

# Исследование вольт-амперных характеристик структуры $n$ -CdS– $p$ -CdTe с протяженным слоем промежуточного твердого раствора

© Ш.А. Мирсагатов, А.Ю. Лейдерман, Б.У. Айтбаев, М.А. Махмудов

Физико-технический институт Научно-производственного объединения „Физика-Солнце“ Академии наук Узбекистана, Ташкент, Узбекистан

E-mail: mirsagatov@ramler.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 20 февраля 2009 г.)

Приведены результаты исследований гетероструктур  $n$ -CdS– $p$ -CdTe с протяженным слоем промежуточного твердого раствора, для которого соблюдается соотношение  $w/L \approx 10$  ( $w$  — длина базы,  $L$  — диффузионная длина неосновных носителей). Вольт-амперные характеристики таких структур в значительном диапазоне изменений напряжения хорошо описываются степенными закономерностями типа  $J \approx AV^\alpha$ , где показатель степени  $\alpha$  меняется с ростом напряжения. Результаты объясняются в рамках теории дрейфового механизма переноса тока, учитывающей возможность обмена свободными носителями внутри рекомбинационного комплекса.

Работа выполнена по грантам ФА-ФО32 и ФА-ФО27-ФО28 Фонда фундаментальных исследований АН Узбекистана.

PACS: 73.61.Ga, 73.40.Rw, 72.10.-d

## 1. Введение

В последние годы интенсивно исследуются различные полупроводниковые структуры на основе поликристаллического CdTe. В первую очередь это гетероструктуры  $n$ -CdS– $p$ -CdTe, часто используемые как солнечные элементы. Интерес к ним связан с дороговизной кремниевых и арсенид-галлиевых аналогов. В работах [1–4] было показано, что на границе раздела гетероструктуры  $n$ -CdS– $p$ -CdTe формируется твердый раствор (ТР)  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ , неоднородный не только по проводимости, но и по составу, который сильно зависит от технологических параметров, прежде всего от температуры подложки.

В настоящей работе приводятся результаты исследований гетероструктур  $n$ -CdS– $p$ -CdTe, у которых толщина высокоомного твердого раствора  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$  составляет  $\sim 3$ – $4 \mu\text{m}$ . Она была измерена по сколу с торца структуры на электронном микроскопе МИМ-8, как в [5]. Цель настоящей работы — объяснить вольт-амперные характеристики (ВАХ) таких структур с единой точки зрения, принимающей во внимание возможность электронного обмена внутри сложных рекомбинационных комплексов, возникающих в промежуточном твердом растворе в процессе выращивания этих гетероструктур.

Для проведения исследований гетеропереходы  $n$ -CdS– $p$ -CdTe были изготовлены по технологии, описанной в [2]. Верхний П-образный контакт, со стороны которого осуществляется освещение, изготавливался из индия при помощи напыления в вакууме  $\sim 10^{-5}$  Торр. Тыльный контакт был изготовлен из молибдена. Базовым материалом служили пленки  $p$ -CdTe, сопротивление которых было равно  $\rho \approx 10^2$ – $10^3 \Omega \cdot \text{cm}$ , а толщина  $d \approx 70 \mu\text{m}$ . Пленки состояли из блоков микрокристаллов

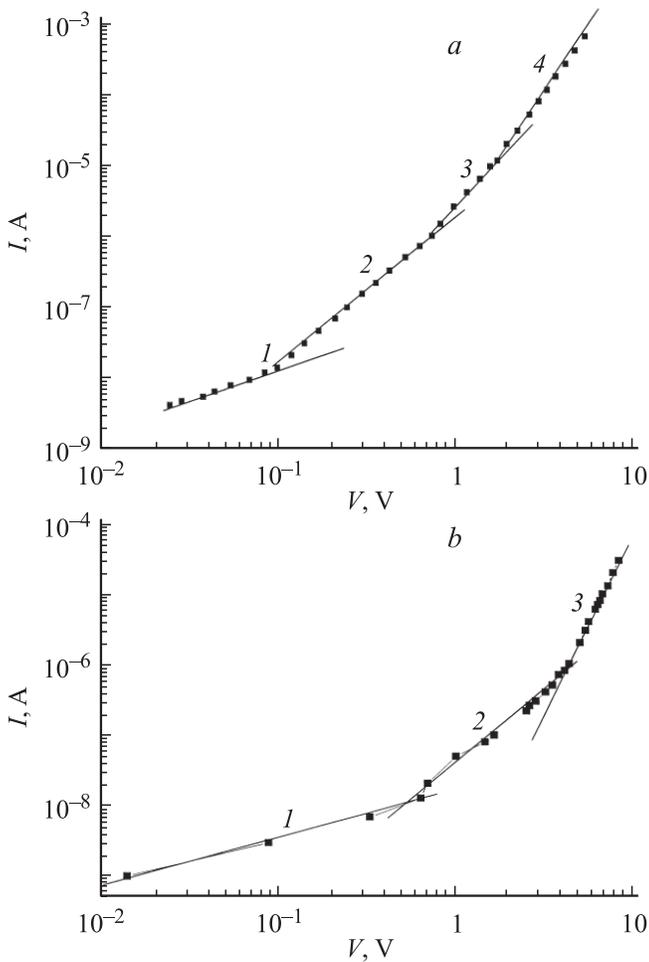
со столбчатой структурой зерен, ориентированных по направлению роста и разориентированных по азимуту. Размеры зерен находились в пределах от 100 до 150  $\mu\text{m}$ , так что зерна охватывали всю толщину пленки.

