. T. Harrison, S. V. Kershaw, M. G. Burt et al. // Pure Appl. Chem. 2000. Vol. 72, № 1–2, P. 295–307.
35. Colloidally prepared HgTe nanocrystals with room temperature infra-red luminescence / A. L. Rogach, A. Kornowski, S. V. Kershaw et al. // Adv. Mater. 1999. Vol. 11. P. 552–555.
36. *Eychmüller A, Rogach A. L.* Chemistry and photophysics of thiol-stabilized II-VI semiconductor nanocrystals // Pure Appl. Chem. 2000. Vol. 72, Nos. 1–2, P. 179–188.
37. *Colvin V. L., Schlamp M. C., Alivisatos A. P.* Light-emitting diodes made from cadmium selenide nanocrystals and a semiconducting polymer // Nature. 1994. Vol. 370. P. 354–357.
38. Photoluminescence enhancement of colloidal quantum dots embedded in a monolithic microcavity / C. B. Poitras, M. Lipson, H. Du et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, № 23. P. 1–3.
39. *Warren C. W. Chan, S. Nie.* Quantum Dot Bioconjugates for ultrasensitive nonisotopic detection // Science. 1998. Vol. 281. P. 2016–2018.
40. *P. Alivisatos.* Colloidal quantum dots. From scaling laws to biological application // Pure. Appl. Chem. 2000. Vol. 72, № 1-2. P. 3–9.