

(01)

©1995

## ДИССИПАТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ И СТОХАСТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ПРИ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

*Г.Н.Бурлак, К.Ишкабулов*

В последние годы эффекты, связанные с явлением самоорганизации, привлекают значительное внимание при изучении нелинейных волновых систем [1-3]. Главным интересом представляют системы, в которых при изменении внешних параметров в результате пространственно-временной эволюции могут возникать как когерентные, так и хаотические состояния. Типичная ситуация состоит в исследовании перехода нелинейной среды, находящейся выше порога неустойчивости, в различные стационарные пространственно неоднородные состояния или диссипативные структуры.

Ниже показано, что при акустооптическом взаимодействии в существенно нелинейном режиме из-за переотражения акустических волн возникает самоорганизация, проявляющаяся в формировании неоднородных волновых структур. Изменение надкритичности приводит к разрушению старых и зарождению новых более сложных структур, что проявляется на выходе в виде широкополосных нерегулярных осцилляций.

Рассмотрим параллельное взаимодействие в волоконном световоде или оптически анизотропном кристалле типа  $\text{LiNbO}_3$  обыкновенной и необыкновенной электромагнитных волн с продольной акустической волной разностной частоты  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ ,  $K = k_1 - k_2$ . В безграничной системе при надкритичных условиях здесь имеет место неустойчивость, приводящая к усилению акустических возмущений и формированию солитонов, распространяющихся со скоростью порядка звуковой [4-7]. При учете же отражений от границ происходит накопление энергии в системе, а также начинают проявляться нелинейные резонаторные свойства.

Рассмотрим кристалл длины  $l$  с коэффициентами отражения звука  $R_{0,l}$  на концах  $0, l$  соответственно. Система уравнений для медленно меняющихся амплитуд волн дополняется уравнением для обратной (отраженной) акустической волны, которая ввиду условий синхронизма не взаимодействует с лазерной накачкой.

Безразмерные уравнения движения после исключения отраженной волны имеют следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} A_{1,2} = \pm A_{2,1} A_3, \quad \left( \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \tau} + \gamma \right) A_3 = A_1 A_2 \quad (1)$$

с граничными и начальными условиями  $A_3(\zeta, 0) = A_{30}(\zeta)$ ,  $A_1(0, \tau) = 1$ ,  $A_2(0, \tau) = 0$ ,  $A_3(0, \tau) = R_0 R_1 \exp(-\gamma l) A_3(l, \tau - l)$ . Здесь  $A_1$  и  $A_2$  — амплитуды накачки и холостой электромагнитной волны,  $A_3$  — амплитуда прямой акустической волны,  $A_{30}(\zeta)$  — начальное возмущение,  $\zeta$  и  $\tau$  — пространственная и временная переменные,  $\gamma = \Gamma l_n$ ,  $\Gamma$  — коэффициент поглощения звука,  $l_n$  — нелинейный пространственный масштаб, связанный с входной амплитудой накачки [4,5]. В данной задаче параметр  $\gamma$  имеет смысл параметра надкритичности.

С учетом соотношений  $A_1 = \cos(\varphi)$ ,  $A_2 = \sin(\varphi)$ ,  $A_3 = \partial\varphi/\partial\zeta$  порядок системы (1) можно понизить. В результате замкнутое уравнение для  $A_3$  принимает следующий вид.

$$\left( \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \tau} + \gamma \right) A_3 = 0.5 \sin \left( 2 \int_0^{\zeta} A_3(\zeta, \tau) d\zeta \right). \quad (2)$$

Из (2) определим условия неустойчивости. Для случая  $0 < R_0 R_1 \leq 1$  пороговые условия для  $\gamma$  можно записать в виде  $\gamma < \gamma_{th} = 0.25[8 - (2n\pi/l)^2]^{1/2} - (0.75/l) \ln(R_0 R_1)^{-1}$ , причем должно быть  $2^{1/2} l \pi > n$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Отметим, что при  $R_0 R_1 < 0$  (антисимметричное отражение — сдвиг фазы на  $\pi$  при отражении от одной из границ) в приведенных выше формулах следует сделать замену  $n \rightarrow n + 0.5$ . Тогда при  $n = 0$  имеем условие  $l > \pi/8^{1/2}$ , определяющее минимальную длину области  $l$ .

