

УДК 621.31:535.215

А.В. Войцеховский, Д.И. Горн, И.И. Ижнин

Наблюдение и анализ излучения в диапазоне 2,5–6 мкм в одиночной квантовой яме $\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$ толщиной 12,5 нм при оптической накачке

Представлены результаты исследования фотолюминесценции в полупроводниковой структуре на основе твёрдого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, содержащей одиночную квантовую яму толщиной 12,5 нм и составом активной области $x = 0,24$ мол. дол. Экспериментально получены спектры люминесценции, в которых наблюдалось до трёх узких линий излучения. Проведён теоретический анализ измеренных спектров.

Ключевые слова: КРТ ($\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, теллурид кадмия-ртути), квантовая яма (КЯ), фотолюминесценция.

Полупроводниковые наногетероструктуры в настоящее время рассматриваются как основа приборов, способных в ближайшем будущем сформировать элементную базу электронных систем нового поколения. Среди различных направлений применения подобных структур особое место занимает инфракрасная (ИК) оптоэлектроника и, в частности, освоение практически значимых диапазонов длин волн 3–5 и 8–14 мкм. Прогресс в этой области часто связывают с развитием и применением в приборах наноструктур на основе твёрдого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ), а именно со структурами, включающими квантовые ямы.

В полупроводниковом твёрдом растворе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ со значениями стехиометрического состава $x \sim 0,2-0,3$, наиболее подходящем для работы в среднем и дальнем ИК-диапазоне (3–14 мкм), доминирующим типом рекомбинации избыточных носителей заряда является безызлучательный Оже-процесс, что препятствует созданию эффективных излучательных устройств на основе КРТ. Одним из вариантов решения данной проблемы является разработка оптоэлектронных приборов на основе структур КРТ с квантово-размерными эффектами. В настоящее время наиболее исследованными структурами на основе КРТ являются структуры с двумерным газом носителей заряда. Среди них выделяют структуры с КЯ, сформированные в слое узкозонного КРТ, заключённого между широкозонными барьерными слоями, и структуры с периодическими последовательностями квантовых ям с туннельно-прозрачными барьерами, так называемые сверхрешёточные (СР) структуры. Именно исследованиям оптических свойств сверхрешёточных структур на основе КРТ посвящено большинство опубликованных научных работ [1, 2]. При этом относительно небольшое число научных публикаций посвящено исследованию оптических свойств одиночных КЯ и в том числе одиночных КЯ на основе КРТ.

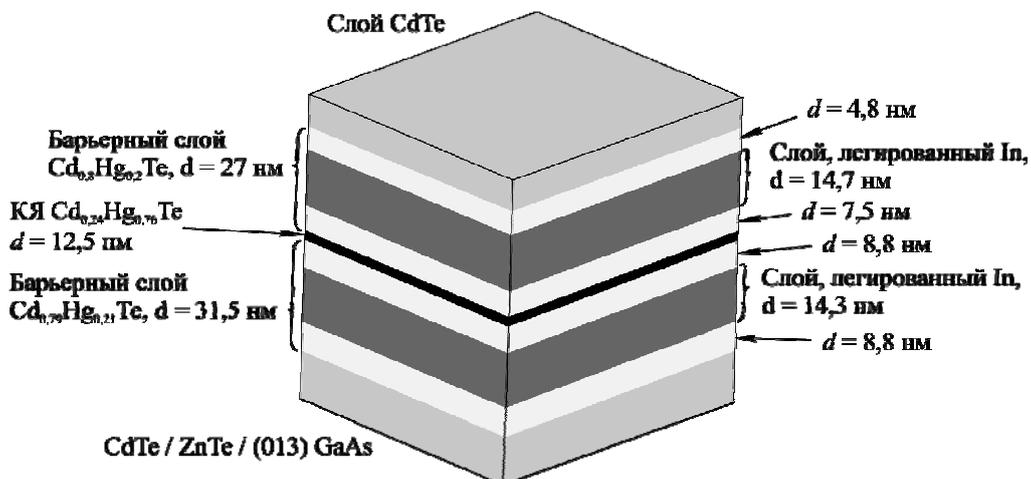


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой в работе гетероэпитаксиальной структуры на основе КРТ с одиночной КЯ

Данная научная работа была посвящена исследованию спектров люминесценции структур КРТ с одиночной КЯ со значениями состава x в яме, пригодными для разработки на их основе лазеров среднего и дальнего ИК-диапазонов.

