

УДК 621.315.592

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdTe В ZnTe

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

В температурном диапазоне 5–150 К проведено исследование спектров экситонного излучения системы квантовых точек CdTe в ZnTe. Установлен механизм уширения линии люминесценции при различных температурах. Показано, что температурный сдвиг линии соответствует $\Delta E_g(T)$ в ZnTe. Предложен механизм гашения люминесценции системы квантовых точек при увеличении температуры, обусловленный термическим выбросом экситонов из квантовых точек в барьерные состояния свободных экситонов.

С начала 90-х годов проявляется большой интерес к исследованию низкоразмерных структур, содержащих субмонослой (СМС) одного полупроводника в матрице [1 – 4]. В этом случае удается получать совершенные структуры с квантовыми точками на основе широкого круга полупроводников, имеющих значительное несоответствие постоянных решеток. Ранее [2, 3] нами было показано, что в спектрах фотолюминесценции структур CdTe/ZnTe, содержащих один и два субмонослоя CdTe в ZnTe, появляются сравнительно узкие (2 – 3 мэВ) интенсивные линии экситонного излучения, обусловленные островками CdTe. В сравнении с изолированным субмонослоем, линия излучения, обусловленная двумя близко расположенными СМС CdTe, смещена относительно линий краевого излучения ZnTe в длинноволновую сторону. Это обстоятельство дает возможность проследить за ее изменениями (формой, положением, шириной, интегральной интенсивностью) в широком интервале температур. Полученная информация позволяет

выяснить механизм уширения линии с ростом температуры, а также сделать качественные выводы о степени локализации экситонного возбуждения островками и о механизме гашения излучения системы квантовых точек.

Исследуемая структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке $GaAs$ (001) и представляет собой пленку $ZnTe$ толщиной порядка 1 мкм, в которую на расстоянии 40 нм от поверхности были введены два субмонослоя $CdTe$ со средней ростовой толщиной $\sim 0,25$ монослоя, разделенные слоем $ZnTe$ толщиной $\sim 1,5$ нм. Анализ структуры методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения показал [3], что каждый СМС состоит из островков $CdTe$ с латеральным размером 4 – 6 нм, расположенных на расстояниях 14 – 18 нм.

Измерения спектров фотолюминесценции проводились в температурном диапазоне 5 – 150 К. Оптическое возбуждение осуществлялось аргоновым лазером, работавшим в режиме генерации отдельных линий (в описываемых экспериментах энергия кванта возбуждения – 2,541 эВ, плотность мощности оптической накачки ~ 100 мВт/мм²). Спектр анализировался двойным монохроматором ДФС-24 с предельным разрешением не хуже 0,01 нм. Сигнал с ФЭУ-136 регистрировался с помощью узкополосного усилителя с синхронным детектором. Эксперимент производился с использованием системы автоматизации на базе КАМАК и компьютера.

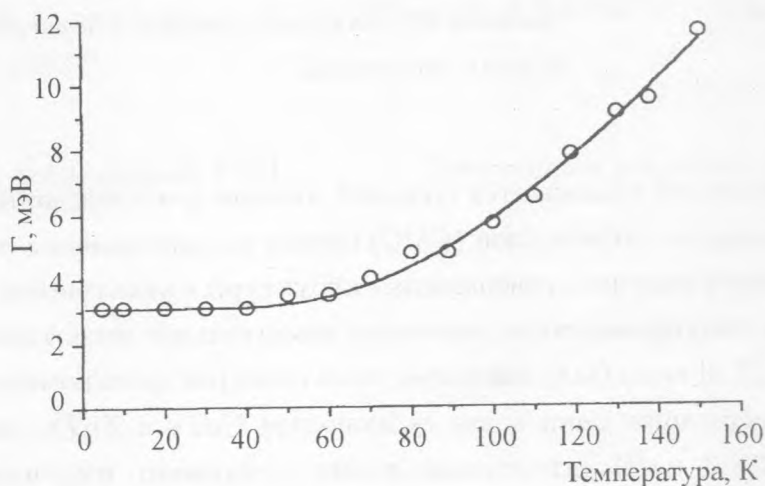


Рис. 1. Ширина линии люминесценции на полувысоте Γ : кружки – экспериментальные данные, сплошная линия – расчет по формуле (1).

