

С.С. Чесноков, А.А. Рыбак, В.И. Стадничук

## Режимы оптической турбулентности в нелинейно-оптической системе с задержкой в цепи распределенной обратной связи

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

Поступила в редакцию 21.12.2001 г.

Проведено численное исследование динамики хаотических световых полей, формируемых распределенной нелинейно-оптической системой с линией задержки в контуре обратной связи. Установлено, что в некотором диапазоне значений параметров системы эти поля имеют изотропные пространственные спектры флуктуаций, монотонно убывающие с ростом пространственной частоты. Обсуждается возможность применения данных систем в качестве генераторов искусственной оптической турбулентности.

### Введение

Хаотическая динамика распределенных оптических систем с нелинейностью третьего порядка и контуром обратной связи (ОС) является предметом интенсивных исследований на протяжении последних лет [1–7]. Уже в первых работах, посвященных данной тематике, были высказаны предположения о возможном применении таких систем для моделирования в лабораторных условиях так называемой «оптической турбулентности» [1, 2]. Основой этих предположений явилось то, что оптическое излучение, формируемое системой в некоторых режимах, имеет статистические характеристики, схожие с аналогичными характеристиками излучения, прошедшего через естественную турбулентную среду, например атмосферу.

Управление стохастической динамикой подобных систем открывает возможность менять характеристики пространственных флуктуации поля. В частном случае это может быть управление масштабом неоднородностей, в более общем – изменение всего профиля спектральной плотности мощности (СПМ) флуктуации. Подобное управление представляется весьма трудновыполнимой задачей в натуральных экспериментах по распространению светового излучения в естественных случайно-неоднородных средах. Таким образом, исследование статистических свойств хаотических режимов в рассматриваемых системах представляет значительный практический интерес.

В середине 90-х гг. начались экспериментальные исследования хаотического поведения систем с различными типами преобразований поля в контуре ОС: поворотом [2, 5], дифракцией [3], а также их комбинацией [4]. Отличительной особенностью всех этих систем является то, что переход к хаотическим режимам при увеличении интенсивности входного излучения можно охарактеризовать как стохастизацию регулярных структур: ревербераторов в системе с поворотом и гексагональных структур в системах с ди-

фракцией. Поэтому когда в системе уже наблюдается пространственно-временное хаотическое поведение, присутствуют значительные корреляции поля на пространственных масштабах, соответствующих масштабам этих регулярных структур. Это является существенным недостатком, если рассматривать подобные системы в качестве потенциальных генераторов искусственной оптической турбулентности.

В связи с этим особый интерес вызывают системы с так называемой локальной временной неустойчивостью, одним из примеров которых является распределенная система с задержкой в контуре ОС. В этой системе хаотические флуктуации поля возникают не за счет нелокальных пространственных связей, как в системах с геометрическими преобразованиями поля, или фазово-амплитудной Фурье-фильтрации, как в системе с дифракцией, а за счет локального в пространстве, но не локального во времени нелинейного взаимодействия, которое не приводит к нежелательным пространственным корреляциям поля [7].

Следует отметить, что система с задержкой была, по сути, первой системой, с которой вообще началось активное изучение бистабильности и хаоса в оптике [8]. Ряд работ был посвящен исследованию переходов от стационарных режимов к хаотическим для одномерной системы с дифракцией (см., например, [9] и ссылки в ней). Рассматривалась возможность использования систем с задержкой в качестве генераторов хаоса для шифрования при оптической передаче информации [10]. Однако, насколько известно авторам, детальное исследование статистических характеристик хаотических режимов не проводилось. Данная работа, на наш взгляд, могла бы заполнить этот пробел. В ней приведены результаты численного моделирования распределенной системы с задержкой в цепи ОС, на основе которого выполнены расчеты статистических характеристик хаотических режимов в широком диапазоне управляющих параметров, исследовано влияние дифракции на динамику

системы. Обсуждается также возможность применения подобных систем в качестве генераторов оптической турбулентности.

## 1. Модель

Нелинейно-оптическая система с керровской нелинейностью и некоторым преобразованием поля в цепи ОС описывается нелинейным уравнением диффузии для фазовой модуляции светового поля  $u(\mathbf{r}, t)$  [1]:

$$\tau \frac{\partial u(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + u(\mathbf{r}, t) = D \Delta u(\mathbf{r}, t) + \tilde{K} |A_{FB}(\mathbf{r}, t)|^2. \quad (1)$$

Здесь  $\tau$  – время релаксации;  $D$  – коэффициент диффузии;  $K$  – параметр нелинейности;  $A_{FB}$  – амплитуда поля в контуре ОС. Данное уравнение пригодно для описания двух наиболее известных классов систем с ОС: нелинейного кольцевого резонатора в однопроходовом приближении [8] и системы на основе жидкокристаллического (ЖК) транспаранта [1]. Все приводимые здесь результаты можно распространить на оба класса подобных систем, однако в дальнейшем будем считать, что прототипом для рассматриваемой модели является ЖК-система (рис. 1, а).

