

# 非相干多分量空间双稳态孤子\*

陈园园 王 奇 施解龙

(上海大学理学院物理系, 上海 200436)

(2003 年 3 月 7 日收到, 2003 年 7 月 4 日收到修改稿)

非相干多分量光束在高阶非线性介质中可以形成双稳态孤子. 利用相干密度法首次得到了非相干多分量双稳态孤子的解析表达式. 介质的高阶非线性决定了双稳态孤子的存在范围和峰值强度. 得到了光束的截止波长, 最小宽度和介质的非线性条件, 并研究了非相干多分量光束中相干分量的传输演化. 利用稳定性条件, 严格证明了非相干多分量双稳态孤子在介质中可以保持稳定传播.

关键词: 非相干多分量光束, 空间孤子, 双稳态

PACC: 4225K, 4265P, 4265S

## 1. 引 言

双稳态孤子是由 Kaplan<sup>[1]</sup>于 1985 年首先在理论上提出, 这一新型孤子的引入, 拓展了光孤子的研究领域, 引起了人们的很大兴趣. 目前研究的双稳态孤子可以分为两种: 一种是 Kaplan 型<sup>[2,3]</sup>. 孤子的传播常数是其能量的多值函数, 即孤子方程存在多个具有相同能量、但其包络分布不同的孤子解, 其中一般只有两个能保持稳定传播. 另一种是 Gatz 型<sup>[4-7]</sup>. 孤子能量是其宽度的双值函数, 即介质中可以存在宽度相同, 但其峰值功率不同的两种孤子. 本文将主要讨论第二种孤子. 孤子双稳态的产生机理源于非线性介质中的高阶非线性效应, Kerr 类介质中并不存在这一现象. 已有的研究表明, 双稳态孤子的存在要求介质的非线性响应具有阶跃性<sup>[1,8]</sup>, 即介质极化率的非线性响应部分作为光强函数, 会出现符号变化或数值上有突变(类似于阶跃函数). 但这种介质在实验上难以实现, 通常我们选取饱和型介质或线性加光滑阶跃型介质, 后者介质折射率的非线性变化可以近似表示为  $\Delta n = n_2 I + n_4 I^2$ <sup>[5,6]</sup>, 其中  $n_4 < 0$ , 负高阶非线性项的存在可以抑制 Kerr 类非线性效应引起的孤子传输非稳性.

通常情况下, 普通非线性介质中的非线性响应系数  $n_2$  远大于  $|n_4|$ , 且  $n_2 I$  远大于  $|n_4| I^2$ , 因此可

以忽略  $n_4$  的作用. 为了满足双稳态孤子形成的条件, 需要提高  $n_4 I^2$  项的作用, 即相对减小  $n_2$ , 增大  $|n_4|$ . 理论上, 可以在介质中适当掺杂两种杂质, 一种杂质决定  $n_2$ , 而另一种则提高  $|n_4|$ <sup>[6,9]</sup>. 然而现实中尚不存在这种非线性介质, 因此人们一直未在固体介质中发现双稳态孤子, 目前只在 SF<sub>6</sub> 气体中证实了孤子双稳态的存在<sup>[10]</sup>.

高阶非线性介质中的双稳态孤子在不需要球形腔、法布里-珀罗谐振腔、自反转效应、四波混频等条件下, 就可以构成简单的光学双稳系统, 并且在时间上保持动态的双稳特性. 这必将会对新型光开关、光逻辑器件的研制起到推动作用<sup>[11,12]</sup>. 目前, 对于双稳态孤子理论和实验上的研究还都局限在相干光的范围内. 为提高光孤子在实际应用中的潜力, 当前孤子研究的发展趋势已开始由相干光转向非相干光孤子. 人们在理论和实验上相继证实了非相干光孤子的存在<sup>[13,14]</sup>, 并对其传播特性进行了大量的研究<sup>[15-23]</sup>. 结果发现非相干光孤子不仅具有相干光孤子类似的传播特性, 某些特性甚至优于相干光孤子. 非相干光束横截面上各点相位随机分布变化, 会出现多个明暗斑. 在瞬时响应的介质中发散为多道光丝. 因此, 非相干光束要达到稳定自陷形成光孤子的首要条件是要求介质的响应时间远长于光束相位涨落的特征时间. 实验中一般选用非瞬时响应的光折变介质.

