

# ПЕРЕНОС ЗАРЯДА И ЭНЕРГИИ В ДВОЙНЫХ АСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

*Г. В. Будкин<sup>\*</sup>, М. В. Еременко, А. Н. Резницкий*

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук  
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 27 июля 2016 г.

Исследованы спектры фотолюминесценции и возбуждения люминесценции квантовых точек CdSe/ZnSe в наборе двойных квантовых ям с шириной барьера ZnSe 14 нм, одинаковым количеством осажденного слоя CdSe, формирующего глубокую яму, и разной глубиной мелкой ямы. Обнаружено, что при некотором соотношении глубин мелкой и глубокой ям в исследованном наборе реализуются условия, при которых экситонный канал в спектре возбуждения фотолюминесценции мелкой ямы доминирует в интервале кинетических энергий экситонов, превышающем 10 продольных оптических фононов над дном экситонной зоны барьера ZnSe. Развита модель переноса электронов, дырок и экситонов между электронными состояниями мелкой и глубокой квантовых ям, разделенных достаточно широкими барьерами. Показано, что наибольшей вероятностью переноса электронного возбуждения между состояниями мелкой и глубокой квантовых ям обладает процесс непрямого туннелирования с одновременным возбуждением в решетке продольного оптического фонона. Поскольку вероятность этого процесса для одиночных носителей заряда существенно превышает вероятность туннелирования экситонов, можно реализовать систему двойных квантовых ям, в которой при достаточно слабом возбуждении основным каналом заселения состояний квантовых точек мелкой квантовой ямы оказываются экситоны, что и объясняет полученные экспериментальные результаты.

DOI: 10.7868/S004445101705008X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовые точки CdSe/ZnSe привлекают внимание исследователей уже более двух десятков лет. Интерес к полупроводниковым самоорганизованным квантовым точкам на основе селенидов цинка и кадмия обусловлен их потенциальным использованием в оптоэлектронных устройствах, работающих в сине-зеленой области спектра, таких как светоизлучающие диоды, усилители и лазеры с электронной и оптической накачкой [1–4]. В последнее время также появились работы, показывающие, что гетеросистемы II–VI групп с самоорганизованными квантовыми точками обладают свойствами однофотонных источников света [5–7].

Характерной особенностью гетероструктур соединений II–VI групп является большая роль процессов самоорганизации в формировании их морфо-

логии, в результате которых квантовая яма (КЯ) из узкозонного материала (в рассматриваемом случае CdSe) в процессе роста превращается в пространственно-неоднородный твердый раствор ZnCdSe, в котором можно выявить участки нанометрового размера с большим содержанием CdSe, которые во многих отношениях обладают свойствами квантовых точек [8–11]. В зависимости от условий роста и, в первую очередь, от температуры и условий осаждения покрывающего слоя такие самосогласованные квантовые точки имеют двумерную или трехмерную форму [11–21].

Острова ZnCdSe, растущие при эпитаксии CdSe в матрицу ZnSe в интервале температур 260–300 °С, не являются обычными квантовыми точками, а скорее, двумерными (плоскими) наноостровами — фрагментами квантовой ямы, образованной твердым раствором ZnCdSe, с увеличенным содержанием CdSe по сравнению со средним составом квантовой ямы. Однако, поскольку устоявшийся термин «самоорганизованные квантовые точки» охватыва-

<sup>\*</sup> E-mail: gbudkin@gmail.com

ет и этот класс низкоразмерных объектов, мы будем использовать его в дальнейшем тексте наряду с термином «нанострова».

Для характеристики атомной структуры таких материалов чаще всего используются методы просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ), в том числе высокого разрешения (HRTEM) и дифракции рентгеновских лучей [8–10, 14, 18, 22], а для изучения электронных состояний в низкоразмерных системах — метод спектроскопии фотолюминесценции [11, 13–16, 19, 20, 22, 23].

В настоящей работе исследовались образцы, полученные эпитаксией нескольких монослоев CdSe в матрицу ZnSe при температуре 280 °С. Конкретные характеристики гетероструктур ZnSe/CdSe/ZnSe, выращенных при этой температуре, до некоторой степени зависят от условий роста (синтез в режиме стандартной эпитаксии, эпитаксии с повышенной миграцией, атомно-слоевой эпитаксии и т. п.). Однако при осаждении 1–3 монослоев (МС) CdSe во всех случаях квантовая яма, как показывают результаты HRTEM, образуется из твердого раствора ZnCdSe, при этом в плоскости квантовой ямы формируются плоские двумерные нанострова с характерным латеральным размером меньше или порядка 10 нм и плотностью порядка  $10^{11}$ – $10^{12}$  см<sup>-2</sup> [8, 9, 11, 22, 24]. Средняя концентрация CdSe в КЯ и максимальное содержание Cd в наностровах растут с увеличением количества осажденного CdSe, при этом концентрация CdSe в наностровах в 1.5–2 раза превышает среднюю концентрацию в квантовой яме, а полуширина слоя ZnCdSe в направлении роста составляет 5–7 МС как в области наностроек, так и между ними [8–10]. Кроме указанных квантовых точек в плоскости КЯ наблюдались также большие двумерные точки с размером 30–130 нм и плотностью  $10^9$ – $10^{10}$  см<sup>-2</sup>, которые содержат проникающие дислокации несоответствия и, по всей видимости, являются центрами безызлучательной рекомбинации неравновесных электронов и дырок и не участвуют в формировании сигнала люминесценции.

Оценка реальной концентрации CdSe в наностровах, получаемая методом ТЕМ, может оказаться заниженной вследствие неизбежного усреднения сигнала вдоль распространения электронного пучка. Действительно, в работе [25] более прямым методом было показано, что оценки таких характеристик объектов, полученных осаждением CdSe в матрицу ZnSe при  $T = 280$  °С, как профиль и полуширина квантовой ямы в направлении роста, а также распределение размеров квантовых точек в плоскости

КЯ, не противоречат данным, полученным методом HRTEM, однако максимальная концентрация Cd в квантовых точках оказывается заметно выше, чем следует из результатов ТЕМ.

Большинство практических приложений систем с квантовыми точками CdSe/ZnSe основано на использовании многослойных структур: применение нескольких слоев, содержащих самоорганизованные квантовые точки в качестве активной области полупроводниковых лазеров, приводит к существенному возрастанию квантовой эффективности и уменьшает порог оптически накачиваемых лазеров, если электронные состояния в слоях энергетически связаны [1–3]. Вместе с тем, оптимизация условий роста и структуры лазеров на квантовых точках CdSe/ZnSe остается актуальной задачей и в настоящее время [26]. Разработка оптимального дизайна таких многослойных структур требует точного знания, при каких толщинах барьера ZnSe слои квантовых точек оказываются электронно-связанными или ведут себя как изолированные.

