

# Динамика самонакачивающихся двойных ОВФ-зеркал на фоторефрактивной нелинейности

А.В.Воронов, В.В.Шувалов

*Показано, что в однокристалльном двойном ОВФ-зеркале помимо динамической голограммы, формирующейся в области самопересечения входных пучков (первый канал ОВФ), спонтанно развиваются дополнительные решетки показателя преломления, образующие второй канал ОВФ с геометрией взаимодействия, типичной для схем двухкристалльных ОВФ-зеркал. Конкуренция этих каналов приводит к сложной пространственно-временной динамике генерируемых нелинейных волн. В зависимости от условий эксперимента возможно как ОВФ с эффективностью до 70 % – 80 %, так и режим формирования динамических структур из тонких солитоноподобных нитей.*

**Ключевые слова:** фоторефрактивная нелинейность, самонакачивающиеся ОВФ-зеркала, конкуренция и динамика нелинейных волн.

## 1. Введение

Искажения волновых фронтов, вызванные фазовыми неоднородностями, можно компенсировать с помощью нелинейных ОВФ-зеркал (ОВФЗ), реализованных на основе фоторефрактивных кристаллов (ФРК) [1]. В непрерывном режиме такие зеркала могут работать при интенсивностях излучения  $I$  вплоть до нескольких мВт/см<sup>2</sup> [2]. Более того, они даже могут не нуждаться во вспомогательных источниках излучения [3] и быть самонакачивающимися (двойное и петлевое ОВФЗ, ОВФЗ с линейным резонатором и т. п. [1]). По сути, такие устройства представляют собой беспороговые (относительно  $I$ , но не констант нелинейной связи) четырехфотонные (и часто беззеркальные) параметрические генераторы света. Развитие генерации в них является классическим примером самоорганизации, происходящей в системе нелинейная среда – световое поле. Например, в так называемых одно- и двухкристалльных двойных ОВФЗ одновременно обращаются две заведомо неинтерферирующие (некогерентные или на разных частотах) световые волны [4]. При этом характерное время установления нелинейного отклика  $\tau$  и эффективность ОВФЗ зависят от очень многих факторов. Варьируя параметры и геометрию задачи, можно менять  $\tau$  в пределах от десятков секунд до миллисекунд и менее [5]. Возможна реализация сложных автоколебательных (динамических) режимов с характерными временами вплоть до нескольких часов и суток [2].

Физика процессов, протекающих при пространственно-неоднородном освещении ФРК, хорошо известна [6]. Поглощение света приводит к пространственно-неоднородной генерации свободных носителей. Затем следует их дрейф и/или диффузия. Благодаря захвату носителей дефектами (так называемыми ловушками) в ФРК формируется пространственно-неоднородное распределение заряда и появляется внутреннее электрическое поле. Ли-

нейный электрооптический эффект приводит к соответствующему неоднородному распределению показателя преломления. Рассеяние света на сформированной за счет этого фазовой динамической голограмме – решетке показателя преломления – завершает построение самосогласованной задачи.

Однако до сих пор адекватный анализ динамики самонакачивающихся ОВФЗ на ФРК так и не проведен. Дело в том, что основой такого анализа является очень сложная система нелинейных уравнений. В рамках аналитических [7] и статистических [8] моделей использовались весьма грубые и непоследовательные приближения (приближение заданных полей накачек, пренебрежение дифракционными эффектами высших порядков и эффектами самовоздействия, искусственные ограничения на пространственные спектры взаимодействующих волн, некорректные процедуры усреднения и т. д.). В схемах численного интегрирования [9], требующих весьма мелких сеток как по пространству, так и во времени, авторы ограничивались рассмотрением стационарных режимов генерации либо использовали такие дополнительные ограничения, которые оказывали существенное влияние на предсказываемую динамику развития ОВФ. В результате вопрос о физической природе наблюдаемых в эксперименте динамических режимов [2] так до сих пор и остается открытым.

Ниже будет показано, что в однокристалльном двойном ОВФЗ (рис.1) помимо обычной динамической голограммы (ДН-1), формирующейся в области самопересечения входных пучков [1], спонтанно развиваются еще по крайней мере две дополнительные решетки показателя преломления (ДН-2 и ДН-3). Образующийся за счет этого в ФРК второй канал ОВФ с геометрией взаимодействия, типичной для схем двухкристалльных ОВФЗ [1], конкурирует с первым каналом, что и приводит к сложной пространственно-временной динамике нелинейных волн, генерируемых в ФРК.

