

06;12

## О механизмах токопрохождения в гетероструктуре $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}p\text{-GaSe}$

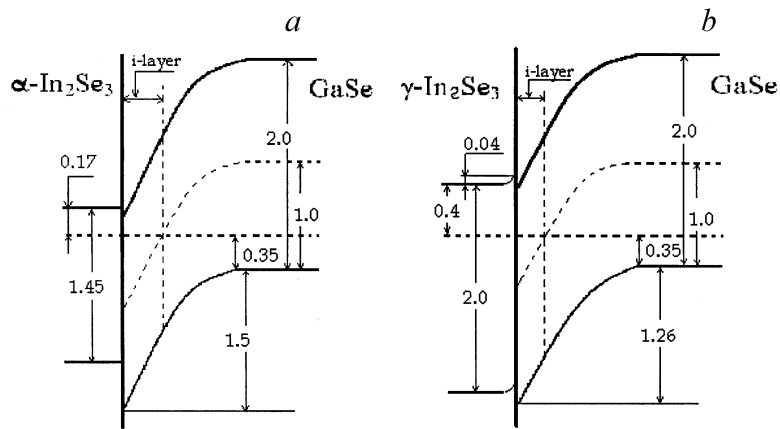
© С.И. Драпак, З.Д. Ковалюк, В.В. Нетяга, В.Б. Орлецкий

Институт проблем материаловедения им. Францевича НАН Украины,  
Черновицкое отделение  
E-mail: chimsp@unicom.cv.ua

Поступило в Редакцию 5 февраля 2002 г.

Представлены результаты исследования вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик впервые изготовленной фоточувствительной радиационно-стойкой анизотропной гетероструктуры  $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}p\text{-GaSe}$ . Показано, что электрические свойства гетероструктуры зависят от способа изготовления, что обусловлено изменением зонных параметров селенида индия.

Селениды галлия GaSe и индия  $\text{In}_2\text{Se}_3$  принадлежат к широкому классу слоистых полупроводников. И если первый из них является хорошо известным полупроводником, на основе которого создан ряд фоточувствительных диодных структур, например [1,2], то второй — мало исследованный материал. В литературе существует всего несколько работ, посвященных исследованию оптических и электрических свойств  $\text{In}_2\text{Se}_3$  [3–5]. Отличительной особенностью  $\text{In}_2\text{Se}_3$  является значительная дефектность структуры, а следовательно, и повышенная радиационная стойкость. В настоящем сообщении приведены результаты исследования механизмов токопереноса в зависимости от способа изготовления фоточувствительных радиационно-стойких гетероструктур  $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-GaSe}$ , которые могут представлять интерес для оценки путей оптимизации основных фотоэлектрических характеристик.



**Рис. 1.** Зонная диаграмма ГП  $\text{In}_2\text{Se}_3$ -GaSe, изготовленного методом посадки на оптический контакт (a) и методом вакуумного напыления (b) в условиях термодинамического равновесия. Все величины указаны в электрон-вольтах.

Гетеропереходы (ГП) создавались двумя способами: методом посадки на оптический контакт (толщина пластины из GaSe составляла  $1 \div 1.2 \text{ mm}$ , а из  $\text{In}_2\text{Se}_3$  —  $0.1 \div 0.12 \text{ mm}$ ) и методом вакуумного напыления  $\text{In}_2\text{Se}_3$  на свежеосколотые подложки из GaSe при давлениях не ниже чем  $2 \cdot 10^{-5} \text{ mm Hg}$  (температура подложки составляла  $\approx 150^\circ \text{ C}$ ). Для изготовления (ГП) использовался моноселенид галлия  $p$ -типа с концентрацией носителей заряда  $p \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  и  $\text{In}_2\text{Se}_3$   $n$ -типа проводимости со структурой гексагональной  $\alpha$ -фазы (ширина запрещенной зоны  $E_g = 1.42 \text{ eV}$  [3]), выращенный методом Бриджмена, с  $n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Концентрация носителей заряда в обоих полупроводниках определялись из холловских измерений при комнатной температуре. Омические контакты изготовлялись с помощью In-Ga амальгамы с последующим вплавлением индия со стороны  $\text{In}_2\text{Se}_3$  и контактола на основе серебряной пасты со стороны GaSe. Созданные таким образом структуры являются перспективными для использования в качестве фоточувствительных устройств. Так, например, при освещении ГП светом мощностью  $100 \text{ mW/cm}^2$  напряжение холостого хода было равным  $\sim 0.35$  и  $0.72 \text{ V}$  для структур, изготовленных методом оптического контакта и методом вакуумного напыления соответственно. Как показали измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ), данные структуры

