

ЭКСИТОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ НИТЯХ CdS И CdSe С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ БАРЬЕРАМИ

В. С. Днепровский, Е. А. Жуков, О. А. Шалыгина, В. Л. Лясковский*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Е. А. Муляров

*Институт общей физики Российской академии наук
117942, Москва, Россия*

С. А. Гаврилов

*Московский институт электронной техники (технический университет)
103498, Москва, Россия*

И. Масумото

Университет Цукуба, 305-8571, Цукуба, Япония

Поступила в редакцию 28 декабря 2001 г.

Особенности спектров люминесценции, полученных при различной поляризации и интенсивности излучения накачки, и кинетики люминесценции нанокристаллов CdS и CdSe, кристаллизованных в полых наноканалах Al₂O₃-матрицы, объяснены экситонными переходами в полупроводниковых квантовых нитях с диэлектрическими барьерами. Энергии экситонных переходов соответствуют рассчитанным с учетом как размерного квантования, так и эффекта «диэлектрического усиления» экситонов — существенного увеличения силы кулоновского притяжения между электроном и дыркой (энергия связи экситонов превышает 100 мэВ) из-за разницы диэлектрических проницаемостей полупроводника и диэлектрика. Показано, что энергия экситонного перехода не изменяется при изменении диаметра квантовых нитей в широких пределах, так как увеличение ширины одномерной запрещенной зоны квантовой нити при уменьшении ее диаметра компенсируется увеличением энергии связи экситонов.

PACS: 71.35.-y

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес исследователей к изучению экситонов в полупроводниковых квантовых нитях с диэлектрическими барьерами (структурах, в которых носители и экситоны могут свободно двигаться только в одном направлении) связан с тем, что помимо эффекта размерного квантования, приводящего к увеличению энергии связи экситона ($E_{ex}^{1D} \propto Ry [\ln(R/a_{ex}^{3D})]^2$ при радиусе нити $R < a_{ex}^{3D}$, где Ry и a_{ex}^{3D} — соответственно экситонный ридберг и боровский радиус экситона в объемном полупроводнике [1]) и силы осциллятора одномерного экситона при уменьше-

нии поперечных размеров квантовой нити, энергия связи и сила осциллятора существенно увеличиваются из-за эффекта «диэлектрического усиления». Диэлектрическое усиление (увеличение кулоновского притяжения между электроном и дыркой) возникает за счет того, что индуцированное находящимися в полупроводниковой нити электроном и дыркой электрическое поле перераспределяется из-за значительно меньшего значения диэлектрической проницаемости изолятора (диэлектрика) по сравнению с полупроводником. Вклад изолятора (барьера) в электронно-дырочное взаимодействие (большинство силовых линий электрического поля, соединяющих электрон и дырку, проходит через изолятор) приво-

*E-mail: scon281@phys.msu.ru

дит к значительному увеличению энергии связи экситона и силы осциллятора экситонного перехода. Явление диэлектрического усиления экситонов было предсказано в работах [2–4] и позднее исследовано теоретически в квантовых ямах [5–10], сверхрешетках [11, 12], квантовых нитях [13–15] и квантовых точках [16]. Для полупроводниковых квантовых нитей с диэлектрическими барьерами в работе [1] показано, что энергия связи экситонов может превышать 100 мэВ, а в работах [17, 18] экспериментально обнаружено значительное по сравнению с объемными полупроводниками и квазидвумерными полупроводниковыми структурами увеличение энергии связи экситонов в полупроводниковых (GaAs, CdSe, InP) квантовых нитях, кристаллизованных в прозрачных диэлектрических нанотрубках хризотил асбеста. Подбирая для наноструктуры полупроводниковые и диэлектрические материалы с различными значениями диэлектрических проницаемостей, можно изменять энергию связи и силу осциллятора экситона в широких пределах — осуществлять «инженерию кулоновского взаимодействия» [1].

В настоящей работе представлены результаты исследования особенностей спектров люминесценции и кинетики люминесценции нанокристаллов CdS и CdSe, кристаллизованных в полых наноканалах прозрачной диэлектрической Al_2O_3 -матрицы. Изменение интенсивности люминесценции при возбуждении образцов лазерным излучением с различной поляризацией и сопоставление энергии излучательных переходов с результатами теоретических расчетов позволили сделать вывод о том, что люминесценция обусловлена в основном экситонами в наноструктурах, кристаллизованных преимущественно в виде квантовых нитей, и оценить значения энергии связи экситонов.

Изменение неоднородно уширенных из-за дисперсии поперечных размеров спектров люминесценции квантовых нитей во времени (сдвиг в область меньших энергий) объяснен уменьшением времени рекомбинации экситонов в квантовых нитях меньшего диаметра по сравнению с аналогичным параметром для нитей большего диаметра.