\* 国家自然科学基金(批准号 60177020)和上海市教育委员会重点学科资助的课题.

相干密度法是非相干光孤子研究中通常采用的方法<sup>[15-18]</sup>,就是将非相干光束看作是无穷多个具有不同空间频率  $k$  的相干组分的叠加.因此,非相干光束的自陷行为可以由无穷多个加权的耦合非线性薛定谔方程来描述,方程的权函数由光束的非相干角功率谱函数  $G_N(\theta)$  定义. $G_N(\theta)$  描述了非相干光束的总功率在空间频域中的分布, $\theta$  定义为空间频率  $k$  与光束传播方向的夹角,因此  $\theta$  的不同取值代表了取不同方向的空间频率  $k$  的相干组分.这样非相干光束的传播就可以看作是各个相干组分沿着与  $z$  轴夹角为  $\theta$  的方向传播的合成,但各相干组分的空间分布随时间是随机变化的.在  $\theta$  较小的情况下,可近似认为各相干组分都是沿  $z$  轴方向平行传输的,当然这种情况不能代表一般情况下的非相干光束.我们把它称之为非相干多分量光束<sup>[19]</sup>,作为本文的研究对象.

1991 年,Gatz 首次提出了 Gatz 型相干双稳态孤子的理论模型<sup>[4]</sup>,为双稳态孤子的研究开拓了一个崭新的方向.Gatz 在多种非线性介质中得到了相干双稳态孤子的解析解,并详细研究了孤子的传播特性<sup>[4-7]</sup>.本文将结合相干密度法和 Gatz 的研究方法,尝试在理论上得到非相干多分量光束在高阶非线性介质中的双稳态孤子解.研究内容主要分为两部分,首先通过求解非相干多分量光束满足的非线性薛定谔方程,得到了非相干多分量孤子的解析表达式.根据孤子强度峰值随高阶非线性系数的变化曲线,我们证明了高阶非线性介质中可以存在非相干多分量双稳态孤子,即两个宽度相同但强度峰值不同的孤子解同时满足的非线性传播方程,其存在范围由高阶非线性系数决定.这虽然与相干 Gatz 型双稳态孤子的研究结果<sup>[6]</sup>类似,但研究对象的改变,已使其物理涵义发生变化,并可以得出光束的非相干性不影响双稳态孤子的产生的结论.我们同时得到了光束的截止波长、最小宽度和介质的非线性条件.根据相干密度法,可知非相干多分量光束中的各相干分量也具有双稳特性,整体非相干多分量双稳态孤子是各相干分量形成的孤子双稳态的叠加.另外,根据孤子传播的稳定性判据,我们还证明了所得到的非相干多分量双稳态孤子解是稳定解.

## 2. 理论模型

下面我们来研究非相干多分量光束在高阶(线

性加光滑阶跃型)非线性介质中的传播特性.为简化问题,这里假定一维的准单色平面非相干多分量光束在平板型介质中传播,光束只沿  $x$  方向衍射,在  $y$  方向上均匀分布.已知线性加光滑阶跃型非线性介质的折射率可表示为

$$n(I) = n_0 + n_2 I + n_4 I^2, \quad (1)$$

式中  $n_0$  是介质折射率的线性部分, $n_2$  是非线性二阶折射率变化系数, $n_4$  是四阶折射率变化系数, $n_4 < 0$ .设光束沿  $z$  轴传播,则光束在介质中传播满足非线性薛定谔(NLS)方程<sup>[15]</sup>

$$i \left( \frac{\partial \varphi_\theta}{\partial z} + \theta \frac{\partial \varphi_\theta}{\partial x} \right) + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \varphi_\theta}{\partial x^2} + \frac{k}{n_0} (n_2 I + n_4 I^2) \varphi_\theta = 0. \quad (2)$$

与 Gatz 研究的 NLS 方程相比较,(2)式中多出了  $i\theta \frac{\partial \varphi_\theta}{\partial x}$  项,这正是非相干多分量光束情况与常规 NLS 方程的不同.这里  $\varphi_\theta$  是非相干多分量光束中某一相干分量  $\theta$  的场强振幅,即相干密度,在  $z=0$  处,设

$$\varphi_\theta(x, \theta, z=0) = r^{\frac{1}{2}} G_N^{\frac{1}{2}}(\theta) \rho^{\frac{1}{2}}(x), \quad (3)$$

式中  $r$  是归一化系数, $G_N(\theta)$  是非相干多分量光束的归一化角功率谱函数,设为高斯型, $G_N(\theta) = \exp(-\theta^2/\theta_0^2)$ , $\theta_0$  是光源的非相干角功率谱的宽度, $\rho^{\frac{1}{2}}(x)$  是相干分量场强振幅的初始横向分布.

