18

Вклад экситонов и свободных носителей в перенос энергии в квантовые ямы CdTe/$Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ различной толщины

© В.Ф. Агекян[1], С.Ю. Вербин[1], А.Ю. Серов[1], Н.Г. Философов[1]¶, О.С. Комарова[2], И.В. Штром[1,3]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Балтийский государственный технический университет „ВОЕНМЕХ“им. Д.Ф. Устинова,
Санкт-Петербург, Россия
[3] Институт аналитического приборостроения РАН,
Санкт-Петербург, Россия

¶e-mail: n.filosofov@spbu.ru

Поступила в редакцию 18.11.2025 г.
В окончательной редакции 18.11.2025 г.
Принята к публикации 09.12.2025 г.

Исследованы спектры возбуждения люминесценции барьерных слоев и квантовых ям в гетероструктуре CdTe/$Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$, содержащей четыре квантовые ямы толщиной 1.3, 2.6, 5.2 и 10.4 nm. Обсуждаются вклады свободных носителей и экситонов в перенос возбуждения внутри барьерных слоев и из барьерных слоев в квантовые ямы в зависимости от толщины квантовой ямы и температуры.

Ключевые слова: квантовые ямы CdTe, люминесценция, спектры возбуждения люминесценции, перенос возбуждения, экситон.

DOI: 10.61011/OS.2026.03.62777.8796-25

Введение

Свойства гетероструктур, содержащих квантовые ямы (КЯ) и квантовые точки, в значительной степени определяются процессами переноса энергии между отдельными элементами гетероструктуры [1–9]. Сведения о релаксации оптического возбуждения в кристаллических системах можно получить из спектров возбуждения люминесценции (СВЛ). В отличие от спектров люминесценции СВЛ дают информацию о возбужденных уровнях квантовых структур, по этой причине СВЛ иногда называют спектрами псевдопоглощения. Обычно СВЛ изучают в подбарьерном интервале энергий гетероструктуры [1,2]. Нами исследованы СВЛ гетероструктуры с КЯ CdTe в интервале энергий выше уровня экситона барьера. Это позволяет получить сведения о механизмах релаксации возбуждения в барьере и передаче возбуждения из барьера в КЯ при различных температурах. В настоящей работе исследованы СВЛ гетероструктуры CdTe/$Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ в интервале температур 5−100 K.

Детали эксперимента

Гетероструктура CdTe/$Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ выращена на подложке ⟨100⟩ GaAs с буферным слоем $Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ толщиной 0.7 μm, она содержит четыре КЯ толщиной 1.3, 2.6, 5.2 и 10.4 nm (QW1, QW2, QW3 QW4 соответственно) (рис. 1). Барьерные слои толщиной 31 nm растились методом МПЭ (MBE), КЯ растились методом атомного наслаивания (ALD). Для получения СВЛ применялось излучение галогеновой лампы, пропущенное через монохроматор. Спектральная ширина области возбуждения не превышала 0.03 eV, при измерении сигнала спектральная ширина не превышала 0.018 eV. Спектры люминесценции образца, который возбуждался лазером с длиной волны 455 nm (2.73 eV), представлены на рис. 2.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

СВЛ барьера

При регистрации люминесценции в центре полосы излучения барьера СВЛ имеет максимум на энергии свободного экситона, которая определяется по спектрам поглощения и отражения, интенсивность спектра спадает по мере удаления от экситонного уровня барьера (рис. 3, *a*). Согласно математической модели, разработанной и примененной в работах [9,10], форму СВЛ можно представить как

$$\exp(-E/E_0) + C, \qquad (1)$$

где энергия E отсчитывается от максимума спектра, E_0 — подгоночный параметр. В соответствии с моде-

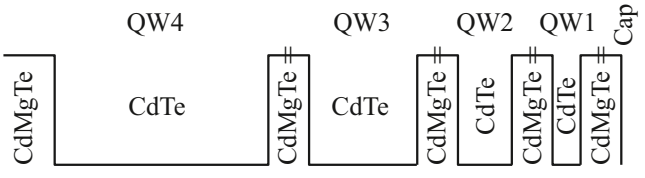

Рис. 1. Схема строения гетероструктуры CdTe/$Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$.

