

Глубокие электронные состояния в нелегированном поликристаллическом CdTe, отожженном в жидком кадмии

© Е.А. Боброва[¶], Ю.В. Клевков

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

(Получена 22 декабря 2010 г. Принята к печати 28 декабря 2010 г.)

Методом нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS) определен набор глубоких электронных состояний после отжига в жидком кадмии нелегированного поликристалла *n*-CdTe, выращенного путем химического синтеза из паровой фазы в сильно неравновесных условиях. После отжига концентрация электронов возросла от $\sim 10^8$ до 10^{15} см⁻³. Доминирующими в спектре DLTS были электронные ловушки с глубокими уровнями $E_1 = 0.84 \pm 0.03$ эВ и $E_2 = 0.71 \pm 0.02$ эВ с суммарной концентрацией $\sim 10^{14}$ см⁻³. Обсуждается роль границ зерен и собственных точечных дефектов в формировании глубоких центров и их влияние на величину проводимости в результате отжига. Рассматривается связь уровня E_1 с комплексами собственных точечных дефектов, а уровня E_2 с точечным дефектом Cd_i.

1. Введение

Выращивание объемных кристаллов CdTe детекторного качества с высоким удельным сопротивлением до сих пор является актуальной проблемой и достигается в настоящее время эмпирическим путем в результате применения разных методов роста, легирования и режимов последующего отжига [1,2]. Нелегированный теллурид кадмия с высоким удельным сопротивлением можно получить при определенных условиях роста, если концентрация фоновых примесей не превышает 10^{15} см⁻³ [3]. Компенсация фоновых примесей в этом случае обеспечивается собственными точечными дефектами с электронными уровнями вблизи середины запрещенной зоны. Механизмы компенсации и природа глубоких уровней до сих пор изучены недостаточно хорошо.

В последнее время повышенный интерес привлекли внимание детекторы из поликристаллического теллурида кадмия для получения изображения в рентгеновских и гамма-лучах на достаточно больших площадях по сравнению с монокристаллическими материалами [4,5]. Толстые поликристаллические слои нелегированного CdTe (0.3–2 мм) с удельным сопротивлением 10^8 – 10^9 Ом·см были получены осаждением из паровой фазы [6,7]. Общим свойством поликристаллических материалов является присутствие границ зерен, которые создают центры рекомбинации и ловушки для носителей заряда, что ухудшает характеристики детекторов.

Отжижки в технологии полупроводниковых материалов II–VI занимают особое место и используются для изучения дефектной структуры и контроля свойств. Термообработка CdTe в насыщенных парах кадмия использовалась для изучения поведения собственных точечных дефектов и химических примесей в монокристаллах, выращенных по методам Бриджмена и перемещающегося нагревателя (ТНМ) [8–10]. Сведения по отжигу нелегированного объемного CdTe в жидком кадмии касаются в

основном монокристаллических образцов, выращенных из расплава в избытке теллура [11,12], и практически отсутствуют для поликристаллов.

Отжижки тонких поликристаллических пленок и фотовольтаических структур CdTe для солнечной энергетики применялись для контроля их оптоэлектронных свойств и повышения КПД преобразования [13,14]. Это связано в первую очередь с поверхностной морфологией границ зерен, а также со спецификой взаимодействия их с точечными дефектами и примесями во время отжига материала в различных средах. Было отмечено, что процедуры получения структур и чистота исходных реагентов оказывают большое влияние на конечный результат.

Недавно разработанный способ синтеза толстых поликристаллических слоев нелегированного CdTe в сильно неравновесных условиях путем прямой химической реакции в потоке паров компонентов представляет интерес благодаря высокой скорости роста и достаточно высокому качеству материала с высоким удельным сопротивлением [15,16]. Переход к быстрой кристаллизации в неравновесных условиях при больших пересыщениях и низких температурах (500–600°С) позволяет подавить диффузию точечных дефектов, участвующих в образовании примесно-дефектных комплексов, избежать термодинамических ограничений в дефектообразовании этих соединений. Электрофизические свойства такого материала и роль глубоких уровней в нем пока недостаточно изучены. Ранее исследование глубоких электронных состояний методом DLTS было проведено на поликристаллах *p*-CdTe, полученных методом вакуумной сублимации [17].

В данной работе методом DLTS исследовались глубокие уровни в специально нелегированных, выращенных указанным способом поликристаллических образцах *n*-CdTe после термоотжига их в жидком кадмии. Цель работы состояла также в том, чтобы проанализировать роль собственных точечных дефектов (СТД) в

[¶] E-mail: bobrova@lebedev.ru

формировании глубоких центров в CdTe с концентрацией фоновых примесей $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и определить влияние отжига на величину и тип проводимости материала.

