

# Особенности температурных зависимостей фотолюминесценции квантовых островков и ультратонких квантовых ям CdTe/ZnTe

© В.В. Зайцев, В.С. Багаев, Е.Е. Онищенко

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
117924 Москва, Россия

E-mail: zaitsev@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 24 августа 1998 г.)

На большом числе структур CdTe/ZnTe с различной средней толщиной  $\langle L_z \rangle = 0.25\text{--}4$  монослоев (МС) и геометрией слоя CdTe (сплошной, островковый) приведено исследование температурных зависимостей спектров люминесценции. Обсуждается влияние геометрических особенностей структуры ультратонкого слоя на ширину линий, степень латеральной локализации экситонов, их энергию связи и экситон-фононное взаимодействие. Показано, что в островковых структурах латеральная миграция экситонов практически отсутствует. В субмонослойной структуре определена константа экситон-фононного взаимодействия  $\Gamma_{\text{ph}} = 53 \text{ meV}$  и показано, что в структурах с большими средними толщинами константа  $\Gamma_{\text{ph}}$  значительно меньше. Установлено, что в квантовой яме с  $\langle L_z \rangle = 4 \text{ МС}$  наблюдается заметная латеральная миграция экситонов, причем существенную роль в процессах переноса играет взаимодействие с акустическими фононами. Обнаружено, что глубина экситонного уровня в квантовой яме и структурные особенности ультратонкого слоя оказывают существенное влияние на температурные зависимости интегральной интенсивности фотолюминесценции.

**1.** В последнее время большой интерес проявляется к исследованию структур, содержащих субмонослои или малое число монослоев одного полупроводника в матрице другого [1–10]. В этом случае удается получать совершенные ультратонкие квантовые ямы и квантовые точки на основе широкого круга полупроводников, имеющих значительное несоответствие постоянных решеток. Ранее в [2,3] авторами было показано, что подобные структуры, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на базе соединений CdTe и ZnTe, несоответствие постоянных решеток которых составляет 6%, имеют высокий квантовый выход экситонного излучения при 5 К в широком интервале видимого спектра (диапазон длин волн от зеленого до красного света) в зависимости от толщины ультратонкого слоя CdTe. Имевшиеся в нашем распоряжении структуры отличались не только средней толщиной, но и их геометрией: сплошные или островковые. Фактически в последнем случае исследуемые системы представляют собой ансамбль расположенных в плоскости квантовых островков. Этот случай представлял для авторов особый интерес, поскольку, как показали наши расчеты, перекрытие волновых функций соседний островков в латеральном направлении малó и совокупность островков следует рассматривать, как квазиизолированный ансамбль квантовых точек.

Исследование спектров излучения при различных температурах в подобных системах представляет интерес с разных точек зрения. С одной стороны, анализ формы линий экситонного излучения, их ширины и положения позволяет в ряде случаев сделать выводы об экситон-фононном взаимодействии, а также о наличии или отсутствии латеральной миграции. С другой стороны, экспериментальные зависимости интегральной интенсивности фотолюминесценции часто позволяют выяснить основной механизм ослабления излучения при увеличении температуры.

Далее после предварительных сведений об образцах и краткой информации о методике эксперимента (разд. 2) будут обсуждены особенности структур с квантовыми островками (разд. 3). Экспериментальные результаты и их обсуждение для субмонослойной структуры и структур с  $\langle L_z \rangle \geq 1 \text{ МС}$  представлены в разд. 4 и 5 соответственно.

**2.** Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (001) и представляли собой пленки ZnTe толщиной порядка  $1 \mu\text{m}$ , в которые на расстоянии 50 nm от поверхности были введены ультратонкие слои или субмонослои CdTe, средняя ростовая толщина которых  $\langle L_z \rangle$ , положение экситонного перехода  $E_{\text{ex}}$ , глубина уровня  $\varepsilon$  (по отношению к положению свободного экситона в ZnTe) и полная ширина линии на полувысоте  $\Gamma$  при 5 К приведены в табл. 1. В структуре W3 ультратонкие слои CdTe разделены слоями ZnTe толщиной 50 nm, а в структурах W5 и W4 — 10 nm. В структуре W1 два субмонослоя разделены слоем ZnTe толщиной 5 МС. Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения [4] показали, что слои с  $\langle L_z \rangle < 4$  монослоев представляют собой систему изолированных островков CdTe. Их латеральные размеры не превышают 3 и 6 nm, а толщина — 3 и 5 МС для слоев со средней толщиной 1 и 3 МС соответственно. Расстояния между ними в плоскости составляют порядка 10–20 nm. В структуре W4, содержащей CdTe с  $\langle L_z \rangle = 4 \text{ МС}$ , островки сливаются, образуя слой с переменной локальной толщиной.

Измерения спектров фотолюминесценции проводились в температурном диапазоне 5–150 К. Оптическое возбуждение производилось аргоновым лазером, работающим в режиме генерации отдельных линий (в описываемых экспериментах энергия кванта возбуждения — 2.541 eV). Спектр анализировался двойным монохрома-

**Таблица 1.** Некоторые характеристики линий люминесценции структур CdTe/ZnTe при  $T = 5\text{ K}$

Средняя толщина слоя CdTe, МС (образец)	Положение линии, eV	Глубина уровня, meV	$\Gamma$ , meV
0.25 (W1)	2.3425	38.5	3.0
1 (W4)	2.3095	71.5	11.5
1.2 (W3)	2.2680	113.0	15.5
1.6 (W3)	2.2325	148.5	21.5
2 (W3)	2.1715	209.5	26.0
2 (W2)	2.1700	211.0	23.0
3 (W4)	2.1230	258.0	25.0
2 (W5)	2.1115	269.5	37.0
3 (W5)	1.9675	413.5	26.0
4 (W4)	1.9220	459.0	22.5

тором с предельным разрешением не хуже 0.01 nm. Сигнал с ФЭУ регистрировался с помощью узкополосного усилителя с синхронным детектором. Эксперимент осуществлялся с использованием системы автоматизации на базе КАМАК. В спектрах люминесценции при различных температурах анализировались ширины линий  $\Gamma(T)$ , их сдвиги  $\Delta(T)$  и интегральная интенсивность фотолюминесценции  $I(T)$ .

