

强非局域空间光孤子在铅玻璃材料中的传输特性*

寿倩[†] 江群 梁炎斌 胡巍

(华南师范大学光子信息技术广东省高校重点实验室, 广州 510006)

(2010年12月11日收到; 2011年3月23日收到修改稿)

本文研究了矩形和圆形截面铅玻璃介质中强非局域空间光孤子的传输特性. 基于镜像法, 光束在铅玻璃中的传输被分成独立的两个过程, 即孤子的形成和孤子的整体偏转. 孤子的形成不依赖于边界, 它来源于入射源光束本身形成的折射率分布的作用, 所以形成孤子的临界功率只与材料的性质和入射光束束宽有关. 孤子的整体偏转在本质上来源于边界的作用, 其偏转力在数值上等同于所有镜像光束与源光束之间的作用力. 截面圆形和截面矩形的边界分别“镜像”出一个和无穷多个镜像光束, 进而导致不同边界条件下孤子不同的偏转轨迹. 文中解析求得的孤子的临界功率以及两种边界条件下孤子的偏转轨迹与实验结果有很好的符合.

关键词: 空间光孤子, 强非局域, 镜像法, 铅玻璃

PACS: 42. 65. -k, 42. 50. Md, 42. 65. Jx

1. 引言

Snyder 和 Mitchell 1997 年^[1]提出了强非局域空间光孤子的线性模型, 此举引发了空间光孤子新一轮的研究热潮^[2-26]. 由于强非局域空间光孤子的束宽远小于材料响应函数的特征宽度^[2], 这种孤子的形成大大降低了空间和相位方面的要求, 在强非局域介质中 2 + 1 维的基态孤子甚至是高阶孤子^[3-6]、矢量孤子^[7,8]、涡旋孤子^[9,10]以及非相干孤子^[11,12]都可以稳定传输. 这些有着复杂横向空间模式的光孤子引发更加丰富的光、光相互作用模式. 强非局域空间光孤子的传输介质从初期的液晶^[13-18]发展到固态的铅玻璃^[3,10,19,20]之后, 由于铅玻璃有着光滑的边界和强的非局域特性, 人们开始关注孤子与边界的相互作用. Segev 研究小组在边界导致的各向异性铅玻璃中实现了椭圆孤子^[10]并讨论了边界对孤子传输轨迹的作用^[21]. 表面孤子的各种研究成果更是显示了边界对孤子强度分布、模式以及传输轨迹的强烈影响^[22].

铅玻璃的非局域性来源于它的热致非线性. 特别地, 在对光弱吸收的条件下, 热致非线性由泊松方程来描述^[3,10,19,20], 而泊松方程的经典物理对应是静电学中的电势分布方程, 这就在数学上决定了

光致折射率分布和“电致”电势分布求解过程的相互类比性, 其中静电学中处理边值问题的镜像法为我们提供了一个研究边界问题的有效方法^[23]. 镜像电荷的引入取代了边界上分布复杂的感应电荷, 镜像电荷对源电荷的作用也就取代了边界对源电荷的作用. 在有限边界的铅玻璃材料中, 类比地, 引入“镜像光束”, 边界对“源”光束的作用完全等同于镜像光束与源光束之间的作用. 随着边界形状的不同, 镜像光束的位置也不同, 数量可以从最简单的一个(圆边界)到无穷多个(带状或矩形边界).

本文研究了圆形和矩形截面铅玻璃材料中强非局域空间光孤子的传输特性. 基于镜像光束法, 在光束束宽远小于材料横向尺寸的情况下(这是普遍的情况), 铅玻璃中孤子的传输可以分成两个相对独立的问题: 孤子的形成和孤子的整体偏转. 本文解析地得到了孤子形成的临界功率以及孤子的偏转轨迹, 解析结果与实验数据有很好地符合.

2. 镜像光束法解析求解铅玻璃中孤子的传输轨迹

2.1. 理论模型

由于铅玻璃的非线性响应来源于光致热效应,

* 国家自然科学基金(批准号: 60908003)资助的课题.

