

06;12

Электрические и фотоэлектрические свойства гетероструктуры $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}p\text{-InSe}$

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

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

Поступило в Редакцию 25 марта 2002 г.

Исследованы вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики в температурном интервале 230–330 К и при температуре жидкого азота впервые изготовленной фоточувствительной радиационно-стойкой гетероструктуры $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}p\text{-InSe}$. Установлено, что прямые токи определяются одновременно термоэмиссией носителей заряда, которые рекомбинируют на границе раздела, и туннелированием через локальные центры. Обратные токи связаны также с туннелированием через локальные центры. Представлена спектральная зависимость относительной квантовой эффективности.

Моноселениды индия InSe и In_2Se_3 принадлежат к широкому классу слоистых полупроводников. И если на основе первого из них создан целый ряд фоточувствительных диодных структур, например [1], то второй для изготовления аналогичных устройств привлекался только однажды [2]. Принимая во внимание дефектность InSe и значительную дефектность структуры In_2Se_3 , а следовательно, и повышенную стойкость этих полупроводников к воздействию ионизирующих излучений, практический интерес представляет возможность создания фоточувствительных структур с использованием этих материалов. В настоящем сообщении приведены результаты исследования механизмов токопереноса в фоточувствительной радиационно-стойкой гетероструктуре (ГС) $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-InSe}$, которые могут представлять интерес для оценки путей оптимизации основных фотоэлектрических характеристик.

Для изготовления гетероструктур использовался InSe : Cd p - и In_2Se_3 n -типа проводимости со структурой гексагональной α -фазы. Концентрации носителей заряда в обоих полупроводниках определялись из холловских измерений и при комнатной температуре составляли $p = 5 \cdot 10^{13}$ и $n = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ для InSe и In_2Se_3 соответственно.

ГС изготавливались методом посадки на оптический контакт. Омические контакты изготавливались с помощью In–Ga амальгамы с последующим сплавлением индия со стороны In_2Se_3 и контактов на основе серебряной пасты со стороны InSe. Созданные таким образом структуры являются перспективными для использования в качестве фоточувствительных устройств. Так, например, при освещении ГС светом мощностью 100 mW/cm^2 напряжение холостого хода составляло $\sim 0.35 \text{ V}$. Были проведены измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ), их температурной зависимости, вольт-фарадных характеристик (ВФХ), зависимости емкости от частоты, а также спектральной зависимости относительной квантовой эффективности при комнатной температуре.

Как видно из рис. 1, *a*, прямые ветви ВАХ ГС In_2Se_3 –InSe можно условно разделить на два участка. Начальный участок ВАХ носит экспоненциальный характер и описывается выражением

$$J \sim \exp(eV/nkT), \quad (1)$$

где диодный коэффициент сохраняет значения $n = 1.66$ в диапазоне температур $T = 231 \div 331 \text{ K}$ (рис. 1, *a*, зависимости 1–3). Причем с уменьшением температуры величина этого участка уменьшается, и при температуре жидкого азота он совсем исчезает (рис. 1, *a*, зависимость 4). При увеличении прямого смещения ВАХ структуры с учетом влияния сопротивления базового материала при всех температурах подчиняется зависимости

$$J = J_0 [\exp(A(V - Ir)) - 1], \quad (2)$$

где r — сопротивление слоя nSe, пересчитанное из измерения импеданса структуры на различных частотах. Параметр A (наклон прямых) на этом участке практически остается одинаковым при всех температурах. Плотность тока насыщения на этом участке J_0 , как это показано на рис. 2, *a*, меняется с температурой по закону $J_0 \sim \exp(-\Delta E/kT)$ в температурном интервале $T = 231 \div 331 \text{ K}$, причем $\Delta E = 0.24 \text{ eV}$ совпадает с энергией активации акцепторного уровня в InSe [3]. Следует отметить, что если при $T = 231 \div 331 \text{ K}$ ВАХ ГС In_2Se_3 –InSe имеет хорошо выраженный диодный тип (при напряжении 1.5–2 V прямой ток превышает обратный в $\sim 10^2$ раз), то при $T = 77 \text{ K}$ ВАХ структуры представляет собой несколько асимметричную кривую. Такое поведение ВАХ исследуемой ГС может быть объяснено исходя из