2. Эксперимент

2.1. Подготовка образцов и методика эксперимента

Нелегированные поликристаллические слои CdTe толщиной 2.5 мм синтезированы в паровой фазе методом прямой химической реакции непрерывно подаваемых из отдельных ячеек паров компонентов с небольшим отклонением их от стехиометрии в сторону избытка кадмия ($P_{\text{Cd}} > 1/2P_{\text{Te}_2}$) [15,16]. Для синтеза использовались Cd и Te чистотой 6N, которые были подвергнуты дополнительной очистке методом сублимации [18]. Поликристаллические слои имели текстурированную структуру с предпочтительным направлением роста зерен $\langle 111 \rangle$. До отжига материал имел электронный тип проводимости и удельное сопротивление при комнатной температуре $\sim 3 \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Подвижность, определенная по фото-Холлу, составила $\sim 120 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, что соответствует темновой концентрации электронов $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Отжиг образцов в жидком кадмии чистотой 6N без предварительной обработки поверхностей слоя проводили при температуре 530°C в течение 75 ч. После отжига образцы утончались путем шлифовки–полировки до толщины 0.8 мм. Размер зерен в приготовленном образце составлял 60–100 мкм, основным структурным дефектом в зерне были двойники. Перед нанесением контактов поверхность образца подвергалась химическому травлению в растворе бром-метанола. Диод Шоттки формировался осаждением золота из раствора AuCl_3 в качестве барьерного контакта. Площадь контакта Шоттки была равна 5 мм^2 . Омический контакт изготавливался нанесением индия.

Для выбора режима измерений и интерпретации спектров DLTS определяли параметры диодов Шоттки из вольт-амперных ($I-V$) и вольт-фарадных ($C-V$) характеристик диодов. Для корректного измерения DLTS спектров необходимо было соблюдение условий

$$R_r \gg R_c \gg R_s, \quad (1)$$

где $R_c = 1/\omega C$ — емкостное сопротивление диода, R_s — последовательное омическое сопротивление диода, R_r — сопротивление барьера Шоттки, обусловленное токами утечки при обратном смещении. Нарушение этих условий приводит к искажению спектра DLTS или даже к изменению фазы сигнала [19]. Условие (1) выполнялось во всем интервале используемых температур ($\sim 100\text{--}375 \text{ К}$). Характеристики $C-V$ и спектры DLTS измерялись на частоте 840 кГц. По данным характеристик диодов $I-V$ и $C-V$ сделаны оценки положения уровня Ферми в полупроводнике и концентрации глубоких центров.

Запись спектров DLTS проводилась на автоматизированной установке методом строб-интегратора с накоплением данных в компьютере. За один температурный проход от 90 до 380 К записывались спектры для четырех окон скорости эмиссии. Времена релаксации емкости измерялись стробированием в интервале от 4 до 64 мс при отношении времен соседних стробов, равном 2. Длительность импульса заполнения (4 мс) обеспечивала максимальную заселенность глубоких уровней.

2.2. Результаты $I-V$ и $C-V$ измерений

На рис. 1 представлены зависимости $I-V$ и на вставке $\ln(I)$ от V . Последовательное сопротивление диода R_s , а также высота потенциального барьера в полупроводнике u_b оценивались по прямой ветви $I-V$ -характеристики на участке, где $I-V$ выходит на почти линейную зависимость. В предельном случае достаточно больших напряжений наклон зависимости дает значение R_s , а величина отсечки на оси напряжений экстраполированного линейного участка определяет величину, близкую к высоте барьера в полупроводнике u_b .

С понижением температуры от 375 до 105 К высота барьера u_b увеличивалась от 0.48 до $\leq 0.9 \text{ эВ}$. Значительное изменение u_b с температурой наблюдалось также и в [20], что соответствует смещению уровня

