

文章编号: 0253-2239(2007)01-0143-5

# 向列相液晶中强非局域空间光孤子的实验观察\*

张 涛<sup>1,2</sup> 胡 巍<sup>1,2</sup> 龙学文<sup>1,2</sup> 郭 旗<sup>1,2</sup> 刘海英<sup>1,2</sup> 王新爱<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> 华南师范大学广东省高校光子信息技术重点实验室, 广州 510006)  
(<sup>2</sup> 华南师范大学信息光电子科技学院传输光学实验室, 广州 510006)

**摘要:** 通过实验对向列相液晶中的非局域空间光孤子的传输进行了研究。理论上基于非线性的液晶孤子传输方程, 采用高斯形式的试探解, 得到了孤子传输的解析解, 以及对液晶中的非局域孤子和 Snyder 等提出的强非局域孤子模型的结果进行了比较。实验上, 观察了空间光孤子在向列相液晶中的传输, 找到了不同束宽下空间光孤子的临界功率。比如束宽为  $2\ \mu\text{m}$  时临界功率为  $2.0\ \text{mW}$ 。观察了向列相液晶中空间光孤子的弛豫过程, 并注意到液晶分子的响应时间长达几秒钟, 液晶中的孤子形成速度较慢。

**关键词:** 非线性光学; 非局域非线性; 空间孤子; 向列相液晶; 呼吸子; 临界功率

中图分类号: O437.5 文献标识码: A

## Experimental Observation of Strong Nonlocal Optical Spatial Solitons in Nematic Liquid Crystals

Zhang Tao<sup>1,2</sup> Hu Wei<sup>1,2</sup> Long Xuewen<sup>1,2</sup> Guo Qi<sup>1,2</sup> Liu Haiying<sup>1,2</sup> Wang Xinai<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Key Laboratory of Photonic Information Technology of Guangdong Province University,  
South China Normal University, Guangzhou 510006

<sup>2</sup> Laboratory of Light Transmission Optics, School for Information and Optoelectronic Science and Engineering,  
South China Normal University, Guangzhou 510006

**Abstract:** The propagation of nonlocal spatial solitons in nematic liquid crystals is studied experimentally. On the basis of propagation equation of nonlinear nematic liquid crystals solitons, we obtain the analytical solution of solitons by using Gaussian trial solution and compare our model with Snyder's strong nonlocal solitons model. In experiment, we observe the propagation of solitons in nematic liquid crystals, and determine the critical power of optical spatial soliton in different beam width, for example, when the beam width is  $2\ \mu\text{m}$ , the critical power is  $2.0\ \text{mW}$ . The relaxation process of optical solitons in nematic liquid crystals is discovered and it is noticed that the molecule of nematic liquid crystals takes several seconds to respond, and the generation of optical soliton is not fast.

**Key words:** nonlinear optics; nonlocal nonlinearity; spatial soliton; nematic liquid crystal; breather; critical power

## 1 引 言

孤子现象是物理学中的常见现象。光束传输时, 非线性与光束自身的衍射相平衡, 光束束宽保持不变就产生了光孤子。光孤子的研究不仅可以扩展人们对基本物理现象的理解, 而且其本身在光子信

息处理方面也有广泛的应用。1997 年 A. W. Snyder 等<sup>[1]</sup> 预言在强非局域非线性介质中存在稳定的空间孤子解, 随后非局域空间光孤子得到了广泛的研究。意大利的 Assanto 小组在实验研究方面做出了杰出的贡献。2003 年, G. Assanto 等<sup>[2]</sup> 将在

\* 国家自然科学基金(60278013, 10474023)、国家 863 计划(863-804-5)和广东省自然科学基金重点项目(04105804)资助课题。

作者简介: 张 涛(1979—), 男, 河北邯郸市人, 硕士研究生, 主要从事非局域空间光孤子及其在光子(全光)信息处理中的实验研究工作。E-mail: taozhang@vip.163.com

