

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ПОПЕРЕЧНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКАХ; НОВЫЕ ТИПЫ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН, ВОЗНИКНОВЕНИЕ "ОПТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ"

С.А.Ахманов, М.А.Воронцов, В.Ю.Иванов

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования пространственно-временных неустойчивостей нового типа, обусловленных крупномасштабными поперечными взаимодействиями световых пучков в средах с кубической нелинейностью.

1. Предметом настоящей статьи является изложение результатов теоретического и экспериментального исследования нового класса пространственно-временных неустойчивостей световых пучков в средах с кубической нелинейностью — неустойчивостей, обусловленных крупномасштабными (характерный масштаб $L_{\perp} \sim d$ — ширины пучка) когерентными поперечными взаимодействиями. В зависимости от параметров нелинейной среды, начальных и граничных условий такие неустойчивости приводят к генерации новых типов световых полей: стационарных пространственно модулированных, вращающихся и спиральных волн, оптической турбулентности.

2. Изучение пространственных и временных неустойчивостей световых волн в средах с кубической нелинейностью — актуальный на протяжении уже более 20 лет раздел нелинейной оптики. Хотя многие закономерности были поняты еще в 1965 – 67 годах (см. обзор ¹), последующие исследования принесли много нового.

Исследования пространственных неустойчивостей привели к выяснению детальной картины взаимодействия и конкуренции крупномасштабной и мелкомасштабной самофокусировки света ¹⁻³. Временным аналогом пространственных неустойчивостей двумерного светового пучка оказывается модуляционная неустойчивость ⁴.

Новый импульс исследования неустойчивостей получили в связи с работами по оптической бистабильности. В ⁵ были рассмотрены временные нестабильности и хаос в нелинейном кольцевом резонаторе, обусловленные конечным временем запаздывания волны в контуре обратной связи. Наблюдавшиеся до сих пор неустойчивости, бистабильности и хаос ни в какой мере не исчерпывают многообразную динамику нелинейных оптических систем. Фактически, речь идет лишь о временных "проектиях" широкого класса сильных взаимодействий и самовоздействий, разыгрывающихся одновременно в пространстве и времени. Как реализовать условия для наблюдения таких явлений?

Здесь мы акцентируем внимание на роли характерного масштаба L_{\perp} нелинейных поперечных взаимодействий. В свободно распространяющемся световом пучке и традиционных схемах оптических резонаторов поперечные взаимодействия носят характер диффузии и являются, по существу, мелкомасштабными. В ⁶⁻⁷ нами были предложены и реализованы схемы с так называемой двумерной обратной связью, в которых характерный масштаб L_{\perp} может принимать значения порядка ширины пучка. Ниже приведены результаты исследования возникающих в этих условиях неустойчивостей, приводящих к целой иерархии новых нелинейных световых волн.

3. На рис. 1 представлена блок-схема экспериментальной системы, в которой за счет двумерной обратной связи реализуются крупномасштабные поперечные взаимодействия. Ключевые элементы схемы — оптически управляемый фазовый транспарант, фазовый набег φ в котором зависит от интенсивности света I и описывается уравнением

$$\tau \frac{d\varphi}{dt} + \varphi = \varphi_0 + n_2 k l I$$

здесь l — толщина, n_2 — нелинейная добавка к показателю преломления, τ — время ре-

лаксации нелинейного отклика) и поворотная призма, осуществляющая связь полей в различных точках (r, r') поперечного сечения пучка.

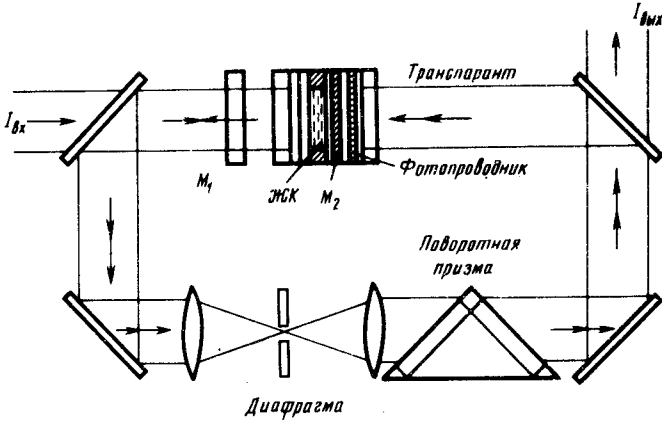


Рис. 1. Схема реализации крупномасштабных поперечных взаимодействий — кольцевой нелинейный резонатор с двумерной обратной связью и оптически управляемым жидкокристаллическим фазовым транспарантом^{6, 7}. Зеркала M_1, M_2 и жидкокристаллическая пленка образуют нелинейный интерферометр

