

03,12

## Механизм переноса тока в диодах с барьером Шоттки на основе крупноблочных пленок CdTe

© Ш.А. Мирсагатов<sup>1</sup>, А.К. Утениязов<sup>2</sup>, А.С. Ачилов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт АН Узбекистана,  
Ташкент, Узбекистан

<sup>2</sup> Каракалпакский государственный университет им. Бердаха,  
Нукус, Узбекистан

E-mail: mirsagatov@rambler.ru, abat-62@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 29 февраля 2012 г.)

Показаны возможности создания барьера Шоттки на Al-*p*-CdTe-структурах с минимальной плотностью поверхностных состояний, что подтверждено измерениями высоты потенциального барьера вольт-фарадными и фотоэлектрическими методами. Установлено, что при различных напряжениях прямых смещений реализуются различные экспоненциальные зависимости тока от напряжения, которые связаны с изменением кинетических параметров базы Al-*p*-CdTe-Mo-структуры. Показано, что Al-*p*-CdTe-Mo-структура при прямом направлении тока, высоких уровнях освещения выступает в качестве инжекционного фотодиода. Такой инжекционный фотодиод обладает высокой токовой чувствительностью. При включении тока в обратном направлении после полного охвата базы структуры объемным зарядом из тылового контакта инжектируются электроны, которые определяют механизм переноса тока и шумовые характеристики структуры.

Работа выполнена в рамках гранта „ФА-Ф032“ Фонда фундаментальных исследований АН Узбекистана.

### 1. Введение

В последние годы на основе CdTe и Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te начали интенсивно разрабатываться детекторы с барьером Шоттки [1–3]. Существенными преимуществами таких детекторов являются малые темновые обратные токи ( $\sim 10^{-7}$  А) и высокие рабочие температуры ( $T \geq 300$  К). Кроме того, детекторы на основе диодов с барьером Шоттки могут регистрировать высокоэнергетические кванты с энергиями до 1 MeV и выше с предельным энергетическим разрешением без специальной схемы обработки электрического сигнала в цепи детектора [4]. Однако монокристаллы соединений A<sup>2</sup>B<sup>6</sup>, используемые для создания детекторов ядерных излучений, имеют недостатки. Основным недостатком монокристаллов A<sup>2</sup>B<sup>6</sup> является наличие в них значительного количества дефектов различной природы, которые уменьшают времена жизни носителей заряда и ухудшают характеристики детекторов [5]. От некоторых из недостатков можно избавиться, если в качестве базового материала использовать крупноблочные поликристаллические CdTe-пленки со столбчатой структурой зерен (кристаллиты). В таких пленках зерна пронизывают всю их толщину. Преимуществом таких поликристаллических пленок является то, что они в направлении роста обладают свойствами монокристаллов, а в горизонтальном направлении — свойствами поликристаллов. Границы зерен служат стоками для дефектов различного рода, что приводит к увеличению времени жизни носителей заряда в кристаллитах [6]. С другой стороны, эти границы могут шунтировать кристаллиты и быть основным источником токов утечки. Поэтому пассивация межкристаллитных

границ имеет первостепенное значение для поликристаллических полупроводниковых материалов, используемых при создании твердотельных электронных приборов. Нами разработана технология [7], которая позволяет получать высокоомные крупноблочные поликристаллические CdTe-пленки с достаточно высокими значениями времен жизни ( $\tau \sim 10^{-7} - 10^{-6}$  s) неосновных носителей заряда.

Целью настоящей работы является получение структур с барьером Шоттки на базе таких CdTe-пленок, а также исследование механизма переноса тока в них, что позволит понять физические процессы, происходящие в таких структурах и оценить потенциальные возможности использования их в приборных разработках.

### 2. Образцы и методика измерения

Пленочные структуры с барьером Шоттки были созданы путем напыления алюминия в вакууме ( $\sim 10^{-5}$  Torr) на поверхность крупноблочных CdTe-пленок *p*-типа проводимости. Тыловой контакт изготовлялся из молибдена. Пленки *p*-CdTe имели удельное сопротивление  $\rho \approx 10^5 - 3 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  и время жизни неосновных носителей  $\sim 10^{-7} - 10^{-6}$  s. Пленки обладали столбчатой структурой зерен в направлении роста и представляли собой практически монокристалл. Размеры зерен в поперечном сечении составляли от 100 до 150  $\mu\text{m}$ . Толщина пленок *p*-CdTe составляла 40–50  $\mu\text{m}$ , так что зерна пронизывали всю толщину пленки. Пленки являлись компенсированным материалом.

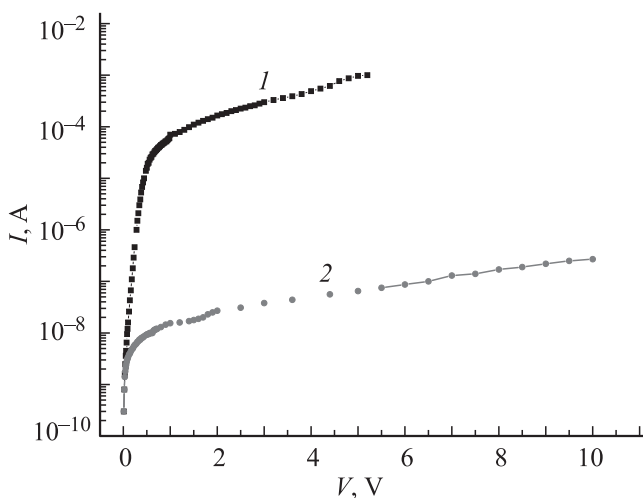
Вольт-амперные характеристики (ВАХ) изготовленных структур измерялись при прямом и обратном направлениях тока в темноте и на свету при комнатной температуре. При свещении использовалось лазерное излучение с мощностью  $83 \text{ mV/cm}^2$  и длиной волны  $0.625 \mu\text{m}$ . Вольт-фарадные  $C(V)$  характеристики были измерены при частоте  $100 \text{ kHz}$ , поскольку в области частот  $100 \text{ kHz} - 5 \text{ MHz}$  они по форме идентичны.

Постоянное время жизни неосновных носителей тока ( $\tau_n$ ) было определено как фотоэлектрическим методом, так и по релаксации электрического сигнала в режиме холостого хода напряжения  $V_{cc}$  [8,9]. При измерении  $\tau_n$  фотоэлектрическим методом были использованы светодиоды, излучающие с длиной волны  $0.54$  и  $0.69 \mu\text{m}$ . На эти светодиоды подавались П-образные импульсы длительностью порядка  $100 \mu\text{s}$  с крутизной фронта не более  $2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ . Интервал между П-образными импульсами составлял порядка  $10^{-4} - 10^{-3} \text{ s}$ .

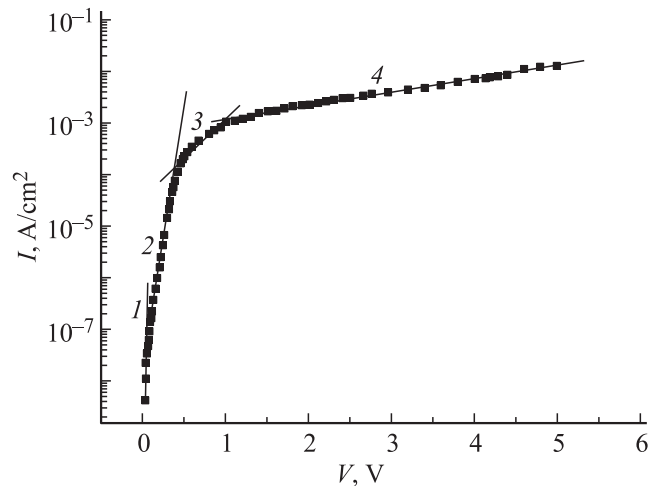
При измерении  $\tau_n$  методом релаксации электрического сигнала от генератора калиброванных импульсов Г5-53 подавались П-образные импульсы с амплитудой  $60 - 80 \text{ mV}$  и длительностью  $100 - 200 \mu\text{s}$ . Длительность переднего фронта таких импульсов составляла не более  $2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ , а интервал между ними — не менее  $5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ .

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены прямая и обратная ветви ВАХ типичного диода с барьером Шоттки (с сопротивлением базы  $\rho \approx 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ ) в полулогарифмическом масштабе. Прямым считалось направление тока в структуре, когда к Мо-контакту прикладывался положительный потенциал. Общий анализ ВАХ показывает, что структура обладает выпрямляющими свойствами,



**Рис. 1.** Прямая (1) и обратная (2) ветви ВАХ диода с барьером Шоттки (Al-p-CdTe-Mo) с сопротивлением базы  $\rho \approx 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  при комнатной температуре.

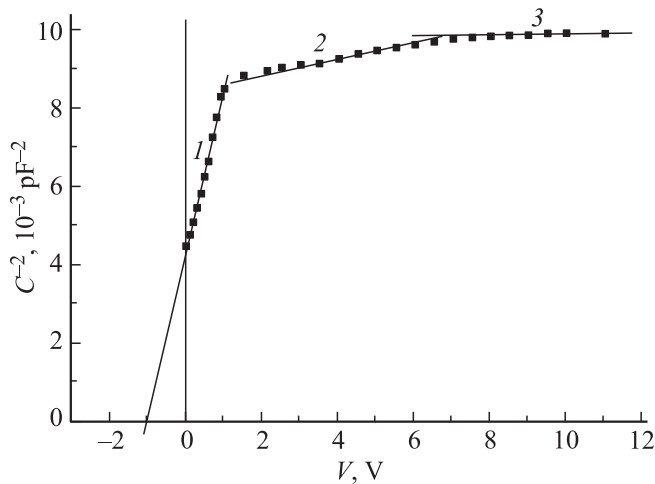


**Рис. 2.** Прямая ветвь ВАХ типичного диода с барьером Шоттки (Al-p-CdTe-Mo) с сопротивлением базы  $\rho \approx 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  в полулогарифмическом масштабе в темноте при  $T = 300 \text{ K}$ . Площадь Al-контакта  $S \approx 0.07 \text{ cm}^2$ . Цифрами обозначены различные участки зависимости.