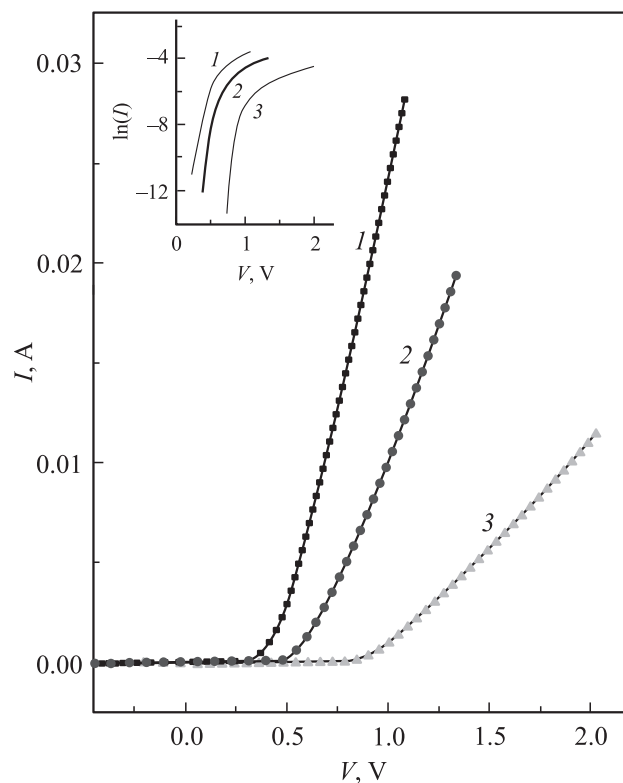


Рис. 1. Вольт-амперные ($I-V$) характеристики диода Шоттки и зависимости $\ln(I)$ от напряжения (на вставке) для температур, К: 1 — 370, 2 — 295, 3 — 105.

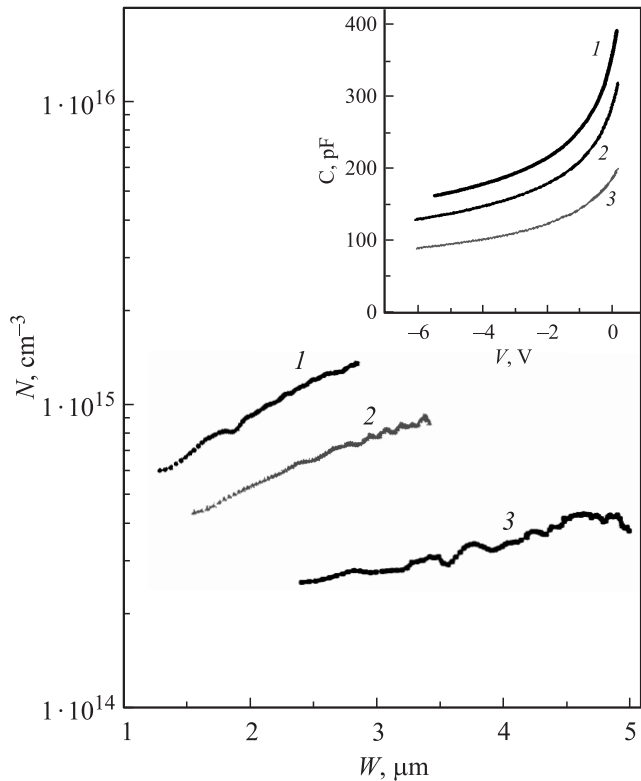


Рис. 2. Профили концентрации свободных носителей заряда и вольт-фарадные ($C-V$) характеристики (на вставке) для температур, К: 1 — 370, 2 — 295, 3 — 105.

Ферми в объеме полупроводника к зоне проводимости с понижением температуры.

Для оценки высоты барьера в металле ϕ_b и коэффициента неидеальности n использована модель термоэлектронной эмиссии, описывающая протекание тока в диодах Шоттки на основе CdTe:

$$I = I_s \left(\exp((qV - IR_s)/nkT) - 1 \right), \quad (2)$$

где $I_s = SA^*T^2 \exp(-q\phi_b)$, I_s — ток насыщения, q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, A^* — эффективная постоянная Ричардсона ($A^* \approx 12 \text{ A}/(\text{cm}^2\text{K}^2)$) для CdTe), S — площадь контакта Шоттки. В области напряжений, где можно пренебречь последовательным сопротивлением и единицей в (2), зависимость $\ln(I)$ от V линейна. По наклону линейной зависимости и отсечке на оси ординат при $V = 0$ (см. вставку на рис. 1) получены значения $n \approx 1.5$ и $\phi_b \approx 0.81-0.85$ эВ при температурах 370 и 295 К. Определенное нами значение ϕ_b находится в пределах известных из литературы данных [20–22].

