

Две серии полос „дислокационной“ фотолюминесценции в кристаллах теллурида кадмия

© Н.И. Тарбаев, Г.А. Шепельский[¶]

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 01650 Киев, Украина

(Получена 27 декабря 2005 г. Принята к печати 16 февраля 2006 г.)

Генерация дислокаций в кристаллах CdTe вызывает появление в спектрах излучательной рекомбинации новых линий — „дислокационной“ фотолюминесценции. Получены спектральное распределение „дислокационных“ полос и профили пространственного распределения их интенсивности вблизи места индентирования на гранях (111) и (001). Из сопоставления профилей с кристаллографической структурой дислокаций идентифицированы типы дефектов, ответственных за две группы полос излучения. Первая группа (основной максимум при 841 нм) определяется электронными состояниями 60-градусных дислокаций с экстраполуплоскостями, обрамленными атомами теллура, — Te(*g*)-дислокаций. Линии излучения другой группы (максимум при 806 нм) связаны с упорядоченными структурами точечных дефектов, которые генерируются ступеньками на винтовых сегментах дислокационных полупетель с головными Cd(*g*)-дислокациями.

PACS: 78.55.Et, 61.72.Lk, 61.72.Ji

1. Введение

Среди полупроводниковых соединений A^{II}B^{VI} теллурид кадмия занимает особое место, что связано с широким применением материала в различных областях оптоэлектроники. Так, CdTe является базовым материалом для подложек при производстве фотоприемников инфракрасного излучения на основе эпитаксиальных слоев Cd_xHg_{1-x}Te. Кроме того, теллурид кадмия широко применяется и как материал для электрооптических модуляторов, детекторов ионизирующих излучений, оптических переключателей, солнечных батарей, а также в качестве активного элемента интерферометрических детекторных систем ультразвуковых волн.

При практическом применении CdTe к материалу предъявляются высокие требования относительно степени однородности его структурных, оптических и электрических свойств. Значительное влияние на указанные свойства оказывают одномерные дефекты кристаллической структуры — дислокации. Генерация в кристаллах CdTe дислокаций, а также образующихся при их движении точечных дефектов может оказывать существенное влияние на физические параметры кристалла. Следует подчеркнуть, что теллурид кадмия относится к трудно обрабатываемым и довольно пластичным материалам. При комнатной температуре в результате даже незначительных механических воздействий дислокации могут быть легко введены в кристаллы CdTe. Более того, согласно [1–3] пластичность CdTe распространяется и на область значительно более низких температур вплоть до $T = 100$ К. Таким образом, при различных стандартных технологических операциях, например механической обработке поверхности, термообработках, ионной имплантации и т.д., в активной части полупроводникового устройства может возникать значительное

число дислокаций и других дефектов деформационного происхождения. Они могут образовываться также и при функционировании самих полупроводниковых устройств, например во время процессов термоциклирования. Подобные дефекты могут оказывать заметное влияние на характеристики приборов и на процессы их деградации.

Среди различных методов исследования процессов дефектообразования и идентификации типов дефектов в полупроводниках важную роль играют методы фотолюминесценции (ФЛ) и катодолуминесценции (КЛ), прежде всего благодаря их высокой чувствительности и разрешающей способности. Они включают как спектральный, так и пространственный анализ излучения кристаллов. В нескольких работах [4–7] было показано, что генерация дислокаций вызывает появление в спектрах рекомбинационного излучения CdTe характеристической полосы излучения — „дислокационной“ люминесценции (ДЛ). Максимум полосы ДЛ при температурах $T = 4.2–10$ К находится при энергии 1.480 эВ (длина волны 841 нм). Наиболее подробно „дислокационная“ фотолюминесценция в CdTe была изучена в [4,5]. Сопоставление кристаллографической структуры дислокаций с данными измерений КЛ позволило сделать вывод, что характерная ДЛ в CdTe связана с электронными состояниями 60-градусных дислокаций, ограничивающих экстраполуплоскости, которые обрамлены атомами теллура, — Te(*g*)-дислокаций.

