

Формирование динамических фоторефрактивных решеток в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с поверхностным легированием

© К.М. Мамбетова¹, С.М. Шандаров¹, Л.Н. Орликов¹, С.И. Арестов¹, С.В. Смирнов¹,
Л.Я. Серебренников^{1,2}, В.А. Краковский^{1,2}

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия

² ООО „Кристалл Т“,
634055 Томск, Россия

e-mail: mambetova_ksenia@mail.ru

Поступила в редакцию 24.01.2019 г.

В окончательной редакции 24.01.2019 г.

Принята к публикации 05.02.2019 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований, теоретического анализа и численного моделирования особенностей формирования фоторефрактивных решеток картиной интерференции записывающих лазерных пучков с высоким контрастом в пластине X -среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, созданной диффузионным легированием из металлической пленки.

DOI: 10.21883/OS.2019.06.47782.31-19

Сильные электрические поля, генерируемые в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата лития вследствие пьезоэлектрического и фотовольтаического эффектов, успешно используются при реализации компактных кристаллических источников электронных пучков и рентгеновского излучения [1,2] и оптических пинцетов [3–7]. Достоинства оптических пинцетов фотовольтаического типа перед традиционными оптическими манипуляторами связаны со значительно большими силами, действующими на микро- и наночастицы в электрических полях с пространственно-неоднородной структурой и создаваемыми соответствующей лазерной засветкой [4]. При этом управляющие поля с необходимыми параметрами пространственного распределения на границе образца и временного отклика зависят от фотоэлектрических свойств ниобата лития, которые могут варьировать в широких пределах при его легировании фоторефрактивными (Fe, Cu, Mn, Ni и др.) и нефоторефрактивными (Mg, Zn, In, Sc и др.) примесями [8,9]. В работах [3–7] показана возможность структурирования ансамблей микро- и наночастиц электрическими полями, формируемыми при неоднородной засветке объемно-легированных монокристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. При этом авторами [5] отмечено, что для достижения высокой степени агрегации микрообъектов электрическим полем фоторефрактивной голограммы необходимо использовать для ее записи интерференционную картину с высоким контрастом, $m \geq 0.9$.

Поверхностный характер электрических полей, используемых при реализации фотовольтаических пинцетов, делает перспективным диффузионное легирование кристаллов ниобата лития фоторефрактивными примесями. Данный вид поверхностного легирования ионами Cu из металлических пленок, изучавшийся, например,

в [10,11], обеспечивает формирование в полученных пластинках X -среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ фоторефрактивных решеток с амплитудой поля пространственного заряда, достигающей значений 30 kV/cm и более. Агрегирование диэлектрических наночастиц электрическими полями фоторефрактивных решеток с пространственным периодом $\Lambda = 45 \mu\text{m}$ в таком образце $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с диффузионным легированием было продемонстрировано в [12,13]. Однако процессы формирования поля пространственного заряда фоторефрактивных решеток при контрасте записывающей интерференционной картины, не удовлетворяющей условию $m \ll 1$, а также при неоднородном распределении фотовольтаически активной примеси, характерном для образцов $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с поверхностным легированием, не могут быть описаны в рамках традиционных моделей, рассмотренных, например, в [14,15].

Целью настоящей работы является исследование особенностей формирования фоторефрактивных решеток картиной интерференции записывающих лазерных пучков с высоким контрастом в пластине X -среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, созданной диффузионным легированием из металлической пленки.

В экспериментах использовался образец $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, в котором ранее исследовалось агрегирование диэлектрических наночастиц электрическими полями фоторефрактивных голограмм [12,13]. Он формировался в пластине X -среза конгруэнтного ниобата лития с размерами $1.2 \times 5.0 \times 13.0 \text{ mm}$ по осям X, Y и Z соответственно диффузионным легированием из металлической пленки Cu с толщиной 400 nm при температуре 1000°C в течение 9 h . Проведенные в [13] исследования показали, что диффузия меди приводит к зависимости показателя поглощения кристалла от глубины x , которая на длине

