

# Управляемые оптические структуры в нелинейной системе с подавлением низких пространственных частот в контуре обратной связи

И.П.Николаев, А.В.Ларичев, В.И.Шмальгаузен

*Теоретически и экспериментально исследована нелинейная оптическая система с пространственно-распределенной обратной связью, фазово-амплитудное преобразование в которой осуществляется фурье-фильтром, подавляющим низкие пространственные частоты. На основе анализа структуры фазового пространства амплитудных уравнений объяснено жесткое возбуждение стационарных пространственных структур в такой системе. Разработанный теоретический подход, связанный с кусочно-постоянной аппроксимацией установившегося решения, позволяет определить основные количественные характеристики генерируемых структур. Экспериментально исследованы основные закономерности отклика системы на внешние воздействия, имеющие различную симметрию. Экспериментальные данные качественно подтверждают результаты теоретического анализа.*

**Ключевые слова:** оптические структуры, обратная связь, пространственная фильтрация.

## Введение

Нелинейные оптические системы с пространственно-распределенной обратной связью (ОС) являются весьма интересным и перспективным объектом исследований как с точки зрения возможных применений (наиболее известное – высокоразрешающая коррекция волнового фронта [1, 2]), так и благодаря тому, что на примере таких систем можно рассмотреть проблему самоорганизации в оптике [3, 4]. Эти особенности стимулировали развитие не только экспериментальных исследований [5–7], но и теоретических моделей и методов их анализа [8–10].

Нелинейная система с оптической ОС может быть реализована на базе жидкокристаллического (ЖК) пространственно-временного модулятора света (ПВМС) [5, 6]. В этом случае входная плоская световая волна отражается от внутреннего диэлектрического зеркала ЖК ПВМС, благодаря чему дважды проходит сквозь ЖК слой. Отраженная волна проходит через контур ОС и падает на фоточувствительный слой ЖК ПВМС. Распределение интенсивности излучения ОС управляет нелинейным набегом фазы, приобретаемым входной волной при прохождении ЖК слоя. Это же распределение интенсивности является выходным. Роль контура ОС заключается в формировании распределения интенсивности, зависящего от модуляции фазы отраженной от модулятора волны, т. е. в осуществлении некоторого фазово-амплитудного преобразования.

Для большинства подобных нелинейных оптических систем, исследованных к настоящему моменту, характерен мягкий режим возбуждения, т. е. структуры, генерируемые ими, могут формироваться из шумовых начальных условий сколь угодно малой амплитуды. Однако мягкий режим возбуждения не является универсальной

особенностью этих систем [8, 11, 12]. Отклик системы с жестким режимом возбуждения на внешнее воздействие зависит как от амплитуды воздействия, так и от его пространственной структуры, поэтому такие оптические системы могут найти применение в устройствах оптической обработки информации.

В настоящей работе рассматривается конфигурация нелинейной оптической системы с пространственно-распределенной ОС, в которой реализуется жесткое возбуждение пространственных структур. В качестве фазово-амплитудного преобразователя используется фурье-фильтр в виде небольшого непрозрачного диска, перекрывающего излучение в нулевом порядке пространственного спектра излучения ОС. Подобная система визуализации фазы принадлежит к классу приборов «темного поля» [13].

## 1. Анализ устойчивости стационарных решений

Динамика нелинейной фазовой модуляции  $u(\mathbf{r}, t)$ , приобретенной световой волной, отраженной от ЖК ПВМС, может быть описана релаксационным уравнением дебаевского типа [1]:

$$\tau \frac{\partial u(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + u(\mathbf{r}, t) = l_d^2 \Delta_{\perp} u(\mathbf{r}, t) - \chi I_{\text{fb}}(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где  $\tau$  – время релаксации ЖК молекул;  $l_d$  – диффузионная длина, характеризующая конечное пространственное разрешение ЖК ПВМС [14];  $\chi > 0$  – чувствительность ЖК ПВМС;  $I_{\text{fb}}(\mathbf{r}, t)$  – интенсивность излучения ОС. Знак минус перед последним членом уравнения является следствием убывающей зависимости фазовой задержки в ЖК слое модулятора от интенсивности света, падающего на фотопроводник [15, 16].

