

Влияние γ -облучения на механизм переноса тока в гетероструктурах n -CdS/ p -CdTe

© С.А. Музафарова[¶], Ш.А. Мирсагатов^{¶¶}, Ф.Н. Джамалов

Физико-технический институт,
Научно-производственное объединение „Физика солнца“
Академии наук Республики Узбекистан,
700084 Ташкент, Узбекистан

(Получена 13 марта 2008 г. Принята к печати 27 марта 2008 г.)

Рассматривается влияние облучения γ -квантами на механизм переноса тока в гетероструктуре n -CdS/ p -CdTe. Показано, что прямая вольт-амперная характеристика гетероструктуры n -CdS/ p -CdTe до и после облучения описывается двумя экспоненциальными зависимостями: $I = I_0 \exp(qV/C_{01}kT)$ и $I = I_{02} \exp(qV/C_{02}kT)$. Выявлено, что на первом участке вольт-амперной характеристики ток ограничивается термоэлектронной эмиссией, на втором участке — рекомбинацией неравновесных носителей заряда в электронейтральной части твердого раствора $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ на гетерогранице n -CdS/ p -CdTe. Аномальные дозовые зависимости параметров гетеросистемы n -CdS/ p -CdTe объяснены изменением степени компенсации локальных центров на границе раздела CdS – $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ и в слоях $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ в зависимости от дозы облучения γ -квантами.

PACS: 73.61.Ga, 73.40.Lq, 61.82.Fk, 71.55.Gs, 81.40.Wx

1. Введение

В последние годы интенсивно исследуются различные полупроводниковые структуры на основе поликристаллического CdTe, прежде всего гетероструктуры n -CdS/ p -CdTe. Очень часто гетероструктуры n -CdS/ p -CdTe используются как солнечные элементы [1,2]. После установления возможности формирования твердого раствора (ТР) $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ на границе раздела гетероструктуры n -CdS/ p -CdTe [3] началось интенсивное исследование свойств этого слоя. Это связано с тем, что он высокоомный и может существенно влиять на электронные процессы в целом во всей структуре. В работах [3–5] было показано, что $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ на гетерогранице формируется сильно неоднородным, а в [6–8] было установлено, что твердый раствор является неоднородным также и по составу. Электрофизическими исследованиями было показано [9], что промежуточный слой является сильно компенсированным материалом, где изменение степени компенсации сильно сказывается на рекомбинационных параметрах [10,11], таких как время жизни τ и длина диффузии L неосновных носителей тока. Степенью компенсации в этих материалах можно управлять при помощи внешних воздействий, в том числе облучением γ -квантами и быстрыми нейтронами. Известно, что облучение γ -квантами генерирует точечные дефекты по всей гетероструктуре n -CdS/ p -CdTe, проявление которых особенно чувствительно в высокоомных, сильно компенсированных слоях твердого раствора. Поэтому представляет интерес исследование влияния γ -облучения на вольт-амперную характеристику (ВАХ) гетероструктуры n -CdS/ p -CdTe, поскольку ток в гетероструктуре n -CdS/ p -CdTe ограничивается сопротивлени-

ем $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$. Для этих целей проводилось облучение γ -квантами (Co^{60}) этих структур при температуре 50°C с помощью установки мощностью 1700 Р/с и энергией квантов $E \approx 1.2 \text{ МэВ}$.

2. Эксперимент

Для проведения исследований изготовлен гетеропереход n -CdS/ p -CdTe по технологии, описанной в работе [9]. Верхний контакт, со стороны которого осуществляется освещение, изготовлен из индия, напыленного в вакууме $\sim 10^{-5}$ Торр в виде гребенки. Тыльный контакт изготовлен из молибдена. Базовым материалом для гетероструктуры служила поликристаллическая пленка p -CdTe. Сопротивление пленок $\rho \approx 10^2\text{--}10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, а толщина составляла $d \approx 70 \text{ мкм}$. Пленка p -CdTe состоит из блоков микрокристаллов со столбчатой структурой зерен, ориентированных по направлению роста и разориентированных по азимуту. Размеры зерен находятся в пределах от 100 до 150 мкм, так что зерна охватывают всю толщину пленки.

