

# 光折变晶体中双光束反向传输引起非稳

高晓明 张为俊 韩亚农 周金运 季明 阎逢旗 王沛  
(中国科学院安徽光机所激光光谱开放实验室, 合肥 230031)

**摘 要** 实验研究了光折变晶体中双光束反向传输引起非稳的时空特性, 从实时信号的功率谱分析和相关维数的计算, 确证了系统由准周期运动经周期三到达混沌。

**关键词** 双光束反向传输, 非稳, 周期三, 时空特性.

## 1 引 言

近几年来非线性光学系统中双光束横向调制非稳引起了人们极大的关注<sup>[1]</sup>, 这种现象已在许多非线性介质中观测到, 如在原子蒸气<sup>[2,3]</sup>、液晶<sup>[4]</sup>、光折变晶体<sup>[5]</sup>中。在不同的实验条件下, 光斑横向图样呈同心圆环、成对的光斑、亮斑阵列和对称的六角形分布。理论上关于双光束反向传输横向调制非稳已有不少研究<sup>[6-9]</sup>。目前实验上研究较多的是 Na 原子蒸气, 观察到不同类型的光斑图样分布, 这些图样的时空特性依赖于入射光频率、光强和两束光是否严格同光路等因素<sup>[3]</sup>。在文献所报道的实验中, 所采用的光路都是由非线性介质和一平面反射镜组成, 这样在非线性介质中的两束反向传输光束的位相差仅由非线性介质与平面镜之间的距离所决定; 本文利用自泵浦相位共轭镜取代平面反射镜, 后向传输的光束是前向传输光束的位相共轭波。

到目前为止, 光折变晶体关于双光束反向传输的研究较少, 它具有较强的非线性和较大的耦合系数, 其局域折射率可通过激光束的光强分布而改变。Honda<sup>[5]</sup>利用双光束反向传输在光折变晶体中观察到六角形横向图样分布。本文利用 BaTiO<sub>3</sub> 晶体观测到在晶体的不同取向条件下光斑的横向图样分布, 测量了远场局域光强随时间的变化, 通过改变入射光强, 发现系统从周期运动经周期三到达混沌。另外, 利用功率谱、相空间图和相关维数计算对系统进行了分析, 并对引起系统非稳的机制进行了讨论。

## 2 实验装置

实验装置如图 1 所示, 所用光源是 TEM<sub>00</sub> 模的连续 He-Ne 激光器, 输出波长为 633 nm, 最大输出功率为 60 mW, 光束直径为 1 mm, 格兰棱镜和  $\lambda/2$  波片用来改变激光功率, 入射光偏振方向在晶体的入射平面内, BS 为分束镜, D<sub>1</sub>、D<sub>2</sub> 为功率计。光束经一焦距为 180 mm 的

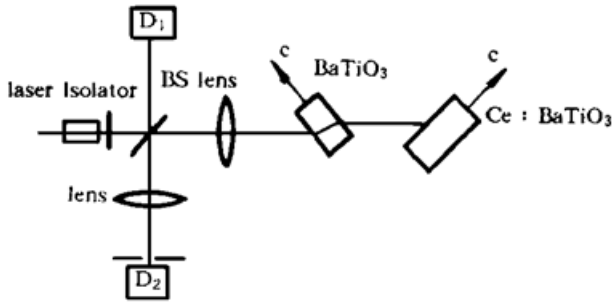


Fig. 1 Diagram of experiment setup

透镜聚焦, BaTiO<sub>3</sub> 晶体(尺寸为 5× 5× 5 mm<sup>3</sup>) 位于束腰附近, 其透过光以 135°角入射到尺寸为 7.07× 6.65× 5.81 mm<sup>3</sup> 的 Ce·BaTiO<sub>3</sub> 晶体, Ce·BaTiO<sub>3</sub> 晶体被用来产生另一束反向传输光束, 其自泵浦相位共轭效率约为 55%, 晶体的 C 轴平行于最长边。

### 3 实验结果与分析

利用 BaTiO<sub>3</sub> 晶体在不同取向条件下, 实验观测到横向图样分布的变化, 当入射角在 0° ~ 180°之间(不包括 0°和 180°), 横向图样分布如图 2 所示, 在水平方向分裂成几个亮条纹和暗斑, 光斑上半部分和下半部分的亮条纹向两个相反的方向运动, 在边缘慢慢消失; 1 秒钟之后, 又渐渐地边缘出现, 并向中心运动, 在中心处上下两部分连在一起, 这一过程如此重复出现。当入射角为- 150°时, 图样是稳定的, 但在图样中心处有一暗斑, 实验测量了不同入射功率下的局域光强, 系统同样也具有由周期三到混沌过程。当入射角为- 90°时, 图样在垂直方向分裂。

