

Температурные свойства люминесценции экситонов из квантовых ям CdTe различной толщины в структуре CdTe/CdMnTe

© В.Ф. Агекян¹, А.Ю. Серов¹, А.Ю. Степанов¹, Н.Г. Философов¹, G. Karczewski²

¹ Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

² Institute of Physics, Polish Academy of Science, Warsaw, Poland

E-mail: avf@VA4678.spb.edu

(Поступила в Редакцию 3 февраля 2010 г.)

Исследованы оптические спектры структуры CdTe/Cd_{0.7}Mn_{0.3}Te, содержащей три квантовые ямы CdTe с номинальными толщинами 16.8 и 4 монослоев. Температурные зависимости параметров спектров люминесценции экситонов (интегральная интенсивность, ширина контура на полувисоте, положение максимума, стоксов сдвиг) для квантовых ям различной толщины существенно различаются. Причиной этого является сильная зависимость от толщины энергии кулоновской связи в экситоне, энергии локализации экситона на утолщениях квантовой ямы, степени проникновения волновой функции экситона в барьер. При высоких плотностях мощности возбуждения у контуров излучения квантовых ям с толщинами 8 и 16 монослоев появляются коротковолновые хвосты, соответствующие оптическим переходам между возбужденными уровнями размерного квантования.

Работа поддержана грантом Развития научного потенциала высшей школы 2.1.1812 Минобразования РФ.

В последние годы был проведен целый ряд оптических исследований полупроводниковых матриц группы II–VI с узкозонными слоями различной толщины, в том числе ультратонкими [1–9]. Характеристики люминесценции экситонов, локализованных на узкозонных слоях, сильно зависят от распределения амплитуд волновых функций носителей между узкозонным нанослоем и широкозонной матрицей (барьером) и от качества интерфейсов, которое при низких температурах определяет локализацию экситонов и их транспорт в плоскости узкозонных слоев.

В настоящей работе исследованы температурные свойства люминесценции изолированных квантовых ям CdTe различной толщины, ограниченных барьерами из разбавленного магнитного полупроводника (РМП) CdMnTe. Наноструктуры на основе полупроводников группы II–VI, содержащих элементы группы железа, являются объектом многочисленных исследований. Магнитные и оптические свойства РМП разнообразны вследствие присутствия атомов с недостроенной 3d-оболочкой. Упорядочением магнитных моментов в РМП можно управлять с помощью изменения концентрации магнитных ионов, приложения внешнего магнитного поля, изменения температуры и уровня оптического возбуждения, инжекции электронов и дырок. В отсутствие внешнего магнитного поля ярким эффектом является образование магнитного полярона, инициированное магнитным моментом носителя.

Толщина квантовых ям определяет степень проникновения волновых функций электронов и дырок в барьер и таким образом сильно влияет на свой-

ства электронных состояний немагнитных квантовых ям, ограниченных барьерами из РМП. Было показано, что в системе CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe с $x = 0.3$ магнитный поляронный эффект и гигантское зеемановское расщепление экситонных уровней квантовых ям CdTe не наблюдаются при толщине квантовых ям более 3 nm [10]. Структура CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe и ее аналоги являются напряженными, что существенно влияет на параметры дырочных квантовых ям. Исследование эффекта Зеемана на экситонах в двумерной структуре Zn_{0.97}Mn_{0.03}Te/Zn_{0.65}Mg_{0.35}Te показало, что вследствие механических напряжений тяжелая и легкая дырки локализуются в разных слоях [11].

Нами исследованы оптические свойства структуры CdTe/Cd_{0.7}Mn_{0.3}Te, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs < 100 >. Структура содержит три изолированные квантовые ямы CdTe с толщинами 16 монослоев (КЯ-1), 8 монослоев (КЯ-2) и 4 монослоя (КЯ-3). В интервале температур от 5 до 200 К изучены спектры экситонной люминесценции, которая возбуждалась непрерывным и импульсным лазерами с энергией квантов 2.62 и 3.68 eV соответственно, а также спектры отражения и спектры возбуждения люминесценции. Общий вид спектров излучения и отражения структуры приведен на рис. 1.