ВАХ регистрировались в прямом (когда „+“ прикладывался к  $p$ -CdTe) и обратном (когда „–“ прикладывался к  $p$ -CdTe) направлениях в широких пределах изменения тока и напряжения. На рис. 1, 2 приведены зависимости ВАХ для прямого и обратного направлений тока в двойном логарифмическом масштабе для двух типов образцов. Эти образцы были получены при одной и той же температуре источника и подложки, но при различных уровнях вакуума и длительности технологического процесса. Общий анализ ВАХ показывает, что все они обладают выпрямляющими свойствами. Их коэффициенты выпрямления  $K = J_d/J_r$  соответственно равны 250 (образец № 1) и 200 (образец № 2). Кроме того, ВАХ этих образцов, построенные в двойном логарифмическом масштабе, как в прямом, так и в обратном направлениях тока хорошо укладываются на прямые. Следовательно, они описываются степенными зависимостями типа  $J = AV^\alpha$ . Последовательность участков ВАХ этих образцов разная в прямом и обратном направлениях тока. Следует отметить, что в [6] исследовались сублинейные участки ВАХ гетероструктуры  $n$ -CdS– $p$ -CdTe с „толстой“ базой, когда  $w/L \approx 3$ – $5$ . В настоящей работе исследуются ВАХ гетероструктур  $n$ -CdS– $p$ -CdTe с более протяженным слоем промежуточного твердого раствора, когда  $w/L \approx 8$ – $10$ .

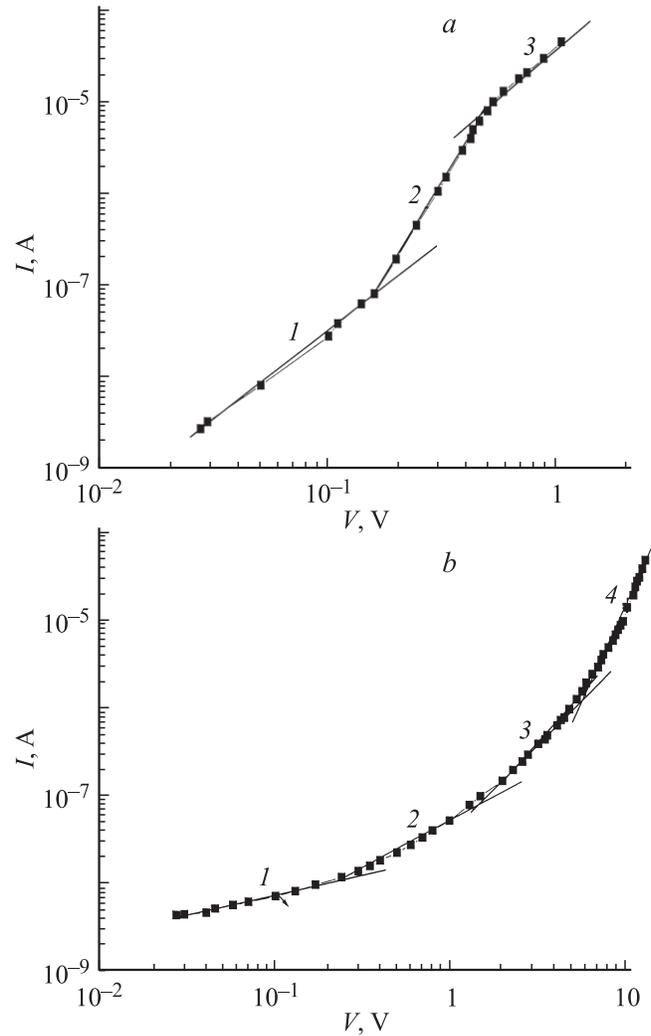
## 2. Теоретические предпосылки

Следует напомнить, что почти сразу после опубликования фундаментальной работы Шокли–Рида [7],

посвященной статистике рекомбинации свободных носителей в полупроводниках с простыми рекомбинационными центрами, стали появляться работы, указывающие на случаи, когда она должна быть дополнена и усовершенствована. Во всех них речь шла о необходимости учета обмена носителями между компонентами сложного рекомбинационного комплекса. В модели Ржанова [8] электронный обмен происходит между основным и возбужденным состояниями рекомбинационного центра, в работах [9,10] — между компонентами донорно-акцепторной пары или компонентами двухуровневого рекомбинационного комплекса любой природы, в работах [11,12] — между компонентами сложных комплексов типа „отрицательно заряженный акцептор + положительно заряженный ион внедрения“ или „положительно заряженный донор + отрицательно заряженная вакансия“, возникающих в результате рекомбинационно-стимулированных процессов, а в работах [13,14] — при распаде сложных комплексов типа „мелкий донор + вакансия“. В результа-



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики типа  $I \sim V^\alpha$  с различными наклонами при прямом (а) и обратном (б) направлениях тока для образца № 1. а) 1 — 1, 2 — 2, 3 — 2.6, 4 — 3.7; б) 1 — 1.92, 2 — 2.5, 3 — 5.