对(2)式进行归一化,令

$$\xi = z/kx_0^2,$$

$$s = x/x_0,$$

$$\psi_\theta = \frac{1}{\sqrt{p_0}} \varphi_\theta,$$

$$p_0 = \frac{n_0}{x_0^2 k^2 n_2},$$

得

$$i \left( \frac{\partial \psi_\theta}{\partial \xi} + kx_0 \theta \frac{\partial \psi_\theta}{\partial s} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi_\theta}{\partial s^2} + \mathcal{J}(I_N) \psi_\theta = 0, \quad (4)$$

式中  $\mathcal{J}(I_N) = I_N + \alpha I_N^2$ ,  $\alpha = \frac{n_0 n_4}{k^2 x_0^2 n_2^2}$ ,  $\alpha < 0$ . $x_0$  是入射光束的初始宽度,即束腰, $I_N$  是非相干多分量光束归一化的总光强,下标  $N$  表示归一化,

$$I_N = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_\theta(s, \theta, \xi)|^2 d\theta \\ = \frac{1}{p_0} I = \frac{1}{p_0} \int_{-\infty}^{+\infty} |\varphi_\theta(x, \theta, z)|^2 d\theta. \quad (5)$$

设光束的非线性传播方程(4)存在一稳态解,在

传播过程中入射光束各相干分量的强度分布保持不变,可定义其试解为

$$\psi_{\theta}(s, \theta, \xi) = \left(\frac{r}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{2}} \exp(-\theta^2/2\theta_0^2) \rho^{\frac{1}{2}}(s) \times \exp[i\phi(s, \theta, \xi)], \quad (6)$$

式中  $\rho^{\frac{1}{2}}(s)$  是各相干分量场强振幅的横向分布,在传播过程中不随  $\xi$  变化,这个条件在  $\theta$  较小,各相干组分近似沿  $z$  轴方向平行传输的假设下是成立的<sup>[15]</sup>. 令  $r = \frac{\rho_0}{\sqrt{\pi}\theta_0}$ , 非相干光束的总光强可表示为

$$I_N(s, \xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\theta_0} \int_{-\infty}^{+\infty} |G_N(\theta)\psi(s)| d\theta = \rho(s). \quad (7)$$

将试解(6)式代入到方程(4)中,经计算,实部、虚部分开,得

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( \rho \frac{\partial \phi(s, \theta, \xi)}{\partial s} + \theta \rho \right) = 0, \quad (8)$$

$$-\frac{\partial \phi(s, \theta, \xi)}{\partial \xi} - \theta \frac{\partial \phi(s, \theta, \xi)}{\partial s} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \phi(s, \theta, \xi)}{\partial s} \right)^2 - \frac{1}{8\rho^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial s} \right)^2 + \frac{1}{4\rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial s^2} + f(\rho) = 0. \quad (9)$$

$\rho$  是  $s$  的函数,若要使(8)式成立,必须有

$$\frac{\partial \phi(s, \theta, \xi)}{\partial s} + \theta = 0. \quad (10)$$

这样我们就可以得到

$$\phi(s, \theta, \xi) = -\theta s + \beta \xi + \phi_0. \quad (11)$$

将(11)式代入到(9)式中,经计算可得

$$\left(\frac{d\rho}{ds}\right)^2 = (8\beta - 4\theta^2)\rho^2 - \rho f(\rho), \quad (12)$$

式中

$$f(\rho) = 8 \int_0^{\rho} f(\rho) d\rho.$$

由(4)(7)式可知

$$f(\rho) = \rho + \alpha\rho^2,$$

则

$$f(\rho) = 4\rho^2 + \frac{8}{3}\alpha\rho^3.$$

由初始条件

$$\rho(s=0) = \rho_0,$$

$$\frac{d\rho}{ds}(s=0) = 0,$$

我们还可以从(12)式得到

$$\beta = \frac{1}{8\rho_0} f(\rho_0) + \frac{1}{2}\theta^2 = \frac{1}{2}\rho_0 + \frac{1}{3}\alpha\rho_0^2 + \frac{1}{2}\theta^2. \quad (13)$$

