

光折变振荡器中的模式锁定 及阵发混沌*

庄 军

(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理国家实验室, 上海 201800)

谭维翰

(上海大学物理系, 上海 201800)

摘 要 用数值模拟的方法研究了光折变振荡器的一些时空行为。结果表明在简并或准简并条件下的横模空间耦合将使得光折变振荡器表现出与普通激光器相似的时空现象, 例如不同横向模式间的合作频率锁定, 时空周期行为及多模振荡时的阵发混沌现象等等。

关键词 光折变振荡器。

1 引 言

自从以光折变材料为增益介质的振荡器出现以来^[1], 它所表现出的与普通激光器相似的特性及其丰富的时空动力学行为正越来越引起人们的兴趣。人们发现这种相似性不仅表现在定态输出的一般特性上^[2, 3](例如频率牵引关系), 而且还反映在光场的横向分布上[例如在光折变振荡器中人们同样观察到了含有光学奇点(或缺陷)阵列的稳定光场分布^[4]]。在非线性动力学方面, 这种振荡器同样也表现出丰富的不稳定现象, 例如横模遨游、时空周期及混沌现象等等^[5, 6]。由于介质的缓变特性, 这些不稳定现象更容易被观察, 从而为研究光学非线性动力学提供了一个良好的物理模型。

Anderson 等人首先对多模光折变振荡器进行了理论研究^[7]。他们在弱场条件下忽略了模与模之间所形成的折射率光栅, 并且不考虑模与模之间的空间耦合, 从而只反映出了横模间的一般竞争现象。D'Alessandro 等人作了进一步地研究^[8]。他们直接用数值模拟来体现不同模式间的空间耦合, 由此观察到了含相位奇点的光场分布及由拍频引起的时空周期行为, 但复杂的时空不稳定现象仍未能在合理的参数条件下得到反映。为在理论上进一步解释实验现象, 一方面人们开始考虑模式间所形成的折射率光栅对其横向动力学行为的影响, 并给出了一些新结果^[9], 但这种模式间的折射率光栅只有在强调制的环境下才显得重要; 另一方面则在理论上细致地考虑模式间的横向空间耦合对光折变振荡器输出的影响^[10]。本文则是在文

* 国家自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1996 年 5 月 9 日

献[10]的理论基础上作进一步的数值研究,以揭示实验中所观察到的时空现象。

2 多模耦合方程

在弱场条件下,单向环形光折变振荡器的多模耦合方程可写成^[10]:

$$\left. \begin{aligned} \partial E_m / \partial t &= -k[(g_m + ia'_m - i\Delta'_1)E_m - 2CP_m] \\ \partial P_m / \partial t &= -\gamma_{\perp}[(1 + i\Delta'_2)P_m - E_m + \sum_{m_1 m_2} \tilde{\Gamma}_{m_1 m_2 m_2 m} C_{m_1 m} E_{m_1} |E_{m_2}|^2] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 E_m , P_m 分别与光场,折射率光栅的空腔本征模展开系数有关, m 指不同的横向模式。 $k = \frac{cT}{2\Lambda}$, $\gamma_{\perp} = \frac{1}{\tau_0}$ 分别为腔和光折变介质的弛豫速率, T 为腔镜透射率, Λ 为腔长, τ_0 为介质的弛豫时间。 $g_m = 1 + d_m$, 其中 d_m 是唯一引入的衍射损耗,对于不同的模式 d_m 可取不同的值,各频率差 $a'_m = \frac{\omega_m - \omega}{k}$, $\Delta'_1 = \frac{\omega_s - \omega}{k}$, $\Delta'_2 = \frac{\omega_p - \omega}{\gamma_{\perp}}$, 其中 ω_m 是模式的空腔谐振频率, ω 是参考频率,它一般取某一特定模式的谐振频率, ω 是该模式的实际工作频率, ω_p 为泵浦光频率, $2C$ 为泵浦参量,它可写成 $2C = ib \exp(-i\phi)$, 其中 b ($b = \frac{2\pi c}{\lambda k} \frac{l_A}{\Lambda} \Delta n_s$) 是与介质长度 l_A , 光折变饱和系数 Δn_s 等有关的量, ϕ 是与外加直流电场有关的非局域相移^[11]。 $\tilde{\Gamma}_{m_1 m_2 m_2 m}$ 是横模间的空间耦合系数,它可写成:

$$\tilde{\Gamma}_{m_1 m_2 m_2 m} = \int_0^{\infty} \rho' d\rho' \int_0^{2\pi} d\phi \bar{A}_{m_1} \bar{A}_{m_2} \bar{A}_{m_2} \bar{A}_m(\rho', \phi) \quad (2)$$

