

УДК 535.8

АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ В СИСТЕМЕ С ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

М. А. Воронцов, Д. В. Прудзе, В. И. Шмальгаузен

Рассматривается когерентная нелинейная система с оптической обратной связью. За счет пространственного преобразования поля в контуре обратной связи в системе возникает бистабильность, а при увеличении интенсивности света — пространственно-временная неустойчивость светового поля. Дается теоретический анализ явлений. Приводятся результаты экспериментов по наблюдению пространственной бистабильности и неустойчивости в модельной электрооптической системе на основе жидкокристаллического оптически управляемого транспаранта.

Оптическая бистабильность наблюдается в различных нелинейных оптических системах с обратной связью [1]. Классическим примером такой системы является резонатор Фабри—Перо, заполненный практически безынерционной средой с кубической нелинейностью. За исключением так называемой поперечной бистабильности [2], в рассматриваемых системах явления протекают одинаково для всех точек пучка, лежащих в плоскости, перпендикулярной направлению распространения световой волны. Система как бы распадается на множество идентичных одномерных систем. Пространственно-распределенный характер светового поля фактически не используется.

В настоящей работе анализируются системы, в которых бистабильность возникает в результате пространственной связи различных точек светового пучка (пространственная бистабильность). Световой пучок с равномерным распределением интенсивности на выходе такой системы становится пространственно неоднородным. При достаточно сильной нелинейности наблюдается пространственно-временная неустойчивость светового поля. Хотя оптическую бистабильность удастся теперь наблюдать в разнообразных условиях, число экспериментов по оптической неустойчивости сравнительно невелико [3]. Рассматриваемая система, в этом смысле, является хорошим объектом как теоретического, так и экспериментального исследования. Помимо чисто научного интереса, связанного с исследованием динамики нелинейных оптических систем, пространственная бистабильность может найти применение в системах оптической обработки информации. Работы в этом направлении с традиционными оптическими бистабильными элементами (нелинейный интерферометр Фабри—Перо, тонкопленочные полупроводниковые интерферометры и т. д.) активно ведутся [4].

1. Модель системы. На рис. 1а изображена оптическая схема нелинейного интерферометра Физо с оптической обратной связью. На вход системы направляется монохроматическая, линейно поляризованная световая волна с комплексной амплитудой напряженности электрического поля A_{in} . Интерферометр Физо состоит из двух плоскопараллельных стеклянных пластин M_1 , M_2 с нанесенными на поверхность отражающими покрытиями. Коэффициенты отражения покрытий подобраны таким образом, чтобы интенсивности волн, отраженных от пластин интерферометра, были равны между собой. Комплексные амплитуды этих волн обозначим через A_1 и A_2 ($|A_1|^2 = |A_2|^2 = I_0$). Будем полагать, что в пространство между пластинами интерферомет-

ра помещен тонкий слой среды с керровской нелинейностью. Изменение показателя преломления среды $n(\mathbf{r}, t)$ под действием света описывается уравнением [1]

$$\tau \frac{dn}{dt} + n = n_0 + n_2 I_c(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где $\mathbf{r} = \{x, y\}$ — вектор в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волн (начало координат совпадает с центром пучка), n_0 — невозмущенное значение показателя преломления, I_c — интенсивность светового поля в нелинейной среде, n_2 — коэффициент нелинейной рефракции. Характерное время релаксации показателя преломления τ полагается много большим времени распространения волны, что позволяет не учитывать запаздывание.