Зарегистрированные нелинейная зависимость интенсивности люминесценции от уровня возбуждения и сдвиг максимума спектра люминесценции в область больших энергий при возбуждении квантовых нитей мощными наносекундными импульсами второй гармоники Nd:YAG-лазера, по-видимому, связаны с нелинейным поглощением из-за доминирующего эффекта заполнения фазового пространства экситонов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В последние годы разработаны различные способы изготовления полупроводниковых квантовых нитей с диэлектрическими барьерами. При этом полупроводник внедряют в полые каналы нанометровых поперечных размеров и затем кристаллизуют. В качестве диэлектрической матрицы используется либо природный материал (например, хризотил асбест [19], состоящий из плотно упакованных прозрачных диэлектрических нанотрубок), либо специально приготовленную матрицу (например, слюду, в которой созданы наноканалы при ионной бомбардировке на ускорителе [20]).

В настоящей работе полые наноканалы приготавливались в прозрачной диэлектрической матрице (слой Al_2O_3 толщиной в несколько микрон на алюминиевой фольге толщиной 10 мкм) с помощью электрохимического травления при комнатной температуре в 10-процентном растворе серной кислоты при анодном токе величиной 1 мА/см². Время травления составляло либо 0.5 ч для получения наноканалов (пор) диаметром 4–6 нм, либо 1 ч для пор диаметром 8–10 нм. Диаметры полых каналов измерены с помощью атомно-силового микроскопа [21]. Нанокристалл CdS формировался при катодном электроосаждении в водном растворе 0.1 моль $Na_2S_2O_3$ и 0.1 моль $CdSO_4$ при постоянной плотности тока 1 мА/см² в течение 300 с при комнатной температуре. Затем образцы отжигались в вакууме в течение одного часа при температуре 300°C. Формирование нанокристаллов CdSe осуществлялось катодным электроосаждением в водном растворе 0.01 моль $CdSO_4$ и 0.02 моль H_2SeO_3 при комнатной температуре и плотности тока 1.5 мА/см². Затем образцы отжигались в воздухе при температуре 430°C в течение 10 мин.

Спектры фотолюминесценции наноструктур CdS и CdSe, кристаллизованных в нанопорах Al_2O_3 различного поперечного сечения, и спектр фотолюминесценции самой диэлектрической матрицы без нанокристаллов приведены на рис. 1 и 2. Спектры фотолюминесценции этих структур, полученные при различной поляризации возбуждающего излучения, представлены на рис. 1б и 2. Для сравнения на этих рисунках изображены спектры фотолюминесценции монокристалла CdS, выращенного из газовой фазы, и кристаллической пленки CdSe. Сдвиг максимумов полос фотолюминесценции образцов, содержащих полупроводник в нанопорах, в область более коротких длин волн по сравнению с аналогич-

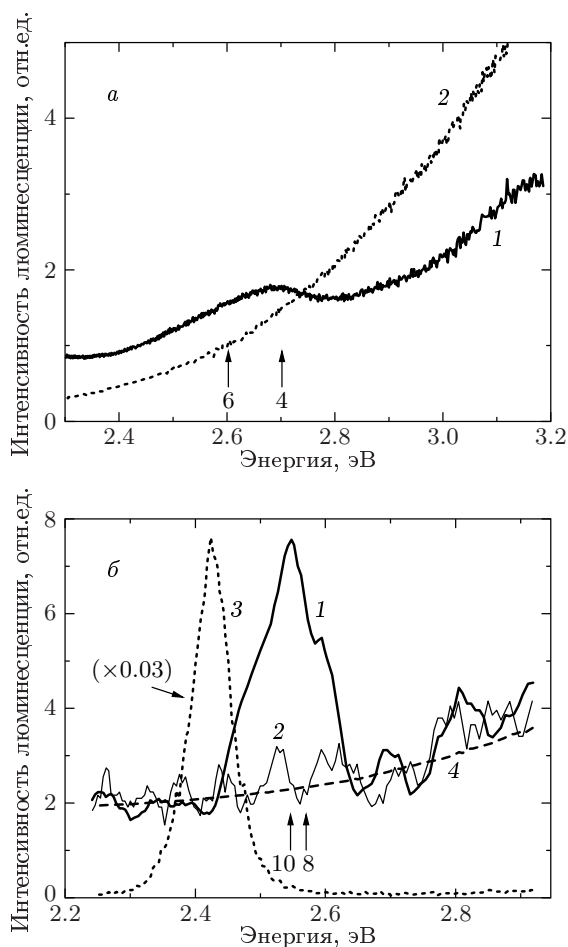


Рис. 1. а) Спектры фотолюминесценции, измеренные при 2 К, нанокристаллов CdS, кристаллизованных в полых каналах (диаметр 4–6 нм) матрицы Al₂O₃ (1); спектры матрицы Al₂O₃ (2). б) Спектры фотолюминесценции, измеренные при комнатной температуре, нанокристаллов CdS, кристаллизованных в полых каналах (диаметр 8–10 нм) Al₂O₃-матрицы (излучение накачки поляризовано под углом 45° к оси наноканалов в матрице (1) и перпендикулярно оси наноканалов (2)); спектры монокристалла CdS, выращенного из газовой фазы (3); спектры матрицы Al₂O₃ (4)

