

## НАБЛЮДЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЦЕНТРОВ, СФОРМИРОВАННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ЯДЕР В ПЛЁНКАХ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ

А. А. Пручкина<sup>1,2</sup>, В. С. Кривобок<sup>1,2</sup>, М. А. Чернопицкий<sup>1,2</sup>,  
С. Н. Николаев<sup>1</sup>, С. И. Ченцов<sup>1</sup>, Н. С. Татарина<sup>2</sup>, Л. А. Баринов<sup>2</sup>

*В плёнке теллурида кадмия с системой дефектов упаковки, ориентированной вдоль выделенной плоскости (111), продемонстрировано наличие двух типов люминесцентных центров, характеризующихся высокой степенью линейной поляризации излучения и демонстрирующих разную ориентацию плоскости линейной поляризации по отношению к выделенному направлению  $[-111]$ . Анализ отдельных (квантовых) излучателей, относящихся к данным центрам, позволяет утверждать, что они представляют собой экситонные состояния, сформированные фрагментами ядер частичных дислокаций двух разных типов. Спектральное положение и поляризация излучателей первого типа указывают на их связь с теллуридовым ядром  $90^\circ$  дислокаций Шокли. Наличие излучателей второго типа является указанием на то, что, по крайней мере, одна из трех оставшихся разновидностей частичных дислокаций ( $90^\circ$  с кадмиевым ядром,  $30^\circ$  с теллуридовым и кадмиевым ядрами) формирует мелкие экситонные состояния с высокой интенсивностью люминесценции.*

**Ключевые слова:** теллурид кадмия, CdTe, фотолюминесценция, протяжённые дефекты.

<sup>1</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: kolob7040@gmail.com.

<sup>2</sup> МФТИ, 141701 Россия, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

*Введение.* Механизмы релаксации носителей и формирования электронного спектра в полупроводниковых материалах, содержащих протяженные дефекты, играют решающее значение для целого ряда коммерчески востребованных технологий, в том числе связанных с солнечной энергетикой [1–3] и изготовлением фотодетекторов различного типа [4, 5]. По этой причине в настоящее время активно обсуждается влияние наиболее распространенных типов протяженных дефектов таких, как дислокации [6, 7], границы зерен [8, 9], дефекты упаковки [10] и др. [11] на электронно-дырочную систему объемных полупроводников и полупроводниковых гетероструктур. Результаты расчетов “из первых принципов” [12, 13] позволяют утверждать, что при наличии оборванных связей электронные свойства и внутренняя структура протяженных дефектов могут радикально зависеть от их взаимодействия с примесями и собственными точечными дефектами. В ряде случаев данное взаимодействие приводит к сложным процессам, которые, согласно расчетам, являются критичными для управления свойствами материалов [14, 15].

Наглядной иллюстрацией являются результаты моделирования частичных дислокаций в CdTe, для которых энергетически наиболее выгодная внутренняя структура зависит от энергии Ферми и, соответственно, примесно-дефектного окружения дислокации [6]. Согласно расчетам, в зависимости от положения уровня Ферми, оборванные связи формируют одно-, двух- или четырехпериодные структуры вдоль ядра дислокации, стимулируя переход от полуизолирующего состояния ядра в хорошо проводящее металлическое состояние. Очевидно, что подобные явления достаточно сложно исследовать экспериментально, особенно принимая во внимание характерную для дислокаций неоднородность структуры, вызванную их ветвлением и/или формированием дислокационных ступеней [16]. В то же время спектр дислокационных состояний и перестройка электрофизических свойств ядра в результате изменения энергии Ферми могут играть определяющую роль при формировании фоточувствительной области  $p$ - $n$ -перехода [17–19]. При переходе к полупроводниковым гетероструктурам физические явления, связанные с дислокациями, становятся еще более сложными. В частности, наблюдается формирование нестандартных люминесцентных центров с участием протяженных дефектов [20, 21].

В данной работе для исследования электронной подсистемы дислокаций в CdTe апробирован подход, позволяющий избежать ограничений, накладываемых структурным беспорядком. Для этого используется поиск и статистический анализ одиночных люминесцентных центров, формируемых дислокационными ядрами. При низких темпе-

ратурах подобные центры обеспечивают оптический доступ к анизотропным электронным состояниям дислокационного ядра. В работе показано, что дислокации в CdTe формируют, по крайней мере, два типа люминесцентных центров, свойства которых характерны для сильноанизотропных электронных состояний. При этом первый тип ожидаемо относится к  $90^\circ$  частичным дислокациям с теллуровым ядром. Наличие излучателей второго типа указывает на то, что, по крайней мере, одна из трех оставшихся разновидностей частичных дислокаций формирует мелкие экситонные состояния с высокой интенсивностью люминесценции.

