ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $Bi_{12}SiO_{20}$

© *Т.В.Панченко, З.З.Янчук**

Днепропетровский государственный университет,
320625 Днепропетровск, Украина
* Киевский государственный университет, 252000 Киев, Украина
(Поступила в Редакцию 30 октября 1995 г.)

Исследована стационарная фотопроводимость кристаллов $Bi_{12}SiO_{20}$. Наблюдались термическая активация и гашение фототока, сверхлинейность люксамперных характеристик, индуцированная примесная фотопроводимость, оптическое гашение собственной фотопроводимости. Результаты обсуждаются в рамках двухцентровой модели рекомбинации. Определены некоторые параметры r_1-центров медленной рекомбинации и t-уровней прилипания, а также энергия оптической активации ряда локальных уровней запрещенной зоны.

Высокая фоточувствительность в сочетании с электрооптическими свойствами позволяет использовать кристаллы $Bi_{12}MO_{20}$ (BMO, где M = Si, Ge, Ti) в устройствах записи объемных голограмм и оптической обработки информации. С учетом потребностей практики при изучении фотоэлектрических свойств этих кристаллов основное внимание было уделено особенностям фотопереноса. К настоящему времени развиты одно-, двух- и (или) трехуровневые модели стационарного фотопереноса, в которых рассматриваются генерация, дрейф и захват фотоносителей (электронов) на локальные уровни запрещенной зоны BMO при различных условиях на контактах. В рамках этих моделей хорошо объясняются результаты экспериментальных исследований динамики формирования и перераспределения электрического поля и фотоиндуцированного заряда, показана важная роль степени заполнения глубоких локальных уровней [1–6]. Однако реальный спектр энергетических состояний BMO [7] значительно сложнее трехуровневой модели и может проявить себя отличным от описанного в [1–6] образом при изменении условий эксперимента.

Так, например, исследования кинетики установления стационарного фототока при повышенных температурах ($T > 300$ K) и фотопроводимости в переменных полях частотой $f = 10^2 - 10^7$ Hz показали, что фотоперенос в кристаллах $Bi_{12}SiO_2$ (BSO) и $Bi_{12}GeO_{20}$ (BGO) может осуществляться прыжками электронов по пространственно и энергетически разупорядоченным состояниям запрещенной зоны. При этом кристаллы BSO и BGO рассматриваются как сильно легированные компенсированные полупроводники [8,9]. Предложен интересный механизм

переноса, включающий обмен носителями заряда между локальными уровнями запрещенной зоны ВМО [10]. В [12] показано, что модели с одним типом носителей заряда не всегда применимы для ВМО и что роль дырок может быть значительной.

В работах [1–10] не уделено достаточного внимания процессам рекомбинации. В то же время в кристаллах ВМО наблюдается совокупность фотоэлектрических явлений (термическая активация фотопроводимости [8,12–14], ее температурное и оптическое гашение [8,13–15], индуцированная примесная фотопроводимость [9,16,17], сверхлинейность люкс-амперных характеристик [9,12] и др.), которые указывают на рекомбинационное взаимодействие различных типов центров рекомбинации [18]. Теоретический анализ показал возможность использования для кристаллов ВМО моделей рекомбинации в монополярном широкозонном полупроводнике с s-центрами «быстрой» и r-центрами «медленной» рекомбинации [14]. Однако эти модели недостаточно обоснованы экспериментально, центры рекомбинации мало изучены. Очевидно, что развитие представлений о фотоэлектрических свойствах и фотопереносе в кристаллах ВМО связано как с определением параметров всего спектра локальных уровней запрещенной зоны, так и с определением их функциональной роли в процессах генерации, захвата и рекомбинации носителей заряда. В данной работе приведены результаты дальнейшего исследования фотоэлектрических свойств кристаллов BSO.

1. Эксперимент

Исследовались номинально чистые кристаллы BSO, выращенные методом Чохральского вдоль кристаллографического направления [001]. Общее содержание неконтролируемой примеси по данным спектрально-эмиссионного анализа не превышало 10^{-3} mass.%. Образцы были приготовлены в виде полированных пластин толщиной 0.3–0.7 mm с большими плоскостями (001). На эти плоскости были нанесены Ag-электроды, вожженные в вакууме при $T = 780$ K. Зазор между электродами составлял 0.7–1.0 mm. Для приведения к одному начальному состоянию все образцы перед измерениями прогревались в темноте до 700 K с последующим медленным (сутки) охлаждением.

