

УДК 538.9

ОБНАРУЖЕНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ СИСТЕМЕ, СВЯЗАННОЙ С ЯДРАМИ ДИСЛОКАЦИЙ, В ТЕЛЛУРИДЕ КАДМИЯ

В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, В. С. Багаев, Е. Е. Онищенко,
С. И. Ченцов, М. А. Чернопицкий, А. И. Шарков

При низких (5 К) температурах продемонстрирована перестройка тонкой структуры линий дислокационной микрофотолюминесценции в теллуриде кадмия, наблюдаемая с уменьшением плотности мощности оптического возбуждения. Для каждой из трех исследованных полос Y_1 (~ 1.47 эВ), Y_2 (~ 1.49 эВ) и Y_3 (~ 1.51 эВ) характер этой перестройки указывает на существование перехода от электронно-дырочной плазмы к экситонным состояниям. Установлено, что тонкая структура полосы Y_3 при плотностях возбуждения ~ 0.1 – 0.01 Вт/см² обнаруживает признаки формирования метастабильных состояний, формирующихся с участием дислокационного ядра.

Ключевые слова: теллурид кадмия, дислокации, фотолюминесценция, квазиуровни Ферми.

Управление электронным спектром и механизмами релаксации носителей в кристаллическом теллуриде кадмия (CdTe), содержащем протяженные дефекты, играет решающее значение для целого ряда коммерчески востребованных технологий, связанных с солнечной энергетикой и изготовлением фотодетекторов [1–4]. К одному из наиболее распространенных типов протяженных дефектов, активно обсуждаемых применительно к данным приложениям, являются частичные дислокации (ЧД), обычно возникающие в результате диссоциации полной дислокации по механизму, предложенному Шокли [5]. Из результатов современных *ab-initio* расчетов [6] следует, что ядра таких дислокаций могут переходить из хорошо проводящего (металлического) состояния

в диэлектрическое и обратно. Принципиальная возможность подобных переходов определяется тем, что существует несколько сценариев реконструкции оборванных связей в ядре ЧД, которые сопровождаются формированием одно-, двух- или четырехпериодных структур вдоль дислокационной линии. Согласно расчетам выбор конкретного сценария, предположительно связанный с пайерлсовской неустойчивостью и зависящий от энергии Ферми, определяет конечные свойства дислокационного ядра. Но так как энергия Ферми электронной подсистемы зависит от окружения ЧД, изменение внешних условий может приводить к смене сценария реконструкции и, следовательно, переходам между металлическим и диэлектрическим состояниями. Очевидно, что подобные процессы критичны для оптоэлектроники, так как переход ядра ЧД в проводящее состояние может закорачивать фоточувствительную область p - n перехода, приводя к резкому увеличению токов утечки [7].

Несмотря на наличие расчетов, насколько нам известно, в современной литературе отсутствуют какие-либо экспериментальные данные, подтверждающие или опровергающие существование описанных выше метастабильных состояний для дислокационных ядер в CdTe. В данной работе обнаружена перестройка дислокационной микрофотолюминесценции (МФЛ) в CdTe, указывающая на существование в дислокационных ядрах перехода от электронно-дырочной плазмы к экситонным состояниям с уменьшением плотности мощности оптического возбуждения. По крайней мере, для некоторых экситонных состояний наблюдается резкая перестройка спектра излучения при сохранении (или при малом изменении) внешних условий, что подтверждает принципиальное существование метастабильных состояний, связанных с дислокационным ядром.

Для исследований дислокационной МФЛ были отобраны образцы релаксированных пленок CdTe, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на GaAs [310] подложках. Толщина пленок составляла 5.5 мкм. В пленках присутствовали прорастающие дислокации с плотностью 10^6 – 10^7 см⁻². Схематическое изображение пленки представлено на вставке рис. 1. Данные пленки используются в качестве виртуальной подложки для роста фоточувствительных HgCdTe слоев [8]. Для измерений фотолюминесценции (ФЛ) и МФЛ образец помещался в проточный гелиевый криостат и возбуждался непрерывным лазером ($\lambda = 472$ нм, стабильность мощности $< 2\%$). В случае измерений МФЛ излучение собиралось микрообъективом, также расположенным в криостате, и фокусировалось на входную щель решеточного монохроматора, оснащенного ПЗС матрицей. Пространственное разрешение метода составляло ~ 1 мкм при спектральном разрешении не хуже 0.1 мэВ. Следует отметить, что при плотности дис-

локаций 10^6 – 10^7 см $^{-2}$ используемое пространственное разрешение позволяет уверенно выделять ядра отдельных дислокаций.