3. Прежде чем перейти к изложению экспериментальных результатов, остановимся на некоторых особенностях энергетического спектра экситонов и характере их пространственной локализации, обусловленных малыми толщинами слоев CdTe, а также их геометрией. Наибольший интерес представляют островковые структуры, поскольку, как будет показано далее, в этом случае может иметь место значительная локализация волновых функций экситонов в латеральном направлении. В результате совокупность островков можно рассматривать как квазиизолированный ансамбль квантовых точек. Кроме этого, при некоторых размерах островков может иметь место увеличение энергии связи экситонов  $E_B$  по сравнению со случаем сплошных слоев, что должно приводить к ослаблению их взаимодействия с оптическими фононами, которое определяет собственное уширение уровней при повышении температуры.

Рассмотрение указанных выше вопросов начнем с обсуждения зонной диаграммы структур CdTe/ZnTe. Ее особенность состоит в том, что скачок потенциала в валентной зоне практически полностью определяется напряжениями, обусловленными несоответствием параметров решетки двух материалов. Без их учета так называемый химический скачок потенциала в валентной зоне, согласно теоретическим расчетам и экспериментальным результатам [11], мал и составляет не более 10% от разницы ширин зон  $\Delta E_g$  материалов гетеропары. Таким образом, большая часть  $\Delta E_g$  (без учета напряжений  $\Delta E_g \approx 0.8\text{ eV}$ ) приходится на зону проводимости, в результате чего имеет место глубокая потенциальная яма  $\Delta E_c$  для электронов. Квантование легкой частицы и определяет чрезвычайно широкий спектральный диапазон линий излучения, наблюдавшийся в наших структурах [2–4].

В силу указанных выше особенностей зонной диаграммы CdTe/ZnTe можно утверждать, что особенности энергетического спектра экситонов и их локализации в островковых структурах в основном будут определяться электронами. Поэтому сначала остановимся на методике расчетов и результатах, касающихся энергии и волновых функций электронов в модели цилиндрических островков. Экситонные эффекты обсудим позже.

Поскольку толщина островков  $L_z$  значительно меньше их латеральных размеров, уравнение Шредингера можно решить приближенно. Подобно тому как это делалось, например в [12], запишем волновую функцию для электронов в виде  $\psi(x, y, z) = \psi_1(z)\psi_2(x, y)$ . В результате задача сведется к решению одномерного уравнения Шредингера для прямоугольной квантовой ямы толщины  $L_z$  с потенциалом  $U(z) = \Delta E_c \theta(|z| - L_z/2)$  и двумерного уравнения с потенциалом  $U(\rho) = [\Delta E_c - E_e(L_z)]\theta(\rho - R)$ , где  $z$  и  $\rho$  соответственно нормальная к плоскости островка координата и расстояние, отсчитываемое от центра цилиндрического островка радиуса  $R$ , а  $\theta(x)$  — функция Хевисайда;  $E_e(L_z)$  — энергия электрона, являющаяся решением одномерной задачи и отсчитываемая от дна одномерной ямы. При этом островки будем считать изолированными, а справедливость этого допущения будет видна из дальнейшего.

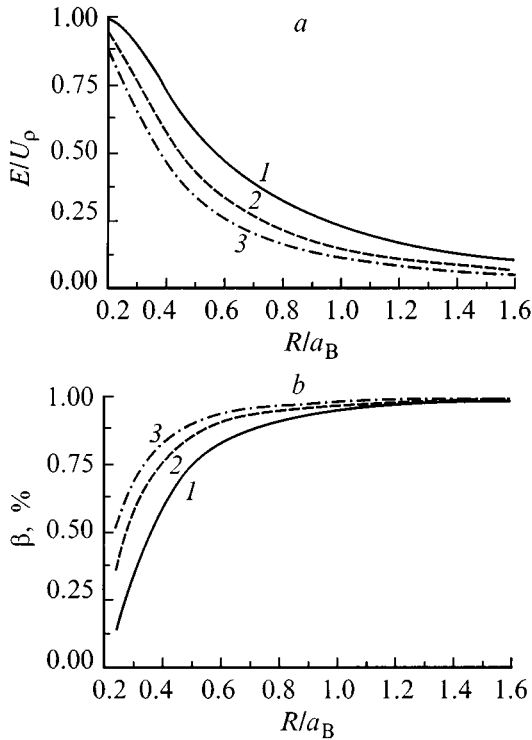
Особенность одномерной задачи состоит в том, что толщина слоя ямы мала и находится за пределами применимости метода огибающих волновых функций. Тем не менее оказалось, что это приближение дает хорошее согласие как с экспериментом, так и с теоретическими расчетами в рамках эмпирического метода сильной связи. Подробно эти вопросы обсуждались авторами в [2,3]. В дополнение к цитированным там теоретическим статьям приведем ссылку на работу [13], где на примере монослоя InAs в GaAs также была продемонстрирована чрезвычайная схожесть результатов, полученных двумя упомянутыми выше методами для экситонов, обусловленных электроном и тяжелой дыркой и отличие для экситона, обусловленного электроном с легкой дыркой. Заметим, что в наших структурах излучение обусловлено экситонами первого типа [2–4]. Расчеты с использованием хорошо известных формул [14] показывают, что энергии экситонных переходов  $E_{ex}(L_z)$ , также как и  $E_e(L_z)$ , примерно линейно уменьшаются с ростом толщины в диапазоне  $L_z = 1\text{--}4\text{ МС}$  с близкими значениями  $dE_{ex}/dL_z$  и  $dE_e/dL_z$ , равными примерно 100 meV/1 МС.