обладают ярко выраженными диодными свойствами в исследованном диапазоне температур (233–333 К): при напряжении  $1.5 \div 2$  В прямой ток превышает обратный более чем в  $10^3$  раз. На рис. 1 представлены зонные диаграммы гетероструктур  $\text{In}_2\text{Se}_3$ –GaSe, приготовленных различными способами. При построении диаграмм использовались данные о физических параметрах GaSe [6],  $\text{In}_2\text{Se}_3$  [3–5], концентрациях основных носителей в полупроводниках и величинах диффузионного потенциала  $\varphi_0$ , определенных из вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Учитывался и факт различия фазовых составов термически осажденных пленок  $\text{In}_2\text{Se}_3$  и этого же материала, использованного для получения ГП методом оптического контакта. Анализ полученных рентгенодифрактограмм засвидетельствовал, что пленки состоят в основном из  $\text{In}_2\text{Se}_3$   $\gamma$ -модификации с  $F_g = 2.0$  eV [3]. Кроме того, в пленках существует фаза гексагонального  $\alpha$ - $\text{In}_2\text{Se}_3$  и фаза свободного индия. Измеренная при комнатной температуре равновесная концентрация носителей заряда в пленках составляла  $n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Толщина области пространственного заряда (ОПЗ) определялась согласно формуле [7]:

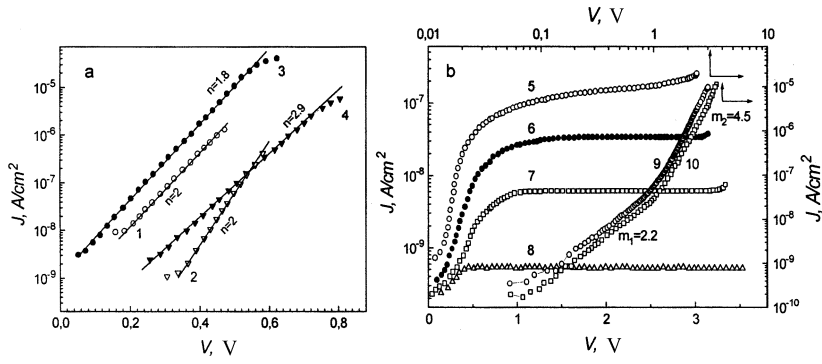
$$W = [(2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p(\varphi_0 - eV)(p - n)^2)/(e(\varepsilon_n n + \varepsilon_p p)np)]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_n$ ,  $\varepsilon_p$  — диэлектрические проницаемости вакуума,  $\text{In}_2\text{Se}_3$  и GaSe соответственно и при  $\varepsilon_n = 9.53$  [3],  $\varepsilon_p = 8.86$  [6] составляла  $5 \cdot 10^{-4}$  см для оптического контакта и  $3 \cdot 10^{-4}$  см для ГП, изготовленного методом вакуумного напыления.

Следует отметить, что величины контактной разности потенциалов, определенные из ВФХ (рис. 1) и рассчитанные по формуле [7]:

$$e\varphi_0 = (\chi_p + E_{gp} - E_{Fp}) - (\chi_n + E_{Fn}), \quad (2)$$

в предположении, что сродство к электрону для селенидов индия есть величина приблизительно одинаковая (по аналогии с [8]) и составляет  $\chi_n = 3.6$  eV [9], хорошо согласовались между собой. В (2)  $\chi_{p,n}$  — электронное сродство,  $E_{Fp}, E_{Fn}$  — положение уровня Ферми для полупроводников  $p$ - и  $n$ -типов соответственно,  $E_{gp}$  — ширина запрещенной зоны полупроводника  $p$ -типа. При расчете принималось, что для GaSe  $\chi_p = 3.6$  eV [10]. Это обстоятельство, а также типичные для резких  $p$ – $n$ -переходов или барьеров Шоттки ВФХ гетероструктур  $\text{In}_2\text{Se}_3$ –GaSe, созданных обоими способами, свидетельствуют о пренебрежительно малом влиянии инверсионного слоя в GaSe, возникающего в результате значительного изгиба зон (рис. 1).