[†] E-mail: laser120@163.com

入射到铅玻璃中的光束能量被少量吸收而转化为热能并传导到铅玻璃的边界. 当铅玻璃材料的边界与热池相接触并保持恒温时, 铅玻璃内部形成了一个光致温度梯度分布^[3,10,19,20],

$$\nabla^2 T(X, Y) = -\frac{\alpha}{\kappa} I(X, Y),$$

$$T(X, Y)|_{\text{boundary}} = T_0, \quad (1)$$

这里, α, κ 分别是热吸收系数和热传导系数. $T(X, Y), T_0$ 分别是温度梯度分布函数和边界温度. $I(X, Y) = |A(X, Y)|^2$ 是光强分布, $A(X, Y)$ 是傍轴光束. 热传导方程在光子情况下是二维的, 即 $I(X, Y, Z) = I(X, Y)$. 光致的温度改变成比例的引起一个折射率改变 $\Delta n = \beta(T - T_0)$, 其中 β 为折射率温度系数. 这个折射率梯度分布相当于一个热透镜, 引起光束的自聚焦. 所以热传导方程(1)和光束传输方程相互耦合才能完整地描述光束在铅玻璃中的传输特性:

$$\nabla_{\perp}^2 A + 2ik \frac{\partial A}{\partial Z} + 2k^2 \frac{\Delta n}{n_0} A = 0, \quad (2)$$

其中 $k = \omega n_0/c, n_0$ 是铅玻璃中的线性折射率.

将(1), (2)式写成归一化的形式

$$i\partial_z a + \frac{1}{2} \nabla_{\perp}^2 a + Na = 0, \quad (3a)$$

$$\nabla_{\perp}^2 N = -|a|^2, \quad (3b)$$

$$N|_{\text{boundary}} = 0, \quad (3c)$$

这里, $x = X/S, y = Y/S, z = Z/(kS^2), a = A/A_0, N = k^2 S^2 \Delta n/n_0$. S 是材料尺寸, 在圆形和矩形截面的情况下分别对应圆柱半径 R 和矩形短边长度的一半 L . 归一化系数 A 定义为 $A_0^2 = n_0 \kappa / (\alpha \beta k^2 S^4)$.

2.2. 镜像光束法的提出

泊松方程(3b)在形式上等同于第一类边界条件下, 具有一定空间分布的电荷引发的电势的分布方程, 其中 N 和 a 分别对应电势分布函数和电荷分布函数. 解决此类静电问题的一个有效方法是镜像法^[23]. 镜像电荷的引入将一个有界空间的电荷分布引发的电势分布问题转化为无界空间中源电荷和镜像电荷分布共同引发的电势分布问题. 类似地, 引入源光束和镜像光束的概念, 它们各自引发一个光致折射率分布

$$\nabla^2 N_1 = -|a|^2,$$

$$\nabla^2 N_2 = -\sum_n |a_n|^2, \quad (4)$$

这里, n 是镜像作用的阶数, 表示第 n 次的镜像操

作. a_n 是第 n 阶镜像光束.

对光致折射率的求解从格林函数开始

$$N = N_1 + N_2 = \int G(x, y, x', y') \times |a(x' - x_c, y')|^2 dx' dy', \quad (5)$$

其中 $(x_c, 0)$ 为光束中心坐标. 由静电学中的镜像法, 将格林函数也写成两部分

$$G(x, y, x', y') = G_1 + G_2,$$

$$G_1 = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{1}{|r - r'|},$$

$$G_2 = \frac{1}{2\pi} \sum_n \eta_n \ln \frac{\sigma_n}{|r - r_n|}, \quad (6)$$

其中 $\eta_n = \pm 1$ 分别对应镜像电荷的正负, σ_n 是一个与第 n 阶镜像电荷的位置以及电势零点的选取有关的参数. 把(6)式代入(5)式得到

