

ВЛИЯНИЕ РАЗМЫТИЯ ГЕТЕРОГРАНИЦЫ НА СВОЙСТВА ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ $\text{Zn}(\text{Cd})\text{Se}/\text{ZnMgSSe}$

А. Ф. Адиятуллин^{a,b}, В. В. Белых^a, В. И. Козловский^a,
В. С. Кривобок^{a,b**}, В. П. Мартовицкий^a, С. Н. Николаев^a*

*^a Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

*^b Московский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 8 февраля 2012 г.

Методами оптической спектроскопии исследованы экситонные состояния в квантовых ямах $\text{Zn}(\text{Cd})\text{Se}/\text{ZnMgSSe}$ с разной степенью диффузионного размытия интерфейсов. Показано, что при низких температурах спектр излучения квантовых ям определяется свободными экситонами и экситонами, связанными на нейтральных донорах. Нелинейная зависимость интенсивности стационарной фотолюминесценции от плотности мощности возбуждения и биэкспоненциальный спад сигнала люминесценции объясняются на основе представлений о нейтрализации заряженных дефектов при фотовозбуждении гетероструктур. При включении стационарной подсветки обнаружены длинновременные (около 40 мин) обратимые изменения коэффициента отражения вблизи экситонных резонансов квантовых ям. Показано, что помимо смещения экситонных уровней, размытие гетерограниц приводит к трем эффектам: усилению экситон-фононного взаимодействия, увеличению энергетического сдвига между максимумами линий излучения свободных и связанных экситонов и уменьшению времени затухания экситонной люминесценции в широком диапазоне температур. Обсуждаются основные причины наблюдаемых явлений.

1. ВВЕДЕНИЕ

В отличие от модельного интерфейса, рассматриваемого в подавляющем большинстве теоретических работ, реальный интерфейс часто характеризуется диффузионным размытием гетерограницы, ее разупорядоченностью и локальным искажением примесно-дефектного фона, вызванным скачком химического потенциала для точечных дефектов. Эти факторы в значительной степени определяют спектр интерфейсных состояний, зонную диаграмму, а также величину электрон-фононного взаимодействия вблизи границы раздела, и, таким образом, влияют на сечение захвата неравновесных носителей, скорость их рекомбинации, времена спиновой релаксации, силы осциллятора оптических переходов и др.

Механизмы влияния интерфейсов на электрон-

ный спектр и процессы, протекающие в электронно-дырочной системе, представляют особый интерес в случае соединений со значительной долей полярной связи, к которым относятся квантовые ямы (КЯ) на основе широкозонных полупроводников группы II–VI. За последние 10–15 лет в таких гетероструктурах был обнаружен целый ряд новых эффектов, связанных с влиянием интерфейсов на свойства электронно-дырочной системы. В качестве примеров можно привести квантоворазмерный эффект Поккельса [1], прямую [2] и скрытую [3] анизотропию оптических свойств, существование нестандартных резонансов, предположительно относящихся к интерфейсным состояниям [4]. В подавляющем большинстве работ эти и другие явления рассматриваются с точки зрения «резких» интерфейсов в КЯ, подразумевающих скачкообразное изменение состава вблизи них. Такой подход значительно упрощает модельное рассмотрение, но полностью нивели-

*E-mail: bert-sp@yandex.ru

**E-mail: krivobok@lebedev.ru

рует какие-либо явления в электронно-дырочной системе, связанные с размытием реальных интерфейсов. В то же время, размытие гетерограниц может приводить к неожиданным эффектам, например, к особенностям в магнитооптических свойствах структур с гетероинтерфейсом CdMnTe/CdTe из-за понижения количества антиферромагнитных пар атомов Mn по мере размытия гетерограницы [5]. В настоящей работе предпринята попытка целенаправленного поиска связанных с гетероинтерфейсами явлений в КЯ Zn(Cd)Se/ZnMgSSe.

Гетероструктуры ZnCdSe/ZnSe/ZnMgSSe вызывают интерес для создания полупроводниковых излучателей в зеленой и синей областях спектра [6]. На их основе были впервые реализованы лазерные диоды, излучающие в спектральном диапазоне 440–490 нм [7, 8]. Данные структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии при относительно низкой для твердофазной диффузии температуре эпитаксии $T = 280\text{--}300^\circ\text{C}$. При этом не было обнаружено каких-либо существенных эффектов, связанных с возможным расплыванием гетерограниц. Однако вскоре возникли проблемы с быстрой деградацией используемых гетероструктур, что связывалось с их недостаточной устойчивостью при высоких уровнях накачки, вызывающих стимулированную диффузию атомов [9]. При исследовании влияния отжига на характеристики гетероструктур были замечены эффекты расплывания гетерограниц уже при температурах выше 350°C . Это расплывание связывалось с процессами взаимной диффузии замещаемых атомов через гетерограницу, которые стимулируются присутствием точечных дефектов нестехиометрии [10].

При переходе к лазерам с «вертикальным резонатором», особенно к лазерам с резонансно-периодическим усилением и объемной накачкой излучением лазерных диодов или электронным пучком, требуются гетероструктуры с большей толщиной активной части, до 1–5 мкм, в которой размещаются десятки КЯ [11, 12]. Общая толщина структуры с учетом распределенных брэгговских зеркал становится еще больше. Такие гетероструктуры затруднительно вырастить методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Более высокие скорости роста достигаются при парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ПФЭМОС) и температурах роста 400–500 °С. Однако в этих условиях оказалось трудно вырастить структуры с идентичными КЯ. Процессы взаимной диффузии замещаемых атомов гетероструктуры приводили к заметному неоднородному по глубине изменению излучательных свойств

КЯ в зависимости от времени их нахождения при температуре роста гетероструктуры [13, 14]. Величина этого изменения зависела не только и даже не столько от температуры роста, сколько от концентрации внутренних дефектов, формируемых, в частности, в результате релаксации внутренних напряжений, накапливающихся в структуре из-за несоответствия периодов кристаллических решеток чередующихся слоев. Так, в релаксированных структурах ZnCdSe/ZnSe наблюдалось полное диффузное расплывание первых КЯ [13]. В структурах ZnSe/ZnMgSSe полного расплывания КЯ не наблюдалось. Смещение линии излучения КЯ в коротковолновую область вследствие взаимной диффузии атомов Zn и Mg происходило лишь до некоторого предела [14, 15]. Связывалось это с замедлением диффузии за счет увеличения напряжений сжатия в КЯ. Оставалось, однако, непонятным, как происходит размытие гетерограниц: является ли этот процесс однородным вдоль интерфейса, или же КЯ разбивается на отдельные участки, подвергшиеся разной степени диффузии.

В настоящей работе на основе анализа спектров и кинетики фотолюминесценции, а также спектров фотоотражения, исследуется характер диффузионного расплывания интерфейсов и влияние этого расплывания на свойства экситонных состояний в КЯ Zn(Cd)Se/ZnMgSSe. Работа построена следующим образом: в разд. 2 описываются исследуемые структуры и постановка экспериментов; в разд. 3 анализируются резонансы, относящиеся к свободным экситонам в КЯ; в разд. 4 обсуждается влияние интерфейсов на экситон-фононное взаимодействие; разд. 5 посвящен исследованию состояний, расположенных ниже дна зоны свободных экситонов; в разд. 6 приводится краткий анализ кинетики люминесценции исследованных структур.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Структуры с КЯ Zn(Cd)Se/ZnMgSSe были выращены методом ПФЭМОС на подложках GaAs, ориентированных на 10° от плоскости (001) к плоскости (111)_A. Рост осуществлялся на установке Veeco в атмосфере водорода при низком давлении (85 Торр) и температурах 450–460 °С. Для исследований были отобраны образцы с одной и двумя КЯ. В образце с одной КЯ составом ямы был ZnSe, а ее номинальная ростовая толщина — 8 нм. Этот образец использовался преимущественно для проверки интерпретации явлений, наблюдаемых в более сложной двух-