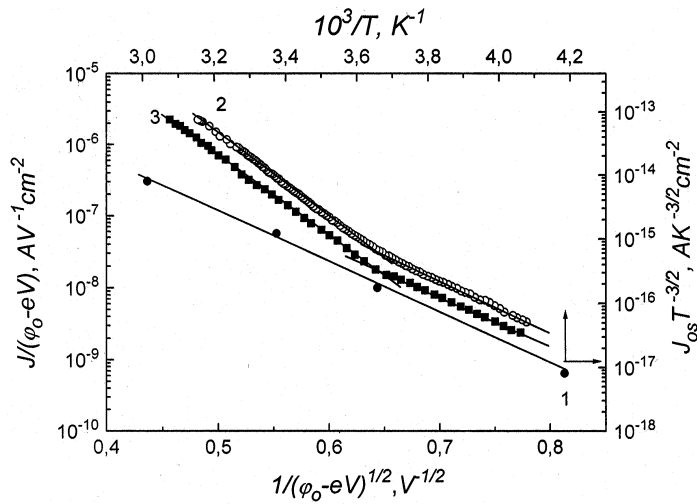


**Рис. 2.** Прямые (а) и обратные (б) ветви ВАХ ГП  $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-GaSe}$ , изготовленного методом посадки на оптический контакт (зависимости 1, 2, 5-8) и методом вакуумного напыления (зависимости 3, 4, 9, 10) при температурах  $T, \text{K}$ : 1, 3, 5, 9 — 333; 6 — 296; 7 — 274; 2, 4, 8, 10 — 240.

Для определения механизмов прохождения тока в гетероструктурах измерялись ВАХ в прямом и обратном направлениях.

**1. ГП, созданные методом оптического контакта.** В области прямых смещений ( $0.1 \div 0.6 \text{ V}$ ), когда падением напряжения на базовом полупроводнике можно пренебречь, ВАХ ГП описывается экспоненциальным законом:  $I \sim \exp(eV/nkT)$ , где диодный коэффициент сохраняет значение  $n = 2$  во всем интервале исследуемых температур  $T = 239 \div 332 \text{ K}$  (рис. 2 а, зависимости 1, 2). Согласно теории Саа-Нойса-Шокли [7], такой наклон ВАХ характерен для рекомбинационных процессов в ОПЗ при малых уровнях инжекции. Однако определенная из наклона температурной зависимости рекомбинационного тока насыщения (рис. 3, зависимость 1) энергия не равна половине запрещенной зоны GaSe ( $E_{gp}/2 = 1 \text{ eV}$ ), а составляет  $0.58 \text{ eV}$ , что значительно меньше ожидаемой величины. Такая разница объясняется тем, что рекомбинация происходит не через простые единичные центры, а через донорно-акцепторные пары. В этом случае температурная зависимость  $J_{0s}$  от  $T$  несколько другая, чем для рекомбинации через простые единичные центры:

$$J_{0s} \sim \exp[-(E_{gp} - \Delta E_t)/2kT] = \exp(-E'_{gp}/2kT), \quad (3)$$



**Рис. 3.** Температурная зависимость плотности тока насыщения  $J_{0s}$  при прямом смещении для ГП  $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-GaSe}$ , изготовленного методом посадки на оптический контакт (1), а также сопоставление формулы (9) с зависимостью обратного тока в ГП  $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-GaSe}$  изготовленного методом вакуумного напыления от напряжения при  $T$ , К: 2 — 333, 3 — 240.

где  $\Delta E_t$  — энергетическое положение примесного уровня. Принимая во внимание, что экспериментальные значения  $E'_g = 1.16 \text{ eV}$  получим глубину примесного уровня  $\Delta E_t = E_{gp} - E'_{gp} = 0.84 \text{ eV}$ . Полный обратный ток ГП при  $|eV| > 2kT$  описывается формулой [7]:

$$J_{rev} = en_i W / \tau_i + (eD_n n_{p0} / L_n + eD_p p_{n0} / L_p), \quad (4)$$