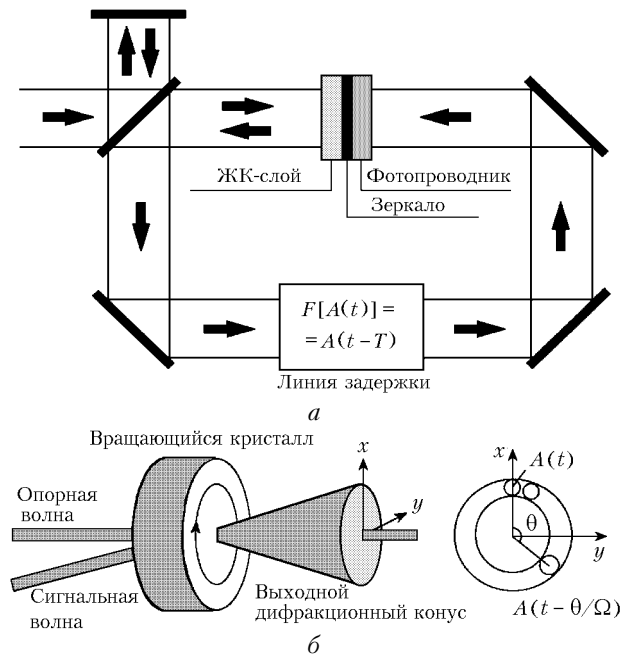


Рис. 1. Распределенная оптическая система с линией задержки в цепи обратной связи;  $\Omega$  – угловая скорость вращения кристалла

Выражение для амплитуды поля  $A_{FB}$  должно быть записано с учетом конкретного вида преобразования в контуре ОС, в нашем случае это запаздывание и дифракция. Для сравнительно «медленных» ЖК-систем с временами релаксации  $\tau \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$  с запаздывание оптического сигнала можно внести искусственно, например при помощи специальной фоторефрактивной линии задержки [11], схема которой представлена на рис. 1, б. В соответствии с этой схемой два лазерных пучка записывают голографическую решетку в фоторефрактивном кристалле. В результа-

те вращения кристалла вокруг оси распространения опорного пучка, в выходном дифракционном конусе появляется информация о сигнале, записанном в предыдущие моменты времени. Для того чтобы двумерные сигналы не перекрывались в пространстве, необходимо дискретное вращение кристалла.

Однако если разрешение по времени в линии задержки  $\Delta t$  много меньше времени релаксации ЖК-транспаранта  $\tau$ , то пригодно математическое описание линии задержки с непрерывным временем. Для значений времен задержки  $T$  и релаксации  $\tau$  таких, что  $T/\tau \approx 5$  (это соотношение дает возможность появления хаотических режимов в широком диапазоне параметров), а также для общего количества хранимых голограмм  $M \approx 100$  имеем  $\tau/\Delta t \approx 20$ . Поскольку время перезаписи голограммы значительно меньше времени релаксации ЖК-транспаранта, то приближение непрерывного времени тем самым является обоснованным.

Учитывая запаздывание и дифракцию в контуре ОС, в приближении плоской входной волны имеем [7]:

$$A_{FB}(\mathbf{r}, t) = A_0 \tilde{F}^{-1} [e^{-i(k_x^2 + k_y^2)Z_0} \tilde{F} (1 + \gamma e^{iu(\mathbf{r}, t-T) + \psi_0})], \quad (2)$$

где  $A_0$  – амплитуда входного поля;  $T$  – время задержки;  $Z_0$  – параметр дифракции (пропорциональный дифракционной длине);  $\gamma$  и  $\psi_0$  – параметры, описывающие отношение интерференционных вкладов опорного и отраженного от ЖК-транспаранта сигнала [1];  $\tilde{F}$  и  $\tilde{F}^{-1}$  – операторы прямого и обратного преобразования Фурье. Приближение плоской входной волны справедливо в большинстве случаев, когда пространственный масштаб неоднородностей поля  $l$  (масштаб структур или радиус корреляции для случайных полей) много меньше апертуры пучка  $Y$ . Для уравнения (1) были использованы периодические граничные условия, также применимые в случае  $l \ll a$ . Начальные условия для модуляции фазы были выбраны в виде  $u(\mathbf{r}, t = 0) = u_0 + \xi(\mathbf{r})$ , где  $u_0$  – некоторая постоянная величина;  $\xi(\mathbf{r})$  – малые шумовые флуктуации.

