

# ЭКСИТОН В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСИСТЕМАХ

Р. П. СЕЙСЯН

Санкт-Петербургский государственный технический университет

## EXCITON IN LOW-DIMENSIONAL HETEROSYSTEMS

R. P. SEISYAN

*We review the behavior of excitons in low-dimensional heterosystems, i.e., in quantum wells, quantum wires and quantum dots, as well as in superlattices and more complex heterosystems, e.g., superstructures with above-barrier Bragg localization of electrons. Further, we discuss the features of electron and hole energy spectra and density of states, formation of exciton states, increase in the oscillator's force, binding energies and stabilization of excitons with reduction in a system's dimensionality.*

*Рассмотрено поведение экситонов в низкоразмерных гетеросистемах: квантовых ямах, квантовых проволоках и квантовых точках, а также в сверхрешетках и более сложных гетеросистемах, в частности в сверхструктурах с надбарьерной брэгговской локализацией электронов. Исследуются особенности энергетического спектра электронов и дырок и их плотности состояний, образование экситонных состояний, увеличение силы осциллятора, энергии связи и стабилизация экситонов с понижением размерности системы.*

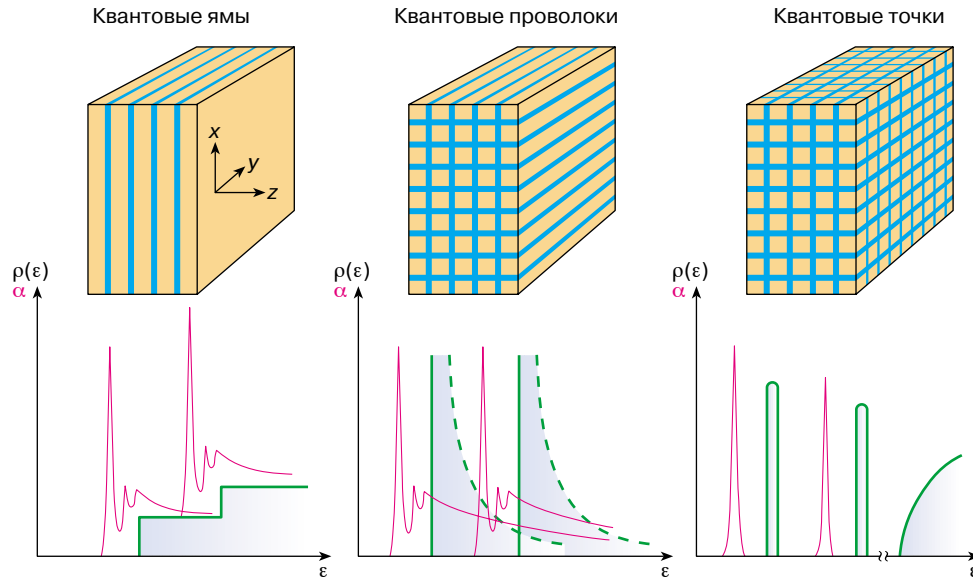
[www.issep.rssi.ru](http://www.issep.rssi.ru)

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие в физике полупроводников намечился резкий поворот интересов в сторону гетеросистем пониженной размерности. К ним относятся так называемые квантовые ямы, квантовые проволоки и квантовые точки (рис. 1), а также переходные состояния между ними. Оказалось, что, изменяя размерность и регулируя величину квантового ограничения, можно радикальным образом изменять энергетический спектр системы, что способствует не только решению фундаментальных проблем квантовой механики и физики полупроводниковых кристаллов, но и созданию совершенно новых полупроводниковых приборов (впрочем, также и оптимизации известных). По-видимому, именно низкоразмерные гетеросистемы станут основной материальной базой микроэлектроники и оптоэлектроники нынешнего столетия.

Появился даже термин “зонная инженерия”, подобно “генной инженерии” в биологии, для обозначения попытки искусственного создания новых материалов с заданной зонной структурой или же заданным спектром электронных энергетических уровней.

