

Равновесные характеристики и низкотемпературная фотолюминесценция монокристаллов CdTe:Pb

© А.В. Савицкий, О.А. Парфенюк, М.И. Илащук, А.Й. Савчук, С.Н. Чупыра[¶]

Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 5 августа 2003 г. Принята к печати 18 сентября 2003 г.)

Методом Бриджмена выращены монокристаллы CdTe:Pb с разными концентрациями примеси в растворе: $C_{Pb}^0 = 5 \cdot 10^{18}, 10^{19}, 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Равновесные характеристики материала определяются глубокими акцепторами с энергией $E_v + (0.39 \pm 0.02) \text{ эВ}$. Концентрация дырок уменьшается при увеличении количества примеси во всем интервале изменения C_{Pb}^0 . На спектрах низкотемпературной фотолюминесценции выделяется полоса, обусловленная переходами в донорно-акцепторных парах, а также краевая полоса излучения. При увеличении C_{Pb}^0 наблюдается резкое увеличение интенсивности полосы, связанной с переходами из зоны проводимости на акцептор, в краевой области, причем максимум бесфоновой линии этого излучения сдвигается в коротковолновую сторону. Анализируется возможная природа переходов и динамика изменения спектров фотолюминесценции в зависимости от уровня легирования.

1. Введение

Известно, что легирование CdTe элементами IV группы приводит к образованию высокоомного материала [1]. Наши предыдущие исследования показали, что равновесные характеристики кристаллов CdTe, легированных Ge, Sn, Pb, определяются соответственно глубокими уровнями: $E_v + (0.60-0.65) \text{ эВ}$, $E_c - (0.60-0.90) \text{ эВ}$ и $E_v + (0.39-0.43) \text{ эВ}$ [1-4]. Подобие протекания физических процессов в таких кристаллах при одинаковом изменении условий фотовозбуждения и температуры, а также возможность их объяснения в рамках одной модели [5] дают нам основание считать, что структура дефектов, связанных с элементами Ge, Sn, Pb в теллуриде кадмия, похожая.

Если предположить, что высокоомное состояние у легированных элементами IV группы кристаллов CdTe может быть обусловлено стабилизацией равновесного уровня Ферми возле положения соответствующего глубокого донора, то трудно понять следующие экспериментальные данные. В работе [1] показано, что при изменении концентрации Pb в растворе C_{Pb}^0 от 10^{18} до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ концентрация дырок уменьшается более чем на 3 порядка при неизменной глубине залегания рабочего уровня, равной $E_v + (0.4 \pm 0.02) \text{ эВ}$. Это может указывать на то, что концентрация акцепторных дефектов, которые образуются в кристалле вследствие самокомпенсации при легировании донором Pb_{Cd} , превышает количество последних.

Сложный характер взаимодействия атомов IV группы с решеткой теллурида кадмия подтверждается результатами работы [6], в которой были проведены магнитооптические исследования в полуизолирующих кристаллах CdTe:Ge. Кроме простых донорных центров $Ge^{+/0}$, были обнаружены также и сложные акцепторы $A^{-/0}$.

Данная работа посвящена исследованию электрических свойств и низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) компенсированных монокристаллов CdTe:Pb

в зависимости от концентрации введенной примеси, которые в отличие от образцов CdTe, легированных Ge, Sn, изучены меньше.

2. Экспериментальная часть

Методом Бриджмена были выращены 3 слитка теллурида кадмия с разным содержанием Pb в расплаве: $C_{Pb}^0 = 5 \cdot 10^{18}, 10^{19}, 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Суммарная концентрация остаточных примесей в исходных Te и Cd не превышала 10^{-4} ат\% . Перед синтезом материалы дополнительно очищали в атмосфере водорода. Слитки имели одинаковый размер: длиной $\sim 12 \text{ см}$ с диаметром 2.2 см. Свободное пространство в ампуле приблизительно равнялось объему кристалла.