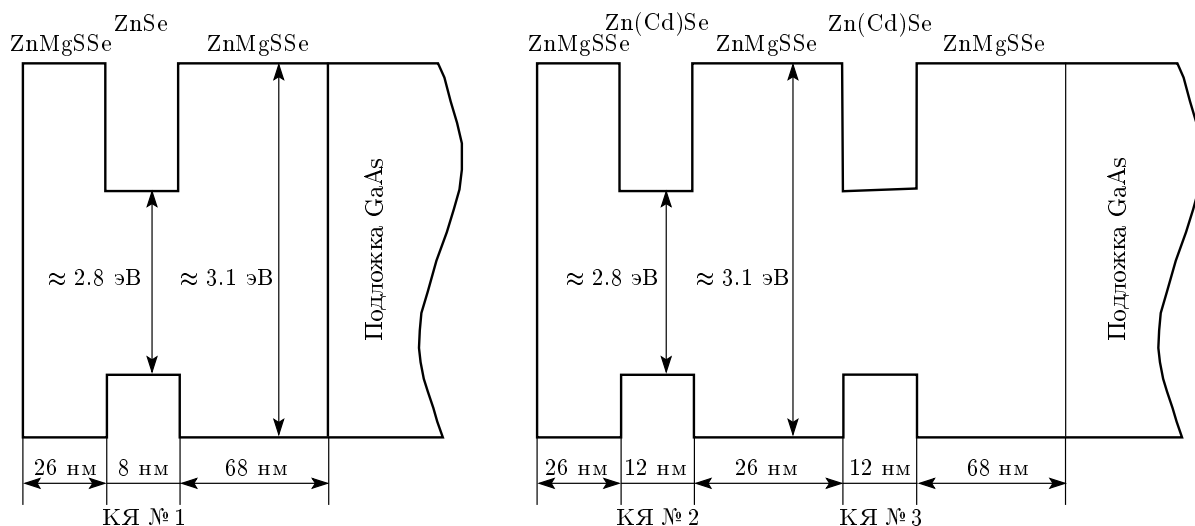


Рис. 1. Номинальные ростовые параметры и зонная диаграмма исследуемых образцов. Присутствие Cd незначительно уменьшает ширину запрещенной зоны в КЯ Zn(Cd)Se (КЯ № 2, КЯ № 3) по сравнению с КЯ, состоящей из ZnSe (КЯ № 1). Вследствие более высокой выдержки при температуре роста гетерограницы в КЯ № 3 размыты сильнее, чем в КЯ № 2



Рис. 2. Рефлектометрическая кривая для гетероструктуры с двумя КЯ (серая кривая) и ее моделирование для структуры с толщиной слоев 58.5 (ZnMgSSe) — 1.5 (переходный слой) — 10.5 (ZnCdSe) — 1.5 (переходный слой) — 25 (ZnMgSSe) — 10.5 (ZnCdSe) — 26.1 (ZnMgSSe) нм (черная кривая)

ямной структуре. В образце с двумя КЯ в состав КЯ был добавлен Cd с атомарной концентрацией в 1%. Такая добавка Cd обычно увеличивает эффективность излучения КЯ. Этот эффект до конца не понятен и в данной работе не обсуждается. Толщина обеих КЯ в двухъямном образце составляла 12 нм. Оцененное с помощью рентгеновской рефлектометрии размытие гетерограниц нижней КЯ составляло

1.5 нм, в то время как для верхней КЯ оно оказалось пренебрежимо мало (рис. 2). Барьерные слои ZnMgSSe были практически согласованы с подложкой GaAs и имели ширину запрещенной зоны примерно 3.1 эВ при низкой температуре. Структура образцов и схематический вид зонной диаграммы в них приведены на рис. 1. Для КЯ наблюдалось размытие гетерограниц, связанное, в основном, с диффузией Mg и Zn. Тем не менее латеральная однородность гетерограниц оставалась высокой, о чем, в частности, свидетельствуют данные рентгеновской рефлектометрии (рис. 2) [14]. Для каждой из исследованных КЯ дисперсия положения интерфейса (т.е. среднее квадратичное отклонение положения интерфейса в направлении роста структуры от его среднего значения) не превышала 0.5 нм. Заметного повышения плотности дислокаций по сравнению с подложкой в исследуемых структурах не наблюдалось. Важной особенностью именно двухъямных образцов являлась разная степень размытия гетерограниц двух КЯ при сравнительно небольшой ширине линий излучения и достаточно высоком квантовом выходе люминесценции. Причина этого заключается в том, что нижняя КЯ (№ 1 на рис. 1) дольше, чем верхняя (№ 2), находилась при высокой для диффузионных процессов температуре роста. Это позволило проследить влияние степени размытия гетерограницы на оптические свойства двух квантовых ям.

Измерения спектров стационарной фотолюминесценции проводились в диапазоне температур 5–300 К при возбуждении полупроводниковым лазером с длиной волны 405 нм (3.06 эВ) и гелий-кадмиевым лазером с длиной волны 441.6 нм (2.807 эВ). Регистрация спектров осуществлялась при помощи двойных монохроматоров Jobin Yvon U1000 с ПЗС-детектором Synapse и модернизированного ДФС-24, оснащенного ФЭУ Hamamatsu R2658P. Для записи спектров отражения использовался синий GaN-светодиод с мощностью излучения 15 мкВт, излучающий в диапазоне длин волн 420–460 нм. Спектры отражения, приведенные в работе, записаны при углах падения 30°–45°.

Измерения кинетики фотолюминесценции проводились в диапазоне температур 5–300 К при возбуждении второй гармоникой титан-сапфирового лазера, работающего в режиме синхронизации мод. Продолжительность импульсов составляла 2.5 пс, частота повторения — 76 МГц. Приведенные в работе данные получены при возбуждении с длиной волны 400 нм (3.10 эВ). Диаметр пятна возбуждения во всех экспериментах составлял 40 мкм. Спектрально-временная динамика сигнала регистрировалась при помощи монохроматора, совмещенного со стрик-камерой Hamamatsu C5680. Спектральное и временное разрешение составляло соответственно 1.5 мэВ и 10 пс.

3. СВОБОДНЫЕ ЭКСИТОНЫ

На рис. 3 приведены спектры фотолюминесценции двухъямной структуры, записанные в геометрии «на отражение» при температурах 5, 40, 115 и 160 К. Для записи каждого из представленных спектров использовалось возбуждение с длиной волны 405 нм (3.06 эВ). В верхней части рисунка приведены спектры отражения, записанные при температурах 5 и 85 К. По причине размытия нижней КЯ № 3 в двухъямном образце экситонные уровни в ней сдвигаются вверх по энергии [14]. Таким образом, линии люминесценции из слабо размытой (№ 2) и размытой (№ 3) КЯ спектрально разнесены на величину около 25 мэВ.

Ввиду несоответствия постоянных решеток Zn(Cd)Se и GaAs слой Zn(Cd)Se в исследуемых структурах оказывается напряженным. Это приводит к снятию вырождения в Г-точке и появлению экситонных подзон с легкой и тяжелой дырками. Согласно литературным данным [16], в нерелаксированном слое ZnSe/GaAs расстояние между этими

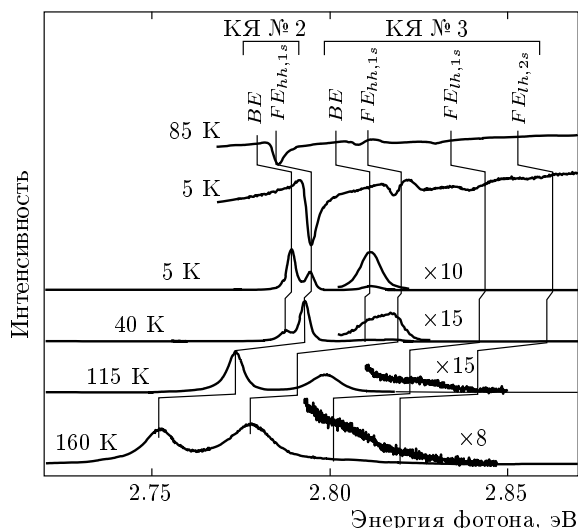


Рис. 3. Спектры отражения при температурах 5 и 85 К (две верхние кривые) и фотолюминесценции при температурах 5, 40, 115 и 160 К (четыре нижние кривые) двухъямной структуры. Из-за близкого расположения состояний $FE_{hh,1s}$ (КЯ № 3) и $FE_{lh,1s}$ (КЯ № 2) интерференция света, отраженного разными КЯ, приводит к искажению спектра отражения КЯ № 3 в районе резонанса $FE_{hh,1s}$. Спектры фотолюминесценции получены при возбуждении структуры излучением с длиной волны 405 нм, плотность мощности около 2 Вт/см². Вертикальные полосы иллюстрируют смещение линий излучения вследствие температурного сдвига запрещенной зоны

двумя подзонами составляет около 14 мэВ. Добавка Cd концентрацией 1% увеличивает это рассогласование примерно до 18 мэВ. Квантоворазмерные поправки, связанные с малой толщиной слоя ZnSe, приводят к дополнительному расщеплению экситонных уровней. Оно определяется, в основном, разным сдвигом энергетических уровней легких и тяжелых дырок в КЯ. Оценка этого расщепления для прямоугольных КЯ толщиной 12 нм и 8 нм составляет соответственно 7 мэВ и 15 мэВ. Таким образом, спектральное расстояние между линиями люминесценции тяжелого и легкого экситонов за счет двух названных выше механизмов составляет 25 мэВ и 29 мэВ для КЯ с толщинами соответственно 12 нм и 8 нм. При этом оценка энергии связи экситонов в прямоугольной квантовой яме ZnSe толщиной 8–12 нм составляет около 21 мэВ, а энергии связи первого возбужденного состояния — примерно 4 мэВ [17].