Общих аналитических методов решения уравнений (1) – (2) с указанными граничными условиями при произвольных значениях управляющих параметров  $K$ ,  $D$ ,  $\gamma$ ,  $\psi_0$ ,  $T$  и  $\tau$  не существует. Тем не менее, переходя к дискретной в пространстве модели, можно сделать некоторые принципиальные выводы о динамике системы. Предположим сначала, что дифракция отсутствует ( $Z_0 = 0$ ). Заменим функцию  $u(\mathbf{r}, t)$  ее сеточной аппроксимацией – набором из  $N^2$  величин  $u_{ij}(t) = u(i\Delta x, j\Delta y, t)$ . При этом вместо уравнения для модуляции фазы в распределенной среде (1) получим систему связанных обыкновенных дифференциальных уравнений для функций  $u_{ij}(t)$ :

$$\tau \frac{\partial u_{ij}(t)}{\partial t} + u_{ij}(t) = K \{1 + \gamma \cos [u_{ij}(t - T) + \psi_0]\} + \Delta_{ij} u(t), \quad (3)$$

где  $K = \tilde{K} |A_0|^2$ ;  $\Delta_{ij} u(t)$  – линейная комбинация значений фазы в соседних пространственных точках, вид

которой зависит от аппроксимации на сетке оператора Лапласа  $\Delta$ . Таким образом, в результате сеточной аппроксимации распределенная среда заменяется набором  $N^2$  диффузионно-связанных нелинейных осцилляторов. В отсутствие пространственных связей ( $D = 0$ ) получаем уравнение, описывающее динамику отдельного осциллятора [1]:

$$\tau \frac{\partial u(t)}{\partial t} + u(t) = K \{1 + \gamma \cos [u(t - T) + \psi_0]\}. \quad (4)$$

Временная нелокальность в уравнении (4) не позволяет провести аналитические исследования динамики системы при произвольном выборе параметров. Поэтому, следуя методу, предложенному в работе [8], рассмотрим приближение мгновенного отклика ( $\tau \rightarrow 0$ ). Тогда, переходя к дискретному времени  $t_n = nT$  ( $n \in Z$ ), вместо уравнения (4) с непрерывным временем получим отображение

$$u^{n+1} = K (1 + \gamma \cos [u^n + \psi_0]), \quad (5)$$

где  $u^n = u(t_n)$ . Это отображение описывает переход к хаосу через бифуркации удвоения периода при увеличении управляющего параметра  $K$  (интенсивности входного излучения). Подобная динамика световых пучков в кольцевом резонаторе была хорошо изучена в 80-х гг. [8, 12].

Таким образом, распределенную систему можно приближенно рассматривать как набор диффузионно-связанных хаотических осцилляторов, расположенных в узлах двумерной сетки. Для простоты анализа предположим вначале, что пространственные связи осцилляторов отсутствуют, тогда различные области нелинейной среды, имея возможность развиваться хаотично во времени, остаются независимыми в пространстве. Поскольку хаос есть экспоненциально неустойчивое движение, то достаточно бесконечно малых начальных пространственных флуктуаций, чтобы световое поле со временем приобрело хаотический вид в пространстве. Ясно, что в реальной системе в присутствии таких пространственных взаимодействий, как диффузия, возникнет конкуренция двух противоположных процессов: диффузионное «сглаживание» пространственных неоднородностей, с одной стороны, и их развитие за счет временного хаоса – с другой. Если в отсутствие диффузии световое поле в хаотическом режиме становится со временем дельта-коррелированным в пространстве, то в случае относительно слабой диффузии в системе следует ожидать возникновения пространственно-временных хаотических режимов с отличным от нуля пространственным радиусом корреляций. При этом вполне естественно предположить, что корреляции фазы в двух пространственных точках системы будут монотонно спадать с увеличением расстояния между точками, и СПМ пространственных флуктуаций будет иметь монотонно убывающий вид.

Рассмотрим теперь вклад дифракции ( $Z_0 \neq 0$ ). В этом случае аналитическое рассмотрение еще сложнее, поэтому ограничимся предельным случаем системы с малым запаздыванием  $T \rightarrow 0$ . Известно, что в этом случае дифракция приводит к селективности пространственных Фурье-компонент амплитуды светового поля, в результате чего в системе возможно возникновение пространственных неоднородностей, как регулярных, так и хаотических [13]. В нашем случае выражение для линейных показателей Ляпунова спектральных компонент фазы  $u(\mathbf{r}, t) = \bar{u}(t) + \sum_{\mathbf{k} \neq 0} a_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$  имеет вид [14]:

$$\lambda_{\mathbf{k}} = -1 - Dk^2 + 2K [\sin k^2 Z_0 + \gamma \sin (k^2 Z_0 + \psi_0 - \bar{u})]. \quad (6)$$

