

09,08

Неустойчивость фотоиндуцированного оптического поглощения кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}:\text{Al}$

© Т.В. Панченко, А.А. Дяченко, О.В. Хмеленко

Днепропетровский национальный университет им. Олеся Гончара,
Днепропетровск, Украина,
E-mail: pancht@mail.ru

(Поступила в Редакцию 14 июля 2014 г.
В окончательной редакции 2 октября 2014 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования неустойчивости установления и релаксации фотохромного эффекта в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, легированных алюминием. Наблюдались осциллирующие и немономонные кинетические зависимости фотоиндуцированного оптического поглощения. Осцилляции поглощения связываются с конкуренцией процессов образования и разрушения фотохромных центров $[\text{AlSiO}_4]^0$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины (бюджетная тема № 1-266-12).

1. Введение

Фоторефрактивные кристаллы со структурой силлени-та $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ (ВМО, где $M = \text{Si}, \text{Ge}, \text{Ti}$) используются как функциональные среды в высокоскоростных устройствах записи, обработки и хранения оптической информации. Оптические и электрофизические свойства ВМО чувствительны к внешним воздействиям. Это проявляется, в частности, как фотохромный эффект (ФХЭ) и неустойчивость ряда свойств. Известна нестабильность фототока [1–3], осцилляции темнового тока и оптического поглощения после импульсного освещения [4], нестационарность фото-ЭДС [5], осцилляции дифракционной эффективности и немономонность временных зависимостей характеристик голографической записи и/или считывания информации [6–9].

Выявлено влияние примесей Cu , Al , Mn и Ni на нестационарность электрооптических явлений [10], немономонность кинетики записи и разрушения (при считывании) объемных голограмм в кристаллах ВМО [11]. Таким образом, влияние легирования на неустойчивость свойств может изменить или придать новые функциональные возможности кристаллам ВМО как оптически реверсивным средам, однако этот вопрос мало изучен.

В данной работе представлены результаты исследования неустойчивости фотоиндуцированного оптического поглощения кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), легированных алюминием (BSO:Al).

2. Эксперимент

Кристаллы BSO:Al были выращены по методу Чохральского вдоль кристаллографического направления [001]. Содержание алюминия по данным спектрально-эмиссионного анализа составляло 0.012 и 0.046 wt.% в кристаллах BSO:Al* и BSO:Al** соответственно.

Образцы приготавливались в виде набора полированных пластин толщиной $d = 0.4, 3.6$ и 7.2 mm площадью 8×8 mm в плоскостях (001). Перед исследованием ФХЭ образцы приводились в исходное состояние прогревом до 800 K и последующим медленным (\sim сутки) охлаждением в темноте до $T_0 = 85$ K.

С помощью спектрофотометра „Cary-4E“ в диапазоне энергий квантов света $h\nu = 0.5\text{--}3.4$ eV при T_0 измерялись спектры стационарного оптического пропускания $D_0(h\nu)$ и пропускания $D^{\text{ph}}(h\nu, t^*)$ после действия фотоактивирующей засветки, где t^* — суммарная длительность (доза) фотоактивации. Фотоиндуцированное состояние (ФХЭ) возбуждалось импульсами света из ближнего УФ-диапазона ($h\nu_1 = 3.3$ eV) и синей области спектра ($h\nu_2 = 2.73$ eV). Свет с энергией квантов $h\nu_1 = 3.3$ eV выделялся пороговым светофильтром с „хвостом“ пропускания $t = 10\text{--}80\%$ в спектральном диапазоне 3.04–3.3 eV, граница диапазона соответствует максимальному пропусканию фильтра $t = 80\%$. Свет с $h\nu_2 = 2.73$ eV выделялся интерференционным светофильтром с полосой пропускания $t = 10\text{--}60\%$ в диапазоне 2.57–2.8 eV, где максимальное пропускание $t = 60\%$ приходится на энергию квантов 2.73 eV. Длительность импульсов составляла $\Delta t^* = 2$ s на начальном этапе возбуждения ФХЭ, $\Delta t^* = 10$ и 20 s на остальных этапах. Спектры $D^{\text{ph}}(h\nu, t^*)$ записывались в промежутках между импульсами засветки. После насыщения ФХЭ изучалась его релаксация (разрушение) при T_0 — зависимости $D^r(t, h\nu_{\text{max},i})$, где t — текущее время, $h\nu_{\text{max},i}$ — спектральное положение i -полосы фотоиндуцированного поглощения. Условия релаксации ФХЭ изменялись кратковременным прогревом образцов до температур $T_1 = 170$ и $T_2 = 230$ K с возвращением к температуре T_0 .