*Микрофотолюминесценция CdTe/Si.* Для измерений низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) и микрофотолюминесценции (МФЛ) при 5 К отобранный образец с пленкой CdTe помещался в проточный гелиевый криостат. Поверхность пленки возбуждалась непрерывным лазером  $\lambda = 472$  нм, стабильность мощности  $< 2\%$ . Диаметр пятна возбуждения на образце составлял  $\sim 1$  мм. В случае измерений МФЛ излучение собиралось микрообъективом, также расположенным в криостате, и после прохождения пленочного поляризатора фокусировалось на входную щель решеточного монохроматора, оснащенного многоканальной ПЗС матрицей. Совмещение увеличенного изображения образца с плоскостью ПЗС приемника позволяло получать на нем разрешенные по поляризации двумерные картины сигнала МФЛ, ось ординат у которых соответствовала пространственной координате вдоль определенного направления, а ось абсцисс – длине волны рекомбинационного излучения [20]. Данный режим записи обеспечивал многоканальность измерений, играющую решающее значение при записи карт сигнала ФЛ при низких плотностях возбуждения. Пространственное разрешение метода составляло  $\sim 1$  мкм при спектральном разрешении не хуже 0.1 эВ. Для получения полноценных пространственных карт использовалось сканирование корректирующей линзой.

На рис. 1(а) приведён обзорный спектр ФЛ (нижняя кривая) отрелаксировавшей плёнки CdTe/Si (103). Коротковолновая линия с максимумом на 1.595 эВ соответствует излучению свободных экситонов. Данная интерпретация подтверждается наличием ярко выраженного резонанса в спектре отражения (верхняя кривая на рис. 1(а)). Осцилляции, наблюдаемые в длинноволновой части спектра отражения, возникают за счет интерференции в плёнке CdTe. Наиболее яркая линия в коротковолновой части спектра излучения на рис. 1(а), а также особенности, наблюдаемые на ее длинноволновом крыле (1.57–1.58 эВ), определяются люминесценцией связанных экситонов. Сравнительно интенсивный пик (L1) в районе  $\sim 1.555$  эВ соответствует излучению мелких акцепторов с энергией основного состояния  $\sim 50$  мэВ. В длинноволновой части спектра доминирует

линия ( $Y_1 \sim 1.47$  эВ), для которой регистрируются фоновые повторения с участием продольных оптических (LO) фононов CdTe. В литературе данная линия приписыва-

