

Влияние γ -облучения на механизм переноса тока при приложении обратного смещения к структуре Al/p-CdTe/Mo

А. С. Ачилов^{a,b,c,*}, Р. Р. Кабулов^a, О. А. Абдулхаев^a,
Ш. Б. Утамурадова^b, С. А. Музафарова^b, Д. М. Ёдгорова^a, Х. Н. Жураев^{a,c}

^aФизико-технический институт, Академия наук Республики Узбекистан,
г. Ташкент, 100084, Узбекистан

^bИнститут физики полупроводников и микроэлектроники, Национальный университет Узбекистана,
г. Ташкент, 100057, Узбекистан

^cНациональный исследовательский университет «Ташкентский институт инженеров ирригации
и механизации сельского хозяйства», г. Ташкент, 100084, Узбекистан

*e-mail: alimardonsachilov@gmail.com

Поступила в редакцию 26.02.2025

После доработки 05.09.2025

Принята к публикации 12.09.2025

Исследовано влияние облучения γ -квантами на механизм переноса тока в структуре Al/p-CdTe/Mo. Рентгеноструктурный фазовый анализ позволил установить реальное строение структуры: Al/n-Al₂O₃/p-CdTe/n-MoO₃/Mo, которая в окончательном виде представляется как n⁺-p-n, где база (p-CdTe) с двух сторон контактирует с широкозонными тонкими окисными слоями n-Al₂O₃ и n-MoO₃ и в ней n⁺-p- переход является идеальным, а p-n- – неидеальным. В обратном (когда на Al подается «плюс», а на Mo – «минус») направлении тока неосновные неравновесные носители заряда аккумулируются возле идеального контакта, что приводит к образованию протяженного сублинейного участка на обратной вольт-амперной характеристике структуры до и после облучения радиацией, которая объясняется в рамках теории «эффекта инжекционного обеднения» инжекцией электронов из тыльного перехода n-MoO₃/p-CdTe и возникновением в базе структуры диффузионных и дрейфовых токов, направленных навстречу друг другу. Сохранение формы и протяженности сублинейного участка происходит из-за высокого значения фронтального – идеального потенциального барьера n⁺-p, при этом в интервале различных значений доз облучения Φ , рад: (10⁶, 10⁷, 10⁸ и 10⁹) профиль распределения неравновесных носителей заряда в базе структуры практически не изменяется.

Ключевые слова: CdTe, γ -облучение, сублинейный участок, механизм переноса тока, инжекция, диффузионные и дрейфовые токи

УДК 621.315.592

<https://doi.org/10.52577/eom.2025.61.5.65>

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время интенсивно исследуются различные полупроводниковые структуры на основе поликристаллического теллурида кадмия (CdTe), относящегося к соединениям A²B⁶. Они используются в процессе создания устройств для регистрации гамма-лучей и рентгеновского излучения [1–7]. На основе CdTe созданы детекторы без системы охлаждения, и они показали более высокую эффективность регистрации ядерных излучений по сравнению с Si- и Ge-детекторами, что связано с большими шириной запрещенной зоны и атомными номерами химических элементов, составляющих этот материал [8–11]. Широкозонные монокристаллические детекторы на основе CdTe и Cd_{1-x}Zn_xTe с большим успехом применяются в спектрометрии X- и γ -излучений, показывая свои преимущества перед детекторами на основе монокристаллических кремния, германия и арсенида галлия [12–18]. Проведенные исследования показали [19–20], что барьерные структуры

Шоттки на основе CdTe и Cd_{1-x}Zn_xTe эффективно работают как детекторы радиоактивного излучения. Существенным преимуществом таких детекторов (по сравнению с вышеуказанными) являются малые темновые токи ($\sim 10^{-7}$ А против токов порядка $\sim 10^{-3}$ А), что увеличивает рабочие диапазоны измеряемой энергии и чувствительность, приводя к уменьшению погрешностей измерения. Это дает возможность работать при более высоких рабочих температурах ($T \geq 300$ К). Для эффективной работы вышеперечисленных детекторов необходимо разрабатывать системы охлаждения. Детекторы на основе CdTe с барьером Шоттки имеют возможность регистрировать электромагнитное излучение до энергии 1 МэВ и выше с достаточно хорошим энергетическим разрешением [12, 20, 21], которое не может обеспечиваться детекторами на основе GaAs и элементарных полупроводников.

Монокристаллы соединений A²B⁶ имеют ряд недостатков, в частности наличие в них различных структурных дефектов [8–15], которые влияют на время жизни неравновесных

носителей заряда, что приводит к ухудшению функциональных характеристик детекторов радиоактивного излучения [16–24].

В отличие от монокристаллических полупроводников класса A^2B^6 поликристаллические слои (пленки) со столбчатой структурой зерен (кристаллитов) обладают рядом уникальных свойств [25], одним из важнейших является то, что кристаллиты в поликристаллических слоях в направлении вертикального роста обладают свойствами монокристаллов, а в горизонтальном направлении – свойствами поликристаллов. Дефекты кристаллической структуры, находящиеся на границах кристаллитов, выполняют функцию стоков для дефектов различной природы, которые находятся в объеме кристаллитов. В результате очистки объема кристаллитов от дефектов увеличивается время жизни неосновных носителей заряда в активной части структуры детектора. Так как в детекторных структурах на основе CdTe используется обратная ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ) [26, 27], увеличение времени жизни неосновных носителей заряда является важным при функционировании детекторов.

