

从自散焦到自聚焦的动态转换和 相位共轭亮空间孤子*

刘思敏^{1)†} 汪大云¹⁾ 赵红娥^{1)‡} 李祖斌¹⁾ 郭 儒¹⁾ 陆 猗³⁾ 黄春福¹⁾ 高垣梅¹⁾

¹⁾ 南开大学物理学院, 天津 300071)

²⁾ 北京师范大学物理系, 北京 100875)

³⁾ 天津理工大学自动化系, 天津 300191)

(2001 年 9 月 30 日收到, 2002 年 5 月 10 日收到修改稿)

对文献 [1] 中所报道的 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体从自散焦到自聚焦动态转换的过程, 在实验和理论上作了进一步研究. 以实验结果为依据, 提出了相位共轭共振腔的理论模型, 分析了该共振腔在从自散焦到自聚焦的动态转换过程中所起的作用, 并提出了一种新型的亮空间孤子, 即相位共轭亮空间孤子, 指出相位共轭亮空间孤子是相位共轭共振腔中的一个模.

关键词: 相位共轭共振腔, 亮空间孤子, 自散焦, 自聚焦

PACC: 4265, 4280L

1. 引 言

我们在文献 [1] 中首次报道了在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中观察到从自散焦到自聚焦的动态转换. 根据斜入射和垂直入射时具有基本相同的实验现象, 在文献 [1] 中我们提出了双相位共轭法布里-珀罗干涉腔的理论模型. 其后, 何国岗等^[2] 在 $\text{Cu}:\text{KNSBN}$ 晶体中观察到了光束散焦-收缩转换现象^[2], 该现象是由晶体内部预置时变电场及弱光束本身产生的光伏与扩散场共同影响的结果. 它与我们观察到的现象是不同的.

在进一步实验工作的基础上, 本文中我们探讨了文献 [1] 中报道的动态转换的物理机理, 修正了我们最初提出的理论模型, 提出由出射界面处的相位共轭镜和起始于入射界面处的 Bragg 体反射光栅共同构成了相位共轭共振腔. 分析了此共振腔在从自散焦到自聚焦转换过程中所起的作用, 以及由此腔如何形成亮空间孤子. 在本文中我们提出了一种新型的亮空间孤子, 即相位共轭亮空间孤子, 并指出它是相位共轭腔中的一个模.

2. 从自散焦到自聚焦的动态转换的主要实验结果

实验装置如图 1 所示. 我们分别使用波长 λ 为 632.8, 488, 532nm, 功率为 20—100mW 的激光束, 经透镜 L_1 ($f = 135\text{mm}$) 聚焦后垂直或倾斜 (倾斜角 $\theta < 30^\circ$) 入射到晶体的第一界面处. 晶体的输出面经透镜 L_2 和分束器 BS_2 分别成像在小孔探测器 D_2 上和开孔探测器 D_3 上. D_2 探测介质非线性折射率的变化, D_3 则探测由于样品的非线性吸收和光感应散射 (扇形效应) 引起输出能量的损耗. 探测器 D_1 是为了监测入射功率随时间的变化. 在文献 [1] 中, 没有探测器 D_1 和 D_3 , 探测器 D_2 是用一个狭缝代替的, 它由步进电机控制沿一个横向方向扫描, 从而探测出晶体输出面的光强分布 $I_{\text{out}}(t)$. 为了探测 Δn 对晶体输出面处光斑像沿两个横向方向变化的影响, 在本文中, 我们将狭缝换成了小孔光阑. 为了排除非线性吸收和光散射的时间行为对测量结果的影响, 在本实验中, 我们在每次测量后, 均用 D_3 对 D_2 进行归一化处理, 即得到 $(D_2/D_3) \sim t$ 的实验结果.

* 国家自然科学基金 (批准号 69878009 和 60078013) 资助的课题.