导师简介: 胡 巍(1970—), 男, 陕西西安人, 教授, 主要从事强激光束传输和超短脉冲传输中的理论工作及向列相液晶中非局域孤子的实验研究工作。E-mail: huwei@scnu.edu.cn

收稿日期: 2006-02-24; 收到修改稿日期: 2006-05-08

向列相液晶 E7 中发现的光孤子称为向列子 (Nematicons)<sup>[2]</sup>。并且在后来的研究中证明了<sup>[3]</sup>向列子就是 Snyder 等预言的线性孤子 (Accessible solitons)。向列子具有激发功率低, 稳定传输距离长等优点。

对于克尔非线性响应, 1+2 维空间光孤子在传输中不稳定。而空间非局域材料可维持稳定的三维 (1+2 维) 孤子传输。这一特性使得空间孤子的应用范围大大增加。这里产生孤子的关键因素是空间非局域性。液晶中的非局域非线性效应来源于液晶分子在激光作用下的重定向 (Reorientation) 过程。在强非局域的条件下, 液晶中的孤子满足的方程不同于 Snyder 提出的线性简化模型<sup>[1]</sup> (其中非线性效应正比于光束总功率, 所以方程是线性的), 液晶孤子方程中仍然含有一个正比于光束轴上光强的非线性项。G. Assanto 等<sup>[4]</sup>假定光束功率接近于孤子临界功率, 所以其轴上光强基本不变, 于是将液晶孤子的方程等效为 Snyder 的线性简化模型, 并得到了近似的解析解。本文从理论和实验上研究了向列相液晶中非局域空间光孤子的传输。

## 2 向列相液晶中的孤子传输理论

液晶盒的结构如图 1 所示, 未加电压时, 由于聚酰亚胺 (PI) 取向层的作用, 液晶分子平行于液晶盒表面排列。在液晶盒上下两表面之间加 2.51 V 的交流电, 则液晶分子与液晶盒表面夹角为  $\theta_0 = 45^\circ$ , 称为预倾角。此时将  $\text{Ar}^+$  激光器输出的  $\lambda = 514 \text{ nm}$  的连续高斯光束注入  $80 \mu\text{m}$  厚的液晶盒, 在此过程中, 由于非线性效应, 光所通过的介质折射率增大。

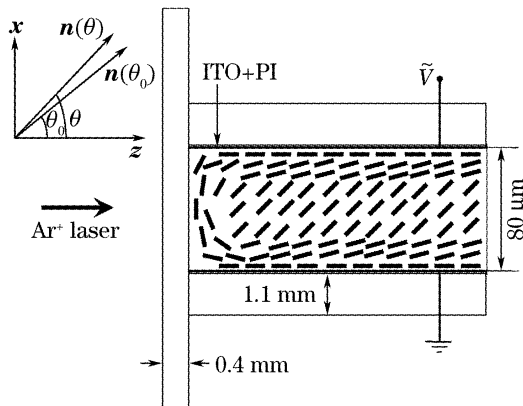


图 1 向列相液晶中重定向效应示意图: 图中 ITO+PI 是氧化铟锡 (ITO) 导电膜与聚酰亚胺 (PI) 取向层

Fig. 1 Laser induced reorientation in the nematic liquid crystal (NLC). The ITO + PI represents the indium tin oxide electrodes and polyimide

这样便形成正透镜, 使光束会聚, 这一现象称为液晶的重定向效应。当重定向效应足够大时, 也就是说, 当场强大到使自聚焦与衍射相平衡时, 光束束宽将不再变化, 即产生液晶中的空间孤子。

在慢变包络近似和傍轴近似条件下, 液晶中的激光场  $E \exp[i(kz - \omega t)]$  的传输能够用非线性薛定谔方程描述<sup>[5,6]</sup>:

$$2ik\partial_z E + \nabla_{\perp}^2 E + k_0^2 \epsilon_a \sin(\theta + \theta_0) \sin(\theta - \theta_0) E = 0, \quad (1)$$

