

10,03

## О разнице в энергии связи $1s$ и $2s$ экситонов в квантовых ямах $\text{CdTe}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$

© А.В. Кудинов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: koudinov@orient.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 20 мая 2024 г.

В окончательной редакции 20 мая 2024 г.

Принята к публикации 22 мая 2024 г.

Экспериментально исследованы спектры фотолюминесценции и отражения в квантовых ямах  $\text{CdTe}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$  шириной  $60 \text{ \AA}$  с различной степенью легирования. Обнаружено, что, в согласии с предшествующими расчетами, наблюдается экситонное состояние примерно на  $17 \text{ meV}$  выше основного уровня тяжелого экситона ( $1s 1e1hh$ ). Это состояние по всем признакам следует связать с экситоном  $2s 1e1hh$ . Кроме того, выше по энергии наблюдается еще один сигнал, который, скорее всего, принадлежит экситону с легкой дыркой  $1s 1e1lh$ .

**Ключевые слова:** фотолюминесценция, отражение, спектроскопия, экситон.

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58258.128

Квазидвумерные структуры — квантовые ямы и сверхрешетки на основе системы  $\text{CdTe}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$  давно стали модельными объектами физики полупроводниковых наноструктур. Технология их выращивания развивается около 30 лет и достигла больших высот [1–4]. По кристаллографическому качеству гетероструктуры  $\text{CdTe}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$  не сильно уступают семейству  $\text{GaAs}/(\text{Ga,Al})\text{As}$ . Основные преимущества системы  $\text{CdTe}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$  перед  $\text{GaAs}/(\text{Ga,Al})\text{As}$  связаны со спиновыми свойствами. Во-первых, меньшая естественная распространенность ядер со спином приводит к ослаблению спиновых взаимодействий между решеткой и зонными носителями и, в частности, ослабляет один из каналов спиновой релаксации локализованных электронов. Во-вторых, система  $\text{CdTe}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$  образует идеальный „квантовый конструктор“ для наноструктур на основе разбавленного магнитного полупроводника  $(\text{Cd,Mn})\text{Te}$  (который содержит „встроенные“ в кристаллическую решетку спины ионов  $\text{Mn}^{2+}$ ) [5]. Все перечисленные материалы имеют структуру цинковой обманки и принадлежат к материалам  $A^{II}B^{VI}$ , так что магнитные ионы  $\text{Mn}^{2+}$  изовалентно оккупируют катионные позиции кристаллической решетки, не образуя примесных уровней в запрещенной зоне [6]. В качестве широкозонного материала можно по выбору использовать магнитный  $(\text{Cd,Mn})\text{Te}$ , немагнитный  $(\text{Cd,Mg})\text{Te}$  и даже их твердый раствор  $(\text{Cd,Mg,Mn})\text{Te}$ , что обеспечивает важную возможность конструирования потенциального профиля гетероструктур вне зависимости от содержания магнитного компонента в слоях.

В недавней работе [7] в квантовой яме  $(001)\text{-CdTe}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$  шириной 18 монослоев ( $60 \text{ \AA}$ ) в области основного экситонного состояния  $1s 1e1hh$  был обнаружен „тонкий спектр“ комбинационного рассеяния, состоящий из пятерки узких линий. При ширине

экситонного резонанса (на половине высоты) примерно  $3\text{--}4 \text{ meV}$  ширина компонент тонкого спектра составляла около  $0.1 \text{ meV}$ , а его общая ширина — около  $1 \text{ meV}$ . Тонкий спектр наблюдался при монохроматическом возбуждении выше энергии экситона  $1s 1e1hh$  примерно на энергию продольного оптического фонона (LO). Было показано, что тонкий оптический спектр рассеяния формируется процессом с тремя резонансными знаменателями с вовлечением  $2s$  экситонного состояния. Этот процесс, приводящий к узким акустическим сателлитам  $LO \pm LA$ ,  $LO \pm TA$  центрального LO-пика рассеяния, будем называть экситонным бифононным резонансом (ЭБР).

Для предложенного в [7] механизма ЭБР ключевое значение имеет взаимное расположение уровней  $1s$  и  $2s$  квазидвумерных экситонов, ассоциированных с первыми уровнями размерного квантования электрона и тяжелой дырки:  $1s 1e1hh$  и  $2s 1e1hh$ . В [7] энергии связи обоих экситонов рассчитывались вариационным методом, и основная теория ЭБР строилась исходя из полученной разности расчетных значений. В настоящей работе ставилась задача проверить расчетные результаты прямым спектроскопическим измерением. Для серии образцов с квантовыми ямами были экспериментально изучены спектры фотолюминесценции (ФЛ) и отражения, что позволило установить энергетические положения основных экситонных резонансов.