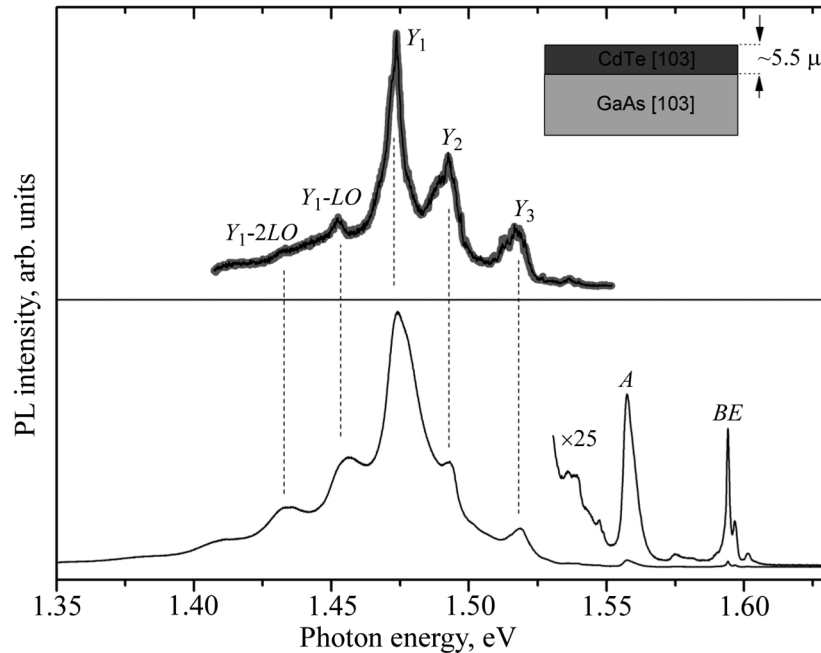


Рис. 1: Спектры фотолуминесценции, записанные из областей размером 1×1 мкм (верхние кривые) и 100×10 мкм (нижняя кривая) при температуре 5 К. Две кривые на верхнем рисунке иллюстрируют воспроизводимость экспериментальных данных при измерениях с высоким пространственным разрешением. На вставке приведена схема исследуемого образца.

Используемый подход основан на том, что ядра дислокаций формируют квазиодномерные минизоны, расположенные в запрещенной зоне CdTe, и по крайней мере, некоторые из этих минизон формируют активные в люминесценции переходы [6]. При изменении интенсивности оптического возбуждения меняются квазиуровни Ферми для электронов и дырок, что неизбежно должно приводить к изменению заселенности дислокационных минизон. В результате может возникать перестройка дислокационного ядра, предсказанная в работе [6]. Эта перестройка, в свою очередь, должна сказываться на тонкой структуре полос дислокационной ФЛ, которая и является основным индикатором возможных изменений структуры дислокационного ядра. Следует отметить, что наблюдение подобных эффектов не представляются возможным при обычных измерениях ФЛ из-за неоднородного уширения рекомбинационных линий, связанных с дислокациями. Тем не менее, при высоком (~ 1 мкм) пространственном разрешении,

низких (< 10 К) температуре и плотности возбуждения (< 1 Вт/см²), тонкая структура излучения отдельных дислокационных ядер уверенно регистрируется [9].

Нижняя кривая на рис. 1 иллюстрирует обзорные спектры ФЛ пленки CdTe/GaAs, записанные при температуре 5 К, и плотности возбуждения $P = 0.4$ Вт/см² из области размером 100×10 мкм. В спектре доминирует относительно узкая линия (Y_1 , ~ 1.475 эВ), для которой регистрируются фоновые повторения с участием продольных оптических (LO) фононов CdTe. В литературе данная линия приписывается излучению частичных 90° дислокаций Шокли с теллурическим ядром [10–12]. На коротковолновом крыле линии Y_1 присутствуют два дополнительных пика Y_2 (1.490 эВ) и Y_3 (1.513 эВ). Исходя из особенностей этих линий, их следует приписать либо частичным дислокациям, либо дислокациям с малым вектором Бюргерса типа дислокаций Ломер–Коттрелла [13]. В коротковолновой части спектров регистрируется излучение связанных экситонов (BE) и излучение с участием мелких акцепторных центров (A). В целом, спектр ФЛ на рис. 1 типичен для релаксированных плёнок CdTe.

