

Особенности динамики самонакачивающихся петлевых ОВФ-зеркал на фоторефрактивном кристалле

Мехран Вахдани Могаддам, В.В.Шувалов

С использованием метода численного моделирования показано, что в оптимальных условиях коэффициент нелинейного отражения петлевого ОВФ-зеркала на фоторефрактивном кристалле $BaTiO_3$ достигает максимальных значений 0.80–0.90 при максимальном интеграле перекрытия 0.90–0.95. Установлено, что генерация отраженной волны в таком зеркале происходит за счет процессов рассеяния на динамической голограмме, формирующейся в области самопересечения прямого и обратного пучков. В связи с этим сценарий перехода к неустойчивым режимам генерации в данном случае кардинально отличается от сценария, описанного ранее для однокристалльного двойного ОВФ-зеркала.

Ключевые слова: петлевое ОВФ-зеркало, фоторефрактивная нелинейность, динамика формирования отраженной волны, устойчивые и неустойчивые режимы генерации.

1. Введение

Фазовые искажения, обусловленные оптическими неоднородностями, могут быть компенсированы с помощью так называемых нелинейных ОВФ-зеркал (ОВФЗ) на фоторефрактивных кристаллах (ФРК) [1]. Такие зеркала работоспособны при интенсивностях I непрерывного излучения вплоть до нескольких мВт/см² [2]. Более того, некоторые из них не требуют источников излучения накачки (самонакачивающиеся двойное и петлевое ОВФЗ, ОВФЗ с линейным резонатором и т. п.) [3], являясь, по существу, беспороговыми (относительно I , но не констант нелинейного взаимодействия) и иногда беззеркальными параметрическими генераторами. Например, в так называемых одно- и двухкристалльных двойных ОВФЗ [4] одновременно обращаются две заведомо неинтерферирующие (некогерентные или имеющие разные частоты) световые волны. Развитие генерации здесь является классическим примером самоорганизации, протекающей в системе «нелинейная среда – световое поле». При этом, варьируя параметры и геометрию задачи, время установления нелинейного отклика τ можно изменять от десятков секунд до миллисекунд и менее [5] либо реализовывать весьма сложные автоколебательные (динамические) режимы генерации с характерными временами вплоть до нескольких часов и суток [2].

В работе [6] было показано, что в однокристалльном двойном ОВФЗ на ФРК помимо динамической голограммы, формирующейся в области самопересечения входных пучков, рождаются и дополнительные решетки показателя преломления в геометрии взаимодействия, характерной для двухкристалльных ОВФЗ. Конкуренция возникающих вследствие этого двух каналов ОВФЗ приводит к весьма сложной пространственно-временной

динамике генерируемых нелинейных волн. Становится возможной как генерация двух обращенных относительно входных полей волн с эффективностью до 70 % – 80 %, так и возникновение некоего подобия динамического хаоса в системе тонких солитоноподобных нитей. Ниже на основе численного эксперимента будет показано, что в петлевых ОВФЗ конкуренции нескольких каналов ОВФЗ такого типа нет и сценарий перехода к неустойчивым режимам генерации кардинально отличается от описанного в работе [6].

2. Модель петлевого ОВФЗ

Геометрию модельной задачи иллюстрирует рис.1. При моделировании считалось, что прямая световая волна с амплитудой A_f и волновым вектором $\mathbf{k} = \{k_x, k_z\}$ распространяется от входной грани ФРК (плоскость $z = 0$) под небольшим ($k_z \gg k_x$) углом $\alpha/2$ в положительном