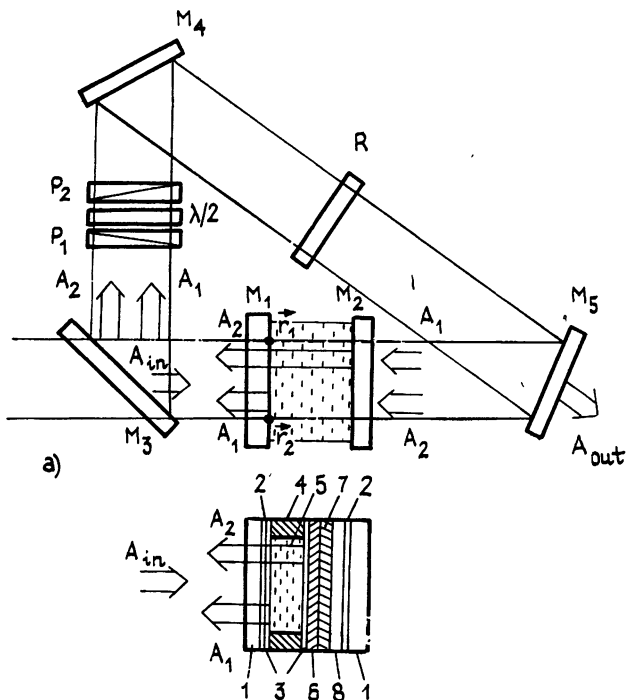


Рис. 1. Оптическая схема системы с оптической обратной связью

а) с нелинейным интерферометром Физо; б) оптически управляемый транспарант, используемый в эксперименте вместо интерферометра с нелинейной средой в схеме а): 1 — стеклянные подложки, 2 — прозрачные электроды, 3 — ориентирующие слои, 4 — диэлектрическая прокладка, 5 — слой жидкого кристалла, 6 — диэлектрическое зеркало, 7 — светопоглощающий слой, 8 — фотопроводник.

Светоделитель M_3 направляет отраженные от пластин интерферометра волны A_1 и A_2 в контур обратной связи. С помощью пластинки $\lambda/2$ и скрещенных поляризаторов P_1 , P_2 обеспечивается однонаправленность распространения волн в контуре обратной связи. Интенсивность волн регулируется аттенуатором R .

Модуляция показателя преломления нелинейной среды создается полем, интенсивность которого равна сумме интенсивностей двух полей:

$$I_c(x, y, t) \equiv T I_{in}(x, y) + I_{in}(-x, y, t); \quad I_{in} = |A_{in}|^2, \quad (2)$$

где T — коэффициент пропускания пластины M_1 . Будем полагать $I_{in} = \text{const}$. Дополнительная модуляция показателя преломления создается полем, поступающим в среду из контура обратной связи. Из рассмотрения хода лучей, изображенных на рис. 1а, следует, что набег

фазы волны A_2 в точке $r_1 = \{x, y\}$ на выходе из нелинейной среды зависит от интенсивности $I_n(-x, y, t)$ поля, взятой в точке $r_2 = \{-x, y\}$. В системе осуществляется пространственное преобразование поля, в результате которого оказываются попарно связанными точки r_1 и r_2 , расположенные симметрично относительно оси y . Распределение интенсивности I_n определяется интерференцией волн A_1 и A_2 :

$$I_n(r, t) = \hat{K}[1 + \cos U(r, t)], \quad (3)$$

где $U(r, t) = 2kdn(r, t)$ — набег фазы при распространении волны A_2 в среде, d — расстояние между пластинами интерферометра, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Для простоты полагаем, что толщина слоя нелинейной среды также равна d . Коэффициент \hat{K} зависит от интенсивности интерферирующих волн I_0 и суммарных потерь энергии в контуре обратной связи. Из соотношений (1)–(3) легко получить уравнение для фазы волны A_2 на выходе из нелинейной среды:

$$\tau dU(x, y, t)/dt + U(x, y, t) = U_0 + K[1 + \cos U(-x, y, t)], \quad (4)$$

где $K = 2kd\hat{K}n_2$, $U_0 = 2kd(n_0 + n_2 T I_{in})$ — постоянный фазовый сдвиг. Для анализа работы системы достаточно рассмотреть два уравнения для точек $r_1 = \{x, y\}$ и $r_2 = \{-x, y\}$. (При таком анализе не учитываются диффузионные процессы в нелинейной среде, а также дифракция волн в контуре обратной связи.)

