

Низкотемпературные нестабильности электрических свойств полуизолирующих кристаллов $\text{Cd}_{0.96}\text{Zn}_{0.04}\text{Te}:\text{Cl}$

© А.В. Савицкий[¶], О.А. Парфенюк, М.И. Илащук, К.С. Уляницкий, С.Н. Чупыра, Н.Д. Вахняк

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

(Получена 28 июня 2004 г. Принята к печати 10 ноября 2004 г.)

Исследованы электрические (295–430 К) свойства и низкотемпературная (4.2 К) фотолуминесценция полуизолирующих кристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}:\text{Cl}$ с разным содержанием примеси в расплаве ($C_{\text{Cl}}^0 = 5 \cdot 10^{17} - 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). На всех образцах при достаточно низких температурах ($T = 330 - 385 \text{ К}$) наблюдались неравновесные процессы, которые приводили к уменьшению концентрации носителей. Эти изменения имеют обратимый характер. Определена энергия активации такого процесса: $E_a = 0.88 \text{ эВ}$. Как и в случае полуизолирующего $\text{CdTe}:\text{Cl}$, наблюдаемые явления можно объяснить изменением зарядового состояния атомов неконтролируемой меди: $\text{Cu}_{\text{Cd}} \leftrightarrow \text{Cu}_i$. При введении Zn изменяется соотношение между концентрациями мелких доноров Cu_i и Cl_{Te} по сравнению с их количеством в исходном материале.

1. Введение

Теллурид кадмия и $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ являются очень перспективными в плане практического использования материалами и поэтому интенсивно исследуются для создания многих приборов. Для большинства применений нужны объемные структурно совершенные образцы с минимальными значениями концентраций равновесных носителей и стабильными во времени параметрами. Для получения такого материала кристаллы легируют донорными примесями, которые компенсируют собственные дефекты акцепторного типа (считается, что это изолированные вакансии кадмия).

В качестве легирующих доноров можно использовать водородоподобные примеси донорного типа (например, Cl [1]) и элементы, которые создают глубокие уровни в запрещенной зоне (V, Ti, Ge, Sn, Pb) [2]. Самые лучшие результаты по созданию детекторов рентгеновского и γ -излучения получены на теллуриде кадмия и твердых растворах $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$.

Большинство работ по изучению свойств легированного хлором CdTe и CdZnTe посвящены исследованию условий получения и структурных свойств объемных образцов полуизолирующего материала. Однако мало внимания уделяется изучению явлений переноса (особенно для CdZnTe) и определению возможной корреляции между равновесными параметрами кристаллов и технологическими режимами их получения.

При исследовании температурных зависимостей электрических свойств (σ , R_H) образцов $\text{CdTe}:\text{Cl}$ были обнаружены обратимые низкотемпературные изменения [3]. Цель данной работы заключается в изучении влияния примеси цинка на величину и характер таких изменений в полуизолирующих образцах $\text{Cd}_{0.96}\text{Zn}_{0.04}\text{Te}:\text{Cl}$. Известно [4], что при добавлении Zn к решетке теллурида кадмия увеличивается ковалентная составляющая связи, что улучшает структурное совершенство материала.

[¶] E-mail: p_ebox@mail.ru

2. Экспериментальная часть

Кристаллы были выращены вертикальным методом Бриджмена из предварительно синтезированного материала, в который добавляли необходимое количество соли CdCl_2 . Количество хлора в жидкой фазе составляло $C_{\text{Cl}}^0 = 5 \cdot 10^{17} - 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Выращенные кристаллы имели крупноблочную структуру ($5 - 8 \text{ см}^3$ — величина отдельного блока) при общем объеме слитка $50 - 60 \text{ см}^3$. Образцы для электрических измерений (размерами $1.5 \times 1.2 \times 12 \text{ мм}$) изготавливали с начальной (I), средней (M) и конечной (L) частей слитка (см. рис. 1). Приготовление образцов и нанесение контактов были обычными. Измерения температурных зависи-