Изучались следующие стационарные характеристики: спектральное распределение фотопроводимости $\Delta\sigma^{\mathrm{ph}}(h\nu)$ в диапазоне энергий фотонов $h\nu = 0.5$–3.5 eV, температурные зависимости фотоотклика $I^{\mathrm{ph}}(T)$ при собственном и примесном возбуждении в диапазоне температур $T = 84$–400 K и люкс-амперные характеристики $I^{\mathrm{ph}}(L)$, где L — интенсивность возбуждения собственной фотопроводимости. Рассматривалось также влияние УФ-освещения ($h\nu = 3.4$ eV, зона-зонное возбуждение) на зависимости $\Delta\sigma^{\mathrm{ph}}(h\nu)$. Фотопроводимость определялась по приращению проводимости на свету: $\Delta\sigma^{\mathrm{ph}}(h\nu) = \sigma^{\mathrm{ph}} - \sigma^{d}$, где σ^{ph} и σ^{d} — проводимости на свету и в темноте соответственно.

Для спектральных исследований использовался манохроматор SPM-2 со средней разрешающей способностью не менее 0.02 eV. Источником света служила лампа накаливания мощностью 400 W. Измерения проводились от низких к высоким значениям $h\nu$ во избежа-

ние неконтролируемого индуцирования примесной фоточувствительности. Пучок света модулировался с частотой 12 Hz. К образцу прикладывалось стабилизированное напряжение величиной 15 V. Измерения проводились в режиме постоянного электрического поля [19]. Полезный сигнал регистрировался усилителем переменного тока с использованием техники синхронного детектирования. Образец прижимался к медному теплопроводу азотного криостата, температура измерялась хромель-копелевой термопарой. Для исследования влияния УФ-освещения в качестве дополнительного источника света использовалась ртутная лампа ПРК-4. Зависимости $\Delta\sigma^{\mathrm{ph}}(h\nu)$ нормировались относительно аппаратной функции спектрального распределения потока фотонов.

Температурные зависимости собственной и примесной фотопроводимости измерялись при нагревании образцов со скоростью 0.02 K/s. Люкс-амперные характеристики были получены с использованием лампы ПРК-4 в качестве источника света, интенсивность которого дискретно менялась в пределах трех порядков величины с помощью набора светофильтров.

2. Результаты и обсуждение

1) Спектральные зависимости фотопроводимости. Полученные зависимости $\Delta\sigma^{\mathrm{ph}}(h\nu)$ (рис. 1) позволяют выделить пять широких полос примесного фотоотклика в диапазонах $h\nu = 0.5$–$0.9\,(A)$, 0.9–1.4 (B), 1.4–2.0 (C), 2.0–2.6 (D), 2,7–3.5 eV (E). При $T = 290$ K фотоотклик в A-полосе не регистрируется, B- и D-полосы характеризуются четко выраженными длинноволновыми порогами с $h\nu = 0.90$ и 2.05 eV. E-полоса примыкает к области собственной фотопроводимости, спектральное положение ее максимума было принято нами за ширину запрещенной зоны: $h\nu^{E}_{\max} = \Delta E_g = 3.33$ и 3.45 eV при $T = 290$ и 84 K соответственно. При этом средняя скорость температурного изменения ΔE_g $(d(\Delta E_g)/dT = -5.8\cdot 10^{-4}\,\mathrm{eV}\cdot\mathrm{K}^{-1})$ соответствует оценкам этой величины по смещению края оптического поглощения [20]. Интенсивность фотоотклика в D-полосе велика и несколько превышает величину собственной фотопроводимости в E-полосе (при $T = 290$ K).

Все широкие полосы слабо структурированы. По положению максимумов можно выделить ряд более узких полос примесной фоточувствительности и оценить энергию оптической активации локальных уровней запрещенной зоны кристаллов BSO: $E^{O}_{a} = 0.95$, 1.05, 1.15, 1.28, 1.46, 1.6, 1.9, 2.47, 2.62, 2.90, 3.05, 3.12, 3.2 eV. Часть полученных значений E^{O}_{a} с точностью до ± 0.05 eV коррелирует с приведенными в работах [7,12,21–24]. Однако в отличие от данных этих работ, мы выявили структуру D- и E-полос фотоотклика.

Понижение температуры до 84 K или ее повышение до 380 K приводит к существенному уменьшению фотопроводимости в B-, C-, D- и E-полосах, в то время как интенсивность фотоотклика в A-полосе растет. В связи с изменением соотношения интенсивностей в полосах примесного фотоотклика в пользу более низкоэнергетичных спектров $\Delta\sigma^{\mathrm{ph}}(h\nu)$ существенно трансформируются.

