

01;05.2;07

Фоторефрактивные поверхностные волны в кристаллах силленитов в знакопеременном электрическом поле

© С.М. Шандаров, Н.И. Нажесткина

Томская государственная академия
систем управления и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию 2 сентября 1996 г.

В работе предложена теоретическая модель фоторефрактивных поверхностных ТЕ-волн для кристалла силленита, помещенного в знакопеременное электрическое поле.

Нелинейное самоканалирование света в фоторефрактивных кристаллах наблюдается при малых интенсивностях световых пучков [1–7] и поэтому представляет значительный интерес для реализации оптических переключателей, затворов и других элементов оптической электроники. Эффекты самоканалирования могут проявляться в виде формирования пространственных солитонов, представляющих канал распространения светового пучка, в котором дифракционная расходимость компенсируется за счет самонаведенных изменений показателя преломления [1–3]. В работе [4] предсказано существование нелинейных поверхностных волн в фоторефрактивных кристаллах с сильным диффузионным откликом. Впервые об экспериментальном наблюдении таких фоторефрактивных поверхностных волн в кристалле BaTiO_3 сообщалось в работе [5].

В кристаллах силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$) малая величина электрооптической постоянной ($\sim 5 \cdot 10^{-12}$ м/В) обуславливает слабый диффузионный отклик. Однако фоторефрактивные изменения показателя преломления могут быть существенно увеличены путем приложения к кристаллу внешнего знакопеременного электрического поля [8]. Перераспределение интенсивности светового пучка на выходной грани волоконоподобного образца $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, присоединенной к одному из электродов, используемых для приложения знакопеременного поля, исследовано в работах [6,7]. Этот эффект приводит к значительному уменьшению времени фоторефрактивного отклика и трактуется

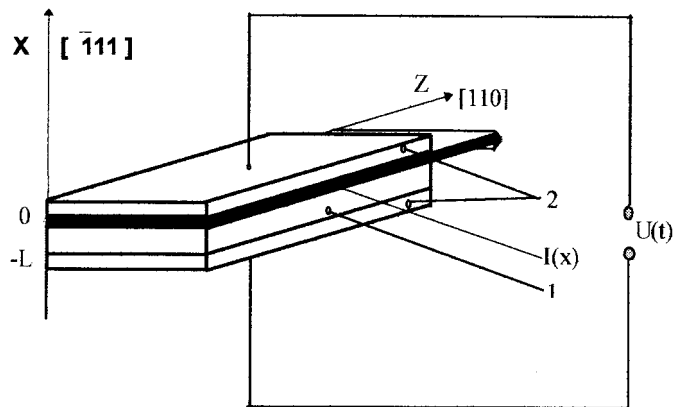


Рис. 1. Конфигурация кристалла силленита с приложенным меандровым напряжением $U(t)$ и светового пучка, возбуждающего фоторефрактивную поверхностную волну: 1 — кристалл; 2 — металлические электроды.

как самоканалирование света в виде поверхностной фоторефрактивной волны. Данное сообщение посвящено теоретическому рассмотрению фоторефрактивного изменения показателя преломления при воздействии светового пучка на кристалл из группы силленитов, помещенный в знакопеременное поле, и анализу фоторефрактивных поверхностных волн в таких кристаллах.

Рассмотрим образец силленита 1, в котором вдоль кристаллофизической оси $[110]$ (ось Z на рис. 1) распространяется световой пучок с одномерным распределением интенсивности $I(x)$. Знакопеременное внешнее поле в форме меандра с амплитудой E_0 и периодом T приложено к электродам 2 вдоль оси X . Фотовозбуждение носителей заряда под действием света и их перераспределение по примесным центрам за счет процессов диффузии и дрейфа в электрическом поле приводит к формированию поля пространственного заряда $E_{sc}(x)$. Это поле вследствие электрооптического эффекта изменяет показатель преломления кристалла на величину $\Delta n(x) \sim E_{sc}(x)$ и при определенных условиях вызывает самоканалирование исходного светового пучка. Для кристаллов с одним частично компенсированным фотоактивным донорным уровнем и одним типом носителей поле пространственного заряда $E_{sc}(x)$ может быть найдено из анализа известных материальных уравнений