Вклад латерального квантования определяется из решения двумерного уравнения Шредингера, которое для основного состояния имеет вид

$$\left[ \frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} + \frac{2m_e^*}{\hbar^2} (E - U(\rho)) \right] \psi_2(\rho) = 0, \quad (1)$$

где  $U(\rho) = U_\rho \theta(\rho - R)$ ,  $U_\rho = U_\rho(L_z)$  — глубина потенциальной ямы,

$$\psi_2(\rho) = \begin{cases} c_1 J_0(k_1 \rho) \rho < R, & k_1 = \sqrt{\frac{2m_e^* E}{\hbar^2}}, \\ c_2 J_1(k_2 \rho) \rho > R, & k_2 = \sqrt{\frac{2m_e^* (U_\rho - E)}{\hbar^2}}. \end{cases} \quad (2)$$



**Рис. 1.** Зависимости энергии латерального квантования (нормирована на глубину ямы  $U_p$ ) (a) и степени латеральной локализации (b) от радиуса островка для толщин островков  $L_z$ , МС: 1 — 2, 2 — 3, 3 — 4.

Из непрерывности  $\psi_2$  и  $\psi'_2$  при  $\rho = R$  следует уравнение для определения энергии латерального квантования  $E$

$$k_2 J_0(k_1 R) K_1(k_2 R) = k_1 J_1(k_1 R) K_0(k_2 R), \quad (3)$$

где  $J_0, J_1$  — функции Бесселя первого рода, а  $K_0, K_1$  — модифицированные функции Ганкеля.

Поскольку глубина двумерной ямы  $U_p(L_z) = [\Delta E_c - E_e(L_z)] \approx [0.1n - 0.05] \text{ eV}$  (где  $n = 1, \dots, 4$  для  $L_z = 1, \dots, 4$  МС соответственно) значительна, то вклад латерального квантования при малых радиусах островков оказывается существенным. На рис. 1, a представлены численные результаты, характеризующие влияние латеральных размеров цилиндрических островков на энергию электрона. Видно, что энергия электрона (на рисунке она нормирована на глубину потенциальной ямы) может заметно отличаться от случая плоских ям при  $R/a_B > 0.3$ , что соответствует реальным размерам островков ( $a_B$  — боровский радиус экситона в ZnTe, равный 5 nm), причем это отличие увеличивается с толщиной  $L_z$ . В табл. 2 приведены результаты расчета энергий электрон-дырочных переходов для слоев CdTe с  $\langle L_z \rangle = 1-2$  МС. В расчете использованы размеры островков, определенные с помощью электронной микроскопии. Для сравнения приводятся результаты расчета в модели плоских слоев, чему в реальности соответствовали бы непрерывные слои (квантовые ямы) с флуктуациями толщины, латеральный размер которых

много меньше боровского диаметра экситона. Видно, что результаты расчета в модели изолированных цилиндрических островков находятся в гораздо лучшем согласии с экспериментальными данными.

На рис. 1, b приведены результаты, характеризующие локализацию волновой функции внутри островка. Степень латеральной локализации  $\beta = 2\pi \times \int |\psi_2(\rho)|^2 \theta(R - \rho) \rho d\rho$  возрастает с ростом  $L_z$ , причем при всех  $L_z$  и реальных  $R$  она значительна. Последнее обстоятельство позволяет предположить, что островки можно считать изолированными. Оценки сверху интегралов перекрытия с учетом реальных размеров островков и расстояний между ними показывают, что поправки к энергиям электронов, обусловленные перекрытием волновых функций, действительно малы. Корректные оценки вероятностей переходов для экситонов между островками за счет туннелирования провести сложно, поскольку имеет место разброс в энергиях экситонов, статистические закономерности которого неизвестны. Можно надеяться, что, поскольку в этом случае при расчетах необходимо учитывать участие акустических фононов, то вероятности переходов будут малы по сравнению с вероятностью рекомбинации.

Как было отмечено ранее, в силу особенностей зонной диаграммы CdTe/ZnTe качественные выводы о влиянии малых размеров островков на энергию и степень локализации справедливы и для экситонов. Стоит отметить, что при уменьшении пространственных размеров экситона как в латеральном, так и в перпендикулярном направлениях увеличивается энергия связи экситона. Это должно приводить, во-первых, к увеличению неоднородной ширины линий, обусловленной флуктуациями геометрических размеров, и, во-вторых, к уменьшению однородной ширины, которая при больших температурах обусловлена взаимодействием с оптическими фононами. Последнее будет иметь место, если  $E_B$  превышает энергию оптического фонона  $\hbar\omega_{LO}$  [15]. В случае плоских слоев CdTe в ZnTe значения  $E_B$  можно получить, воспользовавшись результатами вариационных расчетов [16]. Для толщин CdTe  $L_z = 1-4$  МС имеем  $13 \text{ meV} \leq E_B(L_z) \leq 23 \text{ meV}$ . Численные расчеты в случае островков представляют достаточно трудоемкую задачу, и этому вопросу будет посвящена отдельная работа. Здесь же воспользуемся качественными выводами, которые можно сделать на основе анализа результатов расчетов для цилиндрических островков GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As, представленных в [17]. Насколько нам известно, в настоящий момент это единственная работа, где энергия и

**Таблица 2.** Результаты расчета положения электрон-дырочных переходов (без учета энергии связи экситона) для слоев CdTe со средней толщиной 1-2 МС

Средняя толщина слоя, МС	1.0	1.2	1.6	2.0
Положение уровня в модели цилиндрических островков, eV	2.329	2.299	2.238	2.180
Положение уровня в модели плоских слоев, eV	2.349	2.332	2.291	2.247

волновая функция экситона в цилиндрических квантовых точках рассчитаны для конечных величин барьеров для электронов и дырок. Экстраполируя результаты [17] на случай островков CdTe в ZnTe, можно утверждать, что в диапазоне  $1 \text{ МС} \leq L_z \leq 4 \text{ МС}$  энергия связи экситона  $E_B$  может более чем в три раза превосходить  $E_B$  ZnTe. Поскольку  $\hbar\omega_{LO} = 26 \text{ meV}$ , то неравенство  $E_B > \hbar\omega_{LO}$  может выполняться, и ослабление экситон-фононного взаимодействия может иметь место.