коэффициенты выпрямления, определяемые как отношение прямого и обратного тока при фиксированном напряжении  $K = I_{\text{forw}}/I_{\text{rev}}$  ( $V = 5 \text{ V}$ ), составляют более четырех порядков (рис. 1).

3.1. Анализ прямой ветви ВАХ. Сначала проанализируем прямую ветвь ВАХ типичного образца, измеренную на постоянном токе в темноте при комнатной температуре (рис. 2). Как видно из рис. 2, прямая ветвь ВАХ состоит из четырех участков, которые описываются следующими экспоненциальными зависимостями: 1) —  $I = I_{01}[\exp(qV/c_1kT) - 1]$ , где  $c_1 = 1.03$  и  $I_{01} = 4 \cdot 10^{-10} \text{ A}$ ; 2) —  $I = I_{02}[\exp(qV/c_2kT) - 1]$ , где  $c_2 = 1.86$  и  $I_{02} = 1.1 \cdot 10^{-9} \text{ A}$ ; 3) —  $I = I_{03} \times [\exp(qV/c_3kT) - 1]$ , где  $c_3 = 14.8$  и  $I_{03} = 6 \cdot 10^{-6} \text{ A}$ ; 4) —  $I = I_{04}[\exp(qV/c_4kT) - 1]$ , где  $c_4 = 60$  и  $I_{04} = 4.1 \cdot 10^{-5} \text{ A}$ .

На участке 1 прямой ветви ВАХ, вероятно, ток в структуре ограничивается термоэлектронной эмиссией [10], поскольку фактор идеальности  $c_1 = 1.03$ , т.е. практически равен единице, а высота потенциального барьера, вычисленная по формуле  $I_0 = A^*T^2 \exp(-W/kT)$  при значениях постоянной Ричардсона  $A^* = 49 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$  и  $T = 300 \text{ K}$ , составляет  $W = 0.95 \text{ eV}$ . Величина  $A^*$  оценена по следующей формуле [10]:  $A^* = (4\pi q m_p^* k^2)/h^3$ , где использовано значение эффективной массы дырок  $m_p^* = 0.41m_0$  [11]. Известно, что высота потенциального барьера между металлом и полупроводником зависит от разности работы выхода металла и полупроводника. По данным [12] работа выхода Al лежит в пределах  $2.98 - 4.36 \text{ eV}$  и ее величина определяется в основном состоянием поверхности металла. Работа выхода полупроводника складывается из электронного сродства ( $\chi_s$ ) и положения уровня Ферми ( $E_F$ ). Для оценки  $E_F$  концентрация равновесных



**Рис. 3.** Вольт-фарадная характеристика типичного образца с барьером Шоттки с удельным сопротивлением базы  $\rho \approx 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  при обратном смещении в координатах  $C^{-2}-V$ , частота 100 kHz. Цифрами обозначены различные участки зависимости.

дырок ( $p_0$ ) определялась из вольт-фарадной характеристики, которая была перестроена в координатах  $C^{-2}-V$  (рис. 3). Зависимость  $C^{-2} = f(V)$  на крутом участке 1 (рис. 3) описывается двумя прямыми линиями, что свидетельствует о неоднородности приповерхностной области пленки  $p$ -CdTe. Концентрации равновесных дырок, вычисленные по наклону этих прямых по формуле [13]

$$p_0 = (2/q\epsilon\epsilon_0 S^2)(dV/dC^{-2}), \quad (1)$$

оказались равными  $6.4 \cdot 10^{11}$  и  $1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  соответственно. При экстраполяции зависимости  $C^{-2} = f(V)$  по прямой 1 пересечение с осью напряжения при  $C^{-2} \rightarrow 0$  происходит в точке  $V = -1.02 \text{ V}$  (рис. 3). Концентрациям  $p_{01} = 6.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  и  $p_{02} = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  соответствуют значения уровней Ферми  $E_{F1} = 0.4 \text{ eV}$  и  $E_{F2} = 0.32 \text{ eV}$ , а электронное сродство теллурида кадмия  $\chi_s = 4.28 \text{ eV}$  [12]. Поскольку работа выхода для полупроводника  $p$ -типа записывается в виде  $\phi_s = \chi_s + (E_g - E_F)$ , получаем, что  $\phi_{s1} = 5.36 \text{ eV}$  при  $p_{01} = 6.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  и  $\phi_{s2} = 5.56 \text{ eV}$  при  $p_{02} = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . При идеальном контакте между металлом и полупроводником  $p$ -типа высота барьера с учетом понижения барьера на  $\Delta(q\phi)$  за счет эффекта Шоттки определяется в виде [10]

$$\phi_n = E_g - q(\phi_m - \chi_s) - \Delta(q\phi). \quad (2)$$

Поскольку высокоомный слой с эффективной акцепторной концентрацией  $N_{Al} = 6.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  находится непосредственно в контакте с металлом (Al), именно этот слой ответствен за формирование потенциального барьера. Исходя из этого в дальнейшем будем рассматривать барьер  $\phi_n$ , образованный между этим слоем CdTe и Al. Согласно данным фотоэлектрического

измерения [14] ширина запрещенной зоны кубической модификации CdTe  $E_g = 1.49 \text{ eV}$  при  $T = 300 \text{ K}$ .

Понижение высоты барьера, определенное по формуле [10]

$$\Delta\phi = (q\xi/4\pi\epsilon\epsilon_0)^{1/2}, \quad (3)$$

равно  $9.3 \cdot 10^{-3} \text{ V}$  при эффективной концентрации акцепторных центров  $N_{Al} = 6.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . При оценке  $\Delta\phi$  максимальное значение напряженности поля  $\xi$  в обедненном слое было найдено при помощи формулы

$$\xi = [2qN_A(V_D - V_a)\epsilon\epsilon_0]^{1/2}. \quad (4)$$

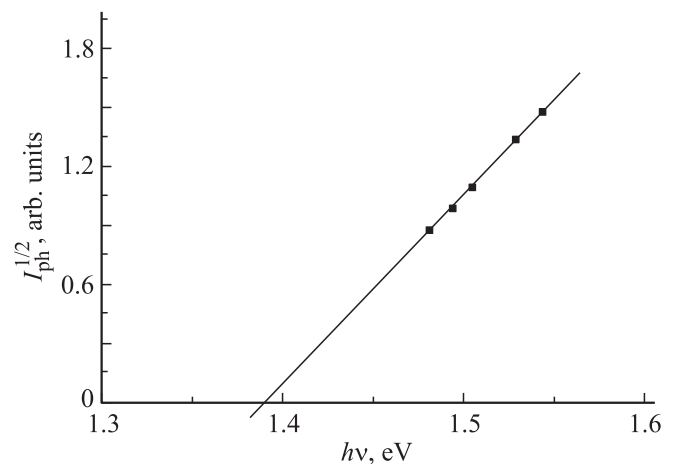
Таким образом,  $\phi_n = 1.38 \text{ eV}$  при значениях  $E_g = 1.49 \text{ eV}$ ,  $\phi_m = 4.36 \text{ eV}$  (для Al),  $\chi_s = 4.28 \text{ eV}$  и  $\Delta\phi = 9.3 \cdot 10^{-3} \text{ V}$ . Эта величина  $\phi_n$  на  $\sim 0.4 \text{ eV}$  больше, чем высота потенциального барьера, определенная по значению предэкспоненциального множителя  $I_{01}$  ВАХ.

Теперь рассмотрим согласие расчетного значения высоты барьера  $\phi_n$ , определенными при помощи  $C(V)$ -характеристики и фотоэлектрическим методом. По вольт-фарадной характеристике высота потенциального барьера определяется с помощью следующего выражения [10]

$$\phi_n = V_i + V_p + (kT/q) - \Delta\phi, \quad (5)$$

где  $V_i$  — точка пересечения зависимости  $C^{-2}(V)$  с осью напряжений при  $C^{-2} \rightarrow 0$ , которая равна  $-1.02 \text{ eV}$  для исследуемого образца (рис. 3),  $qV_p$  — разность энергий между уровнем Ферми и потолком валентной зоны, которая равна  $0.4 \text{ eV}$  для исследуемого образца,  $(kT/q) = 2.58 \cdot 10^{-2} \text{ V}$  при  $T = 300 \text{ K}$ . С учетом этих данных из выражения (3) находим, что величина  $\phi_n \sim 1.4 \text{ eV}$ ; это практически совпадает с расчетным значением, полученным с учетом понижения барьера под действием поля объемного заряда и сил изображения.

Высота барьера была также определена фотоэлектрическим методом. Он является прямым и самым точным



**Рис. 4.** Зависимость фототока  $I_{ph}^{1/2}$  (в относительных единицах) за краем собственного поглощения от энергии квантов  $h\nu$ .