Выращенные кристаллы состояли из 3-4 монокристаллических блоков. Образцы для электрических измерений и исследования ФЛ изготавливали из соседних частей шайб, вырезанных из начального (И), среднего (М) и конечного (Л) участков слитков. Методики изготовления образцов и нанесения контактов были стандартными [7]. Измерения спектров ФЛ проводили на свежесколотых поверхностях. Электрические измерения (электропроводность σ , коэффициент Холла R_H) проводили на постоянном токе в интервале температур 80-450 К.

ФЛ исследовали при 4.2 К по стандартной методике на установке, собранной на основе монохроматора МДР-23. Для возбуждения использовали He-Ne-лазер мощностью 40 мВт. Разрешающая способность была не ниже 1 мЭВ. Спектральный интервал измерений: 7700-9300 Å.

3. Результаты исследований

Из электрических измерений определено, что, за исключением начальной области кристалла 902П, весь материал был p -типа проводимости (см. таблицу).

[¶] E-mail: sergiy_ch@mail.ru

Равновесные характеристики образцов CdTe:Pb при 300 К

№	Образец	Концентрация примеси в расплаве C_{Pb}^0 , см ⁻³	Относительная длина $\Delta l/l_0$	Тип проводимости	Холловская подвижность μ_H , см ² /(В·с)	Удельное сопротивление ρ , Ом·см	$h\nu_0^{BA}$, эВ для переходов зона-акцептор
1	901П-I	$5 \cdot 10^{18}$	0.22	<i>p</i>	60	$1.86 \cdot 10^7$	1.544
2	901П-M	$5 \cdot 10^{18}$	0.44	<i>p</i>	62	$6.38 \cdot 10^3$	—
3	901П-L	$5 \cdot 10^{18}$	0.88	<i>p</i>	56	$3.66 \cdot 10^4$	1.548
4	902П-I	10^{19}	0.30	<i>n</i>	990	19.6	1.546
5	902П-M	10^{19}	0.58	<i>p</i>	67	$3.43 \cdot 10^4$	1.545
6	902П-L	10^{19}	0.84	<i>p</i>	66	$7.76 \cdot 10^4$	1.547
7	903П-I	$5 \cdot 10^{19}$	0.26	<i>p</i>	72	$1.64 \cdot 10^6$	1.552
8	903П-M	$5 \cdot 10^{19}$	0.57	<i>p</i>	67	$2.88 \cdot 10^5$	1.552
9	903П-L	$5 \cdot 10^{19}$	0.87	<i>p</i>	32	$1.26 \cdot 10^6$	1.554

Энергия глубокого уровня для всех образцов дырочного типа проводимости находилась в границах $E_v + (0.39 \pm 0.02)$ эВ. При увеличении C_{Pb}^0 удельное сопротивление увеличивалось (см. таблицу и рис. 1).¹ Видно, что в слитке 903П наиболее низкоомный материал получался в центральной части, а при приближении к его краям сопротивление кристалла возрастало. Сопротивление средних участков кристаллов 901П и 902П также было меньше в сравнении с их конечными частями. Начальные же участки этих слитков характеризовались значительно меньшими концентрациями дырок (вплоть до изменения типа проводимости в образце 902П-I). Причина этого явления будет рассмотрена далее.

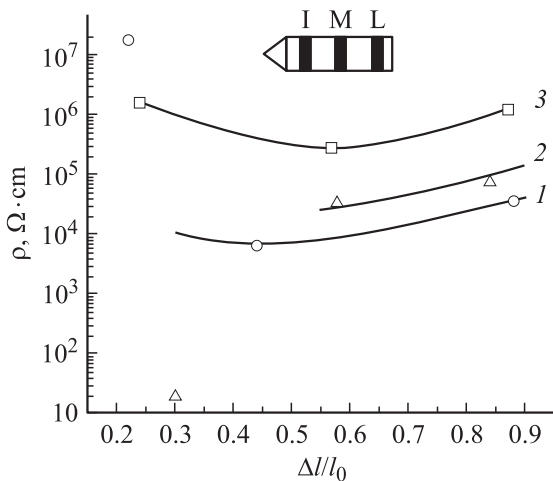


Рис. 1. Удельное сопротивление ρ образцов CdTe:Pb при 300 К в зависимости от относительной длины слитков $\Delta l/l_0$: 1 — 901П, 2 — 902П, 3 — 903П.