Проведенный анализ дозовой зависимости ВАХ показывает, что характер прямой ветви ВАХ не меняется в зависимости от дозы облучения до значений $\Phi = 10^9 \text{ Р}$. До и после облучения γ -квантами прямая вольт-амперная характеристика описывается двумя экспоненциальными зависимостями

$$J \approx J_{01} \exp\left(\frac{eV}{C_{01}kT}\right)$$

и

$$J \approx J_{02} \exp\left(\frac{eV}{C_{02}kT}\right)$$

(рис. 1, 2). Однако в них значения показателей экспоненты C_{0i} и предэкспоненциальных множителей J_{0i} заметно

[¶] E-mail: samusu@rambler.ru

^{¶¶} E-mail: mirsagatov@rambler.ru

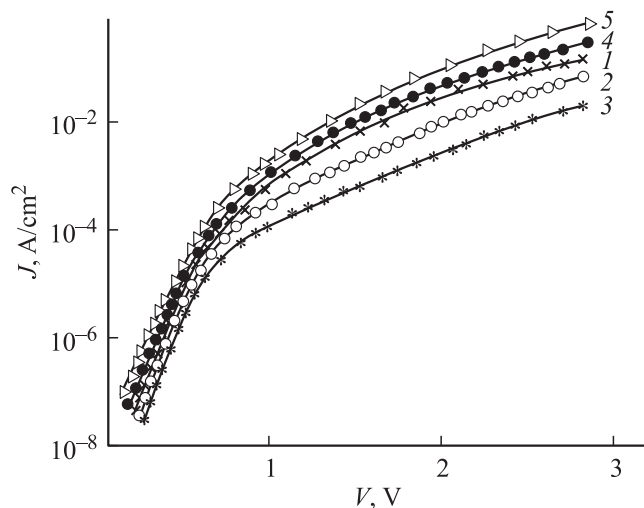


Рис. 1. Прямые ветки вольт-амперной характеристики для образца 63 до (1) и после (2–5) облучения с различными дозами γ -квантов. Доза облучения Φ , 10^7 Р: 2 — 1, 3 — 10, 4 — 50, 5 — 100.

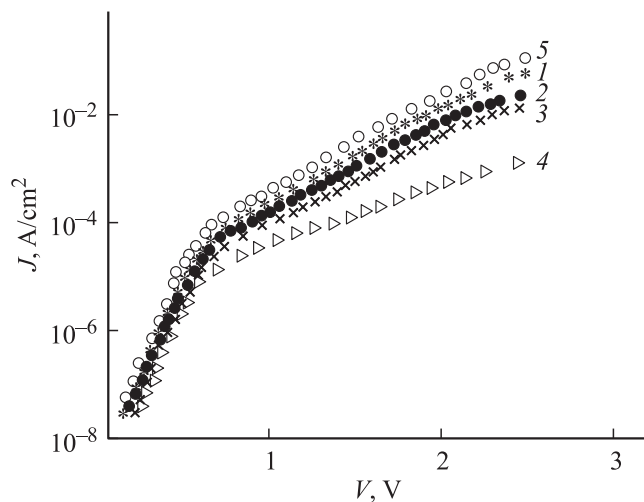


Рис. 2. Прямые ветки вольт-амперных характеристик для образца 70 до (1) и после (2–5) облучения с различными дозами γ -квантов. Доза облучения Φ , 10^7 Р: 2 — 1, 3 — 10, 4 — 50, 5 — 100.

изменяются в зависимости от дозы облучения. В табл. 1 приводятся значения C_1 , J_{01} и C_2 , J_{02} для двух типичных образцов 63 и 70 после облучения различными дозами γ -квантов.

