

06;12

Об асимметрии протекания тока в изотипном гетероконтакте $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{—}n\text{-InSe}$

© С.И. Драпак, З.Д. Ковалюк

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

Поступило в Редакцию 17 февраля 2005 г.

В окончательной редакции 6 мая 2005 г.

Исследованы механизмы токопереноса и вольт-фарадные характеристики фоточувствительного радиационно-стойкого гетероконтакта $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{—}n\text{-InSe}$, в котором обедненная основными носителями заряда область локализована в более низкоомном полупроводнике — дефектном In_2Se_3 α -модификации. Показано, что форма спектрального распределения относительной квантовой эффективности фотопреобразования исследованных структур зависит от толщины слоев In_2Se_3 и от геометрии освещения гетероконтактов.

Селенид индия In_2Se_3 принадлежит к широкому классу слоистых полупроводников. Опубликованные в литературе результаты исследования физических свойств этого полупроводника в монокристаллическом и пленочном виде носят достаточно противоречивый характер, что обусловлено как значительной дефектностью его структуры, так и наличием различных фаз (α , β , δ , γ , κ и др.), нередко содержащихся в одном образце [1]. Именно дефектность кристаллической структуры In_2Se_3 и предопределяет стойкость его параметров к воздействию ионизирующего излучения [2]. Исследования физических свойств двойных гетероструктур, в которых одним из компонентов является In_2Se_3 , сводятся в основном к исследованию процессов роста его пленок, полученных различными способами, на поверхностях полупроводников, освоенных промышленностью, например [3], или же структур, в которых этот полупроводник (объемный монокристалл, аморфная пленка) играет роль низкоомного электрода, а область пространственного заряда полностью смещена в более высокоомную компоненту (образование инверсионного слоя в равновесных условиях), например

в [4]. Причем, как отмечено в [5], структуры In_2Se_3 – InSe , полученные методом термического воздействия на подложки из InSe , являются практически нечувствительными к воздействию света.

В настоящем сообщении, которое является частью исследований, проводимых с целью выяснения возможности использования дефектного α - In_2Se_3 в фотоэлектронике, приведены результаты исследования электрических и фотоэлектрических свойств фоточувствительных радиационно-стойких изотипных гетероконтактов (ГК) n - α - In_2Se_3 – n - InSe , которые могут представлять интерес для оценки путей оптимизации основных фотоэлектрических характеристик в структурах на основе In_2Se_3 .

Для изготовления ГК использовались n - InSe и n - In_2Se_3 ($E_g = 1.42$ eV при комнатной температуре) со структурой гексагональной α -фазы. Концентрации носителей заряда в обоих полупроводниках определялись из холловских измерений и при $T = 300$ К составляли $\sim 10^{15}$ и $4 \cdot 10^{17}$ cm^{-3} для InSe и In_2Se_3 соответственно. ГК изготовлялись методом посадки на оптический контакт. С целью уменьшения влияния слоя атомов кислорода, адсорбированных из атмосферы поверхностями полупроводников, играющего в такого типа структурах роль диэлектрического зазора [6], изготовленные таким образом ГК подвергались кратковременному ($20 \div 40$ с) воздействию давления $P \approx 70$ – 100 кПа. Токовыводящие контакты изготовлялись с помощью In – Ga амальгамы с последующим вплавлением индия со стороны In_2Se_3 и чистого In со стороны InSe . Были проведены измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ), их температурной зависимости, вольт-фарадных характеристик (ВФХ), а также спектральной зависимости относительной квантовой эффективности при комнатной температуре.

В том случае, если предположение о равенстве величин электронного сродства для InSe и In_2Se_3 ($\chi_{\text{InSe}} = \chi_{\text{In}_2\text{Se}_3} = 3.6$ eV [7]), экспериментально подтвержденное в [4], верно, и в пренебрежении влиянием поверхностных состояний следовало бы ожидать линейности ВАХ изотипного ГК n - In_2Se_3 – n - InSe . Тем не менее ВАХ таких структур в широком диапазоне температур являются типичными диодными характеристиками (рис. 1, кривые 1, 2). Причем пропускное направление ВАХ соответствует подключению минуса внешнего источника тока к менее высокоомной компоненте ГК n - In_2Se_3 . Этот факт свидетельствует о том, что область, обедненная основными носителями заряда, находится преимущественно в более низкоомном In_2Se_3 , что возможно лишь