Исследование туннелирования носителей заряда в полупроводниковых гетероструктурах имеет важное значение как для фундаментальной физики и детального изучения квантово-механических процессов, так и для прикладного применения и разработки новых устройств, использующих туннельные эффекты. Процессы и механизмы туннелирования изучаются во многих лабораториях мира уже более двадцати лет. Первоначально основное внимание уделялось исследованию систем, образованных двумя квантовыми ямами одного состава, но разной ширины. За счет эффекта размерного квантования низшие состояния в двух квантовых ямах оказываются разнесенными по энергии, что позволяет методами оптической спектроскопии изучать процессы переноса энергии между состояниями узкой и широкой ям. В таких системах было исследовано проявление туннельной связи между квантовыми ямами в оптических спектрах при импульсном возбуждении. В этих экспериментах было показано, что при достаточно узких барьерах затухание импульсного сигнала из узкой квантовой ямы имеет порядок 1 пс, при том, что в аналогичной одиночной квантовой яме время жизни экситона на два порядка больше. В структурах соединений II–VI групп этот результат был объяснен туннелированием между размерно-квантованными состояниями экситонов [27, 28]. Процессы туннелирования и переноса энергии изучались также в системах полумангнитных асимметричных квантовых ям на основе соединений II–IV групп [28–33], в этих работах об-

Таблица. Параметры энергетической структуры исследованных образцов

Образцы	Коротковолновая полоса ФЛ				Длинноволновая полоса ФЛ			
	$E_{PL}^{(1)}$ , мэВ	$E_{abs}^{(1)}$ , мэВ	$E_{ME}^{(1)}$ , мэВ	$D_1$ , мэВ	$E_{PL}^{(2)}$ , мэВ	$E_{abs}^{(2)}$ , мэВ	$E_{ME}^{(2)}$ , мэВ	$D_2$ , мэВ
A	$2647 \pm 2$	$2662 \pm 2$	$2730 \pm 10$	$80 \pm 10$	$2409 \pm 2$	$2460 \pm 2$	$2610 \pm 10$	$200 \pm 10$
B	2614	2644	2716	94	2418	2460	2610	200
C	2575	2609	2705	105	2418	2469	2630	180
D	2541	2580	2680	130	2440	2485	2600	210

Примечание.  $E_{PL}$  — положение в спектре максимума полосы ФЛ;  $E_{abs}$  — низкоэнергетический максимум в спектре ВФЛ;  $E_{ME}$  — энергия экситонного порога протекания в квантовой яме с наноостровами;  $D = E_g - E_{ME}$  — глубина квантовой ямы относительно края поглощения барьера, где  $E_g = 2810$  мэВ — ширина запрещенной зоны ZnSe.

суждались различные механизмы переноса электронов, дырок и экситонов между квантовыми ямами в магнитном поле и без него. Все предложенные механизмы могут проявляться и в структурах, в которых обе квантовые ямы содержат самоорганизованные квантовые точки. В то же время в таких системах ситуация для анализа может оказаться более сложной — в этом случае перенос энергии может осуществляться как между распространенными состояниями квантовых ям, так и между состояниями квантовых точек, принадлежащих мелкой яме, и распространенными состояниями глубокой ямы, или между различными состояниями квантовых точек мелкой и глубокой ям. Анализ экспериментальной ситуации в таких системах осложняется также тем, что, как показано в работе [34], минимальная толщина барьера ZnSe, при которой электронная связь между слоями КЯ практически отсутствует, существенно зависит от глубины КЯ и в многослойных структурах CdSe/ZnSe, образованных одинаковыми слоями CdSe, при изменении номинальной толщины слоя CdSe от 1 до 3 МС, уменьшается от 20 до 10 нм. Отметим, что этот вывод качественно согласуется с результатами, полученными в работе [35], где было показано, что в системе асимметричных двойных квантовых ям CdSe/ZnSe, образованных осаждением 2.5 МС и 1.9 МС CdSe, барьер становится туннельно-прозрачным лишь при толщине барьера ZnSe меньше 30 МС (около 8 нм).

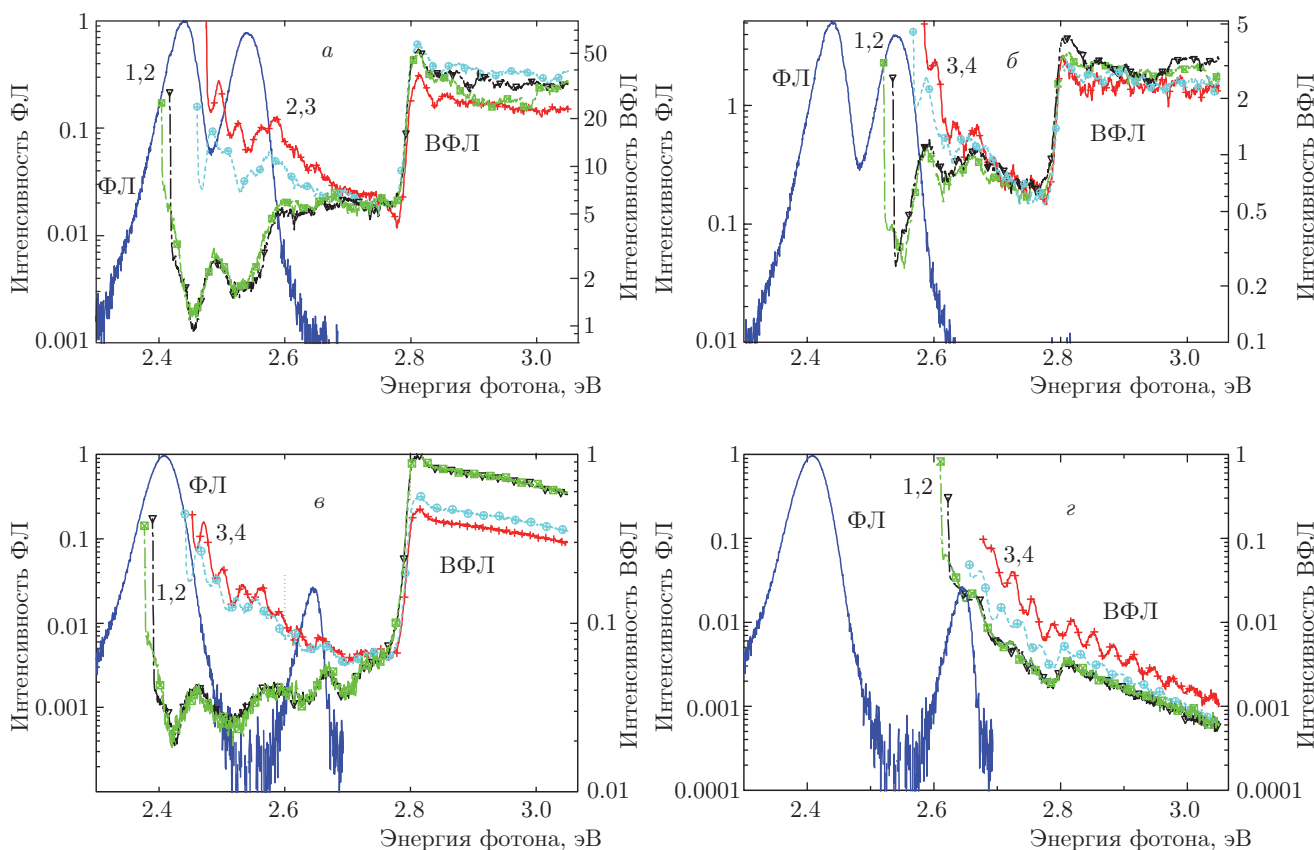
С целью более полного понимания особенностей и механизмов переноса энергии в системах с самоорганизованными квантовыми точками, а также состояний, участвующих в процессах туннелирования, мы исследовали набор двойных квантовых ям с фиксированными шириной барьера и глубиной по-

тенциала глубокой ямы, но различающихся глубиной мелкой ямы. Предварительные результаты проведенных исследований были опубликованы в работах [36, 37].

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОПИСАНИЕ ОБРАЗЦОВ

В работе исследовались оптические спектры фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения ФЛ двойных асимметричных структур CdSe/ZnSe, образованных осаждением двух слоев CdSe различной номинальной толщины в матрицу ZnSe, разделенных барьером ZnSe шириной 14 нм. Образцы были выращены стандартным методом молекулярно-пучковой эпитаксии при  $T = 280^\circ\text{C}$ . Расчетные толщины первого осажденного слоя CdSe в исследованных образцах A, B, C, D составляют соответственно 1.4, 1.6, 1.8, 2.1 МС, при этом толщина второго слоя во всех четырех образцах планировалась одинаковой и равной 2.7 МС. Другие детали структуры и условий роста этих объектов подробнее описаны в работе [36].