$$N_1 = \int G_1(x, y, x', y') |a(x' - x_c, y')|^2 dx' dy'$$

$$= p_0 G_1(x, y, x_c, 0), \quad (7a)$$

$$N_2 = \int G_2(x, y, x', y') |a(x' - x_c, y')|^2 dx' dy'$$

$$= p_0 G_2(x, y, x_c, 0). \quad (7b)$$

上式积分运算的结果利用了强非局域介质中响应函数的分布远大于光束束宽并且在光束的范围内几乎是一个常数的特性. 这时光强分布函数具有类似于狄拉克函数的性质, G_1 和 G_2 中的积分变量 (x', y') 取光束的中心坐标 $(x_c, 0)$, G_1 和 G_2 则被提到积分号以外. 剩下归一化光强的空间积分, 即 $p_0 = \int |a(x' - x_c, y')|^2 dx' dy'$, 是归一化光功率, 类比于静电学中的电荷量大小 ρ . (7)式表明, 在 $(x_c, 0)$ 处存在一个源“点光束”, 在镜像的位置存在镜像点光束, 以下我们简称为源光束和镜像光束. 它们分别与处于同一位置的源电荷和镜像电荷一一对应. 由于 G_1 具有平移对称性并且通常情况下光束的分布也是中心对称的, N_1 的分布就关于光束中心对称, 它将引起光束的自聚焦并在临界功率下导致孤子的形成. N_2 则来自镜像光束的贡献, 代表边界的存在对自由空间光致折射率分布的修正. 它将影响光束的传输轨迹, 引起孤子的偏转. 由 Ehrenfest 定理, 光束中心的传输轨迹由它所在位置处的折射率的梯度决定^[24,25],

$$\frac{d^2 x_c}{dz^2} = \nabla N_2 = p_0 \left. \frac{dG_2(x, x_c)}{dx} \right|_{x=x_c}$$

$$= -\frac{p_0}{2\pi} \sum_n \frac{\eta_n}{x_c - x_n}, \quad (8)$$

其中 x_0 和 x_n 分别是源光束和第 n 阶镜像光束的中心坐标. (8)式表明源光束受到的来自镜像光束的力的大小与它们之间的距离成反比. Segev 研究小组在关于非局域孤子相互作用的文章中也推测了相同的规律^[19].

3. 孤子临界功率的解析求解

由上面的分析,光致折射率可以分为两个部分,分别引起光束的自聚焦和整体偏转.这就使孤子传输的这两个特性可以被独立地研究.本节将对孤子形成的临界功率进行解析求解.

由于源电荷引发的格林函数部分 G_1 具有空间平移不变性,将(7a)式改写为

$$N_1(r) = \frac{1}{2\pi} \int \ln \frac{1}{|r-r'|} |a(r')|^2 2\pi r' dr'. \quad (9)$$

上式在数学上等同于静电学中三维无限长的线电荷激发的二维的电势分布,电势的参考零点在 $r = 1$ 处.它满足的泊松方程为

$$\begin{aligned} \nabla^2 N_1 &= -|a(r)|^2, \\ N_1(r)|_{r=1} &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

利用静电学中的高斯定理来求解光致折射率 N_1 的分布

$$\begin{aligned} N_1(r) &= \int_r^1 F(r') dr' \\ &= \int_r^1 \frac{1}{2\pi r'} \left(\int_0^{r'} |a(r'')|^2 2\pi r'' dr'' \right) dr', \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $F(r) = \frac{1}{2\pi r} \int_0^r |a(r')|^2 2\pi r' dr'$ 表示电场分布.