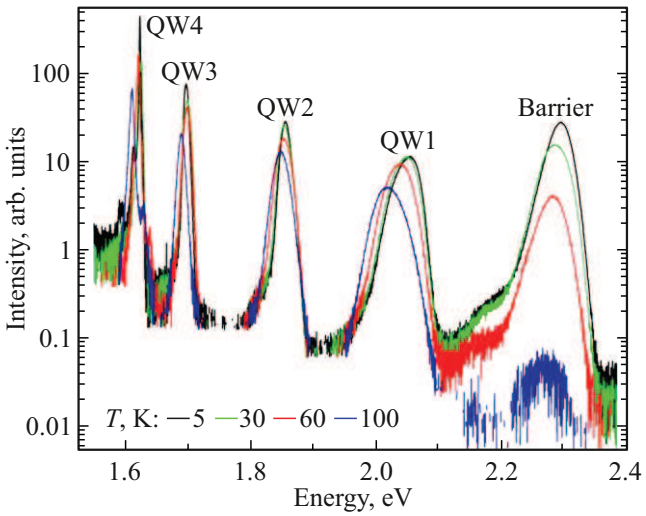

Рис. 2. Спектры фотолюминесценции гетероструктуры $CdTe/Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ при различных температурах.

лью $\exp(-E/E_0)$ и C определяют соответственно вклады рожденных светом горячих экситонов и носителей в заселение излучающих состояний. Ранее нами был исследован СВЛ ионов марганца в гетероструктуре $CdTe/Cd_{0.6}Mn_{0.4}Te$. Оптические свойства разбавленного магнитного полупроводника CdMnTe детально изучены, установлено, что $3d$-оболочка марганца возбуждается только путем переноса энергии от экситонов. Оказалось, что СВЛ ионов марганца идентичен СВЛ барьера $CdTe/Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ и спектрам, представленным на рис. 3, *a*. Это является дополнительным свидетельством в пользу того, что экспоненциальная форма СВЛ отражает экситонный вклад в заселение излучающего объекта.

Отметим, что согласно работам [11,12], где исследовалась люминесценция экситонов в сульфиде кадмия, СВЛ в кристаллах с коротким временем жизни излучающего состояния имеет зубчатую форму, отражающую процесс релаксации горячих экситонов с рассеянием на LO-фононах. В том случае, когда время жизни длинное, зубцы не наблюдаются, это соответствует нашему случаю.

Максимум полосы излучения барьера, который является твердым раствором, соответствует экситонам, локализованным на неглубоких случайных потенциалах. Велика вероятность того, что электрон, локализованный на таком потенциале, перейдет на другой случайный потенциал, не дождавшись дырки. По этой причине канал заселения таких состояний отдельными носителями оказывается неэффективным в отношении их вклада в излучение. Следует подчеркнуть, что использованный в настоящем эксперименте низкий уровень оптического возбуждения способствует такому разделению электронов и дырок.

При регистрации СВЛ на низкоэнергетическом крыле полосы люминесценции барьера максимум спектра при температуре 5 K находится существенно выше энергии резонанса свободного экситона (рис. 3, *b*). Такая форма СВЛ соответствует большой величине в (1) слагаемого C, определяющего вклад свободных носителей в заселение излучающих состояний. В низкоэнергетическое крыло полосы люминесценции барьера вносят вклад экситоны, локализованные на глубоких флуктуациях. Вероятность ухода электрона, локализованного на глубокой флуктуации, на еще более глубокую флуктуацию мала, к нему успевает присоединиться дырка, и образуется локализованный экситон. В такой ситуации генерация горячих носителей должна давать значительный вклад в люминесценцию. С ростом температуры увеличивается вероятность перехода носителя на другие потенциалы и на центры безызлучательной рекомбинации, вследствие чего вклад отдельных носителей в формирование локализованных экситонов уменьшается.