сложной энергетической структуры базового p -InSe. Согласно [4], при $T < 170 \div 180$ К p -InSe ведет себя как материал n -типа проводимости. Применительно к нашему случаю это означает, что при $T = 77$ К барьер в ГС In_2Se_3 -InSe исчезает совсем или же становится очень малым; поэтому при температуре жидкого азота исследуемую структуру следует рассматривать не как диодную, а скорее, как n^+ - n -структуру или же как фотосопротивление. В последнем случае асимметричность ВАХ при $T = 77$ К является следствием нарушения омичности токового контакта со стороны InSe.

Анализ экспериментальных данных приводит к заключению, что в температурном интервале $T = 231 \div 331$ К полный ток при прямом смещении состоит из тепловой (первый) и туннельной (второй участок на ВАХ) компонент (рис. 1, *a*, зависимости I - 3). Причем, поскольку сопротивление области пространственного заряда (ОПЗ), полностью локализованной в p -InSe ($N_A/N_D \ll 1$), значительно больше, чем сопротивление In_2Se_3 , то именно здесь создается наибольшая напряженность электрического поля, а следовательно, больше и вероятность туннелирования носителей заряда (дырок) через барьер из p -InSe. Одновременно в In_2Se_3 течет термоэмиссионный ток электронов, которые рекомбинируют на границе раздела. Поскольку рекомбинационный ток обычно быстрее возрастает с напряжением, то при увеличении прямого смещения, согласно туннельно-рекомбинированной модели [5], возможен переход от характеристики, определяемой током рекомбинации, к характеристике, соответствующей туннельным токам, что и наблюдается на эксперименте. Схематически процессы, протекающие в ГС In_2Se_3 -InSe при прямом смещении, изображены на зонной диаграмме рис. 2, *b*, построенной на основе сведений о физических параметрах p -InSe [4] и In_2Se_3 [6], концентрациях носителей заряда в контактирующих полупроводниках и величины контактной разности потенциалов φ_0 , определенной из ВФХ.

Обратные ветви ВАХ ГС In_2Se_3 -InSe в температурном интервале $T = 321 \div 331$ К тоже можно условно разделить на два участка (рис. 1, *b*, зависимости I - 3). В области небольших обратных смещений ($|V| < 1$) при комнатной температуре ВАХ описывается выражением $J \sim (\varphi_0 - eV)^{1/2}$, что характерно для генерационно-рекомбинационных процессов в ОПЗ [7]. При увеличении обратного смещения ток структуры практически не зависит от температуры, но вместе с тем наблюдается значительная полевая зависимость. Такой характер