Исследовались соответствующие спектрам пропускания спектры стационарного поглощения $\alpha_0(h\nu)$, поглощения после фотоактивации $\alpha^{\text{ph}}(h\nu, t^*)$, релакса-

ции поглощения после фотоактивации $\alpha^{\text{ph}}(t, hv_{\text{max},i})$, а также разностные спектры, характеризующие изменение фотоиндуцированного поглощения $\Delta\alpha^{\text{ph}}$ в результате возбуждения и релаксации ФХЭ: $\Delta\alpha^{\text{ph}}(hv, t^*) = \alpha^{\text{ph}}(hv, t^*) - \alpha_0(hv)$ и $\Delta\alpha^r(t, hv_{\text{max},i}) = \alpha_{\text{max}}^{\text{ph}}(hv_{\text{max},i}) - \alpha^{\text{ph}}(t, hv_{\text{max},i})$, соответственно, где $\alpha_{\text{max}}^{\text{ph}}$ — максимальное поглощение в i -полосах спектров $\Delta\alpha_{\text{max}}^{\text{ph}}(hv, t_s^*)$ насыщенного ФХЭ, t_s^* — время (доза), необходимое для насыщения ФХЭ. Спектры поглощения рассчитывались по методике [12].

Из параметрических зависимостей $\Delta\alpha^{\text{ph}}(hv, t^*)$ были получены кинетические (дозовые) зависимости формирования ФХЭ: $\Delta\alpha^{\text{ph}}(t^*, hv_{\text{max},i}) = \alpha^{\text{ph}}(t^*, hv_{\text{max},i}) - \alpha_0(hv_{\text{max},i})$.

3. Экспериментальные результаты

Полученные результаты сводятся к следующему.

Легирование кристаллов BSO алюминием приводит к изменению их окраски от желто-коричневой до почти бесцветной, тональность которой зависит от содержания Al, изменяясь от бледно-розовой до дымчатой (для кристаллов BSO:Al* и BSO:Al** соответственно).

Спектры стационарного оптического поглощения кристаллов BSO:Al (рис. 1, а), как отмечалось и ранее [13–15], слабо структурированы, в отличие от спектров кристаллов BSO не имеют известного „плеча“ оптического поглощения, коррелирующего по спектральному положению с максимальной примесной фотопродвижимостью BSO в сине-зеленой области спектра.

Оценка оптической ширины запрещенной зоны по краю фундаментального поглощения (при $\alpha = 100 \text{ cm}^{-1}$) $E_g \approx 3.3 \text{ eV}$ согласуется с [16]. Увеличение содержания Al приводило к дальнейшему уменьшению (компенсации) стационарного поглощения BSO во всей исследованной спектральной области (рис. 1, а). Варьирование содержания Al позволило выявить в спектре $\Delta\alpha_0(hv)$ две группы полос (А и В) частично компенсированного стационарного поглощения собственных дефектов BSO [17] в диапазонах 0.3–1.5 и 2.3–3.3 eV соответственно (вставка на рис. 1, а).

На начальном этапе установления ФХЭ проявляется неустойчивость спектрального распределения ненасыщенного фотоиндуцированного поглощения $\Delta\alpha^{\text{ph}}(hv, t^*)$, когда в одном и том же спектральном диапазоне увеличение поглощения сменяется его уменьшением, затем вновь — увеличением по мере роста времени t^* (дозы) фотоактивации (рис. 1, б).