Исследование обратной ветви ВАХ [26] показало, что в полупроводниковых структурах с длинной базой на основе поликристаллического CdTe величина тока мало изменяется с изменением напряжения смещения в широком диапазоне. Такое поведение связано с тем, что в структуре с активным сильно компенсированным слоем p -CdTe время жизни τ и длину диффузии L неосновных носителей заряда, которые являются параметрами рекомбинационного процесса [27], определяет механизм токопереноса. 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 способствует генерации точечных дефектов по всей структуре Al/ p -CdTe/Mo, к которым особенно чувствительны характеристики приборов на основе компенсированных слоев p -CdTe. В связи с этим нами были проведены исследования влияния γ -облучения на обратную ветвь вольт-амперной характеристики детектора радиоактивного излучения со структурой Al/ p -CdTe/Mo. В процессе эксперимента структура Al/ p -CdTe/Mo облучалась γ -квантами (Co^{60}) при температуре 50 °C. Для этой цели была использована установка γ -излучения с энергией квантов $E \approx 1,2$ МэВ, мощностью 1700 рад/с. В эксперименте доза облучения (Φ) изменялась в диапазоне 10^6 – 10^9 рад.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Создание барьерной детекторной структуры Шоттки Al/ p -CdTe/Mo производилось

термическим напылением алюминия (Al) в вакууме ($\sim 10^{-6}$ Торр) на поверхность поликристаллических крупноблочных слоев p -типа CdTe. Фронтальный Al-контакт имел толщину 80 Å и площадь $S \approx 1$ см². Подложка из молибдена, где величина работы выхода электрона близка к энергии электронного сродства кристаллического полупроводника CdTe, одновременно служила также тыльным электрическим контактом. Размеры кристаллитов в поперечном сечении поликристаллического CdTe были от 200 до 250 мкм. Толщина синтезированных слоев p -CdTe в созданной структуре детектора составляла 120–170 мкм, то есть кристаллиты пронизывали всю толщину слоя p -CdTe. Это давало возможность рассуждать, что в направлении токопереноса слой p -CdTe являлся монокристаллом. Проведенные исследования показали, что электрофизические характеристики пленок весьма чувствительны к технологическим параметрам синтеза CdTe [27, 28]. Синтезирование слоев CdTe производилось при атмосферном давлении в потоке водорода методом газотранспортной эпитаксии при температуре $T \approx 650$ –700 °C. При этом получались пленки с удельным сопротивлением $\rho \approx 2,5 \times 10^7$ Ом·см. Увеличение температуры подложки приводит к увеличению кристаллитов в направлении (111) [29].

Рентгеноструктурные исследования фазового анализа структуры (рис. 1а) установили, что она состоит из (что ее состав выглядит как) Al/Al₂O₃/ p -CdTe/MoO₃/Mo (рис. 1б) [29]. Структуру (рис. 1б) с базовым слоем p -CdTe, который контактирует с широкозонными тонкими окисными слоями n -Al₂O₃ и n -MoO₃ с двух сторон, можно в окончательном виде представить как n^+ - p - n -структурой [29].

Для выявления влияния γ -облучения в диапазоне 10^6 – 10^9 рад при комнатной температуре $T = 300$ К на механизм токопереноса в обратной ветви вольт-амперной характеристики детекторной структуры Al/ p -CdTe/Mo были исследованы темновые токи до и после облучения в широкой области приложенного напряжения (V) от 0 до 100 В.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены результаты исследований обратной ветви ВАХ детекторной структуры Al/ p -CdTe/Mo, подвергнутой облучению γ -лучами различных доз от 10^6 до 10^9 рад. Анализ экспериментальных результатов (рис. 2) показывает, что обратная ветвь ВАХ состоит из трех последовательных участков (A, B и C),

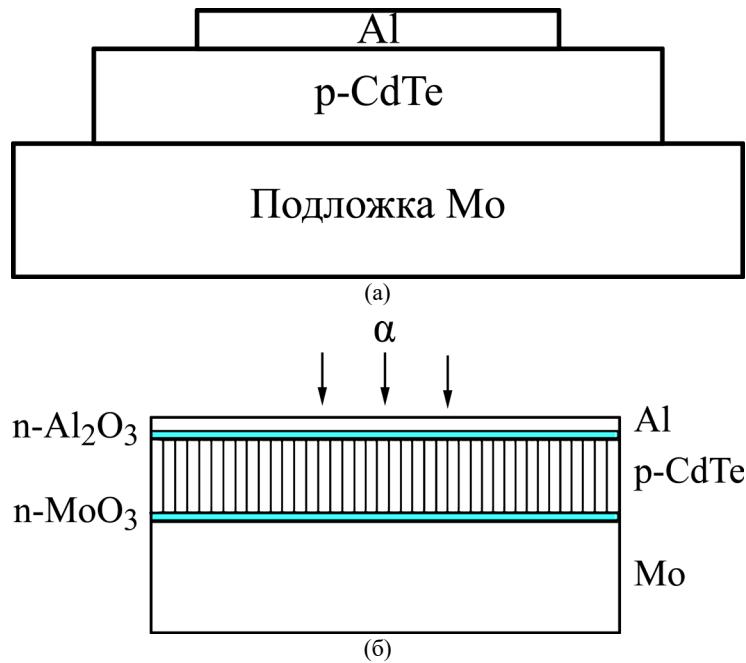


Рис. 1. Поперечный разрез Al/p-CdTe/Mo-структуры (без оксидных слоев) (а); реальное строение структуры Al/p-CdTe/Mo (с оксидными слоями): Al/n-Al₂O₃/p-CdTe/n-MoO₃/Mo (б).