В работе проводились экспериментальные исследования структуры КРТ с одиночной КЯ, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в Институте физики полупроводников СО РАН (г. Новосибирск), а также проведён теоретический анализ полученных спектров. Схематическое изображение исследуемой структуры представлено на рис. 1.

Структура выращена на подложке GaAs (013) с буферными слоями CdTe и ZnTe. Одиночная КЯ образована в слое $\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$ толщиной 12,5 нм. В качестве барьерных выращивались слои $\text{Cd}_{0,79}\text{Hg}_{0,31}\text{Te}$ (нижний барьер) суммарной толщиной 31,5 нм и слои $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$ (верхний барьер) суммарной толщиной 27 нм. Барьерные слои в центре были легированы донорной примесью In до концентрации порядка $N_{\text{In}} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, толщина области легирования составляла 14,3 нм для нижнего барьера и 14,7 нм для верхнего барьера. Верхний барьер был защищен слоем CdTe толщиной порядка 40 нм.

Для исследования параметров КЯ нами анализировались спектры излучения исследуемой структуры при оптической накачке [3–7]. Следует отметить, что наряду с этим исследование фотолюминесценции (ФЛ) в перспективе даёт основу для разработки полупроводниковых светоизлучающих устройств.

Для возбуждения фотолюминесценции использовался полупроводниковый лазер с длиной волны $\lambda_{\text{нак}} = 0,808 \text{ мкм}$ (энергия кванта 1,54 эВ) в непрерывном режиме при различных уровнях накачки. Для регистрации ФЛ использовался светосильный монохроматор МДР-2, работающий в диапазоне длин волн 0,21–6,5 мкм, и охлаждаемый фоторезистор Ge:Аu. Измерения проводили в диапазоне температур от 84 К до комнатной.

Ранее в работе [8] нами уже рассматривалась структура КРТ с одиночной квантовой ямой (КЯ) толщиной 12,5 нм с составом $x = 0,24$ мол. дол. На рис. 1 штриховой кривой показан полученный спектр фотолюминесценции (измерение № 1), в котором наблюдались два ярко выраженных пика излучения – с энергиями 0,327 и 0,226 эВ. В [9] нами был проведён теоретический анализ наблюдаемого спектра люминесценции, включавший в себя расчёт положения пиков излучения, а также отношений скоростей излучательной и Оже-рекомбинации для каждого типа перехода. Данный анализ показал, что за наблюдение пика с энергией 0,327 эВ ответствен межзонный оптический переход в КЯ $c_2 \rightarrow hh_2$, а наличие пика с энергией 0,226 эВ обусловлено протеканием перехода $c_1 \rightarrow hl_1$. Путём сравнения отношения скоростей рекомбинации R (излучательная) / G (Оже) удалось объяснить соотношение величин наблюдаемых пиков излучения.

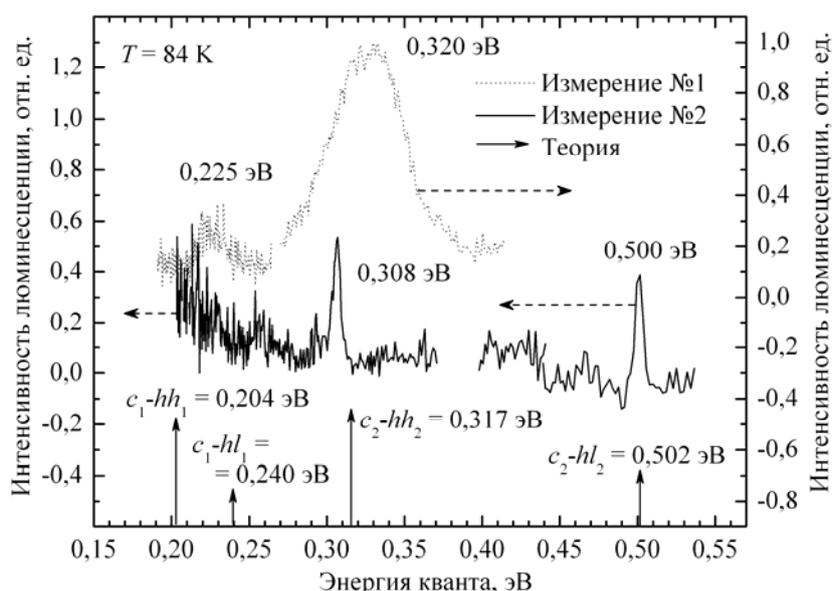


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции структуры с одиночной КЯ $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te} / \text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}$ (12,5 нм) / $\text{Cd}_{0,79}\text{Hg}_{0,1}\text{Te}$ при $T = 84 \text{ К}$