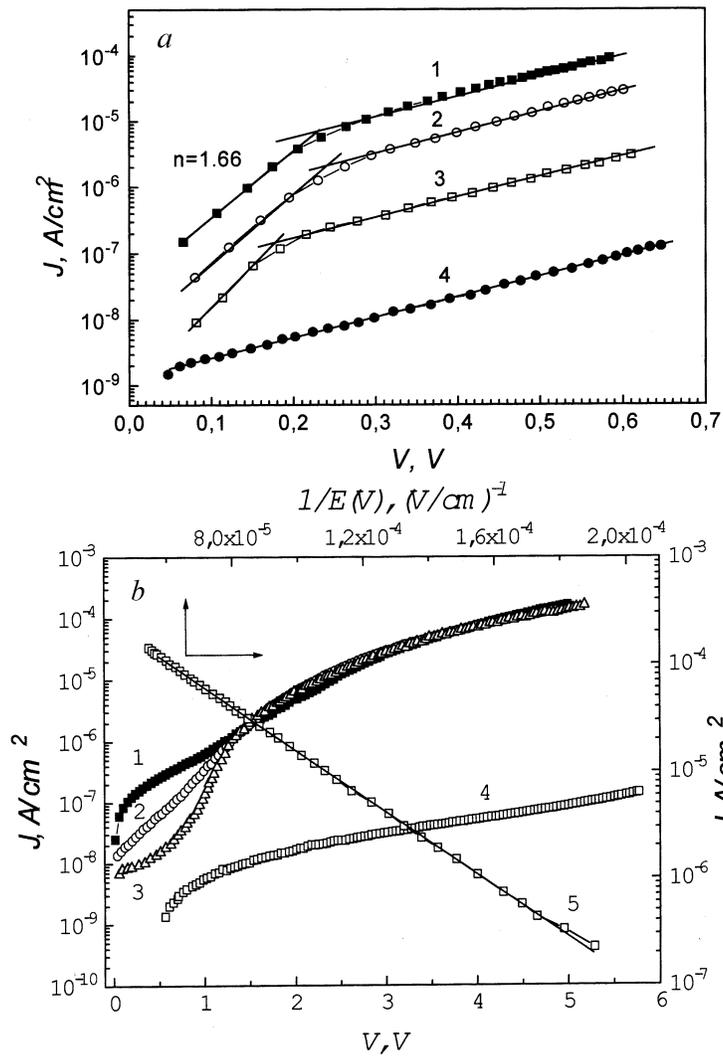


Рис. 1. Прямые (а) и обратные (b) ветви ВАХ гетероструктуры $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-InSe}$ при температурах T , К: 1 — 311, 2 — 288, 3 — 231, 4 — 77, а также обратная ветвь ВАХ в координатах $J = f(1/E(V))$ при $T = 288$ К (зависимость 5).

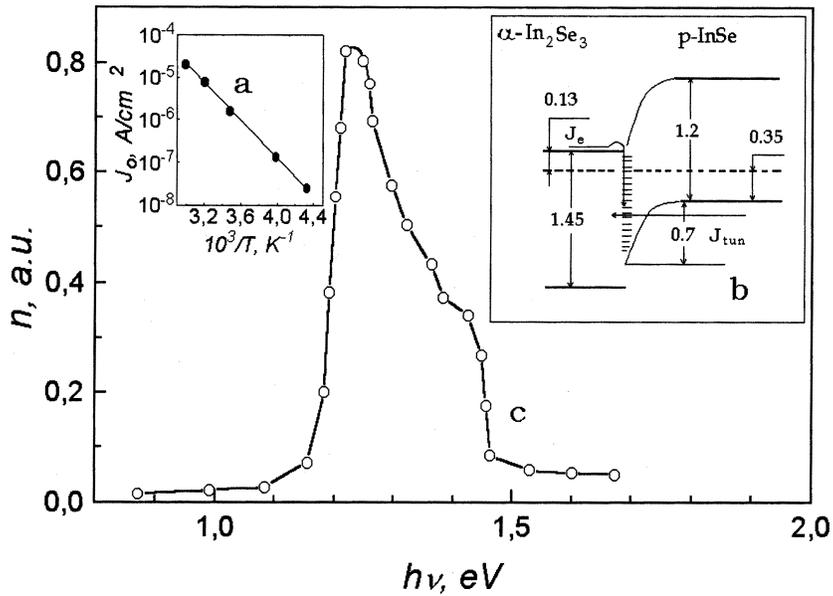


Рис. 2. Температурная зависимость плотности тока насыщения J_0 при прямом смещении на участке, где доминирующим механизмом прохождения тока является туннелирование (а), энергетическая зонная диаграмма в условиях равновесия (все величины указаны в электрон-вольтах) (б) и спектральная зависимость относительной квантовой эффективности n гетероструктуры $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-InSe}$ при $T = 288\text{ K}$ (с).

