

文章编号:1001-5078(2007)02-0162-04

## 光折变晶体中屏蔽空间亮孤子及亮孤子对的演变

祁义红<sup>1</sup>,周 骏<sup>1</sup>,薛春华<sup>1</sup>,方云团<sup>2</sup>

(1. 江苏大学机械工程学院光信息科学与技术系,江苏 镇江 212013;2. 镇江船艇学院物理系,江苏 镇江 212003)

**摘要:**建立了光折变晶体在外加直流电场作用下的光传输理论模型,运用分步傅里叶方法对传输方程进行了数值分析。结果表明:一阶亮孤子在光折变晶体中稳定传播,二阶亮孤子发生周期性的振幅变化;一阶亮孤子对在光折变晶体中发生周期性耦合作用,耦合周期与孤子对输入脉冲的中心距离有关,距离越大,耦合周期越长;二阶亮孤子对同样发生耦合,耦合周期也取决于输入脉冲的中心距离,同时每一个二阶亮孤子会发生分裂,分裂成一大一小两个孤子;此外,在同样的中心距离下,二阶亮孤子对的耦合周期比一阶亮孤子对短。

**关键词:**光折变;屏蔽;亮空间孤子;孤子对;分步傅里叶变换

中图分类号:O437 文献标识码:A

## Evolution of Bright Screening Spatial Soliton and Soliton Pair in Photorefractive Crystals

QI Yi-hong<sup>1</sup>, ZHOU Jun<sup>1</sup>, XUE Chun-hua<sup>1</sup>, FANG Yun-tuan<sup>2</sup>

(1. Department of Optical Engineering, School of Mechanical Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China;

2. Department of Physics, Zhenjiang Watercraft College, Zhenjiang 212003, China)

**Abstract:** To analyze the properties of bright screening spatial soliton in photorefractive crystals under DC field, the propagation equation is gotten and calculated with split-step Fourier method. When the two soliton waves are incidented into the photorefractive crystal and the distance between them is changed, the evolutionary rule of the bright soliton and soliton pairs is gotten. Both first-order and second-order bright soliton can transmit stably in the photorefractive crystals. When the incidented waves are changed in the form of soliton pairs, the soliton pairs will interact and couple each other in different periods according to the distance between the two soliton waves and the order of the soliton pairs. At the same time, each soliton of the second-order soliton pairs splits into two fundamental solitons that one is bigger and another smaller.

**Key words:** photorefractive; screening; bright spatial soliton; soliton pairs; split-step Fourier transformation

### 1 引言

光学空间孤子在导波光学和光通信等领域具有重要的应用价值,引起人们广泛的研究兴趣并开展了各种研究工作<sup>[1-3]</sup>。近几年来,已经集中研究了非线性自聚焦 Kerr 介质中空间光孤子<sup>[4]</sup>。自 1992 年 Segev 等<sup>[5]</sup>人在理论上提出光折变空间孤子存在以来,光折变空间孤子一直是科学的研究热点和前

沿<sup>[6-9]</sup>,本文通过分析光折变晶体在外加直流电场作用下光束的演化方程,运用分步傅里叶方法对方

**基金项目:**国家自然科学基金(No. 10574058);联合国教科文组织第三世界科学院基金(No. 01 - 137RG/PHYS/AS);江苏大学科研基金(No. 04JDC041)资助。

**作者简介:**祁义红(1979-),男,硕士,目前主要从事非线性光学和光孤子理论的研究工作。E-mail: ejzhou@ yahoo. com. cn

**收稿日期:**2006-06-09; **修订日期:**2006-08-08

程进行数值计算和讨论。通过调整入射脉冲,获得光折变晶体中屏蔽亮空间孤子和亮孤子对的演变规律。结果表明,在光折变晶体中一阶屏蔽亮孤子稳定传播,二阶屏蔽亮孤子发生周期性的压缩和展宽;一阶和二阶亮孤子对均发生周期性的耦合,耦合周期与亮孤子阶数和输入脉冲的中心距离有关;与此同时,二阶亮孤子对中每一个亮孤子在相互作用过程中会发生孤子分裂。

## 2 理论分析

考虑(1+1)维光折变晶体,在晶体外加横向直流电场,如图1所示。设光束沿 $z$ 方向传播,只在一个横向维如 $x$ 方向衍射,光轴取在 $x$ 方向,光偏振方向平行于 $x$ 方向。此时与非常光(e光)对应的折射率变化为<sup>[10]</sup>:

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n_e^3\gamma_{33}E_{sc} \quad (1)$$

其中, $n_e$ 是晶体中非常光的折射率; $\gamma_{33}$ 是电光系数。光折变晶体中(1+1)维光束感应的空间电荷场为<sup>[11-12]</sup>:

$$E_{sc} = E_0 \frac{I_\infty + I_d}{I(x) + I_d} + E_p \frac{I_\infty - I(x)}{I(x) + I_d} - \frac{k_B T}{q} \frac{\partial}{\partial x} \ln(n) \quad (2)$$

式中, $E_0$ 为外加电场; $E_p$ 为光生伏打场; $I(x)$ 为e光强度; $I_\infty$ 为连续背景光强; $I_d$ 为暗辐射; $k_B$ 为玻尔兹曼常数; $T$ 为绝对温度; $q$ 为电子基本电荷; $n$ 为晶体的折射率。其中,第三项并不影响孤子的形成,仅导致孤子在传播方向上的偏折,为分析方便,在后面的讨论中忽略该项。在有外场 $E_0$ 的情况下,光生伏打效应相对作用很小,可以忽略(即 $E_p = 0$ )。把 $\Delta n$ 代入缓变振幅变化下的波动方程,得到光折变晶体外场作用下的光束传输方程为:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - k^2 n_e^2 \gamma_{33} E_{sc} A = 0 \quad (3)$$

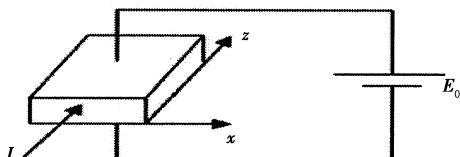


图1 光折变晶体产生屏蔽孤子的物理模型

为计算方便,我们引入归一化参量, $\xi = z/z_0 =$

$z/(kx_0)^2$ , $s = x/x_0$ , $U = (2\eta_0 I_d/n_e)^{-1/2} A$ , $x_0 = (k_0 n_e^2 / \sqrt{\gamma_{33} |E_0|/2})^{-1}$ 。其中, $x_0$ 为光束的特征宽度;波矢 $k = k_0 n_e$ ; $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ , $\mu_0$ 和 $\epsilon_0$ 分别为真空磁导率和介电常数,则得到归一化的光场包络 $U$ 的波传播方程:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - \beta(1+\rho) \frac{U}{1+|U|^2} = 0 \quad (4)$$

其中, $\beta = (k_0 x_0)^2 (n_e^4 \gamma_{33} E_0 / 2)$ ; $\rho = I_\infty / I_d$ ; $\beta$ 可正可负,取决于外加电场的方向。当 $\beta > 0$ 时形成亮空间孤子。下面我们考虑 $\beta = 1$ 时,孤子和孤子对在光折变晶体中的传播情况。

## 3 数值计算原理与结果

### 3.1 计算原理

运用分步傅里叶方法进行数值计算。对方程(4),取 $\rho = 0$ ,在 $[\xi, \xi+h]$ 区间上,分两步计算,即第一步考虑非线性自聚焦作用,第二步仅考虑衍射作用。在 $[\xi, \xi+h/2]$ 上,考虑非线性自聚焦作用,忽略 $|U|^2$ 在该区间的变化,可得:

$$U(s, \xi + \frac{h}{2}) = \exp(-i \frac{\beta}{1+|U|^2} h) U(\xi) \quad (5)$$

在 $[\xi+h/2, \xi+h]$ 上考虑衍射作用,用傅里叶变换方法解得:

$$u(\alpha, \xi + h) = \exp(-i\alpha^2 h) u(\alpha, \xi + \frac{h}{2}) \quad (6)$$

将方程(5)作傅里叶变换并代入方程(6),再进行傅里叶逆变换得到:

$$U(s, \xi + h) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \exp(-i\alpha^2 h) u(\alpha, \xi + \frac{h}{2}) \right] \exp(-is\alpha) d\alpha \quad (7)$$