Температурная зависимость интегральной интенсивности экситонного излучения трех квантовых ям структуры CdTe/CdMnTe показана на рис. 2. Люминесценция экситонов в КЯ-1 наблюдается до 200 К. В интервале температур 5–30 К интегральная интенсивность излучения увеличивается. Повышение температуры от 5 К

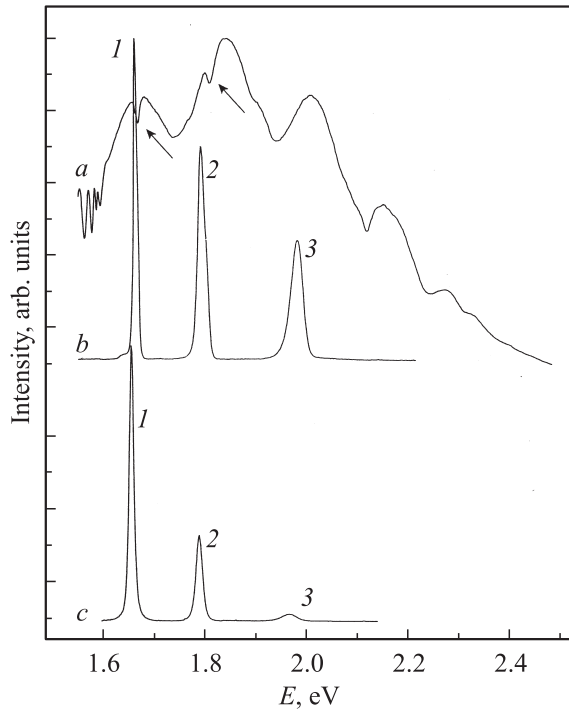


Рис. 1. Спектр отражения при 5 К (*a*) и спектры излучения при 5 (*b*) и 80 К (*c*) структуры CdTe/Cd_{0.7}Mn_{0.3}Te. 1–3 — полосы излучения квантовых ям КЯ-1, КЯ-2 и КЯ-3. Стрелками отмечены минимумы отражения, наблюдаемые на фоне интерференционных полос.

инициирует горизонтальный транспорт слабо локализованных экситонов, которые собираются в областях с большей энергией локализации; при этом квантовый выход люминесценции растет. Выше 30 К экситоны КЯ-1 переходят в свободное состояние, и далее интегральная интенсивность излучения падает вследствие температурного усиления безызлучательной аннигиляции. Излучение экситонов в КЯ-2 и КЯ-3 наблюдается до 150 и 100 К соответственно. В узкой КЯ-3 существует лишь один мелкий электронный уровень, ее излучение можно в значительной степени рассматривать как люминесценцию барьерного экситона, связанного на узкозонном слое CdTe и способного мигрировать в плоскости слоя. Этому благоприятствует малая глубина дырочных квантовых ям в CdTe/CdMnTe.

Температурные зависимости энергии максимумов излучения квантовых ям CdTe приведены на рис. 3. В КЯ-1 энергия максимума почти не изменяется до 70 К, выше наблюдается линейный по температуре длинноволновый сдвиг. В КЯ-2 сдвиг максимума начинается при более низкой температуре, и область с квадратичной зависимостью сдвига от температуры выражена сильнее. В КЯ-3 заметный сдвиг максимума начинается с 20 К. В отличие от предыдущих случаев в КЯ-3 наблюдается пиннинг максимума излучения в области 50–80 К. Это, по-видимому, является результатом ослабления локализации экситона на концентрационных флуктуациях

твердого раствора барьера — температурное сужение запрещенной зоны компенсируется коротковолновым сдвигом экситонного уровня.

Температурное изменение ширины контуров излучения для трех квантовых ям существенно различается (рис. 4). В широкой КЯ-1 энергия локализации экситона на монослойных утолщениях мала, практически вся волновая функция находится в квантовой яме и не проникает в барьерный твердый раствор. Вследствие этого спектр люминесценции КЯ-1 имеет самый узкий контур с шириной на полувысоте максимума FWHM = 0.0045 eV при 5 К. В интервале 5–50 К шири-