Учитывая, что граница раздела диэлектрик–полупроводник является стоком для термоэлектронов n_t , прошедших через барьер, после каждой дозы облучения была определена скорость поверхностной рекомбинации v_R с помощью формулы $J_{01} = qn_t v_R$ [12]. Полученные данные по n_t и v_R для двух типичных образцов приведены в табл. 2. Величина v_R для образца 63 с увеличением дозы облучения до $\Phi = 10^8$ Р постепенно понижается, затем снова повышается с дальнейшим ростом дозы

облучения. Для образца 70 процесс уменьшения v_R продолжается до величины дозы $\Phi = 5 \cdot 10^8$ Р, после чего величина v_R возрастает с дальнейшим ростом значения Φ . Действительно, до облучения для образца 63 значение v_R составляет $2.5 \cdot 10^3$ см/с и уменьшается с ростом дозы облучения. При $\Phi = 10^8$ Р она становится равной $9.7 \cdot 10^2$ см/с, после чего с дальнейшим увеличением дозы облучения v_R вновь начинает возрастать. Такую картину можно проследить и для образца 70 лишь только с одной разницей, что здесь значение v_R проходит через минимум после дозы облучения $\Phi = 5 \cdot 10^8$ Р (табл. 2). При этом значение v_R для образца 70 даже после облучения дозой $\Phi = 10^9$ Р меньше, чем его значение до облучения.

Гетероструктура n -CdS/ p -CdTe работает как p - i - n -структура [5], где p -слоем является CdTe, i -слоем — CdTe $_{1-x}$ S $_x$, n -слоем — CdS. В исследуемых образцах ТР преимущественно формируется с составами $x = 0.68$ и

Таблица 1. Основные параметры вольт-амперных характеристик C_{01} , J_{01} и C_{02} , J_{02} для двух типичных образцов с гетероструктурой n -CdS/ p -CdTe (63 и 70) после облучения γ -квантами

Доза облучения Φ , Р	Образец	C_{01}	J_{01} , А/см ²	C_{02}	J_{02} , А/см ²
0	63	3	$8 \cdot 10^{-8}$	7	$9 \cdot 10^{-4}$
	70	2	$6.4 \cdot 10^{-9}$	8.5	$2.4 \cdot 10^{-3}$
10^7	63	4.2	$4.1 \cdot 10^{-7}$	9	$3 \cdot 10^{-4}$
	70	2.1	$8 \cdot 10^{-9}$	10.5	$2.6 \cdot 10^{-3}$
10^8	63	3.2	$1.5 \cdot 10^{-6}$	11	$3 \cdot 10^{-5}$
	70	1.6	$2 \cdot 10^{-8}$	13	$2.6 \cdot 10^{-3}$
$5 \cdot 10^8$	63	2.6	$2 \cdot 10^{-7}$	8	$2.3 \cdot 10^{-3}$
	70	4.7	$4.7 \cdot 10^{-8}$	15	$2.6 \cdot 10^{-5}$
10^9	63	2.6	$2 \cdot 10^{-7}$	6	$3.3 \cdot 10^{-4}$
	70	2.2	$7.3 \cdot 10^{-9}$	9	$3 \cdot 10^{-3}$

Таблица 2. Значения концентрации термоэлектронов n_t и скорости поверхностной рекомбинации v_R для двух типичных образцов с гетероструктурой n -CdS/ p -CdTe (63 и 70) после облучения γ -квантами

Доза облучения Φ , Р	Образец	n_t , см ⁻³	v_R , см/с
0	63	$2 \cdot 10^8$	$2.5 \cdot 10^3$
	70	$6.4 \cdot 10^6$	$6.3 \cdot 10^3$
10^7	63	$2 \cdot 10^9$	$1.3 \cdot 10^3$
	70	$9.5 \cdot 10^6$	$5.3 \cdot 10^3$
10^8	63	$9.6 \cdot 10^9$	$9.7 \cdot 10^2$
	70	$3 \cdot 10^7$	$4.1 \cdot 10^3$
$5 \cdot 10^8$	63	$6.5 \cdot 10^8$	$1.9 \cdot 10^3$
	70	$9.5 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^3$
10^9	63	$6.5 \cdot 10^8$	$1.9 \cdot 10^3$
	70	$9.5 \cdot 10^6$	$5.3 \cdot 10^3$