При измерении подвижности не удалось определить характер зависимости между ее величиной и C_{Pb}^0 (см. таблицу). Наблюдается некоторое уменьшение

¹ Относительная длина (см. таблицу и ось абсцисс на рис. 1) определяется как отношение $\Delta l/l_0$, где Δl — расстояние от начала слитка до места размещения шайбы, из которой изготовлен образец; l_0 — общая длина слитка.

значения μ_H в конечных частях слитков. Ход зависимости $\mu_H(T)$ (рис. 2) указывает на то, что носители рассеиваются в основном на колебаниях решетки.

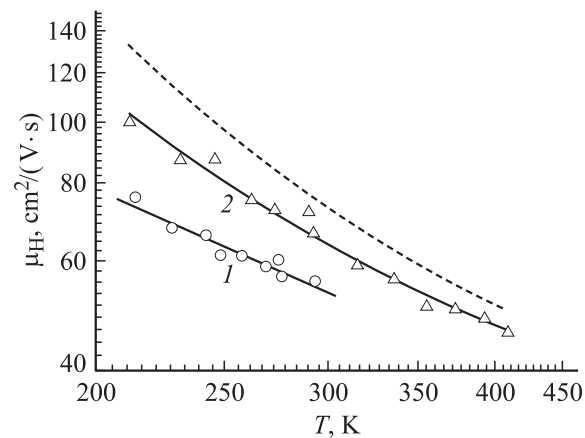


Рис. 2. Температурные зависимости подвижности μ_H для конечных участков слитков CdTe:Pb: 1 — 901П-L, 2 — 902П-L. Штриховая линия — рассчитанная зависимость $\mu_H(T)$ при рассеянии на оптических фононах.

На спектрах ФЛ (рис. 3)² можно выделить три полосы излучения: область, связанную с донорно-акцепторными парами (DAP), т.е. полосу при 1.4 эВ в интервале длин волн $\lambda = 8400\text{--}9300 \text{ \AA}$, краевую ($\lambda = 7920\text{--}8400 \text{ \AA}$) и экситонную. Первые две полосы доминируют в образцах с меньшим количеством свинца: 901П-I и 901П-M. Увеличение концентрации примеси в конечной части слитка 901П приводит к резкому возрастанию излучения в прикраевой области (рис. 4, кривая 1).

Спектры ФЛ для всех участков кристалла 902П были приблизительно одинаковыми — доминировала полоса краевого излучения с фоннными повторениями и зна-

² Использование нормированных зависимостей дает возможность сравнивать абсолютные значения интенсивностей излучения различных образцов. Величины I_{\max} соответствуют максимальным значениям сигнала в регистрирующем люминесценции устройстве. Для спектров *a, b* (рис. 3), а также 1, 2, 3 (рис. 4) соотношение между этими максимумами составляет 2 : 1; 22 : 29 : 5.