## 2. Модель двойного ОВФ-зеркала

Основой использованной модели нелинейного отклика ФРК являлась классическая система микрокопи-

А.В.Воронов, В.В.Шувалов. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

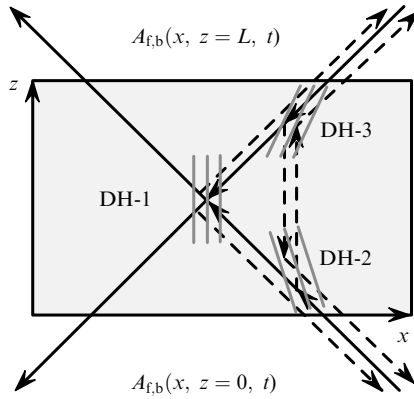


Рис.1. Схема взаимодействия световых волн  $A_{f,b}(x, z, t)$  в однокристалльном двойном ОВФЗ: формирующиеся в ФРК динамические голограммы для первого (DH1, область самопересечения входных пучков) и второго (DH2–DH3, геометрия решеток, типичная для двухкристалльных ОВФЗ) каналов генерации.

ческих уравнений [6], записанная для двумерного случая без учета фотовольтаического эффекта,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial N_d^+}{\partial t} - \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x},$$

$$\frac{\partial N_d^+}{\partial t} = s(I + I_0)(N_d - N_d^+) - \gamma_r n N_d^+, \quad (1)$$

$$j = e\mu n(E_0 + E_{sc}) - \mu\Theta \frac{\partial n}{\partial x},$$

$$\frac{\partial E_{sc}}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (n + N_a - N_d^+).$$

Здесь  $n$ ,  $N_d$ ,  $N_d^+$  и  $N_a$  – концентрации свободных носителей, доноров, ионизированных доноров и акцепторов соответственно;  $s$  – сечение фотоионизации;  $I(x, t)$  – интенсивность света;  $I_0$  описывает собственную проводимость ФРК, определяя скорость темновой фотоионизации как  $sI_0$ ;  $\gamma_r$  – константа рекомбинации;  $e$  и  $\mu$  – заряд и подвижность свободных носителей с учетом их знаков (минус для электронов и плюс для дырок);  $E_{sc}(x, t)$  – внутрикристаллическое электростатическое поле;  $\varepsilon$  – квазистатическая диэлектрическая проницаемость;  $\Theta$  – температура ФРК в энергетических единицах. Предполагается, что внешнее электростатическое поле  $E_0$  приложено к ФРК в поперечном направлении (вдоль оси  $x$ ). Таким образом, система (1) учитывает как дрейфовую, так и диффузионную составляющие вектора плотности тока  $j$  в этом направлении. Эта система описывает процесс записи в ФРК только так называемых просветных динамических голограмм [1], существенных для двойного ОВФЗ с некогерентными пучками накачки.

Система (1) решалась совместно со стандартными укороченными волновыми уравнениями для комплексных амплитуд световых волн,  $A_{f,b}(x, z, t)$ , распространяющихся в прямом и обратном направлении оси  $z$  соответственно (см. рис.1),

$$\pm i \frac{\partial A_{f,b}}{\partial z} = \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A_{f,b}}{\partial x^2} + k \frac{\delta\eta}{\eta} A_{f,b} \mp iz A_{f,b}. \quad (2)$$

Здесь  $k = 2\pi\eta/\lambda$  – волновое число;  $\eta$  – показатель преломления ФРК;  $\lambda$  – длина волны;  $\delta\eta = (r_{\text{eff}}\eta^3/2)E_{sc}(x, t)$  – нелинейная добавка к  $\eta$ ;  $r_{\text{eff}}$  – эффективный электрооптический коэффициент;  $\alpha$  – коэффициент поглощения. При записи (2) опущена пространственно-однородная добавка к  $\eta$ , обусловленная полем  $E_0$ , и использовано то, что в параксиальном приближении учет наклонов световых волн в плоскости  $xz$  сводится к домножению их амплитуд  $A_{f,b}(x, z, t)$  на фазовые множители вида  $\exp(ikx \sin \beta)$ , где  $\beta$  – угол между направлением распространения волны и осью  $z$ . Уравнения (1) и (2) формируют самосогласованную задачу, учитывающую связь распределений интенсивности света  $I(x, z, t) = |A_f(x, z, t)|^2 + |A_b(x, z, t)|^2$  и поля  $E_{sc}(x, t)$ . Построенная модель описывает взаимодействие так называемых щелевых пучков, которые часто используются в экспериментах из-за сильной анизотропии нелинейного отклика ФРК [10].