методом определения высоты барьера [10]. Когда образец освещается со стороны металла монохроматическим светом с энергией  $h\nu > q\phi_n$ , в металле возбуждаются электроны с энергией, достаточной для преодоления барьера, при этом зависимость фотоотклика или фототока от энергии падающих квантов описывается выражением [12]

$$I_{\text{ph}}^{1/2} \sim h\nu - q\phi_n. \quad (6)$$

Построив зависимость квадратного корня из фототока от энергии фотонов, получаем прямую линию (рис. 4). Экстраполируя эту прямую на ось энергии, находим высоту энергетического барьера  $\phi_n \approx 1.39$  eV, которая совпадает с рассчитанной величиной. Хорошее согласие между расчетным и экспериментальными значениями  $\phi_n$  показывает, что барьер Шоттки между Al и *p*-CdTe образуется практически без поверхностных состояний. Здесь, вероятно, играет важную роль тонкий окисный слой алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) [12], который образуется в процессе напыления Al на поверхность пленки *p*-CdTe. Известно [12], что окисные слои типа  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  обладают ионными связями и на их поверхности практически не образуются поверхностные состояния, вследствие чего они эффективно пассивируют поверхностные состояния полупроводников с ковалентной связью.

При плотностях тока  $J = 3.3 \cdot 10^{-7} - 5.5 \cdot 10^{-5}$  A · cm<sup>-2</sup> (рис. 2) в исследуемой структуре ток как функция напряжения описывается экспоненциальной зависимостью, у которой множитель в показателе экспоненты  $c$  составляет около двух, а предэкспоненциальный множитель  $J_0 = 2.7 \cdot 10^{-8}$  A · cm<sup>-2</sup> (рис. 2, прямая 2). Величина  $c$  в показателе экспоненты часто бывает равной двум в том случае, когда ток в структуре ограничивается рекомбинацией в слое объемного заряда [15]. В широкозонных полупроводниках (особенно при пониженных температурах) при прямом направлении тока рекомбинация носителей может иметь существенное значение. Концентрация носителей, в том числе неравновесных, в слое объемного заряда изменяется очень сильно (в  $e$  раз) на расстоянии  $l$ , на котором потенциал меняется на  $kT/q$ . Поскольку при достаточно низком уровне инжекции скорость рекомбинации определяется произведением концентраций электронов и дырок  $n \cdot p$ , наибольший темп рекомбинации будет в области, в которой  $p \approx n$ , т.е. на границе *p*- и *n*-областей. Можно показать, что основная часть носителей в слое объемного заряда рекомбинирует в слое толщиной  $\sim l$  вблизи геометрической границы Al-*p*-CdTe барьера Шоттки. Величина  $l = kT/qE_{\text{max}}$ , (где  $E_{\text{max}}$  — максимальная напряженность электрического поля) аналогична длине диффузионного смещения в нейтральных областях. Максимальная напряженность электрического поля в исследуемом образце  $\sim 4.84 \cdot 10^2$  V/cm, согласно [10], создается на расстоянии  $l \approx (q/16\pi\epsilon\epsilon_0 E_{\text{max}})^{1/2} \approx 6 \cdot 10^{-6}$  cm от геометрической границы структуры Al-*p*-CdTe.

Ток рекомбинации записывается в виде [15]

$$I_r = qn(0)l/2\tau_0 = n_i(kT/2E_{\text{max}}\tau) \exp(qV/2kT) \\ = I_0 \exp(qV/2kT), \quad (7)$$

где  $n(0)$  — концентрация носителей на границе металл-полупроводник. Используя экспериментальное значение  $J_{02} = 1 \cdot 10^{-8}$  A · cm<sup>-2</sup> и его аналитическое выражение, из формулы (7) находим  $\tau \approx 3 \cdot 10^{-9}$  s при значениях,  $n_i = 5 \cdot 10^6$  cm<sup>-3</sup>,  $E_{\text{max}} = 4.8 \cdot 10^2$  V/cm,  $T = 300$  K. Оцененное таким образом время жизни ( $\tau \approx 3 \cdot 10^{-9}$  s) оказывается практически одного порядка со значениями времен, определенными по релаксации фотопроводимости при плотностях тока, соответствующих участку 2 ВАХ (рис. 2). Кривая релаксации фотопроводимости описывается двумя экспоненциальными зависимостями, определенные по ним времена оказались равны  $\sim 1.3 \cdot 10^{-8}$  и  $\sim 8 \cdot 10^{-8}$  s. Разница значений времени жизни носителей, вычисленных из предэкспоненциального множителя и по релаксации фотопроводимости, составляет менее одного порядка. Это обстоятельство объясняется тем, что в рекомбинационных процессах участвуют не только простые рекомбинационные центры, но и сложные комплексы [16], внутри которых задерживаются носители заряда. В этом случае скорость рекомбинации представляется в виде

$$U = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) + a\tau_i np}, \quad (8)$$

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 инерционность тех или иных процессов электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса,  $a$  — коэффициент, зависящий от конкретного типа примесных или дефектно-примесных комплексов (см. [16]). Аналогичный закон рекомбинации возможен не только в перечисленных выше случаях, но и в полупроводниках с развитыми рекомбинационно-стимулированными перестройками метастабильных рекомбинационных комплексов типа отрицательно заряженный акцептор-положительно заряженный ион внедрения или положительно заряженный донор-отрицательно заряженная вакансия [17]. Подобную закономерность можно получить и для полупроводников типа  $\text{A}_2\text{B}_6$ , в которых в процессе возбуждения происходят химические реакции, приводящие к распаду сложных комплексов типа мелкий донор-вакансия [18]. Несмотря на различия, имеющиеся в перечисленных выше случаях, в них 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 (8), который при достаточно высоком уровне возбуждения может стать определяющим.

В составе теллурида кадмия атомы кадмия являются летучим компонентом. Поэтому в подрешетке атомов кадмия легко образуются однозарядные и двухзарядные вакансии атомов кадмия  $V_{Cd}^-$ ,  $V_{Cd}^{2-}$  и междоузельный атом  $Cd_i$ . Двухзарядные вакансии атомов кадмия  $V_{Cd}^{2-}$  в большинстве случаев образуют комплексы с положительно заряженными примесями типа  $(V_{Cd}^{2-}D^+)^-$  и нейтральными междоузельными атомами теллура типа  $(V_{Cd}^{2-}Te_i^*)^{2-}$  [19]. Эти комплексы являются глубокими акцепторными центрами. В составе CdTe имеются как донорные (Cl, In, Al), так и акцепторные примеси (P, Li, Ag, Au, Cu). Атомы серебра, меди, золота дают глубокие акцепторные центры. Вероятно, эти дефекты и примеси могут образовать дефектно-примесные комплексы типа отрицательно заряженный акцептор–положительно заряженный ион внедрения или положительно заряженный донор–отрицательно заряженная вакансия, через которые происходит рекомбинация неравновесных носителей тока с задержкой. По-видимому, такие комплексы при больших плотностях тока играют определяющую роль в рекомбинационных процессах в базовых слоях (*p*-CdTe) исследуемой структуры.

Как указывалось выше, разница между расчетным и экспериментальным значениями  $\tau$  не слишком велика (меньше одного порядка). Это показывает, что в рекомбинационных процессах участвуют сложные рекомбинационные центры, но они не являются определяющими. В этом случае в знаменателе выражения (8) реализуется условие

$$c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) \approx a\tau np. \quad (9)$$

Что касается наличия двух значений времени на кривой релаксации, то это обстоятельство объясняется тем, что в базовом слое (*p*-CdTe) исследуемой структуры имеются по крайней мере два типа комплексов, один из которых с временем  $\sim 1.3 \cdot 10^{-8}$  с вносит значительный вклад в рекомбинационные процессы.

Поскольку рекомбинационный ток возрастает с ростом смещения медленнее, чем диффузионный, при достаточно больших смещениях прямой ток все в большей степени будет определяться процессами в квазинейтральных областях базы. В этом случае приложенное смещение будет перераспределяться между барьером и квазинейтральной частью базы, что находит отражение в значении множителя  $c$  в показателе экспоненты. В зависимости от величины отношения толщины базы ( $d$ ) к диффузионной длине неосновных носителей ( $L_n$ ) значение  $c$  может быть разным. Стафеевым был проведен расчет ВАХ для данного явления, когда ток ограничивается рекомбинацией в квазинейтральной части базы. При этом получена следующая зависимость [20]:

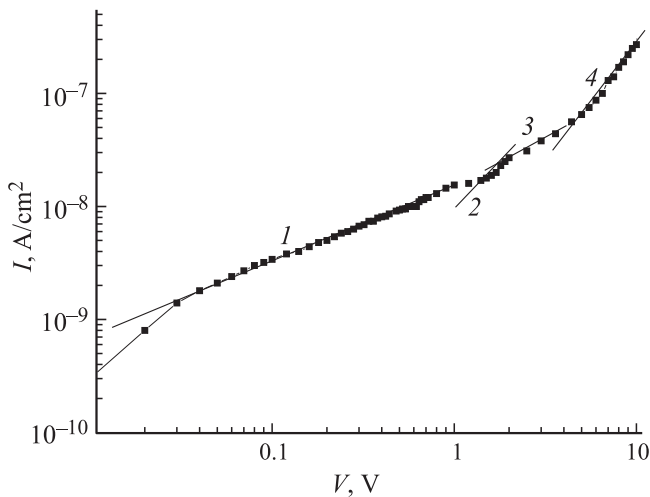
$$I = I_0 e^{qV/ckT}, \quad (10)$$

где

$$C = \frac{2 + b \operatorname{ch} \frac{d}{L_n} + b}{b + 1}, \quad I_0 = \frac{kT}{2q(b + 1)} \frac{S}{\rho L_n} \frac{\operatorname{ch} \frac{d}{L_n}}{\operatorname{tg}(\frac{d}{2L_n})}. \quad (11)$$