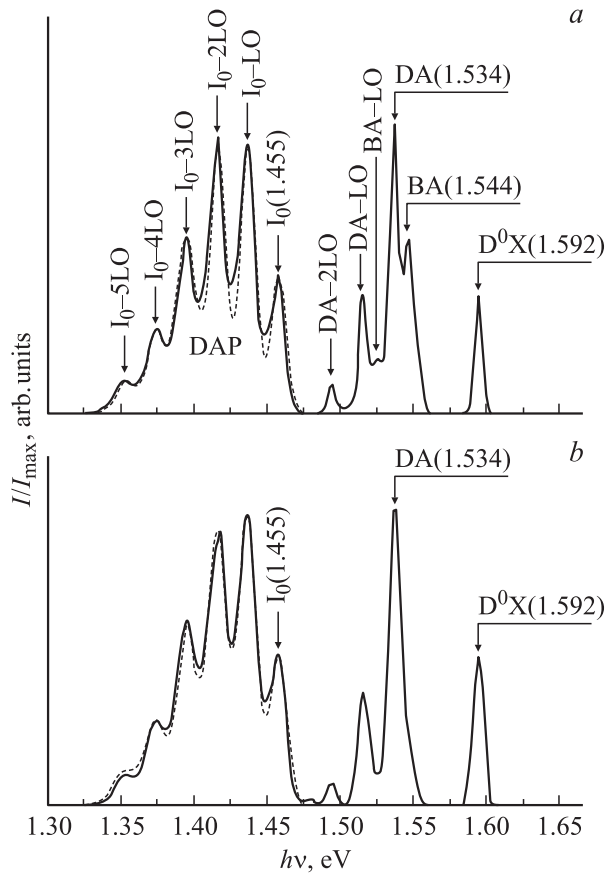


Рис. 3. Нормированные спектры низкотемпературной фотолюминесценции при $T = 4.2$ К для образцов: *a* — 901П-I, *b* — 901П-M. Штриховые линии — результат аппроксимации на основе формулы (1). На рисунках символом I_0 обозначено положение бесфононной DAP-линии (в тексте — $h\nu_0^{\text{DAP}}$).

чительно более слабая область излучения, связанного с DAP. Похожие спектры получались и для кристаллов 903П, лишь общая интенсивность ФЛ была меньше, а на участках кристалла I и L наблюдалось увеличение полуширины полос. На рис. 4 указаны типичные для кристаллов 902П и 903П спектры ФЛ, полученные на их центральных участках. Точные положения максимумов бесфононных линий ($h\nu_0^{\text{BA}}$) в области краевого излучения образцов приведены в таблице.

Максимум полосы экситонного излучения для образцов 901П-I и 901П-M располагается при $h\nu = 1.592$ эВ (рис. 3), что является близким к линии, которая получается при рекомбинации экситона, связанного на нейтральном доноре ($h\nu = 1.593$ эВ [8]). При возрастании концентрации примеси в образце С_{Pb} интенсивность данной полосы уменьшается. При последующем рассмотрении мы ограничимся лишь анализом полос, связанных с DAP, и краевого излучения.

Широкая область ФЛ с максимумом при $h\nu \approx 1.4$ эВ (рис. 3) является типичной для CdTe. Кроме чисто электронного перехода она содержит ряд пиков, которые

отвечают испусканию разного числа продольных оптических (LO) фононов (для CdTe $h\nu_{\text{LO}} = 0.021$ эВ [8]).

Интенсивность фононных повторений можно описать распределением Пуассона:

$$I_n = I_0 e^{-S} \frac{S^n}{n!}, \quad (1)$$

где S — фактор Хуанга–Риса, который характеризует величину электрон-фононного взаимодействия, I_0 — интенсивность бесфононной линии. Общая полоса излучения может быть аппроксимированной распределением Пуассона с гауссовыми линиями для каждого отдельного максимума. В результате такой процедуры аппроксимации для образцов 901П-I и 901П-M наилучшее совпадение с экспериментом получалось соответственно при $S = 2.01$ и $S = 1.96$ и при положении бесфононной линии $h\nu_0^{\text{DAP}} = 1.455$ эВ (рис. 3).

Полоса краевого излучения для образца 901П-I (рис. 3, *a*) состоит из 5 линий, которые соответствуют двум сериям переходов. Первая серия (DA) создается переходами из мелких донорных центров на акцепторы. Положение бесфононной полосы для нее $h\nu_0^{\text{DA}}$ находится при 1.534 эВ. Более коротковолновая серия (BA) с максимумом $h\nu_0^{\text{BA}} = 1.544$ эВ формируется переходами электронов из зоны проводимости на тот же акцепторный центр.

При излучательных переходах из зоны проводимости на акцепторный дефект глубина залегания последнего может быть найдена из соотношения [9]

$$E_A^{\text{BA}} = E_g - h\nu_0^{\text{BA}} + \frac{kT}{2}, \quad (2)$$

где T — температура электронов, которая при малых уровнях возбуждения совпадает с решеточной, E_g — ширина запрещенной зоны. Используя значения $E_g(4.2 \text{ К}) = 1.606$ эВ [10] и $h\nu_0^{\text{BA}} = 1.544$ эВ (образец 901П-I), получим $E_A \approx 0.062$ эВ.

