

## ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР $p\text{-CuInSe}_2\text{—}n\text{-CdS}$

Н. Н. Константинова, М. А. Магомедов, В. Ю. Рудь, Ю. В. Рудь

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 5.05.1992. Принята к печати 7.05.1992)

Исследованы фотоэлектрические свойства тонкопленочных гетероструктур  $p\text{-CuInSe}_2\text{—}n\text{-CdS}$ . Обнаружены поляризационная фоточувствительность и увеличение фототока короткого замыкания в результате снижения потерь на отражение при наклонном падении линейно поляризованного излучения на гетероструктуру со стороны пленки  $\text{CdS}(\text{In})$ . Показано, что коэффициент фотополюхроизма  $\mathcal{P}$  увеличивается с ростом угла падения  $\theta$  по закону  $\mathcal{P} \sim \theta^2$  и при  $\theta = 20^\circ$  достигает 64%. Обнаруженный эффект поляризационной фоточувствительности слабо зависит от энергии фотонов в диапазоне между энергиями ширины запрещенной зоны контактирующих веществ. Сделан вывод о возможностях применения полученных структур в качестве широкополосных поляриметрических фотодетекторов.

Тонкопленочные гетеропереходы  $\text{CuInSe}_2\text{—CdS}$  вызывают большой интерес в связи с возможностями их использования в качестве наземных источников электроэнергии [1, 2]. Поляризационная фоточувствительность таких структур еще не изучалась. Настоящая работа посвящена исследованию фотоэлектрических процессов в тонкопленочных гетероструктурах в линейно поляризованном свете, что открывает новую область их применения.

Пленки  $\text{CuInSe}_2$  создавались известным методом магнетронного реактивного распыления [3] монокристаллической мишени из синтезированного  $p\text{-CuInSe}_2$  с близким к стехиометрии этого соединения составом. В качестве подложек применялись пластины из оптического стекла с полированной поверхностью. Поверхность пленок была зеркальной, а сами пленки обнаружили достаточно хорошую адгезию по отношению к использованным подложкам. Полученные пленки имели толщину от 2 до 5 мкм, были дырочного типа проводимости с удельным сопротивлением 0.2—10 Ом · см при 300 К. На поверхность пленки  $\text{CuInSe}_2$  без какой-либо обработки через шаблоны методом вакуумной сублимации наносились пленки  $n\text{-CdS}$ , легированные примесью индия. Легирование осуществлялось добавлением навески чистого индия к порошкообразному источнику  $\text{CdS}$ . Пленки  $\text{CdS}(\text{In})$  при толщинах 2—5 мкм обладали зеркальной поверхностью и высокой адгезией по отношению к поверхности  $\text{CuInSe}_2$ . Параметры пленок  $\text{CdS}$  обычно были следующими:  $n = 10^{17}\text{—}10^{19}\text{ см}^{-3}$  и  $\rho = 0.01\text{—}10\text{ Ом} \cdot \text{см}$  при 300 К. В качестве омических контактов к  $\text{CdS}$  применялся чистый индий, а к  $\text{CuInSe}_2$  — напыленный слой  $\text{Au}$ . Как показали рентгеноструктурные измерения, параметры кристаллических решеток пленочных материалов соответствовали известным для объемных кристаллов обоих соединений [4], а согласно микрорентгеноспектральным измерениям, состав пленок в пределах погрешности отвечал составу исходных, приготовленных для напыления, веществ. Полученные гетероструктуры обнаружили выпрямление с коэффициентом 5 при напряжениях  $U \leq 1\text{ В}$ . При освещении структур со стороны  $\text{CdS}$  фоточувствительность была более высокой и достигала  $\approx 0.5\text{ мА/Вт}$  при