则各相干分量的相位变化为

$$\phi(s, \theta, \xi) = \frac{1}{2}\theta^2 \xi - \theta s + \left(\frac{1}{2}\rho_0 + \frac{1}{3}\alpha\rho_0^2\right) \xi + \phi_0. \quad (14)$$

由(14)式可知,构成非相干多分量光束各分量的相位变化,不仅与空间坐标  $s, \xi$  有关,还与相干分量的空间频率分布  $\theta$  有关. 当  $\theta=0$  时,由(13)(14)式我们可以得到相干光情况下  $\beta$  和  $\phi$  的表达式,这与 Gatz 的研究结果相同<sup>[6]</sup>.

求解(12)式,可得

$$\rho(s) = \frac{2\left(\rho_0 + \frac{2}{3}\alpha\rho_0^2\right)}{1 + \left(1 + \frac{4}{3}\alpha\rho_0\right) \operatorname{ch}\left(2s\sqrt{\rho_0 + \frac{2}{3}\alpha\rho_0^2}\right)}. \quad (15)$$

由(7)式可知,这就是非相干多分量光束总光强的横向分布,在传输过程中其强度分布没有变化. 由数学

函数  $\operatorname{sech}(x) = \frac{1}{\operatorname{ch}(x)}$ , 证明了在我们假设的试解

(16)式下,非相干多分量光束在介质中可以形成基孤子. 在这个假设下(15)式给出孤子的产生与光束的相干性没有关系,基孤子的强度分布与初始条件  $\rho_0$  和  $\alpha$  有关,且  $\rho_0$  与  $\alpha$  满足一定的关系. 已知  $x_0$  是光束的束腰,且基孤子的强度分布类似于高斯光束,可近似定义  $\rho(s=1) = \frac{1}{e}\rho_0$ , 由(15)式可以得到

$$\operatorname{ch}\left(2\sqrt{\rho_0 + 2/3\alpha\rho_0^2}\right) = \frac{2e - 1 + 4/3\alpha\rho_0}{1 + 4/3\alpha\rho_0}. \quad (16)$$

由此,我们可以得到  $\rho_0$  与  $\alpha$  满足的关系曲线,如图1所示. 当  $|\alpha| \rightarrow 0$  时,  $\rho_0$  为单值,这相当于  $n_4 \rightarrow 0$ , 对应于  $K_{\text{err}}$  类非线性介质,只存在一个孤子解. 当  $|\alpha| < 0.44$  时,对于同一个  $|\alpha|$ ,存在两个不同的  $\rho_0$  值,这就是高阶非线性介质中存在的双稳态孤子,即两个宽度  $x_0$  相同,但强度峰值不同的光孤子同时存在. 我们可以根据强度峰值随  $|\alpha|$  的变化趋势,将孤子的双稳态分别称之为高态和低态. 随着  $|\alpha|$  的增大,高态孤子的强度峰值迅速降低,而低态孤子强度峰值则缓慢增加,二者的差值越来越小,最后为零,即高低态孤子具有相同的强度峰值,从而转为单态孤子. 但此单态孤子为理想状态,实际中未必存在. 但当  $|\alpha| > 0.44$  时,孤子的双稳态消失,这是由于随着  $|\alpha|$  的增大,高阶效应太强,使非线性作用迅速达到饱和后,转而降低,从而不能形成孤子. 根据(7)式,我们可以得到  $|\alpha| = 0.2$  时,非相干多分量光束在介质中形成的双稳态孤子总光强的分布示意图

(图 2). 图 2 中所示的  $|\alpha| = 0.2$  时双稳态孤子的强度峰值与图 1 所示稍有偏差, 这是因为图 2 是我们严格得到的 sech 型孤子解, 而图 1 是我们假设非相干多分量光束的强度分布为 Gauss 型而模拟得到的.