Что касается неоднородной ширины линии  $\Gamma_{\text{inh}}$ , то качественно значительное ее уменьшение при уменьшении как толщины островков, так и их латеральных размеров, легко понять, заметив, что при этом возрастает отношение объема экситона к объему островка. В результате, флуктуации размеров островков будут приводить к меньшей разнице в энергиях экситонов. Наименьшее значение  $\Gamma_{\text{inh}}$ , равное  $3.1 \text{ meV}$ , наблюдалось в структуре W1, содержащей субмонослои CdTe. В первую очередь, далее будут изложены результаты, полученные на этой структуре. Оказалось, что они в совокупности качественно отличаются от результатов, полученных на структурах, содержащих слои CdTe с  $L_z > 1 \text{ МС}$ .

4. В W1 линия излучения обусловлена экситонами, локализованными островками, расположенными в двух близко отстоящих субмонослоях [2,3]. При анализе ее температурного поведения обращает на себя внимание существенное изменение ширины линии  $\Gamma$  и ее формы при высоких температурах:  $\Gamma$  увеличивается более чем в три раза, причем, если при низких температурах форма линии люминесценции ближе к гауссовой, то при высоких — к лоренцевой. Этот факт указывает на то, что ширина линии при низких температурах определяется неоднородным уширением, а при высоких — преимущественно собственным уширением уровней энергии экситонов [18]. В полупроводниках  $A_2B_6$  наиболее существенным взаимодействием, приводящим к уширению уровней энергии экситонов, является фрелиховское взаимодействие с оптическими фононами. В этом случае в квантовых ямах зависимость  $\Gamma(T)$  определяется формулой [18]

$$\Gamma(T) = \Gamma_{\text{inh}} + \frac{\Gamma_{\text{ph}}}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_{LO}}{kT}\right) - 1}, \quad (4)$$

где  $\Gamma_{\text{ph}}$  — константа экситон-фононного взаимодействия,  $\hbar\omega_{LO}$  — энергия оптического фонона,  $k$  — постоянная Больцмана. Теоретическая зависимость (4), наилучшим образом соответствующая экспериментальным данным, изображена сплошной линией на рис. 2. Параметрами при подгонке методом наименьших квадратов являлись  $\Gamma_{\text{ph}}$  и  $\hbar\omega_{LO}$ ;  $\Gamma_{\text{inh}} - \Gamma(5 \text{ K}) = 3.1 \text{ meV}$  (ширина линии остается неизменной до 40 K). Полученные таким образом значения констант  $\Gamma_{\text{ph}}$  и  $\hbar\omega_{LO}$  равны 53 и 26 meV соответственно. Величина энергии оптического фонона очень хорошо совпадает с энергией LO фонона в барьере (ZnTe). Аналогичная ситуация имеет место и для субмонослоев InAs в GaAs [8]. Этот факт, во-первых, служит

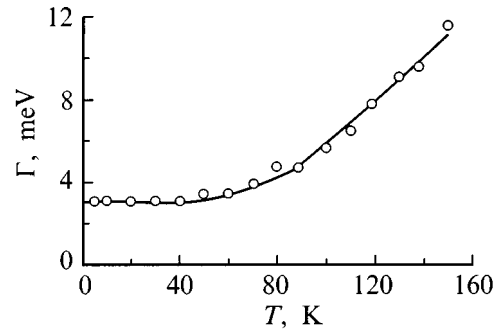


Рис. 2. Зависимость  $\Gamma(T)$  в структуре W1: кружки — экспериментальные данные, сплошная линия — аппроксимация по формуле (4).

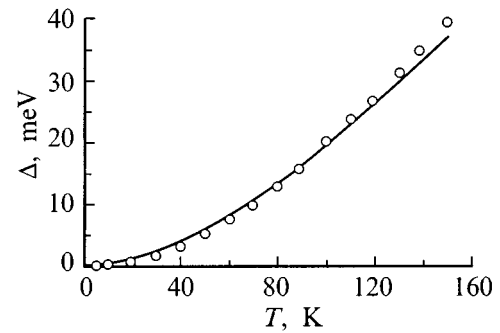
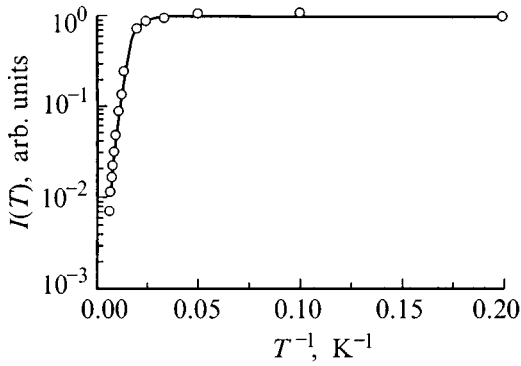


Рис. 3. Сдвиг максимума линии люминесценции с температурой  $\Delta(T)$  в структуре W1: кружки — экспериментальные данные, сплошная линия —  $\Delta E_g(T)$  для ZnTe.

