

06;07

## Фотолюминесценция наногетероструктур на основе CdHgTe

© К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, В.И. Иванов-Омский,  
А.В. Шиляев, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов,  
С.А. Дворецкий, Ю.Г. Сидоров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
Новосибирск  
E-mail: mynkad@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 11 июля 2010 г.

Исследована фотолюминесценция (ФЛ) наногетероструктур  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ , выращенных на подложках CdTe/ZnTe/GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Ширина потенциальных ям в структурах варьировалась от 12 до 200 nm при составе в яме  $x \sim 0.25-0.40$  и в барьерных слоях  $y \sim 0.68-0.82$ . В структурах с ямами шириной 33 nm и менее наблюдались переходы между уровнями размерного квантования носителей. В структурах с ямами шириной более 50 nm наблюдалась ФЛ экситонов, локализованных флуктуациями состава, характерная для эпитаксиальных слоев  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  толщиной более 3  $\mu\text{m}$ . Показано влияние на уширение пика экситонной ФЛ  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  не только стохастических флуктуаций состава, но и его макроскопических неоднородностей.

Теллуриды кадмия и ртути практически идеально подходят для синтеза гетероструктур, так как при разнице в ширине запрещенной зоны на 1.6 eV постоянные решетки этих соединений отличаются всего на 0.3%. Гетероструктуры HgTe/Cd(Hg)Te синтезируются и исследуются с перспективой изготовления на их основе приемников излучения дальнего инфракрасного и терагерцового диапазонов [1,2]. Для создания приборов на средний инфракрасный диапазон (длина волны  $\lambda = 3-5 \mu\text{m}$ ), где актуальна разработка излучателей для оптоэлектронных систем контроля концентрации газов в атмосфере [3], используются структуры  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ . В таких структурах эффективная ширина запрещенной зоны может задаваться как составом в яме и барьерных слоях, так и шириной ямы. Проблемой при изготовлении таких структур

Параметры исследованных структур

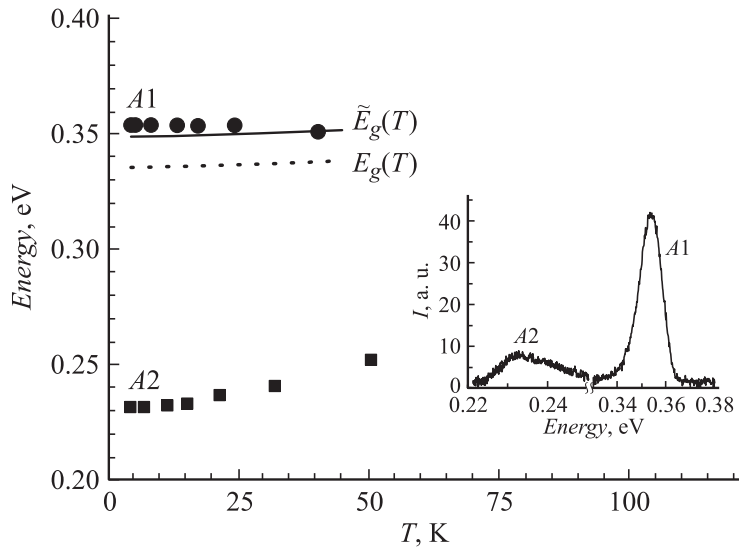
Образец	# 1219	# 1224	# 0117	#0116	#0111	#0114	#1114	#1141
$x$	0.24	0.35	0.34	0.32	0.40	0.32	0.36	0.41
$y$	0.80	0.82	0.69	0.68	0.75	0.69	0.72	0.74
$d$ , nm	12	33	50	100	200	200	200	200
$w$ , nm	35	100	1000	1000	1000	1000	350	350

является то, что материал и барьерных слоев, и ям представляет собой сплав, а следовательно, характеризуется флуктуациями состава. Флуктуации состава приводят к появлению хвостов плотности состояний, влияющих на оптические свойства  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [4,5]. Флуктуации должны влиять и на свойства наноструктур, однако эта проблема для  $Cd_xHg_{1-x}Te$  мало изучена.