В настоящей работе показано, что генерация и движение дислокаций в действительности вызывает значительно более сложные изменения в спектрах рекомбинационного излучения кристаллов CdTe, чем представлялось ранее. Нами обнаружены две серии характерных полос „дислокационной“ фотолюминесценции и идентифицированы типы дефектов, ответственных за обе указанные серии.

[¶] E-mail: shep@isp.kiev.ua

2. Методика эксперимента

Исследовались плоскопараллельные пластины специально не легированного высокоомного монокристаллического теллурида кадмия, выращенного по методу Бриджмена. Пластины вырезались с ориентацией вдоль плоскостей $\{001\}$ и $\{111\}$, шлифовались и полировались механически. Для финишного удаления поверхностного нарушенного слоя образцы химически полировались в растворе брома в метаноле. Плотность ростовых дислокаций в образцах не превышала величину $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Для создания добавочной структуры свежих дислокаций наносились единичные уколы индентора, либо проводилось скрайбирование образца, т.е. на его поверхность индентором наносились прямолинейные царапины. Индентирование поверхности проводилось на установке для испытания микротвердости ПТМ-3 при помощи индентора Виккерса при нагрузке на индентор 10 г с постоянной скоростью $\sim 15 \text{ мкм/с}$. После этого образцы сразу же помещались в криостат и быстро охлаждались. Фотолюминесценция возбуждалась излучением непрерывного гелий-неонового лазера мощностью до 40 мВт. Спектры ФЛ в диапазоне температур $T = 4.2\text{--}150 \text{ К}$ записывались с помощью спектрального комплекса КСВУ-2 с обратной линейной дисперсией 2.6 нм/мм. Пространственное разрешение определялось фокусировкой возбуждающего лазерного излучения в пятно диаметром 30 мкм.

Для получения профилей пространственного распределения ФЛ исследуемая плоская грань образца располагалась параллельно входной щели спектрального прибора. Таким образом, при перемещении образца перпендикулярно оптической оси монохроматора, возбуждаемая область образца постоянно находилась на этой оси. В результате излучение от образца постоянно попадало во входную щель монохроматора. Профили пространственного распределения фотолюминесценции записывались при многократном сканировании одного и того же участка поверхности.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

3.1. Спектры фотолюминесценции

В спектрах ФЛ в области индентирования поверхности кристаллов CdTe появляются полосы излучения (рис. 1), которые отсутствуют в спектрах исходных образцов. Новые полосы излучения в области энергий вблизи 1.54 эВ (805–806 нм) наблюдаются в низкотемпературном диапазоне, $T < 100 \text{ К}$. При этом, как правило, возникают две близко расположенные полосы. Наилучшим для одновременного наблюдения обеих полос оказывается диапазон 35–55 К. В области температур 4.2–30 К обычно доминирует полоса с энергией максимума 1.538 эВ (806 нм) при $T = 4.2 \text{ К}$. Характерной особенностью описанных выше полос „дислокационной“

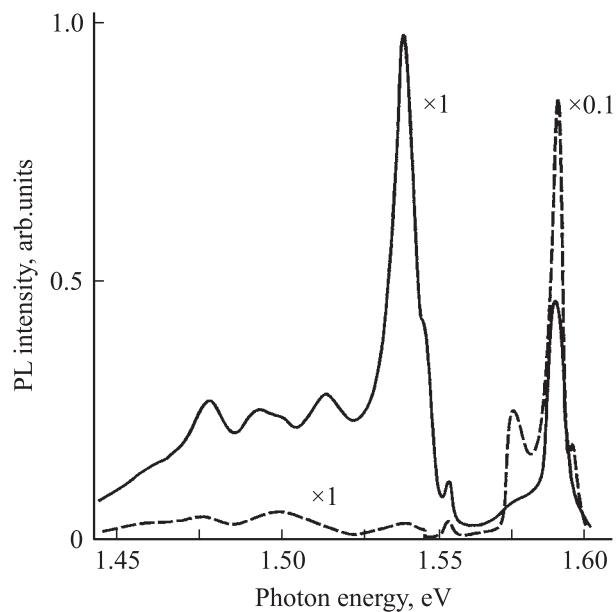


Рис. 1. Спектральное распределение фотолюминесценции (PL) CdTe из области индентирования (сплошная линия) и неповрежденной области (штриховая). $T = 4.2 \text{ К}$.