Как показано в работах [38–40], богатая информация об электронной структуре и характере релаксации энергии в системах с самоорганизованными квантовыми точками может быть получена из низкотемпературных спектров ФЛ и возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ). В настоящей работе исследуемый образец помещался в шахту оптического криостата optCRYO 105 в поток газообразного гелия, температура которого поддерживалась на уровне  $T = 5 \pm 0.5$  К. Для получения спектров ВФЛ использовалось излучение Хе-лампы, пропущенное через дополнительный монохроматор. Плотность мощности возбуждения в этих услови-



**Рис. 1.** Спектры ФЛ и ВФЛ образца *D* (*a, б*) и образца *A* (*в, з*) при  $T = 5$  К. На каждом рисунке приведены четыре спектра ВФЛ — по два для различных положений детектора на коротковолновой и длинноволновой частях полосы ФЛ. Все спектры ВФЛ на рис. *a, б, в* нормированы на интенсивность сигналов ВФЛ при энергии 2.75 эВ. На рис. *з* спектры ВФЛ для длинноволновых и коротковолновых положений детектора сдвинуты по вертикали для удобства

ях составляла примерно  $5 \text{ мВт/см}^2$ . При исследовании зависимости спектра ФЛ от мощности возбуждающего света в качестве источника накачки использовалось излучение полупроводникового лазера с длиной волны 405 нм, которое фокусировалось на образце в пятно диаметром примерно 0.3 мм с плотностью мощности, не превышающей  $10 \text{ Вт/см}^2$ . Оценки показывают, что при средней плотности квантовых точек  $3\text{--}5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  [9] такое возбуждение соответствует условию рождения менее одной электронно-дырочной пары в расчете на одну квантовую точку. Характеристики энергетической структуры исследованного набора образцов, полученные по спектрам ФЛ и ВФЛ, приведены в таблице.

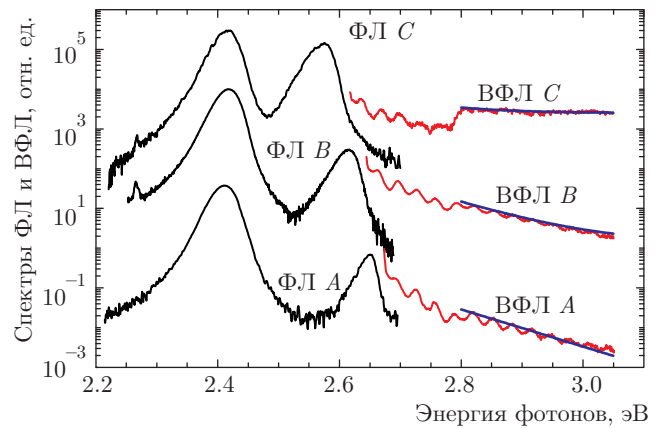
### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведены оптические спектры двух образцов *A* и *D*, форма спектров ФЛ и возбужде-

ния ФЛ которых различаются наиболее существенно. Спектры ФЛ всех образцов, обсуждаемых в этой работе, включают две полосы, обусловленные рекомбинацией экситонов в мелкой и глубокой квантовых ямах. Как видно на этом рисунке, ширина линий ФЛ, которая определяется распределением по энергии состояний квантовых точек, растет с ростом количества осажденного CdSe, что отражает увеличение разброса по глубине состояний квантовых точек [21]. Мы обратим также внимание в этой работе на две характерные черты, присущие спектрам ВФЛ одиночных квантовых ям CdSe/ZnSe с плоскими nanoостровами или многослойных систем с изолированными КЯ [39]: 1) в таких структурах спектры ВФЛ состояний, формирующих коротковолновое крыло полосы ФЛ, имеют осциллирующий характер с периодом, близким к энергии LO-фонона ZnSe, при этом амплитуда осцилляций закономерно уменьшается с ростом числа испущенных фононов и практически исчезает из спектров ВФЛ в

области выше энергии  $E_{ME}$ , отражающей переход от экситонных состояний, локализованных в квантовых точках, к состояниям, охватывающим всю плоскость КЯ; 2) интенсивность люминесценции возрастает примерно на порядок при возбуждении фотонами с энергией, превышающей запрещенную зону материала барьера, что обусловлено существенным ростом в этой области энергий оптической плотности образца. Как видно на рис. 1, обе перечисленные черты характерны для спектров ВФЛ мелкой и глубокой КЯ образца *D*, а также спектров ВФЛ глубокой КЯ образца *A* (рис. 1*a, б, в*). В то же время спектр ВФЛ состояний мелкой ямы образца *A*, приведенный на рис. 1*г*, качественно иной. В этом образце отчетливая осциллирующая структура спектра ВФЛ состояний, формирующая коротковолновую часть спектра ФЛ мелкой КЯ, не только наблюдается в области ниже состояний барьера, но детектируется также и в области состояний выше края поглощения барьера, где можно видеть более десяти осцилляций, разделенных энергией ЛО-фонона барьера ZnSe. Стоит отметить, что осциллирующая структура в спектре ВФЛ с периодом равным энергии ЛО-фонона является характерной чертой процесса релаксации горячих экситонов [41].

Одно из возможных объяснений необычной формы спектров ВФЛ мелкой полосы образца *A* предложено в работе [36], где было высказано предположение, что общее количество CdSe в образце *A* могло оказаться недостаточным для формирования сплошной КЯ, и все осажденное количество CdSe в этом образце могло аккумулироваться в квантовых точках. В этом случае квантовые точки были бы изолированы друг от друга, со всех сторон оказавшись окруженными барьером ZnSe. Чтобы проверить эту идею, мы изучили спектры ВФЛ специально выращенной гетероструктуры ZnSe/CdSe/ZnSe с одиночной квантовой ямой, с такой же номинальной толщиной CdSe равной 1.4 МС, выращенной в тех же условиях, что и образец *A*. Оказалось, что спектры ВФЛ этого образца во всех основных деталях похожи на обычные спектры ВФЛ, приведенные на рис. 1*a, б, в*. Этот результат прямо указывает на то, что необычные свойства мелкой ямы образца *A* определяются наличием на сравнительно небольшом расстоянии второй более глубокой ямы. В следующем разделе мы обсудим модель, использующую этот вывод и объясняющую экспериментальные результаты, но прежде сравним форму спектров ВФЛ состояний мелкой ямы в серии исследованных в работе образцов. На рис. 2 показаны спектры ФЛ трех образцов *A, B* и *C* при слабом межзонном воз-



**Рис. 2.** (В цвете онлайн) Низкотемпературные спектры ФЛ образцов *A, B* и *C* при возбуждении фотонами с энергией 3.05 эВ и спектры возбуждения ФЛ (красные осциллирующие кривые) коротковолновых состояний мелкой ямы. Сплошными кривыми показана подгонка экспериментальных спектров ВФЛ в области состояний барьера

буждении участком спектра Хе-лампы с энергией 3.05 эВ и приведены спектры ВФЛ для случая, когда детектор выделяет состояния на коротковолновом крыле полосы излучения мелкой КЯ, обладающие явно выраженной осциллирующей структурой. Подробнее участки спектров ВФЛ в области энергий фотонов больше 2.8 эВ, соответствующих возбуждению состояний сплошного спектра ZnSe, показаны на рис. 3.