При температуре 5 К для каждой из квантовых ям идентифицируются линии люминесценции

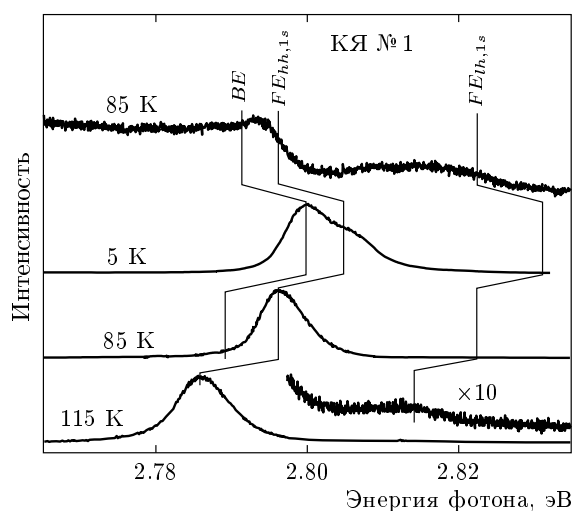


Рис. 4. Спектры отражения при температуре 85 К (верхняя кривая) и фотолюминесценции при температурах 5, 85 и 115 К (три нижние кривые) одной структуры. Спектры фотолюминесценции получены при возбуждении структуры излучением с длиной волны 405 нм, плотность мощности около 2 Вт/см². Вертикальные полосы иллюстрируют смещение линий излучения вследствие температурного сдвига запрещенной зоны

тяжелого экситона ($FE_{hh,1s}$). На экситонную природу линий указывает наличие в спектрах отражения соответствующих им резонансных особенностей. С ростом температуры спектр смещается в длинноволновую сторону из-за уменьшения ширины запрещенной зоны. При температурах больших 100 К для КЯ № 3 наблюдается линия люминесценции легкого экситона ($FE_{lh,1s}$), отстоящая от $FE_{hh,1s}$ на (25 ± 1) мэВ, что близко к теоретической оценке. Для КЯ № 2 люминесценцию легкого экситона не удается зарегистрировать ввиду того, что по своему спектральному положению она совпадает с линией люминесценции тяжелого экситона ($FE_{hh,1s}$) в КЯ № 3.

При более высоких температурах (160 К) в спектре фотолюминесценции КЯ № 3 регистрируется также линия возбужденного состояния легкого экситона ($FE_{lh,2s}$). Она отстоит примерно на 17 мэВ от основного состояния ($FE_{lh,1s}$), что соответствует расчетной величине. В спектрах отражения при низких температурах наблюдается соответствующая этой линии особенность. Возбужденные состояния других экситонов не регистрируются ввиду наложения на них более интенсивных линий люминесценции.

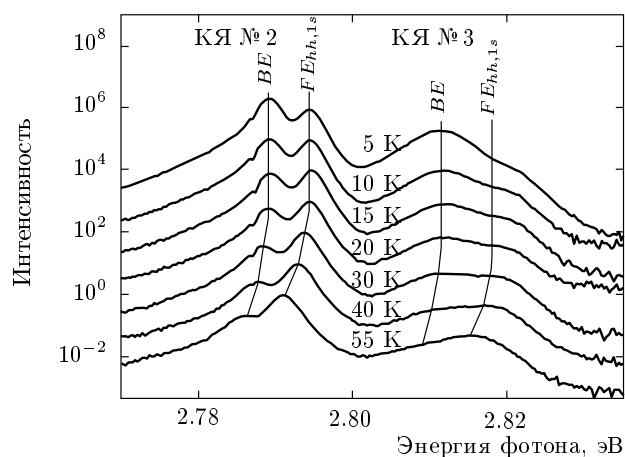


Рис. 5. Трансформация спектра люминесценции из КЯ № 2 (область 2.78–2.80 эВ) и КЯ № 3 (область 2.80–2.82 эВ), демонстрирующая гашение линии BE с увеличением температуры. Здесь и на последующих рисунках провал в районе 2.787 эВ является артефактом спектрометра

Аналогичная картина трансформации спектра люминесценции с температурой наблюдается для КЯ № 1 в одной структуре (рис. 4). При этом спектральное расстояние между линиями $FE_{hh,1s}$ и $FE_{lh,1s}$ составляет (26 ± 1) мэВ.

Совокупность полученных данных позволяет утверждать, что, несмотря на размытие гетерограниц, структура экситонных состояний во всех КЯ хорошо описывается в рамках представления о напряженном слое Zn(Cd)Se, толщина которого соизмерима или превышает боровский диаметр экситона. Для каждой из исследованных КЯ линия BE , наблюдаемая при температурах до 120 К, не проявляет черт, характерных для излучения свободных экситонов. В частности, с увеличением температуры интенсивность линии BE по отношению к линии $FE_{hh,1s}$ затухает по закону, близкому к экспоненциальному (см. рис. 5), на основании чего может быть оценена энергия активации состояния BE (таблица). Спектральное расстояние между линиями BE и $FE_{hh,1s}$ существенно различается для трех исследованных КЯ (см. таблицу).

4. ВЛИЯНИЕ ГЕТЕРОГРАНИЦЫ НА ЭКСИТОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Для каждой из КЯ доминирующая линия излучения $FE_{hh,1s}$ при низких уровнях возбуждения хорошо описывается контуром Фойхта (вставки на

Таблица. Характеристики экситонных состояний в исследуемых образцах

	КЯ № 1	КЯ № 2	КЯ № 3
Расстояние между линиями BE и $FE_{hh,1s}$, мэВ	5.6 ± 0.5	5.4 ± 0.2	8.2 ± 0.5
Энергия активации состояния BE , мэВ	–	< 3	~ 7
Неоднородное уширение линии $FE_{hh,1s}$, мэВ	5.2 ± 0.3	2.3 ± 0.4	6.8 ± 0.3
Параметр взаимодействия с оптическими фононами Γ_{LO} , мэВ	72 ± 3	77 ± 4	102 ± 5
Параметр взаимодействия с акустическими фононами Γ_{ac} , мкэВ/К	17 ± 3	15 ± 3	9 ± 2

рис. 6). Данная аппроксимация линий $FE_{hh,1s}$, записанных при различных температурах, позволяет определить однородное (лоренцева составляющая) и неоднородное (гауссова составляющая) уширение экситонных состояний в различных КЯ. Проверка вычисленных таким образом величин осуществлялась на основе моделирования спектров отражения, записанных при различных температурах. Для этого экситонные состояния в КЯ рассматривались как ансамбль осцилляторов, затухание которых определяет однородное уширение, а разброс по частоте отражает величину неоднородного уширения экситонных уровней. С использованием параметров уширения, определенных по спектрам люминесценции, данная модель позволила описать уширение резонансов, наблюдаемых в спектрах отражения.

С ростом температуры неоднородное уширение контура практически не меняется, в то время как однородное уширение (лоренцева составляющая) монотонно возрастает. Обычно неоднородное уширение линии связывается с наличием дефектов, флуктуаций состава и толщины КЯ [18] и может, по-видимому, рассматриваться как качественная характеристика степени размытия гетерограницы (таблица). Однородное уширение линий люминесценции определяется рассеянием экситонов на примесях, акустических и оптических фононах, свободных носителях и других экситонах. В пределе низких накачек рассеяние на свободных экситонах и носителях пренебрежимо мало, в связи с чем температурная зависимость однородного уширения может быть описана выражением [18, 19]

$$\Gamma(T) = \Gamma_0 + \Gamma_{ac}T + \frac{\Gamma_{LO}}{\exp(\hbar\omega_{LO}/kT)}, \quad (1)$$

где первое слагаемое, не зависящее от температуры, определяется рассеянием экситонов на примесях и дефектах, а второе и третье описывают взаимодействие экситонов соответственно с акустиче-

скими и оптическими фононами. Аппроксимация полученной температурной зависимости выражением (1), приведенная на рис. 6, позволяет определить параметры экситон-фононного взаимодействия (таблица). Примечательным фактом является то, что взаимодействие с оптическими фононами в размытой КЯ № 3 оказывается значительно больше, чем в менее размытых ямах.