Одним из эффективных инструментов для исследования свойств наногетероструктур на основе теллуридов кадмия–ртути является фотолюминесценция (ФЛ) [4,6]. В настоящей работе представлены результаты исследования ФЛ структур  $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$  и влияния флуктуаций состава на их оптические свойства. Исследовались образцы, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs с буферными слоями ZnTe и CdTe [7]. Состав в яме ( $x$ ) и барьерных слоях ( $y$ ), ширина ям  $d$  и толщина барьерных слоев  $w$  определялись по эллипсометрическим измерениям, проводившимся во время роста [8]. Параметры структур приведены в таблице.

Измерения ФЛ проводились в диапазоне температур 4.2–50 К при импульсном возбуждении полупроводниковым лазером InGaAs/GaAs ( $\lambda = 1.06 \mu m$  при температуре  $T = 300$  К). Сигнал возбуждался со стороны гетероструктуры и регистрировался со стороны подложки GaAs с помощью охлаждаемого фотодиода из InSb.

Спектры ФЛ всех исследованных структур (за исключением образца #1224) состояли из одиночного пика гауссовой формы. Спектр образца #1224 ( $d = 33$  nm) при  $T = 4.2$  К состоял из двух линий с энергиями пиков ФЛ  $E_{A1} = 0.354$  eV и  $E_{A2} = 0.232$  eV. Полуширины этих пиков  $\delta$  были равны 9 и 20 meV соответственно. На рис. 1 представлены температурные зависимости энергетического положения пиков A1 и A2; спектр ФЛ данной структуры при  $T = 4.2$  К представлен на вставке



**Рис. 1.** Температурные зависимости энергетического положения пиков ФЛ структуры #1224 (символы) и расчетные значения  $E_g$  и эффективной ширины запрещенной зоны  $\tilde{E}_g$  (линии). На вставке — спектр ФЛ при  $T = 4.2$  К.

к этому рисунку. Энергетическое положение и полуширина пика A1 в интервале температур от 4.2 до 50 К практически не изменялись. Энергия пика A2 в этом интервале температуры возрастала так же, как и его полуширина (от 20 до 28 meV). На рис. 1 также представлены расчетные значения ширины запрещенной зоны  $E_g$  для сплава  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x = 0.35$  (состав в яме) и эффективной ширины запрещенной зоны  $\tilde{E}_g = E_g + E_{e1} + E_{h1}$ , где  $E_{e1}$  и  $E_{h1}$  — энергия первого уровня размерного квантования для электронов и дырок соответственно. Расчет уровней в яме производился по известным выражениям для одномерной прямоугольной ямы (см., например, [9]); значение  $E_g$  в яме и барьерном слое вычислялось по формуле из работы [10]. Величина разрыва валентных зон ямы и барьерных слоев бралась как  $\Delta E_v = (0.570 - 0.0004T)(1 - x)$ , для чего использовался результат, полученный для  $\Delta E_v$  структуры  $\text{HgTe}/\text{CdTe}$  [11] и предполагалось линейное изменение  $\Delta E_v$  с  $x$ . Разрыв в зоне проводимости определялся

как  $\Delta E_c = \Delta E_g - \Delta E_v$ , где  $\Delta E_g$  — разница значений  $E_g$  барьерных слоев и ямы.