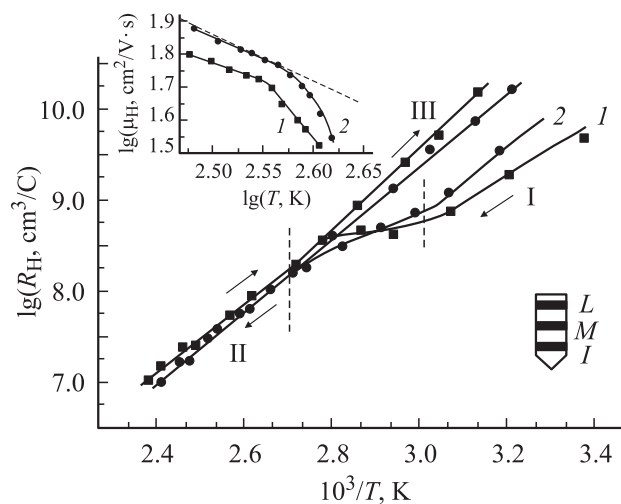


Рис. 1. Температурные зависимости R_H образцов $\text{Cd}_{0.96}\text{Zn}_{0.04}\text{Te}:\text{Cl}$: 1 — образец C-I, 2 — образец E-M. Стрелки указывают на последовательность измерений. Римскими цифрами обозначены разные участки экспериментальных зависимостей, а вертикальными штриховыми линиями выделена переходная область (см. текст). На вставке — температурные зависимости холловской подвижности тех же образцов. Штриховая линия — зависимость $\mu_H(T)$ при рассеивании на оптических фононах.

симостей электропроводности и коэффициента Холла проводили на постоянном токе как при возрастании температуры, так и в направлении ее уменьшения.

Низкотемпературную (4.2 К) фотолюминесценцию (ФЛ) исследовали по стандартной методике на свежесколотых поверхностях. Разрешающая способность была не ниже 1 мЭВ.

3. Результаты и обсуждение

Все исследуемые кристаллы были дырочного типа проводимости с удельным сопротивлением (ρ) при 295 К от $2.7 \cdot 10^7$ до $1.08 \cdot 10^8$ Ом·см и подвижностью μ_n в пределах 58–80 см²/В·с (см. таблицу). Особенностью образцов Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te:Cl было то, что в процессе измерений они отжигались при достаточно низких температурах (330–385 К, рис. 1). При измерениях в направлении увеличения температуры можно выделить два прямолинейных участка с разными углами наклона: при $T < 330$ К (I участок) и $T > 385$ К (II участок), между которыми находится переходная область. При последующем понижении T измеренные значения R_H сначала совпадают с полученными в первой половине измерительного цикла (II участок) и располагаются выше их при дальнейшем охлаждении, образуя III участок.

В таблице приведены энергии ионизации уровней ΔE для разных образцов, которые соответствуют проводимости на конкретных участках зависимостей $\lg R_H = f(10^3/T)$. Сравнивая значения ΔE_1 , ΔE_2 и ΔE_3 , видим, что проводимость всех кристаллов после отжига определяется более глубокими уровнями ($\Delta E_2 > \Delta E_1$), а при переходе к третьему участку энергия активации не изменяется или немного возрастает ($\Delta E_3 \geq \Delta E_2$).

Равновесные характеристики образцов Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te:Cl перед началом измерений (295 К) и энергии активации разных участков экспериментальных зависимостей $\lg R_H = f(10^3/T)$

№	Образец*	$C_{Cl}^0, \text{см}^{-2}$	До нагревания		$\rho/\rho_0, **$	$\Delta E, \text{эВ}$		
			$\rho_0, \text{Ом} \cdot \text{см}$	$\mu_n, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$		I ΔE_1	II ΔE_2	III ΔE_3
1	A-I	$5 \cdot 10^{17}$	$6.8 \cdot 10^7$	60	6.8	0.63	0.72	0.72
2	A-M	—	$1.0 \cdot 10^8$	57	8.1	0.62	0.73	0.81
3	A-L	—	$4.7 \cdot 10^7$	65	5.0	0.60	0.67	0.73
4	B-M	$1 \cdot 10^{18}$	$6.6 \cdot 10^7$	62	5.7	0.60	0.67	0.74
5	B-L	—	$2.7 \cdot 10^7$	78	7.6	0.52	0.71	0.71
6	C-I	$5 \cdot 10^{18}$	$8.5 \cdot 10^7$	62	36	0.49	0.73	0.87
7	C-M	—	$4.2 \cdot 10^7$	58	60	0.44	0.71	0.82
8	C-L	—	$4.8 \cdot 10^7$	70	10.2	0.44	0.70	0.76
9	D-M	$1 \cdot 10^{18}$	$1.8 \cdot 10^8$	72	6.2	0.77	0.80	0.80
10	E-M	$1 \cdot 10^{19}$	$1.6 \cdot 10^8$	80	4.0	0.75	0.78	0.78