ным сдвигом для монокристаллов (полоса с максимумом 2.65 эВ для CdS, кристаллизованного в порах со средним диаметром $D = 4-6$ нм (рис. 1а), 2.54 эВ для CdS в порах с $D = 8-10$ нм (рис. 1б), 1.86 эВ для CdSe в порах с $D = 4-6$ нм и 1.75 эВ с $D \approx 30$ нм (рис. 2)) позволяет предположить, что в порах были сформированы нанокристаллы. Формирование нанокристаллов CdS и CdSe в порах Al₂O₃ подтверждено измеренными фоновыми спектрами исследуемых

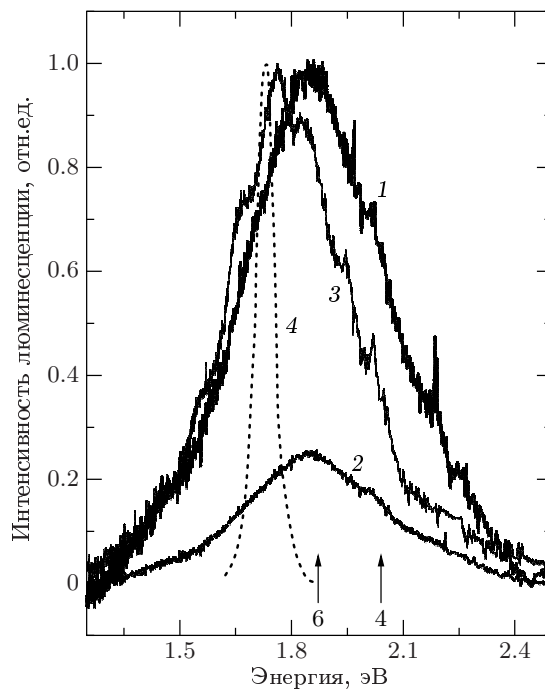


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции, измеренные при комнатной температуре, нанокристаллов CdSe, кристаллизованных в полых каналах (диаметр 4–6 нм) матрицы Al₂O₃ (излучение накачки поляризовано под углом 45° к оси наноканалов в матрице (1) и перпендикулярно оси наноканалов (2)); спектры нанокристаллов CdSe, кристаллизованных в полых каналах (диаметр около 30 нм) матрицы Al₂O₃ (излучение накачки поляризовано под углом 45° к оси наноканалов) (3); спектры кристаллической пленки CdSe (4)

структур методом ИК-фурье-спектроскопии [22].

Итак, полосы люминесценции с энергиями 2.65 эВ и 2.54 эВ (рис. 1) и 1.86 эВ (рис. 2) можно связать либо с электронно-дырочным переходом (в ряде статей он называется «экситонным»¹⁾) в квантовых точках, либо с экситонным переходом в квантовых нитях, либо с переходами обоих типов. Если предположить, что наноструктуры состоят из квантовых точек, то можно определить их средний радиус (R) с помощью вычисленных [23] зависи-

¹⁾ Строго говоря, электронно-дырочное возбуждение в квантуемой системе (в квантовой точке) не является экситоном — подвижной квазичастицей. Волновые функции электрона и дырки зафиксированы за счет квантовых ограничений, а кулоновская энергия их взаимодействия мала по сравнению с расстоянием между уровнями энергии размерного квантования свободных электронов и дырок.

мостей энергии низшего электронно-дырочного перехода от радиуса квантовой точки, размеры которой сравнимы с боровским радиусом экситона в объемном полупроводнике. Так, например, энергия максимума полосы люминесценции нанокристаллов CdS в порах с $D = 8-10$ нм (рис. 1б) соответствует низшему электронно-дырочному переходу в квантовых точках с $R \approx 6$ нм. При учете усиления электронно-дырочного притяжения, обусловленного диэлектрическим окружением полупроводниковой квантовой точки [16], энергия перехода существенно уменьшается и оцениваемый радиус равен 3–4 нм. Оцененные размеры квантовых точек CdS и CdSe согласуются с измеренным поперечным размером каналов матрицы, в которых они могли бы быть кристаллизованы. Однако следует отметить, что эффективные полосы фотолюминесценции зарегистрированы нами лишь в случае (рис. 1, 2), когда возбуждающее люминесценцию излучение содержало компоненту поля, ориентированную вдоль оси наноканалов. Это обстоятельство позволяет предположить, что наноструктуры кристаллизуются преимущественно в виде квантовых нитей, а не квантовых точек.