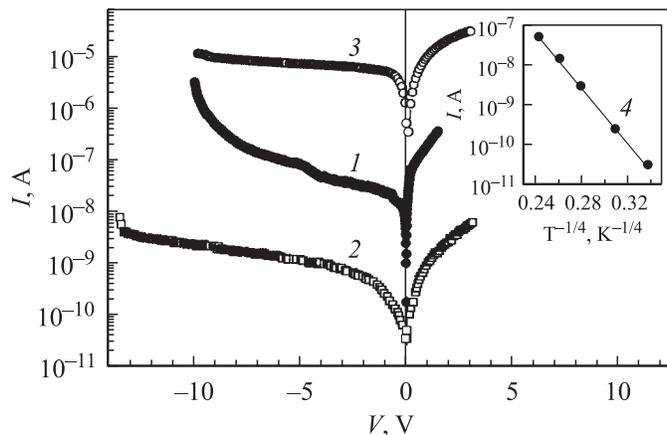


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики изотипного ГК $n\text{-}\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$ при температурах T , К: 1, 3 — 285, 2 — 77 в темноте (1, 2) и при освещении светом мощностью $\sim 75 \div 80 \text{ mW/cm}^2$ со стороны In_2Se_3 (толщина слоя In_2Se_3 соизмерима с толщиной области пространственного заряда) (3), а также температурная зависимость прямого тока при $V = 0.2 \text{ V}$ (4). Площадь контакта $S = 0.12 \text{ cm}^2$.

при наличии на поверхности этого полупроводника поверхностного потенциала, обусловленного поверхностными акцепторными состояниями. Исследования ВАХ показали, что при прямых смещениях $V \leq 0.2 \text{ V}$ темновой ток структур описывается уравнением:

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

где диодный коэффициент $n > 2$ во всем диапазоне исследуемых температур. Высокие значения n свидетельствуют о туннельно-рекомбинационном механизме токопереноса [8]. Температурная зависимость прямого тока при $V = 0.2 \text{ V}$ линейна в координатах $\ln I = f(T^{-1/4})$ (рис. 1, кривая 4), т.е. выполняется закон Мотта [9]:

$$I = I_0 \exp[-(T_0/T)^{1/4}], \quad (2)$$

$$T_0 = \beta(kg(E_F)a^3)^{-1}, \quad (3)$$

где $g(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми, k — постоянная Больцмана, a — радиус локализации электрона, β — постоянная, рас-

считываемая на основании теории протекания (для трехмерной задачи $\beta = 21$). Такая зависимость тока как функции от температуры свидетельствует о реализации прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по состояниям вблизи уровня Ферми в обедненной области, локализованной в дефектном In_2Se_3 . Из экспериментальных данных получены значения $T_0 = 4.57 \cdot 10^8 \text{ K}$, $g(E_F) = 5.18 \cdot 10^{16} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. Согласно [9], протекание происходит в узком интервале энергий вблизи уровня Ферми, который может быть оценен по формуле

$$\Delta = -d \ln I / d(kT)^{-1}. \quad (4)$$

Средняя энергия в нашем случае составляет $\Delta = 0.07 \text{ eV}$, что дает концентрацию ловушек $N_t = \Delta$, $g(E_F) = 3.63 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. В этом случае выражение туннельной рекомбинации в полупроводнике в пренебрежении распределением локальных состояний по энергиям и в предположении экспоненциальности приповерхностного потенциала задается выражением [10]:

$$j_{t-r} = \frac{2kTW}{\varphi_0 - V} \cdot \frac{\omega N_t^2 \sigma_p \sigma_n v_{th} n_i^2 [\exp(eV/kT) - 1]}{\sigma_p \sigma_n v_{th} (n + n_l)(p + p_l) + \omega N_t [\sigma_n (n + n_l) + \sigma_p (p + p_l)]}, \quad (5)$$

где W — толщина области пространственного заряда; σ_n и σ_p — сечения захвата электрона и дырки; $v_{th} = (3kT/m^*)^{1/2}$ — тепловая скорость носителей; $\omega = \omega_0/N_t$ — вероятность туннелирования, отнесенная к единичной концентрации состояний; n_l и p_l — концентрации электронов и дырок, приведенные к уровню локального состояния; m^* — эффективная масса. Результаты теоретического расчета начальных участков ВАХ по формуле (5) представлены сплошными линиями на рис. 2 (кривые 3, 4) и хорошо согласуются с экспериментальными данными, обозначенными на рис. 2 (кривые 3, 4) точками. При расчетах в качестве подгоночного параметра использовалось значение энергии локализации глубоких центров $E_t = E_v + 0.65 \text{ eV}$, а вместо W использовалась величина $W-x$ (толщина той части обедненной области в In_2Se_3 , сопротивление которой превышало сопротивление InSe).