для модели зонного переноса [9]. Мы линеаризовали эти уравнения, считая выполненными условия $\partial n/\partial t = 0$, $n \ll N_A$, $\gamma_R N_A \gg SI$, $N_D \gg N_A$, $\partial E_{sc}/\partial x \ll eN_A/\varepsilon$, где n — концентрация электронов в зоне проводимости; N_A и N_D — концентрация компенсирующих акцепторов и доноров; e — элементарный электрический заряд; ε — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла; γ_R — коэффициент двухчастичной рекомбинации и S -сечение фотоионизации донорного центра. Первые четыре приближения часто используются при анализе фоторефрактивных эффектов (см., например, [10]), а последнее соответствует малой величине поля (x) по сравнению с полем насыщения ловушек. Найденное линейное уравнением для $E(x)$ может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ E_{sc} - L_E \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} - L_D^2 \frac{\partial^2 E_{sc}}{\partial x^2} \right\} + \delta(\beta + SI) \\ & \times \left\{ E_{sc} - \frac{L_S^2}{L_D^2} L_E \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} - \frac{L_S^2}{(\beta + SI)} \frac{\partial}{\partial x} \left[(\beta + SI) \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} \right] \right\} \\ & = -\delta SI \left[E_0 + \frac{k_B T}{e} \frac{1}{I} \frac{dI}{dx} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $L_E = \mu\tau_R E_0$ — дрейфовая длина, $L_S = [k_B T \varepsilon / (e^2 N_A)]^{1/2}$ — дебаевский радиус экранирования, $L_D = (\mu\tau_R k_B T / e)^{1/2}$ — диффузионная длина, $\delta = e\mu\tau_R N_D / \varepsilon$, β — скорость термической ионизации; $\tau_R = (\gamma_R N_A)^{-1}$ — время рекомбинации, а μ — подвижность электронов; k_B — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура.

Для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с типичными параметрами $\mu/\gamma_R = 1.7 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$ и $N_A = 10^{23} \text{ м}^{-3}$ [6] при амплитуде внешнего поля $E_0 = 10 \text{ кВ/см}$ имеем $L_S = 0.025 \text{ мкм}$, $L_D = 0.66 \text{ мкм}$ и $L_E = 17 \text{ мкм}$. В этом случае, при масштабе пространственной неоднородности светового распределения $a > 5 \text{ мкм}$, можно пренебречь членами, содержащими двойное дифференцирование по пространственной координате, в уравнении (1). Используя далее известную процедуру усреднения поля $E_{sc}(x)$ по периоду T приложенного напряжения [8] и пренебрегая насыщением ловушек, мы получили соотношение для среднего значения поля пространственного заряда $\bar{E}_{sc}(x)$ в виде

$$\bar{E}_{sc}(x) = \left(\mu\tau_R E_0^2 + \frac{k_B T}{e} \right) \frac{1}{(\beta + SI)} \frac{d}{dx} (SI). \quad (2)$$

Для пренебрежимо малой темновой проводимости $\beta \ll SI$ выражение (2) для $E_{sc}(x)$ соответствует логарифмической модели фоторефрактивной нелинейности [4,5], но с откликом, который может существенно превышать диффузионный в кристаллах с $L_E \gg L_D$. В этом случае поперечное распределение поля в фоторефрактивной поверхности ТЕ-волны $E_y(x, y) = A(x) \exp(i\beta z)$ удовлетворяет линейному уравнению [4,5]

$$\frac{d^2 A}{dx^2} + (k_2^2 - \beta^2)A + 2q \frac{dA}{dx} = 0 \quad \text{при } 0 \geq x \geq -L, \quad (3)$$

где $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$; λ — длина световой волны, n_2 — показатель преломления невозмущенного кристалла, а параметр q определяется изменением показателя преломления при фоторефрактивном эффекте. В нашей модели он принимает вид

$$q = \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2^2 \right)^2 r_{eff} \left(\mu_{TR} E_0^2 + \frac{k_B T}{e} \right), \quad (4)$$

где r_{eff} — эффективный электрооптический коэффициент кристалла.

Для образца с металлическими электродами (рис. 1) с учетом граничных условий $E_y(0, z) = E_y(-L, z) = 0$ поперечное распределение поля в фоторефрактивной поверхностной волне может быть получено в виде

$$A(x) = \exp(qx) \sin(\sqrt{k_2^2 - q^2 - \beta^2} x) \quad (5)$$

с постоянной распространения

$$\beta = \sqrt{k_2^2 - q^2 - \frac{(m+1)^2 \pi^2}{L^2}}, \quad (6)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$ определяет номер собственной моды. Строго говоря, оптическая активность и наведенное внешним полем линейное двулучепреломление приводят к эллиптической поляризации светового поля в кристаллах силленитов, что не учтено в уравнении (3). Однако в кристалле $\text{В}_{12}\text{ТiO}_{20}$, при приложении внешнего поля $E_0 \sim 10$ кВ/см в направлении $[\bar{1}11]$, собственные векторы поляризации имеют очень малую эллиптичность с осями эллипсов, параллельными и перпендикулярными этому направлению [11]. Поэтому можно считать, что при входной поляризации светового пучка $e_{\perp}^{\parallel} [\bar{1}11]$ (рис. 1) в кристалле будут возбуждаться фоторефрактивные поверхностные ТЕ-волны.

