

环形腔中激光振荡输出的横向斑图 及向光学湍流的转变

张 旭 沈 柯

(长春光学精密机械学院光学物理系, 长春 130022)
(2001 年 4 月 20 日收到, 2001 年 5 月 29 日收到修改稿)

在研究环形腔中激光振荡输出的分岔与混沌的基础上, 采用耦合映像格子模型研究了其空间扩展系统的横向效应. 数值模拟表明, 随着参数的改变, 空间扩展系统由均匀稳态、行波解向时空混沌演化. 在一定的参数条件下, 空间扩展系统从光场取入射平面波(均匀分布)开始, 经对称破缺向光学湍流转变.

关键词: 横向斑图, 时空混沌, 湍流, 数值模拟

PACC: 0545, 4265

1 引 言

在非线性光学系统中, 光束的自聚焦是一个以横向效应为主的非线性过程, 自聚焦使原先均匀的光束在介质中形成局域热斑, 甚至细丝. 光学双稳态也具有丰富的横向效应, 是人们感兴趣的时空演化起主要作用的又一个典型例子. 由于光学斑图动力学的研究在全光学型信息编码及并行通讯方面有着巨大的应用潜力, 近些年来, 各种条件下非线性光学介质中斑图形成的研究一直是学术热点之一, 许多学者给出理论分析、数值模拟及实验结果^[1-16, 18]. 其中利用傅里叶空间滤波技术, 已实现了不稳定斑图的选择及控制^[19-21].

本文试图从一个新的角度对在含有增益介质的环形腔中激光振荡输出的横向斑图及其时空混沌的演化问题进行探讨. 根据文献 [17] 研究时间混沌的理论模型, 建立起该系统的空间扩展模型. 该模型随着系统参数的改变, 从均匀稳态、行波态过渡到时空混沌态. 在一定的条件下, 发现一种向湍流转变的新机制, 即系统经对称破缺向时空混沌转化.

2 空间扩展系统模型

在慢变振幅近似条件下, 激光与二能级原子共振相互作用的传播方程如下^[22]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\gamma_0}{2} \right) \epsilon = 2\pi\omega P,$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{T_2} P = \frac{p^2 \Delta}{\hbar} \epsilon, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (\Delta - \Delta_0) = -\frac{1}{\hbar} P \epsilon.$$

文献 [17] 中假设激光脉冲宽度 τ_p 远大于 T_2 , 此时

$$\frac{\partial P}{\partial t} \ll \frac{1}{T_2} P \quad (1) \text{ 式中第 2 项可表示为 } P = \frac{p^2 T_2}{\hbar} \epsilon \Delta.$$

这表明在 $\tau_p \gg T_2$ 情况下, 由电场在介质中诱导的极化强度并不延迟, 而是“立即跟随”的. 采用光子流密度参量 $I = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{c}{8\pi} \epsilon^2$ (1) 式便可表示为

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial z} = (c\sigma\Delta - \gamma_0) I, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} + \gamma_1 (\Delta - \Delta_0) = -2\sigma I \Delta,$$

其中 $\sigma = 4\pi T_2 \omega p^2 / \hbar c$. 根据 (2) 式, 文献 [17] 研究在含有增益介质的环形腔中激光振荡输出时得到如下双参数一维迭代方程:

$$I_{n+1} = I_n \exp\left(\frac{\alpha}{1 + I_n} - \Gamma \right), \quad (3)$$

其中变量 I 为归一化光场强度, 两个参数 $\alpha = \sigma\Delta_0$, $\Gamma = (\gamma_0 c) \Delta - \ln R$ 分别为增益系数和腔损耗, Δ 为环形腔腔长, R 为腔壁之一的反射系数. 由线性稳定性分析可知, 当 $|1 - \Gamma(1 - \Gamma/\alpha)| > 1$ 时, 方程 (3) 是不稳定的. 文献 [17] 计算了 $\Gamma = 11.0$ 时, 随着 α 增大, 光场由稳态经 2^n 分岔过渡到混沌态, 其中 $I = (\alpha - \Gamma)\Gamma$ 为混沌区内不稳定定态.