где  $n_i$  — собственная концентрация носителей тока;  $n_{p0}$ ,  $p_{n0}$  и  $D_n$ ,  $D_p$  — равновесные концентрации и коэффициенты диффузии неосновных носителей заряда в полупроводниках  $p$ - и  $n$ -типа соответственно;  $\tau_i$  — время жизни носителей заряда в ОПЗ;  $L_n$  и  $L_p$  — диффузионная длина неосновных носителей заряда в полупроводниках  $p$ - и  $n$ -типа соответственно. В формуле (4) первое слагаемое описывает процессы генерации носителей заряда в ОПЗ, второе — диффузии неосновных носителей заряда в прилегающих к ОПЗ нейтральных областях. На рис. 2, *b* представлены обратные ветви ВАХ оптического контакта

$\text{In}_2\text{Se}_3\text{-GaSe}$  при различных температурах (зависимости 5–8). Причем, поскольку насыщение не является характерным для генерационных токов, то при обратном смещении  $|V| \geq 1 \text{ V}$  при комнатной температуре доминирующим механизмом токопереноса становится диффузия неосновных носителей заряда: дырок из  $\text{In}_2\text{Se}_3$  и электронов из  $\text{GaSe}$ . Участки, на которых обратный ток выходит на насыщение, характерны для диффузионных токов в структурах с толстой базой [7]. Однако, как известно, с увеличением температуры вклад диффузионных токов в общий ток должен возрастать и при увеличении температуры должны были бы наблюдаться более протяженные участки тока насыщения [7]. Экспериментальные данные в нашем случае свидетельствуют об обратной тенденции. Наибольший участок тока насыщения наблюдается при  $T = 240 \text{ K}$ , а при температурах выше комнатной обратные ВАХ уже практически не выходят на насыщение. Такое поведение не может быть объяснено увеличением роли генерационных токов (первое слагаемое в формуле (4)), поскольку с ростом температуры они растут медленнее (как  $n_i$ ), в то время как токи диффузии — быстрее (как  $n_i^2$ ). Поэтому следует предположить, что в обратный ток делают свой вклад туннелирование и токи утечки. Участки, когда доминирующим механизмом токопереноса становится туннелирование, наблюдаются при увеличении обратного смещения до  $3 \div 3.5 \text{ V}$  при комнатной температуре для различных партий образцов. При этом ВАХ может быть условно аппроксимирована выражением  $J \sim V^{4.5}$ , что соответствует мягкому пробою.

**2. ГП, созданные методом вакуумного напыления.** В этом случае значение диодного коэффициента не является постоянной величиной для всего исследуемого температурного интервала (рис. 2, а, зависимости 3, 4). При комнатной температуре  $n = 2.05$ , что, как и для оптического контакта, характерно для рекомбинации в ОПЗ. При понижении температуры до  $T = 240 \text{ K}$  диодный коэффициент близок к  $n \approx 3$ , что свидетельствует о преобладании туннелирования. При температурах выше комнатной ( $n = 1.8$ ) заметной становится диффузионная компонентна тока. Общий ток тогда можно представить:

$$J = J_d + J_{gr} + J_{tun}. \quad (5)$$

Так как оба контактирующих полупроводника не являются вырожденными, то прямое межзонное туннелирование невозможно. В это же время возможно не прямое туннелирование, когда электроны со дна

зоны проводимости  $\text{In}_2\text{Se}_3$  туннелируют на локальный уровень  $E_1$  и оттуда переходят в валентную зону  $p\text{-GaSe}$ . В этом случае

$$J_{\text{tun}} = \alpha \cdot N_1 T_i, \quad (6)$$

где  $\alpha$  — постоянная,  $N$  — плотность локальных центров на уровне  $E_1$ , а вероятность туннелирования:

$$T_i \approx \exp\left[(-4m^{*1/2}2^{1/2}E^{*3/2}\pi)/3e\hbar E\right]. \quad (7)$$

В (7)  $E^*$  — энергия туннелирования и  $E$  — электрическое поле. Подстановка в (7) выражения (6) с известным значением электрического поля в резком переходе и  $E^*$  в функции высоты барьера приводит к выражению для туннельного тока [11]:

$$J_{\text{tun}} \cong \alpha \cdot N_1 \exp[-\alpha_1(E_g - eV)], \quad (8)$$

определяющему поведение прямого тока при низких температурах. С ростом температуры механизм токопереноса начинает изменяться: преобладающий вклад начинает вносить генерационно-рекомбинационная компонента тока  $J_{gr} = (en_i W/\tau_i) \exp(eV/2kT)$ . При дальнейшем увеличении температуры заметной становится диффузионная компонента тока:  $J_d = (eD_n n_{p0}/L_n + eD_p p_{n0}/L_p) \exp(eV/kT)$ .