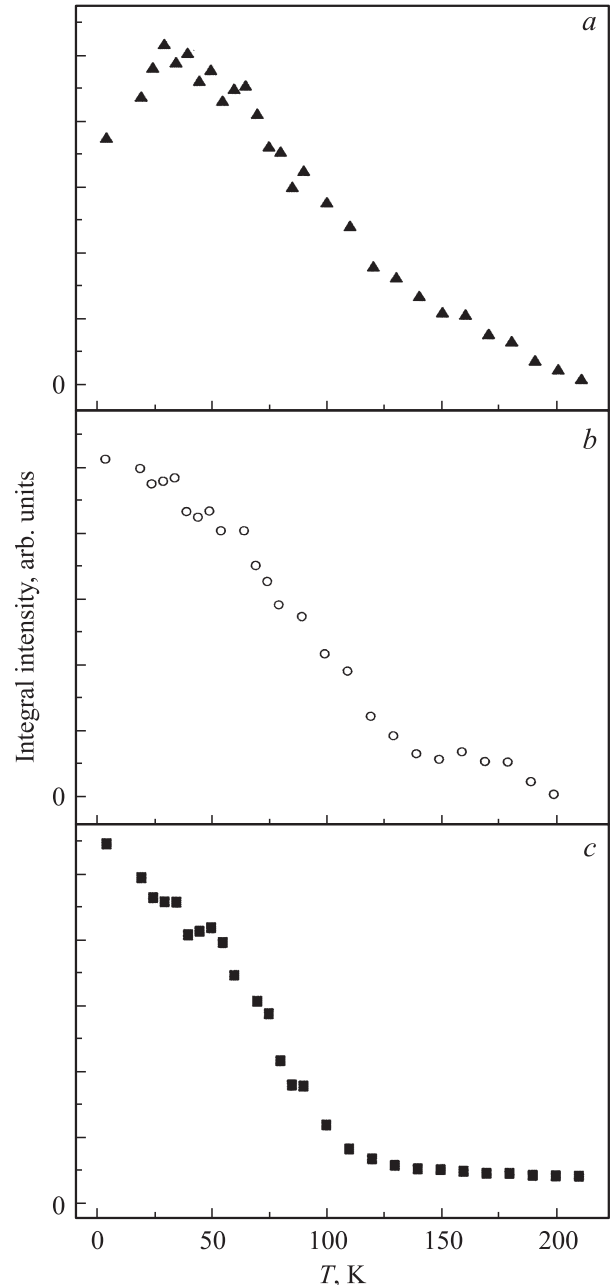


Рис. 2. Температурная зависимость интегральной интенсивности полос излучения КЯ-1 (*a*), КЯ-2 (*b*) и КЯ-3 (*c*).

на контура люминесценции КЯ-1 быстро растет. Причиной уширения контура является температурный выброс экситонов с мелких уровней локализации. Такие уровни создаются имеющими высокую концентрацию монослойными утолщениями КЯ с малыми латеральными размерами. Вследствие этого увеличивается вероятность захвата экситонов более существенными утолщениями квантовых ям с большей энергией локализации. Выше 50 К экситоны переходят в свободное состояние, при