В стационарном режиме средняя по апертуре фаза  $\bar{u}$  – это некоторая постоянная величина, и согласно выражению (6) спектральное пространство можно разделить на зоны возбуждения, для которых  $\lambda_{\mathbf{k}} > 0$ . Эти зоны ввиду периодичности гармонической функции имеют вид концентрических колец. Конкурентная динамика при малой диффузии и относительно небольших значениях параметра  $K \sim 1$  приводит к образованию структур, а при  $K \gg 1$  в системе наблюдаются хаотические режимы, в которых СПМ пространственных флуктуаций фазы имеют немонотонный характер, напоминающий затухающие осцилляции [3]. Эти осцилляции определяются именно наличием концентрических зон возбуждения: амплитуды спектральных компонент флуктуации в зонах возбуждения значительно выше амплитуд остальных компонент.

Таким образом, на основе проведенного рассмотрения можно сделать следующие предположения о статистических свойствах хаотических режимов:

1) при малых значениях параметра дифракции  $Z_0$  в системе возможно возникновение хаотических режимов с монотонно спадающей СПМ пространственных флуктуации;

2) с увеличением значений параметра  $Z_0$  влияние дифракции на динамику системы может привести к возникновению таких режимов, в которых СПМ имеют немонотонный вид.

Эти предположения были проверены путем прямого численного моделирования. Расчеты проводились как в приближении мгновенного отклика, так и с учетом релаксации. В приближении мгновенного отклика уравнение (1) было заменено сеточным отображением

$$u^{n+1}(i, j) = D\Delta u^{n+1}(i, j) + K |A_{FB}|^2, \quad (7)$$

или

$$u_{ij}^{n+1} = \tilde{F}^{-1} \times$$

$$\times \left( \frac{\tilde{F}\{\tilde{K}|A_0|^2|F^{-1}[\tilde{F}(\gamma e^{i[u_{ij}^n + \psi_0]} + 1) e^{-i(f_i^2 + f_j^2)Z_0}]\}}{1 + 4\pi^2 D(f_i^2 + f_j^2)} \right), \quad (8)$$

где  $n$  – номер шага по времени.

## 2. Анализ статистических характеристик

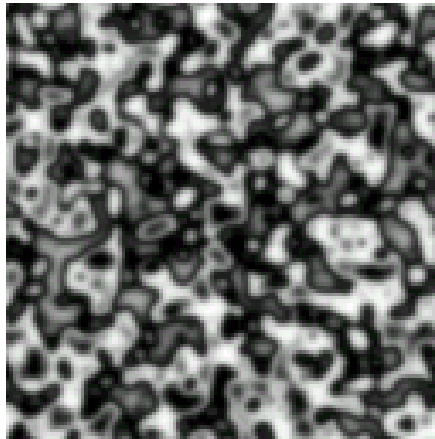
На рис. 2 представлены примеры случайных распределений фазы, полученные в хаотических режимах для системы без дифракции. Легко видеть, что характерный пространственный масштаб флуктуации (радиус корреляций  $r_{\text{согг}}$ ), как и следовало ожидать, увеличивается с ростом коэффициента диффузии. Таким образом, можно ожидать, что СПМ флуктуации фазы будет иметь монотонно спадающий вид, причем ширина СПМ  $\Delta f \approx \pi/r_{\text{согг}}$  должна уменьшаться с ростом коэффициента диффузии  $D$ .

Усредненные по большому количеству реализаций и по азимутальному углу пространственные СПМ флуктуации фазы  $G(f)$  представлены на рис. 3, а. Полученные зависимости  $G(f)$  действительно имеют монотонный вид и хорошо аппроксимируются функ-

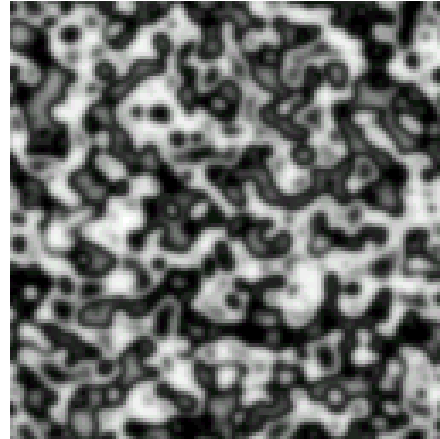
циями Гаусса  $G^{\text{app}}(f) = Ae^{-Bf^2}$  с ошибкой аппроксимации  $\chi = \frac{\int [G(f) - G^{\text{app}}(f)]^2 df}{\int G^2(f) df} \sim 10^{-3}$ . Подобное

поведение СПМ флуктуации фазы согласуется с результатами, полученными для сеточных логистических отображений в режиме развитого пространственно-временного хаоса [15].