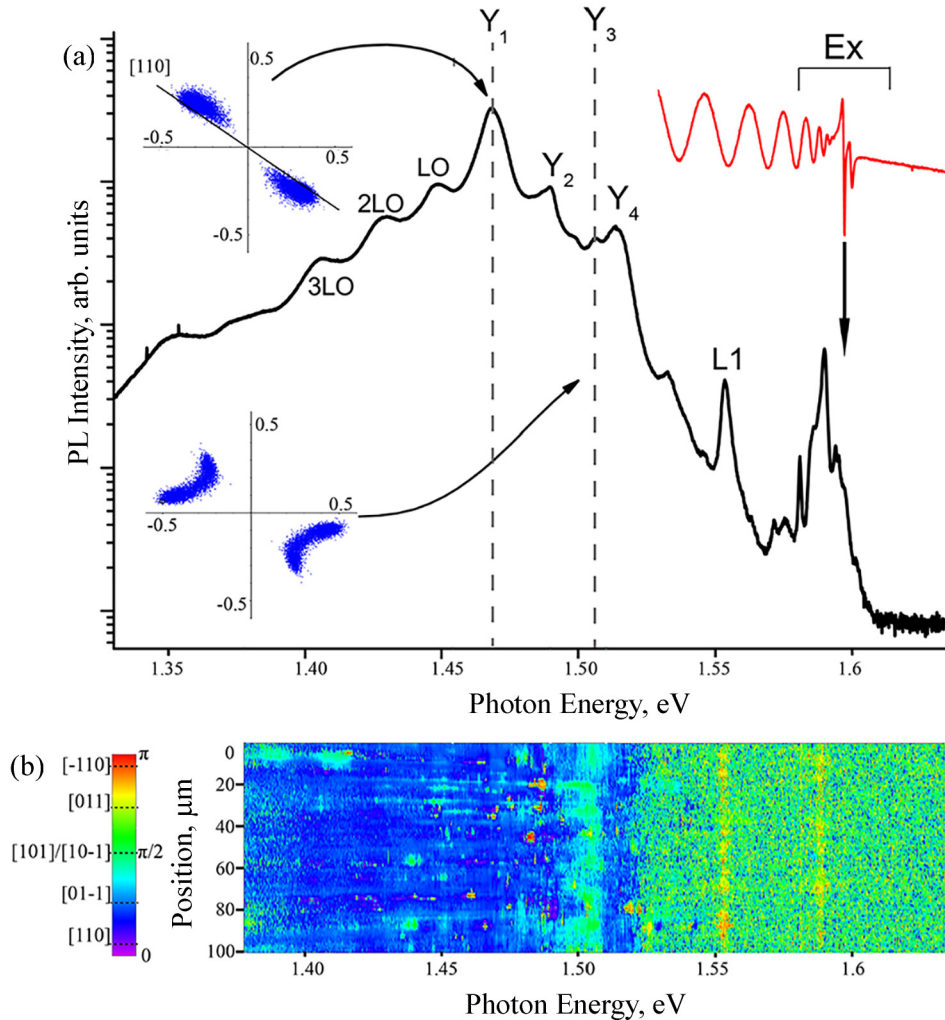


Рис. 1: (а) Нижняя кривая – спектр ФЛ пленки CdTe/Si (103). Верхняя кривая – спектр отражения той же пленки, записанный вблизи дна экситонной зоны. Верхняя вставка (слева) иллюстрирует статистику преобладающей (линейной) поляризации для области, соответствующей  $Y_1$  линии и ее связь с проекцией направления [110] на плоскость (103). Нижняя вставка иллюстрирует статистику преобладающей (линейной) поляризации для области, расположенной вблизи  $Y_3$  пика. Ex означает область экситона; (б) зависимость ориентации плоскости линейной поляризации МФЛ от энергии испущенного кванта и положения на образце вдоль направления  $[-311]$ . Все измерения выполнены при температуре 5 К.

ется излучению частичных  $90^\circ$  дислокаций Шокли [22–24]. На коротковолновом крыле линии  $Y_1$  присутствуют три дополнительных пика ( $Y_2 - 1.490$  эВ,  $Y_3 - 1.505$  эВ,  $Y_4 - 1.514$  эВ), ранее в разных работах, приписанных как точечным [25, 26], так и протяженным дефектам [27].

Вставки на рис. 1(а) иллюстрируют статистику поляризации МФЛ в спектральных диапазонах, соответствующих  $Y_1$  и  $Y_3$  линиям. Каждая точка на вставках соответствует сигналу МФЛ из области размером  $20 \times 20$  мкм: степень поляризации отвечает расстоянию точки до начала координат, а угол  $\varphi$  разворота радиуса-вектора отражает ориентацию плоскости линейной поляризации. В случае  $Y_1$  линии (1.458–1.483 эВ, верхняя вставка на рис. 1(а)) для линейной поляризации регистрируется выделенное направление, в пределах погрешности эксперимента совпадающее с проекцией направления  $[1\ 1\ 0]$  на плоскость поверхности  $(1\ 0\ 3)$ . Данная тенденция для сигнала МФЛ наблюдается и в более широком диапазоне  $\sim 1.4$ – $1.52$  эВ. Однако поляризационная статистика в узкой спектральной окрестности  $Y_3$  линии (1.502–1.510 эВ, нижняя вставка на рис. 1(а)) демонстрирует принципиально другую картину: при заметной степени линейной поляризации ориентация плоскости линейной поляризации случайным образом меняется в разных областях размером  $20 \times 20$  мкм на поверхности образца.

Механизм нестандартного поведения поляризации МФЛ в спектральном диапазоне вблизи  $Y_3$  линии, тем не менее, удастся восстановить при увеличении пространственного разрешения до  $\sim 1$  мкм. Рис. 1(б) иллюстрирует спектрально-пространственную карту, представляющую собой зависимость угла  $\varphi$ , который определяет ориентацию плоскости линейной поляризации сигнала МФЛ от энергии кванта (ось абсцисс) и положения на образце (ось ординат). Для установления связи между углом  $\varphi$  на карте и ориентацией ядер дислокаций слева на цветовой шкале показана проекция направления  $[1\ 1\ 0]$  на плоскость  $(1\ 0\ 3)$ . Как видно из рис. 1(б), подавляющая часть сигнала МФЛ в спектральном диапазоне 1.38–1.48 эВ в основном поляризована вдоль выделенного направления  $[1\ 1\ 0]$  (синий цвет). Это согласуется со статистикой на верхней вставке рис. 1(а). В то же время сложная картина поляризационной статистики, наблюдаемая на нижней вставке рис. 1(а), соответствует спектрально-локализованной области с поляризацией, развернутой на  $\sim 60^\circ$  по отношению к проекции направления  $[1\ 1\ 0]$  (зелёный цвет), лишь местами имеющей синие вкрапления.

