

06;02;12

## Фотопроводящие свойства силленитов, выращенных в бескислородной атмосфере

© Ю.Б. Афанасьев, В.В. Куликов, Е.В. Мокрушина,  
А.А. Петров, И.А. Соколов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 23 апреля 1997 г.

Кристаллы со структурой силленита, выращенные в бескислородной (аргоновой) атмосфере, исследовались методом нестационарной фотоэдс. Обнаружено резкое (более чем на два порядка величины) повышение фотопроводимости на красном свете по сравнению с кристаллами, выращенными в присутствии кислорода. Возможно применение подобных кристаллов в интерферометрических устройствах.

Кристаллы со структурой силленита обладают сложной системой энергетических уровней [1], которая зависит от многих факторов; в частности, свойства кристаллов можно изменить путем слабого допирования различными элементами. В данной работе исследовались образцы кристаллов силиката и титаната висмута ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ), выращенные в атмосфере аргона [2].

Определение параметров кристаллов проводилось методом нестационарной фотоэдс [3–5]. Этот метод состоит в экспонировании образца интерференционной картиной, образованной двумя взаимнокогерентными пучками света, один из которых модулирован по фазе с частотой  $\omega$ , и измерении переменной составляющей ( $J_\omega$ ) тока, протекающего через образец. Измерение зависимости  $J_\omega(\omega)$  позволяет определить такие параметры материала, как фотопроводимость и время жизни фотоиндуцированных носителей заряда, а также вычислить некоторые другие величины. Как показано в работах [4,5], максимальное значение амплитуды тока  $|J_\omega|_{\max}$  и форма приведенной зависимости  $J'_\omega = |J_\omega|/|J_\omega|_{\max}$  определяются выражениями

$$|J_\omega|_{\max} = \frac{S\Delta\sigma_0 \cdot E_d}{2p} \cdot m^2, \quad (1)$$

$$J'_\omega = \frac{\omega' q}{\sqrt{[1 + (\omega')^2]^2 + (\omega')^2 \cdot q}}, \quad (2)$$

где  $S$  — площадь электродов,  $\Delta$  — амплитуда фазовой модуляции света,  $\sigma_0$  — средняя удельная фотопроводимость,  $E_d = K \cdot kT/e$  — диффузионное поле,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $e$  — заряд электрона,  $K = 2\pi/\Lambda$ ,  $\Lambda$  — период интерференционной картины,  $m$  — контраст интерференционной картины,  $\omega' = \omega/\omega_m$ ,  $|J_{\omega(\omega_m)}| = |J_\omega|_{\max}$ ,  $p$  и  $q$  — безразмерные величины, зависящие от параметров материала и величины  $K$ .

Из выражения (19) работы [5], учитывающего зависимость параметров материала от интенсивности света (приближение одноуровневой модели) можно получить

$$\omega_m^2 = \frac{1}{\tau \tau_M} \cdot \left( 1 + \frac{\tau + \tau_M K^2 L_d^2}{\tau_I} \right), \quad (3)$$

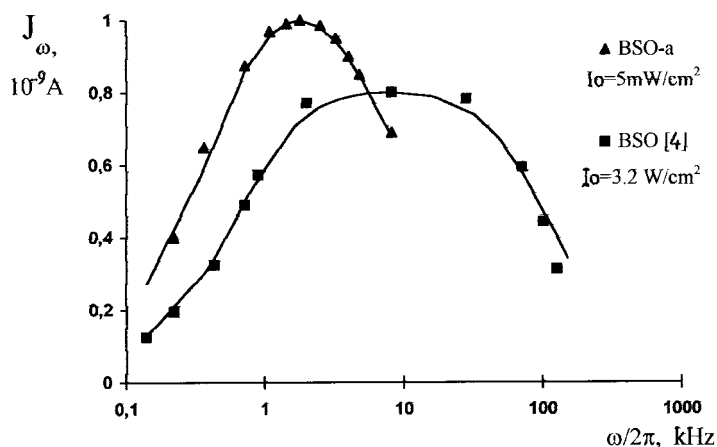
$$q = \frac{1}{\omega_m} \cdot \left( \frac{1}{\tau_M} + \frac{1 + K^2 L_d^2}{\tau} + \frac{1}{\tau_I} \right), \quad (4)$$

