

Особенности генерационно-рекомбинационных процессов в $p-n$ -переходах на основе HgMnTe

© Л.А. Косяченко, С.Э. Остапов, Сун Вейгуа*

Черновицкий университет,
274012 Черновцы, Украина

* Институт оптоэлектроники, п/я 030,
471009 Лоян, Хэнань, КНР

(Получена 12 ноября 1999 г. Принята к печати 9 декабря 1999 г.)

Сообщаются новые экспериментальные результаты по переносу заряда в $p-n$ -переходах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x \approx 0.11$). Наблюдаемые характеристики объясняются в рамках теории Саа–Нойса–Шокли с учетом особенностей рекомбинации носителей в узкозонном полупроводнике.

Как известно, электрические свойства, а значит, и детектирующая способность фотодиода на основе узкозонных полупроводников, таких как HgCdTe и HgMnTe , прежде всего определяются генерацией–рекомбинацией в $p-n$ -переходе [1–3]. Далее приводятся результаты исследования, свидетельствующие о существенных особенностях рекомбинационных процессов в такого типа диодах.

Диодные структуры были изготовлены ионным травлением монокристаллов $p\text{-Hg}_{0.89}\text{Mn}_{0.11}\text{Te}$. Ширина запрещенной зоны E_g , найденная из спектров оптического пропускания, была равной ~ 0.18 эВ при 77 К. Концентрация электронов в приповерхностном n^+ -слое (толщиной 1–2 мкм) была близка к $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$, в то время как в подложке концентрация дырок p составляла $(2-3) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Размеры активных областей фотодиодов задавались фотолитографией, а омические контакты формировались трехслойной металлизацией Au/Cr/Pd [4].

На рис. 1 показаны типичные электрические характеристики исследуемых n^+-p -переходов на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (изготовленных на одной подложке). Общей чертой приведенных вольт-амперных ($I-V$) характеристик является наличие в области напряжений $V < 0.1$ В участков, соответствующих зависимости $I \propto \exp(eV/2kT)$, что характерно для рекомбинационного механизма тока. Дифференциальное сопротивление диода R_{diff} , довольно сильно различающееся при низких V , быстро уменьшается с ростом напряжения, приближаясь при $V > 0.3$ В к значению, не зависящему от V и одинаковому для разных диодов. Это сопротивление, составляющее в данном случае ~ 270 Ом (при площади диода $5 \cdot 10^{-5}$ см 2), очевидно, является сопротивлением подложки R_s . Учет падения напряжения на R_s приводит к тому, что при токах $\gtrsim 10$ мкА кривая $I(V)$ становится более крутой (точки 2 на рис. 1), согласуясь с зависимостью $I \sim \exp(eV/kT)$, а не $I \sim \exp(eV/2kT)$. Таким образом, рекомбинационный ток, доминируя в области низких смещений, сменяется надбарьерным диффузионным током при повышении V . Это представляется вполне правдоподобным, поскольку диффузионный ток имеет более резкую по сравнению с рекомбинационным зависимость от V .

Учет падения напряжения на сопротивлении подложки (построение зависимости I от $V-IR_s$), однако, практически не изменяет кривые в области $V < 0.2$ В. Чтобы падение напряжения на R_s было заметным в области $V \approx 0.08$ В, его величина должна быть по крайней мере на 2 порядка больше найденного значения R_s . В работе [5] было сделано предположение, что диодная структура, сформированная в результате ионного травления, содержит между n^+ - и p -областью высокоомный слой подобно тому, как это имеет место в ионно-имплантированных n^+-p-p -переходах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [6]. Чтобы объяснить резкое ослабление влияния в области $V > 0.3$ В, приходится кроме того допустить, что проводимость этого слоя настолько сильно модулируется инжектированными в него электронами из n^+ -слоя, что сопротивление при больших прямых токах становится уже намного меньше сопротивления подложки. Более реалистичным, по-видимому, представляется другое объяснение, основывающееся на учете особенностей самой рекомбинации в $p-n$ -переходе без высокоомного p^- -слоя, но в узкозонном полупроводнике, каким является $\text{Hg}_{0.89}\text{Mn}_{0.11}\text{Te}$.