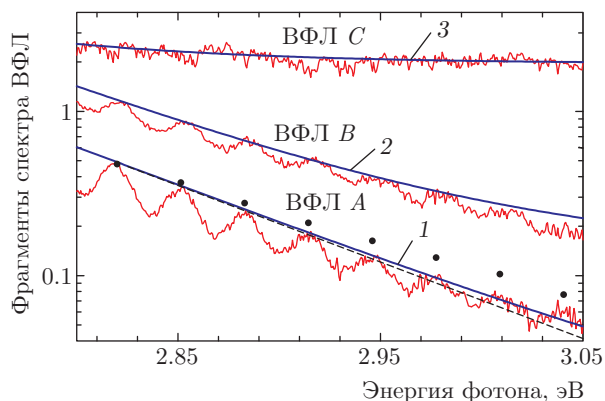
Как видно на рис. 3, наиболее отчетливо осциллирующая структура спектра ВФЛ проявляется у образца *A*. Максимумы в спектре ВФЛ этого образца отстоят друг от друга на величину  $31.6 \pm 0.8$  мэВ, что с хорошей точностью совпадает с энергией ЛО-фонона ZnSe. Интенсивность спектра ВФЛ убывает с ростом числа испущенных фононов, при этом отношение интенсивности двух соседних максимумов  $a = I_n/I_{n+1}$  сохраняется во всей исследованной области и равно примерно  $a = 1.40$ . Этот результат означает, что убывание интенсивности в максимумах спектра ВФЛ в области  $E > E_g$  может быть описано экспоненциальной зависимостью вида

$$I(E) = \tilde{I} \exp(-\varepsilon/b) \tag{1}$$

с параметром  $b = 0.093$  эВ, где  $\varepsilon = E - E_g$ , а  $\tilde{I}$  — нормировочный коэффициент.

Экситонная природа состояний, участвующих в процессе переноса энергии и последующей рекомбинации, подтверждается наблюдением линейной поляризации люминесценции из состояний мелкой





**Рис. 3.** Сплошные осциллирующие кривые — фрагменты спектров возбуждения коротковолновых состояний мелких ям трех образцов *A*, *B*, *C* в области состояний барьера ZnSe (спектры сдвинуты по оси ординат для удобства). Штриховой линией показана подгонка максимумов в спектре ВФЛ образца *A* экспоненциальной зависимостью (1), сплошными кривыми 1, 2, 3 — подгонка экспериментальных спектров ВФЛ образцов *A*, *B*, *C* зависимостью (2) с параметрами, указанными в тексте. Темными точками приведена теоретическая оценка относительной интенсивности максимумов в спектре ВФЛ образца *A* по формуле (16), нормированной на величину первого приведенного на рисунке максимума

квантовой ямы при возбуждении линейно поляризованным светом [37].

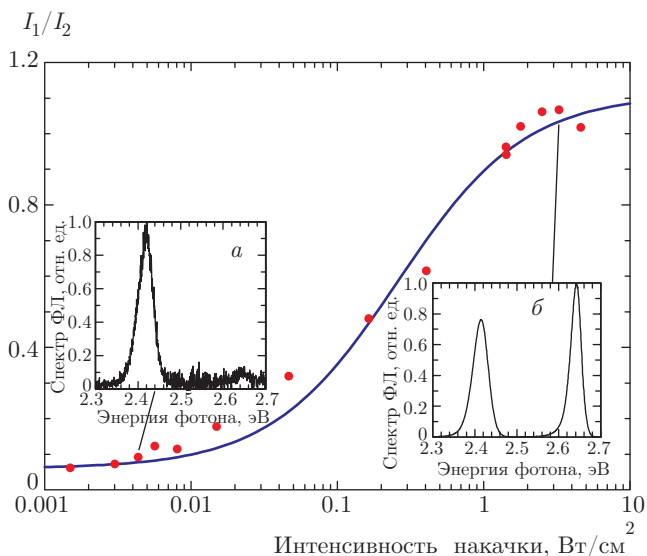
В модели релаксации энергии через состояния горячих экситонов параметр  $a$  (или связанный с ним параметр  $b$ ) отражает вероятность распада экситонов на независимые носители в акте рассеяния на ЛО-фононе. Задача вычисления вероятностей распада и неупругого рассеяния экситонов в таком процессе была рассмотрена в работе [42]. Основываясь на результатах этой работы, мы рассчитали зависимость вероятности распада от величины кинетической энергии горячих экситонов в модели, предполагающей каскадную релаксацию горячих экситонов по  $1s$ -состояниям. Детали расчета приведены в Приложении В, а результаты показаны на рис. 3 темными точками. Как видно на этом рисунке, использованная модель позволяет получить хорошее качественное согласие с экспериментальными данными. Убывание интенсивности в спектре ВФЛ в зависимости от роста числа испущенных ЛО-фононов отражает уменьшение числа первоначально возбуждаемых экситонов, которые в результате релаксации энергии достигают излучающих состояний. Очевидно, что отклонение от экспоненциальной зависимости (1) определяется вкладом в релаксацию энергии состояний разделенных электронов и дырок. По-

скольку коэффициент поглощения света в области энергий выше  $E_g$  (ZnSe) слабо зависит от длины волны света, можно предположить, что вклад разделенных носителей в процесс энергетической релаксации в этой области также будет слабо зависеть от энергии поглощаемых фотонов. В таком случае мерой относительной роли горячих экситонов и разделенных электронов и дырок в процессе энергетической релаксации может служить отклонение формы спектра ВФЛ от экспоненциальной зависимости (1) и в общем виде форма спектра ВФЛ может быть представлена в виде

$$I(E) = \tilde{I}[\exp(-\varepsilon/b) + c]. \quad (2)$$

На рис. 3 видно, что в спектре ВФЛ образца *A* отклонение закона убывания интенсивности от зависимости (1) сравнительно невелико. В спектре ВФЛ образца *B* также наблюдаются осцилляции интенсивности, однако глубина модуляции в спектре этого образца заметно меньше, а форма спектра ВФЛ заметно отличается от зависимости (1). Еще больше это различие наблюдается в форме спектра ВФЛ образцов *C* и *D*, где осциллирующая структура в спектре ВФЛ практически отсутствует. На рис. 3 сплошными линиями 1, 2, 3, приведена подгонка спектров ВФЛ трех образцов *A*, *B*, *C* формулой (2). Во всех трех случаях хорошее согласие с экспериментом достигается с использованием одной и той же величины параметра  $b = 0.093$  эВ, при этом параметр  $c$  оказался равным 0.014, 0.106, 3.13 в спектрах ВФЛ соответственно образцов *A*, *B*, *C*. Эти величины означают, что, например, при возбуждении люминесценции в область 3.05 эВ по каналу горячих экситонов при использовавшихся уровнях возбуждения релаксирует 83 % энергии фотовозбуждения в образце *A*, 44 % в образце *B* и только 8.8 % в образце *C*.

Как следует из предложенной в следующем разделе теоретической модели, в мелкой яме соотношение вкладов в релаксацию энергии каналов горячих экситонов и разделенных электронов и дырок определяется интенсивностью возбуждения. Наиболее отчетливо эта зависимость проявляется в быстром росте интенсивности излучения из мелкой ямы  $I_1$  при увеличении интенсивности накачки  $I_0$  в диапазоне, когда суммарная интенсивность излучения из обеих ям  $I_1 + I_2$  растет практически линейно с ростом мощности накачки. Действительно, как показано на рис. 4, отношение интенсивностей фотолюминесценции из мелкой и глубокой ям образца *A* существенно зависит от интенсивности возбуждения. На вставках к рис. 4 показаны спектры фотолюминесценции этого образца при низкой ( $a$ ) и вы-