从而由 $\xi$ 处的光场包络 $U(s, \xi)$ 得到了 $(\xi+h)$ 处的光场包络 $U(s, \xi+h)$ 。

### 3.2 计算结果

(1)当输入脉冲 $U(0, s) = N \operatorname{sech}(s)$ ,其中 $N$ 为入射脉冲的阶数,可以通过调节输入脉冲峰值功率使 $N=1$ 和 $N=2$ 。数值计算得到图2所示的结果。可见,一阶亮孤子稳定传播,振幅没有发生变化,而二阶孤子发生了周期性变化,脉冲周期性地压缩和展宽,这是由二阶亮孤子的传输规律决定的<sup>[13]</sup>。

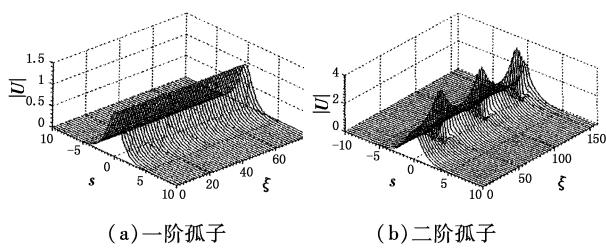


图2 一阶和二阶屏蔽亮孤子在光折变晶体中的演变

(2) 当在初始位置输入双曲正割脉冲对为  $U(0,s) = \text{sech}(s+3) + \text{sech}(s-3)$  和  $U(0,s) = \text{sech}(s+4) + \text{sech}(s-4)$ , 二者均是振幅相等的一阶孤子对, 但中心距离不同, 分别为  $\Delta s = 6$  和  $\Delta s = 8$ 。数值计算得到的结果如图3所示。从图3(a)、(b)、(c)、(d)的光场分布可以看出一阶孤子对发生周期性的耦合, 每隔一个耦合周期, 孤子对耦合为一个峰值较大的脉冲, 接着又重新分成两个孤子, 它们有固定的耦合周期, 耦合周期的长短与入射脉冲对的中心距离有关, 中心距离越大, 耦合周期也越大, 在每一个周期中孤子的振幅是稳定的。图4所示为  $\Delta s = 6$  和  $\Delta s = 8$  时一阶孤子对的归一化耦合周期分别为  $\xi = 32$  和  $\xi = 84$ 。

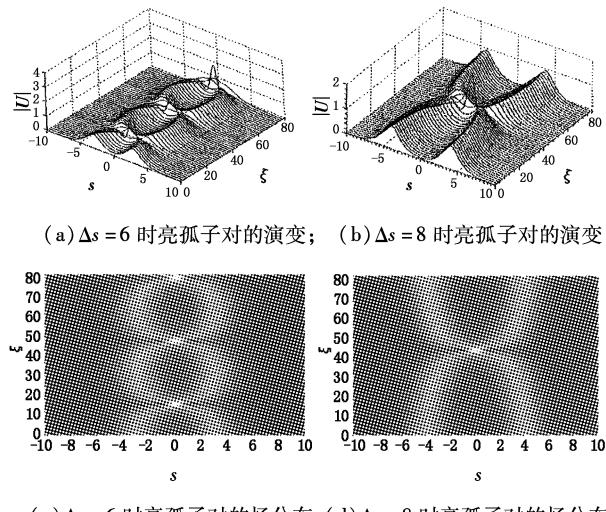
(c)  $\Delta s = 6$  时亮孤子对的场分布; (d)  $\Delta s = 8$  时亮孤子对的场分布

图3 一阶屏蔽亮孤子对在光折变晶体中的相互作用

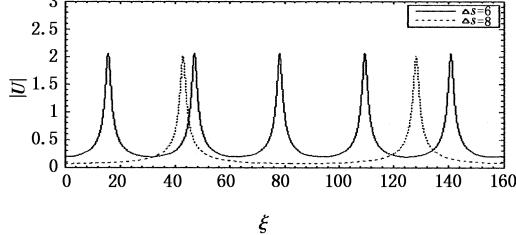


图4 不同间距时一阶孤子对的耦合周期

(3) 当在初始位置输入二阶双曲正割脉冲对为  $U(0,s) = 2[\text{sech}(s+3) + \text{sech}(s-3)]$  和  $U(0,s) = 2[\text{sech}(s+4) + \text{sech}(s-4)]$ , 二脉冲为振幅相等的二阶亮孤子对, 中心距离  $\Delta s$  不同, 其数值计算结果如图5所示。其中, 图5(a)和图5(c)中  $\Delta s = 6$ , 图5(b)和图5(d)中  $\Delta s = 8$ 。由图5可见二阶亮孤子对中的每一个孤子与单个孤子一样经历了振幅周期性