Как выяснилось, низкоразмерность системы стабилизирует экситонные состояния, делая их устойчивыми в гораздо более широком диапазоне температур и внешних электрических полей. Энергия связи и сила осциллятора экситонных состояний в низкоразмерных системах существенно растут, способствуя практической реализации экситонных эффектов даже при комнатной температуре. Все это привело к тому, что экситонная спектроскопия из мощного исследовательского средства, превращающего плавные и маловыразительные спектры оптических переходов между континуумами зонных состояний в высокочувствительные и информативные узколинейчатые спектры, стала превращаться и в непосредственный источник новых идей и средств полупроводникового приборостроения. Появились оптические модуляторы, фазовращатели, переключатели и бистабильные элементы, оптические транзисторы и лазеры, построенные на свойствах экситонного газа. Эти приборы отличаются высокой чувствительностью к управляющему внешнему воздействию.



**Рис. 1.** Экситонное поглощение (красные кривые) и плотность электронно-дырочных состояний (зеленые контуры) в низкоразмерных гетеросистемах. Материал квантовых ям, проволок и точек обозначен желтым цветом, барьерных слоев между ними – голубым

Для радикальных изменений оптических свойств достаточно энергетических затрат порядка экситонной энергии связи, притом изменения оптических постоянных весьма существенны по величине, так как в узком спектральном интервале дискретной линии экситонного состояния сосредоточена существенно большая сила осциллятора.

### ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОННЫХ И ДЫРОЧНЫХ СОСТОЯНИЙ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Низкоразмерным в отличие от объемного (3D, three-dimensional) называют такое состояние кристаллов, когда движение носителей заряда ограничено в одном, двух или всех трех измерениях. Соответственно говорят о двумерных (2D), одномерных (1D) и нульмерных (0D) объектах. Квантовое ограничение реализуется в тех случаях, когда характерная квантовая длина носителя заряда, определяемая длиной де Бройля или же размером волновой функции квазичастицы, становится равной или меньше соответствующего физического размера объекта.

В случае тонкой пленки с квантомалой толщиной материального слоя электрон или дырка оказываются в прямоугольной потенциальной яме. Вдоль ямы по измерениям  $x$  и  $y$  движение остается свободным, как и в объемном кристалле, тогда как поперек ямы в направлении  $z$  движение ограничено и энергетические

состояния носителей заряда квантуются, образуя систему дискретных уровней. Тогда говорят о квантовой яме.

Для оценки размера волновой функции электрона или дырки достаточно вычислить боровский радиус ( $a_{e,h}^*$ ), так, как это делалось для вычисления боровского радиуса экситона, только вместо приведенной массы при этом следует подставлять эффективную массу электрона  $m_e^*$  или дырки  $m_h^*$  соответственно:

$$a_{e,h}^* = 0,53 \frac{m}{m_{e,h}^*} \kappa_0, \text{ \AA}.$$

Здесь  $\kappa_0$  – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла. Условием образования квантовой ямы, таким образом, является

$$L_z \leq a_{e,h}^*, \quad (1)$$

где  $L_z$  – это размер в направлении  $z$  или же толщина квантовой ямы.

В случае ограниченности движения объекта в двух направлениях, например  $z$  и  $x$ , остается лишь одно направление свободного движения  $y$ , тогда как два других квантуются. В таком случае говорят о квантовой проволоке. Условием образования квантовой проволоки является

$$L_{z,x} \leq a_{e,h}^*. \quad (2)$$

И наконец, если ограничены все три направления движения, то это квантовая точка. В отличие от математической точки она может быть вполне осязаемых

размеров и включать в себя многие тысячи атомов. Условием образования квантовой точки соответственно будет

$$L_{x,y,z} \leq a_{e,h}^* \quad (3)$$

Создание и широкое исследование низкоразмерных систем стали возможными благодаря успехам физики и практики гетеропереходов и разработке прецизионных методов их изготовления, таких, как, например, молекулярно-пучковая эпитаксия. Процесс молекулярно-пучковой эпитаксии состоит в нанесении на чистую поверхность ориентирующей подложки в условиях сверхвысокого вакуума слоев полупроводниковых материалов, подобранных по принципу кристаллофизического соответствия. При этом условия роста допускают детальный контроль *in situ* параметров растущего слоя методами дифракции электронов, растровой электронной микроскопии, оже-спектроскопии, а также масс-спектроскопический контроль парциальных изменений состава остаточных газов или же вносимых испарителями в вакуумную среду молекулярных компонент. Установка системы эффузионных источников (испарителей) различных материалов позволяет выращивать чередующиеся тонкие слои, входящие в состав гетеропар, а также легирующие добавки, буферные, согласующие, покрывные, стоп-слои и спейсеры. Удобным приемом является синтез твердых растворов замещения, период кристаллической решетки которых может служить подгоночным параметром, зависящим от соотношения замещающих друг друга компонент.