волны $\lambda_w = 532 \text{ nm}$ удовлетворительно аппроксимируется функцией Гаусса

$$k_{532}(x) = k_{532}(0) \exp\left(-\frac{x^2}{\Delta x^2}\right) \quad (1)$$

с максимальным значением $k_{532}(x) = 5.82 \text{ cm}^{-1}$ и полушириной $\Delta x = 316 \mu\text{m}$. Эта зависимость связана с неоднородностью распределения по координате x ионов меди, которые могут находиться в решетке LiNbO_3 в зарядовых состояниях Cu^+ и Cu^{2+} [10]. Средние значения их концентраций были оценены из известных соотношений [10,11] ($C_{\text{Cu}^+}^{av} = 1.8 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ и $C_{\text{Cu}^{2+}}^{av} = 1.5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$) по экспериментально измеренным с использованием спектрофотометра Genesys2 средним показателям поглощения пластины $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с толщиной $d = 1.2 \text{ mm}$ на длинах волн 477 и 1040 nm соответственно. Полагая, что распределения концентраций ионов Cu^+ и Cu^{2+} в поверхностном слое также являются гауссовыми и характеризуются такой же полушириной, как и $k_{532}(x)$, максимальные значения концентраций могут быть оценены как $C_{\text{Cu}^+}^m = 7.8 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ и $C_{\text{Cu}^{2+}}^m = 6.5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. Поскольку основной вклад в поглощение на длине волны $\lambda_w = 532 \text{ nm}$ связан с фотовозбуждением электронов с неионизированных донорных центров Cu^+ в зону проводимости, соответствующий показатель поглощения определяется выражением [15]

$$k_{532}(x) = \hbar\omega_w S_w [N_D(x) - N_A(x)] = \hbar\omega_w S_w C_{\text{Cu}^+}(x), \quad (2)$$

где $\hbar\omega_w$ — энергия кванта записывающего излучения и S_w — сечение фотоионизации для центров данного типа. В (2) учтено, что общая концентрация дефектных центров, между которыми происходит фотоиндуцированное перераспределение зарядов при неоднородном освещении, и концентрация компенсирующих акцепторов, в темновых условиях равная концентрации ионизированных донорных центров, играющих роль ловушек электронов, определяются как

$$N_D(x) = C_{\text{Cu}^+}(x) + C_{\text{Cu}^{2+}}(x), \quad (3)$$

$$N_A(x) = C_{\text{Cu}^{2+}}(x). \quad (4)$$

Для приведенных выше экспериментальных значений $k_{532}(0)$ и $C_{\text{Cu}^+}^m$ из (2) находим, что $S_w = 2.0 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{J}$.

Для формирования фоторефрактивных решеток с пространственным периодом $\Lambda = 2.5 \mu\text{m}$ использовались два записывающих лазерных пучка с длиной волны $\lambda_w = 532 \text{ nm}$ и апертурой $D_w = 2 \text{ mm}$, распространяющиеся в пластине $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ в плоскости XZ симметрично относительно оси X . Они соответствовали необыкновенным волнам и создавали интерференционную картину с контрастом $m \approx 1$ и суммарной интенсивностью, имеющей значение $J_0 \approx 260 \text{ mW/cm}^2$ на входной грани $x = 0$. Контроль дифракционной эффективности формируемой динамической решетки осуществлялся

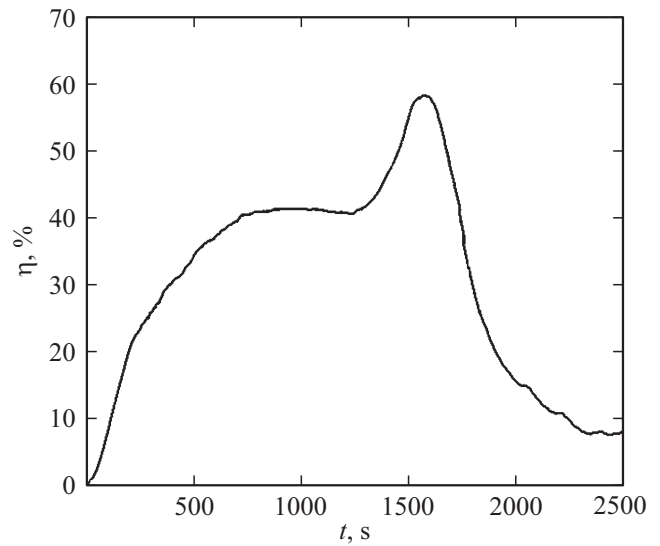


Рис. 1. Экспериментальная временная зависимость эффективности дифракции считывающего излучения с длиной волны 655 nm на фоторефрактивной решетке, формируемой в пластине X -среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с диффузионным легированием лазерными пучками с длиной волны 532 nm.