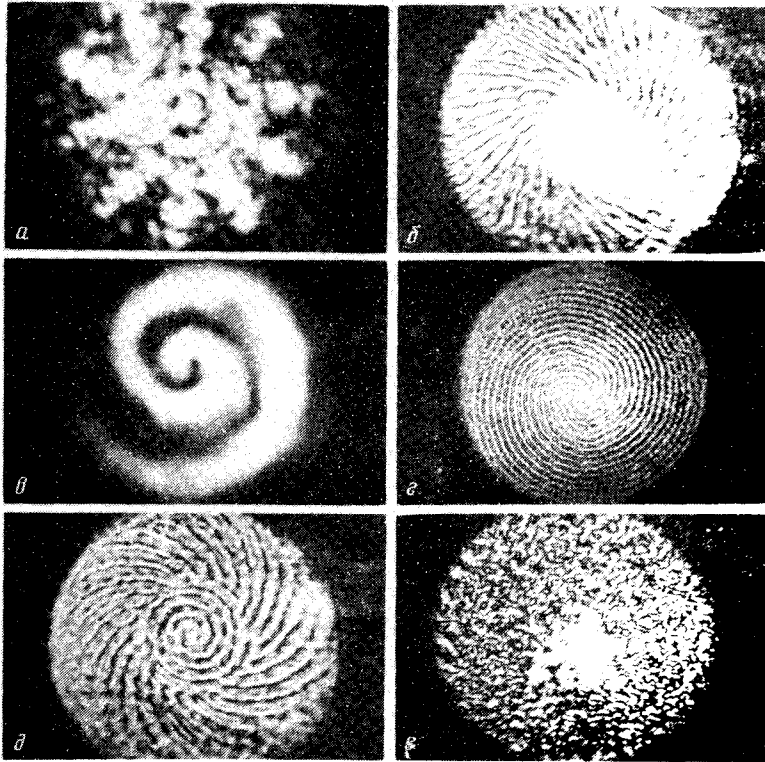


Рис. 2. Нелинейные структуры в резонаторе с двумерной обратной связью: $a, б$ — вращающиеся волны; $в, г$ — спиральные волны (случаю $г$ соответствует меньший коэффициент диффузии), $д$ — сосуществование структур; $е$ — оптическая турбулентность

Нелинейная динамика такой системы описывается уравнением:

$$\tau \frac{\partial u(r, t)}{\partial t} + u(r, t) = D \Delta_{\perp} u(r, t) + K \{ 1 + \gamma \cos[u(r', t) + \varphi_0] \} , \quad (1)$$

где $u = \varphi - \varphi_0$, $K = \chi k \ln_2 I_{\text{вх}}$ – управляющий параметр, χ – параметр потерь, γ – видность интерференционной картины. Поперечные взаимодействия описываются правой частью (1): первый член характеризует мелкомасштабные, диффузионные взаимодействия (коэффициент диффузии D определяется нелокальностью отклика транспаранта, комбинацией дифракционных и нелинейных эффектов), второй член – крупномасштабные $|r - r'| \sim d$.

На рис. 2 приведены примеры волновых структур и оптической турбулентности, наблюдавшихся экспериментально. Рис. 2 а, б иллюстрирует ротационную неустойчивость, возникающую при повороте поля в цепи обратной связи. Изменение угла поворота Δ приводило к изменению скорости и направления вращения структур; при некоторых углах поворота Δ_m структуры оставались неподвижными. При повороте, сопровождающемся изменением масштаба, наблюдались оптические спирали (рис. 2 в, г). Рис. 2 д иллюстрирует генерацию слабо взаимодействующих, сосуществующих структур. Развитие структур определяется управляющим параметром K , коэффициентом D , углом поворота Δ и постоянным сдвигом фазы φ_0 . Увеличение K приводит к стохастизации, распаду структур – возникновению оптической турбулентности (рис. 2 е).