**Рис. 2.** То же, что на рис. 1, для образца № 2. а) 1 — 1.9, 2 — 3.3, 3 — 2; б) 1 — 0.45, 2 — 1, 3 — 2.3, 4 — 4.

те выражение для скорости рекомбинации претерпевает принципиальное изменение и принимает вид [15]

$$U = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n (n + n_1) + c_p (p + p_1) + a \tau_i np}, \quad (1)$$

где  $N_R$  — концентрация рекомбинационных центров (комплексов),  $n, p$  — концентрации электронов и дырок,  $n_i$  — собственная концентрация в полупроводнике,  $c_n, c_p$  — коэффициенты захвата электронов и дырок,  $n_1, p_1$  — равновесные концентрации электронов и дырок в условиях, когда уровень Ферми совпадает с уровнем примеси (так называемые статические факторы Шокли-Рида),  $\tau_i$  — время, учитывающее те или иные процессы электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса,  $a$  — коэффициент, зависящий от конкретного типа примесных или дефект-примесных комплексов (см. [15]). Несмотря на различия, во всех перечисленных выше случаях прослеживается одна общая закономерность — рекомбинация неравновесных электронов и

дырок происходит с задержкой, и учет инерционности электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса обуславливает появление последнего члена в знаменателе формулы (1), который при достаточно высоком уровне возбуждения может стать определяющим.

При малом уровне возбуждения вклад последнего члена в знаменателе (1) пренебрежимо мал, выполняется условие  $c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) \gg a\tau_i n p$ , и скорость рекомбинации описывается статистикой Шокли-Рида. При этом ВАХ в дрейфовом режиме токопереноса имеет обычный вид, соответствующий омической релаксации объемного заряда [16],

$$V = \sqrt{\frac{8w^3 J}{9q\mu_p \mu_n \tau_p N_D}} = B_0 \sqrt{J}. \quad (2)$$

Здесь  $\mu_p, \tau_p$  — подвижность и время жизни дырок,  $\mu_n$  — подвижность электронов,  $J$  — плотность тока,  $w$  — толщина базы, соответствующая в нашем случае толщине промежуточного твердого раствора CdTe $_{1-x}$ S $_x$ . Когда последнее слагаемое в знаменателе (1) только начинает проявляться, ток как функция напряжения подчиняется закономерности [15]

$$V = M(J) B_0 \frac{\sqrt{J}}{2}, \quad (3)$$

$$M \approx 1 + 3m [2 + C(a\tau_i/c_n)\sqrt{J}]^2, \quad (4)$$

причем  $m = 2\tau_i N_D V_n^*/8b(b+1)p_n w$ ,  $b = \mu_n/\mu_p$ ,  $C = [bp_n/qV_n^*(b+1)]$ , где  $V_n^*$  — параметр, обусловленный неидеальным характером инжектирующего контакта (см. подробнее [17]),  $N_D$  — концентрация мелких донорных примесных центров. Эта зависимость позволяет объяснить небольшие отклонения от закона (2). Согласно теории [15], участки ВАХ  $J \sim V^\alpha$ , где  $\alpha > 2$ , реализуются тогда, когда рекомбинация неравновесных носителей тока идет с задержкой, т.е. с участием комплексов, внутри которых происходит электронный обмен. В этом случае в знаменателе выражения (1) реализуется неравенство

$$c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) < a\tau_i n p \quad (5)$$

и ВАХ имеет следующее аналитическое выражение:

$$V = \frac{(b+1)w^2 N_R}{N_D \mu_p \tau_i} + \frac{w\sqrt{J}}{q\mu_p(b+1)C} - \frac{2(b+1)w^2 N_R c_n}{N_D \mu_p a \tau_i C \sqrt{J}} = A + B\sqrt{J} - \frac{D}{\sqrt{J}}. \quad (6)$$

В нашем случае концентрация мелких донорных центров  $N_D = N_d - N_a$ , так как база структуры,  $i$ (CdTe $_{1-x}$ S $_x$ )-слой, является сильно компенсированным материалом. Параметр  $C$  связан с концентрацией дырок на границе  $p$ -CdTe с твердым раствором выражением [15,17]

$$p(0) = C\sqrt{J}. \quad (7)$$

Зависимость (6) позволяет описать любое значение наклона ВАХ типа  $J \sim V^\alpha$ , в том числе участка резкого роста. Затем, когда последний член в знаменателе выражения (1) начинает играть определяющую роль и скорость рекомбинации выходит на полное насыщение  $U \approx N_R/\tau_i$ , появляется второй квадратичный участок, на котором ВАХ описывается выражением [15]

$$V = \frac{(b+1)w^2 N_R}{2N_d \mu_p \tau_i} + \frac{w\sqrt{J}}{q\mu_p(b+1)}. \quad (8)$$