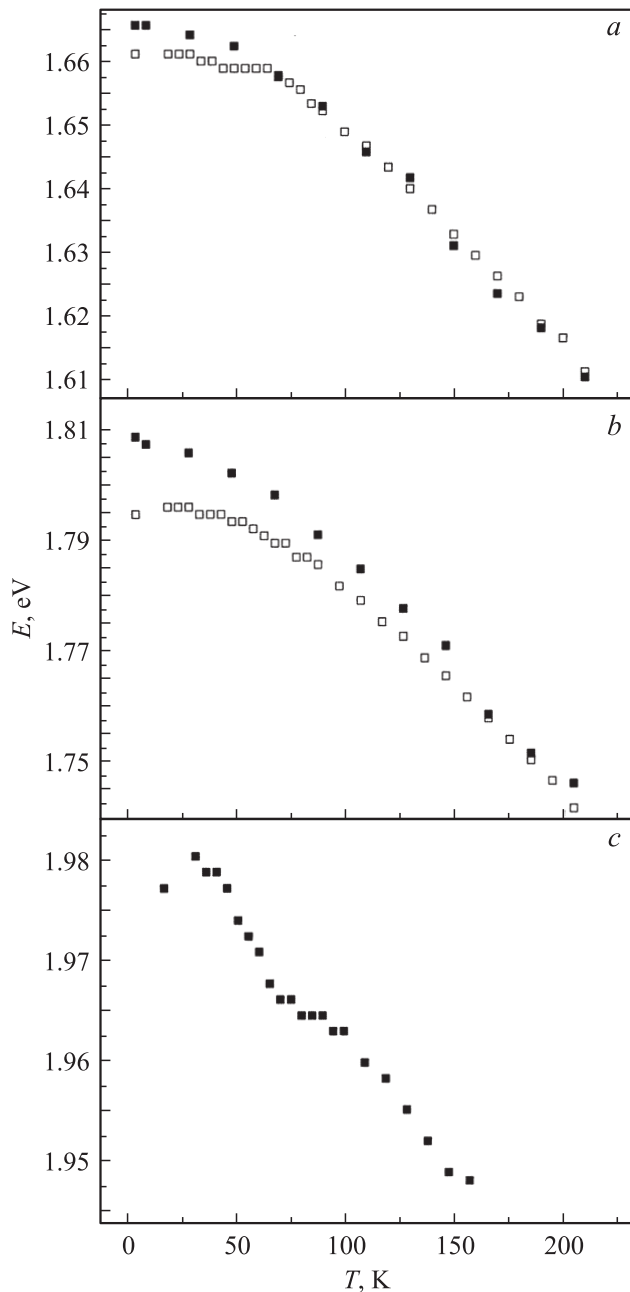


Рис. 3. Температурная зависимость энергии максимумов спектров излучения (темные квадраты) для КЯ-1 (а), КЯ-2 (б), КЯ-3 (с). Светлыми квадратами показано положение в спектре отражения минимумов, соответствующих переходам $e1hh1$ в КЯ-1 и КЯ-2.

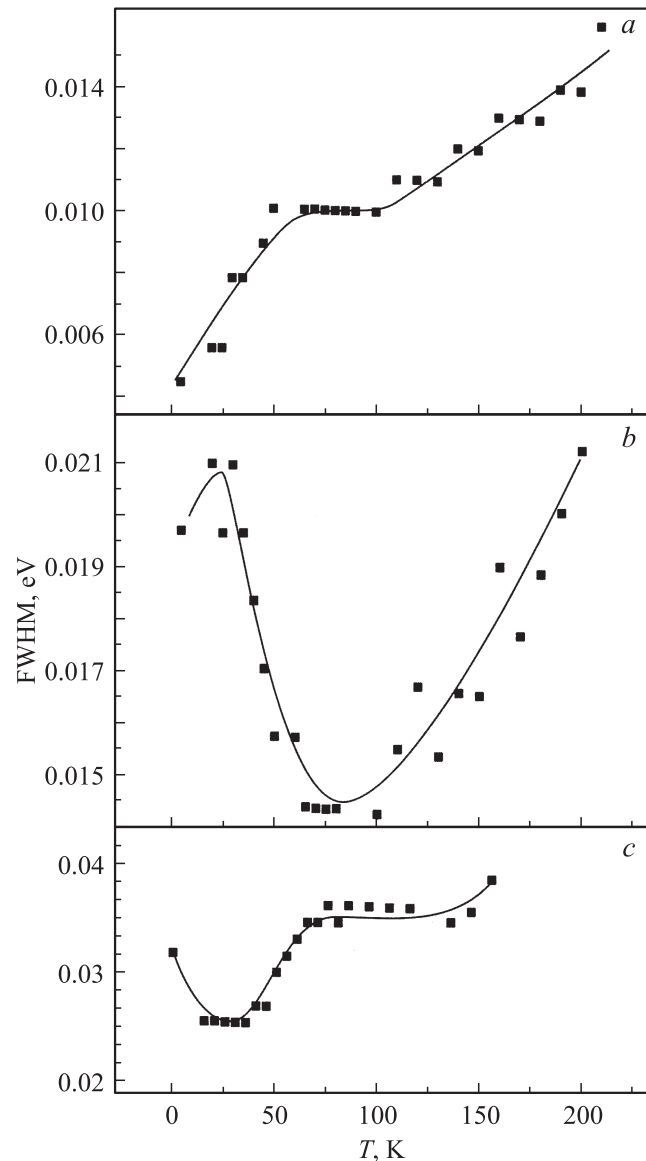


Рис. 4. Температурная зависимость ширины на половине высоты максимума FWHM полос излучения КЯ-1 (а), КЯ-2 (б) и КЯ-3 (с).

этом сужение контура, сопровождающее делокализацию, компенсирует его температурное уширение. В результате в интервале 50–100 К ширина контура излучения КЯ-1 меняется мало. Выше 100 К уширение контура определяется экситон-фононным взаимодействием.