Введем обозначения $U_1(t) = U(r_1, t)$, $U_2(t) = U(r_2, t)$. Полагая для простоты постоянный фазовый сдвиг U_0 равным нулю, из (4) получим

$$\tau dU_1/dt + U_1 = K[1 + \cos U_2], \quad (5)$$

$$\tau dU_2/dt + U_2 = K[1 + \cos U_1].$$

Начальные условия $U_1(0) = U_1$, $U_2(0) = U_2$ определяются начальным рассогласованием фаз в выбранных точках.

2. Стационарные состояния системы. Уравнения для определения стационарных состояний (\hat{U}_1, \hat{U}_2) системы (5) имеют вид

$$\hat{U}_1 = K[1 + \cos \hat{U}_2], \quad \hat{U}_2 = K[1 + \cos \hat{U}_1] \quad (6)$$

или

$$\hat{U}_2 = K\{1 + \cos[K(1 + \cos \hat{U}_2)]\}. \quad (7)$$

Согласно (3) значения \hat{U}_1 и \hat{U}_2 пропорциональны интенсивностям I_1, I_2 поля в контуре обратной связи в точках r_1 и r_2 поперечника пучка.

Для определения вырожденных стационарных состояний ($\hat{U} = \hat{U}_1 = \hat{U}_2$) необходимо решить уравнение

$$\hat{U} = K[1 + \cos \hat{U}]. \quad (8)$$

На рис. 2 на плоскости (U_1, U_2) показаны стационарные точки, соответствующие различным значениям K . При $K < K_{кр}^{(1)} \simeq 1,04$ существует лишь одна вырожденная стационарная точка. В этом случае установившиеся значения интенсивностей I_1, I_2 равны при любых начальных условиях (\hat{U}_1, \hat{U}_2) . При $K_{кр}^{(1)} < K < K_{кр}^{(2)} \simeq 3,06$ имеются две стационарные точки (\hat{U}_1, \hat{U}_2) и (\hat{U}_2, \hat{U}_1) . В зависимости от начальных условий реализуется одно или другое стационарное состояние. Система обладает свойством бистабильности. Наибольший интерес представля-

ют стационарные точки $(\hat{U}_1=0, \hat{U}_2=\pi)$ и $(\hat{U}_1=\pi, \hat{U}_2=0)$. Коэффициент K при этом равен $\pi/2$. При достижении системой одного из этих стационарных состояний интенсивность интерференционной картины в одной из точек будет максимальной, а в другой — минимальной.

3. Анализ устойчивости по первому приближению. Пусть (\hat{U}_1, \hat{U}_2) — стационарное решение. Разложим правую часть системы уравнений (5) в ряд Тейлора с центром в точке (\hat{U}_1, \hat{U}_2) . В результате получим линейную систему первого приближения

$$d(\Delta U_1)/dt = -\Delta U_1 - K \sin \hat{U}_2 (\Delta U_2), \quad (9)$$

$$d(\Delta U_2)/dt = -\Delta U_2 - K \sin \hat{U}_1 (\Delta U_1).$$

В (9) время t нормировано на τ , а через $\Delta U_1, \Delta U_2$ обозначены отклонения фаз U_1 и U_2 от стационарных значений \hat{U}_1, \hat{U}_2 . Характеристическое уравнение системы (9) имеет вид

$$\lambda^2 + 2\lambda + (1 - K^2 \sin \hat{U}_1 \sin \hat{U}_2) = 0.$$

Устойчивость стационарных состояний определяется из анализа решения характеристического уравнения

$$\lambda_{1,2} = -1 \pm K (\sin \hat{U}_1 \sin \hat{U}_2)^{1/2}. \quad (10)$$

Исследуем прежде всего устойчивость вырожденных решений.