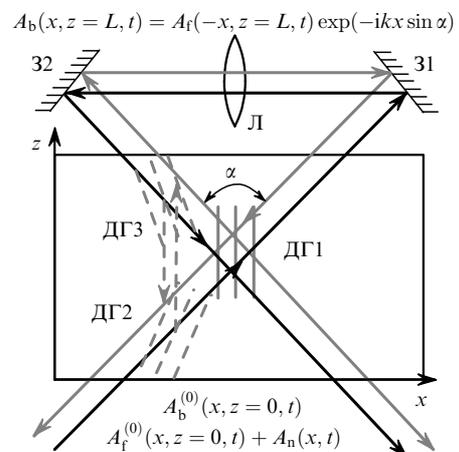


Рис.1. Геометрия взаимодействия волн $A_{f,b}(x, z, t)$ в петлевом ОВФЗ: ДГ1, ДГ2, ДГ3 – динамические голограммы для первого (ДГ1, область самопересечения) и второго (ДГ2 и ДГ3, см. [16]) возможных каналов генерации; L – длина ФРК.

Мехран Вахдани Могаддам, В.В.Шувалов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: vsh@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 31 марта 2005 г.

направлении оси z . Наклон волнового фронта учитывался в выражении для $A_f(x, z = 0, t)$ фазовым множителем $\exp[ikx \sin(\alpha/2)]$. Предполагалось, что сразу же за выходной гранью ФРК (плоскость $z = L$) установлена оптическая система из двух поворотных зеркал 31 и 32 и линзы Л, формирующая встречную (распространение в отрицательном направлении оси z) волну с амплитудой A_b . При этом зеркала меняли направление распространения волны A_f на угол $(\pi - \alpha)$, а линза осуществляла перенос изображения (распределения поля A_f) выходной грани ФРК. За счет этого выполнялось граничное условие $A_b(x, z = L, t) = A_f(-x, z = L, t) \exp(-ikx \sin \alpha)$.

Для расчета нелинейного отклика ФРК использовалась классическая система микроскопических уравнений [7] для двумерного случая с учетом просветных динамических голограмм (вектор решетки направлен вдоль оси x) [1] в пренебрежении фотовольтаическим эффектом:

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

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

Здесь n , N_a , N_d и N_d^+ – концентрации свободных носителей, акцепторов, нейтральных и ионизированных доноров; s – сечение фотоионизации; $I(x, t)$ – интенсивность света; I_0 описывает собственную проводимость ФРК, определяя скорость темновой фотоионизации как sI_0 ; γ_r – константа рекомбинации; e и μ – заряд и подвижность свободных носителей с учетом знаков («–» для электронов и «+» для дырок); $E_{sc}(x, t)$ – внутрикристаллическое электростатическое поле; ϵ – квазистатическая диэлектрическая проницаемость; Θ – температура в энергетических единицах. Полагается, 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 только в этом направлении.

Система (1) решалась совместно со стандартными укороченными волновыми уравнениями для комплексных амплитуд световых волн $A_{f,b}(x, z, t)$

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

Здесь $k = 2\pi\eta/\lambda$ – волновое число; η – показатель преломления ФРК; λ – длина волны; $\delta\eta = -\frac{1}{2} r_{\text{eff}} \eta^3 E_{sc}(x, t)$ – нелинейная добавка к η ; r_{eff} – эффективный электрооптический коэффициент; α_a – коэффициент поглощения. При записи (2) опущена пространственно-однородная добавка к η , обусловленная полем E_0 , и использовано парааксиальное приближение. 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 с ФРК из-за сильной анизотропии нелинейного отклика последних [8].

В работе [9] было показано, что в тех случаях, когда $N_a \gg n$, $I_0 \gg I$ и $a d E_{sc} / \partial x \ll 1$, ФРК в процессе формирования пространственного спектра поля $E_{sc}(k)$ играет роль фильтра пространственных частот с передаточной функцией

$$T(k) = -\frac{E_0}{I_0} \frac{1 + ik\Theta/(eE_0)}{1 - ikaE_0(\chi + 1) + \kappa^2 a\Theta(\chi + 1)/e} \quad (3)$$

