

## КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ GaAs

И.А.Карпович\*

*Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского  
проспект Гагарина 23, Нижний Новгород 603950, Россия*

Физика квантовых низкоразмерных структур и связанная с ней электронная техника переживают в настоящее время период интенсивного развития. В статье рассказывается об одном из наиболее продвинутых направлений этой области науки и техники – об исследованиях и разработках квантово-размерных гетеронаноструктур на основе арсенида галлия. Обзор предназначен в основном для читателей, работающих в других областях, желающих познакомиться с этим сравнительно новым направлением полупроводниковой электроники.

### **Введение**

Квантово-размерные гетероструктуры (КРС) стали за последние годы одним из основных объектов исследований и разработок в физике, технике и технологии полупроводников. Так называют структуры, активные области которых, т. е. области, в которых разыгрываются основные электронные процессы, имеют характерные размеры порядка де-бройлевской длины волны электронов, что приводит к квантованию их энергии. Эти структуры классифицируют по размерности электронного газа в активных областях на гетероструктуры с двумерным (2D) газом или гетероструктуры с квантовыми ямами, одномерным (1D) газом или гетероструктуры с квантовыми нитями и нульмерным (0D) газом или гетероструктуры с квантовыми точками. Второе название подчеркивает основную особенность таких структур, с которой связаны их основные свойства и технические применения, - это наличие квантования электронного газа, обусловленного пространственным ограничением движения электронов в одном, двух или всех трёх направлениях.

Кроме относительно простых структур с изолированными квантово-размерными областями широко изучаются и более сложные структуры, в которых имеет место взаимодействие этих областей друг с другом, приводящее к новым квантовым эффектам. К настоящему времени наиболее хорошо изучены гетеронаноструктуры, содержащие периодическую последовательность связанных квантовых ям, - гетероструктуры с квантовыми сверхрешётками. В последнее время широко изучаются массивы связанных квантовых точек. Поскольку размерно-квантованные области имеют характерные размеры порядка единиц или десятка нанометров, область электроники, связанная с изучением и применением КРС и других подобных структур получила название нанoeлектроники.

В настоящее время наибольший интерес исследователей вызывают гетеронаноструктуры с квантовыми ямами и квантовыми точками на основе арсенида галлия (GaAs) и его твердых растворов ( $Al_xGa_{1-x}As$  и  $In_xGa_{1-x}As$ ) разного состава  $x=0,1-1$ . Эти материалы имеют подходящую для применения во многих электронных, и особенно оптоэлектронных приборах (светодиодах, лазерах и др.), так называемую

\* Tel.: +7-8312-656475; Fax: +7-8312-658709; E-mail: karpovich@phys.unn.ru

прямоzonную энергетическую структуру с шириной запрещенной зоны  $E_g \sim 1$  эВ, и относительно малую эффективную массу электронов  $m_e \sim 0,05m_0$ , где  $m_0$  – масса электрона в вакууме, что облегчает создание условий для размерного квантования. Основное техническое применение КРС этого типа видится в настоящее время в разработках светоизлучающих приборов, прежде всего лазеров для волоконно-оптических линий связи.

В связи высочайшим уровнем развития кремниевой микроэлектронной технологии было бы желательно создать эффективные источники излучения на основе кремния – основного материала современной полупроводниковой электроники. Однако из-за неблагоприятной зонной структуры Si излучающие структуры на его основе пока не могут конкурировать со структурами на основе GaAs. В данной статье кратко рассмотрены методы получения и исследования КРС на основе GaAs, основные свойства и некоторые применения этих структур. Более детальное изложение ряда затронутых в статье вопросов можно найти в монографиях и обзорах [1–3].

#### ***Квантовый размерный эффект и КРС***

Согласно законам квантовой механики ограничение движения частицы в пространстве в каком-либо направлении стенками потенциальной ямы, ширина которой  $L$  соизмерима с де-бройлевской длиной волны частицы

$$\lambda_e = h / (2m_e E)^{1/2},$$

где  $m_e$  – эффективная масса частицы,  $E$  – ее кинетическая энергия, приводит к квантованию соответствующей компоненты энергии, которая может принимать только дискретные значения.

В GaAs эффективная масса электронов в зоне проводимости  $m_e = 0,07m_0$ . В валентной зоне GaAs имеются два сорта дырок: легкие и тяжелые, но в КРС подзона легких дырок обычно вытесняется из потенциальной ямы, и основную роль в электронных явлениях играют тяжелые дырки с эффективной массой  $m_h = 0,5m_0$ . Кинетическая энергия теплового движения электронов и дырок при комнатной температуре  $E \approx 0,025$  эВ и, следовательно,  $\lambda_e \approx 8$  нм для электронов, и  $\approx 3$  нм для дырок. Нанометровый масштаб и определяет характерный размер структур, в которых проявляется размерное квантование.

На рис. 1 приведена энергетическая диаграмма квантовой ямы (КЯ), образованной путем встраивания тонкой, шириной  $L \sim 1-10$  нм прослойки твердого раствора  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x \sim 0,1-0,4$ ) в относительно более толстый ( $\sim 1$  мкм) слой GaAs. В квантовой точке (КТ) подобная потенциальная яма ограничивает движение электронов и дырок по всем трем направлениям.

