

Динамика фоторефрактивных самонакачивающихся ОВФ-зеркал с линейным резонатором

Мехран Вахдани Могаддам, К.В.Руденко, В.В.Шувалов

Приведены результаты численного моделирования динамики формирования обращенной волны в самонакачиваемом ОВФ-зеркале (СОВФЗ) с линейным резонатором на фоторефрактивном кристалле (ФРК) ВаТiО₃. Показано, что в оптимальных условиях в таком СОВФЗ формируется фазированная решетка динамических голограмм и именно интерференция рассеянных на них волн обеспечивает предельно высокую эффективность (коэффициент нелинейного отражения и интеграл перекрытия более 80% и 95% соответственно) стационарного ОВФ. Установлено, что развитие неустойчивостей связано как с нарушением фазовых соотношений в этой решетке и формированием в ФРК дополнительных динамических голограмм в геометрии, характерной для СОВФЗ с полудлинейным резонатором, так и с проявлениями одного из типичных для ФРК эффектов самовоздействия (self-bending).

Ключевые слова: ОВФ-зеркало с линейным резонатором, фоторефрактивная нелинейность, динамика формирования обращенной волны, устойчивая и неустойчивая генерация.

1. Введение

Искажения волновых фронтов, возникающие при распространении когерентного излучения в среде с неоднородностями показателя преломления, можно компенсировать с помощью ОВФ-зеркал (ОВФЗ) на фоторефрактивных кристаллах (ФРК) [1]. При этом самонакачивающиеся ОВФЗ (СОВФЗ) способны работать при интенсивности I входного излучения вплоть до нескольких мВт/см² [2] и не нуждаются в источниках накачки [3, 4]. Например, в двойных СОВФЗ [5–7] одновременно обращаются две некогерентные [8], ортогонально поляризованные [9] либо различающиеся несущими частотами [10] световые волны, а развитие генерации (как и при ОВФ в ВКР- и ВРМБ-зеркалах [11]) происходит за счет самоорганизации [12, 13]. Поэтому, хотя коэффициент нелинейного отражения R и интеграл перекрытия H в СОВФЗ и достигают максимальных значений $R_{\max} = 0.8 - 0.9$ и $H_{\max} > 0.9$ соответственно, время, необходимое для формирования обращенной волны (т. е. для возникновения в ФРК динамических голограмм нужной структуры), составляет обычно десятки секунд и более (см., напр., [14]). Попытки повысить быстродействие СОВФЗ за счет вариаций параметров и геометрии задачи [14], увеличения уровня затравочных шумов [11, 15], использования частотных сдвигов [16, 17], а также внешнего постоянного [18, 19] или переменного [20–22] электростатического поля приводят либо к снижению эффективности (R и H) СОВФЗ, либо к развитию неустойчивостей [2].

Авторами [23] было показано, что в двойном СОВФЗ на фоторефрактивном кристалле ВаТiО₃ помимо дина-

мической голограммы, формирующейся в области самопересечения входных пучков, рождаются и дополнительные решетки показателя преломления, геометрия которых типична для двухкристалльных СОВФЗ [1]. Конкуренция возникающих за счет этого двух каналов ОВФ приводит к сложной пространственно-временной динамике генерируемых полей. Возможна эффективная генерация как двух обращенных волн ($R_{\max} = 0.50 - 0.70$ при $H_{\max} = 0.60 - 0.70$), так и некоего подобия динамического хаоса в системе тонких солитоноподобных нитей. В [24] было показано, что для петлевого СОВФЗ на том же ФРК $R_{\max} = 0.80 - 0.90$ при $H_{\max} = 0.90 - 0.95$, а переход к хаосу идет совсем по иному сценарию. Генерация обращенной волны в этом случае обусловлена рассеянием на решетке, сформировавшейся в области самопересечения прямого и обратного пучков, а возникновение других типов динамических голограмм приводит к неустойчивости.

Ниже с использованием расчетных процедур, подробно описанных в [23, 24], и тех же параметров задачи (ФРК ВаТiО₃) показано, что при устойчивой генерации обращенной волны в СОВФЗ с линейным резонатором в ФРК формируется семейство (фазированная решетка) динамических голограмм. Интерференция рассеянных на них волн и обеспечивает столь высокую эффективность ($R_{\max} > 0.80$ при $H_{\max} > 0.95$) ОВФ. Переход к неустойчивым режимам генерации в этом случае может быть связан как с нарушением фазовых соотношений в этом семействе и с формированием в ФРК дополнительных динамических голограмм в геометрии, характерной для СОВФЗ с полудлинейным резонатором [1], так и с проявлениями эффектов самовоздействия.

2. Модель и схема численного расчета

Геометрию рассмотренной модельной задачи иллюстрирует рис. 1. Как и в [23, 24], считалось, что прямая и обратная (индексы f и b) световые волны с амплитудами $A_{f,b}$ и волновыми векторами $\mathbf{k}_{f,b} = \{k_x, \pm k_z\}$ распростра-

Мехран Вахдани Могаддам, К.В.Руденко, В.В.Шувалов. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: vsh@vsh.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 18 октября 2007 г., после доработки – 3 декабря 2007 г.