дополнительным подтверждением того, что формула (4) адекватно описывает экспериментальные данные в нашей структуре. Во-вторых, он, по-видимому, свидетельствует о том, что, в силу очень малой толщины островков CdTe (один МС), большая часть экситона локализована (в направлении  $z$ ) в барьере ZnTe. В этом случае следует ожидать, что сдвиг уровней энергии экситонов  $\Delta(T)$  с температурой должен быть близок к величине изменения ширины запрещенной зоны  $\Delta E_g(T)$  в ZnTe. Действительно, как показано на рис. 3, экспериментальная зависимость  $\Delta(T)$  очень хорошо воспроизводит  $\Delta E_g(T)$  в барьере [19]. Что касается константы экситон-фононного взаимодействия, то ее значение в 1.8 раза превышает значение  $\Gamma_{\text{ph}}$  для свободных экситонов в ZnTe—30 meV [15]. Поскольку энергия связи экситона для этой системы близка к  $E_B$  в ZnTe (13 meV), то увеличение  $\Gamma_{\text{ph}}$  по сравнению с величиной для свободного экситона в ZnTe может свидетельствовать в пользу локализации экситонов в латеральном направлении. Об этом также говорит отсутствие стоксовского сдвига между спектрами излучения и отражения [2,3].

На рис. 4 показана зависимость интегральной интенсивности линии люминесценции субмонослоев от температуры. Видно, что при  $T > 40 \text{ K}$  наблюдается заметное ослабление излучения, интенсивность которого при 150 K более чем в 100 раз меньше ее величины при 5 K.



**Рис. 4.** Зависимость интегральной интенсивности линии люминесценции в структуре W1 от температуры [зависимость  $\lg(I(T)/I(5))$  от  $1/T$ ]; кружки — экспериментальные данные, сплошная линия — аппроксимация по формуле (5).

Вопрос о механизмах тушения (ослабления) фотолюминесценции на примере квантовых ям исследовался в ряде работ [20–22]. Было показано, что в большинстве случаев основным механизмом является термоэмиссия в барьер носителей, локализованных в квантовых ямах. Однако в настоящий момент нет единой точки зрения на соотношение между так называемой энергией активации  $E_a$ , характеризующей эту эмиссию, и глубинами уровней  $\varepsilon_e$  и  $\varepsilon_h$  электронов и дырок в ямах. В большинстве случаев обнаружено, что  $E_a \approx \varepsilon_e + \varepsilon_h$  [20]. Имеются, однако, и такие утверждения, что  $E_a = \min(\varepsilon_e, \varepsilon_h)$  [21] либо  $E_a = (\varepsilon_e + \varepsilon_h)/2$  [22]. Представляло интерес исследовать механизмы ослабления фотолюминесценции в системах, являющихся ансамблем квазиизолированных квантовых точек и, в частности, выяснить, какое из приведенных выше соотношений между  $E_a$ ,  $\varepsilon_e$  и  $\varepsilon_h$  выполняется. При анализе температурного поведения интегральных интенсивностей линий фотолюминесценции часто сталкиваются с тем фактом, что оказывается возможным выделить два участка, существенно отличающиеся темпами тушения люминесценции, — при низких и при высоких температурах, — которые принято характеризовать двумя различными энергиями активации безызлучательных процессов [23–25] с помощью соотношения

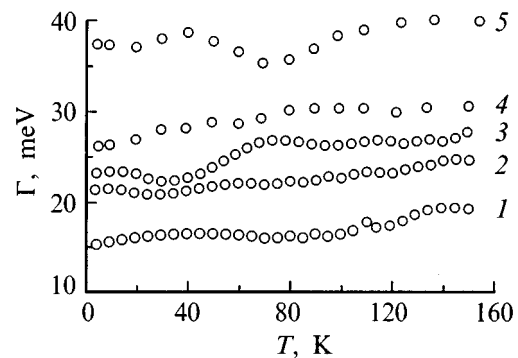
$$\frac{I(T)}{I(0)} = \frac{1}{1 + A_1 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right)}, \quad (5)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — энергии активации, константы  $A_1$  и  $A_2$  характеризуют отношение скоростей безызлучательной и излучательной рекомбинации. Как правило, определенный физический смысл удается придать большей энергии активации ( $E_2$ ), характеризующей высокотемпературный спад интенсивности излучения. Для нашей системы оказалось, что  $E_2$  (41 meV) хорошо согласуется с разностью энергий (39 meV) свободного экситона в барьере и экситонов, локализованных субмонослоями CdTe. Поэтому тушение излучения может быть обусловлено термическим выбросом экситонов, локализованных

островками CdTe, в состоянии свободных экситонов в ZnTe. Что касается величины  $E_1$  (17 meV), то стоит отметить, что она близка к энергии связи экситона в данной субмонослойной структуре.

5. Перейдем к изложению результатов, полученных на структурах с толщиной слоя CdTe более 1 нм. Существенное отличие по сравнению с W1 состоит в том, что ширина линий в большинстве случаев (исключение имеет место для  $\langle L_z \rangle = 4$  нм) практически не зависит от температуры. На рис. 5 приведены результаты измерения  $\Gamma(T)$  для слоев CdTe различной толщины. В отличие от W1 неоднородный вклад в  $\Gamma$ , оставаясь в большинстве случаев практически неизменным, преобладает при всех температурах. Этот вывод сделан на основе анализа формы линий путем аппроксимации их профилем Фойта [26] (свертка гауссиана и лоренциана). Оказалось, что доля лоренцевой составляющей во всем температурном диапазоне не превосходит 10% от общей ширины линии для всех образцов. Оценка константы экситон-фононного взаимодействия показывает, что ее значение не превышает 20 meV, а в ряде случаев может быть существенно меньше.

