

## Динамика фоторефрактивного отклика в кристаллах силленитов с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками

© А.М. Плесовских, С.М. Шандаров, Е.Ю. Агеев

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,  
634050 Томск, Россия

E-mail: shand@stack.ru

(Поступила в Редакцию 8 июня 2000 г.)

Проведен анализ динамики фоторефрактивного отклика в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  с двукратно ионизируемыми донорными центрами и мелкими ловушками. Рассмотрены временные зависимости процессов записи фоторефрактивной решетки в отсутствие внешнего электрического поля, ее хранения в темноте и проявления при приложении внешнего поля и включении считывающего светового пучка.

При записи голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах силленитов наблюдаются эффекты немонотонной динамики дифракционной эффективности [1–3], проявления скрытого изображения [4], фотоиндуцированного поглощения света [5], не поддающиеся описанию в рамках одноуровневой монополярной модели зонного переноса [6]. Для рассмотрения фотоиндуцированного поглощения света в модель вводят дополнительный мелкий ловушечный уровень [7], а немонотонную зависимость от времени фоторефрактивного отклика обычно объясняют влиянием на него неосновных носителей заряда (дырок) в номинально нелегированных кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  [1–3]. Однако из работ А.И. Грачева [8,9] следует, что в области примесного поглощения вклад дырок в фотопроводимость данных материалов пренебрежимо мал по сравнению с электронным.

В настоящей работе показано, что наблюдаемые в кристаллах силленитов особенности голографической записи могут быть объяснены на основе модели [10], включающей глубокие донорные центры, допускающие двукратную ионизацию, и мелкие ловушки.

Система материальных уравнений, описывающая процессы перераспределения зарядов в таком кристалле, имеет вид

$$\frac{\partial N_D^{1+}}{\partial t} = S_D I (N_D - N_D^{1+} - N_D^{2+}) - \gamma_1 n N_D^{1+} + \gamma_2 n N_D^{2+} - S_1 I N_D^{1+}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_D^{2+}}{\partial t} = S_1 I N_D^{1+} - \gamma_2 n N_D^{2+}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -(S_T I + \beta) M + \gamma_T n (M_T - M), \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (N_D^{1+} + 2N_D^{2+} - M - n) + \frac{1}{e} \nabla \cdot (\epsilon \mu n E + \mu k_B T \nabla n) = 0, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot E = -\frac{e}{\epsilon} (n - N_D^{1+} - 2N_D^{2+} + N_A + M), \quad (5)$$

где  $N_D$ ,  $M_T$  и  $N_A$  — общие концентрации доноров, мелких ловушек и акцепторов;  $N_D^{1+}$ ,  $N_D^{2+}$ ,  $M$  и  $n$  — концентрации

однократно и двукратно ионизированных доноров, заполненных мелких ловушек и электронов соответственно;  $S_D$ ,  $S_1$ ,  $S_T$  и  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_T$  — сечения фотоионизации и постоянные рекомбинации для нейтральных ( $D$ ), однократно (1) и двукратно (2) ионизированных доноров и мелких ловушек ( $T$ );  $\beta$  — коэффициент термического возбуждения мелких ловушек,  $\mu$  — подвижность электронов,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $e$  — элементарный электрический заряд,  $\epsilon$  — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла.

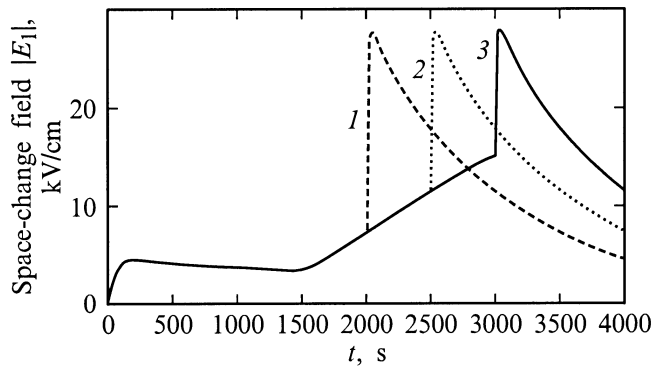
Рассмотрим фоторефрактивную решетку, сформированную в кристалле при взаимодействии опорного и сигнального пучков с интенсивностями  $I_R$  и  $I_S$ . Для интерференционной картины