Интенсивность излучения ОС можно представить следующим выражением:

$$I_{\text{fb}}(\mathbf{r}, t) = I_0 \eta g(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где  $I_0$  – интенсивность входной волны;  $\eta$  – общий ко-

эффицент пропускания пассивных оптических элементов контура ОС;  $g$  – безразмерная (нормированная на  $I_0$ ) интенсивность излучения ОС. Для рассматриваемой системы коэффициент передачи контура ОС мы определим как

$$K \equiv \eta \chi I_0. \tag{3}$$

Вид зависимости  $g(u)$  соответствует выбранному методу пространственной фильтрации поля с комплексной амплитудой  $e^{iu}$  в контуре ОС. Будем считать, что наш фильтр подавляет лишь нулевую фурье-компоненту этого распределения комплексной амплитуды, т. е. вычитает из него среднюю по пространству амплитуду  $\langle e^{iu} \rangle$ . Таким образом, уравнение (1) может быть представлено в следующем виде:

$$\tau \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} + u(x, t) = I_d^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} - Kg(x, t), \tag{4}$$

$$g(x, t) = \left| e^{iu(x,t)} - \langle e^{iu(x,t)} \rangle \right|^2.$$

Здесь мы для простоты анализа ограничились одномерным случаем  $r = \{x\}$ .

Нетрудно убедиться в том, что если функция  $u(x, t)$  представляет собой синусоидальную фазовую решетку с пространственной частотой  $\nu_0$ , то интенсивность излучения ОС будет промодулирована с частотой  $2\nu_0$ . Таким образом, синусоидальная решетка не может генерироваться нашей системой, т. к. она не является «самоподдерживающейся», как, например, ролл в дифракционной схеме [9].

Предположим теперь, что фазовая модуляция в слое нелинейной среды имеет две спектральные компоненты с кратными частотами  $\nu_0$  и  $2\nu_0$ . Тогда для малых амплитуд модуляции  $a_1$  и  $a_2$  имеем

$$\begin{aligned} e^{iu} &= \exp\{i[a_1(t) \cos \nu_0 x + a_2(t) \cos 2\nu_0 x]\} \\ &\approx 1 + i[a_1(t) \cos \nu_0 x + a_2(t) \cos 2\nu_0 x]. \end{aligned} \tag{5}$$

Комплексная амплитуда отфильтрованного поля

$$A_{out}(x, t) \approx i[a_1(t) \cos \nu_0 x + a_2(t) \cos 2\nu_0 x], \tag{6}$$

а интенсивность отфильтрованного излучения (без учета спектральных компонент с частотами выше  $2\nu_0$ )

$$\begin{aligned} g(x, t) &= |A_{out}(x, t)|^2 \\ &= \frac{a_1^2(t) + a_2^2(t)}{2} + a_1 a_2 \cos \nu_0 x + \frac{a_1^2}{2} \cos 2\nu_0 x + \dots \end{aligned} \tag{7}$$

Таким образом, распределение интенсивности излучения ОС содержит вклады как на частоте  $2\nu_0$ , так и на частоте  $\nu_0$ . Следовательно, можно ожидать, что эти две гармоники при замыкании ОС будут развиваться кооперативно.

Подставив в основное уравнение (4) модуляцию фазы  $u(x, t)$  в виде суммы двух гармоник с амплитудами  $a_1$  и  $a_2$ , зависящими от времени, и интенсивность излучения ОС из выражения (7), получим систему амплитудных уравнений

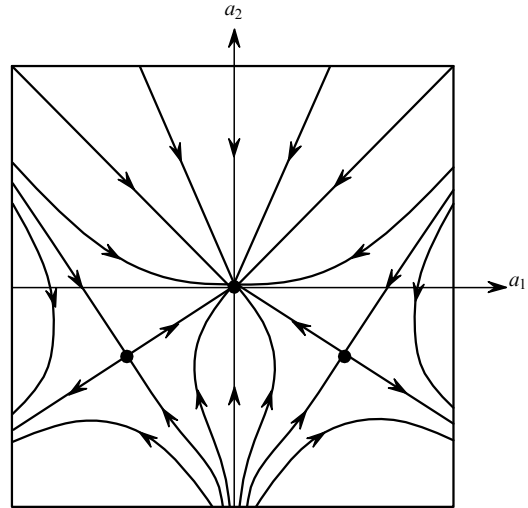


Рис.1. Качественная картина фазовых траекторий и особых точек редуцированной системы (8).

$$\begin{aligned} \tau \dot{a}_1 &= -a_1 - Ka_1 a_2, \\ \tau \dot{a}_2 &= -a_2 - Ka_1^2/2. \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь использовано приближение малой диффузии, т. е. считается, что выполнено условие  $\nu_0 l_d \ll 1$ . Система обыкновенных дифференциальных уравнений (8) имеет три особые точки – устойчивый узел  $0, 0$  и два седла:  $\sqrt{2}/K, -1/K$  и  $-\sqrt{2}/K, -1/K$ . Их расположение на фазовой плоскости  $a_1, a_2$  изображено на рис.1. Подобная конфигурация особых точек определяет жесткий режим возбуждения системы: если начальные амплитуды малы по сравнению с  $O(1/K)$ , то система «скатывается» к тривиальному решению, если же они лежат по другую сторону седловой поверхности, то амплитуды гармоник нарастают, пока не вступит в силу механизм их нелинейного ограничения, не учтенный в редуцированной системе (8).