Ширина запрещенной зоны твердого раствора  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$   $E_g(x)$  меньше ширины запрещенной зоны GaAs 1,43 эВ и линейно уменьшается с ростом  $x$  до значения 0,36 эВ в InAs. На границе этих материалов возникает гетеропереход так называемого “охватывающего” типа, при котором разрывы зоны проводимости  $\Delta E_c(x)$  и валентной зоны  $\Delta E_v(x)$  образуют пространственно совмещенные потенциальные ямы соответственно для электронов и дырок.

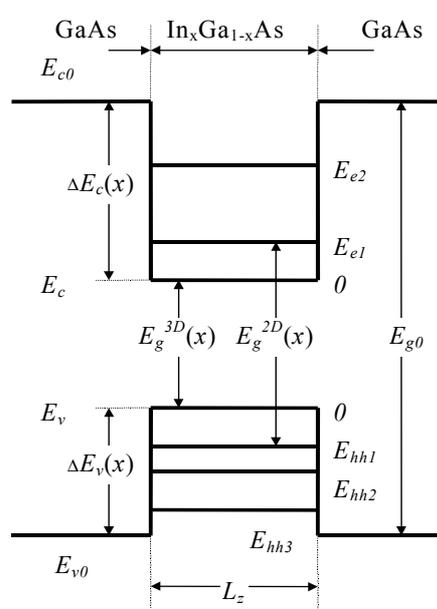


Рис. 1. Энергетическая диаграмма КЯ InGaAs в GaAs.

В таком же приближении квантовую точку можно рассматривать как куб со сторонами  $L_x=L_y=L_z$  и бесконечно высокими потенциальными стенками на границах. Энергетический спектр квантовой точки даётся в этом случае суммой выражений вида (1) по каждому направлению.

Принципиальное отличие энергетического спектра квантовой точки от спектра квантовой ямы состоит в том, что он полностью дискретный, как в атомах. Квантовую точку с полным основанием можно рассматривать как искусственный сверхатом, так как она обычно состоит из десятков и даже сотен тысяч обычных атомов. Их роль заключается в формировании потенциальной ямы с дискретным энергетическим спектром для одного электрона или дырки.

При расчёте спектра размерного квантования реальных КЯ и КТ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  необходимо учитывать конечную глубину потенциальной ямы, которая определяется разрывами зон на гетерогранице и обычно не превышает  $\sim 0,5$  эВ, и упругие напряжения, возникающие из-за различия постоянных решеток  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и GaAs и вызывающие существенные изменения энергетического спектра электронов и дырок. На энергетический спектр КРС, естественно, влияют размеры и форма потенциальной ямы (последняя определяется распределением химического состава внутри размерно-квантованного образования), а также некоторые

Дискретный энергетический спектр электронов  $E_{en}$  и дырок  $E_{hn}$  в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме шириной  $L_z$  описывается выражением:

$$E_{e(h)n} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{e(h)} L_z^2} n^2, \quad (1)$$

где  $\hbar = h/(2\pi)$ , квантовое число  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Выражение (1) определяет квантованные положения дна энергетических подзон в квантовой яме с непрерывным для движения в плоскости  $(x, y)$  энергетическим спектром.

Ширина запрещённой зоны размерно-квантованного слоя, определяющая энергию основного оптического перехода в КЯ  $E_{e1} - E_{h1}$ ,

$$\Delta E_g^{2D}(x, L_z) = \Delta E_g^{3D}(x) + E_{e1}(x, L_z) + E_{h1}(x, L_z), \quad (2)$$

где  $\Delta E_g^{3D}(x)$  – ширина запрещённой зоны в трёхмерном материале состава  $x$ . Величины  $E_{e1(h)}$  в общем случае зависят не только от  $L_z$ , но и от  $x$ .

другие факторы. В реальных квантовых ямах и точках обычно имеется небольшое число уровней квантования.

Основной трудностью при расчете энергетического спектра КТ является учёт их формы, которая, как следует из результатов экспериментальных исследований, может быть самой разнообразной в зависимости от технологических условий получения ГКТ. К тому же часто КТ не полностью изолированы друг от друга, а имеют некоторое общее основание в виде смачивающего слоя из того же материала, который ведёт себя как КЯ. В подобных случаях переменные в уравнении Шредингера не разделяются, и оно может быть решено только численно.

В настоящее время

проведены численные расчеты энергетического спектра для некоторых форм КТ, в частности для КТ InAs в GaAs, имеющих форму пирамиды с квадратным основанием со стороной  $D$  и боковыми гранями типа (110), стоящей на смачивающем слое толщиной в один монослой, и конических КТ с углом при основании  $\approx 12^\circ$  (такой угол выбран из соображений упрощения расчетов). На рис. 2 показана зависимость энергии основного перехода  $E_{e1}-E_{h1}$  от  $D$  для этих двух случаев.

Как видно из рисунка, при близких значениях размеров основания пирамиды и конуса  $D$ , пирамидальные КТ значительно сильнее уменьшают энергию основного перехода, чем конические КТ. Очевидно, это связано с тем, что они имеют значительно больший объем.