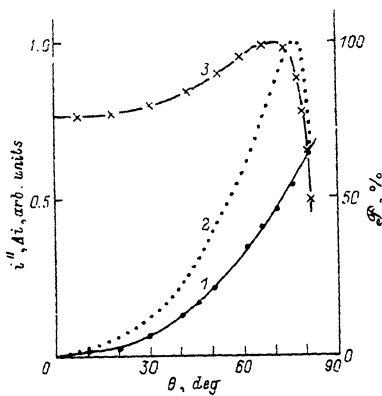


Рис. 1. Зависимости коэффициента фотохроизма  $\mathcal{P} = (i^{\parallel} - i^{\perp}) / (i^{\parallel} + i^{\perp})$  (1), фототока  $i^{\parallel}$  (2) и поляризационной разности фототоков  $\Delta i$  в относительных единицах  $(i^{\parallel} - i^{\perp}) / (i^{\parallel} - i^{\perp})_{\max}$  (3) от угла падения линейно поляризованного излучения на приемную плоскость тонкопленочной гетероструктуры  $p\text{-CuInSe}_2\text{-}n\text{-CdS(In)}$ . Толщина слоев мкм:  $\text{CuInSe}_2$  — 3,  $\text{CdS}$  — 2. Значки  $\parallel$  и  $\perp$  отвечают Е  $\parallel$  ПП и Е  $\perp$  ПП соответственно.  $T = 300$  К.  $\lambda = 1.05$  мкм.

300 К. Спектры fotocувствительности при освещении структур неполяризованным излучением были широкополосными. Длинноволновый край фототока гетероструктур воспроизводил спектральный контур коэффициента оптического поглощения входящей в состав гетероструктуры пленки  $p\text{-CuInSe}_2$ . По сравнению с аналогичными спектральными зависимостями выращенных из расплава объемных кристаллов  $\text{CuInSe}_2$  для полученных магнетронным распылением пленок характерно смещение длинноволнового края поглощения на 0.1—0.2 эВ в область энергий фотонов  $\hbar\omega < E_g$  ( $\text{CuInSe}_2$ ), что свидетельствует о более высокой концентрации дефектов в пленочном веществе. Если длинноволновый край определяется примесным и межзонным поглощением в пленке  $\text{CuInSe}_2$ , то коротковолновая граница fotocувствительности полученных гетероструктур при освещении со стороны широкозонного окна соответствует наступлению межзонных переходов в  $\text{CdS}$ , что и вызывает в конечном счете спад фототока.

При освещении структур линейно поляризованным излучением, направленным по нормали к освещаемой плоскости, фототок не зависел от положения плоскости поляризации падающего излучения во всей области fotocувствительности. Это обусловлено изотропным характером фотоактивного поглощения в пленках  $\text{CuInSe}_2$  и  $\text{CdS}$ , что связано с их поликристаллическим строением и отсутствием текстуры. Поэтому для выявления возможности применения полученных гетероструктур в качестве поляриметрических фотодетекторов [5, 6] изучалась fotocувствительность тонкопленочных элементов  $\text{CuInSe}_2\text{--CdS}$  при наклонном падении линейно поляризованного излучения на поверхность широкозонной пленки  $\text{CdS}$ . Структуры монтировались на столике Федорова, точность установки углов была не хуже  $\pm 30'$ , а методика измерений подобна рассмотренной в работе [7]. Основные результаты выполненных исследований приведены на рис. 1, 2 и состоят в следующем.

При освещении гетероструктур со стороны широкозонной пленки и по нормали к ее поверхности ( $\theta = 0^\circ$ ) фототок от поляризации во всей области fotocувствительности не зависит, и поэтому коэффициент фотохроизма  $\mathcal{P} = 0$  (рис. 1). Как только угол падения излучения  $\theta$  становится отличным от  $0^\circ$ , коэффициент прохождения излучением границы раздела воздух—пленка  $\text{CdS}$  начинает зависеть от положения электрического вектора световой волны  $E$  относительно плоскости падения (ПП). Интенсивность линейно поляризованного излучения, попадающего в активную область гетероструктуры, является функцией угла  $\varphi$  между  $E$  и плоскостью падения излучения,