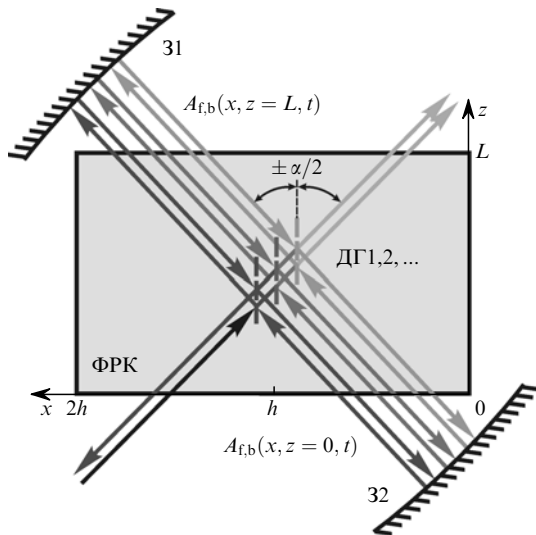


Рис.1. Геометрия взаимодействия волн $A_{f,b}(x, z, t)$ в СОВФЗ с линейным резонатором: ФРК – фоторефрактивный кристалл; 31, 32 – глухие зеркала резонатора; ДГ1,2, ... – динамические голограммы для первого, второго и т. д. каналов генерации.

няются под небольшими ($k_z \gg k_x$) углами к положительному и отрицательному направлениям оси z от двух противоположных граней ФРК (плоскости $z = 0$ и $z = L$). Здесь $k_{x,z}$ – проекции волнового вектора \mathbf{k} на оси x и z . Полагалось, что обратная волна A_b формируется за счет отражения прямой волны A_f от зеркала 31 линейного резонатора, образованного глухими сферическими зеркалами 31 и 32, радиусы кривизны которых одинаковы ($R_1 = R_2$). Считалось, что зеркала 31 и 32 установлены сразу за передней и задней гранями ФРК так, что ось резонатора развернута на угол $-\alpha/2$ к направлению оси z и проходит через центр ФРК (точку $\{x = h, z = L/2\}$, где $2h$ и L – размеры ФРК вдоль осей x и z), а перед каждым из зеркал расположен широкополосный супергауссов (32-й порядок) пространственный фильтр. Фурье-компоненты излучения, падающего на эти фильтры под углами, находящимися в пределах $\pm 7^\circ$ от оси резонатора, полностью пропускаются, тогда как отражение компонент излучения, направление волновых векторов которых близко к ориентации волнового вектора пучка входного сигнала, эффективно подавляется (см. далее).

Как и в [23, 24], динамика нелинейного отклика ФРК рассчитывалась на основе системы микроскопических уравнений [25], выписанной для двумерного случая (так называемые щелевые пучки [26]) с учетом только просветных динамических голограмм (вектор \mathbf{k} решеток показателя преломления $\delta\eta(x, z, t)$, записываемых в ФРК, направлен вдоль оси x) в пренебрежении фотovoltaическим эффектом [1, 14, 18]. Считалось, что внешнее электростатическое поле E_0 в ФРК направлено вдоль оси x и его напряженность мала ($E_0 = 1$ В/см). Решаемая задача переводилась в класс самосогласованных с учетом связи распределений интенсивности $I_{f,b}(x, z, t) = |A_{f,b}(x, z, t)|^2$ с внутрикристаллическим статическим полем $E_{sc}(x, t) \propto \delta\eta(x, z, t)$, заданной стандартными укороченными волновыми уравнениями относительно амплитуд $A_{f,b}(x, z, t)$ взаимодействующих волн [1]. Укороченные уравнения записывались в параксиальном приближении в пренебрежении пространственно однородной добавкой к показателю преломления ФРК η , обусловленной внешним по-

лем. Рассматривалась ситуация, при которой полная интенсивность излучения определяется суммой интенсивностей прямой и обратной волн, $I(x, z, t) = I_f(x, z, t) + I_b(x, z, t)$, т. е. случай некогерентных либо ортогонально поляризованных (например, за счет установки перед каждым из зеркал дополнительной фазовой пластинки $\lambda/4$) встречных волн.