Фактически проделанный анализ позволяет лишь объяснить причину жесткого самовозбуждения, но никак не исследовать его количественно. Для проверки предсказаний, полученных на основе приближенного анализа, задача была исследована численно. На рис.2 показано уста-

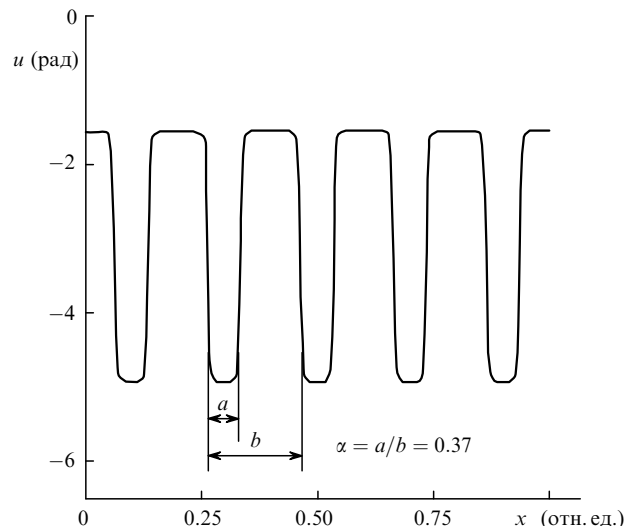


Рис.2. Установившееся решение уравнения (4) при  $K = 3, \nu_0 l_d = 0.1$  и начальной фазовой модуляции вида  $u_0(x) = \cos \nu_0 x, \nu_0 = 10\pi$ .

новившееся решение уравнения (4). Граничные условия были выбраны периодическими, что соответствует приближению плоской волны. Видно, что форма фазовой решетки близка к прямоугольной. В соответствии с этим ее спектр содержит большое число гармоник, что говорит о недостаточности редуцированной системы (8) для количественных оценок.

Период возбуждаемой решетки определяется лишь начальными условиями, т. к. подавление нулевой фурье-компоненты не приводит к частотной селективности. Роль диффузии сводится к сглаживанию формы стационарного решения. Таким образом, к особенностям рассматриваемой системы можно отнести жесткое возбуждение и зависящее от начальных условий установившееся решение.

## 2. Кусочно-постоянная аппроксимация стационарного решения

Из рис.2 видно, что возбуждаемая структура с хорошей точностью может быть представлена как периодическая последовательность областей, отвечающих одному из двух «квантованных» состояний фазы  $u(x)$ . В распределении интенсивности излучения ОС  $g(x)$  это соответствует периодической структуре темных ( $\Sigma_1$ ) и светлых ( $\Sigma_2$ ) зон. Пренебрегая существованием переходных областей, запишем стационарное решение уравнения (4) в виде

$$u(x) = \begin{cases} -u_1, & x \in \Sigma_1 \\ -u_2, & x \in \Sigma_2. \end{cases} \quad (9)$$

Тогда для комплексной амплитуды поля на входе фильтра имеем

$$A_{in}(x) = \begin{cases} \exp(-iu_1), & x \in \Sigma_1 \\ \exp(-iu_2), & x \in \Sigma_2. \end{cases} \quad (10)$$

В результате пространственной фильтрации будет отсечена нулевая фурье-компонента, амплитуда которой  $S_0$  равна среднему значению функции  $A_{in}(x)$ :

$$S_0 = \alpha \exp(-iu_2) + (1 - \alpha) \exp(-iu_1), \quad (11)$$

где  $\alpha$  – относительная площадь светлых областей. Таким образом, для комплексной амплитуды поля на выходе фильтра на основании (10) и (11) можно записать

$$A_{out}(x) = A_{in}(x) - S_0 = \begin{cases} \alpha(e^{-iu_1} - e^{-iu_2}), & x \in \Sigma_1, \\ (1 - \alpha)(e^{-iu_2} - e^{-iu_1}), & x \in \Sigma_2. \end{cases} \quad (12)$$

Возведя эти выражения по модулю в квадрат, для интенсивности поля обратной связи получим

$$g(x) = \begin{cases} 2\alpha^2[1 - \cos(u_2 - u_1)] \equiv I_1, & x \in \Sigma_1, \\ 2(1 - \alpha)^2[1 - \cos(u_2 - u_1)] \equiv I_2, & x \in \Sigma_2. \end{cases} \quad (13)$$

Подставив выражения (9) и (13) в уравнение (4) и пренебрегая диффузионным членом\*, получим систему нелинейных алгебраических уравнений для определения «верхней» и «нижней» стационарных фаз:

$$u_1 = 2K\alpha^2(1 - \cos \Delta u), \quad (14)$$

$$u_1 + \Delta u = 2K(1 - \alpha)^2(1 - \cos \Delta u),$$

где  $\Delta u \equiv u_2 - u_1$ . Заметим, что все вышеприведенные выкладки справедливы и в двумерном случае. Таким образом, мы можем считать, что  $u = u(r)$ .