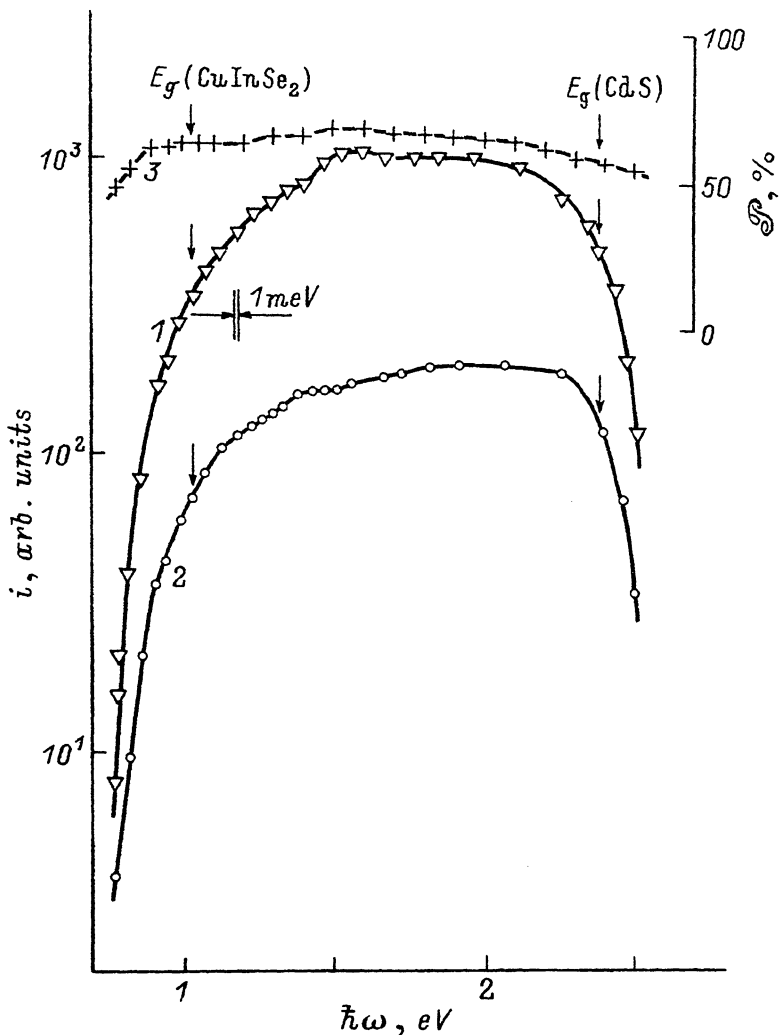


Рис. 2. Спектральные зависимости фототока короткого замыкания  $i^{\parallel}$  (1),  $i^{\perp}$  (2) и коэффициента фотоплекроизма  $\mathcal{P}$  (3) для гетероструктуры  $p\text{-CuInSe}_2\text{-}n\text{-CdS(In)}$ .  $T = 300$  К.  $\theta = 80^\circ$ . Освещение со стороны слоя  $\text{CdS(In)}$ .

и поэтому индикатрисы фототока при  $\theta \neq 0^\circ$  подчиняются обобщенному закону Малюса. Максимум fotocувствительности в поляризационных индикатрисах во всей области fotocувствительности гетероструктур реализуется при  $E \parallel \text{ПП}$ , а минимум — при  $E \perp \text{ПП}$ . С увеличением  $\theta$ , как видно из рис. 1 (кривая 1), коэффициент фотоплекроизма монотонно возрастает по закону  $\mathcal{P} \sim \theta^2$ . Экспериментально достигнуто максимальное значение  $\mathcal{P} = 64\%$  при  $\theta = 80^\circ$ , что с учетом анализа анизотропии оптических процессов при наклонном падении излучения на изотропную среду [8] может быть обеспечено при показателе преломления  $n \sim 3.1$ . Последняя величина существенно превышает показатель преломления сульфида кадмия  $n = 2.5$  [4] и ближе к величине  $n = 3.0$  для  $\text{CuInSe}_2$  [9]. Поэтому есть основания предполагать, что анизотропия fotocувствительности гетероструктур при освещении со стороны  $\text{CdS}$  и  $\theta \neq 0^\circ$  определяется в основном процессами прохождения излучением гетерограницы и последующего поглощения узкозонной

компонентой гетероструктуры. Для линейно поляризованного излучения в случае  $E \parallel \text{ПП}$  во всей области fotocувствительности с ростом угла  $\theta$  наблюдается увеличение фототока  $i$ , причем максимум  $i$  для всех гетероструктур реализуется при  $\theta = 70^\circ$ , а увеличение фототока относительно  $\theta = 0^\circ$  достигает  $\sim 29\%$ . При отклонениях плоскости поляризации от плоскости падения фототок при  $\theta = \text{const}$  изменяется по обобщенному закону Малюса. Установленная здесь возможность повышения фототока гетероструктур за счет наклонного падения линейно поляризованного излучения на их регистрирующую поверхность аналогично [10] может быть связана с подавлением потерь на отражение без применения каких-либо дополнительных технологических процессов нанесения просветляющих покрытий.