† E-mail: liusm@nankai.edu.cn

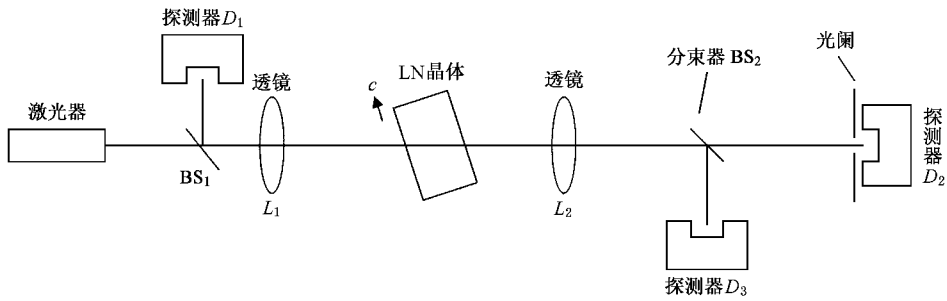


图 1 实验装置图

对于每一种入射波长,在不同的偏振方向和在不同的倾斜角(0° — 30°)下 (D_2/D_3)- t 的动态行为的共同特点是:

在辐照初期,透射率急剧下降,达到最低值后,在 4—25min 后逐渐上升,最终达到饱和,有时饱和值还能超过初始值.

由于通过归一化处理,已经排除了非线性吸收及光散射的时间行为对探测结果的影响,所以以上实验结果直接表明了被探测的 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体从自散焦到自聚焦的动态转换.在实验中可以发现,实现这种转换的最佳条件为

1. 所采用的几何配置及波长不出现稳态的各向异性光散射 ($o \rightarrow e$),尽可能少出现瞬态的各向同性光散射;
2. 应具有足够的入射光强和尽可能小的入射光束尺寸;
3. 晶体对入射光波长的吸收要小,样品应具有一定的厚度(大于 2mm)^[1].

在本工作中,我们进一步观察了辐照过程中在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中传播光束的形状以及输出面处光斑横向光强的分布随辐照时间的变化情况,及其与透射功率随时间变化的对应关系,如图 2 和图 3 所示.

图 2(a)和图 3(a)对应于垂直入射时的情况,图 2(b)和图 3(b)对应于倾斜入射(倾角为 25°)的情况.图 2 的上图对应图 3 中透射功率由于自散焦降至最低值时的情况,图 2 的下图则对应图 3 中透射功率由于自聚焦而上升至饱和值时的情况.我们观察到,当倾斜入射(入射角小于 30°)时,透射功率及光束的形状、输出面的横向光斑尺寸的变化与垂直入射时基本相同,但是在一定角度下(例如倾角为 19.5°)透射功率比垂直入射时峰值上升得更快,超过初始值更多.由图 2 和图 3 可以表明,当透射功率

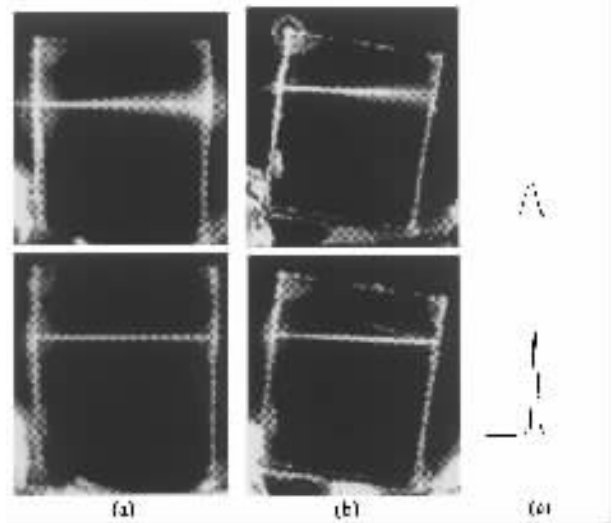


图 2 晶体中传播光束的形状及输出面处光斑横向光强的分布(上图为辐照开始约 1min 时情形,下图为辐照约 30min 时情形)(a)为垂直入射(b)为倾斜入射(c)为输出面的横向光强分布

上升并达到饱和值时,在晶体中传播光束的横向尺寸从晶体的输入面到输出面始终保持不变,说明它形成了空间亮孤子.