其中 \bar{A}_m 是空腔模式, ρ' , ϕ 分别是横向空间上的径向和角向变量,系数 $C_{m_1 m}$ 是与模式间的频率间隔有关的量:

$$C_{m_1 m} = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} d\eta' \exp[i\frac{\Delta}{c}(\omega_{m_1} - \omega_m)(\eta' + \frac{1}{2})] \quad (2)$$

其中 η' 是纵向变量。

在光折变振荡器中, $k \gg \gamma_{\perp}$, 因此对光场作绝热近似后 $\frac{\partial E_m}{\partial t} = 0$, (1) 式可进一步化成:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_m}{\partial t} &= -\gamma_{\perp}[(1 + i\Delta'_2)P_m - (A_m + iB_m)P_m \\ &+ \sum_{m_1 m_2} \tilde{\Gamma}_{m_1 m_2 m_2 m} C_{m_1 m} (A_{m_1} + iB_{m_1}) D_{m_2} \tilde{I}_{m_2} P_{m_1}] \end{aligned} \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} A_m &= (2C_R g_m - 2C_i \Delta'_m) / (g_m^2 + \Delta'_m{}^2) \\ B_m &= (2C_i g_m + 2C_R \Delta'_m) / (g_m^2 + \Delta'_m{}^2) \\ D_m &= A_m^2 + B_m^2; \quad \tilde{I}_m = P_m P_m^* \\ \Delta'_m &= \Delta'_1 - a'_m = (\omega_s - \omega_m) / k \end{aligned}$$

而光场

$$E_m = (A_m + iB_m)P_m$$

当所研究的模式不简并时,由(3)式可得 $C_{m_1 m} = 0$, 此时(4)式可进一步化成 Lotka-Volterra 方程^[10], 从而各横模将通过一般的竞争现象而最终趋向稳定。本文着重研究简并或准简并的情况。此时 $C_{m_1 m} = 1$, 为数值计算方便,引入 $P_m = X_m + iY_m$, 从而(4)式进一步化成:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial X_m}{\partial \tau} &= [(A_m - 1)X_m + (\Delta_2' - B_m)Y_m \\ &\quad - \sum_{m_1 m_2} \tilde{\Gamma}_{m_1 m_2 m_2 m} D_{m_2} \tilde{I}_{m_2} (A_{m_1} X_{m_1} - B_{m_1} Y_{m_1})] \\ \frac{\partial Y_m}{\partial \tau} &= [(B_m - \Delta_2')X_m + (A_m - 1)Y_m \\ &\quad - \sum_{m_1 m_2} \tilde{\Gamma}_{m_1 m_2 m_2 m} D_{m_2} \tilde{I}_{m_2} (B_{m_1} X_{m_1} + A_{m_1} Y_{m_1})] \\ \tilde{I}_m &= X_m^2 + Y_m^2; \quad \tau = \gamma_{\perp} t \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

该式即为下面数值模拟的基本方程。

3 光折变振荡器中的合作频率锁定

在激光器中,不同空腔谐振频率的横向模式在一定条件下通过非线性作用可以调制出具有单一光学频率的载波,从而一般的拍频现象消失而代之以一种复杂但却稳定的横向空间花样,这种现象则称为合作频率锁定^[12]。在光折变振荡器中,实验研究发现除常见的拍频现象外,对于同一频率简并族中的两个 Gauss-Laguerre 模式 ($\bar{A}_{m \rightarrow (p, l, i)}$ 其中 p, l 分别是径向和角向指标,当 $l > 0$ 时, i 取 1 或 2) \bar{A}_{112} 和 \bar{A}_{032} 在一定条件下却有稳定的光场输出^[13], 尽管由于像差它们之间的谐振频率并不完全相同,即在光折变振荡器中同样出现了这种模式锁定现象。

这两个横向模式的具体形式可写成:

$$\begin{aligned} \bar{A}_{112}(\rho', \phi) &= (4/\sqrt{\pi}) \rho'(1 - \rho'^2) \exp(-\rho'^2) \sin \phi \\ \bar{A}_{032}(\rho', \phi) &= (4/\sqrt{\pi}) (1/3)^{1/2} \rho'^3 \exp(-\rho'^2) \sin 3\phi \end{aligned} \quad (6)$$

