

## РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В РАДИАЦИОННО ОБЛУЧЕННЫХ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ СЕЛЕНИДА ГАЛЛИЯ

Абасова А. З., Зайтов Ф. А., Любченко А. В.,  
Султанмурадов С.

Исследовано влияние нейтронного и  $\gamma$ -облучения на фотоэлектрические характеристики фоточувствительных структур на основе слоистых монокристаллов  $p$ -GaSe. Обсуждаются схема энергетических уровней (рекомбинации, свечения и прилипания), механизмы термического гашения и активации фототока в базовой области структур. Радиационное фоточувствление при малых дозах связано с преимущественным образованием пар дефектов по подрешетке Ga и Se — центров фоточувствительности и прилипания (глубокие компенсированные доноры и мелкие акцепторы соответственно).

Влияние радиационного облучения на электрофизические и люминесцентные свойства слоистых кристаллов GaSe  $p$ -типа изучалось в работах [1-3]. Установлено, что при  $\gamma$ -облучении возникают акцепторные уровни  $E_v = 0.1 \div 0.2$  эВ, возрастает фоточувствительность (малые дозы), происходит перераспределение интенсивностей  $W$  полос примесной люминесценции — тушение полос  $h\nu_m = 1.72$  и  $2.03$  эВ, разгорание  $1.36$  и  $1.2$  эВ ( $77$  К) [2, 3], при больших дозах ( $2.6 \cdot 10^4$  Кл/кг) квантовый выход всех полос свечения резко падает. К последнему эффекту приводит и нейтронное облучение. Показано, что в спектральной чувствительности фотодиодных структур наряду с собственным максимумом фотопроводимости (ФП) при  $\lambda_m = 0.6$  мкм имеется область УФ чувствительности с  $\lambda_m = 0.4$  мкм [4]. В диодах с  $S$ -характеристикой длинноволновая граница ФП доходит до  $1.1$  мкм при  $300$  К.

В настоящей работе изучалось влияние различных видов радиационного облучения на спектральные и температурные характеристики ФП фоточувствительных структур на базе  $p$ -GaSe в интервале  $80 \div 350$  К. Структуры получены сплавлением олова (выпрямляющий контакт) на монокристаллическую пластину  $p$ -GaSe с удельным темновым сопротивлением  $10^2 \div 10^4$  Ом·см и подвижностью дырок  $30$  см<sup>2</sup>/В·с при  $300$  К [4]. Структуры подвергались облучению  $\gamma$ -квантами от источника  $^{60}\text{Co}$  [дозы  $(2.6 \div 2.6) \cdot 10^4$  Кл/кг] и быстрыми нейтронами с энергией более  $0.1$  МэВ ( $10^{12} \div 10^{14}$  см<sup>-2</sup>).

В исходных структурах при собственном возбуждении ( $\lambda_m = 0.6$  мкм) температурная зависимость имеет сложный характер (рис. 1). В области высоких температур ( $270 \div 300$  К) падение  $I_\phi(T)$  связано с развитием процесса температурного гашения фототока (ТГФ). В области низких температур идет процесс его температурной активации (ТАФ). Наблюдение этих эффектов связано с реализацией в базовой области структур сложной (многоцентровой) рекомбинационной модели, включающей  $s$ -канал интенсивной рекомбинации,  $r$ -центры фоточувствительности,  $t$ -центры прилипания основных ННЗ [5]. В области ТАФ ( $150 \div 200$  К) регистрируются пики термостимулированной проводимости, связанные с неравновесным заполнением компенсированных мелких акцепторов  $t$ -уровней прилипания с глубиной залегания в диапазоне  $E_{st} = 0.1 \div 0.2$  эВ.

Влияние радиационного облучения на величину ФП при низких температурах неоднозначно. Например, для нейтронного облучения в области радиа-

ционного очувствления величина  $I_\phi$  при 80 К может возрасть либо уменьшаться с ростом дозы облучения в связи с изменением наклонов кривых ТАФ (рис. 1).

Типичной для  $S$ -структур является более резкая ТАФ примесного фототока ( $0.7 < \lambda < 1$  мкм) (рис. 2, а). Такая активация реализуется и в том случае, если температурная зависимость собственной ФП выражена слабо. После нормировки на зависимость  $I_\phi(T)$  для  $\lambda_m = 0.60$  мкм «индивидуальная» энергия ТАФ для примесной ФП дает величину  $E_i = 0.05 \div 0.07$  эВ (для различных структур), близкую к половине  $E_{vt}$  (рис. 2, б).