Позднее были проведены измерения спектров фотолюминесценции в той же структуре в более широком интервале частот. Данный эксперимент показал наличие двух выраженных полос люминесценции. Кроме того, в области энергий, близких к длинноволновому краю области чувствительности используемого монохроматора (0,191 эВ), наблюдалось систематическое увеличение интенсивности излучения, что можно наблюдать на рис. 2 (измерение № 2).

Существенное расхождение экспериментальных данных и теоретических оценок, выполненных ранее [9], заставило нас произвести развитие используемой теоретической модели. В новых расчётах нами был проведен учёт непараболичности энергетических зон электронов, лёгких и тяжёлых дырок через эффективные массы носителей заряда. Также было проведено уточнение выражений для эффективных масс на дне энергетических зон.

Теоретическая оценка положения уровней в КЯ проводилась, как и ранее, посредством решения уравнения Шрёдингера в приближении эффективной массы [10]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right) \varphi(z) = E_n \varphi(z), \quad (1)$$

где z – координата в направлении, перпендикулярном плоскости слоя КЯ; m^* – эффективная масса носителей заряда в области структуры, для которой решается уравнение; E_n – энергия n -го уровня размерного квантования; $V(z)$ – профиль потенциальной энергии в структуре, определяемый из решения уравнения Пуассона. Величина разрывов зон и, соответственно, высота барьера $V(z)$ в яме для электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне определялась из расчёта зонной диаграммы посредством решения уравнения Пуассона с учётом зависимости электронного сродства от состава КРТ [11].

При этом для эффективной массы электронов использовалось выражение [4]

$$\frac{m_0}{m_c^*(0)} = 1 + \frac{2m_0}{\hbar^2} F + \frac{2m_0 P^2}{\hbar^2 E_g} \frac{E_g + \frac{2}{3} \Delta_0}{E_g + \Delta_0}, \quad (2)$$

где $m_c(0)$ – эффективная масса электрона на дне зоны проводимости; P – матричный элемент оператора импульса; E_g – ширина запрещённой зоны; Δ_0 – энергия спин-орбитального расщепления валентной зоны; $F = -0,8$. Учёт непараболичности производился с использованием выражения [4, 12]

$$m_c^*(E) = m_c^*(0) \left(1 + 2 \frac{E}{E_g} \right). \quad (3)$$

В [13] приведён обзор экспериментальных исследований, посвящённых определению величин эффективной массы лёгких дырок в КРТ. На основании проведённого обзора можно сделать вывод о том, что значения эффективных масс лёгких дырок в КРТ, а также их композиционная и температурная зависимости хорошо описываются аналогичными выражениями для электронов проводимости.

Аналогичное выражение для случая непараболичности имеет место и в случае тяжёлых дырок [14]:

$$m_{hh}^*(E) = m_{hh}^*(0) \left(1 + 2 \frac{E}{E_0} \right), \quad (4)$$

где $E_0 = 0,096$, а эффективная масса на дне зоны тяжёлых дырок предполагалась равной $0,391 m_0$.

Отношение скоростей излучательной и Оже-рекомбинации проводилось с использованием соотношений, полученных авторами [15]. Для излучательной рекомбинации:

$$R = \frac{\pi \epsilon_\infty q^2 (E_g^*)^2}{\sqrt{\epsilon_0} m_c^3 c^3} \frac{np}{\Delta E_c} m_h T. \quad (5)$$

Для Оже-рекомбинации:

$$G = 32 \sqrt{2} \pi^2 \frac{E_B}{h} \frac{T^2}{E_c E_g^*} \frac{m_h^2}{m_c^2} n^2 p \frac{\chi \lambda_g^9}{a^3} \cos^4 \frac{ka}{2} \left(\frac{3E_c - E_v}{4E_c} \right)^2. \quad (6)$$

Здесь n , p – двумерные концентрации электронов и дырок в КЯ; c – скорость света в вакууме; ϵ_∞ , ϵ_0 – динамическая и статическая диэлектрические проницаемости КРТ; m_c , m_h – эффективные массы электронов и тяжёлых дырок; E_g^* – эффективная ширина запрещённой зоны; a – ширина КЯ;

E_1 – энергия основного состояния; h – постоянная Планка, а λ_g , E_B и χ определяются выражениями $\lambda_g = h / \sqrt{2m_c E_g^*}$, $E_B = 4m_c q^4 / 2h^2 \chi_0^2$, $\chi = \sqrt{2m_c (E_c - E_1)} / h^2$.