$$p = q \omega_m \cdot \omega_m^2 \tau^2 \tau_M, \quad (5)$$

где  $\tau$  — время жизни фотоиндуцированных носителей заряда,  $\tau_M$  — Максвелловское время релаксации,  $\tau_I$  — время жизни фотоионизованного состояния донора,  $L_d$  — диффузионная длина фотоиндуцированных носителей заряда. Величина  $q$  определяет форму зависимости  $J'_\omega(\omega')$ : при росте  $q$  явно выраженный максимум переходит в широкую "полку" (см. рис. 1).

При  $\tau_I \rightarrow \infty$  выражения (3–5) соответствуют упрощенной формуле для  $J_\omega$  [4], не учитывающей зависимость параметров материала от интенсивности света.

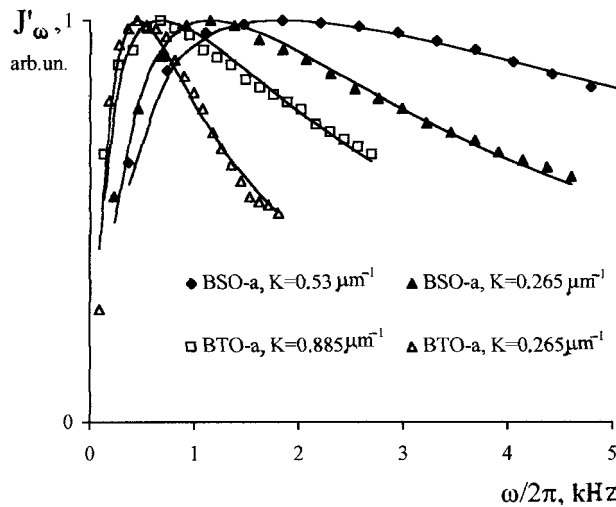
В данной работе исследовались два образца размерами около  $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$  (BSO-а и ВТО-а), изготовленные, соответственно, из кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , выращенных в аргоновой атмосфере. Две параллельных грани каждого образца были полированы, на две других параллельных грани были нанесены электроды площадью  $0.25 \text{ cm}^2$ . В экспериментах использовался He-Ne лазер ( $\lambda = 0.63 \text{ }\mu\text{m}$ ) с выходной мощностью  $1.8 \text{ mW}$ . Один из лучей, образующих интерференционную



**Рис. 1.** Сравнение частотных зависимостей сигнала нестационарной фотоэдс при  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ,  $K = 0.5 \mu\text{m}^{-1}$  в кристаллах силиката висмута, выращенных в бескислородной и обычной атмосферах. (BSO-a:  $S = 0.15 \text{ cm}^2$ ,  $m = 0.67$ ,  $\Delta = 0.2$ . BSO [3]:  $S = 0.04 \text{ cm}^2$ ,  $m = 0.9$ ,  $\Delta = 0.1$ ). Сплошные линии соответствуют теоретическим зависимостям, рассчитанным из (2) при  $q = 3.5$  и  $9.0$  соответственно.

картину на поверхности кристалла, модулировался по фазе с амплитудой  $0.2 \text{ rad}$  при помощи электрооптического модулятора МЛ-102. Для измерения частотной зависимости сигнала фотоэдс использовался анализатор спектра NE 4-56 с шириной полосы  $3 \text{ Hz}$ . Суммарная интенсивность света на кристалле  $I_0 = 5 \text{ mW/cm}^2$ .

