

# 强非局域空间光孤子大相移的理论研究 以及应用方案设计\*

寿倩<sup>†</sup> 郭旗

(华南师范大学光子信息技术广东省高校重点实验室, 广州 510631)

(2010年9月30日收到;2010年11月23日收到修改稿)

本文发展了郭旗等人的唯像理论,发现在铅玻璃中,孤子随着本身功率或者抽运光孤子功率几十个毫瓦的变化,就会出现 $\pi$ 的附加相移.基于抽运光孤子功率对弱信号光孤子相位有着高调制灵敏度的结论,提出了一种较可行的光开关实现方案.

**关键词:** 强非局域, 空间光孤子, 大相移

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

## 1. 引言

### 1.1. 非局域空间光孤子的研究现状

空间光孤子是衍射发散效应和非线性聚焦效应相平衡而产生的一种光束束宽不变的自导传输状态.人们可以利用孤子间的相互作用,实现全光操纵的目的<sup>[1-4]</sup>,抑或设计不同的波导结构<sup>[5-9]</sup>和介质折射率的分布<sup>[10-12]</sup>来实现控制光输出位置的目的.特别是随着非线性科学的发展,空间光孤子的形成对入射功率和光束的相干性要求越来越低,毫瓦量级的入射功率甚至是白光都可以形成<sup>[13]</sup>.另外,空间光孤子有着横向高维性,矢量孤子<sup>[14,15]</sup>、高阶孤子<sup>[16-19]</sup>等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.

近十几年来研究很热的强非局域空间光孤子,即孤子束宽远小于材料响应函数特征宽度<sup>[20]</sup>的空间光孤子,由 Snyder 和 Mithchell 1997 年提出<sup>[21]</sup>.它相对于局域孤子具有一些新的特性和优势:首先,局域孤子只有在二维(1+1 维)平面波导结构中才能稳定传输,而非局域材料中甚至能稳定传输(1+2 维)具有复杂横向模式的高阶孤子<sup>[16-19]</sup>和涡旋孤子<sup>[22,23]</sup>.这一特性使得空间孤子的应用范围大大增

加.第二,强非局域材料中双孤子相互作用与两孤子间的相位差无关,而局域孤子的相互作用与孤子间的相位差密切相关(同相吸引,异相排斥)<sup>[24-26]</sup>.由于严格控制孤子间相位差非常困难,这一特性使得非局域孤子更容易实现全光开关、全光互联和全光逻辑等光子信息处理器件.第三,尤其值得注意的是非局域空间光孤子的传输相对于局域空间光孤子和线性传输光束有非常大的附加相位增长率<sup>[27,28]</sup>,这是它的一个被 Snyder 和 Mithchell 忽略掉的本质特性.然而,当人们相继在液晶<sup>[26,29-33]</sup>和铅玻璃<sup>[16,23,34,35]</sup>中实现了单孤子、双孤子相互作用、高阶孤子等成果后,大都转向更加复杂的理论和实验方案,如离散孤子<sup>[36]</sup>、光格孤子<sup>[37,38]</sup>、非相干孤子<sup>[39,40]</sup>、表面孤子<sup>[40-42]</sup>等.非局域空间孤子在传输过程中的附加大相移这一特性从 2004 年郭旗等人理论预言以后,由于几何相移与附加相移都会随传输距离的增加而增加,而后者几乎会被前者完全掩盖,所以不管是从实验测量还是应用方案设计都几乎没有进展.有关孤子相位的研究只是集中在不同相位差下孤子之间的作用规律<sup>[24-26]</sup>,以及高阶孤子(如涡旋孤子)横向空间的相位分布等方面<sup>[43]</sup>.