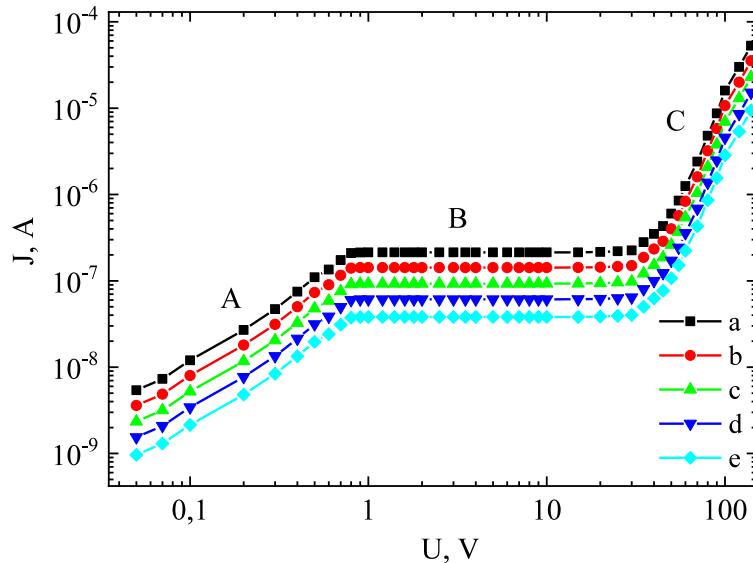


Рис. 2. Обратная ветвь ВАХ Al/n-Al₂O₃/p-CdTe/n-MoO₃/Mo-структуры, снятая при облучении с различными дозами γ -квантов: *a* – до облучения; *b* – облучение дозой 10^6 рад; *c* – дозой 10^7 рад; *d* – дозой 10^8 рад; *e* – дозой 10^9 рад.

которые можно описать зависимостями типа: $I = I_{01} \exp(qV/ckT)$ (*A*), $I \sim V^{0,02}$ (*B*) и $I \sim V^4$ (*C*).

Первый участок *A* можно описать известной формулой В.И. Стafeева [30] (1):

$$I = I_{01} \times \exp(qV/ckT), \quad (1)$$

$$c = (2b + ch(d/L) + 1)/(b + 1), \quad (2)$$

$$I_c = (kT/q) \times (Sb \times ch(d/L)) / [2(b + 1) \times L \times \rho \times tg(d/2L)], \quad (3)$$

где I_{01} – предэкспериментальный множитель; c – показатель экспоненты; $b = \mu_n/\mu_p$ – отношение подвижностей электронов к дыркам; d – толщина объемного заряда; L_n – длина диффузии неосновных носителей заряда – электронов; S – активная площадь структуры; ρ – удельное

сопротивление базы, c в формуле (1) характеризует отношение толщины базы (w) диода к длине диффузии неосновных носителей заряда (L_n). Для эффективного использования соотношения (1) необходимо, чтобы в детекторной структуре выполнялось условие $w/L_n > 1$, то есть условие длинного диода, что и выполняется в созданной детекторной структуре Al/p-CdTe/Mo.

Показатель экспоненты $c = 7,85$, который был определен по наклону в участке *A* (рис. 2а) экспериментальной зависимости $\ln I$ от $\ln V$, увеличивается незначительно при росте уровня облучения. Значение c было вставлено в (2), и определены $L_n = 3,7$ мкм и $\mu_n \tau_n = 5,43 \times 10^{-6}$ см²/В при значениях: $b = 10$ и $d = 10$ мкм [28, 30], при

Таблица 1. Показатели экспонент c , I_{01} , L_n , $\mu_n \tau_n$ и ρ при различных значениях дозы облучения Φ , рад: (10^6 , 10^7 , 10^8 и 10^9), определенных из экспериментальных результатов, представленных на [рис. 2](#)

Доза облучения Φ , рад	C	d/L_n	L_n , мкм	I_{01} , $\text{A}/\text{см}^2$	ρ , $\text{Ом}\cdot\text{см}$	$\mu_n \tau_n$, $\text{см}^2/\text{В}$	τ_n , с
0	7,85	2,7	3,7	$3,8 \times 10^{-9}$	$2,73 \times 10^{11}$	$5,43 \times 10^{-6}$	$5,43 \times 10^{-8}$
10^6	8	2,72	3,67	$1,36 \times 10^{-9}$	$7,6 \times 10^{11}$	$5,34 \times 10^{-6}$	$5,34 \times 10^{-8}$
10^7	8,05	2,73	3,66	6×10^{-10}	$1,66 \times 10^{12}$	$5,31 \times 10^{-6}$	$5,31 \times 10^{-8}$
10^8	8,04	2,72	3,67	3×10^{-10}	$3,45 \times 10^{12}$	$5,34 \times 10^{-6}$	$5,34 \times 10^{-8}$
10^9	8,05	2,73	3,66	$1,5 \times 10^{-10}$	$6,65 \times 10^{12}$	$5,31 \times 10^{-6}$	$5,31 \times 10^{-8}$

комнатной температуре для случая (а) – без облучения.

В [табл. 1](#) приведены определенные значения показателя экспоненты c , предэкспериментального множителя I_{01} при облучении различными дозами γ -квантов и вычисленные по ним значения величин L_n , $\mu_n \tau_n$, τ_n и ρ -структуры при различных уровнях облучения. Полученные значения $L_n = 3,7$ мкм и $\mu_n \tau_n = 5,43 \times 10^{-6}$ $\text{см}^2/\text{В}$ (A) при $T = 300$ К на порядок больше, чем данные, представленные в работе [31]. Это можно объяснить тем, что в крупноблочных пленках p -CdTe параметры слоев намного лучше, чем в аналогичных монокристаллических пленках [19–21]. Можно предположить, что такие слои имеют достаточное количество дефектных комплексов, которые влияют на рекомбинационные процессы неравновесных носителей заряда [32, 33].

Результаты [табл. 1](#) показывают незначительное изменение величин L_n и $\mu_n \tau_n$ в интервале доз облучения, Φ , рад: (10^6 , 10^7 , 10^8 и 10^9). Из этого следует, что τ_n в слое CdTe при дозах облучения Φ , рад: (10^6 , 10^7 , 10^8 и 10^9) уменьшается незначительно на участке A обратной ветви ВАХ.