Внутри тонких (радиус нити много меньше длины волны возбуждающего излучения) параллельных полупроводниковых нитей, окруженных диэлектриком, сильно ослаблена компонента поля, перпендикулярная оси нитей, вследствие учета граничных условий [24]. Внутри нити параллельная и перпендикулярная нити компоненты электрического поля имеют вид

$$E^{\parallel} = E_{\infty}^{\parallel}, \quad E^{\perp} = \delta E_{\infty}^{\perp},$$

где $\delta = 2\varepsilon_d/(\varepsilon_d + \varepsilon_s)$, E_{∞} — значение поля вдали от нити, а ε_d и ε_s — диэлектрические проницаемости диэлектрика и полупроводника. В дипольном приближении интенсивность люминесценции пропорциональна квадрату произведения амплитуды поля и дипольного матричного элемента перехода. Итак, если считать дипольный матричный элемент перехода d_{cv} между одномерной валентной зоной и зоной проводимости изотропным, то степень линейной поляризации люминесценции из-за различной эффективности поглощения излучения накачки с разной поляризацией имеет вид

$$\sigma = \frac{I^{\parallel} - I^{\perp}}{I^{\parallel} + I^{\perp}} = \frac{1 - \delta^2}{1 + \delta^2},$$

где $I^{\parallel, \perp}$ — интенсивность люминесценции при возбуждении полупроводниковых нитей светом, поля-

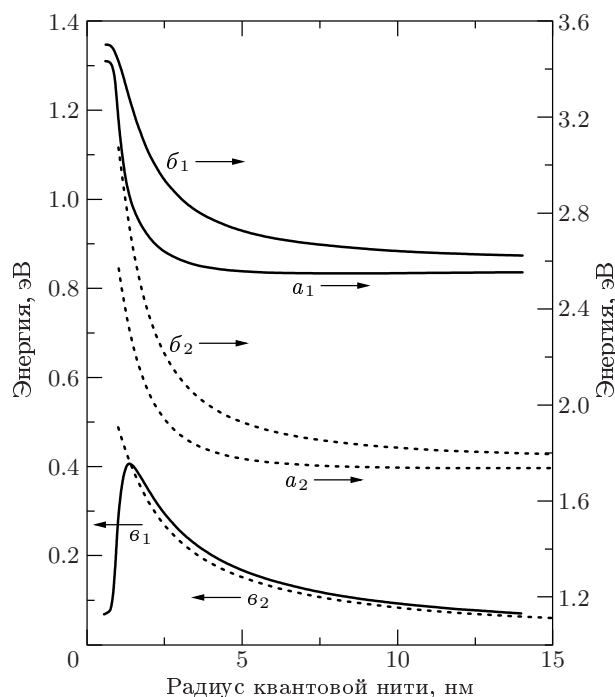


Рис. 3. Теоретически рассчитанные зависимости энергии экситонных переходов (а), ширины одномерных запрещенных зон (б) и энергии связи экситонов (в) от радиуса квантовых нитей CdS (сплошные линии) и CdSe (штриховые линии) с диэлектрическими Al_2O_3 -барьерами

ризованным вдоль и поперек нити. Для квантовых нитей CdS в порах с $D = 8-10$ нм (рис. 2) $\sigma = 0.5 \pm 0.08$ и для CdSe в порах с $D = 4-6$ нм (рис. 3) $\sigma = 0.56 \pm 0.05$. Эти значения согласуются с рассчитанными, равными 0.47 (0.57) при значениях $\varepsilon_s = 5.24$ (6.4) для CdS (CdSe). Таким образом, мы считаем, что люминесценция наноструктур, кристаллизованных в полых каналах Al_2O_3 -матрицы, обусловлена в основном не квантовыми точками, а полупроводниковыми квантовыми нитями с диэлектрическими барьерами.

На рис. 3 приведены результаты расчета зависимостей энергии экситонного перехода, ширины одномерной запрещенной зоны и энергии связи экситонов от радиуса квантовых нитей CdS и CdSe с диэлектрическими барьерами из Al_2O_3 . Ширина одномерной запрещенной зоны в квантовых нитях увеличивается по сравнению с аналогичной для объемных полупроводников как за счет размерного квантования, так и благодаря существенному влиянию потенциалов самовоздействия [18], приводящих к дополнительному отталкиванию зарядов от границы с диэлектриком. Большие значения энергии связи

и увеличение сил осцилляторов экситонов связаны со значительным усилением кулоновского потенциала электронно-дырочного взаимодействия потенциалами изображений. Сравнивая найденные из эксперимента значения энергии экситонных переходов с теоретически рассчитанными, находим, что максимумы полос люминесценции соответствуют экситонным переходам в квантовых нитях CdS диаметром 4–6 нм и энергией связи экситона $E_{ex} \approx 300$ мэВ (рис. 1); 8–10 нм и $E_{ex} \approx 130$ мэВ (рис. 2), а для квантовых нитей CdSe диаметром 4–6 нм, $E_{ex} \approx 240$ мэВ (рис. 3). К сожалению, большое спектральное уширение полос люминесценции не позволяет нам выделить экситонные переходы A и B (переходы, связанные с валентными зонами A и B).