ФЛ является их метастабильность: даже после относительно кратковременной (в течение нескольких часов) выдержки кристаллов при комнатной температуре полосы практически исчезают из спектров излучения. В то же время при более низких температурах хранения кристалла ($T < 100 \text{ К}$) эти полосы сохраняются в спектре практически сколь угодно долго.

Другая группа полос излучения появляется в результате индентирования в области энергий 1.47–1.51 эВ (843–821 нм). При температуре выше $T = 4.2 \text{ К}$, как правило, доминирует полоса с максимумом около 1.476 эВ (841 нм). Полосы 1.47–1.51 эВ (обычно три полосы) наблюдаются в диапазоне температур $T = 4.2\text{--}100 \text{ К}$. Они оказываются стабильными, сохраняются в спектрах излучения и после длительного хранения кристаллов при комнатной температуре. О наблюдении излучения при 841 нм сообщалось ранее [4–7]. Причиной возникновения полосы было пластическое деформирование кристаллов CdTe либо при одноосной деформации, либо индентированием. Отметим, что в индентированной области одновременно с появлением „дислокационных“ полос ФЛ происходит заметное гашение исходных полос излучения CdTe.

3.2. Профили пространственного распределения дислокационных полос фотолюминесценции

Как выяснилось из первых же измерений, профили пространственного распределения интенсивности излучения для всех полос ФЛ, принадлежащих одной и той же серии, оказались практически одинаковыми. Поэтому

для записи профилей в качестве основных полос от каждой из двух описанных выше серий были выбраны головные полосы — 806 и 841 нм. Отметим, что монокристаллы CdTe деформируются пластически по системе скольжения $\langle 110 \rangle \{111\}$ [3,8]. При индентировании поверхности пластическая деформация в кристаллах CdTe протекает в виде движения дислокационных полупетель [4,9].

Грань (111). Как показывает избирательное травление, при нанесении единичного укола индентором на грань (111) вокруг места индентирования возникает симметричная дислокационная розетка. Розетка оказывается пространственно трехкратно вырожденной. Она состоит из шести лучей, обозначенных выходами на поверхность образца головных дислокаций от дислокационных полупетель. При этом различаются выходы α - и β -дислокаций. Лучи выходов α - и β -дислокаций лежат параллельно друг другу. За счет более высокой подвижности дислокаций α -типа их лучи оказываются более протяженными (в 1.5–2 раза) по сравнению с лучами β -дислокаций [2]. Царапины на поверхности (111) наосились вдоль направления $\langle 110 \rangle$ и перпендикулярно этому направлению, т. е. вдоль $\langle \bar{1}10 \rangle$.

Профили пространственного распределения ФЛ вблизи царапины для всех полос излучения оказались слабо зависящими от направления царапины, т. е. практически изотропными. С учетом высокой симметрии дислокационной розетки на поверхности (111) такой результат представляется вполне понятным. Для обоих направлений пространственный профиль интенсивности полосы 841 нм оказался в ~ 2 раза шире профиля полосы 806 нм. Поэтому, если предполагать, что обе полосы имеют дислокационное происхождение, то полосу 841 нм следовало бы приписать электронным состояниям более подвижных α -дислокаций, а полосу 806 нм — состояниям β -дислокаций. Однако такой вывод представляется преждевременным, поскольку описанных выше данных явно не достаточно для окончательного заключения.

Грань (001). Для выяснения картины пространственного распределения дислокаций на поверхности (001) рассмотрим схему расположения плоскостей скольжения вокруг отдельного отпечатка индентора (рис. 2). При индентировании скольжение дислокаций происходит в направлениях, задаваемых набором эквивалентных векторов Бюргера. В результате образуются так называемые ветви скольжения (толстые сплошные и пунктирные линии). Внутри каждой из ветвей скольжения полярность экстраполуплоскости (т. е. ограничивается ли плоскость атомами Cd или Te) определяется ее кристаллографической ориентацией и направлением вектора Бюргера дислокации.