Согласно теории Саа–Нойса–Шокли [7] наиболее эффективные центры рекомбинации расположены ниже дна зоны проводимости на расстоянии [8]

$$E_t = \frac{E_g}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{\tau_{p0} N_c}{\tau_{n0} N_v} \right), \quad (1)$$

где N_c и N_v — эффективные плотности состояний соответственно в зоне проводимости и валентной зоне, пропорциональные $m_e^{3/2}$ и $m_h^{3/2}$ (m_e, m_h — эффективные массы электрона и дырки), τ_{n0} и τ_{p0} — времена жизни соответственно электрона и дырки.

Из (1) следует, что в случае широкозонного полупроводника рекомбинационные центры можно считать расположенными практически посередине запрещенной зоны. Однако для узкозонного полупроводника ($m_e \ll m_h, N_c \ll N_v$) второе слагаемое в правой части (1) становится заметным по сравнению с $E_g/2$. Кроме того, становится сравнимой с $E_g/2$ глубина залегания уровня Ферми $\Delta\mu$ в p - и n -областях (в подложке $\Delta\mu$ определяется равенством $p = N_v \exp(-\Delta\mu/kT)$, и для $p = 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$

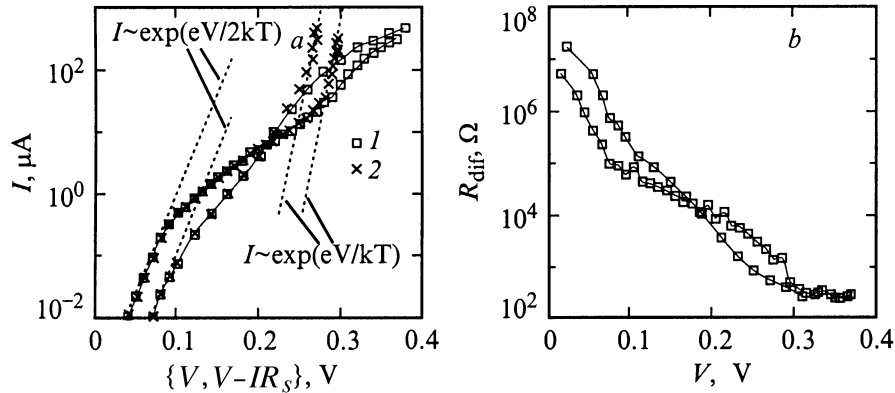


Рис. 1. *a* — вольт-амперные характеристики $n^+ - p$ -переходов на основе $\text{Hg}_{0.89}\text{Mn}_{0.11}\text{Te}$ (I), а также зависимости I от $V - IR_s$ ($I \cdot 2$). *b* — зависимости дифференциального сопротивления от напряжения для тех же диодов.

составляет ~ 0.03 эВ при $T = 77$ К). Это и приводит к существенным изменениям зависимости от напряжения рекомбинационного тока, который определяется формулой [7]

$$I = A \frac{en_i}{\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}} \text{sh} \left(\frac{eV}{2kT} \right) \int_0^w f(x) dx. \quad (2)$$

Здесь A — площадь диода, n_i — собственная концентрация носителей, W — ширина обедненного слоя, $f(x)$ — функция, зависящая не только от координаты x , но и от τ_{n0} , τ_{p0} , N_c , N_v , а также от E_t . Для несимметричного $n^+ - p$ -перехода выражение для $f(x)$ можно записать в виде [8]

$$f(x) = \left[\exp \left(-\frac{eV}{kT} \right) \text{csh} \left(\frac{E_g^* - 2E_t^*}{2kT} \right) + \text{csh} \left(\frac{E_g^* - eV - 2\varphi(x)}{2kT} \right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где $E_t^* = E_t - \Delta\mu$, $E_g^* = E_g - 2\Delta\mu + kT(\tau_{p0}N_c/\tau_{n0}N_v)$, $\Delta\mu$ — уже упоминавшаяся глубина залегания уровня Ферми в объеме полупроводника, $\varphi(x)$ — распределение энергии носителя в обедненном слое. В данном случае мы имеем дело с резким несимметричным $n^+ - p$ -переходом, когда обедненный слой расположен в менее легированной p -области, т.е. $\varphi(x) = (\varphi_0 - eV) \times (1 - x/W)^2$ (φ_0 — высота барьера в равновесии).

На рис. 2 представлены результаты расчета тока по формуле (2) с учетом (3). Если положить $m_e = m_h$, $E_t = E_g/2$ и $\tau_{n0} = \tau_{p0}$, то рассчитанная кривая практически совпадает с описываемой выражением

$$I = A \frac{en_i W}{\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}} \frac{2kT}{\varphi_0 - eV} \left[\exp \left(\frac{eV}{2kT} \right) - 1 \right], \quad (4)$$

которое можно получить из (2), заменяя интегрирование по x умножением максимального значения подынтегральной функции на ее полуширину [8].