由此利用(2)式可算得空间耦合系数 $\tilde{\Gamma}_{m_1 m_2 m_2 m}$:

$$\left. \begin{aligned} \begin{bmatrix} \tilde{\Gamma}_{1111} & \tilde{\Gamma}_{1113} \\ \tilde{\Gamma}_{3111} & \tilde{\Gamma}_{3113} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 0.149208 & 0.017229 \\ 0.017229 & 0.059683 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} \tilde{\Gamma}_{1331} & \tilde{\Gamma}_{1333} \\ \tilde{\Gamma}_{3331} & \tilde{\Gamma}_{3333} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 0.059683 & 0.000000 \\ 0.000000 & 0.149208 \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

其中为书写方便对 $\tilde{\Gamma}$ 的角标 m 只列出了角向指标 l 的值(1 或 3)。可见耦合系数 $\tilde{\Gamma}_{m_1 m_2 m_2 m}$ 的非对角元素不为零,参照(4)式,这些系数所引起的横向空间耦合只有在简并或准简并条件下 ($C_{m_1 m} = 1$) 才体现出来。正是这些相互作用才使得光折变振荡器表现出丰富的时空现象。对于(5)式中的其它参数 A_m, B_m 等由(4)式可知最终归结为 $\Delta_2', \Delta_m' (\Delta_{11}', \Delta_{03}')$, $g_m (g_{11}, g_{03})$ 等等。由前面的定义可知, Δ_2' 是泵浦光频率 ω_p 与参考模式的实际工作频率 ω 的差,而 Δ_m' 则是 ω 与模式 m 的谐振频率 ω_m 之间的差。由于 ω 是未知的,因此这些参数的选择有一定的任意性。为方便起见,首先选定参考模式,它不一定是参与振荡的模,一般选 \bar{A}_{00} 模,因此有 $\omega = \omega_{00}$, $\Delta_{00}' = (\omega - \omega_{00})/k = \Delta_1'$, 而 Δ_1', Δ_2' 的值可由 \bar{A}_{00} 模单独振荡时的频率关系给出,并且假定它处在最佳的振荡状态,从而有^[3]:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_2' &= \text{tg} [(\pi/4) - (\phi_0/2)] \\ \Delta_1' &= \Delta_{00}' = \{\text{tg} [(\pi/4) - (\phi_0/2)]\} g_{00} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

对于 Δ_{11}' 的值,在模拟过程中作为变量,它对应文献[13]中腔长或失谐量的改变,但为使 \bar{A}_{11} 模能起振, Δ_{11}' 应围绕 Δ_1' 变化。另外注意到 Δ_{11}' 与 Δ_{03}' 的差值实际上反映的是两模间的空腔谐振频率间隔,因此为满足简并或准简并条件, Δ_{03}' 应在 Δ_{11}' 附近取值,在这里两者的频率差来

自于谐振腔的像差，计算过程中固定不变。

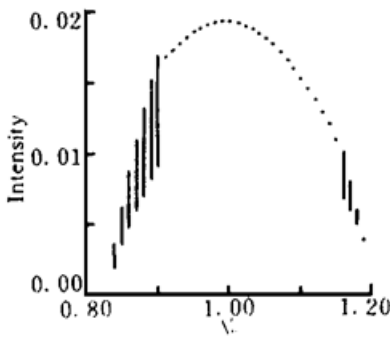


Fig. 1 Diagram of the pattern stability vs. the detuning Δ'_{11}

与文献[13]中的实验条件一致，本文模拟介质上外加电场不为零的情况，并取 $\phi_0 \approx 0^{101}$ ，那么由(8)式可得 $\Delta'_2 = 1.0$ 。当 $g_{00} = 1$ 时， $\Delta'_1 = \Delta'_2 = 1.0$ ，两振荡模式的频率差 $\Delta'_{03} - \Delta'_{11} = 0.062$ ，其它参数分别为：透射率 $T = 0.2$ ，腔长 $\Lambda = 2m$ ，光折变介质的长度 $l_A = 0.02m$ ，介质的驰豫时间 $\tau_0 = 1s$ ，光折变饱和值取 $\Delta n_s = 1.62 \times 10^{-6}$ ，波长 $\lambda = 1.0 \times 10^{-6}m$ ，衍射损耗参数 $d_{11} = 0.0$ ， $d_{03} = 1.0 \times 10^{-3}$ 。在上述条件下，对应不同的 Δ'_{11} 值，对(5)式作数值积分。为反映系统此时总的变化规律，本文给出了系统进入稳态后横向空间上某一点的光场强度在不同时刻的采样值，如图1所示。因此对应于一定的 Δ'_{11} 值，点表示系统的光场分布最终稳定，而线表示该物理量最终在一定范围内起伏，例如 Δ'_{11} 在