Образцы для исследования были выращены в Институте физики РАН на подложках GaAs и содержали серии изолированных квантовых ям  $(001)\text{-CdTe}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$  различной ширины, в том числе квантовые ямы шириной 18 монослоев. Именно на образцах этой серии был обнаружен оптический спектр ЭБР. Ямы были селективно легированы рением в различных дозах. Легирование приводит к уменьшению квантового выхода ФЛ из

легированной ямы при сохранении других, не связанных с ней оптических свойств [7].

ФЛ возбуждалась зеленой линией Nd-YAG лазера. Спектры отражения измерялись на белом свете при нормальном падении.

В спектрах ФЛ всех образцов CdTe/(Cd,Mg)Te присутствует наиболее высоколежащая по энергии линия (выше 2 eV). Эта линия идентифицируется как краевая люминесценция барьерного слоя. Положение максимума этой линии немного меняется от образца к образцу: от 2.085 до 2.119 eV. Пользуясь известной зависимостью ширины запрещенной зоны от содержания магния  $x$  в приближении виртуального кристалла [8]:

$$E_g = 1.606 + 1.755x \text{ eV},$$

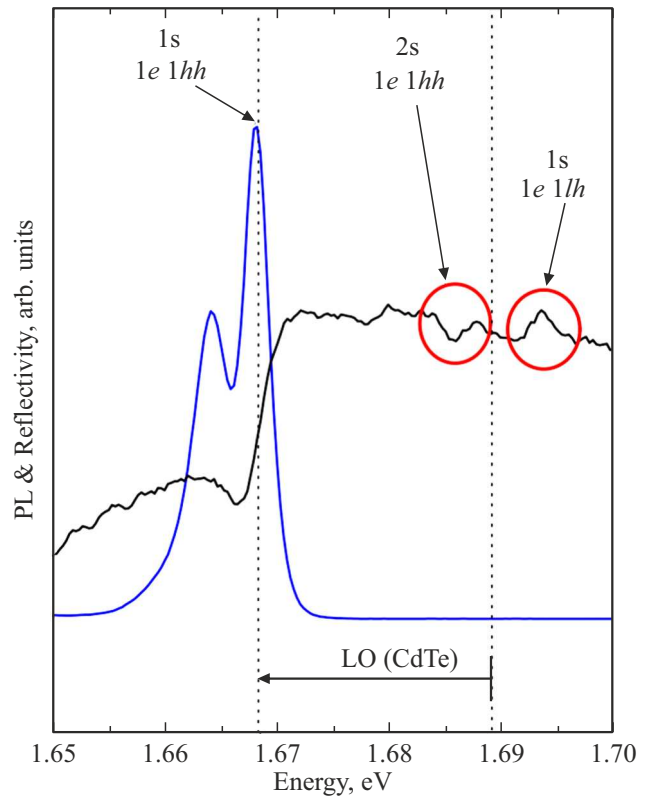
получаем, что концентрация магния в барьере от образца к образцу меняется в диапазоне примерно 27–29%.

Кроме того, в спектрах ФЛ всех образцов присутствуют линии, ассоциируемые с квантовыми ямами шириной 18 монослоев. Типичный спектр ФЛ квантовых ям CdTe включает две близко расположенные линии (как на рис. 1). Лежащая выше по энергии линия соответствует  $1s$   $1e1hh$  экситону, а лежащая ниже по энергии — положительному либо отрицательному триону [9–11]. Различная природа экситонной и трионной линий проявляется, например, в экспериментах по магнитоиндуцированной поляризации ФЛ, [12,13] оптической ориентации [14–16] и спин-флип комбинационному рассеянию [17], а конкретный тип триона иногда можно установить по форме линии эффекта Ханле [18].

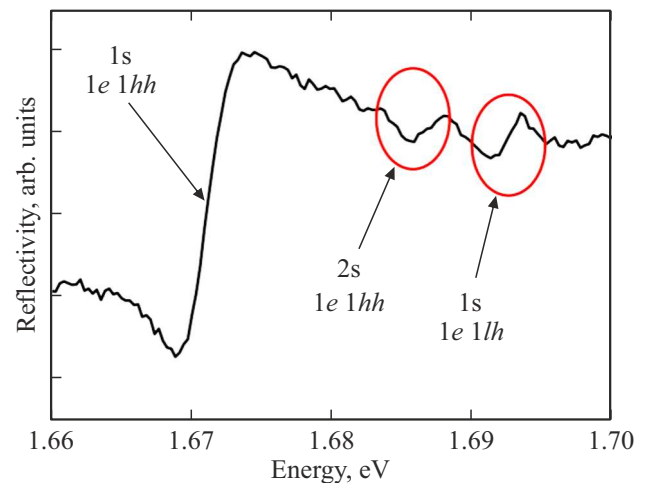
Следует отметить, что от образца к образцу наблюдается небольшой (в пределах 10 meV) не коррелирующий с дозой легирования разброс в абсолютном энергетическом положении экситонного резонанса  $1s$   $1e1hh$ , а с ним и всего спектра ФЛ квантовой ямы. Очевидно, этот разброс следует связать, в первую очередь, с разбросом величины барьерного потенциала из-за различного содержания магния (см. выше).