Спектры ненасыщенного и насыщенного ФХЭ кристаллов BSO:Al ($\Delta\alpha^{\text{ph}}(hv, t^*)$ и $\Delta\alpha_{\text{max}}^{\text{ph}}(hv, t_s^*)$ соответственно имеют сложную структуру (рис. 1, б, с, а также [17–19]). Наличие нескольких типов центров (диа- и парамагнитных), формирующих спектры стационарного и фотоиндуцированного поглощения кристаллов BSO:Al, установлено в [19]. Вид спектров (спектральное распределение поглощения) существенно изменя-

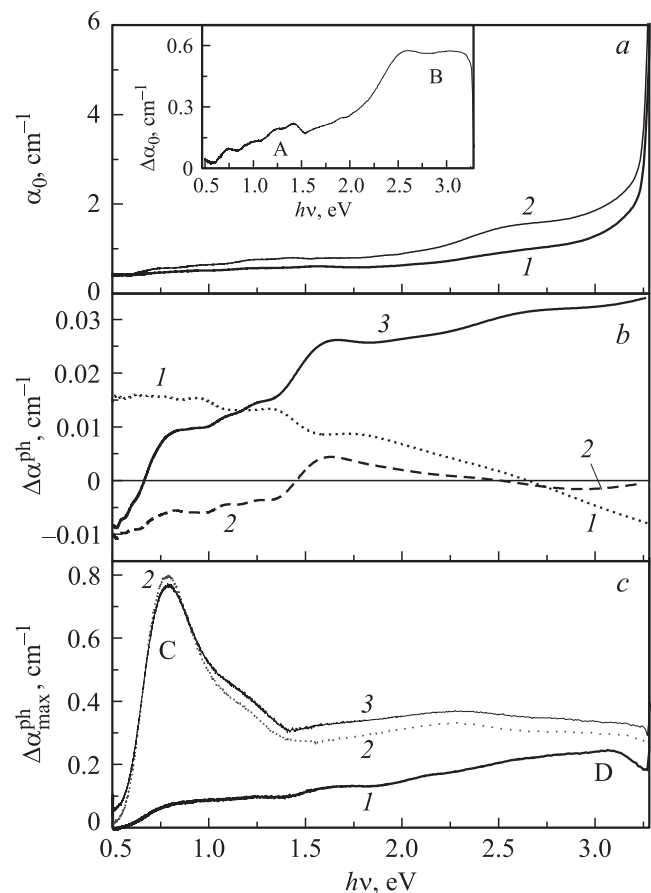


Рис. 1. Спектры стационарного оптического поглощения $\alpha_0(hv)$ (а), ФХЭ $\Delta\alpha^{\text{ph}}(hv, t^*)$ на начальной стадии его установления ($t^* = 2, 140$ и 400 s (b, 1, 2, 3 соответственно) и спектры ФХЭ $\Delta\alpha_{\text{max}}^{\text{ph}}(hv, t_s^*)$ в состоянии его насыщения ($t_s^* = 3200, 6400$ и 810 s (c, 1, 2 и 3 соответственно) для кристаллов BSO:Al* (a, 1; c, 2, 3) и BSO:Al** (a, 2; b, 1, 2, 3; c, 1) после фотоактивации светом с hv_1 (b, 1, 2, 3; c, 1, 2) и hv_2 (c, 3). На вставке к рис. 1, а — спектр стационарного поглощения $\Delta\alpha_0(hv)$ частично компенсированных собственных дефектов кристаллов BSO.

ется с ростом содержания Al: стационарное поглощение усиливается, в спектрах $\alpha_0(hv)$ проявляются полосы примесного поглощения (рис. 1, а), тогда как ФХЭ ослабевает, а спектры $\Delta\alpha^{\text{ph}}(hv, t^*)$ и $\Delta\alpha_{\text{max}}^{\text{ph}}(hv, t_s^*)$ трансформируются с усилением вклада коротковолновых компонент (рис. 1, б, с). В результате, в кристаллах BSO:Al* и BSO:Al** наиболее интенсивные полосы насыщенного ФХЭ (С и D) располагаются в разных областях спектра ($hv_{\text{max}} = 0.78$ и 3.12 eV соответственно), накладываясь на края А- и В-полос стационарного поглощения собственных дефектов BSO (рис. 1, с), при этом спектры ФХЭ нелегированного BSO не содержат полос С и D [18]. Отличное от выше рассмотренного содержание Al в кристаллах BSO:Al обуславливает появление примерно равных по интенсивности С- и D-компонент спектра ФХЭ [17]. Энергия квантов света,

возбуждающего ФХЭ ($h\nu_1$ или $h\nu_2$), заметного влияния на спектры $\Delta\alpha_{\max}^{ph}(h\nu, t_s^*)$ не оказывает (рис. 1, c).

