

Механизмы прохождения прямого тока в фотодиодах Au-CdTe с модифицированной поверхностью

© В.П. Махний, Ю.Н. Бойко, Н.В. Скрипник[†]

Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича
58012 Черновцы, Украина

(Получена 11 сентября 2008 г. Принята к печати 1 октября 2008 г.)

Исследованы вольт-амперные характеристики поверхностно-барьерных диодов на базе подложек *n*-CdTe, прошедших обработку в водной суспензии солей щелочных металлов. Установлено, что прямой ток определяется рекомбинационными процессами в области пространственного заряда и надбарьерным прохождением носителей.

PACS: 73.40.Lq, 73.50.Pz, 85.60.Dn

Несомненная перспективность использования теллурида кадмия в фотоэлектронике стимулирует исследования, направленные на поиск технологических принципов улучшения параметров материала и выпрямляющих структур на их основе. Многообещающей в данном аспекте может оказаться дополнительная обработка (модификация поверхности) полупроводниковых пластин перед созданием поверхностно-барьерного диода (ПБД). Так, в частности, нами было установлено, что кратковременная обработка подложек *n*-CdTe в водной суспензии солей щелочных металлов приводит к существенному увеличению высоты потенциального барьера ϕ_0 , а собственно, и фотоэдс [1]. Дальнейшее улучшение фотоэлектрических параметров и характеристик требует более детального изучения процессов, которые определяют физические свойства ПБД. В данной работе исследуются механизмы формирования прямого тока в контактах золото–теллурид кадмия с модифицированной поверхностью.

В первую очередь обратим внимание на то, что диоды с модифицированной поверхностью и без нее имеют практически одинаковые спектры fotocувствительности, а также величины последовательного сопротивления. Это свидетельствует о пренебрежимо малом влиянии модифицированного слоя на указанные параметры и характеристики. Вместе с тем модификация значительно увеличивает высоту барьера, которая заметно превышает половину ширины запрещенной зоны E_g теллурида кадмия, что в нашем случае соответствует неравенству $\phi_0 > E_g/2 = 1.3 > 0.75$ эВ. Для таких ПБД, согласно [2], уже необходимо учитывать процессы рекомбинации через глубокие уровни в области пространственного заряда (ОПЗ). Это подтверждается экспериментально данными рис. 1, поскольку начальные участки прямых вольт-амперных характеристик (ВАХ) исследуемых диодов описываются выражением

$$I_{gr} = I_{gr}^0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right], \quad (1)$$

где I_{gr}^0 — генерационно-рекомбинационный ток отсечки при напряжении $V = 0$. Отметим, что коэффициент иде-

альности n в формуле (1) остается равным 2 во всем исследуемом температурном диапазоне. Это свидетельствует об отсутствии протяженной *i*-области, а также ощутимой концентрации центров захвата в ОПЗ диодной структуры [3].

Согласно теории [2–4], ток отсечки определяется выражением

$$I_{gr}^0 \approx S \frac{ed}{\tau} \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (2)$$

где S — площадь диода; d — ширина ОПЗ, а τ — эффективное время жизни неравновесных носителей в ней; N_c и N_v — эффективная плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне. Из формулы (2) следует, что температурная зависимость I_{gr}^0 определяется главным образом экспоненциальным множителем. Это подтверждается экспериментально (см. вставку на рис. 1), а энергетический наклон прямой равен 1.6 эВ и согласуется с E_g теллурида кадмия при 0 К. Принимая для исследуемых диодов при 300 К значения $S = 0.1$ см², $\sqrt{N_c N_v} \approx 10^{18}$ см⁻³, $d \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см, $E_g = 1.5$ эВ и $I_{gr}^0 \approx 10^{-10}$ А, получим из формулы (2)

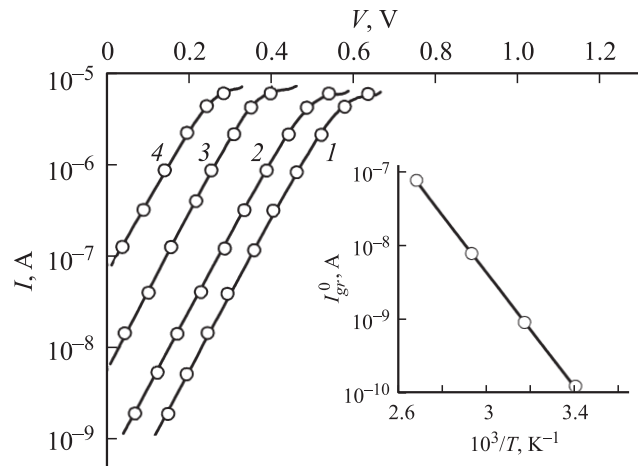


Рис. 1. Начальные ветви прямых ВАХ при различных температурах, К: 1 — 295, 2 — 320, 3 — 345, 4 — 370. На вставке — температурная зависимость параметра I_{gr}^0 .