0.9 ~ 1.16 的范围内光场具有稳定的横向分布，图2给出了 $\Delta'_{11} = 1.0$ 时，最终稳定的光场强度(左)及相位(右)分布，其中包含了四个光学奇点，与实验结果相同。它是在算得稳定的模式幅值 E_m 后，通过两模分布的线性组合 $E_{11}\bar{A}_{112} + E_{03}\bar{A}_{032}$ 得到的，这就是合作频率锁定现象。而当失谐量 Δ'_{11} 离开 0.9 ~ 1.16 的范围后，由图1可知系统最终没有稳定的光场分布，图3给出了 $\Delta'_{11} = 0.85$ 时横向截面上某一点的光场强度随时间的变化曲线，基本上是单一频率的周期振荡。图4(a)(b)(c)(d) 则是对应图3中 a 到 d 点处 $\frac{1}{2}$ 周期的光场强度分布，d 到 a' 随时间的强度分布则与上述过程相反，这种普遍的时空周期行为则是由两个横向模式的拍频现象所引起的。它的出现不一定要耦合系数[(7)式]的非对角元素不为零，因此是比较合作频率锁定现象更普遍的行为。

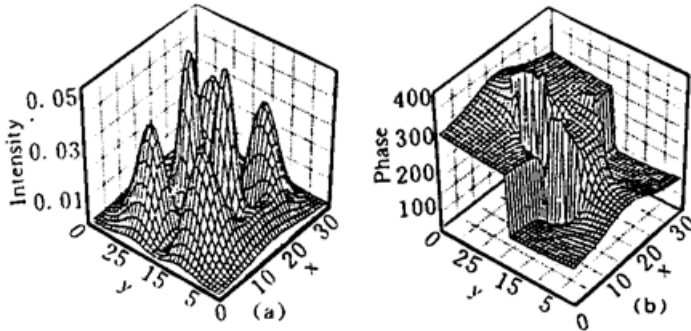


Fig. 2 A stable intensity (a) and phase distribution (b) in cooperative-frequency-locking state

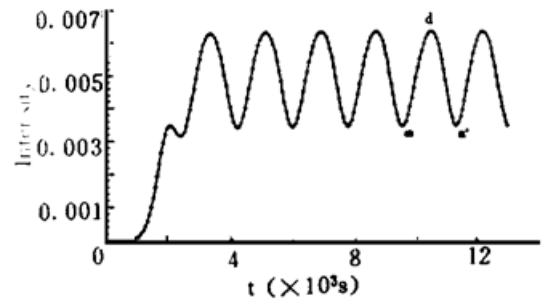


Fig. 3 The variation of intensity with the time at certain point of the beam cross section in beating

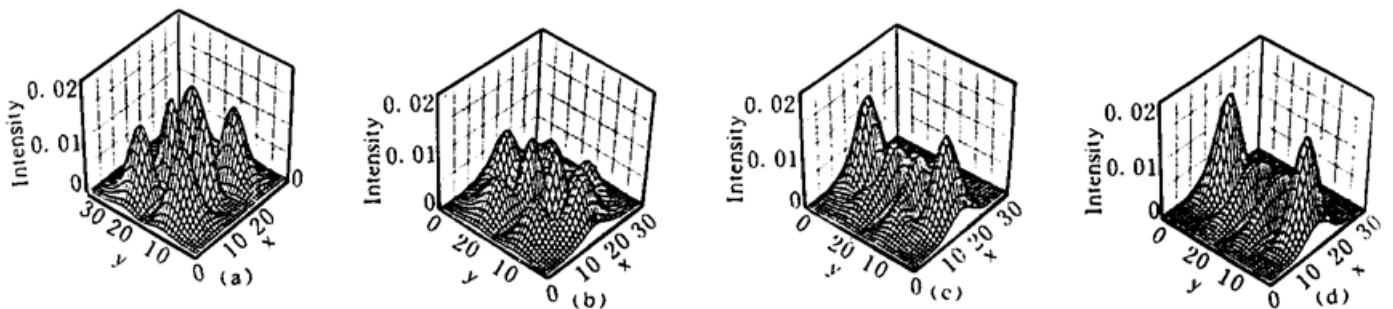


Fig. 4 The periodic evolution of intensity pattern in the first half period ('a' to 'b' in Fig. 3) when \bar{A}_{112} and \bar{A}_{032} modes are unlocked