Существуют минимальный и максимальный размер трехмерной потенциальной ямы, при которой КТ проявляет свои свойства: первый определяется требованием, чтобы в КТ существовал хотя бы один электронный уровень, второй, - чтобы расстояние между первым и вторым уровнями в КТ было больше  $kT$ . Для или кубической КТ оба размера определяются выполнением неравенств:

$$kT \leq E_1^{QW} \equiv \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e D^2} \leq \Delta E_c,$$

$E_{e1}-E_{h1}, \text{эВ}$

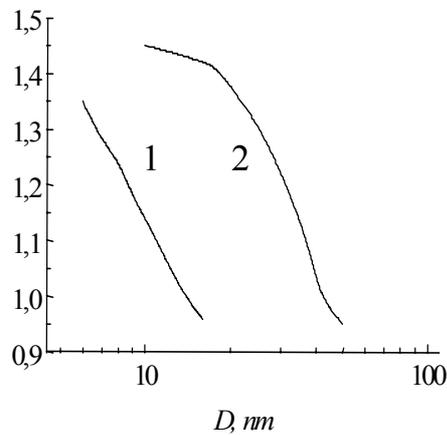


Рис. 2. Зависимость энергии основного перехода от размера и формы КТ (77 К): 1 – для пирамидальных КТ, 2 – для конических КТ

где  $E_1^{0W}$  – первый уровень в прямоугольной КЯ шириной  $D$  с бесконечно высокими стенками. Оценки показывают, что в системе GaAs/InAs для электронов  $D_{min} \sim 4$  нм,  $D_{max} \sim 20$  нм, т. е. оптимальный размер КТ лежит в довольно узких пределах. Для дырок оба размера еще меньше.

### **Получение КРС**

Для получения КРС используются два основных метода: метод молекулярно-пучковой эпитаксии и метод газофазной эпитаксии из металл–органических соединений.

В методе молекулярно-пучковой эпитаксии структуры получают направленным испарением в сверхвысоком вакууме из эффузионных испарителей компонентов структуры (Ga, In, As и др.), которые конденсируются на подложке, нагретой до температуры  $\sim 500^\circ\text{C}$ . Весь процесс изготовления структуры полностью автоматизирован и управляется компьютером. Важными достоинствами этого метода являются возможность очень точной регулировки состава материалов на подложке, контроля толщины слоев с точностью до одного монослоя, а также, что очень важно при получении так называемых самоорганизованных КТ (см. ниже), контроля перехода от двумерного к трехмерному росту. Контроль осуществляется посредством непрерывного наблюдения дифракции электронов от поверхности структуры в процессе ее роста.

В методе газофазной эпитаксии осаждение структуры происходит в химическом реакторе путем термического разложения металл–органических соединений Ga, In и арсина ( $\text{AsH}_3$ ) на поверхности подложки, нагретой до температуры  $\sim 500$ – $650^\circ\text{C}$ . Процесс ведется в потоке водорода в качестве газа-носителя паров соединений. Наличие плотной, горячей и химически активной атмосферы в реакторе практически исключает возможность прямого контроля за процессом осаждения и формирования структуры, что, конечно, является существенным недостатком данного метода. Однако его относительная простота и экономические достоинства, особенно ценные при массовом производстве структур, способствуют развитию и этого метода.

Одно время считалось, что при различии постоянных кристаллических решеток гетеропары более чем на  $\approx 0,1\%$  невозможно получить совершенный гетеропереход из-за образования в месте сопряжения разных решеток дефектов в виде обрывов атомных плоскостей, называемых дислокациями несоответствия. Позднее выяснилось, что и при относительно большом несоответствии решеток можно выращивать бездислокационные гетерослои и трехмерные гетеровключения (кластеры), если их размеры не превышают некоторых критических значений, которые зависят от степени несоответствия. В кристаллической решетке достаточно тонких слоев и не слишком больших кластеров возникают механические напряжения, приводящие к ее упругой деформации, которая обеспечивает бездефектное (когерентное) сопряжение двух решеток. Если размеры гетерослоев или гетерокластеров превышают критические значения, то в них образуются дислокации несоответствия. Они снимают упругие внутренние напряжения, но сильно ухудшают электронные характеристики КРС, делая их не пригодными для применения.

Постоянная решетки  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  на  $7x$  % больше постоянной решетки GaAs. Для  $x=0,25$  критическая толщина бездефектного слоя составляет  $\approx 10$  нм. Гетеронаноструктура  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  является типичным представителем класса напряженных КРС. Широко изучается почти “идеальная” КРС  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , у которой постоянные решеток твердого раствора в широком диапазоне состава и GaAs практически совпадают, что позволяет получать ненапряженные и бездефектные (в отношении дислокаций несоответствия) гетерослои почти любых размеров. Однако большая ширина запрещенной зоны КРС этого типа не позволяет использовать их для создания структур, излучающих на длинах волн больше  $\approx 1$  мкм. Для применения в волоконно-оптических линиях связи на дальние расстояния актуальной проблемой является разработка полупроводниковых лазеров на длины волн  $\approx 1,3$  и  $\approx 1,55$  мкм, на которых волокно имеет минимальные оптические потери.