### 1.2. 非局域空间光孤子大相移的研究现状

这里的“大相移”一词,指的是光场慢变振幅的

\* 国家自然科学基金(批准号:60908003)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: laser120@163.com

相位变化,人们通常称其为附加相移. 如果把单色(或准单色)光场的空间变化部分写为  $E(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(-ikz)$ ,  $kz$  为强烈依赖于传播距离  $z$  的几何相移,  $u(x, y, z) = A(x, y, z) \exp(-i\varphi)$  即为光场慢变振幅(即光束), 其中  $A(x, y, z)$  为实振幅, 而  $\varphi$  就是我们这里讨论的附加相移. 在线性光学中, 光束在传输方向上附加相移的增长远远慢过几何相移的增长. 以高斯光束为例<sup>[44]</sup>, 单位距离附加相移量为  $2/(kw_0^2)$  (其中  $w_0$  为光束束宽), 远小于单位距离几何相移量  $k$  (以波长  $0.5 \mu\text{m}$ , 光束束宽  $50 \mu\text{m}$  为例, 前者与后者的比在  $10^{-6}$  的量级). 正是这个原因, 一直以来附加相移从来没有被重视. 即使到了非线性光学领域, 人们得到了局域空间孤子的解析解, 发现这种非线性机制下的传输光束, 其单位距离的附加相移为  $1/(2kw_0^2)$ <sup>[45]</sup>, 与线性光学有同样的量级. 2004 年, 郭旗等人解析地推导出<sup>[27]</sup>, 对于具有高斯型响应函数的非局域材料, 强非局域空间孤子在传输的过程中具有非常大的相移动率  $(w_m/w_0)^2/(kw_0^2)$ , 其中  $w_m/w_0$  为材料响应函数的特征宽度与光束束宽的比. 在强非局域情况下 ( $w_m \gg w_0$ ), 这种附加相移是非常大的. 具体计算表明<sup>[46]</sup>, 在可见光频段, 对于束宽约为 15 个波长(实验数据)的光束, 产生  $\pi$  相移所需的介质长度约为  $100 \mu\text{m}$ .

然而郭旗等人的理论是唯像的. 因为目前发现的仅有的两种强非局域材料, 即液晶和铅玻璃的响应函数都不能直接用他们的理论描述. 欧阳世根和郭旗在用微扰法得出了液晶中非局域空间光孤子的解析解<sup>[47]</sup>, 其附加相移动率为  $\pi^{1/2}(w_m/w_0)/(2kw_0^2)$ . 虽然没有唯像理论预言的那样大, 但在强非局域液晶材料中这个结果已经比局域情况大 10 倍左右<sup>[26]</sup>. 然而液晶中光的散射损耗很大, 没有光洁的输出面, 不易得到光孤子输出, 因而难以从实验上验证这个效应. 而铅玻璃不仅具有非局域性强和对光的散射作用弱的优点, 而且由于它是固体材料, 可以得到非常光洁的输出表面, 使测量出射光束的横截面波形变得容易.

本文的工作就是以铅玻璃作为非局域空间光孤子的传输介质, 研究圆柱形铅玻璃中, 中心入射光束在传输过程中的相移问题. 最后基于非局域空间孤子大相移以及孤子间交叉相位调制理论, 提出一种调制灵敏度高的光开关实现方案.

## 2. 铅玻璃中非局域空间孤子的大相移研究

如图 1, 对于圆柱形铅玻璃材料, 中心入射的情况, 我们下面来解析的讨论其相移的大小. 铅玻璃的非线性机理与液晶完全不同, 非线性响应来源于光致热效应. 入射到铅玻璃中的光束被少量的吸收并以光束为中心被传导到边界. 柱状铅玻璃被放置在热池当中, 热池吸收了传导到玻璃边界的热量并保持边界的恒温. 这样在铅玻璃当中就形成了一个光致温度梯度分布<sup>[16,23,34,35]</sup>

$$\begin{aligned} \nabla^2 T(r) &= -\frac{\alpha}{\kappa} |I(r)|^2, \\ T(r)|_{r=R} &= T_0, \end{aligned} \quad (1)$$