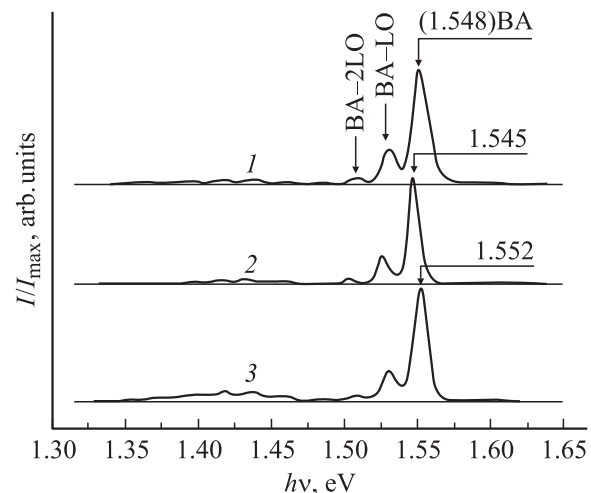


Рис. 4. Нормированные спектры низкотемпературной фотолюминесценции для образцов: 1 — 901П-L, 2 — 902П-M, 3 — 903П-M. $T = 4.2$ К.

В средней части слитка 901П (рис. 3, *b*) полоса ВА исчезает, а краевое излучение состоит только из переходов DA с тем же положением бесфонной линии $h\nu_0^{\text{DA}} = 1.534$ эВ.

На материале с большей концентрацией свинца (902П, 903П и конец слитка 901П) на спектрах ФЛ в краевой области появляется только одна очень интенсивная линия с фоновыми повторениями, которая обусловлена переходами ВА (рис. 4). Максимум главной линии данной серии $h\nu_0^{\text{BA}}$ смещается в коротковолновую область пропорционально количеству примеси (см. таблицу и рис. 4).

4. Обсуждение

Равновесные характеристики исследованных кристаллов хорошо согласуются с данными работы [1]. Исходя из того, что при увеличении C_{Pb} получается полупроводник с меньшей концентрацией дырок, для объяснения причины образования более компенсированного материала на участках I слитков 901П и 902П можно предположить, что эти области кристаллов содержат большее количество свинца. Радиометрические исследования, проведенные на кристаллах CdTe, легированного другой примесью IV группы — германием, показали [11,12], что их начальные участки содержали аномально высокое количество германия, которое может даже привести к образованию включений в виде другой фазы. Можно предположить, что и в легированном свинцом теллуриде кадмия наблюдается похожая ситуация. На большее содержание Pb в начальной области слитка 901П указывает наличие в спектре ФЛ полосы переходов ВА, которая является типичной для образцов с большой концентрацией примеси.

Исследования, проведенные нами на большом количестве кристаллов, позволяют утверждать, что примесь свинца не может привести к образованию низкоомного материала *n*-типа. Можно предположить, что причиной этого является высокое содержание межузельного кадмия, концентрация которого уменьшается при понижении температуры в процессе выращивания [13]. В отдельных случаях при выращивании вертикальным методом Бриджмена он может насыщать нижнюю часть кристалла вплоть до образования преципитатов кадмия [14].

Полоса ФЛ с максимумом при 1.4 эВ объясняется переходами на акцепторные центры, глубина залегания которых 0.12–0.17 эВ. Вопрос о природе этих акцепторов подлежит дискуссии уже длительное время (см., например, [15]), но принято считать, что эти дефекты имеют сложную природу и в их состав входят мелкие доноры, а также вакансии кадмия (А-центры).

Глубину залегания А-центра можно определить из формулы (2), учитывая, что DAP-полоса обусловлена переходами электронов в зону проводимости. Используя значения $h\nu_0^{\text{DAP}} = 1.455$ эВ, получим $E_{\text{A}}^{\text{DAP}} = 0.15$ эВ.