Кинетика формирования ФХЭ представлена временными (дозовыми) зависимостями $\Delta\alpha^{ph}(t^*)$ для С- и D-полос спектров ФХЭ (рис. 2, a и b соответственно). Приближенно кинетические кривые описываются выражением $\Delta\alpha^{ph}(t^*) = \Delta\alpha_{\max}^{ph}[1 - \exp(-t^*/\tau_1)]$, где τ_1 — постоянная (таблица).

Неустойчивость кинетики фотоактивации поглощения проявляется на начальных этапах формирования спектров ФХЭ в виде осцилляций кинетических кривых $\Delta\alpha^{ph}(t^*)$. Зависимости $\Delta\alpha^{ph}(t^*)$ для С- и D-полос демонстрируют затухающий характер осцилляций (рис. 2, a, b). Вид кинетических кривых, значения τ_1 , глубина и длительность затухания осцилляций различны для кристаллов BSO:Al* и BSO:Al**, полос С

Характеристики процессов формирования и релаксации ФХЭ

Кристалл	Полоса поглощения в спектрах ФХЭ	Формирование ФХЭ		Релаксация ФХЭ	
		$h\nu_1, eV$	$h\nu_2, eV$	τ_2', s	τ_2'', s
		3.3	2.73		
BSO:Al*	C	1977	156	—	—
	D	1992	154	—	—
BSO:Al**	C	1066	90	420	1250
	D	1295	110	400	1000

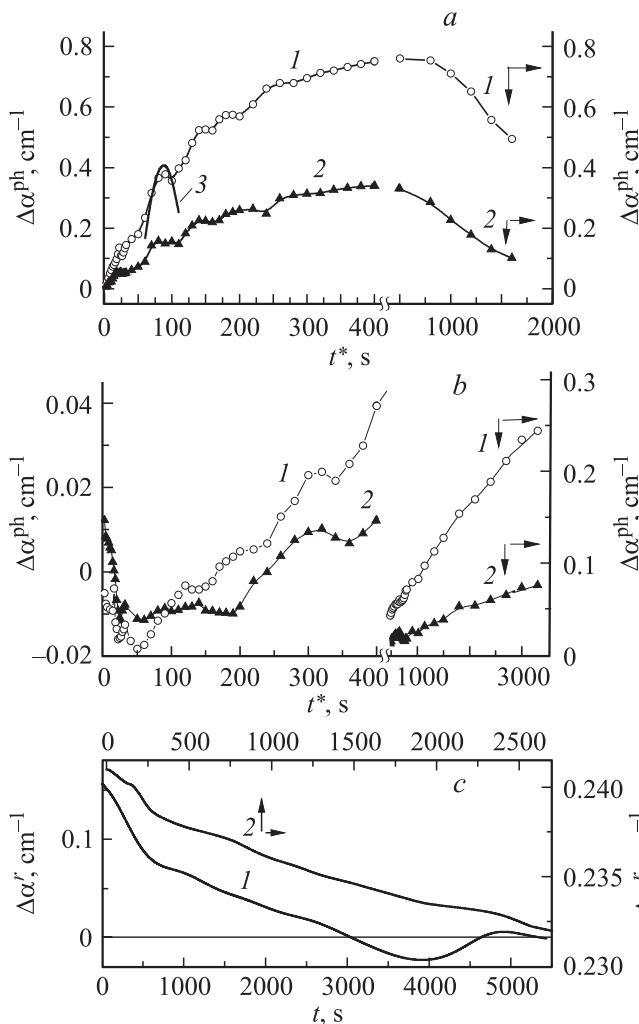


Рис. 2. Кинетические (дозовые) зависимости ФХЭ $\Delta\alpha^{ph}(t^*, h\nu_{\max,i})$ (a, b) и релаксации ФХЭ $\Delta\alpha^r(t, h\nu_{\max,i})$ (c) в полосах фотоиндуцированного поглощения с $h\nu_{\max 1} = 0.78 eV$ (a, 1; b, 2, c, 1) и $h\nu_{\max 2} = 3.12 eV$ (a, 2; c, 2) для кристаллов BSO:Al* (a) и BSO:Al** (b, c). Аппроксимация прохождения через максимум кинетической зависимости ФХЭ $\Delta\alpha^{ph}(t^*)$ в полосе с $h\nu_{\max 1} = 0.78 eV$ (a, 3).