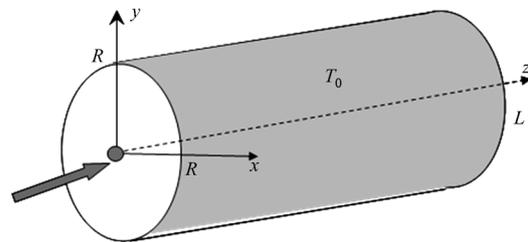


图 1 光束中心入射圆柱形铅玻璃示意图

这里,  $\alpha, \kappa$  分别是热吸收系数和热传导系数.  $T(r), T_0$  分别是温度梯度分布函数和边界温度,  $R$  是圆柱半径.  $I(r) = |A(r)|^2$  是光强分布,  $A(r)$  是傍轴光束. 注意到热传导方程在孤子情况下, 即  $I(r, z) = I(r)$  时是二维的. 光致的温度改变成比例的引起一个折射率改变  $\Delta n(r) = \beta(T(r) - T_0)$ , 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传输的特性<sup>[16,23,34,35]</sup>

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

其中  $k = \omega n_0/c$ ,  $n_0$  是线性折射率.

(1)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, 这个电势的参考点在  $r = R$  处. 于是我们可以利用静电学中的高斯定理来求解光致折射率的分布

$$\begin{aligned} \Delta n(r) &= \frac{\alpha\beta}{\kappa} \int_r^R F(r') dr' \\ &= \frac{\alpha\beta}{\kappa} \int_r^R \frac{1}{2\pi r'} \left( \int_0^{r'} |A(r'')|^2 2\pi r'' dr'' \right) dr', \end{aligned} \quad (3)$$

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(3)式的具体表达式, 我们设光束的孤子解为

$$A(r) = \frac{\sqrt{p_0}}{\sqrt{\pi w_0}} \exp[i\theta(z)] \exp\left[-\frac{r^2}{2w_0^2}\right], \quad (4)$$

其中  $p_0$  是输入功率,  $w_0$  是光束束宽,  $\theta(z)$  是光束相位. 将上式代入(3)式得

$$\Delta n(r) = \frac{\alpha\beta p_0}{4\pi\kappa} \left[ \Gamma\left(0, \frac{R^2}{w_0^2}\right) - \Gamma\left(0, \frac{r^2}{w_0^2}\right) - \ln\left(\frac{r^2}{R^2}\right) \right]. \quad (5)$$

根据 Snyder's 模型, 非线性折射率只需取到泰勒展开的第二阶:

$$\Delta n(r) = n^{(0)} - r^2 n^{(2)}, \quad (6)$$

其中

$$n^{(0)} = \frac{\alpha\beta p_0}{4\pi\kappa} \left[ \Gamma\left(0, \frac{R^2}{w_0^2}\right) + \ln\left(\frac{R^2}{w_0^2}\right) + \gamma \right],$$

$$n^{(2)} = \frac{\alpha\beta p_0}{4\pi\kappa w_0^2}, \quad (7)$$

其中  $\gamma = 0.5772156649$  是欧拉常数. 将(4)式和(6)式代入(2)式, 分别取  $r$  和  $r^2$  的系数为零, 得到

$$\frac{1}{w_0^4} = \frac{2k^2}{n_0} n^{(2)},$$

$$k \frac{\partial \theta}{\partial z} = -\frac{1}{w_0^2} + \frac{k^2}{n_0} n^{(0)}. \quad (8)$$

再结合(7)式分别得到相移和临界功率的解析解

$$\theta = \left( \frac{k}{n_0} n^{(0)} - \frac{1}{kw_0^2} \right) z,$$

$$p_c = \frac{2\pi n_0 \kappa}{\alpha\beta k^2 w_0^2}. \quad (9)$$

下面用文献[48]中的参数来估算临界功率和孤子的相移<sup>[16,23,34,35]</sup>. 取  $\alpha = 0.07 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\beta = 14 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ,  $k = 2\pi / (514 \times 10^{-9}) \text{ m}^{-1}$ ,  $R = 0.0015 \text{ m}$ ,  $n_0 = 1.9$ ,  $\kappa = 0.7 \text{ W}/(\text{mK})$ ,  $w_0 = 35 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $z = 0.05 \text{ m}$ . 解得临界功率  $p_c = 500 \text{ mW}$ . 相位的移动主要由第一项决定(第一项比第二项大一至两个数量级), 也就是说在忽略掉其他小量之后, 非局域空间孤子的相移与其功率成正比. 我们得到相位随功率的变化率为  $\partial\theta/\partial p_0 = \pi/(63 \text{ mW})$ . 即  $\pi$  的相位变化量只需  $63 \text{ mW}$  的功率调制就可实现, 而此功率远远小于临界功率. 所以以孤子临界功率为中心, 上下浮动  $30 \text{ mW}$  即可得到  $\pi$  的相位差, 并且不改变孤子的传输状态, 同时也具有较高的调制灵敏度.  $\pi$  相移的