При индентировании граней высокой симметрии трехмерную картину пространственного распределения дислокационных полупетель принято подразделять на две группы. Система розеточного скольжения содержит векторы Бюргера вдоль плоскости индентируемой грани

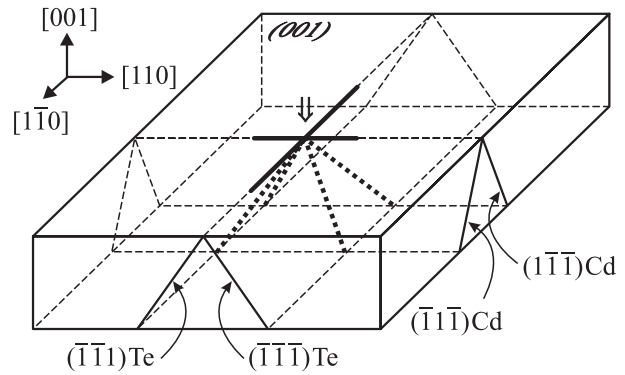


Рис. 2. Схема пространственного распределения плоскостей скольжения дислокаций при индентировании грани (001). Большая стрелка в центре показывает место индентирования. Розетка распределения дислокаций на поверхности показана сплошными толстыми линиями. Тонкие стрелки указывают на плоскости, соответствующие системам розеточного и тетраэдрического скольжения. Направления развития тетраэдрического скольжения показаны толстыми пунктирными линиями.

(толстые сплошные линии). Системе же тетраэдрического скольжения отвечают векторы Бюргера, направленные в глубь кристалла (рис. 2, толстые пунктирные линии). Например, ветвь тетраэдрического скольжения, которая направлена „направо и к поверхности рисунка“, будет ограничена двумя парами плоскостей: $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})\text{Te}$ и $(111)\text{Cd}$, $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})\text{Cd}$ и $(111)\text{Te}$. Таким образом, в каждой ветви тетраэдрического скольжения будут присутствовать экстраполуплоскости, ограниченные 60-градусными как Cd-, так и Te-дислокациями ($\text{Cd}(g)$ - и $\text{Te}(g)$ -дислокациями соответственно). Это — головные дислокации полупетель. При этом полупетли с $\text{Te}(g)$ - и $\text{Cd}(g)$ -дислокациями будут вытянуты в одном и том же направлении, но располагаться в разных плоскостях. Здесь и далее (g) подчеркивает, что рассматриваемые дислокации являются скользящими.

Что касается розеточного скольжения, то оно будет развиваться за счет скольжения головных дислокаций либо только по двум Cd-, либо только по двум Te-плоскостям, т. е. экстраполуплоскости будут ограничены исключительно или атомами Cd, или атомами Te соответственно. Как показано в [4], при индентировании грани (001) одна пара зеркально-симметричных лучей розетки будет образована выходами сегментов 60-градусных $\text{Te}(g)$ -дислокаций (или, иначе, α -дислокаций). Другая пара лучей будет образована сегментами 60-градусных $\text{Cd}(g)$ -дислокаций (или β -дислокаций). Плоскости обозначены на рис. 2 как $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})\text{Te}$, $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})\text{Te}$ и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})\text{Cd}$, $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})\text{Cd}$ соответственно. В результате, как это видно из рис. 2, при индентировании грани (001) скопления выходов $\text{Te}(g)$ - и $\text{Cd}(g)$ -дислокаций оказываются пространственно разделенными.