Если же принять $m_e = 0.01m_h$ для $\text{Hg}_{0.89}\text{Mn}_{0.11}\text{Te}$ [9], а глубину залегания рекомбинационного уровня E_t определяемой выражением (1), то рассчитанная зависимость заметно отклоняется от (4), подобно тому, как это наблюдается на экспериментальных кривых в области $0.08 < V < 0.2$ В (рис. 1), где диффузионный ток пренебрежимо мал. Количественное сопоставление результатов расчета в области $V < 0.08$ В не имеет особого смысла, поскольку не учитывается различие τ_{n0} и τ_{p0} , т.е. времен жизни электронов и дырок при условии, что центры рекомбинации (ловушки) соответственно полностью пусты и полностью заполнены электронами [7]. Можно лишь предположить, что учет различия τ_{n0} и τ_{p0} не может качественно изменить поведение зависимости $I(V)$ в области $V < 0.08$ В.

Заметим, что для количественного совпадения расчетных кривых с экспериментом в области $V < 0.08$ В эффективное время жизни $\tau_0 = \sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}$ нужно положить равным $10^{-5} - 10^{-6}$ с (для разных диодов), что согласуется с результатами, полученными ранее [2,9]. Следует также отметить, что значение такой важной

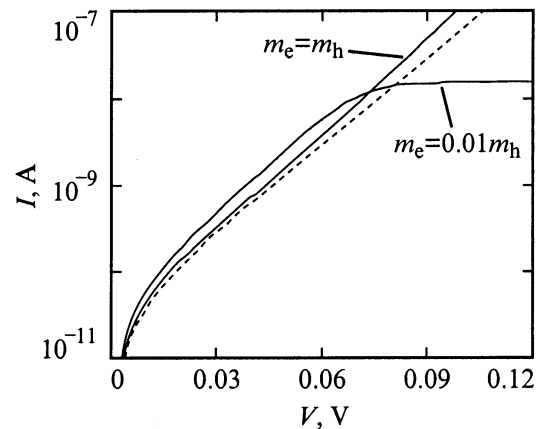


Рис. 2. Рекомбинационные токи, рассчитанные по формуле (2) с учетом (3) для $m_e = m_h$ и $m_e = 0.01m_h$. Штриховая линия — ток, рассчитанный по (4). $T = 80$ К.

характеристики, какой является произведение R_0A [1,2,9], для исследованных диодов (с длинноволновой отсечкой ~ 7 мкм) может достигать ~ 500 Ом \cdot см².

Список литературы

- [1] A. Rogalski. Infr. Phys., **28**, 139 (1988).
- [2] A. Rogalski, J. Rutkowski. Infr. Phys., **29**, 887 (1989).
- [3] P. Brogowski, M. Mucha, J. Piotrowski. Phys. St. Sol., **114**, K37 (1989).
- [4] K.A. Kosyachenko, I.M. Rarenko, O.O. Bodnaruk, Sun Weiguo, Lu Zheng Xiong. Sci. Bull. Chernovtsy University. Physics, **40**, 59 (1998).
- [5] Л.А. Косяченко, И.М. Раренко, О.А. Боднарук, Сун Вейгуа. ФТП, **33**, 1438 (1999).
- [6] L.O. Budulac. J. Cryst. Growth, **86**, 723 (1988).
- [7] C. Sah, R. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [8] L.A. Kosyachenko, V.P. Makhniy, I.V. Potykevich. Ukr. Phys. J., **23**, 279 (1978).
- [9] A. Rogalski. Infr. Phys., **31**, 117 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

Peculiarities of generation–recombination processes in HgMnTe $p-n$ junctions

L.A. Kosyachenko, S.E. Ostapov, Sun Weiguo*

Chernovtsy University
274012 Chernovtsy, Ukraine

* Luoyang Optoelectronics Institute, PO Box 030,
471009 Luoyang, Henan, P.R. China

Abstract New experimental results on charge transport in Hg_{1-x}Mn_xTe ($x \approx 0.11$) $p-n$ junctions are reported. The observed characteristics are interpreted in terms of the Sah–Noyce–Shockley theory with regard to peculiarities of carrier recombination in a narrow-gap semiconductor.