有效产生是实现基于干涉原理的对光信号进行处理和控制(比如基于 Mach-Zehnder 干涉仪原理的光开关)的关键因素. 另外我们也估算了铅玻璃材料的尺寸对相位调制灵敏度的影响. 由上面的公式得到

$$R = 0.001 \text{ m}; \partial\varphi/\partial p_0 = 2\pi/176 \text{ mW},$$

$$R = 0.01 \text{ m}; \partial\varphi/\partial p_0 = 2\pi/103 \text{ mW}, \quad (10)$$

即半径提高一个量级, 孤子形成的临界功率并不改变, 然而功率对相位的调制可以提高大概 40% 的灵敏度. 所以改变材料尺寸的探索是有意义的.

郭旗文章中的响应函数虽然没有实际材料与之一对应, 但至此我们已经证明, 他提出的非局域空间孤子的相移与其功率成正比这一结论在铅玻璃中也是适用的(见上面分析). 更重要的是, 他与谢逸群在次年的文章中得到<sup>[28]</sup>, 利用孤子间的交叉相位调制, 改变强抽运光孤子的功率就可以调制弱信号光孤子的相移. 交叉相位调制是任一波长信号的相位受其他波长信号强度起伏的调制产生的. 被调制的相移不仅与光波自身强度有关, 而且与其他同时传输的光波的强度有关. 当弱信号光与不同频率的强抽运光孤子共轴传输时, 弱信号光“自动”地在抽运光孤子形成的波导中以孤子状态传输(此时弱信号光的功率远没有到达它单独传输时形成孤子的临界功率), 此时双孤子的总功率近似等于抽运光孤子的功率. 由于抽运光孤子功率远远大于信号光孤子功率, 所以信号光孤子的相移与单孤子的情况完全相同, 与抽运光孤子的功率成正比. 也就是说, 具有较强功率的非局域空间光孤子的相移可以通过孤子间的交叉相位调制, 由被其抽运的弱信号光孤子的相移来反映. 由于这一方案中并不改变孤子的传输距离, 即几何相移是固定的, 所以为我们在铅玻璃这种实际的强非局域材料中证明非局域空间光孤子的大相移效应提供了一条可行的途径, 同时也提供了一条可能的光控光途径. 目前通信系统中的信号光功率在十毫瓦以下, 远不足以形成非局域孤子. 通过改变抽运光孤子的功率(百毫瓦量级)对弱信号光孤子(十毫瓦量级)的相位进行调制, 可以为光开关的实现提供一个方案.

### 3. 基于非局域空间孤子大相移原理的光开关实现方案

全光开关是全光控制的基础技术和关键技术,

但全光开关研究目前尚无突破性进展, 尚未见实用器件问世. 一些基于相差的非线性干涉仪型光开关, 如 Mach-Zehnder 干涉仪光开关和 Sagnac 干涉仪光开关等方案都因其开关功率高、对传输材料的非线性系数要求高等原因而在光通信系统中不具有很强的适用性. 基于上述解析分析以及孤子间交叉相位调制的原理, 我们提出一种通过改变抽运光孤子的功率来改变弱信号光孤子输出相移的全光开关方案.