Так были выращены квантовые ямы и сверхрешетки с многократно повторяющимися слоями ям и барьеров. Толщина слоев при этом устанавливается с точностью до одного атомного монослоя. Далее в принципе из них могут быть изготовлены квантовые проволоки и точки фотолитографическими методами, химической или плазменной гравировкой, а также окислением, диффузией или имплантацией новых материалов. Однако в случае *0D*-структур более эффективными оказались методы, основанные на самоорганизации растущего слоя при соответствующем образом подобранных условиях. Отметим также, что в дальнейшем оказалось возможным успешно применять к созданию низкоразмерных структур еще и модификации других методов эпитаксиального роста, испытанных в полупроводниковой технологии, таких, как газофазная и жидкофазная эпитаксия и др.

На нижней части рис. 1 мы привели вид функции плотности состояний  $\rho(\epsilon)$  в зависимости от энергии. При снижении размерности от *3D* до *2D* корневая зависимость сменяется ступенчатой. В одномерных системах плотность состояний является падающей функцией энергии. Наконец, в нульмерных объектах плотность состояний соответствует дельта-функции. И если в *2D*-

и *1D*-структурах при увеличении номера состояния хвосты предыдущих уровней перекрываясь приближают общую картину к трехмерной, то здесь, в *0D*-ситуации, сплошной фон плотности состояний может отсутствовать до края ионизации.

Как и в объемном случае, межзонное поглощение сопровождается образованием экситонов около всех сколько-нибудь существенных особенностей плотности состояний. Притом уменьшение размерности, делая полное экранирование кулоновского взаимодействия в принципе невозможным, создает условия для связывания электронов и дырок в экситоны вне зависимости от дополнительных обстоятельств.

### ЭКСИТОН В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Тонкая свободная пленка полупроводника представляет собой пример прямоугольной потенциальной ямы, к которой применимо приближение бесконечных барьеров. Решения соответствующей квантово-механической задачи хорошо известны из учебников и дают следующие спектр собственных энергий и собственные функции (например, [1]):

$$E_N = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{\pi N}{L_z} \right)^2 = 13,6 \frac{m}{m^*} \pi^2 \left( \frac{a_0}{L_z} \right)^2 N^2,$$

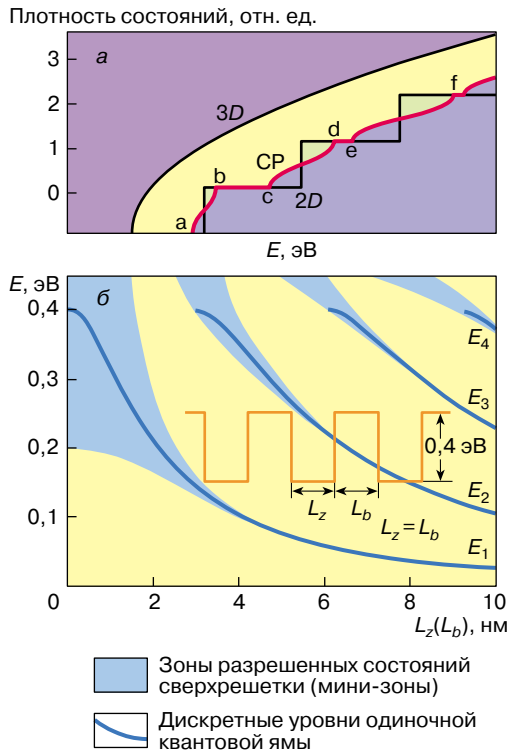
$$\varphi(z) = \left( \frac{2}{L_z} \right)^{1/2} \sin \frac{\pi N z}{L_z}.$$

Здесь  $a_0$  – борковский радиус,  $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$ , а  $N = 1, 2, \dots$  – квантовое число.

Таким образом, квантовые уровни энергии в потенциальной яме с бесконечными стенками представляют собой разбегающуюся (как  $N^2$ ) последовательность дискретных уровней, их энергия пропорциональна также  $1/L_z^2$ . Волновые функции имеют синусоидальную форму с числом полупериодов на яму, соответствующим номеру уровня. Учет конечности высоты барьеров не изменяет картины существенно, за исключением некоторого проникновения волновых функций в барьерную область и деформации зависимости  $E(N)$  при приближении к энергии барьера (рис. 2).