поведения тока присущ туннельному механизму переноса заряда [8]. При этом ВАХ может быть условно аппроксимирована выражением $J \sim V^4$, что в общем случае соответствует мягкому пробою. Детальный анализ обратных ВАХ ГС $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-InSe}$ является предметом отдельной работы. Отметим только, что при $|V| > 1$ обратные ветви описываются выражением [9]

$$J \sim J_0 \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*}}{3eE\hbar}(E_t^*)^{3/2}\right), \quad (3)$$

где E — напряженность электрического поля в ОПЗ, E_t^* — эффективная энергия туннелирования, зависящая от глубины залегания уровня.

Перестроенные в координатах $J = f(1/E)$ ВАХ ГС в области больших полей хорошо ложатся на прямую линию (рис. 1, *b*, зависимость 5), что и подтверждает предположение о туннелировании через глубокий центр. Пересчет напряжения обратного смещения, прилагамого к ГС, в напряженность поля в ОПЗ проводился согласно выражению [5]

$$E(V) = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0s} \int_{V-\varphi_0/e}^V C(V)dV, \quad (4)$$

справедливному даже в случае значительной неоднородности распределения примесей в базовом полупроводнике. В (4) интегрирование проводилось по зависимости емкости ОПЗ ГС $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-InSe}$ $C = f(V)$, измеренной на частоте 1 kHz, при прямом (от $V - \varphi_0/e$ до 0) и обратном (от 0 до V) смещении; s — площадь барьера.

При освещении ГС $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-InSe}$ со стороны более широкозонного In_2Se_3 возникает фотовольтаический эффект. Знак фотонапряжения не зависит ни от энергии падающих фотонов, ни от места локализации светового зонда (диаметр пятна ≈ 1 mm) на поверхности структур, что позволяет связать возникающий фотоэффект с существованием в таких структурах только одной активной области, обеспечивающей разделение неравновесных носителей. Для определения относительной квантовой эффективности ГС n фотонапряжение измерялось на линейном участке люкс-вольтовой характеристики и полученные значения нормировались на число падающих фотонов. Типичная спектральная зависимость $n(h\nu)$ при 288 K и освещении со стороны In_2Se_3 представлена на рис. 2, *c*. Как видно из этого рисунка, спектр относительной квантовой эффективности исследуемой структуры имеет форму полосы. Длинноволновый ее край обусловлен узкозонной компонентой, а коротковолновый — поглощением в In_2Se_3 [10]. Максимум $n(h\nu)$ для ГС наблюдается в области фундаментального поглощения более высокоомного $p\text{-InSe}$, что может быть связано с имеющимся соотношением в электрических параметрах контактирующих фаз, в результате чего активная область в структуре локализована в основном в базовой компоненте.

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 спектрального диапазона, а также для оптимизации конструктивных параметров и основных фотоэлектрических характеристик.

Список литературы

- [1] *Martinez-Pastor J., Segura A., Valdes J.L., Chevy A.* // J. Appl. Phys. 1987. V. 21. N 2. P. 1477–1483.
- [2] *Дранак С.И., Ковалюк З.Д., Нетьга В.В., Орлецкий В.Б.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 17. С. 1–8.
- [3] *Martinez-Tomaz M.C., Munoz V., Andres M.V., Segura A., Chevy A.* // Condensed Matter. 1993. V. B 91. P. 25–30.
- [4] *Segura A., Martinez-Pastor J., Mari B., Casanovas A., Chevy A.* // J. Appl. Phys. 1987. V. 21. N 3. P. 249–260.
- [5] *Милнс А., Фойхт Д.* Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник. М., 1975. 432 с.
- [6] *De Blasi C., Drigo A.V., Micocci G., Tepore A.* // J. Cryst. Growth. 1989. V. 94. N 2. P. 455–458.
- [7] *Стриха В.И.* Контактные явления в полупроводниках. Киев, 1982. 224 с.
- [8] *Булярский С.В., Жуков А.В.* // ФТП. 2001. Т. 35. В. 5. С. 560–563.
- [9] *Курносова О.В., Пахомова А.А.* // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10 (5). С. 1868–1871.
- [10] *Физико-химические свойства полупроводниковых веществ: Справочник* // А.В. Новоселова, В.Б. Лазарев, З.С. Медведева и др. М.: Наука, 1979. 340 с.