#### ***Самоорганизованные квантовые точки***

Различие постоянных кристаллических решеток гетеропары, обычно считавшееся ее недостатком, оказалось весьма ценным свойством в технологии получения так называемых самоорганизованных квантовых точек (СКТ). В литературе описан ряд способов получения КТ, не получивших развития в силу разных причин. Подлинный прорыв в этой области произошел около 10 лет назад, когда выяснилось, что существует природный процесс самоорганизации твердотельных наноструктур, позволяющий решить эту задачу, по-видимому, наилучшим на сегодняшний день способом. Под самоорганизацией понимается самопроизвольное возникновение упорядоченных макроскопических структур из менее упорядоченной среды. В основе процесса самоорганизации лежит свойство неравновесных физических систем при приближении к термодинамическому равновесию переходить в состояние, в котором свободная энергии системы, т.е. та часть внутренней энергии, которая может быть превращена в работу, минимальна.

Если на поверхности монокристалла из материала А осажден тонкий однородный слой материала В, то при установлении термодинамического равновесия в слое В возникнет атомная структура и он примет форму, при которых свободная энергия системы будет минимальна. Важнейшими факторами, определяющими направление и конечный результат процесса самоорганизации, являются рассогласование постоянных решеток А и В, создающее упругие напряжения в системе и повышающие ее внутреннюю энергию, толщина слоя, свободные энергии поверхности подложки, границы раздела и осаждаемого слоя, граней и ребер кристаллических кластеров, которые могут образоваться, и некоторые другие. Как показывают теоретические расчеты, при определенных значениях параметров, характеризующих эти факторы, может образоваться однородный по структуре и толщине слой материала В, повторяющий структуру подложки (эпитаксиальный слой). При других значениях параметров может оказаться энергетически более выгодным, чтобы материал В образовал массив напряженных трехмерных кластеров определенных размеров и формы или собрался в один большой дислоцированный кластер.

Экспериментально уже давно было установлено, что при осаждении из паровой фазы наблюдаются три типа начальной стадии роста слоя на подложке:

а) Послойный (двумерный) рост слоя. Он происходит, если материал В смачивает подложку, т.е. обладает большим сцеплением с ней, и его постоянная решетки мало отличается от постоянной решетки материала А.

б) Островковый (трехмерный) рост слоя. Он имеет место при плохом смачивании.

с) Промежуточный механизм роста (механизм Странского и Крастанова), при котором сначала происходит послойный рост слоя В, который при некоторой толщине смачивающего слоя сменяется островковым ростом. Этот механизм наблюдается при наличии смачивания и значительном рассогласовании решеток А и В (несколько процентов).

Последний механизм используется для получения СКТ в системе InGaAs/GaAs. Хотя сам механизм был открыт Странским и Крастановым еще в 1938 г., его детальное изучение, стимулированное проблемой СКТ, началось только в последние годы. Самый важный результат этого изучения заключается в доказательстве возможности получения этим методом массива довольно однородных по размерам, бездефектных, напряженных нанокластеров InGaAs в матрице GaAs, обладающих свойствами квантовых точек. В настоящее время изучение механизма роста СКТ, их структуры и электронных свойств, разработка лазеров на СКТ является одной из наиболее актуальных проблем физики, техники и технологии КРС.

#### ***Структура и энергетический спектр КРС***

Для исследования морфологии слоев КЯ и особенно СКТ, применяются современные микроскопические методы исследования: ближнепольная оптическая микроскопия, просвечивающая электронная микроскопия, сканирующая зондовая микроскопия. Наиболее наглядную информацию о размерах, форме и поверхностной концентрации СКТ позволяет получить интенсивно развивающаяся в последние годы атомно-силовая сканирующая зондовая микроскопия, позволяющая получать изображения поверхности наноструктур с разрешением порядка 0,1 нм.

В зависимости от способа и условий выращивания СКТ могут иметь пирамидальную, линзообразную и другую форму. На рис. 3 приведено полученное на атомно-силовом микроскопе изображение слоя СКТ, выращенного газовой эпитаксией. Волнообразная поверхность – это ступени на поверхности кристалла GaAs, возникшие из-за того, что его срез специально сделан под углом 3 градуса к плоскости (100) в направлении [110]. Видно, что СКТ вырастают преимущественно на ребрах ступеней. Анализ изображения показывает, что СКТ имеют размер в основании  $\approx 40$  нм, высоту  $\approx 6$  нм и поверхностную плотность  $\approx 5 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>.

Энергетический спектр КРС обычно определяют с помощью оптических методов фотолюминесцентной или фотоэлектрической спектроскопии.

Для возбуждения фотолюминесценции КРС образец освещается излучением лазера с энергией фотонов  $h\nu$ , превышающей ширину запрещенной зоны GaAs. Возникающие при поглощении излучения свободные электроны и дырки захватываются КЯ или КТ и рекомбинируют с испусканием фотонов, спектр которых отражает энергетический спектр КРС. Если бы СКТ имели одинаковые размеры, форму и химический состав, их спектры излучения состояли бы из одной или не-

скольких узких линий шириной меньше 0,1 мэВ, подобных линиям излучения в спектрах атомов. Однако из-за различия этих параметров у разных точек спектр фотолюминесценции от большого числа точек представляет собой довольно широкий пик (~50 мэВ на половине высоты). С помощью специальных приемов удалось получить спектры от небольшого числа точек и даже от одиночных точек. Они действительно оказались состоящими из очень узких линий.