При межзонном оптическом поглощении, связанном с переходами из уровней валентной зоны на квантовые уровни электрона, в яме образуется так называемый *confined*, то есть ограниченный или плененный квазидвумерный экситон. В предельном случае полной двумерности, когда  $L_z \ll a^*$ , энергия связи его основного состояния ( $n = 1$ ) увеличивается до максимального значения в четыре энергии связи объемного экситона,  $4R_{3D}^*$  и может быть представлена простой формулой

$$R_{2D}^* = \frac{R_{3D}^*}{(n - 1/2)^2}.$$



**Рис. 2.** Изменения плотности состояний (а) и энергетического спектра (б) квази-2D-гетеросистемы при одновременном уменьшении значений ширины ям и барьеров. Обозначения 3D и 2D относятся к трехмерной и двумерной плотностям состояний. Красная кривая – плотность состояний сверхрешетки (CP); ab, cd, ef – нижняя и верхняя границы первой, второй и третьей разрешенных мини-зон соответственно

При увеличении  $L_z/a^*$  вплоть до  $L_z \approx 10a^*$  энергия связи продолжает оставаться больше, чем у объемного экситона, а волновая функция – сжатой во всех направлениях и сплюснутой вдоль оси  $z$ . Типичный спектр поглощения повторяющимися многократно квантовыми ямами одинаковой ширины с относительно широким барьером (так называемыми Multiple Quantum Wells – MQW) представляет собой последовательность экситонных максимумов, связанных энергиями связи  $R_{3D}^* < R^*(N, L_z) < R_{2D}^*$  с соответствующими ступеньками плотности состояний.

При увеличении  $L_z$  становится возможной ситуация, в которой  $L_z > a_{e,h}^*$ , но сравнимо с радиусом экситона  $a^*$  (радиус экситона всегда больше боровских радиусов электрона и дырки, так как приведенная масса электрона и дырки всегда меньше обеих масс, отдельно взятых). Тогда возможно квантование экситона как целого, но в выражении для  $E_N$  эффективную массу следует заменить на трансляционную массу экситона

$M = m_e^* + m_h^*$ . Характерная структура собственно экситонного квантования наблюдается вплоть до размеров  $L_z \gg a^*$ , когда эффекты квантования электронов и дырок по отдельности уже незначительны.

### ЭКСИТОН В СВЕРХРЕШЕТКАХ И СВЕРХСТРУКТУРАХ

Сверхрешеткой (superlattice – SL) называют гетеросистему с многократно повторяющимися квантовыми ямами, барьеры которой более или менее туннельно-прозрачны для электронов (дырок). Как правило, это требует толщин барьеров порядка нанометров. В случае сверхрешетки наблюдается в некоторой степени возврат к трехмерному поведению. Транспорт носителей тока становится возможным как вдоль, так и поперек слоев. Однако зонная структура системы полностью перестраивается и более не эквивалентна ни структуре уровней квантовой ямы, ни структуре исходных материалов ямы и барьеров. Появляются новые запрещенные и разрешенные мини-зоны, ширина разрешенных мини-зон растет, а запрещенных падает с уменьшением ширины барьеров и увеличением энергии и номера уровня  $N$  (см. рис. 2). Интересно, что плотность состояний также теряет простой ступенчатый характер. Каждая мини-зона разрешенных состояний обладает собственным законом дисперсии и соответственно собственной эффективной массой электронов или дырок [2]. Ко всем особенностям плотностей состояний в мини-зонах может быть привязан собственный экситон. При этом его положение не ограничивается низкоэнергетическим краем каждой мини-зоны, но может выбирать и другую особую точку зонной структуры. Энергия связи экситона в сверхрешетке на краях мини-зон уменьшается относительно соответствующих квантовых ям с непрозрачным барьером.

В новой системе электронных состояний, характеризующих сверхрешетку, роль примесей и дефектов может быть выполнена любым нарушением периодической последовательности слоев. В частности, периодически повторяющийся сбой в виде уширенного барьера может приводить к возникновению примесного уровня в запрещенной мини-зоне, который может находиться на месте прежнего сплошного спектра разрешенных состояний материала барьера. Эффект может быть существенно усилен, если размеры элементов сверхструктуры подобраны таким образом, что удовлетворяются брэгговские условия отражения в отрезках сверхрешетки, окружающих барьер. Это приводит к сильной локализации электронной волновой функции в надбарьерной области, как показано на рис. 3.