и D, а также зависят от энергии квантов фотоактивации ($h\nu_1$ или $h\nu_2$) (таблица, рис. 2).

Релаксация ФХЭ при T_0 для D-полос спектра ФХЭ незначительна: спад фотоиндуцированного поглощения в течение 45 min не превышает 3.5% от $\Delta\alpha_{\max}^{ph}$, тогда как С-полоса полностью исчезает (рис. 2, c). Спад описывается зависимостями $\Delta\alpha^r(t) \sim \Delta\alpha_{\max}^{ph} \exp(-t/\tau_2)$. Они имеют быструю и медленную компоненты (рис. 2, c) с временами релаксации τ_2' и τ_2'' , которые значительно меньше значений τ_1 для зависимостей $\Delta\alpha^{ph}(t^*)$, характеризующих формирование ФХЭ (таблица). Релаксационные кривые немонотонны, содержат участки прохождения через максимум и изменения знака величины $\Delta\alpha^r(t)$, указывающего на восстановление фотохромных центров (рис. 2, c).

Низкотемпературные прогревы существенно изменяют ситуацию: после прогрева до T_1 поглощение восстанавливается на некоторую величину $\Delta\alpha^T$, время релаксации τ_2 уменьшается. Прогрев до T_2 не только полностью „стирает“ ФХЭ, но и вызывает некоторое увеличение поглощения.

4. Обсуждение результатов

Для обсуждения результатов примем во внимание, что ФХЭ в нелегированном BSO может быть связан с „антиструктурными“ ионами висмута (Bi_{Si}^{3+} и Bi_{Si}^{5+}), занимающими вакантные позиции ионов Si^{4+} в кислородных тетраэдрах. Модель с 3-х и 5-ти валентным висмутом в позициях Si или Ge была предложена в [20]. Она успешно использовалась для предсказания и синтеза новых силленитов, в которых M-позиции занимают разные пары из 3-х и 5-ти валентных ионов [21], привлекалась для объяснения физических свойств силленитов, например, в [17]. Более того, наличие ионов Bi_{Si}^{3+} установлено с помощью нейтроноструктурных исследований, хотя наличие ионов Bi_{Si}^{3+} исключается [22]. Однако, учитывая, что в [22] фотоактивированные центры не изучались, можно допустить появление ионов Bi_{Si}^{5+} в результате фотоионизации Bi_{Si}^{3+} . Например, образование

ионов $\text{Bi}_{\text{Si}}^{4+}$ при освещении кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ синим светом обнаружено методами магнитного циркулярного дихроизма и оптического детектирования магнитного резонанса [23].

Антиструктурные ионы висмута ответственны в основном за желто-коричневую окраску BSO, глубокие локальные уровни в запрещенной зоне, плечо оптического поглощения, примесную фотопроводимость в области плеча. ФХЭ обусловлен образованием центров $[\text{Bi}_{\text{Si}}\text{O}_4]^-$ и внутрицентровыми оптическими переходами в них [23].

Легирующие ионы Al^{3+} входят в кристаллы BSO, тоже замещая ионы Si^{4+} и образуя диамагнитные центры $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^-$ [19]. Это влечет за собой обесцвечивание кристаллов BSO:Al вследствие уменьшения концентрации антиструктурных ионов висмута, кроме того, ионы $\text{Al}_{\text{Si}}^{3+}$ играют роль акцепторов, компенсирующих собственные донорные центры BSO [13,17]. Соответственно уменьшается примесная фотопроводимость [13,17,24]. Подобные центры наблюдались в кристаллах кварца с добавками алюминия, обеспечивая их розоватую окраску [25]. В данных экспериментах видна связь уменьшения стационарного поглощения и ослабления ФХЭ со степенью компенсации собственных дефектов BSO, т.е. с содержанием ионов Al^{3+} (рис. 1, а, с).

Идентичность спектров ФХЭ в исследованных кристаллах при возбуждении светом с $h\nu_1$ и $h\nu_2$ из разных (ближнего УФ и видимого) диапазонов (рис. 1, с), возможно, обусловлена тем, что реально энергетический интервал возбуждения более узкий, чем тот, что задается разницей $h\nu_1 - h\nu_2$. К этому приходим, принимая во внимание, что импульсы возбуждающего света не являются строго монохроматичными. Возбуждение ФХЭ может происходить в диапазоне $h\nu = 2.7 - 3.25$ eV или еще более узком, где коэффициент стационарного поглощения света α с увеличением $h\nu$ от 2.7 до 3.25 eV растет незначительно, от 1.7 до 2.8 cm^{-1} соответственно (рис. 1, а). Иными словами, возбуждение ФХЭ не сопровождается интенсивным межзонным поглощением, происходящем в приповерхностном слое с иным примесно-дефектным составом, чем в толще кристаллов.

