PACS 42.65.Hw; 42.65.Tg; 42.70.Nq; 42.40.Eq

Оптическая поверхностная волна в кристалле с диффузионной фоторефрактивной нелинейностью

С.А.Чёткин, И.М.Ахмеджанов

Рассмотрена стационарная фоторефрактивная нелинейная поверхностная волна (ФНПВ) с TE или TM поляризацией в случае, когда показатель преломления фоторефрактивного кристалла (ФК) зависит от напряженности возникающего при ее распространении диффузионного внутрикристаллического электрического поля. Определены фазовая траектория и поперечная структура распределения интенсивности ФНПВ для разных величин диффузионной фоторефрактивной нелинейности. Исследована фоторефрактивная дифракционная решетка, возникающая в приповерхностном слое ФК при распространении ФНПВ.

Ключевые слова: *фоторефрактивный кристалл, фоторефрактивная нелинейная поверхностная волна, диффузионное внутрикристаллическое поле.*

1. Введение

В фоторефрактивном кристалле (ФК) распределение фотоиндуцированного электрического заряда в плоскости, перпендикулярной траектории светового пучка, повторяет распределение его интенсивности, что вызывает локальные изменения внутрикристаллического электрического поля и показателя преломления ФК [1–4]. ФК становится локально неоднородным, его оптическая плотность в окрестности траектории пучка изменяется, что сопровождается либо рассеянием, либо фокусировкой, либо изгибом пучка. При интерференции когерентных пучков в поляризованном ФК, один из которых является результатом рассеяния другого, например на случайных неоднородностях, фоторефрактивное самовоздействие приводит к возникновению брэгговской дифракционной решетки, повторяющей структуру интерференционной картины, но отличающейся от нее по фазе [2]. На такой решетке происходит обмен энергией между интерферирующими пучками, причем передача энергии осуществляется в направлении, противоположном направлению поляризации кристалла [1–3]. В результате при распространении лазерного пучка вдоль грани ФК, перпендикулярной оптической оси, возникает фоторефрактивная нелинейная поверхностная волна (ФНПВ) [5–8].

Современные тенденции наноминиатюризации оптоэлектроных устройств обуславливают повышенный интерес к нелинейно-оптическим явлениям, при которых происходит концентрация оптического излучения и контролируемо изменяются его постранственные, временные и спектральные характеристики. В связи с этим представляет интерес исследование экспериментально обнаруженой [9] канализации и бездифракционного распространения лазерного пучка у границы раздела сред, одна из которых является фоторефрактивной.

В настоящей работе исследовано стационарное уравнение распространения ФНПВ с TE и TM поляризациями в ФК с нелинейной зависимостью показателя преломления «диффузионного» типа от интенсивности, определены вид фазовой траектории и распределение интенсивности ФНПВ для разных величин диффузионной фоторефрактивной нелинейности. Исследована также фоторефрактивная дифракционная решетка, возникающая в приповерхностном слое ФК при распространении ФНПВ.

2. Распространение света в приповерхностной области нелинейного ФК

На примере монокристалла ниобата бария-стронция $Sr_{0.6}Ba_{0.4}NbO_3$ (SBN) рассмотрим стационарную ФНПВ в поляризованном одноосном ФК. Предполагаем, что из-за диффузии фотоиндуцированных электрических зарядов показатель преломления ФК в направлении градиента интенсивности [1–3] нелинеен и неоднороден. Геометрия задачи поясняется на рис.1: ФК занимает область $x > 0$; его оптическая ось направлена параллельно оси x; линейно поляризованый луч света падает на грань ФК под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения (в SBN для обыкновенной и необыкновенной волн он равен 25.63 и 25.79 град соответственно). В этих условиях распространение монохроматических световых TE и TM волн в ФК описывается уравнениями [10–12]

$$\Delta \boldsymbol{E} + k^2 \boldsymbol{E} - \nabla(\nabla \boldsymbol{E}) = 0,\ \ \Delta \boldsymbol{H} + k^2 \boldsymbol{H} + \varepsilon^{-1}\,\nabla\varepsilon \times \nabla \times \boldsymbol{H} = 0, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon(x, z)$ – диэлектрическая проницаемость ФК (магнитная проницаемость $\mu = 1$); $k = 2\pi\varepsilon^{1/2}(x, z)/\lambda$; λ – длина волны света в вакууме. Распространение света в ФК сопровождается возникновением внутрикристаллического электрического поля $E_x^{\rm sc}$ [1–4], которое в геометрии нашей задачи направлено вдоль оптической оси ФК (рис.1). ФК остается одноосным, однако его показатели прелом-

С.А.Чёткин, И.М.Ахмеджанов. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: chetkin@kapella.gpi.ru, eldar@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 30 мая 2011 г., после доработки – 14 октября 2011 г.

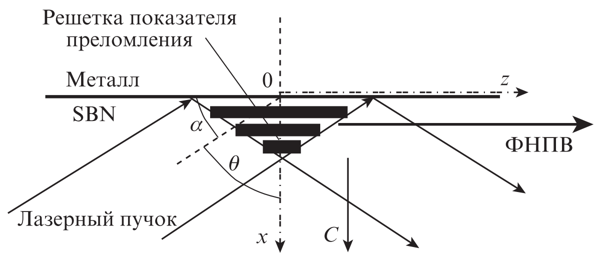

Рис.1. Возбуждение ФНПВ лазерным пучком в кристалле SBN и возникновение фоторефрактивной фазовой дифракционной решетки в области интерференции падающего и отраженного лазерных пучков; C – оптическая ось кристалла.