Система (14) содержит три неизвестные величины ( $u_1$ ,  $\Delta u$  и  $\alpha$ ), следовательно для ее решения необходимо привлечь некие дополнительные соображения. Например, можно рассмотреть энергетический аспект задачи. При достаточно небольших амплитудах начальной фазовой модуляции система приходит к нулевому положению равновесия (см. рис.1), что означает сосредоточение всей энергии световой волны в нулевом спектральном порядке, перекрываемом фильтром. Таким образом, канал обратной связи полностью затемняется.

Если же начальная фазовая модуляция достаточна для возбуждения нетривиального решения, амплитуды пространственно-неоднородных компонент начинают расти и, соответственно, энергия постепенно перекачивается из нулевого в высшие спектральные порядки. Предположим, что этот процесс заканчивается установлением стационарного решения, обеспечивающего минимально возможную мощность, поглощаемую фильтром. Интегральная мощность  $P_{fb}$  сигнала ОС (нормированная так, что в отсутствие фильтра  $P_{fb} = 1$ ) легко выражается через  $\Delta u$  путем преобразования выражений (11) и (14):

$$P_{fb} = 1 - S_0 S_0^* = \frac{(1 - \cos \Delta u)^2 - (\Delta u / 2K)^2}{2(1 - \cos \Delta u)}. \quad (15)$$

Таким образом, получаем следующую процедуру определения всех неизвестных. Для заданного  $K$  исследуем функцию  $P_{fb}(\Delta u)$  на максимум и находим соответствующее  $\Delta u$ . Затем определяем все интересующие нас величины из следующих формул, непосредственно вытекающих из (13), (14):

$$\alpha = \alpha(K, \Delta u) = 0.5 - \frac{\Delta u}{4K(1 - \cos \Delta u)}, \quad (16)$$

$$u_1 = u_1(K, \Delta u) = \frac{[2K(1 - \cos \Delta u) - \Delta u]^2}{8K(1 - \cos \Delta u)}, \quad (17)$$

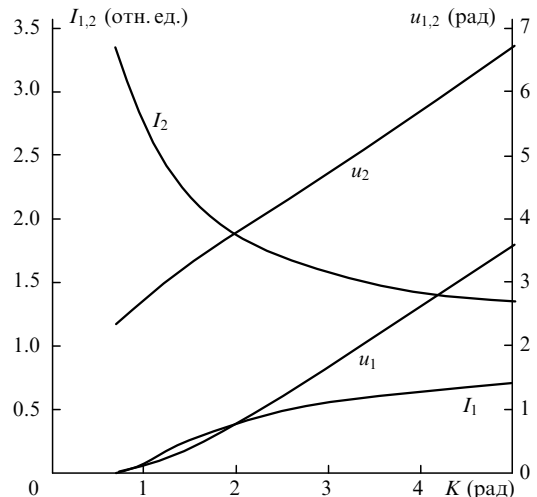


Рис.3. Зависимости стационарных значений фаз и интенсивностей излучения ОС от коэффициента передачи контура ОС.

\*Его вклад является существенным лишь в переходной области, которую мы в рамках данного подхода не рассматриваем.

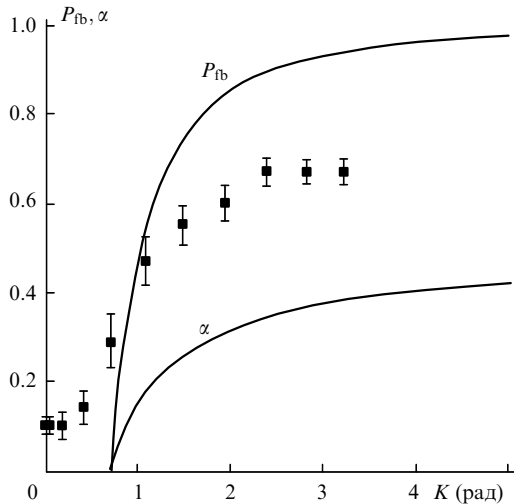


Рис.4. Зависимости стационарных значений интегральной мощности излучения ОС и относительной площади светлых областей от коэффициента передачи контура ОС; точки – экспериментально измеренное значение интегральной мощности.