В широком интервале напряжения смещения ($V \approx 0,7$ – 30 В) вслед за участком A обратной ветви ВАХ структуры $\text{Al}/n\text{-Al}_2\text{O}_3/p\text{-CdTe}/n\text{-MoO}_3/\text{Mo}$ появляется протяженный сублинейный участок B ([рис. 2](#)), то есть величина тока на участке B остается практически неизменной и имеет значения $\sim 2,17 \times 10^{-7}$ $\text{А}/\text{см}^2$ в начале и $\sim 2,2 \times 10^{-7}$ $\text{А}/\text{см}^2$ в конце сублинейного участка.

В теоретической работе [34] сублинейные участки ВАХ подробно исследованы в рамках теории «эффекта инжекционного обеднения», и эти ВАХ хорошо описываются формулой (4):

$$V = V_0 \exp(Jaw), \quad (4)$$

где

$$a = \frac{1}{2qD_n N_t}, \quad (5)$$

a – параметр, зависящий от коэффициента диффузии неосновных носителей D_n и концентрации глубоких примесей N_t ; J – плотность

тока. Так как $D_n = (kT/q) \times \mu_n$, то a зависит от подвижности неосновных носителей заряда. Одним из основных условий появления сублинейного участка на ВАХ (4) является выполнение условия (6):

$$Jaw > 2, \quad (6)$$

которое, как видно из экспериментальных результатов ([рис. 2](#)), выполняется при всех уровнях облучения (например, $Jaw \approx 5$ при $\Phi = 0$, $T = 300$ К, $S = 1$ см 2).

Из теории [28] следует, что такая ВАХ возможна только при встречных направлениях амбиполярной диффузии неравновесных носителей и их амбиполярного дрейфа, который в этом случае определяется инжекционной модуляцией заряда глубоких дефектных состояний (см. подробнее [34]). Используя выражение (4), можно определить параметр a непосредственно из данных ВАХ (7):

$$a = \frac{\ln(V_2/V_1)}{(I_2 - I_1)d}, \quad (7)$$

где I_1 , I_2 и V_1 , V_2 являются значениями тока и напряжения в начале и в конце сублинейного участка. Значения параметра a , найденные из ВАХ при различных дозах, приведены в [табл. 2](#). Из [табл. 2](#) следует, что с ростом дозы облучения Φ параметр a возрастает. Используя формулу (6), можно, при известных значениях a , оценить параметры, такие как концентрация глубоких центров N_t , которые ответственны за возникновение сублинейного участка ВАХ, $N_t \approx 6,2 \times 10^7$ см $^{-3}$. Из [табл. 2](#) видно, что N_t в слое поликристаллического твердого раствора CdTe уменьшается с ростом дозы облучения.

Появление сублинейного участка, согласно работам [35, 36], связано с инжекцией электронов из тыльного контакта металл–оксид–полупроводник и возникновением в базе (p -CdTe) структуры диффузионных и дрейфовых токов, направленных навстречу друг к другу [28]. Этот эффект приводит к увеличению области объемного заряда, в результате чего сопротивление базы структуры растет с увеличением напряжения смещения (V) от 0,7 В до 30 В.

Таблица 2. Значения параметра a в зависимости от дозы облучения

Доза облучения Φ , рад	a , см/А	N_t , см $^{-3}$
0	$2,01 \times 10^{10}$	$6,2 \times 10^7$
10^6	$6,04 \times 10^{10}$	$2,07 \times 10^7$
10^7	$1,37 \times 10^{11}$	$9,1 \times 10^6$
10^8	$3,02 \times 10^{11}$	$4,14 \times 10^6$
10^9	$5,64 \times 10^{11}$	$2,21 \times 10^6$

Идентичность формы сублинейного участка в области доз облучения 10^6 – 10^9 показывает, что возрастание дозы облучения практически не влияет на процессы аккумуляции вблизи фронтального контакта Al– p -CdTe [26, 37] и этот контакт имеет высокий потенциальный барьер относительно тыльного.

Как видно из [рис. 2](#), участок С ВАХ имеет степенную зависимость тока от напряжения $J \sim V^m$, где $m \approx 4$ остается практически без изменения при различных дозах облучения Φ , рад: (10^6 , 10^7 , 10^8 и 10^9). $J \sim V^m$, $m \approx 4$ появляются при высоком уровне инжекции в случае превалирования дрейфового тока в обратной ветви ВАХ. При этом, согласно [28, 38], рекомбинационные процессы токопереноса в базе детектора проходят как через простые рекомбинационные, так и через дефект-примесные комплексы. В этом случае выражение для скорости рекомбинации принципиально изменяется и принимает вид (8) [34, 39]:

$$U = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n (n - n_i) + c_p (p - p_i) + \beta \tau_i np}. \quad (8)$$

В соотношении (8) учтены такие параметры активной части полупроводниковой структуры, как N_R – концентрация рекомбинационных центров, c_n , c_p – коэффициенты захвата электронов и дырок рекомбинационными центрами (комплексами), n , p – концентрации неравновесных носителей заряда электронов и дырок, n_i , p_i – собственная концентрация носителей в полупроводнике, n_1 , p_1 – равновесные концентрации электронов и дырок в условиях, когда уровень Ферми совпадает с уровнем примеси (так называемые статические факторы Шокли-Рида), τ_i – время, связанное с процессами электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса; β – коэффициент, зависящий от конкретного типа примесных или дефект-примесных комплексов [38].