При  $\gamma < \gamma_{th}$  возмущения быстро нарастают и система выходит на нелинейный режим. Поскольку в общем случае получить аналитическое решение (2) весьма сложно, в работе был выполнен компьютерный эксперимент путем численного решения (2) при различных параметрах. Для расчетов использовались следующие величины:  $l = 10$ ,  $A_{30}(\zeta) = f_{30} \text{ch}(\zeta - 6)$ ,  $f_{30} = 0.05$ ,  $R_0 R_1 = 0.95$  при значениях  $\gamma$  от 0.07 до 0.001. Расчет проводился по схеме высокого порядка, точность контролировалась путем уменьшения шага сетки. Результаты представлены на рис. 1, 2.

В ходе пространственно-временной эволюции, а также из-за переотражения звука, играющего роль задержанной

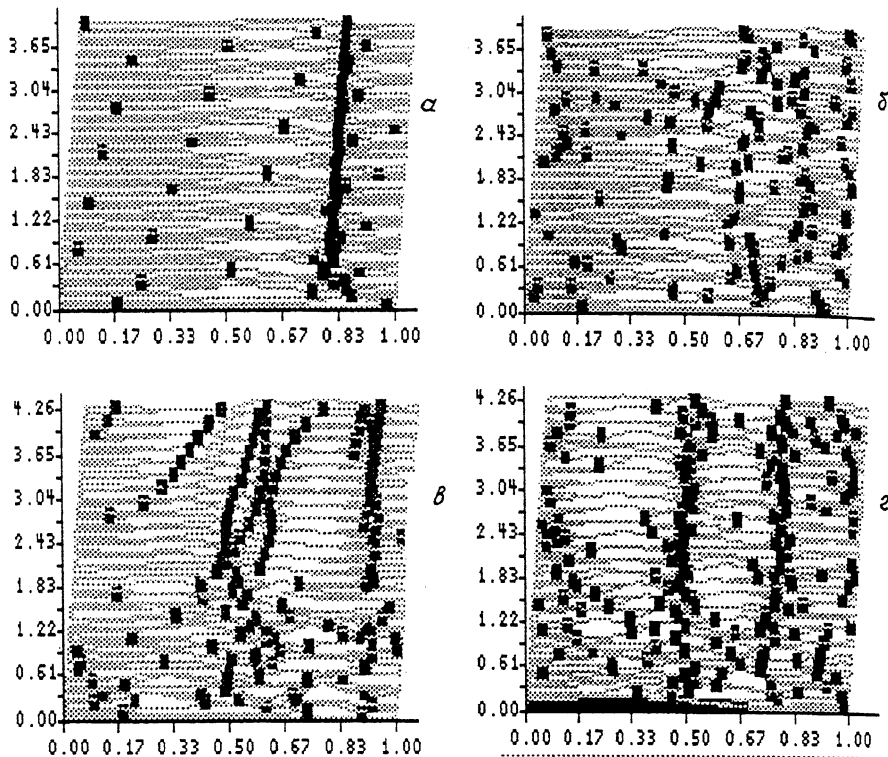
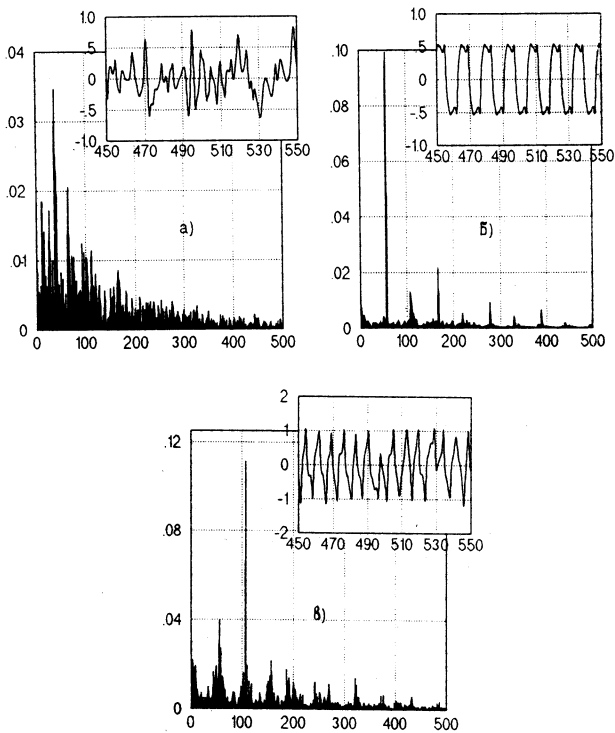


Рис. 1. Пространственно-временное расположение дефектов (нулей)  $A_3(\zeta, \tau)$  при различных надкритичностях:

$a$  —  $\gamma = 0.3$ ,  $b$  —  $\gamma = 0.2$ ,  $v$  —  $\gamma = 0.105$ ,  $z$  —  $\gamma = 0.077$ . Координата изменяется слева направо, время — снизу вверх (в относительных единицах).