Адекватное численное описание формирующихся при ОВФ в ФРК динамических голограмм возможно лишь при использовании чрезвычайно мелких (размер ячеек менее длины световой волны  $\Delta h \ll \lambda$ ) сеток в пространстве. Эта проблема усугубляется при анализе динамических режимов, когда необходимый шаг во времени  $\Delta t$  пропорционален квадрату  $\Delta h$ . Именно поэтому численное моделирование ОВФЗ обычно проводится либо в квазистационарном приближении [11], либо с использованием достаточно жестких ограничений, наложенных на пространственные спектры взаимодействующих волн [12]. Предсказываемая в рамках таких предположений динамика не может соответствовать реальной, что, собственно, и подтверждают проведенные эксперименты [13].

Поскольку даже на современном уровне развития вычислительной техники прямое интегрирование системы (1)–(2) затруднено, мы, используя разный масштаб переменных в типичных экспериментальных ситуациях, ее редуцируем. При этом все дальнейшие оценки и расчеты проведем для одного из самых эффективных и распространенных ФРК – титаната бария ( $\text{BaTiO}_3$ ) при следующих значениях параметров [5]:  $sI_0 = 4.0 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ ,  $N_a = 2.0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_d = 2.0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $s = 0.67 \text{ см}^2 \cdot \text{Вт}^{-1} \times \text{c}^{-1}$ ,  $\mu = 5.0 \times 10^{-1} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{c}^{-1}$ ,  $r_{\text{eff}} = 9.7 \times 10^{-7} \text{ см} \cdot \text{В}^{-1}$ ,  $\gamma_r = 1.0 \times 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{c}^{-1}$ ,  $\varepsilon = 135$ ,  $\eta = 2.4$ ,  $\alpha = 0.1 \text{ см}^{-1}$ .

Из системы (1) следует, что при  $I = I_0 = 0$  концентрация ионизированных доноров равна концентрации акцепторов  $N_d^+ = N_a$ . С учетом этого при пространственно-однородном возбуждении  $I \sim 1 \text{ Вт/см}^2$  равновесная концентрация свободных носителей оценивается как

$$n \simeq \frac{s(I + I_0)(N_d - N_a)}{\gamma_r N_a} = 6.7 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}.$$

Поля  $E_{sc}$ , возникающие в ФРК за счет разделения зарядов при неоднородном возбуждении с характерным пространственным масштабом  $\Delta x \sim 10 \text{ мкм}$ , по порядку величины равны  $1 \text{ кВ/см}$  [14], что дает оценку для концентрации фотоионизированных доноров в виде  $\Delta N_d^+ \simeq \varepsilon E_{sc} \times (4\pi e \Delta x)^{-1} \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Легко убедиться, что при  $I \sim 1 - 100 \text{ Вт/см}^2$  концентрация свободных носителей  $n$  оказывается на 2–4 порядка меньше, чем  $\Delta N_d^+$ , а  $\Delta N_d^+$ , в свою очередь, на 2 порядка меньше, чем  $N_a$ . С учетом этого система уравнений (1) может быть переписана в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial \Delta N_d^+}{\partial t} - \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x}, \\ \frac{\partial \Delta N_d^+}{\partial t} &= s(I + I_0)(N_d - N_a) - \gamma_r n N_a, \\ j &= e \mu n (E_0 + E_{sc}) - \mu \Theta \frac{\partial n}{\partial x}, \\ \frac{\partial E_{sc}}{\partial x} &= -\frac{4\pi e}{\varepsilon} \Delta N_d^+. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\Delta N_d^+ = N_d^+ - N_a$ . После замены переменных

$$\begin{aligned} F(x) &= \frac{\gamma_r N_a}{sI(N_d - N_a)h} \int_0^x dx' n(x'), \\ G(x) &= \frac{4\pi e \mu}{\varepsilon \gamma_r N_a h} \int_0^x dx' \Delta N_d^+(x'), \\ S(x) &= \frac{1}{Ih} \int_0^x dx' [I(x') + I_0], \\ \tilde{x} &= x/h \end{aligned} \quad (4)$$