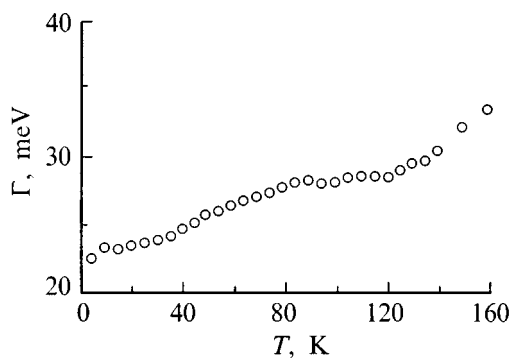
Заметим, что в ряде работ [27,28] при исследовании систем с ультратонкими слоями InAs в GaAs при увеличении температуры наблюдали сужение линий. Этот факт связывается с проявлением латеральной миграции при увеличении температуры: экситоны, взаимодействуя с фононами, перемещаются из состояний с меньшей энергией локализации в более глубокие состояния. В результате имеет место более резкий, по сравнению с материалами ямы и барьера, температурный сдвиг максимума излучения. В наших системах этого не наблюдалось. Сдвиг линии  $\Delta(T)$  во всех случаях был меньше, чем  $\Delta E_g(T)$  в ZnTe, приближаясь к  $\Delta E_g(T)$  в CdTe по мере углубления экситонного уровня в яме. Эти факты в совокупности с отсутствием температурной зависимости неоднородной ширины (рис. 5) можно объяснить, предположив, что в структурах с более толстыми островками CdTe, как и в случае монослойных островков (структура W1), имеет место латеральная локализация экситонов и, соответственно, отсутствие их латерального переноса.



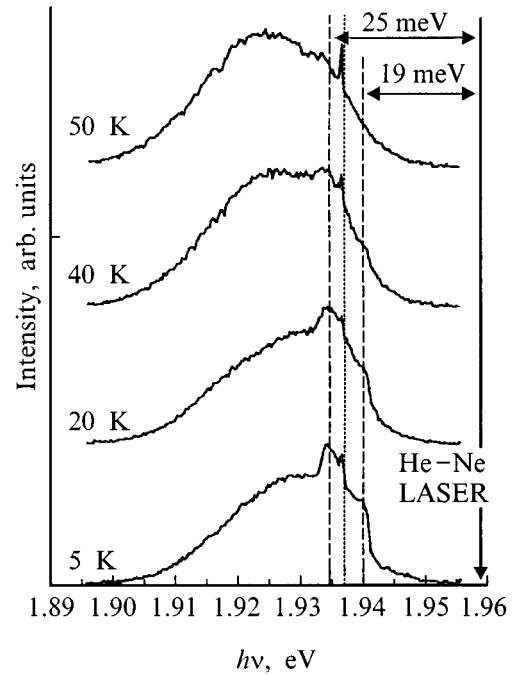
**Рис. 5.** Зависимость  $\Gamma(T)$  для некоторых систем квантовых островков: 1 — 1.2 нм (W3); 2 — 1.6 нм (W3); 3 — 2 нм (W2); 4 — 3 нм (W5); 5 — 2 нм (W5).

Однако в отличие от W1, в соответствии с указанным выше, размер экситонов как в плоскости островков, так и в перпендикулярном направлении заметно меньше. Это, как уже отмечалось ранее, способствует не только большим неоднородным ширинам линий излучения, но также и меньшим константам взаимодействия с оптическими фононами  $\Gamma_{ph}$ , определяющими собственный механизм уширения при повышении температуры. В связи с этим заметим, что в случае квантовых ям  $Zn_{1-x}Cd_xSe/ZnSe$  [15] экспериментально было показано, что при  $E_B > \hbar\omega_{LO}$ , константа  $\Gamma_{ph}$  становится меньше по сравнению со значениями в обычном объемном материале ZnSe, где  $E_B < \hbar\omega_{LO}$ .

Увеличение  $\Gamma(T)$  наблюдалось лишь в случае слоя CdTe толщиной 4 МС (рис. 6). Эта ситуация в отличие от рассмотренной только что является типичной и наблюдается во многих системах. Отметим однако, что в отличие от W1 неоднородный вклад в этом случае преобладает при всех температурах. Корректный анализ профиля линии в этом случае затруднен, поскольку при высоких температурах с длинноволновой стороны проявляется вклад от спектра экситонно-примесного комплекса, обусловленного кислородом [29]. Чтобы прояснить природу увеличения  $\Gamma(T)$ , были проведены измерения температурных зависимостей спектров излучения при квазирезонансном возбуждении He-Ne лазером ( $\lambda = 632.8$  nm), квант которого гораздо меньше, чем ширина запрещенной зоны ZnTe, и отстоит от максимума линии излучения при  $T = 5$  K всего лишь на 35 meV. Из анализа спектров, приведенных на рис. 7, можно сделать ряд выводов. Во-первых, что экситоны в ультратонкой квантовой яме можно достаточно эффективно генерировать, возбуждая квантом, энергия которого лежит в области прозрачности ZnTe (интенсивность люминесценции отличается не более чем на порядок от случая, когда возбуждается барьер). Во-вторых, в релаксации экситонов, созданных квантом He-Ne лазера, принимают участие интерфейсный ( $\hbar\omega_1 = 19$  meV) и локализованный ( $\hbar\omega_2 = 25$  meV) фононы, проявление которых обусловлено наличием слоя CdTe. Отметим, что аналогичные фононы наблюдались ранее в [30] при исследовании кинетики релаксации в квантовой яме CdTe



**Рис. 6.** Зависимость  $\Gamma(T)$  для слоя CdTe толщиной 4 МС (W4).



**Рис. 7.** Спектры фотолуминесценции 4 МС-квантовой ямы (W4) при различных температурах в случае квазирезонансного возбуждения He-Ne лазером. Особенности, связанные с интерфейсным (19 meV) и локализованным (25 meV) фононами, показаны штриховыми линиями. Пунктирной линией отмечена паразитная лазерная линия.