Обратный ток гетероструктуры практически не зависит от температуры, но вместе с тем наблюдается сильная полевая зависимость. Такое поведение тока характерно для туннелирования [12]. Причем обратные ветви при напряжении  $|V| > 0.3 \text{ V}$  могут быть аппроксимированы выражением  $J \sim V^m$  и имеют два участка в зависимости от смещения. При  $|V| < 1 \text{ V}$   $m_1 = 2.2$ , а при более высоком напряжении  $m_2 = 4.5$  (рис. 2, *b*, зависимости 9, 10). При этом, если в области с меньшими значениями  $m$ , по-видимому, туннелирование с участием локальных центров преобладает, то во второй, с показателями  $m_2$  и большим смещением имеет место межзонное туннелирование. И действительно, для барьера с параболическим ходом потенциала туннельный ток описывается выражением [7]:

$$J = A \frac{e^3 \sqrt{2m_n} V (\varphi_0 - eV)^{1/2} p}{2\pi^2 \hbar^2 \varphi_0^{1/2} (2\varepsilon\varepsilon_0 \varphi_0)^{1/2} s} \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{m_n \varepsilon \varepsilon_0}}{\hbar p^{1/2}} \frac{\varphi_0^{3/2}}{\sqrt{\varphi_0 - eV}}\right), \quad (9)$$

где  $s$  — площадь ГП,  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_0$  — диэлектрические проницаемости вакуума и полупроводника соответственно.

Согласно (9), при туннелировании носителей заряда через барьер, ВАХ структура должна быть прямой линией в координатах  $\ln(J(\varphi_0 - eV)^{-1/2})$  от  $(\varphi_0 - eV)^{-1/2}$ . Результат такого построения представлен на рис. 3 (зависимости 2, 3) и представляет собой суперпозицию двух прямых, что также свидетельствует о туннелировании через локальные центры (при малых смещениях) и о зон-зонном туннелировании (при увеличении напряжения).

В заключение отметим, что полученные данные по механизмам токопереноса в структурах  $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-GaSe}$  следует учитывать при реализации возможных прикладных применений, в том числе в качестве радиационно-стойких преобразователей для видимой и ближней инфракрасной области.

## Список литературы

- [1] Драпак С.И., Ковалюк З.Д. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 18. С. 1–7.
- [2] Manasson V.A., Kovalyuk Z.D., Drapak S.I., Katerinchuk V.N. // Electronic Letters. 1990. V. 26. N 10. P. 664.
- [3] Julien C., Eddrief M., Balkanski M., Hatriricraniotis E., Kambas K. // Phys. Stat. Sol. 1985. V. (a) 88. N 2. P. 687–695.
- [4] De Blasi C., Drigo A.V., Micocci G., Tepore A. // J. Cryst. Growth. 1989. V. 94. N 2. P. 455–458.
- [5] Micocci G., Tepore A., Rella R., Siciliano P. // Phys. Stat. Sol. 1991. (a) 126. N 2. P. 437–442.
- [6] Landolt-Bornstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology New Ser. Group III: Crystal and Solid State Physics. V. 17, sv. F / Ed. by Madelung O. Berlin: Springer, 1983. 562 p.
- [7] Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник. М., 1975. 432 с.
- [8] Бланк Т.В., Гольберг Ю.А., Калинина Е.В. и др. // ФТП. 2001. Т. 35. В. 5. С. 550–553.
- [9] Martinez-Pastor J., Segura A., Valdes J.L., Chevy A. // J. Appl. Phys. 1987. V. 21. N 2. P. 1477–1483.
- [10] Daniels R.R., Margaritondo G., Quaresima C., Perfetti P., Levy F. // J. Vac. Sci. Technol. 1985. V. A3. P. 979–980.
- [11] Chynoweth A.Q., Feldman W.L., Logan R.A. // Phys. Rev. 1961. V. 121. P. 684.
- [12] Булярский С.В., Грушко Н.С. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. М.: МГУ, 1995. 32 с.