система уравнений (3) редуцируется до

$$\tau_e \frac{\partial F}{\partial t} = (S - F) + (G + E_{ex}) \frac{\partial F}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial^2 F}{\partial \tilde{x}^2}, \quad (5a)$$

$$\tau_{di} \frac{\partial G}{\partial t} = (S - F). \quad (5b)$$

Здесь

$$h = \left( \frac{\mu \Theta}{e \gamma_r N_a} \right)^{1/2}; \quad \bar{I} = \frac{1}{H} \int_0^H dx' [I(x') + I_0];$$

$H$  – размер ФРК вдоль оси  $x$ ;  $\tau_e = 1/\gamma_r N_a \sim 5$  нс и  $\tau_{di} = [e\gamma_r/(4\pi e\mu sI)][N_a/(N_d - N_a)] \sim 0.2$  с – время рекомбинации свободных носителей и диэлектрической релаксации при  $I = 10$  мВт/см<sup>2</sup>;  $E_{ex} = (\varepsilon/4\pi e N_a h)E_0$  – нормированное внешнее электростатическое поле. Грубая оценка показывает, что при размерах пучка  $\sim 100$  мкм характерное время диффузионных процессов  $\tau_d$  в (5a) оказывается  $\sim 10$  мс. Это означает, что можно воспользоваться адиабатическим приближением и пренебречь левой частью уравнения (5a). В последующих расчетах использовались граничные условия

$$F|_{x=0} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \tilde{x}} \Big|_{x=0} = \frac{\partial F}{\partial \tilde{x}} \Big|_{x=H}, \quad (6)$$

соответствующие «сшивке» (периодическому продолжению) распределения свободных носителей  $n(x)$  на границах ФРК.

### 3. Схема численного расчета

При решении самосогласованной задачи (2) и (5) проводился численный расчет эволюции пространственных распределений комплексных амплитуд световых полей  $A_{f,b}(x, z, t)$  и показателя преломления ФРК

$\delta\eta(x, z, t)$  в схеме рис.1. Все переменные описывались дискретно (число узлов сетки на апертуре ФРК  $H = 0.75$  мм равнялось 4096, а по его длине  $L = 4$  мм – 512). Фактически, это означает, что решалась задача нелинейного взаимодействия множества плоских волн (мод), полное число которых и определяется полным числом узлов использованной нами сетки по оси  $x$ . Хотя при взаимодействии встречных световых волн в ФРК должны записываться как отражательные, так и просветные динамические голограммы [5], нами учитывались только последние (см. выше). В реальном эксперименте это соответствует ситуациям, когда встречные световые волны не интерферируют, т.е. либо они некогерентны, либо имеют разные частоты, либо ортогонально поляризованы. Начальные условия во всех реализациях соответствовали включению ОВФЗ в момент времени  $t = 0$ . При этом после включения оба входных поля  $A_f(x, z = 0, t)$  и  $A_b(x, z = L, t)$  задавались линейными суперпозициями постоянных (при  $t \geq 0$ ) регулярных полезных сигналов  $A_f^{(0)}(x, z = 0)$  и  $A_b^{(0)}(x, z = L)$  (см. ниже) и комплексных  $\delta$ -коррелированных по  $t$  белых шумов  $A_f^{(n)}(x, z = 0, t)$  и  $A_b^{(n)}(x, z = L, t)$ . Их средняя интенсивность варьировалась в пределах  $\delta_n = 0 - 10\%$  от максимальной интенсивности  $I_{f,b}^{\max}$  полезных сигналов.

Расчет эволюции проводился с использованием стандартного адиабатического подхода [15], в рамках которого считалось, что быстрая подсистема (световое поле) мгновенно (адиабатически) отслеживает все изменения, протекающие в медленной подсистеме (ФРК). Поскольку в (2) явная зависимость  $\delta\eta$  от  $I$  отсутствует, при расчете  $A_{f,b}(x, z, t)$  распределение  $\delta\eta(x, z, t)$  может считаться заданным. Вследствие этого каждый шаг расчета формально делился на два этапа (рис.2). Каждый  $i$ -й шаг по времени (момент  $t_i$ ) начинался с расчета (стрелка WE на рис.2) мгновенных распределений  $A_{f,b}(x, z, t_i)$  и  $I(x, z, t_i)$  в ФРК с подстановкой в (2) распределения  $\delta\eta(x, z, t_{i-1})$ , найденного на предыдущем шаге (момент  $t_{i-1}$ ). Использовался метод разделения по физическим факторам [15]. Неоднородность распределения показателя преломления учитывалась последовательным пропуском обоих световых волн через бесконечно тонкие фазовые экраны, фазовые набег в которых считались заданными  $\delta\eta(x, z = z_j, t_{i-1})$  и шагом сетки по  $z$  (здесь  $j = 1, 2, \dots, 512$  – номер экрана). Дифракционные эффекты принимались в расчет только при распространении между экранами. На этом этапе использовалась процедура быстрого преоб-