4 多模振荡的时空混沌现象

在光折变振荡器的实验中, 另一个常见而又有趣的现象是时空混沌(或湍流)。它是在大菲涅耳数条件下多横模相互作用的结果^[6]。为在理论上揭示这种时空行为, 仍从方程(5)出发模拟多个横向模式参与振荡的情况。为方便起见取径向指标相同($p = 0$)而角向指标不同($l = 0, 1, 2 \dots$)的八个横向模式*。而频率差参数(Δ'_1, Δ'_2 及 Δ'_m)等的取值与前一部分的考虑相似, 即仍把 \bar{A}_{00} 模作为参考模式, 并且 Δ'_1 (即 Δ'_{00})及 Δ'_2 由(8)式给出, 这样取的物理含义前面已提到, 这里不再重复。如果引入各模的空腔频率间隔, 则 Δ'_m 的值可由 $\Delta'_{0l} = \Delta'_{00} + l\Delta'_d$ 给出。其它参数的值如没有特别提到与前一部分相同。

本文模拟介质上外加电场不为零的情况($\Phi \approx 0$), 从而由(8)式可得 $\Delta'_2 = \Delta'_{00} = 1.0$, 模式的衍射损耗参数 d_m 分别为: $d_{00} = 0.0, d_{01} = 5.0 \times 10^{-3}, d_{02} = 10.0 \times 10^{-3}, d_{03} = 15.0 \times 10^{-3}, d_{04} = 20.0 \times 10^{-3}, d_{05} = 25.0 \times 10^{-3}, d_{06} = 30.0 \times 10^{-3}, d_{07} = 35.0 \times 10^{-3}$, 光折变饱和值 $\Delta n_s = 1.64 \times 10^{-6}$ 。在上述参数条件下, 模拟的结果表明随着频率间隔参数 Δ'_d 的改变, 系统表现出丰富的时空不稳定行为, 除时空周期, 准周期外还包括时空混沌现象。不仅如此, 更有趣的是这种时空混沌在一定参数条件下是由阵发途径导致的, 图5(a)(b)(c)(d)即是 Δ'_d 分别取 $1.0 \times 10^{-5}, 0.9 \times 10^{-5}, 0.8 \times 10^{-5}, 0.0$ 时, \bar{A}_{00} 模的强度随时间的变化规律, 该图清楚地给出了系统由周期通过阵发通向混沌的过程。为进一步给出时空混沌的一些特性, 图6给出了横向空间上某一点的光场强度随时间的演化曲线, 它是一种无规的行为, 图7(b)所给出的功率谱则更清楚的反映了这一点(作为比较, 图7(a)给出了 Δ'_d 取 1.0×10^{-5} 时该点的功率谱, 分立的能谱表明系统此时的一种复杂时空周期行为)。同样对横向空间上另外一些点的观察也反映了这种光强无规变化的行为, 只是它们的谱分布不完全相同, 这种差异说明了此时光场的时间行为在横向空间上的不一致性。图8(a)(b)(c)(d)给出了相邻时间段上的几个光场强度分布, 观察光场的相位分布发现, 其中的相位奇点及其位