Полученные значения диаметров квантовых нитей не противоречат измеренным диаметрам наноканалов матриц Al_2O_3 , в которых были кристаллизованы соответствующие полупроводники. Как видно на рис. 3, в области значений радиусов квантовых нитей, превышающих 5 нм, изменения в энергии свободного электрон-дырочного перехода практически полностью компенсируются изменениями в энергии связи экситонов, что приводит к отсутствию зависимости энергии экситонного перехода от радиуса в широком диапазоне его изменений. Это может приводить к частичному подавлению неоднородного уширения полос экситонного поглощения и люминесценции в образцах с большой дисперсией поперечных размеров квантовых нитей. Отсутствием зависимости энергии экситонного перехода от радиуса при значениях радиуса, превышающих 5 нм (рис. 3), и меньшим влиянием безызлучательной рекомбинации (уменьшается роль поверхностных состояний в нитях большего диаметра) можно объяснить меньшее уширение полосы экситонной люминесценции для квантовых нитей большего диаметра (около 120 мэВ в квантовых нитях CdS с $D = 8$ –10 нм (рис. 1б) и около 250 мэВ в нитях с $D = 4$ –6 нм (рис. 1а)), 450 мэВ для квантовых нитей CdSe с $D = 4$ –6 нм и 340 мэВ с $D \approx 30$ нм (рис. 2). Наблюдаемое значительное уширение спектров люминесценции (рис. 1, 2) мы связываем со структурными неоднородностями, возникающими в процессе роста нанокристаллов CdS и CdSe, что сказывается на параметрах полупроводника (ширине запрещенной зоны, эффективных массах носителей), от которых сильно зависит энергия экситонного перехода.

Для изучения кинетики люминесценции полупроводниковых квантовых нитей с диэлектрическими барьерами были получены спектры люминесценции образцов, развернутые во времени. Для воз-

буждения образцов использовалось сфокусированное излучение второй гармоники ($\hbar\omega = 3.1$ эВ) Ti-сапфирового лазера, накачиваемого аргоновым лазером; длительность импульсов второй гармоники равна 1.5 пс, частота повторения 82 МГц, плотность энергии отдельного возбуждающего импульса составляет около 0.2 мкДж/см². Для регистрации применялся скрещенный с полихроматором скоростной фотоэлектронный регистратор (стрик-камера) Hamamatsu C 1587, работавший в режиме синхронного сканирования. Временное разрешение системы регистрации было не более 50 пс, а спектральное 1 мэВ.

На рис. 4, 5 представлены спектры люминесценции квантовых нитей CdS и CdSe, кристаллизованных в порах Al_2O_3 -матрицы с $D = 4$ –6 нм. Эти спектры получены для разных промежутков времени после возбуждения. Следует отметить сдвиг максимума интенсивности широких спектров люминесценции в сторону меньших энергий за счет быстрого уменьшения интенсивности люминесценции высокочастотной части спектров. Последнее обстоятельство подтверждается измеренными зависимостями кинетики различных участков спектра люминесценции. Как видно на рис. 4, 5, уменьшение интенсивности люминесценции для низкочастотной части спектра более медленное. Убывание интенсивности люминесценции во времени для различных участков спектров имеет быструю и медленную компоненты. Они могут быть аппроксимированы двумя экспонентами:

$$I(t) = C_1 \exp(-t/\tau_1) + C_2 \exp(-t/\tau_2).$$

Так, например, для кривой 4 на рис. 4б время затухания быстрой компоненты $\tau_1 \approx 70$ пс, а время $\tau_2 \approx 3$ нс. Эти времена для кривой 1 увеличиваются соответственно в 4 и более чем в 2.5 раза.

Кинетические свойства полупроводниковых наноструктур с диэлектрическими барьерами существенно отличаются от свойств полупроводниковых наноструктур с полупроводниковыми барьерами из-за доминирующего влияния материала барьера и поверхностей раздела на свойства электронной и экситонной систем. В таких структурах релаксация энергии возбужденных электрон-дырочных пар и экситонов происходит за счет как излучательной, так и эффективной безызлучательной рекомбинации [25, 26]. Итак, мы связываем быструю компоненту затухания интенсивности люминесценции с излучательной и безызлучательной рекомбинациями экситонов в квантовых нитях, а медленную — с захватом возбужденных носителей и эксито-