Примечание. * Первая буква — название слитки, другая — размещение в нем образца. ** ρ — сопротивление после измерительного цикла.

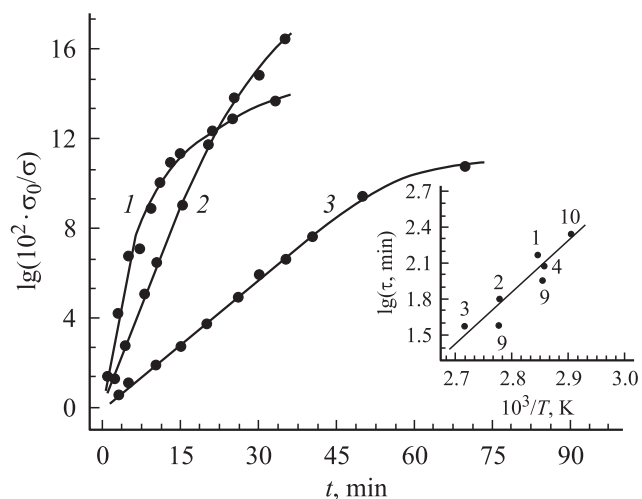


Рис. 2. Типичные изотермические релаксационные зависимости проводимости полупроводящих образцов Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te:Cl при температурах 368 (1), 351 (2) и 344 К (3). На вставке — температурная зависимость постоянной времени релаксации, полученная при исследовании разных кристаллов. Цифры возле экспериментальных точек соответствуют нумерации образцов в таблице.

Наблюдаемые изменения носили обратимый характер и при сохранении образцов при комнатной температуре в течение нескольких месяцев их параметры возвращались к первоначальным значениям.

Анализ температурных зависимостей холловской подвижности носителей показал, что во всех образцах преобладает рассеивание на тепловых колебаниях решетки (см. вставку на рис. 1). Особенностью кристаллов является то, что при температурах, которые превышают T отжига (II область на зависимости $\lg R_H = f(10^3/T)$), наблюдается резкое уменьшение величины $R_H \cdot \sigma$. При этом угол наклона в зависимости $\mu \propto T^{-\alpha}$ изменяется от $\alpha \approx 1.4$ (I область) до $\alpha > 3.4$ (II область). Наблюдаемое уменьшение подвижности не может быть вызвано рассеиванием на дополнительно заряженных точечных дефектах, поскольку оценивание их необходимого количества по формуле Брукса-Херинга [5] приводит к нереальным значениям N . Такой ход зависимости $\lg(R_H \cdot \sigma) = f(\log T)$ можно объяснить тем, что при температурах, соответствующих II области экспериментальной зависимости, нарушается строгое соотношение $p/n_i = (\mu_n/\mu_p)^2$, которое должно выполняться при примесной проводимости, и осуществляется переход к смешанной проводимости. Измерения R_H при более высоких температурах подтвердили это: при $T \approx 200$ К происходит изменение его знака и переход к электронному типу проводимости.

Исследования изотермических релаксационных зависимостей проводимости образцов при температурах, которые соответствуют переходной области, показали, что их начальные участки могут быть описаны экспоненциальной зависимостью $\sigma = \sigma_0 \exp(-t/\tau)$, где

σ_0 — электропроводность образца в равновесных условиях; τ — время релаксации. Построив зависимости $\lg(\sigma_0/\sigma) = f(t)$, получили прямые, по наклону которых определили время релаксации (см. рис. 2). Температурную зависимость τ образцов можно описать экспоненциальным законом $\tau = \tau_0 \exp(E_a/kT)$, где E_a — энергия активации процесса. Из зависимости $\lg \tau = f(10^3/T)$ определили E_a , которая составляла 0.88 эВ (см. вставку на рис. 2).