ления для волн с необыкновенной ($n_{\|}$) и обыкновенной ($n_{\perp}$) поляризациями изменяются [10–12]:

$$n_{\|} = n_{\rm e} - n_{\rm e}^3 r_{33} E_x^{\rm sc}/2, \quad n_{\perp} = n_{\rm o} - n_{\rm o}^3 r_{13} E_x^{\rm sc}/2, \tag{2}$$

где r_{33} и r_{13} – компоненты электрооптического тензора. В отсутствие постоянного электрического поля при падении света под углом θ к оптической оси показатель преломления для обыкновенной волны неизменен, $n_{\perp}^{\rm o}(\theta) = n_{\rm o}$, а для необыкновенной волны записывается в виде [10–12]

$$n_{\|}^{\rm e}(\theta) = \frac{n_{\perp} n_{\|}}{[(n_{\|}\cos\theta)^2 + (n_{\perp}\sin\theta)^2]^{1/2}}. \tag{3}$$

Влияние поля $E_x^{\rm sc}$ на показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей учитывается подстановкой (2) в (3). Волна распространяется в плоскости xz вдоль оси z, а диэлектрическая проницаемость среды меняется только вдоль оси x. Среда вдоль оси z однородна, поэтому компонента амплитуды волны, зависящая от координаты z, выбирается пропорциональной $\exp(\mathrm{i}\beta z)$ [12], где β – постоянная распространения.

Поскольку в одноосном ФК линейно поляризованный свет имеет две независимые поляризации, то для ТЕ волны (компонента E_y вектора амплитуды электрического поля не равна нулю) и для отличной от нуля компоненты H_y вектора амплитуды напряженности магнитного поля ТМ волны уравнения (1) принимают вид [11, 12]:

$$\begin{gathered}\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \left(\frac{\varepsilon_{\perp}\omega^2}{c^2} - \beta^2\right)E_y = 0, \\ \frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{\varepsilon_{\|}(\theta)}\frac{\partial H_y}{\partial x}\right] + \left[\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\beta^2}{\varepsilon_{\|}(\theta)}\right]H_y = 0.\end{gathered} \tag{4}$$

При выполнении неравенств

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{\|}\omega^2/c^2 - \beta^2}}\right) \ll 1, \quad \sqrt{\varepsilon_{\|}}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{\|}}}\right) \ll \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2$$

с использованием выражения $H_y(x) = \sqrt{\varepsilon_{\|}(x)}U(x)$ уравнения (4) для $U(x)$ и $E_y(x)$ приводятся к одному и тому же виду [11]. Компоненты вектора амплитуды электрического (магнитного) поля ТЕ (ТМ) волны, лежащие в плоскости падения, находятся из уравнений Максвелла:

$$H_x = \frac{\beta E_y}{\omega}, \quad H_z = \frac{\mathrm{i}}{\omega}\frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad E_x = -\frac{\beta H_y}{\omega}, \quad E_z = -\frac{\mathrm{i}}{\omega}\frac{\partial H_y}{\partial x}. \tag{5}$$

В ФК при диффузионном перераспределении фотоиндуцированных носителей электрического заряда внутрикристаллическое поле $E_x^{\rm sc}$ определяется выражением [1–4]

$$E_x^{\rm sc} = -\frac{k_{\rm B} T\, \partial I_{\rm TE,TM}/\partial x}{e(I_{\rm TE,TM} + I_{\rm d})}, \tag{6}$$

где $I_{\rm TM} = Z_0|H_y|^2/(2n_{\|}) = n_{\|}U^2/(2c)$ и $I_{\rm TE} = n_{\perp}|E_y|^2/(2Z_0)$ – интенсивности ТЕ и ТМ волн; Z_0 – импеданс вакуума [13]; $I_{\rm d}$ – «темновая» интенсивность ФК [1–3]; T – температура; e – заряд электрона. Поэтому при подстановке (2), (3), (6) в (4) уравнения для амплитуд ТЕ и ТМ волн принимают вид

$$\begin{gathered}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}E_y(x) + 2k_0^2 n_{\perp}^4 r_{13}\frac{k_{\rm B}T}{e}\frac{E_y^2(x)}{E_y^2(x) + 2I_{\rm d}Z_0/n_{\perp}}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}E_y(x) \\ +(k_0^2 n_{\perp}^2 - \beta^2)E_y(x) = 0, \\ \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}U(x) + 2k_0^2 n_{\|}^4 r_{33}\frac{k_{\rm B}T}{e}\frac{U^2(x)}{U^2(x) + 2I_{\rm d}/(n_{\|}Z_0)}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}U(x) \\ +(k_0^2 n_{\|}^2 - \beta^2)U(x) = 0\ ,\end{gathered} \tag{7}$$

где k_0 – волновое число в вакууме. В безразмерных переменных уравнения (7) упрощаются, а входящие в них параметры будут независимыми.