Здесь  $b = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок. Вероятно, на участках 3 и 4 (рис. 2) ВАХ описывается зависимостью (10), так как для них значение величины  $c$  в показателе экспоненты значительно больше чем 2 и равно 14.8 и 60 соответственно. На этих участках также был определен предэкспоненциальный множитель, который оказался равным  $6 \cdot 10^{-6}$  А для участка 3 и  $4.1 \cdot 10^{-5}$  А для участка 4. Используя приведенные выше экспериментальные данные, при помощи формул (10) и (11) мы определили значения длины диффузии неосновных носителей (электронов)  $L_n$ , произведение подвижности на время жизни электронов  $\mu_n \tau_n$  и удельное сопротивление базы  $\rho$ . Эти параметры для участка 3 ВАХ имели значения  $L_n \approx 14.7 \mu\text{m}$ ,  $\mu_n \tau_n \approx 8.3 \cdot 10^{-5} \text{cm}^2/\text{V}$  и  $\rho \approx 4.7 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ , а для участка 4  $L_n \approx 10.3 \mu\text{m}$ ,  $\mu_n \tau_n \approx 4.1 \cdot 10^{-5} \text{cm}^2/\text{V}$  и  $\rho \approx 3 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$  при значениях  $d \approx 50 \mu\text{m}$ ,  $b = \mu_n/\mu_p = 10$  и  $T = 300$  К. На этих участках ВАХ также измерены величины релаксации фотопроводимости, которые описываются экспоненциальной зависимостью, состоящей из двух ярко выраженных прямых линий. Наклоны прямых линий зависимости  $\ln I \sim \ln V - t/\tau$  на участке 3 ВАХ позволили определить  $\tau_1 \approx 8.7 \cdot 10^{-7}$  с и  $\tau_2 \approx 1.4 \cdot 10^{-6}$  с, а на участке 4 ВАХ  $\tau_1 \approx 9.1 \cdot 10^{-7}$  с и  $\tau_2 \approx 1.2 \cdot 10^{-6}$  с. Полагая, что эти постоянные времени соответствуют временам жизни неосновных носителей электронов, мы оценили значение подвижности электронов по произведениям  $\mu_n \tau_n \approx 8.3 \cdot 10^{-5}$  и  $\approx 4.1 \cdot 10^{-5} \text{cm}^2/\text{V}$ , определенным на участках 3 и 4 ВАХ соответственно. При этом получены значения  $\mu_{n1} \approx 95 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  и  $\mu_{n2} \approx 60 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  для участка 3 и  $\mu_{n1} \approx 45 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  и  $\mu_{n2} \approx 34 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  для участка 4 ВАХ. Оцененные значения  $\mu_n$  находятся в разумных пределах для таких материалов. Наличие двух и более постоянных времени релаксации на кривых релаксации фотопроводимости и их изменение по величине в зависимости от плотности тока показывают, что рекомбинационные процессы протекают одновременно по нескольким каналам. Следовательно, при заданном уровне инжекции в рекомбинационных процессах активность проявляет определенный тип рекомбинационных центров, состоящих, скорее всего, из комплексов, внутри которых задерживаются носители, так как база исследуемой структуры (*p*-CdTe) является высокоомным компенированным материалом, содержащим комплексы типа  $(V_{Cd}^{2-}D^+)^-$ ,  $(V_{Cd}^{2-}Te_i^*)^{2-}$  и др.

Далее обсудим реальность значения  $\rho$ , оцененного на участках 3 и 4 ВАХ. Если эти данные сопоставить с исходными удельными сопротивлениями пленок, то окажется, что они более чем на полпорядка меньше. Такое различие значений объясняется изменением параметров рекомбинационных процессов в слоях *p*-CdTe во время



**Рис. 5.** ВАХ типичного обратносмещенного диода с барьером Шоттки с сопротивлением базы  $\rho \approx 10^5 \Omega \cdot \text{см}$  в двойном логарифмическом масштабе. 1 —  $I \sim V^{0.6}$ , 2, 4 —  $I \sim V^2$ , 3 —  $I \sim V$ .

эмиссии электронов из металла (Al) в полупроводник и погрешностями в измерениях толщины базы  $d$  и площади структуры  $S$ .

3.2. Анализ обратной ветви ВАХ. Проанализируем поведение обратной ветви ВАХ структуры Al–*p*-CdTe–Mo. Такую структуру при обратном смещении можно использовать в качестве детектора ядерных частиц с коротким пробегом, например альфа-частиц, осколков ядер и т.д. Регистрация ядерных частиц в детекторах происходит в слоях объемного заряда. Геометрические размеры объемного заряда, особенно его толщина и токи утечки на выпрямляющем контакте, а также свойства омического контакта играют определяющую роль в формировании спектрометрических параметров детекторов. Поэтому представляет определенный интерес исследование электронных процессов, происходящих в слоях объемного заряда, сформированных в базовых слоях барьеров Шоттки с различными удельными сопротивлениями. Интерес представляет также изучение влияния свойств тыловых омических контактов на эти электронные процессы.

На рис. 5 приведена ВАХ в двойном логарифмическом масштабе для обратносмещенного диода Шоттки (Al–*p*-CdTe–Mo). База такой структуры *p*-CdTe имела величину  $\rho \approx 10^5 \Omega \cdot \text{см}$ , а площадь металлического контакта (Al) составляла  $\sim 1 \text{ см}^2$ . Как видно на рис. 5, ВАХ состоит из четырех участков, которые описываются следующими зависимостями тока от напряжения: 1 —  $I = AV^{\alpha_1}$ ,  $\alpha_1 = 0.6$ ; 2 —  $I = AV^{\alpha_2}$ ,  $\alpha_2 = 2$ ; 3 —  $I = AV^{\alpha_3}$ ,  $\alpha_3 = 1$ ; 4 —  $I = AV^{\alpha_4}$ ,  $\alpha_4 = 2$ . На участке 1 ВАХ ток в зависимости от напряжения изменяется практически по закону  $I \sim V^{1/2}$ . Такая зависимость тока от напряжения наблюдается, когда ширина области объемного заряда растет с увеличением обратного напряжения [15]. При включении диода с барьером Шоттки в обратном направ-

лении плотность обратного тока (считаем  $\tau_0 = \tau_n = \tau_p$ ) можно записать в виде [15]

$$I_0 = qL_n(n_p/\tau_n) + qd(n_i/2\tau_0). \quad (12)$$

Первый член выражения (12) описывает ток, возникающий в результате тепловой генерации носителей заряда со скоростью  $n_p/\tau_n$  в слое базы шириной  $L_n$  за областью объемного заряда ( $I_{\text{sat}}$ ), а вторая часть формулы (12) представляет ток, возникающий в результате генерации носителей заряда в области объемного заряда. Поскольку область объемного заряда обеднена носителями,  $pn \leq n_i^2$  и статистика Шокли–Рида [21] запишется как  $r - g = -n_i/2\tau_0$ , т.е. при обратном смещении генерация носителей в области объемного заряда преобладает над рекомбинацией. В полупроводниках с большой шириной запрещенной зоны, например в кремнии, арсениде галлия и теллуриде кадмия,  $n_i$  мало, и поэтому явно преобладает ток генерации. Отношение двух составляющих тока в выражении (12) равно

$$I_{\text{rec}}/I_{\text{sat}} = dn_i/2n_pL_n = dn_p/2n_iL_n. \quad (13)$$

Это отношение растет с понижением температуры и уменьшением  $\tau$  и  $L_n$ .

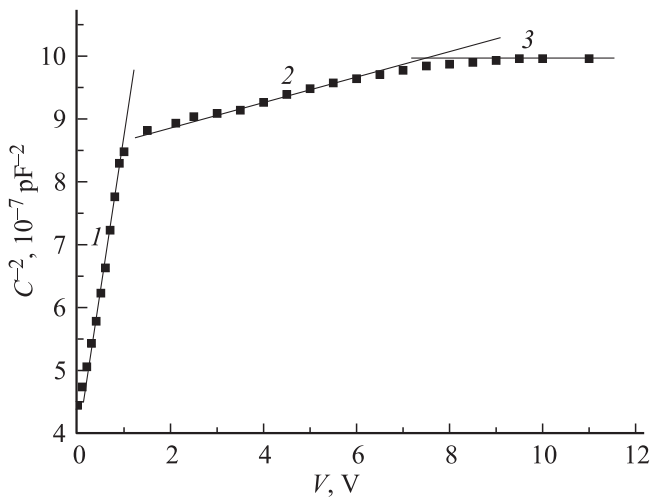
Далее, записывая генерационный ток в виде [15]

$$I_r = \frac{n_i}{2\tau_0} \left( \frac{2q\epsilon\epsilon_0}{N_{A,\text{eff}}} \right)^{1/2} \varphi_k - \frac{n_i}{2\tau_0} \left( \frac{2q\epsilon\epsilon_0}{N_{A,\text{eff}}} \right)^{1/2} V^{1/2} \quad (14)$$

(где  $\epsilon$ ,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума соответственно,  $N_{A,\text{eff}} = N_A - N_D$  — эффективная концентрация заряженных акцепторных центров,  $\varphi_k$  — контактная разность потенциалов), из наклона прямой 1 на рис. 5 определяем значение времени жизни неравновесных носителей при помощи следующего выражения:

$$\tau_0 = \frac{n_i(2q\epsilon\epsilon_0)^{1/2}(V_2^{1/2} - V_1^{1/2})}{2N_{A,\text{eff}}^{1/2}(I_{r2} - I_{r1})}. \quad (15)$$

Значение времени жизни неравновесных носителей, определенное таким образом, составляет  $\tau_{01} \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ , когда  $N_{A,\text{eff}} = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $\tau_{02} \approx 1.7 \cdot 10^{-8} \text{ с}$  при  $N_{A,\text{eff}} = 9.1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Эффективная концентрация заряженных акцепторных центров определена по быстро спадающему участку вольт-фарадной зависимости  $C^{-2}(V)$  исследуемого диода с барьером Шоттки (рис. 6), который имеет излом и состоит из двух прямых. Это свидетельствует о неоднородности приповерхностного слоя пленки *p*-CdTe. Значения  $N_{A,\text{eff}}$ , полученные из этих прямых зависимостей  $C^{-2}$  от  $V$ , были использованы для оценки значений  $\tau_{01}$  и  $\tau_{02}$ . Эти значения времен жизни неравновесных носителей заряда находятся в согласии с литературными данными [18] для времен жизни носителей в CdTe с собственной проводимостью. Эти результаты подтверждают, что на участке 1 обратной ВАХ ток действительно ограничивается генерацией



**Рис. 6.** Вольт-фарядная характеристика обратносмещенного диода с барьером Шоттки ( $\rho \approx 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ ) при частоте  $f = 100 \text{ kHz}$ . Цифрами обозначены различные участки зависимости.