На рис. 2 приведены профили концентраций свободных электронов для диода Шоттки и $C-V$ -характеристики (на вставке). Уменьшение емкости с понижением температуры указывает на вымораживание свободных носителей заряда, что приводит к повышению барьера u_b . Зависимости $1/C^2$ от V не ложатся на прямую, по-видимому, из-за некоторой неоднородности

распределения концентрации носителей и поэтому не использованы для определения u_b .

Исходя из удельного сопротивления и концентрации носителей с учетом геометрии диода, сделаны оценки подвижности электронов. Получены значения подвижности от 320 до $370 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{c})$ в интервале температур 375–105 К. При комнатной температуре подвижность превышает в ~ 3 раза значение, определенное по фото-Холлу в неотожженном образце.

2.3. Измерения спектров глубоких уровней методом DLTS

Скорость эмиссии носителей определяется известным соотношением:

$$e_n = \sigma_n v_{th} N_c \exp(-E_T/kT), \quad (3)$$

где σ_n — сечение захвата носителей, v_{th} — тепловая скорость электронов, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

На рис. 3 представлены спектры DLTS. Наблюдались высокотемпературные пики, соответствующие захвату основных носителей заряда — электронов, однако в области низких температур (кривая 1) происходило

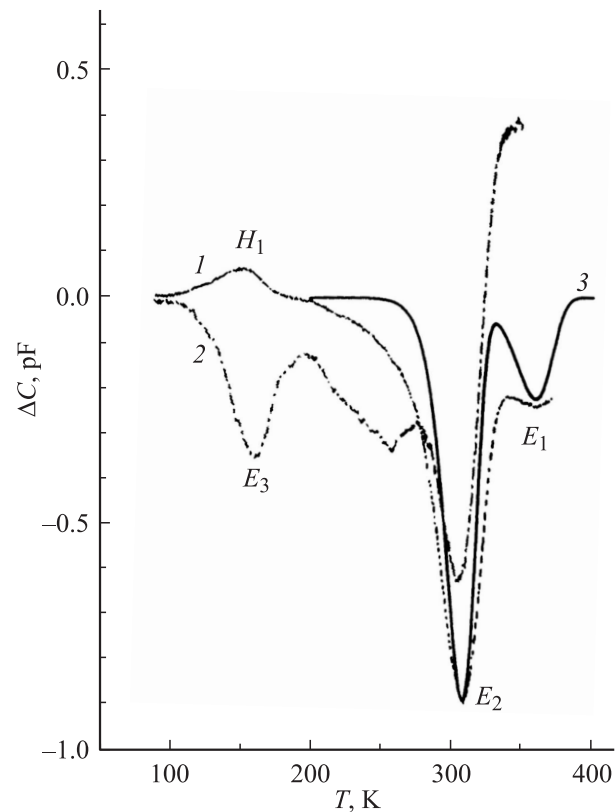


Рис. 3. Спектры DLTS при различных режимах измерения: 1 — $V_0 = -4 \text{ V}$, $V_p = +3.5 \text{ V}$, 2 — $V_0 = 0$, $V_p = +1 \text{ V}$, 3 — расчетный спектр для уровней E_1 и E_2 . Окно скорости эмиссии задано стробами 8 и 16 мс. V_0 — начальное смещение на диоде, V_p — импульс заполнения.

изменение фазы сигнала релаксации емкости и полярности пика в спектре DLTS. Изменение фазы сигнала не связано с большим последовательным сопротивлением диода, так как условие (1) всегда выполнялось. Оно указывает на инжекцию неосновных носителей — дырок, что может иметь место из-за высокого барьера Шоттки [23,24]. Для электронных ловушек определены параметры глубоких центров путем построения зависимости Аррениуса $\ln(e_n/T^2)$ от $1/T$. Получены эффективные значения энергии активации $E_1 = 0.84 \pm 0.03$ эВ, $E_2 = 0.71 \pm 0.02$ эВ и сечения захвата $\sigma_1 \approx 10^{-13} - 10^{-12}$ см² и $\sigma_2 \approx 2 \cdot 10^{-12}$ см². Параметры низкотемпературного пика не определены из-за аномальной формы низкотемпературного крыла.

Измерения спектра в области низких температур проводились также в режиме импульса заполнения, дающего прямое смещение диода. На месте пика положительной полярности наблюдался пик отрицательной полярности (рис. 3, кривая 2), соответствующий захвату электронов. Это указывает на то, что при данной температуре имеет место сложение двух сигналов. Один из них преобладает в зависимости от режима измерений и искажается в той или иной степени другим пиком. В режиме импульса прямого смещения пик отрицательной полярности имеет существенно большую амплитуду. По-видимому, соответствующий центр локализован вблизи поверхности диода. Пренебрегая в этом случае влиянием пика положительной полярности, определены энергия активации, сечение захвата и концентрация центра: $E_3 \approx 0.31$ эВ, $\sigma_3 \approx 7 \cdot 10^{-14}$ см² и $N_T = 2(\Delta C_0/C_0)N_D \approx 6 \cdot 10^{12}$ см⁻³.