Таким образом, примыкающие к царапине области на поверхности кристалла будут содержать выходы либо $\text{Te}(g)$ -дислокаций (направление царапи-

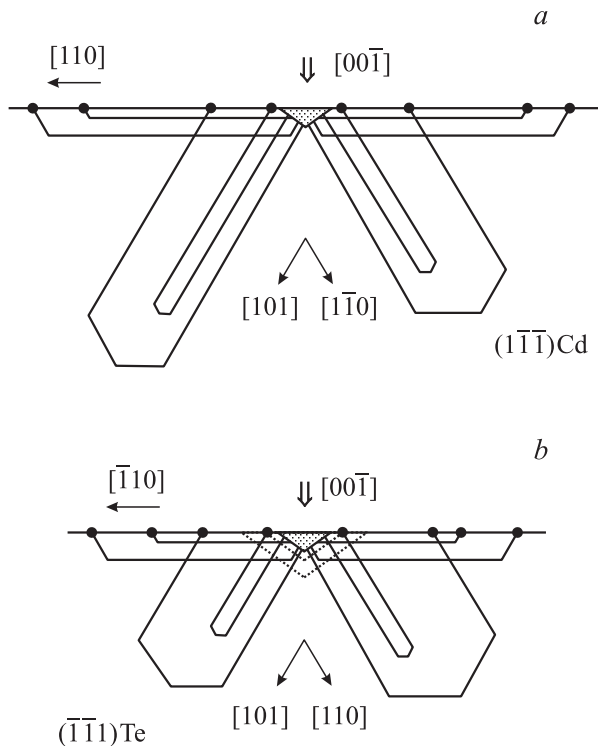


Рис. 3. Схема формирования дислокационных полупетель при нанесении на поверхность (001) царапин: *a* — вдоль $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ (плоскость рисунка $(1\bar{1}\bar{1})\text{Cd}$), *b* — вдоль $\langle 110 \rangle$ (плоскость рисунка $(\bar{1}\bar{1}1)\text{Te}$). Пунктир — расположение плоскостей $(11\bar{1})\text{Te}$ и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})\text{Te}$, по которым происходит скольжение вдоль направления царапины $\langle 110 \rangle$, порождающее $\text{Te}(g)$ -дислокации (им соответствует полоса 841 нм). Черные точки — места выхода дислокационных полупетель на поверхность.

ны $+/- \langle 1\bar{1}0 \rangle$), либо $\text{Cd}(g)$ -дислокаций (направление царапины $+/- \langle 110 \rangle$), как это показано на рис. 3. Поэтому в целях идентификации типов дефектов, связанных с соответствующими линиями „дислокационного“ излучения, царапины на поверхность (001) были нанесены именно в указанных выше направлениях. Направления $\langle 110 \rangle$ и $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ на образце определялись по фигурам травления [10]. Исходя из вышесказанного следовало ожидать выраженную анизотропию пространственного распределения излучения в полосах ФЛ 841 и 806 нм в том случае, если обе эти полосы действительно связаны непосредственно с состояниями либо $\text{Te}(g)$ -, либо $\text{Cd}(g)$ -дислокаций.

Как видно из рис. 4, в самом деле обнаруживается резкая анизотропия пространственного распределения излучения в полосе 841 нм. Полуширины профилей для двух взаимно перпендикулярных направлений отличаются в несколько раз. В то же время в профилях полосы 806 нм анизотропия практически отсутствует. Заметно также (вставка к рис. 4, *a*), что ширины профилей многократно превышают ширину царапины (включая область микротрещин). Последнее свидетельствует о том, что „дислокационная“ ФЛ не связана с какими-либо

нарушениями сплошности кристалла. Полуширина профиля полосы 841 нм для направления царапины $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ в несколько раз превышает таковую для направления $\langle 110 \rangle$. Сопоставляя этот факт со схемой на рис. 3, приходим к выводу, что полоса 841 нм определенно связана с состояниями $\text{Te}(g)$ -дислокаций. Этот результат согласуется также и с выводами работ [4,5]. Ширины профилей пространственного распределения для полос излучения 820 и 830 нм имеют ту же ориентационную зависимость, что и для полосы 841 нм. Последнее свидетельствует о том, что все излучательные полосы,