众所周知, 在非线性光学系统中存在空间不稳

定性,斑图的形成主要来自空间衍射效应.现在考虑在环形腔中增益介质和光场相互作用的横向效应,从描述非线性光学系统的一般形式出发^[16]

$$\frac{\partial q}{\partial t} = N(q) + iD\nabla_{\perp}^2 q, \quad (4)$$

其中 $N(q)$ 为描述局部光场与介质相互作用的非线性函数, $\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ 为二维横截面上的拉普拉斯算符,它描写光学系统中的衍射现象, q 为电磁场强度, D 为空间衍射耦合系数.令 $q = \epsilon$, 并采用光子流密度参量 $I = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{c}{8\pi} \epsilon^2 = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{c}{8\pi} \epsilon\epsilon^*$, 在慢变振幅条件下,经推导得到如下方程:

$$\frac{\partial I}{\partial t} = F(I) + D(\nabla_{\perp}^2 I - CI_B), \quad (5)$$

其中 $F(I)$ 为描述光强的非线性函数, $C = 2 \frac{1}{\hbar\omega} \frac{c}{8\pi} k^2$, I_B 为光束的本底噪声,在环形腔中 I_B 应均匀地分布在光束横截面上,可令 $I_B = 0$. 这样(5)式与化学反应扩散方程在形式上相同.将(5)式离散化后,得到光强的耦合映象格子模型

$$I_{n+1}(i, j) = (1 - D)(I_n(i, j)) + \frac{D}{4} [f(I_n(i-1, j)) + f(I_n(i+1, j)) + f(I_n(i, j+1)) + f(I_n(i, j-1))], \quad (6)$$

其中 $i, j = 1, 2, \dots, L$ 为 $X-Y$ 横截面上的格点坐标, L 为光斑尺寸, $n = 1, 2, \dots, N$ 为离散化后的时间.局部动力学函数 $f(I_n)$ 用方程(3)来描述,并且 $0 < D < 1$, 这样便获得含有增益介质的环形腔中激光振荡输出的空间扩展系统模型.

3 数值模拟结果

3.1 从均匀稳态、行波态到时空混沌

取 $\Gamma = 11.0$, 当 $11 < \alpha \leq 13 \frac{4}{9}$ 时,系统(6)式在 $X-Y$ 平面上有均匀稳定的输出.图1给出 $D = 0.2$, $\Gamma = 11.0$ 时(6)式部分数值迭代结果,其中 $i \times j = 64 \times 64$, 初始条件为光场从入射平面波(均匀分布)开始,本文取 $I_0(i, j) = 0.5$, 并设激光束以外的空间光场为零.舍去暂态过程,结果表明,固定 Γ , 随着 α 的增大,激光振荡输出的光强(边界除外)由均匀稳态、行波态向时空混沌过渡.当 α 小于分岔点 $13 \frac{4}{9}$

时,光强为均匀稳态输出,见图1(a)和(b);当 α 大于分岔点 $13 \frac{4}{9}$ 时,光强由均匀稳态输出变为行波解,见图1(c)和(d); α 继续增大,行波解的周期加倍,图1(e)和(f)给出时间周期8的行波解; α 再增大时(α 大于 α_{∞}) 随着在空间上出现破缺而在时间上随机游走,系统最终趋向湍流即时空混沌态,如图1(g)和(h)所示.

可见,当考虑横向效应时,在环形腔中的激光振荡输出不仅在时间上而且在时空上都具有复杂的动力学行为.固定腔损耗 Γ , 随着增益系数 α 的变大,横向斑图会变得复杂起来,光学湍流的出现主要是在 α 较大的高增益区,此时,系统输出光的强度在时间和空间上都是随机的,而且对初始条件极敏感,这与环形腔中在稳区工作的激光振荡输出有很大区别.

