

06;07;12

## Электрические свойства поверхностно-барьерной фотодиодной структуры на основе HgInTe

© Л.А. Косяченко, Ю.С. Паранчич, В.Н. Макогоненко, В.М. Склярчук, Е.Ф. Склярчук, И.И. Герман

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

(Поступило в Редакцию 20 августа 2002 г.)

Исследованы поверхностно-барьерные фотодиоды, полученные вакуумным напылением полупрозрачного слоя золота на монокристаллы  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ . Приведены вольт-амперные характеристики при температурах 5–50°C и спектры фоточувствительности в актуальном для волоконно-оптической связи диапазоне 0.6–1.8  $\mu\text{m}$ . Механизмы переноса заряда интерпретируются в рамках генерации-рекомбинации в области пространственного заряда диодной структуры.

### Введение

Работа волоконно-оптических линий связи предполагает наличие высокоэффективных быстродействующих фотоприемников. В кварцевом световолокне наименьшие потери приходятся на длину волны около 1.55  $\mu\text{m}$  (и несколько большие на 1.3  $\mu\text{m}$ ), поэтому кремниевые фотодиоды для этой цели не подходят, а германиевые имеют относительно большие темновые токи. С точки зрения спектрального согласования требованиям волоконной связи удовлетворяет твердый раствор  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Эпитаксиальные слои этого материала выращиваются на подложке из  $\text{InP}$ , причем наилучшее согласование параметров кристаллических решеток достигается для  $x = 0.53$ , когда ширина запрещенной зоны  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  составляет  $E_g = 0.74 \text{ eV}$ , а длина волны, соответствующая краю поглощения, — 1.68  $\mu\text{m}$ . Для устранения нежелательного влияния потенциального барьера на границе раздела  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-InP}$  в структуру может вводиться дополнительный промежуточный слой из четверного твердого раствора  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  ( $x = 0.6-0.7$ ,  $y = 0.6-0.9$ ) [1].

В работах [2,3] описан другой фотоприемник для обсуждаемой спектральной области — диодная структура на основе соединения  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ , обеспечивающая практически 100%-ный внутренний выход фотоэлектрического преобразования. Специфической особенностью этого материала является большая концентрация электрически нейтральных катионных вакансий, что делает его малочувствительным ко многим примесям, а также радиационно стойким [4]. Хотя запрещенная зона  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$  не намного шире, чем у  $\text{Ge}$  (всего на  $\sim 0.06 \text{ eV}$ ), концентрация неосновных носителей, в значительной степени определяющая обратные токи диодной структуры, оказывается при комнатных температурах примерно на порядок меньшей. Все это свидетельствует о перспективности  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$  фотодиодов.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования и физическая интерпретация механизмов переноса заряда в  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$  фотодиод-

ных структурах. Эти вопросы, не затронутые в предшествующих публикациях, имеют непосредственную связь с эффективностью фотоэлектрического преобразования, темновыми токами и быстродействием прибора.

### Монокристаллы

Для изготовления диодных структур использовались монокристаллы  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$   $n$ -типа проводимости, выращенные методом Бриджмена. Концентрация электронов, найденная из измерений эффекта Холла и проводимости, составляет  $8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , подвижность — 140–150  $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ . На рис. 1 представлена кривая оптического пропускания  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$   $T$  в широком диапазоне длин волн  $\lambda$  (разрыв кривой обусловлен использованием двух спектральных приборов). Обращает на себя внимание, что для пластины толщиной 1 mm максимальное значение пропускания  $T$  составляет 70–71% — свидетельство достаточно высокого качества монокристалла. Принимая, что при такой прозрачности потери обусловлены только отражением, т.е. с учетом много-

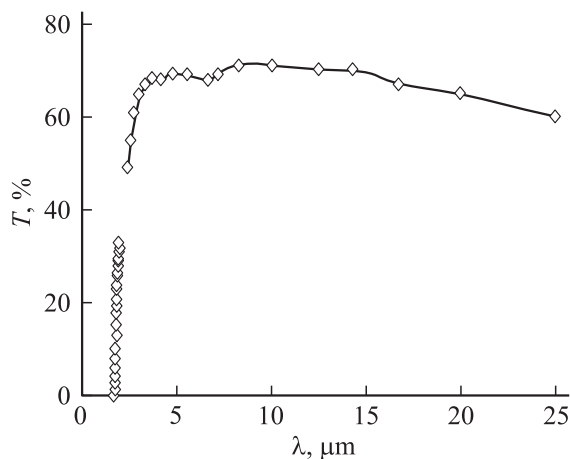


Рис. 1. Спектр пропускания монокристалла  $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$  при 300 K.

