

©1995 г.

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ПАР В ОБЛАСТИ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СТРУКТУР $Zn(S,Se)-(Zn,Cd)Se$ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

*Н.Н.Леденцов, С.В.Иванов, В.М.Максимов, И.В.Седова,  
И.Г.Табатадзе, П.С.Копьев*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 9 июня 1993 г. Принята к печати 20 июня 1994 г.)

Мы обнаружили интенсивную люминесценцию при энергиях выше края экситонного поглощения в структурах  $Zn(S,Se)-(Zn,Cd)Se$  с квантовыми ямами. Люминесценция обусловлена локализацией электронно-дырочных пар на флуктуациях стенок квантовых ям. Спектры возбуждения люминесценции имеют выраженные осцилляции с периодом, соответствующим энергии  $LO$ -фонона в  $Zn(S,Se)$ , что свидетельствует об энергетической релаксации электронно-дырочных пар по механизму горячих экситонов. Указанный механизм релаксации в данном случае обусловлен пространственной локализацией возникающих электронно-дырочных пар, а их кулоновское взаимодействие играет второстепенную роль. Замедленная термализация неравновесных носителей в основное состояние экситона также может быть объяснена их пространственной локализацией.

Исследование механизмов энергетической релаксации электронов и дырок в квантово-размерных структурах представляет значительный фундаментальный интерес и совершенно необходимо для их оптимального использования в приборах микро- и оптоэлектроники. В случае соединений  $A^{III}B^V$  считается общепринятым, что фотовозбужденные электроны и дырки релаксируют раздельно [1]. При этом, однако, наличие сильной пространственной локализации электронов и дырок может приводить к увеличению вероятности релаксации и рекомбинации электронно-дырочных пар (ЭДП) как целого. Данный эффект приводит к появлению «близнецовой» рекомбинации в структурах с квантовыми ямами в сильном магнитном поле [2], появлению линий горячих экситонов в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) и спектрах возбуждения фотолюминесценции, обусловленных локализацией экситонов на флуктуациях стенок квантовых ям и (или) состава твердого раствора [3]. Наличие модуляции толщины квантово-размерных слоев

в структурах с гофрированными гетерограницами [4] приводит к резкому возрастанию вероятности релаксации фотовозбужденной ЭДП как целого [5,6].

В соединениях  $A^{III}B^V$  большая величина константы электрон-фононного взаимодействия приводит к увеличению вероятности релаксации ЭДП по механизму горячих экситонов [7,8], однако роль эффектов пространственной локализации и более сильного, чем в соединениях  $A^{III}B^V$ , кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой остается невыясненной.

В настоящей работе мы исследовали низкотемпературную люминесценцию в структурах  $Zn(S,Se)-(Zn,Cd)Se$  с квантовыми ямами, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии [9]. Структуры были выращены на подложках GaAs с ориентацией (100) и состояли из слоя  $ZnS_{0.05}Se_{0.95}$  толщиной 1 мкм, на котором выращивались десять квантовых ям  $Zn_{0.8}Cd_{0.2}Se$  толщиной по 50 Å, разделенных барьерами  $ZnS_{0.05}Se_{0.95}$  толщиной по 100 Å. Сверху выращивался слой  $ZnS_{0.05}Se_{0.95}$  толщиной в 2000 Å. Спектры ФЛ и возбуждения ФЛ снимались в криостате в потоке газообразного гелия в температурном диапазоне 5–300 К. В качестве источников возбуждения использовалось излучение He–Cd-лазера с длиной волны 325 нм или излучение галогеновой лампы, пропущенное через монохроматор. В качестве регистрирующей системы использовался монохроматор МДР-23 и охлаждаемый фотоумножитель, работающий в режиме счета фотонов.

На рис. 1 представлены спектры ФЛ и возбуждения ФЛ структуры. Спектр ФЛ при низких температурах состоит из трех выраженных пиков (1, 2, 3) при энергиях, близких к энергии максимума наиболее