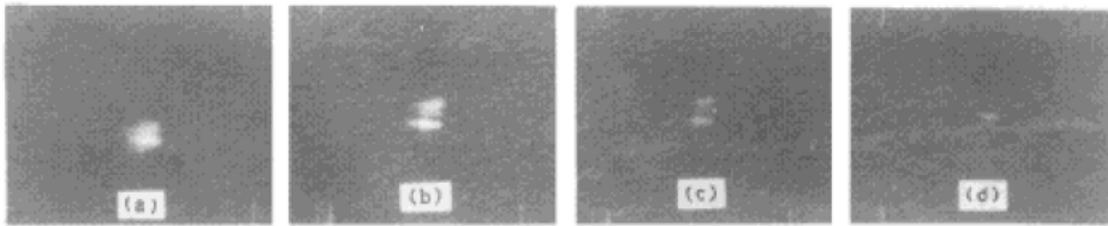


Fig. 2 Time-evolution of transverse spot pattern

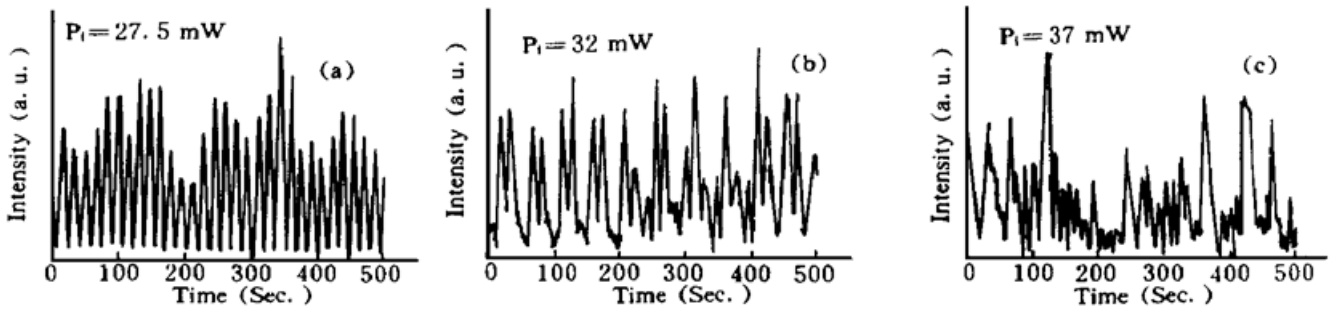


Fig. 3 Time series of local spot intensity at different incident light intensity

本文测量了入射角为 10°时不同入射光功率下系统的行为, 入射光功率的改变, 并不影响横向图样的形状, 但系统却从准周期经周期三进入混沌。用焦距为 6 cm 的短焦透镜将光斑放大, 在光斑直径为 2 cm 处, 置一带有 1.5 mm 的小孔的功率计于图样中心, 记录下不同入射光功率下局域光强随时间的变化曲线。时间序列和功率谱分别如图 3 和图 4 所示, 当入射光功率  $P_i = 27.5 \text{ mW}$ , 图 3(a) 很清楚地显示系统为准周期运动, 对应的功率谱图 4(a) 在  $f$  处有一特征峰, 在  $I(t) - I(t + \tau)$  的相空间图中, 系统运动轨迹是一极限环(见图 5(a)); 当入射光功率  $P_i = 32 \text{ mW}$ , 系统处于周期三运动(如图 3(b)), 在对应的功率谱图 4(b) 中, 不只是在频率  $f$  处有一特征峰, 而且还有另外几个频率  $f/3$ 、 $2f/3$ 、 $4f/3$  出现, 在  $I(t) - I(t + \tau)$  的相空间图中, 运动轨迹由原来的一个极限环变成两个极限环(见图 5(b))。随着入射光功率的进

一步增加 ( $P_i = 37 \text{ mW}$ ), 时间序列(图 3(c)) 没有明显的周期性出现, 系统进入混沌状态, 其功率谱(图 4(c)) 为宽带连续。相空间的轨迹(图 5(c)) 是混乱的。