为了得到(11)式的具体表达式,设光束的孤子解为

$$a(r) = \frac{\sqrt{p_0}}{\sqrt{\pi w_0}} \exp[i\theta(z)] \exp\left[-\frac{r^2}{2w_0^2}\right], \quad (12)$$

其中 p_0 是归一化输入功率, w_0 是光束初始束宽, $\theta(z)$ 是光束相位.将上式代入(11)式得到

$$N_1 = \frac{p_0}{4\pi} \left[\Gamma\left(0, \frac{1}{w_0^2}\right) - \Gamma\left(0, \frac{r^2}{w_0^2}\right) - \ln(r^2) \right]. \quad (13)$$

根据 Snyder's 模型^[1],非线性折射率只需取到泰勒展开的第二阶

$$N_1(r) = N_1^{(0)} - r^2 N_1^{(2)}, \quad (14)$$

其中

$$N_1^{(0)} = \frac{p_0}{4\pi} \left[\Gamma\left(0, \frac{1}{w_0^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{w_0^2}\right) + \gamma \right],$$

$$N_1^{(2)} = \frac{p_0}{4\pi w_0^2} = \frac{I_0}{4}, \quad (15)$$

其中 $\gamma = 0.5772156649$ 是欧拉常数, $I_0 = I(r = 0, z)$ 为轴上光强.将(12)式和(14)式代入(3a)式,取 r^2 的系数为零,得到

$$\frac{1}{2w_0^4} = N_1^{(2)}. \quad (16)$$

再结合(15)式得到临界功率的归一化解析解

$$p_c = \frac{2\pi}{w_0^2}. \quad (17)$$

将(3)式中的归一化常数代入上式即可得到实际(非归一化)的临界功率为 $p_c = \frac{2\pi n_0 \kappa}{\alpha \beta k^2 w_0^2}$.这个表达式表明,孤子的形成过程与边界效应无关,只与材料的光学和热学参数以及入射光束束宽有关.

4. 孤子在不同边界条件下的偏转特性

4.1. 孤子在圆形边界条件下的偏转特性

下面讨论光束在铅玻璃中传输的第二个特性,即不同边界条件下孤子的整体偏转特性.首先,如图1(a),在圆形截面铅玻璃中,只在 $x_1 = 1/x_c$ 处有一个镜像光束.它对应的镜像点电荷的格林函数为

$$G_2(x, x_c) = -\frac{1}{2\pi} \ln \frac{1/x_c}{|x - 1/x_c|}. \quad (18)$$

基于(8)式,光束中心的加速度方程为

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_c}{dz^2} &= p_0 \frac{dG_2(x, x_c)}{dx} \Big|_{x=x_c} \\ &= -\frac{p_0}{2\pi} \frac{1}{1/x_c - x_c}. \end{aligned} \quad (19)$$

将上式泰勒展开到五阶,

$$\frac{d^2 x_c}{dz^2} = -\frac{p_0}{2\pi} (x_c + x_c^3 + x_c^5). \quad (20)$$

分别取上面展开式的一阶近似和五阶近似,经过推导得到孤子的传输轨迹在一阶近似和五阶近似下的解:

$$\begin{aligned} x_c^{(1)} &= x_{c0} \cos\left(\sqrt{\frac{p_0}{2\pi}} z\right), \\ x_c^{(5)} &= \sqrt{(s\beta - \alpha)/(s - 1)}, \end{aligned} \quad (21)$$