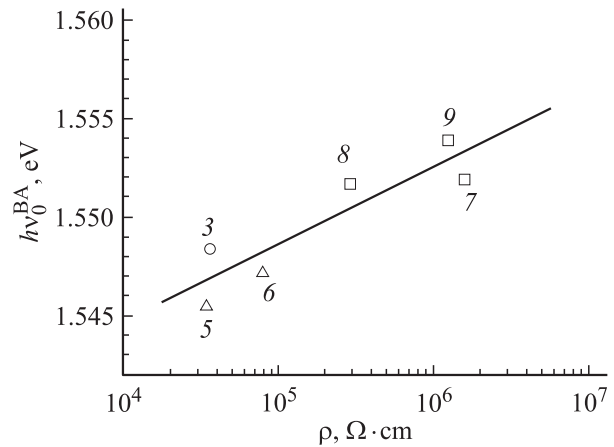


Рис. 5. Зависимость положения максимума бесфонной линии от удельного сопротивления ρ при переходах ВА в образцах CdTe:Pb. Цифры соответствуют номерам образцов в таблице.

По нашему мнению, в исследованных кристаллах А-центры образуются с участием фоновых примесей донорного типа (общая концентрация неконтролируемой примеси в CdTe может превышать 10^{16} cm^{-3} [16]). Полученное значение $E_{\text{A}}^{\text{DAP}}$ достаточно хорошо совпадает с глубиной залегания А-центра ($E_{\text{A}} \approx 0.16$ эВ) в кристаллах *n*-типа, проводимость которых определяется присутствием водородоподобных доноров, созданных элементами III группы [17]. Поэтому мы считаем, что и в наших кристаллах в состав А-центров входят неконтролируемые доноры, расположенные в кадмиевых узлах.

При анализе краевого излучения нужно рассмотреть значительное возрастание интенсивности переходов ВА и смещения максимума бесфонной линии данной серии в коротковолновую область при большом содержании свинца.

Для CdTe свойственна самокомпенсация, поэтому при увеличении количества доноров Pb_{Cd} соответственно возрастает концентрация собственных акцепторных дефектов типа V_{Cd} , которые могут быть в изолированном состоянии или входить в состав ассоциатов. Переходы на такие центры и формируют полосу фотолюминесценции ВА в исследуемых кристаллах. Определенное нами значение $E_{\text{A}}^{\text{BA}} = 0.062$ эВ является близким к глубине залегания собственного акцептора, который образуется в CdTe при отжиге в вакууме ($E_{\text{A}} = 0.05$ эВ) и который авторы [18] связывают с первым зарядовым состоянием вакансии V_{Cd} .

Смещение положения максимумов полос краевой ФЛ теллурида кадмия в коротковолновую область при увеличении уровня легирования известно и объясняется возрастанием роли кулоновской составляющей, которая определяет величину межпримесного взаимодействия [8]. При этом должно изменяться только положение линий DA, обусловленных донорно-акцепторной рекомбинацией, что и наблюдалось в работе [19]. В ис-

следованном материале ситуация иная, поскольку изменяется размещение линий при переходах ВА (рис. 5).

В нашем случае причиной такого смещения может быть сложный характер акцепторного центра, когда энергия ионизации вакансии V_{Cd} , которая находится в кулоновском взаимодействии с донором, зависит от расстояния от него. Такими донорами, на наш взгляд, являются атомы Pb. Большое значение глубины энергетического залегания доноров свинца исключает их непосредственное участие в формировании полосы ВА, но они могут электростатически влиять на V_{Cd} .

Максимум бесфонной полосы при переходах ВА в исследуемых кристаллах при возрастании C_{Pb}^0 смещается на 0.01 эВ (см. таблицу). Предположив, что в образце с малым содержанием Pb (901П-I) кулоновским взаимодействием между Pb_{Cd} и V_{Cd} можно пренебречь, найдем среднее расстояние R между этими дефектами в материале с максимальными C_{Pb}^0 (образец 903П-L). Воспользовавшись известным выражением для энергии кулоновского взаимодействия

$$\Delta W = \frac{e^2}{\epsilon R},$$

при $\Delta W = 0.01$ эВ получим $R = 1.5 \cdot 10^{-6}$ см. Зная средний размер пар, можно определить их концентрацию

$$N = \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right)^{-1},$$

откуда $N \approx 6.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Понятно, что такой же будет и концентрация доноров Pb_{Cd} , которые электростатически взаимодействуют с V_{Cd} , в образце 903П-L. В материале с меньшим C_{Pb}^0 расстояние между компонентами пары будет большим, а смещение пика полосы $h\nu_0^{BA}$ — меньшим.