В литературе [18] неоднократно отмечалось уменьшение экситон-фононного взаимодействия при переходе от объемных полупроводников к полупроводниковым КЯ с тем же составом. Полученные результаты прямо указывают на роль гетерограницы как одного из факторов, определяющих величину экситон-фононного взаимодействия в КЯ с разным качеством интерфейсов. Поскольку постепенное размытие гетерограницы позволяет реализовать плавный переход от трехмерных систем к двумерным, уменьшение экситон-фононного взаимодействия в квантовых ямах с более резкими границами является ожидаемым результатом. Конкретные механизмы влияния гетерограниц на экситон-фононное взаимодействие могут зависеть от целого ряда факторов и требуют последовательного анализа. Тем не менее в исследуемом случае доминирующий вклад в усиление взаимодействия экситонов с LO-фононами вызван, по-видимому, изменением степени локализации электронов и дырок в перпендикулярном плоскости КЯ направлении по мере размытия интерфейсов. В пределе резких интерфейсов следует ожидать быстрого затухания вероятности обнаружить электрон $|\psi_e|^2$ или дырку $|\psi_h|^2$ вне слоя ZnSe для всех состояний, энергия которых мала по сравнению с высотой барьеров в ZnMgSSe. Как следствие, для слабозбужденных состояний электронно-дырочной пары должны быть одинаковыми характерные размеры локализации электрона и дырки в направлении, перпендикулярном плоскости ямы. Таким обра-

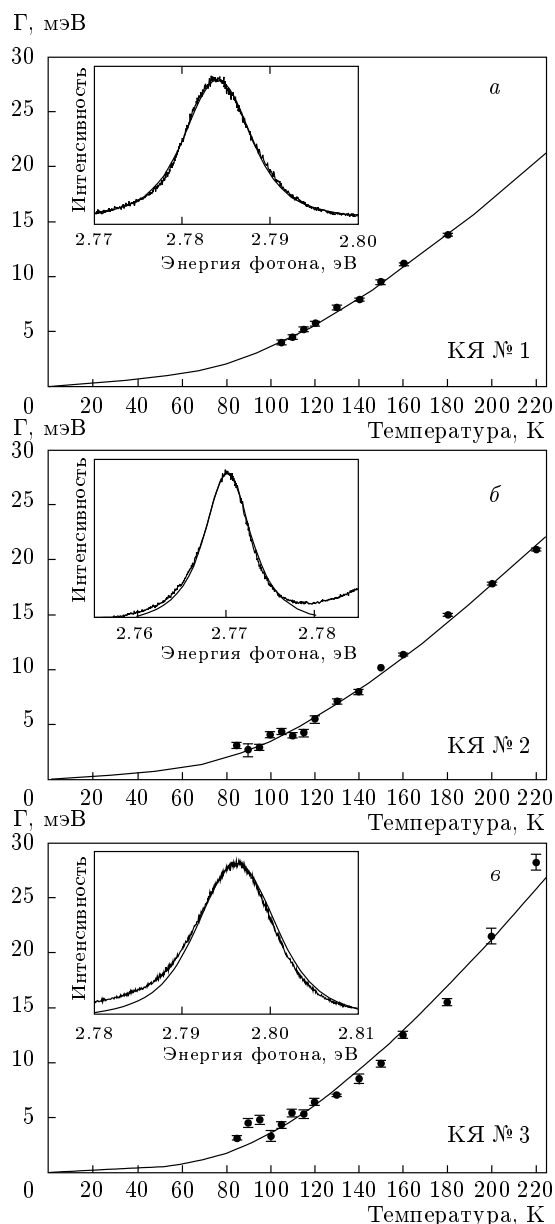


Рис. 6. Температурная зависимость однородной ширины $\Gamma(T)$ линии экситонной люминесценции $FE_{hh,1s}$ с аппроксимацией (1) для КЯ № 1, № 2, № 3. На вставках: аппроксимации линий экситонной люминесценции $FE_{hh,1s}$ для каждой КЯ при температуре 120 К контуром Фойхта. Незначительное отклонение аппроксимирующей кривой для спектров (б) и (в) вызвано наложением друг на друга крыльев линий $FE_{hh,1s}$ для КЯ в двухъямном образце

зом, в случае идеальных интерфейсов локальная плотность заряда $\rho \sim e(|\psi_e|^2 - |\psi_h|^2)$ и локальная поляризация, пропорциональная

$$\int_{-\infty}^z \rho(z') dz' \sim \int_{-\infty}^z (|\psi_e|^2 - |\psi_h|^2) dz'$$

(ось z направлена перпендикулярно плоскости КЯ), близки к нулю как для основного экситонного состояния в КЯ, так и для возбужденных состояний, отстоящих от основного на энергию ЛО-фонона (31.5 мэВ). Очевидно, что при размытии интерфейсов следует ожидать отличной от нуля величины $|\psi_e|^2 - |\psi_h|^2$ в переходных слоях ZnMgSSe из-за разных эффективных масс и эффективных барьеров для электронов и дырок. Таким образом, при наличии в КЯ электронно-дырочной пары появится локальная поляризация, направленная перпендикулярно плоскости ямы. Разная величина поляризации для состояний вблизи дна экситонной зоны и состояний, отстоящих от дна зоны на энергию ЛО-фонона, приведет к усилению экситон-фононного взаимодействия через фреilihовский механизм. В случае сравнительно качественных КЯ средняя величина поляризации и, следовательно, ее среднее изменение при поглощении/испускании фононов будут возрастать по мере размытия интерфейсов, повышая тем самым эффективность экситон-фононного взаимодействия. Отметим, что аппроксимационные данные в таблице указывают на уменьшение взаимодействия экситонов с акустическими фононами в КЯ с более размытой гетерограницей. Тем не менее ввиду того, что слагаемое $\Gamma_{ac}T$ в формуле (1) сопоставимо с неоднородным уширением размытой КЯ для широкого диапазона температур, данный вывод является предварительным.

5. СОСТОЯНИЯ, РАСПОЛОЖЕННЫЕ НИЖЕ ДНА ЗОНЫ СВОБОДНЫХ ЭКСИТОНОВ

На рис. 7 приведены фрагменты спектров стационарной фотолюминесценции, записанные при температуре 5 К и возбуждении излучением с энергией кванта 2.807 эВ (441.6 нм, линия He–Cd-лазера). С целью охватить максимально широкий диапазон по плотности мощности возбуждения использовались режим фокусировки и расфокусировки. Это позволило проследить изменение структуры экситонного излучения с высоким разрешением в диапазоне интенсивностей возбуждения 0.004–60 Вт/см². По-

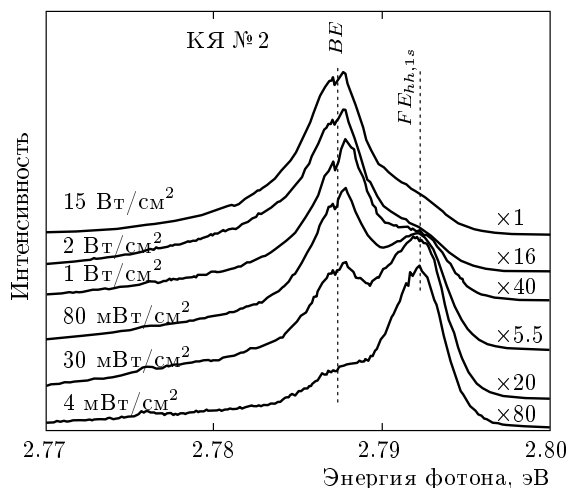


Рис. 7. Спектры низкотемпературной (5 К) фотолюминесценции КЯ № 2 при различных плотностях мощности возбуждения He–Cd-лазером, работающим на длине волны 441.6 нм (2.807 эВ). Три верхних спектра записаны в режиме фокусировки (размер пятна около 200 мкм), три нижних — в режиме расфокусировки (размер пятна около 2.5 мм)

сколько для барьерных слоев ZnMgSSe и КЯ № 3 экситонные резонансы располагаются значительно выше 2.807 эВ, возбуждающее излучение поглощается в основном КЯ № 2 и подложкой. Слабое возбуждение КЯ № 3 и барьерных слоев может происходить только за счет примесно-дефектных переходов, вклад которых в условиях эксперимента пренебрежимо мал.