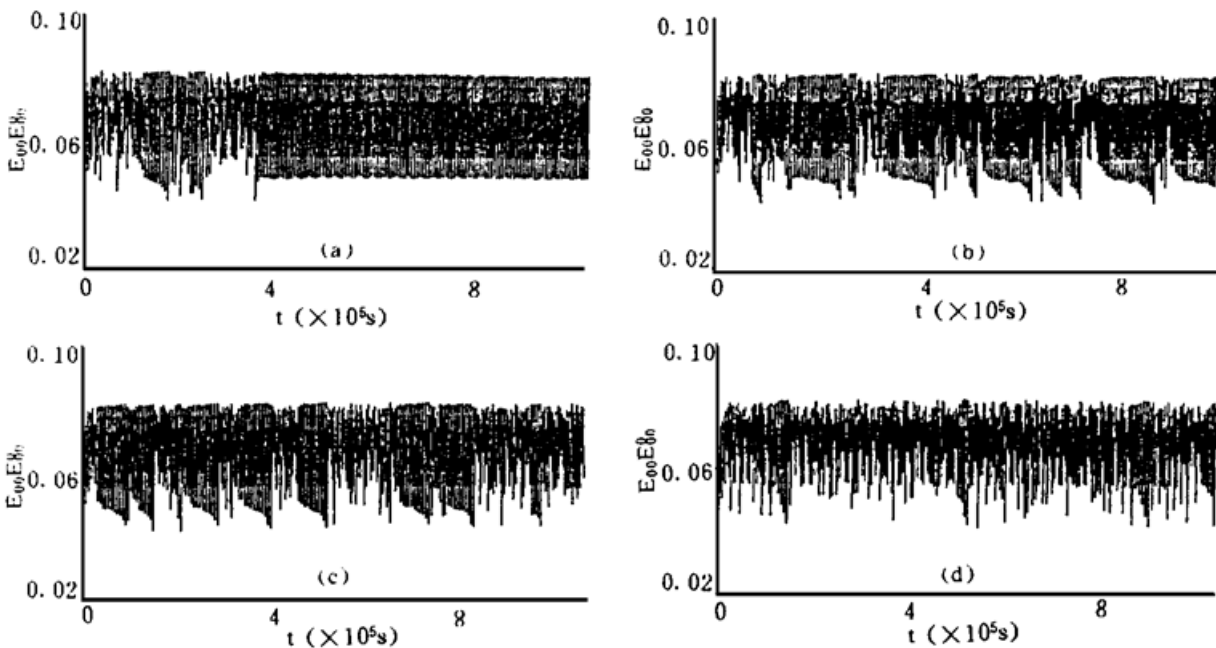


Fig. 5 With frequency spacing decreasing (a to d), chaos is induced by intermittence

* 各模的具体形式以及相应的模式间耦合系数 $\tilde{\Gamma}_{m_1 m_2 m_2 m}$ 的计算可与作者直接联系

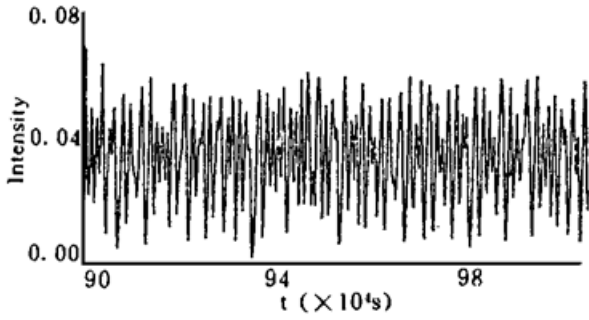


Fig. 6 The variation of intensity with the time at certain point of the beam cross section in chaos

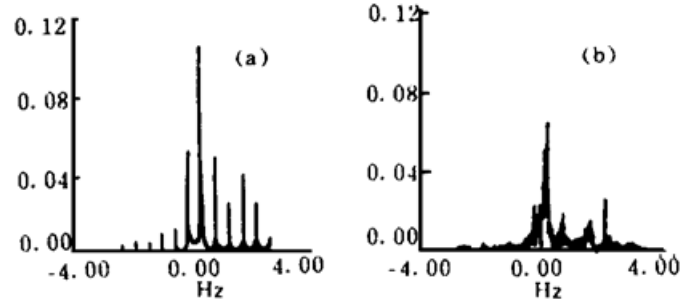


Fig. 7 The power spectra calculated from the filed at certain point of the beam cross section for (a) spatiotemporal periodicity and (b) spatiotemporal chaos

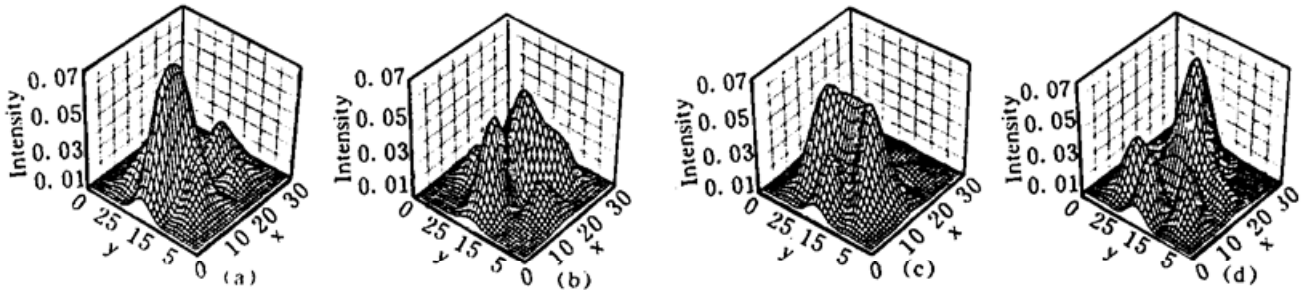


Fig. 8 The evolution of the intensity pattern (a → b → c → d) in chaos

置也都在随时间而发生变化，例如图 9(c') (d') 给出了与图 8(c) (d) 对应的相位分布，它们分别含有两个和四个相位奇点。由此可以想象横向空间上光场分布的无规变化。为更清楚地反映此时光场变化的时空特性，对依赖于空间变量的强度相关函数作了计算：