### 3. Сопоставление теории и эксперимента, определение параметров

Как видно из рис. 1,  $a$ , при малом уровне возбуждения ВАХ описывается линейной зависимостью тока от напряжения, которая затем (при  $n > n_0$ ) сменяется квадратичной  $J \sim V^2$ . Предполагая, что этот участок описывается формулой (2), вычисляем значение  $\mu_p \tau_p \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{V}$ . При этом сначала по наклону зависимости  $J \sim V^2$  определяем величину  $B_0 \approx 100 \text{ V} \cdot \text{cm} \cdot \text{A}^{-1}$ , а значение  $N_D \approx 2.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  находим из линейного участка ВАХ. На этом образце также исследовалась релаксация неравновесных носителей тока как в отсутствие напряжения, так и при различных величинах напряжения. Релаксационная кривая в отсутствие напряжения описывается двумя экспоненциальными зависимостями:  $\ln \Delta n \approx \ln \Delta n_0 - \frac{t}{\tau_1}$  и  $\ln \Delta n \approx \ln \Delta n_0 - \frac{t}{\tau_2}$ , из которых были определены постоянные времени, равные  $\tau_1 \approx 6.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  и  $\tau_2 \approx 1.15 \cdot 10^{-7} \text{ s}$  соответственно. Допуская, что время жизни неосновных неравновесных носителей тока — дырок —  $\tau_1 \approx 6.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ , из найденного произведения  $\mu_p \tau_p \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{V}$  определяем  $\mu_p \approx 0.6 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ , что неплохо согласуется со значением подвижностей для дырок в соединениях  $A^2B^6$ , в том числе для твердых растворов CdTe $_{1-x}$ S $_x$  [18].

На прямой ВАХ (рис. 1,  $a$ ) после участка  $J \sim V^2$  следуют участки  $J \sim V^{2.6}$  и  $J \sim V^{3.7}$ , которые, согласно теории [15], реализуются, когда рекомбинация неравновесных носителей происходит с участием комплексов с внутренним электронным обменом, и описываются выражением (6). Оно позволяет описать любое значение наклона ВАХ типа  $J \sim V^\alpha$  с  $\alpha > 2$ . Отсюда можно определять такие параметры, как  $N_R/\tau_i$ ,  $p(0)$ ,  $\frac{c_n}{a\tau_i}$  ( $\tau_i$  — время задержки внутри комплекса,  $N_R$  — концентрация комплексов). Составляя уравнение прямой линии для двух заданных экспериментальных точек ( $J_1, V_1$  и  $J_2, V_2$ ), определяем значение напряжения

$$V = V_1 - \frac{V_1 - V_2}{J_2 - J_1} J_1, \quad (9)$$

которое затем приравняем к значению  $A = \frac{(b+1)w^2 N_R}{N_D \mu_p \tau_i}$  из формулы (6). Далее, подставляя значения  $w = 3 \mu\text{m}$ ,

Таблица 1. Параметры, определенные из участков ВАХ

Номер образца	Участок ВАХ	$\mu_p, \tau_p, \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$	$N_R/\tau, \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$p(0), \text{cm}^{-3}$	$N_D, \text{cm}^{-3}$
Прямая ВАХ					
1	$J \sim V$ Ламперта	$4 \cdot 10^{-8}$	$3.1 \cdot 10^{16}$ $4.1 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{10} - 1.5 \cdot 10^{12}$ $2 \cdot 10^{11} - 1.6 \cdot 10^{12}$	$2.5 \cdot 10^{10}$
	$J \sim V^{2.6}$ $J \sim V^{3.7}$				
2	$J \sim V^2$ Ламперта	$8 \cdot 10^{-7}$	$3.7 \cdot 10^{15}$ $3.2 \cdot 10^{16}$	$9.2 \cdot 10^8 - 8.2 \cdot 10^9$ $5.8 \cdot 10^{10} - 4.5 \cdot 10^{11}$	
	$J \sim V^{3.8}$ $J \sim V^2$				
Обратная ВАХ					
1	$J \sim V^2$ (закон Ламперта)	$4.3 \cdot 10^{-8}$	$1.7 \cdot 10^{16}$ $8.4 \cdot 10^{16}$	$1.8 \cdot 10^9 - 3.9 \cdot 10^{10}$ $4.5 \cdot 10^{10} - 5.1 \cdot 10^{11}$	
	$J \sim V^{2.5}$ $J \sim V^5$				
2	$J \sim V^{1/2}$ Ламперта		$3.4 \cdot 10^{14}$ $2.5 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^8 - 8.2 \cdot 10^8$ $5.3 \cdot 10^9 - 3.3 \cdot 10^{10}$	$7.5 \cdot 10^9$
	$J \sim V$ $J \sim V^{2.6}$ $J \sim V^4$				

$b = 10$  [18],  $\mu_p \approx 0.6 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  и  $N_D \approx 2.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  в (6), определяем  $N_R/\tau_i \approx 3.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  для участка  $J \sim V^{2.6}$  и  $N_R/\tau_i \approx 4.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  для участка  $J \sim V^{3.7}$ . Из наклона участка резкого роста тока при помощи формулы (6) определяем  $\mu_p C$ , а по формуле (7) оцениваем концентрацию инжектированных дырок  $p(0)$  в начале и в конце этих участков. Все параметры, вычисленные из участков ВАХ, приводятся в таблице 1.