Типичные спектры ФЛ образцов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ перед началом измерений и после термообработки приведены на рис. 3. Для конкретных образцов спектры ФЛ могут отличаться лишь положением максимумов отдельных полос излучения, что обусловлено их разным составом, и незначительными изменениями в соотношении их интенсивностей.¹

В экситонной области спектра (1.605–1.630 эВ) проявляются линии экситонов, связанных на нейтральных донорах (D^0, X) и акцепторах (A^0, X). Полоса (D^0, X) является довольно узкой (полуширина ~ 2 мэВ) с положением максимума при 1.6174 эВ. Линия (A^0, X) является более широкой и на ней разделяются две составляющие (A_1^0, X) и (A_2^0, X) с максимумами при 1.6129 и 1.6117 эВ соответственно. Две менее интенсивные линии излучения обусловлены рекомбинацией свободных экситонов с верхней (НРВ) и нижней (ЛРВ) поляритонных веток. Соответствующие энергии равны 1.6209 и 1.6193 эВ.

Исходя из энергетического размещения полос ЛРВ и НРВ и принимая во внимание, что энергия связи экситона в CdTe равна $E_{ex} = 10.3$ мэВ [7], ширина запрещенной зоны образца составляет $E_g = 1.6304$ эВ. Такое значение E_g соответствует составу $x = 0.07$, поскольку для $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ между шириной запрещенной зоны и составом существует соотношение [8]: $E_g(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}) = E_g(\text{CdTe}) + 0.322x + 0.463x^2$.

Природа полосы (A^0, X) в CdTe исследовалась многими авторами, но единого мнения об ее возникновении не существует (см. работу [9]). Чаще всего считается, что она имеет сложную природу и формируется при участии простых акцепторов Cu_{Cd} и ассоциатов ($V_{\text{Cd}}-D$) или ($V_{\text{Cd}}-2D$), где D — атомы фоновых примесей донорного типа. Широкий максимум составляющей (A_1^0, X) и наличие признаков его определенной структуры указывают на то, что в исследуемых кристаллах $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ более высокоэнергетическая составляющая создается экситонами, связанными на сложных акцепторных дефектах, в состав которых входят разные типы мелких доноров. Составляющая (A_2^0, X) может формироваться при рекомбинации экситонов, связанных на акцепторах меди.

Интенсивность ФЛ в прикраевой области (1.54–1.60 эВ) значительно меньше. Здесь выделяются две линии излучения при энергиях 1.5915 и 1.5772 эВ, а также их первые фоновые повторения. Одновременное

проявление двух типов переходов является типичным для ФЛ кристаллов CdTe в прикраевой области спектра. Их связывают с переходами зонных и локализованных на мелких донорных уровнях электронов на мелкий акцепторный центр. Поэтому можно считать, что линия с максимумом при 1.5915 эВ соответствует (B, A) излучению, а при 1.5772 эВ — (D, A) переходам.

Глубину залегания акцепторного дефекта E_a^{BA} при (B, A)-переходах можно найти по известной формуле:

$$E_a^{BA} = E_g - hv_{\max}^{BA} + \frac{kT}{2},$$

где T — температура электронов, hv_{\max}^{BA} — положение максимума бесфононной линии. Используя значения $E_g = 1.6304$ эВ и $hv_{\max}^{BA} = 1.5915$ эВ, получим $E_a^{BA} = 0.039$ эВ. Поскольку в CdTe глубины залегания мелких акцепторных примесей ($\text{Li}, \text{Na}, \text{N}, \text{P}$) и V_{Cd} больше (0.05–0.06 эВ [10]), (B, A)-полоса в исследуемых кристаллах не может формироваться при переходах на изолированные дефекты. Это указывает на то, что уровень $E_a^{BA} = 0.039$ эВ имеет сложную природу (донорно-акцепторная пара — DAP) и понижение энергии ионизации происходит благодаря кулоновскому взаимодействию между ее составляющими. Исследуемые кристаллы имеют значительное количество дефектов донорного типа (фоновых и легирующей примеси Cl_{Te}), поэтому образование таких пар является вполне возможным. О большей концентрации дефектов донорного типа свидетельствует наличие интенсивной полосы излучения экситонов, связанных на нейтральных донорах.