Алгебраические выражения для масштабных множителей длины, интенсивности и амплитуд полей [14], составленные из параметров $r_{33,13}$, k_0, e, c, для ФНПВ с ТЕ и ТМ поляризациями в системе СИ имеют вид

$$x^*_{\rm TE,TM} = \frac{e}{2k_0^2 n_{\perp,\|}^4 r_{13,33} k_{\rm B} T}, \quad I_0^{\rm TE,TM} = \frac{k_0^2 n_{\rm e,o} e c}{r_{13,33}},$$

$$H_0 = \frac{n_{\|}E_0}{Z_0} = k_0 n_{\|}\sqrt{\frac{2e}{\mu_0 r_{33}}}, \quad E_0 = \sqrt{\frac{2Z_0 I_0}{n_{\perp}}} = k_0\sqrt{\frac{2e}{\varepsilon_0 r_{13}}},$$

а уравнения (7) преобразуются в уравнение

$$\frac{\mathrm{d}^2 V}{\mathrm{d}u^2} + \frac{V^2}{V^2 + C^2}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}u} + QV = 0, \tag{8}$$

где $V = E/E_0$ или $(U/H_0)n_{\|}$ для ТЕ или ТМ поляризаций; $u = x/x^*$;

$$C^2_{\rm TE,TM} = \frac{r_{13,33}I_{\rm d}}{eck_0^2} = \frac{I_{\rm d}}{I_0^{\rm TE,TM}};$$

$Q_{\rm TE,TM} = (n_{\perp,\|}p_{\rm TE,TM}\cos\theta)^2$; $p_{\rm TE,TM} = k_0 x^*$. Независимые параметры C^2 и Q задают амплитуду и глубину проникновения ФНПВ x^* в ФК. Уравнение (8) с нелинейным коэффициентом затухания $\gamma = V^2/(V^2 + C^2)$ определяет осциллирующее в направлении оси x стационарное распределение амплитуды ФНПВ. В оптически прозрачном ФК демпфирование γ определяется не поглощением, а пространственным перераспределением энергии ФНПВ в направлении, противоположном направлению поляризации ФК. В случае $I \ll I_{\rm d}$ коэффицинент затухания ФНПВ $\gamma \sim I/(2I_{\rm d}) \sim V^2/(2I_{\rm d}) \ll 1$ – величина второго порядка малости, поэтому при линеаризации уравнения (8) оно превращается в уравнение для гармонического осциллятора без затухания. При больших интенсивностях ($\gamma \to 1$) уравнение (8) превращается в линейное уравнение колебаний с постоянным затуханием. В промежуточном диапазоне интенсивностей распределение амплитуды в поперечном сечении ФНПВ описывается уравнением для осциллятора с нелинейным затуханием.

Коэффициент Q в (8) имеет смысл восстанавливающей силы. Он определяет квадрат пространственной частоты осцилляций Ω амплитуды ФНПВ вдоль оптической оси ФК:

$$\Omega^2 = \beta^2 - k_0^2 n_{\perp,\parallel}^2 + \left[\frac{k_0^2 n_{\perp,\parallel}^4 r_{33,13} k_{\rm B} TI}{e(I+I_{\rm d})}\right]^2.$$

Для SBN $I_{\rm d} \approx 0.03$ Вт/см^2 [15], поэтому при $I \geqslant I_{\rm d}$ нелинейное уравнение (8) приводится к линейному:

$$\frac{{\rm d}^2 V}{{\rm d}u^2} + \frac{{\rm d}V}{{\rm d}u} + QV = 0. \qquad (9)$$

Возникновение ФНПВ в поляризованном ФК связано с интерференцией двух когерентных пучков, один из которых является результатом отражения другого от границы раздела ФК [5–9]. Зеркальное отражение от грани ФК, покрытой металлической пленкой, необходимое для интерференции, может происходить при любых углах падения светового пучка. Зеркальное же отражение от грани ФК, находящейся в контакте с оптически менее плотной диэлектрической средой, происходит в ограниченном диапазоне углов, превышающих угол полного внутреннего отражения. Граничные условия будут разными для этих двух случаев, однако в соответствующих решениях уравнений (8), (9) различия проявятся в приповерхностном слое ФК с толщиной, существенно меньшей глубины проникновения ФНПВ $x^* = 1/\gamma$, в котором поле ФНПВ мало. На глубинах $x \sim x^*$ решения, соответствующие разным граничным условиям, будут качественно совпадать [5,6,9]. Поэтому без потери общности рассмотрим случай покрытой металлом грани ФК, для которого граничные условия имеют вид

$$V(u \to 0) = 0, \quad \frac{{\rm d}V(u\to 0)}{{\rm d}u} = G, \quad V(u \to -\infty) = 0.$$

Таким образом, решение уравнений (8), (9) свелось к решению задачи Коши для пространственной координаты x, отсчитываемой вдоль оптической оси кристалла [5–9]. Константа G определяет нелинейность ФК. Решение уравнения (9) имеет вид

$$V(u) = \frac{4G}{\sqrt{1-4Q^2}} \exp\left(-\frac{u}{2}\right) \sinh\frac{u\sqrt{1-4Q^2}}{2},$$