*Поляризационные свойства дислокационного излучения в CdTe/Si.* Как известно, в CdTe наблюдается несколько основных видов скользящих дислокаций:  $60^\circ$  – полная,  $30^\circ$  и  $90^\circ$  – частичные дислокации с Cd или Te ядром. Однако  $60^\circ$  полная дислокация или

$30^\circ$  частичные дислокации с Cd или Te ядром создают сравнительно глубокие состояния и не являются центрами излучательной рекомбинации [6].  $90^\circ$  частичная дислокация с ядром из Te проявляет металлическое поведение. В современной литературе излучающими считаются только состояния, образованные Te ядром  $90^\circ$  частичной дислокации Шокли [6, 23].

В гранецентрированных кубических кристаллах скользящие дислокации распространяются вдоль семейства направлений  $\langle 1\ 1\ 0 \rangle$  [16]. Как следует из экспериментов, проведённых в других кубических полупроводниках группы  $A_2B_6$  [23], для люминесцирующих электронных состояний, сформированных ядром  $90^\circ$  дислокации с Cd ядром, следует ожидать линейной поляризации дислокационного излучения в плоскости, образованной ядром дислокации и оптической осью регистрирующей системы. Таким образом, ввиду наличия выделенного направления  $[1\ 1\ 0]$  для дислокационного излучения в исследуемой пленке следует ожидать линейной поляризации, направленной вдоль проекции  $[1\ 1\ 0]$  на плоскость поверхности  $(1\ 0\ 3)$ . Данное утверждение прекрасно согласуется с экспериментальными данными на рис. 1 для спектрального диапазона 1.40–1.52 эВ, из которого исключена узкая область  $\sim 1.50$ – $1.51$  эВ. Это означает, что синий фон ( $\varphi \sim 30 - 40^\circ$  на карте угла (рис. 1(b)) следует приписать различным механизмам излучательной рекомбинации с участием Te ядра  $90^\circ$  частичной дислокации. Тем не менее, имеющиеся представления не позволяют объяснить зелёные вкрапления ( $\varphi \sim 90 - 100^\circ$ ) на синем фоне, в частности, спектрально-локализованную  $Y_3$  линию в районе 1.49–1.51 эВ.

Обычные спектры ФЛ (рис. 1(a)) не позволяют последовательно анализировать люминесценцию, соответствующую  $Y_3$  линии из-за ее наложения на более интенсивный люминесцентный фон. Для выделения сигнала МФЛ, поляризованного в направлении, соответствующем зелёному фону на рис. 1(b), были проведены разностные измерения при развороте анализирующего поляризатора на  $90^\circ$  относительно  $\varphi = 40^\circ$ . Абсолютное значение полученной разности, представленное в виде карты интенсивности сигнала МФЛ на рис. 2, позволяет, подавив обычное дислокационное излучение (синий фон на рис. 1(b)), выделить линейно-поляризованный вдоль  $\varphi \sim 100^\circ$  сигнал, соответствующий зеленому фону. Из рис. 1(b) видно, что сигнал МФЛ в диапазоне 1.50–1.51 эВ формируют отдельные точечные излучатели с высокой степенью линейной поляризации. Размер излучателей и спектральная ширина линии определяются пространственным разрешением установки. Для стандартного “синего” фона также наблюдаются подобные точечные излучатели, но поляризованные в направлении проекции  $[1\ 1\ 0]$  на плоскость