по отношению к пространственному спектру распределения интенсивности $I(k)$. Здесь

$$a = \frac{\epsilon}{4\pi e N_a}, \quad \chi = \frac{N_a}{N_d - N_a}. \quad (4)$$

Используя подход, аналогичный [9], легко убедиться, что в нестационарных задачах спектр поля $E_{sc}(k, \Omega)$ определяется пространственно-временным спектром распределения интенсивности $I(k, \Omega)$, а ФРК превращается в пространственно-временной фильтр с передаточной функцией

$$T(k, \Omega) = -\frac{E_0}{I_0} \frac{1 + ik\Theta/(eE_0)}{1 - ikaE_0(\chi + 1) + \kappa^2 a\Theta(\chi + 1)/e - i\Omega\tau_{\text{di}}}, \quad (5)$$

где Ω – частота временных осцилляций соответствующей компоненты пространственного спектра интенсивности $I(k, \Omega)$; $\tau_{\text{di}} = \epsilon \gamma_r \chi / (4\pi e \mu s I_0)$ – время диэлектрической релаксации. Сходный подход к описанию переходных процессов и динамических режимов работы ФРК использовался авторами [10, 11].

Все дальнейшие оценки и расчеты проведены нами для одного из самых эффективных и распространенных ФРК – титаната бария (BaTiO_3), параметры которого приведены ниже [5]:

sI_0 (с ⁻¹)	4.0×10^{-5}
N_a (см ⁻³)	2.0×10^{17}
N_d (см ⁻³)	2.0×10^{18}
s (см ² ·Вг ⁻¹ ·с ⁻¹)	0.67
μ (см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹)	5.0×10^{-1}
r_{eff} (см·В ⁻¹)	9.7×10^{-7}
γ_r (см ³ ·с ⁻¹)	1.0×10^{-9}
ϵ	135
η	2.4
α_a (см ⁻¹)	0.1

3. Схема численного расчета

Адекватное численное описание динамических голограмм, формирующихся в ФРК при ОВФ, возможно лишь при использовании чрезвычайно мелких (размер ячеек менее длины световой волны, $\Delta h \ll \lambda$) сеток по пространственным координатам. Эта проблема усугубляется при анализе динамических режимов, когда необходимый шаг во времени Δt пропорционален квадрату Δh . Именно поэтому численное моделирование процессов, протекающих в ОВФЗ, проводится обычно либо в квазистационарном приближении [12], либо с использованием жестких ограничений, накладываемых на пространственные спектры взаимодействующих волн [13]. Предсказываемая в рамках таких предположений динамика не может соответствовать реальным ситуациям, что собственно и подтвердили проведенные эксперименты [14].

При решении самосогласованной задачи (1) и (2) проводился численный расчет эволюции пространственных распределений комплексных амплитуд световых полей $A_{f,b}(x, z, t)$ и нелинейной добавки к показателю преломления ФРК $\delta\eta(x, z, t)$ в геометрии, показанной на рис.1. Все переменные описывались дискретно (число узлов сетки на апертуре ФРК $H = 4$ мм было равно 8192, 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 успели потерять когерентность, либо ортогонально поляризованы (в петлю обратной связи 31 – Л – 32 введен дополнительный вращатель поляризации). Начальные условия во всех реализациях соответствовали включению ОВФЗ в момент времени $t = 0$. После этого (при $t \geq 0$) входное поле $A_f(x, z = 0, t)$ считалось заданным линейной суперпозицией стационарного регулярного полезного сигнала $A_f^{(0)}(x, z = 0)$ и комплексного δ -коррелированного по t (с учетом шага по времени Δt) белого шума $A_n(x, z = 0, t)$, средняя интенсивность $\langle I_n \rangle$ которого варьировалась нами в пределах $10^{-3} - 10^{-6}$ от максимальной интенсивности I_{max} полезного сигнала.