Вырожденные стационарные состояния устойчивы (устойчивый узел) при $K \sin \hat{U} < 1$. Очевидно, устойчивыми могут быть лишь вырожденные стационарные состояния, расположенные вблизи точек $\hat{U} = \hat{U}_n = 2\pi n$ ($n=0, 1, \dots$), причем с увеличением n размер области локализации устойчивых точек уменьшается. Исследуем устойчивость невырожденных стационарных состояний. При $\sin \hat{U}_1 \sin \hat{U}_2 < 0$ любое стационарное состояние системы устойчиво (устойчивый фокус). Переходной процесс носит колебательный характер. С увеличением K декремент затухания переходного процесса уменьшается. В пределе при $K \rightarrow \infty$ приходим к неустойчивой стационарной точке (π, π) . На рис. 2 точки, соответствующие устойчивому фокусу, обозначены пунктирной линией. При $0 < K^2 \sin \hat{U}_1 \sin \hat{U}_2 < 1$ стационарные точки представляют собой устойчивый узел (на рис. 2 они обозначены сплошной линией). Переходной процесс в этом случае носит аperiodический характер.

4. Область притяжения устойчивых точек. Из анализа расположения на плоскости (U_1, U_2) устойчивых стационарных точек следует, что при $K_{кр}^{(3)} > K > K_{кр}^{(2)}$ ($K_{кр}^{(3)} \simeq 3,4$) система обладает тремя стационарными состояниями и в зависимости от начальных условий переходит в одно из них. Соответственно интенсивности I_1, I_2 в контуре обратной связи могут принимать три различных значения (оптическая мультистабильность). На рис. 2 проведена линия, разделяющая множество начальных условий на три области, соответствующие устойчивым точкам (A_1, A_2, A_3) для $K=3,14$. Из рисунка видно, что для достижения вырожденной устойчивой точки A_3 необходимо задать начальные условия, близкие к 2π . С увеличением коэффициента усиления ситуация меняется. Так, при $K=10$ (рис. 3) система имеет восемь устойчивых состояний. В области начальных условий, лежащих в интервале $[0; 2\pi]$, расположены 4 стационарные точки (A_1, A_2, A_5, A_6) . Границы областей обозначены сплошной линией. При больших значениях коэффициента

К области притяжения точек деформируются. Расстояния между границами областей уменьшаются. Флуктуации параметров приводят к случайным переходам фазовой траектории между областями. Возникает динамическая неустойчивость светового поля.

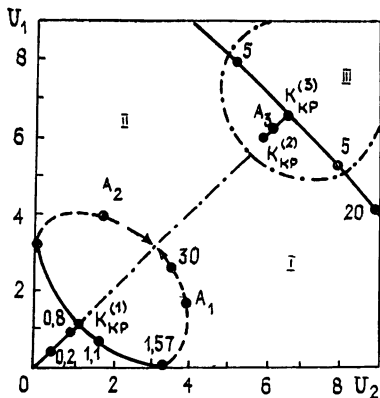


Рис. 2

Рис. 2. Стационарные состояния системы. Цифрами обозначены значения коэффициента усиления.

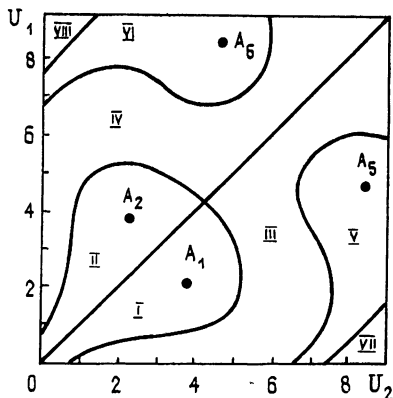


Рис. 3.