а при $Q = 1/2$

$$V(u) = uG\exp(-u/2).$$

Распределение амплитуды ФНПВ по толщине ФК определяется параметром Q^2: при действительном значении $\sqrt{1/4 - Q^2}$ в поперечном сечении оно имеет вид апериодического колебания; при $1/4 - Q^2 = 0$ волна имеет вид колебания с критическим затуханием и локализована в наиболее узком слое ФК; при комплексном значении $\sqrt{1/4 - Q^2}$ распределение амплитуды ФНПВ осциллирует и затухает вдоль оси x. При $Q \gg 1$ формирования ФНПВ не происходит, а наблюдается интерференция падающего и отраженного пучков. Значение $Q = 0$ соответствует распространению ФНПВ параллельно границе ФК. В этом случае амплитуда постоянна по сечению пучка.

Для количественных оценок и при анализе соответствия экспериментальных данных результатам расчетов необходимо установить связь между мощностью ФНПВ W и парарметром G. Для этого заменим одно из граничных условий на нормировочное:

$$W = \int_0^\infty I(x){\rm d}x.$$

Тогда

$$G^2 = \frac{W(1-2Q)}{x^* I_0}, \qquad (10)$$

а граничные условия для производной от амплитуды поля для волн с ТЕ и ТМ поляризациями имеют вид

$$\left.\frac{\partial E_y}{\partial x}\right|_{x=0} = \sqrt{\frac{2Z_0 W(1-2n_\perp^2 k_0^2 x^{*2}\cos^2\theta)}{n_\perp x^{*3}}},$$
$$\left.\frac{\partial H_y}{\partial x}\right|_{x=0} = \sqrt{\frac{2n_\parallel W(1-2n_\parallel^2 k_0^2 x^{*2}\cos^2\theta)}{Z_0 x^{*3}}}. \qquad (11)$$

Графическое представление распределения амплитуды ФНПВ по глубине кристалла дают фазовые траектории [16] уравнений (8), (9), представляющие собой зависимости производных от амплитуд электрического (ТЕ волна) и магнитного (ТМ волна) полей ФНПВ от этих амплитуд. В качестве параметра используется координата x, отсчитываемая вдоль оптической оси кристалла. В зависимости от величины Q для уравнения (9) различают три вида фазовых траекторий с соответствующими им особыми точками, являющимися положениями устойчивого равновесия: центр, если $\gamma = 0$ и $Q \gg 1$, устойчивый фокус, если $Q > 1/2$, и устойчивый узел при выполнении обратного неравенства. В этих точках амплитуда ФНПВ и ее производная равны нулю при стремлении поперечной координаты к бесконечности. Если кристалл занимает полупространство, то это значит, что оптическое излучение локализуется у его поверхности. Таким образом, существование устойчивой особой точки в начале координат фазовой плоскости означает существование ФНПВ. Физический смысл особой точки как положения равновесия состоит в том, что положительно определенная квадратичная форма плотности энергии ФНПВ $H^2 + E^2 \propto (\partial E/\partial x)^2 + E^2$ достигает в ней минимума, равного нулю.

3. Численное исследование ФНПВ в SBN

Численное решение нелинейного уравнения (8) получено методом Рунге–Кутты четвертого порядка. В расчетах ориентация ФК соответствовала приведенной на рис.1, угол α между направлением распространения света и гранью ФК, перпендикулярной оптической оси, составлял 0.02 рад, производная $\partial H_y/\partial x|_{x=0}$ на границе ФК была равна 10^5, 10^6, 10^7 и 10^{10}. Результаты расчета распределения амплитуд ФНПВ с ТЕ и ТМ поляризациями приведены в относительных единицах, поскольку в литературе отсутствуют однозначно определенные данные о темновой интенсивности SBN. На рис.2,*а*, *б* приведены распределения компоненты $H_y(x)$ амплитуды вектора магнитного поля ФНПВ с ТМ поляризацией для $\partial H_y/\partial x|_{x=0} = 10^6$ и 10^{10}. Видно влияние диффузионной фоторефракции на локализацию излучения в приповерхностном слое ФК. Распределение $H_y(x)$ имеет вид затухающего колебания, период пространственной осцилляции которого зависит от интенсивности ФНПВ и угла α. При слабой нелинейности (рис.2,*а*) излучение проникает в глубь ФК, испытывая незначительное затухание (перераспределение энергии ФНПВ по сечению ФК незначительно). Увеличение $\partial H_y/\partial x|_{x=0}$ до 10^7 приводит к усилению фоторефракции и сопровождается усилением локализации излучения, так что в случае $\partial H_y/\partial x|_{x=0} = 10^{10}$ (рис.2,*б*) глубина локализации ФНПВ составляет 40–50 мкм. В стационарном состоянии распределение амплитуды ФНПВ не меняется вдоль