При более точной оценке концентрации глубоких центров E_1 и E_2 учитывалась область заполнения центров во время действия импульса заполнения. Использовалось выражение, полученное на основе рассмотрения общего случая в [25], при $\Delta C_0/C_0 \ll 1$ и $N_T/N_D \ll 1$, что выполнялось в данной работе. Мы пренебрегали некоторой неоднородностью распределения концентрации центров вблизи поверхности, считая N_T и N_D постоянными. Для оценки области заполнения использованы энергия уровня ловушки и положение уровня Ферми относительно края зоны проводимости.

Расчет уровня Ферми проводился с помощью программы [26]. Наблюдаемое вымораживание свободных носителей можно удовлетворительно объяснить существованием как минимум 3 донорных уровней вблизи зоны проводимости, помимо двух наблюдаемых в спектре DLTS глубоких доноров. Один из них имеет уровень с энергиями $\sim 0.013 - 0.015$ эВ, характерный для примесей Cl, Ga, Al, In [10]. Для двух других приняты значения 0.1 и 0.22 эВ, которые обсуждаются далее. Для концентрации центров приняты значения $\sim 2.7 \cdot 10^{14}$, $4.3 \cdot 10^{14}$, $1.2 \cdot 10^{15}$ см⁻³ соответственно. Суммарная концентрация акцепторов полагалась на порядок меньше концентрации доноров. Согласно расчету, при температуре $T = 110$ К ионизован только самый мелкий уровень, при $T = 295$ К

ионизованы два уровня и при $T = 370$ К, кроме того, наполовину ионизован наиболее глубокий уровень. Отметим, что, поскольку решаемая задача относится к классу обратных задач, принятый набор уровней является не единственным, но наиболее простым.

Используя известные величины эффективных масс и ширины запрещенной зоны CdTe, были получены значения $E_c - E_F \approx 0.22$ и 0.18 и 0.07 эВ при температурах соответственно 370, 295 и 110 К. Для идеального барьера Шоттки справедливо равенство $\phi_b = u_b + (E_c - E_F)$. В реальном случае для исследуемых образцов соотношение отличалось от теоретического, и величина $\phi_b - (u_b + (E_c - E_F))$ находилась в пределах $\sim 0.05 - 0.1$ эВ при температурах 370, 295 К. Однако при низкой температуре упомянутое равенство существенно нарушалось, по-видимому, в связи с неидеальностью диода Шоттки.

Используя $E_c - E_F$ для температуры, при которой наблюдается пик в спектре, получили область заполнения для уровня E_1 в пределах 0.6–2.2 мкм, для уровня E_2 в пределах 0.7–2.9 мкм. С учетом области заполнения концентрации центров равны $N_{T1} \approx 2.2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и $N_{T2} \approx 6.7 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

Для области заполнения уровня $E_3 \approx 0.31$ эВ можно оценить лишь дальнюю от поверхности границу ~ 1.8 мкм. В режиме импульса прямого смещения существенный вклад в сигнал релаксации могут давать и поверхностные состояния [27], однако, чтобы отделить поверхностные состояния от объемных, нужны дополнительные исследования. На рис. 3 приведена также кривая 3, рассчитанная на основе приведенных выше параметров уровней E_1 и E_2 . Наблюдаемое в спектре уширение линий по сравнению с расчетными обсуждается далее.

3. Обсуждение

Исследуемый в данной работе специально нелегированный поликристаллический CdTe, выращенный из паровой фазы в неравновесных условиях при соотношении потоков в сторону избытка кадмия, имел до отжига проводимость n -типа и удельное сопротивление $\sim 3 \cdot 10^8$ Ом·см. Мелкие доноры (Cl, Ga) и акцепторы (Li, Ag, As), зафиксированные с помощью низкотемпературной фотолюминесценции [16] в исходном CdTe, были фоновыми примесями.