Волновая функция экситона в КЯ-2 в основном локализована в квантовой яме. Для контура излучения КЯ-2 FWHM = 0.021 eV при 5 К, что в 4 раза больше, чем в случае КЯ-1. Локализованные состояния формируют длинноволновый хвост люминесценции КЯ-2, что делает ее контур асимметричным. При росте температуры от 20 до 50 К спектр излучения КЯ-2 существенно сужается и симметризуется вследствие ослабления локализации экситонов на утолщениях квантовой ямы.

Контур излучения узкой КЯ-3 при 5 К формируется двумя полосами, он является самым широким с $\text{FWHM} = 0.031 \text{ eV}$. Утолщение узкой квантовой ямы на один монослой приводит к значительному уменьшению энергии размерного квантования, так что расстояние между полосами контура излучения КЯ-3 составляет около 30 meV . При нагревании от 5 до 20 К происходит существенное сужение контура, чего не наблюдается в низкотемпературной области для КЯ-1 и КЯ-2. Причиной сужения может быть быстрое температурное подавление в барьере $\text{Cd}_{0.7}\text{Mn}_{0.3}\text{Te}$ магнитного полярона, образование которого является одним из механизмов локализации экситонов в РМП. Подавление магнитного полярона в излучении КЯ-3 проявляется заметно, поскольку большая часть экситонной волновой функции находится в барьере. В области температур 70–120 К ширина контура излучения КЯ-3 остается постоянной. Как и в КЯ-2, это является результатом действия двух факторов — усиления экситон-фононного взаимодействия и делокализации экситонов с уровней концентрационных флуктуаций $\text{Cd}_{0.7}\text{Mn}_{0.3}\text{Te}$.

В спектрах возбуждения люминесценции (СВЛ) КЯ-1 и КЯ-2 при регистрации интенсивности в максимуме контура излучения (переход $e1hh1$) наблюдается структура, соответствующая уровням размерного квантования с $n > 1$. В СВЛ КЯ-3 такой структуры нет, что еще раз свидетельствует об отсутствии возбужденных электронных уровней и подтверждает интерпретацию электронного возбуждения КЯ-3 как экситона в барьере, связанного на узкозонном слое CdTe. В СВЛ всех трех квантовых ям присутствует сильная асимметричная полоса с максимумом 2.35 eV при 5 К, которая соответствует межзонному возбуждению $\text{Cd}_{0.7}\text{Mn}_{0.3}\text{Te}$.

Для структуры исследуемого типа в геометрии отражения регистрируется сигнал, близкий к спектру пропускания. В спектре наблюдаются два минимума с энергиями 1.66 и 1.82 eV, соответствующие экситонным переходам $e1hh1$ в КЯ-1 и КЯ-2 (рис. 1). Энергии минимумов и известные толщины КЯ-1 и КЯ-2 дают возможность установить соотношение между толщиной реальной квантовой ямы в $\text{CdTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Mn}_{0.3}\text{Te}$ и энергией экситонного перехода $e1hh1$. Увеличение толщины квантовой ямы от 8 до 9 монослоев приводит к понижению энергии экситонного перехода на 30 meV . Стоксов сдвиг максимума люминесценции КЯ-2 относительно минимума спектра отражения составляет 15 meV . Таким образом, латеральное ограничение монослойных утолщений КЯ-2 уменьшает энергию локализации в 2 раза. Это свидетельствует о том, что латеральные размеры монослойных утолщений сравнимы с радиусом экситона. С ростом температуры стоксов сдвиг для КЯ-2 уменьшается и исчезает при 150 К. Для широкой квантовой ямы КЯ-1 стоксов сдвиг существенно меньше, и он исчезает уже при 50 К.

Излучение из квантовых ям при высоких плотностях возбуждения J исследовалось с помощью импульсного азотного лазера. Уровень возбуждения при $T = 80 \text{ K}$