При решении самосогласованной задачи проводился численный расчет эволюции распределений $A_{f,b}(x, z, t)$ и $\delta\eta(x, z, t)$ во времени. Все переменные описывались по сетке с числом узлов на апертуре ($2h = 4$ мм) и по длине ($L = 4$ мм) ФРК, равным 8192 и 512 соответственно. Начальные условия отвечали «включению» СОВФЗ в момент времени $t = 0$. Амплитуда входного поля $A_f(x, z = 0, t)$ определялась как линейная суперпозиция амплитуды входного сигнала $A_f^{(0)}(x, z = 0, t)$, отраженного от зеркала 32 поля с амплитудой $A_f^{(r)}(x, z = 0, t)$, и δ -коррелированного (с учетом шага по x и t) шума $A_{\text{noise}}(x, t)$, средняя интенсивность которого $\langle I_{\text{noise}} \rangle = \langle |A_{\text{noise}}(x, t)|^2 \rangle$ варьировалась в диапазоне $10^{-6} - 10^{-4}$ от максимальной интенсивности $I_{\text{max}} = 10 - 150$ мВт/см² пучка входного сигнала. Амплитуда обратной волны в плоскости $z = L$ считалась заданной суперпозицией отраженного от зеркала 31 поля $A_b^{(r)}(x, z = L, t)$ и такого же шума $A_{\text{noise}}(x, t)$. Пространственное распределение интенсивности $|A_f^{(0)}(x, z = 0, t)|^2$ пучка входного сигнала с длиной волны $\lambda = 0.514$ мкм считалось гауссовым (ширина пучка $2\rho_0 = 100$ мкм), его волновой фронт – плоским, а направление распространения – составляющим угол $\alpha/2 = 7^\circ$ с направлением оси z . Таким образом, период динамических голограмм, записываемых в ФРК, задавался углом схождения $\alpha = 14^\circ$, который не варьировался. Задача решалась в адиабатическом приближении с использованием метода разделения по физическим факторам и быстрого преобразования Фурье [27, 28]. Как и в [23, 24], шаг во времени ($\Delta t = 0.2$ с) выбирался много меньшим, чем время эволюции состояния ФРК, а большая часть параметров задачи была фиксирована, поскольку их значения определялись типом ФРК (BaTiO₃, см. табл.1 в [23, 24]).

Энергетическая эффективность СОВФЗ и качество обращения входного сигнала оценивались по мгновенным значениям коэффициента нелинейного отражения

$$R(t) = \frac{\int_h^{2h} |A_b(x, z = 0, t)|^2 dx}{\int_h^{2h} |A_f(x, z = 0, t)|^2 dx} \quad (1)$$

и интеграла перекрытия

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

При этом произведение RH характеризует относительную долю мощности обращенной компоненты в выходном поле (на входной грани ФРК) в момент времени t . Отметим, что при расчете $R(t)$ и $H(t)$ поле $A_b(x, z = 0, t)$, генерируемое в СОВФЗ, предварительно пропускалось через еще один пространственный фильтр, выделяющий половину входной апертуры ФРК (см. пределы интегрирования в (1) и (2)), соответствующую положению максимума интенсивности пучка входного сигнала $A_f^{(0)}(x, z = 0, t)$.

3. Стационарный режим генерации

На рис.2,а–в в градациях серого цвета представлены карты стационарных распределений интенсивностей $I_f(x, z)$ (рис.2,а,б) и $I_b(x, z)$ (рис.2,в), сформировавшихся в ФРК в условиях, близких к оптимальным (при $R_{1,2} = 360$ мм, $I_{\max} = 27$ мВт/см² и $\langle I_{\text{noise}} \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$), после окончания переходного процесса (при $t = 800$ с). Здесь, как и везде далее, более темные области соответствуют меньшим, а более светлые – большим значениям $I_{f,b}$ и используются линейная (рис.2,а) и логарифмическая (рис.2,б,в) шкалы градаций серого цвета. В логарифмической шкале отсечка проведена на десяти натуральных порядках от I_{\max} . Распределение $I_b(x, z)$ в линейной шкале не приводится, т. к. оно практически идентично распределению, показанному на рис.2,а. На рис.2,з и д (кривые 1) представлены распределения интенсивности $I_f(x, z = L/2)$ (рис.2,з) и $I_b(x, z = L/2)$ (рис.2,д) для прямой и обратной волн в центральном сечении (на половине длины) ФРК в тот же момент времени.

Легко убедиться, что в стационарном режиме пространственное распределение поля, сформировавшегося в