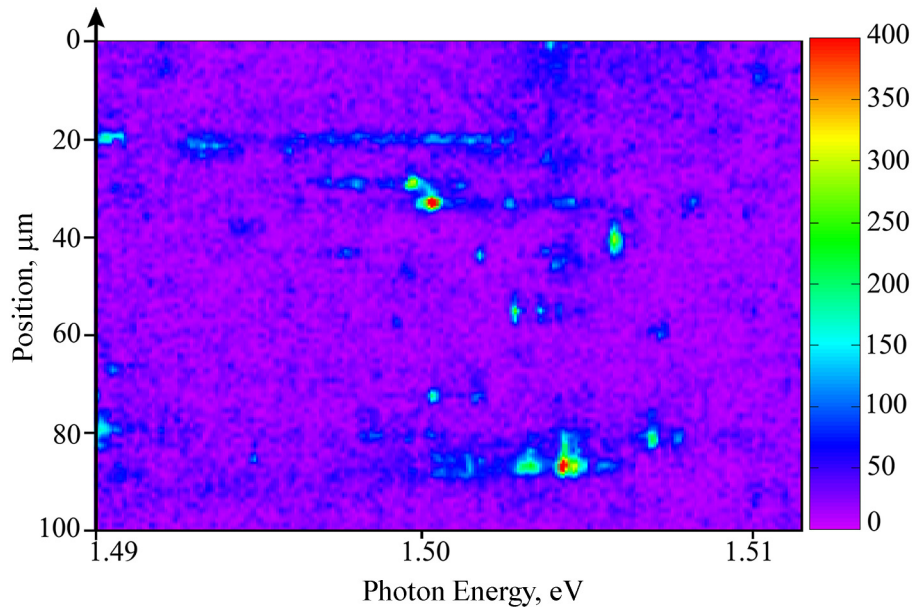


Рис. 2: Зависимость разностного сигнала МФЛ от энергии испущенного кванта и положения на образце вдоль направления  $[-311]$ , записанная при температуре 5 К. Разностный сигнал получен вычитанием сигналов МФЛ, записанных при различных ориентациях поляризатора  $I_{diff} = I(40^\circ) - I(40^\circ + \pi/2)$ .

(1 0 3). Данные излучатели описываются в рамках стандартных представлений об экситонах, связанных на невозмущённых фрагментах ядер  $90^\circ$  частичной дислокации, и описываются в других работах [28, 29].

Выделение одиночных излучателей позволило провести последовательный анализ люминесцентной системы, соответствующей  $Y_3$  линии.

*Анализ  $Y_3$  линии.* На рис. 3((a),(b)) представлены характерные примеры спектров одиночных излучателей с карты на рис. 2, записанные при различных положениях анализирующего поляризатора с шагом  $10^\circ$ . Видно, что излучатели как второго (помечены стрелками), так и первого типа представляют собой узкие пики (полуширина  $\sim$ мэВ), демонстрирующие высокую степень линейной поляризации, что характерно для дислокационного излучения за счет сильной анизотропии соответствующих электронных состояний [23]. Рис. 3((a),(b)) показывает, что плоскость линейной поляризации излучателей второго типа действительно совпадает по направлению с проекцией  $[1\ 0\ 1]/[1\ 0\ -1]$  на плоскость (1 0 3). Связь соответствующих излучателей с кристаллической решёткой CdTe подтверждается наличием фоновых повторений, сдвинутых на энергию продольного оптического (LO) фонона CdTe (21 мэВ) от бесфононной (ZPL)