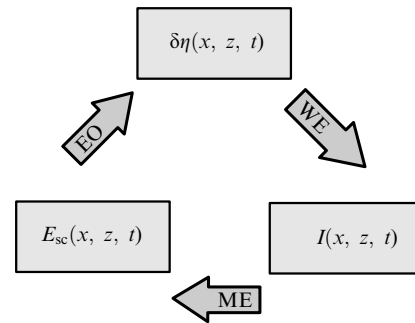


Рис.2. Последовательность решения самосогласованной задачи в каждом шаге расчета:

WE – решение волнового уравнения при расчете распределений  $A_{f,b}(x, z, t)$  и  $I(x, z, t)$  для заданного  $\delta\eta(x, z, t)$ ; ME – итерационное решение материальных уравнений при расчете  $E_{sc}(x, z, t)$ ; EO – расчет  $\delta\eta(x, z, t)$ , возникающего за счет электрооптического эффекта.

разования Фурье. Затем для найденного таким образом распределения  $I(x, z, t_i)$  решалась система уравнений (5) с граничными условиями (6) и определялись распределения  $E_{sc}(x, z, t_i)$  и  $\delta\eta(x, z, t_i)$  (стрелки МЕ и ЕО на рис.2), необходимые для перехода к следующему ( $i + 1$ )-му шагу (момент времени  $t_{i+1}$ ). Этот второй этап также представлял собой весьма трудоемкую задачу, решение которой проводилось итерационным методом. Шаг во времени выбирался значительно (в  $10^3$  раз) меньше, чем характерное время ( $\tau_{di}$ ) эволюции состояния ФРК (медленной подсистемы), поскольку даже небольшие трансформации динамической голограммы резко меняли распределение выходного поля.

#### 4. Результаты численного расчета

В проведенном нами численном моделировании ряд параметров задачи считался однозначно определенным выбором ФРК и не варьировался (см. выше). Распределения интенсивности  $|A_f^{(0)}(x, z = 0, t)|^2$  и  $|A_b^{(0)}(x, z = L, t)|^2$  полезного излучения с длиной волны  $\lambda = 0.514$  мкм на входных гранях ФРК предполагались гауссовскими (ширина  $2\rho_0 = 200$  мкм) при  $I_{f,b}^{max} = 10^{-4} - 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>. Период записываемой в ФРК с входной апертурой  $H = 0.75$  мм и длиной  $L = 4$  мм динамической голограммы менялся в диапазоне  $\Lambda = 1 - 10$  мкм (угол схождения пучков  $2\beta = 5 - 30^\circ$ ). Внешнее электростатическое поле варьировалось в пределах  $E_0 = 0 - 5$  кВ/см.

В расчетной пространственной структуре пучков  $A_{f,b}(x, z, t)$  всегда наблюдались проявления двух типичных для ФРК эффектов самовоздействия: так называемых фенинга (fanning) и бендинга (self-bending) – специфических для фоторефрактивной нелинейности самодробления светового пучка на веер тонких нитей и самоискривления [10].

«Запуск» двойного ОВФЗ (т.е. обнаружение режимов генерации полей  $A_{f,b}(x, z, t)$  со структурой  $A_f(x, z = L, t)$  и  $A_b(x, z = 0, t)$ , близкой к структуре обращенных входных полезных сигналов  $A_b^{(0)}(x, z = L)$  и  $A_f^{(0)}(x, z = 0)$ ) также прошел сравнительно легко, хотя ОВФ никогда не было идеальным. Значение интеграла перекрытия

$$R(z, t) = \frac{\left| \int_0^\infty A_f(x, z, t) A_b^*(x, z, t) dx \right|^2}{\int_0^\infty |A_f(x, z, t)|^2 dx \int_0^\infty |A_b(x, z, t)|^2 dx}, \quad (7)$$