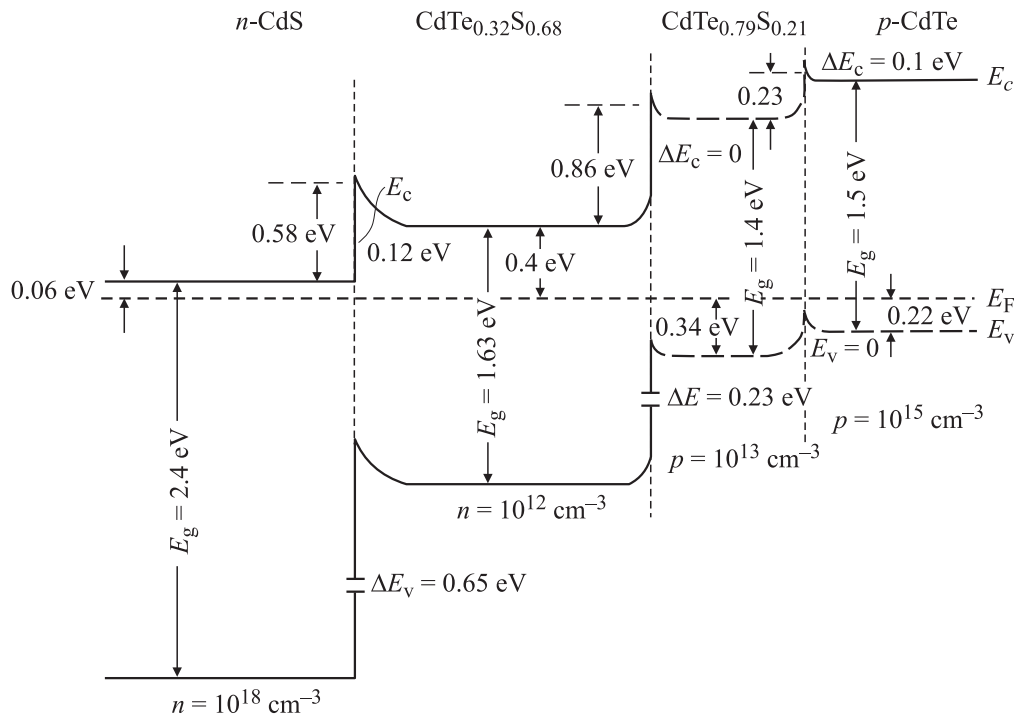


Рис. 3. Зонная диаграмма гетероперехода p -CdTe/ i -CdTe $_{1-x}$ S $_x$ / n -CdS.

$x = 0.21$, которые соответствуют значениям постоянной кристаллической решетки $a(x)$ и ширины запрещенной зоны E_g соответственно 0.6030 \AA , 1.63 эВ и 0.6346 \AA , 1.4 эВ [4]. ТР с составом $x = 0.68$, расположенный со стороны слоев CdS, близок по этим параметрам к CdS, а ТР с составом $x = 0.21$ — со стороны CdTe — близок к CdTe. Слои ТР сильно сглаживают несоответствие параметров решетки сульфида и теллурида кадмия. Оценка показывает, что величина $a(x)$ слоев CdS и ТР с $x = 0.68$ отличаются на 3.4%, а для пленок CdTe и ТР с $x = 0.21$ значения $a(x)$ отличаются всего на 0.5%.

Известно [13], что при разнице постоянных кристаллических решеток полупроводниковых материалов $\Delta a(x) \leq 4\%$ можно формировать гетеропереход без поверхностных состояний. Этим требованиям соответствует вышеприведенная оценка. Тем не менее построение одноэлектронной зонной диаграммы для такой структуры является сложной задачей, так как не известны значения работы выхода ϕ_s для слоев CdTe, CdS и особенно для ТР различного состава. Кроме того, точно не известен вклад технологии получения гетероструктуры и условий легирования слоев CdTe, CdS в образование дефектов, т.е. поверхностных состояний на границах раздела n -CdS—CdTe $_{0.32}$ S $_{0.68}$ и CdTe $_{0.79}$ S $_{0.21}$ — p -Te [13]. Поэтому построена гипотетическая одноэлектронная зонная диаграмма для гетероструктуры p -CdTe— n -CdS (рис. 3), которая позволяет качественно объяснить физические процессы (дефектообразование) при облучении гетероструктуры γ -квантами.