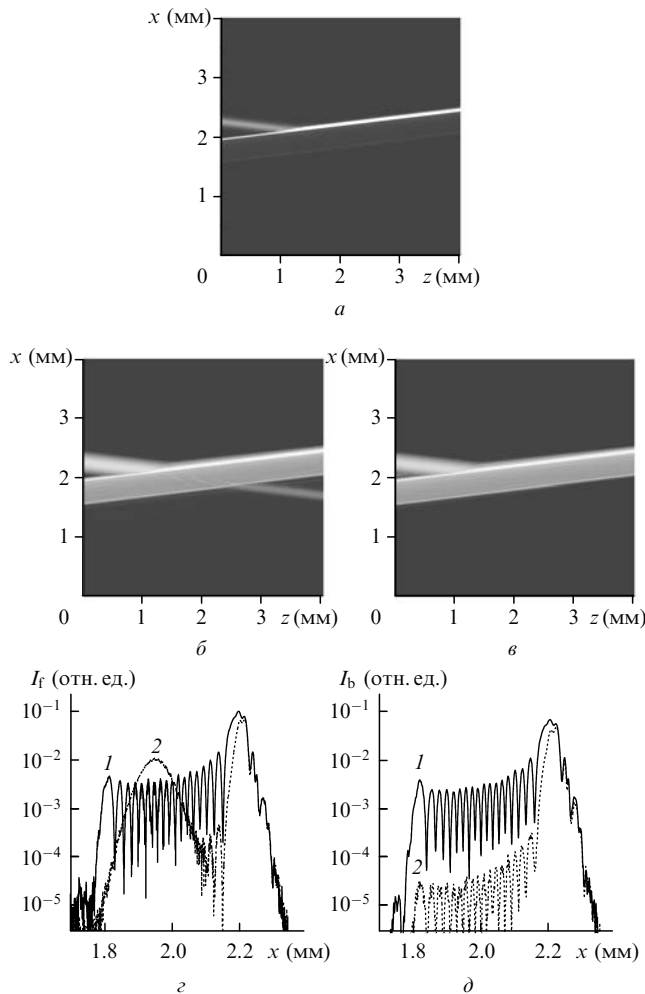


Рис.2. Карты (в линейной (а) и логарифмической (б и в, отсечка на десяти натуральных порядках) по $I_{f,b}$ шкалах серого цвета) распределений $I_f(x, z)$ (а и б) и $I_b(x, z)$ (в) при стационарном ОВФ гауссова входного пучка: $R_{1,2} = 360$ мм, $I_{\max} = 27$ мВт/см² и $\langle I_{\text{noise}} \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$. Трансформация распределений $I_f(x, L/2)$ (з) и $I_b(x, L/2)$ (д) при мгновенном (в момент времени $t = 40$ с) отключении петли обратной связи (зеркала 32): $I_{f,b}(x, L/2)$ до (1) и после (2) отключения.

резонаторе, имеет достаточно необычный характер. Это поле представляет собой целую систему из множества (в наших конкретных условиях – из 18) тонких (шириной до 9 мкм) солитоноподобных (дифракционная длина $L_d \approx 0.12$ мм, что много меньше L) параллельных нитей. Причем нить, ближайшая к передней грани ФРК, имеет существенно большую ширину и интенсивность, чем все остальные (рис.2,з,д). С учетом поглощения в ФРК это означает, что в ФРК сформировалась решетка динамических голограмм ДГ1,2, ... (см. рис.1), которые за счет перекачки потока энергии входного сигнала $A_f^{(0)}(x, z, t)$ в процессе дифракции и обеспечивают выполнение баланса прихода и ухода энергии в отдельных нитях. Более того, как мы увидим ниже, эта решетка (как и поле в самих нитях) еще и фазирована.

Процесс рассеяния пучка входного сигнала на решетке динамических голограмм является брэгговским, а перекачка его энергии в первый дифракционный порядок – практически полной (см. рис.2,а). И лишь в логарифмической шкале (рис.2,б) становится заметно, что нулевой дифракционный порядок в этом процессе все-таки присутствует. В оптимальных условиях интеграл перекрытия на входной грани ФРК достигает своего максималь-

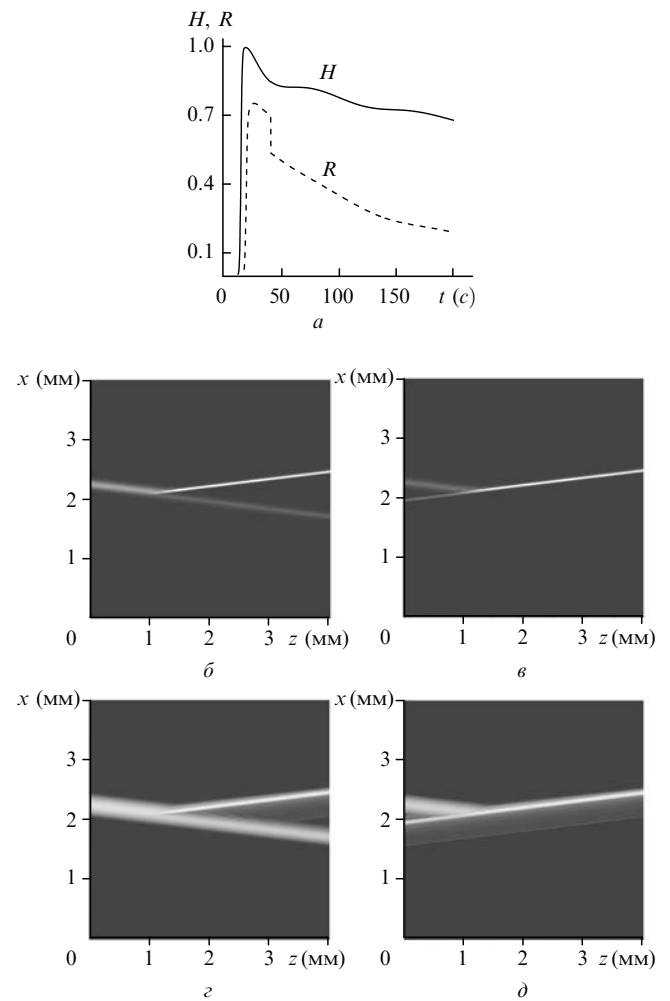


Рис.3. Зависимости $H(t)$ и $R(t)$ (а) при мгновенном (в момент времени $t = 40$ с) отключении петли обратной связи (зеркала 32). Карты (в линейной (б и в) и логарифмической (д и е, отсечка на десяти натуральных порядках) по $I_{f,b}$ шкалах серого цвета) распределений $I_f(x, z)$ (б и д) и $I_b(x, z)$ (в и е) сразу после отключения: $R_{1,2} = 360$ мм, $I_{\max} = 27$ мВт/см² и $\langle I_{\text{noise}} \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$.