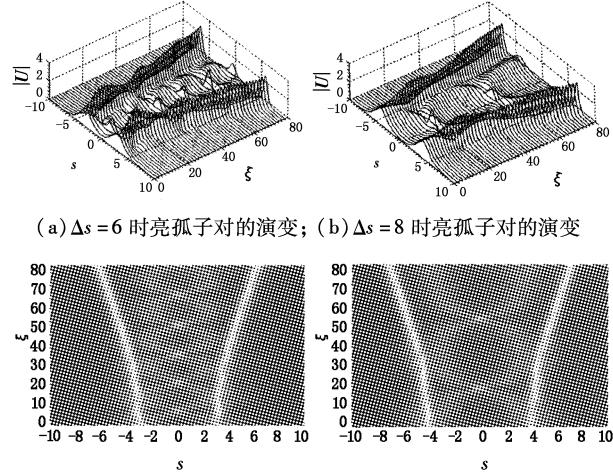
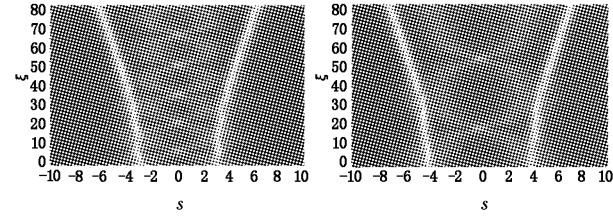
(a)  $\Delta s = 6$  时亮孤子对的演变; (b)  $\Delta s = 8$  时亮孤子对的演变(c)  $\Delta s = 6$  时亮孤子对的场分布; (d)  $\Delta s = 8$  时亮孤子对的场分布

图5 二阶屏蔽亮孤子对在光折变晶体中的相互作用

的展宽和压缩, 但不同的是每一个孤子同时还分裂成一大一小两个孤子, 而大小两个孤子逐渐分离。根据逆散射理论可知: 二阶孤子可以看成振幅不等群速度相同的两个基孤子构成, 形成一个束缚态<sup>[13]</sup>。如果系统中存在微扰, 简并就被打破, 两个孤子的传播速度将不同, 这时将会观察到两个孤子的分离。在这里, 两个孤子对的相互作用可以看成微扰, 正是这种微扰使二阶孤子发生了分裂, 由于传播速度不同发生分离。根据孤子间的相互作用理论<sup>[13]</sup>, 等振幅同位相的相邻孤子间存在“吸引力”, 间距越小, “吸引力”越大, 孤子群速度的改变量也越大。在这里内侧孤子由于“吸引”而碰撞, 发生周期性耦合, 入射孤子对的中心距离大时, 耦合的周期长度也越大, 外侧两个孤子也存在“吸引”作用, 但由于内侧孤子群速度改变量远大于外侧孤子, 所以分裂的两个孤子逐渐分离。对比图3和图5还可以看出, 在入射孤子对的中心距离相同时二阶亮孤子对的耦合周期比一阶亮孤子对短。经过数值计算得到的不同间距二阶孤子对耦合的周期如图6所示,  $\Delta s = 6$  和  $\Delta s = 8$  时二阶孤子对归一化的耦合周期长