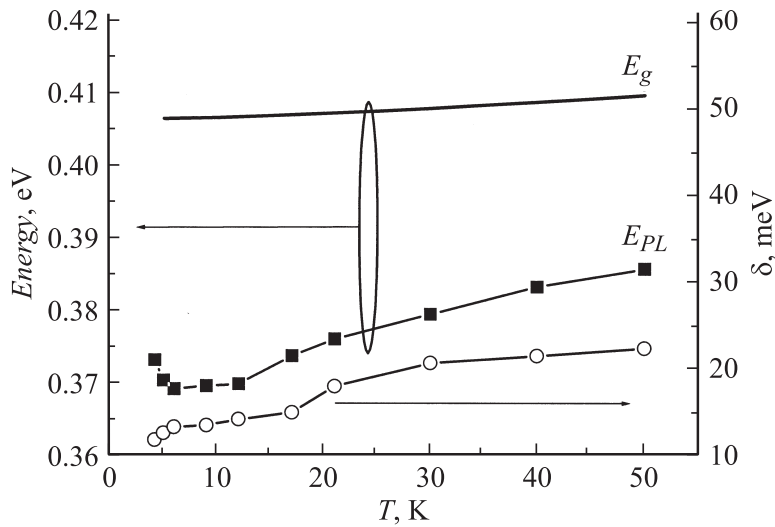
Как следует из рис. 1, во всем рассматриваемом диапазоне температур энергия пика A1 соответствует расчетному значению  $\tilde{E}_g$ . Данное обстоятельство, а также постоянство полуширины данного пика при изменении температуры позволяет связать его с рекомбинацией носителей между уровнями квантовой ямы. Пик A2 в этом случае может быть обусловлен переходами между первым уровнем размерного квантования для электронов и акцепторным центром в яме [12].

В спектре ФЛ образца #1219 ( $d = 12$  nm) присутствовала одна полоса с энергией пика  $E_{PL}$  при  $T = 4.2$  K, равной 0.270 eV. Энергетическое положение пика было близко к расчетной величине  $\tilde{E}_g = 0.266$  eV (при ширине запрещенной зоны, соответствующей составу сплава в яме  $x = 0.24$   $E_g = 0.131$  eV), полуширина пика при  $T = 4.2$  K составляла 6 meV. Мы считаем, что и в данном случае пик ФЛ был обусловлен рекомбинацией носителей между уровнями размерного квантования в яме.

На рис. 2 представлены температурные зависимости  $E_{PL}$  и  $\delta$  для образца #0111 ( $d = 200$  nm). Для этого образца  $E_{e1} = 0.3$  meV и  $E_{h1} = 0.02$  meV, так что  $\tilde{E}_g \approx E_g$  (0.407 meV при  $T = 4.2$  K). Поведение  $E_{PL}(T)$  и  $\delta(T)$  в данном случае, как и для других образцов с  $d = 50-200$  nm, оказалось аналогичным поведению температурных зависимостей этих параметров в МЛЭ эпитаксиальных слоях  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  микронной (3–8  $\mu\text{m}$ ) толщины [5]. Полуширина пика с ростом температуры возрастала практически монотонно, однако зависимость  $E_{PL}(T)$  имела минимум, а энергия пика ФЛ была существенно меньше  $E_g$ : при  $T = 4.2$  K разница  $E_g - E_{PL} = \Lambda$  составляла около 30 meV (при  $T = 300$  K величина  $E_{PL}$  совпадала с  $E_g$ ). Такая величина  $\Lambda$  характерна для экспериментально наблюдаемого экситонного пика низкотемпературной ФЛ в сплавах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.3$  [4,5] и объясняется присутствием флуктуаций состава, локализуящих экситоны. Характерную энергию наиболее вероятной стохастической флуктуации, в которой локализуется экситон, можно оценить, воспользовавшись формулой из работы [13]:

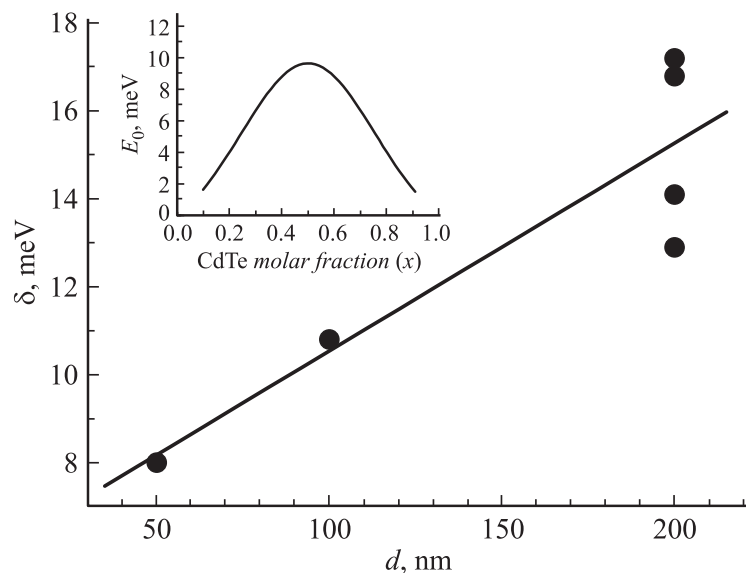
$$E_0 = \frac{1}{178} \frac{\alpha^4 x^2 (1-x)^2 M^3}{\hbar^6 N^2},$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $N$  — концентрация узлов решетки ( $\sim 1.47 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ),  $M \equiv m_e + m_h$  — суммарная масса электрона и



**Рис. 2.** Температурная зависимость энергетического положения максимума пика ФЛ  $E_{PL}$  и полуширины пика  $\delta$  для образца #011. Сплошная линия — расчетная зависимость  $E_g(T)$  для сплава  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x = 0.4$  по формуле из работы [10].

дырки, и  $\alpha \equiv dE_g(x, T)/dx = 1.777 + 0.264x$  согласно формуле для  $E_g$  из работы [10]. Для  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x \approx 0.34$  массы электрона и дырки равны соответственно  $m_e = 0.025m_0$  и  $m_h = 0.55m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона, так что  $M \approx 0.58m_0$  и  $E_0 \approx 7.5$  meV. Нетрудно убедиться, что для структур с  $d > 50$  nm справедливы соотношения  $E_{e1} \leq E_0$  и  $E_{h1} \ll E_0$  (так для структуры с  $d = 50$  nm  $E_{e1} = 6.9$  meV и  $E_{h1} = 0.3$  meV, в остальных случаях эти величины еще меньше). Таким образом, малая энергия залегания уровней размерного квантования носителей для структур с  $d \geq 50$  nm с учетом масштаба флуктуаций состава делала переходы с участием уровней квантования ненаблюдаемыми. Полученные нами данные подтверждают существенность различия механизмов низкотемпературной ФЛ в „объемном“  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и в структурах с размерным квантованием [4]: если в наноструктурах основной пик ФЛ обусловлен рекомбинацией носителей между уровнями квантования, и его энергия  $E_{PL} = \tilde{E}_g$ , то в объемном



**Рис. 3.** Экспериментальные значения полуширин пиков для структур на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с ямами шириной 50–200 nm (сплошная линия — линейная аппроксимация). На вставке — расчетные полуширины пиков экситонной ФЛ в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в зависимости от состава.

материале доминирует пик рекомбинации экситона, локализованного флуктуациями состава, и  $E_{PL} = E_g - \Lambda$ . Заметим, что знание  $\Lambda$  позволяет оценить энергию акцепторного центра, ответственного за появление пика A2 на рис. 1: она составляет  $\sim 70$  meV, и такой уровень хорошо известен в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.3$  [14].