$$I = I_0 [1 + m \cos(Kz)], \quad (6)$$

где  $I_0 = I_R + I_S$  — средняя интенсивность и  $m = 2\sqrt{I_R I_S}/I_0$  — ее контраст, считаем векторы решетки  $K = Kz_0$  и внешнее приложенное поле  $E_0 = E_0 z_0$  направленным вдоль оси  $z$  координатной системы. В приближении малого контраста  $m \ll 1$  уравнения (1)–(5) могут быть линеаризованы представлением решений для функций  $N_D^{1+}(z, t)$ ,  $N_D^{2+}(z, t)$ ,  $M(z, t)$ ,  $n(z, t)$  и  $E(z, t)$  в виде

$$F(z, t) = F_0(t) + 0.5 [F_1(t) \exp(iKz) + F_2^*(t) \exp(-iKz)]. \quad (7)$$

Использование приближений квазинепрерывного освещения  $\partial n / \partial t = 0$  и низкой интенсивности  $I_0$ , когда средняя концентрация электронов является малой в сравнении со средними значениями для других зарядовых решеток, приводит к двум системам уравнений для амплитуд нулевой ( $N_0^{1+}$ ,  $N_0^{2+}$ ,  $M_0$  и  $n_0$ ) и первой ( $N_1^{1+}$ ,  $N_1^{2+}$ ,  $M_1$  и  $n_1$ ) пространственных гармоник. Первая из них содержала уравнения, не включающие амплитуды первых гармоник и внешнее поле, и была проинтегрирована численно для случая включения освещения кристалла при  $t = 0$  и начальных условий  $N_0^{1+}(0) = N_A$ ,  $N_0^{2+}(0) = 0$  и  $M_0(0) = 0$ . Полученные зависимости средних концентраций зарядов  $N_0^{1+}(t)$ ,



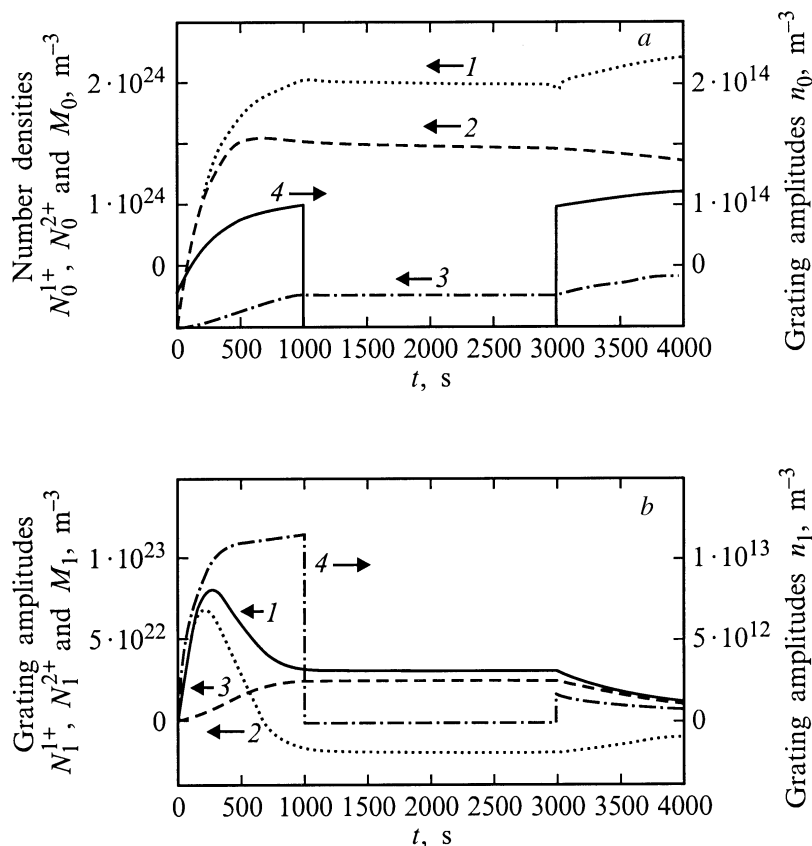
**Рис. 1.** Динамика изменения амплитуды поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки с периодом  $\Lambda = 5 \mu\text{m}$  при изменении условий ее формирования. Выключение опорного и сигнального пучков происходит при  $t = 1000 \text{ s}$ , включение постоянного электрического поля с амплитудой  $E_0 = 17.5 \text{ kV/cm}$  при  $t = 1400 \text{ s}$ . 1–3 — включение считывающего пучка в моменты времени  $t^s = 2000, 2500$  и  $3000 \text{ s}$  соответственно.