в ZnTe с толщиной CdTe, равной 4.3 МС. Первый из отмеченных выше фактов указывает на то, что имеется достаточно высокая плотность экситонных состояний, которые при 5 K не вносят вклада в излучение. Отметим, что эта ситуация является типичной для квантовых ям с флуктуациями толщины. В этом случае имеет место сдвиг максимума спектра поглощения в коротковолновую сторону от максимума излучения [31]. Экситоны с большей энергией  $E_{ex}$  обладают большей подвижностью в латеральном направлении и, в силу этого, способны релаксировать в состояния с меньшей энергией, испуская фононы. экситоны, рожденные квантом гелий-неонового лазера, испускают фононы  $\hbar\omega_1$  или  $\hbar\omega_2$  и, поскольку этот процесс быстрый, не успевают высветиться. Последующая релаксация идет за счет более медленного процесса, обусловленного испусканием акустических фононов. Вероятность последнего возрастает с увеличением температуры. Кроме этого, в этом случае будут иметь место и процессы с поглощением акустических фононов, приводящие к увеличению населенности экситонных состояний с большей энергией, с чем и связано уширение спектра и, соответственно, увеличение  $\Gamma(T)$ . Наконец, увеличение вероятности упомянутых процессов, объясняет исчезновение из спектра при повышении температуры особенностей, отмеченных на рис. 7 штриховыми линиями. Подчеркнем, что перераспределение населенностей экситонных состояний с различной энергией связано с латеральным переносом.

**Таблица 3.** Значения энергий активации  $E_1$ ,  $E_2$  и констант  $A_1$  и  $A_2$ , характеризующих тушение излучения в структурах CdTe/ZnTe

Структура (образец)	$A_1$	$E_1$ , meV	$A_2$	$E_2$ , meV	$A_2/A_1$	$\frac{I(5\text{ K})}{I(150\text{ K})}$
0.25 МС (W1)	10	17	$2.3 \cdot 10^3$	41	230	145
1.2 МС (W3)	20	10	$3.2 \cdot 10^4$	47	1600	1400
1.6 МС (W3)	14	10	$1.2 \cdot 10^4$	45	860	420
2 МС (W3)	4	7	$3.6 \cdot 10^3$	43	900	140
2 МС (W2)	2	5	$3.5 \cdot 10^3$	44	1850	180
3 МС (W4)	11	13	$2.2 \cdot 10^4$	58	1950	250
2 МС (W5)	32	24	$1.9 \cdot 10^4$	75	600	60
3 МС (W5)	16	25	$8 \cdot 10^4$	100	5000	26
4 МС (W4)	7	14	$2 \cdot 10^3$	60	280	24

В табл. 3 представлены результаты, характеризующие ослабление интегральной интенсивности фотолюминесценции  $I(5)/I(150)$  в различных структурах. Эти величины расположены в порядке убывания кванта излучения. Видно, что по мере углубления экситонного уровня в яме падение интенсивности излучения значительно (примерно в 60 раз) уменьшается. Экспериментальные зависимости  $I(T)/I(5)$  во всех случаях хорошо аппроксимируются формулой (5). Однако в структурах с монослоями большая из активационных энергий ( $E_2$ ) не коррелирует с глубиной экситонного уровня:  $E_2$  меняется в пределах 40–100 meV, в то время как  $\varepsilon$  — 110–460 meV. Подобная ситуация имела место также при исследовании многих других структур с квантовыми ямами [28,32,33]. Обычно в этих случаях тушение люминесценции приписывается наличию безызлучательного канала, обусловленного дефектом, который расположен либо в яме, либо вблизи границы барьера и ямы. Природа этого дефекта в случае наших структур в настоящий момент авторам не известна.

В связи с данными, приведенными в табл. 3, заметим, что в структурах W3 (для всех трех линий) и W2 константы  $E_1$ ,  $E_2$ , и отношение  $A_2/A_1$  имеют близкое значение. Этот факт указывает на схожесть безызлучательных процессов, приводящих к тушению фотолюминесценции. Следует сделать замечание в отношении данных по структуре W5, где энергии активации  $E_1$  и  $E_2$  максимальны: линии излучения слоев CdTe со средней толщиной 2 и 3 МС лежат примерно на 100 meV глубже по сравнению с другими слоями CdTe с такими же  $\langle L_z \rangle$ . Наряду с этим и неоднородные ширины линий в этой структуре имеют заметно большие значения. Такое отличие от других структур обусловлено, по-видимому, разориентацией поверхности ZnTe относительно направления (001) [4], имевшей место в W5. Как отмечено в [1], флуктуации геометрических размеров в этом случае могут возражать. Поэтому аномальные значения энергий  $E_1$  и  $E_2$  в этой структуре могут свидетельствовать о том, что флуктуации в структуре (геометрические и соответственно энергетические) оказывают заметное влияние на ход температурной зависимости.

Авторы выражают благодарность А.Ф. Плотникову за поддержку в работе.

Данная работа выполнена в рамках проектов № 96-02-17779 и 97-02-16721 Российского фонда фундаментальных исследований и проекта 97-1045 Межведомственной программы ФТНС министерства науки РФ. Работа также частично поддержана грантом поддержки научных школ РФФИ № 96-15-96341.