$$u_2 = u_2(K, \Delta u) = \frac{[2K(1 - \cos \Delta u) + \Delta u]^2}{8K(1 - \cos \Delta u)}, \quad (18)$$

$$I_1 = I_1(K, \Delta u) = \frac{[2(1 - \cos \Delta u) - \Delta u/K]^2}{8(1 - \cos \Delta u)}, \quad (19)$$

$$I_2 = I_2(K, \Delta u) = \frac{[2(1 - \cos \Delta u) + \Delta u/K]^2}{8(1 - \cos \Delta u)}. \quad (20)$$

Соотношения (16)–(20) проиллюстрированы кривыми, приведенными на рис.3, 4. Из них видно, что существует критическое значение коэффициента передачи контура ОС  $K_c \approx 0.7$ , и при  $K < K_c$  решение рассматриваемого вида сформироваться не может. При больших  $K$  мы наблюдаем следующее асимптотическое поведение характеристик установившегося решения:  $\Delta u \rightarrow \pi$ ,  $P_{fb} \rightarrow 1$ ,  $\alpha \rightarrow 0.5$ ,  $u_1 \rightarrow K - \pi/2$ ,  $u_2 \rightarrow K + \pi/2$ ,  $I_1 \rightarrow 1 - \pi/2K$ ,  $I_2 \rightarrow 1 + \pi/2K$ .

Отметим, что полученные методом кусочно-постоянной аппроксимации результаты полностью подтверждаются численным решением уравнения (4) в случае малой диффузии ( $I_d v_0 \ll 1$ ). Таким образом, интуитивное предположение о том, что замкнутая система стремится к состоянию с максимально возможной степенью перекачки энергии из нулевого спектрального порядка в высшие, соответствует действительности.

### 3. Экспериментальная реализация системы

Схема экспериментальной установки представлена на рис.5. Источником излучения является гелий-неоновый лазер 1 ( $\lambda = 632.8$  нм) с выходной мощностью порядка 50 мВт. Луч лазера расширяется до размера 4 см с помощью конфокально расположенных микрообъектива 2 и объектива 4. После отражения от внутреннего зеркала ЖК ПВМС 5 пучок с ограниченным до 1.2 см (рабочая апертура модулятора) диаметром направляется в контур ОС.

Последний образован двумя одинаковыми объективами 3 и 4 (фокусное расстояние  $f = 70$  см) и пространственным фильтром 6, центр которого находится на оптической оси. Фильтр состоит из тонкой стеклянной подложки с непрозрачным кружком диаметром 350 мкм

и центрированной относительно него ирисовой диафрагмы, служащей для фильтрации высокочастотных шумов. Нижняя граница пространственных частот, пропускаемых таким фильтром, равна примерно  $25 \text{ см}^{-1}$  (чему соответствует структура, содержащая 4 периода на 1 см), а верхняя может варьироваться с помощью диафрагмы. Оптоволоконный жгут 9 переносит изображение, сформированное в выходной плоскости пространственного фильтра, на фотопроводниковый слой ЖК ПВМС. Коэффициент передачи контура ОС можно менять, вращая поляризатор 8.

Система регистрации состоит из ПЗС-камеры 12, соединенной с персональным компьютером посредством платы ввода изображения, и фотодетектора 13. Камера регистрирует распределение интенсивности излучения ОС  $I_{fb}$ , формируемое объективом 10 на матовом экране 11. Фотодетектор измеряет интегральную мощность сигнала ОС.

В теоретической части статьи подразумевалось, что внешнее воздействие на систему состоит в формировании некоторого контролируемого распределения фазы, играющего роль начальных условий при замыкании ОС. В эксперименте такая ситуация трудноосуществима, поскольку присутствующие в ЖК ПВМС неоднородности будут дестабилизировать и разрушать сформировавшуюся структуру (в силу того, что автономная система не имеет определенного аттрактора). В свете этого представляется разумным перейти к рассмотрению динамики неавтономной системы, реализуемой тогда, когда стационарное пространственно-неоднородное внешнее воздействие поддерживается, и после того, как замыкается обратная связь. В качестве генератора внешнего воздействия использовался ЖК видеопроектор 7, который проецировал синтезированное в компьютере изображение на входной торец оптоволоконного жгута. Таким образом, имелась возможность гибкого управления амплитудой и формой внешнего воздействия на систему.