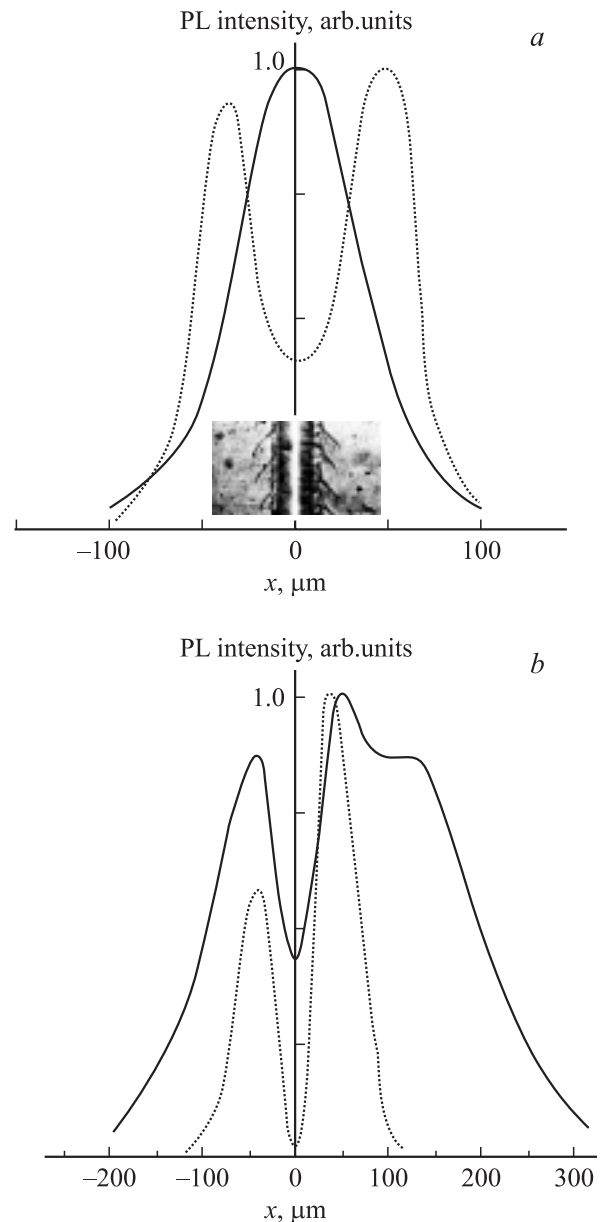


Рис. 4. Профили пространственного распределения излучения полос 841 нм (сплошная линия) и 806 нм (пунктирная) на грани (001): *a* — для царапины вдоль направления $\langle 110 \rangle$, *b* — для царапины вдоль направления $\langle 1\bar{1}0 \rangle$. *a*: на вставке — оптическая микрофотография области царапины вдоль $\langle 110 \rangle$ в масштабе оси x на плоскости (001).

составляющие данную серию, принадлежат электронным состояниям одного и того же типа дефектов — $Te(g)$ -дислокаций.

Отсутствие заметной анизотропии пространственных профилей полосы 806 нм свидетельствует о том, что она не может быть соотнесена с электронными состояниями как $Cd(g)$ -, так и $Te(g)$ -дислокаций. Действительно, согласно рассмотренной модели (см. рис. 2) в обоих этих случаях должна наблюдаться резкая анизотропия профилей. Принимая также во внимание метастабильность полосы 806 нм, следует предположить, что она не связана непосредственно с ядрами дислокаций (как полоса 841 нм). Ее следует приписать состояниям некоторых менее стабильных дефектов, которые возникают при движении дислокаций. При этом указанные дефекты не могут быть элементарными точечными дефектами, поскольку излучение в области 806 нм в $CdTe$ обнаруживается только в результате движения дислокаций. Оно не возникает при любых других воздействиях на кристалл, порождающих именно точечные дефекты (например, при облучении высокоэнергетическими частицами). Метастабильные состояния могут принадлежать некоторым упорядоченным структурам точечных дефектов. Такие структуры образуются при движении дислокаций со ступеньками, как это показано в [11,12].

Рис. 4 содержит еще одну важную информацию. Она позволяет установить тип дислокаций, движение которых и приводит к генерации дефектов, ответственных за излучение при 806 нм. В самом деле, для направления царапины $\langle 110 \rangle$, полуширина профиля полосы 841 нм оказывается значительно меньше по сравнению с полосой 806 нм. Очевидно, что точечные дефекты не могут попасть в ту область кристалла, какой не достигли породившие их движущиеся дислокации. Это тем более верно, если речь идет о низких температурах. Поэтому дефекты, ответственные за излучение 806 нм, никак не могут быть связанными с движением $Te(g)$ -дислокаций. Таким образом, излучение в области 806 нм следует приписать дефектам, которые генерируются скольжением головных $Cd(g)$ -дислокаций.