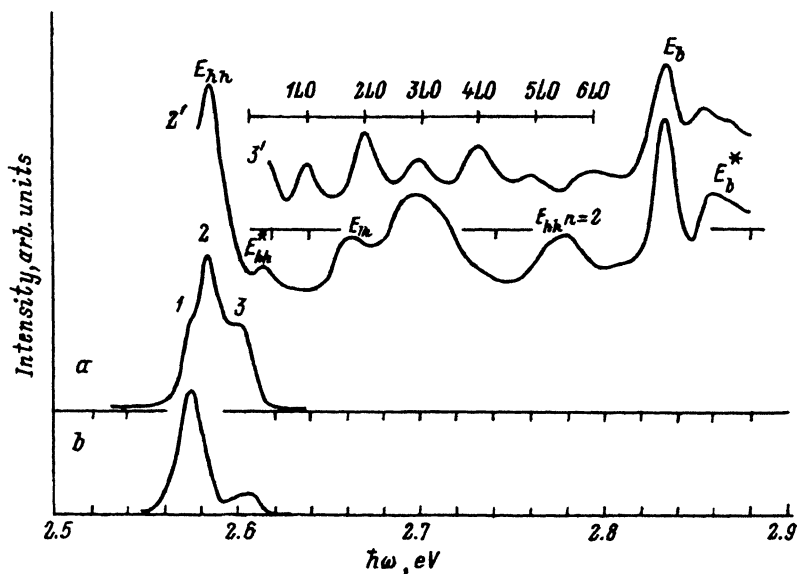


Рис. 1. Спектры фотолуминесценции структур  $Zn(S,Se)-(Zn,Cd)Se$  с квантовыми ямами при 5 (а) и 77 К (б); плотность мощности возбуждения —  $10^{-6}$  Вт·см $^{-2}$ , энергия возбуждающего кванта — 3.1 эВ. На вставке — спектры возбуждения ФЛ при 5 К; 2', 3' соответствуют полосам ФЛ 2 и 3.

длинноволновой линии в спектре возбуждения ФЛ (вставка к рис. 1, спектр 2'). Форма линии ФЛ слабо зависит от плотности мощности возбуждения в диапазоне  $10^{-6} - 1 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ . Максимумы в спектре возбуждения ФЛ соответствуют экситонным переходам в квантовых ямах  $\text{Zn}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Se}$  с участием тяжелых и легких дырок в первой подзоне размерного квантования и с участием тяжелых дырок во второй подзоне размерного квантования. Особенность в спектре возбуждения ФЛ, обозначенная  $E_{hh}^*$ , обусловлена возбужденным состоянием экситона, образованного с участием тяжелых дырок (т.е. экситонным континуумом). Данная интерпретация подтверждается спектрами оптического отражения структуры и анализом поляризации люминесценции при ее наблюдении со скола параллельно или перпендикулярно оси квантования.

Спектральное положение полосы 2 совпадает с положением максимума в спектре возбуждения ФЛ, соответствующего экситонным переходам с участием тяжелых дырок. При повышении температуры наблюдения полоса смещается в сторону меньших энергий фотона в соответствии с уменьшением эффективной ширины запрещенной зоны структуры. Полосы 1 и 3 сдвинуты относительно полосы 2 в сторону меньших и больших энергий фотона соответственно. Полоса 1 характерна для спектров фотолюминесценции структур с квантовыми ямами при малых плотностях мощности возбуждения и низких температурах наблюдения и обусловлена экситонами, локализованными на островковых уширениях квантовых ям. Увеличение температуры наблюдения до 20–30 К приводит к гашению полосы 1, что связано с делокализацией экситонов. Наибольший интерес для нас представляет полоса 3. Относительная интенсивность полосы при низких темпе-

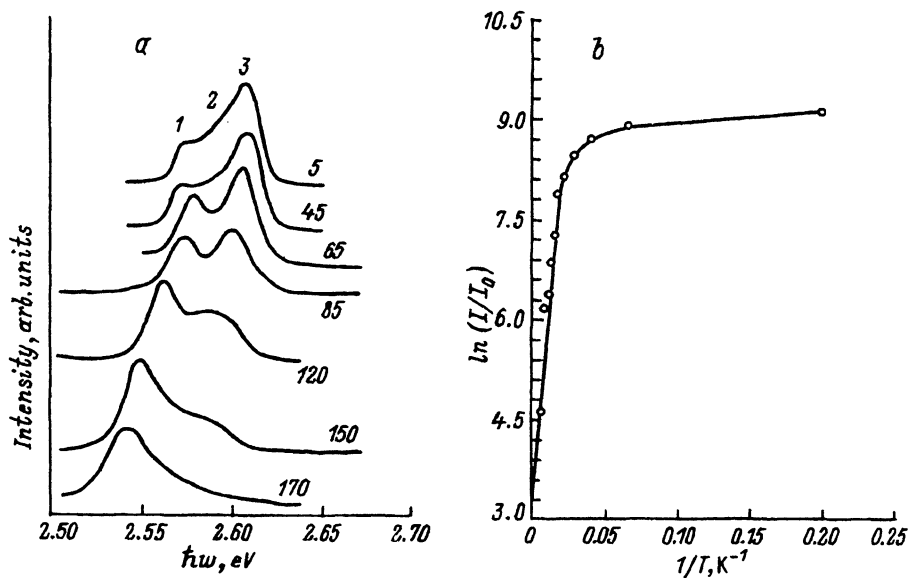


Рис. 2. а — температурная зависимость положения и формы линии фотолюминесценции; указаны температуры измерения  $T[\text{K}]$ ; 1–3 — см. рис. 1. б — зависимость интегральной интенсивности люминесценции  $I/I_0$  на электронно-дырочных парах от обратной температуры. Энергия возбуждающего кванта — 3.1 эВ, плотность мощности возбуждения —  $10^{-6} \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ .

ратурах наблюдения несколько меняется от точки к точке по площади структуры. В некоторых точках указанная полоса доминирует в спектрах ФЛ (рис. 2). Увеличение температуры наблюдения (рис. 2,а) приводит к сдвигу полосы в сторону бóльших энергий, вплоть до величины, соответствующей  $E_{hh}^*$ , и ее интенсивность относительно линии свободных квазидвумерных экситонов уменьшается. Такое поведение полосы позволяет предположить, что за нее ответственны ЭДП, локализованные на островковых флуктуациях стенок квантовых ям. Релаксация в основное состояние экситона замедлена в данном случае тем, что энергетический зазор между локализованными ЭДП и основным состоянием экситона меньше энергии  $LO$ -фонона, а рассеяние на акустических фононах затруднено из-за пространственной локализации экситонов [10]. Энергия активации, определенная их зависимости интегральной интенсивности полосы от обратной температуры составляет  $\sim 23$  мэВ (рис. 2, б), что, по-видимому, соответствует порогу протекания для электронно-дырочных пар в данной структуре.

Наличие в спектре интенсивной полосы, обусловленной ЭДП, позволяет исследовать влияние вклада кулоновской энергии на процесс релаксации неравновесных носителей. Если большая величина энергии связи экситона в соединениях  $A^{II}B^{VI}$  и квантовых ямах на их основе играет определяющую роль в устойчивости электронно-дырочной пары по отношению к диссоциации на раздельно релаксирующие электрон и дырку, то спектр возбуждения люминесценции ЭДП (или, иначе, экситонов, находящихся в возбужденном состоянии) должен отразить этот факт. Спектр возбуждения полосы  $\beta$  ФЛ (вставка к рис. 1, кривая  $\beta'$ ), напротив, представляет собой набор эквидистантных пиков, разделенных энергией, соответствующей энергии  $LO$ -фонона  $ZnSe$  (30.5 мэВ), и однозначно свидетельствует о совместной релаксации электронов и дырок по механизму горячих экситонов. Более того, ширина пиков в спектре возбуждения ФЛ существенно возрастает (до  $\sim 15$  мэВ) по мере увеличения числа испущенных фононов, и значит, ЭДП подвергаются дополнительному рассеянию на акустических фононах.

Таким образом, релаксация по механизму горячих экситонов в данном случае не связана с кулоновским взаимодействием между электроном и дыркой и определяется эффектами пространственной локализации фотовозбужденных электронно-дырочных пар на флуктуациях стенок квантовых ям. В отличие от случая релаксации в объемном бинарном соединении релаксация локализованных электронно-дырочных пар в квантовых ямах может не приводить к появлению экситонов с большим значением волнового вектора в плоскости слоев (правила отбора по импульсу частично снимаются), и пара может быть локализована в пределах одной и той же флуктуации на всем протяжении процесса релаксации. Аномально сильное замедление термализации фотовозбужденных ЭДП и определяющее влияние локализуемого потенциала на механизм релаксации неравновесных носителей указывают на необходимость учета указанных эффектов в реальных структурах с квантовыми ямами и, особенно, в структурах пониженной размерности типа «квантовая проволока» или «квантовая точка».

Данная работа была поддержана корпорацией Samsung.

Авторы выражают глубокую признательность С.А. Пермогорову за плодотворные обсуждения.

- [1] C. Weisbuch. Sol. St. Electron., **21**, 179 (1978).
- [2] П.С. Копьев, Д.Н. Мирлин, В.Ф. Сапега, А.А. Сиренко. Письма ЖЭТФ, **51**, 624 (1988).
- [3] N.N. Ledentsov, R. Nötzel, P.S. Kop'ev, K. Ploog. Appl. Phys. A, **55**, 533 (1992).
- [4] R. Nötzel, N.N. Ledentsov, L. Däweritz, M. Hohenstein, K. Ploog. Phys. Rev. Lett., **68**, 3812 (1991).
- [5] R. Nötzel, N.N. Ledentsov, L. Däweritz, K. Ploog, M. Hohenstein. Phys. Rev. B, **45**, 3507 (1992).
- [6] R. Nötzel, N.N. Ledentsov, K. Ploog. Phys. Rev. B, **47**, 1299 (1993).
- [7] S. Permogorov. Phys. St. Sol. (b), **68**, 9 (1975).
- [8] R.P. Stanley, J. Hegarty, R. Fischer, J. Feldmann, E.O. Gobel, R.D. Feldman, R.F. Austin. Phys. Rev. Lett., **67**, 128 (1991).
- [9] П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов. ФТП, **22**, 1729 (1988).
- [10] T. Takagahara. Phys. Rev. B, **31**, 6552 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова

**Luminescence of localized electron-hole pairs in the range of the fundamental absorption of Zn(S,Se)-(Zn,Cd)Se structures having quantum wells**

*N.N. Ledentsov, S.V. Ivanov, V.M. Maximov, I.V. Sedova, I.G. Tabatadze, P.S. Kopyev*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