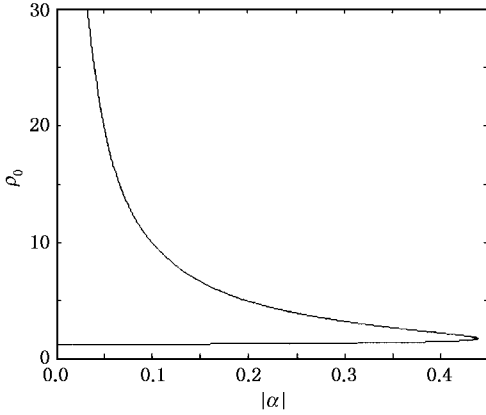


图 1 光束的强度峰值  $\rho_0$  随高阶非线性系数  $|\alpha|$  的变化

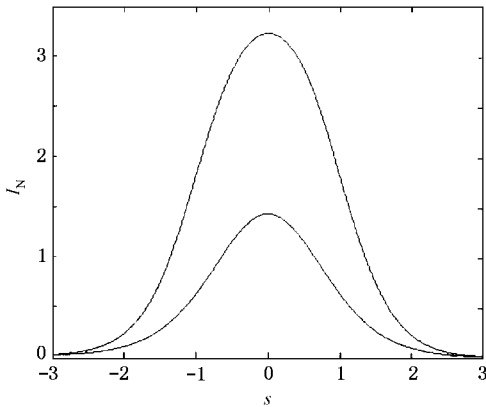


图 2  $|\alpha| = 0.2$  时, 非相干多分量双稳态孤子的强度分布

由上述讨论可知, 只有当  $|\alpha| < 0.44$  时, 在高阶非线性介质中才存在非相干多分量双稳态孤子. 已知  $\alpha = \frac{n_0 n_4 \lambda^2}{(2\pi)^2 x_0^2 n_2^2}$ , 若介质和光束宽度已知, 即  $x_0$ ,  $n_0$ ,  $n_2$ ,  $n_4$  固定, 光束存在截止波长  $\lambda_{\max} = 1.32 \times \frac{\pi x_0 n_2}{\sqrt{n_0 |n_4|}} (|\alpha| = 0.44)$ , 只有当波长满足  $\lambda < \lambda_{\max}$  时, 非相干多分量光束才可以形成双稳态孤子. 类似地, 我们还可以得到高阶非线性介质中允许存在的双稳态孤子的最小宽度为  $x_{\min} = 1.51 \sqrt{\frac{n_0 |n_4|}{k^2 n_2^2}}$ .

以上是已知非线性介质, 对光束初始条件的限

制讨论. 若光束固定, 我们也可以通过控制介质的非线性, 来达到双稳态孤子存在的要求. 从图 1 可以看出,

$$0.02 \frac{(2\pi)^2 x_0^2}{n_0 \lambda^2} < \frac{n_4}{n_2^2} < 0.44 \frac{(2\pi)^2 x_0^2}{n_0 \lambda^2}.$$

假设光束波长与宽度可比,  $x_0/\lambda \approx 1$ , 则可近似得到

$1 < \left| \frac{n_4}{n_2^2} \right| < 10$ , 即调节介质非线性, 使  $n_2$ ,  $n_4$  可比, 具有相同量级时, 介质中可以存在双稳态孤子.

我们已定义了非相干多分量光束是大量彼此无关的相干分量光束组分的叠加, 非相干多分量光束整体上具有双稳态的传输特性, 那么其中每一个相干分量是如何传输的? 是否也同样具有这一特性呢? 利用(6)式, 可得

$$|\psi_\theta(s, \theta, \xi)|^2 = \frac{1}{\sqrt{\pi} \theta_0} \exp(-\theta^2 / \theta_0^2) \rho(s). \quad (17)$$

这就是非相干多分量光束中每一个相干分量的强度分布, 由(15)式可知, 每一个相干分量也具有双稳态性. 相干分量的孤子态与非相干多分量光束整体的传输状态保持一致, 相干分量高态孤子的叠加构成了非相干多分量光束整体上以高态传输, 相干分量低态孤子则构成了整体的非相干低态孤子. 且虽然相干分量形成的双稳态孤子的强度峰值和分布都与  $\theta_0$ ,  $\theta$  有关, 但其合成的非相干多分量光束总光强的双稳态却与  $\theta_0$ ,  $\theta$  无关, 只由  $\alpha$  决定.

### 3. 非相干多分量双稳态孤子解的稳定性

传播中稳定存在的孤子会对其应用产生重要的价值, 那么我们已在高阶非线性介质中得到的双稳态孤子解在传播过程中是否能够稳定存在呢? 对此, 我们可以利用稳定性判据加以证明<sup>[3,6]</sup>. 证明孤子解对于微小的扰动也能够稳定传播的充要条件是  $dP/d\beta > 0$ .