Рассмотрим более подробно механизм „упорядоченного“ дефектообразования при движении дислокаций. Процессы скольжения дислокаций в $CdTe$ происходят путем движения дислокационных полупетель в рельефе Пайерлса. Каждая полупетля состоит по меньшей мере из одного винтового сегмента, связанного с двумя сегментами головной дислокации. Последняя является либо 60-градусной $Te(g)$ -, либо 60-градусной $Cd(g)$ -дислокацией. Все дислокации зарождаются в одной и той же области — в месте укола индентора. Когда дислокационные петли под воздействием нагрузки расходятся по различным эквивалентным направлениям, то, образуя ветви скольжения, они пересекаются. При этом они образуют друг на друге ступеньки, равные по длине вектору Бюргерса. Такое пересечение по существу оказывается возможным лишь в пространственной области вблизи

места укола индентора, т.е. в центральном районе розетки. Ступеньки на винтовых дислокациях являются нескользащими, т.е. они не могут передвигаться консервативно. Как известно, движение винтовых дислокаций со ступеньками является эффективным механизмом образования точечных дефектов. Если такая винтовая дислокация передвигается, то в результате переползания ступеньки вдоль трассы ее движения образуются цепочки точечных дефектов — вакансий или междоузлий. При этом число дефектов, образованных в результате единичного переползания ступеньки (на длину постоянной решетки), равно количеству атомов в элементарной ячейке кристалла. Предполагается при этом, что вектор Бюргерса ступеньки равен элементарной трансляции кристаллической решетки.

Таким образом, при генерации и движении дислокаций в кристалле наряду с собственно дислокационными электронными состояниями (т.е. относящимися непосредственно к ядру дислокации) возникают и другие состояния дефектов. Они связаны с некоторыми упорядоченными структурами — цепочками точечных дефектов. Последние образуются ступеньками на движущихся винтовых дислокациях. Очевидно, что наиболее эффективными оказываются дислокации со значительным числом ступенек, т.е. наименее подвижные дислокации. В результате цепочки дефектов генерируются в основном вблизи центральной части дислокационной розетки, где анизотропия подвижности дислокаций сильно искажена. Поэтому следует ожидать практически изотропного распределения дефектов, что согласуется с отсутствием заметной анизотропии в профилях полосы 806 нм.

В соответствии с результатами эксперимента полосы 841 нм мы соотнесли непосредственно с электронными состояниями подвижных головных $Te(g)$ -дислокаций. Распределение выходов этих дислокаций на поверхность и определяет характер пространственной анизотропии полосы излучения 841 нм. Пространственное же распределение цепочек дефектов вблизи места отпечатка индентора будет задавать ширину профилей, т.е. пространственную анизотропию, полосы 806 нм. Как следует из приведенной выше модели, анизотропия полосы 806 нм на грани типа (001) должна быть значительно меньшей по сравнению с анизотропией полосы 841 нм, что хорошо согласуется с данными эксперимента.

Согласно модели квазиодномерных цепочек дефектов, образованных ступеньками дислокаций в кристаллах $A^{II}B^{VI}$, излучательные переходы через их состояния представляют собой излучательную аннигиляцию экситонов, связанных на квазиодномерных структурах [11]. Об экситонной природе полосы 806 нм свидетельствует также одинаковая (с точностью до ошибки эксперимента) суперлинейная зависимость интенсивности полосы 806 нм и линии излучения связанного экситона при 780 нм от мощности возбуждения. В то же время люкс-яркостная характеристика полосы 841 нм носит обычный для излучательной рекомбинации через примесные состояния сублинейный характер. Другая

особенность полосы 806 нм — метастабильность — объясняется малой энергией связи в цепочечной структуре [12].