其中  $\epsilon_a = n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2$ ,  $k \approx (n_{\perp}^2 + \epsilon_a \sin^2 \theta_0)^{1/2} k_0$ ,  $k$  和  $k_0$  分别是液晶中和真空中的波矢,  $\theta$  和  $\theta_0$  是加激光场和不加激光场时液晶分子指向矢的倾角。液晶的指向矢是在  $x-z$  平面内, 与激光场的偏振方向 ( $x$  方向) 在同一平面内。对液晶外加电压来控制初始的指向矢预倾角  $\theta_0$ 。激光场导致的重定向过程倾角  $\theta$  满足重定向方程:

$$K \nabla_{\perp}^2 \theta + \epsilon_a \epsilon_0 \frac{|E|^2}{4} \sin 2\theta = 0, \quad (2)$$

式中  $K$  是液晶的弗兰克弹性系数。

将 (1) 式与一般非线性薛定谔方程对比, 可得到非线性折射率为

$$\Delta n = \frac{\epsilon_a}{4n_0} (\cos 2\theta_0 - \cos 2\theta) = \frac{\epsilon_a}{2n_0} (\sin^2 \theta - \sin^2 \theta_0), \quad (3)$$

因为激光场引起的重定向偏转角度很小, 亦即  $\beta = \theta - \theta_0 \ll 1$ , 非线性的大小取决于  $\theta_0$  的大小。即

$$\Delta n \approx \frac{\epsilon_a}{2n_0} (\sin 2\theta_0) \beta, \quad (4)$$

所以一般取  $\theta_0 = 45^\circ$  使非线性效应最强。

考虑到  $\beta \ll 1$ , 且  $\theta_0 = 45^\circ$ , 并引入归一化复振幅  $A = E / \sqrt{I_0}$ , 以及  $I = n\epsilon_0 |E|^2 / 2$ , 方程简化为

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2 \epsilon_a \beta A = 0, \quad (5)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \beta + \frac{\epsilon_a I_0}{2n_0 cK} |A|^2 = 0, \quad (6)$$

其中  $n_0 \approx (n_{\perp}^2 + \epsilon_a \sin^2 \theta_0)^{1/2}$  是线性折射率。和常规的非线性薛定谔方程做对比, 可以看出在液晶中的非线性折射率是  $\Delta n = (\epsilon_a / 2n_0) \beta$ , 正比于偏振角  $\beta$ 。由于  $\beta$  满足的方程中含有横向拉普拉斯算符, 所以  $\Delta n$  的响应是非局域的。注意到 (6) 式是一个典型的泊松方程的形式, 于是可以构造 (6) 式的通解:

$$\Delta n(\mathbf{r}) = -\frac{\epsilon_a}{2n_0 cK} \iint |A(\mathbf{r}')|^2 \ln \left| \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}|} \right| d^2 \mathbf{r}', \quad (7)$$

这里  $\mathbf{r}'$  点的光场  $|A(\mathbf{r}')|^2$  通过积分影响  $\mathbf{r}$  处的折射率。与文献 [7] 作对比, 可以看出液晶中非局域非线性

性具有对数形式的响应函数。可惜的是,对数函数在  $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|=0$  是奇点,无法如文献中的方法作级数展开,所以不能直接套用文献[7]的结果。这也是液晶中的强非局域孤子的独特之处。

对液晶中的孤子传输,可以采用 Snyder 的处理方法<sup>[1]</sup>:由于强非局域响应的特性, $\Delta n(\mathbf{r}')$  的分布范围远远大于  $|A(\mathbf{r}')|$  激光场的分布范围,所以激光只感受到  $\Delta n$  中  $\mathbf{r} \sim 0$  的部分。于是将  $\Delta n$  在  $\mathbf{r} \sim 0$  作展开:

$$\Delta n(\mathbf{r}) = \Delta n(0) + \frac{r^2}{4} \nabla_{\perp}^2 \Delta n(0) + \dots, \quad (8)$$