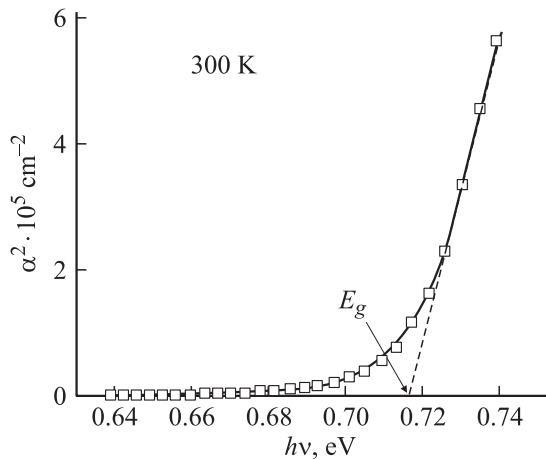


Рис. 2. Сопоставление кривой поглощения в области края поглощения с зависимостью  $\alpha \sim (hv - E_g)^{1/2}$ .

кратных отражений  $T = (1 - r)/(1 + r)$  [5], получим для коэффициента отражения  $r = 0.17$ . Хотя коэффициент отражения — спектрально зависящая величина, полученное значение  $r$  можно, не внося существенных ошибок, использовать для нахождения всей кривой поглощения. В общем случае коэффициент поглощения  $\alpha$  связан с  $T$  и толщиной образца  $d$  выражением [5]

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{(1 - r)^2}{2T} + \left[ \frac{(1 - r)^4}{4T^2} + R^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (1)$$

Рассчитанная по формуле (1) зависимость  $\alpha$  от энергии фотона  $hv$  представлена на рис. 2. Результаты представлены в координатах  $\alpha^2$  от  $hv$  с учетом того, что для прямозонного полупроводника, каковым является  $Hg_3In_2Te_6$  [4], в области края поглощения  $\alpha \sim (hv - E_g)^{1/2}$ , т.е. в используемых координатах зависимость  $\alpha(hv)$  изображается прямой линией, отсекающей ось абсцисс в точке  $hv = E_g$ . Из рисунка следует, что для  $Hg_3In_2Te_6$  величина  $E$  близка к 0.72 eV, что согласуется с имеющимися литературными данными [4].

### Диодные структуры и их свойства

Фоточувствительная барьерная структура создавалась напылением полупрозрачного слоя золота ( $\sim 200 \text{ \AA}$ ) в вакууме не хуже  $10^{-6}$  Торг на  $Hg_3In_2Te_6$  пластины, тщательно отполированные и подвергнутые бомбардировке ионами Ag (ионно-лучевое травление) при энергии 500–700 eV и плотности тока  $20 \text{ mA/cm}^2$  в течение 5 min. Омический контакт к подложке создавался вплавлением индия.

На рис. 3 представлены вольт-амперные характеристики Au–HgInTe диода площадью  $1 \text{ mm}^2$ , измеренные при трех температурах 5, 20 и  $50^\circ\text{C}$ , а на рис. 4 — спектр его фоточувствительности в диапазоне  $0.6\text{--}1.8 \mu\text{m}$  при 25 K.

Как видно, спектр чувствительности диода перекрывает весь диапазон длин волн, используемых в кварцевых световолокнах: 0.65, 0.84, 1.3 и  $1.55 \mu\text{m}$ . Токовая чувствительность вполне приемлема для практического использования, но, очевидно, может быть заметно повышена за счет утончения полупрозрачного золотого электрода до 80–100 Å. Темновые обратные токи диода по величине такие же, как и у лучших Ge фотодиодов той же площади, но примерно на порядок больше, чем у  $In_xGa_{1-x}As$   $p\text{--}n$ -переходов, предназначенных для работы на длине волны  $1.55 \mu\text{m}$  (см., например, [6]).