Обращает на себя внимание резкое изменение формы СВЛ низкоэнергетического крыла в узком интервале температур (рис. 3, *b*). Уже при $T > 20$ K вклад свободных носителей незначителен, в то время как большая глубина локализующего потенциала предполагает устойчивость локализованных экситонов к повышению температуры. Вклад в люминесценцию низкоэнергетического крыла полосы излучения барьера могут вносить экситоны, связанные на мелких примесях. Эффективным каналом образования таких экситонно-примесных комплексов является последовательный захват электрона и дырки. При повышении температуры образование таких комплексов прекращается, и соответственно уменьшается вклад свободных носителей в люминесценцию.

Спектры возбуждения люминесценции КЯ

СВЛ КЯ регистрировались в максимумах их полос люминесценции. Температурное поведение СВЛ самой тонкой КЯ QW1 сходно с поведением СВЛ низкоэнергетического крыла полосы люминесценции барьера (рис. 4, *a*). Максимум спектра при $T = 5$ K находится около 2.65 eV, т.е. значительно выше экситонного резонанса барьера. При $T > 30$ K вклад, который мы относим к свободным носителям, уже незначителен, и максимум СВЛ совпадает с экситоном барьера. Температурную трансформацию СВЛ QW1 можно объяснить тем, что для формирования экситона внутри КЯ требуется одновременное присутствие электрона и дырки. Для уровней тонкой КЯ высота барьеров невелика, поэтому при росте температуры усиливается выброс носителей в барьер, и это уменьшает вероятность образования экситона из отдельных носителей. В то же время распространение экситонной волновой функции тонкой КЯ QW1 в барьер способствует релаксации в эту КЯ экситонов барьера, которые делокализуются при повышении температуры.

СВЛ КЯ QW4 и QW3 при росте температуры трансформируются противоположным образом (рис. 4, *a, b*). При низких температурах в формирование их СВЛ заметный вклад вносит экситонный механизм релаксации возбуждения. Однако при $T > 40$ K вклад ре-

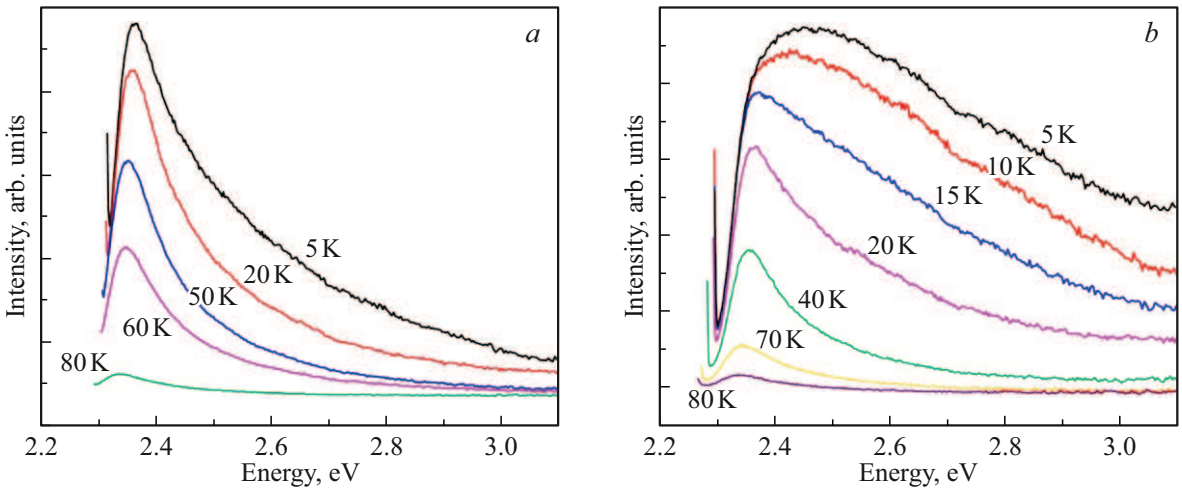

Рис. 3. СВЛ экситона барьерного слоя гетероструктуры $CdTe/Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ при различных температурах. (*a*) Измерение сигнала в максимуме полосы люминесценции; (*b*) измерение сигнала на низкоэнергетическом крыле полосы люминесценции (1/2 максимума).