Расчет эволюции проводился с использованием стандартного адиабатического подхода [10, 11], в рамках которого полагалось, что «быстрая» подсистема (световое поле) мгновенно (адиабатически) отслеживает все изменения, протекающие в «медленной» подсистеме (ФРК). При расчете $A_{f,b}(x, z, t)$ распределение $\delta\eta(x, z, t)$ считалось заданным. Вследствие этого каждый шаг расчета формально делился на два этапа (рис.2). Каждый i -й шаг по времени (момент t_i) начинался (стрелка WE на рис.2) с расчета 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

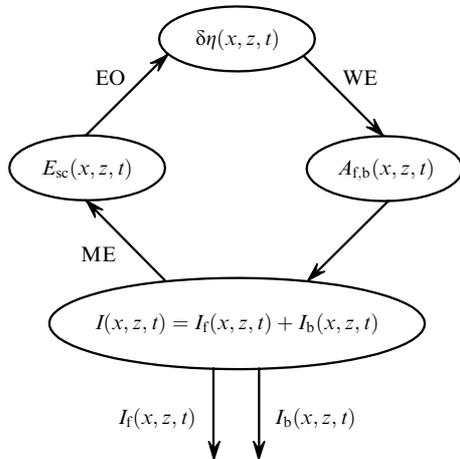


Рис.2. Решение самосогласованной задачи на каждом шаге расчета: WE – расчет $A_{f,b}(x, z, t)$ и $I(x, z, t) = I_f(x, z, t) + I_b(x, z, t)$ при заданном $\delta\eta(x, z, t)$ (волновое уравнение); ME – расчет $E_{sc}(x, z, t)$ (материальные уравнения); EO – расчет $\delta\eta(x, z, t)$, обусловленного электрооптическим эффектом.

[10, 11]. Неоднородность распределения показателя преломления учитывалась последовательным пропусканием обеих 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 световых волн между экранами. На этом этапе использовалась процедура быстрого преобразования Фурье. Затем для найденного таким образом распределения $I(x, z, t_i)$ решалась система уравнений (1) и определялись распределения $E_{sc}(x, z, t_i)$ и $\delta\eta(x, z, t_i)$ (стрелки ME и EO на рис.2), необходимые для перехода к следующему, $(i + 1)$ -му шагу (момент времени t_{i+1}).

Шаг во времени выбирался значительно меньшим, чем характерное время эволюции состояния ФРК (медленной подсистемы) $\Delta t = 0.1$ с, поскольку даже небольшие трансформации динамической голограммы резко меняли распределение выходного поля.

4. Результаты численного расчета

В проведенном нами численном моделировании большая часть параметров задачи считалась однозначно определенной выбором ФРК и не варьировалась. Распределение интенсивности $|A_f^{(0)}(x, z = 0, t)|^2$ сигнала и излучения с длиной волны $\lambda = 0.514$ мкм на входной грани ФРК предполагалось гауссовым (ширина пучка $2\rho_0 = 100$ мкм) при $I_{max} = 2 - 200$ мВт/см². Период записываемой в ФРК с входной апертурой $H = 4$ мм и длиной $L = 4$ мм динамической голограммы ДГ1 менялся в результате изменения угла схождения пучков α в пределах $10^\circ - 15^\circ$. Напряженность внешнего электростатического поля E_0 варьировалась в диапазоне 1 – 1000 В/см.

Запуск петлевого ОВФЗ (т. е. обнаружение режима генерации поля $A_b(x, z, t)$ с пространственной структурой $A_b(x, z = 0, t)$, близкой к структуре обращенного входного сигнала $A_f(x, z)$), прошел легко. На рис.3 в приведенных «карты» распределений интенсивностей $I_f(x, z)$ (рис.3,а) и I_b (рис.3,б) в ФРК уже после окончания переходного процесса ($t = 1000$ с). Здесь, как и везде в дальнейшем, более темные области соответствуют меньшим значениям интенсивностей. При этом в ФРК формировалась стационарная решетка показателя преломления ДГ1 в области самопересечения прямого (A_f) и обратного (A_b) пучков. В оптимальных условиях (см. ниже) ОВФЗ полностью передавало на выход (плоскость $z = 0$) и регулярную пространственную модуляцию интенсивности, вносимую для контроля в полезный сигнал $A_f^{(0)}(x, z = 0)$ (рис.3,в,г). При этом интеграл перекрытия