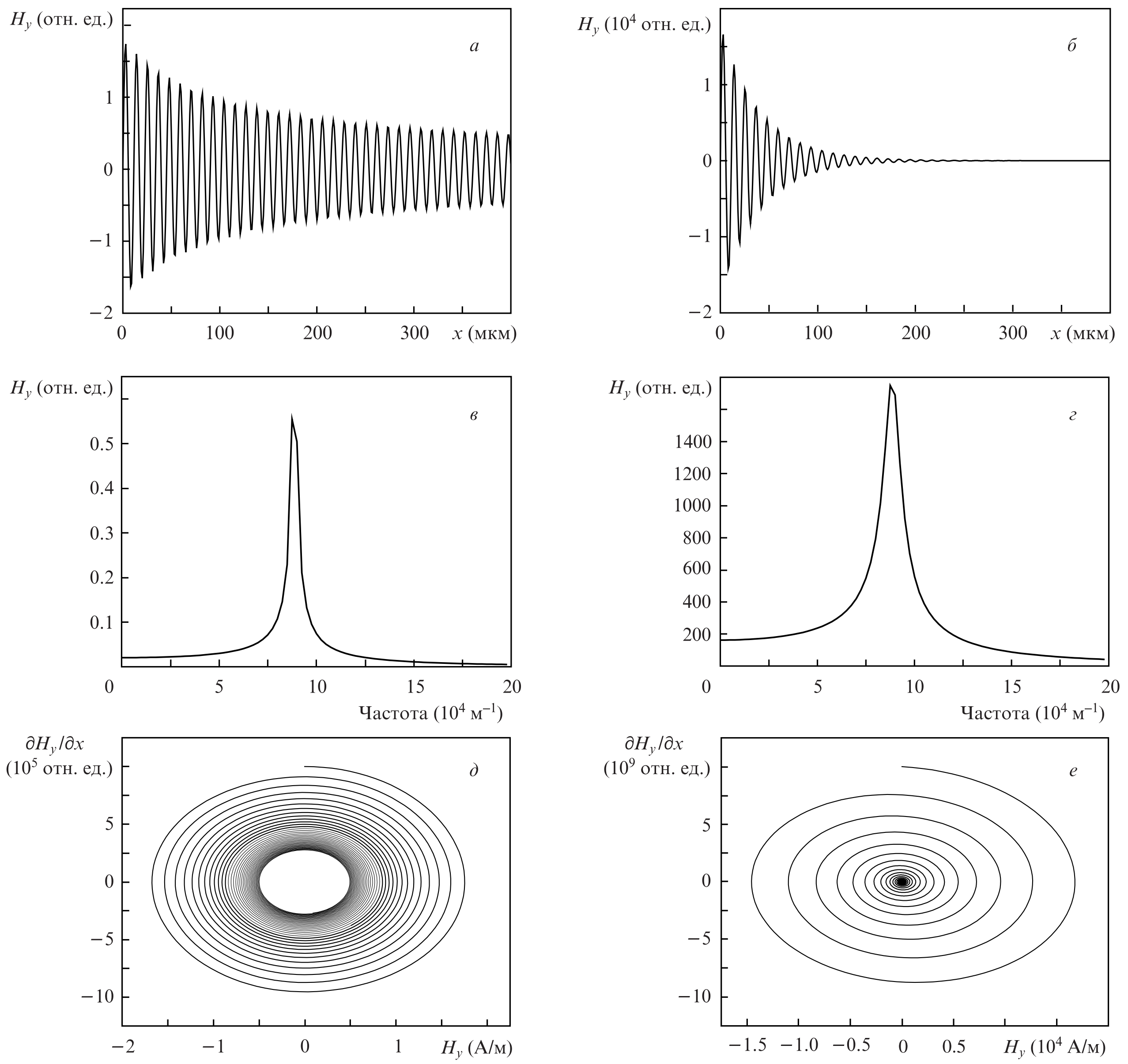

Рис.2. Распределение амплитуды магнитного поля ТМ волны $H_y(x)$ в поперечном сечении ФНПВ (*а*, *б*), фурье-спектр пространственных гармоник $H_y(x)$ (*в*, *г*) и фазовые траектории ФНПВ (*д*, *е*) для $\partial H_y/\partial x = 10^6$ (*а*, *в*, *д*) и 10^{10} (*б*, *г*, *е*).

оси z, т. е. ФНПВ имеет стационарный спектр пространственных частот, который тем шире, чем интенсивнее фоторефракция (рис.2,*в*,*г*). На рис.2,*д*,*е* приведены фазовые траектории ФНПВ. При слабой диффузионной фоторефракции фазовая траектория ФНПВ представляет собой предельный цикл в виде круга (эллипса) ($\partial H_y/\partial x|_{x=0} = 10^5$). Линейный осциллятор с затуханием такой особенности не имеет [16]. При усилении диффузионной фоторефракции ($\partial H_y/\partial x|_{x=0} = 10^7$, рис.2,*д*) фазовая траектория ФНПВ преобразуется в спираль, «намотанную» на предельный цикл в виде круга. Это также является проявлением нелинейного фоторефрактивного демпфирования. При дальнейшем увеличении интенсивности ФНПВ предельный цикл стягивается в точку, превращаясь в устойчивый фокус ($\partial H_y/\partial x|_{x=0} = 10^{10}$, рис.2,*е*). В этих условиях темновой интесивностью ФК в уравнении (8) можно пренебречь и оно превращается в уравнение (9).