на входных гранях ФРК (плоскости  $z = 0$  и  $z = L$ ) достигало  $R_{max} = 0.7 - 0.8$ . При малых  $\beta$  (рис.3) стабильно генерировались две обращенные волны. Рис.3,а в градациях серого цвета иллюстрирует карту распределения  $I_b(x, z)$  в ФРК уже после окончания переходного процесса. Здесь, как и в дальнейшем, за счет использования разных масштабов по осям абсцисс ( $x$ ) и ординат ( $z$ ) распределение  $I_b(x, z)$  сжато в  $\sim 43$  раза по вертикали. Черный цвет соответствует  $I_b = 0$ . Даже в тех случаях, когда входные пучки были полностью равноправны и  $I_f^{max} = I_b^{max}$ , наблюдалась слабая асимметрия  $R(z = 0) \neq R(z = L)$  эффективности процессов ОВФ вперед и назад (рис.3,б). При этом в ФРК формировались три динамические голограммы, две из которых (правая часть рис.3,а) возникали еще до области самопересечения пучков и были аналогичны решеткам показателя прелом-

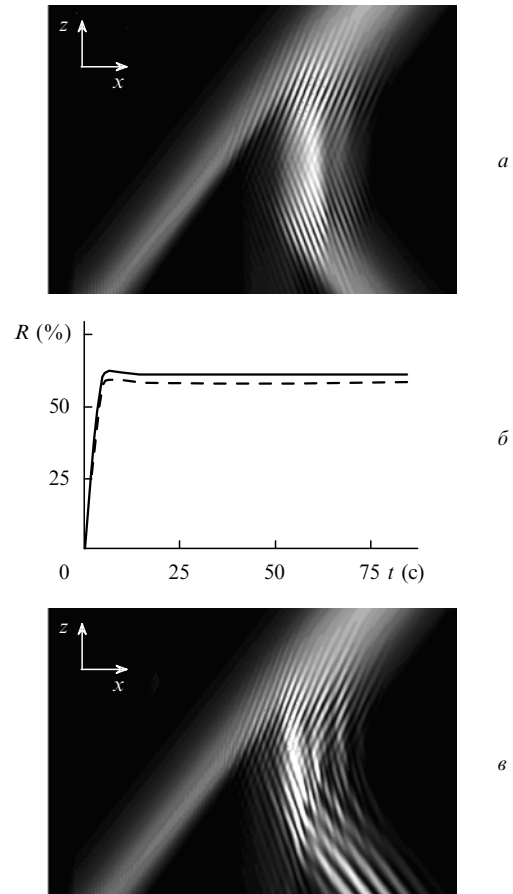


Рис.3. Распределения  $I_b(x, z)$  в ФРК после выхода на стационарный режим в отсутствие (а) и при наличии дополнительной гармонической модуляции  $I_f(x, z = 0)$  с пространственным периодом  $\Lambda_m = 35$  мкм (б), а также динамика  $R(z = 0, t)$  (сплошная линия) и  $R(z = L, t)$  (штриховая линия) (б) для оптимальных условий ( $\beta = 10^\circ$ ,  $E_0 = 0$ ,  $I_{f,b}^{max} = 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\delta_n = 1\%$ ).

ления в схеме двухкристального двойного ОВФЗ. Третья слабовыраженная голограмма формировалась в области самопересечения и соответствовала решетке показателя преломления в стандартной схеме двойного ОВФЗ. В оптимальном режиме ОВФЗ полностью передавало на выход (плоскости  $z = 0$  и  $z = L$ ) регулярную пространственную модуляцию, вносимую для контроля в полезный сигнал (рис.3,б).

С увеличением угла  $\beta$  (рис.4) и напряженности внешнего электростатического поля  $E_0$  (рис.5) эффективность ОВФ существенно падала. В первом случае в результате самовоздействия (fanning и self-bending) все три динамические голограммы постепенно смещались в область самопересечения и пространственно перекрывались (рис.4, а, б). При этом эффективность и стабильность процессов ОВФ вперед и назад снижалась, а отмеченная выше спонтанно возникающая асимметрия  $R(z = 0) \neq R(z = L)$  росла (рис.4,б). С увеличением напряженности внешнего поля до  $E_0 > 1$  кВ/см в кристалле начинало формироваться несколько связанных полями  $A_{f,b}$  пар динамических голограмм (рис.5,а), аналогичных описанной выше паре решеток показателя преломления (рис.3,а). Конкуренция этих пар приводила к практически 100%-ной сфазированной динамической модуляции зависимостей  $R(z = 0, t)$  и  $R(z = L, t)$  (рис.5,б), а в генерируемых и прошедших пучках за счет самофокусировки (рост локальной составля-