Посмотрим, какие изменения в поведении замкнутой системы влечет за собой перманентное действие внешнего оптического поля, вызывающего добавочную стационарную фазовую модуляцию отраженной от ЖК ПВМС волны. Анализ, аналогичный описанному в разд.1, показывает, что качественно поведение замкнутой системы остается прежним: для инициализации самовозбуждения

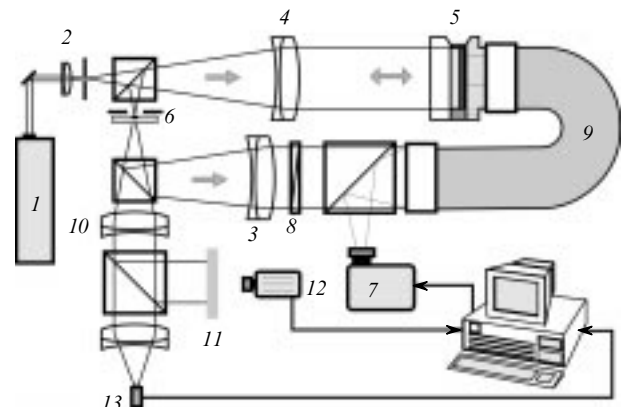


Рис.5. Схема экспериментальной установки: 1 – He – Ne-лазер; 2 – микрообъектив; 3, 4 – объективы, образующие 4f-систему; 5 – ЖК ПВМС; 6 – пространственный фильтр; 7 – ЖК проектор; 8 – поляризатор; 9 – оптоволоконный жгут; 10 – объектив системы регистрации; 11 – матовый экран; 12 – ПЗС-камера; 13 – фотодетектор.

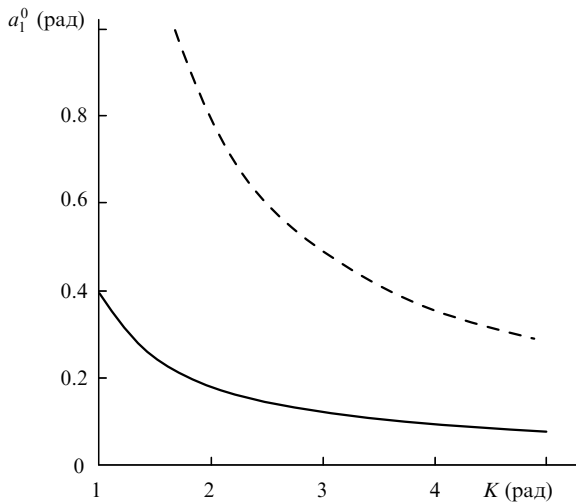


Рис.6. Численно рассчитанная зависимость порога самовозбуждения от коэффициента передачи контура ОС при  $v_0 l_d = 0.1$  для автономной системы с начальной фазовой модуляцией вида  $u_0(x) = a_1^0 \cos v_0 x$  (штриховая кривая) и для неавтономной системы со стационарной дополнительной фазовой модуляцией такого же вида (сплошная кривая).

амплитуда создаваемой внешним полем дополнительной фазовой модуляции должна превысить некоторую критическую амплитуду, зависящую от коэффициента передачи контура ОС. В отличие от автономной системы

эта критическая амплитуда становится значительно меньше, что достаточно очевидно, поскольку в данном случае контур ОС получает постоянную энергетическую «подпитку», а не просто начальный запас энергии.

Метод амплитудных уравнений, в принципе, позволяет определить пороговые амплитуды как для автономной, так и для неавтономной задачи. Однако для того, чтобы обеспечить достаточную точность результатов, необходимо учитывать большое число гармоник, что приводит к весьма громоздким выкладкам. Представляется более разумным получить пороговые зависимости путем численного моделирования.

Соответствующие кривые представлены на рис.6. Штриховой кривой изображена зависимость пороговой амплитуды синусоидальной фазовой решетки, представляющей собой начальную фазовую модуляцию в ЖК ПВМС, от коэффициента передачи контура ОС. Сплошная кривая соответствует такой же, но непрерывно поддерживаемой решетке. Видно, что пороги самовозбуждения для этих двух ситуаций различаются в 4–5 раз.

При не слишком малых  $K$  пороговая амплитуда внешнего воздействия (для неавтономной конфигурации) пренебрежимо мала по сравнению со стационарными фазами, определенными в разд.2. Следовательно, зависимости, полученные путем кусочно-постоянной аппроксимации, будут описывать и неавтономную систему, если только амплитуда внешнего воздействия не слишком превышает пороговую.

#### 4. Отклик замкнутой системы на различные внешние воздействия

Для исследования динамики неавтономной системы были выбраны модельные объекты различной симметрии, которые проецировались на торец оптоволоконного жгута видеопроектором, задавая, таким образом, стационарное «затравочное» распределение фазы отраженной от ЖК ПВМС волны. Два из них показаны на рис.7 — это гексагон (рис.7,а) и последовательность концентрических эквидистантных колец (рис.7,б). Фотографии распределения поля излучения ОС, также представленные на рис.7, расположены следующим образом: второй ряд соответствует разомкнутой, а третий и четвертый — замкнутой ОС. Фотографии откликов замкнутой системы на каждое из модельных внешних воздействий образуют 2 вертикальных ряда.