На рис.3,*а*,*б* приведены распределения компоненты $E_y(x)$ амплитуды электрического вектора ФНПВ с ТЕ поляризацией в поперечном сечении для граничного условия $\partial E_y/\partial x|_{x=0} = 10^8$. В расчетах угол α между направлением распространения света и гранью кристалла, перпендикулярной оптической оси, составлял 0.002 и 0.02 рад, компонента электрооптического тензора SBN $r_{13} = 47$ пм/В. В диапазоне рассматриваемых углов распределение компоненты амплитуды электрического вектора ФНПВ с ТЕ поляризацией в поперечном сечении также имеет вид колебания, затухающего в объеме ФК, период которого зависит от интенсивности ФНПВ и угла падения α. Значение первого максимума компоненты $E_y(x)$ обратно пропорционально α. При $\alpha = 0.002$ рад (рис.3,*а*) значение первого максимума равно $\sim$1600 у грани ФК, тогда как при $\alpha = 0.02$ рад (рис.3,*б*) оно уменьшается почти на порядок – до $\sim$180. Величины α и $\partial E_y/\partial x|_{x=0}$ в равной степени определяют вид распределения амплитуды ФНПВ, которая тем больше, чем меньше угол α и больше производная $\partial E_y/\partial x|_{x=0}$. Таким образом, ФНПВ с ТЕ и ТМ поляризациями качественно имеют один и тот же вид, несмотря на то что компоненты электрооптического тензора для этих волн различаются в пять раз.

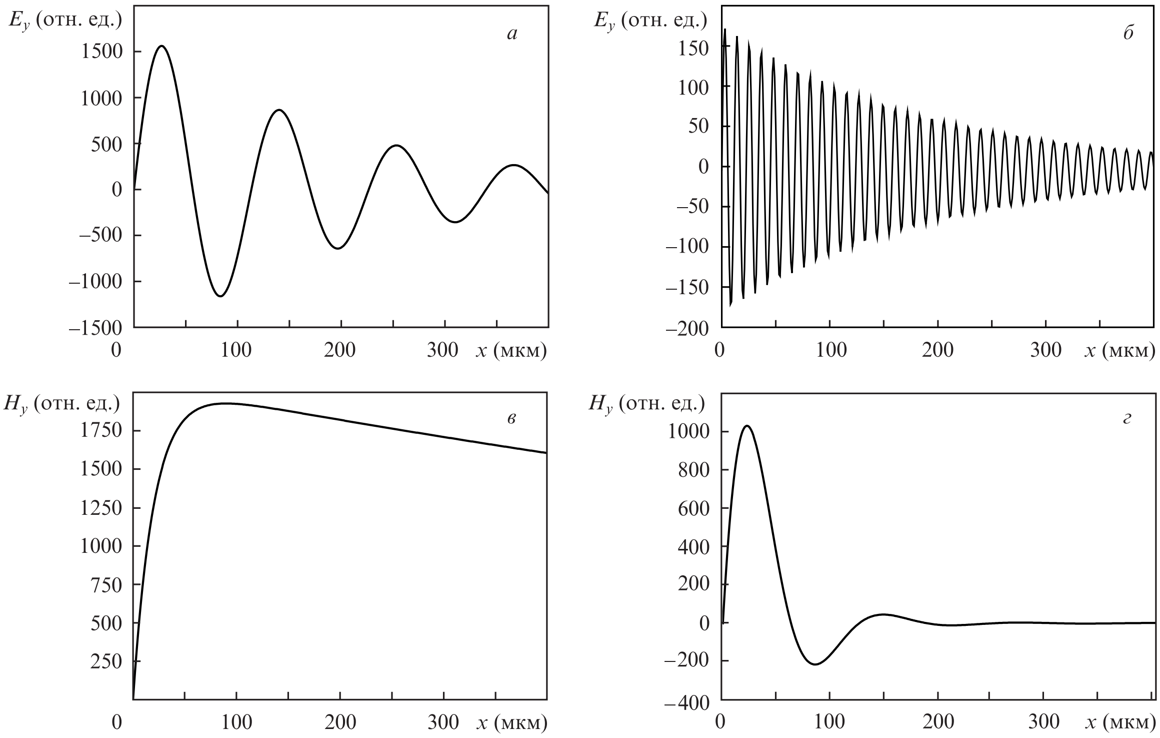

Рис.3. Распределения амплитуд электрического (*а*, *б*) и магнитного (*в*, *г*) полей ФНПВ с TE и TM поляризациями соответственно в поперечном сечении для углов падения α волны на грань кристалла SBN 0.002 (*а*, *г*), 0.02 (*б*) и 0.0002 (*в*).

Выше рассмотрены случаи, когда распределения амплитуды ФНПВ являются решениями нелинейного уравнения (8) и соответствуют случаю комплексных корней характеристического уравнения линейного уравнения (9), т. к. для обоих уравнений решения имеют вид затухающих по толщине кристалла осцилляций. Для ФК SBN это реализуется при $\alpha \geqslant 0.005$ рад. В диапазоне углов $0.0002 \leqslant \alpha \leqslant 0.005$ рад знак дискриминанта характеристического уравнения линейного уравнения (9) изменяется и его корни становятся действительными. На рис.3,*в*,*г* приведены распределения амплитуды ФНПВ с TM поляризацией для указанного диапазона углов α (на поверхности ФК $\partial H_y/\partial x|_{x=0} = 10^8$). Апериодический характер осцилляций амплитуды ФНПВ в поперечном сечении (рис.3,*в*) изменяется на затухающий (рис.3,*г*). При равенстве дискриминанта характеристического уравнения нулю распределение амплитуды ФНПВ имеет вид колебания с критическим затуханием. В этом случае достигается наибольшая степень локализации ФНПВ у поверхности ФК.