3.2 从对称破缺向湍流转变

当 $\alpha = 15.0$, $\Gamma = 11.0$ 时,系统(6)式处于湍流态.近些年来,关于湍流形成机制的研究已成为学术前沿之一,人们已经发现了几种向时空混沌演化的途径^[23-25]. 本文通过对系统(6)式的数值模拟,发现了一种向时空混沌演化的新模式.取 $D = 0.2$, $\Gamma = 11.0$, $\alpha = 15.0$, 初始条件同图1,光强的横向斑图随时间的演化见图2,横截面上任一点光强随时间的变化见图3.由图2可清楚地看到:在边界条件和初始条件一定时,系统(6)式从均匀的初始条件开始,经对称破缺向湍流转变的过程.当 $n = 400$ 时,斑图的对称性只在局部被破坏,整体上仍具有准对称性;当 $n = 500$ 时,横向的随机分布已形成.

取 $D = 0.2$, $\Gamma = 11.0$, $\alpha = 15.6$, $n = 1000$, 初始条件同图1,光强的横向斑图见图4.图4中部分区域的对称结构仍清晰可见,而其间是光强的随机分布.模拟结果还表明,对称区域的位置随时间而变化.

初步分析后,我们认为,在确定的参数条件和初始条件下,对称破缺是空间衍射和非线性耦合共同作用的结果.系统在空间上不断地复杂化及在时间上随机游走,使对称性演化遭到破坏,最终使系统处于湍流状态.当然,处于湍流态的系统对初始条件极其敏感,取不同的均匀初始条件,会获得不同的演化斑图,但它向湍流的演化——从对称破缺向时空混沌转化的规律是相同的.