При анализе температурного поведения линии люминесценции квантовых точек

обращает на себя внимание существенное изменение ширины линии (Γ) и ее формы при высоких температурах: Γ 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 [5]. В полупроводниках A_2B_6 наиболее существенным взаимодействием, приводящим к уширению, является фрелиховское взаимодействие с оптическими фононами. В этом случае в обычных квантовых ямах зависимость $\Gamma(T)$ определяется формулой [5]

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

где Γ_{inh} – неоднородная ширина, Γ_{ph} – константа экситон-фононного взаимодействия, $\hbar\omega_{LO}$ – энергия оптического фонона, k – постоянная Больцмана. Теоретическая зависимость (1), наилучшим образом соответствующая экспериментальным данным, изображена сплошной линией на рис. 1. Параметрами при подгонке методом наименьших квадратов являлись Γ_{ph} и $\hbar\omega_{LO}$; в качестве Γ_{inh} мы брали $\Gamma(5 K) = 3,1 \text{ мэВ}$ (ширина линии остается неизменной до $40 K$). Полученные таким образом значения констант Γ_{ph} и $\hbar\omega_{LO}$ равны 53 мэВ и 26 мэВ , соответственно. Величина энергии оптического фонона очень хорошо совпадает с энергией LO фонона в $ZnTe$. Этот факт, во-первых, служит дополнительным подтверждением того, что формула (1) адекватно описывает экспериментальные данные в нашей структуре. Во-вторых, он, по-видимому, свидетельствует о том, что, в силу очень малой толщины островков $CdTe$ (один монослой), большая часть экситона локализована в барьере $ZnTe$. Оценки, проведенные в рамках метода огибающей волновой функции [3], показывают, что более 80% экситона сосредоточены в барьере. 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. 2, экспериментальная зависимость $\Delta(T)$ очень хорошо воспроизводит $\Delta E_g(T)$ в барьере [6]. Что касается константы экситон-фононного взаимодействия, то ее значение более чем в 2 раза превышает величину Γ_{ph} , приведенную в [7] для экситонных состояний в короткопериодических сверхрешетках $CdTe/ZnTe$. Следует отметить, что вычисление Γ_{ph} для конкретного типа структуры является довольно сложной задачей и требует знания не только энергий основного и возбужденного состояний экситонов, но и их волновых функций. В случае

обычных (двумерных) квантовых ям этот вопрос обсуждался в [8]. Теоретически и экспериментально [9] было показано, что величина Γ_{ph} зависит от соотношения энергии связи экситона E_{ex} в основном состоянии и оптического фонона $\hbar\omega_{LO}$: при $E_{ex} > \hbar\omega_{LO}$ константа Γ_{ph} уменьшается. Именно эта ситуация, по-видимому, реализуется в [7]. Используя результаты теоретической работы [10], можно показать, что в нашей системе энергия связи экситона близка к E_{ex} (13 мэВ) в $ZnTe$, т.е. $E_{ex} < \hbar\omega_{LO}$. Поэтому, для качественного объяснения большой величины Γ_{ph} , следует предположить, что, во-первых, в исследуемой структуре имеется значительная плотность состояний с энергией выше основного на $\hbar\omega_{LO}$, и, во-вторых, рассеяние экситонов из основного в эти состояния имеет высокую вероятность.

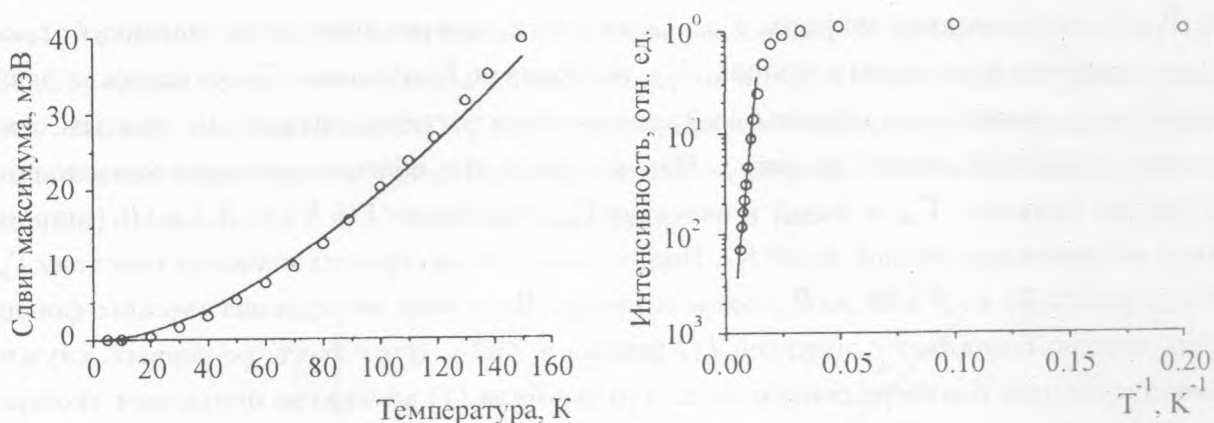


Рис. 2. Сдвиг максимума линии люминесценции $\Delta(T)$: кружки – экспериментальные данные, сплошная линия – $\Delta E_g(T)$ для $ZnTe$.

Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности линии люминесценции квантовых точек $\lg(I(T)/I(5))$ от T^{-1} ; кружки – экспериментальные данные, прямая линия получена путем аппроксимации высокотемпературных значений интенсивности по формуле (2).

На рис. 3 показана зависимость интегральной интенсивности линии люминесценции квантовых точек от температуры. Видно, что при $T > 40$ K наблюдается заметное ослабление излучения, интенсивность которого при 150 K более чем в 100 раз меньше ее величины при 5 K. Часто делается попытка определения энергии активации E_a безызлучательных процессов по высокотемпературному спаду интенсивностей излучения в соответствии с соотношением (см., например, [7])

$$\frac{I(T)}{I(0)} = \frac{1}{1 + C \exp(-\frac{E_a}{kT})}, \quad (2)$$

где $I(T)$ – интегральная интенсивность линии излучения при температуре T ($I(0)$ – при близкой к нулю температуре), k – постоянная Больцмана, а константа C характеризует отношение скоростей безызлучательных и излучательных процессов. В ряде случаев величине E_a удастся придать определенный физический смысл [7, 11, 12]. Для нашей системы оказалось, что E_a (45 мэВ) близка к разности энергий (40 мэВ) свободного экситона в барьере и экситонов, локализованных субмонослоями $CdTe$. Поэтому гашение исследуемого излучения может быть обусловлено термическим выбросом экситонов, локализованных островками $CdTe$, в состояния свободных экситонов в $ZnTe$.

Исследованы температурные зависимости фотолюминесценции системы квантовых точек $CdTe$ в $ZnTe$. Обнаружено, что при изменении температуры от 5 до 150 К линия люминесценции уширяется более чем в 3 раза. Показано, что природа такого уширения – взаимодействие с LO фононами в $ZnTe$. Определена константа экситон-фононного взаимодействия (53 мэВ) и проведен качественный анализ ее величины. Показано, что температурный сдвиг линии соответствует $\Delta E_g(T)$ в $ZnTe$. Предложен возможный механизм гашения люминесценции системы квантовых точек при увеличении температуры.

Авторы выражают благодарность А. Ф. Плотникову за поддержку работы. Данная работа выполнена в рамках проектов РФФИ 96-02-17779 и 97-02-16721, а также проекта 97-1045 программы ФГНС Министерства науки РФ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Brandt O., Tapfer L., Ploog K., et al., Phys. Rev., **B44**, 8043 (1991-I).
- [2] Багаев В. С., Зайцев В. В., Калинин В. В. и др., Письма в ЖЭТФ, **58**, 82 (1993).
- [3] Bagaev V. S., Zaitsev V. V., Kalinin V. V., et al., Solid State Commun., **88**, 777 (1993).
- [4] Magnea N., J. Crystal Growth, **138**, 550 (1994).
- [5] Doran J. P., Logue F. P., Miyajima T., et al., Optical Engineering, **33**, 3921 (1994).
- [6] Langen B., Leider H., Limmer W., et al., J. Crystal Growth, **101**, 718 (1990).

- [7] Yoshimura S., Nakata H., Ohyaama T., et al., Jpn. J. Appl. Phys., **34**, 1459 (1995).
- [8] Hiroshima T., Solid State Commun., **68**, 483 (1988).
- [9] Pelekanos N. T., Ding J., Hagerott M. et al., Phys. Rev., **B45**, 6037 (1992).
- [10] Liu Y. X., Rajakarunanyake Y., and McGill T. C., J. Crystal Growth, **117**, 742 (1992).
- [11] Xu Z. Y., Lu Z. D., Yang X. P., et al., Phys. Rev., **B54**, 11528 (1996).
- [12] Storch D. R., Schneider R. P., Wessels B., J. Appl. Phys., **72**, 3041 (1992).

Поступила в редакцию 5 ноября 1997 г.