считывающим пучком полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda_r = 655 \text{ nm}$, апертурой $D_r = 1.6 \text{ mm}$ и мощностью 6 mW, распространяющимся через ее центральную область в виде необыкновенной волны под углом Брэгга к оси X кристалла. Следует отметить, что влиянием считывающего пучка на динамику формирования динамической решетки можно пренебречь, поскольку исследуемый образец $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ для излучения с длиной волны 655 nm имеет низкую фоторефрактивную чувствительность и пренебрежимо малое значение среднего показателя поглощения, не превышающего 0.2 cm^{-1} . В расчетах динамики дифракционной эффективности фоторефрактивной решетки $\eta(t)$ использовались экспериментальные данные по временным зависимостям для мощностей прошедшего через образец считывающего и дифрагированного пучков, фиксируемые с помощью фотодиодов ФД-24К и цифровой системы обработки данных, и известные соотношения [10,11,13].

Типичная экспериментальная зависимость дифракционной эффективности, формируемой записывающими пучками фоторефрактивной решетки, представлена на рис. 1. Для нее характерно немонотонное поведение, обусловленное неоднородным распределением по толщине кристалла (по координате x) ионов меди, обеспечивающих при неоднородной засветке вдоль полярной оси C , параллельной координате z , фотовольтаический механизм перераспределения зарядов между неионизированными донорными (Cu^+) и ловушечными (Cu^{2+}) центрами. В первом максимуме дифракционная эффективность $\eta_m \approx 0.42$ достигается за время записи, составляющее около 950 s, а второму максимуму при $t \approx 1520 \text{ s}$ соответствует значение $\eta_m \approx 0.58$.

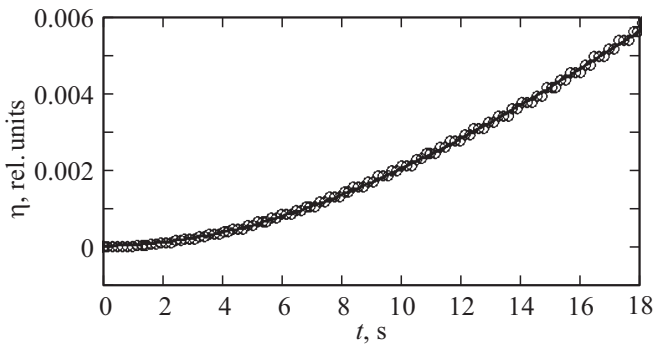


Рис. 2. Временная зависимость эффективности дифракции для начального участка формирования фоторефрактивной решетки в пластине LiNbO₃:Cu с диффузионным легированием. Точки — эксперимент (рис. 1), сплошная кривая — расчет по формуле (5) при $b = 2.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ и $c = -3.6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-3}$.

Экспериментальная зависимость, отражающая рост дифракционной эффективности $\eta(t)$ на начальном участке формирования данной фоторефрактивной решетки, представлена точками на рис. 2. Сплошная кривая на этом рисунке представляет собой аппроксимацию (по методу наименьших квадратов) экспериментальных данных для начального участка функцией

$$\eta_{in}(t) = bt^2 + ct^3 \tag{5}$$

со значениями коэффициентов $b = 2.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ и $c = -3.6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-3}$.

При анализе формирования поля пространственного заряда $\mathbf{E}(x, z, t)$ фоторефрактивной решетки ограничимся приближением заданной интенсивности света $J(x, z)$ в интерференционной картине, созданной двумя записывающими световыми волнами, распространяющимися симметрично относительно оси X в разомкнутом вдоль оси Z кристалле. С учетом зависимости показателя поглощения от координаты x , определяемой формулой (1), распределение интенсивности света в пластине LiNbO₃:Cu может быть получено в следующем виде:

$$J(x, z) = J_0 \exp \left[-\frac{\sqrt{\pi}}{2} k_{532}(0) \Delta x \operatorname{erf} \left(\frac{x}{\Delta x} \right) \right] \times \left[1 + m \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} z \right) \right]. \tag{6}$$