обратной связи, форма возбуждений существенно меняется. Поэтому разделить амплитудные и фазовые искажения волн весьма сложно. Однако фазовые нарушения удобно охарактеризовать положением нулей  $A_3(\zeta, \tau) = 0$  в плоскости  $(\zeta, \tau)$  (в данных точках фаза скачком меняется на  $\pi$ ). В последнее время как на эксперименте, так и в теории такие точки ассоциируют с амплитудными дефектами волнового поля, отражающими специфику динамических процессов в нелинейных средах [1–3]. Наши расчеты обнаружили в зависимости от надкритичности как структурированное, так и нерегулярное расположение таких дефектов.

Анализ показывает, что при невысокой надкритичности  $\gamma \sim 0.6$ – $0.4$  спустя переходное время на выходе системы возникают периодические близкие к прямоугольным колебания, при этом число дефектов мало. С уменьшением  $\gamma$  ко-



**Рис. 2.** Фурье-спектры  $A_3(l, \tau)$  в функции от номера точки временной выборки для  $a - \gamma = 0.2$ ,  $б - \gamma = 0.105$ ,  $в - \gamma = 0.077$ .

личество дефектов возрастает, причем при  $\gamma = 0.3$  они формируются в отчетливо различимую стационарную структуру (рис. 1,  $a$ ). Заметим, что подобный эффект формирования структур дефектов был недавно зарегистрирован на эксперименте [3].

Однако дальнейшее уменьшение  $\gamma$  до 0.2 приводит к резкой перестройке картины: данная структура разрушается, а колебания на выходе становятся нерегулярными (рис. 1,  $б$ ). При последующем уменьшении  $\gamma = 0.105$  в системе вырисовывается новая, более сложная структура. Колебания на выходе снова становятся периодическими, однако форма их усложняется (рис. 1,  $в$ ).

Далее увеличение надпороговости ведет к формированию все более сложной сети структур, перестройка которых сопровождается хаотическими осцилляциями. При этом число дефектов растет, расстояние между ними, а значит, и пространственно-временные масштабы структур уменьшаются (рис. 1,  $г$ ). Система становится весьма критической к изменению  $\gamma$ .

Поскольку сложные осцилляции при перестройке структур мог быть давать и ряд колебаний с несоизмеримыми частотами, далее был выполнен анализ спектра. На рис. 2 приведены спектры Фурье для  $A_3(l, \tau)$  при разных  $\gamma$ . Видно, что в упорядоченной фазе колебания узкополосны (рис. 2, б, в) и только при  $\gamma = 0.2$  (рис. 2, а) спектр имеет типично шумовой вид, что ясно указывает на хаотическую динамику в системе. Корреляционный анализ, а также увеличение временной выборки подтверждают этот вывод.

Итак, при акустооптическом взаимодействии в нелинейном режиме при наличии переотражения акустических волн происходит самоорганизация, состоящая в формировании решетки диссипативных структур, что на выходе проявляется в виде регулярных колебаний. При изменении надкритичности структуры разрушаются, при этом колебания становятся хаотическими. Поскольку акустическая и электромагнитная подсистемы здесь связаны в единую систему, то с практической точки зрения такой эффект может дать возможность хаотизировать или дехаотизировать не только акустические колебания, но также и лазерные волны, проходящие через кристалл.

#### Список литературы

- [1] Cross M.C., Hogenberg P.C. // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65. (part 2). N 3. P. 851–1112.
- [2] Abarbanel D.I., Brown R., Sidorovich J.J., Tsimring L.S. // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65. N 4. P. 1331–1392.
- [3] Giacomelli G., Meucci R., Politi A., Arecchi F.T. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. N 8. P. 1099–1102.
- [4] Бурлак Г.Н., Коцаренко Н.Я. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 11. С. 674–677.
- [5] Бурлак Г.Н., Гримальский В.В., Коцаренко Н.Я. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. В. 4. С. 1487–1492.
- [6] Белокурова О.И., Шербаков А.С. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 16. С. 29–34.
- [7] Шербаков А.С., Позднов И.Б. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 17. С. 12–18.

Международный  
научно-технический университет  
Украина, Киев

Поступило в Редакцию  
6 июня 1995 г.