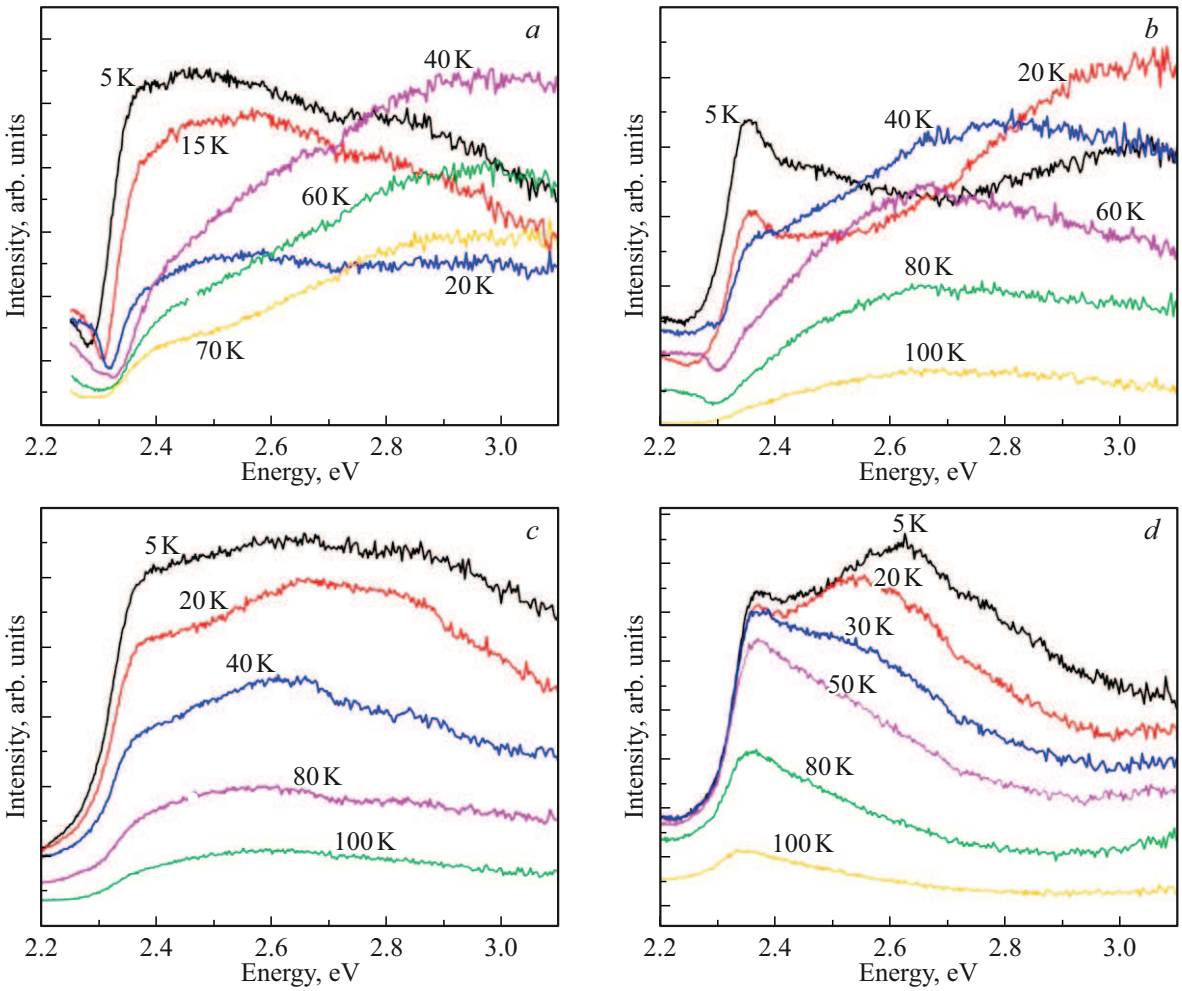

Рис. 4. СВЛ QW4 (*a*), QW3 (*b*), QW2 (*c*) и QW1 (*d*) гетероструктуры $CdTe/Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$ при различных температурах.