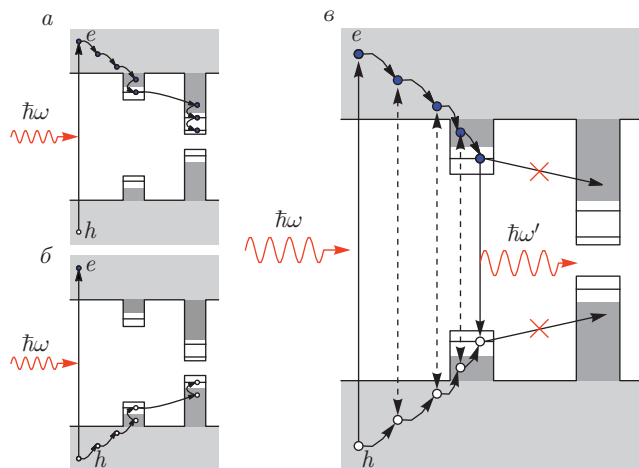
**Рис. 4.** Темные точки — отношение интенсивностей фотолюминесценции при  $T = 5$  К образца А из мелкой ( $I_1$ ) и глубокой ( $I_2$ ) ям в зависимости от плотности мощности накачки фотонами с энергией 3.1 эВ. Сплошная кривая — теоретическая подгонка по формуле (6). На вставках показаны спектры ФЛ при низкой (а) и высокой (б) интенсивностях накачки

сокой (б) интенсивностях накачки. Отметим здесь еще раз, что максимальная приведенная на этом рисунке плотность мощности возбуждения порядка  $10 \text{ Вт/см}^2$  соответствует уровню возбуждения, не превышающему одной электронно-дырочной пары в расчете на одну квантовую точку, что позволяет предположить независимость времен излучательной и безызлучательной рекомбинации локализованных экситонов в этом диапазоне интенсивностей возбуждения.

#### 4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При поглощении фотонов с энергией выше фундаментального края поглощения ZnSe происходит рождение горячих экситонов и/или разделенных электронно-дырочных пар.

Рассмотрим сначала процесс релаксации энергии разделенных электронов и дырок в нашей системе двойных квантовых ям. Фотовозбужденные носители заряда охлаждаются, последовательно испуская оптические фононы, после чего захватываются из барьера ZnSe в состояния сплошного спектра одной из квантовых ZnCdSe-ям и продолжают релаксировать до тех пор, пока не достигнут локального



**Рис. 5.** а) Схематичное изображение релаксации фотовозбужденного электрона. Горячий электрон, рожденный при поглощении фотона, каскадно релаксирует, последовательно испуская LO-фононы, сначала захватываясь в сплошной спектр КЯ, потом в квантовую точку, а затем, не дождавись дырки, переходит из одного слоя CdSe в другой с испусканием продольного оптического фонона. б) Релаксация фотовозбужденной дырки. Аналогично электрону дырка каскадно релаксирует и после захвата в квантовую точку мелкой ямы, не дождавись захвата в эту же квантовую точку электрона, успевает перейти в глубокую КЯ с испусканием оптического фонона. в) Релаксация горячего экситона. Экситон последовательно испускает LO-фононы, релаксируя по энергии. Достигнув локального минимума в мелком слое CdSe, экситон, в отличие от одиночного носителя заряда, не может перейти в глубокий слой и рекомбинирует, оставаясь в квантовой точке мелкой КЯ. Штриховыми стрелками схематически обозначена кулоновская связь между релаксирующей парой электрона и дырки (экситонный канал релаксации)

энергетического минимума в структуре самоорганизованных квантовых точек. Оказавшись захваченными в одну и ту же квантовую точку, электрон и дырка образуют связанное состояние экситона и могут излучательно рекомбинировать. В случае, если одиночный носитель (электрон или дырка) захватился в мелкий слой CdSe, можно представить себе две возможности: 1) либо носитель заряда дожидается захвата в эту квантовую точку заряда противоположного знака, 2) либо он успевает перейти в двумерные состояния глубокой КЯ с испусканием LO-фонона. Схематично такой процесс релаксации электрона изображен на рис. 5а,б. Туннелирование одиночного носителя возможно из любого состояния мелкой квантовой ямы ZnCdSe. Однако рассматривать процессы перехода необходимо только из дол-

гоживущих состояний, для которых  $\tau_t^{-1}$  — вероятность носителя заряда в единицу времени перейти в глубокий слой больше вероятности CdSe — вероятности ухода из данного состояния. Наиболее вероятными кандидатами для таких состояний являются основные состояния квантовых точек мелкой КЯ.

Вероятность того, что в единицу времени в точку, где уже находится электрон или дырка, придет фотовозбужденный носитель противоположного знака, можно записать как  $1/\tau_w = \beta I_0 / (n \hbar \omega)$ , где  $I_0$  и  $\omega$  — интенсивность и частота накачки,  $n$  — плотность квантовых точек,  $\beta$  — коэффициент пропорциональности, который определяется различными параметрами структуры: вероятностью ухода носителя на поверхность или в подложку, сечением захвата в КЯ, вероятностью захвата в свободные и занятые квантовые точки и т. п. В этом случае вероятность перехода одиночного носителя заряда в глубокую квантовую яму из локализованного состояния мелкой КЯ определяется выражением

$$p = \frac{\tau_w}{\tau_t + \tau_w}. \quad (3)$$

Можно показать, что основным каналом непрямого туннелирования из локализованного состояния мелкого слоя в глубокую КЯ является переход с одновременным испусканием продольного оптического фонона, когда разница энергий размерного квантования начального и конечного состояний больше  $\hbar\Omega_{LO}$  — энергии одного оптического фонона (см. Приложение А). Необходимым условием возможности такого перехода является наличие в области конечных состояний глубокой квантовой ямы сплошного спектра энергии. Это условие выполняется для образца А, где разница между энергией локализации в квантовых точках мелкого слоя CdSe и порогом протекания в глубокой КЯ порядка  $2\hbar\Omega_{LO}$ , при этих условиях время непрямого туннелирования можно оценить по формуле (11) как  $\tau_t \approx 200$  пс. Для образца D, напротив, разница энергий не допускает процессов с испусканием ЛО-фонона при переходе из состояния квантовой точки мелкой ямы на порог протекания глубокой КЯ. В этом случае либо возможен процесс с испусканием акустических фононов, либо процесс должен включать туннелирование между состояниями квантовых точек. Последнее существенно затруднено тем обстоятельством, что при таких толщинах барьера распределение точек в соседних слоях, по всей видимости, не скоррелировано [43].

Второй независимый канал заселения квантовых точек связан с релаксацией горячих экситонов, ко-

гда при поглощении фотона рождается экситон с большой кинетической энергией. Горячий экситон, так же как и одиночные носители заряда, остывает, последовательно испуская оптические ЛО-фононы (при этом при каждом акте рассеяния существует вероятность того, что экситон распадется на свободную, не связанную кулоновским взаимодействием, электронно-дырочную пару). Важно, что, как показано в Приложении А, после завершения процесса релаксации экситон, в отличие от одиночных носителей заряда, не может перейти из одной ямы в другую с испусканием только одного ЛО-фонона, поскольку такие переходы запрещены в первом порядке теории возмущений. Как следствие, при достаточно низкой интенсивности накачки может реализовываться случай, когда все одиночные носители заряда, изначально захваченные в мелкую КЯ, переходят в глубокий слой, в то время как экситоны остаются в мелком слое и излучательно рекомбинируют оттуда. Таким образом, возникает ситуация, когда для мелкой КЯ основным каналом заселения состояний, формирующим спектр ФЛ, является захват экситонов, которые родились в барьере ZnSe при поглощении фотона и завершили каскадную релаксацию как целое.