В работах [37, 40, 41] описаны возможные случаи рекомбинационных комплексов, которые могут быть разными – донорно-акцепторными парами, рекомбинационным комплексом с двумя уровнями, а также сложными комплексами, состоящими из «отрицательно заряженного акцептора с положительно заряженным ионом

внедрения», или, наоборот, «положительно заряженного донора с отрицательно заряженной вакансией». Эти состояния могут возникать в результате рекомбинационно-стимулированных процессов [28, 42, 43], а также после распада сложных комплексов типа «мелкий донор+вакансия». В этих различных типах комплексов прослеживается одна общая закономерность: рекомбинация неравновесных электронов и дырок через эти комплексы происходит с некой задержкой и в результате учета инерционности процесса обмена электронами в рекомбинационном комплексе появляется последний член в знаменателе формулы (8). Этот член при достаточно высоком уровне возбуждения может стать определяющим. В данном случае в знаменателе выражения (8) реализуется неравенство:

$$c_n (n + n_1) + c_p (p + p_1) < \beta \tau_i np, \quad (9)$$

и ВАХ имеет следующее аналитическое выражение для структуры с базой p -типа:

$$V = \frac{(b+1)w^2 N_R}{b N_a \mu_n \tau_i} + \frac{w \sqrt{J} b}{q \mu_n (b+1) C} + \frac{2(b+1)w^2 N_R c_p}{b N_a \mu_n \beta \tau_i C \sqrt{J}} = A + B \sqrt{J} - \frac{D}{\sqrt{J}}. \quad (10)$$

Как было сказано выше, структура Al– p -CdTe–Мо была изготовлена с использованием сильно компенсированного CdTe, где концентрация мелких активных акцепторных центров определялась как $N_A = N_a - N_d$. Параметр C в (10) связан с концентрацией электронов на границе p -CdTe с окисью n -MoO₃ (11) [37, 43]:

$$p(0) = C \sqrt{J}. \quad (11)$$

Зависимость (11) позволяет описать различные виды ВАХ, которые имеют зависимость $J \sim V^m$ с участками резкого роста тока. Сопоставление участка обратной ВАХ с зависимостью $J \sim V^4$ с выражением (10) позволяет определить такие параметры, как N_R/τ_i , $p(0)$, $\frac{c_p}{\beta}$. Для этого необходимо составить уравнение прямой линии с использованием заданных экспериментальных точек (J_1 , V_1 и J_2 , V_2) и определить значение напряжения:

Таблица 3. Параметры, определенные из участка $CJ \sim V^4$

Доза облучения Φ , рад	ρ , Ом·см	N_A , см^{-3}	A	N_R/τ_i , $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$\mu_n C$	C	$n(0)$, см^{-3}	C_p/z
0	$1,4 \times 10^7$	$4,46 \times 10^{10}$	45,13	$1,27 \times 10^{18}$	$6,82 \times 10^{12}$	$6,82 \times 10^{10}$	$4 \times 10^7 - 5 \times 10^8$	$1,5 \times 10^9$
10^6	$2,1 \times 10^7$	$2,97 \times 10^{10}$	45,12	$8,45 \times 10^{18}$	$5,68 \times 10^{12}$	$5,68 \times 10^{10}$	$2,7 \times 10^7 - 3,4 \times 10^8$	1×10^8
10^7	$3,3 \times 10^7$	$1,9 \times 10^{10}$	45,13	$5,3 \times 10^{17}$	$4,26 \times 10^{12}$	$4,26 \times 10^{10}$	$1,6 \times 10^7 - 2 \times 10^8$	6×10^8
10^8	5×10^7	$1,25 \times 10^{10}$	45,12	$3,56 \times 10^{17}$	$3,4 \times 10^{12}$	$3,4 \times 10^{10}$	$1 \times 10^7 - 1,3 \times 10^8$	$3,7 \times 10^8$
10^9	8×10^7	$7,8 \times 10^9$	45,13	$2,22 \times 10^{17}$	$2,73 \times 10^{12}$	$2,73 \times 10^{10}$	$6,8 \times 10^7 - 8,2 \times 10^7$	$2,4 \times 10^8$

$$V = V_1 - \frac{V_1 - V_2}{J_2 - J_1} J_1, \quad (12)$$

которое затем приравниваем к значению $A = \frac{(b+1)w^2 N_R}{N_A \mu_n \tau_i}$ из формулы (10). Подставив $w = 150$ мкм, $b = 10$, $\mu_n \approx 100 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$ и $N_A = 4,46 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в уравнение (11), можно определить $\frac{N_R}{\tau_i}$, значения которых при различных Φ приведены в табл. 3. Для определения других параметров из участков резкого роста тока выбирались три экспериментальные точки (V_1, J_1) , (V_2, J_2) , (V_3, J_3) и для них составлялись три уравнения для определения коэффициентов B и D :

$$B = \frac{V_2 - V_1}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}} - \frac{D \left(\frac{1}{\sqrt{J_1}} - \frac{1}{\sqrt{J_2}} \right)}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}, \quad (13)$$

$$D = \frac{(V_3 - V_2) - (V_3 - V_1) \frac{\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}}{\left(\frac{1}{\sqrt{J_2}} - \frac{1}{\sqrt{J_3}} \right) - \left(\frac{1}{\sqrt{J_1}} - \frac{1}{\sqrt{J_2}} \right) \frac{\sqrt{J_3} - \sqrt{J_1}}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}}, \quad (14)$$

которые затем приравнивались к их аналитическим значениям в формуле (10), что позволило оценить значения $\mu_n C$, $n(0)$, N_R/τ_i при различных дозах облучения (табл. 3).

Экспериментальные результаты обратной BAX структуры Al/p-CdTe/Mo свидетельствуют, что токоперенос в структуре имеет достаточно сложный механизм и приводит к возникновению участков: $I = I_{01} \exp\left(\frac{eV}{ckT}\right)$, $I \sim V^{0.02}$ и $I \sim V^4$ при комнатной температуре с различными Φ (см. рис. 2). Последовательность обнаруженных участков BAX не соответствует последовательности участков BAX, представленных в работе [28], где было учтено влияние инерционности внутрикомплексного электронного обмена на процессы рекомбинации и токопереноса. В работе [44] решается основное уравнение токопереноса (15):

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{J N_A b^2}{q(b+1)^2 p^2} \frac{dp}{dx} - U = 0. \quad (15)$$

Скорость рекомбинации U в [44] описывается выражением (8) без учета диффузионного члена уравнения. Для этого случая можно получить аналитическое решение уравнения (15), полагая, что структура состоит из длинного диода с неидеальным тыльным инжектирующим контактом. Далее в [44] обсуждаются механизмы токопереноса для четырех различных случаев, где последний член в знаменателе (8) увеличивается с ростом уровня возбуждения.