лаксации экситонов становится незначительным, при температурах выше 40 K экситоны в QW4 и QW3 образуются путем последовательного захвата носителей разного знака. Причиной температурного ослабления экситонного вклада в релаксацию возбуждения в QW4 и QW3, видимо, является уход экситонов барьера на безызлучательные центры, это проявляется в быстром температурном гашении люминесценции барьера.

Что касается СВЛ QW2, то во всем интервале температур 5–100 K в ее СВЛ наблюдаются лишь незначительные изменения (рис. 4, *c*). Вклады экситонов и носителей с ростом температуры изменяются схожим образом, так что радикальные изменения в СВЛ QW2 отсутствуют. Можно сказать, что температурное поведение СВЛ QW8 является промежуточным по сравнению с СВЛ тонкой и толстых КЯ.

Выводы

Форма СВЛ барьера гетероструктуры $CdTe/Cd_{0.6}Mg_{0.4}Te$, регистрируемого в максимуме полосы люминесценции, во всем исследованном интервале температур описывается экспонентой, основной вклад в заселение излучающих свет состояний вносит релаксация горячих экситонов. При низких температурах в заселение состояний, соответствующих низкоэнергетическому крылу излучения барьера, вносят большой вклад горячие свободные носители, при этом их вклад быстро уменьшается с повышением температуры.

Вклады горячих экситонов и носителей в СВЛ КЯ различной толщины при низких температурах сравнимы по величине. При высоких температурах люминесценция толстых КЯ определяется релаксацией горячих свободных носителей, тогда как в люминесценцию тонкой КЯ основной вклад дают горячие экситоны.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке исследовательского проекта СПбГУ 129360164.

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] A. Tomita, J. Shah, R.S. Knox. Phys. Rev. B, **53**, 10793 (1996).
[2] D. Guzun, Yu.I. Mazur, V.G. Dorogan, M.E. Ware, E. Marega, Jr., G.G. Tarasov, C. Lienau, G.J. Salamo. J. Appl. Phys., **113**, 154304 (2013).
[3] J.A. Lorenzo-Andrade, F. Sutara, I. Hernandez-Calderon. Superlattices and Microstructures, **87**, 47 (2015).
[4] V.Ya. Aleshkin, L.V. Gavrilenko, D.M. Gaponova, Z.F. Krasilnik, D.I. Kryzhkov, D.I. Kuritsyn, S.M. Sergeev, V.G. Lysenko. Pis'ma v ZhETF, **94**, 890 (2011) (in Russian).
[5] S.K. Lyo. Phys. Rev. B, **62**, 13641 (2000).
[6] A.N. Poddubny, A.V. Rodina. ZhETF, **149**, 614 (2016).
[7] Yu.I. Mazur, V.G. Dorogan, E. Marega, Jr., M. Benamara, Z.Ya. Zhuchenko, G.G. Tarasov, C. Lienau, G.J. Salamo. Appl. Phys. Lett., **98**, 083118 (2011).
[8] P.O. Holz, M. Sundaram, J.L. Merz, A.C. Gossard. Phys. Rev. B, **40**, 10021 (1989).
[9] V.F. Agekyan, N.G. Filosofov, G. Karczewski, A.N. Resnitsky, A.Yu. Serov, A.S. Smirnov, I.V. Shtrom, S.Yu. Verbin. St. Petersburg State Polytechnical University J.: Physics and Mathematics, **16**, 49 (2023).
[10] Г.В. Будкин, М.В. Еременко, А.Н. Резницкий. ЖЭТФ, **151**, 870 (2017).
[11] Е.Ф. Гросс, С.А. Пермогоров, В.В. Травников, А.В. Селькин. ФТТ, **14**, 1388 (1972).
[12] Е.Ф. Гросс, С.А. Пермогоров, В.В. Травников, А.В. Селькин. ФТТ, **14**, 1547 (1972).