$$H(t) = \frac{\left| \int_0^H A_f(x, z = 0, t) A_b^*(x, z = 0, t) dx \right|^2}{\int_0^H |A_f(x, z = 0, t)|^2 dx \int_0^H |A_b(x, z = 0, t)|^2 dx} \quad (7)$$

на входной грани ФРК достигал максимальных значений $H_{max} = 0.90 - 0.95$ при коэффициенте нелинейного отражения

$$R(t) = \frac{\int_0^H |A_b(x, z = 0, t)|^2 dx}{\int_0^H |A_f(x, z = 0, t)|^2 dx}, \quad (8)$$

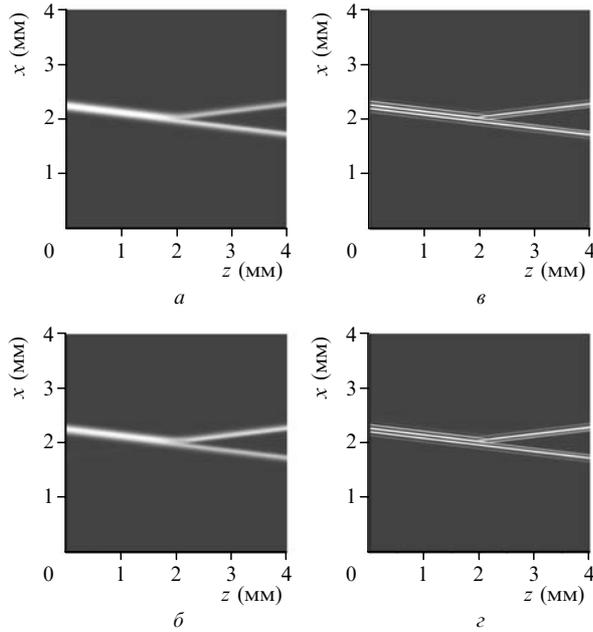


Рис.3. Карты распределений $I_f(x, z)$ (а,б) и $I_b(x, z)$ (б,г) в момент времени $t = 1000$ с при стационарном ОВФ гауссова пучка без гармонической модуляции входной интенсивности $I_f(x, z = 0)$ (а,б) и при ее наличии (в,г); $\alpha = 14^\circ$, $I_{\max} = 35$ мВт/см², $\langle I_n \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$, $E_0 = 1$ В/см.