4. Заключение

Движение и генерация дислокаций в кристаллах CdTe приводят к появлению в зоне запрещенных энергий дополнительных уровней, которые отсутствуют в исходном кристалле. Эти уровни также не имеют аналогов в CdTe при любых других воздействиях на кристалл, вызывающих появление точечных дефектов. В результате в спектрах излучательной рекомбинации CdTe возникают новые полосы излучения — „дислокационная“ ФЛ. „Дислокационная“ ФЛ состоит из двух серий излучательных полос с головными полосами 806 и 841 нм ($T = 4.2$ К). Получены профили пространственного распределения излучения дислокационных полос вблизи места индентирования поверхностей высокой симметрии (001) и (111). Из сопоставления профилей со схемами систем скольжения и с конфигурацией дислокаций показано, что серия полос вблизи 841 нм связана непосредственно с электронными состояниями 60-градусных $Te(g)$ -дислокаций (α -дислокаций). Серия полос в области 806 нм обязана электронным состояниям упорядоченных структур (квазиодномерных цепочек) точечных дефектов. Квазиодномерные структуры возникают из-за движения винтовых дислокаций со ступеньками, которые следуют за головными $Cd(g)$ -дислокациями (β -дислокациями). Излучательные переходы на квазиодномерных структурах происходят с участием связанных на них экситонов.

Список литературы

- [1] H. Nakagawa, K. Maeda, S. Takeuchi. *J. Phys. Soc. Japan*, **49**, 1909 (1980).
- [2] С.В. Лубенец, Л.В. Фоменко. *ФТТ*, **33**, 145 (1989).
- [3] Н.И. Тарбаев, Ю. Шрайбер, Г.А. Шепельский. *ФТТ*, **31**, 1348 (1989).
- [4] H.S. Leipner, J. Schreiber, H. Uniewski, S. Hildebrant. *Scanning Microscopy*, **11**, 149 (1998).
- [5] J. Schreiber, L. Yuring, H. Uniewski, S. Hildebrant, H.S. Leipner. *Phys. Status Solidi A*, **171**, 89 (1999).
- [6] В.Н. Бабенцов, С.И. Горбань, Е.А. Сальков, Н.И. Тарбаев. *ФТП*, **21**, 1043 (1987).
- [7] C. Diaz-Guerra, U. Pal, P. Fernandes, J. Piqueras. *Phys. Status Solidi A*, **147**, 75 (1995).
- [8] A. Orlova, B. Sieber. *Acta Metall.*, **32**, 1045 (1984).
- [9] E. Hall, J.B. Vander-Sande. *J. Amer. Ceram. Soc.*, **61**, 417 (1978).
- [10] H. Iwanaga, A. Tomizuka, N. Shibata, M. Mochezuki. *J. Cryst. Growth*, **74**, 113 (1986).
- [11] Н.И. Тарбаев, Г.А. Шепельский, Е.А. Сальков. *Письма ЖЭТФ*, **66** (10), 639 (1997).
- [12] Н.И. Тарбаев, Г.А. Шепельский. *ФТП*, **32**, 646 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

Two series of the „dislocation“ photoluminescence lines in cadmium telluride crystals

N.I. Tarbaev, G.A. Shepelskii

V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03650 Kiev, Ukraine

Abstract The dislocation generation in CdTe crystals results in the appearance of new lines in photoluminescence spectra, which were absent in those of initial crystals (the „dislocation“ photoluminescence). The spectra of the „dislocation“ photoluminescence were studied. There were obtained the intensity spatial distribution profiles of those lines in the vicinity of the indented regions on (111) and (001) facets. The defect types that are responsible for at least two line groups have been identified from the profile analysis taking into consideration the crystallographic dislocation glide system in CdTe. The first group (the head peak lies at 841 nm) is rather stable and is defined directly by electronic states of the 60-degree dislocations that are confined with Te atoms – $Te(g)$ -dislocations. The emission lines of the second group (the head peak at 806 nm) are attributed to well-ordered structures of point defects which are generated by jogs on the screw dislocation segments of the dislocation semi-loops with the Cd-confined leading dislocations — $Cd(g)$ -dislocations.