度分别为  $\xi = 14$  和  $\xi = 32$ 。

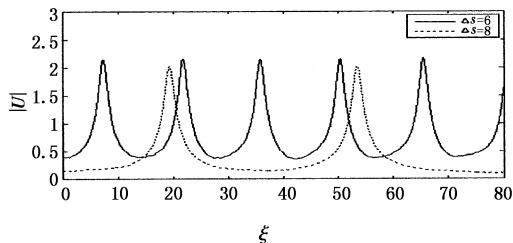


图 6 不同间距时二阶孤子对的耦合周期

#### 4 结 论

本文研究了在光折变晶体中外加横向直流电场,形成对外场不均匀屏蔽的情况下,当晶体入射面输入一束光脉冲,光生载流子发生迁移,引起晶体局部折射率变化。当折射率变化对光束的空间约束作用与衍射达到平衡时,形成屏蔽亮空间孤子。基于这样的物理模型,分析得到它的光束传输方程,应用分步傅里叶方法分析,当选择合适的输入脉冲峰值功率使亮孤子脉冲阶数为一阶和二阶光脉冲时,通过改变输入脉冲的中心距离,观察单个孤子在光折变晶体中的演变以及一阶孤子对和二阶孤子对在光折变晶体中的相互作用。分析结果表明,在光折变晶体中一阶亮孤子稳定传播,亮孤子振幅没有发生任何变化,而二阶亮孤子的振幅会发生周期性的展宽和压缩,二阶亮孤子的这种传输特性也证实了二阶孤子的传输规律<sup>[13]</sup>;一阶亮孤子对在传播过程中,发生周期性耦合,每隔一个周期就相互碰撞形成一个较大的脉冲,然后又重新分开,耦合的周期长度取决于孤子对的中心距离,入射孤子对的中心距离越大,耦合周期越长,在每一个周期中单个孤子的振幅都是稳定不变的;单个二阶亮孤子可以看成由两个振幅不等的基孤子构成,二阶亮孤子对在传播过程中,每一个二阶孤子由于孤子对的相互作用,破坏了束缚态而引起群速度改变发生分裂,分裂成一大一小两个基孤子。在传播过程中,分裂成的两个基孤子逐渐分离。分离后的内侧两个亮孤子对同样发生周期性耦合,在入射孤子对中心距离相同的情况下,耦合周期短于一阶亮孤子对的耦合周期,两个二阶亮孤子对的中心距离越大,它们的耦合周期也越长。利用光折变空间光孤子的特性可以在光折变晶体中诱导形成波导,并且由于光折变晶体的强记忆能力,即使孤子光停止作用以后,诱导波导仍能持久保持,产生一种独

特的全光开关现象,因而可以通过单个光孤子诱导直波导以及两个光孤子的相互作用诱导 X 形结构波导。还可以利用光折变屏蔽亮孤子的这种特性根据需要设计不同的波导结构。

#### 参 考 文 献:

- [1] Song Lan, Eugenio DelRe, Zhigang Chen, et al. Directional coupler with soliton-induced waveguides [J]. Opt. Lett., 1999, 24(7):475 - 477.
- [2] Zhigang Chen, Mordechai Segev, D N Christodoulides, et al. Waveguides formed by incoherent dark solitons [J]. Opt. Lett., 1999, 24(16):1160 - 1162.
- [3] C T Law, X Zhang, G A Swartzlander. Waveguiding properties of optical vortex solitons [J]. Opt. Lett., 2000, 25(1):55 - 57.
- [4] R A Fuerst, D M Baboiu, B Lawrence, et al. Spatial modulational instability and multisolitonlike generation in a quadratically nonlinear optical medium [J]. Phys. Rev. Lett., 1997, 78:2756.
- [5] Segev M, Crosignani B, Yariv A , et al. Spatial solitons in photorefractive media [J]. Phys. Rev. Lett., 1992, 68(7):923 - 926.
- [6] Nikos K Efremidis, Suzanne Sears, et al. Discrete solitons in photorefractive optically induced photonic lattices [J]. Phys. Rev. E, 2002, 66:046602.
- [7] Jiang Jinhuan, et al. Quantum theory of steady state photorefractive spatial solitons propagation [J]. Acta. Phys. Sin., 2004, 53(12):4070 - 4074 (in Chinese).
- [8] Lu Yi, Liu Simin, et al. One-dimensional photovoltaic dark spatial solitons with fully incoherent white light [J]. Acta Phys. Sin., 2003, 52(12):3075 - 3080 (in Chinese).
- [9] Zhu Nan, Guo Ru, et al. Photovoltaic gray spatial solitons in photorefractive crystal [J]. Chinese Journal of Lasers, 2005, 07:0903 - 0907 (in Chinese).
- [10] G C Valley, J Lam. 1988 In photorefractive materials and their applications I [M]. New York: Springer-Verlag, chap. 3.
- [11] D N Christodoulides, M I Carvalho. Bright, dark and gray spatial soliton states in photorefractive media [J]. J. Opt. Soc. Am. B, 1995, 12(9):1628.
- [12] A G Grandpierre, et al. Gray spatial solitons in biased photorefractive media [J]. J. Opt. Soc. Am. B, 2001, 18(1):55.
- [13] Agrawal G P. Nonlinear Fiber Optics and Application of Nonlinear Fiber Optics [M]. Beijing: Electronics Industry Press, 2002 (in Chinese).