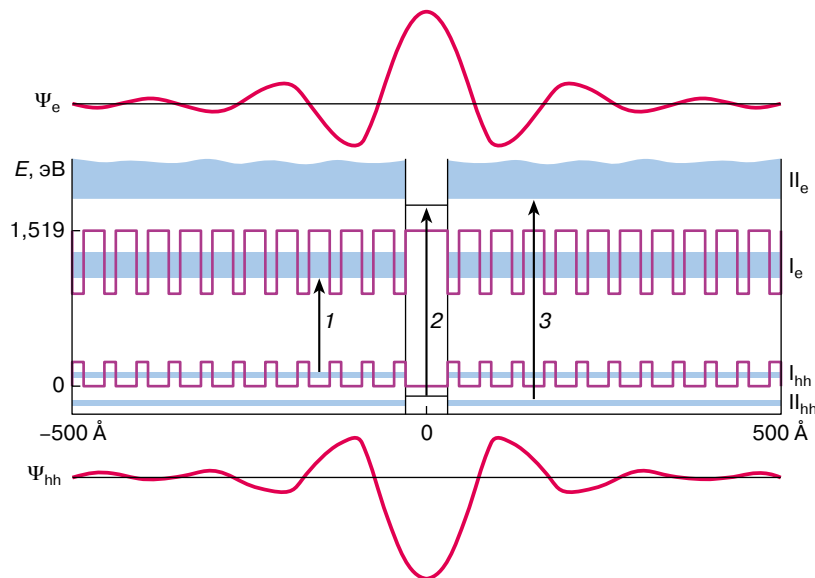
## ЭКСИТОН В КВАНТОВЫХ ПРОВОДАХ И КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Системы с размерностью меньше двух существенно менее изучены, а получаемые экспериментально образцы таких систем весьма далеки от совершенства. В особенности это справедливо для одномерных систем, изготовление которых практически неизбежно сопряжено с применением литографических процессов для организации микрорисунка в плоскости образца – латерального ограничения. Ограничение по оси  $z$  при этом возникает в результате использования множественных или одиночных квантовых ям в качестве исходной структуры. Однако разрешающей способности современной микролитографии, за исключением редких случаев, явно недостаточно для надежного выполнения условия (2) по оси  $x$ .

Плотность состояний в одномерной системе (см. рис. 1) имеет вид корневой зависимости, спадающей при увеличении энергии по закону  $(E - E_N)^{-1/2}$ , где  $E_N$  есть  $N$ -й уровень размерного квантования квантовой проволоки. К каждому из экстремумов приведенной плотности состояний  $E_N$  привязана своя серия экситонных состояний. Энергия связи основного состояния полностью одномерного экситона, когда  $L_{z,x} = 0$ ,

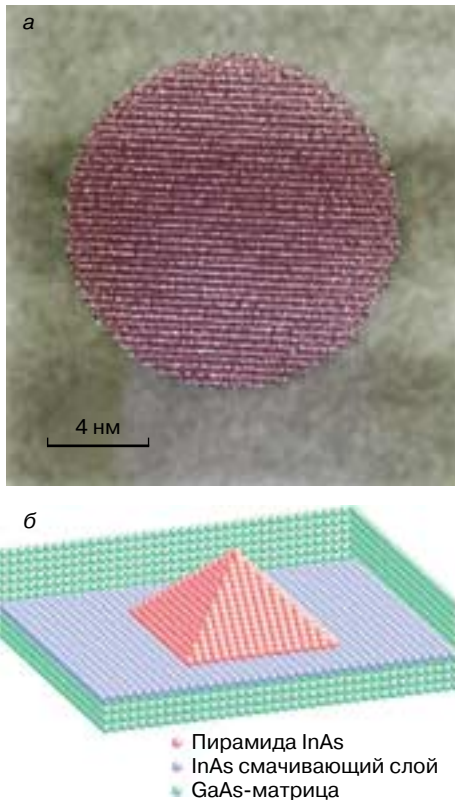
бесконечна. Соответствующая структура одномерного атома водорода исследована еще в 1959 году Р. Луденом. Однако реальная ситуация является, как правило, квазиодномерной. В результате энергия связи основного состояния экситона остается конечной и логарифмически растет при росте отношения  $a^*/L_{z,x}$ . Экситон в квантовых проволоках подобен экситону в объемном кристалле при наличии сильного, но конечного магнитного поля [3, 4], притом роль поперечного размера (радиуса) проволоки играет магнитная длина  $\lambda = (e\hbar/cB)^{1/2}$ . В этом случае все возбужденные состояния дважды вырождены из-за симметрии системы для любой точки на оси  $z$ , принятой за центр тяжести масс или за нуль отсчета, относительно инверсии  $(-z, +z)$ .