В донорно-акцепторной области ФЛ (1.35–1.53 эВ) проявляется типичная для CdTe широкая полоса излучения с максимумом бесфононной линии hv_{\max}^{DAP} при 1.4689 эВ (DAP-полоса). Она вызвана переходами на акцепторные центры в области энергий 0.12–0.17 эВ. Такими дефектами могут быть атомы Cu в кадмиевых узлах, энергия ионизации которых $E_a = 0.146$ эВ [10], или это ассоциаты с участием V_{Cd} и доноров (A -центры). В общем случае могут одновременно происходить переходы на разные типы центров, которые принимают

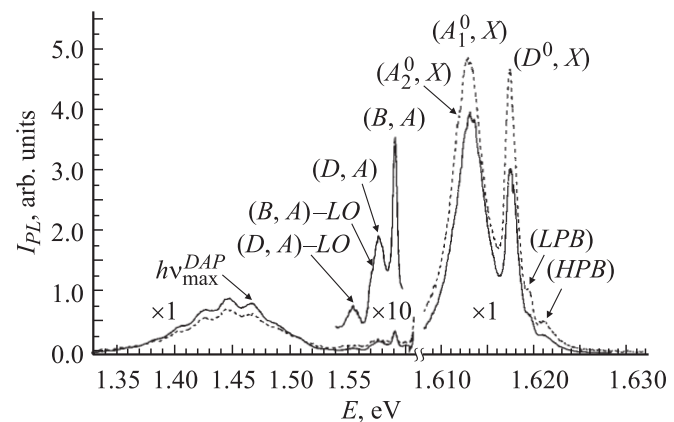


Рис. 3. Спектральная зависимость низкотемпературной ФЛ образца $\text{Cd}_{0.96}\text{Zn}_{0.04}\text{Te}:\text{Cl}$ до (штриховая линия) и после отжига при 373 К на протяжении 1 ч (сплошная линия).

¹ Эффективный коэффициент распределения Zn в $\text{CdTe} \neq 1$ и, по данным разных авторов, находится в границах 1.35–1.60 [6]. Поэтому состав образцов твердого раствора $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}:\text{Cl}$ будет зависеть от их расположения по длине слитка.

участие в появлении DAP-полосы, что значительно усложняет ее интерпретацию.

Если считать, что DAP-излучение создается переходами электронов из зоны проводимости, глубина залегания соответствующих акцепторных центров E_a^{DAP} может быть определена из формулы (1). Используя значения $E_{\max}^{DAP} = 1.4689$ эВ, получим $E_a^{DAP} \approx 0.16$. Такая глубина залегания А-центра не свойственна для легированных Cl кристаллов (0.14 эВ [11]). Поэтому можно предположить, что в кристаллах $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$, как и в образцах $CdTe:Cl$ [9], DAP-полоса образуется излучательными переходами с мелких доноров на акцепторные дефекты. Значение E_a^{DAP} можно оценить из соотношения $h\nu_{\max}^{DAP} = E_g - E_D - E_a^{DAP}$, где E_D — глубина залегания мелкого донора. Принимая $E_D = 0.014$ эВ [12], получим $E_a^{DAP} = 0.147$ эВ, что совпадает с глубиной залегания акцепторного уровня Cu в CdTe и А-центра при участии Cl.

Релаксационный характер изменений электрических параметров образцов $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$ свидетельствует о том, что они не связаны с приближением системы точечных и структурных дефектов к состоянию термодинамического равновесия при низких температурах, что возможно при определенных условиях выращивания (большие скорости охлаждения, значительные концентрации легирующих малорастворимых примесей и т. д.).