Рис. 3. Области притяжения стационарных точек при $K=10$

5. Экспериментальные результаты. Для наблюдения рассмотренных выше явлений необходимы достаточно сильные световые поля, при которых нелинейный фазовый сдвиг в среде $2kdn_2I_2$ становится сравнимым с π . Реализовать такую ситуацию в чисто оптической схеме, изображенной на рис. 1, достаточно сложно. Характерные значения параметра n_2 для нелинейных сред составляют 10^{-4} — 10^{-5} см²/Вт. Существенно более просто пространственную бистабильность и неустойчивость светового поля исследовать в гибридной электрооптической системе, используя вместо нелинейной среды оптически управляемый пространственно-временной модулятор света [5]. В качестве такого модулятора использовалась структура фотопроводник — жидкий кристалл, заключенная между двумя стеклянными подложками с нанесенными на них прозрачными проводящими покрытиями (рис. 1б). Фотопроводящий слой транспаранта выполнен из арсенида галлия. Толщина планарно ориентированного слоя жидкого кристалла составляла 10 мкм (использовался S-эффект). Модулятор ориентирован так, что направление оптической оси жидкого кристалла совпадало с направлением вектора электрического поля световой волны. В результате направления поляризации излучения, отраженного от диэлектрического зеркала модулятора, не менялось. Часть излучения отражалась от передней границы слоя жидкого кристалла.

Модуляция показателя преломления слоя жидкого кристалла под действием света, падающего на фотопроводник (в приближении, не учитывающем ряд пространственных полевых эффектов), совпадает с (1) [5]. Таким образом, пространственно-временной модулятор света является хорошей моделью оптической среды с аномально сильным нелинейным откликом. (Эффективное значение параметра $n_2 \sim 10^3$ см²/Вт.) Заметим, что тип модулятора при исследовании бистабильности не столь существен. Можно использовать и другие пространственно-временные модуляторы [6].

Сильный нелинейный отклик, как правило, сопровождается относительно большим временем релаксации нелинейности τ . Для использованного образца пространственно-временного модулятора это время составляло $\tau \sim 0,1$ с, что позволило наблюдать переходные процессы в системе в реальном времени без специальной регистрирующей аппаратуры.

На транспарант подавался управляющий сигнал с амплитудой 30 В и частотой 10 кГц. Рис. 4 иллюстрирует режимы работы системы. После замыкания обратной связи световой пучок (диаметр 20 мм) с распределением интенсивности, изображенным на рис. 4а, трансформировался в полукруг (рис. 4б). Бистабильное состояние реализуется за счет перераспределения энергии в исходном пучке света путем соответствующего изменения фазы волны A_2 после прохождения слоя жидкого кристалла. Потеря энергии при этом практически не происходит. В этом состоит одно из преимуществ управления фазой света в системе с оптической обратной связью по сравнению с бистабильными состояниями, основанными на изменении поляризации световой волны [7].

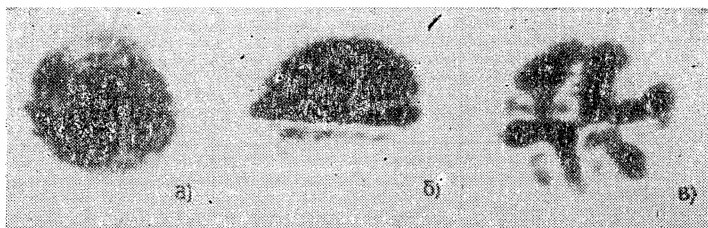


Рис. 4. Распределение интенсивности в контуре обратной связи при различных режимах работы системы.

- а) обратная связь отключена (на транспарант не подается управляющее напряжение);
- б) обратная связь включена (пространственная бистабильность);
- в) пространственная неустойчивость светового поля.

Для того чтобы осуществить переход из одного устойчивого состояния системы в другое, достаточно изменить условия освещения фотослоя (на некоторое время закрыть освещенную область фотопроводника экраном). При удалении экрана освещенной окажется другая половина пучка. Отметим, что бистабильность наблюдалась лишь в том случае, когда интенсивность управляющего света в контуре обратной связи превышала некоторое критическое значение. Этот результат хорошо согласуется с приведенным выше теоретическим анализом.

При увеличении мощности света в контуре обратной связи возникают области, интенсивность в которых отлична от интенсивности в бистабильном режиме, их появление связано с возникновением дополнительных стационарных состояний в системе, о которых речь шла выше. При дальнейшем увеличении интенсивности света наблюдалась пространственно-временная неустойчивость светового поля (рис. 4в).