Очевидно, что соотношение вкладов отмеченных выше двух каналов в интенсивность фотолюминесценции квантовых точек мелкой ямы должно сильно зависеть от темпа захвата в квантовую точку носителей разных знаков, который определяется концентрацией фотовозбужденных электронов и дырок, т. е. интенсивностью возбуждающего ФЛ света. Действительно, темп захвата фотовозбужденных частиц в слой самоорганизованных квантовых точек CdSe определяется выражениями

$$\begin{aligned} r_1 &= (c_1 + e_1)I_0, \\ r_2 &= (c_2 + e_2)I_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — темпы захвата в мелкий и глубокий слои CdSe,  $c_1$  и  $c_2$  — коэффициенты захвата свободных электронов (или дырок) в соответствующий слой, а  $e_1$  и  $e_2$  — коэффициенты захвата экситонов. Для простоты можно считать, что отношение коэффициентов захвата одиночных носителей и экситонов в мелкий и глубокий слои совпадают,  $e_1/c_1 \approx e_2/c_2 = \alpha$ . Тогда, с учетом того, что одиночные носители заряда могут переходить из мелкой КЯ в глубокую с вероятностью  $p$ , зависящей от  $I_0$  и определяемой соотношением (3), интенсивности люминесценции из мелкой и глубокой ям определяются соответственно выражениями



$$\begin{aligned} I_1 &\propto ((1-p)c_1 + e_1) I_0, \\ I_2 &\propto (pc_1 + c_2 + e_2) I_0, \end{aligned} \quad (5)$$

а отношение интенсивностей — выражением

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\alpha(I_0 + \varkappa) + I_0}{\gamma(1 + \alpha)(I_0 + \varkappa) + \varkappa}, \quad (6)$$

где  $\gamma = c_2/c_1$  — отношение вероятностей захвата свободных электронных возбуждений в мелкую и глубокую КЯ, а  $\varkappa = n\hbar\omega/(\beta\tau_t)$  определяет величину интенсивности накачки, при которой вероятность туннелирования свободного носителя заряда равна 1/2.

На рис. 4 темными точками показаны экспериментальные данные  $I_1/I_2$  — отношения интенсивностей фотолюминесценции мелкого и глубокого слоев CdSe от интенсивности накачки, а сплошной кривой — подгонка по формуле (6) с параметрами  $\varkappa = 0.13$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\alpha = 0.12$  и  $\gamma = 0.9$ . В пределе низких интенсивностей накачки фотолюминесценция из мелкой ямы полностью определяется рекомбинацией горячих экситонов, а отношение  $I_1/I_2 \ll 1$  (рис. 4а), поскольку заселение состояний, формирующих спектр ФЛ глубокой ямы, определяется, в основном, захватом свободных электронов и дырок, поток которых существенно превышает вклад в ФЛ горячих экситонов. В пределе высоких интенсивностей накачки механизм заселения излучающих состояний в обоих слоях одинаков и определяется независимым захватом в квантовую точку электронов и дырок. Амплитуды обоих пиков люминесценции при этом близки по величине (рис. 4б), а параметр  $\gamma \approx 1$ , что означает, что фотовозбужденные носители захватываются примерно поровну в мелкую и глубокую ямы.

Предлагаемая модель позволяет также объяснить форму спектра ВФЛ, описываемую формулой (2). Действительно, с ростом энергии фотонов коэффициент  $\alpha$ , определяющий вклад горячих экситонов, экспоненциально убывает и при больших энергиях фотона интенсивность и спектр ФЛ мелкой КЯ определяются в основном рекомбинацией электронов и дырок, которые захватились в квантовую точку независимо друг от друга за время меньшее времени туннелирования в глубокую яму. Тогда из уравнений (3) и (5) следует, что отклонение от экспоненты, определяемое параметром  $c$  в формуле (2), имеет вид

$$c = \frac{I_0}{\alpha_0(I_0 + \varkappa)}, \quad (7)$$

где  $\alpha_0 = \alpha \exp[(E_0 - E_g)/b]$  выражается из зависимости  $I_1/I_2$ , полученной для фиксированной энергии возбуждающего фотона  $E_0$ . Для образца А при

возбуждении в область  $E_0 = 3.1$  эВ и плотности мощности  $I_0 = 5$  мВт/см<sup>2</sup> с использованием экспериментально полученных из подгонки зависимости отношения  $I_1/I_2$  (рис. 4),  $\varkappa = 0.13$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\alpha = 0.12$  оценка параметра  $c$  по формуле (7) дает 0.02, что хорошо согласуется с экспериментально полученным значением  $c = 0.014$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что в гетероструктурах ZnSe/CdSe/ZnSe, содержащих две квантовые ямы разной глубины, в некотором интервале величин толщины барьера можно реализовать условия, при которых в широком интервале энергий фотовозбуждения основным каналом переноса энергии к состояниям, формирующим спектр ФЛ мелкой ямы, является каскадная релаксация горячих экситонов с излучением ЛО-фононов. Показано, что в таких системах при независимом захвате электронов и дырок в состояния квантовых точек мелкой ямы определяющую роль играет конкуренция времен туннелирования носителя в глубокую яму  $\tau_t$  и захвата в эту квантовую точку носителя противоположного знака  $\tau_w$ . В условиях  $\tau_t < \tau_w$  излучение из квантовых точек мелкой ямы формируется, в основном, за счет захвата экситонов в состояния мелкой ямы. Продемонстрированная в работе практическая реализация гетероструктуры, обладающей свойствами экситонного сепаратора, осуществляющего разделение экситонного канала релаксации и релаксации через состояния свободных электронов и дырок, существенно расширяет возможности экспериментальных исследований экситонных процессов в низкоразмерных объектах с самоорганизованными квантовыми точками. Такие системы могут быть использованы в качестве модельных объектов для детального изучения особенностей переноса энергии и спина по состояниям разной размерности.

Авторы выражают благодарность С. А. Тарасенко и Е. Л. Ивченко за полезные обсуждения затронутых в работе вопросов, а также И. В. Седовой, С. В. Сорокину и С. В. Иванову за предоставленные образцы. Работа одного из соавторов (Г. В. Б.) выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00168).

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

### Оценка времени непрямого туннелирования

Время туннелирования носителя заряда из состояния в мелкой яме в глубокую яму с испусканием

фонона можно вычислить, воспользовавшись золотым правилом Ферми,

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}, \nu} |M_{f,i}^{(\nu)}(\mathbf{q})|^2 \delta(E_i - E_f - \hbar\Omega_{\mathbf{q},T}), \quad (8)$$

где  $M_{f,i}^{(\nu)}(\mathbf{q})$  — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия,  $\mathbf{q}$  — волновой вектор фонона,  $\nu$  — индекс фононной ветви,  $\Omega_{\mathbf{q},\nu}$  — частота фонона. Волновые функции начального состояния (локализованного на квантовой точке в мелкой яме) и конечного состояния (в глубокой квантовой яме) даются формулами

$$\Psi_i = \varphi_i(z)\Phi_i(\boldsymbol{\rho}), \quad \Psi_f = \varphi_f(z)e^{i\mathbf{k}'\cdot\boldsymbol{\rho}}, \quad (9)$$

где

$$\varphi_i(z) = \varphi_1(z) + I_{12}\varphi_2(z), \quad \varphi_f(z) = \varphi_2(z) + I_{21}\varphi_1(z)$$

— функции размерного квантования,

$$I_{nm} = - \left[ \int dz \varphi_n(z)\varphi_m(z) - \int dz \varphi_n(z)\varphi_m(z)V(z)/(E_n - E_m) \right] / 2$$

— интеграл перекрытия,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — невозмущенные функции размерного квантования в мелкой и в глубокой ямах,  $E_1$  и  $E_2$  — энергии размерного квантования,  $\mathbf{k}'$  и  $\boldsymbol{\rho}$  — волновой вектор и координата носителя заряда в плоскости квантовой ямы. Функцию  $\Psi_f$  можно представить в виде разложения в ряд Фурье

$$\Psi_f = \sum_{\mathbf{k}} \varphi_f(z)a_{\mathbf{k}}e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}}, \quad (10)$$