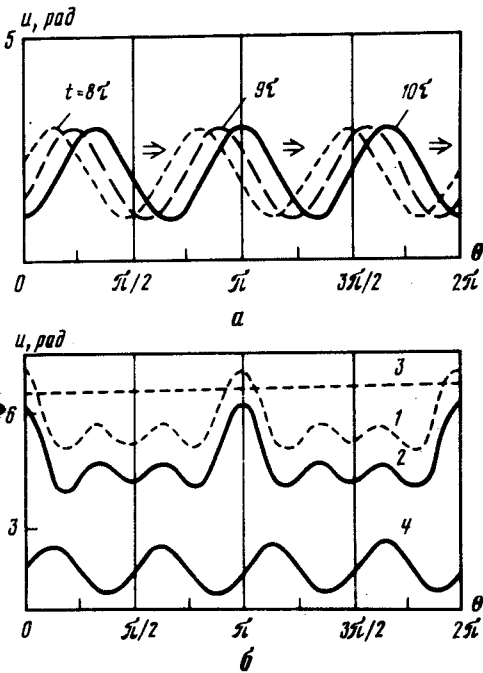


Рис. 3. Результаты численного моделирования вращающихся волн: а – автомодельное решение уравнения (2) при угловом сдвиге $\Delta = 1,9$ рад; б – влияние начальных условий на формирование вращающейся нелинейной волны (кривые 1, 2 – начальные профили фазы; 3, 4 – соответствующие им волновые структуры)

4. Исследование ротационной неустойчивости было проведено нами аналитически и численно. Будем считать для простоты, что световой пучок имеет вид тонкого кольца радиуса a , тогда для фазы $u(\mathbf{r}, t) \equiv u(\theta, t)$ вместо (1) имеем¹⁾:

$$\tau \frac{\partial u(\theta, t)}{\partial t} + u(\theta, t) = \frac{D}{a^2} \frac{\partial^2 u(\theta, t)}{\partial \theta^2} + K \{ 1 + \gamma \cos[u(\theta + \Delta, t) + \varphi_0] \}. \quad (2)$$

Анализ (2) методом возмущений позволяет найти области параметров, при которых развивается ротационная неустойчивость, определить частоту вращения структур:

$$\omega_n = K \gamma \sin \varphi_{\text{ст}} \cdot \sin n \Delta / \tau. \quad (3)$$

1) Заметим, что уравнения со сдвинутым пространственным аргументом типа (1) – (2) ранее в нелинейной волновой динамике, насколько нам известно, не использовались.

Здесь $\varphi_{\text{ст}}$ — стационарное пространственно однородное решение уравнения (2). Согласно (3) при $\Delta = \Delta_m = (\pi m / n)(m = 0, 1, \dots)$ возникают неподвижные пространственно неоднородные структуры.

Результаты численного решения уравнения (2) приведены на рис. 3; они хорошо согласуются с экспериментом. Особо отметим влияние начальных условий (рис. 3б). Видно, что небольшое изменение начальных условий приводит к радикальному изменению типа структур (ср. кривые 1, 2 и 3, 4 на рис. 3б), таким образом, возможно переключение структур с помощью модуляции возбуждающего схему светового поля. Характерные времена переключения $\tau_{\text{п}} \sim \omega_n^{-1}$ могут достигать $10^{-10} - 10^{-11}$ с для "быстрой" керровской нелинейности. Перечисленные обстоятельства представляют принципиальный интерес для физики и техники аналоговых компьютеров ⁷.

Самовоздействия в системах с двумерной обратной связью приводят к генерации полей, не имеющих даже отдаленных аналогов в линейной оптике. Вместе с тем, ряд наблюдавшихся нами волновых структур может быть сопоставлен с волновыми структурами, исследуемыми в гидродинамике, химии и биологии (см., напр., обзор ⁸). Оптика предоставляет уникальные, недоступные в других областях нелинейной динамики, возможности управления характерными масштабами продольных и поперечных взаимодействий, изучения процессов взаимодействия и управления структурами.

Литература

1. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. УФН, 1967, 93, 19.
2. Беспалов В.И., Таланов В.И. Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, 471.
3. Campillo A., Shapiro S., Snydam R. Appl. Phys. Lett., 1974, 24, 178.
4. Hasegawa A. Opt. Lett., 1984, 9, 288.
5. Ikeda K., Daido A., Akimoto O. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 709.
6. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Пруидзе Д.В., Шмальгаузен В.И. Препринт физического факультета МГУ, 1986, № 33; Ахманов С.А., Воронцов М.А. Лекция на школе по нелинейным волнам, Горький, 1987.
7. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Доклад на IX Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, 1987.
8. Гапонов-Грегов А.В., Рабинович М.А. Известия ВУЗов, сер. Радиофизика, 1987, 30, 131.