где $\operatorname{erf}(x/\Delta x)$ — интеграл вероятности [16]. В рамках известной одноуровневой модели зонного переноса [1,15] пренебрежем также диффузионным механизмом перераспределения пространственного заряда, эффектом насыщения ловушек, а также воспользуемся приближениями медленных изменений всех рассматриваемых функций вдоль координаты x ($\partial J/\partial x \ll \partial J/\partial z$, $|\partial \mathbf{E}/\partial x| \ll |\partial \mathbf{E}/\partial z|$ и т.д.), низкой интенсивности света $J(x, z)$ и адиабатического следования концентрации электронов в зоне проводимости ее временным изменениям. В этом случае уравнение, описывающее вре-

менную эволюцию преобладающей компоненты электрической напряженности поля пространственного заряда $E_z(x, z, t)$, может быть записано в виде

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{e\mu S_w}{\epsilon_3 \gamma N_A} (N_D - N_A) J E + \frac{G S_w \hbar \omega_w}{\epsilon_3} (N_D - N_A) J = 0, \tag{7}$$

где ϵ_3 — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла для поля вдоль полярной оси Z , μ — подвижность электронов вдоль данной оси, G — константа Гласса, характеризующая фотовольтаическую активность примеси в соответствующей кристаллической решетке [8] (в рассматриваемом случае — Cu в LiNbO₃), зависящая также от поляризации света, формирующего фоторефрактивную решетку, и γ — коэффициент двухчастичной рекомбинации.

Для начального условия $E(x, z, 0) = 0$, соответствующего включению записывающих световых пучков при $t = 0$, решение (7) с учетом (6) можно записать в следующем виде:

$$E(x, z, t) = -\frac{G \hbar \omega_w \gamma N_A(x)}{e\mu} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{t}{\tau(x)} \right] \times \exp \left[-\frac{mt}{\tau(x)} \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} z \right) \right] \right\}, \tag{8}$$

где зависящее от координаты x время релаксации $\tau(x)$ с использованием (3) и (4), а также условия одинаковых гауссовых зависимостей для $C_{Cu^+}(x)$ и $C_{Cu^{2+}}(x)$ определяется уравнением

$$\frac{1}{\tau(x)} = \frac{e\mu S_w C_{Cu^+}^m}{\epsilon_3 \gamma C_{Cu^{2+}}^m} J_0 \exp \left[-\frac{\sqrt{\pi}}{2} k_{532}(0) \Delta x \operatorname{erf} \left(\frac{x}{\Delta x} \right) \right]. \tag{9}$$

Из (8) и (9) следует, что формирующееся в пластине LiNbO₃:Cu с диффузионным легированием поле пространственного заряда фоторефрактивной решетки представляет собой суперпозицию пространственных гармоник вида

$$E_{sc}^{(n)}(x, z, t) = E_n(x, t) \cos(2\pi n z / \Lambda), \tag{10}$$

с номерами $n = 0, 1, 2, \dots$ и амплитудами $E_n(x, t)$, которые могут быть найдены с использованием разложения последнего экспоненциального множителя в (8) в ряд по модифицированным функциям Бесселя n -го порядка, $I_n(mt/\tau(x))$. Эффективность дифракции Брэгга на фоторефрактивной решетке определяется амплитудой первой пространственной гармоники, аналитическое выражение для которой может быть найдено из (8) и (4) как

$$E_1(x, t) = -E_{phv}^m \exp \left(-\frac{x^2}{\Delta x^2} \right) I_1 \left(\frac{mt}{\tau(x)} \right) \exp \left(-\frac{t}{\tau(x)} \right), \tag{11}$$

где максимальное фотовольтаическое поле, соответствующее входной грани пластины $x = 0$, описывается выражением

$$E_{phv}^m = \frac{2G \hbar \omega_w \gamma}{e\mu} C_{Cu^{2+}}^m. \tag{12}$$

Характерно, что нарастание амплитуды поля первой пространственной гармоники во времени на начальном участке, при $t \ll \tau(x)$, происходит, как следует из (11), (12) и (9), по линейному закону с сохранением пространственной зависимости от координаты x :

$$E_1^{\text{in}}(x, t) = -mJ_0 \frac{G\hbar\omega_w S_w C_{\text{Cu}^+}^m}{\varepsilon_3} \exp\left(-\frac{x^2}{\Delta x^2}\right) \times \exp\left(-\frac{\sqrt{\pi}}{2} k_{532}(0)\Delta x \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\Delta x}\right)\right) t. \quad (13)$$