此外,我们还对多种双掺 LiNbO_3 样品(例如 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Mn}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{In}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Tb}$ 等),使用波长为 632.8nm 的 He-Ne 激光束(功率 P 为 20—30mW),在图 1 所示的实验装置中进行了测量.测量结果基本相似,即用 e 光入射时,得到了与 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 相似的结果,但上升时间明显短于后者,最终达到的稳定的透射率往往高于初始值.但用 o 光入射时,却只有辐照初期透射率随辐照时间的急剧下降,并逐步达到稳定,或小幅度振荡而不能上升到初始值(如图 4 所示).其原因正在进一步探讨中.

在倾斜入射时,我们分别在入射界面附近观察到了入射光的相位共轭光,在晶体第二界面附近观察到了反射光的相位共轭光,而没有观察到垂直于

晶体界面的振荡光束.

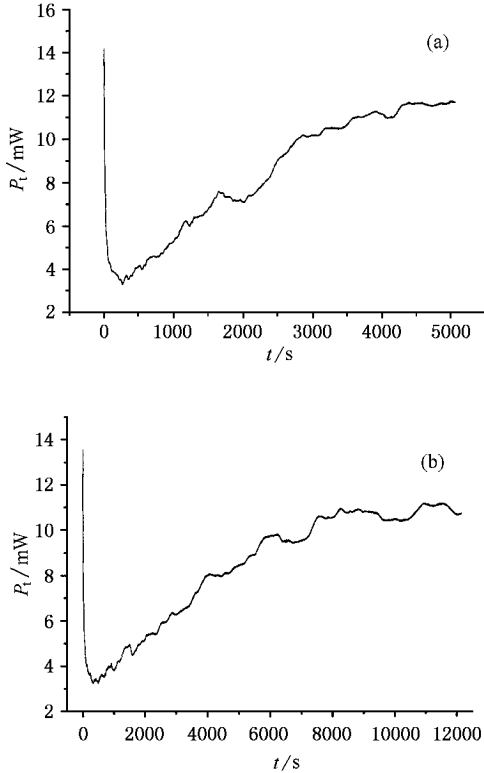


图3 LiNbO₃:Fe 晶体透射功率 P_t 随辐照时间 t 的变化
(a) 为垂直入射情形 (b) 为倾斜入射情形

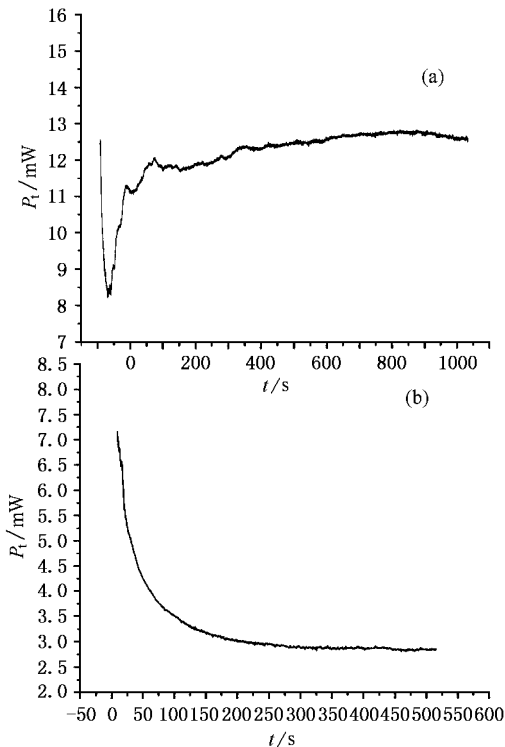


图4 LiNbO₃:Fe:Tb 的 P_t - t 曲线 (a) 为 e 光 (b) 为 o 光

3. 理论模型

我们在文献 [1] 中提出的双相位共轭镜模型(图 5)是由入射光、反射光及分别与它们反平行的一对散射光在晶体第二界面处写入共享光栅,由反射光读出该光栅,得到入射光的相位共轭光 k_i^* ,它沿原路返回,到达入射面时,又与它的反射光 k_r^* 和一对分别与它们反平行的散射光以同样方式写入了共享光栅, k_r^* 读出该光栅,就得到了 k_i^* 了的相位共轭光,它与入射光同位相且同方向传播.在两组共享光栅的形成过程中,由于是共享光栅,它具有高于其他噪声栅的调制度,因而其他噪声栅被抑制,共享光栅不断被加强,这个过程实际上是光栅的优选过程,也是扇形散射光被抑制的过程.它使得扇形散射光的能量逐渐转移到入射光中,从而使透射率不断增加.同时还考虑到,由于光折变效应使介质的折射率随辐照时间而减小,当这种改变使得由晶体的入射面与出射面共同构成的非线性法布里-珀罗干涉腔的往返一次的相位移 $\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} L_{\text{eff}}$ 等于 2π 的整数倍时,由于入射光与多次反射光束的相长干涉而使出射光束大大增强,甚至达到了 100% 的透射率.