$N_0^{2+}(t)$ ,  $M_0(t)$  и  $n_0(t)$  использовались далее при численном интегрировании системы уравнений для первых пространственных гармоник. Методика анализа динамики фоторефрактивного отклика позволяла моделировать

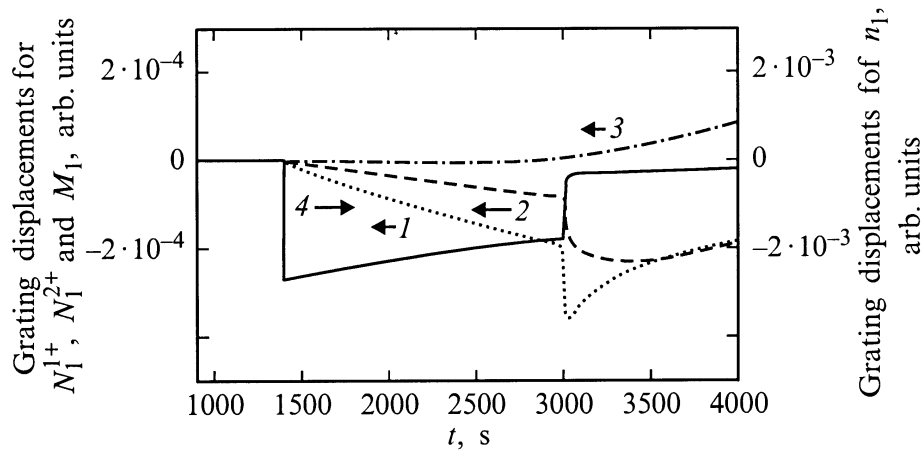
включение и выключение опорного и сигнального пучков и постоянного внешнего поля, приложенного к кристаллу, в произвольные моменты времени. Амплитуда первой гармоники поля пространственного заряда в соответствии с соотношениями (5) и (7) определялась из уравнения

$$E_1(t) = -i \frac{e}{\epsilon K} [N_1^{1+}(t) + 2N_1^{2+}(t) - M_1(t) - n_1(t)]. \quad (8)$$

Типичные зависимости, характеризующие динамику изменения поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки с периодом  $\Lambda = 2\pi/K = 5 \mu\text{m}$  при изменении условий ее записи и восстановления, представлены на рис. 1 для кристалла  $\text{Vi}_{12}\text{TiO}_{20}$  с параметрами  $M_T = N_D = 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ,  $N_A = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ,  $S_D = 6.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{J}$ ,  $S_T = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{J}$ ,  $S_1 = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{J}$ ,  $\gamma_1 = 3.5 \cdot 10^{17} \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $\gamma_T = 2.6 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $\gamma_2 = 4.9 \cdot 10^{-18} \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $\beta = 5.5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  [10] и  $\mu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ . После освещения кристалла в момент времени  $t_0 = 0$  интерференционной картиной с контрастом  $m = 0.1$  и средней интенсивностью  $I_0 = 100 \text{ W/m}^2$  амплитуда первой гармоники поля пространственного заряда начинает нарастать за счет диффузионного механизма



**Рис. 2.** Динамика изменения средних значений (a) и амплитуды первых пространственных гармоник (b) для мелких ловушек (1), однократно (2) и двукратно (3) ионизированных доноров и электронов (4). Условия формирования решетки соответствуют рис. 1.



**Рис. 3.** Временные зависимости нормированного на пространственный период сдвига зарядовых решеток вдоль координаты  $z$  относительно их первоначального положения для мелких ловушек (1), однократно (2) и двукратно (3) ионизированных доноров и электронов (4). Условия те же, что и для рис. 1.

формирования решетки. Характерно, что это нарастание происходит при одновременном изменении средних значений концентраций  $N_0^{1+}$ ,  $N_0^{2+}$  и  $M_0$  для однократно и двукратно ионизированных доноров и мелких ловушек (рис. 2, *a*). Средняя концентрация электронов в зоне проводимости монотонно увеличивается (кривая 4 на рис. 2, *a*), т.е. процесс формирования решетки происходит в условиях нестационарной фотопроводимости. В результате рост поля пространственного заряда носит немонотонный характер, после достижения максимума при  $t \approx 200$  s оно начинает медленно уменьшаться (рис. 1). Отметим, что нестационарная фотопроводимость была указана в качестве причины немонотонности динамики поля пространственного заряда в работе [9].