Как следует из рис. 2, эффективность дифракции считывающего пучка с длиной волны $\lambda_r = 655 \text{ nm}$ на начальном участке характеризуется малыми значениями, не превосходящими $6 \cdot 10^{-3}$. Поэтому при ее теоретическом рассмотрении изменением амплитуды считывающей волны за счет преобразования в дифрагированный пучок можно пренебречь. Используя известные соотношения [14,15] и учитывая малость угла Брэгга, рассмотрим дифракцию считывающего пучка, пренебрегая также его оптическим поглощением, на первой пространственной гармонике возмущений необыкновенного показателя преломления с амплитудой $\Delta n_e^{\text{in}}(x, t)$, создаваемых записывающими пучками в пластине $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ на начальном участке:

$$\Delta n_e^{\text{in}}(x, t) = -\frac{n_e^3 r_{33}}{2} E_1^{\text{in}}(x, t), \quad (14)$$

где n_e — необыкновенный показатель преломления невозмущенного кристалла и r_{33} — его электрооптическая постоянная. Для возмущений такого вида, с использованием (13), амплитуда дифрагированной световой волны $A_d^{\text{in}}(d, t)$ на выходной грани пластины $x = d$ в брэгговском режиме может быть получена из соответствующего уравнения связанных волн в следующем виде:

$$A_d^{\text{in}}(d, t) = -i \frac{\pi n_e^3 r_{33}}{2\lambda_r} \frac{G_e \hbar\omega_w S_w C_{\text{Cu}^+}^m m J_0}{\varepsilon_3} d_{\text{ef}}^{\text{in}} A_r, \quad (15)$$

с эффективной длиной взаимодействия в диффузионном слое на начальном участке записи, определяемой интегралом

$$d_{\text{ef}}^{\text{in}} = \int_0^d \exp\left(-\frac{x^2}{\Delta x^2}\right) \exp\left(-\frac{\sqrt{\pi}}{2} k_{532}(0)\Delta x \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\Delta x}\right)\right) dx, \quad (16)$$

где A_r — амплитуда светового поля считывающего пучка и G_e — константа Гласса для записывающих необыкновенных волн с $\lambda_w = 532 \text{ nm}$.

Таким образом, временная зависимость эффективности дифракции для считывающего пучка (на начальном участке фотовольтаического формирования фоторефрактивной решетки в пластине X -среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с диффузионным легированием) описывается следующей

квадратичной зависимостью:

$$\tilde{\eta}_{\text{in}}(t) = \left(\frac{\pi n_e^3 r_{33}}{2\lambda_r} \frac{G_3 \hbar\omega_w S_w C_{\text{Cu}^+}^m m J_0}{\varepsilon_3} d_{\text{ef}}^{\text{in}} \right)^2 t^2. \quad (17)$$

Сравнение уравнений (5) и (17) и использование (16), а также приведенных выше значений для b , λ_r , S_w , $C_{\text{Cu}^+}^m$, m , J_0 , $k_{532}(0)$, Δx , d и литературных данных по материальным параметрам ниобата лития [8,14] позволило оценить эффективную длину взаимодействия в диффузионном слое на начальном участке записи как $d_{\text{ef}}^{\text{in}} \approx 0.26 \text{ mm}$ и константу Гласса для необыкновенных волн с $\lambda_w = 532 \text{ nm}$ как $G_e \approx 4.6 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$. Следует отметить, что полученная оценка константы Гласса является сравнительно близкой к значению, приведенному в [8] для монокристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с объемным легированием, равному $5.5 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$.