这里  $P$  是孤子的总能量,  $\beta$  是(13)式所示各相干分量的波数频移.

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} I_N(s) ds = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(s) ds. \quad (19)$$

由(15)式得

$$P = 2 \int_0^{\rho_0} \frac{\rho d\rho}{[(8\beta - 4\theta^2)\rho^2 - \rho F(\rho)]^{\frac{1}{2}}} = \left(\frac{3}{2|\alpha|}\right)^{\frac{1}{2}} \operatorname{artanh}\left[\sqrt{\frac{16}{3}|\alpha| \left(\beta - \frac{1}{2}\theta^2\right)}\right], \quad (20)$$

式中  $\alpha < 0$ . 由反双曲正切函数定义可知

$$\sqrt{\frac{16}{3}|\alpha|\left(\beta - \frac{1}{2}\theta^2\right)} < 1,$$

即要求

$$\frac{1}{2}\theta^2 < \beta < \frac{3}{16|\alpha|} + \frac{1}{2}\theta^2.$$

不同  $\theta$  相干分量的波数的取值范围不同. 图 3 和图 4 中我们分别给出了  $\theta = 1 \text{ mrad}$ ,  $|\alpha| = 0.15, 0.2$  时和  $|\alpha| = 0.2, \theta = 1, 3 \text{ mrad}$  时,  $P$  随  $\beta$  的变化曲线. 很明显,  $P$  随  $\beta$  的增大而增大. 但  $\theta$  取 mrad 的量级, 对曲线变化的影响不大. 我们也可以从数学上严格证明, 对  $P$  关于  $\beta$  求一阶导数, 得

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\beta} &= \frac{1}{2} \left( \frac{3}{2|\alpha|} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\frac{16}{3}|\alpha|}{\sqrt{\frac{16}{3}|\alpha|\left(\beta - \frac{1}{2}\theta^2\right)}} \\ &\times \frac{1}{1 - \frac{16}{3}|\alpha|\left(\beta - \frac{1}{2}\theta^2\right)} > 0. \quad (21) \end{aligned}$$

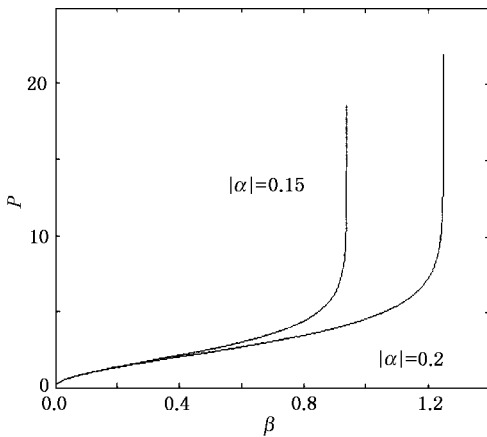


图 3  $\theta = 1 \text{ mrad}$ ,  $|\alpha|$  分别为 0.15, 0.2 时,  $P$  随  $\beta$  的变化曲线

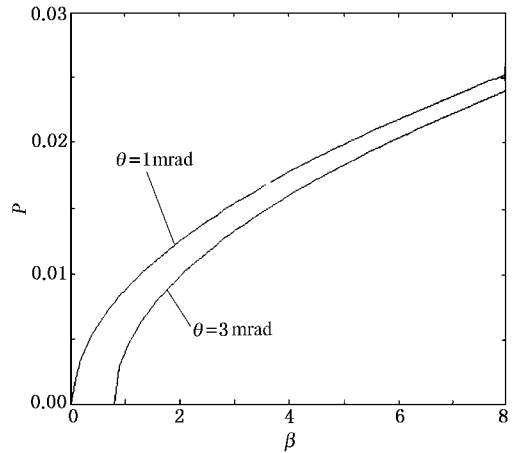


图 4  $|\alpha| = 0.2$ ,  $\theta$  分别为 1, 3 mrad 时,  $P$  随  $\beta$  的变化曲线

在 (20) 式的计算过程中, 可证明

$$1 - \frac{16}{3}|\alpha|\left(\beta - \frac{1}{2}\theta^2\right) > 0.$$

根据稳定性判据 (18) 式, 我们知道在高阶非线性介质中存在的双稳态孤子解可以不受微扰的影响, 保持稳定的传播.