并注意由(6)式有

$$\nabla_{\perp}^2 \Delta n(0)|_{r=0} = \frac{\epsilon_a}{2n_0} \nabla_{\perp}^2 \beta|_{r=0} = -\frac{\epsilon_a^2 I_0}{4n_0^2 cK} |A(0)|^2,$$

于是我们得到液晶中的孤子方程:

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2 \epsilon_a \beta_0 A - \frac{k_0^2 \epsilon_a^2 I_0}{8n_0 cK} |A(r=0, z)|^2 r^2 A = 0, \quad (9)$$

其中  $\beta_0$  是  $\mathbf{r} = 0$  的偏转角,即  $\Delta n(0) = (\epsilon_a/2n_0)\beta_0$ ,该项只影响光束的整体相位,作代换  $A = A' \exp(ik_0 \epsilon_a \beta_0 z/2n_0)$  即可以消去该项。

(9) 式形式上和文献[1]中给出的一样,但是由于最后一项和轴上光强  $|A(r=0, z)|^2$  有关,所以该方程仍然是一个非线性方程,以往文献中讨论的强非局域孤子都是建立在线性化的模型上,所以已有的许多结果不能直接套用在液晶孤子中。

### 3 向列相液晶中的孤子解

(9) 式的一般解很难得到。文献[4]中将(9)式近似看做线性方程,假定  $|A(r=0, z)|^2$  与传输过程无关,于是方程变成线性方程处理。使用高斯波形作试探解:

$$A = \exp[ia(z)] \exp\left(-\frac{r^2}{2\omega_0^2}\right), \quad (10)$$

代入(9)式中,方程变为线性方程,于是得到严格的高斯形状的孤子解,其中:

$$a(z) = \frac{z}{z_R} \left( \frac{k_0^2 \epsilon_a \beta_0 \omega_0^2}{2} - 1 \right), \quad (1)$$

其中  $z_R = k\omega_0^2$ , 孤子的临界功率:

$$P_c = \frac{8\pi n_0 cK}{k_0^2 \epsilon_a^2 \omega_0^2} = \frac{2\lambda_0^2 n_0 cK}{\pi \epsilon_a^2 \omega_0^2}, \quad (12)$$

此结果和文献[4]的结果是一致的。液晶样品 TEB30A 的参量  $n_{\parallel} = 1.6924$ ,  $n_{\perp} = 1.5221$ ,  $K \approx 10^{-11} \text{ N}$ ,  $\epsilon_a = 0.5474$  和  $n_0 = 1.6905$ 。对于  $\omega_0 = 2 \mu\text{m}$ , 有  $P_c = 0.667 \text{ mW}$ 。

文献[4]在处理数据时引入了一个输入耦合系数,即  $P_0 = \alpha P_{\text{in}}$ , 其中  $P_{\text{in}}$  是直接测量的功率值。通过调节这个系数,可以使  $L_0$  和  $\omega_{M_0}/\omega_0$  很好地符合实验数据。文中给出的耦合系数只有 7%, 在我们的液晶实验中,耦合系数为 33%, 当采用的光束宽度为  $\omega = 2 \mu\text{m}$  时,临界功率为  $P_{\text{in}} = 2.0 \text{ mW}$ 。

孤子方程(9)是把非线性折射率  $\Delta n(\mathbf{r})$  展开到二阶得到的液晶中激光传输的近似模型。如前所述,从方程(9)可得到高斯形状的孤子解。在  $P_0 = P_c$  时,传输过程中,束宽不变,轴上光强也不变。此外,用分步傅里叶算法<sup>[8]</sup>和超松弛算法<sup>[9]</sup>直接模拟了(5)式和(6)式,把  $P_0 = P_c$  时的数值解画在图 2 中。从图 2 中可知束宽和轴上光强始终在抖动,不能稳定不变。说明把  $\Delta n(\mathbf{r})$  展开到二阶不够,  $r^4$  的影响不可忽略。液晶的非局域程度没有达到 Snyder 等所指的那种强非局域程度<sup>[1,7]</sup>, 孤子波形不是严格的高斯波形,应该是介于高斯和双曲正割之间的波形<sup>[10,11]</sup>。