在本文中,我们根据相位共轭光的时间反转对称性和相应的 Stokes 关系^[3],考虑到入射光经晶体第二界面处的相位共轭镜反射后再一次反向通过非线性介质,会使光波相位完全复原,这相位复原的反射波与入射波在入射界面处同位相、反方向传播,而 k_i^* 在第一界面 B 点处的反射光强为零,实验结果确实如此(见图 2(b) 下图).因此,我们有理由提出,在入射界面处的相位共轭镜就不是像文献 [1] 中所述,由入射光的相位共轭光,它的反射光,和一对反平行的散射光共同写入的共享光栅构成,而是直接由入射光的相位共轭光 k_i^* 和在晶体入射面处与 k_i^* 反向的入射光共同写入 Bragg 反射光栅(图 6(a)).根据 Chang 等^[4]的理论,该反射光栅的衍射光是读出光的相位共轭光($(k_i^*)^* = k_i$),因此相位共轭光 k_i^* 读出该反射光栅的衍射波与入射波严格同位相同、方向传播.随着辐照时间的推移,上述过程不断重复,该入射面处的反射光栅会不断地沿着入射光传播方向向前推进,最终到达出射界面处,与出射界面处的相位共轭镜相遇,最终达到在晶体中沿入射光束传播方向上光栅处处共享.它类似于桥式

互抽运相位共轭器,更类似于半导体激光器中的分布反馈布喇格光栅(DFB).这种体反射光栅,使两次反向的相位共轭光处处与入射光同位相相干,通过相长干涉使入射光不断增强,从而使透过率不断上

升.当透射率上升至饱和值时,在晶体中传播的光束的横向尺寸处处相等(见图 2(a)和(b)),表明波前畸变已完全被修正.

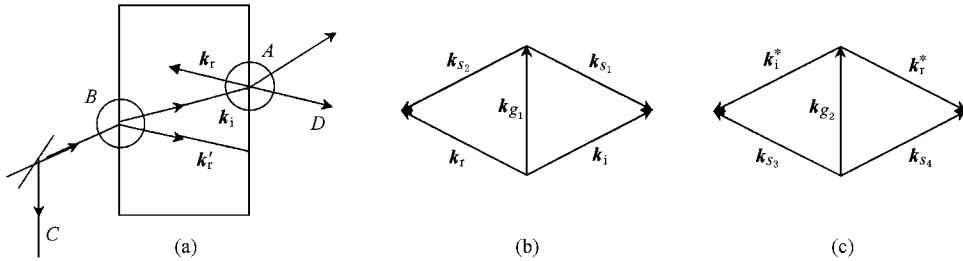


图 5 由双相位共轭镜构成的法布里-珀罗共振腔模型示意图(a),A点(b)与B点(c)相应的波矢图^[1]