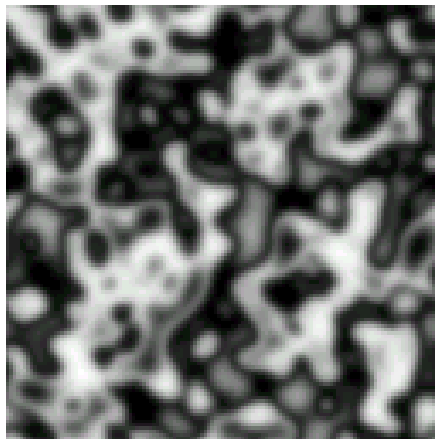
Ширина СПМ действительно уменьшается с ростом коэффициента диффузии. Коэффициент  $B$ , определяющий ширину функций  $G_{\text{app}}(f)$ , имеет размерность  $L^2$ . Таким образом, зависимость  $B(D)$  должна быть линейной, что легко видеть на рис. 3, б. Этот результат имеет простую физическую интерпретацию: характерный масштаб пространственных неоднородностей (радиус корреляции) увеличивается с ростом силы пространственных связей (коэффициента диффузии) как  $r_{\text{согг}} \sim \sqrt{D}$ . Подобная линейная зависимость параметров  $B \sim D$  была также получена для хаотических режимов в связанных ЖК-системах с периодическим возбуждением [6].



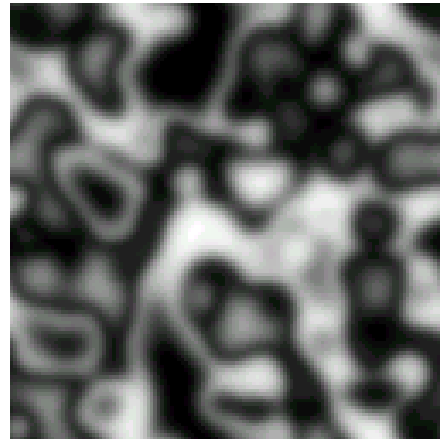
а



б



в



г

Рис. 2. Пространственные распределения фазы в хаотических режимах (приближение мгновенного отклика):  $K = 2,65$ ,  $\gamma = 1$ ,  $\psi_0 = 0$ ,  $Z_0 = 0$ ;  $D = 4 \cdot 10^{-5}$  (а, б);  $1 \cdot 10^{-4}$  (в);  $2 \cdot 10^{-4}$  (г)

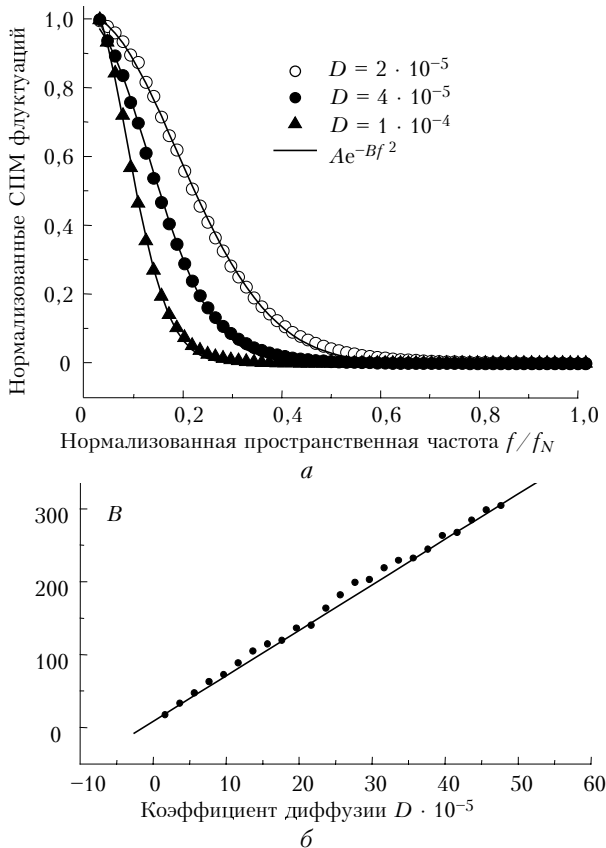


Рис. 3. Спектральные характеристики хаотических режимов в приближении мгновенного отклика  $K = 2,65$ ,  $Z_0 = 0$ ,  $\gamma = 1$ ,  $\psi_0 = 0$ : *a* – усредненные СПМ пространственных флуктуаций; *б* – масштабные соотношения: зависимость параметра аппроксимации  $B$  от коэффициента диффузии  $D$

Результаты численных исследований системы с учетом релаксации (рис. 4) в общих чертах соответствуют результатам, полученным в приближении мгновенного отклика. Для хаотических режимов характерны осциллирующие временные автокорреляционные функции флуктуаций фазы (рис. 4, *a*) с периодом осцилляции  $T_{osc} \approx 2T$ . СПМ флуктуаций также имеют монотонно убывающий характер, однако для их аппроксимации наиболее пригодны функции вида  $G_{app}(f) = A/(1 + Bf^2)^2$  (рис. 4, *б*).