При увеличении прямого смещения толщина W уменьшается до тех пор, пока ее сопротивление не окажется соизмеримым с сопротивлением более высокоомной компоненты ГК — InSe , после чего полное падение напряжения на структуре перераспределяется между этой областью (в In_2Se_3) и InSe . При $V > 0.3 \div 0.4 \text{ V}$ ВАХ гетероструктур $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$ (рис. 2, кривые 1, 2) описывается выражениями,

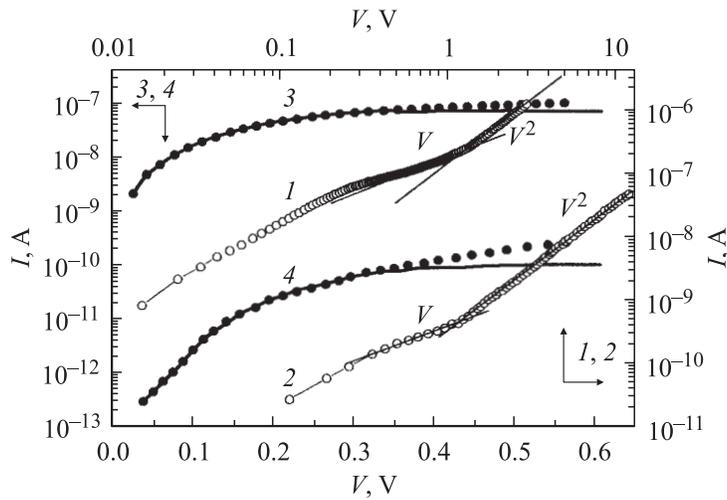


Рис. 2. Прямые ветви ($I, 2$), а также экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные линии) начальные участки прямых веток ВАХ ($3, 4$) изотипной гетероструктуры $n\text{-}\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$ при T, K : $1, 3$ — 285; $2, 4$ — 77. Площадь контакта $S = 0.12$ см. Толщина пластины InSe $L = 1.2$ мм.

характерными для токов, ограниченных пространственным зарядом [11] в режиме насыщения скорости

$$I = 2\varepsilon_2\varepsilon_0v_sSV/L^2 \quad (6)$$

и в режиме подвижности (безловушечный квадратичный закон)

$$I = 8\varepsilon_2\varepsilon_0\mu_nSV^2/L^3. \quad (7)$$

В (6), (7) ε_2 — диэлектрическая проницаемость InSe , v_s — скорость насыщения, μ_n — подвижность электронов, S — площадь ГК, L — толщина высокоомного слоя. Исходя из экспериментальных данных, величина L , рассчитанная по формулам (7) и (8), находилась в хорошем согласии с толщиной пластин InSe , использованных для изготовления структур.

Наличие участков резкого роста тока в обратно смещенных ГК $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$, наблюдаемых при $|V| \sim 0.6$ и 5 В (рис. 1, кривая 1),

характерно для резонансного туннелирования через два последовательно расположенных туннельно-прозрачных барьера с возможным промежуточным участком квантовой ямы [12]. Вполне вероятно, что вторым барьером на пути следования электронов из объема InSe в In_2Se_3 (первый — обедненная область в In_2Se_3) является слой атомов кислорода, изначально адсорбированных поверхностями полупроводников, играющий в такого типа структурах роль диэлектрика [6]. Влияние этого слоя на электрические свойства исследуемого ГК только подтверждает выводы, сделанные в [6], о невозможности его полного устранения в такого типа структурах под воздействием давления. Причем роль квантовой ямы в исследуемых ГК может играть инверсионный слой, который образуется в приповерхностной области In_2Se_3 при обратных смещениях. Освещение структуры равносильно прямому смещению барьера в In_2Se_3 и приводит к уменьшению его высоты. В этом случае образование инверсионного слоя уже не реализуется даже при достаточно больших значениях обратного напряжения и, как следствие, участки резкого роста тока на обратных ветвях ВАХ уже не наблюдаются (рис. 1, кривая 3).