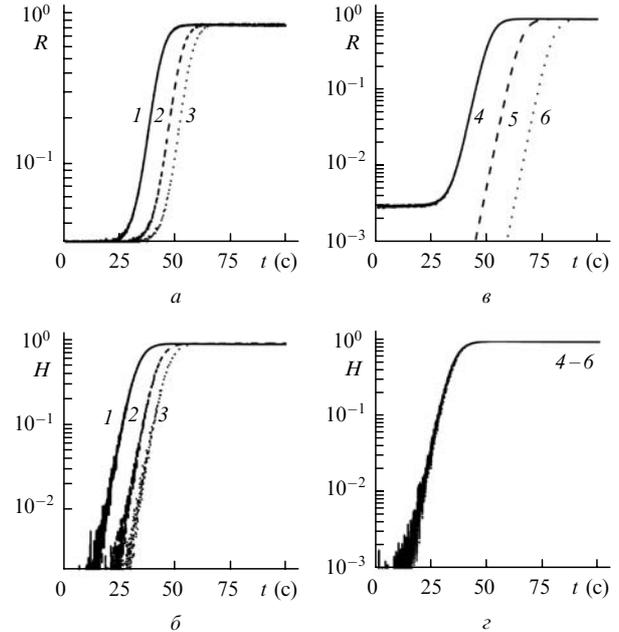


Рис.5. Замедление старта ОВФ-зеркала с уменьшением угла схождения α и относительного уровня шумов $\langle I_n \rangle / I_{\max}$. Зависимости $R(t)$ (а,б) и $H(t)$ (б,г) при $\langle I_n \rangle / I_{\max} = 10^{-3}$, $\alpha = 15^\circ$ (1), 14° (2) и 12° (3) (а,б) и $\alpha = 14^\circ$, $\langle I_n \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$ (4), 10^{-5} (5) и 10^{-6} (6) (в,г); $I_{\max} = 35$ мВт/см², $E_0 = 1$ В/см

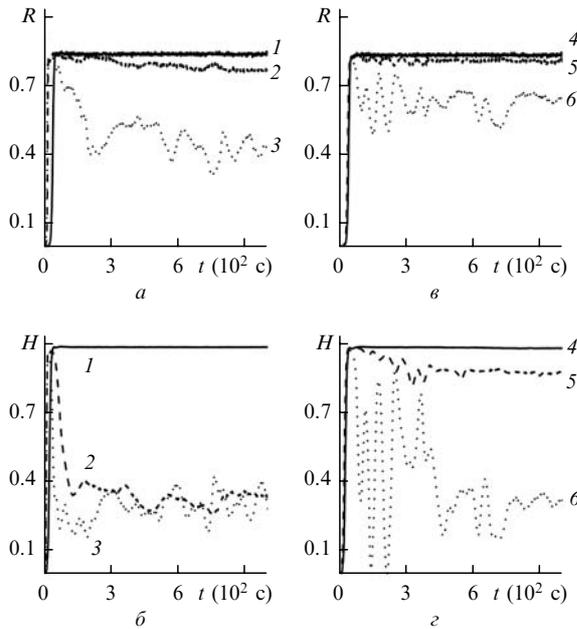


Рис.4. Трансформация характера зависимостей $R(t)$ (а,б) и $H(t)$ (б,г) с изменением интенсивности I_{\max} входного пучка и напряженности E_0 статического электрического поля при $E_0 = 1$ В/см, $I_{\max} = 35$ (1), 70 (2) и 105 мВт/см² (3) (а,б) и $I_{\max} = 35$ мВт/см², $E_0 = 1$ (4), 175 (5) и 200 В/см (6) (в,г); $\alpha = 14^\circ$, $\langle I_n \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$.

максимальное значение которого R_{\max} составляло 0.80–0.90 (рис.4, кривые 1 и 4). Отметим, что при расчете $H(t)$ и $R(t)$ выходная волна $A_b(x, z = 0, t)$, предварительно пропускалась через пространственный фильтр, выделявший ту половину линейной апертуры ФРК, которая соответствовала положению максимума интенсивности пучка A_f в плоскости $z = 0$.

Время, за которое в ОВФЗ протекал фазовый переход, проявляющийся в появлении на выходе обращенной компоненты входного поля, зависело от угла схождения

пучков α и относительного уровня шумов $\langle I_n \rangle / I_{\max}$ во входном излучении A_f (рис.5). С ростом α (рис.5,а,б) и $\langle I_n \rangle / I_{\max}$ (рис.5,в,г) в исследованных диапазонах обращенная компонента формировалась быстрее. Характер изменения кинетики нарастания R и H во времени при вариациях параметров α и $\langle I_n \rangle / I_{\max}$ был разным. С ростом α фазовый переход действительно начинался раньше, т. е. быстрее выходили на свои максимальные уровни H_{\max} и R_{\max} как интеграл перекрытия H (рис.5,б), так и коэффициент отражения R (рис.5,а). В то же время увеличение $\langle I_n \rangle / I_{\max}$ практически не сказывалось на характере зависимости $H(t)$ (рис.5,г), а $R(t)$ быстрее выходил на уровень R_{\max} лишь за счет роста амплитуды начальной шумовой затравки (рис.5,в).