其中, x_{c0} 是光束中心的初始入射位置,其他参数分别为

$$s = \text{acn}((\alpha - \beta))$$

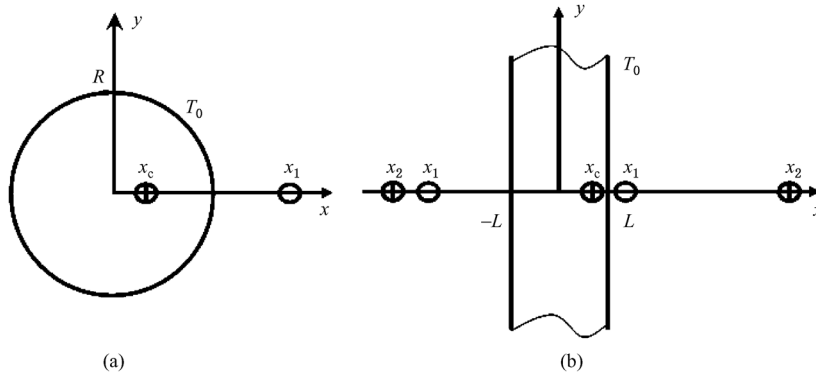


图1 光束偏离中心入射圆形(a)和矩形(b)截面铅玻璃时镜像光束的分布示意图. x_c, x_1 和 x_2 分别是源光束、第一阶镜像和第二阶镜像光束的中心坐标

$$\begin{aligned} & \times \sqrt{-\frac{(p_1\beta + q_1)(p_2\beta + q_2)(a^2 + b^2)}{(\alpha - \beta)^2} z, k}, \\ \alpha, \beta &= \frac{-r_1 \pm \sqrt{r_1^2 + 4q_2r_1(p_1q_2 + q_1)}}{2(p_1q_1 + q_1)}, \\ k^2 &= \frac{a^2}{a^2 + b^2}, \\ a^2 &= \frac{p_2\alpha + q_2}{p_2\beta + q_2}, \\ b^2 &= -\frac{p_1\alpha + q_1}{p_1\beta + q_1}, \\ p_1 &= \frac{4p_0}{3\pi}, q_1 = \frac{2p_0}{\pi} \left(\frac{1}{2} + \frac{x_{c0}^2}{3} \right), \\ r_1 &= \frac{4p_0}{\pi} \left(1 + \frac{x_{c0}^2}{2} + \frac{x_{c0}^4}{3} \right). \end{aligned} \quad (22)$$

4.2. 孤子在矩形边界条件下的偏转特性

矩形截面边界的镜像光束在多次反射下变成无穷多个,如图1(b),镜像光束的位置分布也非常复杂. 参考文献[26]告诉我们,在矩形的长、短边之比大于二的前提下,泊松方程在矩形边界条件下的响应函数可以由带状边界条件下的响应函数来取代. 由于实验所用的铅玻璃截面矩形的两个边之比远大于2,所以上述结论将被运用到这一节的讨论之中. 在带状边界的条件下,镜像光束有无穷多个,它们对应的镜像电荷分布在边界的两边,每一边的电荷正负号交替的改变,如图1. 边界两边镜像电荷的坐标分别为

$$\begin{aligned} & 2 - x_c, 4 + x_c \cdots 2n + (-1)^n x_c, (\text{正坐标}), \\ & -2 - x_c, -4 + x_c \cdots -2n + (-1)^n x_c, (\text{负坐标}). \end{aligned} \quad (23)$$

这两组镜像电荷引发的电势分布(格林函数)为

$$\begin{aligned} G_2(x, x_c) &= \frac{1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left\{ \ln \frac{1}{[2n + (-1)^n x_c] - x} \right. \\ & \left. + \ln \frac{1}{x - [-2n + (-1)^n x_c]} \right\}. \end{aligned} \quad (24)$$

上式表明,带状边界条件下,泊松方程的格林函数没有有限形式的解析解,光致折射率分布自然也没有有限形式的解析解. 然而,决定光束运动轨迹的是折射率的梯度而不是它本身,仍然可以得到光束中心轨迹的有限形式解. 同理由(8)式,光束中心在矩形截面铅玻璃中的轨迹方程为

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_c}{dz^2} &= p_0 \frac{dG_2(x, x_c)}{dx} \Big|_{x=x_c} \\ &= -\frac{p_0}{8} \tan\left(\frac{\pi x_c}{2}\right). \end{aligned} \quad (25)$$

将上式泰勒展开到五阶得到

$$\frac{d^2 x_c}{dz^2} = -\frac{\pi p_0}{16} \left(x_c + \frac{\pi^2}{16} x_c^3 + \frac{\pi^4}{120} x_c^5 \right). \quad (26)$$

上式的解的形式与截面圆形铅玻璃中的结果非常类似,不予赘述.