Проанализируем механизм переноса заряда и возможности уменьшения обратных токов в исследуемых Au–HgInTe диодах.

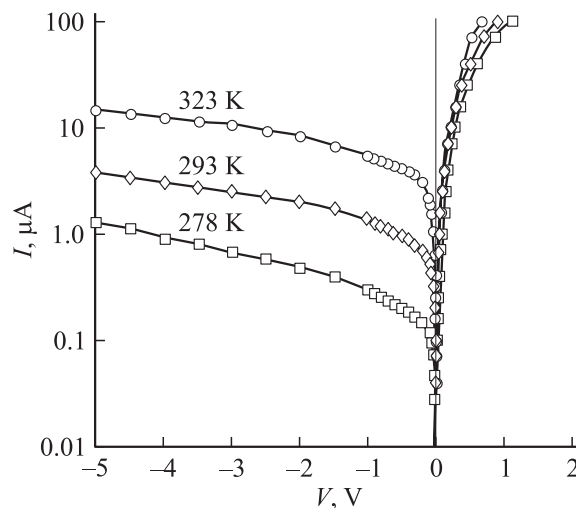


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики Au–HgInTe диода при трех температурах.

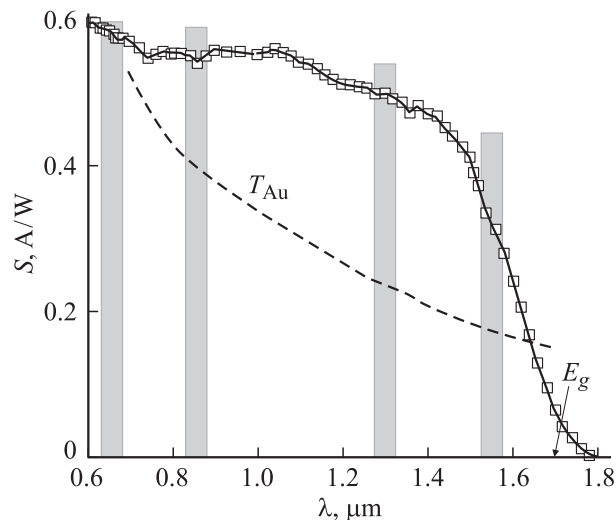


Рис. 4. Спектр фоточувствительности Au–HgInTe диода при 300 K. Штриховая линия — пропускание золота толщиной  $200 \text{ \AA}$  на кварцевой пластине. Показаны четыре спектральные области, используемые в волоконно-оптических линиях связи.

Довольно быстрое, хоть и сублинейное, возрастание обратного тока с напряжением и сильная его зависимость от температуры позволяют предположить его термогенерационную природу. На первый взгляд такое предположение может показаться сомнительным, поскольку на прямой ветви отсутствует характерная для рекомбинационного тока зависимость от напряжения  $I \sim \exp(eV/2kT)$  [7]. Следует, однако, заметить, что такая зависимость получена для  $p$ - $n$ -перехода [8]. В случае диода Шоттки она выполняется только при наличии у поверхности полупроводника инверсного слоя, т.е. когда высота барьера  $\phi_0$  больше  $E_g/2 - \Delta\mu$  ( $\Delta\mu$  — расстояние уровня Ферми от дна зоны проводимости в нейтральной части полупроводника) и, кроме того, при не очень больших прямых смещениях [9]. Если эти условия не выполняются, рекомбинационный ток возрастает с напряжением гораздо слабее, чем  $I \sim \exp(eV/2kT)$ .

В общем случае зависимость  $I(V)$  можно найти, интегрируя скорость рекомбинации  $U(x)$  по всей области пространственного заряда диодной структуры,

$$I = Ae \int_0^w U(x) dx,$$

где  $A$  — площадь диода;  $W$  — ширина пространственного заряда, равная  $(2\varepsilon\varepsilon_0(\phi_0 - eV)/e^2N_d)^{1/2}$ ;  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника и электрическая постоянная;  $N_d$  — концентрация нескомпенсированных доноров.