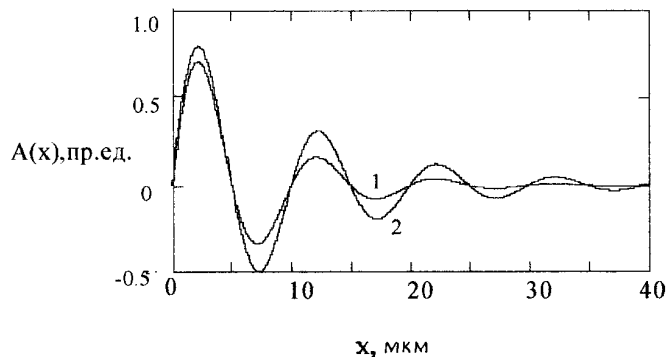


Рис. 2. Типичные профили поперечного распределения светового поля в фоторефрактивной поверхностной волне для ТЕ-моды с номером $m = 150$ при амплитуде внешнего поля $E_0 = 10$ кВ/см (1) и $E_0 = 8$ кВ/см (2).

Поперечные распределения светового поля ($\lambda = 633$ нм) для моды с номером $m = 150$ в кристалле $\text{Vt}_{12}\text{TiO}_{20}$ толщиной $L = 1$ мм при $E_0 = 10$ кВ/см и $E_0 = 8$ кВ/см представлены на рис. 2. В расчетах мы использовали приведенные выше параметры кристалла и значение $r_{eff} = 2 \cdot 10^{-12}$ м/В, определенное с учетом фотоупругого вклада из данных работ [12,13]. Как видно из рис. 2, с увеличением амплитуды внешнего поля усиливается локализация фоторефрактивной поверхности ТЕ-волны вблизи границы кристалла $x = 0$. При амплитуде поля $E_0 = 10$ кВ/см основная энергия волны переносится в слое толщиной ~ 15 мкм. Таким образом, в работе представлена простая теоретическая модель фоторефрактивных поверхностных ТЕ-волн для кристалла силленита, помещенного в знакопеременное электрическое поле.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке фирмы «Стек».

Список литературы

- [1] Duree G.C., Shultz J.L., Salamo G.I et al. // Phys. Rev. Letters. 1993. V. 71. P. 533–536.
- [2] Taya M., Bashaw M., Fejer M.M. et al. // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. P. 3095.

- [3] *Morin M., Duree G., Salamo G., Segev M.* // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 2066–2068.
- [4] *Garcia Quirino G.S., Sanchez Mondragon J.J., Stepanov S.* // Phys. Rev. A. 1995. V. 51. P. 1571.
- [5] *Cronin-Colomb M.* // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 2075–2077.
- [6] *Kamshilin A.A., Raita E., Prokifiev V.V., Jaaskelainen T.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 3242–3244.
- [7] *Ratia E., Kamshilin A.A., Khomenko A.V.* // Second Intern. Conf. on Optical Information Processing: Adv. Tech.Progr. and Abstr. 1996. P. 21–22.
- [8] *Stepanov S.I., Petrov M.P.* // Opt. Commun. 1985. V. 53. P. 292–295.
- [9] *Kukhtaren N.V., Markov M.V., Odulov S.G.* // Ferroelectrics. V. 22. P. 949–960.
- [10] *Gunter P., Huignard J.-P.*, eds. Photorefractive Materials and Their Applications I and II. V. 61 and 62 of Topics in Applied Physics. Berlin, Springer-Verlag, 1988 and 1989.
- [11] *Литвинов Р.В.* Исследование взаимодействия световых волн на фоторефрактивной нелинейности нецентросимметричных кристаллов на основе модового подхода. Дис. канд. физ.-мат. наук. Томск, 1996. 153 с.
- [12] *Шандаров С.М., Шапелевич В.В., Хатьков Н.Д.* // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 70. В. 5. С. 1068–1073.