图 2 中 Mach-Zehnder 干涉仪是由两个 3dB 耦合器和两段铅玻璃波导构成. 波导 I 和波导 II 的臂长相等. 光信号由端口 1 入射器件, 经耦合器 DC<sub>1</sub>,

分成功率相等的两束光, 在臂 I 和臂 II 中传播. 在耦合器 DC<sub>2</sub> 处两光束会合, 进行干涉, 再由端口 3 或 4 输出. 由光波导的有关内容可推算出端口 3 和 4 输出的光功率分别为  $P_3 = P_1 \sin^2 \Delta\varphi/2$  和  $P_4 = P_1 \cos^2 \Delta\varphi/2$ , 其中  $\Delta\varphi$  为光通过两个波导在 DC<sub>2</sub> 耦合时的相位差. 调节抽运环上的可变衰减器 (TA), 如果抽运光功率为零, 光在两波导中经历相同的线性和非线性相位增长,  $\Delta\varphi = 0$ , 光从端口 4 输出; 当调节抽运光孤子功率 (抽运光将被臂 I 上的隔离器 isolator 阻隔), 基于上面讨论的非局域空间孤子对信号光孤子的相位调制作用, 使  $\Delta\varphi = \pi$ , 则光从端口 3 输出, 实现光开关.

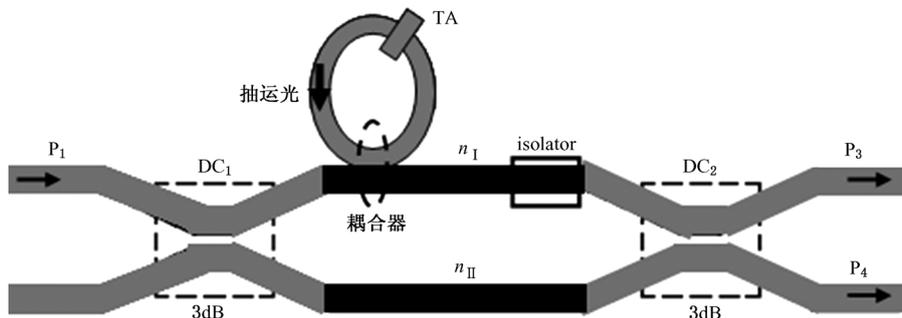


图 2 基于 Mach-Zehnder 干涉仪的光开关方案

#### 4. 结 论

本文研究了非局域空间光孤子的附加大相移问题. 利用解析得到的铅玻璃中空间光孤子大相移的解, 得出在孤子临界功率附近, 孤子本身功率小范围内的变化 (几十个毫瓦) 就会引起孤子  $\pi$  相移

的结论. 基于本文得到的理论结果并结合孤子间的交叉相位调制原理, 提出“通过改变作为抽运光的非局域空间光孤子的功率来调制弱信号光孤子相位”的方案. 此方案可能具有“调制灵敏度高、调制光功率低”等优点, 有可能成为集成化全光开关的实现途径之一.

[1] Kominis Y, Hiznaidis K 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 562  
 [2] Jurgen P, Jochen S, Drager D, Jochen S, Denis T, Cornelia D 2003 *Opt. Lett.* **28** 438  
 [3] Christodoulides D N, Eugenieva E D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 233901  
 [4] Hadzievski L, Maluekov A, Stepic M, Kip D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 033901  
 [5] Krolikowski W, Kivshar Y S 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 876  
 [6] Ablowitz M J, Musslimani Z H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 254102  
 [7] Ablowitz M J, Musslimani Z H 2001 *Phys. Rev. E* **65** 056618  
 [8] Vicencio R A, Molina M I, Kivshar Y S 2004 *Phys. Rev. E* **70** 026602  
 [9] Vicencio R A, Molina M I, Kivshar Y S 2004 *Opt. Lett.* **29** 2905  
 [10] Kartashov Y V, Crasovan L C, Zelenina A S, Vysloukh V A, Sanpera A, Lewenstein M, Torner L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 143902  
 [11] Kartashov Y V, Vysloukh V A, Torner L 2004 *Opt. Lett.* **29** 1399  
 [12] Aleshkevich V A, Kartashov Y V, Zelenina A S, Vysloukh V A, Torres J P, Torner L 2004 *Opt. Lett.* **29** 483  
 [13] Mitchell M, Segev M 1997 *Nature* **387** 880  
 [14] García-Ripoll J J, Pérez-García V M, Ostrovskaya E A, Kivshar Y S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 82  
 [15] Snyder A W, Hewjett S J, Mitchell D J 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1012  
 [16] Rotschild C, Segev M, Xu Z Y, Kartashov Y V, Torner L 2006 *Opt. Lett.* **31** 3312