носителей в слое объемного заряда, а вклад в него тока  $I_{\text{sat}}$  незначительный. Вслед за этим участком ВАХ идет зависимость тока от напряжения вида  $I = AV^{\alpha_2}$ ,  $\alpha_2 = 2$ . Такой участок ВАХ может иметь место в длинных диодах при малых и высоких уровнях инжекции неосновных носителей. Следовательно, в базе таких диодов в каждой точке обеспечивается электронейтральность. Однако исследуемые диоды с барьером Шоттки включены в обратном направлении, и в них объемные заряды имеют достаточно большую толщину. Например, исследуемый образец при смещении  $V = -10 \text{ V}$  имеет толщину объемного заряда  $\sim 8 \mu\text{m}$ , которая не меняется с дальнейшим увеличением напряжения. Поэтому предполагается, что происходит инжекция неравновесных электронов в слой объемного заряда. Инжекция электронов в слой объемного заряда может происходить из прослоек межзеренной границы (как в [22]) или из тылового молибденового контакта, когда на этот контакт подано отрицательное смещение. Рентгенофазовый анализ показал, что между пленкой CdTe и Mo-подложкой образуется окисный слой  $\text{MoO}_3$  [23], который является широкозонным полупроводником  $n$ -типа проводимости. Поэтому возможна инжекция электронов из этого окисного слоя в  $p$ -CdTe. Допустим, электроны инжектируются в толщу объемного заряда с концентрацией, равной или большей, чем концентрации  $n_i$ , и тогда появляется дополнительный объемный заряд подвижных носителей. В этом случае зависимость тока от напряжения представляется в квадратичном виде [24]

$$I = \varepsilon \varepsilon_0 \theta V^2 / L^3. \tag{16}$$

Наклон участка  $I \sim V^2$  дает для величины  $\mu \theta$  значение  $\sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$  при  $\varepsilon = 9$  [9],  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \text{ F} \cdot \text{cm}^{-1}$  и  $L = 8 \mu\text{m}$ , что подтверждает наличие монополярной инжекции в диэлектрик с высокой

концентрацией ловушек [24]. Вероятно, таким диэлектриком является часть базового слоя ( $p$ -CdTe), охваченного объемным зарядом. Далее на ВАХ имеется участок, где ток зависит от напряжения линейно. Появление линейного участка ВАХ, по-видимому, обусловлено тем, что толщина объемного заряда заполняется инжектированными неравновесными электронами. В результате это сопротивление всей части базы выравнивается. Однако при этом концентрация неравновесных электронов, инжектированных из тылового контакта (Mo), все еще меньше, чем концентрация равновесных носителей в квазинейтральной части базового слоя структуры. Когда концентрация инжектированных неравновесных электронов становится равной равновесной концентрации электронов в базе, вновь появляется квадратичный закон тока от напряжения, описываемый формулой (16). Используя удельное сопротивление, определенное из линейного участка, получим оценку времени диэлектрической релаксации

$$t_{\Omega} = \varepsilon \varepsilon_0 \rho \approx 10^{-4} \text{ s} \tag{17}$$

для участка  $I \sim V^2$ . Оценка показывает, что время установления процесса компенсации в базе достаточно велико, а время пролета становится малым. Поэтому инжектированные электроны не успевают „рассасываться“, вследствие чего формируется объемный заряд свободных неравновесных носителей. Как известно [24], когда концентрация свободных электронов удваивается за счет инжекции, выражение для концентрации неравновесных электронов, захваченных на мелкие ловушки, принимает вид  $n_0/\theta$ , а напряжение перехода от закона Ома к квадратичному закону определяется выражением [24]

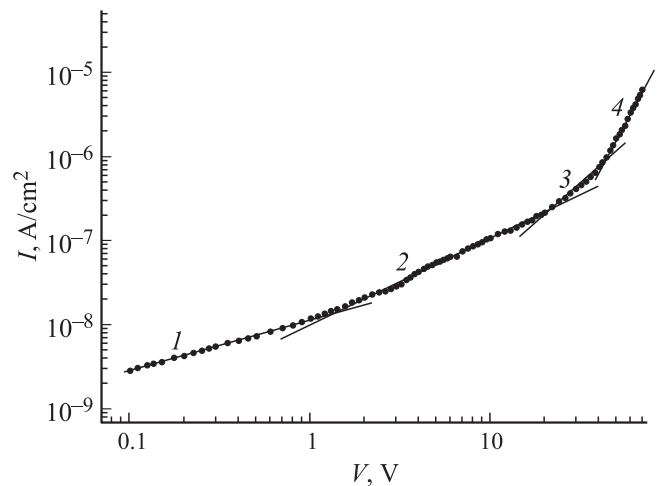
$$V_x = en_0 L^2 / \theta \varepsilon. \tag{18}$$

В данном случае общая концентрация инжектированных электронов  $n + n_t \approx n_t$ , где  $n_t$  — концентрация электронов, захваченных на ловушки, а эффективная дрейфовая подвижность  $\mu_{\text{eff}} = (n/n_t)\mu$ . Исходя из определения величины  $\mu_{\text{eff}}$  и уравнения  $n/n_t = \rho/\rho_t = \theta$  легко установить, что формула (18) эквивалентна выражению

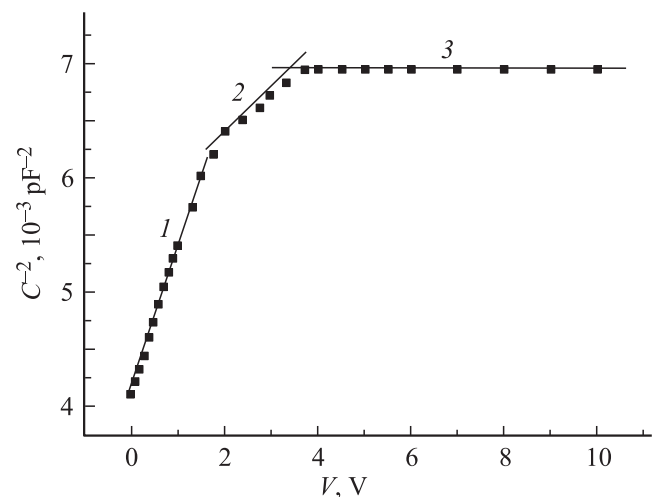
$$t_{x,\text{eff}} = t_{\Omega}, t_{x,\text{eff}} = L^2 / \mu_{\text{eff}} V_x, \mu_{\text{eff}} = (n/n_t)\mu, \tag{19}$$

где  $t_{x,\text{eff}}$  — эффективное время пролета полного инжектированного заряда через высокоомный полупроводник при напряжении  $V_x$ , а  $t_{\Omega}$  — время диэлектрической релаксации, определяемое формулой (17). Далее, используя равенство  $t_{x,\text{eff}} = t_{\Omega}$  (см. формулы (19)), находим величину эффективной подвижности электронов  $\mu_{\text{eff}} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$  при значениях  $L = 30 \mu\text{m}$  и  $V_x \approx 4.5 \text{ V}$ . Величина эффективной подвижности также определялась из участка  $2 I \sim V^2$  при помощи формулы (16):  $\mu_{\text{eff}} \approx 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ . Сопоставление значений  $\mu_{\text{eff}}$ , определенных по значению  $V_x$  и по зависимости  $I \sim V^2$ , показывает, что база исследуемого диода с барьером Шоттки действительно имеет большое количество мелких уровней прилипания. Захват

