

Механизмы протекания тока в структурах металл/*p*-CuInSe₂

© П.Н. Горлей,¹ З.Д. Ковалюк,² В.Б. Орлецкий,² О.Н. Сидор,² В.В. Нетяга,² В.В. Хомяк¹

¹Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича,
58012 Черновцы, Украина
e-mail: semicon@chnu.cv.ua

²Институт проблем материаловедения НАН Украины, Черновицкое отделение,
58001 Черновцы, Украина
e-mail: chimsp@unicom.cv.ua

(Поступило в Редакцию 21 октября 2003 г.)

Барьеры Шоттки изготовлены путем термического напыления индия на монокристаллы CuInSe₂ *p*-типа. Обсуждаются температурные зависимости вольт-амперных характеристик и механизмы прохождения тока в исследуемых диодах. Показано, что полученные на поверхностно-барьерных структурах довольно высокие и воспроизводимые результаты таких основных параметров, как напряжение холостого хода и ток короткого замыкания, при довольно простой и дешевой технологии изготовления этих структур свидетельствуют о перспективности данного направления для фотопреобразования солнечного излучения.

Введение

CuInSe₂ и его четверные соединения CuIn_xGa_{1-x}Se₂ широко изучаются как перспективные материалы для создания радиационно стойких солнечных элементов с эффективностью преобразования больше 15% [1,2]. Диселенид меди и индия обладает прямой энергетической зоной ($E_g \approx 1$ eV) и высоким коэффициентом поглощения ($\alpha \geq 10^5$ см⁻¹). Анализ литературных данных свидетельствует, что сейчас активно изучаются гомо- и гетеропереходы, изготовленные на основе CuInSe₂, однако исследованию барьеров Шоттки на основе CuInSe₂ посвящено незначительное количество работ [3,4].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В данной работе рассмотрены электрические и фотоэлектрические свойства контакта металл-полупроводник In/*p*-CuInSe₂.

Кристаллы деселенида меди и индия выращивались вертикальным методом Бриджмена. Концентрация и подвижность носителей заряда, определенные из холловских измерений, составляли при комнатной температуре $1.0 \cdot 10^{17} - 3.0 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и $20 - 50$ см² · V⁻¹ · s⁻¹ соответственно. Из кристаллов вырезались пластинки со средним размером $5 \times 5 \times 0.3$ mm, механически полировались и травились. Слой металла (толщиной ≤ 0.5 μm) наносился на поверхность полупроводника методом термического испарения индия в вакууме. Омический контакт создавался напылением золота.

При освещении барьеров Шоттки со стороны индия наблюдается фотовольтаический эффект. Напряжение холостого хода при освещении светом с плотностью потока излучения $P = 100$ mW/cm² достигало значений $V_1 \sim 0.33$ V, ток короткого замыкания $J_{sc} \sim 15$ mA/cm², а фактор заполнения был не хуже 0.5. Следует отметить,

что величина встроенного потенциала, определенная из вольт-амперных характеристик (ВАХ), удовлетворительно коррелирует с V_1 .

Барьеры Шоттки в интервале температур 240–324 K обладают ярко выраженными диодными характеристиками. Коэффициенты выпрямления при комнатной температуре и смещении 1.3 V достигали значений 200–500.

В диапазоне прямых смещений $0 < V < 0.2$ V (рис. 1, а) наблюдается наклон кривых ВАХ, приблизительно равный единице, что отвечает за туннелирование носителей или присущее току, ограниченному пространственным зарядом в режиме насыщения скорости, который задается [4,5]

$$J = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 v_{sat} A}{L^2} V, \quad (1)$$

где ε — диэлектрическая константа, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, v_{sat} — скорость насыщения, A — площадь диода, L — толщина полупроводника.

Участок ВАХ при прямых смещениях $0.2 < V < 0.5$ V возрастает по закону $J \cong J_s \exp(qV/nkT)$; плотность тока насыщения J_s находится в пределах $5.3 \cdot 10^{-6} - 9.9 \cdot 10^{-5}$ A · cm⁻² в зависимости от температуры, а диодный коэффициент n изменяется от 1.8 до 3.0. В области низких температур, где диодный коэффициент имеет наибольшее значение, присутствует туннельно-рекомбинационный механизм токопереноса. При $T > 300$ K прохождение тока носит рекомбинационный характер ($n \sim 2$), а при еще высших температурах становится надбарьерным.

Для напряжений $0.5 < V < 1$ V проявляется квадратичная зависимость тока (рис. 1, а). Этот факт свидетельствует о присутствии токов, ограниченных пространственным зарядом в режиме подвижности (безловушечный квадратичный закон) [4,5],

$$J = \frac{9\varepsilon\varepsilon_0 \mu A}{8L^3} V^2, \quad (2)$$

где μ — подвижность дырок.