- [17] Deng D M, Zhao X, Guo Q 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 2537
- [18] Deng D M, Guo Q 2007 *Opt. Lett.* **32** 3206
- [19] 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]
- [20] Krolikowski W, Bang O, Rasmussen J J, Wyller J 2001 *Phys. Rev. E* **64** 016612
- [21] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [22] 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]
- [23] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M, Carmon T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904
- [24] Xie Y Q, Guo Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3020 (in Chinese)  
[谢逸群、郭旗 2004 物理学报 **53** 3020]
- [25] Xu C B, Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5194 (in Chinese)  
[许超彬、郭旗 2005 物理学报 **54** 5194]
- [26] Hu W, Zhang T, Guo Q 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 071111
- [27] Guo Q, Luo B, Yi F, Chi S, Xie Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
- [28] Xie Y Q, Guo Q 2004 *Optical and Quantum Electronics* **36** 1335
- [29] Peccianti M, Rossi A D, Assanto G, Luca A D, Umeton C, Khoo I C 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 7
- [30] Peccianti M, Brzdakiewicz T A, Assanto G 2002 *Opt. Lett.* **27** 1460
- [31] Peccianti M, Conti C, Assanto G, Luca A D, Umeton C 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 3335
- [32] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073901
- [33] Peccianti M, Conti C, Assanto G, Luca A D, Umeton C 2004 *Nature* **432** 733
- [34] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M 2007 *Opt. Lett.* **32** 154
- [35] Rotschild C, Alfassi B, Cohen O, Segev M 2006 *Nat. Phys.* **2** 769.
- [36] Efremidis N K, Sears S, Christodoulides D N 2001 *Phys. Rev. E* **66** 046602
- [37] Efremidis N K 2008 *Phys. Rev. A* **77** 063824
- [38] Kartashov Y V, Vysloukh V A, Torner L 2008 *Opt. Lett.* **33** 1774
- [39] Rotschild C, Schwartz T, Cohen O, Segev M 2008 *Nat. Photonics* **2** 371
- [40] Barak A, Rotschild C, Alfassi B, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 2450
- [41] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 213901.
- [42] Ye F W, Kartashov Y V, Torner L 2008 *Phys. Rev. E* **77** 033829.
- [43] Dreischuh A, Neshev D, Paulus G G, Grasbon F, Walther H 2002 *Phys. Rev. E* **66** 066611
- [44] Haus H A 1984 *Waves and fields in optoelectronics* (Englewood Cliffs: Prentice-Hall) p07632
- [45] Aitchison J S, Weiner A M, Silberberg Y, Oliver M K, Jackel J L, Leaird D E, Vogel E M, Smith P W E 1999 *Opt. Lett.* **15** 471
- [46] Guo Q 2003 *Invited Talk in APOC 2003 (Asia-Pacific Optical and Wireless Communications Conference, the third Annual SPIE international Conference)*, Wuhan, November 2—6, 2003
- [47] Ouyang S G, Guo Q, Hu W 2006 *Phys. Rev. E* **74** 036622
- [48] Shou Q, Liang Y B, Jiang Q, Zheng Y J, Lan S, Hu W, Guo Q 2009 *Opt. Lett.* **34** 3523

# Theoretical study on large phase shift of strongly nonlocal spatial optical soliton and its application design<sup>\*</sup>

Shou Qian<sup>†</sup> Guo Qi

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

(Received 30 September 2010; revised manuscript received 23 November 2010)

## Abstract

Compared with local spatial optical solitons and linearly propagating beams, nonlocal spatial optical solitons each have a large phase shift during their propagation. However no one has paid attention to the intrinsic characteristics since the theoretical proof by Guo. We develop the phenomenological theory of Guo and find that there appears  $\pi$  phase shift with the change of the soliton power or the power of the pump soliton. Based on the conclusion that the modulation of the pump-soliton power on the signal-soliton phase has a high sensitivity, we propose a feasible scheme of realizing the optical switch.

**Keywords:** strongly nonlocal, spatial optical solitons, large phase shift

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

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60908003).

<sup>†</sup> E-mail: laser120@163.com