Характерной особенностью фазово-амплитудного преобразования, осуществляемого нашим фурье-фильтром, является удвоение пространственной частоты гармонических компонент распределения фазы, что наиболее отчетливо видно на рис.7,з: число колец удвоилось по сравнению с рис.7,б. Для гексагона этот эффект сводится к тому, что вокруг пятен, образующих сотовую структуру, появляются менее яркие ореолы.

При замыкании обратной связи характеристики выходного изображения существенно зависят от коэффициента передачи контура ОС. При  $K = 0.7$  (не показано на рис.7) доля энергии, перераспределяемой из нулевого спектрального порядка в высшие, еще довольно мала, но тенденция структурообразования уже прослеживается: основная пространственная частота начинает преобладать над удвоенной. При  $K = 1.1$  (рис.7, д, е) интегральная мощность сигнала ОС существенно увеличивается, контраст изображения весьма высок. При больших  $K$

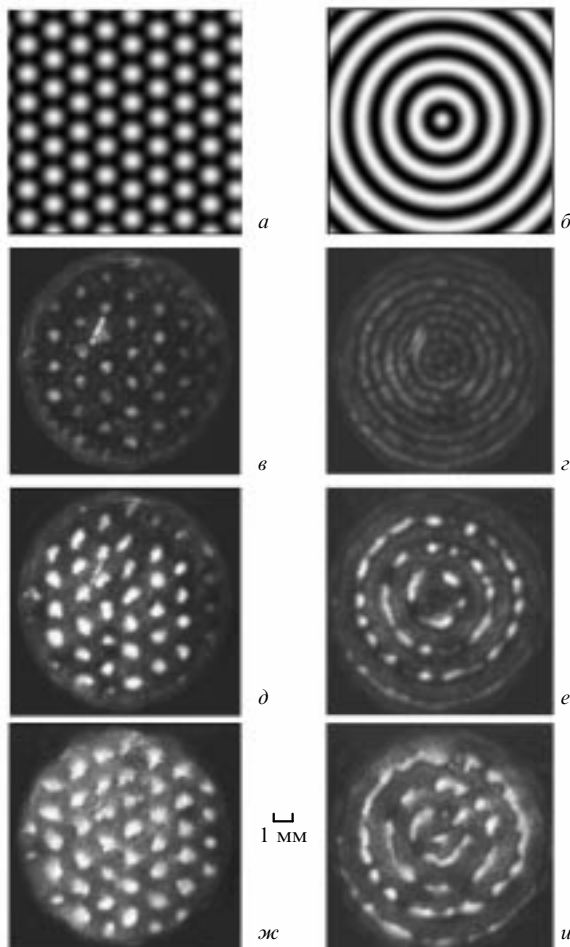


Рис.7. Проецируемые на фотопроводник ЖК ПВМС изображения (а, б) и фотографии соответствующих распределений поля ОС при коэффициенте передачи контура ОС  $K = 0$  (в, з), 1.1 (д, е) и 3.2 (ж, и).

(рис.7, *ж, и*) контраст уменьшается, а площадь светлых областей увеличивается. Все эти свойства генерируемых структур находятся в качественном соответствии с теоретическими зависимостями, представленными на рис.3, 4.

Однако в эксперименте наблюдаются и некоторые эффекты, не учтенные теорией. В частности, при достаточно больших  $K$  становятся заметными искажения регулярной формы структур, навязываемой подсвечиваемой картинкой. Особенно это характерно для «линейчатых» структур типа колец, которые распадаются на отдельные пятна. Для структур же, изначально «пятнистых», наблюдается лишь некоторый дрейф пятен (связанный с диффузией зарядов фотопроводника ЖК ПВМС), а также искажение их формы. Данные эффекты могут быть связаны с неизбежной (для образцов с доступной стоимостью) внутренней неоднородностью ЖК ПВМС: из рис.6 видно, что при больших  $K$  порог жесткого возбуждения становится весьма низким и даже небольшие локальные перепады параметров модулятора могут являться затравками для зарождения новых спектральных компонент.

Наиболее удобной для измерения количественной характеристикой генерируемых структур является нормированная интегральная мощность  $P_{\text{в}}$  выходного сигнала (см. выражение (15)). Экспериментально измеренные значения  $P_{\text{в}}$ , усредненные по всем модельным объектам, представлены на рис.4 в виде точек. Отметим, что фотодетектор  $I_3$  регистрирует мощность пучка, еще не прошедшего поляризатор  $\delta$ , регулирующий  $K$ . Таким образом, осуществляется параметрическое управление мощностью выходного сигнала.