ного значения $H_{\max} > 0.95$ при практически предельно возможном (т. е. ограниченном только поглощением) коэффициенте нелинейного отражения $R_{\max} > 0.80$, а длительность переходного процесса составляет около 20 с (рис.3,а). Фазированность решетки динамических голограмм ДГ1,2, ... доказывает трансформация распределений интенсивностей $I_f(x, z)$ и $I_b(x, z)$, которая происходит сразу же после мгновенного (в момент времени $t = 40$ с) выключения петли обратной связи (зеркала 32). На рис.3, б–д указанная трансформация иллюстрируется для тех же, что и на рис.2, параметров ($R_{1,2} = 360$ мм, $I_{\max} = 27$ мВт/см² и $\langle I_{\text{noise}} \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$). При таком выключении резонатора из-за инерционности ФРК динамические голограммы ДГ1,2, ... сразу измениться не могут и любая трансформация распределений $I_{f,b}(x, z)$ на рис.3,б–д относительно распределений, показанных на рис.2,а–в, может быть обусловлена лишь изменением условий освещения ФРК. Из рис.3,а видно, что интеграл перекрытия H при этом меняется не сразу, а коэффициент нелинейного отражения СОВФЗ R меняется скачком, мгновенно уменьшаясь до значения ~ 0.5 . Столь же мгновенно трансформируются и карты распределений интенсивности $I_f(x, z)$ в ФРК. На рис.3,б (линейная шкала градаций серого) хорошо заметен нулевой порядок дифракции, а из рис.3,в (логарифмическая шкала) следует, что, хотя дифракционная эффективность динамических голограмм ДГ2, ... сравнительно невелика, перекачка энергии входного сигнала в солитоноподобные нити продолжается. Сказанное подтверждается и мгновенным изменением распределений интенсивности $I_f(x, z = L/2)$ (рис.2,з) и $I_b(x, z = L/2)$ (рис.2,д) прямой и обратной волн в центральном сечении ФРК в момент отключения резонатора (трансформация зависимостей I в зависимости 2).

Изложенное выше позволяет сделать однозначный вывод о том, что практически полное гашение нулевого порядка дифракции входного сигнала на решетке динамических голограмм ДГ1,2, ... в стационарном режиме генерации СОВФЗ, которое кардинально отличает распределения $I_f(x, z)$ до (рис.2,а,б) и после (рис.3,в,з) мгновенного выключения резонатора, имеет чисто интерференционный характер и что как сама решетка динамических голограмм, так и поле во всех солитоноподобных нитях фазированы.

4. Переходные процессы и развитие неустойчивостей

Изменение коэффициента нелинейного отражения $R(t)$ и интеграла перекрытия $H(t)$ во времени после включения СОВФЗ для рассмотренного нами выше случая и ряда других иллюстрирует рис.4. Как и в петлевом [23] и двойном [24] СОВФЗ, время, за которое в СОВФЗ с линейным резонатором протекает фазовый переход, проявляющийся в появлении на выходе компоненты поля, обращенной по отношению ко входному сигналу, уменьшается с ростом относительного уровня входных шумов $\langle I_{\text{noise}} \rangle / I_{\max}$ (рис.4,а,б). При отклонении же других параметров задачи от своих оптимальных значений стабильность процесса ОВФ резко снижается. Так, с увеличением интенсивности I_{\max} входного пучка (рис.4,в,з, $I_{\max} = 55$ и 82 мВт/см², кривые 2 и 3) и уменьшением радиусов кривизны $R_{1,2}$ зеркал 31,2 линейного резонатора (рис.4,д, $R_{1,2} = 24$ мм) режим генерации становится неустойчивым. При этом если в первом случае наиболее заметные