Если параметр $Q_{\mathrm{TE,TM}} = (n_{\perp,\|}P_{\mathrm{TE,TM}}\sin\alpha)^2 = 0$, то уравнение (8) имеет особое решение: $V(u) = G(1 - \mathrm{e}^{-u})$. Оно соответствует случаю $\alpha = 0$, т. е. волновой вектор световой волны $\boldsymbol{k}_0$ параллелен границе раздела сред. В данных условиях ФНПВ неустойчива, локализации излучения в приповерхностном слое не происходит, а амплитуда ФНПВ принимает неисчезающе малое значение в глубине ФК.

Распространение ФНПВ сопровождается возникновением в приповерхностном слое ФК внутрикристаллического электрического поля [1–3], которое, в свою очередь, изменяет показатель преломления. Допустив, что амплитуда ФНПВ является решением линейного уравнения (9), а распределение интенсивности непосредственно у поверхности кристалла моделируется выражением $I \sim 1 - \cos(K_{\mathrm d}x)$, распределение показателя преломления в фоторефрактивной дифракционной решетке можно представить в виде

$$\delta n(x) = -AE^{\mathrm{sc}}(x) = AK_{\mathrm d}(k_{\mathrm B}T/\mathrm{e})\cot(0.5K_{\mathrm d}x),\ I_0 \gg I_{\mathrm d}, \quad (12)$$

где $A_{\mathrm{TE,TM}} = 0.5n^3_{\perp,\|}r_{33,13}$; $K_{\mathrm d}^{\mathrm{TE,TM}} = 2\pi/\Lambda = 2k_0n_{\perp,\|}\sin\alpha$ – модуль вектора фоторефрактивной диффракционной решетки; Λ – ее период. Анализ выражения (12) показывает, что в направлении, перпендикулярном поверхности раздела, при отрицательном значении дискриминанта характеристического уравнения внутрикристаллическое электрическое поле является осциллирующим. Период пространственных осцилляций внутрикристаллического поля в два раза меньше периода пространственных осцилляций амплитуды ФНПВ в соответствии с (6). Из (12) также следует, что амплитуды поперечных пространственных осцилляций внутрикристаллического электрического поля и «фоторефрактивный» показатель преломления в пределе высокой интенсивности ФНПВ становятся сингулярными.

На рис.4 приведены распределения фотоиндуцированных внутрикристаллического электрического поля и показателя преломления в зависимости от угла α. Зависимости получены при подстановке решения уравнения (8) в выражения (6) и (2), определяющие напряженность диффузионного внутрикристаллического электрического поля в приповерхностном слое ФК и распределение показателя преломления, возникающие при распространеии ФНПВ. При слабой нелинейности ФК (рис.4,*а*) амплитуда напряженности внутрикристаллического поля равна 700 В/м, с ростом нелинейности она последовательно изменяется от 10^4 (рис.4,*в*) до 10^6 В/м (рис.4,*б*), в соответствии с чем амплитуда «штриха» возникающей фазовой дифракционной решетки увеличивается с 10^{-6} до 10^{-3} (табл.1).

Таким образом, при распространении ФНПВ возникает решетка показателя преломления с высокой дифракционной эффективностью, способная изменить условия распространения волны в приповерхностном слое SBN. Результаты расчетов (рис.4) показывают, что усиление не-