Кроме пар с большим R , в кристаллах CdTe:Pb присутствуют комплексы с участием атомов свинца и V_{Cd} , которые размещены на соседних кадмиевых узлах. Существованием таких ассоциатов, связь между составляющими которых является ионно-ковалентной, объясняется высокая фоточувствительность исследуемых кристаллов [20].

Для оценки общего количества электрически активных дефектов, связанных со свинцом (изолированных или в составе устойчивых ассоциатов), нужно найти концентрацию последних. Исходя из близости значений удельной фоточувствительности кристаллов CdTe:Ge и CdTe:Pb [19] можно предположить, что у таких материалов количество дефектов, которые определяют фоточувствительность ($M_{Cd}-V_{Cd}$, где M — атомы Ge или Pb), является приблизительно одинаковым и равным $(3-8) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Это значение было получено в работе [21] при исследовании фотоэлектрических свойств CdTe:Ge. Таким образом, содержание примеси Pb в решетке CdTe составляет $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что является значительно меньшим, чем количество атомов свинца в расплаве.

Легирование CdTe примесью свинца мало влияет на состояние фоновых примесей. Это вытекает из сравнения абсолютных значений интенсивности DAP-полосы в образцах с разными значениями C_{Pb} . Как уже отмечалось, это излучение появляется при переходе на сложные акцепторы, в формировании которых принимают участие неконтролируемые доноры. Соотношение интенсивности DAP-излучения в кристаллах 901П и 902П не превышает 2.5 раз, тогда как для переходов ВА в краевой области оно может достигать 150.

5. Заключение

При легировании теллурида кадмия примесью свинца получается материал p -типа, причем компенсирующее действие Pb возрастает пропорционально содержанию примеси. Свойства кристаллов CdTe:Pb существенно отличаются от характеристик CdTe, легированного Ge и Sn, у которых при достижении определенной критической концентрации германия C_{Ge} или олова C_{Sn} свойства материала практически не зависят от C_{Ge} или C_{Sn} [2].

Значительная часть примеси Pb пребывает в электрически неактивном состоянии, создавая, вероятно, включения. Величина и температурный ход подвижности показывают, что эти неоднородности не создают дрейфовых барьеров для протекания тока.

В решетке CdTe доноры Pb_{Cd} могут взаимодействовать с собственными дефектами V_{Cd} . При значительных расстояниях между ними это приводит к понижению энергии ионизации V_{Cd} пропорционально количеству примеси. Располагаясь на соседних узлах кадмиевой подрешетки, эти дефекты создают стойкие ассоциаты.

Список литературы

- [1] А.В. Савицкий, О.А. Парфенюк, М.И. Илащук, П.А. Павлин. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **25** (11), 1848 (1989).
- [2] В.В. Матлак, М.И. Илащук, О.А. Парфенюк, П.А. Павлин, А.В. Савицкий. ФТП, **11** (12), 2287 (1977).
- [3] О.А. Парфенюк, А.В. Савицкий, П.А. Павлин, А.Л. Альбота. Изв. вузов СССР. Физика, **4**, 66(1986).
- [4] O. Panchuk, O. Savitsky, P. Fochuk, Ye. Nykonyuk, O. Parfenyuk, L. Scherbak, M. Paschuk, L. Yatsunyk, P. Feychuk. J. Cryst. Growth, **197**, 607 (1999).
- [5] А. Роуз. *Основы теории фотопроводимости* (М., Мир, 1966). [Пер. с англ.: A. Rose. *Concepts in Photoconductivity and Allied Problems* (N.Y.-London, 1963)].
- [6] K. Shcherbin, S. Odulov, F. Ramaz, B. Farid, B. Briat, H.J. Bardeleben, I. Rarenko, Z. Zakharuk, O. Panchuk, P. Fochuk. *Optics and Optoelectronics, v. 2. Theory Devices and Applications* (Publishing House Narosa, Dehradun, India, 1998).
- [7] A.V. Savitsky, O.A. Parfenyuk, M.I. Ilashchuk, P.M. Fochuk, N.D. Korbutyak. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 263 (2000).
- [8] Ж.Р. Паносян. Тр. ФИАН, **68**, 147 (1973).
- [9] D.M. Eagles. *J. Phys. Chem. Sol.*, **16**, 75 (1960).