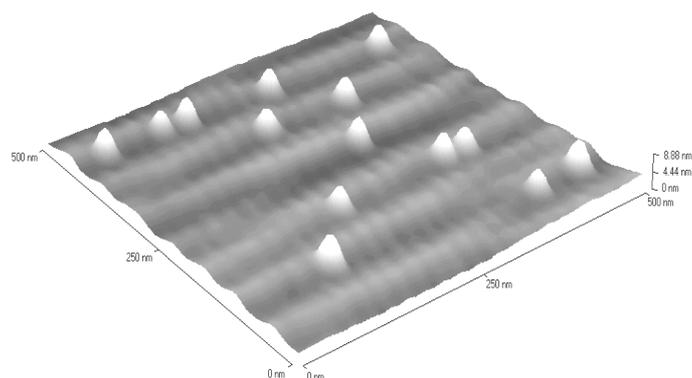


Рис. 3. Изображение поверхности слоя квантовых точек, полученное на атомно-силовом микроскопе.

Фотоэлектрические спектры (фотопроводимости или фотопотенциала поверхности гетероструктур) получают при освещении образца монохроматическим излучением в спектральной области поглощения КРС. Для возникновения фотоэффекта квантово-размерный слой должен быть встроен в область сильного электрического поля поверхностного барьера или р-п-перехода. В электрическом поле энергетические зоны наклоняются, при этом работа выхода электронов и дырок из потенциальной ямы КРС уменьшается. В достаточно сильном поле электрон и дырка могут пройти сквозь тонкий треугольный потенциальный барьер посредством туннельного эффекта вообще без сообщения им какой-либо дополнительной энергии. Вне ямы электроны и дырки направляются электрическим полем барьера в разные стороны, что приводит к появлению фотосигнала в измерительной цепи, спектральная зависимость которого отражает энергетический спектр гетероструктуры.

На рис. 4 приведены экспериментальные спектры фотолюминесценции и фотопроводимости гетероструктуры с СКТ InAs/GaAs при комнатной температуре. На них хорошо видна дискретная природа энергетического спектра СКТ, которая проявляется в наличии хорошо выраженных пиков фоточувствительности, совпадающих по энергии с пиками фотолюминесценции.

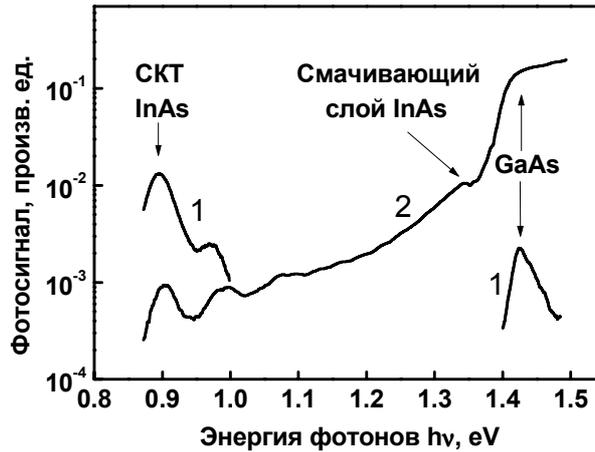


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции (1) и фоточувствительности (2) гетероструктуры с квантовыми точками.

Энергия основного перехода  $E_{e1}-E_{n1} = 0,91$  эВ (длина волны в районе 1,3 мкм). Ширина пика около 30 мэВ, что является неплохим показателем однородности ансамбля СКТ. На спектрах фотолюминесценции видны два, а на спектре фоточувствительности - даже три оптических перехода в возбужденные состояния СКТ. Пелочка при  $h\nu \approx 1,35$  эВ принадлежит квантовой яме смачивающего слоя InAs. Хотя его толщина составляет всего 1–1,5 монослоя InAs ( $< 0,5$  нм), обусловленная им фоточувствительность почти на два порядка превышает фоточувствительность от слоя СКТ с поверхностной концентрацией точек  $\sim 10^{10}$  см $^{-2}$ . В то же время интенсивность фотолюминесценции от СКТ на 2–3 порядка превышает интенсивность фотолюминесценции не только от смачивающего слоя, но и от матрицы GaAs. Такое различие спектров фотолюминесценции и фоточувствительности обусловлено тем, что первый отражает энергетический спектр излучательных рекомбинационных переходов и в нем лучше выявляются наинизшие энергетические состояния КРС, тогда как второй отражает спектр генерационных переходов, т.е. отражает фактически коэффициент поглощения КРС и на нем лучше видны сильно поглощающие слои. Оба метода хорошо дополняют друг друга.