Увеличение удельного сопротивления кристаллов при $T > 330$ К может быть вызвано или уменьшением общего количества глубоких акцепторных центров, которые определяют проводимость (кристаллы p -типа), или увеличением степени их компенсации. Природа уровней в середине запрещенной зоны полуизолирующих образцов $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$ не является полностью понятной, однако маловероятно, что их концентрация может изменяться при столь низких температурах. Мы считаем, что причиной таких изменений является образование при $T > 330$ К дополнительных доноров Cu_{Cd}^+ в соответствии с реакцией $Cu_{Cd}^- \leftrightarrow V_{Cd}^- + Cu_i^+ + e^-$. Концентрация Cu как одной из основных фоновых примесей может достигать в CdTe величины 10^{16} см^{-3} . Медь принимает определенное участие в процессах компенсации в $CdTe:Cl$ [13], и ее взаимодействием с собственными дефектами объясняются релаксационные процессы в легированном теллуриде кадмия [14]. Доказательством правильности нашего предположения о значительной роли Cu в исследуемых процессах является совпадение величины энергии активации процесса (0.87 эВ для $CdTe:Cl$) и границ температурного интервала, в котором наблюдаются изменения, а также их общего характера в образцах $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$ и $CdTe:Cl$ [3].²

Измерения ФЛ кристаллов $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$ после термообработки (рис. 3) показали, что отжиг мало изменяет форму спектра излучения. Во всех исследуемых кристаллах наблюдается незначительный рост интенсивности

² В работе [3] более полно обоснована правомерность использования предположения о решающей роли атомов неконтролируемой меди в релаксационных процессах, которые наблюдаются при нагревании полуизолирующего $CdTe:Cl$, поэтому в данной статье мы опускаем эту информацию.

DAP-полосы, который может быть объяснен увеличением концентрации мелких доноров, переходы с которых являются причиной возникновения ФЛ в данной области спектра. Интенсивность линий ФЛ при термообработке практически не изменяется в краевой части спектра и может незначительно изменяться в ту или иную сторону в экситонной области. При этом во всех кристаллах до и после термообработки, кроме линии (A^0, X) , всегда присутствует интенсивная (D^0, X) -полоса ФЛ.

Исследования свойств $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$ и $CdTe:Cl$ [3] показывают, что в обоих материалах есть большие концентрации мелких доноров (Cl_{Te} , Cu_i), которые через кулоновское взаимодействие понижают энергию ионизации мелких акцепторов (для $CdTe:Cl$ $E_a^{BA} = 0.03$ эВ [3]). Переходы на эти дефекты формируют (B, A) -полосы ФЛ в краевой области спектра. Сравнение влияния отжига на динамику изменения этой линии излучения в кристаллах $CdTe:Cl$ [3] и $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$ показывает, что в образцах твердого раствора атомы меди играют меньшую роль в образовании дефектов с энергией ионизации E_a^{BA} и их количество меньше по сравнению с концентрацией мелких доноров Cl_{Te} . В легированном хлором CdTe полоса (B, A) образуется лишь после термообработки.

Одинаковый характер изменений свойств образцов $CdTe:Cl$ [3] и $Cd_{1-x}Zn_xTe:Cl$ при электрических измерениях и различия в спектрах ФЛ этих материалов согласуются с предположением о разных относительных количествах доноров Cu_i и Cl_{Te} . Поскольку эти дефекты принимают участие в образовании (B, A) -полосы ФЛ, при генерации малого количества межузельной меди при нагревании ($[C_i] \ll [Cl_{Te}]$) интенсивность данной линии излучения будет мало изменяться. Однако появление даже малого количества дополнительных доноров может изменить степень компенсации глубоких уровней и, соответственно, удельное сопротивление образцов, поскольку концентрация равновесных дырок в начале переходной области ($T \geq 330$ К) мала: $p \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Полученные результаты подтверждают существующее мнение о том, что при вхождении атомов Zn в решетку CdTe происходит существенное изменение в системе собственных дефектов теллурида кадмия [6].