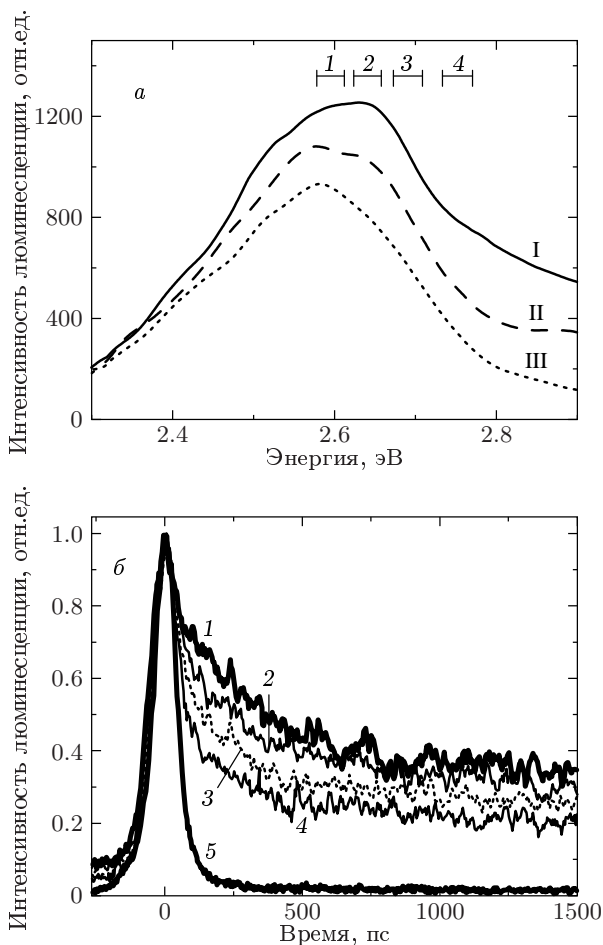


Рис. 4. *a)* Спектры люминесценции квантовых нитей CdS с диэлектрическими барьерами (2 К), полученные в разные моменты времени после возбуждения пикосекундными импульсами второй гармоники Ti-сапфирового лазера: в течение первых 100 пс (I), 100–200 пс (II) и 200–300 пс (III). *б)* Изменение интенсивности люминесценции во времени для различных участков, указанных на рис. 4*a*, спектра люминесценции квантовых нитей CdS с диэлектрическими барьерами и матрицы (5)

нов ловушками на поверхности раздела полупроводник–диэлектрик с их последующим высвобождением. Меньшее время релаксации интенсивности люминесценции для высокочастотной части спектра и сдвиг максимума спектра люминесценции в длинноволновую область спектра, по-видимому, связаны с различием во временах безызлучательной рекомбинации в квантовых нитях разного поперечного сечения. В квантовых нитях меньшего поперечного сечения время безызлучательной рекомбинации уменьшается из-за более существенной роли поверхности.

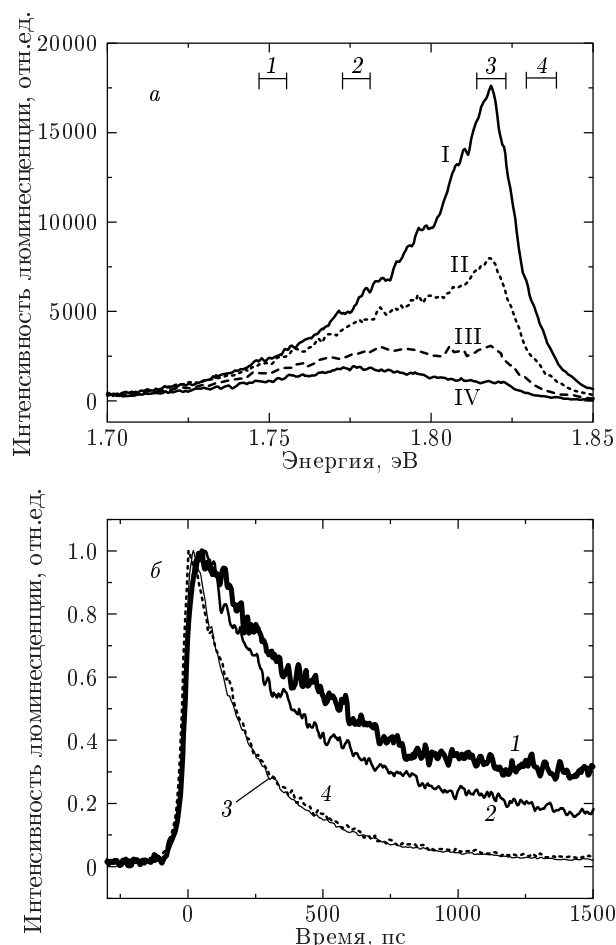


Рис. 5. *a)* Спектры люминесценции квантовых нитей CdSe с диэлектрическими барьерами (2 К), полученные в разные моменты времени после возбуждения пикосекундными импульсами второй гармоники Ti-сапфирового лазера: через 0–80 пс (I), 150–270 пс (II), 460–540 пс (III) и 720–820 пс (IV). *б)* Изменение интенсивности люминесценции во времени для различных участков, указанных на рис. 5*a*, спектра люминесценции квантовых нитей CdSe с диэлектрическими барьерами (2 К)

Сдвиг максимума спектров люминесценции можно также объяснить быстрым процессом захвата экситонов на локализованные состояния [26]. Из величины сдвига следует, что глубина этих ловушек составляет около 50 мэВ. К сожалению, мы не можем идентифицировать такой тип ловушек. Следует отметить, что кинетические особенности спектров люминесценции в данном случае не связаны с нелинейными процессами, так как плотность энергии возбуждающего образца излучения была недостаточна для наблюдения нелинейных эффектов.