Исследуемые образцы до облучения γ -квантами имели такие же электрофизические свойства, как и образцы

в работе [9]. Согласно данной работе, ТР с составом $x = 0.68$ имеет n -тип проводимости, а ТР с составом $x = 0.21$ имеет p -тип проводимости. Концентрации равновесных носителей тока соответственно составляют $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $p \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Кроме того, в работе [9] показано, что происходит скопление локальных акцепторных поверхностных дефектов на границе раздела гетероструктуры n -CdS/ p -CdTe, которые приводят к изгибу краев зон слоев вверх. Значения электронного сродства для слоев CdTe ($\chi_{\text{CdTe}} = 4.28 \text{ эВ}$) и CdS ($\chi_{\text{CdS}} = 4.5 \text{ эВ}$) взяты из [13], для ТР принята величина $\chi \approx 4.3 \text{ эВ}$, которая составляет среднее значение между χ_{CdS} и χ_{CdTe} . Как видно из рис. 3, гипотетическая зонная диаграмма гетероструктуры n -CdS/ p -CdTe сложная. Она усложняется еще тем, что не известны реальные значения потенциальных барьеров между слоями CdTe $_{0.32}$ S $_{0.68}$ —CdTe $_{0.79}$ S $_{0.21}$ и CdTe $_{0.79}$ S $_{0.21}$ — p -CdTe. Тем не менее такая гипотетическая зонная диаграмма структуры позволяет качественно объяснить экспериментальные результаты, полученные в процессе облучения γ -квантами. Энергетический барьер в зоне проводимости слоев n -CdS—CdTe $_{0.32}$ S $_{0.68}$, определенный из разности электронного сродства двух полупроводников ($\Delta E_c = \chi_2 - \chi_1 = 0.12 \text{ эВ}$) и уровнями легирования, составляет 0.36 эВ .

Следовательно, на границе раздела имеются отрицательно заряженные поверхностные состояния, которые создают дополнительный барьер для электронов, протекающих из n -CdS в слой CdTe $_{0.32}$ S $_{0.68}$. Этот экспериментальный результат показывает, что технология получения гетероструктуры вносит определенное количество

дефектов на границе раздела гетеропар, однако их величина не велика, о чем свидетельствует малое значение скорости рекомбинации поверхностных состояний v_R (табл. 2).

Согласно [14–16], радиационные дефекты, рожденные в анионных подрешетках полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$, в том числе в CdTe, имеют более высокую подвижность, чем радиационные дефекты, образованные в катионных подрешетках. Известно [15,16], что дефекты вакансионного происхождения более подвижны, чем дефекты межузельного характера. Точечные радиационные дефекты — вакансии атомов теллура V_{Te} и серы V_S — имеют донорные свойства, а межузельные радиационные точечные дефекты Te_i и S_i являются акцепторными центрами. Межузельные точечные радиационные дефекты Cd_i , рожденные в катионных подрешетках в соединениях CdS и CdTe, имеют донорные свойства, а их вакансии V_{Cd} являются акцепторами. В результате можно полагать, что точечные радиационные дефекты, рожденные в анионных подрешетках вакансий атомов теллура V_{Te}^+ и серы V_S^+ в слоях CdS, CdTe и $CdTe_{1-x}S_x$, а также образованные с их участием положительно заряженные активные локальные центры (комплексы) до облучения с $\Phi = 10^8 - 5 \cdot 10^8$ Р скапливаются на границах раздела гетероструктуры, в том числе на границе раздела гетероперехода n -CdS—CdTe $_{1-x}S_x$, и понижают потенциальный барьер $e\phi_n$. В результате начинают доминировать процессы аннигиляции радиационных дефектов (табл. 2). Процесс скопления вакансий атомов кадмия V_{Cd}^- , межузельных атомов теллура Te_i^+ и серы S_i^+ , а также отрицательно заряженных комплексов типа $(Cd^{2-}Nd^+)^-$, образованных с участием точечных радиационных дефектов, происходит после облучения γ -квантами дозами $\Phi = 10^8 - 5 \cdot 10^8$ Р, которые вновь повышают высоту потенциального барьера на границе n -CdS—CdTe $_{0.32}S_{0.68}$.