Как видно из рис. 1, обратная ВАХ также описывается степенными зависимостями:  $J \sim V^{\alpha_1}$  ( $\alpha_1 \approx 2$ );  $J \sim V^{\alpha_2}$  ( $\alpha_2 \approx 2.5$ ) и  $J \sim V^{\alpha_3}$  ( $\alpha_3 \approx 5$ ). Такую смену последовательности закономерностей ВАХ можно объяснить тем, что базовый  $i(\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x)$ -слой неоднороден не только по проводимости, но и по составу. Поэтому возможна реализация условий протекания тока в режиме двойной инжекции при разных полярностях приложенного напряжения. Значение  $\mu_p \tau_p = 4.3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1}$ , вычисленное из первого участка обратной ВАХ  $J \sim V^2$  при помощи выражения (2), хорошо согласуется с данными, найденными из прямой ВАХ. При этом значение  $N_d$ , определенное из значений тока и напряжения в начале данного участка, является его верхним пределом. На участках  $J \sim V^{2.5}$  и  $J \sim V^5$  обратной ВАХ происходит резкий рост тока, т.е. следует ожидать выполнения условия (5), когда ВАХ описывается формулой (6), что позволяет определять параметры  $N_R/\tau_i$ ,  $\mu_p C$  и  $p(0)$  теми же методами, которые были использованы при оценке их значений из прямой ВАХ (табл. 1).

Для определения параметров из участка резкого роста тока выбирались три экспериментальные точки:  $(V_1, J_1)$ ,  $(V_2, J_2)$ ,  $(V_3, J_3)$ , и для них составляли три уравнения

для определения коэффициентов  $B$  и  $D$

$$B = \frac{V_2 - V_1}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}} - \frac{D \left( \frac{1}{\sqrt{J_1}} - \frac{1}{\sqrt{J_2}} \right)}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}, \quad (10)$$

$$D = \frac{(V_3 - V_2) - (V_2 - V_1) \frac{\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}}{\left( \frac{1}{\sqrt{J_2}} - \frac{1}{\sqrt{J_3}} \right) - \left( \frac{1}{\sqrt{J_1}} - \frac{1}{\sqrt{J_2}} \right) \frac{\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}}, \quad (11)$$

которые затем приравнялись к их аналитическим значениям в формуле (6), что позволило оценить значения  $\mu_p C$ ,  $p(0)$ ,  $N_i/\tau_i$  из прямой и обратной ВАХ (табл. 1).

У образца № 2 на первом участке прямой ВАХ ток подчиняется закономерности (3). Степень отклонения от закона Ламперта (2) была установлена следующим образом. Сначала из наклона экспериментальной прямой  $J \sim V^2$  определяем  $M(I)B_0$ , затем из выражения (3), где  $B_0 = \sqrt{\frac{8w^3}{9q\mu_p\mu_n\tau_p N_D}}$ , находим  $\mu_p \tau_p \approx 8 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{V}$ . Из соотношения  $\frac{w}{L} \geq 10$ , которое обычно реализуется в режиме Ламперта, определяем  $\mu_p \tau_p \approx 3.5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{V}$ . Далее, взяв отношение  $\frac{(\mu_p \tau_p)_{\text{exp}}}{(\mu_p \tau_p)_{\text{calc}}}$ , находим, что  $M(J)^2 = 22.85$ , т.е. параметр отклонения от закона Ламперта  $M(J) = 4.78$ . (Следует отметить, что эта величина является усредненным значением, поскольку  $M$  меняется с ростом тока на протяжении всего участка).

Второй квадратичный участок ВАХ, описываемый (8), появляется после участка резкого роста, когда скорость рекомбинации выходит на полное насыщение  $U \approx N_R/\tau_i$ . Оценка значения  $\frac{N_R}{\tau_i}$  для данного участка проводится как

**Таблица 2.** Значения времен жизни, измеренных фотоэлектрическим методом и по релаксации электрического сигнала

Номер образца	Полярность	V, V	$\tau, \text{s}$		
			$\tau_1$	$\tau_2$	$\tau_3$
1	Прямая ВАХ	0	$6.6 \cdot 10^{-8}$	$1.15 \cdot 10^{-7}$	$9.6 \cdot 10^{-5}$
		0.1	$8 \cdot 10^{-8}$	$3.7 \cdot 10^{-7}$	
		1	$3.4 \cdot 10^{-5}$	$8.2 \cdot 10^{-5}$	
		6	$9 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-4}$	
	Обратная ВАХ	0.1	$5 \cdot 10^{-8}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$
		2	$3 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	
		7	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$4.9 \cdot 10^{-4}$	
2	Прямая ВАХ	0	$10^{-7}$	$3.9 \cdot 10^{-7}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$
		0.3	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$6.1 \cdot 10^{-5}$	
		1	$8.9 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	
	Обратная ВАХ	1	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$3.4 \cdot 10^{-7}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$
		3	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$	
		8	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$4.8 \cdot 10^{-4}$	