[†] E-mail: Skrup@meta.ua

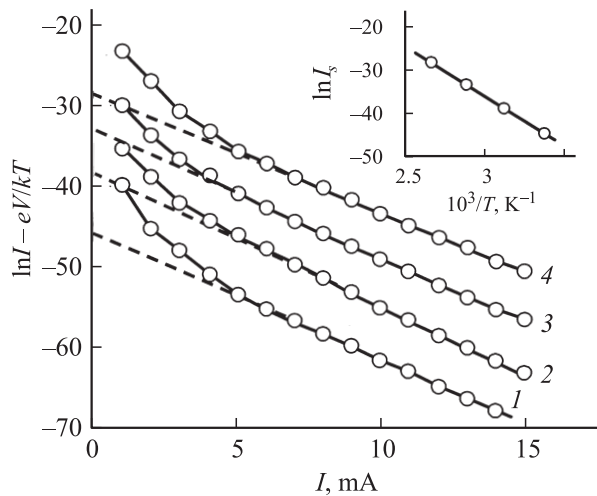


Рис. 2. Сопоставление прямых ВАХ с выражением (4) при различных температурах, К: 1 — 295, 2 — 320, 3 — 345, 4 — 370. На вставке — температурная зависимость надбарьерного тока насыщения.

для времени жизни неравновесных носителей величину $\tau \approx 5 \cdot 10^{-9}$ с, что несколько больше значений этого параметра для структур Au-n-CdTe с немодифицированной поверхностью [5].

Увеличение прямого напряжения приводит к уменьшению потенциального барьера, вследствие чего должен проявиться надбарьерный ток, ВАХ которого при $eV \geq 3$ кТ описывается выражением [4]

$$I_d = I_s \exp(eV_b/kT), \quad (3)$$

где V_b — напряжение на барьере. Вместе с тем последовательное сопротивление R_0 искажает истинный ход ВАХ диода, поскольку V_b меньше приложенного к диоду напряжения V на величину $I_d R_0$, т.е. $V_b = V - I_d R_0$. С учетом последнего формулу (3) удобно представить в виде [5]

$$\ln I_d - eV/kT = \ln I_s - eR_0/kT \cdot I_d. \quad (4)$$

В условиях, когда доминирующим является надбарьерный ток, то $I_d \equiv I$, а прямые ВАХ удобно строить в координатах $\ln I - eV/kT$ от I . Как видно из рис. 2, экспериментальные зависимости $I(V)$ хорошо описывается выражением (4), а отсечки на оси ординат при $I = 0$ дают надбарьерный ток отсечки I_s (а точнее $\ln I_s$) при каждой температуре. Отклонение экспериментальных точек от прямых в области малых токов обусловлено вкладом другой природы, в данном случае рекомбинационных в ОПЗ.

Оценим величину I_s в рамках диодной теории, согласно которой

$$I_s = S \cdot A^* T^2 \exp(-\phi_0/kT). \quad (5)$$

Принимая для исследуемых структур $S \approx 0.1$ см², эффективную постоянную Ричардсона $A^* \approx 12$ А/см² · К и

$\phi_0 = 1.3$ эВ, получим при 300 К для $I_s^{theor} \approx 10^{-18}$ А, которое не противоречит экспериментальному значению этого параметра $I_s^{exper} \approx 10^{-19}$ А. Близость расчетных и опытных величин I_s свидетельствует об отсутствии промежуточного диэлектрического слоя, который мог бы возникнуть в процессе модификации поверхности. Поскольку, согласно формуле (5), зависимость $I_s(T)$ определяется экспоненциальным множителем, она должна аппроксимироваться прямой в координатах $\ln I_s$ от $10^3/T$. Энергетический наклон прямой соответствует высоте барьера при 0 К и в нашем случае оказывается равным $\phi_0(0) \approx 1.6$ эВ. Если считать зависимость $\phi_0(T)$ в диапазоне 0–300 К линейной, то температурный коэффициент изменения высоты барьера γ_{ϕ_0} составляет 10^{-3} эВ/К, что близко к экспериментальному значению этого параметра ($\gamma_{\phi_0}^{exper} \approx 1.3 \cdot 10^{-3}$) эВ/К.

Таким образом, модификация поверхности подложки монокристаллического теллурида кадмия приводит к существенному увеличению потенциального барьера ПБД на их основе. Прямой ток определяется рекомбинацией носителей через глубокие уровни в ОПЗ диода при низких смещениях и надбарьерным прохождением носителей — при больших.

Список литературы

- [1] В.П. Махний, М.В. Скрипник. Патент Украины: UA № 31891 от 26. 2008.
- [2] Л.А. Косяченко, В.П. Махний, И.В. Потыкевич. УФЖ, **23**, 279 (1978).
- [3] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий—Алкалаев, А.Ю. Лейдермах. Токи двойной инжекции в полупроводниках (М., Сов. радио, 1978).
- [4] С.М. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1984).
- [5] В.П. Махний. Автореф. докт. дис. (Черновцы, 1992).

Редактор Л.В. Беляков

Mechanism of forward current transport in modified surface Au-CdTe photodiodes

V.P. Machnij, Yu.N. Bojko, N.V. Skrypnjuk

Chernovtsy State University,
58012 Chernovtsy, Ukraine

Abstract I–V characteristics of diodes on base n-CdTe processed in aqua solution of alkaline metal salts substrates was investigated. Forward current defined by recombination processes in space-charge region and over-barrier carrier transport was determined.