Экспериментальные значения  $|J_\omega|_{\text{max}}$  при  $K = 0.265 \mu\text{m}^{-1}$  и  $m = 0.67$  для BSO-a и BTO-a равнялись соответственно  $1.0 \cdot 10^{-3} \mu\text{A}$  и  $0.2 \cdot 10^{-3} \mu\text{A}$ . Следует отметить, что в силленитах, выращенных в обычной атмосфере, при такой слабой засветке красным ( $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ) светом сигнал нестационарной фотоэдс не наблюдается вообще. Для получения такой же величины сигнала в "обычном" кристалле BSO при  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ,  $K = 0.5 \mu\text{m}^{-1}$  [4] потребовалась интенсивность света  $I_0 = 3.3 \text{ W/cm}^2$ . Зависимости, представленные на рис. 1, получены для BSO-a и "обычного" силиката висмута при засветках, дающих сравнимые максимальные значения сигнала для обоих кристаллов.



**Рис. 2.** Частотные зависимости приведенной величины сигнала фотоэда для обоих исследуемых образцов при разных значениях пространственной частоты. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, рассчитанные при  $q = 3.52$  и  $2.75$  для BSO-a и  $q = 3.2$  и  $2.3$  для ВТО-a (величина  $q$  растет с ростом  $K$ ).

На рис. 2 представлены зависимости  $J'_\omega$  от частоты, измеренные на образцах BSO-a и ВТО-a при двух разных значениях  $K$ . Сплошными линиями показаны теоретические зависимости, рассчитанные из (2), причем значения  $\omega_m$  определялись непосредственно из измерений, а величина  $q$  использовалась как подгоночный параметр для наилучшего соответствия теоретических кривых с экспериментальными.

Полученные значения  $\omega_m$  и  $q$ , соответствующие двум разным пространственным частотам, позволили нам, используя выражения (3, 4) как систему, получить значения всех четырех характеристик материала, "задействованных" в этом процессе ( $\tau$ ,  $\tau_M$ ;  $\tau_I$  и  $I_d$ ). Зная эти параметры и пользуясь известными соотношениями  $\tau = 1/\gamma N_I$ ,  $\tau_M = \epsilon\epsilon_0/e\mu\tau g_0$ ,  $\tau_I = 1/\gamma\tau g_0$  и  $L_d = (\mu\tau E_d K)^{1/2}$  (здесь  $g_0$  — плотность носителей заряда, возбуждаемых светом в единицу времени), можно также оценить значения подвижности фотоиндуцированных носителей заряда

Параметры силленитов, выращенных в бескислородной атмосфере (BSO-а и ВТО-а) в сравнении с параметрами обычного кристалла BSO.

	$\tau$ , ms	$\tau_M$ , ms	$\tau_I$ , ms	$L_d$ , $\mu\text{m}$	$\mu$ , $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	$\beta$	$N_I$ , $\text{cm}^{-3}$	$\gamma$ , $\text{cm}^3/\text{s}$	$\alpha$ , $\text{cm}^{-1}$
BSO-а	0.15	0.4	0.3	3.86	0.04	0.9	$3 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{-9}$	0.9
BSO [3,6,7]	0.003	0.2*	1.4*	0.6	0.05	0.1	$0.8 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{-10}$	0.4
ВТО-а	3	0.25	0.7	5.8	0.004	0.5	$7 \cdot 10^{12}$	$4.5 \cdot 10^{-11}$	1.4

\*Значения соответствуют интенсивности засветки  $I_0 = 3.2 \text{ W/cm}^2$ .

( $\mu$ ), объемной плотности свободных ловушек ( $N_I$ ), вероятности захвата свободных носителей заряда на ловушки ( $\gamma$ ) и квантового выхода, показывающего, какая часть поглощенного света тратится на фотовозбуждение ( $\beta$ ). Мы использовали известное значение относительной диэлектрической проницаемости для силленитов  $\epsilon = 56$  и непосредственно измеренные значения коэффициента поглощения  $\alpha$ . Результаты расчетов представлены в таблице. Там же для сравнения даны параметры "обычного" BSO, полученные на основе данных работы [4]. Значения  $\alpha$  и  $N_I$  взяты из [6], значение  $\beta$  — из [7].