Первым видом объектов, продуктивным при исследовании квантовых точек, оказались микрокристаллы полупроводниковых соединений типа  $A^{II}B^{VI}$  в стеклообразной матрице [5]. Микрокристаллы практически сферической формы образуются в результате кристаллизации соответствующих компонентов, введенных в силикатное стекло, при его остывании и перекристаллизации в процессе последующей термообработки (рис. 4). Естественно, они не могут быть точно одного и того же радиуса. Разброс радиусов создает



**Рис. 3.** Фрагмент сверхрешетки с периодически повторяющимся уширенным барьером (в центре), созданной на базе гетеросистемы  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  с соблюдением условия брэгговской локализации электронных волновых функций над барьером. Голубые горизонтальные поля соответствуют разрешенным состояниям реализующейся зонной схемы CP, тогда как ломанная кривая – исходной. Красная кривая – “локализованные” волновые функции электронов и дырок. Вертикальными стрелками показаны оптические переходы в экситонные состояния: 1, 3 – между краями первых и вторых мини-зон соответственно, 2 – переходы между надбарьерными локализованными состояниями электрона и дырки (энергии связи экситонов не отмечены)





**Рис. 4.** Отдельная квантовая точка из CdS в матрице из силикатного стекла (а), изображение напросвет получено электронным микроскопом высокого разрешения, темные полосы разделяют атомные монослои (предоставлено А.И. Екимовым), б – модель пирамидальной квантовой точки InAs в матрице из GaAs (Zunger A. // MRS Bull. 1998. Vol. 23, № 2. P. 35)

неоднородное уширение спектральных линий оптического пропускания, отражения или люминесценции. Если удастся наблюдать спектр люминесценции очень маленького участка образца, включающего в себя минимальное количество микрокристаллов вплоть до одного микрокристалла, а именно такая возможность предоставляется современной ближнеполевой оптической микроскопией, широкая линия, образованная совокупностью микрокристаллов с разбросом радиусов  $\delta a$ , сменяется узкими линиями, характерными для атомной спектроскопии.

Исследуя энергетический спектр квантовой точки, следует различать два предельных случая:  $a \ll a_{e,h}^*$  и  $a \gg a_{e,h}^*$ . В первом случае спектр определяется главным образом спектром наиболее легкой квазичастицы, как правило электрона. Без учета кулоновского взаимодействия электрона и дырки он составляет

$$E_{l,n} = E_g + \frac{\hbar^2}{2m^*a^2} \varphi_{l,n}^2,$$

где  $\varphi_{l,n}$  – универсальный набор чисел, являющихся корнями функций Бесселя, а  $l$  и  $n$  – квантовые числа, представляющие собой орбитальный момент количества движения и порядковый номер корня функции Бесселя соответственно. Для межзонных переходов между первыми уровнями размерного квантования электронов и дырок край поглощения определяется обратной приведенной массой электрона и дырки и обратно пропорционален квадрату радиуса микрокристалла

$$E_{0,1} = E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2}.$$

Учет кулоновского взаимодействия смещает линии в красную сторону, но соответствующая этому смещению обратная зависимость от  $a$  имеет линейный характер:

$$\delta E = \frac{C_1 e^2}{\kappa_0 a}.$$

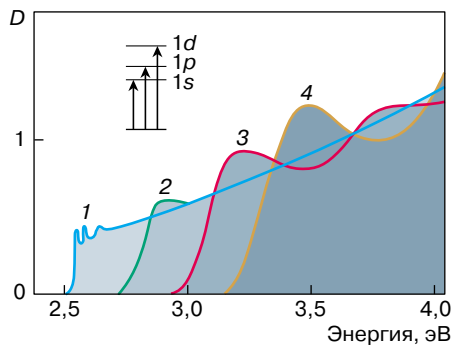
Естественно, что экситонные поправки к положениям спектральных линий становятся незначительными при очень малых радиусах микрокристаллов. В то же время при осуществлении второго условия  $a \gg a_{e,h}^*$  становится малым коротковолновый сдвиг линий размерного квантования и наиболее заметные изменения в спектрах могут произойти ввиду квантования экситона как целого, когда для основного состояния  $n = 1$  справедливо

$$E_{0,1} = E_g - R^* + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2Ma^2}.$$