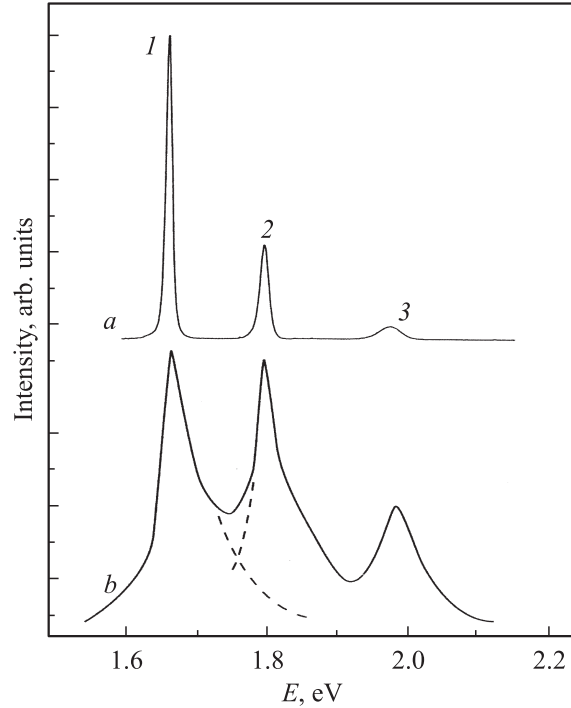


Рис. 5. Спектр излучения структуры $\text{CdTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Mn}_{0.3}\text{Te}$ с тремя квантовыми ямами при плотностях мощности возбуждения $J = 10^2 \text{ W/cm}^2$ с энергией квантов 2.62 eV (a) и при $J = 10^6 \text{ W/cm}^2$ с энергией квантов 3.68 eV (b). Полосы излучения (1–3) соответствуют КЯ-1, КЯ-2 и КЯ-3. $T = 80 \text{ K}$.

существенно не влияет на форму спектра экситонного излучения квантовых ям вплоть до $J = 10^5 \text{ W/cm}^2$. При $J > 10^5 \text{ W/cm}^2$ нижние электронные и дырочные состояния КЯ-1 и КЯ-2 насыщаются, и у полос излучения появляются коротковолновые хвосты, соответствующие переходам между уровнями с квантовыми числами $n > 1$ (рис. 5). В контуре излучения КЯ-3 коротковолновый хвост не появляется даже при предельных уровнях возбуждения $J > 10^6 \text{ W/cm}^2$.

При непрерывном и импульсном возбуждении относительные интенсивности излучения КЯ-1, 2, 3 существенно различаются. Это обусловлено двумя причинами — насыщением люминесценции при сильном возбуждении и различием коэффициентов поглощения барьерного вещества для фотонов с энергиями 2.62 и 3.68 eV. Соотношение интенсивностей излучения трех квантовых ям CdTe также заметно зависит от угла падения возбуждающего луча.

Список литературы

- [1] B.Henderson, K.P. O'Donnell. *Solid State Commun.* **88**, 687 (1993).
- [2] U. Woggon, W. Petri, A. Dinger, S. Petillon, M. Hetterich, M. Grun, K.P. O'Donnell, H. Kalt, C. Klingshirn. *Phys. Rev. B* **55**, 1364 (1997).

- [3] F. Tinjod, S. Becombes, L. Marsal, K. Kheng, H. Mariette. *Phys. Status Solidi B* **229**, 591 (2002).
- [4] A.M. Kapitonov, U. Woggon, D. Kayser, D. Hommel, T. Itoh. *J. Lumin.* **112**, 177 (2005).
- [5] T. Kryshab, J.A. Andraca, L.V. Borkovska, N.O. Korsunskaya, Ye.F. Venger, Yu.G. Sadofyev. *Microelectron. J.* **39**, 418 (2008).
- [6] A. Alvaro-Martinez, I. Hernandez-Calderon. *Microelectron. J.* **39**, 594 (2008).
- [7] A. Klochikhin, A. Reznitsky, B. Dal Don, H. Priller, H. Kalt, C. Klingshirn, S. Permogorov, S. Ivanov. *Phys. Rev. B* **69**, 085 308 (2004).
- [8] J.S. Kim, H.M. Kim, H.L. Park, J.C. Choi. *Solid State Commun.* **137**, 115 (2006).
- [9] В.Ф. Агебян, А.Ю. Серов, Н.Г. Философов. *ФТТ* **51**, 2261 (2009).
- [10] D.R. Yakovlev, W. Ossau, G. Landwehr, R.N. Bicknell-Tassius, A. Waag, K.V. Kavokin, A.V. Kavokin, I.N. Uraltsev, A. Pohlmann. *Proc. 21 Int. Conf. Physics of Semicond. Beijing, China (1992)*. P. 1136.
- [11] В.Н. Кац, В.П. Кочерешко, В.Ф. Агебян, L. Besombes, G. Karczewski. *ФТТ* **50**, 741 (2008).