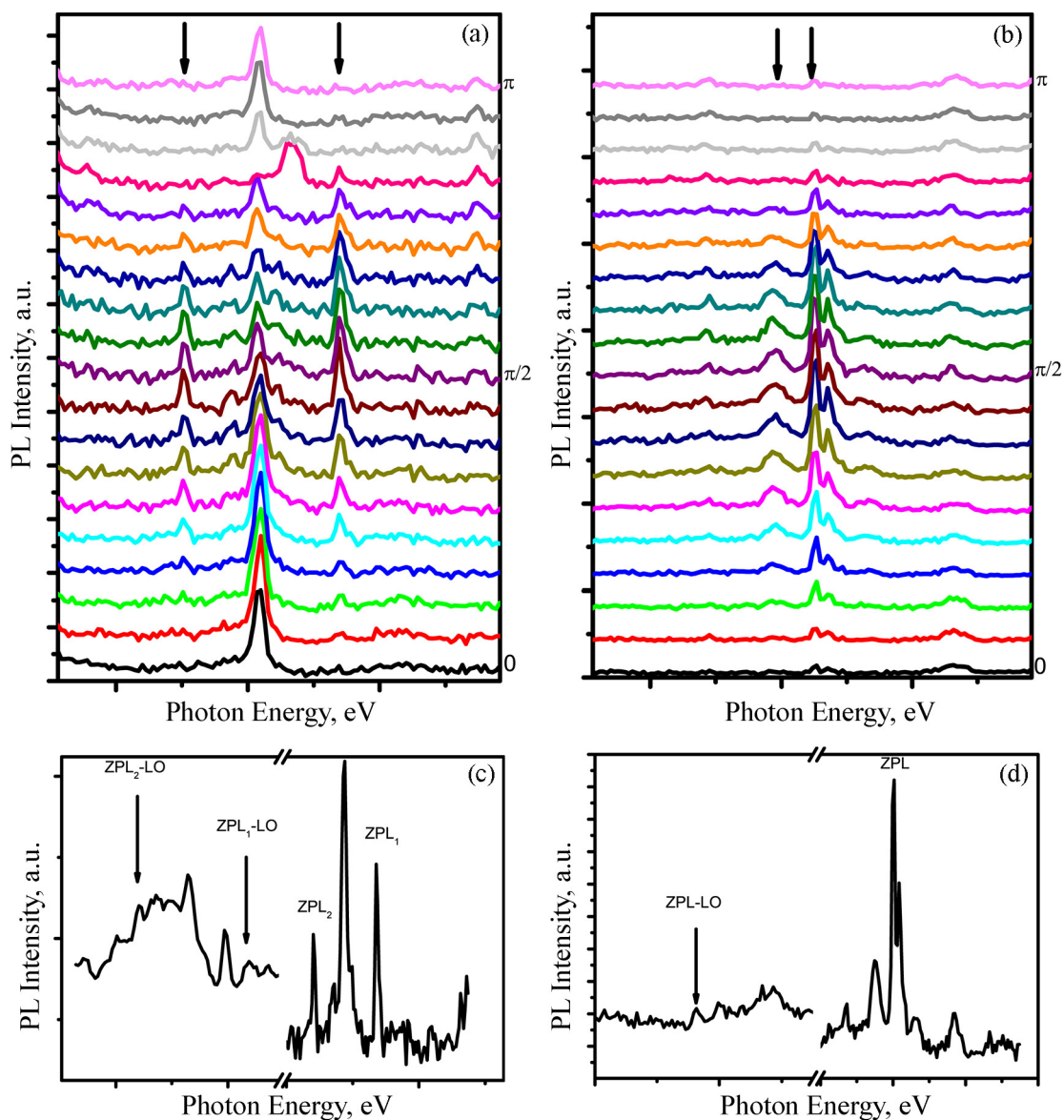


Рис. 3: ((a), (b)) Характерные примеры спектров МФЛ для отдельных излучателей на рис. 2, записанные при различных положениях анализирующего поляризатора; ((c), (d)) фрагменты спектров МФЛ, демонстрирующие слабую связь с решеткой CdTe для излучателей на рис. 3 ((a),(b)).

линии (рис. 3((c),(d))). Как видно из рис. 3((c),(d)) одиночные излучатели демонстрируют относительно малое значение фактора Хуанга–Рис ( $s < 0.1$ ), что типично для излучающих состояний, которые охватывают много элементарных ячеек [30]. Таким образом, спектральное положение, узкая ширина линии, высокая степень линейной по-



ляризации и низкое отношение интенсивности бесфононной линии к интенсивности фононного повторения указывает на то, что излучатели, спектры МФЛ которых показаны на рис. 3((a),(b)), формируются с участием дислокации, причем анизотропное излучающее состояние охватывает много элементарных ячеек.