Максимальная ФП для собственного возбуждения при использованных скоростях объемной генерации пар  $L$  (в  $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ) в случае монополярной  $p$ -фотопроводимости ( $\Delta p \gg \Delta n$ ) реализуется между областями ТГФ и ТАФ [5]. Максимальное время жизни основных ННЗ в такой схеме

$$\tau_p = g_r / C_{pr} (\Delta p + N_p^0), \quad (1)$$

где  $g_r \sim C_{nr} (\mathcal{N}_r - N_r^0)$ , реализуется между областями ТГФ и ТАФ и зависит от выхода рекомбинационного потока на  $r$ -канал ( $g_r \leq 1$ ), пропорционального коэффициенту захвата электронов ( $C_{nr}$ ) и концентрации дырок на  $r$ -уровнях ( $\mathcal{N}_r - N_r^0$ ); коэффициента захвата дырки  $C_{pr}$  и концентрации электронов  $N_p^0$ , образующейся в результате оптической перезарядки между  $r$ - и глубокими  $t$ -уровнями ( $N_p^0 \approx \mathcal{N}_t$ ). Высокая фоточувствительность и монополярность ФП в кристаллах  $p$ -GaSe [6] связаны с наличием достаточной для конкуренции с иными каналами (излучательной и безызлучательной) рекомбинации концентрации  $r$ -уровней  $\mathcal{N}_r$  — компенсированных доноров. Их компенсация осуществляется более мелкими акцепторами, в том числе  $t$ -типа, которые в актуальном интервале температур (300 К) практически не захватывают ННЗ.

Радиационное облучение, перестраивая точечно-дефектную структуру кристалла, может управлять концентрациями уровней различного типа. При этом увеличение  $\mathcal{N}_r$  и компенсирующих их акцепторов, уменьшение концентраций  $s$ - и глубоких  $t$ -уровней должны приводить к возрастанию  $\tau_p$  (1), радиационному фотоочувствлению и «разгоранию» полосы люминесценции, связанной с излучательным захватом свободных дырок глубокими уровнями, в том числе  $r$ -типа [2].

При неизменной величине  $\mathcal{N}_r$  ( $g_r$ ) фотоочувствление в заданном интервале температур может быть осуществлено также радиационно-химическим преобразованием  $t$ -уровней — уменьшением их глубины залегания либо компенсацией более мелкими акцепторами, что исключает соответствующий член ( $N_p^0$ ) в (1). Уменьшение глубины залегания акцепторных уровней при  $\gamma$ -облучении наблюдалось в [1].

С  $r$ -центрами естественно связать примесную полосу ФП, интенсивность которой пропорциональна величине  $\tau_p$  (1) при условии  $g_r = 1$  и зависит от технологических режимов получения кристаллов GaSe и структур. Энергетическое положение  $r$ -уровня относительно  $v$ -зоны  $E_{rr} = 1.25$  эВ совпадает с  $S$ -полосой свечения ( $h\nu_m = 1.23$  эВ), преобладающей в спектре люминесценции высокоомных кристаллов при 90 К [3]. Дополнительными свидетельствами этой

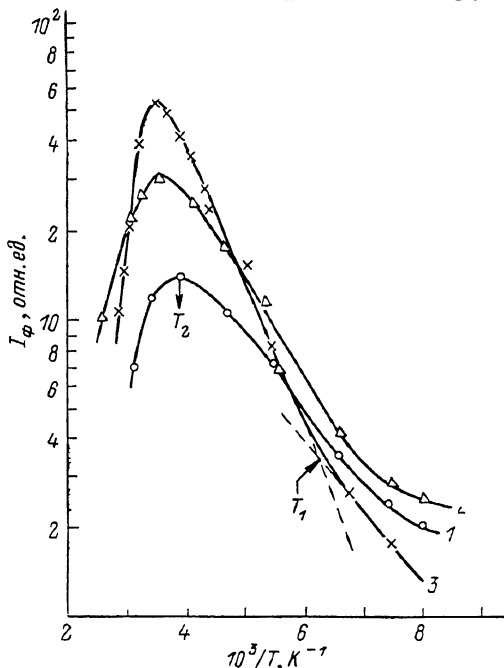


Рис. 1. Температурные зависимости фототока  $I_\phi(T)$  исходных и облученных нейтронами структур.