### *Дефекты в КРС*

Уникальные свойства КРС открывают перспективы их использования не только в электронике, но и в некоторых других областях. Одной из таких областей является, в частности, изучение процессов дефектообразования в полупроводниках, где применение КРС приводит, с одной стороны, к разработке новых методов исследования этих процессов и, с другой стороны, к разработке новых способов управления этими процессами.

Квантовую яму, встроенную на некотором расстоянии от поверхности, можно рассматривать как зонд, реагирующий на появление в его окрестности дефектов, изменяющих рекомбинационные или другие доступные контролю характеристики КЯ. Отметим некоторые особенности КЯ как зонда - индикатора дефектов.

1. Благодаря малой ширине КЯ (физический предел - монослой), и возможности её размещения на разных и достаточно точно известных расстояниях от поверхности, с помощью КЯ можно контролировать локальную концентрацию дефектов, а, следовательно, и профиль их распределения в приповерхностной области. Для диффузионных профилей это позволяет определять коэффициент диффузии.
2. КРС позволяют определять очень резкие профили распределения дефектов и на очень малых расстояниях от поверхности, что открывает новые возможности в изучении дефектообразования на поверхности и в приповерхностной области полупроводников и низкотемпературных процессов миграции дефектов и примесей.

В последнее время все больше выясняется, что напряженные квантово-размерные слои сами могут оказывать сильное влияние на процессы миграции и комплексообразования дефектов, они, в частности, могут задерживать диффузию дефектов и примесей и защищать внутренние области структуры от проникновения в них дефектов, генерируемых на поверхности структуры. Это явление обусловлено тем, что напряженный слой КТ или КЯ образует на пути миграции дефектов потенциальный барьер для дефектов, повышающих упругую энергию этого слоя, или потенциальную яму для дефектов, понижающих его упругую энергию. В обоих случаях должно происходить замедление или даже практически прекращение диффузии, причем в первом случае дефекты будут накапливаться перед напряженным слоем, во втором случае - в самом этом слое, который будет действовать как геттер дефектов. Этот эффект, очевидно, представляет самостоятельный интерес, его необходимо учитывать при изучении процессов дефектообразования в КРГ и можно использовать для управления распределением дефектов и примесей.

Для исследования процессов дефектообразования использовались КРС GaAs/In<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As с тремя встроенными у поверхности КЯ [3]. Покровный слой и спейсерные слои между ямами имели ширину около 3 нм, а ширина самих КЯ уменьшалась при удалении от поверхности и составляла 8,0, 4,0 и 2,5 нм. Благодаря этому энергии основного перехода всех КЯ были разные, и изменения спектральных характеристик структуры, инициированные процессами дефектообразования на поверхности КРС, начинались в низкоэнергетической части спектра, что делало их

более заметными и удобными для анализа. Исследовались спектры фотолюминесценции при 77К и спектры конденсаторной фотоэдс при 300К. Для введения дефектов с поверхности использовалось анодное окисление поверхности в растворе электролита и имплантация ионов аргона при низких энергиях (5кВ) и дозах ( $\sim 10^{11}$  и  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>). Химические реакции на поверхности твердых тел обычно сопровождаются образованием простых дефектов (вакансий, атомов в междоузлиях). Мигрируя в объем, они могут вступать в реакции с биографическими дефектами и примесями, образуя более сложные комплексы с глубокими уровнями. Такие комплексы могут проявлять себя как центры примесной фоточувствительности и рекомбинационные центры, в частности, как центры гашения фотолюминесценции.

И окисление поверхности и имплантация ионов  $Ag^+$  приводили к качественно одинаковым изменениям спектров, которые иллюстрируют рис. 5 и 6 для случая анодного окисления поверхности.

Как и следовало ожидать, изменения начинаются в области энергий фотонов, где расположен пик фотолюминесценции и полоса фоточувствительности ближайшей к поверхности КЯ (8нм), и заключаются в их уменьшении.

Степень уменьшения закономерно возрастает с ростом толщины слоя окисла  $d_{ox}$ , т.е. по мере приближения границы оксида к КЯ. При достаточно сильном дефектообразующем воздействии соответствующие изменения начинают проявляться в области поглощения второй и затем третьей КЯ.

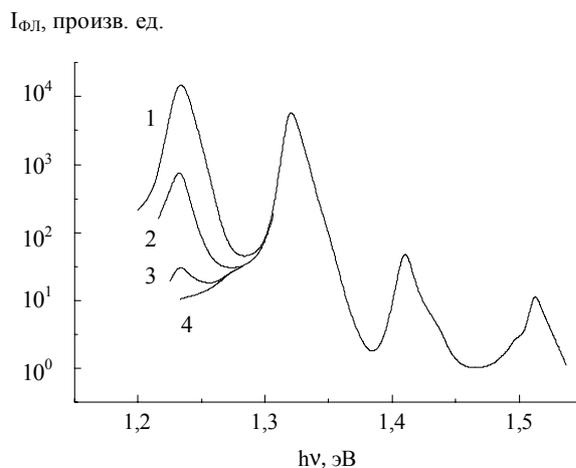


Рис. 5. Влияние анодного окисления на спектр ФЛ ГКЯ GaAs/InGaAs (77К).  $d_{ox}$ , нм: 1 – 0, 10, 20; 2 – 26; 3 – 28; 4 – 70. Толщина покровного слоя GaAs 35 нм.