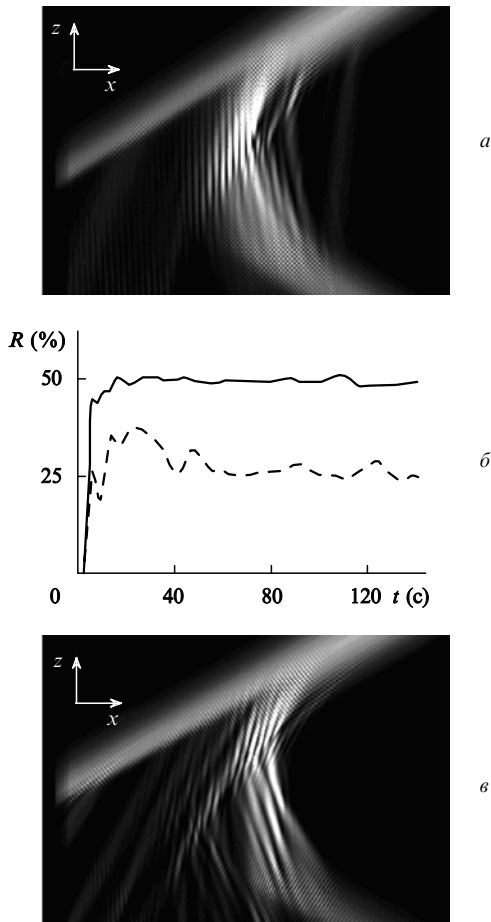


Рис.4. Распределения  $I_b(x, z)$  в ФРК при  $\beta = 25^\circ$  и  $t = 100$  с (а) и при  $\beta = 30^\circ$  и  $t = 100$  с (б), а также динамика  $R(z = 0, t)$  (сплошная линия) и  $R(z = L, t)$  (штриховая линия) при  $\beta = 25^\circ$  (б) для неоптимальных условий ( $E_0 = 0$ ,  $I_{fb}^{\max} = 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\delta_n = 1\%$ ).

ющей нелинейного отклика ФРК) формировались тонкие солитоноподобные нити (рис.5,а). Дальнейший рост  $E_0$  приводил к возникновению в системе этих нитей некоего подобия динамического хаоса (рис.5,б), а эффективного ОВФ уже не происходило. Отметим, что время фазового перехода, связанного с формированием обращенных полей, также зависело от условий эксперимента. Если в оптимальных условиях эффективность ОВФ достаточно быстро (за время порядка нескольких  $\tau_{di}$ , рис.3,б) вышла на уровень  $R(t) \sim R_{\max}$ , то в неоптимальных на это требовалось уже существенно большее (причем разное для процессов ОВФ вперед и назад) время (рис.4,б и 5,б).

### 5. Заключение

Итак, мы показали, что даже в однокристалльном двойном ОВФЗ на ФРК помимо обычной динамической голограммы, формирующейся в области самопересечения входных пучков, спонтанно рождаются еще по крайней мере две дополнительные решетки показателя преломления. Появляющийся в результате этого дополнительный канал ОВФ с геометрией взаимодействия, типичной для схем двухкристалльных ОВФЗ, конкурирует с первым каналом, что может приводить к весьма сложной пространственно-временной динамике генерируемых нелинейных волн. При этом возможно как спонтанное порождение в ФРК двух обращенных по отношению к