Далее рассмотрим влияние дифракции на динамику системы. В соответствии со сделанными ранее предположениями нами обнаружены два различных типа хаотических режимов в системе, которые различаются видом СПМ флуктуаций. Для первого режима характерен монотонно убывающий вид СПМ, в то время как для второго – осциллирующий (рис. 5). Переход от первого режима ко второму при фиксированном значении коэффициента диффузии осуществляется при увеличении параметра  $Z_0$ , т.е. при увеличении вклада дифракции в динамику системы. На рис. 6, *a* изображена сепаратриса этих режимов в области малых значений параметров на плоскости  $D - Z_0$ , область 1 соответствует первому режиму, 2 – второму. Хорошо видно, что сепаратриса имеет линейный вид. Это нетрудно объяснить при помощи

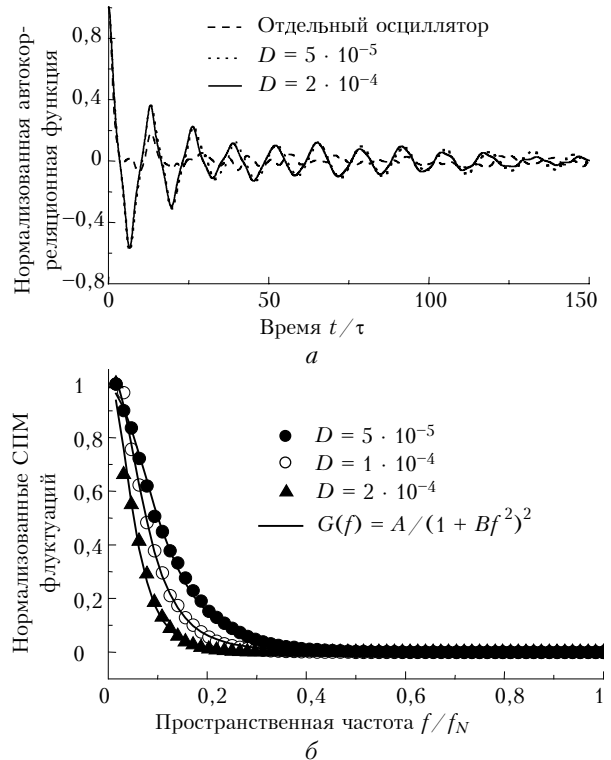


Рис. 4. Статистика флуктуаций фазы ( $K = 3,65$ ,  $T/\tau = 6$ ,  $Z_0 = 0$ ,  $\gamma = 1$ ,  $\psi_0 = 0$ ): *a* – временные корреляционные функции, усредненные по нескольким пространственным точкам; *б* – СПМ

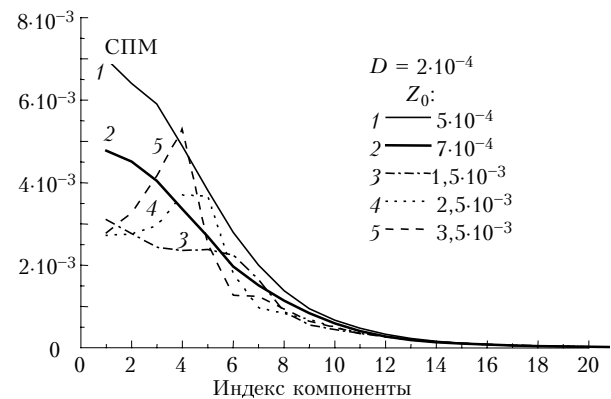


Рис. 5. СПМ флуктуаций фазы при различных значениях параметра дифракции ( $K = 2,75$ )

выражения (2), учтя малость параметра  $Z_0$ . Действительно, в этом случае ввиду малости показателя экспоненты выражение для амплитуды поля  $A_{FB}$  зависит от  $Z_0$  линейно, следовательно, оба коэффициента диффузии и дифракции присутствуют в основном уравнении системы (1) в одинаковой (линейной) форме, что и объясняет линейность сепаратрисы.

Для больших значений коэффициента дифракции зависимость  $A_{FB}(Z_0)$  имеет весьма нетривиальный вид, а множество точек, разделяющих режимы, образуют особые области в плоскости  $D - Z_0$  (рис. 6, *б*). Внутри этих областей СПМ имеют немонотонный, а вне – монотонный вид. Легко видеть, что при некотором фиксированном малом значении параметра диффузии

эти области последовательно чередуются при увеличении параметра дифракции  $Z_0$  – это определяется зависимостью  $A_{FB}(Z_0)$  при больших значениях  $Z_0$ .