тогда выражение для времени туннелирования примет вид

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}, \nu, \mathbf{k}'} |a_{\mathbf{k}}|^2 W^{(\nu)}(\mathbf{q}) \delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q}, \mathbf{k}'} \times \left| \int dz \varphi_i(z)e^{iqz}\varphi_f(z) \right|^2 \delta(E_i - E_f - \hbar\Omega_{\mathbf{q},T}), \quad (11)$$

где  $W^{(\nu)}(\mathbf{q})$  — вероятность испускания фонона с волновым вектором  $\mathbf{q}$ . В данных структурах основным механизмом рассеяния носителей заряда на оптических фононах является механизм Фрелиха, а на акустических — деформационный и пьезоэлектрический механизмы. Выражение для вероятностей перехода с испусканием фонона при низких температурах для этих трех механизмов имеет вид [44]

$$\begin{aligned} W^{(PO)}(\mathbf{q}) &= \frac{2\pi e^2 \hbar \Omega_{LO}}{\epsilon^*} \frac{1}{q^2}, \\ W^{(DA)}(\mathbf{q}) &= \frac{\Xi^2 \hbar}{2\rho s_{\mathbf{q},LA}} q, \\ W^{(PA,\nu)}(\mathbf{q}) &= \frac{(4\pi e e_{14})^2 \hbar}{2\rho s_{\mathbf{q},\nu} \epsilon_0^2} \frac{1}{q} \times \\ &\times \left| \frac{q_x q_y o_z^{\mathbf{q},\nu} + q_z q_x o_y^{\mathbf{q},\nu} + q_z q_y o_x^{\mathbf{q},\nu}}{q^2} \right|^2, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $W^{(PO)}$  — вероятность рассеяния на оптическом фононе,  $W^{(DA)}$  и  $W^{(PA)}$  — вероятности рассеяния на акустических фононах для деформационного и пьезоэлектрического механизмов,  $e$  — заряд электрона,  $1/\epsilon^* = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_0$ ,  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_\infty$  — диэлектрические проницаемости среды на большой и малой частотах,  $\Xi$  — константа деформационного потенциала,  $\rho$  — плотность кристалла,  $s_{\mathbf{q},\nu}$  — скорость фонона,  $e_{14}$  — пьезоэлектрическая константа,  $\mathbf{o}^{\mathbf{q},\nu}$  — единичный вектор поляризации фонона. Время перехода можно представить в виде

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_{PO}} + \frac{1}{\tau_{DA}} + \frac{1}{\tau_{PA}}, \quad (13)$$

где  $\tau_{PO}$ ,  $\tau_{DA}$  и  $\tau_{PA}$  — времена туннелирования при рассеянии на фононах по соответствующим механизмам. Для оценок не учитывалась разница скорости продольного и поперечного звуков, а также зависимость  $s_{\mathbf{q}}$  от  $\mathbf{q}$ . Тогда время перехода электрона из мелкого слоя по формуле (11) показывает, что  $\tau_{DA}/\tau_{PO} \approx 300$  и  $\tau_{PA}/\tau_{PO} \approx 3000$ , и рассеянием на акустических фононах можно пренебречь. Расчет проводился для следующих параметров CdSe [45]: эффективная масса электрона  $m_e = 0.119m_0$ , константа деформационного потенциала  $\Xi_c = -11$  эВ, диэлектрическая проницаемость на малых и больших частотах  $\epsilon_0 = 9.6$  и  $\epsilon_\infty = 6.2$ , плотность кристалла  $\rho = 5.664$  г/см<sup>2</sup>, скорость LA-фонона вдоль направления [100]  $s = 3.43 \cdot 10^5$  см/с, модуль пьезоэлектрического тензора оценивался из величины  $e_{33} = 0.347$  Кл/см<sup>2</sup> для CdSe с вюрцитной структурой, согласно равенству  $e_{14} = \sqrt{3} e_{33}/2$  [46].

При анализе перехода экситона как целого между квантовыми ямами рассмотрим случай квазидвумерного экситона, когда волновые функции электрона и дырки вдоль оси роста структуры определяются размерным квантованием, а кулоновское взаимодействие влияет на движение в плоскости ямы. Такое приближение применимо, когда толщина КЯ меньше радиуса объемного экситона [47], что соответствует рассматриваемой структуре: полуширина слоя ZnCdSe в направлении роста примерно 2 нм, боровский радиус  $a_B = 4.1$  нм [45]. В этом прибли-

жении волновую функцию экситона можно представить в виде произведения

$$\Psi^{(exc)} = \varphi^{(e)}(z_e)\varphi^{(h)}(z_h)\Phi(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h), \quad (14)$$

где  $\Phi(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h)$  — волновая функция двумерного экситона,  $\varphi^{(e)}$  и  $\varphi^{(h)}$  — функции размерного квантования электрона и дырки,  $z_e$  и  $z_h$  — их координаты по оси  $z$ , а  $\boldsymbol{\rho}_e$  и  $\boldsymbol{\rho}_h$  — координаты в плоскости КЯ. Тогда матричный элемент туннелирования с испусканием ЛО-фонона имеет вид

$$M(\mathbf{q})_{f,i} = -\frac{i}{q}\sqrt{\frac{2\pi e^2 \hbar \Omega_{LO}}{\epsilon^*}} \int d\boldsymbol{\rho}_e dz_e d\boldsymbol{\rho}_h dz_h \times \\ \times \Psi_f^{(exc)*} (e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_e} - e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_h}) \Psi_i^{(exc)}, \quad (15)$$

где  $\Psi_f^{(exc)}$  и  $\Psi_i^{(exc)}$  — волновые функции экситона в глубокой и мелкой ямах. Вычисление интегралов показывает, что матричный элемент  $M(\mathbf{q})_{f,i}$  тождественно равен нулю. Таким образом, в модели двумерного экситона, образованного размерно квантованными электроном и дыркой, туннелирование запрещено в первом порядке теории возмущений и возможно лишь в более высоких порядках, что существенно уменьшает вероятность этого процесса. Туннелирования экситонов как целого возможно между асимметричными ямами либо при учете кулоновской корреляции электрона и дырки вдоль оси роста при рассеянии на одном ЛО-фононе, либо при многофононном рассеянии, либо при последовательном испускании фононов через состояния непрямого экситона [28,30]. Рассмотрение этих процессов выходит за рамки данной работы, так как эти процессы при ширине ямы много меньше радиуса объемного экситона  $a_B$  вносят несущественный вклад в вероятность туннелирования.

## ПРИЛОЖЕНИЕ В

### Вероятность распада экситона

Процесс релаксации горячего экситона рассматривается как цепь последовательных испусканий ЛО-фононов. После каждого рассеяния на оптическом фононе экситон может остаться связанным как, потратив часть своей кинетической энергии на рождение фонона, так и перейти в состояние свободной электронно-дырочной пары. Относительная вероятность распада экситона на каждом шаге каскада определяется выражением [42]

$$p_d(E_i) = \frac{w_d(E_i)}{w_d(E_i) + w_s(E_i)}, \quad (16)$$

где  $E_i$  — начальная энергия экситона,  $w_s(E_i)$  — вероятность рассеяния экситона как целого с испусканием фонона,

$$w_s(E_i) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}', \mathbf{q}} W^{(PO)}(\mathbf{q}) \times \\ \times |\langle \Psi_{1s, \mathbf{k}'} | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_e} - e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_h} | \Psi_{1s, \mathbf{k}} \rangle|^2 \times \\ \times \delta(E_i - E_f - \hbar\Omega_{LO}), \quad (17)$$

$w_d(E_i)$  — вероятность распада экситона,

$$w_d(E_i) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{K}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} W^{(PO)}(\mathbf{q}) \times \\ \times |\langle \Psi_{\mathbf{K}, \mathbf{k}'} | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_e} - e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_h} | \Psi_{1s, \mathbf{k}} \rangle|^2 \times \\ \times \delta(E_i - E_f - \hbar\Omega_{LO}), \quad (18)$$