3. Результаты и их обсуждение

Таким образом, при облучении проникающей радиацией полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$ динамика скопления и рассасывания радиационно-стимулированных электрически активных локальных центров на границе диэлектрик—полупроводник отражает общую схему дефектообразования. Для подвижных активных заряженных локальных центров, согласно данной схеме, выполняются неравенства для подвижностей дефектов, которые хорошо согласуются с литературными данными [14–18]:

$$\mu_{V_{Te}}, \mu_S > \mu_{Te_i}; \quad \mu_{S_i} > \mu_{V_{Cd}} > \mu_{Cd_i}.$$

Дозовая зависимость скорости поверхностной рекомбинации v_R также полностью объясняется в рамках вышеизложенной схемы дефектообразования.

В зависимости от плотности поверхностных состояний акцепторной природы в исходных образцах сильная

Таблица 3. Значения d/L_p , длины диффузии дырок L_p , времени жизни τ_p и удельного сопротивления ρ базы твердого раствора CdTe $_{1-x}S_x$ для двух типичных образцов с гетероструктурой n -CdS/ p -CdTe (63 и 70) после облучения γ -квантами

Доза облучения Φ , Р	Образец	d/L_p	L_p , мкм	τ_p , с	ρ , Ом · см
0	63	2	0.5	10^{-8}	$1.9 \cdot 10^6$
	70	2.2	0.45	$7.4 \cdot 10^{-9}$	$6.1 \cdot 10^5$
10^7	63	2.3	0.43	$7.2 \cdot 10^{-9}$	$4.4 \cdot 10^6$
	70	2.4	0.42	$6.8 \cdot 10^{-9}$	$6.3 \cdot 10^5$
10^8	63	2.5	0.4	$6.2 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^7$
	70	2.6	0.38	$5.6 \cdot 10^{-9}$	$8.3 \cdot 10^5$
$5 \cdot 10^8$	63	2.1	0.48	$9 \cdot 10^{-9}$	$4.6 \cdot 10^6$
	70	2.9	0.34	$4.4 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^5$
10^9	63	1.9	0.53	$1.1 \cdot 10^{-8}$	$2.1 \cdot 10^6$
	70	2.3	0.43	$7.2 \cdot 10^{-9}$	$4.4 \cdot 10^5$

компенсация происходит при различных дозах облучения γ -квантами. Разумеется, при больших плотностях поверхностных состояний сильная компенсация происходит при больших дозах облучения, а при малых плотностях она происходит при сравнительно малых дозах облучения γ -квантами. Вышеизложенные предположения правомочны в том случае, когда проводимость межзеренных границ намного меньше, чем проводимость зерен (кристаллитов) твердого раствора CdTe $_{1-x}S_x$. Даже геттерирование радиационных дефектов в результате γ -облучения сильно не изменяет соотношение сопротивлений межзеренных границ и зерен (кристаллитов).

Далее проанализируем дозовую зависимость второго участка прямой вольт-амперной характеристики. Предполагается, что на этом участке ВАХ в переносе тока доминирует диффузионный механизм, и он ограничивается рекомбинацией неосновных носителей тока в электронейтральной части базового слоя гетероструктуры (CdTe $_{1-x}S_x$) [19]:

$$I = I_{02} \exp\left(\frac{eV}{C_{02}kT}\right), \quad (1)$$

$$I_{02} = \frac{kT}{2q} \frac{b}{\rho L_p(b+1)} \frac{\text{ch} \frac{d}{L_p}}{\text{th} \frac{2d}{2L_p}}, \quad (2)$$

$$C_{02} = 2 \frac{1 + b \text{ch} \frac{d}{L_p}}{1 + b}, \quad (3)$$

где отношение подвижностей электронов и дырок $b = \mu_n/\mu_p \approx 10$ [20,21], d — толщина твердого раствора CdTe $_{1-x}S_x$, L_p — длина диффузии неосновных носителей — дырок, ρ — удельное сопротивление базы CdTe $_{1-x}S_x$.