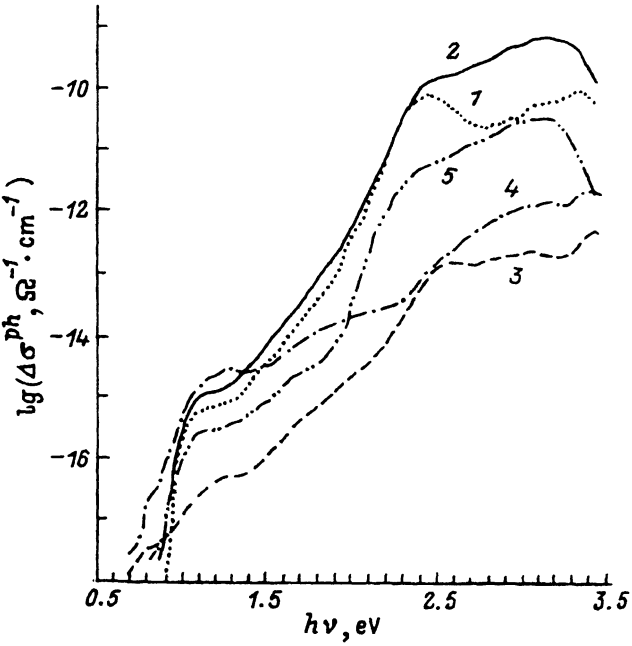

Рис. 1. Спектральные зависимости фотопроводимости кристаллов BSO при $T = 290$ (*1, 2*), 84 (*3, 4*) и 385 K (*5*) без УФ-освещения (*1, 3, 5*) и при дополнительном УФ-освещении (*2, 4*).

Наблюдающееся увеличение фотоотклика при УФ-освещении представляет собой эффект индуцирования примесной фоточувствительности (ИПФ). При $T = 290$ K мы наблюдали ИПФ в двух спектральных областях с $h\nu_1 \leqslant 2.1$ eV и $h\nu_2 = 2.5-3.2$ eV. Этот эффект с красной границей $h\nu_1 < 2.0$ eV описан также в [9,16,17]. Однако в более коротковолновой области ранее он не наблюдался. Понижение температуры обусловливает значительное усиление эффекта ИПФ с коротковолновым смещением границ областей его проявления до $h\nu_1' < 2.2$ eV и $h\nu_2' = 2.6-3.4$ eV. При этом в области $h\nu_2'$ под действием УФ-освещения интенсивность фотоотклика перераспределяется в пользу полос с $E_a^O = 3.2$, 3.12, 3.05 и 2.90 eV.

Немонотонный характер влияния температуры на спектры $\Delta\sigma^{\rm ph}(h\nu)$ привлекает внимание к исследованию температурной зависимости как собственной, так и примесной фотопроводимости кристаллов BSO.

2) Температурные зависимости фотопроводимости. Семейства температурных зависимостей фотопроводимости $\Delta\sigma^{\rm ph}(T)$, полученные при собственном возбуждении ($h\nu = 3.5$ eV) различной интенсивности и примесном возбуждении ($h\nu = 2.3-3.2$ eV) для $L = \text{const}$, в целом аналогичны друг другу (рис. 2, 3).

В обоих случаях по мере повышения температуры в области $T_1 = 140-260$ K наблюдается эффект термической активации фотопроводимости (ТАФ), а в области $T_2 = 260-400$ K — эффект ее температурного гашения (ТГФ).

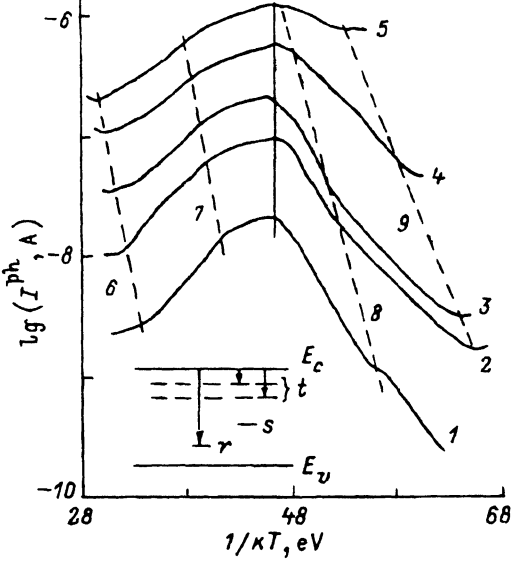

Рис. 2. Семейство температурных зависимостей фототока в области собственной фотопроводимости кристаллов BSO для уровней освещенности $L/L_0 = 0.001\,(1)$, $0.008\,(2)$, $0.014\,(3)$, $0.22\,(4)$ и $1.0\,(5)$; температурные зависимости точек перегиба в области ТГФ $\ln I^{\rm ph}_{ri}(1/kT')\,(6,7)$, а также в области ТАФ $\ln I^{\rm ph}_1(1/kT'_1)\,(8)$ и $\ln I^{\rm ph}_2(1/kT)\,(9)$.

Энергия фотовозбуждения $h\nu = 3.4$ eV. На вставке — друхцентровая модель рекомбинации, контролируемой уровнями прилипания.