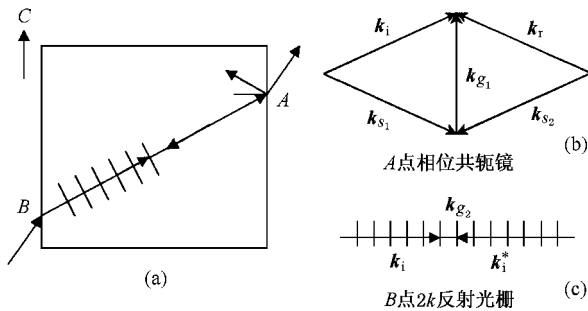


图 6 相位共轭共振腔(a),A点处相位共轭镜(b)及B点处反射光栅(c)的形成机理

4. 亮空间孤子是双相位共轭共振腔中的一个模

在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中,当光生伏打效应占优势时,它是自散焦介质.在辐照初期,光生伏打效应占优势,因此晶体等效于一个负透镜,晶体的界面则等效于平面镜.在垂直入射时反射率 $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, n 为晶体的折射率.这样,在图 1 所示的实验装置中,经透镜 L_1 后入射于 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体上的高斯光束通过这等效的负透镜后应为发散的球面波,再通过后面的平面镜反射后会更加发散(见图 7),所以得到了图 2 上图中在晶体中传播光束急剧发散和透射率随时间 t 最初急剧下降的测量结果.对于从自散焦到自聚焦转换的原因最初我们设想了以下三点:

- 1) 随着辐照时间的推移,由光生伏打效应引起的自散焦光折变效应逐渐达到饱和,辐照区边缘与辐照区中心的 Δn 值接近相等,因而折射率断面由梯度型转变为阶跃型,等效负透镜变为等效的负折射率平行平板,它不再引起入射光束的发散;
- 2) 晶体内部辐照区温度随着辐照时间的延长逐渐上升($\Delta T > 0$),使得热效应引起的稳态折射率改变逐渐增大,且 $\Delta n > 0$ ^[5],这种自聚焦作用会使入射光束逐渐会聚;
- 3) 由于光折变效应使得非线性法-珀干涉腔中的 $\delta \left(= \frac{4\pi n_{\text{eff}} L_{\text{eff}}}{\lambda} \right)$ 等于 2π 的整数倍时,多光束同位相相长干涉对透射率具有增强作用.以上三点原因均可初步解释垂直入射时出现的从自散焦到自聚焦的动态转换过程.

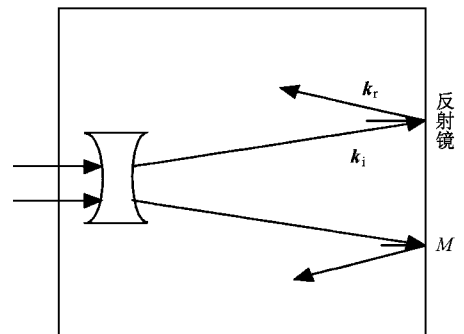


图 7 等效负透镜加上平面镜的反射作用

但是,根据反射定律,对于平面镜,只有传播方向与其法线平行的入射光才能沿原路返回.所以以

上的平面镜共振腔不能解释倾斜入射时反射光按原路返回的实验结果. 因此, 该模型不能反映 $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ 晶体中从自散焦到自聚焦的动态转换过程真实的物理机理. 由倾斜入射的实验结果直接证明了晶体两界面处不是平面镜的反射作用而是光折变相位共轭镜与体反射光栅共同构成的非线性共振腔的作用.

我们知道, 在对称共焦共振器中, 所有近轴光线在共振器中两次往返后均能恢复其自身^[6]. 因为高斯光束是圆对称的光波, 它的能量均被限制在它的光轴附近, 所有的波前法线都是近轴光线. 因此, 如果高斯光束的曲率半径与两反射镜的曲率和间距相匹配时, 这高斯光束经球面镜反射后会回到入射光束, 因而高斯光束能够自洽存在, 所以这高斯光束就是该共振器中的一个模.

本文提出的相位共轭共振腔由于通过光折变晶体中两个界面处的相位共轭镜和 Bragg 反射光栅的两次反向后能将相位畸变的光波恢复为相位复原的入射光波, 因此它不仅等效于共焦球面镜共振器的作用, 使得高斯光束作为它的一个模, 而且由于相位共轭镜能自动修正在晶体中传播光束的相位畸变(它包括由光束衍射和自散焦介质形成的等效负透镜效应引起的光束发散), 并通过 Bragg 光栅使被相位复原的入射光的相位共轭光再一次反向, 从而使后者与入射光处处同位相、同方向传播. 两者相长干涉的结果, 增强了入射光, 克服了由光散射和光吸收引起的能量损耗, 使透射率不断上升并最终达到或超过初始值, 实现了从自散焦到自聚焦的动态转换, 并使在晶体中传播的光束的形状与横向尺寸处处相等, 从而自动形成亮空间孤子, 使得亮空间孤子成为该相位共轭共振腔中的一个模. 但是, 由于光折变相位共轭镜的形成和 Bragg 体反射光栅的写入均需要一定的时间, 在辐照初期由于光生伏打光折变效应引起的自散焦等效负透镜的发散作用和扇形光散射