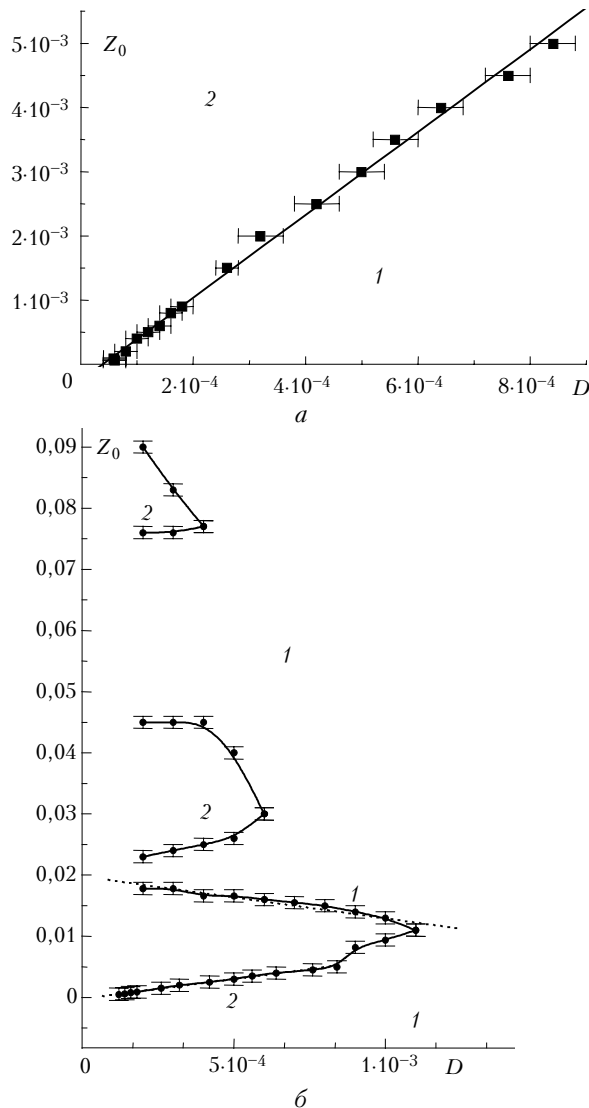


Рис. 6. Сепаратрисы хаотических режимов в плоскости параметров «дифракция – диффузия» ( $K = 2,75$ ) в области малых значений параметров дифракции и диффузии (а) и в более широкой области изменения параметров (б)

### Заключение

Как уже отмечалось во введении, интерес к исследованию статистических свойств хаотических режимов в распределенных системах с обратной связью вызван потенциальной возможностью применения подобных систем для лабораторного моделирования оптической турбулентности. Проведенный анализ показал, что в системе с задержкой могут возникать режимы, в которых модуляция показателя преломления ЖК-транспаранта хаотична в пространстве и во времени, причем СПМ пространственных флуктуаций имеют монотонно-убывающий характер. Следует отметить, что ЖК-транспарант в данной системе можно

рассматривать как «фазовый экран» для отражаемого светового поля, причем характер флуктуаций показателя преломления данного экрана соответствует общим свойствам флуктуаций показателя преломления тонкого слоя случайно-неоднородной среды.

Интересно проследить некоторую аналогию между рассматриваемым здесь оптическим и широко используемым в компьютерной физике численным моделированием фазовых экранов [16]. Напомним, что при компьютерной генерации двумерных случайных полей спектральным методом на двумерной пространственной сетке вначале задают некоторый дельта-коррелированный шум. Затем при помощи Фурье-фильтрации из этого шума получают поле с заданным профилем спектра пространственных флуктуаций.

Полученные таким образом компьютерные реализации двумерных полей, с одной стороны, имеют случайный характер и, с другой – обладают необходимыми статистическими свойствами. В дискретной модели оптической системы с задержкой и малой дифракцией имеем систему связанных хаотических осцилляторов, в которой временное запаздывание приводит к образованию случайных в пространстве и времени неоднородностей (аналог генератора случайных чисел в методе Монте-Карло), а пространственные связи осуществляют дополнительную фильтрацию флуктуаций. При этом роль фильтрации в оптической системе с успехом может выполнить и амплитудный Фурье-фильтр в контуре ОС.

Таким образом, подобный аналоговый механизм генерации фазовых экранов напоминает численный. Несмотря на то что подобная аналогия весьма условна, она хорошо иллюстрирует преимущество систем с локальной временной неустойчивостью как потенциальных генераторов управляемой оптической турбулентности по сравнению с известными системами, в которых переход к хаотическим режимам осуществляется через стохастизацию регулярных структур.