для участка резкого роста тока. Составляем уравнения прямой для двух экспериментальных точек и определяем постоянную, соответствующую значению первого члена выражения (8),

$$k = \frac{(b+1)w^2 N_R}{2N_d \mu_p \tau_i}. \quad (12)$$

Далее, подставляя значения  $w, b, N_R$  в (12), находим  $\frac{N_R}{\tau_i} \approx 3.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ , а по наклону зависимости  $J \sim V^2$  определяем значение  $\mu_p C$ .

На обратной ВАХ у образца № 2 наблюдаются следующие участки:  $J \sim V^{0.45}$ ,  $J \sim V$ ,  $J \sim V^{2.3}$  и  $J \sim V^4$ . Такая последовательность ВАХ объясняется неоднородностью слоя  $i(\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x)$  по составу. Вероятно, вначале главную роль играет самый высокоомный слой твердого раствора, подтверждением этого является появление зависимости  $J \sim V^{0.45}$  (т.е. почти  $J \sim V^{0.5}$ ), которая присуща ВАХ  $p-i-n$ -структур в режиме эксклюзии. С ростом плотности тока (начиная с  $J = 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ ) этот слой модулируется, ток в структуре ограничивается сопротивлением достаточно толстого и высокоомного слоя TP  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$  другого состава и описывается почти линейной зависимостью от напряжения на протяжении полутора порядков тока. Значения  $\frac{N_R}{\tau_i}$ ,  $p(0)$ , вычисленные из участков  $J \sim V^{2.3}$  и  $J \sim V^4$  при помощи формулы (6), равны  $3.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $2 \cdot 10^8 - 8.2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$  и  $\sim 2.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $5.3 \cdot 10^9 - 3.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  соответственно (табл. 1). Время жизни неосновных носителей тока ( $\tau_p$ ) измерялось фотоэлектрическим методом и по релаксации электрического сигнала в режиме  $V_{cc}$  [19,20]. При измерениях фотоэлектрическим методом использовались светодиоды, излучающие в области длин волн 0.45, 0.54, 0.69 и 0.95  $\mu\text{m}$ . На эти светодиоды подавались прямоугольные импульсы длительностью порядка 100  $\mu\text{s}$  с крутизной фронта не более  $2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ . Интервал между импульсами был порядка  $10^{-4} - 10^{-3} \text{ s}$ .

Использование набора светодиодов позволяет зондировать слои TP разного состава.

При измерении  $\tau_p$  методом релаксации электрического сигнала с генератора калиброванных импульсов Г5-53 подавались П-образные импульсы с амплитудой 60–80 mV и длительностью 100–200  $\mu\text{s}$ . Крутизна таких импульсов составляла не более  $2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ , а интервал — не менее  $5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ . В табл. 2 приводятся данные для  $\tau$ , измеренных как в отсутствие постоянного смещения, так и на всех участках прямых и обратных ВАХ.

#### 4. Результаты и обсуждение

Анализ ВАХ гетероструктур  $n\text{-CdS-p-CdTe}$  с протяженным промежуточным слоем TP показывает, что как в прямом, так и в обратном направлении тока преобладает дрейфовый механизм переноса, который, как известно, реализуется в диодных структурах с длинной базой (с размерами  $w/L \geq 10$ ). В нашем случае базой является TP  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ , возникающий на гетерогранице  $n\text{-CdS-p-CdTe}$ . Проявление на экспериментальных кривых участков типа  $J \sim V^\alpha$  с различными наклонами позволяет предполагать, что в базе исследуемой гетероструктуры реализуется рассмотренная выше модель, учитывающая влияние инерционности внутрикомплексного электронного обмена на процессы рекомбинации и токопереноса.

На прямой ВАХ образца № 1 после линейного участка следует квадратичная зависимость тока от напряжения типа (2), а затем — два участка резкого роста тока  $J \sim V^{2.6}$  и  $J \sim V^{3.7}$ , что не предусмотрено в модели [15]. Это, вероятно, связано с неоднородностью базового слоя  $i(\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x)$  по составу. Значения времени жизни на этих участках лежат в пределах  $10^{-4} - 10^{-3} \text{ s}$  (табл. 2), а концентрация рекомбинационных центров  $N_R$  — порядка  $10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , так что