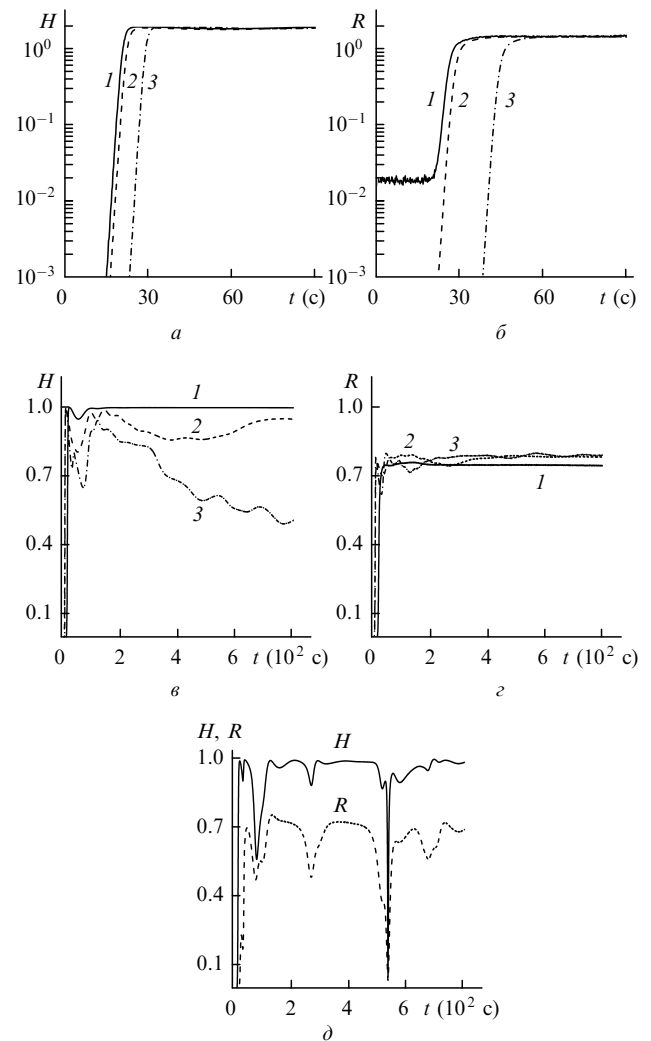


Рис.4. Трансформация зависимостей $H(t)$ (а, в и д) и $R(t)$ (б, з и д) при изменении уровня шумов (а и б; $\langle I_{\text{noise}} \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$ (1), 10^{-5} (2) и 10^{-6} (3) при $R_{1,2} = 360$ мм и $I_{\max} = 27$ мВт/см²), максимальной интенсивности входного пучка (в и з; $I_{\max} = 27$ (1), 55 (2) и 82 мВт/см² (3) при $R_{1,2} = 360$ мм и $\langle I_{\text{noise}} \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$) и радиусов кривизны $R_{1,2}$ зеркал 31,2 резонатора (д; $R_{1,2} = 24$ мм, $I_{\max} = 27$ мВт/см² и $\langle I_{\text{noise}} \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$).

изменения происходят в зависимости $H(t)$ (рис.4,в), то во втором – страдает уже как качество процесса ОВФ, так и энергетическая эффективность СОВФЗ (рис.4,д).

Развитие неустойчивости при слишком большой интенсивности входного сигнала ($I_{\max} = 55$ мВт/см²) в СОВФЗ иллюстрирует рис.5, на котором показаны карты распределений $I_b(x, z)$ в линейной по I_b шкале серого цвета в различные моменты времени t . Сначала в ФРК формируются фазированная решетка равноправных (поскольку их дифракционная эффективность мала) динамических голограмм ДГ1,2, ... и регулярная система тонких солитоноподобных нитей примерно одинаковой интенсивности, параллельных оси линейного резонатора (рис.5,а). Рост дифракционной эффективности ДГ1 постепенно выделяет ее роль в процессе генерации, и нить, ближайшая к передней грани ФРК, становится существенно более интенсивной, чем все остальные (рис.5,б,в). Затем от этой наиболее интенсивной первой нити начинают отщепляться дополнительные нити (рис.5,з), точки пересечения которых с пучком входного сигнала еще более смещены к передней грани ФРК, а направление не совпадает с на-

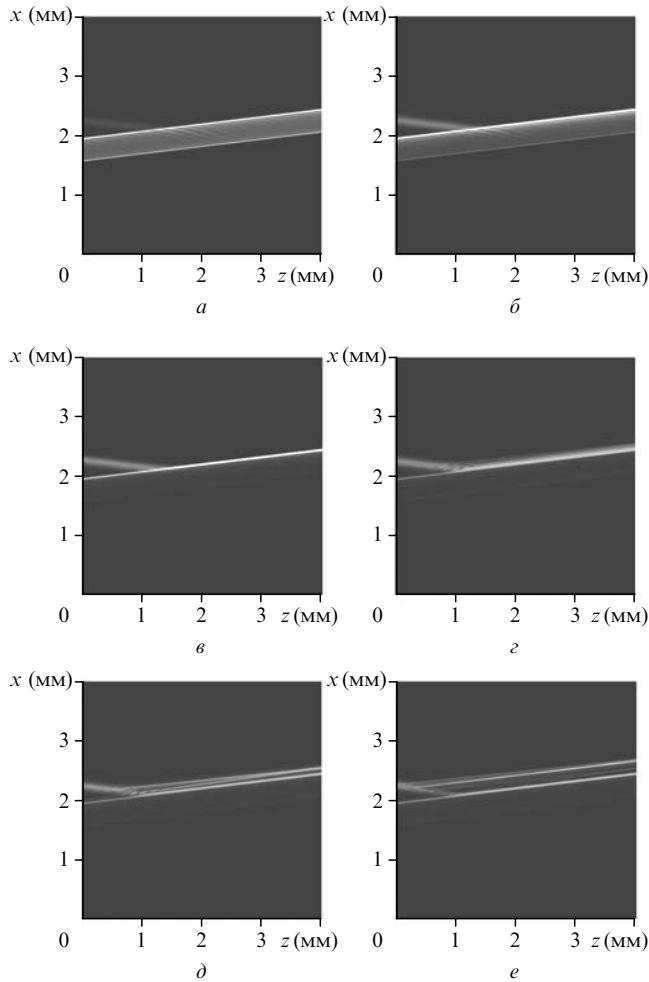


Рис.5. Развитие генерации обращенной волны при $R_{1,2} = 360$ мм, $I_{\max} = 55$ мВт/см² и $\langle I_{\text{noise}} \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$. Показаны карты (в линейной по I_b шкале серого цвета) распределений $I_b(x, z)$ в моменты времени $t = 18$ (а), 20 (б), 24 (в), 180 (г), 220 (д) и 500 с (е).