ВФХ изотипного ГК, измеренные на частотах $f \leq 5$ и 1 МГц, имеют вид, типичный для низкочастотной (НЧ) и высокочастотной (ВЧ) $C = f(V)$ зависимостей структур металл–диэлектрик–полупроводник. В области прямых смещений $V = 0.4 \div 12$ В как ВЧ, так и НЧ емкость структуры выходила на насыщения и фактически шунтировалась геометрической емкостью InSe. Уменьшение ВЧ и НЧ C обратных смещенных ГК при $|V| \sim 8 \div 9$ В, наблюдаемое на эксперименте, связано с достижением пробивного напряжения [8] и подтверждается измерениями ВАХ. Заметное возрастание обратного тока (так называемый „мягкий пробой“), наблюдаемое при достижении $|V| \approx 6 \div 7$ В (рис. 1, кривая 1), как характерно для электрического пробоя структур с большим количеством дефектов, так может быть и следствием образования каналов поверхностной электропроводности в дефектном In_2Se_3 [8]. В диапазоне смещений $V = -0.4 \div 0.4$ В ВЧ емкость как функция от напряжения хорошо описывается выражением, типичным для поверхностно-барьерных структур [8]:

$$C = (e/2\varepsilon_1\varepsilon_0n)^{1/2}(\varphi_0 - V)^{-1/2}, \quad (8)$$

где e — заряд электрона, ε_1 и ε_0 — диэлектрические проницаемости In_2Se_3 и вакуума соответственно, n — концентрация основных носителей заряда в In_2Se_3 , а φ_0 — высота барьера, равная в нашем случае

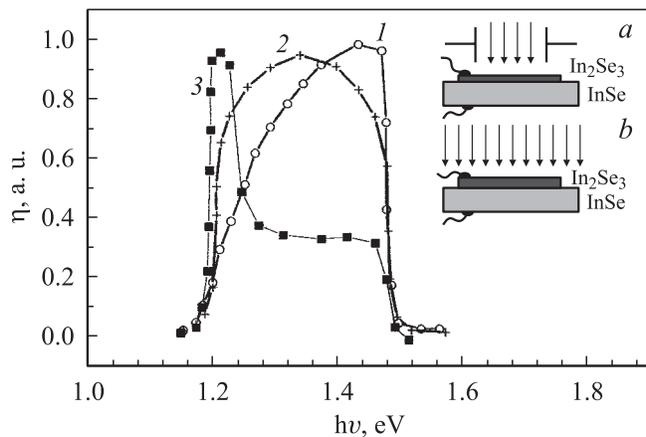


Рис. 3. Спектр относительной квантовой эффективности фотопреобразования изотипного гетероконтакта $n\text{-}\alpha\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$ при обратном (1) и при прямом (2) смещении при освещении через слой In_2Se_3 , толщина l которого соизмерима с толщиной обедненной области W (вставка a), и при освещении структур по всей геометрической площади (вставка b) для случая, когда $l \gg W$ (3). $T = 285$.

величине поверхностного потенциала ψ дефектного In_2Se_3 . Величина φ_0 оценивалась путем аппроксимации зависимости $V = f(1/C^2)$ к оси напряжений и составляла 0.64 ± 0.02 В, что хорошо согласовалось с величиной токового напряжения отсечки (≈ 0.6 В), определенной из ВАХ структуры при комнатной температуре. Полное число состояний на границе раздела оценивалось с помощью известных соотношений, представленных в [8], и составляло $N_S \approx -Q_S/e \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Достаточно низкое значение N_S может свидетельствовать о том, что „максимально тесный контакт“ реализуется не по всей геометрической площади структур, а только в местах наличия участков с минимальным количеством „оборванных связей“, которые доминируют над рельефом поверхности дефектного In_2Se_3 .