При увеличении интенсивности I_{\max} входного пучка (рис.4,а,б, кривые 2, 3) и напряженности E_0 приложенного к ФРК статического электрического поля (рис.4,в,г, кривые 5, 6) эффективность и, главное, стабильность процесса ОВФ резко падали. В прямом и обратном пучках за счет самовоздействия постепенно начинала формироваться сложная нерегулярная система тонких солитоноподобных нитей (рис.6), в которой затем и возникало некое подобие динамического хаоса. При этом вследствие множества само- и взаимопересечений сформировавшихся нитей в ФРК образовывалось большое количество дополнительных динамических голограмм, а эффективного ОВФ уже не происходило.

5. Заключение

Итак, в настоящей работе приведены результаты, полученные в ходе численного моделирования кинетики формирования обращенной волны в петлевом ОВФ-зеркале, реализованном на ФРК ВаТiО₃. Показано, что коэффициент нелинейного отражения такого зеркала может достигать максимальных значений $R_{\max} = 0.80–0.90$ при величине интеграла перекрытия вплоть до $H_{\max} =$

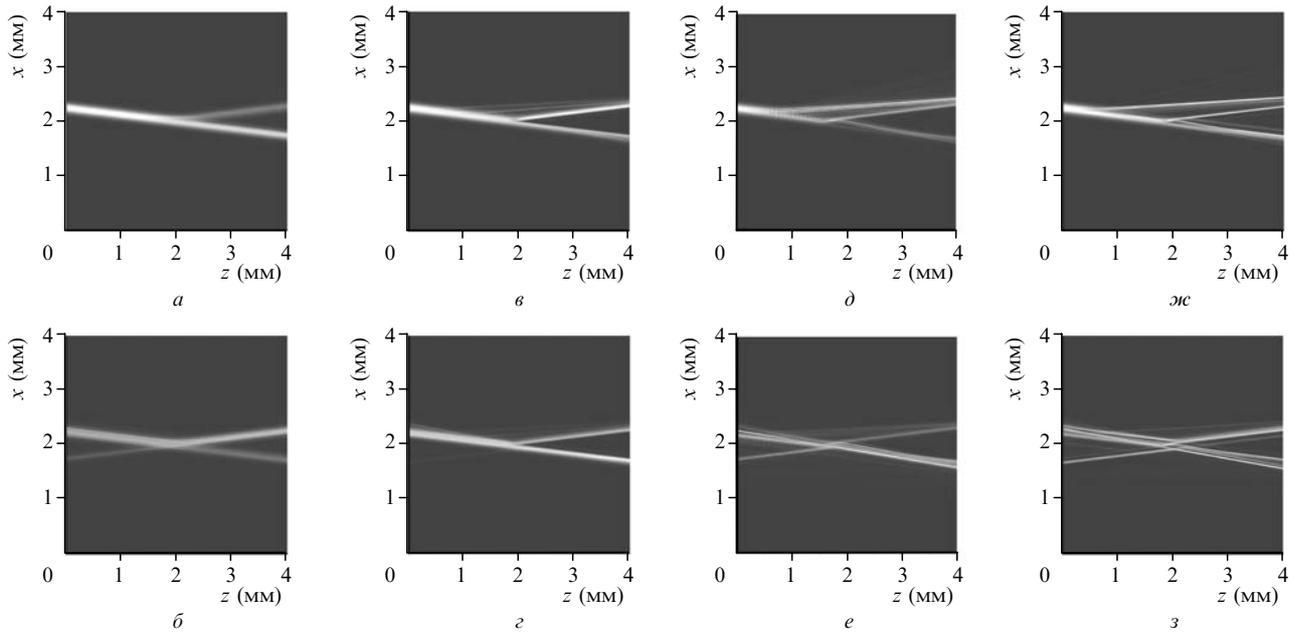


Рис.6. Развитие неустойчивости в распределениях $I_f(x, z)$ (а, в, д, ж) и $I_b(x, z)$ (б, з, е, з) в моменты времени $t = 12$ (а, б), 25 (в, з), 65 (д, е) и 100 нс (ж, з) при $\alpha = 14^\circ$, $I_{\max} = 150$ мВт/см², $\langle I_n \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$, $E_0 = 1$ В/см.