базовый слой  $i(\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x)$  является сильно компенсированным материалом. Последовательность участков прямой ВАХ у образца № 2 полностью соответствует смене участков ВАХ, предсказанной в [15]. Здесь зависимость типа  $V \sim \sqrt{J}$  сменяется более сильной  $J \sim V^{3.8}$ , а затем ВАХ переходит на новый, квадратичный по напряжению участок, описываемый формулой (8). Проведенный анализ показывает, что на первом участке закон Ламперта  $J \sim V^2$  (2) строго не выполняется, а реализуется закон (3), который, согласно [15], имеет место, когда в знаменателе выражения (1) еще выполняется неравенство  $c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) > a\tau_i n p$ , но последний член уже начинает играть некоторую роль. Следовательно, в рекомбинационных процессах наряду с точечными рекомбинационными центрами участвуют и сложные дефект-примесные комплексы, внутри которых происходит электронный обмен. Значение  $M(J) \approx 4.8$  определяет степень участия этих сложных комплексов в рекомбинации. Хотя значения  $N_R/\tau_i$  и  $p(0)$  (табл. 1), соответствующие участкам  $J \sim V^{3.8}$  и  $J \sim V^2$ , различаются более чем на порядок, однако они по величине малы. Это показывает, что у второго типа образцов слой  $i(\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x)$  также является сильно компенсированным материалом.

При анализе ВАХ для обратного направления тока следует отметить, что хотя у всех образцов все участки ВАХ описываются зависимостями типа  $J \sim V^\alpha$  (рис. 1, b, 2, b), однако смена этих участков не всегда соответствует последовательности, которая была рассмотрена в [15]. Так, на образце № 1 первый участок описывается законом Ламперта, который сменяется участком резкого роста тока  $J \sim V^{2.5}$ , а затем следует наиболее сильная зависимость  $J \sim V^5$ , т. е. два участка резкого роста тока сменяют друг друга. Такую последовательность участков ВАХ, как указывалось выше, можно объяснить неоднородностью базового слоя структуры по составу.

На обратной зависимости ВАХ образца № 2 также имеются два участка резкого роста тока, которые сменяют друг друга. Вначале имеется зависимость  $J \sim V^{1/2}$ , вслед за которой следует линейная зависимость тока от напряжения. Смена зависимости  $J \sim V^{1/2}$  на линейную означает, что наиболее сильно компенсированный тонкий слой твердого раствора одного состава сменяется на сравнительно толстый и менее компенсированный слой другого состава. Вид этих участков ВАХ и смена их последовательности находят свое полное объяснение в рамках модели, предложенной в [15], если допустить, что слой  $i(\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x)$  состоит не менее чем из трех слоев разного состава. Именно поэтому при приложении к структуре напряжения различной полярности наблюдаются закономерности типа  $I \sim V^\alpha$  с различными наклонами, характерные для двойной инжекции. При этом на обратной ВАХ закономерности типа  $I \sim V^\alpha$  проявляются при сравнительно низких уровнях возбуждения, в силу чего значения параметров, вычисленных из участков обратной ВАХ, значительно ниже, чем значения аналогичных параметров, определенных из прямой ВАХ.

Многослойность твердого раствора  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$  можно также доказать путем измерения рекомбинационных постоянных. Так, измерение временных постоянных, проведенное на образце № 1 по методу релаксации электрического сигнала в отсутствие постоянного смещения, показывает наличие двух временных постоянных:  $\tau_1 \approx 6.6 \cdot 10^{-8}$  s и  $\tau_2 \approx 1.15 \cdot 10^{-7}$  s. Электрический метод позволяет зондировать все слои твердого раствора. В  $p-i-n$ -структурах наиболее высокоомной частью является  $i$ -слой, в нашем случае — слой  $i(\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x)$ , поэтому приложенное тестовое напряжение падает в основном на этом слое, и релаксационные кривые, наблюдаемые в эксперименте, соответствуют этому слою. Причем для явного проявления релаксационных процессов в слоях ТР концентрация инжектированных носителей  $n$  должна быть больше или равна концентрации равновесных носителей  $n_0$ , т. е.  $n \geq n_0$ . Вероятно,  $\tau_1 \approx 6.6 \cdot 10^{-8}$  s соответствует времени жизни неосновных носителей тока (дырок) на участке прямой ВАХ, где наблюдается закон Ламперта (2), а  $\tau_2 \approx 1.15 \cdot 10^{-7}$  s характеризует кинетический процесс слоя ТР  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$  с другим составом, в котором рекомбинационные процессы идут по двум каналам — через простые локальные центры и через сложные комплексы, так что скорость рекомбинации описывается выражением (1). Из данных табл. 2 следует, что с ростом напряжения на структуре наблюдается увеличение значения временных постоянных, которые достигают порядка  $\sim 10^{-3}$  s. Кроме того, на релаксационных кривых наблюдаются два или три значения временных постоянных. Это означает, что с ростом плотности тока на структуре возрастает участие в рекомбинационных процессах сложных комплексов, внутри которых происходит задержка электронов. Проявление при одной и той же плотности тока несколько временных постоянных на кривой релаксации показывает, что в рекомбинационных процессах одновременно участвует несколько типов комплексов.