Спектральный диапазон монохроматора МДР-2 позволяет проводить исследования излучения, испущенного образцом, в ближнем и среднем ИК-диапазонах (0,7–6,5 мкм). Предварительные оценки энергий оптических переходов показали, что данный спектральный интервал не позволяет наблюдать межзонные переходы электронов и дырок в исследуемой структуре. Следовательно, заранее был сделан вывод о том, за наблюдаемые в эксперименте пики люминесценции будут ответственны межзонные переходы.

Характеристика межзонных переходов в КЯ
 $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te} / \text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te} (12,5 \text{ нм}) / \text{Cd}_{0,79}\text{Hg}_{0,1}\text{Te}$ при $T = 84 \text{ К}$

Тип перехода	Энергия кванта, эВ	Длина волны λ , мкм	R / G
$c_1 \rightarrow hl_1$	0,240	5,15	1,95
$c_2 \rightarrow hl_2$	0,502	2,48	3733,00
$c_1 \rightarrow hh_1$	0,204	6,09	1,15
$c_2 \rightarrow hh_2$	0,317	3,89	317,12

Исходя из анализа расчётных данных, полученных с помощью описанных выше выражений и приведённых в табл. 1, а также принимая во внимание правила отбора для межзонных переходов в КЯ, можно сделать вывод о том, что наблюдаемые в эксперименте пики люминесценции 1 и 3 соответствуют переходам в КЯ $c_2 \rightarrow hh_2$ и $c_2 \rightarrow hl_2$ соответственно. Интерпретация увеличения интенсивности излучения в области 0,19–0,27 эВ затруднена, однако в данном интервале энергий согласно расчётным данным мы имеем два перехода между уровнями размерного квантования в КЯ – переходы $c_1 \rightarrow hl_1$ и $c_1 \rightarrow hh_1$. Следовательно, можно сделать предположение о том, что указанное возрастание интенсивности излучения также обусловлено размерным квантованием.

Таким образом, в данной работе проведены теоретические и экспериментальные исследования фотолюминесценции структуры КРТ с одиночной квантовой ямой. В расчётах проведен учёт непараболичности энергетических зон через эффективную массу электронов и лёгких дырок. Также учтена анизотропия зоны лёгких дырок. Пересчитаны соотношения скоростей излучательной и оже-рекомбинации для основных типов переходов. При этом были использованы другие выражения для эффективных масс, использующиеся и в других расчётах в рамках этого исследования.

Проведённые оценки позволяют идентифицировать пики люминесценции с энергиями 0,308 и 0,500 эВ, как обусловленные межзонной излучательной рекомбинацией в КЯ. Также в эксперименте наблюдается полоса излучения (измерение № 1) либо систематическое увеличение интенсивности люминесценции (измерение № 2) в области энергий 0,200–0,250 эВ, что тоже можно связать с межзонными переходами в КЯ.

Также в работе теоретически показаны и экспериментально обоснованы возможности создания на основе подобных структур фотоприёмных и светоизлучающих устройств среднего и дальнего ИК-диапазонов.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ИФП СО РАН г. Новосибирска Ю.Г. Сидорову, С.А. Дворецкому, В.С. Варавину, Н.Н. Михайлову, М.В. Якушеву за выращивание гетероструктур КРТ методом МЛЭ.

Литература

1. Paula A.M. de. Interband and intersubband absorption in HgCdTe multiple quantum wells / A.M. de Paula, C.R.M. de Oliveira // Physical Review B. – 1999. – Vol. 59, № 15. – P. 10158–10164.
2. The optical absorption coefficient of HgTe–CdTe superlattices – theory and experiment / E. Bangert, P. Boege, V. Latussek, G. Landwehr // Semicond. Sci. Technol. – 1993. – Vol. 8. – P. 99–101.
3. Optical spectroscopy of CdHgTe/CdTe quantum wells and superlattices / E. Monterrat, L. Ulmer, N. Magnea et al. // Semicond. Sci. Technol. – 1993. – Vol. 8. – P. 261–265.
4. Любченко А.В. Физические основы полупроводниковой ИК фотоэлектроники. Современные тенденции, новые материалы / А.В. Любченко, Е.А. Сальков, Ф.Ф. Сизов. – Киев: Наук. думка, 1984. – 256 с.
5. Infrared photoluminescence imaging of infrared materials: HgCdTe/Cd(Zn)Te heterostructures / N.V. Sochinskii, V.N. Babentsov, P.J. McNally et al. // Infrared Physics & Technology. – 2004. – Vol. 46. – P. 181–184.