### 4. 结 论

本文利用相干密度法研究了一维非相干多分量光束在高阶非线性介质中的传播特性, 即存在孤子双稳态. 我们得到了非相干多分量双稳态孤子的解析表达式. 介质的高阶非线性决定了双稳态孤子的存在和其强度峰值的大小. 由此得到了双稳态孤子可以存在的最小宽度, 并分析了非相干多分量光束中相干分量的传输特性. 最后, 利用稳定性条件, 严格证明了非相干多分量双稳态孤子可以在高阶非线性介质中保持稳定传播.

[ 1 ] Kaplan A E 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 1291  
 [ 2 ] Enns R H, Rangnalar S S 1987 *Opt. Lett.* **12** 108  
 [ 3 ] Enns R H, Rangnalar S S, Kaplan A E 1987 *Phys. Rev. A* **36** 1270  
 [ 4 ] Gatz S, Herrmann J 1991 *J. Opt. Am. B* **8** 2296  
 [ 5 ] Gatz S, Herrmann J 1992 *IEEE J. Quan. Electron.* **28** 1732  
 [ 6 ] Herrmann J 1992 *Opt. Commun.* **87** 161  
 [ 7 ] Gatz S, Herrmann J 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1795  
 [ 8 ] Enns R H, Rangnalar S S 1987 *IEEE J. Quan. Electron.* **QE-23** 1199  
 [ 9 ] Enns R H, Edmundson D E 1993 *Phys. Rev. A* **47** 4524  
 [ 10 ] Dattoli G, Orsitto F P, Torre A 1989 *Opt. Lett.* **14** 456  
 [ 11 ] Kumar A, Kurz T 1999 *Opt. Lett.* **24** 373  
 [ 12 ] Kumar A, Kurz T 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 897  
 [ 13 ] Mitchell M, Chen Z G, Shin M F 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 490  
 [ 14 ] Mitchell M, Segev M 1997 *Nature* **387** 880  
 [ 15 ] Christodoulides D N, Coskun T H, Mitchell M *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 646  
 [ 16 ] Christodoulides D N, Coskun T H, Joseph R I 1997 *Opt. Lett.* **22** 1080

- [ 17 ] Coskun T H , Christodoulides D N *et al* 1998 *Opt. Lett.* **23** 418
- [ 18 ] Chen Y Y , Wang Q *et al* 2003 *Acta Phot. Sin.* **32** 693 ( in Chinese ) [ 陈园园、王 奇等 2003 *光子学报* **32** 693 ]
- [ 19 ] Trillo S , Torrillas W 1995 *Spatial Solitons* ( New York : Springer ) p96
- [ 20 ] Wang X S *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 496 ( in Chinese ) [ 王晓生等 2001 *物理学报* **50** 496 ]
- [ 21 ] Wang X S , She W L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 573 ( in Chinese ) [ 王晓生、余卫龙 2002 *物理学报* **51** 573 ]
- [ 22 ] Chen Y Y , Wang Q *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 559 ( in Chinese ) [ 陈园园、王 奇等 2002 *物理学报* **51** 559 ]
- [ 23 ] Wang X S , She W L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 595 ( in Chinese ) [ 王晓生、余卫龙 2003 *物理学报* **52** 595 ]

## Incoherent multimode spatially bistable soliton

Chen Yuan-Yuan Wang Qi Shi Jie-Long

( *School of Sciences , Shanghai University , Shanghai 200436 , China* )

( Received 7 March 2003 ; revised manuscript received 4 July 2003 )

### Abstract

Incoherent multimode bistable soliton can exist in higher-order nonlinearity media. Using the coherent density method , we obtain the analytical expression of the incoherent multimode bistable soliton , and the higher-order nonlinearity controls the existence and the intensity peak of bistable solitons. We find the cut-off wavelength , the minimum width of the incoherent beam and the nonlinearity condition for the media , and then we study the propagation characteristics of coherent components that consist of incoherent multimode beams. According to the stability criterion , we demonstrate rigorously that the incoherent multimode bistable soliton can propagate stably against small perturbation.

**Keywords** : incoherent multimode beam , spatially soliton , bistable state

**PACC** : 4225K , 4265P , 4265S