Уравнение (11) совместно с (9) и (12) позволяет рассчитать временную зависимость амплитуды первой пространственной гармоники электрического поля на различных глубинах x слоя с диффузионным легированием, в том числе и на границе $x = 0$, на которой и происходит исследованная в [3–7,12,13] управляемая агрегация микро- и нанообъектов. Незвестными параметрами диффузионного слоя $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ в (9) и (12) являются подвижность электронов в зоне проводимости вдоль полярной оси μ и коэффициент двухчастичной рекомбинации γ . Будем полагать, во-первых, что подвижность электронов не зависит от концентрации ионов Cu и типа легирующей примеси и воспользуемся приведенным в [17] для кристаллов LiNbO_3 значением $\mu = 7.4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Во-вторых, учитывая типичные значения фотовольтаического поля для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с однородным объемным легированием, составляющие около 10^7 V/m [9], зададимся значением коэффициента двухчастичной рекомбинации $\gamma = 5.3 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$. В этом случае из (12) получаем величину максимального фотовольтаического поля $E_{\text{phv}}^m \approx 10^7 \text{ V/m}$, которая в идеале должна определять стационарную амплитуду поля пространственного заряда формирования фоторефрактивной решетки в кристаллах с объемным легированием.

Результаты численного моделирования по формуле (11), отражающие временную эволюцию амплитуды первой пространственной гармоники электрического поля на различных глубинах x слоя с диффузионным легированием, представлены на рис. 3.

Как следует из рисунка, в рамках используемой модели динамика поля пространственного заряда имеет немонотонный характер. Качественно его немонотонное поведение согласуется с результатами эксперимента по временной зависимости $\eta(t)$ (рис. 1) для интервала времени до 1100 s , однако после этого наблюдается возрастание эффективности дифракции, не описываемое рассматриваемой моделью. Такое различие во временной эволюции поля пространственного заряда и дифракционной эффективности фоторефрактивной решетки могут

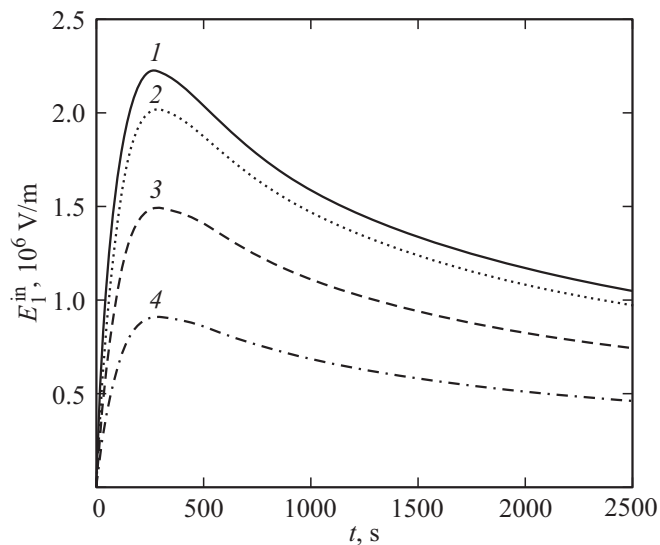


Рис. 3. Временная зависимость амплитуды первой пространственной гармоники электрического поля фоторефрактивной решетки в пластине $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с диффузионным легированием на глубинах $x = 0$ (1), 100 (2), 200 (3) и 300 μm (4).

быть связаны, в частности, с неприменимостью используемого для анализа приближения заданной интенсивности записывающей интерференционной картины при $\eta(t) > 0.1$. Кроме того, некоторые фотоэлектрические и транспортные параметры перераспределения зарядов в диффузионном слое $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ могут зависеть от концентрации ионов меди, что во внимание не принималась.

Характерная особенность формирующегося в неоднородном слое $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ поля пространственного заряда состоит в амплитуде максимально достигаемой напряженности поля, существенно меньшей, чем использованное при моделировании значение максимального фотовольтаического поля $E_{phv}^m \approx 10^7 \text{ V/m}$. При этом максимум амплитуды первой пространственной гармоники, составляющий около $2.2 \cdot 10^6 \text{ V/m}$, имеет место на границе кристалла $x = 0$.