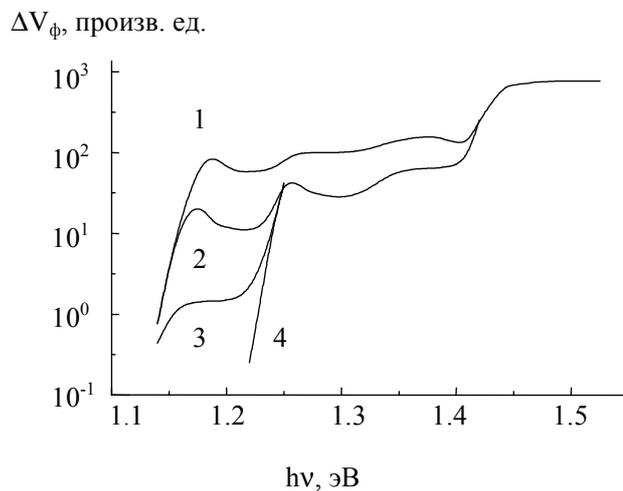


Рис. 6. Влияние анодного окисления на спектр фоточувствительности.  
 $d_{ox}$ , нм: 1 – 0; 2 – 28; 3 – 35; 4 – 41,70.

Было обнаружено, что фотоэдс примерно на два порядка менее чувствительна к дефектам, чем фотолюминесценция: заметное уменьшение фотоэдс обычно начинает наблюдаться уже после почти полного гашения пика фотолюминесценции (это видно из сравнения кривой 3 на рис. 5 с кривой 2 на рис. 6). Относительно слабая чувствительность фотоэдс к дефектам означает, что время жизни электронно-дырочных пар в КЯ по отношению к эмиссии примерно на два порядка меньше времени их жизни по отношению к рекомбинации. И только при достаточно высокой концентрации дефектов эти времена становятся соизмеримы. Низкая чувствительность к дефектам позволяет с помощью фотоэлектрических методов исследовать процессы дефектообразования при высокой концентрации дефектов.

Детальные исследования процесса диффузии водорода в КРС показали, что водород не проникает дальше второй КЯ, расположенной на расстоянии  $\sim 60$  нм от поверхности, тогда как в однородном слое GaAs он в тех же условиях диффундирует на расстояние  $\sim 1000$  нм.

Изучение процессов дефектообразования, комплексообразования, пассивации дефектов в КРС – это новая, еще мало изученная область физики этих структур.

### Лазеры на КРС

Преимущества полупроводниковых лазеров на КРС связаны с повышением дискретности энергетического спектра и пространственной локализации электронов и дырок в КРС, что, согласно теории, должно привести к снижению плотности порогового тока, при котором начинается генерация излучения, повышению его температурной стабильности, увеличению усиления и мощности.

На рис. 7 показана схема лазера на СКТ (подобное устройство имеет и лазер на КЯ), излучающего в плоскости этого слоя. Активная область лазера с одним или несколькими слоями СКТ InAs или КЯ InGaAs встроена в p-n-переход в GaAs и ограничена с обеих сторон слоями InGaP или AlGaAs, имеющих меньший, чем у GaAs, показатель преломления. Эти слои создают оптический волновод для излучения, которое распространяется в плоскости СКТ. Торцевые грани лазера, полученные раскалыванием кристалла по плоскостям спайности и покрытые с одной стороны глухим, а с другой стороны полупрозрачным зеркалом, образуют резонатор Фабри-Перо длиной около 1 мм.

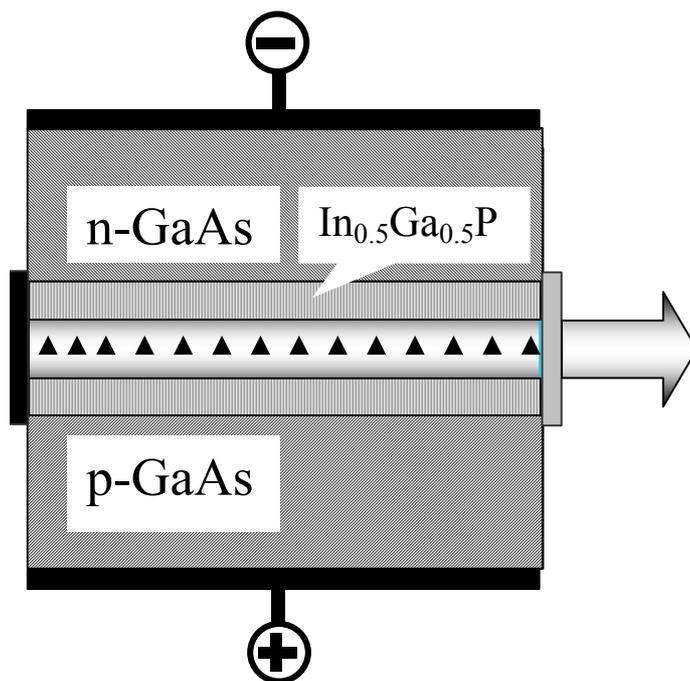


Рис. 7. Схема инжекционного полупроводникового лазера на СКТ с “горизонтальным” выходом излучения.