Рассмотренная система представляет собой простейший вариант когерентной нелинейной системы с оптической обратной связью, в которой используется двумерный характер светового поля. В контуре обратной связи системы производится пространственное преобразование светового пучка (зеркальное отображение относительно оси, проходящей через диаметр пучка). За счет такого преобразования поля возникает пространственная бистабильность. При более сложных пространственных преобразованиях поля (поворот, сдвиг и т. д.) возможно появление различных типов автоволновой неустойчивости [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Gibbs H. M. Optical Bistability. Controlling Light with Light. Academic Press, 1985, 1. N. С.
2. Розанов Н. Н., Семенов В. Е. // Опт. и спектр. 1980. Т. 48. Вып. 1. С. 108.
3. Апанасевич С. П., Карпушко Ф. В., Сеницын Г. В. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 2. С. 387.
4. Сеницын Г. В. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 3. С. 529.

5. Васильев А. А., Компанец И. Н., Парфенов А. В. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 6. С. 1079.
 6. Бережной А. А. // Изв. АН СССР Сер. Физ. 1982. Т. 46. № 10. С. 1915
 7. Smith P. W., Tomlinson W. J. // IEEE. 1981. P. 24.
 8. Ахманов С. А., Воронцов М. А., Прудзе Д. В., Шмальгаузен В. И. Препринт Физ. ф-та Гос. ун-та № 33 М., 1986.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
3 августа 1987 г.

THE SPATIAL BISTABILITY ANALYSIS IN THE SYSTEM WITH OPTICAL FEEDBACK

M. A. Vorontsov, D. V. Pruidze, V. I. Smal'gausen

The nonlinear system with optical feedback are discussed. The bistability is the result of the space field conversion in the feedback circuit. The structure photoconductor—liquid crystal has been under way for the experimental investigation of the bistability and instability processes in the system. The theoretical analysis of this phenomenon is given.

Аннотации депонированных статей

УДК 538.56:519.25

НЕЛИНЕЙНОЕ УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ АНДЕРСОНА В РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ

Л. А. Апресян

Одним из основных эффектов, ограничивающих применимость линейной теории переноса излучения (ТПИ), является так называемая (сильная) андерсоновская локализация и ее предшественник слабая локализация или иначе — эффект усиления обратного рассеяния. Все названные эффекты связаны с когерентными явлениями при двукратном прохождении излучения через одни и те же неоднородности, которые приводят к возникновению дальних корреляций и заведомо не учитываются линейной ТПИ. Если слабую локализацию удается описать достаточно легко, выразив вклад так называемых циклических диаграмм через решение уравнения переноса излучения [1], то сильная андерсоновская локализация приводит к существенным трудностям. В зарубежной литературе получила распространение теория [2], приводящая к самосогласованному нелинейному уравнению для обобщенного коэффициента диффузии, которое выводилось в [2] на основе эвристических соображений. В данной работе в качестве исходного берется полученное ранее нелинейное соотношение, связывающее оператор интенсивности K_{12} с искомым вторым моментом оператора Грина $\overline{G_1 G_2}$:

$$K_{12} = K_{12}^{inv} + RK_{12} \overline{G_1 G_2} K_{12}, \quad (1)$$

где K_{12}^{inv} — «затравочный» оператор интенсивности, а R — оператор разворота нижних линий диаграмм, переводящий лестничные диаграммы в циклические. Показано, что использование в правой части (1) простейшего нетривиального приближения приводит к нелинейному уравнению Бете—Солитера для $\overline{G_1 G_2}$, которое позволяет получить нелинейное уравнение диффузии, найденное ранее в [2]. Таким образом, использование нелинейной теории переноса, построенной на базе соотношения (1), может служить для описания возникновения дальних корреляций и связанной с ними андерсоновской локализацией в случайных системах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. Теория переноса излучения. — М.: Наука, 1983.
2. Vollhardt D., Wölfle P // Phys. Rev. 1980. V. B22 P. 4666.

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 3504-В 89. Деп. от 26 мая 1989 г.