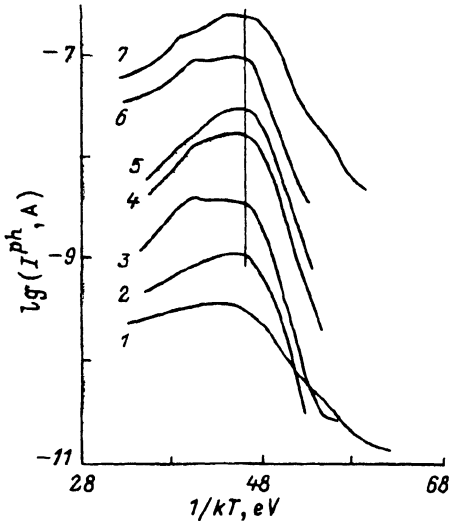

Рис. 3. Семейство температурных зависимостей примесной фотопроводимости кристаллов BSO для различной энергии фотовозбуждения $h\nu$

$h\nu$ (eV): *1* — 2.1, *2* — 2.34, *3* — 2.58, *4* — 2.75, *5* — 2.88, *6* — 3.26, *7* — 3.3. $L/L_0 = 1.6 \cdot 10^{-2}$.

Согласно [7], стационарная фотопроводимость кристаллов BMO определяется в основном электронами, т. е.

$$\Delta\sigma^{\rm ph} = e\mu_n\tau_n\beta\alpha L, \tag{1}$$

где e, μ_n, τ_n — заряд, дрейфовая подвижность и время жизни электронов, β — эффективный квантовый выход фотоэффекта, α и L — коэффициент поглощения и интенсивность падающего света. Поэтому температурная зависимость $\Delta\sigma^{\rm ph}$ может быть обусловлена температурной зависимостью μ_n, β или τ_n. Подвижность электронов в кристаллах BMO растет с температурой [8,25], однако в интервале T_1 ее рост незначителен (в пределах порядка величины [25]) и не может объяснить эффект ТАФ, приводящий к увеличению фотопроводимости в пределах 3–4 порядков величины. При дальнейшем увеличении температуры в области T_2 на фоне значительного роста μ_n наблюдается эффект ТГФ. Температурная зависимость β характерна для сложного механизма генерации носителей заряда, связанного, например, с генерацией экситонов. Исследования краевого оптического поглощения не выявили возбуждения экситонов в кристаллах BSO и BGO, хотя возможность их генерации в области непрямых оптических переходов не исключается [26,27].

Во многих широкозонных полупроводниках эффекты ТАФ и ТГФ можно связать с температурной зависимостью τ_n в рамках так называемой двухцентровой (или многоцентровой) модели рекомбинации [18]. В этой модели рассматриваются глубокие r-центры медленной и s-центры быстрой рекомбинации, отличающиеся сечениями захвата электронов $C_{ns}/C_{nr} \gg 10^3$, а также t-уровни прилипания, расположенные вблизи дна зоны проводимости E_c (вставка на рис. 2). Роль t-уровней заключается в том, что они определяют (через условие электронейтральности) заполнение центров рекомбинации. Опустошение t-уровней с ростом температуры приводит к эффекту ТАФ. Кроме того, прилипание значительно искажает кинетику фотоносителей, обусловливая «затягивание» времени ралаксации либо наличие нескольких (по числу t-уровней с различной энергией активации) времен релаксации. Три значения τ_n ($(1.2-1.9)\cdot 10^{-4}$, $(6-8)\cdot 10^{-4}$ и $1.2\cdot 10^{-2}$ s) определены для кристаллов BGO в [19].

В наших экспериментах наблюдались следующие особенности ТАФ.

1) Возрастание фототока при собственном возбуждении характеризуется двумя экспоненциальными участками с близкими значениями энергии термической активации $E^t_{a1} = 0.17$ eV и E^t_{a2} eV, определенными из

$$I^{\rm ph} = A_i \exp(-E^T_{ai}/kT), \tag{2}$$

где $A_i = \text{const}$, $i = 1, 2$. ТАФ для примесного фотовозбуждения с $h\nu = 2.3-3.2$ eV определяется одним значением: $E^T_a = 0.23$ eV (рис. 2, 3).

2) Протяженность температурного диапазона, соответствующего каждому из участков ТАФ, уменьшается с ростом интенсивности возбуждения L. Ограничивающие эти участки со стороны низких температур точки перегиба $I^{\rm ph}_1$, $I^{\rm ph}_2$ в свою очередь экспоненциально зависят от температуры перегиба T'_i (рис. 2):

$$I^{\rm ph}_i = B_i \exp(-E^T_{tci}/kT'_i), \tag{3}$$

где $B_i = \text{const}$, $i = 1, 2$. Энергия активации $E^T_{tc1} = 0.36$ eV и $E^T_{tc2} = 0.19$ eV вдвое превышает соответствующие значения E^T_{a1} и E^T_{a2}.