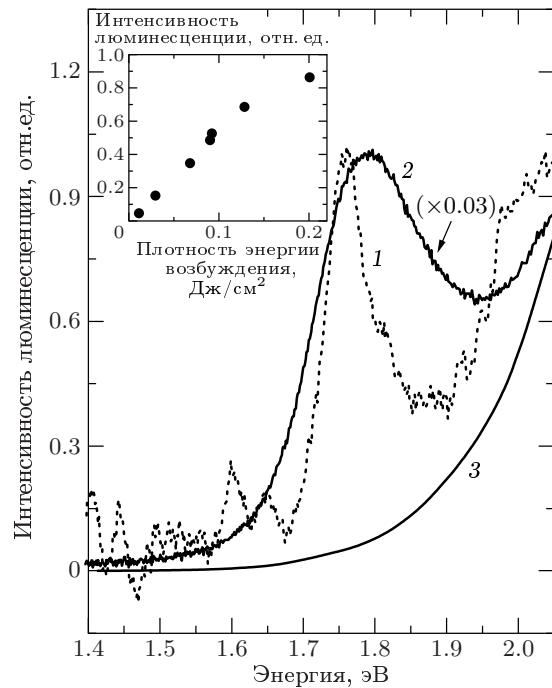


Рис. 6. Спектры люминесценции квантовых нитей CdSe с диэлектрическими барьерами (300 К), полученные при разных уровнях возбуждения излучением второй гармоники Nd:YAG-лазера: 0.012 Дж/м² (1), 0.2 Дж/м² (2) и матрицы (3). На вставке приведена зависимость интенсивности люминесценции образца, содержащего квантовые нити CdSe с диэлектрическими барьерами (300 К), от уровня возбуждения импульсами второй гармоники Nd:YAG-лазера (длительность импульсов — 14 нс)

Нелинейная зависимость интенсивности люминесценции квантовых нитей CdSe в Al₂O₃ от уровня возбуждения зарегистрирована при поглощении излучения второй гармоники ($\hbar\omega = 2.34$ эВ) Nd:YAG-лазера, работавшего в режиме модуляции добротности (длительность импульса генерации 14 нс, энергия возбуждающего импульса до 2 мДж, площадь пятна возбуждения $S = 10^{-2}$ см²). Как видно на рис. 6, при больших уровнях возбуждения происходит «насыщение» интенсивности люминесценции и сдвиг максимума спектра люминесценции в коротковолновую область. Мы связываем нелинейную зависимость интенсивности люминесценции от уровня возбуждения с нелинейным поглощением в образцах с квантовыми нитями, имеющими значительную дисперсию поперечных размеров. При высоких уровнях возбуждения различные нелинейные процессы могут сосуществовать и конкурировать друг с другом в

квантовых нитях [17, 27, 28]: экранирование экситонов, заполнение фазового пространства экситонов, заполнение электронных и дырочных одномерных энергетических зон, перенормировка ширины одномерной запрещенной зоны (уменьшение ее ширины с ростом уровня возбуждения). По-видимому, в квантовых нитях с диэлектрическими барьерами (в нитях с большой энергией связи экситонов) доминирует эффект заполнения фазового пространства экситонов, вызывающий уменьшение (насыщение) поглощения и, следовательно, уменьшение интенсивности люминесценции с ростом уровня возбуждения. Заполнение фазового пространства происходит, в первую очередь, в квантовых нитях большего диаметра — в квантовых нитях с большей эффективной длиной экситонов. Этим обстоятельством можно объяснить сдвиг максимума спектра люминесценции образцов с квантовыми нитями в коротковолновую область.

Результаты теоретического расчета эффективной длины экситонов (5–10 нм) в полупроводниковых (CdSe) квантовых нитях с диэлектрическим барьером при диаметре нити 6–10 нм позволяют определить линейную концентрацию экситонов (число экситонов на единицу длины), необходимую для проявления эффекта заполнения фазового пространства: $n_{ph} \approx 10^6$ см⁻¹. Оценки показывают, что такая концентрация экситонов, по-видимому, была достигнута в эксперименте. Линейная концентрация возбужденных экситонов (в нашем случае измеренное время жизни экситонов $\tau \approx 10^{-10}$ с много меньше длительности возбуждающего импульса лазера Δt):

$$n \approx \beta \frac{\tau W}{\Delta t S L \hbar \omega N} \approx 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-1}.$$

При оценке использовались следующие значения: энергия, поглощенная в образце толщиной $L \approx 5$ мкм при максимальной накачке, $W = 0.2$ мДж (для измерения поглощения излучения второй гармоники лазера использовались образцы, в непрозрачной подложке которых были вытравлены окна); измеренное с помощью атомно-силового микроскопа число пор (полых каналов), заполняемых полупроводником, $N \approx 10^{11}$ см⁻² [21]; квантовый выход процесса преобразования поглощенных фотонов в экситоны $\beta \approx 0.5$.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ спектров люминесценции полупроводниковых (CdS, CdSe) наноструктур, кристаллизованных в полых каналах нанометровых поперечных