Как указывалось выше, рассматриваемая структура представляет собой $n^+ - p - n$ -структуре и в ней $n^+ - p$ -переход является идеальным, а $p - n$ – неидеальным. Поэтому при включении такой структуры в обратном направлении тока неосновные неравновесные носители заряда аккумулируются возле идеального контакта. В теории [44] не рассматривается структура с развитой аккумуляцией. Однако в данной работе, как и в [28, 37], предполагается, что в рекомбинационных процессах участвуют сложные комплексы. На первом участке BAX в интервале плотностей тока от $J \approx 4 \times 10^9$ до значения $2,15 \times 10^7 \text{ A/cm}^2$ последний член в знаменателе (8) существенным образом влияет на скорость рекомбинации генерированных носителей заряда. Если учесть, что на этом участке BAX наблюдается экспоненциальная зависимость

$$J \sim \exp\left(\frac{eV}{7,85kT}\right) \quad \text{и} \quad \text{оцененные величины}$$

$L_n \approx 3,7$ мкм, $\mu_n \tau_n \approx 5,43 \times 10^{-6} \text{ см}^2/\text{В}$ при $T = 300$ К, эти значения более чем на один порядок больше тех, которые описаны в работах [31, 45]. Это наводит на мысль, что в результате задержки рекомбинационных процессов электронного обмена внутри сложных комплексов области вблизи тыльного контакта обогащаются свободными носителями заряда, которые изменяют профиль распределения неравновесных носителей заряда в p -базе структуры Al- p -CdTe-Mo, в результате чего создаются встречные потоки биполярной диффузии и

дрейфа и появляются протяженные сублинейные участки ВАХ.

Теперь рассмотрим влияние изменения дозы облучения на параметры, которые определяются из участков резкого роста тока. Из табл. 3 следует, что величина отношения N_R/τ_i растет гораздо быстрее, чем увеличивается Φ , то есть с ростом Φ отношение N_R/τ_i растет быстрее, что свидетельствует о том, что время задержки неравновесного носителя заряда внутри комплекса уменьшается. Вследствие повышения Φ концентрация инжектированных электронов из тылового контакта (p - p) уменьшается и, как следствие, снижается концентрация равновесных дырок. Концентрации инжектированных электронов и равновесных дырок сокращаются примерно в 20 раз при возрастании дозы облучения в интервале Φ , рад: (от 0 до 10^9) (табл. 3 и рис. 2).

ВЫВОДЫ

Проведенное исследование показало, что рекомбинационные процессы в структуре Al/ p -CdTe/Mo с протяженной базой ($w = 150$ мкм) в основном происходят с участием сложных комплексов, внутри которых возникает электронный обмен, в результате чего увеличивается время задержки неравновесных носителей внутри комплекса. Вероятно, задержки рекомбинационных процессов приводят к обогащению свободными носителями заряда области вблизи тыльного контакта структуры, которые задают профиль распределения неравновесных носителей заряда в базе структуры, они создают встречные, направленные друг к другу биполярные потоки диффузии и дрейфа, что приводит к появлению на обратной ветви ВАХ сублинейного участка. Сохранение формы и протяженности сублинейных участков в обратной ветви ВАХ при различных Φ свидетельствует о большом значении высоты фронтального потенциального барьера n^+ - p -гетероперехода. При этом профиль распределения неравновесных носителей заряда в базе структуры Al/ p -CdTe/Mo в интервале различных значений дозы облучения Φ , рад: (10^6 , 10^7 , 10^8 и 10^9) практически не изменяется.

Сохранение формы сублинейного участка при изменении дозы облучения Φ , рад: (10^6 , 10^7 , 10^8 и 10^9) показывает перспективность создания на базе структур Al/ p -CdTe/Mo полупроводниковых приборов, в которых принципиальное значение имеют малые величины темнового тока в широком диапазоне напряжений смещения, что дает возможность получить высокую чувствительность структуры к излучениям окружающей среды.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят проф. Хусниддина Олимова за помощь при корректуре рукописи, а также выражают благодарность сотрудникам отдела полупроводников Физико-технического института АН РУз за помощь в процессе проведения экспериментальных исследований, а также за советы при обсуждении результатов научных исследований.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена на основе бюджетного финансирования, выделенного Физико-техническому институту Академии наук Республики Узбекистан по тематике «Физические основы создания оптико-электронных систем для контрольно-измерительной и медицинской техники» и Институту физики полупроводников и микроЭлектроники Национального университета Узбекистана по тематике «Исследование гетероструктур на основе многокомпонентных полупроводниковых поликристаллических тонкослойных соединений A^2B^6 и легированных монокристаллов кремния».