До и после облучения с различными дозами γ -квантов по экспериментальным значениям предэкспоненциального множителя I_{02} и показателя экспоненты C_{02}

(табл. 1) были вычислены значения d/L_p , удельное сопротивление ρ базы CdTe $_{1-x}$ S $_x$ для двух типичных образцов 63 и 70 на основе выражений (5), (6), которые приведены в табл. 3. Подставляя вместо толщины базы его оценочное значение $d \approx 1$ мкм, определена длина диффузии дырок L_p в зависимости от дозы облучения. Толщина промежуточного слоя твердого раствора CdTe $_{1-x}$ S $_x$ определена методом рентгеновского микрозондового анализа на установке „Камека“ [5] и при помощи электронного микроскопа МИМ-8 [9]. Подвижность дырок $\mu_p \approx 10$ см²/(В·с) в слоях CdTe $_{1-x}$ S $_x$ была определена при помощи измерений эффекта Холла и удельного сопротивления ρ при комнатной температуре. При оценке τ_p по известной формуле

$$L_p = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_p \tau_p}$$

предполагалось, что значение μ_p практически не изменяется при облучении γ -квантами.

4. Заключение

Дозовые зависимости скорости поверхностной рекомбинации v_R , удельного сопротивления базы ρ CdTe $_{1-x}$ S $_x$, времени жизни τ_p и длины диффузии L_p неосновных носителей тока показывают следующее. Положительно заряженные точечные радиационные дефекты V_{Te}^+ и V_S^+ , а также Cd_i^+ донорного типа преимущественно скапливаются на границах раздела гетероструктуры n -CdS/ p -CdTe до дозы облучения $\Phi = 10^8 - 5 \cdot 10^8$ Р γ -квантами. После чего происходит скопление отрицательно заряженных точечных радиационных дефектов S_i^- , Te_i^- и V_{Cd}^- акцепторного типа. Длина диффузии неосновных носителей заряда (дырок) до облучения равна ~ 0.5 мкм, а время жизни $\tau_p \approx 10^{-8}$ с, что находится в разумных пределах для соединений A^{II}B^{VI}, приведенных в [19,20] (табл. 3). Значение сопротивления базы ρ достигает наибольшего значения после облучения с $\Phi = 10^8 - 5 \cdot 10^8$ Р. При этом пик в зависимости ρ от Φ сдвигается в сторону более высоких доз облучения γ -квантами тем сильнее, чем меньше ρ базы до облучения. Анализ зависимостей L_p и τ_p от дозы облучения показывает, что их значения проходят через минимум при дозах облучения $\Phi = 10^8 - 5 \cdot 10^8$ Р. Затем с дальнейшим ростом дозы облучения γ -квантов их значения возрастают, а в образце 63 после дозы облучения $\Phi = 10^9$ Р значения величин L_p и τ_p становятся больше, чем до облучения. Полученные экспериментальные результаты находят свое удовлетворительное объяснение в рамках вышеизложенной схемы дефектообразования с облучением проникающей радиацией в полупроводниковых соединениях A^{II}B^{VI}.

По-видимому, до облучения γ -квантами с дозой $\Phi = 10^8 - 5 \cdot 10^8$ Р в базе структуры преимущественно скапливаются радиационно-стимулированные отрицательно заряженные локальные центры S_i^- , Te_i^- и V_{Cd}^- , что и стимулирует увеличение сопротивления базы

CdTe $_{1-x}$ S $_x$. При дозах $\Phi \geq 10^8 - 5 \cdot 10^8$ Р, наоборот, происходит уменьшение сопротивления базы, которое обусловлено скоплением положительно заряженных радиационных центров. Уход положительно заряженных локальных радиационных центров V_{Te}^+ , V_S^+ и Cd_i^+ при дозах облучения $\Phi \leq 10^8 - 5 \cdot 10^8$ Р к границам раздела между CdS и CdTe $_{1-x}$ S $_x$, CdTe $_{1-x}$ S $_x$ и CdTe нарушает электронейтральность базы гетероструктуры, которая восстанавливается за счет перезарядки рекомбинационных центров. В результате увеличивается концентрация отрицательно заряженных рекомбинационных центров акцепторного типа, а это обуславливает уменьшение времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей заряда (дырок), что и происходит в эксперименте. С дальнейшим увеличением дозы облучения γ -квантами в базовом слое структуры концентрация радиационно-стимулированных отрицательно заряженных глубоких акцепторных центров уменьшается, что и обуславливает увеличение значений L_p и τ_p .

Работа выполнена по теме гранта № 27-06 Фонда поддержки фундаментальных исследований Академии наук Республики Узбекистан.