В спектре отражения доминирует мощный сигнал, связанный с экситонным резонансом  $1s$   $1e1hh$ . Он наблюдается почти при той же энергии, что и максимум экситонной линии в спектре ФЛ (рис. 1). Нас также интересуют более слабые сигналы, расположенные выше основного состояния. На рис. 1 кружками выделены две спектральные особенности, напоминающие экситонные резонансы. Из-за известной проблемы с формой линии резонансного сигнала, зависящей от результирующей фазы при интерференции света, отраженного многими интерфейсами внутри образца, положение этих двух особенностей определяется не особенно точно: первый отстоит от  $1s$   $1e1hh$  примерно на 17–18 meV, второй на 23.5–24.5 meV.

Не во всех образцах слабые сигналы от вышележащих экситонных состояний видны одинаково хорошо. Если на рис. 1 были представлены данные, относящиеся к нелегированной квантовой яме, то на рис. 2 показан



**Рис. 1.** Спектры ФЛ и отражения нелегированной квантовой ямы CdTe/(Cd,Mg)Te шириной 18 монослоев (60 Å).  $T = 2$  К. Указаны основные спектральные особенности.



**Рис. 2.** Спектр отражения квантовой ямы CdTe/(Cd,Mg)Te шириной 18 монослоев (60 Å), легированной рением.  $T = 2$  К. Указаны основные спектральные особенности.

спектр отражения одного из наиболее сильно легированных образцов. ФЛ в нем практически отсутствует из-за безызлучательной рекомбинации, однако экситонные резонансы в отражении ясно видны. Опять мы видим пик, отстоящий от  $1s$   $1e1hh$  на меньшую величину

(16–17 meV) и пик, отстоящий на большую величину (21.5–22.5 meV).

Исходя из анализа литературных данных и из результатов расчета в [7], мы интерпретируем складывающуюся картину следующим образом. Пик, расположенный на 16–18 meV выше основного экситонного состояния  $1s\ 1e1hh$ , принадлежит  $2s$  экситону ( $2s\ 1e1hh$ ), а пик, расположенный на 21.5–24.5 meV выше основного резонанса — экситону с легкой дыркой ( $1s\ 1e1lh$ ).

Отметим, что критическим для модели ЭБР, развитой в [7], является представление о том, что уровень  $2s$  тяжелого экситона находится к основному состоянию ( $1s$ ) ближе, чем энергия ЛО фона в центре зоны (20.88 meV), но, однако, при этом не слишком далеко. В [7] эти энергии были вычислены по отдельности путем стандартного вариационного расчета, причем их разность составила 17 meV. Надо сказать, теория, опирающаяся на эти расчетные величины, практически без подгоночных параметров дала удовлетворительное описание всех основных черт оптического спектра ЭБР. Теперь же мы видим, что и в эксперименте обнаруживается экситонный резонанс, с хорошей точностью расположенный именно на 17 meV выше основного состояния.

Что касается более высоколежащего резонанса, то его расположение не позволяет связать его с  $2s$  экситоном не только потому, что энергия 22–23 meV не годится для механизма ЭБР ( $> 20.88$  meV), но и потому, что она заметно превышает даже полную энергию связи  $1s$  тяжелого экситона (20.45 meV согласно [7]). За истекшие годы в литературе выработался определенный консенсус относительно типичных значений энергии связи в квантовых ямах  $CdTe/(Cd,Mg)Te$ , и расчеты различных авторов давали обычно, в зависимости от ширины ямы, величины в диапазоне 12–18 meV [19,20]. Напротив, про легкий экситон  $1s\ 1e1lh$  известно (и несложно оценить), что он находится примерно в этом районе по энергии, однако его энергетическое положение не имеет столь жесткой привязки к позиции тяжелого экситона  $1s\ 1e1hh$ , поскольку эти два экситонных состояния формируются под различными континуумами одночастичных состояний. В частности, потенциальный профиль для квантования тяжелой и легкой дырок различен в силу такого слабо контролируемого, но несомненно присутствующего фактора как двуосное натяжение слоев (biaxial strain).