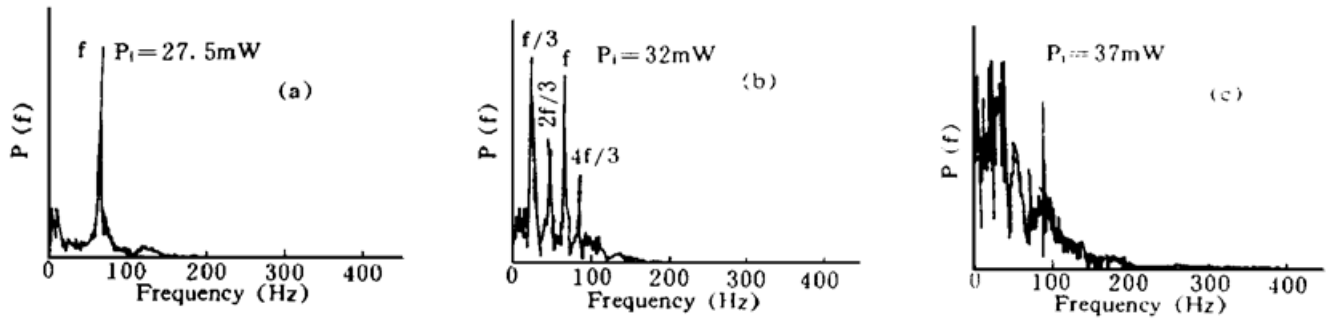


Fig. 4 Power spectrum corresponding to the time series shown in Fig. 3

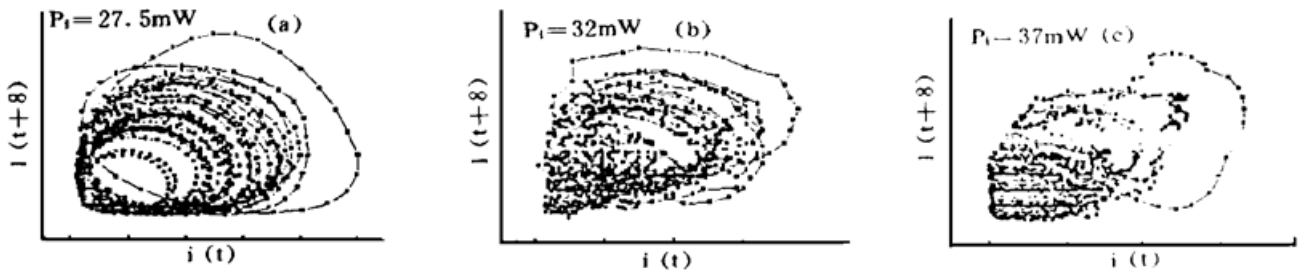


Fig. 5 Spatial pattern of the phase corresponding to the time series shown in Fig. 3

为了进一步确定非稳来源于双光束反向传输, 实验在没有  $\text{BaTiO}_3$  晶体时观测了  $\text{Ce} \cdot \text{BaTiO}_3$  晶体的相位共轭波, 相位共轭波存在着很小的起伏, 这种起伏不同于以上的测量结果; 另外, 利用  $\text{C}_{60}$  甲苯溶液取代  $\text{BaTiO}_3$  晶体, 观测到一种新的“心跳”振荡现象<sup>[10]</sup>, 其振荡频率不随入射光功率改变而变化。

为了定量地分析混沌运动的本质, 区别混沌信号与噪声信号, 利用图 3(c) 的时间序列计算系统的相关维数。图 6 是利用图 3(c) 计算的  $\log C(\epsilon) - \log(\epsilon)$  曲线, 埋入维数从 5 到 24, 在  $-3.5 < \log(\epsilon) < -1$  区间内曲线近似为直线, 通过对这一段区间的线性拟合, 可以得到曲线的斜率, 将曲线的斜率对埋入维数作图, 得到图 7 所示的曲线。图 7 表明随着埋入维数的增加, 相关维数  $D$  也随之增加, 当埋入维数  $n \geq 14$  时, 相关维数接近常数  $D \approx 2.7$ 。