6. Polla D.L. Below band-gap photoluminescence of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ / D.L. Polla, R.L. Aggarwal // Appl. Phys. Lett. – 1984. – Vol. 44, № 8. – P. 775–776.
7. Photoluminescence from $\text{CdTe}/\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ separate confinement heterostructures / K.K. Mahavadi, M.D. Lange, J.P. Faurie, J. Nagle // Appl. Phys. Lett. – 1989. – Vol. 54, № 25. – P. 2580–2582.
8. Горн Д.И. Спектры излучения гетероструктур КРТ с одиночной квантовой ямой в диапазоне 3–6 мкм при оптической накачке / Д.И. Горн, А.В. Войцеховский, И.И. Ижнин // Изв. вузов: Физика. – 2010. – Вып. 9/3. – С. 137–138.
9. Горн Д.И. Анализ спектра фотолюминесценции структуры КРТ с одиночной квантовой ямой / Д.И. Горн, А.В. Войцеховский, И.И. Ижнин // Изв. вузов: Физика. – 2010. – Вып. 9/3. – С. 139–140.
10. Воробьёв Л.Е. Оптические свойства наноструктур: учеб. пособие / Л.Е. Воробьёв, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов; под ред. Е.Л. Ивченко и Л.Е. Воробьёва. – СПб.: Наука, 2001. – 188 с.
11. Горн Д.И. Расчёт зонных диаграмм варизонных структур КРТ с учётом изменения электронного сродства при изменении состава / Д.И. Горн, С.Н. Несмелов, А.В. Войцеховский, А.П. Коханенко // Известия вузов. Физика. – 2008. – Вып. 9/3. – С. 134–137.
12. Chu J. Device physics of narrow gap Semiconductors / J. Chu, A. Sher. – New York: Springer Science+Business Media, 2010. – 506 p.
13. Properties of Narrow Gap Cadmium-based Compounds, EMIS Datareviews Series No. 10 / Edited by P. Capper. – London: IEE, 1994. – 505 p.
14. Bogoboyashchy V.V. Density of heavy hole states of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ in an isotropic nonparabolic approximation by exact measurements of electron concentration // Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics. – 2001. – Vol. 4, № 4. – P. 273–277.
15. Баженов Н.Л. Излучательная рекомбинация на гетерогранице II типа в разъединённой гетероструктуре $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при импульсном возбуждении / Н.Л. Баженов, Г.Г. Зегря, М.П. Михайлова и др. // Физика и техника полупроводников. – 1997. – Т. 31, вып. 6. – С. 658–661.

Войцеховский Александр Васильевич

Д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой квантовой электроники и фотоники ТГУ
Тел.: (382-2) 41-35-17, 41-27-72
Эл. почта: vav@elefot.tsu.ru

Горн Дмитрий Игоревич

Аспирант ТГУ
Тел.: (382-2) 41-35-17
Эл. почта: gorn_dim@elefot.tsu.ru

Ижнин Игорь Иванович

Д-р физ.-мат. наук, ст. научн. сотрудник, начальник отдела НИП «Карат», Львов, Украина
Тел.: +38 (0322) 242-18-07
Эл. почта: granat@ipm.lviv.ua

Voitsekhovskii A.V., Gorn D.I., Izhnin I.I.

Observation and analysis of photoluminescence spectra under the optical pumping from single quantum well structure $\text{Cd}_{0.24}\text{Hg}_{0.76}\text{Te}$ with the width 12,5 nm in the range of wavelength 2,5–6 μm

There are presented the results of photoluminescence investigations for $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ -based semiconductor structure including single quantum well, with the well width 12.5 nm and composition of active region $x = 0.24$. Photoluminescence spectra with three narrow lines of radiation are obtained experimentally. Theoretical analysis for measured spectra is carried out.

Keywords: $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (МСТ), quantum well (QW), photoluminescence.