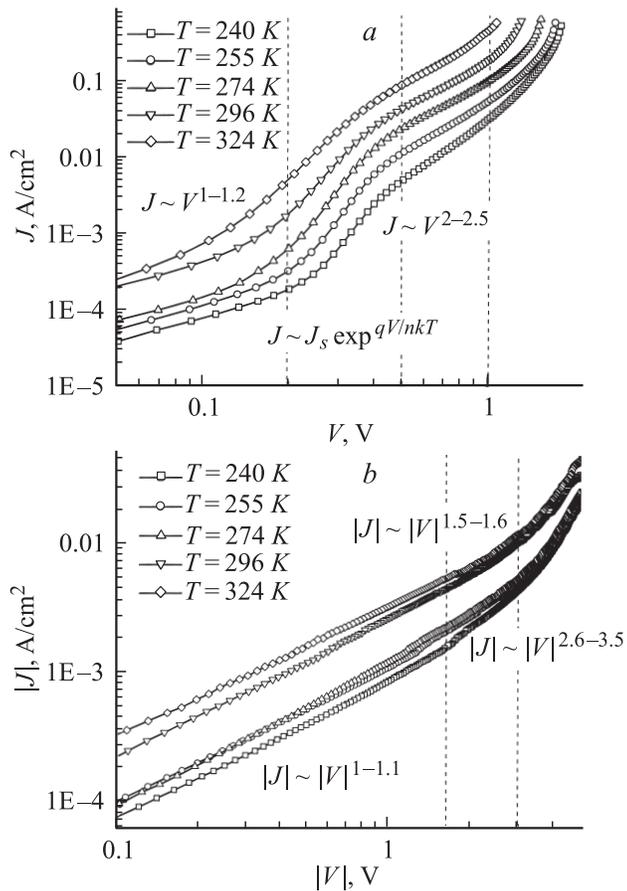


Рис. 1. Прямые (а) и обратные (б) ветви ВАХ барьеров Шоттки $\text{In}/p\text{-CuInSe}_2$ при различных температурах, построенные в логарифмическом масштабе.

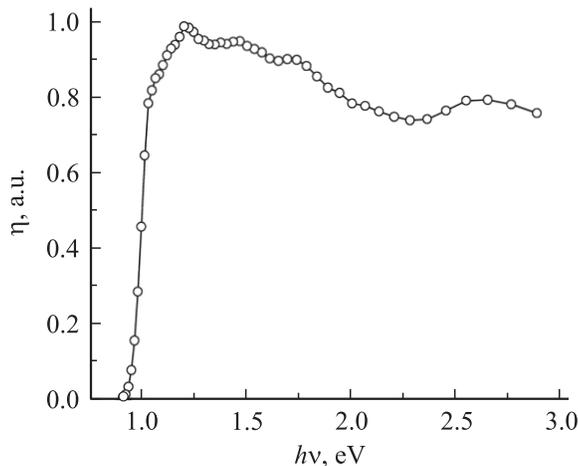


Рис. 2. Спектральная зависимость относительной квантовой эффективности фотопреобразования η для барьеров Шоттки $\text{In}/p\text{-CuInSe}_2$.

Обратные токи, как видно из рис. 1, б, подчиняются закону $J \sim V^m$ во всем диапазоне напряжений. Для смещений $0 < V < -1.5$ В во всей области изменений температур зависимость ВАХ имеет линейный характер.

Поэтому прохождение тока отвечает туннельному механизму или описывается (1).

В интервале напряжений $-1.5 < V < -3$ В кривые $\log J - \log V$ задаются степенной зависимостью $J \sim V^{1.48 \pm 1.6}$, что описывается законом Чейлда–Лангмюра (токи, ограниченные пространственным зарядом в баллистическом режиме) [4,5],

$$J = \frac{4\varepsilon}{9L^2} \left(\frac{2q}{m^*} \right)^{1/2} V^{3/2}. \quad (3)$$

При больших обратных смещениях степенной показатель возрастает до $2.6 < m < 3.5$. Для этой ситуации описать зависимость тока от напряжения можно при учете непрерывного (экспоненциального) распределения ловушек по энергиям [5]

$$J \approx q\mu N_v \left(\frac{\varepsilon}{qN_0 k T_t} \right)^m \frac{1}{L^{2m+1}} V^{m+1}, \quad (4)$$

где N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне; $N_0 = N_t(E) / \exp[-E/kT_t]$, $N_t(E)$ — концентрация уровней прилипания, которые приходятся на единицу энергии; T_t — температурный параметр.

Следует отметить, что в исследуемых диодах достигнут широкополосный фотовольтаический эффект (рис. 2). Полная ширина спектра квантовой эффективности фотопреобразования η на полувысоте довольно значительна и равна $\delta_{1/2} > 2$ eV.

Выводы

Полученные барьеры и приведенные результаты экспериментальных исследований показывают перспективность данного направления и при соответствующей оптимизации технологических и зонных параметров могут привести к существенному улучшению фотоэлектрических показателей — V_1 , J_{sc} , FF , как это было сделано нами в [6].

Список литературы

- [1] Schock H.W. // Solar Energy Materials & Solar Cells. 1994. Vol. 34. P. 19–26.
- [2] Gay C.F., Potter R.R., Tanner D.P. et al. // Proc. 17th IEEE Photovoltaic Specialists Conf. 1984. P. 151–152.
- [3] Магомедов М.А., Прокухан В.Д., Рудь Ю.В. // ФТП. 1992. Т. 26. Вып. 11. С. 1996–2000.
- [4] Hernandez E. // Cryst. Res. Tech. 1998. Vol. 33. N 2. P. 285–289.
- [5] Ламперт Г., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973. 416 с.
- [6] Drapak S.I., Kovalyuk Z.D., Netyaga V.V. et al. // Proc. Intern. Conf. „Science for Materials in the Frontier of Centuries: Advantages and Challenges“. Ukraine, 2002. P. 129–130.