$\Phi \cdot 10^{-13}$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1 — исходный образец, 2 — 1, 3 — 4.3.  $\lambda_m = 0.61$  мкм,  $U_{\text{см}}^{\text{пр}} = 10$  В.

связи могут служить совпадение областей тушения  $I_\phi$  и  $W$ , идентичность дозовой зависимости при  $\gamma$ -облучении, так как обе величины пропорциональны выходу рекомбинационного потока  $g_r \sim \mathcal{N}_r$ . Определение  $E_{cr} = E_g - E_{vr}$  по наклонам кривых в области ТГФ затруднено наложением эффекта ТАФ.

Трансформация формы кривых  $I_\phi(T)$  нейтронно облученных структур в области термоактивации связана с изменением концентрации  $r$ - и  $t$ -уровней. Удвоение наклона кривых в координатах  $\ln I_\phi - 1/T$  может реализоваться в случае близости величин  $\mathcal{N}_r, \mathcal{N}_t$  и предельной оптической перезарядки уровней при низких температурах [7] — их световой декомпенсации. Расчет показывает [5, 8], что в этих условиях с увеличением темпа термогенерации локали-

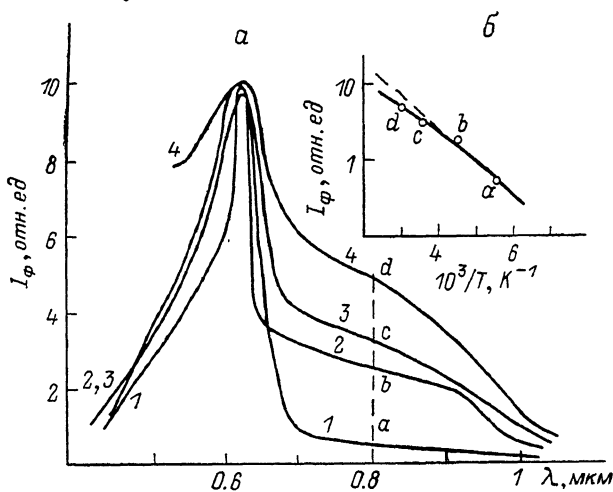


Рис. 2. Спектральное распределение фототока (а) при различных температурах и температурная зависимость примесного фототока (б).

а)  $T$ , К: 1 — 185, 2 — 235, 3 — 293, 4 — 330; б)  $\lambda = 0.8$  мкм (точки а—д).

зованных на  $t$ -уровнях дырок в  $s$ -зону концентрация ННЗ и  $g_r$  (1) в области ТАФ экспоненциально возрастают с наклонами:

$$g_r(T) \sim \exp\left(-\frac{E_{vt}}{2kT}\right), \quad \tau_p = \frac{p}{L} \sim \exp\left(-\frac{E_{vt}}{kT}\right). \quad (2)$$

Далее в ТАФ  $g_r \ll 1$ , и этот тип уровней практически не участвует в процессе рекомбинации, до точки перегиба ( $T_1$ ) (рис. 1) активация  $I_\phi$  проходит в условиях контроля величины  $\tau_p$  и фоточувствительности более быстрыми типами рекомбинационных уровней. Дополнительное очувствление при  $T > T_1$  [удвоение наклона зависимости  $I_\phi(T)$  до 0.1–0.12 эВ] связано с ростом  $g_r$  (2) и переходом рекомбинационного потока на  $r$ -уровни. Еще одним подтверждением эффекта предельной перезарядки  $r$ -уровней является наличие ТАФ при примесном возбуждении (рис. 2). В условиях их постоянного заполнения дырками ( $N_r \ll \mathcal{N}_r$ ), что реализуется при малой концентрации  $t$ -уровней ( $\mathcal{N}_t \ll \mathcal{N}_r$ ), энергия ТАФ равна  $E_i = E_{vt}/2$  [9]. Нормировка кривых на зависимость  $I_\phi(T)$  при собственном возбуждении выделяет активационную часть, связанную с ростом коэффициента поглощения фотонов, пропорционального величине  $g_r$  (1). Соответствующие области ТАФ при собственном и примесном возбуждении совпадают.