Верхние кривые на рис. 1 иллюстрируют спектр МФЛ, записанный при тех же условиях, что и нижняя кривая, но из области размером 1×1 мкм, в которой наблюдается сравнительно интенсивное дислокационное излучение. Две кривые, демонстрирующие воспроизводимость экспериментальных данных, записаны последовательно друг за другом из одной и той же области. Как видно из рис. 1, увеличение пространственного разрешения не приводит к заметной перестройке спектра дислокационной люминесценции, но позволяет лучше разделить линии Y_1, Y_2 .

Как и ожидалось, трансформация спектра дислокационного излучения наблюдается с уменьшением уровня возбуждения, см. рис. 2. При $P \sim 0.1$ Вт/см² каждая из трех полос дислокационной люминесценции обнаруживает тонкую структуру, состоящую из пиков с ширинами ~ 0.5 мэВ. Данные пики, не характерные для переходов с участием свободных носителей, типичны для экситонных состояний. Экситонная природа пиков подтверждается близкой к квадратичной зависимостью их интенсивности от плотности мощности возбуждения.

Исчезновение пиков, наблюдаемое при плотностях возбуждения ~ 0.4 Вт/см² и более, однозначно указывает на перестройку электронно-дырочной системы дислокационного ядра. В случае дислокационных полос Y_1 и Y_2 возникающие экситонные состояния демонстрируют высокую стабильность со временем и их спектральное положение слабо зависит (или не зависит вовсе) от плотности мощности возбуждения. Резких изменений спектров МФЛ при изменении плотности мощности возбуждения, а, следовательно, и

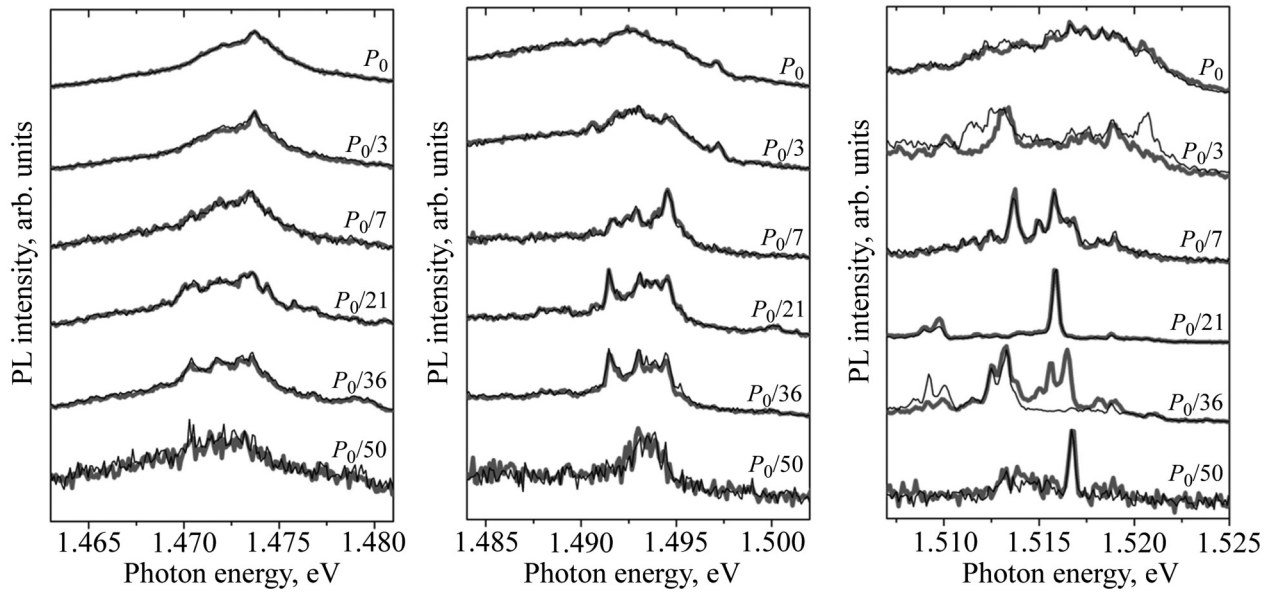


Рис. 2: Зависимость тонкой структуры Y_1 линии (слева), Y_2 линии (по центру) и Y_3 линии (справа) от плотности мощности возбуждения при температуре 5 К. Размер анализируемой области на поверхности образца — 1×1 мкм. Для каждой плотности мощности возбуждения приведены результаты двух измерений, выполненных последовательно друг за другом. Плотности мощности возбуждения указаны на рисунках справа. $P_0 \sim 0.4$ Вт/см². Все приведенные спектры нормированы на максимум интенсивности.