Список литературы

- [1] G. Khrypunov, A. Romeo, F. Kurdesau, D.L. Bätzner, H. Zogg. Solar Cells. Energy Mater. & Solar Cells, **90**, 664 (2006).
- [2] D.L. Bätzner, A. Romeo, M. Terheggen, M. Döbeli, H. Zogg, A.N. Tiwari. Thin Sol. Films, **451–452**, 536 (2004).
- [3] M.K. Herndon, A. Gupta, V.I. Kayudanov, R.T. Collins. Appl. Phys. Lett., **75** (22), 3503 (1999).
- [4] K. Ohata, J. Sarate, T. Tanaka. Jpn. J. Appl. Phys., **12** (10), 1641 (1973).
- [5] Ж. Жанабергенов, Ш.А. Мирсагатов, С.Ж. Каражанов. Неорг. матер., **41** (8), 915 (2005).
- [6] Ш.А. Мирсагатов, С.А. Музафарова. Матер. конф. „Физика в Узбекистане“ (Узбекистан, Ташкент, 27–28 сентября 2005 г.) с. 97.
- [7] Ш.А. Мирсагатов, С.А. Музафарова, Б.У. Айтбаев. Матер. респ. конф. „Рост, свойства и применение кристаллов“ (Узбекистан, Нукус, 27–29 октября 2005 г.) с. 55.
- [8] Ш.А. Мирсагатов, С.А. Музафарова. Укр. физ. журн., № 11–12, 1126 (2006).
- [9] С.А. Музафарова, Ш.А. Мирсагатов, Ж. Жанабергенов. ФТТ, **49** (6), 1111 (2007).
- [10] S.Zh. Karazhanov. J. Appl. Phys., **89** (8), 3707 (2001).
- [11] S.Zh. Karazhanov. J. Appl. Phys. Lett., **76** (19), 2689 (2000).
- [12] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1984) т. 2.
- [13] А. Милнс, Д. Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник (М., Мир, 1975).
- [14] Дж. Динс, А. Дамаск. Точечные дефекты в твердых телах (М., Мир, 1972).
- [15] Х.Х. Маннанова, Х.Р. Ниязов, О.Р. Ниязова. В кн.: Радиационно-стимулированные процессы в твердых телах (Ташкент, Фан, 1969) с. 41.

- [16] В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. *Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М., Атомиздат, 1969).
- [17] M. Yamaguchi, S.J. Taylor, M. Ju Yang, S. Matsuda, O. Kawasaki, T. Hisamatsu. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35** (7), Pt 1, 3918 (1996).
- [18] M. Imaizumi, S.J. Taylor, M. Yamaguchi, T. Ito, T. Hisamatsu, S. Matsuda. *J. Appl. Phys.*, **85** (3), 1916 (1999).
- [19] В.И. Стафеев. *ЖТФ*, **29** (8), 1631 (1958).
- [20] A.M. Goodman. *J. Appl. Phys.*, **32** (11), 2550 (1961).
- [21] K. Zanio. *Cadmium Telluride*. In: *Semiconductors and Semimetals* (N.Y., Academic Press, 1978) v. 13.

Редактор Т.А. Полянская

Influence γ -irradiations on the mechanism of transport at n -CdS/ p -CdTe heterojunctions

S.A. Murzafarova, S.A. Mirsagatov, F.N. Dzhamalov

Physicotechnical Institute,
Research-and-Production Associations „Physics–sun“
of the Academy of Sciences of Republic Uzbekistan,
700084 Tashkent, Uzbekistan

Abstract Influence of γ -irradiation on the mechanism of a current in n -CdS/ p -CdTe heterostructure has been considered. It is shown, that the direct current of n -CdS/ p -CdTe heterostructures before and after an irradiation is described by dependences: $I = I_{01} \exp(qV/C_{01}kT)$ and $I = I_{02} \exp(qV/C_{02}kT)$. It is revealed that on the first part of current-voltage curve the current is limited to thermoionic emission, and on the second part — the current is limited to recombination of nonequilibrium charge carriers in an electroneutral $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ layer at n -CdS/ p -CdTe heterostructure. The abnormal dose dependences of the n -CdS/ p -CdTe heterostructure microparameters may be explained by the change of a compensation degree of the local centers at CdS– $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ interface and in $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ layer over a γ -irradiation.