Согласно статистике рекомбинации Шокли–Рида

$$U(x, V) = \frac{n(x, V)p(x, V) - n_i^2}{\tau_{p0}[n(x, V) + n_1] + \tau_{n0}[p(x, V) + p_1]}, \quad (2)$$

где  $n(x, V)$  и  $p(x, V)$  — неравновесные концентрации носителей соответственно в зоне проводимости и валентной зоне,  $n_i$  — их собственная концентрация,  $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$  — эффективные времена жизни соответственно электронов и дырок в области пространственного заряда.

Величины  $n_1$  и  $p_1$  численно равны равновесным концентрациям электронов и дырок при условии, что уровень Ферми совпадает с уровнем центра рекомбинации  $E_t$ , т.е.  $n_1 = N_c \exp(-E_t/kT)$ ,  $p_1 = N_v \exp[-(E_g - E_t)/kT]$ .

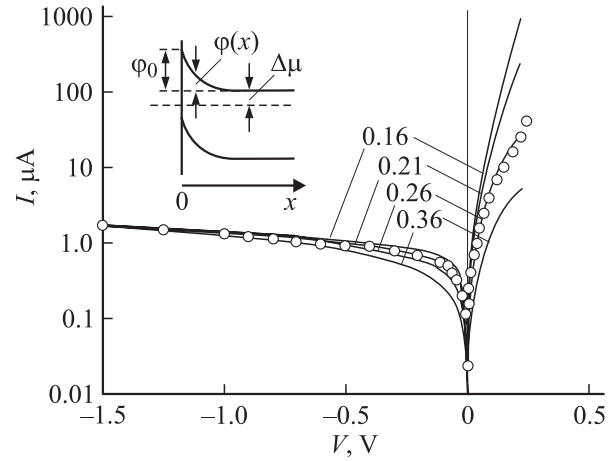
Если энергию отсчитывать от дна зоны проводимости в нейтральной части кристалла, концентрация электронов и дырок в сечении  $x$  при напряжении  $V$  определяется выражениями (вставка на рис. 5)

$$n(x, V) = N_c \exp \left[ -\frac{\Delta\mu + \phi(x, V)}{kT} \right], \quad (3)$$

$$p(x, V) = N_v \exp \left[ -\frac{E_g - \Delta\mu - \phi(x, V) - eV}{kT} \right], \quad (4)$$

где  $\phi(x, V)$  — ход потенциальной энергии в области пространственного заряда

$$\phi(x, V) = (\phi_0 - eV) \left( 1 - \frac{x}{W} \right)^2. \quad (5)$$



**Рис. 5.** Сопоставление измеренной (кружки) с рассчитанными вольт-амперными характеристиками при различной глубине генерационно-рекомбинационного уровня  $E_t$  (сплошные кривые) при 293 К. Цифры у кривых — значения  $E_t$  в эВ. На вставке — используемая энергетическая диаграмма перехода.

Необходимые для расчета тока параметры — высота барьера  $\phi_0$  и глубина залегания генерационно-рекомбинационного центра  $E_t$  неизвестны. Дело, однако, облегчается тем, что, как показано в [9], обратный генерационный ток  $I_g$  при  $eV \gg kT$  определяется выражением

$$|I_g| = \frac{ep_1W}{\tau_{p0}} \frac{\sqrt{E_g - \Delta\mu - E_t - eV} - \sqrt{E_t - \Delta\mu}}{\sqrt{\phi_0 - eV}}. \quad (6)$$

Из этого выражения следует, что  $I_g$  не зависит от  $\phi_0$  ( $W \sim (\phi_0 - eV)^{1/2}$ ), а при повышенных обратных смещениях, кроме того, его функциональная зависимость от  $V$  становится одинаковой при любом  $E_t$  (величина тока сильно зависит от  $E_t$ ). Формула (6) справедлива для уровней  $E_t$ , расположенных в верхней половине запрещенной зоны. Для уровней, расположенных в нижней половине запрещенной зоны, поведение тока аналогично [9].