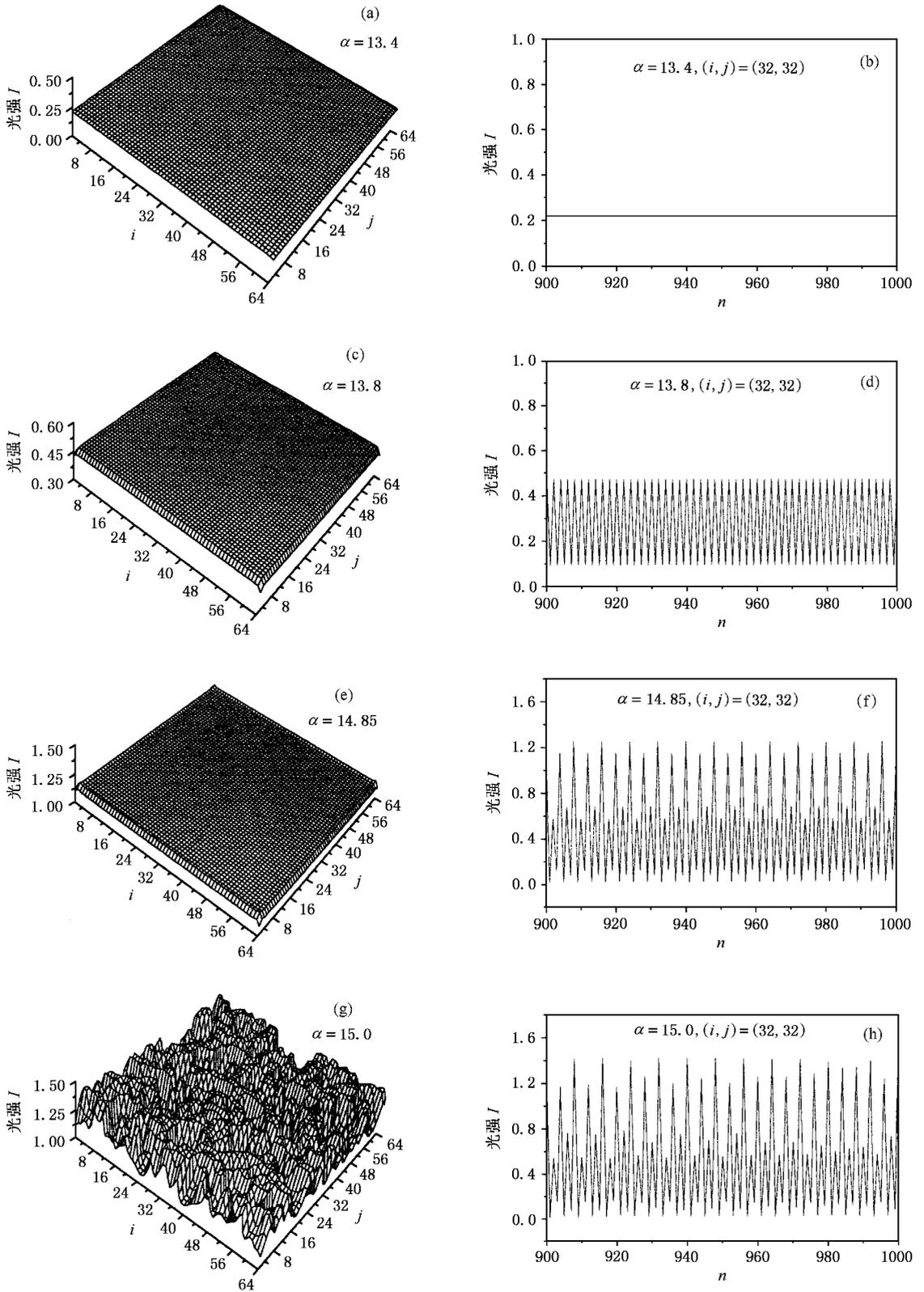


图 1 光强的横向分布及单一格点上光强随时间的变化 $\Gamma = 11.0, D = 0.2, J_0(i, j) = 0.5$. 图(a)(c)(e)(g)中 $n = 1000, i \times j = 64 \times 64$