При гелиевых температурах непрерывный спектр экситонных состояний КЯ № 2 располагается примерно на 10 мэВ выше энергии возбуждающих квантов 2.807 эВ. Как следствие, возбуждающее излучение создает в КЯ только связанные электрон-дырочные пары (экситоны). При этом концентрация свободных носителей, рожденных в подложке дошедшим до нее излучением, значительно ниже концентрации носителей, вызванной легированием подложки (10^{18} см^{-3}). По этим причинам при анализе спектров на рис. 7 можно исключить генерацию свободных носителей и процессы обмена зарядом между КЯ и барьерными слоями ZnMgSSe. В этом случае образование в системе заряженных экситонных комплексов (трионов) [20] возможно только при существовании в КЯ свободных электронов или дырок, никак не связанных с фотовозбуждением структуры. Поскольку с увеличением плотности мощности возбуждения концентрация таких носителей заряда остается неизменной, а концентрация экситонов

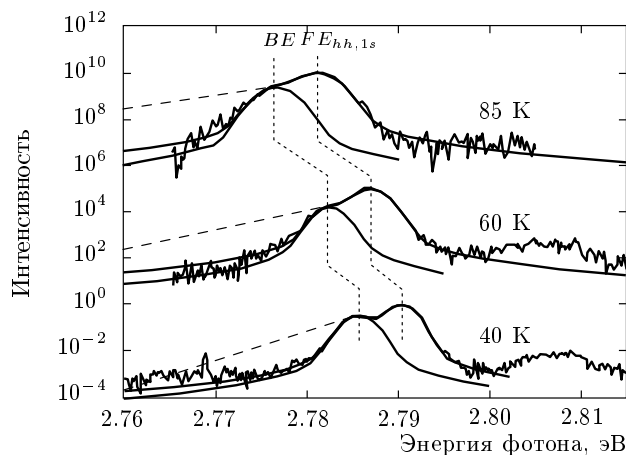


Рис. 8. Спектры фотолюминесценции КЯ № 2, полученные примерно через 0.8 нс после возбуждающего импульса при различных температурах, и их аппроксимация двумя контурами Фойхта. Показан контур Фойхта, аппроксимирующий линию BE. Штриховыми линиями показан обратный больцмановский профиль для соответствующих температур

возрастает, следовало бы ожидать увеличения вклада экситонной люминесценции по отношению к трионной. На рис. 7 наблюдается прямо противоположный эффект, исключающий связь линии BE с излучением трионов.

Вследствие законов сохранения энергии и квазиимпульса излучение трионов с квазиимпульсом $k \neq 0$ сдвигается в длинноволновую область по мере увеличения k . Таким образом, с ростом температуры должно наблюдаться длинноволновое размытие линии излучения, качественно отражающее распределение трионов по энергии [21]. На рис. 8 приведены фрагменты спектров люминесценции КЯ № 2 записанные через 0.8 нс после возбуждающего импульса. При температурах 40–85 К этого времени достаточно для термализации экситонов и неравновесных носителей заряда с кристаллической решеткой. Таким образом, для линии трионной люминесценции должно наблюдаться размытие длинноволнового крыла, сопоставимое с тепловой энергией. Ничего подобного не наблюдается для линии BE на рис. 8, что также исключает ее связь с излучательной рекомбинацией трионов.

Другим механизмом, объясняющим природу линии BE, могла бы быть излучательная рекомбинация биэкситонов, см., например, [19, 22]. Однако в случае низких накачек (4 мВт/см²) при времени гашения экситонной люминесценции не более 400 пс

(см. разд. 6) концентрация экситонов в системе n_{ex} не превышает $4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$. Считая, что эффективный радиус взаимодействия экситонов r_{ex} по порядку величины равен удвоенному боровскому диаметру экситона в ZnSe $\sim 16 \text{ нм}$, и при каждом соударении образуется биэкситон, получаем, что концентрация свободных биэкситонов ограничивается сверху произведением $N = n_{ex}v_{ex}r_{ex}n_{ex}\tau_{BE}$, в котором $n_{ex}v_{ex}r_{ex}n_{ex}$ — темп генерации биэкситонов в парных соударениях, τ_{BE} — время жизни биэкситона. Среднюю скорость движения экситонов v_{ex} можно оценить по полуширине второго фононного повторения линии излучения свободных экситонов, которое отражает распределение экситонов по энергии [23]. При всех условиях возбуждения, при которых наблюдается второе фононное повторение линии $FE_{hh,1s}$, его ширина не превышает 7 мэВ. Это позволяет утверждать, что эффективная температура экситонов не превышает примерно 150 К, а верхний предел для средней скорости движения экситонов v_{ex} составляет около 10^7 см/с . Учитывая, что характерное время затухания линии BE менее 400 пс, соотношение концентраций N/n_{ex} при плотности возбуждения 4 мВт/см^2 не должно превышать 0.026. Примерно такой же величиной должно ограничиваться сверху отношение интенсивностей биэкситонной и экситонной люминесценции. В то же время, как видно из рис. 7, при низких накачках вклад линии BE составляет примерно 0.35 от линии $FE_{hh,1s}$, исключая тем самым связь линии BE с излучательной рекомбинацией биэкситонов. Данный вывод подтверждается измерениями спектров отражения при подсветке лазером с энергией квантов 3.06 эВ (см. ниже).

При низких плотностях возбуждения зависимость интенсивности экситонной люминесценции от накачки $I_{EX}(I_{pump})$ для каждой из КЯ является сверхлинейной (рис. 9а). Такое поведение не может определяться только механизмом формирования экситонов, так как сверхлинейное увеличение интенсивности с накачкой наблюдается и при квазирезонансном возбуждении КЯ №2 излучением He–Cd-лазера при различных температурах. Это позволяет утверждать, что для каждой из КЯ с уменьшением накачки возрастает доля экситонов, гибнущих безызлучательно. При плотностях возбуждения, больших 0.3 Вт/см^2 , зависимость $I_{EX}(I_{pump})$ становится линейной, т. е. темп безызлучательной рекомбинации экситонов стабилизируется. С другой стороны, как видно на рис. 7 и 9, с увеличением накачки монотонно возрастает вклад линии BE в экситонный спектр. Этот вклад является

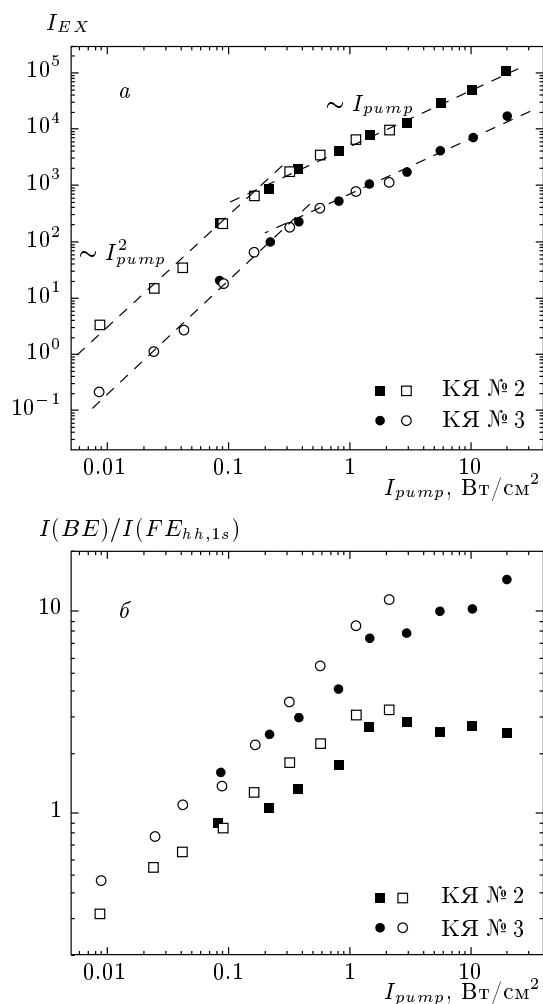


Рис. 9. а) Зависимость суммарных интенсивностей линий BE и $FE_{hh,1s}$ в КЯ №2 и КЯ №3 (I_{EX}) от интенсивности возбуждения (I_{pump}); б) зависимость отношения интенсивностей линий BE и $FE_{hh,1s}$ для КЯ №2 и КЯ №3 от интенсивности возбуждения. Показаны режимы фокусировки (темные точки) и расфокусировки (светлые точки). Данные, приведенные на каждом из рисунков, получены при температуре 5 К и возбуждении излучением с длиной волны 405 нм

доминирующим при переходе к линейной зависимости $I_{EX}(I_{pump})$.

Совокупность свойств линий BE может быть объяснена в рамках представлений о взаимодействии экситонов с дефектами донорного или акцепторного типа, для которых существуют нейтральное и заряженное состояния. Простейшим примером таких дефектов являются донорные и акцепторные примеси в полупроводниках. В подавляющем большинстве случаев энергия ионизации донорного или

акцепторного центра превышает энергию связи свободного экситона, поэтому взаимодействие экситона с заряженным центром приводит к захвату одного из носителей и переходу дефекта в нейтральное состояние. Такой центр, находящийся в нейтральном состоянии, образует, как правило, мелкую потенциальную яму для экситонов. В результате формируются экситонные уровни, расположенные ниже дна экситонной зоны и характеризующиеся большой силой осциллятора [24, 25]. По-видимому, именно такие состояния ответственны за линии BE для каждой из КЯ и слабый резонанс, наблюдаемый в спектрах отражения ниже дна экситонной зоны (рис. 3, 10). Гашение линии BE с увеличением температуры, приведенное на рис. 5, объясняется в этом случае выбросом слаболокализованных экситонов в $FE_{hh,1s}$ -подзону с большей плотностью состояний. Подобная перестройка спектра типична при термической диссоциации экситонно-примесных комплексов в объемных полупроводниках и полупроводниковых КЯ. В случае заряженного дефекта для наблюдения линии BE необходим последовательный захват двух экситонов или экситона и неравновесного носителя заряда. Если при отсутствии возбуждения заряжена хотя бы часть центров, то с увеличением концентрации электронно-дырочных пар должен наблюдаться рост интенсивности излучения связанных экситонов по отношению к свободным. Именно такое поведение наблюдается для каждой из КЯ при различных условиях возбуждения (рис. 7, 9).