Отжиги CdTe в жидком кадмии при низких температурах имеют ряд преимуществ. Согласно проекции $T-x$ фазовой диаграммы Cd-Te, состав материала соответствует точке на линии солидус со стороны избытка кадмия при температуре 530°C [9,28]. При этой температуре область существования на фазовой диаграмме сужается, что приводит к существенному уменьшению концентрации СТД. Отжиги в жидком металле используются также для удаления из соединения

некоторых химических примесей с коэффициентами сегрегации меньше единицы и для получения материала электронного типа. К основным примесям такого типа в CdTe относятся Li, Cu, Fe, Ag [29]. Некоторые из этих примесей имеют достаточно большие коэффициенты диффузии даже при 500°C. Растворимость их зависит не только от температуры отжига, но и от состава при данной температуре.

Отжиги поликристаллического *n*-CdTe с высоким удельным сопротивлением ($3-5 \cdot 10^8$ Ом·см) привели к резкому увеличению концентрации свободных электронов на 7 порядков за счет, как мы полагаем, перераспределения химических примесей при участии СТД, скорее всего, вакансий кадмия. Смещение баланса между мелкими примесями в сторону понижения содержания акцепторных примесей и, по-видимому, вакансий кадмия, привело к преобладанию суммарной концентрации доноров и концентрации свободных носителей до $\sim 10^{15}$ см⁻³. Аналогичный эффект наблюдался в [10,11] в результате отжига в жидком кадмии нелегированных монокристаллов *p*-типа. При этом изменялся тип проводимости на электронный.

Экспериментальные данные о наблюдениях уровней доноров с энергиями 0.1 и 0.22 эВ, заложенные в расчет уровня Ферми, нам неизвестны. Однако по литературным данным, уровень 0.1 эВ совпадает с расчетным уровнем дефекта Cd_{Te}, а уровень 0.22 эВ близок к расчетной энергии примесного центра Ga_{Cd} [30]. Возможно также, они связаны с комплексами дефектов или со структурными дефектами.

Глубокие уровни (ГУ), расположенные в середине запрещенной зоны, играют важную роль, особенно при получении кристаллов с высоким удельным сопротивлением. Исследования ГУ в середине запрещенной зоны проводились в основном на монокристаллических образцах CdTe, как легированных разными примесями, так и нелегированных [31,32]. Часто не удается определить природу и концентрацию соответствующих центров.

Работы по исследованию ГУ в поликристаллическом CdTe немногочисленны. Экспериментальные исследования атомной структуры в поликристаллических пленках CdTe обнаруживают существование дефектов в виде обрванных связей на границе зерен, что приводит, согласно теоретическим расчетам, к возникновению ГУ [33].

Наблюдалось также локальное перераспределение вакансий кадмия, атомов хлора и дислокаций на границах зерен при отжиге поликристаллических пленок CdTe:Cl в атмосфере азота при 630°C [14].

Особенности в спектре DLTS *p*-CdTe, текстурированного в направлении $\langle 111 \rangle$, авторы [17] связывают с протяженными дефектами. На высокоомном поликристаллическом слое CdTe толщиной 300 мкм методом PICTS наблюдались две широкие полосы, которые интерпретировались как непрерывные состояния, либо совокупность дискретных уровней [5].

В настоящей работе после отжига высокоомного поликристаллического *n*-CdTe наблюдалось относительно

небольшое число ГУ по сравнению, например, с работами [11,31], в которых обнаружено 5–6 ГУ с энергиями в интервале 0.2–0.86 эВ в нелегированном монокристаллическом материале. Наблюдаемые нами центры E_1 и E_2 с энергиями активации 0.84 и 0.71 эВ имеют большие сечения захвата электронов, характерные для доноров, и могут быть кандидатами на роль компенсирующих центров.

Эти уровни в такой же примерно концентрации центров наблюдались и в монокристаллическом CdTe *n*-типа после отжига в жидком кадмии при 500°C [11]. В указанной работе уровень $E_c - 0.71$ эВ связывают с присутствием в материале СТД Cd_i. Согласно расчетам [30,34], в объемных кристаллах СТД (Cd_i и V_{Te}) являются глубокими донорами с уровнем $\sim E_c - 0.71$ эВ. Концентрация их, согласно расчетам, мала для полной компенсации в CdTe, выращенном при избытке теллура. Поэтому авторы [34] предложили модель примесной компенсации за счет образования комплексов O_{Te}-H с уровнем $E_c - 0.71$ эВ, так как в кристаллах CdTe кислород и водород обычно присутствуют в больших количествах.