На рис. 1 (кривая 3) представлена также зависимость поляризационной разности фототоков  $\Delta i = i^{\parallel} - i^{\perp}$  от угла падения на приемную плоскость гетероструктуры. Максимальное значение  $\Delta i$ , а следовательно, и максимальная азимутальная чувствительность в полученных пленочных гетероструктурах, как видно из рис. 1, достигаются при  $\theta = 74^\circ$ . Типичные спектральные зависимости фототока в поляризованном излучении при  $\theta = 80^\circ$  для одной из гетероструктур представлены на рис. 2, кривые 1 и 2. Спектральный контур фототока оказывается практически одинаковым для поляризаций падающего излучения  $E \parallel \text{ПП}$  и  $E \perp \text{ПП}$ , совпадая со спектральным контуром fotocувствительности при освещении неполяризованным излучением. Эта закономерность дает основания считать, что fotocувствительность к линейно поляризованному излучению не связана с правилами отбора для фотоактивных оптических переходов, а всецело определяется неселективной анизотропией оптических процессов, вытекающей из соотношений Френеля [11]. Как видно из рис. 2, для полученных гетероструктур fotocувствительность при освещении через широкозонную компоненту доминирует в диапазоне, заключенном между ширинами запрещенных зон  $E_g(\text{CuInSe}_2)$  и  $E_g(\text{CdS})$ , преобладая во всей области fotocувствительности в поляризации  $E \parallel \text{ПП}$ . Коэффициент фотоплекроизма исследованных гетероструктур при  $\theta = \text{const}$  во всей области fotocувствительности сохраняется на высоком уровне и проявляет слабую зависимость от энергии фотонов (рис. 2, кривая 3). Последнее находится в соответствии с результатами анализа явления фотоплекроизма, возникающего при наклонном падении линейно поляризованного излучения на изотропные среды [8].

В заключение укажем, что максимальная азимутальная токовая fotocувствительность, которую позволяют обеспечить тонкопленочные гетероструктуры  $\text{CuInSe}_2\text{—CdS}$  при углах падения  $\theta = 80^\circ$ , достигает  $\Phi_i \approx 5 \text{ mA/Vt} \cdot \text{град}$  ( $T = 300 \text{ K}$ ). Эти гетероструктуры могут использоваться в качестве неселективных широкодиапазонных (0.8—2.5 эВ) поляриметрических фотодетекторов, фотоплекроизм которых экспрессно изменяется посредством величины угла падения — от обычного для серийных фотоприемников поляризационно-нечувствительного режима ( $\theta = 0^\circ$ ) до поляриметрического ( $\theta \neq 0^\circ$ ) с максимальной величиной коэффициента фотоплекроизма  $\mathcal{P} = 64\%$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] R. W. Birkmire, L. C. DiNetta, P. G. Lasswell, J. D. Meakin, J. E. Philips. Sol. Cells, 16, 419 (1986).
- [2] K. W. Boer. Sol. Cells. 16, 591 (1986).
- [3] J. A. Thornton, T. C. Lomasson. Sol. Cells., 16, 165 (1986).
- [4] Физико-химические свойства полупроводниковых веществ, Справочник, 339. М. (1978).
- [5] Ю. В. Рудь. Изв. вузов, Физика, 62 (1986).
- [6] Ю. В. Рудь, Г. А. Медведкин. А. с. 671634, БИ, № 41 (1980).
- [7] В. В. Каратаев, Г. А. Медведкин, Э. Д. Панков, Ю. В. Рудь. ОМП, 14 (1981).

- [8] G. A. Medvedkin, Yu. V. Rud. Phys. St. Sol., A67, 333 (1981).  
[9] L. L. Kazmerskii, M. Hallerst, P. J. Ireland, R. A. Mickelsen., W. S. Chen. J. Vac. Sci. Techn.,  
1, 395 (1983).  
[10] Г. А. Медведкин, Ю. В. Рудь, В. Е. Скорюкин. ЖТФ. 52, 2418 (1982).  
[11] Г. С. Ландоберг. Оптика, 927. М. (1976).

Редактор Л. В. Шаронова

---