на эти уровни растет с увеличением концентрации неравновесных инжектированных носителей заряда. Это также подтверждает, что основная часть инжектированных электронов захватывается уровнями прилипания. Инжекция неравновесных носителей заряда в базу обратносмещенных диодов с барьером Шоттки имеет принципиальное значение, так как они могут определять шумовые и функциональные характеристики полупроводниковых приборов, в частности детекторов ядерных излучений. Таким образом, представляет интерес исследование диодов с барьером Шоттки, у которых база полностью охвачена объемным зарядом. Поэтому диоды с барьером Шоттки были созданы на более высокоомных пленках ( $\rho \approx 5 \cdot 10^6 - 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ ) с малой площадью  $S \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2$  металлического контакта (Al). В таких структурах вероятность расширения слоя объемного заряда высока. При этом возможность инжекции неравновесных электронов из прослоек межзеренных границ в слой объемного заряда уменьшается, поскольку число межзеренных границ на площади  $\sim 0.07 \text{cm}^2$  намного меньше ( $\sim 1 \text{cm}^2$ ). Кроме того, с увеличением удельного сопротивления пленок теллурида кадмия возрастает вероятность появления и скопления свободных атомов теллура на поверхности кристаллитов, которые легко образуют соединение  $\text{TeO}_2$ , являющееся хорошим диэлектриком и способствующее пассивации межзеренных границ. На рис. 7 приведена ВАХ типичного обратносмещенного диода с барьером Шоттки, изготовленного на основе  $p\text{-CdTe}$  с величиной  $\rho \approx 3 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ . Как видно из рис. 7, ВАХ такого диода Шоттки состоит из следующих четырех участков: 1 —  $I = AV^{\alpha_1}$ ,  $\alpha_1 \approx 0.59$ ; 2 —  $I = AV^{\alpha_2}$ ,  $\alpha_2 \approx 1$ ; 3 —  $I = AV^{\alpha_3}$ ,  $\alpha_3 \approx 2$ ; 4 —  $I = AV^{\alpha_4}$ ,  $\alpha_4 \approx 3.8$ . На участке 1 ВАХ ток ограничивается генерационным током в слое объемного заряда, так как ВАХ удовлетворительно описывается вторым членом формулы (14), а емкость с ростом обратного напряжения уменьшается (рис. 8), что является подтверждением расширения слоя объемного заряда. Данная  $C(V)$ -характеристика выходит на плато при напряжениях  $\sim 3-4 \text{V}$ . Это означает, что объемный заряд уже при этих напряжениях полностью охватывает всю толщину базы ( $p\text{-CdTe}$ ) структуры. На плато  $C(V)$ -характеристики величина  $C \approx 12.2 \text{pF}$ , и проведенная по ней оценка толщины объемного заряда по формуле плоского конденсатора  $C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}$  дает  $d \sim 45.7 \mu\text{m}$ . Эта величина практически совпадает с толщиной пленки  $p\text{-CdTe}$ :  $L = 46 \mu\text{m}$ . Предположим, что на этом участке ВАХ ток ограничивается генерационным током. Далее при помощи второй части формулы (14) было вычислено время жизни равновесных носителей  $\tau_0 \sim 5 \cdot 10^{-7} \text{s}$  при значениях  $n_i \approx 10^6 \text{cm}^{-3}$ ,  $\varepsilon = 9$ ,  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \text{F/cm}$ ,  $S = 0.07 \text{cm}^2$  и  $N_{A,\text{eff}} = 2.1 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ . При  $N_{A,\text{eff}} = 3.5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$  величина  $\tau_0 \sim 3.3 \cdot 10^{-7} \text{s}$ . Появление двух значений  $\tau_0$  обусловлено двумя концентрациями заряженных локальных неподвижных центров. Эти центры были определены из быстро спадающей части зависимости  $C^{-2}(V)$ , состо-



**Рис. 7.** ВАХ обратносмещенного диода с барьером Шоттки ( $\rho \approx 3 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  и  $S \approx 0.07 \text{cm}^2$ ) в двойном логарифмическом масштабе. 1 —  $I \sim V^{0.59}$ , 2 —  $I \sim V$ , 3 —  $I \sim V^2$ , 4 —  $I \sim V^{3.8}$ .



**Рис. 8.** Вольт-фарадная характеристика образца с сопротивлением базы  $\rho \approx 3 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  в координатах  $C^{-2}-V$  при частоте тестового сигнала  $f = 100 \text{kHz}$ . Цифрами обозначены различные участки зависимости.

ящей из двух прямых (рис. 8), что и свидетельствует о неоднородности базового слоя структуры пленок  $p\text{-CdTe}$ . Кроме того, полученные результаты показывают, что с ростом удельного сопротивления базы структуры растет время жизни равновесных носителей тока; следовательно, уменьшается концентрация незаполненных рекомбинационных центров. Например, при увеличении сопротивления базы  $\rho$  с  $10^5 \Omega \cdot \text{cm}$  до  $\sim 3 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  значение  $\tau_0$  возрастает от  $4 \cdot 10^{-8}$  до  $5 \cdot 10^{-7} \text{s}$ . Вслед за этим участком расположен участок ВАХ, на котором ток зависит от напряжения линейно. Поскольку вся толщина базы структуры полностью охвачена объемным зарядом, ток на этом участке ВАХ ограничивается только носителями тепловой генерации. Разумеется,



при этом концентрация инжектированных неравновесных электронов из тылового контакта структуры намного меньше, чем концентрация равновесных тепловых носителей. Когда концентрация инжектированных электронов становится равной концентрации тепловых равновесных электронов, на ВАХ появляется квадратичный закон зависимости тока от напряжения, что и наблюдается в эксперименте с  $V_{\text{sample}} \approx 18 \text{ V}$  (рис. 7, кривая 3). Из участка квадратичной зависимости тока от напряжения по значению  $V_x$  определена величина эффективной подвижности электронов  $\mu_{\text{eff}}$ . Сначала подвижность  $\mu_{\text{eff}}$  определялась по значению  $V_x$  при помощи формулы (18). Она оказалась равной  $\sim 2.1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  при следующих значениях:  $V_x = 18 \text{ V}$ ,  $t_{\Omega} = 3.5 \cdot 10^{-2} \text{ s}$ ,  $L = 46 \mu\text{m}$  и  $\rho \approx 3.5 \cdot 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ . Здесь удельное сопротивление пленки  $p$ -CdTe (базы), охваченной объемным зарядом, оценено по линейному участку ВАХ. Вторая оценка для  $\mu_{\text{eff}}$  проведена при помощи формулы (16) по наклону зависимости  $I \sim V^2$ : она оказалась равной  $\sim 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ . Полученные данные находятся в хорошем согласии, а также показывают, что подавляющее большинство неравновесных электронов находится на ловушках. Поскольку  $\mu_{\text{eff}} = (n/n_i)\mu$  (см. формулу (19)), по данным первой оценки эффективной подвижности  $n_{t1} \approx 2.4 \cdot 10^4 n$ , а по данным второй  $n_{t1} \approx 1.5 \cdot 10^4 n$  при значении подвижности электронов в исследуемых пленках  $p$ -CdTe  $\mu_n \approx 50 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ .

После участка  $I \sim V^2$  на ВАХ (рис. 7) идет участок  $I \sim V^{3.8}$ . Участок резкого роста тока появляется при монополярной инжекции [24], когда уровни прилипания пересекаются с квазиуровнем Ферми, или находятся на очень близком расстоянии. Напряжение, с которого начинается резкий рост тока (при предельном заполнении ловушек), имеет вид [24]

$$V_{\text{TFL}} \approx \frac{Q_{\text{TFL}}}{C_0} = \frac{ep_{t,0}L}{C_0} \approx \frac{ep_{t,0}L^2}{\epsilon}. \quad (20)$$

Подставляя экспериментальное значение  $V_{\text{TFL}} = 41 \text{ V}$  и  $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ,  $\epsilon = 9$  для теллурида кадмия,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \text{ F} \cdot \text{cm}^{-1}$ ,  $L = 46 \mu\text{m}$  в формулу (20) находим, что  $p_{t,0} \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Отсюда следует, что концентрация незаполненных ловушек достаточно высока, поэтому не наблюдается резкий скачок на ВАХ. При этом отношение концентраций незаполненных ловушечных центров и неравновесных свободных электронов имеет вид [24]

$$\frac{I(2V_{\text{TFL}})}{I(V_{\text{TFL}})} \approx \frac{p_{t,0}}{n_0}. \quad (21)$$

Подставляя значение тока  $I = 5.6 \cdot 10^{-8} \text{ A}$  при смещении  $V_{\text{TFL}} = 41 \text{ V}$  и  $I = 8.1 \cdot 10^{-6} \text{ A}$  при удвоенном значении  $V_{\text{TFL}} = 82 \text{ V}$  (рис. 7, участок 4) в выражение (21), находим, что отношение  $\frac{p_{t,0}}{n_0} \approx 145$ . Это показывает, что концентрация равновесных свободных электронов составляет  $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , она более чем на два порядка меньше  $p_{t,0}$ . Инжектированные из тылового контакта электроны, естественно, будут влиять на токи утечки и

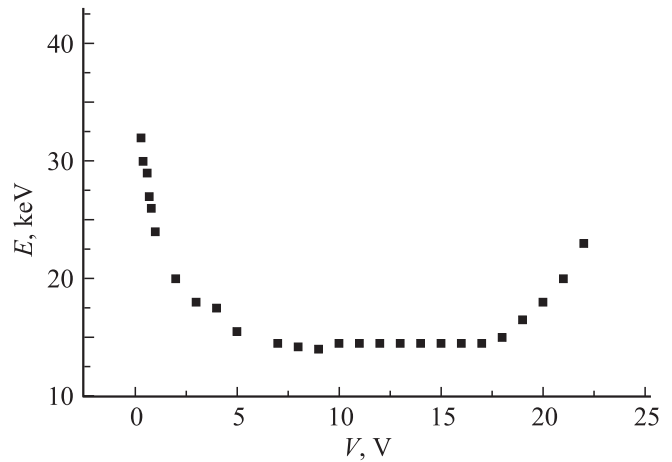


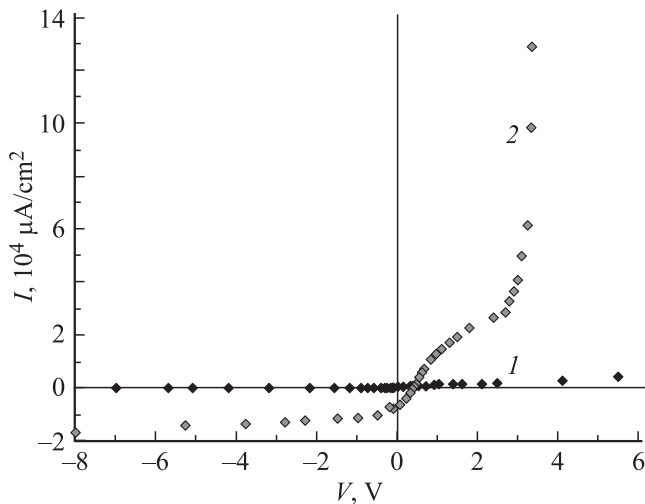
Рис. 9. Зависимость шума от напряжения обратносмещенного диода с барьером Шоттки образца с сопротивлением базы  $\rho \approx 3 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ .

на шумовые характеристики полупроводниковых приборов. Как было показано выше (рис. 7), начиная с напряжений  $V_x = 18 \text{ V}$  инжектированные электроны начинают преобладать в переносе тока; следовательно, они также должны влиять и на другие характеристики структуры. Действительно, шумы исследуемой структуры уменьшаются до напряжения  $\sim 9 \text{ V}$  (рис. 9), после чего они остаются постоянными до  $16 \text{ V}$ , а затем начинают возрастать. Эти данные подтверждают, что инжекция электронов из тылового контакта в толщину объемного заряда до  $9 \text{ V}$  практически отсутствует. Далее (с  $9$  до  $16 \text{ V}$ ) происходит незначительная инжекция электронов в слой объемного заряда, а со значения напряжения  $\sim 18 \text{ V}$ , которое соответствует переходу от линейного участка ВАХ к квадратичному закону зависимости тока от напряжения, инжектированные электроны начинают определять механизм переноса тока в исследуемой структуре, и поэтому шумы сильно возрастают. Это означает, что неравновесные электроны, поступающие из тылового контакта, также определяют шумовые характеристики исследуемой структуры.

При этом в области напряжений  $9\text{--}18 \text{ V}$  емкость обратносмещенной структуры мала и постоянна ( $\sim 12.2 \text{ pF}$ ). Такое поведение  $C(V)$ -характеристики объясняется тем, что при данных напряжениях эффективная концентрация заряженных неподвижных локальных центров еще намного больше, чем концентрация инжектированных электронов из тылового контакта.

#### 4. Использование исследуемой структуры в качестве фотодатчика

Рассмотрение исследуемой структуры в качестве фотодатчика представляет интерес, так как проведенный анализ ВАХ структуры  $\text{Al-p-CdTe-Mo}$  показал, что база этой структуры высокоомная и отношение ее тол-



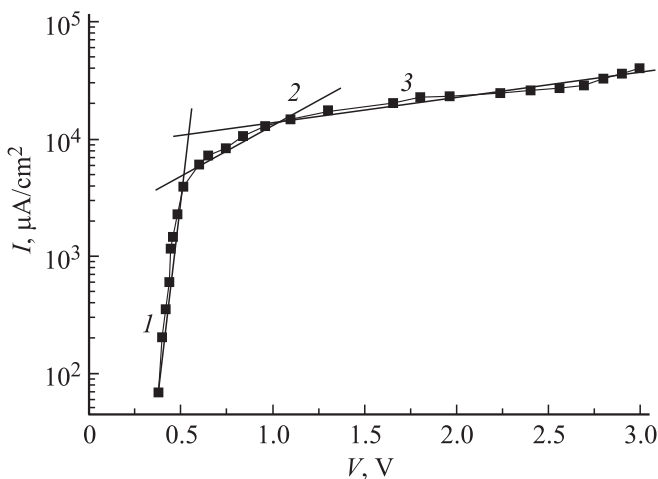
**Рис. 10.** Темновая (1) и световая (2) ВАХ диода Шоттки (Al–p-CdTe–Mo) с сопротивлением базы  $\rho \approx 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  при комнатной температуре при облучении лазером с  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$  мощностью  $83 \text{ mW/cm}^2$ .

щины к длине диффузии составляет  $\sim 3.5\text{--}5$ ; кроме того, исследуемая структура фоточувствительна. Таким образом, структура Al–p-CdTe–Mo отвечает всем требованиям, предъявляемым к инжекционным фотодиодам [15]. Поэтому была исследована ВАХ данной структуры под действием лазерного облучения с  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$  и мощностью  $83 \text{ mW/cm}^2$  (рис. 10). Как видно из рис. 10, световая ВАХ резко отличается от темновой ВАХ как при прямом, так при обратном направлении тока. Фототок ( $I_{\text{ph}}$ ) по величине намного превышает темновой ток ( $I_d$ ) при одном и том же напряжении смещения. Например,  $I_{\text{ph}}$  в 15–20 раз больше, чем  $I_d$ , при  $V = 2 \text{ V}$  и в 100 раз больше при  $V \approx 3.3 \text{ V}$  при прямом направлении тока. При обратном смещении фототок при  $V_{\text{sh}} \approx 0.5 \text{ V}$  практически выходит на насыщение, при этом отношение  $I_{\text{ph}}$  к  $I_d$  составляет не менее 10. После этого дальнейшее возрастание обратного смещения приводит к медленному увеличению  $I_{\text{ph}}$ , особенно это заметно начиная с  $V \approx 2 \text{ V}$ .

С целью выяснения эффективности использования исследуемой структуры в качестве фотодиода был проведен расчет фототока. При облучении лазерными лучами с  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$  и мощностью  $83 \text{ mW/cm}^2$  на поверхность структуры падает поток квантов  $Q_0 = 2.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  с энергией  $E \approx 1.984 \text{ eV}$ . Поток квантов в базе (p-CdTe) структуры, вычисленный по формуле  $Q = Q_0 S(1 - R)$ , составляет  $\sim 9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  при значениях  $S \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$  (площадь структуры),  $R \approx 0.4$  (доля отраженных квантов с  $E \approx 2 \text{ eV}$  от алюминиевой прослойки). Теперь допустим, что все кванты, попавшие в базу, поглощаются, причем все они образуют электронно-дырочные пары, которые разделяются барьером без потерь. В таком случае генерированный фототок  $I_{\text{ph}} = qQ = 1.44 \cdot 10^{-3} \text{ A}$ .

В то же время в эксперименте  $I_{\text{ph}} \approx 9 \cdot 10^{-3} \text{ A}$  при  $V = 3.3 \text{ V}$ , что более чем в 6 раз превышает гипотетические расчетные значения, полученные нами. Отсюда следует, что в данной структуре происходит усиление фототока. Наглядным подтверждением этого является тот факт, что токовая чувствительность такой структуры составляет  $\sim 2.6 \text{ A/W}$ , тогда как идеальный фотоприемник при этой длине волны имеет токовую чувствительность  $0.5 \text{ W}$  [23], что более чем в 5 раз меньше. Под идеальным фотоэлектрическим прибором понимается тот, у которого отсутствует отражение от поверхности, внутренний квантовый выход  $\sim 1$  и все генерированные носители участвуют в формировании фототока.

Согласно данным рентгеноструктурного анализа [23], в структуре Al–p-CdTe–Mo образуется окись алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) с толщиной  $\sim 200 \text{ \AA}$  между слоями Al и p-CdTe, а также окись молибдена толщиной  $\sim 300 \text{ \AA}$  между слоями p-CdTe и Mo. Поэтому данную структуру можно представить как структуру с двумя барьерами Шоттки, включенными в противоположных направлениях. Причем эти барьеры Шоттки технологично соединены с базовым слоем p-CdTe. Теперь проанализируем, что происходит в такой структуре при облучении лазерными лучами с  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$ . Поглощение квантов происходит в приповерхностных слоях p-CdTe порядка одного микрометра, так как толщина Al-слоя  $\sim 50 \text{ \AA}$ , толщина промежуточного слоя между Al и p-CdTe составляет около  $200\text{--}250 \text{ \AA}$ , а коэффициент поглощения таких квантов в CdTe равен  $\sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$ . Отсюда следует, что неравновесные фотоносители находятся на расстоянии  $\sim 1\text{--}2 \mu\text{m}$  от границы раздела Al–p-CdTe. При этом приложенный к Al-контакту отрицательный потенциал приводит к образованию объемного заряда на границе раздела  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{--}p\text{-CdTe}$  за счет скопления неравновесных дырок, что в свою очередь повышает потенциальный барьер. Возрастание концентрации неравновесных электронов за счет фотогенерации создает дополнительный градиент неосновных носителей в толщине слоя p-CdTe, что обуславливает увеличение диффузионного тока. Это приводит к модуляции сопротивления базовой области. Поскольку барьер Шоттки включен последовательно с сопротивлением базы, изменение последнего приводит к изменению напряжения на барьере Шоттки Al–p-CdTe и эмиссионного тока. Последнее обстоятельство вызывает новое изменение проводимости базы, новое перераспределение напряжения и новое усиление эмиссии электронов из металла (Al) в полупроводник (p-CdTe). Таким образом, обеспечивается сильное увеличение первоначального фототока, т.е. рассмотренный фотодиод является разновидностью инжекционного фотодиода [15]. Инжекционный фотодиод представляет собой диод, изготовленный из высокоомного полупроводника. Длина базы в несколько раз превышает длину диффузионного смещения неосновных носителей тока, p–n-переход включается в прямом направлении. Инжекционный фотодиод работает в режиме высоких уровней



**Рис. 11.** Прямая ветвь световой ВАХ диода с барьером Шоттки (Al–p–CdTe–Mo) с сопротивлением базы  $\rho \approx 10^7 \Omega \cdot \text{см}$  при облучении лазером с  $\lambda = 0.625 \mu\text{м}$  мощностью  $83 \text{ мВт/см}^2$ . Цифрами обозначены различные участки зависимости.

инжекции; проводимость базовой области определяется инжектированными носителями.

Облучение светом из собственной или примесной области поглощения приводит к изменению сопротивления базовой области как за счет непосредственного увеличения концентрации носителей (как в фоторезисторе), так и за счет изменения параметров, определяющих распределение неравновесных носителей в базовой области, таких как время жизни и подвижность. Изменение этих параметров приводит к изменению распределения неравновесных носителей и, следовательно, сопротивления базовой области.

В исследуемой структуре базовая область также является высокоомной, ее толщина в  $\sim 3.5$ – $5$  раз превышает длину диффузионного смещения неосновных носителей заряда, концентрация неравновесных носителей заряда намного превышает концентрацию равновесных носителей. Таким образом, выполняются все требования, предъявляемые к инжекционным фотодиодам, при этом происходит замена  $p$ – $n$ -перехода барьером Шоттки.