положений квазиуровней Ферми для электронов и дырок, не регистрируется. В этом случае обнаруженная трансформация спектров, скорее всего, связана с фазовым переходом, вызванным экранированием кулоновского взаимодействия. Подобный фазовый переход, наблюдающийся в квантовых проволоках [14], по-видимому, не связан с изменением структуры дислокационного ядра — он определяется подавлением экситонных состояний и образованием (вырожденной) электронно-дырочной плазмы. Следует отметить, что за счет одномерного характера дислокационных минизон, возникающая электронно-дырочная плазма может демонстрировать свойства одномерной жидкости Томанаго–Латинджера, в которой движение носителей коррелировано даже при слабом взаимодействии между ними [15].

Как видно из рис. 2, наиболее интересная ситуация реализуется для дислокационной полосы Y_3 . В данном случае, с одной стороны, с уменьшением плотности мощности возбуждения уверенно регистрируется формирование узких пиков. Это, как отмечалось

выше, прямо указывает на формирование экситонных состояний, связанных с дислокационным ядром. С другой стороны, возникающие узкие пики не только демонстрируют резкую зависимость спектрального положения от плотности мощности возбуждения, но и обнаруживают явные признаки метастабильных состояний. В частности, как видно из рис. 2, при плотности мощности возбуждения ~ 10 мВт/см² наблюдаются резкие смещения пиков более чем на 10 мэВ с течением времени. Эти изменения, наблюдаемые на масштабах нескольких минут, не могут быть приписаны экранированию экситонных состояний. Они прямо указывают на резкую модификацию структуры излучающих состояний и/или их ближайшего окружения.

Таким образом, на основе измерений спектров низкотемпературной фотолюминесценции продемонстрировано существование фазовых переходов в электронно-дырочной системе, формируемой дислокационными ядрами в CdTe. Установлено, что тонкая структура, по крайней мере, одной из полос дислокационной люминесценции CdTe, обнаруживает признаки формирования метастабильных состояний с участием дислокационного ядра.

Авторы благодарны коллективу технологов из ИФП СО РАН за предоставленные образцы. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант № 19-79-30086).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] C. Sun, T. Paulauskas, F. G. Sen, et al., *Sci. Rep.* **6**, 27009 (2016).
- [2] C. Li, J. Poplawsky, Y. Yan, and S. J. Pennycook, *Mater. Sci. Semicond. Process.* **65**, 64 (2017).
- [3] S. Lee, J. S. Kim, K. R. Ko, et al., *Sci. Rep.* **8**, 14810 (2018).
- [4] W. Lei, J. Antoszewski, and L. Faraone, *Appl. Phys. Rev.* **2**, 041303 (2015).
- [5] K. Jones, W. Yin, M. Al-Jassim, et al., *Ultramicroscopy* **134**, 113 (2013).
- [6] K. E. Kweon, D. Aberg, and V. Lordi, *Phys. Rev. B* **93**, 174109 (2016).
- [7] S. Usami, Y. Ando, A. Tanaka, et al., *Appl. Phys. Lett.* **112**, 182106 (2018).
- [8] Y. Sidorov, I. Loshkarev, I. Sabinina, et al., *Phys. Status Solidi C* **13**(7–9), 425 (2016).
- [9] V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev, S. I. Chentsov, et al., *Journal of Luminescence* **200**, 240 (2018).
- [10] S. Hildebrandt, H. Uniewski, J. Schreiber, and H. Leipner, *Journal de Physique III* **7**, 1505 (1997).

- [11] M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Cywinski, et al., *Journal of Applied Physics* **97**, 013519 (2005).
- [12] U. Hilpert, J. Schreiber, L. Worschech, et al., *Journal of Physics: Condensed Matter* **12**, 10169 (2000).
- [13] V. S. Krivobok, S. I. Chentsov, S. N. Nikolaev, et al., *Appl. Phys. Lett.* **115**, in print (2019).
- [14] B. Alen, D. Fuster, G. Munoz-Matutano, et al., *PRL* **101**, 067405 (2008).
- [15] S. Tomonaga, *Progress in Theoretical Physics* **5**, 544 (1950); J. M. Luttinger, *Journal of Mathematical Physics* **4**, 1154 (1963).

Поступила в редакцию 10 декабря 2019 г.

После доработки 28 февраля 2020 г.

Принята к публикации 2 марта 2020 г.