В составе ТР легколетучей компонентой являются атомы кадмия. Поэтому в подрешетке атомов кадмия легко образуются их однозарядные и двухзарядные вакансии  $V_{\text{Cd}}^-$  и  $V_{\text{Cd}}^{2-}$  и междоузельные атомы  $\text{Cd}_i$ . Двухзарядные вакансии атомов кадмия  $V_{\text{Cd}}^{2-}$  в большинстве случаев образуют комплексы с положительно заряженными примесями типа  $(V_{\text{Cd}}^{2-}D^+)^-$  и с нейтральными междоузельными атомами теллура типа  $(V_{\text{Cd}}^{2-}\text{Te}_i^*)^{-2}$  [21]. Эти комплексы являются глубокими акцепторными центрами. В составе ТР имеются как донорные примеси Cl, In, Al, так и акцепторные примеси P, Li, Ag, Au, Cu. Атомы серебра, меди, золота дают глубокие акцепторные центры. Очевидно, что в составе ТР также имеются вакансии атомов серы ( $V_S$ ) и теллура ( $V_{\text{Te}}$ ), которые имеют донорную природу, в то время как междоузельные  $\text{Te}_i$  и  $\text{S}_i$  имеют акцепторную природу. Вероятно, эти дефекты и примеси могут образовать дефект-примесные комплексы типа отрицательно „заряженный акцептор + положительно заряженный ион внедрения“

или „положительно заряженный донор + отрицательно заряженная вакансия“, которые играют определяющую роль в рекомбинационных процессах, происходящих с задержкой в слоях TP  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$  гетероструктуры  $n\text{-CdS}-p\text{-CdTe}$ .

## 5. Заключение

Показано, что ВАХ гетероструктуры  $n\text{-CdS}-p\text{-CdTe}$  в прямом и обратном направлениях тока состоят из нескольких участков, на которых ток как функция напряжения описывается зависимостями типа  $J \sim V^\alpha$  с различными наклонами. Появление таких зависимостей на обратной ВАХ обусловлено многослойностью TP  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ , каждый слой которого имеет определенный состав (различающийся по ширине запрещенной зоны, уровню легирования и толщине).

Путем исследования ВАХ в обоих направлениях тока и измерения времени жизни  $\tau$  на каждом участке ВАХ показано, что в слоях TP  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$ , по-видимому, образуются дефект-примесные комплексы типа „отрицательно заряженный акцептор + положительно заряженный ион внедрения“ или „положительно заряженный донор + отрицательно заряженная вакансия“, и можно с достаточной степенью вероятности предполагать, что в таких TP скорость рекомбинации неравновесных носителей при низких уровнях возбуждения определяется простыми локальными центрами, но с ростом уровня возбуждения — простыми локальными центрами и дефект-примесными комплексами одновременно. С дальнейшим ростом уровня возбуждения вклад комплексов в процессе рекомбинации может стать определяющим.

## Список литературы

- [1] K. Herndon, A. Gupta, V.I. Kaydanov, R.T. Coblins. Appl. Phys. **75**, 22, 3503 (1999).
- [2] Ж. Жанабергенов, Ш.А. Мирсагатов, С.Ж. Каражанов. Неорган. материалы **41**, 8, 915 (2005).
- [3] С.А. Музафарова, Ж. Жанабергенов. Неорган. материалы **43**, 7, 781 (2007).
- [4] S.A. Muzafarova, Sh.A. Mirsagatov. УФЖ **51**, 11-12, 1125 (2006).
- [5] Ш.А. Мирсагатов, Ж. Жанабергенов, С.А. Музафарова. ФТТ **49**, 7, 1111 (2007).
- [6] Х.Х. Исмоилов, А.М. Абдугафуров, Ш.А. Мирсагатов, А.Ю. Лейдерман. ФТТ **50**, 11, 1953 (2008).
- [7] W. Shockley, W. Read. Phys. Rev. **87**, 835 (1952).
- [8] А.В. Ржанов. ФТТ **3**, 3698 (1961).
- [9] P.M. Karageorgy-Alkalaev, A.Yu. Leiderman. Phys. Status Solidi A **26**, 419 (1968).
- [10] П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. В сб.: Физика и материаловедение полупроводников / Под ред. В.И. Фистуля. Металлургия, М. (1987). 80 с.
- [11] А.Ю. Лейдерман. ДАН УзССР **7**, 21 (1987).
- [12] А.Ю. Лейдерман. ДАН УзССР **4**, 25 (1989).
- [13] М.Г. Шейнкман, Н.Е. Корсунская. В кн.: Физика соединенный  $A_2B_6$ . Наука, М. (1986). 109 с.

- [14] А.Ю. Лейдерман, ДАН УзССР **1**, 24 (1989).
- [15] А.Ю. Лейдерман, М.К. Минбаева. ФТП **30**, 1729 (1996).
- [16] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. Мир, М. (1973). 210 с.
- [17] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках. Сов. радио, М. (1978). 249 с.
- [18] Физика и химия полупроводников.  $A^{IV}B^{VI}$  / Под ред. С.А. Медведева. Мир, М. (1970). 624 с.
- [19] L.W. Davies. Proc. IEEE **51**, 1637 (1963).
- [20] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. Солнечные элементы: теория и эксперименты. Энергоатомиздат, М. (1987). 278 с.
- [21] K. Zanio. In: Semiconductors and semimials. Acad. Press, N.Y. (1978). V. 13. 210 p.