С целью выяснения того, насколько велика происходящая модуляция сопротивления базы структуры и за счет каких физических процессов она происходит, было проведено исследование световой ВАХ структуры (рис. 11). Как видно из рис. 11 световая ВАХ состоит из трех участков, на которых зависимость тока от напряжения описывается следующими экспоненциальными выражениями: 1 —  $I = I_{01}[\exp[qV/c_1kT] - 1]$ , где  $c_1 = 1.05$  и  $I_{01} = 3 \cdot 10^{-11} \text{ А}$ ; 2 —  $I = I_{02}[\exp[qV/c_2kT] - 1]$ , где  $c_2 = 16$  и  $I_{02} = 9 \cdot 10^{-5} \text{ А}$ ; 3 —  $I = I_{03}[\exp[qV/c_3kT] - 1]$ , где  $c_3 = 80$  и  $I_{03} = 6.2 \cdot 10^{-4} \text{ А}$ . На участке 1 ВАХ зависимость тока от напряжения описывается термоэлектронной эмиссией, поскольку в показателе экспоненты величина  $c_1 \approx 1.05$ . Высота потенциального ба-

рьера  $W$ , оцененная по экспериментальному значению  $I_{01} = 3 \cdot 10^{-11} \text{ А}$ , оказалась равной  $\sim 1.02 \text{ эВ}$ , что на  $0.07 \text{ эВ}$  больше, чем ее значение в темноте. Этот факт еще раз подтверждает, что после облучения лазерными лучами происходит увеличение высоты потенциального барьера, обусловленное резким увеличением концентрации неравновесных дырок на границе раздела Al–p–CdTe.

Используя экспериментальные значения величины  $c$  в показателе экспоненты и предэкспоненциального множителя  $I_0$ , рассчитанные из участков 2 и 3 световой ВАХ (рис. 11), мы определили  $L_n$ ,  $\mu\tau_n$  и  $\rho$  при помощи выражений (10) и (11), как и при анализе ВАХ, полученной в темноте. При этом были найдены  $L_n = 14.3 \mu\text{м}$ ,  $\mu\tau_n \approx 8 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1}$  и  $\rho \approx 3.5 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{см}$  для участка 2 световой ВАХ, а также  $L_n = 9.7 \mu\text{м}$ ,  $\mu\tau_n \approx 3.7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1}$  и  $\rho \approx 2.6 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{см}$  для участка 3. Для проведения расчета были использованы экспериментальные ( $c_2 = 16$  и  $I_{02} = 9 \cdot 10^{-5} \text{ А}$ ;  $c_3 = 80$  и  $I_{03} \approx 6.2 \cdot 10^{-4} \text{ А}$ ) и геометрические данные:  $d \approx 47 \mu\text{м}$  (толщина базы p–CdTe),  $S \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$  (чувствительная площадь структуры). Анализ полученных результатов показывает, что длина диффузии неосновных носителей электронов и произведения  $\mu_n\tau_n$  имеют практически те же значения, которые были получены из темновой ВАХ (рис. 2, участки 3 и 4). Данное обстоятельство свидетельствует о том, что рекомбинационные параметры не изменяются либо изменяются незначительно. Происходит изменение удельного сопротивления базы за счет увеличения концентрации неравновесных носителей. Это подтверждается значениями удельного сопротивления, вычисленными до ( $4.7 \cdot 10^6$  и  $3 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{см}$ ) и после ( $3.5 \cdot 10^6$  и  $2.6 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{см}$ ) облучения.

## 5. Заключение

Таким образом, показана возможность получения барьера Шоттки Al–p–CdTe с минимальной плотностью поверхностных состояний, что подтверждено измерениями высоты потенциального барьера, вольт-фарадными и фотоэлектрическими методами. Установлено, что при плотностях тока  $3.3 \cdot 10^{-7}$ – $5.5 \cdot 10^{-5} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$  в исследуемой структуре Al–p–CdTe–Mo ток ограничивается рекомбинацией в слое объемного заряда. При этом отличие почти на порядок расчетного значения времени жизни неравновесных носителей от его экспериментального значения объясняется участием в рекомбинационных процессах сложных центров, внутри которых задерживаются носители. Показано, что структура Al–p–CdTe–Mo в прямом направлении тока при высоких уровнях освещения работает как инжекционный фотодиод. Такой инжекционный фотодиод обладает высокой токовой фоточувствительностью. Например,  $S_\lambda \approx 2.6 \text{ А/Вт}$  при  $\lambda = 0.625 \mu\text{м}$ , что более чем в 5 раз превышает спектральную чувствительность идеального фотоприемника

при этой длине волны излучения. Установлено, что в таких инжекционных фотодиодах усиление фототока происходит за счет модуляции сопротивления базы при возрастании концентрации неравновесных носителей.

Показано, что у диодов с барьером Шоттки, изготовленных на крупноблочных пленках  $p$ -CdTe с сопротивлением  $\rho \approx 10^5 - 10^7 \Omega \cdot \text{см}$ , даже при термодинамическом равновесии объемный заряд имеет достаточную толщину:  $d \approx 5 \mu\text{м}$  при  $\rho \approx 10^5 \Omega \cdot \text{см}$  и  $d \approx 30 \mu\text{м}$  при  $\rho \approx 3 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{см}$ . Установлено, что с ростом степени компенсации ( $\rho$  базы) возрастает время жизни равновесных носителей тока. Например, при увеличении  $\rho$  базы от  $10^5$  до  $3 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{см}$  значение  $\tau_0$  возрастает от  $4 \cdot 10^{-8}$  до  $5 \cdot 10^{-7}$  с. С помощью исследования вольт-амперных, вольт-фарадных и шумовых характеристик диодов Шоттки со структурой Al- $p$ -CdTe-Mo при включении в обратном направлении показано, что после полного охвата базы структуры объемным зарядом из тылового контакта инжектируются электроны, которые определяют механизм переноса заряда и шумовые характеристики структуры. По-видимому, соединение MoO<sub>3</sub> является источником инжекции электронов. Оно образуется между пленкой и молибденовой подложкой (согласно данным рентгенофазного анализа в процессе роста  $p$ -CdTe). Отсюда можно сделать вывод, что для пригодности исследуемой структуры Al- $p$ -CdTe-Mo для регистрации ядерных излучений необходимо создать высококачественный омический контакт.

## Список литературы

- [1] T. Takahashi, S. Watanabe. IEEE Trans. Nucl. Sci. **48**, 950 (2001).
- [2] S. Watanabe, T. Takahashi, Y. Okada, G. Sato, M. Kouda, T. Mitani, Y. Kabayashi, K. Nakazawa, Y. Kuroda, M. Onishi. IEEE Trans. Nucl. Sci. **49**, 210 (2002).
- [3] T. Tanaka, T. Kabayashi, T. Mitani, K. Nakazawa, K. Oonuki, G. Sato, T. Takahashi, S. Watanabe. New Astronomy Rev. **48**, 309 (2004).
- [4] Л.А. Косяченко, В.М. Склярчук, О.Л. Масляничук, Е.В. Грушко, В.А. Гнатюк, Y. Hatanaka. Письма в ЖТФ **32**, 24, 29 (2006).
- [5] H. Hermon, M. Shieber, R.V. James. J. of Electron Mater. **28**, 688 (1999).
- [6] Поликристаллические полупроводники / Под ред. Г. Харбеке. Мир, М. (1989). 341 с.
- [7] Ж. Жанабергенов, Ш.А. Мирсагатов, С.Ж. Каражанов. Неорган. материалы **41**, 8, 915 (2005)
- [8] L.W. Davies. Proc. IEEE **51**, 1637 (1963).
- [9] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. Солнечные элементы: теория и эксперименты. Энергоатомиздат, М. (1987). 278 с.
- [10] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. Мир, М. (1984). Т. 1. 455 с.
- [11] Физика и химия полупроводников. A<sup>III</sup>B<sup>VI</sup> / Под ред. С.А. Медведева, МИР, М. (1970). 624 с.
- [12] А. Милнс, Д. Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. Мир, М. (1975). 432 с.
- [13] В.Г. Георгиу. Вольт-фарадные измерения параметров полупроводников. Штиинца, Кишинев (1987). 64 с.
- [14] Ш.А. Мирсагатов, О.К. Атабоев. Материалы конф. „Фундаментальные и прикладные вопросы физики“. Ташкент (2010). С. 226.
- [15] И.М. Викулин, В.И. Стафеев. Физика полупроводниковых приборов. Сов. радио, М. (1980). 296 с.
- [16] А.Ю. Лейдерман, М.К. Минбаева. ФТП **30**, 1729 (1996).
- [17] М.Г. Шейнкман, Н.Е. Корсунская. В кн: Физика соединений A<sub>2</sub>B<sub>6</sub> / Под ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкмана. Наука, М. (1986). 109 с.
- [18] K. Zanio. Semiconductors and semimials. Acad. Press, N. Y. (1978). 210 p.
- [19] А. Амброзьяк. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. Сов. радио, М. (1970). 392 с.
- [20] В.И. Стафеев. ЖТФ **28** 8, 1631 (1958).
- [21] W. Shockley, W. Read. Phys. Rev. **87**, 835 (1952).
- [22] Ш.А. Мирсагатов, Б.У. Айтбаев, В. Рубинов. ФТП **30**, 550 (1996).
- [23] Ш.А. Мирсагатов, С.А. Музвфарова, М.С. Банев, А.С. Ачилов. Узб. физ. журн. **12**, 3, 154 (2010).
- [24] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. Мир, М.(1973). 210 с.