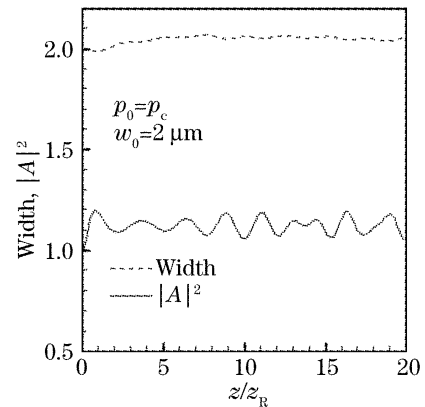


图 2 束宽和轴上光强  $|A|^2$  随归一化距离的演变  
Fig. 2 Evolution of beam width and optical intensity on-axis  $|A|^2$  with normalized distance

### 4 向列相液晶中孤子的实验观察

我们实验上观察液晶空间中空间孤子的装置如图 3 所示。

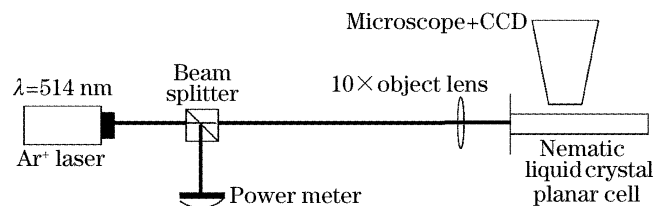


图 3 实验装置图

Fig. 3 Experimental setup

实验中采用一台  $\text{Ar}^+$  激光器输出  $\lambda_0 = 514 \text{ nm}$  的绿色连续高斯光束,通过 10 倍物镜将光束聚焦到

$w_0 = 2 \mu\text{m}$  [利用刀口式光束分析仪测量的  $1/e$  光强处的光束半峰全宽, 与(10)式中的定义一致], 精密对准后从侧面耦合进液晶盒。液晶盒的结构见图 1, 其液晶厚度约为  $80 \mu\text{m}$ , 液晶上下玻璃表面有聚酰亚胺(PI), 通过摩擦取向保证初始液晶的指向角沿传输方向  $z$  方向。玻璃表面同时还有氧化铟锡(ITO)导电膜, 通过外加交流(1000 Hz)预偏电压 2.51 V 使液晶和中心部分的预偏角得到  $45^\circ$ 。与常规液晶盒的主要区别在于入射端有窗口玻璃用于激光光束的耦合入射。在液晶盒上方放置显微镜和 CCD 以观察光束在液晶中的演化情况。

实验中先经过精密调整将光束聚焦入射在液晶盒的中心部位, 而后通过改变偏压观察光束的衍射情况: 在不加偏压时, 光束将由于衍射效应迅速展宽, 其衍射距离  $z_R \approx 80 \mu\text{m}$ 。当加上电压时, 经过约 10 s 的弛豫, 光束汇聚起来, 不再发散, 成为孤子, 如图 4 所示。其中, 当功率  $P_0 = 2.0 \text{ mW}$  时, 加预偏电压后光束仅仅是扩展的程度降低, 仍然有比较明显的扩展。而在功率上升到  $P_0 = 2.9 \text{ mW}$  时, 光束束宽基本保持不变。