3) Температура $T_m = 260$ K, при которой процесс ТАФ заканчивается, остается практически неизменной при различных уровнях и различной энергии возбуждения (рис. 2, 3).

4) Кратность возрастания фототока K_a уменьшается с ростом L (рис. 2). Значения K_a определялись как

$$K_a = (I^{\rm ph}_\infty / I^{\rm ph}_0)^2 = (n_\infty/n_0)^2, \tag{4}$$

где $I^{\rm ph}_\infty$, $I^{\rm ph}_0$ и n_∞, n_0 соответствуют значениям тока и концентрации фотоносителей на начальном этапе и после завершения ТАФ. При низком уровне возбуждения мы получили $K_a = 10^6$.

В соответствии с теоретическим анализом [18,28] эти особенности позволяют однозначно связать ТАФ в кристаллах BSO с прилипанием электронов на t-уровни. При этом значения E^T_{tc1}, E^T_{tc2} и $2E^T_a$ определяют глубину их залегания относительно E_c.

Следует отметить также, что глубина залегания уровней прилипания E_{tc1}^T и E_{tc2}^T удовлетворительно согласуется с энергией активации ловушек $E_{a1} = 0.1-0.20\,\mathrm{eV}$ и $E_a = 0.32-0.38\,\mathrm{eV}$, найденной методами термоактивационной спектроскопии в диапазоне температур $T < 240\,\mathrm{K}$, соответствующем области наблюдения ТАФ [7,12,29,30]. Однако в работах [13,14] при исследовании ТАФ в кристаллах BSO активация фототока наблюдалась при более низких температурах ($T_m = 167\,\mathrm{K}$) и были найдены (кроме уровней с $E_{tc2} = 0.15-0.2\,\mathrm{eV}$) более мелкие уровни прилипания с $E_{tc3} = 0.07-0.09\,\mathrm{eV}$.

Общая концентрация t-уровней может быть определена из соотношений

$$N'_{ti} = (n_\infty)^2/n_0 = K_a n_\infty, \tag{5}$$

$$N''_{ti} = N_c \exp(-T_m/kT), \tag{6}$$

где $i = 1, 2$, $N_c = 10^{17} \cdot T_m^{3/2}$ — эффективная плотность энергетических состояний в зоне проводимости (определялась с использованием данных [31]). Для оценки n_∞ использовалась величина $\mu_n = 1.1 \times \times 10^{-2}\,\mathrm{cm}^2 \cdot (\mathrm{V} \cdot \mathrm{s})^{-1}$, которая была найдена в [8] для кристаллов BSO, выращенных в тех же технологических условиях, что и кристаллы, исследованные нами. Мы получили значения $N'_{t1} = 5 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ и $N'_{t2} = 3 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-3}$, коррелирующие с $N''_{t1} = 8.7 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ и $N''_{t2} = 2.6 \times \times 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (для уровней E_{tc1}^T и E_{tc2}^T соответственно).

Эффект ТГФ в рамках рассматриваемой двухцентровой модели рекомбинации может быть последовательно описан как результат термической перезарядки центров рекомбинации [18]. Предполагается, что в области температур T_2 происходит интенсивный обмен носителями заряда между r-центрами и валентной зоной. Поскольку r-центры расположены в нижней половине запрещенной зоны и имеют сильную асимметрию сечений захвата дырок и электронов ($C_{pr}/C_{nr} \ll 1$), термический выброс электронов из r-уровней в зону проводимости можно не учитывать.

Уменьшение фотопроводимости в области ТГФ следует из анализа критерия высокой фоточувствительности. Для кристаллов BSO как широкозонных полупроводников n-типа, согласно [18], он может быть определен следующим образом:

$$P_s/P_r = (g_r + x_r)/(g_r + x_s)\alpha_n < 1, \tag{7}$$

где P_s и P_r — концентрации дырок на s- и r-центрах, $\alpha_n = C_{nr}/C_{ns}$. Безразмерные параметры $x_r = g_s C_{pr} N_{vr}/C_{nr} n$ и $x_s = g_r C_{ps} N_{vs}/C_{ns} n$ представляют собой отношение скоростей термической генерации дырок из r- и s-центров соответственно к скоростям захвата электронов на эти же центры, g_r и g_s — коллективные параметры, характеризующие конкурентную способность r- и s-центров рекомбинации ($g_r + g_s = 1$), C_{ps} — сечение захвата дырок на s-центры, N_{vr}, N_{vs} — статистические факторы валентной зоны, приведенные к глубине r- и s-центров.

С увеличением температуры x_r увеличивается, неравенство (7) ослабляется, так как происходит перераспределение потоков рекомбинации с r- на s-центры. Это влечет за собой уменьшение τ_n и фотопроводимости. Таким образом, x_r характеризует интенсивность ТГФ.