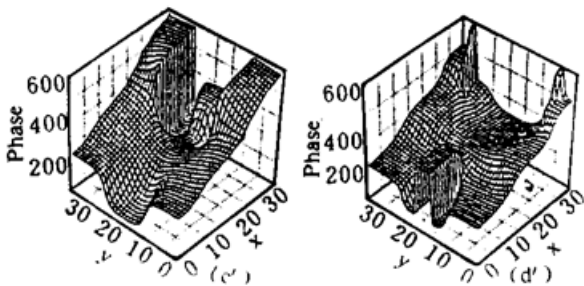


Fig. 9 The phase distributions (c') and (d') corresponding to the patterns Fig. 8 (c) and (d)

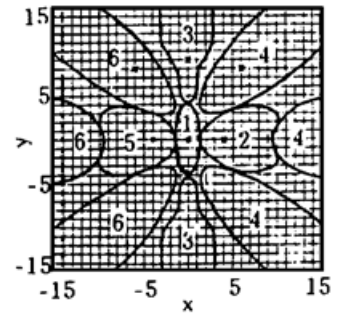


Fig. 10 Characteristics of the intensity correlation in chaos

$$C(\mathbf{r}_0; \mathbf{r}) = \frac{\langle I(\mathbf{r}_0, t)I(\mathbf{r}, t) \rangle - \langle I(\mathbf{r}_0, t) \rangle \langle I(\mathbf{r}, t) \rangle}{\sqrt{\langle I^2(\mathbf{r}_0, t) \rangle - \langle I(\mathbf{r}_0, t) \rangle^2} \sqrt{\langle I^2(\mathbf{r}, t) \rangle - \langle I(\mathbf{r}, t) \rangle^2}} \quad (9)$$

其中 \mathbf{r} 表示横向空间变量 ρ' , $\langle \dots \rangle$ 表示时间平均。图 10 是最终计算和分析所得到的结果，它是按如下步骤得到的：1) 对特定的空间参考点 \mathbf{r}_0 (图中用叉号表示) 计算强度相关函数(9) 式的值，显然它是空间变量 \mathbf{r} 的函数；2) 认为随 \mathbf{r} 的变化，在相关函数值大于 0.5 的空间区域上

其光场强度是相关的。图 10 即描绘了这样的区域, 并用相同的数字表示(这是因为有的相关区域并不连续)。该图表明此时整个光场分布的横向空间基本上是由六块互不相关的区域构成。下面简单说明实质上组成光场空间的不相关区域数可以衡量此时光场分布的复杂程度。众所周知当某一非线性系统发生强湍流时, 常用相关长度与该物理量所分布的空间尺度的比值来反映其分布的复杂性^[6, 14]。在那里如果也进行与图 10 相同的分析, 那么将得到数目更多的彼此不相关区域, 并且它们的形状及面积基本上不会因参考点位置(r_0) 的改变而变化, 这也是可以用上述的比值来衡量分布复杂程度的原因。更有启发性的是可以把这些不相关区域视为一种粗粒子, 其尺度即为相关长度。对于本文的情况, 如果也要用这种比值, 显然只能是一种平均, 并可表示为 $\sqrt{1/N}$, 其中 N 是不相关区域的个数。 N 数越大该比值越小, 说明空间分布越复杂; 而当 $N = 1$ 则说明相应的物理量在空间上是完全相关的, 即为一般的时间混沌。因此用不相关区域的个数更能普遍地来衡量空间分布的复杂程度, 尤其是在时空混沌不太强烈的情况下。此时, 虽然相关区域的形状及面积是与 r_0 有关的, 但通过取一系列不同 r_0 值的分析可以发现其总的相关区域个数基本上是固定的。

由于计算量的问题, 以上仅给出了频率间隔 $\Delta\omega$ 在很窄的范围内变化时光折变振荡器的时空规律。对于 $\Delta\omega$ 的其它取值, 粗略的模拟结果表明随着频率间隔的变化, 时空周期和混沌现象交替出现, 并对 $\Delta\omega$ 的变化非常灵敏, 而通向混沌的途径却不都是阵发的形式。这方面更细致的结论还有待于对(5)式的非线性动力学行为作更深入的研究。另外, 值得一提的是本文所给出的时空混沌行为不仅仅反应了光折变振荡器中的实验现象, 而且与一般激光器实验中所观察到的时空混沌现象也非常相似^[15], 并且在激光器中其时空行为也与模式间的频率间隔, 衍射损耗等参量密切相关。可见虽然两者的横向模式所遵循的动力学方程不同, 但它们却都存在着相互作用, 而这正是导致时空不稳定现象的关键。