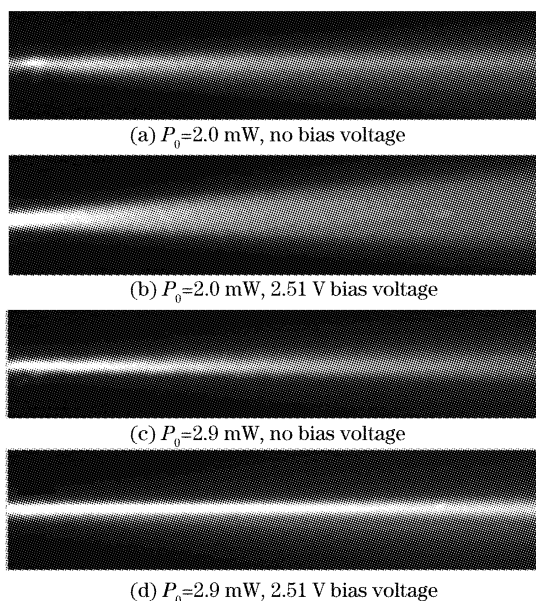


图 4 向列相液晶中孤子传输的照片。传输距离 1 mm  
Fig. 4 Photographs of soliton propagation at 514 nm in the nematic liquid crystal, the propagation distance  $L$  is 1 mm and the width  $w$  is  $2 \mu\text{m}$

经过仔细测试和分析, 我们认为此时孤子临界功率应该就是  $2.0 \text{ mW}$ 。由于液晶中散射等损耗非常大, 所以当输入功率达到临界功率时, 因光束能量的损失, 光束仍然不能维持孤子传输, 仍然会缓慢展宽, 所以看到如图 4(b) 的情况。当功率进一步增加时, 损耗引起的光束展宽与呼吸子本身的会聚作用

相互平衡, 所以在较长的距离内都可以观察到孤子传输, 如图 4(d) 所示。由于液晶的强烈散射, 我们用显微镜观察到的光束比实际的光束要宽许多, 所以也就无法观察到呼吸子的传输。

在加减电压的过程中我们观察到, 液晶中光孤子的弛豫过程时间比较长, 从开始加电压产生非线性效应到光束汇聚形成光孤子大概需要 10 s, 如图 5 所示, 每幅图片的间隔时间为 2 s。这与文献[2]一致。另外, 还观察到光束会向一方偏转, 我们分析其原因认为是由于液晶盒的不对称性造成的。

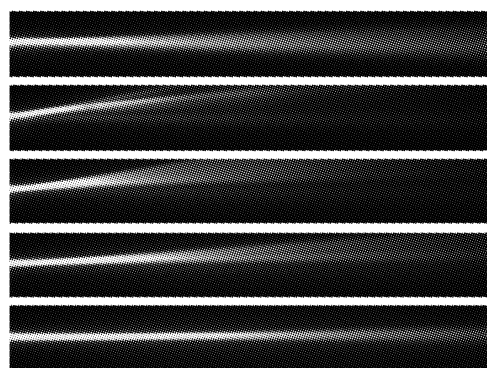


图 5 加电压的弛豫过程, 间隔时间  $\Delta t = 2 \text{ s}$ , 输入功率为  $P_0 = 3.0 \text{ mW}$ , 光束束宽为  $w = 3.0 \mu\text{m}$ , 传输距离为  $L = 1 \text{ mm}$

Fig. 5 Relaxation process after applying a 2.51 V bias voltage, with time interval  $\Delta t = 2 \text{ s}$ , input power  $P_0 = 3.0 \text{ mW}$ , beam width  $w = 3.0 \mu\text{m}$  and propagation distance  $L = 1 \text{ mm}$

文献[12]中, 研究表明, 在激光通过透镜聚焦耦合进液晶盒过程中, 若光束偏离束腰入射, 不论入射功率多大, 光束束宽将发生周期性波动, 光孤子不复存在。入射功率决定了光束平均束宽的大小, 入射位置决定了初始时光束的演化趋势, 并提出了“空间啁啾”的定义。因此我们在实验过程中需要精密调准, 确保激光光束在束腰处入射液晶盒。但是当光束偏离束腰入射时, 没有在实验中发现文中指出的呼吸子, 我们分析认为原因如下: 液晶实验中测量光束宽度是非常不准确的, 仅当束宽达到几十微米以上时测量精度才可以接受。而实验中液晶的厚度在  $80 \mu\text{m}$ , 光束宽度应当远远小于液晶盒厚度, 所以这样的测量精度是很差的。在我们自己的液晶实验中, 由于采用的光束宽度仅  $2 \sim 4 \mu\text{m}$ , 所以无法精度测量束宽的变化。