правлением оси резонатора. Это свидетельствует о постепенном формировании в ФРК дополнительных динамических голограмм в геометрии, характерной для СОВФЗ с полулинейным резонатором [1]. За счет этого в СОВФЗ возникает дополнительный канал генерации, геометрия которого отвечает схеме многопроходного усилителя. Постепенно интенсивность отщепленных нитей растет (рис.5,д) и они перестают доходить до зеркала 32 и от него отражаться (рис.5,е). После этого разные каналы ОВФ становятся независимыми, фазовые соотношения между обращенными в них волнами нарушаются и в СОВФЗ возникает некое подобие динамического хаоса, а качество ОВФ резко падает (рис.4,в).

Развитие неустойчивости при слишком малых радиусах кривизны $R_{1,2}$ зеркал 31,2 резонатора ($R_{1,2} = 24$ мм) в СОВФЗ иллюстрирует рис.6, на котором показаны карты распределений $I_b(x, z)$ в разные моменты времени t в той же шкале серого цвета. Хотя и в этом случае сначала в ФРК формируются фазированная решетка равноправных динамических голограмм ДГ_{1,2,...} и система солитоноподобных нитей примерно одинаковой интенсивности, рост дифракционной эффективности выделяет роль сразу двух динамических голограмм и сразу две нити становятся существенно более интенсивными, чем все остальные (рис.6,а). Положение этих нитей в пространстве

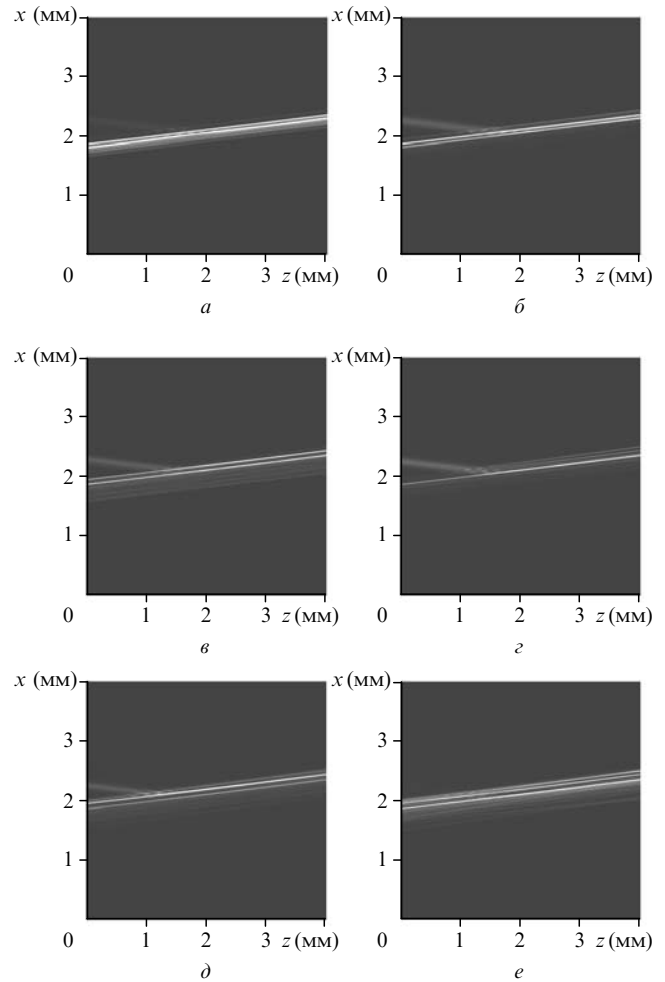


Рис.6. Развитие неустойчивости при $R_{1,2} = 24$ мм, $I_{\max} = 55$ мВт/см² и $\langle I_{\text{noise}} \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$. Показаны карты (в линейной по I_b шкале серого цвета) распределений $I_b(x, z)$ в моменты времени $t = 36$ (а), 43 (б), 73 (в), 131 (г), 272 (д) и 536 с (е).

отличается от рассмотренного выше случая: они оказываются локализованными ближе к оси резонатора. Более того, по мере развития генерации число выделенных нитей и их положение меняется (рис.6,а–е), а остальные нити перестают быть параллельными и вообще начинают пересекаться (рис.6,в–е) за счет типичного для ФРК эффекта самовоздействия (так называемый self-bending [26]). В результате этого разные каналы ОВФ также становятся независимыми, и в СОВФЗ возникает некое подобие динамического хаоса. Однако изменения коэффициента нелинейного отражения $R(t)$ и интеграла перекрытия $H(t)$ в этом случае коррелированы во времени (рис.4,д), а в определенные моменты времени СОВФЗ может практически вообще перестать что-либо отражать (рис.4,д и 6,е).