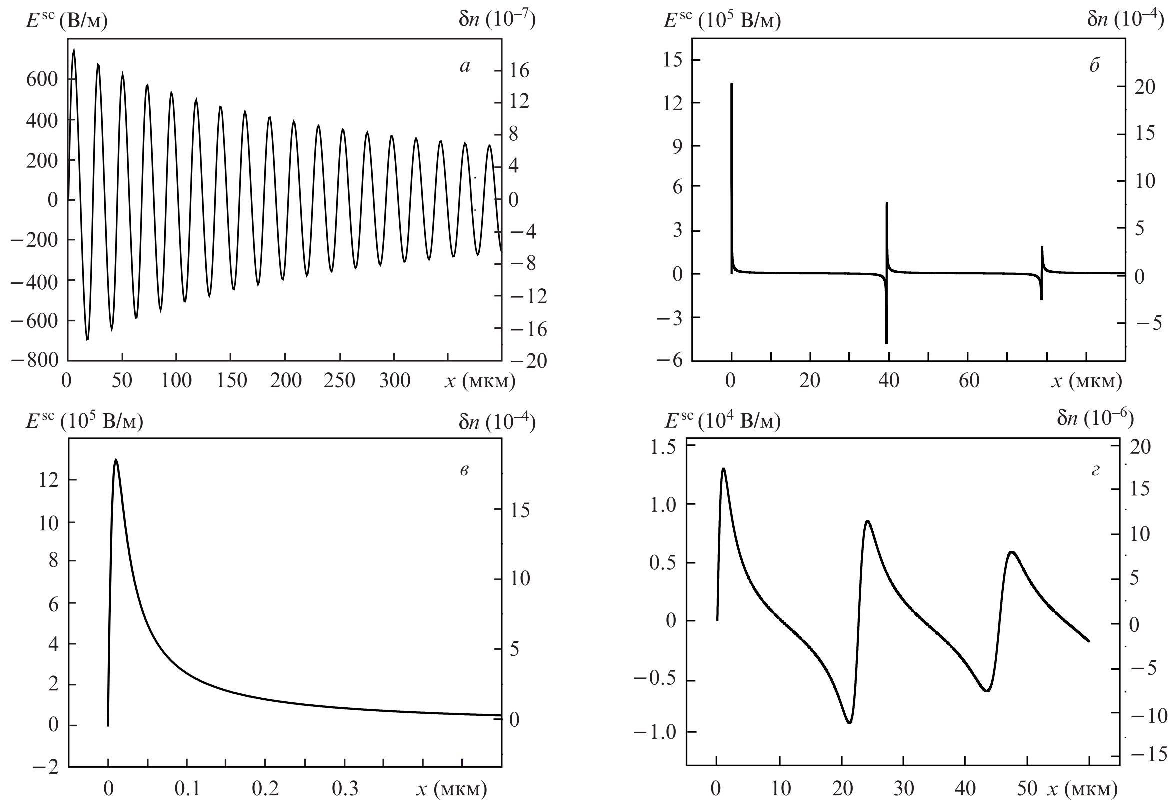

Рис.4. Распределения внутрикристаллического поля и фоторефрактивного показателя преломления в SBN при $\partial H_y/\partial x|_{x=0} = 10^5$, $\alpha = 0.005$ рад (*а*), $\partial H_y/\partial x|_{x=0} = 10^8$, $\alpha = 0.003$ рад (*б*), $\partial H_y/\partial x|_{x=0} = 10^8$, $\alpha = 0.001$ рад (*в*) и $\partial H_y/\partial x|_{x=0} = 10^6$, $\alpha = 0.005$ рад (*г*).

Табл.1. Характерные значения параметров фоторефрактивной дифракционной решетки, возникающей в ФК при распространении ФНПВ.

E_x^{sc} (В/м)	$\partial H_y/\partial x|_{x=0}$ (отн. ед.)	δn (10^{-5})	α (рад)
700	10^5	0.1	0.005
13000	10^6	1.9	0.005
1300000	10^8	190	0.003
1300000	10^8	190	0.001

линейной диффузионной фоторефракции, происходящее как при уменьшении угла падения α, так и при увеличении интенсивности световой волны, приводит к тому, что синусоидальный профиль фазовой дифракционной решетки трансформируется в профиль, состоящий из периодически расположенных в направлении оптической оси кристалла δ-функций с чередующимся знаком. При этом положения δ-функций опережают положения соответствующих экстремумов слабой синусоидальной дифракционной решетки на $\pi/2$, что находится в качественном соответствии с (12).

4. Выводы

1. Показано, что ФНПВ с TE и TM поляризациями в ФК с нелинейностью диффузионного типа являются решениями одного и того же уравнения для соответствующим образом определенных безразмеренных переменных.

2. Для ФК с нелинейностью диффузионного типа определены фазовые траектории ФНПВ.

3. Установлен вид фоторефрактивной дифракционной решетки, возникновение которой в приповерхностном слое ФК связано с распространением ФНПВ. Показано, что амплитуда показателя преломления диффракционной решетки определяется постоянной распространения β, т.е. углом скольжения светового пучка, его интенсивностью, поляризацией и может достигать $\sim 10^{-3}$.

Авторы выражают благодарность В.А.Сычугову и Б.А. Усиевичу за оказанную помощь.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-01389).

1. Петров П.М., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Пб.: Наука, 1992).
2. Винецкий В.Л. *Динамическая голография* (Киев: Наукова Думка, 1983).
3. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
4. Christodoulides D.N., Carvalho M.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1628 (1995).
5. Garcia Quirino G.S., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S.I. *Phys. Rev. A*, **51**, 1571 (1995).
6. Zhang T.H., Ren X.K., Wang B.H., et al. *Phys. Rev. A*, **76**, 013827 (2007).
7. Aleshkevich V., Kartashov Ya., Egorov A. *Phys. Rev. E*, **64**, 056610 (2001).
8. Garcia Quirino G.S., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S.I., Vysloukh V.A. *J. Opt. Soc. Am.*, **13**, 2530 (1996).
9. Zhang T.H., Yang J., Kang H.Z., et al. *J. Mod. Optic*s, **54**, 1165 (2007).
10. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Т.VIII. Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982).
12. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
13. Griffiths D.J. *Introduction to Electrodynamics* (Upper Saddle River, N.J., Prentice Hall, 1999).
14. Седов Л.И. *Методы подобия и размерности в механике* (М.: Наука, 1977).
15. Wesner M. et al. *Opt. Commun.*, **188**, 69 (2001).
16. Бессекерский В.А., Попов Е.П. *Теория систем автоматического регулирования* (М.: Наука, 1972).