## Список литературы

- [1] O. Brandt, L. Tapfer, K. Ploog, R. Bierwolf, M. Hohensten, F. Phillipp, H. Lage, A. Heberle. Phys. Rev. **B44**, 15, 8043 (1991).
- [2] В.С. Багаев, В.В. Зайцев, В.В. Калинин, В.Д. Кузьмин, С.Р. Октябрьский, А.Ф. Плотников. Письма в ЖЭТФ **58**, 2, 82 (1993).
- [3] V.S. Bagaev, V.V. Zaitsev, V.V. Kalinin, V.D. Kuzmin, S.R. Oktyabrskii, A.F. Plotnikov. Solid State Commun. **88**, 10, 777 (1993).
- [4] В.С. Багаев, В.В. Зайцев, В.В. Калинин, В.Д. Кузьмин, С.Р. Октябрьский, А.Ф. Плотников. Изв. РАН. Сер. физ. **58**, 7, 97 (1994).
- [5] N. Magnea. J. Crystal Growth **138**, 1–4, 550 (1994).
- [6] U. Neukirch, D. Weckendrup, W. Faschinger, P. Juza, H. Sitter. J. Crystal Growth **138**, 1–4, 849 (1994).
- [7] M. Grundman, J. Christen, N.N. Ledentsov, J. Bohrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gosele, J. Heidenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. Lett. **74**, 20, 4043 (1995).
- [8] Z.L. Yuan, Z.Y. Xu, B.Z. Zheng, J.Z. Xu, Ge Weikun, Y. Wang, J. Wang, L.L. Chang, P.D. Wang, C.M. Sotomayor Torres, N.N. Ledentsov. Phys. Rev. **B54**, 23, 16 919 (1996).
- [9] С. Иванов, А. Торопов, С. Сорокин, Т. Шубина, И. Седова, О. Люблинская, Г. Позина, П. Монемар, П. Копьев. Тез. докл. III всероссийской конф. по физике полупроводников. (1–5 декабря 1997 г.) РИИС ФИАН, М. (1997). С. 345.
- [10] В.С. Багаев, В.В. Зайцев, Е.Е. Онищенко, А.Ф. Плотников. Тез. докл. III всероссийской конф. по физике полупроводников. (1–5 декабря 1997 г.) РИИС ФИАН, М. (1997). С. 155.
- [11] H. Mathie, A. Chatt, J. Allegre, J.P. Faurie. Phys. Rev. **B41**, 9, 6082 (1990).

- [12] Yu.A. Aleshchenko, V.V. Kapaev, Yu.V. Kopaev, N.N. Mel'nik. *Sem. Sci. Technol.* **12**, 12, 1565 (1997).
- [13] M.Di Ventra, K.A. Mader. *Phys. Rev.* **B55**, 19, 13 148 (1997).
- [14] G. Bastard. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*. Les Editions de Physique, Les Ulis (1988).
- [15] N.T. Pelekanos, J. Ding, M. Hagerott, A.V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, J.K. Furdyna. *Phys. Rev.* **B45**, 11, 6037 (1992).
- [16] Y.X. Liu, Y. Rajakarunanyake, T.C. McGill. *J. Crystal Growth* **117**, 1-4, 742 (1992).
- [17] S. Le Goff, B. Stebe. *Phys. Rev.* **B47**, 3, 1383 (1993).
- [18] J.P. Doran, F.P. Logue, T. Miyajima, R.P. Stanley, J.F. Donegan, J. Hegarty. *Optical Engeneering* **33**, 12, 3921 (1994).
- [19] B. Langen, H. Leiderer, W. Limmer, W. Gebhardt, M. Ruff, U. Rossler. *J. Crystal Growth* **101**, 1-4, 718 (1990).
- [20] S. Weber, W. Limmer, K. Thonke, R. Sauer, K. Panzlaff, G. Bacher, H.P. Meier, P. Roentgen. *Phys. Rev.* **B52**, 20, 14 739 (1995).
- [21] M. Gurioli, J. Martinez-Pastor, M. Colocci, C. Deparis, B. Chastaingt, J. Massies. *Phys. Rev.* **B46**, 11, 6922 (1992).
- [22] P. Michler, A. Hangleiter, M. Moser, M. Geiger, F. Scholz. *Phys. Rev.* **B46**, 11, 7280 (1992).
- [23] J.D. Lambkin, L. Considine, S. Walsh, G.M. O'Connor, C.J. McDonagh, T.J. Glynn. *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 1, 73 (1994).
- [24] Yi-hong Wu, Kenta Arai, Takafumi Yao. *Phys. Rev.* **B53**, 16, 10 485 (1996).
- [25] E.M. Daly, T.J. Glynn, J.D. Lambkin, L. Considine, S. Walsh. *Phys. Rev.* **B52**, 7, 4696 (1995).
- [26] G.V. Wertheim, M.A. Butler, K.W. West, D.N.E. Buchanan. *Rev. Sci. Instrum.* **45**, 11, 1369 (1974).
- [27] Z.Y. Xu, Z.D. Lu, X.P. Yang, Z.L. Yuan, B.Z. Zheng, J.Z. Xu, W.K. Ge, Y. Wang, L.L. Chang. *Phys. Rev.* **B54**, 16, 11 528 (1996).
- [28] D.I. Lubishev, P.P. Gonzales-Borrero, E. Marega, J.E. Petitprez, N.La Jr. Scala, P. Basmaji. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2, 205 (1996).
- [29] В.С. Багаев, В.В. Зайцев, В.В. Калинин, Е.Е. Онищенко. *ФТТ* **38**, 6, 1728 (1996).
- [30] J.H. Collet, H. Kalt, Le Si Dang, J. Cibert, K. Saminadayar, S. Tatarenko. *Phys. Rev.* **B43**, 8, 6843 (1991).
- [31] U. Jahn, M. Ramsteiner, R. Hey, H.T. Grahn, E. Runge, R. Zimmerman. *Phys. Rev.* **B56**, 8, 4387 (1997).
- [32] M. Vening, D.J. Dunstan, K.P. Homewood. *Phys. Rev.* **B48**, 4, 2412 (1993).
- [33] D.R. Storch, R.P. Schneider, B.W. Wessels. *J. Appl. Phys.* **72**, 7, 3041 (1992).