的损耗作用会使小孔探测器测得的透射率急剧下降. 一旦相位共轭镜和 Bragg 反射光栅形成, 由于共轭光线的相位复原, 使得二次反向后的光波与入射光同方向、同相位传播. 当体反射光栅到达输出界面处时, 负透镜效应已不存在, 使得晶体中光束的尺寸处处与入射光相同, 从而在晶体中形成了相位共轭亮空间孤子.

这种相位共轭亮空间孤子与一般的亮空间孤子是本质不同的. 后者只能在自聚焦非线性介质中形成, 由于光束的衍射发散被自聚焦非线性的会聚作用所平衡, 所以光束能以不变的尺寸和形状在介质中传播. 而前者则是在输出面处由光折变效应形成的相位共轭镜自动修正了在晶体中传播光束的波前畸变, 再由 Bragg 反射光栅将相位复原的相位共轭反射波再一次反向, 因而得到了在晶体中光束尺寸与波前处处相同的亮空间孤子. 因此这种相位共轭亮空间孤子既可以在自散焦介质中形成, 也可以在自聚焦介质中形成.

实验结果表明, 这种相位共轭亮空间孤子只需一束高斯激光束通过较厚(大于 2mm)的掺杂 LiNbO_3 晶体, 在倾角为 0° — 30° 范围内均可自动形成, 因此它在信息处理及光通信中具有广阔的应用前景.

5. 结 论

我们从理论和实验上进一步研究了掺杂 LiNbO_3 晶体从自散焦到自聚焦的动态转换过程, 分析了相位共轭共振腔的形成过程和从自散焦到自聚焦的动态转换过程中它所起的作用. 提出了相位共轭亮空间孤子的新概念, 并指出亮空间孤子是借助于非线性介质从自散焦到自聚焦的动态转换而在该腔中形成的一个模.

[1] Jiang Y, Liu S M *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 483 (in Chinese)
[江 瑛、刘思敏等 2001 物理学报 **50** 483]

[2] He G G *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 153 (in Chinese) [何国岗等 2002 物理学报 **51** 153]

[3] Yeh P 1988 *Optical Waves in Layered Media* (New York : Wiley) p113

[4] Chang T Y and Hellwarth R W 1995 *Opt. Lett.* **10** 408
Lan J F 1985 *Appl. Phys. Lett.* **46** 909

[5] Buse K 1993 *J. Opt. Soc. Am.* B **10** 1266

[6] Saleh B E and Teich M C 1991 *Fundamentals of Photonics* (New York : Wiley)

The dynamic conversion from self-defocusing to self-focusing and the phase conjugate bright spatial soliton^{*}

Liu Si-Min¹⁾ Wang Da-Yun¹⁾ Zhao Hong-E^{1 2)} Li Zu-Bin¹⁾ Guo Ru¹⁾ Lu Yi³⁾ Huang Chun-Fu¹⁾ Gao Yuan-Mei¹⁾

¹⁾(*Institute of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

²⁾(*Beijing Normal University, Beijing 100875, China*)

³⁾(*Department of Automatics, Tianjin University of Technology, Tianjin 300191, China*)

(Received 30 September 2001 ; revised manuscript received 10 May 2002)

Abstract

We have further studied experimentally and theoretically the process of conversion from self-defocusing to self-focusing in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystals, which was reported in *Acta Phys. Sin.* **50** 483. Based on our experimental result, we have proposed a new type of theoretical model of phase conjugate resonant cavity, analyzed the role of the cavity in the process of conversion from self-defocusing to self-focusing. We have also proposed a new type of bright spatial soliton, i.e., the phase conjugate bright spatial soliton, and indicated that the bright spatial soliton is a mode in the phase conjugate resonant cavity.

Keywords : phase conjugate resonant cavity, bright spatial soliton, self-defocusing, self-focusing

PACC : 4265, 4280L

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 69878009 and 60078013).