5. 铅玻璃中孤子传输特性的实验研究

光束在铅玻璃中传输特性的实验研究分别在截面圆形和矩形的两种材料中完成. 两种材料的尺寸分别为 1.5 mm × 3 cm 和 3 mm × 7 mm × 3 cm. 由于矩形截面相邻边长的比远大于2,所以可以利用4.2中的解析结果来拟和实验数据. 此铅玻璃材料为铅的重掺杂材料,吸收系数 α 和折射率分别高达 0.07 cm⁻¹ 和 1.9. 其他各项参数为:折射率温度系数 $\beta = 14 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, 热传导系数 $\kappa = 0.7$

W/(mK).

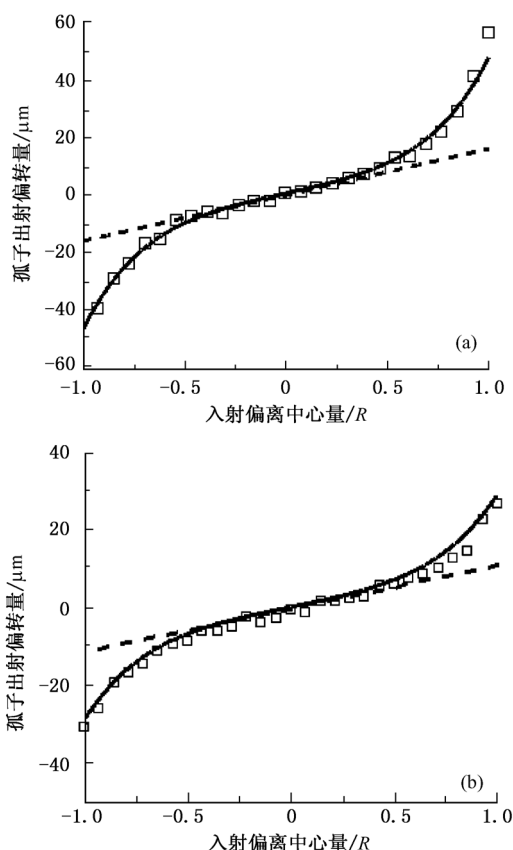


图2 圆形(a)和矩形(b)截面铅玻璃中孤子的出射偏转量. 方块为实验数据,虚线为一阶近似的解析结果,实线为五阶近似的解析结果

入射激光来自相干公司的绿光(532 nm)激光器 verdi5, 聚焦到玻璃前表面的光束束宽 $w_0 = 50 \mu\text{m}$. 由临界功率的表达式(17)以及上述参数, 孤子

的临界功率为 500 mW. 在圆形截面以及矩形截面铅玻璃中, 这一结果已经得到实验证实. 为了得到更大尺度的偏转, 实验中以稍大于孤子临界功率的光功率垂直入射铅玻璃. 图2是孤子的偏转量随入射偏移量的变化曲线. 方块是实验数据, 虚线是一阶近似的结果, 实线是五阶近似的结果. 显然在一阶近似下, 孤子以正弦形轨迹振荡, 这被证实是光束在中心附近入射时的运动形式. 随着光束入射位置向边界靠近, 偏转力非线性的增强, 五阶近似结果才能很好地与实验数据拟和, 此时孤子转为进行雅克比函数形式的振荡运动.

6. 结 论

本文研究了铅玻璃中非局域空间光孤子的传输特性. 主要结论是: 在入射光束束宽远小于材料横向尺寸(这是一般情况)的前提下, 1) 光束传输特性的两个方面, 即孤子的形成和孤子的整体偏转可以被单独的研究. 它们分别来自于入射源光束形成的光致折射率分布以及镜像光束形成的光致折射率分布的作用. 2) 非对称的边界作用力导致孤子的偏转. 这一偏转力等同于所有的镜像光束与源光束之间的作用力. 基于以上结论, 本文解析得到了不依赖于边界参数的孤子临界功率的表达式. 在孤子偏转轨迹的求解中, 孤子的偏转力在圆形和矩形截面边界条件下分别来自于一个镜像光束和无穷多个镜像光束的作用. 文中得到的闭合形式的孤子轨迹方程与实验结果有非常好地符合.