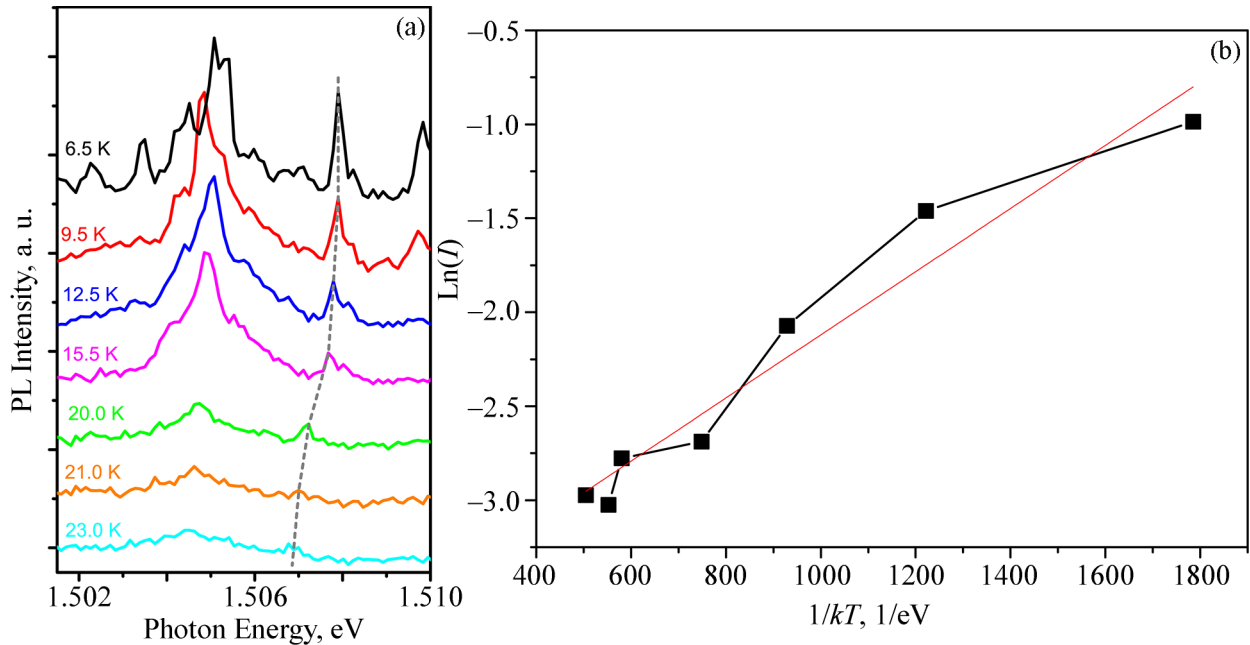


Рис. 4: (a) Пример тушения излучателя с увеличением температуры; (b) зависимость логарифма интегральной интенсивности излучателя на рис. 4(a) от обратной температуры (черные квадраты). Красная прямая – аппроксимация экспериментальных данных линейной зависимостью, позволяющая оценить энергию термической активации.

На рис. 4(a) представлена температурная зависимость спектров МФЛ для одиночного излучателя в спектральном диапазоне, соответствующем линии  $Y_3$  на рис. 1(a). Видно, что интенсивность излучателя быстро гаснет с увеличением температуры. Спектральный сдвиг линии обусловлен сдвигом зоны CdTe с температурой. На рис. 4(b) представлена зависимость интенсивности излучателя в зависимости от обратной температуры (чёрные квадраты), позволяющая оценить энергию активации дефекта, ответственного за линию излучения. Полученное значение тангенса наклона линейного фита (красная линия) зависимость позволило оценить энергию термической активации состояния как  $E_A = \text{tg}(k) = 1.6$  мэВ. Такая относительно малая энергия термической активации свидетельствует, что излучатели образованы слабо локализованным состоя-

нием, например, экситоном на фрагменте ядра невозмущённого протяжённого дефекта. Именно такой температурной зависимости следует ожидать вследствие тепловой делокализации слабо связанного экситона с последующей его диффузией и безызлучательным распадом в сильно нарушенных областях дислокационного ядра.

Таким образом, полученные результаты однозначно указывают, что одиночные излучатели, расположенные в области излучения  $Y_3$  линии, образованы экситонами, локализованными на слабозвозмущённом фрагменте ядра дислокации, однако отличной от связанными с  $Y_1$  линией  $90^\circ$  частичными дислокациями Шокли. Несмотря на то, что в современной литературе  $60^\circ$  полные и  $30^\circ$  частичные дислокации считаются неизлучающими, именно среди них стоит искать кандидата на роль протяжённого дефекта, ответственного за “зелёные” состояния.

*Заключение.* На основе измерений низкотемпературной (5 К) МФЛ плёнки отрелаксировавшего CdTe/Si продемонстрировано существование двух типов дислокационных ядер, формирующих яркие (квантовые) излучатели с разной ориентацией линейной поляризации. Для каждого из типов ядер наблюдаются как излучатели, сформированные их слабозвозмущёнными фрагментами, так и излучатели, для которых возмущение ядра приводит к заметному сдвигу линии и изменению величины электрон-фононной связи. Структура исследуемой плёнки указывает на то, что обнаруженные излучатели формируются экситонными состояниями, образованными ядрами частичных дислокаций, в то время как ориентация плоскости линейной поляризации позволяет приписать первый тип излучателей Te ядрам  $90^\circ$  дислокаций Шокли. Наличие ярких излучателей второго типа, относящихся к какому-либо из трех оставшихся типов частичных дислокаций ( $90^\circ$  с Cd ядром,  $30^\circ$  с Te и Cd ядрами), противоречит существующим представлениям о строении дислокационных ядер в CdTe и требует дальнейших исследований.

Авторы благодарны коллективу технологов ИФТП СО РАН за предоставленные образцы. Работа выполнена при поддержке программы стратегического академического лидерства “Приоритет-2030” (Соглашение 075-02-2021-1316 от 30.09.2021, раздел 2, 3) и Российского научного фонда (грант № 19-79-30086, раздел 4).