На рис. 5 мы приводим типичный вид спектров поглощения микрокристаллами CdS различного среднего радиуса. Замечательно, что при одном и том же количестве в стекле полупроводниковой компоненты край поглощения сдвигается более чем на 1 эВ в результате уменьшения радиуса  $a$  от 320 до 12 Å. Только за счет размерного квантования цвет бруска из стекла с микрокристаллами CdS изменяется от полностью прозрачного (12 Å) до густо-красного (320 Å).

Сравнительно недавно был разработан и начал быстро развиваться еще один метод создания наноструктур с квантовыми точками полупроводников – синтез микрокристаллов из коллоидальных систем с использованием поверхностно-активных веществ. Метод оказался эффективным при синтезе 0D систем из широкого круга материалов  $A^{II}B^{VI}$ ,  $A^{III}B^V$ ,  $A^{IV}$  и ряда других, притом еще и обеспечивает рекордно малый разброс диаметров микрокристаллов (<5%) и высокую их концентрацию.

Квантовые точки в диэлектрической матрице практически не могут быть использованы в процессах, связанных с транспортом носителей заряда. Поэтому



**Рис. 5.** Спектры оптической плотности  $D$  образцов, содержащих микрокристаллы CdS различного радиуса: 1 – 320, 2 – 23, 3 – 15, и 4 – 12 Å. На врезке – энергетическая схема переходов (Екимов А.И., Эфрос Ал.Л. Неравновесные процессы в полупроводниках // Тр. зим. шк. физики ФТИ. Л.: ЛИЯФ, 1986. С. 65)

особый интерес вызвали сообщения о возможности создания квантовых точек в полупроводниковой среде в результате использования различных процессов самоорганизации кристаллов в процессе эпитаксиального роста [6]. Эти процессы основаны на свойствах субмонослойных покрытий, гетероструктур с небольшой, но определенной разницей постоянных решетки, приводящей к возникновению упругонапряженного состояния, и на различии скоростей латерального и вертикального роста, а также на свойствах косых, то есть слегка не совпадающих с естественными главными кристаллографическими плоскостями, срезов поверхности роста. Образующиеся в результате квантовые точки уже не имеют форму шара, но, как правило, кристаллизуются в виде простых геометрических фигур, например в виде четырехгранной пирамиды, как это происходит в случае выращивания микрокристаллов InAs в матрице из GaAs (см. рис. 4). На основе таких наноструктур удалось впервые создать экспериментальные полупроводниковые инжекционные лазеры, демонстрирующие потенциальную возможность изготовления приборов, имеющих исключительно низкие пороги генерации при отсутствии зависимости порога от рабочей температуры. Именно так выглядят теоретические преимущества лазеров на квантовых точках.

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ЭКСИТОННЫЕ ПРИБОРЫ, РЕАЛИЗУЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭКСИТОНОВ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ**

Обобщая изложенное выше, можно увидеть, что представления об экситонах существенны для всяких межзонных оптических процессов, происходящих в низкоразмерных системах. Это прежде всего происходит из-за невозможности полного экранирования в них куло-

новского взаимодействия электрона и дырки, рождаемых в результате поглощения кванта света. Кроме того, энергия связи и сила осциллятора экситонных состояний увеличиваются с понижением размерности системы. При этом следует иметь в виду, что если энергии размерного квантования носителей заряда имеют (независимо от размерности системы) вид

$$E = E_g + \frac{C_i \hbar^2}{2ma^2},$$

где  $C_i$  – некоторый коэффициент, включающий в себя форм-фактор и учитывающий конкретную форму объекта, и  $a$  – это квантовомалый размер, то энергии связи экситонов имеют зависимость от размера типа