Мы полагаем, что наблюдаемый нами в довольно больших концентрациях дефект с положением уровня в середине зоны $E_c - 0.71$ эВ связан, по-видимому, с СТД Cd_i. Другой уровень в спектре DLTS $E_c - 0.84$ эВ является, по-видимому, комплексом дефекта и примеси или обусловлен также состояниями на границах зерен в поликристаллическом CdTe, которые мало изучены.

Отметим, что в спектре DLTS (рис. 3, кривая 3) наблюдается уширение экспериментальных линий уровней E_1 и E_2 по сравнению с расчетными спектрами. Такая форма линии характерна для примесно-дефектных комплексов в неоднородных полях напряжений и электрических полей вблизи межзеренных границ либо протяженных дефектов [17]. Уширение для линии, соответствующей уровню E_1 , наблюдалось и в работе [11] и объяснялось присутствием нескольких близких по положению не разрешаемых линий.

В низкотемпературной области, как указано выше, определена только энергия электронной ловушки $E_3 \approx E_c - 0.31$ эВ с небольшой точностью, так как в эту же область попадает пик от одной или нескольких дырочных ловушек. В эту часть спектра в зависимости от сечения захвата могут попадать уровни центров, имеющих, согласно расчетам [30], следующие энергии: донор $E_c - 0.34$ эВ (Te_{Cd}) и акцепторы $E_v + 0.13$ эВ и $E_v + 0.21$ эВ (V_{Cd}), $E_v + 0.22$ эВ (Cu_{Cd}) или полосы уровней, обусловленных протяженными дефектами.

Так как размеры зерна в поликристаллическом образце CdTe соизмеримы с площадью контакта, глубокие уровни E_1 и E_2 , наблюдаемые и в монокристаллических образцах, могут отражать и объемные свойства зерен в текстурированных поликристаллах. Уширение высокотемпературных линий в спектре DLTS указывает на влияние границ зерен в поликристаллическом материале.

4. Заключение

Низкотемпературный отжиг высокоомного поликристаллического *n*-CdTe, синтезированного в сильно неравновесных условиях, приводит к перераспределению остаточных примесей и вакансий кадмия между объемом зерен и межзеренными границами и сопровождается резким ростом электронной проводимости. Концентрация свободных носителей при комнатной температуре увеличивалась до $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что указывает на снижение степени компенсации в отожженных образцах.

Увеличение проводимости происходит, как мы полагаем, за счет уменьшения суммарной концентрации акцепторных примесей и вакансий в объеме зерен и сегрегации их на границах зерен. Несмотря на поликристаллическую структуру, материал содержит небольшое количество уровней. В спектре DLTS было зарегистрировано два основных ГУ с энергиями $E_c - 0.84 \text{ эВ}$, $E_c - 0.71 \text{ эВ}$. Общая концентрация их $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ довольно высокая, и они могли бы играть существенную роль в компенсации остаточных примесей и дефектов в образцах до отжига. Эти центры могут отражать объемные свойства относительно больших зерен в текстурированных поликристаллах. Уширение спектров DLTS указывает на влияние границ зерен, дислокаций, двойников.

Список литературы

- [1] H. Elhadidy, J. Franc, P. Moravec, P. Hoschl, M. Fiederle. *Semicond. Sci. Technol.*, **22**, 537 (2007).
- [2] M.A. Berding. *Appl. Phys. Lett.*, **74**(4), 552 (1999); *Phys. Rev. B*, **60**, 8943 (1999).
- [3] N. Krsmanovic, K.G. Lynn, M.H. Weber, R. Tjossem, Th. Gessamen, Cs. Szeles, E.E. Eissler, J.P. Flint, H.L. Glass. *Phys. Rev. B*, **62**(24), R16279 (2000).
- [4] P.J. Sellin. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **563**, 1 (2006).
- [5] N. Baier, A. Brambilla, G. Feuillet, S. Renet. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **563**, 155 (2006).
- [6] R. Sorgenfrei, D. Greiffenberg, K.H. Bachem, L. Kirste, A. Zwerger, M. Fiederle. *J. Cryst. Growth*, **310**, 2062 (2008).
- [7] Q. Jiang, D.P. Haliday, B.K. Tanner, A.W. Brinkman, B.J. Cantwell, J.T. Mullins, A. Basu. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 012004 (2009).
- [8] R. Triboulet, A. Aoudia, A. Lusson. *J. Electron. Mater.*, **24**(9), 1061 (1995).
- [9] P. Rudolph. *Cryst. Res. Technol.*, **38**(7–8), 542 (2003).
- [10] J.M. Francou, K. Saminadayar, J.L. Pautrat. *Phys. Rev. B*, **41**(17), 12035 (1990).
- [11] G.M. Khattak, C.G. Scott. *J. Phys.: Condens. Matter*, **3**, 8619 (1991).
- [12] S.H. Song, J.F. Wang, G.M. Lavel, L. He, M. Isshiki. *J. Cryst. Growth*, **252**, 102 (2003).
- [13] G. Zoppi, K. Durose, S.J.C. Irvine, V. Barrioz. *Semicond. Sci. Technol.*, **21**, 763 (2006).
- [14] V. Consonni, G. Feuillet, J.P. Barnes, F. Donatini. *Phys. Rev. B*, **80**, 165207 (2009).
- [15] В.В. Ушаков, Ю.В. Клевков. *ФТП*, **41**(2), 140 (2007).
- [16] V. Bagaev, V. Krivobok, Y. Klevkov, A. Shepel, E. Onishchenko, V. Martovitsky. *Phys. Status Solidi C*, **7**, 1470 (2010).