Представленная модель состояний, ответственных за линию BE , подразумевает рост концентрации нейтральных дефектов при появлении в КЯ неравновесных электронно-дырочных пар. Таким образом, в спектрах отражения следует ожидать увеличения резонансов, относящихся к линии BE , при включении подсветки. Этот вывод находится в согласии с экспериментальными данными, приведенными на рис. 10. На данном рисунке представлены спектры отражения при температуре 5 К, записанные без подсветки (кривая 1), сразу (кривая 2) и примерно через 40 мин (кривая 3) после включения стационарной подсветки с длиной волны 405 нм (3.06 эВ). Для исключения вклада люминесценции КЯ за счет подсветки излучение GaN-светодиода модулировалось с частотой около 100 Гц и отраженный свет регистрировался в режиме синхронного детектирования. Как видно на рис. 10, в спектрах отражения без подсветки присутствует едва различимая резонансная особенность, соответствующая линии BE (кривая 1 и вставка). Сразу же после включения подсветки (кривая 2) наблюдается изменение коэф-

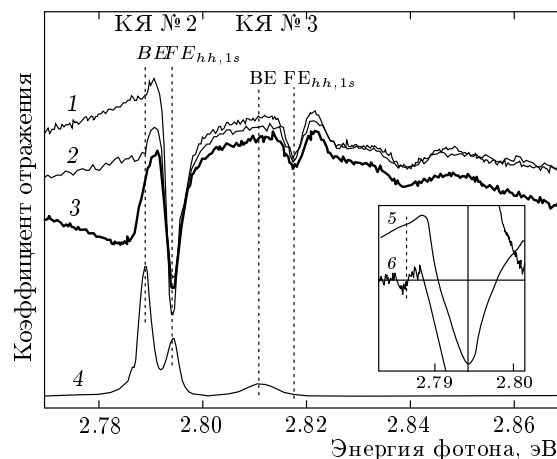


Рис. 10. Спектры отражения света двухъямной структурой без подсветки (1), сразу (2) и примерно через 40 мин (3) после включения стационарной подсветки лазером с длиной волны 405 нм. Температура 5 К, плотность мощности подсветки 60 мВт/см². Внизу приведен спектр стационарной фотолюминесценции при температуре 5 К (4). На вставке: спектр отражения без подсветки (5) и его производная (6). Резонансы обозначены штриховыми линиями

фициента отражения для спектральных диапазонов, соответствующих излучению линий BE в КЯ № 2 и КЯ № 3. Эти изменения качественно демонстрируют увеличение концентрации центров, формирующих экситонные состояния в районе примерно 2.788 эВ и 2.812 эВ при появлении в КЯ неравновесных электронно-дырочных пар.

На временах порядка 40 мин после включения подсветки наблюдается медленная длинновременная динамика спектров отражения. Результатом этой динамики являются незначительное изменение коэффициента отражения в спектральном диапазоне 2.77–2.87 эВ и появление широкого провала в районе 2.783 эВ. При этом спектральное положение резонанса, относящегося к линии $FE_{hh,1s}$, остается неизменным. Выключение подсвечивающего излучения сопровождается обратным эффектом — медленной эволюцией спектра отражения к исходному виду (кривая 1). Основные изменения коэффициента отражения на больших временах после включения/выключения подсветки происходят на расстоянии примерно 10 мэВ от экситонной линии в КЯ № 2 (см. рис. 10). Это указывает на связь обнаруженной длинновременной динамики с процессами перераспределения заряда между КЯ № 2 и другими областями гетероструктуры. Отметим, что энергетический сдвиг при 10 мэВ, судя по всему, не может

быть приписан трионным резонансам, так как энергия связи трионов в КЯ ZnSe/ZnMgSSe толщиной 12 нм составляет 3.5–4 мэВ [26]. Для надежной интерпретации данного явления, вызванного, предположительно, изменением зарядового состояния поверхности, необходимы дальнейшие исследования.

Таким образом, совокупность полученных данных позволяет отождествить линию *BE* с излучением экситонов, локализованных на нейтральных донорных и/или акцепторных центрах в КЯ. Ввиду того, что ширина КЯ превышает боровский диаметр экситона, с точки зрения отождествления линии *BE* отдельный интерес представляет сравнение слаборазмытых КЯ с объемными кристаллами ZnSe. Как правило, Zn(Cd)Se и ZnMgSSe характеризуются электронной проводимостью за счет доминирующей роли дефектов донорного типа. Следовательно, можно предположить, что линия *BE* соответствует излучению экситонов, связанных на нейтральных донорах. Это подтверждается достаточно низкой для Zn(Cd)Se энергией связи обсуждаемых экситонных состояний (таблица), а также малой относительной интенсивностью (~ 0.005) LO-фононного повторения линии *BE*. Энергия связи состояния *BE* в КЯ № 1 и КЯ № 2 в пределах погрешности совпадает с энергией связи экситонов на нейтральных водородоподобных донорах в объемном ZnSe [27, 28].

Ввиду сравнительно небольшой концентрации фоновых примесей наиболее вероятным типом донора в исследуемых структурах является междоузельный Mg, диффундирующий в КЯ из барьерных слоев ZnMgSSe. Переход металла в междоузлие неизбежно сопровождается образованием катионных вакансий, которые являются глубокими акцепторными центрами и частично компенсируют доноры. На основании данной модели (аналогичной модели частично компенсированного полупроводника) качественно объясняется сосуществование в КЯ значительной концентрации нейтральных и заряженных центров. Отметим, что концентрация как нейтральных, так и заряженных центров возрастает по мере размытия гетерограниц. Это следует, в частности, из увеличения относительной интенсивности линии *BE* и уменьшения времени жизни экситонов в КЯ № 3 по сравнению с КЯ № 2 (см. ниже) для широкого диапазона температур и плотностей возбуждения.

Выше отмечалось различие энергии активации линии *BE* для разных КЯ. Обнаруженный эффект может быть качественно проиллюстрирован при рассмотрении влияния гетерограницы на экситонный спектр в рамках теории возмущений, если рассматривать потенциал $U(z)$ идеальной КЯ как невозму-

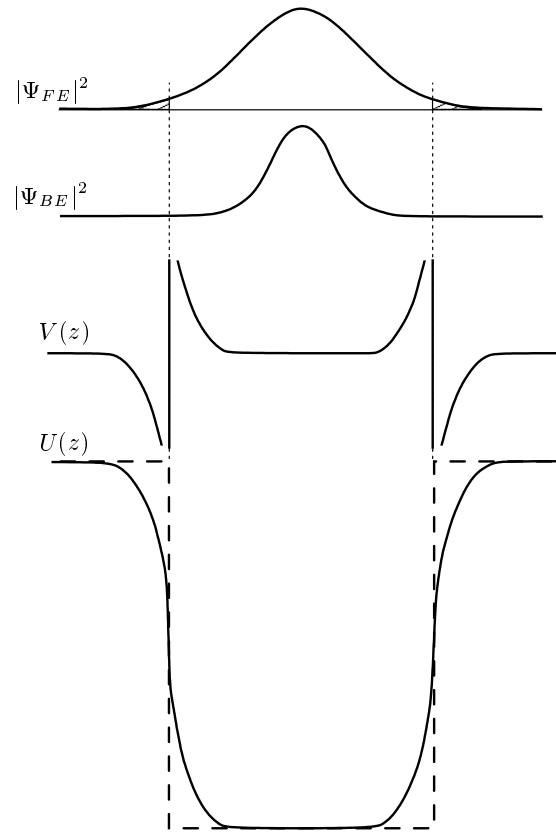


Рис. 11. Невозмущенный потенциал идеальной КЯ $U(z)$ (штриховая линия), размытие границ КЯ как возмущение $V(z)$, волновые функции свободного ($\psi_{FE}(z)$) и связанного на примеси ($\psi_{BE}(z)$) экситонов

щенный, а размытие гетерограниц — как слабое возмущение $V(z)$ (рис. 11). Применимость теории возмущений оправдана тем, что волновая функция как связанного, так и свободного экситонов быстро затухает в области гетероинтерфейса, где возмущение отлично от нуля. Нас интересует случай примеси, находящейся в центре ямы, так как она образует более глубокие состояния, доминирующие в спектрах люминесценции при низких температурах.