Что касается структур с ямами шириной 50–200 nm, то для них имела место зависимость  $\delta$  от ширины потенциальной ямы, она показана на рис. 3. На вставке к рис. 3 приведена зависимость величины  $E_0$ , которая среди прочего определяет уширение экситонной линии ФЛ стохастическими флуктуациями состава [13], от  $x$ . Можно убедиться, что при  $d = 50$  nm наблюдаемая величина  $\delta \approx 8$  meV оказывается близкой к расчетному значению  $E_0$  (7.5 meV для  $x = 0.34$ ). Во всех остальных случаях экспериментальные значения больше расчетных, причем видна

тенденция к увеличению  $\delta$  с возрастанием ширины ямы. Эта тенденция является прямым экспериментальным подтверждением влияния на уширение экситонного пика ФЛ  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  не только стохастических, но и макроскопических (технологических) флуктуаций состава. Очевидно, что чем меньше ширина области рекомбинации, т.е. в нашем случае потенциальной ямы, тем меньше в ней макроскопических флуктуаций. Заметим в этой связи, что максимальная полуширина линии ФЛ для ямы с  $d = 200 \text{ nm}$  ( $17 \text{ meV}$ ) имеет величину, типичную для эпитаксиальных слоев  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.3-0.4$ , выращенных МЛЭ ( $15-20 \text{ meV}$ ), и обусловленную, как считается, особенностями этого неравновесного метода роста [5,15].

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 09-02-99027-р\_офи).

## Список литературы

- [1] Dvoretzky S., Mikhailov N., Sidorov Yu., Shvets V., Danilov S., Wittman B., Ganichev S. // J. Electron. Mater. 2010. V. 39. P. 918–923.
- [2] Мележик Е.А., Гуменюк–Сычевская Ж.В., Сизов Ф.Ф. // ФТП. 2010. Т. 44. С. 1365–1371.
- [3] Zanatta J.P., Noel F., Ballet P., Hdadach N., Million A., Destefanis G., Mottin E., Kopp C., Picard E., Hadji E. // J. Electron. Mater. 2003. V. 32. P. 602–607.
- [4] Monterrat E., Ulmer L., Mallard R., Magnea N., Pautrat J.L., Mariette H. // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. P. 1774–1781.
- [5] Ivanov-Omskii V.I., Bazhenov N.L., Mynbaev K.D., Smirnov V.A., Varanin V.S., Mikhailov N.N., Sidorov G.Yu. // Physica B. 2009. V. 404. P. 5035–5037.
- [6] Haakenaasen R., Selvig E., Tonheim C.R., Kongshaug T.O., Lorentzen T., Trosdahl-Iversen L., Andersen J.B., Gundersen P. // J. Electron. Mater. 2010. V. 39. P. 893–902.
- [7] Dvoretzky S.A., Ikusov D.G., Kvon Z.D., Mikhailov N.N., Remesnik V.G., Smirnov R.N., Sidorov Yu.G., Shvets V.A. // Semicond. Phys. Quantum Electr. Optoelectr. 2007. V. 10. N 4. P. 47–53.
- [8] Mikhailov N.N., Smirnov R.N., Dvoretzky S.A., Sidorov Yu.G., Shvets V.A., Spesivtsev E.V., Rykhliitski S.V. // Int J. Nanotechnol. 2006. V. 3. N 1. P. 120–130.
- [9] Флюгге З. Задачи по квантовой механике. М.: Мир, 1974. Т. 1.
- [10] Becker C.R., Latussek V., Pfeuffer-Jeschke A., Landwehr G., Molenkamp L.W. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 10 353–10 363.

- [11] *Becker C.R., Hatch S.D., Goschenhofer F., Latussek V., Dell J.M., Faraone L.* // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. Art. 115 115.
- [12] *Miller R.C., Gossard A.C., Tsang W.T., Munteanu O.* // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. P. 3871–3877.
- [13] *Барановский С.Д., Эфрос А.Л.* // ФТП. 1978. Т. 12. С. 2233–2237.
- [14] *Баженев Н.Л., Гельмонт Б.Л., Иванов-Омский В.И., Малькова А.А., Огородников В.К., Тотиева Т.Ц.* // ФТП. 1982. Т. 16. С. 109–112.
- [15] *Kraus M.M., Becker C.R., Scholl S., Wu Y.S., Yuan S., Landwehr G.* // Semicond. Sci. Technol. 1993. V. 8. P. S62–S65.