ФХЭ в кристаллах BSO:Al не сопровождается также ростом фотопроводимости в области полос фотоиндуцированного поглощения, следовательно, механизм поглощения — внутрицентровый. Магнитооптические исследования показали, что за С- и D-полосы ФХЭ ответственны два вида парамагнитных центров $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^0$ со значениями g -фактора (2.01 и 2.05), зависящими от окружения центров [19]. Значения $g > 2$ указывают на дырочный характер центров. Центры образуются под действием квантов света $h\nu$ за счет захвата ионом $\text{Al}_{\text{Si}}^{3+}$ дырки p : $\text{Al}_{\text{Si}}^{3+} + h\nu \rightarrow \text{Al}_{\text{Si}}^{3+} + p = \text{Al}_{\text{Si}}^{4+}$. Дырка делокализована на 4-х атомах кислорода, занимающих вершины кислородного тетраэдра [19].

Различное соотношение интенсивностей С- и D-полос в спектрах ФХЭ в кристаллах BSO:Al* и BSO:Al** (рис. 1, с), вероятно связано с разным соотношением

концентрации центров $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^0$, отличающихся по величине g -фактора. Принимая во внимание, что электронные переходы в центрах $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^0$ и $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^-$ сопровождаются сильным электрон-фононным взаимодействием [19], полагаем, что спектральное положение полос внутрицентрового поглощения определяется зависимостями потенциальной энергии электронов от конфигурационных координат.

Термическая ионизация акцепторов в виде ионов $\text{Al}_{\text{Si}}^{3+}$ за счет электронов валентной зоны обеспечивает стирание ФХЭ.

Для объяснения неустойчивости свойств и осциллирующих кинетических зависимостей характеристик процессов, связанных с переносом заряда в чистых и легированных кристаллах ВМО, к настоящему времени предложены разные модели перезарядки ловушек запрещенной зоны фотоиндуцированными или инжектированными носителями заряда в условиях пространственно неоднородного оптического поглощения [1,2,4–11]. Осцилляции фототока связываются также с колебаниями пьезонапряжения [3]. Колебания оптического поглощения в кристаллах BSO описываются двухуровневой моделью локальных центров с учетом конкуренции процессов рекомбинации и захвата электронов на ловушки [4].

Для кристаллов BSO:Al представляется возможным объяснить осцилляции фотоиндуцированного поглощения конкуренцией процессов образования и распада центров $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^0$. Тогда каждое прохождение фотоиндуцированного поглощения через максимум может быть связано с изменением концентрации центров $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^-$, которое описывается уравнением

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\gamma_1 N_1(t) + \gamma_2 N_{01} \exp\left(\frac{t}{\tau}\right), \quad (1)$$

где γ_1 и γ_2 — коэффициенты, характеризующие соответственно убыль центров (за счет захвата дырки и образования центров $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^0$) и возобновление их концентрации (за счет распада центров $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^0$), N_{01} и $N_1(t)$ — начальная и текущая концентрация ионов центров $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^-$, τ — время релаксации. Фотоиндуцированное поглощение $\Delta\alpha^{\text{ph}}(t) \sim \sigma N_2$ определяется в данной модели концентрацией N_2 -центров $[\text{Al}_{\text{Si}}\text{O}_4]^0$ ($N_2 = N_{01} - N_1$) и сечением захвата электронов σ . Решая уравнение (1), получаем уравнение для N_2

$$N_2(t) = N_{01} \left[1 - \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2 + \tau^{-1}} \exp\left(\frac{t}{\tau}\right) + C \exp(-pt) \right) \right], \quad (2)$$

где C и p — постоянные величины, разные для разных полос поглощения в спектрах ФХЭ.