Волновые функции свободного и связанного экситонов, отвечающие движению экситона как целого в прямоугольной КЯ с идеальными границами, обозначим соответственно $\psi_{FE}(z)$ и $\psi_{BE}(z)$. Пусть этим волновым функциям соответствуют энергии невозмущенных состояний E_{FE}^0 и E_{BE}^0 . Малое возмущение $V(z)$, вызванное слабым размытием гетерограниц, приводит к сдвигу энергий

$$\begin{aligned} \Delta E_{FE} &= \int \psi_{FE}^* V \psi_{FE} d^3r, \\ \Delta E_{BE} &= \int \psi_{BE}^* V \psi_{BE} d^3r. \end{aligned} \tag{2}$$

Ввиду того, что волновая функция быстро затухает по мере проникновения в размытый барьер, основной вклад в интеграл (2) будет давать область, где $V(z) > 0$. Из-за эффектов локализации ψ_{BE} быстрее, чем ψ_{FE} , затухает в области размытия гетерограницы, в которой $V(z)$ и интегралы (2) отличны от нуля. Поэтому влияние возмущения на свободный экситон сильнее, чем на связанный, и, следовательно, ΔE_{FE} оказывается больше ΔE_{BE} , т. е. возмущение будет эффективнее «выталкивать» свободный экситон вверх по энергии. Таким образом, энергия локализации, равная $(E_{FE}^0 + \Delta E_{FE}) - (E_{BE}^0 + \Delta E_{BE})$, возрастает с размытием гетерограниц. Судя по всему, такая динамика будет сохраняться и при большем размытии границы, когда теория возмущений становится неприменимой.

6. ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ И ГЕТЕРОГРАНИЦЫ НА КИНЕТИКУ ЭКСИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

На рис. 12 приведены разрешенные по времени спектры и спады сигнала фотолюминесценции в различных спектральных областях для двухъямной структуры. Характерной особенностью кинетики низкотемпературной люминесценции исследованных КЯ является биэкспоненциальный характер затухания интенсивности линий излучения связанных и свободных экситонов. Для линий BE каждой КЯ и линии $FE_{hh,1s}$ в КЯ № 2 при температуре 5–10 К времена гашения составляют $\tau_{fast} \sim 40$ пс и $\tau_{slow} \sim 200$ –400 пс. Для свободных экситонов в более размытой КЯ № 3 биэкспоненциальный спад с приблизительно такими же временами наблюдается при увеличении энергии возбуждающих импульсов до 1 мкДж/см². При температурах выше 100 К для каждой из исследованных КЯ пропадает медленная компонента кинетики, соответствующая τ_{slow} . Отметим, что во всем диапазоне температур 5–300 К, в котором проводились измерения, люминесценция из КЯ № 2 затухает медленнее, чем из КЯ № 3. Последнее прямо указывает на возрастание количества дефектов в КЯ с более размытыми гетерограницами. При этом основное влияние на процессы рекомбинации оказывают, по-видимому, заряженные дефекты, захват на которые определяет быструю компоненту τ_{fast} в спадах на рис. 12.

В рамках предложенной модели медленно затухающая часть спадов вызвана рекомбинацией связанных на нейтральных дефектах экситонов, которые, согласно литературе, демонстрируют схожие

времена жизни [29–31]. При этом канал излучательной рекомбинации свободных экситонов пополняется за счет теплового выброса связанных экситонов. Тепловой выброс должен приводить к постепенному уменьшению τ_{slow} с увеличением температуры. Для каждой из КЯ это согласуется с экспериментальными данными на рис. 13 в диапазоне температур 20–80 К.

В литературе обсуждается наблюдение биэкспоненциальных спадов люминесценции, быстрая компонента которых связывалась с излучением трионов. Время затухания трионной люминесценции ввиду возможности излучения из состояний с $k \neq 0$ достигает 50–100 пс при нерезонансном возбуждении [32]. В этом случае подавляющая часть излучательной рекомбинации на малых временах идет через трионные состояния и интенсивность трионной линии в спектрах люминесценции превышает интенсивность экситонной линии примерно на порядок [32, 33]. Быстрый спад линии BE не может определяться исключительно трионной рекомбинацией, так как на коротких временах интенсивность линии BE сопоставима или меньше интенсивности линии $FE_{hh,1s}$. Тем не менее трионный механизм может вносить свой вклад в люминесценцию — на это указывает, в частности, наличие широких крыльев с длинноволновой стороны линии BE на малых временах (рис. 12). Наличие трионного механизма затрудняет качественную интерпретацию быстрых времен спада сигналов люминесценции, и в настоящей работе их подробный анализ не проводится.

Если количество электронно-дырочных пар, генерируемых импульсом возбуждения, сопоставимо или больше концентрации заряженных центров, то в рамках предложенной модели следует ожидать качественного изменения затухания люминесценции: спад становится одноэкспоненциальным с характерным временем, превышающим τ_{fast} . В условиях эксперимента для КЯ № 2 это наблюдалось при плотности возбуждения 1 мкДж/см².

Детальное исследование кинетики люминесценции при различных температурах и плотностях возбуждения выходит за рамки данной работы. Так, изменение характерных времен спада сигнала люминесценции при различных температурах и плотностях возбуждения может быть связано с экранировкой кулоновского потенциала газом свободных носителей, зависимостью сечения захвата экситонов от скорости их теплового движения, различными процессами перераспределения заряда в структуре и рядом других эффектов.

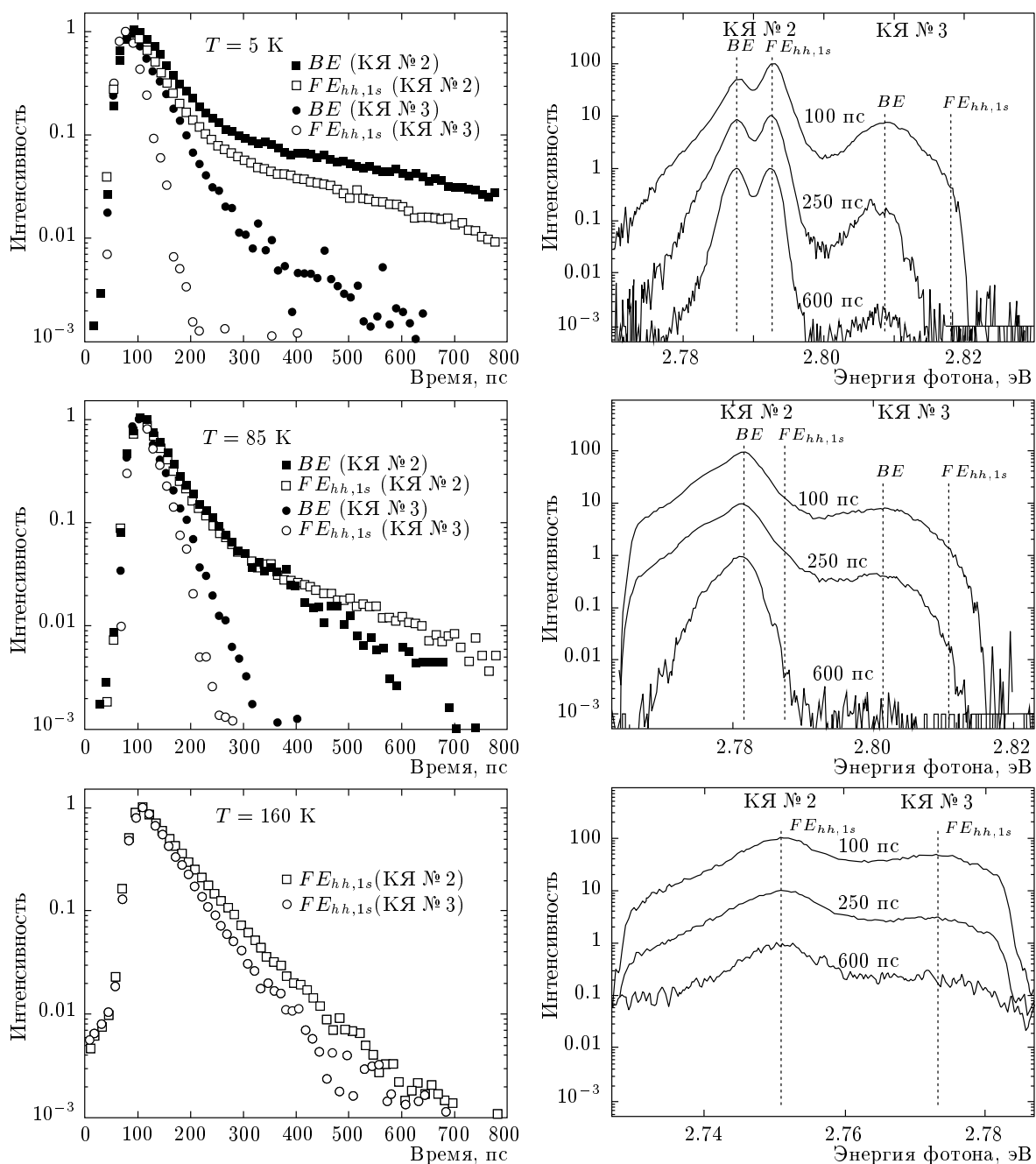


Рис. 12. Кинетика затухания сигнала люминесценции в двухъямном образце при различных температурах. Слева приведены спады сигнала люминесценции, записанные вблизи дна экситонной зоны, справа — разрешенные по времени спектры через 100, 250 и 600 пс после импульса возбуждения с плотностью 0.1 мкДж/см^2 и продолжительностью 2.5 пс; размер пятна возбуждения 40 мкм