- [10] G. Fonthal, L. Tirado-Mejia, J.I. Marin-Hurtado, H. Ariaza-Calderon, J.G. Mendoza-Alvarez. *J. Phys. Chem. Sol.*, **61** (4), 579 (2000).
- [11] Л.П. Щербак, Е.С. Николюк, О.Э. Панчук, А.В. Савицкий, П.И. Фейчук, В.В. Матлак. *Изв. АН СССР. Неорг. матер.*, **13**, 415 (1977).
- [12] P. Feichuk, L. Shcherbak, D. Pluta, P. Moravec, J. Franc, E. Belas, P. Hoschl. *Proc. SPIE*, **3182**, 100 (1997).
- [13] Ф. Крёгер. *Химия несовершенных кристаллов* (М., Мир, 1969). [Пер. с англ.: F.A. Kroger. *The Chemistry of Imperfect Crystals* (Amsterdam, 1964)].
- [14] K.R. Zanio. *Semiconductors and Semimetals. Cadmium Telluride* (N.Y.–San Francisco–London, Academic Press, 1978) v. 13, p. 235.
- [15] M. Somimi, B. Biglari, M. Hage-Ali, J.M. Koebel, P. Siffert. *Phys. St. Sol. (a)*, **100**, 251 (1987).
- [16] P. Rudolph, M. Muhlberg, M. Neubert, T. Boeck, P. Mock, L. Parthier, K. Jacobs. *J. Cryst. Growth*, **118**, 204 (1992).
- [17] Н.В. Агринская, Е.Н. Аркадьева, О.А. Матвеев. *ФТП*, **5**, 869 (1971).
- [18] M.R. Loreuz, V. Segall. *Phys. Lett.*, **7**, 18 (1963).
- [19] Н.В. Агринская, Е.Н. Аркадьева, О.А. Матвеев. *ФТП*, **5**, 863 (1971).
- [20] P. Gorley, J. Vorobiev, V. Makhniy, O. Parfenyuk, M. Iashchuk, J. Gonzalez-Hernandez, P. Horley. *Mater. Sci. Eng.*, in press (2003).
- [21] Е.С. Николюк, О.А. Парфенюк, В.В. Матлак, К.Д. Товстюк, А.В. Савицкий. *ФТП*, **9** (7), 1271 (1975).

Редактор Т.А. Полянская

Equilibrium characteristics of low-temperature photoluminescence of CdTe:Pb single crystals

*A.V. Savitsky, O.A. Parfenyuk, M.I. Iashchuk,
A.I. Savchuk, S.N. Chupura*

Y. Fed'kovych Chernivtci National University,
58012 Chernivtci, Ukraine

Abstract Single crystals of CdTe:Pb with different impurity densities in the melt ($C_{\text{Pb}}^0 = 5 \cdot 10^{18}, 10^{19}, 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) have been grown by the Bridgman method. Equilibrium characteristics of the material are determined by deep acceptors $E_v + (0.39 \pm 0.02) \text{ eV}$. The hole concentration decreases inversely to the amount of impurity over the whole range of C_{Pb}^0 . Donor-acceptor pairs and edge band stand out in the low temperature photoluminescence. A sharp increase in band-acceptor transitions has been observed as the C_{Pb}^0 inversed. For this emission maximum of zero-phonon band shifts toward shorter wavelengths. Possible origin of transitions and dynamics of the photoluminescence spectra depending on doping level have been analyzed.