5. Заключение

Итак, в настоящей работе приведены результаты, полученные нами при численном моделировании динамики формирования обращенной волны в СОВФЗ (фоторефрактивный кристалл ВаТiО₃) с линейным резонатором. Показано, что при устойчивой генерации обращенной волны в таком СОВФЗ формируется целое семейство (фазированная решетка) динамических голограмм, и именно интерференция рассеянных на них волн и обес-

печивает столь высокую эффективность ($R_{\max} > 0.80$ при $H_{\max} > 0.95$) процесса ОВФ. Установлено, что в резонаторе при этом возбуждается поле, поперечная структура которого имеет солитоноподобный характер, а сценарий перехода к неустойчивым режимам генерации кардинально отличается от сценариев, описанных нами ранее для петлевого [23] и однокристалльного двойного [24] СОВФЗ. Развитие неустойчивостей в СОВФЗ с линейным резонатором связано как с нарушением фазовых соотношений в этом семействе и формированием в ФРК дополнительных динамических голограмм в геометрии, характерной для СОВФЗ с полулинейным резонатором [1], так и с проявлениями эффектов самовоздействия (так называемый self-bending [26]).

Приведенные нами результаты находятся в хорошем качественном соответствии с данными эксперимента. Однако осуществить их количественное сопоставление нельзя. 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 случаев все нужные для моделирования параметры ФРК не измеряются, и интерпретация данных любого реального эксперимента в терминах использованной многопараметрической модели становится слишком сложной задачей. В то же время с учетом того, что численное моделирование в настоящей работе и в [23, 24] проведено в рамках идентичной модели (включая одинаковые значения всех численных параметров), кардинальное различие в данных, полученных для СОВФЗ с разными типами резонаторов, можно объяснить только различием в способах реализации петли обратной связи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-1604).

- Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смещении* (М.: Наука, 1990).
- Mailhan C., Fressengeas N., Goetz M., Kugel G. *Phys. Rev. A*, **67** (2), 023817 (2003).
- Feinberg J. *Opt. Lett.*, **7** (10), 486 (1982).
- Cronin-Golomb M., Fischer B., White J.O., Yariv A. *Appl. Phys. Lett.*, **41** (8), 689 (1982).
- Kwong S.-K., Cronin-Golomb M., Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22** (8), 1508 (1986).
- Weiss S., Sternklar S., Fischer B. *Opt. Lett.*, **12** (2), 114 (1987).
- Fischer B., Sternklar S., Weiss S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25** (3), 550 (1989).
- Segev M., Weiss S., Fischer B. *Appl. Phys. Lett.*, **50** (20), 1397 (1987).
- Kung H.C., Yau H.F., Lee H.Y., Kukhtarev N., Chen T.C., Sun C.C., Chang C.C., Tong Y.P. *Opt. Lett.*, **25** (14), 1031 (2000).
- Sternklar S., Fischer B. *Opt. Lett.*, **12** (9), 711 (1987).
- Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985).
- Engin D., Orlov S., Segev M., Valley G.C., Yariv A. *Phys. Rev. Lett.*, **74** (10), 1743 (1995).
- Oduolov S.G., Gouklov M.Yu., Shinkarenko O.A. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (18), 3637 (1999).
- Photorefractive Materials and Applications. Topics in Applied Physics*. Ed. by P.Gunter and J.-P.Huignard (Heidelberg: Springer, 1988, v. 61; 1989, v. 62).
- Krause A., Notni G., Wenke L. *Opt. Mater.*, **4** (2), 386 (1995).
- MacDonald K.R., Feinberg J. *Phys. Rev. Lett.*, **55** (8), 821 (1985).
- Зельдович Б.Я., Кундикова Н.Д., Наумова И.И. *Квантовая электроника*, **19** (8), 785 (1992).
- Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Пб.: Наука, 1992).
- Kamshilin A.A., Nazhestkina N., Kobozev O.V., Jaaskelainen T. *Opt. Lett.*, **26** (8), 527 (2001).
- Зельдович Б.Я., Нестеркин О.П., Новиков А.В., Шершаков Е.П. *Письма в ЖЭТФ*, **56** (6), 301 (1992).
- Esselbach M., Cedilnik G., Kiessling A., Baade T., Kowarschik R., Prokofiev V. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **1** (6), 735 (1999).
- Taj I.A., Xie P., Mishima T. *Opt. Commun.*, **187** (1-3), 7 (2001).
- Могаддам М. Вахдани, Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **35** (7), 658 (2005).
- Могаддам М. Вахдани, Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **35** (9), 862 (2005).
- Kukhtarev N.V., Markov V.B., Oduolov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22** (3), 949 (1979).
- Duree G., Salamo G., Segev M., Yariv A., Crosignani B., DiPorto P., Sharp E. *Opt. Lett.*, **19** (16), 1195 (1994).
- Выслоух В.А., Кутузов В., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **23** (2), 157 (1996).
- Выслоух В.А., Кутузов В., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **23** (10), 881 (1996).