Таким образом, для сопоставления (1) с экспериментом необходимо, задавшись разумным значением  $\phi_0$ , рассчитать токи при различных  $E_t$  и подбором множителей совместить все рассчитанные кривые, а также экспериментальную кривую в области повышенных обратных смещений. Далее, варьируя значением  $\phi_0$ , нужно добиться наилучшего совпадения рассчитанной и измеренной зависимостей при прямых смещениях. Результаты такой процедуры расчетов представлены на рис. 5. Эффективная масса электронов  $m_e$  принята равной  $0.47m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), дырок —  $m_h = 1.35m_0$  [4],  $\Delta\mu = kT \ln(N_c/n) = 0.235$  эВ при 296 К. Как видно, ход обратного тока и выпрямляющие свойства диода зависят от  $E_t$ . Сравнение результатов расчета с экспериментом при обратных смещениях показывает, что глубина залегания генерационно-рекомбинационного центра составляет 0.21–0.26 эВ. Для наилучшего совпадения измеренной и рассчитанной прямой ветви высоту барьера  $\phi_0$

следует принять равной 0.37 eV. Расчет прямого тока ограничен  $V < 0.25$  V, поскольку при больших напряжениях вступает в игру надбарьерный термоэлектронный ток. При найденных  $\Delta\mu$  и  $\varphi_0$  термоэлектронный ток насыщения  $I_s = AA^* T^2 \exp[-(\varphi_0 + \Delta\mu)/kT]$  при 296 K равен  $3 \cdot 10^{-9}$  A ( $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона), т.е. довольно мал по сравнению с генерационным. К тому же область повышенных прямых смещений не представляет интереса при использовании прибора как фотодиода.

Следует отметить, что в формулу (2) входят времена жизни носителей  $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$ , влияющие, однако, только на величину тока через диод. Это обстоятельство позволяет найти их значения, сшивая рассчитанный и измеренный ток в той области напряжений, где он не зависит от других параметров ( $E_t$  и  $\varphi_0$ ), т.е. при повышенных обратных смещениях. Совпадение результатов расчета с экспериментом в этой области напряжений достигается при  $\tau_{n0} = \tau_{p0} = 8 \cdot 10^{-8}$  s для  $E_t = 0.26$  eV и  $\tau_{n0} = \tau_{p0} = 1.5 \cdot 10^{-8}$  s для  $E_t = 0.26$  eV.

Таким образом, использованная процедура обработки результатов эксперимента позволяет довольно точно определить неизвестные параметры диодной структуры: высоту барьера  $\varphi_0$ , времена жизни носителей в области пространственного заряда  $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$  и глубину залегания генерационно-рекомбинационных уровней  $E_t$ . С практической точки зрения важным является то, что обратные токи в исследуемых Au–HgInTe диодах определяются генерацией носителей в обедненной области барьерной структуры, т.е. в первую очередь величиной  $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$ . Обратные токи Au–HgInTe диодов, следовательно, можно уменьшить, используя более чистые и структурно совершенные кристаллы ( $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$  обратно пропорциональны концентрации генерационно-рекомбинационных уровней).

## Заключение

Получены эффективные Au–HgInTe фотодиоды, область чувствительности которых перекрывает весь диапазон длин волн, используемый в волоконно-оптических линиях связи. Электрические характеристики диодов находят количественное описание в рамках модели генерации–рекомбинации в области пространственного заряда с учетом особенностей происходящих процессов в поверхностно-барьерной структуре. Глубина залегания генерационно-рекомбинационных уровней 0.21–0.26 eV, эффективное время жизни носителей  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  s.

## Список литературы

- [1] *Streetman B.G., Banerjee S.* Solid State Electronic Devices. 5<sup>th</sup> ed. New Jersey: Prentice Hall, 2000.
- [2] *Малик А.И., Грушка Г.Г., Тевс Н.Р.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 6. С. 146–147.

- [3] *Малик А.И., Грушка Г.Г.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 188–190.
- [4] *Грушка Г.Г., Грушка З.М., Говалешко Н.П.* // УФЖ. 1985. Т. 30. № 2. С. 304–307.
- [5] *Панков Ж.* Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973.
- [6] Products of GPD Optoelectronics Corp. <http://www.gpd-ir.com>.
- [7] *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.
- [8] *Sah C., Noyce R., Shockley W.* // Proc. IRE. 1957. Vol. 45. P. 1228.
- [9] *Косяченко Л.А., Махний В.П., Потыкевич И.В.* // Укр. физ. журн. 1978. Т. 23. № 2. С. 279.