- [1] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [2] Bang O, Krolikowski W, Wylter W, Rasmussen J J 2002 *Phys. Rev. E* **66** 046619
- [3] Rotschild C, Segev M, Xu Z Y, Kartashov Y V, Torner L 2006 *Opt. Lett.* **31** 3312
- [4] Deng D M, Zhao X, Guo Q 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 2537
- [5] Deng D M, Guo Q 2007 *Opt. Lett.* **32** 3206
- [6] Zhang X P, Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3178 (in Chinese) [张霞萍、郭旗 2005 物理学报 **54** 3178]
- [7] Garcia - Ripoll J J, Perez - Garcia V M, Ostrovskaya E A, Kivshar Y S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 82
- [8] Delque M, Sylvestre T, Maillotte H 2005 *Opt. Lett.* **30** 3383
- [9] Zhang X P, Guo Q, Hu W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5189 (in Chinese) [张霞萍、郭旗、胡巍 2005 物理学报 **54** 5189]
- [10] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M, Carmon T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904
- [11] Rotschild C, Schwartz T, Cohen O, Segev M 2008 *Nat. Photonics* **2** 371
- [12] Barak A, Rotschild C, Alfassi B, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 2450
- [13] Hu W, Zhang T, Guo Q 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 071111
- [14] Peccianti M, Rossi A D, Assanto G, Luca A D, Umeton C, Khoo I C 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 7
- [15] Peccianti M, Brzdakiewicz T A, Assanto G 2002 *Opt. Lett.* **27** 1460
- [16] Peccianti M, Conti C, Assanto G, Luca A D, Umeton C 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
- [17] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91**

- 073901
- [18] Peccianti M, Conti C, Assanto G, Luca A D, Umetsu C 2004 *Nature* **432** 733
- [19] Rotschild C, Alfassi B, Cohen O, Segev M 2006 *Nat. Phys.* **2** 769
- [20] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M 2007 *Opt. Lett.* **32** 154
- [21] Barak A, Rotschild C, Alfassi B, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 2450
- [22] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 213901
- [23] Jackson J D 1999 *Classical electrodynamics* 1999 (John Wiley & Sons)
- [24] Gloge D, Marcuse D 1969 *J. Opt. Soc. Am. B* **59** 1629
- [25] Aceves A B, Moloney J V, Newell A C 1989 *Phys. Rev. A* **39** 1809
- [26] Jiang Q, Shou Q, Guo Q, Hu W, Zheng Y J, Liang Y B 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 329 (in Chinese) [江 群、寿 倩、郭 旗、胡 巍、郑亚健、梁颜斌 2010 物理学报 **59** 329]

Strongly nonlocal spatial soliton propagation in lead glass*

Shou Qian[†] Jiang Qun Liang Yan-Bin Hu Wei

(Key Laboratory of Photonic Information Technology of Guangdong Higher Education Institutes, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

(Received 1 December 2010; revised manuscript received 23 March 2011)

Abstract

The soliton propagations in lead glass separately with circle and rectangle boundaries are theoretically and experimentally investigated. Based on the image beam method the soliton propagation in lead glass is comprised of two independent processes: the soliton forming and the soliton steering as a whole. The soliton-forming process is boundary independent, which is caused by the source beam itself induced refractive index distribution. The force which leads to the soliton steering essentially comes from the boundary effect and is equal to the force between the soliton beam and all of the image beams. The numbers of the images are one and infinite respectively for the boundaries of circle and rectangle. This results in a different steering force with a different boundary. The closed-form solutions of the soliton critical power and the steering trajectories are in good agreement with the experimental results.

Keywords: spatial optical solitons, strongly nonlocal, method of images, lead glass

PACS: 42.65. - k, 42.50. Md, 42.65. Jx

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60908003).

[†] E-mail: laser120@163.com