Процесс гашения происходит в диапазоне $x''_r > x_r > x'_r$ где $x'_r < 1$ соответствует его началу ($n = n_{r0}$), а $x''_r > K_r$ — его окончанию ($n = n_{r\infty}$). Кратность гашения K_r определяется как

$$K_r = n_{r0}(n_{r0} + P_{n0})/n_{r\infty}(n_{r\infty} + P_{r0}), \tag{8}$$

где P_{r0} — начальная концентрация дырок на r-центрах.

Наблюдавшийся нами эффект ТГФ имеет все те характерные особенности, которые следуют из теоретического анализа термической перезарядки r- и s-центров рекомбинации, а именно (рис. 2): 1) явно выраженные точки перегиба зависимостей $I^{\rm ph}(T)$ при низких $I^{\rm ph}_{r1}(T'_1)$ и высоких $I^{\rm ph}_{r2}(T'_2)$ температурах (при изменении интенсивности освещения для этих точек наблюдаются экспоненциальные зависимости от температуры: $I^{\rm ph}_{r1}(T'_1)$ и $I^{\rm ph}_{r2}(T'_2)$ с энергией термической активации $E^T_{rv} = 0.47\,\mathrm{eV}$, определяющей энергетическое положение r-уровней в запрещенной зоне (относительно потолка валентной зоны E_v):

$$I^{\rm ph}_{ri} = C_i \exp(-E^T_{rv}/kT'_i), \tag{9}$$

где $C_i = \mathrm{const}$, $i = 1, 2$);

2) сдвиг температурного диапазона ТГФ в область более высоких температур с ростом интенсивности фотовозбуждения;

3) близкий к S-образному общий вид зависимостей $I^{\rm ph}(T)$ при низком уровне возбуждения (в области линейности люкс-амперных характеристик, соответствующей мономолекулярному характеру рекомбинации).

Отсчитывая глубину залегания r-центров от E_c ($\Delta E_g = 3.33\,\mathrm{eV}$ при $T = 300\,\mathrm{K}$), получаем $E^T_{rc} = 2.86\,\mathrm{eV}$, что близко к значениям энергии $E^O_a = 2.9\,\mathrm{eV}$ одного из пиков примесной фоточувствительности, проявляющегося в спектральных зависимостях фотопроводимости, а также лежит в диапазоне энергий активации 2.8–3.0 eV, найденном для r-центров в кристаллах BSO в [13].

Используя значения C_1 и C_2 (величины отрезков, отсекаемых на оси ординат для зависимостей $\ln I^{\rm ph}_{r1}(1/kT'_1)$ и $\ln I^{\rm ph}_{r2}(1/kT'_2)$), мы оценили отношение коэффициентов захвата электронов и дырок на r-центры (с точностью до множителя g_r) и кратность гашения K_r

$$C_1/C_2 = g_r C_{ns}/C_{nr} = K_r = 10^4. \tag{10}$$

Полученная кратность гашения типична для широкозонных фоточувствительных полупроводников n-типа [18], но значительно превышает найденную в [14].

В области ТГФ мы не наблюдали линейных участков для зависимостей $\ln I^{\rm ph}(1/kT)$ при увеличении интенсивности освещения. Это указывает на отсутствие перехода от моно- к бимолекулярной рекомбинации с ростом L.

Эффект температурного гашения наблюдается также для примесной фотопроводимости (рис. 3). Интенсивность гашения при равных уровнях освещенности несколько выше, чем для собственной фотопроводимости. Хорошо выражена длинноволновая граница возбуждения

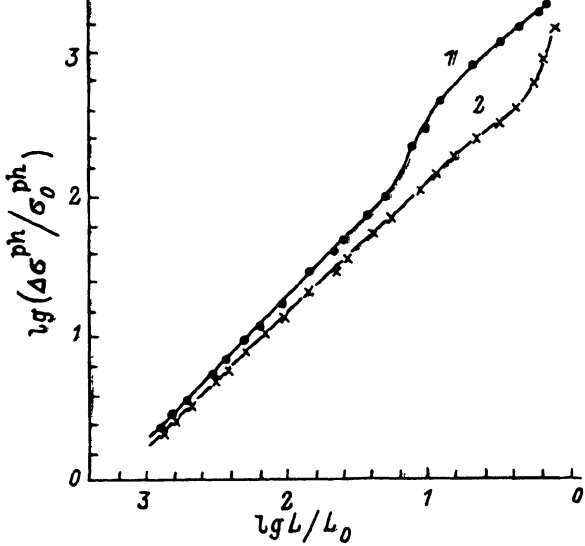

Рис. 4. Люкс-амперные характеристики кристаллов BSO в области ТГФ при $T_1 = 262\,\mathrm{K}$ (*1*) и $T_2 = 291\,\mathrm{K}$ (*2*).