Через p-n-переход пропускается ток в прямом направлении, что приводит к заполнению уровней СКТ или КЯ электронами и дырками и возникновению при достаточно большой плотности тока инверсной населенности уровней и генерации излучения [1]. Переход от спонтанной электролюминесценции в режим лазерной генерации проявляется в резком сужении линии излучения и в увеличении ее интенсивности.

Уже создание лазеров на КЯ InGaAs позволило снизить плотность порогового тока лазеров примерно на порядок (до уровня  $\sim 300 \text{ A/cm}^2$ ) по сравнению с лазерами на обычной двойной гетероструктуре  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$ . Однако на лазерах этого типа не удается увеличить длину волны излучения до 1,3 мкм из-за ограничений на состав и толщину слоя КЯ, связанных с необходимостью выращивания напряженных, не содержащих дислокаций (псевдоморфных) слоев.

Разработка лазеров на СКТ InAs привела к дальнейшему снижению плотности порогового тока и смещению линии генерации в длинноволновую область. Сейчас уже получена лазерная генерация на длине волны 1,3 мкм. Со времени разработки первых лазеров на СКТ прошло меньше 10 лет. За это время достигнуты рекордные для полупроводниковых лазеров характеристики при комнатной температуре: пороговая плотность тока  $\sim 60 \text{ A/cm}^2$  и выходная мощность излучения в режиме непрерывной генерации  $\sim 1 \text{ Вт}$ . Такую мощность излучает кристалл объемом около  $1 \text{ мм}^3$ , а объем активной части лазера (резонатора), где сконцентрировано излучение, еще в тысячу раз меньше.

#### *Заключение*

В проблеме КРС тесно переплетены фундаментальная физика, квантовая инженерия и высокая технология. За последнюю четверть века их взаимодействие дало впечатляющие научные и практические результаты. Лазеры на КЯ выпускаются в промышленных масштабах. Разработки лазеров на СКТ уже выходят из стадии лабораторных исследований и приобретают коммерческое значение. В связи с этим следует отметить, что объем продаж полупроводниковых лазеров оценивался в 1998 г. в 2 миллиарда долларов.

Эта область, особенно направление исследований, связанное с СКТ, находится в начале своего развития. Продолжается поиск путей повышения однородности и поверхностной плотности СКТ, создания трехмерной решетки СКТ, смещения линии излучения в более длинноволновую область (сейчас достигнута длина волны генерации 1,3 мкм). Разрабатываются конструкции "вертикально" излучающих (т.е. в направлении, перпендикулярном плоскости КТ) лазеров, лазеров на одной квантовой точке, лазеров для дальнего инфракрасного диапазона на внутризонных переходах, ведется поиск применения СКТ в других областях нанoeлектроники.

Работа выполнена при частичной поддержке Отделением Науки НАТО, программа "Наука для Мира", грант SfP-973799 Semiconductors.

### *Литература*

- [1] Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А. Физика квантовых низкоразмерных структур. –М.: “Логос” 2000.
- [2] Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А., Копьев П.С., Алфёров Ж.И., Бимберг Д. //ФТП. 1998. Т.32. С.385.
- [3] Карпович И.А., Филатов Д.О. Фотоэлектрическая диагностика квантово-размерных гетероструктур. Учебное пособие. Изд. ННГУ. Н. Новгород. 1999.

### **Quantum-size heteronanostructures based on GaAs <sup>†)</sup>**

**I.A.Karpovich\***

*Nizhni Novgorod State University,  
Gagarin Avenue 23, Nizhni Novgorod 603950, Russia*

Quantum-size heterostructures (QSH) are the one of the major objects of investigations and developments in the semiconductor physics, technique and technology last years. Due to wide possibilities of an application of the quantum well and quantum dot heterostructures based on GaAs and alloys (GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As and GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As) in optoelectronics they attract high interest of a researches. In this article a short review of the present status in this area has been done. The following main problems are discussed:

- The quantum-size effects and features of the quantization of electron energy in the quantum well and quantum dot heterostructures.
- The obtaining of QSH especially the GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructures with self-assembled dots by Molecular Beam and Metal Organic Vapor Phase Epitaxy.
- Methods of the investigation of QSH. Atomic Force Microscopy morphology data and photoluminescence and photoelectric spectroscopy spectra of the self-organized QD was demonstrated.
- Influence of defects on QSH properties. QSH can be used for investigations of the defect migration, complex formation and defect passivation processes, and for control of these processes. The strained quantum wells and dots block diffusion of the defects and the impurities. They can be used as a shield protecting internal region from the defect penetration.
- The present status and perspectives of a development of the quantum dot heterostructure lasers is considered.

This work was supported by NATO (Project SfP-973799 Semiconductors), and by Joint Russian-American BRHE Program sponsored in party by CRDF and by Russian Ministry of Education, Award #REC-001.

---

<sup>†)</sup> Proc. NATO Project SfP-973799 Semiconductors 1st Workshop. Nizhni Novgorod, 2001

\* Tel.: +7-8312-656475; Fax: +7-8312-658709; E-mail: karpovich@phys.unn.ru