- [17] Е.А. Боброва, Ю.В. Клевков, С.А. Медведев, А.Ф. Плотников. *ФТП*, **36**, 1426 (2002).
- [18] S.A. Medvedieff, Y.V. Klevkov. *Brevet (France) № 2782932*, 24.11.2000.
- [19] A. Broniatowski, A. Blossse, P.C. Srivastava, J.C. Bourgoin. *J. Appl. Phys.*, **54**(6), 2907 (1983).
- [20] K.H. Herrmann, A.E. Rakhshani, L. Alshamary. *Sol. St. Electron.*, **43**, 1251 (1999).
- [21] M. Dharmadasa, C.J. Blomfield, C.G. Scott, R. Coratger, F. Ajustron, J. Beauvillain. *Sol. St. Electron.*, **42**(4), 595 (1998).
- [22] P. Diba, E. Placzek-Popko, E. Zielony, Z. Gumieny, J. Szatkowski. *Acta Phys. Polon. A*, **116**, 944 (2009).
- [23] L. Stolt, K. Bohlin. *Sol. St. Electron.*, **28**(12), 1215 (1985).
- [24] F.D. Auret, M. Nel. *J. Appl. Phys.*, **61**(7), 2546 (1987).
- [25] K. Yamasaki, M. Yoshida, T. Sugano. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **18**(1), 113 (1979).
- [26] А. Черниговский. *Общедоступная (free ware) программа расчета уровня Ферми*. <http://t-lambda.chat.ru/download.html>.
- [27] H. Zhang, Y. Aoyagi, S. Iwai, S. Namba. *Appl. Phys. A*, **44**, 273 (1987).
- [28] J.H. Greenberg. *J. Cryst. Growth*, **197**, 406 (1999).
- [29] L. Kuchar, J. Drapala, J. Lunacek. *J. Cryst. Growth*, **161**, 94 (1996).
- [30] Su-Huai Wei, S.B. Zhang. *Phys. Rev. B*, **66**, 155211 (2002).
- [31] R.T. Collins, T.F. Kuech, T.C. McGill. *J. Vac. Sci. Technol.*, **21**(1), 191 (1982).
- [32] L.C. Isett, Pranab K. Raychudhuri. *J. Appl. Phys.*, **55**(10), 3605 (1984).
- [33] Yanfa Yan, K.M. Jones, C.S. Jiang, X.Z. Wu, R. Noufi, M.M. Al-Jassim. *Physica B*, **401–402**, 25 (2007).
- [34] Mao-Hua Du, Hiroyuki Takenaka, David J. Singh. *Phys. Rev. B*, **77**, 094122 (2008).

Редактор Л.В. Беляков

Deep electron levels in undoped polycrystalline CdTe annealed in liquid Cd

E.A. Bobrova, Y.V. Klevkov

Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
119991 Moscow, Russia

Abstract The set of deep electron levels was observed by DLTS method after annealing in liquid Cd of the undoped *n*-CdTe grown by chemical vapor synthesis under strongly nonequilibrium conditions in the flow of Cd and Te₂ vapors. After annealing the free electron concentration rises from $\sim 10^8$ to $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. The electron traps with deep levels $E_1 = 0.84 \pm 0.03 \text{ eV}$ and $E_2 = 0.71 \pm 0.02 \text{ eV}$ and total concentration $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ dominate in DLTS spectrum. The role of grain boundaries and intrinsic point defects in the formation of deep levels and its influence on the conductivity increasing was discussed. The traps assigned to defect complex (E_1) and to the point defect Cd_i (E_2).