Высокотемпературная точка ( $T_2$ ) перегиба зависимости  $I_\phi(T)$  (рис. 1) удовлетворяет условию равенства интенсивностей тепловых переходов  $s$ -зона— $r$ -уровень (приводит к ТГФ) и  $t$ -уровень— $v$ -зона. По соответствующей величине  $N_{vt}(T_2)$  можно оценить нижний предел концентрации  $t$ -уровней [5], который в исследованных кристаллах возрастает с увеличением дозы нейтронного облучения и при  $\Phi = 4.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  равен  $\mathcal{N}_t \approx 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Наблюдаемое в таких условиях радиационное фоточувствление при 300 К означает, что одно-

временно растет и концентрация донорных  $r$ -уровней [величина  $g_r(1)$ ]. До определенных доз увеличения взаимно компенсирующих пар ( $\approx \rho_i \approx \rho_r$ ) и величины  $g_r$  преобладает в механизме дефектообразования. Превышение порога (зависящего от типа облучения) связано с преимущественным образованием дефектов, образующих быстрый  $s$ -канал рекомбинации. Последнее должно приводить к параллельному тушению фоточувствительности и квантового выхода наблюдаемых полос излучательной рекомбинации, что наблюдается в данном случае [2, 3]. Роль  $s$ -канала рекомбинации могут выполнять протяженные дефекты (области сильного радиационного разупорядочения) как стоки для неравновесных носителей заряда в прилегающем объеме кристалла. Эффективность влияния таких областей на электрофизические и фотоэлектрические параметры снижается геттерированием дефектов в межслоевых промежутках (аналогично эффекту интеркалирования примесей), что приводит к большей радиационной устойчивости слоистых материалов (типа GaSe). В качестве фотоэлектрически активных центров в GaSe могут выступать собственные дефекты в подрешетке металлоида: вакансии селена ( $V_{Se}$ ) как глубокие доноры при их компенсации являются центрами фоточувствительности, междоузельные атомы Se — центрами прилипания. В пользу этого предположения свидетельствуют следующие факты: более слабая химическая связь атомов Se, что связано со специфической кристаллической структуры слоистых соединений, идентичность  $r$ -центров в специально не легированных и легированных кристаллах [9], симбатная зависимость концентрации пар дефектов ( $V_{Se}, Se_i$ ) от дозы радиационного облучения. Как быстро мигрирующие дефекты [10] междоузельные атомы Se в основном сосредоточены в межслоевых промежутках.

Со временем диффузионное растекание сегрегированных радиационных атомов приводит к восстановлению (частичному либо полному) точечно-дефектной структуры материала и его электрофизических и фотоэлектрических характеристик.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Абдуллаев Г. Б., Абасова А. З., Аскеров К. А., Зайтов Ф. А., Стафеев В. И., Салаев Э. Ю. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1983. № 4. С. 679—681.
- [2] Абдуллаев Г. Б., Абасова А. З., Зайтов Ф. А., Лепнев Л. С. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 6. С. 1136—1137.
- [3] Абасова А. З., Зайтов Ф. А., Рычкова О. В., Юнович А. Э. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 613—618.
- [4] Абдуллаев Г. Б., Залетаев Н. Б., Мамедова А. З., Рудовол Т. В., Стефеев В. И. // Радиотехн. и электрон. 1979. № 7. С. 1430—1432.
- [5] Лашкарев В. Е., Любченко А. В., Шейнкман М. К. Неравновесные процессы в фотопроводниках. Киев, 1981. 264 с.
- [6] Абдуллаев Г. Б., Любченко А. В., Алиева М. Х., Алиев Т. И. // Изв. АН АзССР. Сер. физ.-мат. 1972. № 2. С. 29—39.
- [7] Абдуллаев Г. Б., Алиева М. Х., Беленький Г. Л., Кролевец Н. М. и др. // УФЖ. 1971. Т. 15. В. 11. С. 1806—1811.
- [8] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [9] Горягдыев Г., Городецкий И. Я., Любченко А. В., Нуриягдыев О. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 1989—1993.
- [10] Вавилов В. С., Кив Е. А., Ниязова О. Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М., 1981. 368 с.

Получена 15.03.1988  
Принята к печати 6.09.1988