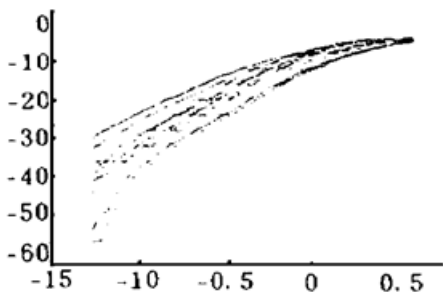


Fig. 6 Calculation of embedding dimension corresponding

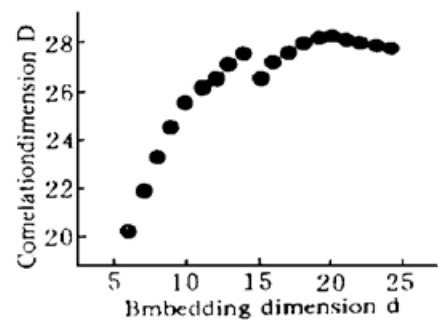


Fig. 7 Change of corresponding dimension via embedding dimension as shown in Fig. 3(c)

以上报道了反向传输光束在光折变晶体中的时空特性, 作者认为不同的图样分布和非稳是由于多个四波混频过程在晶体中的竞争, 引起能量的重新分布。晶体中反向传输的两束泵浦光和满足位相匹配条件的泵浦光的非轴分量及噪声形成四波混频过程, 这样在泵浦波与其非轴分量和噪声之间就会有能量交换, 如果两个或多个满足位相匹配条件的四波混频过程同

时驱动同一个光栅,这一光栅将引起泵浦光与其非分量及噪声之间的能量重新分布,竞争的结果将导致图样随时间的非稳变化。

**结 论** 本文细致研究了光折变晶体中双光束反向传输引起非稳的时空特性,通过对实时信号的功率谱分析和相关维数的计算,确证了系统由准周期运动经周期三到达混沌,相关维数的计算表明,当埋入维数  $n > 14$  时,  $\log C(\epsilon) - \log(\epsilon)$  的斜率达到饱和值  $D \approx 2.7$ 。

### 参 考 文 献

- [1] N. B. Abraham, W. J. Firth. Overview of transverse effects in nonlinear optical systems. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1990, **7**(6): 951~ 962
- [2] A. Maitre, A. Petrossian, A. Blouin *et al.*. Spatio-temporal instability for counterpropagating beams in rubidium vapor. *Opt. Commun.*, 1995, **116**(1/3): 153~ 158
- [3] G. Giusfredi, J. F. Valley, R. Pon *et al.*. Optical instabilities in sodium vapor. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1988, **5**(5): 1181~ 1191
- [4] B. Thuring, R. Nenbeiker, T. Tschudi. Transverse pattern formation in liquid crystal light valve feedback system. *Opt. Comm.*, 1993, **102**(1/2): 111~ 115
- [5] Tokuyuki Honda. Hexagonal pattern formation due to counterpropagation in KNbO<sub>3</sub>. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(8): 598~ 600
- [6] W. J. Firth, C. Pare. Transverse modulation instability of counterpropagating beams in Kerr medium. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(2): 1096~ 1098
- [7] J. Y. Courtois, G. Grynberg. Spatial pattern formation for counterpropagating beams in Kerr medium: a simple model. *Opt. Comm.*, 1992, **87**(4): 186~ 192
- [8] G. G. Luther, C. J. McKinstrie. Transverse modulation instability of counterpropagating light waves. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(7): 1047~ 1060
- [9] M. Saffman, A. A. Zozulya *et al.*. Transverse instability of energy-exchanging counterpropagating waves in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11**(8): 1409~ 1417
- [10] 高晓明, 韩亚农, 张为俊等. 用自散焦介质观测 Ce·BaTiO<sub>3</sub> 晶体的自泵浦相位共轭频移. *光学学报*, 1996, **16**(7): 926~ 929

## Transverse Instabilities Induced by Counterpropagation in Photorefractive Crystal

Gao Xiaoming Zhang Weijun Han Yanong Zhou Jinyun  
Ji Ming Yan Fengqi Wang Pei

(Laser Spectroscopy Laboratory, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,  
The Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

(Received 12 October 1995)

**Abstract** The spatiotemporal characteristics of the instability induced by counterpropagation has been investigated experimentally in photorefractive crystal. The results from power spectrum and correlation dimension quantitatively confirm the transition to chaos through the periodic-three.

**Key words** counterpropagation, unstable, periodic-three, spatiotemporal characteristics.