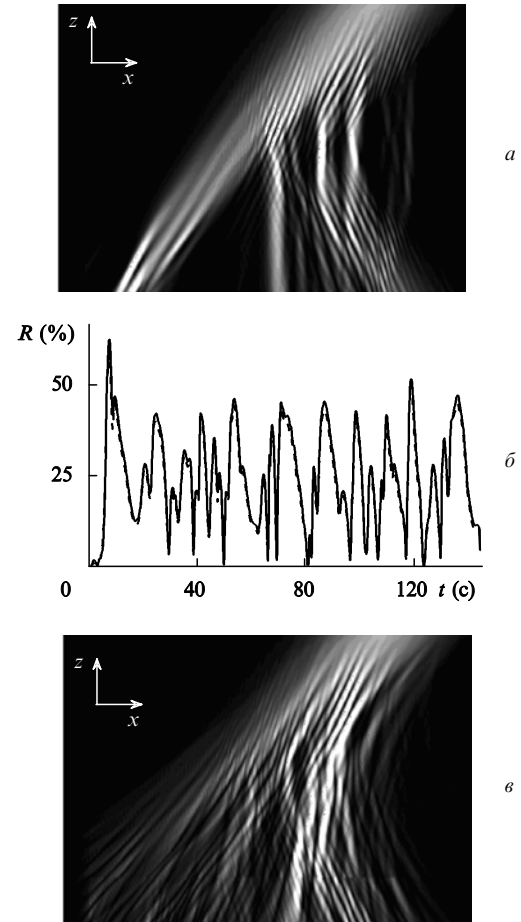


Рис.5. Распределения  $I_b(x, z)$  в ФРК при  $E_0 = 3$  кВ/см и  $t = 40$  с (а) и при  $E_0 = 5$  кВ/см и  $t = 100$  с (б), а также динамика  $R(z = 0, t)$  (сплошная линия) и  $R(z = L, t)$  (штриховая линия) при  $E_0 = 3$  кВ/см (б) для неоптимальных условий ( $\beta = 10^\circ$ ,  $\delta_n = 1\%$  и  $I_{fb}^{\max} = 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>).

входным полям волн с эффективностью до 70% – 80%, так и режим формирования некоего подобия динамического хаоса в системе тонких солитоноподобных нитей.

Как показал расчет, генерация в самонакачивающихся ОВФЗ сопровождается резким уширением пространственного спектра взаимодействующих световых полей. С учетом того, что энергия последних лишь перераспределяется между разными компонентами спектра, точность описания высокочастотных гармоник оказывается в задачах такого типа чрезвычайно важным фактором. В нашем случае требуемая точность была реализована за счет применения редуцированной системы материальных уравнений (3) и адиабатического приближения при итерационном решении (5). Использованный подход позволяет включить в описание распределенные шумы и провести аналогичный расчет для других схем ОВФ на ФРК.

Все описанные выше результаты находятся в достаточно хорошем качественном соответствии с экспериментом. Более того, мы могли бы пытаться говорить здесь и об их количественном согласии, однако доступные нам из литературы [5] данные (см. разд.2) не позволяют пока этого делать. Дело в том, что, поскольку все ФРК принципиально являются сильно легированными и дефектными материалами, микроскопические характеристики кристаллов даже одного и того же типа могут различаться более чем на порядок. В подавляющем

большинстве экспериментов все нужные для моделирования характеристики ФРК не измеряются. Обычно авторы таких работ ограничиваются определением так называемого коэффициента усиления в геометрии двухпучкового взаимодействия, характерных времен записи и стирания динамических голограмм и, в лучшем случае, ряда других интегральных параметров. Поэтому количественная интерпретация данных любого реального эксперимента в терминах многопараметрической макроскопической модели, использование которой, как мы убедились, чрезвычайно важно для выявления роли разных характеристик и процессов, и становится здесь столь сложной задачей.

Авторы признательны РФФИ (грант № 02-02-16603), Программе поддержки ведущих научных школ России (грант № НШ-1583.2003.2) и Федеральной целевой научно-технической программе «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» за поддержку настоящей работы.

1. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках* (М.: Наука, 1990).
2. Mailhan C. et al. *Phys. Rev. A*, **67**, 023817 (2003).
3. Feinberg J. *Opt. Lett.*, **7**, 486 (1982).
4. Engin D. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1743 (1995).
5. Gunter P., Huignard J.-P. (Eds). *Photorefractive Materials and Applications. Topics in Applied Physics* (Heidelberg: Springer, 1988, v.61; 1989, v.62).
6. Kukhtarev N.V. et al. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
7. Mamaev A.V., Zozulya A.A. *Opt. Comm.*, **79**, 373 (1990).
8. Бельдюгина Н.И., Шкунов В.В. *Квантовая электроника*, **21**, 234 (1994).
9. Zozulya A.A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 818 (1994).
10. Duree G. et al. *Opt. Lett.*, **19**, 1195 (1994).
11. Zozulya A.A. et al. *Phys. Rev. A*, **52**, 4167 (1995).
12. Xie P. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 4005 (1996); *Phys. Rev. A*, **56**, 936 (1997).
13. Mullen R.A. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 1726 (1992).
14. Kyoung-Youm K. et al. *Opt. Engng*, **41**, 1936 (2002).
15. Выслоух В.А., Кутузов В., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 157 (1996).