结 论 通过数值模拟研究了光折变振荡器的时空行为, 与以往理论结果不同的是, 即使是在弱场条件下, 这种振荡器仍具有丰富的时空行为, 如合作频率锁定, 时空周期及混沌现象等等。这些现象产生的根源在于简并或准简并条件下横模间的空间耦合, 并且这种相互作用将随着参与振荡模式数目的增加而使得光折变振荡器的时空行为变得复杂, 时空混沌即是多模振荡的结果。另外从本文对八个特殊横向模式的模拟结果可以预言, 当参与的横向模式数继续增加时, 其横向空间的相干性将进一步变差。表现为横向空间上非相关区域数目 N 增加, 从而时空混沌变得更为复杂。

作者感谢朱健强博士在计算方面的帮助及马国彬博士的有益讨论!

参 考 文 献

- [1] J. O. White, M. Cronin-Golomb, B. Fischer *et al.*, Coherent oscillation by self-induced gratings in the photorefractive crystal BaTiO₃. *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **40**(6) : 450~ 452
- [2] P. Yeh, Theory of unidirectional photorefractive ring oscillators. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1985, **2**(12) : 1924~ 1928
- [3] 庄 军, 谭维翰, 单模光折变振荡器的输出及稳定特性($\phi \neq \pi/2$). *中国激光*, 1995, **A22**(12) : 930~ 934

- [4] F. T. Arecchi, G. Giacomelli, P. L. Ramazza *et al.*, Vortices and defect statistics in two-dimensional optical chaos. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67**(27) : 3749~ 3752
- [5] G. Pauliat, P. Gunter, Coherent light oscillators with photorefractive KNbO₃ crystals. *Opt. Commun.*, 1988, **66**(5, 6) : 329~ 332
- [6] F. T. Arecchi, G. Giacomelli, P. L. Ramazza *et al.*, Experimental evidence of chaotic itinerancy and spatiotemporal chaos in optics. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(20) : 2531~ 2534
- [7] D. Z. Anderson, R. Saxena, Theory of multimode operation of a unidirectional ring oscillator having photorefractive gain: weak-field limit. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1987, **4**(2) : 164~ 176
- [8] G. D'Alessandro, Spatiotemporal dynamics of a unidirectional ring oscillator with photorefractive gain. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **46**(5) : 2791~ 2802
- [9] B. M. Jost, B. E. A. Saleh, Spatiotemporal dynamics of coupled transverse mode oscillation in unidirectional photorefractive ring resonators. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **51**(2) : 1539~ 1548
- [10] 庄 军, 谭维翰, 光折变振荡器中的横模遨游现象. *物理学报*, 1996, **45**(10) : 1658~ 1670
- [11] J. P. Huignard, A. Marrakchi, Coherent signal beam amplification in two-wave mixing experiments with photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystal. *Opt. Commun.*, 1981, **38**(4) : 249~ 254
- [12] L. A. Lugiato, G. L. Oppo, M. A. Pernigo *et al.*, Spontaneous spatial pattern formation in lasers and cooperative frequency locking. *Opt. Commun.*, 1988, **68**(1) : 63~ 68
- [13] Daniel Hennequin, Laurent Dambly, Didier Dangoisse *et al.*, Basic transverse dynamics of a photorefractive oscillator. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11**(4) : 676~ 684
- [14] P. C. Hohenberg, B. I. Shraiman, Chaotic Behavior of an Extended System. *Physica*, (Amsterdam) 1989, **37D**(1) : 109~ 113
- [15] W. Kliche, C. O. Weiss, B. Wellegehausen, Spatiotemporal Chaos from a Continuous Na₂ Laser. *Phys. Rev. (A)*, 1989, **39**(2) : 919~ 922

Mode Locking and Intermittence chaos in a Photorefractive Oscillator

Zhuang Jun

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Tan Weihai

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 201800)

(Received 9 May 1996)

Abstract Spatiotemporal dynamics of a unidirectional ring oscillator with photorefractive gain is studied numerically. Some interesting spatiotemporal phenomena similar to that of in lasers are obtained in degenerate or quasi-degenerate states. These phenomena include cooperative frequency locking, spatiotemporal periodic behavior and intermittence chaos.

Key words photorefractive oscillator.