Авторы признательны А.В. Ларичеву за ценные консультации.

Работа проводилась при частичной финансовой поддержке Московского исследовательского центра компании Samsung Electronics Inc.

1. *Akhmanov S.A., Vorontsov M.A., Ivanov V.Yu., Larichev A.V., and Zheleznykh N.I.* Controlling transverse-wave interactions in nonlinear optics: generation and interaction of spatiotemporal structures // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 1992. V. 9. № 1. P. 78–86; *Ахманов С.А., Воронцов М.А., Иванов В.Ю.* Генерация структур в оптических системах с двумерной обратной связью: на пути к созданию нелинейно-оптических аналогов нейронных сетей // *Новые физические принципы оптической обработки информации* / Под ред. С.А. Ахманова и М.А. Воронцова. М.: Наука, 1990. С. 263–325.
2. *Arecchi F.T., Larichev A.V., Ramazza P.L., Residory S., Ricklin J.C., Vorontsov M.A.* Experimental observation of a space-time chaos in a nonlinear optical system with 2D feedback // *Opt. Commun.* 1995. V. 117. № 5. P. 492–496.
3. *Degtiarev E.V., Vorontsov M.A.* Spatial filtering in nonlinear two-dimensional feedback systems: phase distortion

- suppression // J. Opt. Soc. Amer. B. 1995. V. 12. № 8. P. 1238–1248.
4. Vorontsov M.A., Ricklin J.C., Carhart G.W. Optical simulation of phase-distorted imaging systems: nonlinear and adaptive optics approach // Opt. Eng. 1995. V. 34. № 9. P. 3229–3238.
  5. Larichev A.V., Nikolaev I.P., Chulichkov A.L. Spatiotemporal period doubling in a nonlinear interferometer with distributed optical feedback // Opt. Lett. 1996. V. 21. № 15. P. 1180–1182; Larichev A.V., Nikolaev I.P. Generation of subharmonics in a nonlinear optical system with nonlocal interactions // Laser Phys. 1996. V. 6. № 1. P. 111–116.
  6. Yao E., Papoff F., Oppo G.-L. Statistics and scaling behavior of chaotic domains in a liquid crystal light valve with rotated feedback // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. № 3. P. 2918–2926.
  7. Chesnokov S.S., Rybak A.A. Spatiotemporal Chaotic Behavior of Time-Delayed Nonlinear Optical Systems // Laser Phys. 2000. V. 10. № 5. P. 1061–1068.
  8. Ikeda K., Daido H., Akimoto O. Optical turbulence: chaotic behavior of transmitted light from a ring cavity // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 709–712.
  9. Sauer M., Kaiser F. Synchronized spatiotemporal chaos and spatiotemporal on-off intermittency in a nonlinear ring cavity // Phys. Rev. E. 1996. V. 54. № 3. P. 2468–2473.
  10. Izmailov I.V., Shulepov M.A. Simulation of signal enciphering by means of nonlinear ring interferometer and decoding // Proc. SPIE. 2001. V. 4513. N 1. P. 46–51.
  11. Zhou G., Anderson D.Z. Photorefractive delay line for the visualization and processing of time-dependent signals // Opt. Lett. 1993. V. 18. P. 167–169.
  12. Gibbs H.M. Optical bistability: Controlling Light with Light. N.Y.: Academic Press, 1985. Русский вариант: Губбс Х. Оптическая бистабильность: управление света с помощью света. М.: Мир, 1988.
  13. D'Alessandro G., Firth W.J. Hexagonal spatial patterns for a Kerr slice with a feedback mirror // Phys. Rev. A. 1992. V. 46. № 1. P. 537–548; Vorontsov M.A. and Firth W.J. Pattern formation and competition in nonlinear optical systems with two-dimensional feedback // Phys. Rev. A. 1994. V. 49. № 4. P. 2891–2903.
  14. Iroshnikov N.G. and Vorontsov M.A. Nonlinear interferometer with a Kerr slice and 2D feedback: conditional instability // Proc. SPIE. 1996. V. 2800. P. 55.
  15. Kaneko K. Pattern dynamics in spatiotemporal chaos. Pattern selection, diffusion of defect and pattern competition intermittency // Physica. D. 1989. V. 34. P. 1–17.
  16. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166. № 12. С. 1309–1338.

*S.S. Chesnokov, A.A. Rybak, V.I. Stadnichuk.* **Optical turbulence regimes in nonlinear optical system with time-delayed distributed feedback.**

We studied numerically chaotic dynamics of light fields formed by a distributed nonlinear optical system with time-delayed feedback and diffraction. It has found that in a certain range of the system parameter values these fields have isotropic spatial fluctuation spectra decreasing smoothly with the increase of spatial frequency. The possibility of the use of these systems as generators of artificial optical turbulence is discussed.