4. Заключение

При нагревании полуизолирующих кристаллов $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te:Cl$ в области достаточно низких температур ($T \geq 330$ К) происходит генерация дополнительных доноров, что приводит к увеличению удельного сопротивления материала. Наблюдаемые явления носят обратимый характер. Как и в случае полуизолирующего $CdTe:Cl$, причиной таких процессов является изменение зарядового состояния атомов меди: $Cu_{Cd} \leftrightarrow Cu_i$. Добавление атомов Zn меняет соотношение между концентрациями мелких донорных дефектов (Cu_i и Cl_{Te}) в направлении возрастания количества последних.

Список литературы

- [1] О.А. Матвеев, А.И. Терентьев. ФТП, **34** (11), 1316 (2000).
- [2] P. Moravec, M. Hage-Ali, L. Chibani, P. Siffert. Mater. Sci. Engin. B, **16**, 223 (1993).
- [3] A. Savitsky, O. Parfenyuk, M. Ilashchuk, P. Fochouk, N. Korbutyak. Semicond. Sci. Technol., **15**, 263 (2000).
- [4] J.J. Kennedy, P.M. Amirthara, P.R. Boyd, S.B. Qadri, R.C. Dobbyn, G.G. Long. J. Cryst. Growth, **186**, 93 (1998).
- [5] *Физика и химия соединений A^{II}B^{VI}* (М., Мир, 1970).
- [6] E. Weigel, G. Müller-Vogt. J. Cryst. Growth, **161**, 40 (1996).
- [7] P. Hóschl, Yu.M. Ivanov, E. Belas, J. Franc, R. Grill, P. Hlidek, P. Moravec, M. Zvara, H. Sitter, A. Toth. J. Cryst. Growth, **184–185**, 1039 (1998).
- [8] W. Stadler, D.M. Hofmann, H.C. Alt, T. Muschik, B.K. Meyer, E. Weigel, G. Müller-Vogt, M. Salk, E. Rupp, K.W. Benz. Phys. Rev. B, **51** (16), 10613 (1995).
- [9] Д.В. Корбутяк, С.Г. Крилюк, Ю.В. Крюченко, Н.Д. Вахняк. Оптоэлектрон. и полупроводн. техн., В, **37**, 23 (2002).
- [10] E. Molva, J.L. Pautrat, K. Saminadayar, G. Milchberg, N. Magnea. Phys. Rev. B, **84** (6), 3344 (1984).
- [11] Н.В. Агринская, Е.Н. Аркадьева, О.А. Матвеев. ФТП, **4** (2), 412 (1970).
- [12] J.M. Franco, K. Saminadayar, J.L. Pautrat. Phys. Rev. B, **41** (17), 12035 (1990).
- [13] B. Biglari, M. Samimi, M. Hage-Ali, J.M. Koebel, P. Siffert. J. Cryst. Growth, **189**, 428 (1998).
- [14] А.В. Савицкий, М.И. Илашчук, О.А. Парфенюк, К.С. Уляницкий, П.М. Фочук. УФЖ, **41** (1), 82 (1996).

Редактор Л.В. Беляков

Low-temperature instabilities of electrical properties in semi-insulating Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te:Cl crystals

A.V. Savitskiy, O.A. Parfenyuk, M.I. Ilashchuk, K.S. Ulyanytskiy, S.N. Chupyra, N.D. Vachnyak

Yu. Fed'kovych Chernivtsi National University, 58012 Chernivtsi, Ukraine

Abstract Electrical properties in the range [295–430 K] and the low-temperature photoluminescence at 4.2 K are investigated for semi-insulating Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te:Cl crystals with a different content of the dopant in the melt ($C_{\text{Cl}}^0 = 5 \cdot 10^{17} - 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). At temperatures low enough ($T = 330 - 385 \text{ K}$), the non-equilibrium processes leading to the decrease of free carrier concentration were found for all the investigated samples. These changes display a reversible behaviour. The activation energy E_a of this process is determined to be 0.88 eV. Like to the case of semi-insulating CdTe:Cl crystals, the observed phenomena can be explained by the variation of the charge state of uncontrolled copper atoms under at the $\text{Cu}_{\text{Cd}} \leftrightarrow \text{Cu}_i$ transition. The addition of Zn changes the ratio between the concentrations of shallow Cu_i and Cl_{Te} donors as compared to that in CdTe:Cl crystals.