размеров прозрачной диэлектрической матрицы Al_2O_3 (определение величин сдвига полос люминесценции в область больших энергий по сравнению с аналогичными для объемного полупроводника и соответствующих теоретически рассчитанным; определения зависимостей интенсивности люминесценции от поляризации возбуждающего излучения; кинетических свойств спектров люминесценции; нелинейной зависимости интенсивности люминесценции от уровня лазерного возбуждения и изменения спектров люминесценции при высоких уровнях возбуждения) позволяет сделать вывод о том, что наноструктуры кристаллизованы преимущественно в виде полупроводниковых квантовых нитей с дисперсией поперечных размеров (диаметра) около 20%, в которых доминируют экситонные переходы. Сопоставление измеренных энергий экситонных переходов с теоретически рассчитанными с учетом размерного квантования и диэлектрического усиления экситонов позволило оценить значения энергии связи экситонов в квантовых нитях с диэлектрическими барьерами: около 250 мэВ для квантовых нитей CdS и CdSe диаметром 4–6 нм. Показано, что неоднородное уширение спектра люминесценции экситонов в полупроводниковых квантовых нитях с диэлектрическими барьерами, связанное с дисперсией их размеров, может быть частично подавлено, так как увеличение ширины одномерной запрещенной зоны при уменьшении диаметра квантовой нити в широких пределах компенсируется увеличением энергии связи экситонов и энергия экситонного перехода практически не изменяется.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты 99-02-18327 и 02-02-16167) и программы «Физика твердотельных наноструктур».

ЛИТЕРАТУРА

1. L. V. Keldysh, *Phys. Stat. Sol. A* **164**, 3 (1997).
2. Н. С. Рытова, *ДАН СССР* **163**, 1118 (1965).
3. А. В. Чаплик, М. В. Энтин, *ЖЭТФ* **61**, 2496 (1971).
4. Л. В. Келдыш, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 716 (1979).
5. E. Hanamura, N. Nagaosa, M. Rumagai, and T. Takagahara, *Mater. Sci. Eng. B* **1**, 255 (1988).
6. M. Kumagai and T. Takagahara, *Phys. Rev. B* **40**, 12359 (1989).
7. D. B. Tran Thoai, R. Zimmermann, M. Grundmann, and D. Bimberg, *Phys. Rev. B* **42**, 5906 (1990).
8. L. Wendler and B. Harwig, *J. Phys.: Condens. Matter* **3**, 9907 (1991).
9. X. Zhang, Y. Li, Z. Kong, and Ch. Wei, *Phys. Rev. B* **49**, 10432 (1994).
10. J. Cen, R. Chen, and K. K. Bajai, *Phys. Rev. B* **50**, 10947 (1994).
11. R. R. Guseinov, *Phys. Stat. Sol. B* **125**, 237 (1984).
12. E. A. Muljarov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, and T. Ishihara, *Phys. Rev. B* **51**, 14370 (1995).
13. S. Glutsch, F. Bechstedt, W. Wegscheider, and G. Schedelbeck, *Phys. Stat. Sol. A* **164**, 405 (1997).
14. В. С. Бабиченко, Л. В. Келдыш, А. П. Силян, *ФТТ* **22**, 1238 (1980).
15. Е. А. Муляров, С. Г. Тиходеев, *ЖЭТФ* **111**, 274 (1977).
16. T. Takagahara, *Phys. Rev. B* **47**, 4569 (1993).
17. В. С. Днепровский, Е. А. Жуков, Е. А. Муляров, С. Г. Тиходеев, *ЖЭТФ* **114**, 700 (1998).
18. E. A. Muljarov, E. A. Zhukov, V. S. Dneprovskii, and Y. Masumoto, *Phys. Rev. B* **62**, 7420 (2000).
19. В. Н. Богомолов, *УФН* **124**, 171 (1978).
20. V. Dneprovskii, E. Zhukov, V. Karavanskii, V. Poborchii, and I. Salamatina, *Superlattices and Microstructures* **23**, 1217 (1998).
21. С. Ф. Гаврилов, В. В. Гусев, В. С. Днепровский, Е. А. Жуков, А. Н. Сырников, И. В. Яминский, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 216 (1999).
22. А. И. Белогорохов, частное сообщение.
23. S. V. Nair, S. Sinha, and R. S. Rustagi, *Phys. Rev. B* **35**, 4098 (1987).
24. P. Ils, Ch. Greus, A. Forchel, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, *Phys. Rev. B* **51**, 4272 (1995).
25. S. G. Romanov, C. M. Sotomayor-Torres, H. M. Yates, M. E. Pemble, V. Butko, and V. Tretjakov, *J. Appl. Phys.* **82**, 380 (1997).
26. E. A. Zhukov, Y. Masumoto, E. A. Muljarov, and S. G. Romanov, *Sol. St. Comm.* **112**, 575 (1999).
27. S. Benner and H. Haug, *Europhys. Lett.* **16**, 579 (1991).
28. S. Benner and H. Haug, *Phys. Rev. B* **47**, 15750 (1993).