Форма спектрального распределения fotocувствительности ГК $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$ сильно зависит от толщины l слоя In_2Se_3 и геометрии освещения (рис. 3), что характерно для „неидеальных“ структур [8]. Фактически fotocувствительность исследуемого ГК представляет собой

суперпозицию фотопроводимости его отдельных компонент, полярность которой определяется внешним смещением V , и может в зависимости от V суммироваться или вычитаться из фотовольтаического эффекта ГК, вызывая инверсию знака фотоответа структуры по отношению к режиму фотогенерации, когда внешнее смещение отсутствует. Так, если максимум фоточувствительности обратно смещенных ГК при освещении сквозь слой более широкозонного In_2Se_3 (вставка „а“ к рис. 3), для случая, когда l соизмерима с толщиной обедненной области, смещена в более коротковолновую область (рис. 3, кривая 1), то при прямом смещении распределение $\eta(h\nu)$ более „равномерно“ (рис. 3, кривая 2). Последнее обстоятельство может свидетельствовать о том, что ситуация плоских зон в In_2Se_3 при прямых смещениях практически не достигается: W с увеличением прямого смещения уменьшается до тех пор, пока ее сопротивление не станет соизмеримо с сопротивлением более высокоомной компоненты структуры — либо диэлектрического зазора, либо пластины InSe . После этого падение напряжения перераспределяется между обедненной областью в In_2Se_3 , диэлектрической прослойкой и InSe . Уменьшение W при прямых смещениях приводит к уменьшению токовой чувствительности по абсолютному значению примерно на $15 \div 20\%$ по сравнению с обратными смещенными ГК. При увеличении толщины In_2Se_3 фоточувствительность резко уменьшается вплоть до ее исчезновения при освещении через слой этого полупроводника. Спектральное распределение фоточувствительности ГК $n\text{-In}_2\text{Se}_3\text{-}n\text{-InSe}$ с толстым слоем In_2Se_3 ($l \gg W$) при освещении структур по всей геометрической площади, как это показано на вставке „б“ к рис. 3, не зависит от полярности смещения и представлено на рис. 3 (кривая 3). В этом случае максимум зависимости $\eta(h\nu)$ находится в корреляции со спектром фоточувствительности монокристаллов InSe , а появление фоточувствительности в коротковолновой области обусловлено разделом фотогенерированных пар в InSe полем гетероконтакта.

В заключение отметим, что полученные данные по механизмам токопереноса в изотипных ГК $\text{In}_2\text{Se}_3\text{-InSe}$ 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 структур на основе дефектного In_2Se_3 α -модификации.

Список литературы

- [1] *Wu J., Ager J.W., Yu K.M., Walukiewicz W.* // *Cond. Matter.* 2003. V. 1. N 3. P. 1–23.
- [2] *Koshkin V.M., Dmitriev Yu.N.* *Chemistry and Physics of Compounds with Loose Crystal Structure.* Switzerland: Harwood Ac. Publishers, Chem. Rev. Series, 1994.
- [3] *Bernede J.C., Marsillac S.* // *Materials Research Bulletin.* 1997. V. 37. N 9. P. 1193–1200.
- [4] *Драпак С.И., Немага В.В., Ковалюк З.Д.* // *Письма в ЖТФ.* 2002. Т. 28. В. 17. С. 8–15.
- [5] *Savchun V.P., Kytsai V.B.* // *Thin Solid Films.* 2000. V. 361–362. N 1–2. P. 123–125.
- [6] *Драпак С.И., Воробец М.О., Ковалюк З.Д.* // *ФТП.* 2005. Т. 39. В. 5. С. 633–635.
- [7] *Martinez-Pastor J., Segura A., Valdes J.L., Chevy A.* // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 21. N 2. P. 1477–1483.
- [8] *Зи С.* *Физика полупроводниковых приборов: В 2-х кн. / Пер. с англ. М.: Мир, 1984.*
- [9] *Мотт Н., Дэвис Э.* *Электронные процессы в некристаллических веществах.* М., Мир, 1982. 664 с.
- [10] *Булярский С.В., Ионычев В.К., Кузьмин В.В.* // *ФТП.* 2003. Т. 37. В. 1. С. 117–120.
- [11] *Ламперт М., Марк П.* *Инжекционные токи в твердых телах.* М., Мир, 1979. 416 с.
- [12] *Карева Г.Г., Векслер М.И., Грехов И.В., Шулекин А.Ф.* // *ФТП.* 2002. Т. 36. В. 8. С. 953–958.