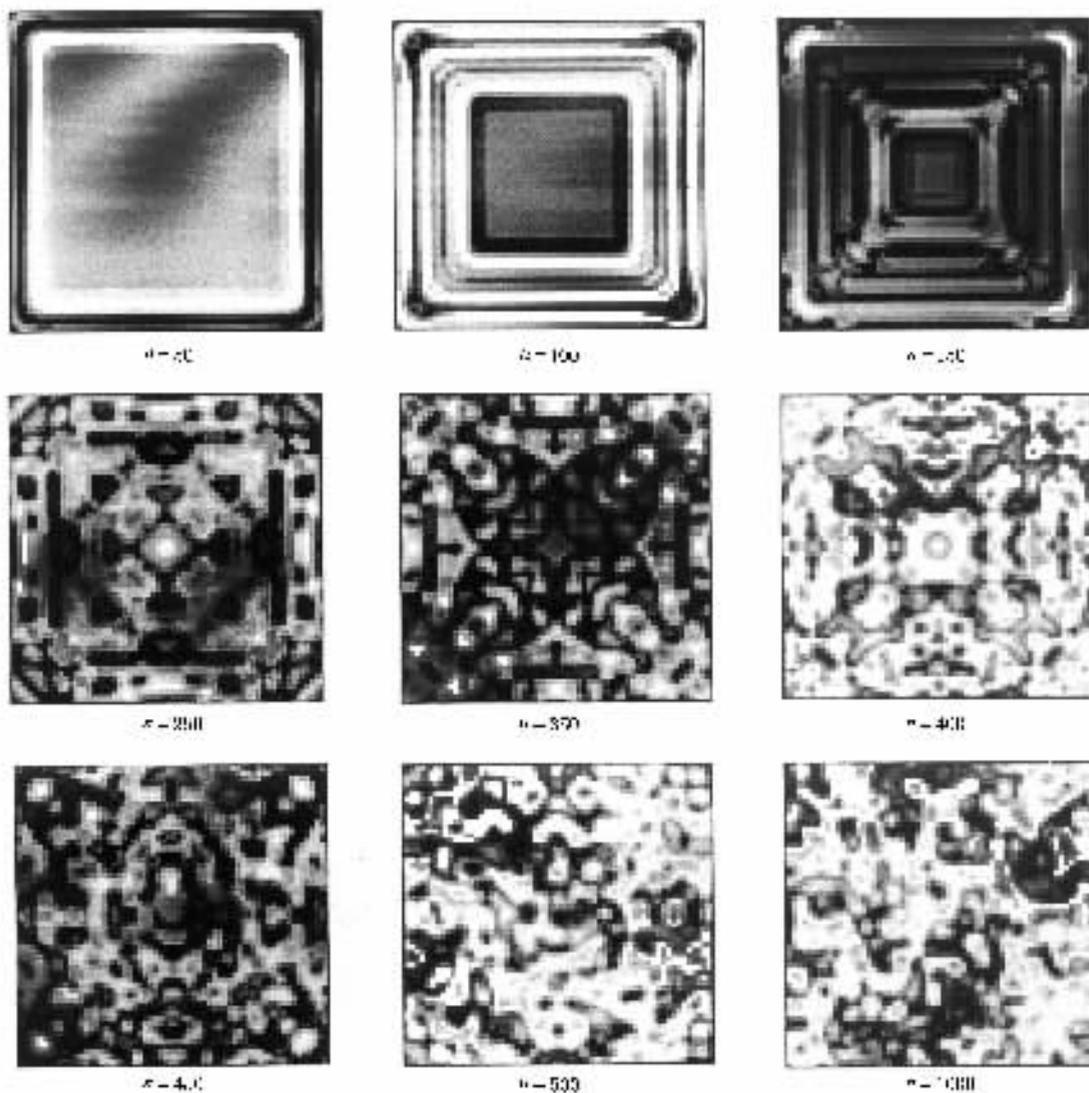


图 2 不同时刻的横向斑图 $\alpha = 15.0, \Gamma = 11.0, D = 0.2, i \times j = 64 \times 64$, 初始条件同图 1

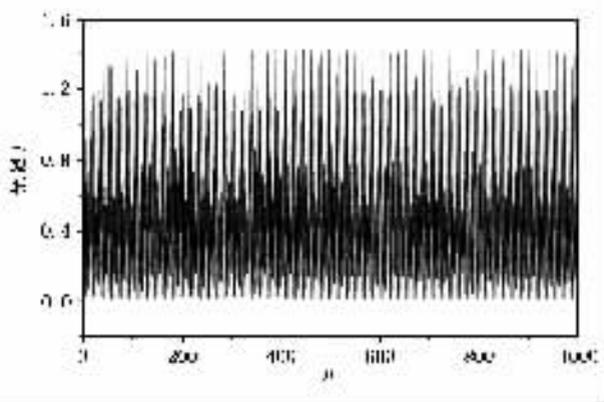


图 3 光强随时间的变化 $\alpha = 15.0, \Gamma = 11.0, D = 0.2$, 格点取 (32, 32), 初始条件同图 1

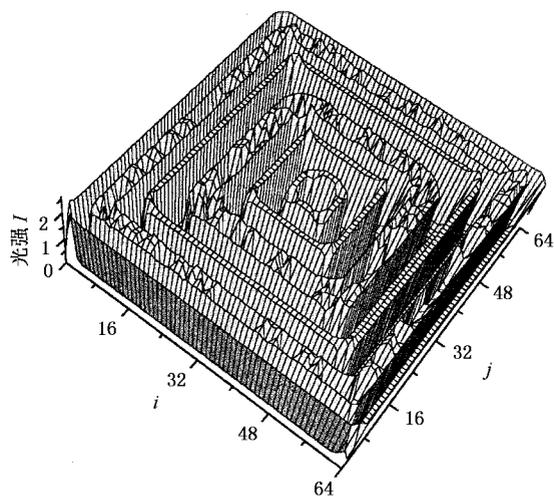


图 4 光强的横向分布 $\alpha = 15.6, \Gamma = 11.0, D = 0.2, n = 1000, i \times j = 64 \times 64$, 初始条件同图 1

4 结 论

数值模拟结果证明,空间扩展系统模型(6)式,在增益系数大于腔损耗时,系统输出均匀稳定的光强.随着增益系数的增大(大于分岔点),系统输出均匀稳定的行波解,继续增大增益系数,会出现周期加

倍的行波解(Hopf 分岔)最终出现光学湍流态.