$$R^* = \frac{C_j e^2}{\kappa_0 a},$$

то есть обратно пропорциональны первой степени малого размера. Это делает ее учет не слишком существенным в области очень малых размеров квантовых точек. Учет кулоновского взаимодействия приводит лишь к определенному длинноволновому сдвигу спектральных линий. При этом пропадает также и структура собственно экситонных возбужденных состояний, уступая атомоподобному спектру энергетических состояний квантовой точки. Соответственно возникает вопрос о применимости экситонной концепции в том виде, когда экситон сам по себе рассматривается как гигантский атом. Возникают также проблемы, связанные с применимостью при вычислении энергии связи статической диэлектрической проницаемости кристалла и даже эффективной массы. Понятно, что диэлектрическая проницаемость – понятие макроскопическое, а эффективная масса квазичастиц или же приближение “эффективной массы” вообще являются свойством кристалла. И естественно возникает вопрос: начиная с какого минимального количества атомов или постоянных решетки эти понятия применимы? Опыт экспериментального исследования дает удивительный ответ: они применимы уже начиная с нескольких постоянных решетки, то есть при таких радиусах микрокристаллов, как  $a \approx 10 \text{ \AA}$ ! Более того, при очень малых размерах набирают силу и становятся существенными такие относительно слабые явления, как обменное взаимодействие, энергия которого обратно пропорциональна кубу размера микрокристалла. Более существенными становятся также процессы образования экситонных молекул: биэкситонов, трионов и т.д.

В низкоразмерных системах, как уже упоминалось, увеличивается сила осциллятора, но что оказывается гораздо существеннее, радикально увеличивается возможный рабочий диапазон внешних электрических

полей, при помощи которых осуществляется управление прибором. Это происходит за счет значительного смещения границы ионизации к высоким энергиям. Так, для модуляционных приборов оказался исключительно удобным эффект Штарка в квантовых ямах, получивший название гигантского эффекта Штарка, так как электрон и дырка в квазидвумерном экситоне оказываются прижатыми растягивающим электрическим полем к двум противоположным стенкам ямы и могут быть ионизированы окончательно только в результате туннелирования сквозь барьерный слой. Рабочую температуру окружающей среды также оказалось возможным существенно повысить вплоть до комнатных температур и выше в связи с теми же стабилизирующими экситон свойствами низкоразмерных гетероструктур. Что же касается относительно сильной температурной зависимости положения экситонных линий, следующих за шириной запретной зоны, то здесь радикальным решением оказывается интеграция излучающих свет элементов с элементами, осуществляющими обработку информации, заложенной в световом потоке. Это часто оказывается возможным в пределах одной и той же многослойной гетероструктуры.

Так стала развиваться область науки и техники, которую по аналогии с электроникой можно было бы назвать экситоникой и в которой роль среды, осуществляющей различные операции по обработке информации, вместо электронного газа осуществляет экситонный газ. Еще более впечатляющими могли бы оказаться возможности, заложенные в экситонных поляритонах, так как максимально мыслимые скорости распростра-

нения сигналов здесь могли бы сочетаться с чрезвычайно низкими энергетическими затратами на управление прибором — порядка  $\Delta_{LT}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Weisbuch C.* // Semiconductors and Semimetals / Ed. by R. Dingle. N.Y.: Academic Press, 1987. Ch. I.
2. *Ivchenko E.L., Pikus G.E.* Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena. B.: Springer, 1995.
3. *Seisyan R.P., Zakharchenya B.P.* Interband Magneto-Optics of Semiconductors as Diamagnetic Exciton Spectroscopy // Landau Level Spectroscopy / Ed. by E.I. Rashba, G. Landwehr. Amsterdam: North-Holland, 1991. Ch. 7. P. 345–444.
4. *Сейсян Р.П.* Спектроскопия диамагнитных экситонов. М.: Наука, 1984.
5. *Эфрос А.Л., Эфрос А.Л.* // Физика и техника полупроводников. 1982. Т. 16. С. 772.
6. *Bimberg G., Grundmann M., Ledentsov N.N.* Quantum Dot Heterostructures. N.Y.: Wiley, 1999.

*Рецензент статьи* Г.Э. Норман

\* \* \*

Рубен Павлович Сейсян, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой твердотельной электроники Санкт-Петербургского государственного технического университета, зав. лабораторией функциональной и физической микроэлектроники Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН. Область научных интересов — спектроскопия полупроводников, магнитоспектроскопия, электронные и оптоэлектронные приборы и микроэлектронные технологии. Автор более 200 публикаций, 20 изобретений и двух монографий.