## 5 结 论

本文从理论和实验上对向列相液晶中的非局域

空间孤子的传输进行了研究,理论上得到了更严格的液晶孤子解析解,并通过实验观察验证了分析的可靠性。

在实验方面,我们采用 80  $\mu\text{m}$  厚度的液晶盒,其中填注的液晶为 TEB30A,液晶的初始取向是平行的。通过在液晶盒上外加 2.5 V 的交流电压使得液晶的取向的预倾角达到 45°。通过显微物镜将 514 nm 波长的 Ar 离子激光束耦合进液晶盒中,用 CCD 观察激光束在液晶中的传输过程。找到了不同束宽下的空间光孤子的临界功率并观察了向列相液晶中空间光孤子的弛豫过程。

**致谢** 作者非常感谢中国科学院长春光学精密机械和物理研究的宣丽教授无偿制作的液晶盒样品,并感谢石家庄实力克液晶材料有限公司无偿提供的液晶样品。

### 参 考 文 献

- 1 A. W. Snyder, D. J. Mitchell. Accessible solitons[J]. *Science*, 1997, **276**(5318): 1538~1541
- 2 G. Assanto, M. Peccianti, C. Conti. Optical spatial solitons in nematic liquid crystals[J]. *Optics & Photonics News*, 2003. 45~49
- 3 Claudio Conti, Marco Peccianti, Gaetano Assanto. Route to nonlocality and observation of accessible solitons[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(7): 073901-1~073901~4
- 4 Claudio Conti, Marco Peccianti, Gaetano Assanto. Observation of optical spatial solitons in a highly nonlocal medium[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(11): 113902-1~113902-4
- 5 M. Peccianti, Katarzyna A. Brzdekiewicz, Gaetano Assanto. Nonlocal spatial soliton interactions in nematic liquid crystals[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(16): 1460~1462
- 6 I. C. Khoo. *Liquid Crystals: Physical Properties and Nonlinear Optical Phenomena* [M]. USA: John Wiley and Sons Press, 1995. 121~150
- 7 Qi Guo, Boren Luo, Fahuai Yi *et al.*. Large phase shift of nonlocal optical spatial solitons[J]. *Phys. Rev. E*, 2004, **69**(1): 016602-1~016602-8
- 8 G. P. Agrawal, Jia Dongfang, Yu Zhenhong trans.. *Nonlinear Fiber Optics and Application of Nonlinear Fiber Optics* [M]. Beijing: Electronic Industry Press, 2002. 34~35 (in Chinese)  
G. P. Agrawal, 贾东方, 余震虹 译. 非线性光纤光学原理及应用 [M]. 北京: 电子工业出版社, 2002. 34~35
- 9 S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery. Fu Zuyun, Zhao Haina, Ding Yan trans.. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing* [M]. Beijing: Electronic Industry Press, 1995. 728~733 (in Chinese)  
S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery. 傅祖芸, 赵海娜, 丁 岩 译. C 语言数值算法程序大全 [M]. 北京: 电子工业出版社, 1995. 728~733
- 10 Cao Jueneng, Guo Qi. Properties of spatial solitons to different degrees of nonlocality[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(8): 3688~3693 (in Chinese)  
曹觉能, 郭 旗. 不同非局域程度条件下空间光孤子的传输特性 [J]. 物理学报, 2005, **54**(8): 3688~3693
- 11 G. I. Stegeman, M. Segev. Optical spatial solitons and their interactions: Universality and diversity[J]. *Science*, 1999, **286**(5444): 1518~1530
- 12 Guo Qi, Xu Chaobin. Influence of off-waist incidence on evolution of the Gaussian beam in the nonlocal nonlinear media [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(9): 3025 ~ 3032 (in Chinese)  
郭 旗, 许超彬. 偏离束腰入射对非局域非线性介质中高斯光束演化的影响 [J]. 物理学报, 2004, **53**(9): 3025~3032