$h\nu_b = 2.1\,\mathrm{eV}$. При $h\nu < h\nu_b$ ТГФ не наблюдается, эффект активации фотоотклика сохраняется, но наклон зависимостей $\ln I^{ph}(1/kT)$ значительно уменьшается. Возможно, активация здесь обусловлена другими причинами, например, температурной зависимостью подвижности.

3) Люкс-амперные характеристики. Люкс-амперные характеристики, полученные в области ТГФ, приведены на рис. 4. Они могут быть аппроксимированы выражением

$$\Delta\sigma^{ph}/\Delta\sigma_0^{ph} = b(L/L_0)^{\gamma}, \tag{11}$$

где L_0 — максимальная освещенность, $\Delta\sigma_0^{ph}$ получено при $L = L_0$, $b = \mathrm{const}$, а показатель степени γ

$$\gamma = d\left[\ln(\Delta\sigma^{ph}/\Delta\sigma_0^{ph})\right]/d\left[\ln(L/L_0)\right] \tag{12}$$

изменяется в пределах 1–4.

При относительно малых уровнях освещения люкс-амперные характеристики близки к линейным, рекомбинация контролируется r-центрами и имеет мономолекулярный характер. По мере увеличения L наблюдается S-образный рост фототока, люкс-амперные характеристики становятся сверхлинейными. Показатель сверхлинейности γ проходит через максимум. С ростом температуры область сверхлинейности смещается в сторону больших значений освещенности. Эти особенности люкс-амперных характеристик, согласно [18], являются следствием двухцентрового механизма рекомбинации. В рамках этой модели возрастание γ и ТГФ происходят при одинаковом соотношении между скоростями рекомбинации и термогенерации носителей заряда из r-центров. Различие состоит лишь в том, что при измерении люкс-амперных характеристик ($T = \mathrm{const}$) величина x_r изменяется в

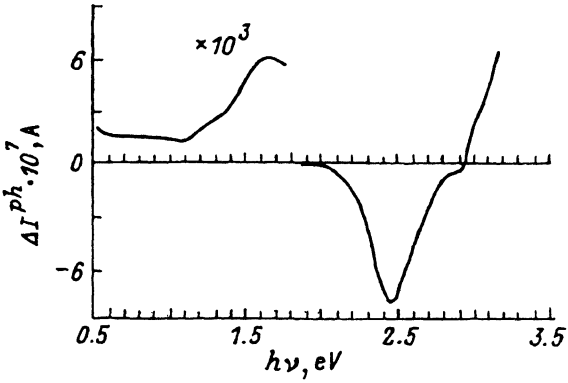

Рис. 5. Спектр оптического гашения собственной фотопроводимости кристаллов BSO при $T = 290$ K.

результате увеличения скорости захвата электронов. Это дает возможность оценить $x_r \approx 10^2$ в области ТГФ, воспользовавшись соотношением из [18]

$$1/\gamma = 1\gamma_0 - (x_r K_r)/(1 + x_r)(K_r + x_r), \tag{13}$$

где $\gamma_0 = 0.8$ было получено для люкс-амперных характеристик в области ТАФ. Наличие уровней прилипания сказывается в уменьшении наклона люкс-амперных характеристик в области сверхлинейности и обусловливает невысокие значения γ (так называемая пологая сверхлинейность). В области ТГФ люкс-амперные характеристики не содержат участков с $\gamma < 1$, т. е. переход к бимолекулярной рекомбинации не реализуется, что соответствует особенностям температурных зависимостей собственной фотопроводимости.

4) Оптическое гашение собственной фотопроводимости. Спектр оптического гашения, представляющий собой зависимость фотоотклика в области возбуждения собственной фотопроводимости от дополнительного освещения из области примесной фоточувствительности $\Delta I^{\mathrm{ph}}(h\nu_{add})$, приведен на рис. 5. Он имеет особенности, существенно отличающие его от аналогичных спектров для многих широкозонных полупроводников [18]. Так, длинноволновая дополнительная подсветка вызывает некоторое увеличение, а не уменьшение собственной фотопроводимости. Интенсивное гашение последней наблюдается в области коротких волн и характеризуется двумя минимумами зависимости $\Delta I^{\mathrm{ph}}(h\nu_{add})$ при $h\nu_1 = 2.45$ eV и $h\nu_2 = 2.9$ eV.