Следует отметить, что при таком методе расчета используются только приведенные зависимости  $J'_\omega(\omega')$ , так что экспериментальные значения максимального сигнала фотоэдс являются независимой информацией. Для сравнения величины  $|J_\omega|_{\text{max}}$  были рассчитаны из выражений (1) и (5) с использованием параметров, приведенных в таблице. Полученные значения для BSO-а и ВТО-а равнялись, соответственно,  $1.3 \cdot 10^{-3}$  и  $0.16 \cdot 10^{-3} \mu\text{A}$ , что хорошо согласуется с экспериментальными данными. С другой стороны, выражения (3–5) не учитывают сложную структуру энергетических уровней материала. По полученным данным, для ВТО-а  $\tau > \tau$ , что никак не объясняется в рамках одноуровневой модели.

Как видно из таблицы, полученные величины подвижности и вероятности захвата носителей на ловушки в кристаллах BSO-а и ВТО-а не сильно отличаются от соответствующих значений в "обычном" BSO. В то же время плотность свободных ловушек оказывается более чем на 2 порядка ниже; соответственно возрастают время жизни и

диффузионная длина фотоиндуцированных носителей заряда. Кроме того, эти кристаллы обладают несколько более высоким поглощением и, что существенно, более высоким квантовым выходом. В результате по коэффициенту фотопроводимости на красном свете  $\sigma_0/I_0$  "аргоновые" силлениты оказываются ближе к полупроводниковым кристаллам [8], чем к "обычным" силленитам.

Ранее наблюдалось резкое повышение фототока в силленитах, отожженных в вакууме, именно в красной области спектра [1]. Объяснялось это компенсацией ловушек донорными центрами, связанными с возникающими при отжиге кислородными вакансиями. Результаты нашей работы подтверждают этот вывод, а также впервые дают количественную оценку свойств фотоносителей в силленитах, нестехиометричных по кислороду. Мы предполагаем, что подобные кристаллы могут с успехом использоваться в адаптивных интерферометрах, основанных на эффекте нестационарной фотоэдс [9,1].

## Список литературы

- [1] Гудаев О.А., Гусев В.А., Детиненко В.А., Елисеев А.П., Малиновский В.К. // Автометрия. 1981. N 5. Стр. 38–46.
- [2] Березкин В.И., Петров А.А., Афанасьев Ю.Б., Михеев И.В. // Материалы Всесоюзного совещания по получению кристаллов способом Степанова. Ленинград, март 1985. С. 148–152.
- [3] Petrov M.P., Sokolov L.A., Stepanov S.I., Trofimov G.S. // J. Appl. Phys. 1990. V. 68. P. 2216–2225.
- [4] Sokolov I.A., Stepanov S.I. // Electron. Lett. 1990. V. 26. P. 1275–1277.
- [5] Sokolov I.A., Stepanov S.I. // Optik. 1993. V. 93. P. 175–182.
- [6] Mokrushina E.V., Nechitailov A.A., Prokofiev V.V. // Opt. Comm. 1996. V. 123. P. 592–596.
- [7] Grousseau R., Henry M., Mallick S. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. P. 224–229.
- [8] Stepanov S.I., Sokolov I.A., Trofimov G.S., Vlad V.I. et al. // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 1239–1241.
- [9] Sokolov I.A., Khorenko V.V., Stepanov S.I. // Ferroelectrics. 1994. V. 160. P. 317–322.
- [10] Pepper D.M., Dunning G.J., Owechko Y., Cronkite R.A. et al. // Proc. CLEO'96. 1996. P. 352.