Используя значение $\sigma = 5.5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, типичное по порядку величины для глубоких центров [26], и уравнение (2) с параметрами $N_{01} = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\tau = 150 \text{ s}$, $\gamma_1 = 0.57 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_2 = 0.123 \text{ s}^{-1}$, $C = 9 \cdot 10^{-3}$, $p = 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, получаем удовлетворительное описание одного из экспериментально наблюдавшихся колебаний фотоиндуцированного поглощения (кривая 3, рис. 2, а).

5. Выводы

1. Неустойчивость фотоиндуцированного поглощения в кристаллах $BSO:Al$ проявляется как спектральное перераспределение и осциллирующие кинетические зависимости его интенсивности в процессе формирования спектра ФХЭ.

2. Глубина осцилляций и длительность их затухания зависят от содержания Al в кристаллах $BSO:Al$, энергии квантов фотоактивации и спектрального положения полос фотоиндуцированного поглощения.

3. Неустойчивость фотоиндуцированного поглощения и осциллирующий характер кривых $\Delta\alpha^{ph}(t)$ можно объяснить конкуренцией процессов накопления и разрушения фотохромных центров $[Al_{Si}O_4]^0$.

Список литературы

- [1] R. Oberschmid. Phys. Status Solidi A **89**, 657 (1985).
- [2] И.С. Захаров, П.А. Петухов. Изв. вузов **12**, 101 (1983).
- [3] Н.Н. Лебедева, А.Р. Мордухаев, А.Х. Зейналлы. Письма в ЖТФ **5**, 1082 (1979).
- [4] Alfred E. Attard. J. Appl. Phys. **69**, 1, 44 (1991).
- [5] М.П. Петров, С.И. Степанов, Г.С. Трофимов. Письма в ЖТФ **12**, 916 (1986).
- [6] А.И. Грачев. ФТТ **41**, 1012 (1999).
- [7] А.М. Плесовских, С.М. Шандаров, Е.Ю. Агеев. ФТТ **43**, 245 (2001).
- [8] A.L. Khromov, A.A. Kamshilin, M.P. Petrov. Opt. Commun. **77**, 139 (1990).
- [9] М.П. Петров, Н.О. Шелаевский, А.В. Хоменко, М.Г. Шлягин, В.М. Петров, В.В. Брыксин, Л.И. Коровин. Письма в ЖТФ **12**, 694 (1986).
- [10] И.И. Кацавец, Е.И. Леонов. ЖТФ **56**, 1993 (1986).
- [11] Н.И. Кацавец, Е.И. Леонов, В.М. Орлов, Е.Б. Шадрин. Письма в ЖТФ **8**, 424 (1982).
- [12] Т.В. Панченко. ФТТ **40**, 452 (1998).
- [13] Ю.Л. Копылов, В.Б. Кравченко, В.В. Куча. Микроэлектроника **11**, 477 (1982).
- [14] Т.В. Панченко, А.Ю. Кудзин, В.Х. Костюк. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **19**, 1144 (1983).
- [15] R. Oberschmid. Phys. Status Solidi A **89**, 263 (1985).
- [16] V.C. Grabmaier, R. Oberschmid. Phys. Status Solidi A **96**, 199 (1986).
- [17] J.J. Martin, I. Foldvari, C.A. Hunt. J. Appl. Phys. **70**, 7554 (1991).
- [18] T.V. Panchenko, N.A. Truseyeva, Yu.A. Osetsky. Ferroelectrics **129**, 113 (1992).
- [19] V. Briat, T.V. Panchenko, Y. Bou Rjeily, A. Hamri. J. Opt. Soc. Am. B **15**, 2147 (1998).
- [20] D.C. Craig, N.S. Stephenson. J. Solid State Chem. **15**, 1 (1975).
- [21] Ю.Ф. Каргин, А.А. Марьян, В.М. Скориков. Изв. АН СССР. Неорган. материалы **18**, 1605 (1982).
- [22] С.Ф. Радаев, В.И. Симонов. Кристаллография **37**, 914 (1992).
- [23] V. Briat, H.J. Reyher, A. Hamri, N.G. Romanov, J.C. Launay, F. Ramaz. J. Phys.: Cond. Matter **7**, 6952 (1995).
- [24] Т.В. Панченко, З.З. Янчук. ФТТ **38**, 3042 (1996).
- [25] А.Н. Платонов. Природа окраски минералов. Наук. думка, Киев (1975). 263 с.
- [26] Б. Ридли. Квантовые процессы в полупроводниках. Мир, М. (1988). 304 с.