При выключенном проекторе полностью темное выходное поле сохраняется вплоть до  $K \approx 2$ . С дальнейшим увеличением  $K$  наблюдается самовозбуждение нерегулярных структур, роль затравки для которых выполняют внутренние неоднородности в модуляторе и прочие шумы. В соответствии с зависимостью, представленной на рис.6, при  $K = 2$  порог самовозбуждения может быть превышен, если среднеквадратичное отклонение волнового фронта на выходе нелинейного элемента составляет  $\sim 0.03\lambda$ , что говорит о предсказуемости подобных эффектов в системах на основе ЖК ПВМС.

## Заключение

Таким образом, нам удалось теоретически обосновать жесткое возбуждение пространственных структур в нелинейно-оптической системе с подавлением низких пространственных частот в контуре обратной связи. Определены аналитические зависимости основных характеристик этих структур от управляющих параметров. Результаты экспериментов качественно соответствуют теоретическим результатам.

Их расхождение, заметное на рис.4, можно объяснить следующими основными причинами. В области малых  $K$  это различие достаточно очевидно и объясняется тем, что стационарная фазовая модуляция, наводимая подсвечиваемым изображением, сама по себе вызывает переход части энергии отраженной от ЖК ПВМС волны в со-

ответствующие спектральные порядки. В области больших  $K$  это, по-видимому, связано с насыщением модулятора. Максимальный светоиндуцированный фазовый набег для данного образца составляет  $\sim 2\pi$ . При этом часть динамического диапазона (не менее 2 рад) теряется за счет подсвечиваемого видеопроектором изображения.

Таким образом, ЖК ПВМС не в состоянии обеспечить требуемые стационарные фазы (см. рис.3). Тем не менее теоретическое и экспериментальное пороговые значения  $K$  согласуются хорошо, хотя в эксперименте порог определяется менее четко из-за недостаточной однородности как характеристик ЖК ПВМС, так и интенсивности входного пучка. Следовательно, для того чтобы экспериментальные данные количественно описывались на основе использованного теоретического подхода, ЖК ПВМС должен обладать высокой пространственной однородностью и достаточным динамическим диапазоном.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 98-02-17125).

1. Воронцов М.А., Киракосян М.Э., Ларичев А.В. *Квантовая электроника*, **18**, 117 (1991).
2. Pepper D.M., Gaeta C.J., Mitchell P.V. In: *Spatial light modulator technology: materials, devices, and applications* (N.-Y., Marcel Dekker, Inc., 1995, p. 585).
3. Cross M.C., Hohenberg P.C. *Rev.Mod.Phys.*, **65**, 851 (1993).
4. Arecchi F.T. *Physica D*, **86**, 297 (1995).
5. Sengupta U.K., Gerlach U.H., Collins S.A. *Optics Letts*, **3**, 199 (1978).
6. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Иванов В.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **47**, 611 (1988).
7. Ramazza P., Residori S., Pampaloni E., Larichev A.V. *Phys.Rev.A.*, **53**, 400 (1996).
8. Rozanov N.N., Khodova G.V. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **7**, 1057 (1990).
9. Vorontsov M.A., Firth W.J. *Phys.Rev.A*, **49**, 2891 (1994).
10. Балкарей Ю.И., Евтихов М.Г., Елинсон М.И., Коган А.С. *Квантовая электроника*, **24**, 625 (1997).
11. Рахманов А.Н. *Оптика и спектроскопия*, **74**, 1184 (1993).
12. Rakhmanov A.N., Shmalhausen V.I. *Proc.SPIE*, **2108**, 428 (1993)
13. Васильев Л.А. *Теневые методы* (М., Наука, 1968).
14. Wang L., Moddel G. *Optics Letts*, **19**, 2033 (1994).
15. Думаревский Ю.Д., Ковтонок Н.Ф., Савин А.И. *Преобразование изображений в структурах полупроводник – диэлектрик* (М., Наука, 1987).
16. Васильев А.А., Касасент Д., Компанец И.Н., Парфенов А.А. *Пространственные модуляторы света* (М., Радио и связь, 1987).

**I.P.Nikolaev, A.V.Larichev, V.I.Shmal'gauzen. Controlled optical structures in a nonlinear system involving the suppression of low spatial frequencies in the feedback loop.**

A nonlinear optical system with spatially distributed feedback was studied both theoretically and experimentally. The phase-to-intensity transformation in this system was performed by a spatial filter capable of suppressing low spatial frequencies. Hard excitation of stationary spatial structures observed in this system was explained by an analysis of the phase space structure of the amplitude equations. The developed theoretical approach, which uses a step-function approximation of the steady-state solution, allows one to determine the main quantitative characteristics of the generated structures. The basic properties of the response of the system to external perturbations with various symmetries were investigated experimentally. The obtained experimental data qualitatively agree with the results of the theoretical analysis.