## 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). DOI: <https://doi.org/10.1038/srep27009>.

- [2] C. Li, J. Poplawsky, Y. Yan, S. J. Pennycook, *Mater. Sci. Semicond. Process.* **65**, 64 (2017). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2016.06.017>.
- [3] J. N. Duenow, J. M. Burst, D. S. Albin, et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**(5), 053903 (2014). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4892401>.
- [4] J. W. Murphy, L. Smith, J. Calkins, et al., *Appl. Phys. Lett.* **105**(11), 112107 (2014). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4895925>.
- [5] S. Lee, J. S. Kim, K. R. Ko, et al., *Sci. Rep.* **8**, 14810 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1038/s41598-018-33240-1>.
- [6] K. E. Kweon, D. Aberg, V. Lordi, *Phys. Rev. B* **93**, 174109 (2016). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.174109>.
- [7] C. Li, Y. Wu, T. J. Pennycook, et al., *Phys. Rev. Lett.* **111**, 096403 (2013). DOI: <https://doi.org/PhysRevLett.111.096403>.
- [8] J.-S. Park, J. Kang, J.-H. Yang, et al., *New J. Phys.* **17**, 013027 (2015). DOI: <https://doi.org/10.1088/1367-2630/17/1/013027>.
- [9] R. Backofen, K. R. Elder, A. Voigt, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 126103 (2019). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.126103>.
- [10] J.-S. Park, S. Kim, A. Walsh, *Phys. Rev. Mater.* **2**, 014602 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.2.014602>.
- [11] N. E. B. Cowern, S. Simdyankin, C. Ahn, et al., *Phys. Rev. Lett.* **110**, 155501 (2013). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.155501>.
- [12] B. Ziebarth, M. Mrovec, C. Elsasser, et al., *Phys. Rev. B* **91**, 035309 (2015). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.91.035309>.
- [13] E. S. Sanli, D. Barragan-Yani, Q. M. Ramasse, et al., *Phys. Rev. B* **95**, 195209 (2017). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.195209>.
- [14] Y. Kim, A. S. Disa, T. E. Babakol, et al., *Phys. Rev. B* **92**, 064105 (2015). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.064105>.
- [15] Z. Yang, W. Hu, L. Zhang, et al., *Phys. Rev. Mater.* **3**, 033602 (2019). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.3.033602>.
- [16] C. Li, J. Poplawsky, Y. Wu, et al., *Ultramicroscopy* **134**, 113 (2013). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2013.06.010>.
- [17] T. Hamachi, T. Tohei, M. Imanishi, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **58**, SCCB23 (2019). DOI: <https://doi.org/10.7567/1347-4065/ab1392>.
- [18] S. Usami, Y. Ando, A. Tanaka, et al., *Appl. Phys. Lett.* **112**, 182106 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5024704>.

- [19] S. Besendörfer, E. Meissner, A. Lesnik, et al., J. Appl. Phys. **125**, 095704 (2019). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5065442>.
- [20] V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev, S. I. Chentsov, et al., J. Lumin. **200**, 240 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2018.03.026>.
- [21] D. S. Smirnov, K. G. Belyaev, D. A. Kirilenko, et al., Phys. Status Solidi RRL **12**, 1700410 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1002/pssr.201700410>.
- [22] S. Hildebrandt, H. Uniewski, J. Schreiber, et al., J. Phys. III **7**, 1505 (1997). DOI: <https://doi.org/10.1051/jp3:1997203>.
- [23] M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Cywinski, et al., J. Appl. Phys. **97**, 013519 (2005). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1827914>.
- [24] U. Hilpert, J. Schreiber, L. Worschech, et al., J. Phys.: Condens. Matter. **12**, 10169 (2000). DOI: <https://doi.org/10.1088/0953-8984/12/49/316>.
- [25] O. Zelaya-Angel, M. Garcia-Rocha, J. G. Mendoza-Alvarez, et al., J. Appl. Phys. **94**, 2284 (2003). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1588353>.
- [26] S. Collins, S. Vatavu, V. Evani, et al., Thin Solid Films **582**, 139 (2015). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2014.11.088>.
- [27] V. Babentsov, V. Boiko, G. A. Schepelskii, et al., J. Lumin. **130**, 1425 (2010). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2010.03.006>.
- [28] V. S. Krivobok, S. I. Chentsov, S. N. Nikolaev, et al., Appl. Phys. Lett. **115**(23), 232102 (2019). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5127259>.
- [29] В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, В. С. Багаев и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **47**(4), 38 (2020). DOI: <https://doi.org/10.3103/S106833562004003X>.
- [30] P. J. Dean, Phys. Status Solidi A **81**(2), 625 (1984). DOI: <https://doi.org/10.1002/pssa.2210810225>.

Поступила в редакцию 6 декабря 2022 г.

После доработки 10 января 2023 г.

Принята к публикации 11 января 2023 г.