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью измерения спектров стационарной и разрешенной по времени люминесценции, а также спектров отражения исследовано влияние размы-

тия гетерограницы на свойства экситонных состояний в квантовых ямах Zn(Cd)Se/ZnMgSse. Показано, что, независимо от степени размытия гетерограниц, структура экситонных состояний во всех КЯ хорошо описывается в рамках представлений о на-

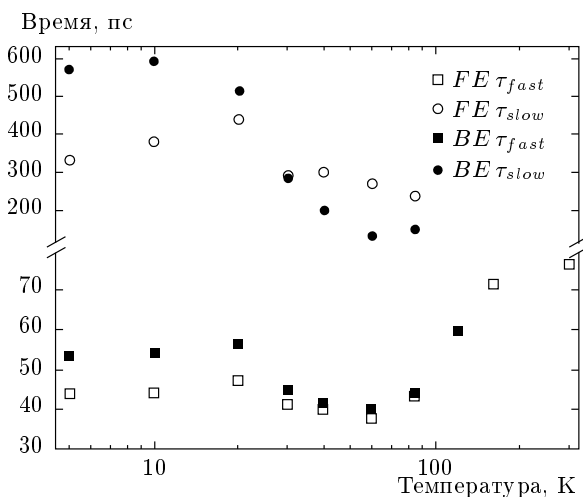


Рис. 13. Зависимость быстрого и медленного времени затухания линий люминесценции BE и $FE_{hh,ls}$ из КЯ № 2 от температуры при энергии в импульсе 0.1 мкДж/см^2

пряженном слое $Zn(Cd)Se$, толщина которого соизмерима или превышает боровский диаметр экситона. Дублетная структура, наблюдаемая в спектрах излучения вблизи дна экситонной зоны при низких температурах, определяется излучательной рекомбинацией свободных экситонов и экситонов, локализованных на нейтральных донорных центрах. При включении подсвечивающего излучения на масштабе десятков минут обнаружена сложная временная динамика коэффициента отражения вблизи экситонных резонансов КЯ, вызванная процессами перераспределения заряда в гетероструктуре.

Показано, что, помимо смещения экситонных уровней, размытие гетерограниц приводит к трем эффектам: 1) усилению экситон-фононного взаимодействия, 2) увеличению энергетического сдвига между максимумами линий излучения свободных и связанных экситонов и 3) уменьшению времени затухания экситонной люминесценции в широком диапазоне температур. Наиболее вероятной причиной усиления экситон-фононного взаимодействия является разная степень локализации электронов и дырок в структурах $Zn(Cd)Se/ZnMgSSe$ с нерезким интерфейсом, которая способствует увеличению экситон-фононной связи через фрелиховский механизм. Изменение энергетического расстояния между экситонными линиями связано с изменением затухания волновой функции вблизи интерфейсов для локализованных и нелокализованных экситонных состояний. В случае экситонно-примесных

комплексов, расположенных возле центра ямы, локализация на дефектах препятствует выталкиванию экситонных уровней интерфейсным потенциалом, увеличивая тем самым их энергию связи. Основной причиной уменьшения времени жизни связанных и свободных экситонов является, по-видимому, увеличение концентрации заряженных дефектов вблизи квантовых ям с нерезким интерфейсом. Для исследованных структур этими дефектами могут быть междоузельный Mg и катионные вакансии.

Авторы благодарят М. Д. Тибери за предоставление образцов для исследования, а также В. С. Багаева и Е. Е. Онищенко за помощь при интерпретации экспериментальных данных и плодотворную дискуссию. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 10-02-00741 а, 12-02-01140 а) и гранта Президента РФ для поддержки молодых ученых — кандидатов наук РФ (МК-6455.2012.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Platonov, V. P. Kochereshko, E. L. Ivchenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3546 (1999).
2. А. С. Гуревич, В. П. Кочерешко, А. В. Платонов и др., *ФТТ* **46**, 759 (2004).
3. D. R. Yakovlev, A. V. Platonov, E. L. Ivchenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 257401 (2002).
4. А. С. Гуревич, В. П. Кочерешко, А. В. Платонов и др., *ФТТ* **47**, 1886 (2005).
5. W. Grieshaber, A. Haury, J. Cibert et al., *Phys. Rev. B* **53**, 4891 (1996).
6. A. Ishibashi and Y. Mori, *J. Crystal Growth* **138**, 677 (1994).
7. M. A. Haase, J. Qiu, J. M. DePuydt et al., *Appl. Phys. Lett.* **59**(11), 1272 (1991).
8. H. Okuyama, T. Miyajima, Y. Morinaga et al., *Electr. Lett.* **28**(19), 1798 (1992).
9. S. Itoh, K. Nakano, and A. Ishibashi, *J. Crystal Growth* **214/215**, 1029 (2000).
10. M. Strassburg, M. Kuttler, U. W. Pohl et al., *Thin Solid Films* **336**, 208 (1998).
11. M. Y. A. Raja, S. R. J. Brueck, M. Osinski et al., *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 1500 (1989).
12. V. I. Kozlovsky, E. A. Shcherbakov, E. M. Dianov et al., *J. Crystal Growth* **159**, 609 (1996).

13. П. И. Кузнецов, Г. Г. Якущева, В. А. Житов и др., в сб.: *Полупроводниковые лазеры и системы на их основе*, 5-й Белорусско-Российский семинар, 1–5 июня, Минск, Белоруссия (2005), с. 223.
14. V. I. Kozlovsky and V. P. Martovitsky, *Physica B* **404** (23–24), 5009 (2009).
15. M. D. Tibery, V. I. Kozlovsky, and P. I. Kuznetsov, *Phys. Stat. Sol. B* **247**(6), 1547 (2010).
16. G. Kudlek and J. Gutowski, *J. Luminescence* **52**(1–4), 55 (1992).
17. H. Mathieu, P. Lefebvre, and P. Christol, *Phys. Rev. B* **46**, 4092 (1992).
18. A. Venu Gopal, R. Kumar, A. S. Vengurlekar et al., *J. Appl. Phys.* **87**, 1858 (2000).
19. J. Puls, M. Rabe, A. Siarkos et al., *Phys. Rev. B* **57**, 14749 (1998).
20. S. A. Crooker, E. Johnston-Halperin, D. D. Awschalom et al., *Phys. Rev. B* **61**, R16307 (2000).
21. A. Esser, E. Runge, R. Zimmermann et al., *Phys. Rev. B* **62**, 8232 (2000).
22. H. P. Wagner, A. Schätz, R. Maier et al., *Phys. Rev. B* **57**, 1791 (1998).
23. *Экситоны*, под ред. Э. И. Рашбы, М. Д. Стерджа, Наука, Москва (1985).
24. P. O. Holtz, B. Monemar, and H. J. Loykowski, *Phys. Rev. B* **32**, 986 (1985).
25. A. Pawlis, M. Panfilova, D. J. As et al., *Phys. Rev. B* **77**, 153304 (2008).
26. G. V. Astakhov, D. R. Yakovlev, V. P. Kochereshko et al., *Phys. Rev. B* **65**, 165335 (2002).
27. P. J. Dean, D. C. Herbert, C. J. Werkhoven et al., *Phys. Rev. B* **23**, 4888 (1981).
28. P. J. Dean, W. Stutius, G. F. Neumark et al., *Phys. Rev. B* **27**, 2419 (1983).
29. T. Lebihen, A. Filoramo, E. Deleporte et al., *Phys. Rev. B* **55**, 9915 (1996).
30. J. P. Bergman, P. O. Holtz, B. Monemar et al., *Phys. Rev. B* **43**, 4765 (1991).
31. Y. Takahashi, S. S. Kano, K. Muraki et al., *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1845 (1994).
32. D. Sanvitto, R. A. Hogg, A. J. Shields et al., *Phys. Rev. B* **62**, R13294 (2000).
33. D. Bajoni, M. Perrin, P. Senellart et al., *Phys. Rev. B* **73**, 205344 (2006).