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rizhi, Chen, Yue, Shen, Tuoshi, Li, Jian, Huang, et al., Interface optimization of free-standing CdZnTe films for solar-blind ultraviolet detection: substrate dependence, *Vacuum*, 2021, vol. 193, art. ID 110484.
2. Scarpulla, M.A., McCandless, B., Phillips, A.B., Yan, Y., et al., CdTe-based thin film photovoltaics: Recent advances, current challenges and future prospects, *Sol. Energy Mater. Solar Cells*, 2023, vol. 255, art. ID112289.
3. Limousin, O., New trends in CdTe and CdZnTe detectors for X- and gamma-ray applications, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2003, vol. 504, nos. 1–3, p. 24.
4. Bukivskii, A.P., Gnatenco, Yu.P., Bukivskij, P.M., Furier, M.S., et al., Photoluminescence and photoelectric properties of cdte crystals doped with Mo, *Phys. B: Condensed Matter*, 2020, vol. 576, art. ID 411737.
5. Xiuying. Gao, Hui, Sun, Dingyu, Yang, Peihua, Wangyang, et al., Large-area CdZnTe thick film based array X-ray detector, *Vacuum*, 2021, vol. 183, art. ID 109855.
6. Gnatyuk, V., Maslyanchuk, O., Solovan, M., Brus, V., et al., CdTe X/ γ -ray detectors with different contact materials, *Sensors*, 2021, vol. 21, art. ID 3518.
7. Arie, Ruzin, Edge effect in ohmic contacts on high-resistivity semiconductors, *Nucl. Instrum. Meth. Phys.*

- Res., Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2016, vol. 806, p. 356.
8. Yanglin, Wu, Haitao, Xu, Huanhuan, Ji, Jian, Huang, et al., Growth of $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ thin films with high Zn content by close-spaced sublimation, *Vacuum*, 2021, vol. 132, p. 106.
 9. Bosio, A., Romeo, N., Mazzamuto, S. and Canevari, V., Polycrystalline CdTe thin films for photovoltaic applications, *Progr. Cryst. Growth Charact. Mater.*, 2006, vol. 52, p. 247.
 10. Yang, Li, Kun, Cao, Gangqiang, Zha, Wenyu, Zhang, et al., Effects of annealing on the properties of CdZnTe epitaxial thick films deposited on p-GaAs using close-spaced sublimation, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2021, vol. 1015, art. ID 165752.
 11. Andrea, Šagátová, Bohumír, Zaťko, Vladimír, Nečas, František, Dubecký, et al., From single GaAs detector to sensor for radiation imaging camera, *Appl. Surf. Sci.*, 2018, vol. 461, p. 3.
 12. Kosyachenko, L.A., Sklyarchuk, V.M., Melnichuk, S.V., Maslyanchuk, O.L., et al., Effect of the concentration of uncompensated impurities on the properties of CdTe-based X- and γ -ray detectors, *Semiconductors*, 2012, vol. 46, no. 3, p. 374.
 13. Gregor, Kramberger, Solid state detectors for high radiation environments. In: *Particle Physics Reference Library*, Vol. 2: *Detectors for Particles and Radiation*. Christian W. Fabjan and Herwig Schopper (eds.). Cham: Springer, p. 965.
 14. Dixit, V.K., Khamari, S.K., Manwani, S., Porwal, S., et al., Effect of high dose γ -ray irradiation on GaAs p-i-n photodetectors, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2015, vol. 785, p. 93.
 15. Feychuk, P., Kopyl, O., Pavlovich, I. and Shcherbak, L., $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ high-resistive single crystals growth from a vapor phase, *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, 2005, vol. 8, p. 110.
 16. Korotcenkov, G. and Vatavu, S., Features of single-crystal growth of CdTe and $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ compounds designed for radiation detectors, *Handbook of II-VI Semiconductor-Based Sensors and Radiation Detectors*, vol. I. *Materials and Technology* (Korotcenkov, G., ed.). Cham: Springer, 2023, p. 215.
 17. Modeste, Tchakoua, Tchouaso, Haruetai, Kasiwattanawut, Mark, and A. Prelas, Energy response of diamond sensor to beta radiation, *Appl. Radiat. Isotop.*, 2018, vol. 139, p. 66.
 18. Wei, Wang, Ting, Chen, Linshu, Yan, Xiaoyuan, Bao, et al., Equivalent circuit model of Ge/Si separate absorption charge multiplication avalanche photodiode, *Modern Phys. Lett. B*, 2018, vol. 32, art. ID 1750358.
 19. Maslyanchuk, O.L., Kosyachenko, L.A., Gnatyuk, V.A., Aoki, T., et al., Capabilities of CdZnTe-based Schottky diodes for detection of optical and X/ γ -ray radiation, *Phys. Stat. Sol.*, 2009, vol. 6, p. 1282.
 20. Fan, Yang, Wanqi, Jie, Tao, Wang, Ningbo, Jia, et al., A modified diffusion model for characterization of real I-V curve and charge collection efficiency of CdZnTe detectors, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2020, vol. 959, art. ID 163515.
 21. Takahashi, T., Mitani, T., Kobayashi, Y., Kouda, M., et al., High-resolution Schottky CdTe diode detector, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2002, vol. 49, p. 1297.
 22. Dvoryankin, V.F., Dvoryankina, G.G., Ivanov, Yu.M., Kudryashov, A.A., et al., Photovoltaic X-ray detectors made of CdTe crystals with a p-n junction, *Techn. Phys.*, 2010, vol. 55, p. 1071.
 23. Saidov, A.S., Saparov, D.V., Usmonov, Sh.N., Razzakov, A.Sh., et al., Features of liquid-phase epitaxy of new solid solutions of $(\text{GaAs})_{1-y-z}(\text{Ge}_2)_y(\text{ZnSe})_z$ and their photoelectric properties, *Int. J. Modern Phys. B*, 2023, vol. 37, art. ID 2350132.
 24. Nicolas, Baier, Andrea, Brambilla, Guy, Feuillet, Annika, Lohstroh, et al., EBIC and IBIC imaging on polycrystalline CdTe, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2007, vol. 576, p. 5.
 25. Mirsagatov, Sh.A., Achilov, A.S., Zaveryukhin, B.N. and Bayev, M.S., Influence of the back contact on the electrophysical and functional characteristics of thin-film CdTe Schottky barrier detector structures, *Russ. Phys. J.*, 2012, vol. 55, p. 180.
 26. Мирсагатов, Ш.А., Ачилов, А.С., Заверюхин, Б.Н., Сублинейные обратные ВАХ толстых пленочных структур на основе CdTe, *Фізична інженерія поверхні*, 2014, т. 12, с. 202.
 27. Achilov, A.S., Kabulov, R.R., Utamuradova, Sh.B. and Muzaferova, S.A., Effect of temperature on the current transfer mechanism in the reverse I-V characteristics of the n-CdS/i-CdS_xTe_{1-x}/p-CdTe heterostructure, *Modern Phys. Lett. B*, 2023, vol. 37, art. ID 2350162.
 28. Ачилов, А.С., Мирсагатов, Ш.А., Температурная зависимость обратной ветви ВАХ Al-p-CdTe-Mo структуры, *Фізична інженерія поверхні*, 2015, т. 13, с. 298.
 29. Ачилов, А.С., Заверюхин, Б.Н., Каланов, М.У., Рустамов, В.М., Рентгеновские исследования структуры нового типа A2B6 приемника электромагнитного излучения, *Докл. Акад. наук РУз*, 2014, № 1, с. 24.
 30. Стafeев, B.I., Электронные приборы на основе полупроводников, *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 2007, № 5, с. 3.
 31. *Semiconductors and Semimetals*. Zanio, K., ed. New York: Acad. Press, 1978. 210 p.
 32. Mirsagatov, Sh.A., Uteniyazov, A.K. and Achilov, A.S., Mechanism of current transport in Schottky barrier diodes based on coarse-grained CdTe films, *Phys. Sol. State*, 2012, vol. 54, no. 9, p. 1751.