Таким образом, для квантовых ям  $CdTe/(Cd,Mg)Te$  шириной 18 монослоев в спектрах отражения действительно наблюдается экситонное состояние в ожидаемой позиции примерно на 17 meV выше основного уровня. Это состояние по всем признакам следует связать с экситоном  $2s\ 1e1hh$ , что подтверждает сделанные в [7] предположения относительно механизма, формирующего оптический спектр ЭБР. Кроме того, выше по энергии наблюдается еще один сигнал, который, скорее всего, принадлежит экситону с легкой дыркой  $1s\ 1e1lh$ , и который по энергетическому положению вряд ли может быть вовлечен в механизм ЭБР.

## Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M. Czapkiewicz, V. Kolkovsky, P. Nowicki, M. Wiater, T. Wojciechowski, T. Wojtowicz, J. Wróbel. *Phys. Rev. B* **86**, 165415 (2012).
- [2] B.A. Piot, J. Kunc, M. Potemski, D.K. Maude, C. Betthausen, A. Vogl, D. Weiss, G. Karczewski, T. Wojtowicz. *Phys. Rev. B* **82**, 081307 (2010).
- [3] P. Olbrich, C. Zoth, P. Lutz, C. Drexler, V.V. Bel'kov, Y.V. Terent'ev, S.A. Tarasenko, A.N. Semenov, S.V. Ivanov, D.R. Yakovlev, T. Wojtowicz, U. Wurstbauer, D. Schuh, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. B* **86**, 085310 (2012).
- [4] I. Grigelionis, K. Nogajewski, G. Karczewski, T. Wojtowicz, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, H. Boukari, H. Mariette, J. Łusakowski. *Phys. Rev. B* **91**, 075424 (2015).
- [5] E. Bobko, D. Płoch, M. Wiater, T. Wojtowicz, J. Wróbel. *Opto-electron. Rev.* **25**, 65 (2017).
- [6] *Diluted Magnetic Semiconductors / Eds J. Furdyna, J. Kossut. Semiconductors and Semimetals. V. 25 / Eds R.K. Willardson, A.C. Beer. Academic, N.Y. (1988).*
- [7] A.V. Koudinov, E.V. Borisov, A.A. Shimko, Yu.E. Kitaev, C. Trallero-Giner, T. Wojtowicz, G. Karczewski, S.V. Goupalov. *Phys. Rev. B* **105**, L121301 (2022).
- [8] W. Ossau, U. Zehnder, B. Kuhn-Heinrich, A. Waag, T. Litz, G. Landwehr, R. Hellmann, E.O. Göbel. *Superlattices Microstruct.* **16**, 5 (1994).
- [9] K. Kheng, R.T. Cox, M.Y. d'Aubigné, F. Bassani, K. Saminadayar, S. Tatarenko. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1752 (1993).
- [10] C.R.L.P.N. Jeukens, P.C.M. Christianen, J.C. Maan, D.R. Yakovlev, W. Ossau, V.P. Kochereshko, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Phys. Rev. B* **66**, 235318 (2002).
- [11] D. Andronikov, V. Kochereshko, A. Platonov, T. Barrick, S.A. Crooker, G. Karczewski. *Phys. Rev. B* **72**, 165339 (2005).
- [12] A.V. Koudinov, N.S. Averkiev, Yu.G. Kusrayev, B.R. Namozov, B.P. Zakharchenya, D. Wolverson, J.J. Davies, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Phys. Rev. B* **74**, 195338 (2006).
- [13] V.F. Aguekian, D.E. Ashenford, B. Lunn, A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, B.P. Zakharchenya. *Phys. Status Solidi B* **195**, 647 (1996).
- [14] G.V. Astakhov, A.V. Koudinov, K.V. Kavokin, I.S. Gaggis, Yu.G. Kusrayev, W. Ossau, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 016601 (2007).
- [15] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, B.P. Zakharchenya, W.E. Hagston, D.E. Ashenford, B. Lunn. *Solid State Commun.* **95**, 149 (1995).
- [16] A.B. Куудинов, Ю.Г. Кусраев, И.А. Меркулов, К.В. Кавокин, И.Г. Аксянов, Б.П. Захарченя. *ФТТ* **45**, 1297 (2003).
- [17] A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, D. Wolverson, L.C. Smith, J.J. Davies, G. Karczewski, T. Wojtowicz. *Phys. Rev. B* **79**, 241310(R) (2009).
- [18] S.V. Andreev, B.R. Namozov, A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B* **80**, 113301 (2009).
- [19] S.R. Jackson, J.E. Nicholls, W.E. Hagston, T.J. Gregory, P. Harrison, B. Lunn, D.E. Ashenford. *Superlattices Microstruct.* **12**, 447 (1992).
- [20] F.J. Teran, Y. Chen, M. Potemski, T. Wojtowicz, G. Karczewski. *Phys. Rev. B* **73**, 115336 (2006).

Редактор Е.Ю. Флегонтова