通过数值实验还发现了一种向时空混沌演化的新模式,证明在一定的条件下,系统由边界开始,从初始均匀状态经对称破缺向湍流转变.这种转化机制的发现为人们认识湍流的形成提供了一条新的途径.

- [1] J. P. Seipenbusch *et al.*, *Phys. Rev.*, **A56**(1997), R4401.
 [2] M. A. Vorontsov *et al.*, *Phys. Rev.*, **A57**(1998), 3040.
 [3] M. Tlidi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **81**(1998), 979.
 [4] P. L. Ramazza *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **81**(1998), 4128.
 [5] K. D. Shaw, *Opt. Commun.*, **144**(1997), 134.
 [6] G. Slekys *et al.*, *Opt. Commun.*, **149**(1998), 113.
 [7] Y. Hayasaki *et al.*, *Opt. Commun.*, **151**(1998), 263.
 [8] S. Longhi, *Opt. Commun.*, **153**(1998), 90.
 [9] N. V. Tabiryan *et al.*, *Opt. Commun.*, **154**(1998), 70.
 [10] F. Rieckermann *et al.*, *Opt. Commun.*, **155**(1998), 91.
 [11] D. V. Petrov *et al.*, *Opt. Commun.*, **162**(1999), 357.
 [12] J. Zhuang, W. Tan, *J. Opt. Soc. Am.*, **B15**(1998), 2249.
 [13] V. P. Kalosha *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B15**(1998), 535.
 [14] R. Herrero *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **82**(1999), 4627.
 [15] F. Papoff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **82**(1999), 2087.
 [16] P. Y. Wang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 4669.
 [17] W. H. Tan, W. P. Lu, *Chin. Sci. Bull.*, **33**(1988), 17 [in Chinese] [谭维翰, 陆伟平, *科学通报*, **33**(1988), 17].
 [18] L. Ding, *Acta Phys. Sin. (Overseas Edition)*, **6**(1997), 881.
 [19] R. Martin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **77**(1996), 4007.
 [20] A. V. Manaev, M. Saffman, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 3499.
 [21] S. J. Jensen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **81**(1998), 1614.
 [22] Compiler Group of an Introduction to Solid-State Lasers, *An Introduction to Solid-State Lasers* (Shanghai People Press, Shanghai, 1975) [in Chinese] [《固体激光导论》编写组, *固体激光导论* (上海人民出版社, 上海, 1975)].
 [23] H. Chate, P. Manneville, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 112.
 [24] H. W. Xi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 1046.
 [25] K. F. He, *Phys. Rev. Lett.*, **80**(1998), 696.

THE TRANSVERSE PATTERN OF LASER OSCILLATION OUTPUT IN A RING CAVITY AND THE TRANSITION TO OPTICAL TURBULENCE

ZHANG XU SHEN KE

(Department of Optical Physics, Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, Changchun 130022, China)

(Received 20 April 2001; revised manuscript received 29 May 2001)

ABSTRACT

Based on the earlier theoretical work on the bifurcation and chaos of laser oscillation output in a ring cavity, we present in this paper a study of transverse effects in the spatially extended system. Numerical simulations show that the spatially extended system has the homogeneous stationary states, the traveling wave solutions and the spatiotemporal chaos states with the change of its parameters. We also find a transition to turbulence via symmetry breaking at the definite system parameters when considering incident light as plane wave (homogeneous distribution).

Keywords: transverse pattern, spatiotemporal chaos, turbulence, numerical simulation.

PACC: 0545, 4265