33. Uteniyazov, A.K., Leyderman, A.Yu., Ayukhanov, R.A., Esenbaeva, E.S., et al., Features of current transport in Al-Al₂O₃-p-CdTe-Mo structure, *SPQEO*, 2020, vol. 23, no. 4, p. 339.
34. Лейдерман, А.Ю., Минбаева, М.К., Механизм быстрого роста прямого тока в полупроводниковых диодных структурах, *ФТП*, 1996, т. 30, № 10, с. 1729.
35. Mahesha, M.G., Kasturi, V.B. and Shivakumar, G.K., Characterization of thin film Al/p-CdTe Schottky diode, *Turk. J. Phys.*, 2008, vol. 32, p. 151.
36. Ламперт, М., Марк, П., *Инжекционные токи в твердых телах*. М.: Мир, 1973. 416 с.
37. Ачилов, А.С., Кабулов, Р.Р., Влияние γ -облучения на механизм переноса тока в прямой ветви вольт-амперной характеристики Al-p-CdTe-Mo структуры, *Узбекский физический журнал*, 2022, т. 24, № 2, с. 133.
38. Mirsagatov, Sh.A., Kabulov, R.R. and Makhmudov, M.A., Injection photodiode based on an n-CdS/p-CdTe heterostructure, *Semiconductors*, 2013, vol. 47, no. 6, p. 825.
39. Mirsagatov, Sh.A., Ataboev, O.K., Zaveryukhin, B.N. and Nazarov, Zh.T., Photoelectric properties of an injection photodetector based on alloys of II-VI compounds, *Semiconductors*, 2014, vol. 48, no. 3, p. 354.
40. Kanbur, H., Altindal, S., Mammadov, T. and Şafak, Y., Effects of illumination on I-V, C-V and G/w-V characteristics of Au/n-CdTe Schottky barrier diodes, *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, 2011, vol. 13. p. 713.
41. Muzaferova, S.A., Mirsagatov, Sh.A. and Dzhamalov, F.N., Effect of irradiation with gamma-ray photons on the charge-transport mechanism in n-CdS/p-CdTe heterostructures, *Semiconductors*, 2009, vol. 43, no. 2, p. 175.
42. Орешкин, П.Т., *Физика полупроводников и диэлектриков*. М.: Высшая школа, 1977. 448 с.
43. Usmonov, Sh.N., Mirsagatov, Sh.A. and Leiderman, A.Yu., Study of the current-voltage characteristic of the n-CdS/p-CdTe heterostructure depending on temperature, *Semiconductors*, 2010, vol. 44, no. 3, p. 313.
44. Leiderman, A.Yu. and Karageorgy-Alkalaev, P.M., On the theory of sublinear current-voltage characteristics of semiconductor structures, *Sol. State Commun.*, 1978, vol. 25, no. 10, p. 781.
45. *Физика соединений A²B⁶*. М.: Наука, 1986. 320 с.

Summary

The effect of γ -ray irradiation on the mechanism of current transfer in the Al/p-CdTe/Mo structure has been studied. The X-ray diffraction phase analysis allowed to establish the real structure of the material: Al/n-Al₂O₃/p-CdTe/n-MoO₃/Mo, which can be represented as n⁺-p-n in its final form. In this structure, the base (p-CdTe) is in contact on both sides with wide-gap thin oxide layers of n-Al₂O₃ and n-MoO₃. The n⁺-p-junction is ideal, but the p-n- junction is not ideal. In the reverse direction (when Al is supplied with a “plus” and Mo is supplied with a “minus”) of the current, minor non-equilibrium charge carriers accumulate near the ideal contact, leading to the formation of an extended sublinear section on the reverse current-voltage characteristic of the structure before and after irradiation. That phenomenon is explained within the framework of the theory of the “injection depletion effect” by the injection of electrons from the rear junction of n-MoO₃/p-CdTe and the appearance of diffusion and drift currents which are directed opposite to each other in the base of the structure. The shape and length of the sublinear section are preserved due to the high value of the frontal – ideal potential barrier n⁺-p, while in the range of different values of radiation doses F, Gy: (10⁴, 10⁵, 10⁶ and 10⁷), the distribution profile of non-equilibrium charge carriers practically does not change in the base of the structure.

Keywords: CdTe, γ -irradiation, sublinear region, current transfer mechanism, injection, diffusion and drift currents