а волновые функции связанного экситона в основном состоянии и в состоянии свободной электрон-дырочной пары определяются соответственно выражениями

$$\Psi_{1s, \mathbf{k}} = e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}} \frac{1}{\sqrt{\pi a_B^3}} e^{-r/a_B},$$

и

$$\Psi_{\mathbf{K}, \mathbf{k}} = e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}} e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}} e^{\pi/(2Ka_B)} \Gamma\left(1 + \frac{i}{Ka_B}\right) \times \\ \times {}_1F_1\left(-\frac{i}{Ka_B}, 1, -i(Kr + \mathbf{K}\cdot\mathbf{r})\right),$$

здесь  $a_B$  — боровский радиус экситона,  ${}_1F_1$  — вырожденная гипергеометрическая функция,  $k$  и  $K$  — волновые векторы, соответствующие движению центра масс и относительному движению электрона и дырки. Вероятность распада экситона связана с параметром  $b$  в выражении (1) согласно формуле

$$b = -\frac{\hbar\Omega_{LO}}{\ln[p_d(E_i)]}. \quad (19)$$

Для численной оценки вероятности распада горячего экситона при рассеянии на ЛО-фононах взяты следующие параметры объемного ZnSe: диэлектрическая проницаемость на малых и больших частотах  $\epsilon_0 = 8.68$  и  $\epsilon_\infty = 5.6$ ,  $m_e = 0.135 m_0$  — эффективная масса электрона,  $m_h = 0.76 m_0$  — усредненная по сфере эффективная масса тяжелой дырки,  $\hbar\Omega_{LO} = 31.5$  мэВ — энергия ЛО-фонона [45].

На рис. 3 темными точками представлен теоретический расчет вероятности распада экситона по формуле (16). Точки нормированы на величину первого максимума для образца А, а отношение координат двух последовательных точек по оси ординат соответствует величине  $p_d(E_i)$ . Как экспериментальная, так и теоретическая зависимости амплитуды пиков демонстрируют экспоненциальный спад, а усредненное значение  $b \approx 121$  мэВ близко к экспериментальному значению 93 мэВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. Ivanov, S. Sorokin, and I. Sedova, *Molecular Beam Epitaxy: from Research to Mass Production*, Kapitel Molecular beam Epitaxy of Wide-gap II–VI Laser Heterostructures, Seite 611, Elsevier Inc. (2012).
2. M. M. Zverev, N. A. Gamov, and D. V. Peregoudov et al., *Semiconductors* **42**, 1440 (2008).
3. S. V. Sorokin, S. V. Gronin, I. V. Sedova et al., *Semiconductors* **49**, 331 (2015).
4. S. V. Ivanov, A. A. Toropov, S. V. Sorokin et al., *Appl. Phys. Lett.* **74**, 498 (1999).
5. O. Fedorych, C. Kruse, A. Ruban et al., *Appl. Phys. Lett.* **100**, 061114 (2012).
6. H. Lohmeyer, C. Kruse, K. Sebald et al., *Appl. Phys. Lett.* **89**, 091107 (2006).
7. K. Sebald, C. Kruse, and J. Wiersig, *Phys. Stat. Sol. (b)* **246**, 255 (2009).
8. N. Peranio, A. Rosenauer, D. Gerthsen et al., *Phys. Rev. B* **61**, 16015 (2000).
9. D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen et al., *Phys. Rev. B* **61**, 16819 (2000).
10. R. N. Kyutt, A. A. Toropov, S. V. Sorokin et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 373 (1999).
11. D. Schikora, S. Schwedhelm, D. J. As et al., *Appl. Phys. Lett.* **76**, 418 (2000).
12. D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 640 (2002).
13. C. S. Kim, M. Kim, J. K. Furdyna et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1124 (2000).
14. T. Passow, K. Leonardi, H. Heinke et al., *J. Appl. Phys.* **92**, 6546 (2002).
15. M. Strassburg, T. Deniozou, A. Hoffmann et al., *Appl. Phys. Lett.* **76**, 685 (2000).
16. I. C. Robin, R. André, and J.-M. Gérard, *Phys. Rev. B* **74**, 155318 (2006).
17. I. C. Robin, T. Aichele, C. Bougerol et al., *Nanotechnology* **18**(26), 265701 (2007).
18. I. C. Robin, R. André, H. Mariette et al., *Nanotechnology* **16**(8), 1116 (2005).
19. M. Rabe, M. Lowisch, and F. Henneberger, *J. Crystal Growth* **184–185**, 248 (1998).
20. S. Mahapatra, T. Kiessling, E. Margapoti et al., *Appl. Phys. Lett.* **89**, 043102 (2006).
21. S. Mahapatra, T. Kiessling, E. Margapoti et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **4**, 3129 (2007).
22. K. Leonardi, H. Heinke, K. Ohkawa et al., *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1510 (1997).
23. T. V. Shubina, A. V. Rodina, M. A. Semina et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **253**, 1485 (2016).
24. D. Litvinov, D. Gerthsen, A. Rosenauer et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **224**, 147 (2001).
25. H. Benallali, T. Cremel, K. Hoummada et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**, 053103 (2014).
26. I. V. Sedova, E. V. Lutsenko, S. V. Sorokin et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **13**, 522 (2016).
27. S. Haacke, N. T. Pelekanos, H. Mariette et al., *Phys. Rev. B* **47**, 16643 (1993).
28. S. Ten, F. Henneberger, M. Rabe et al., *Phys. Rev. B* **53**, 12637 (1996).
29. M. Nawrocki, L. Kłopotowski, and J. Suffczyński, *Phys. Stat. Sol. (b)* **241**, 680 (2004).
30. W. Heimbrod, L. Gridneva, M. Happ et al., *Phys. Rev. B* **58**, 1162 (1998).
31. G. Aliev, J. Puls, L. Parthier et al., *Physica E* **10**, 511 (2001).
32. С. В. Зайцев, А. С. Бричкин, П. С. Дорожкин и др., *ФТП* **42**, 831 (2008).
33. S. V. Zaitsev, A. S. Brichkin, Yu. A. Tarakanov et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **247**, 353 (2010).
34. J. Lorenzo-Andrade, F. Sutara, and I. Hernández-Calderón, *Superlatt. Microstruct.* **87**, 47 (2015).
35. A. Reznitsky, A. Klochikhin, S. Permogorov et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **6**, 2695 (2009).
36. A. Reznitsky, M. Eremenko, I. V. Sedova et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **252**, 1717 (2015).
37. M. Eremenko, G. Budkin, and A. Reznitsky, *J. Phys.: Conf. Ser.* **643**, 012075 (2015).

38. A. Reznitsky, A. Klochikhin, S. Permogorov et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **229**, 509 (2002).
39. A. Reznitsky, S. Permogorov, A. Klochikhin et al., *Intern. J. Nanoscience* **06**, 305 (2007).
40. A. Klochikhin, A. Reznitsky, S. Permogorov et al., *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114010 (2008).
41. S. Permogorov, *Phys. Stat. Sol. (b)* **68**, 9 (1975).
42. K. A. Aristova, C. T. Giner, I. G. Lang et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **85**, 351 (1978).
43. V. A. Shchukin, D. Bimberg, V. G. Malyshev et al., *Phys. Rev. B* **57**, 12262 (1998).
44. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984).
45. S. Adachi, *Handbook on Physical Properties of Semiconductors. Volume 3: II–VI Compound Semiconductors*, Kluwer Academic Publishers (2004).
46. A. D. Bykhovski, V. V. Kaminski, M. S. Shur et al., *Appl. Phys. Lett.* **68**, 818 (1996).
47. R. Winkler, *Phys. Rev. B* **51**, 14395 (1995).