0.90 – 0.95. Установлено, что сценарий перехода к неустойчивым режимам генерации в петлевом ОВФ-зеркале кардинально отличается от сценария, описанного нами ранее в [6] для однокристалльного двойного ОВФ-зеркала. Прежде всего это связано с тем, что в петлевом ОВФ-зеркале конкуренция между несколькими каналами генерации обращенной волны оказывается невозможной. Если процесс генерации обращенной волны в таком зеркале идет, то он заведомо связан с процессами рассеяния на динамической голограмме ДГ1 (рис.1), сформировавшейся в области самопересечения прямого и обратного пучков. Решетки ДГ2, ДГ3 в петлевом ОВФ-зеркале формируются лишь в режиме неустойчивой генерации, что, по-видимому, обусловлено избыточными (по сравнению с однокристалльными двойными ОВФ-зеркалами) нелинейными фазовыми набегам в обратной волне.

Как подтвердил наш расчет, в петлевых самонакачивающихся ОВФ-зеркала обращение также всегда сопровождается резким уширением пространственного спектра взаимодействующих световых полей. С учетом того, что энергия последних лишь перераспределяется между различными компонентами пространственного спектра, точность описания высокочастотных пространственных гармоник оказывается здесь чрезвычайно важным фактором. В нашем случае требуемая точность была реализована за счет применения чрезвычайно мелкого шага сетки как по поперечной, так и по продольной координатам (8192 и 512 шагов сетки соответственно при апертуре и длине ФРК 4 мм). Используемый подход позволяет включить в описание распределенные шумы и провести аналогичный расчет для других схем ОВФ на ФРК.

Приведенные нами результаты находятся в хорошем качественном соответствии с данными эксперимента. Однако пытаться проводить их количественное сопоставление мы все-таки сочли нецелесообразным. Дело в

том, что, поскольку все ФРК принципиально являются сильно дефектными материалами, характеристики кристаллов даже одного и того же типа могут различаться более чем на порядок. В подавляющем большинстве экспериментальных работ все нужные нам для моделирования параметры ФРК не измеряются. Поэтому количественная интерпретация данных любого реального эксперимента в терминах использованной нами многопараметрической макроскопической модели, применение которой, как мы убедились, чрезвычайно важно для выявления роли разных характеристик и процессов, и становится здесь столь сложной задачей.

Работа выполнена при поддержке Программы Президента РФ по поддержке ведущих научных школ России (грант НШ-1583.2003.2).

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. *Photorefractive Materials and Applications. Topics in Applied Physics*. Ed. by P.Gunter and J.-P.Huignard (Heidelberg: Springer, 1988, v. 61; 1989, v. 62).
6. Воронов А.В., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **34**, 467 (2004).
7. Kukhtarev N.V. et al. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
8. Duree G. et al. *Opt. Lett.*, **19**, 1195 (1994).
9. Выслоух В.А. и др. *ЖЭТФ*, **111**, 705 (1997).
10. Выслоух В.А., Кутузов В., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 157 (1996).
11. Выслоух В.А., Кутузов В., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 881 (1996).
12. Zozulya A.A. et al. *Phys. Rev. A*, **52**, 4167 (1995).
13. Xie P. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 4005 (1996); *Phys. Rev. A*, **56**, 936 (1997).
14. Mullen R.A. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 1726 (1992).