Таким образом, в работе исследовано формирование динамических фоторефрактивных решеток картиной интерференции записывающих лазерных пучков с высоким контрастом в пластине X-среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, созданной диффузионным легированием из металлической пленки. Экспериментально фоторефрактивные свойства пластины с неоднородным распределением фотовольтаической примеси (ионов Cu) изучались методом брэгговской дифракции считывающего пучка с длиной волны $\lambda_r = 655 \text{ nm}$ на возмущениях необыкновенного показателя преломления, создаваемых двумя записывающими пучками одинаковой интенсивности с $\lambda_w = 532 \text{ nm}$. При теоретическом рассмотрении динамики формирования поля пространственного заряда использованы приближения заданной интенсивности света в интерференционной картине, отсутствия насыщения ловушек и диффузионного тока. Это сделало возможным нахождение

аналитического выражения для временной эволюции амплитуды первой пространственной гармоники поля $E_1(x, t)$, принимающего во внимание неоднородности распределения ионов Cu^+ и Cu^{2+} в поверхностном слое и показателя поглощения записывающих пучков. Проведенный на его основе анализ эффективности брэгговской дифракции считывающего пучка для начального участка формирования фоторефрактивной решетки и сопоставление полученного выражения с экспериментальными данными позволили оценить константу Гласса исследуемого диффузионного слоя $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ для записывающих необыкновенных волн, $G_e \approx 4.6 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$. С использованием найденного аналитического выражения для амплитуды первой пространственной гармоники поля пространственного заряда $E_1(x, t)$ и параметров $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, найденных экспериментально и известных из литературы, проведено моделирование динамики этой амплитуды на различных глубинах x слоя с диффузионным легированием. Получено, что максимально достигаемая напряженность поля фоторефрактивной решетки является существенно меньшей, чем использованная при моделировании величина максимального фотовольтаического поля.

Проведенные нами исследования особенностей формирования фоторефрактивных решеток картиной интерференции записывающих лазерных пучков с высоким контрастом в пластине X-среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, созданной диффузионным легированием, свидетельствуют о возможности применимости полученных соотношений для выбора оптимальных условий при реализации оптических пинцетов фотовольтаического типа.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Госзадания на 2017–2019 гг. (проекты № 3.1110.2017/4.6 и № 3.8898.2017/8.9) и РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Kukhtarev N.V., Kukhtareva T.V., Stargell G., Wang J.C. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. Art. N 014111.
- [2] Rosenman G., Shur D., Krasik Ya.E., Dunaevsky A. // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. N 11. P. 6109–6161.
- [3] Kukhtarev N., Kukhtareva T., Okafor F. // J. Holography and Speckle. 2009. V. 5. N 3. P. 268–274.
- [4] Villarroel J., Burgos H., García-Cabañes Á., Carrascosa M., Blázquez-Castro A., Agulló-López F. // Opt. Express. 2011. V. 19. N 24. P. 24320–24330.

- [5] Matarrubia J., García-Cabañes Á., Plaza J.L., Agulló-López F., Carrascosa M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. Art N 265101.
- [6] García-Cabañes A., Blázquez-Castro A., Arizmendi L., Agulló-López F., Carrascosa M. // Crystals. 2018. V. 8. Art. N 65.
- [7] Blázquez-Castro A., García-Cabañes A., Carrascosa M. // Appl. Phys. Rev. 2018. V. 5. N 4. Art. N 041101.
- [8] Volk T., Wöhlecke M. Lithium Niobate: Defects, Photo-refraction and Ferroelectric Switching. Berlin, Heidelberg: Springer, 2008. 247 p.
- [9] Стурман Б.И., Фридкин В.М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. М.: Наука, 1992. 208 с.
- [10] Peithmann K., Hukriede J., Buse K., Krätzig E. // Phys. Rev. B. 2001. V. 61. N 7. P. 4615–4620.
- [11] Мамбетова К.М., Смаль Н.Н., Шандаров С.М., Орликов Л.Н., Арестов С.И., Смирнов С.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 57. В. 8–9. С. 675–682.
- [12] Мамбетова К.М., Татьянаников А.И., Шандаров С.М. // Актуальные проблемы электронного приборостроения (АПЭП 2018): Труды XIV Международной научно-технической конференции. Новосибирск: НГТУ, 2018. Т. 8. С. 36–40.
- [13] Мамбетова К.М., Шандаров С.М., Татьянаников А.И., Смирнов С.В. // Изв. вузов. Физика. 2019. Т. 62. № 4.
- [14] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб.: Наука, 1992. 320 с.
- [15] Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. Томск: ТУСУР, 2007. 242 с.
- [16] Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. М.: Наука, 1967. 780 с.
- [17] Jermann F., Otten J. // J. Opt. Soc. Am. B. 1993. V. 10. N 11. P. 2085–2092.