Считалось, что при  $t_1 = 1000$  s одновременно выключаются оба световых пучка, формирующих фоторефрактивную решетку ( $I_R = I_S = 0$ ,  $m = 0$ ). Из-за резкого падения концентрации электронов в зоне проводимости, которые возбуждаются в нее только термически с мелких ловушек, процессы перераспределения зарядов по уровням при  $t > t_1$  сильно замедляются. Однако, если для средних концентраций (рис. 2, *a*) их уменьшение практически незаметно, падение амплитуды поля пространственного заряда  $E_1$  в темновых условиях хорошо прослеживается на рис. 1.

После приложения к кристаллу постоянного внешнего поля с амплитудой  $E_0 = 17.5$  kV/cm в момент времени  $t_2 = 1400$  s начинается монотонный рост амплитуды первой пространственной гармоники в отсутствие обоих световых пучков (рис. 1). Этот процесс продолжается до тех пор, пока не происходит включение единственного считывающего пучка с интенсивностью  $I_R = 100$  W/m<sup>2</sup> при некотором  $t = t^s$ . Во всех трех представленных на

рис. 1 случаях включение считывающего пучка приводит к быстрому нарастанию амплитуды решетки до значения  $|E_1| \approx 280$  V/cm с последующим, сравнительно медленным ее уменьшением. Таким образом, представленная модель описывает эффекты усиления скрытого изображения в темновых условиях в кристалле при приложении внешнего поля и его проявления при включении считывающего света, наблюдаемые ранее экспериментально [4].

Физической причиной эффектов усиления и проявления является пространственный сдвиг зарядовых решеток, соответствующих однократно и двукратно ионизированным донорам и мелким ловушкам, относительно друг друга без изменения их амплитуды. Это хорошо видно на рис. 2, *b* и 3, изображающих динамику первых пространственных гармоник концентраций  $N_1^{1+}(t)$ ,  $N_1^{2+}(t)$ ,  $M_1(t)$ ,  $n_1(t)$  и их сдвига вдоль координаты  $z$  относительно первоначального положения. В темновых условиях этот сдвиг начинается после включения внешнего поля при  $t_2 = 1400$  s и является медленным ввиду малой проводимости кристалла. Отметим, что пространственный сдвиг зарядовых решеток во внешнем поле можно трактовать как возбуждение волн перезарядки ловушек [11]. Сразу после включения считывающего пучка при  $t = t^s$  концентрация электронов в зоне проводимости резко увеличивается, а скорость волн перезарядки ловушек возрастает. Однако в отсутствие сигнального пучка при  $t > t^s$  заметно возрастает скорость уменьшения амплитуды зарядовых решеток (рис. 2, *b*), что приводит к медленному падению амплитуды поля пространственного заряда (рис. 1), т.е. к стиранию фоторефрактивной решетки считывающим пучком.

Авторы благодарят О.В. Кобозева за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] А.А. Камшилин, М.П. Петров. ФТТ **23**, 3110 (1981).
- [2] S.G. Odoulov, K.V. Shcherbin, A.N. Shumelyuk. J. Opt. Soc. Am. **B11**, 1780 (1994).
- [3] M. Miteva, L. Nicolova. Opt. Commun. **67**, 192 (1988).
- [4] М.П. Петров, М.Г. Шмелин, Н.О. Шалаевский, В.М. Петров, А.М. Хоменко. ЖТФ **55**, 2247 (1985).
- [5] S. Shandarov, A. Reshet'ko, A. Emelyanov, O. Kobozev, M. Krause, Yu. Kargin, V. Volkov. Proc. SPIE **2969**, 202 (1996).
- [6] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii. Ferroelectrics **22**, 949 (1979).
- [7] P. Tayebati, D. Mahgerefteh. J. Opt. Soc. Am. **B8**, 1053 (1991).
- [8] А.И. Грачев. ФТТ **40**, 2178 (1998).
- [9] А.И. Грачев. ФТТ **41**, 1012 (1999).
- [10] O.V. Kobozev, S.M. Shandarov, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev. J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **1**, 442 (1999).
- [11] А.С. Фурман. ФТТ **29**, 4, 1076 (1987).