В условиях действия стационарного собственного возбуждения, которое обусловливает сильное заполнение t-уровней электронами, можно не рассматривать влияние этих уровней на перераспределение рекомбинационных потоков между r- и s-центрами. Кроме того, спектр оптического гашения получен в области ТГФ ($T = 290$ K), где имеют место интенсивные термические переходы между глубокими примесными центрами и валентной зоной. Принимая во внимание эти соображения, находим, что наблюдающаяся ситуация не соответствует простому механизму ионизации r-центров с генерацией дырок и их перелокализацией на s-центры. Вероятно, особенности оптического га-

шения обусловлены комбинацией эффектов оптической и термической перезарядки не двух, а нескольких типов r- и s-центров.

В заключение отметим, что полученные результаты, свидетельствуя в целом в пользу двухцентровой модели рекомбинации для собственной фотопроводимости, указывают на необходимость детального исследования многоцентровой схемы электронных переходов в случае примесной фотопроводимости с использованием продуктивных в этом плане кинетических методов.

Авторы выражают благодарность И.С. Горбаню за внимание к работе и полезные замечания.

Список литературы

[1] Grousson R., Henry M., Mallik S. J. Appl. Phys. **56**, *1*, 224 (1984).
[2] Брыксин В.В., Коровин Л.И., Кузьмин Ю.И. ФТТ **28**, *9*, 2728 (1986).
[3] Астратов В.Н., Ильинский А.В., Кисилев В.А. ФТТ **28**, *11*, 3438 (1986).
[4] Брыксин В.В., Коровин Л.И., Кузьмин Ю.И. ФТТ **29**, *5*, 1323 (1987).
[5] Ильинский А.В., Куценко А.Б., Мельников М.Б. ФТТ **30**, *6*, 1780 (1988).
[6] Астратов В.Н., Ильинский А.В., Фурман А.С. ФТТ **31**, *8*, 212 (1989).
[7] Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. Фотоиндуцированные процессы в силленитах Новосибирск (1990). 160 с.
[8] Костюк В.Х., Кудзин А.Ю., Соколянский Г.Х. ФТТ **22**, *8*, 2454 (1980).
[9] Авраменко В.П., Кудзин А.Ю., Соколянский Г.Х. ФТТ **26**, *2*, 485 (1984).
[10] Atterd A.E. J. Appl. Phys. **69**, *1*, 44 (1991).
[11] Stohkendl F.P., Hellwarth R.W. J. Appl. Phys. **62**, *6*, 2450 (1987).
[12] Hou S.L., Lauer R.B., Aldrich R.E. J. Appl. Phys. **44**, *6*, 2652 (1973).
[13] Захаров И.С., Петухов П.А., Скориков В.М., Кистенева М.Г. Изв. вузов. Физика, *6*, 85 (1985).
[14] Захаров И.С. ФТТ **27**, *4*, 1062 (1985).
[15] Камшилин А.А., Петров М.П. ФТТ **23**, *10*, 3110 (1981).
[16] Волосов А.Я., Костюк В.Х., Кудзин А.Ю., Соколянский Г.Х. ФТТ **23**, *7*, 2187 (1981).
[17] Карпович И.А., Колосов Е.Е., Леонов Е.И., Орлов В.М., Шилова М.В. Неорган. материалы **21**, *6*, 965 (1985).
[18] Лашкарев В.Е., Любченко А.В., Шейкман М.К. Неравновесные процессы в фотопроводниках. Киев (1981). 264 с.
[19] Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках М. (1963). 404 с.
[20] Реза А.А., Сенулене Д.В., Беляев В.А., Леонов Е.И. Письма в ЖТФ **5**, *8*, 465 (1979).
[21] Douglas G.G., Zitter R.N. J. Appl. Phys. **39**, *4*, 2133 (1968).
[22] Ермаков М.Г., Хомич А.В., Перов П.И., Горн И.А., Куча В.В. Микроэлектроника **11**, *5*, 424 (1982).
[23] Быковский Ю.А., Зуев В.В., Кирюхин А.Д., Скориков В.М., Чмырев В.И. ФТП **12**, *10*, 2004 (1978).
[24] Копылов Ю.Л., Кравченко В.Б., Куча В.В. Микроэлектроника **11**, *5*, 477 (1982).
[25] Prakash S.G., Mamedov A.M., Lebedeva N.N., Marduxaev A.R. Indian J. Pure Appl. Phys. **20**, 306 (1982).
[26] Toyoda T., Maruyama S., Hakanishi H., Endo S., Irie T. J. Phys. D: Appl. Phys. **19**, 909 (1986).
[27] Гудаев О.А., Седельников А.П. ФТТ **29**, *3*, 946 (1987).
[28] Любченко А.В., Шейкман М.К. УФЖ **18**, *1*, 133 (1973).
[29] Grabmaier B.C., Obershmid R. Phys. Stat. Sol. (a) **96**, 199 (1986).
[30] Takamori T., Just D. J. Appl. Phys. **67**, *2*, 848 (1990).
[31] Lauer R.B. J. Appl. Phys. **45**, *4*, 1794 (1974).