

# 强非局域非线性介质中拉盖尔-高斯型光孤子相互作用\*

张霞萍<sup>1)2)†</sup> 刘友文<sup>1)</sup>

1) (南京航空航天大学理学院, 南京 210016)

2) (南京晓庄学院物理系, 南京 210017)

(2010年8月27日收到; 2011年1月23日收到修改稿)

利用强非局域非线性介质中傍轴光束传输的线性模型(修正的 Snyder-Mitchell 模型)讨论了两束共线(即光束中心和传输方向都相同)拉盖尔-高斯型光孤子的传输过程. 改变双光束的相对阶数和相对强度比, 叠加光场在传输截面上的光强分布呈现出多样性, 通过叠加的方法在该介质中产生了多环形光孤子. 一定条件下传输光束在传输过程中会出现旋转现象, 叠加光场成为旋转光场, 给出了旋转光束的旋转条件以及旋转速度. 进一步利用拉盖尔-高斯光束在传输过程中特有的螺旋相位特点分析了光场截面强度多样性产生的物理机理.

**关键词:** 强非局域非线性介质, 拉盖尔-高斯型光孤子, 共线传输, 涡旋相位

**PACS:** 42. 65. Tg, 42. 50. Md

## 1. 引言

在自聚焦非线性介质中传输的光束由于它自身诱导的导波作用会产生自陷形成空间孤子. 强非局域空间光孤子是种类繁多的空间光孤子的一种<sup>[1,2]</sup>, 是空间强非局域非线性介质中传输的空间光孤子. 根据非局域非线性材料的特征长度与光束束宽比例可以将材料按非局域程度划分为局域介质、弱非局域介质、一般非局域介质和强非局域介质. 强非局域材料是指材料的特征长度远大于束宽<sup>[2]</sup>. Conti 等<sup>[3,4]</sup>从理论和实验上都验证了向列相液晶是一种强非局域非线性介质. 2005年, 文献<sup>[5-7]</sup>提出了强非局域模型, 并利用该模型研究了傍轴高斯光束传输的特性, 得到了大相移的结论<sup>[8]</sup>. 文献<sup>[9,10]</sup>指出, 铅玻璃也是一种强非局域非线性材料. 强非局域材料的相继出现, 使得强非局域介质中光束传输问题的研究更加活跃<sup>[11-14]</sup>.

Bryngdahl<sup>[15]</sup>于1973年进行光束螺旋波前以及实现手段的研究, 揭开了涡旋相位光束研究的序幕. 由于具有涡旋相位的光束应用价值越来越大(如光学镊子里面从光到物质过程中轨道角动量的

变换), 这一类型光束的研究得到很多科研工作者的关注<sup>[16,17]</sup>. 理论和实验的不断突破<sup>[18-23]</sup>进一步促成了这方面研究的热潮, 而拉盖尔-高斯光束正是具有这一特性的光束. 两束同阶拉盖尔-高斯光束在叠加时其涡旋相位呈现出更加奇妙的变化, 为双光束横向位置的函数<sup>[23]</sup>. 两束拉盖尔-高斯光束功率相等且拓扑结构差值为1时, 在强非局域介质中共线传输将产生旋转新月形光束<sup>[24]</sup>, 然而, 对于共线传输的任意差值拓扑结构或者任意强度比的拉盖尔-高斯光束在强非局域介质中传输时的相互作用还可以做进一步探讨.

本文利用强非局域介质中光束传输满足的线性模型, 讨论了共线传输时两束拉盖尔-高斯光孤子相互作用的情况, 发现当双光束选取任意阶数传输时, 叠加光场截面呈现出不同的强度分布. 改变双光束的相对强度, 叠加场截面光强也会有相应的变化. 本文通过叠加的方法在介质中产生了多环形光孤子. 在一定的条件下, 传输光场截面强度在传输过程中呈现旋转现象. 文中给出了旋转光束的旋转条件以及旋转速度的大小, 并利用拉盖尔-高斯光束在传输过程中特有的螺旋相位的特点分析了旋转光束截面光强分布多样性的物理本质.

\* 江苏省高等学校自然科学基金(批准号:10KJD140004)资助的课题.

† E-mail: xpzhang@nuaa.edu.cn

## 2. 1 + D 维强非局域介质中光束传输模型

描述传输光束的波动场  $u$  遵循 Maxwell 方程. 对于非线性均匀介质, 光场满足下列一般非局域非线性方程<sup>[1,2,5]</sup>:

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \mu \nabla_{\perp} u + \rho N(I)u = 0. \quad (1)$$

这里  $u = u(\mathbf{r}, z)$  是傍轴光束场分布函数;  $\mu = 1/2k$ ;  $\rho = k\eta$ , 其中  $k$  为介质中不包含非线性的波数 ( $k = \omega n_0/c$ ,  $n_0$  为介质中线性折射率),  $\eta$  为材料常数,  $\eta > 0, \eta < 0$  分别相应于聚焦介质和散焦介质;  $I = I(\mathbf{r}) = I(\mathbf{r}, z) = |u|^2$ , 其中  $z$  为沿传输方向的纵向坐标,  $\mathbf{r}$  为  $D$  维 ( $D = 1, 2$ ) 横向坐标向量; 横向拉普拉斯算符  $\nabla_{\perp} = \nabla^2 - \partial^2/\partial z^2$ ; 非线性项  $N = N(I)$  由一般非局域形式表示为

$$N(I) = \int R(\mathbf{r} - \mathbf{r}') |u(\mathbf{r}', z)|^2 d^D \mathbf{r}'. \quad (2)$$

如没有特别注明, 本文中的积分限皆为  $-\infty$  到  $+\infty$ . 这里我们只考虑响应函数  $R(\mathbf{r})$  为实数 (即没有非线性的损耗和吸收) 且均匀对称 (即排除了非对称的诺曼响应等). 类似于一般物理响应函数的处理方法, 将响应函数归一化后, 有

$$\int R(\mathbf{r}') d^D \mathbf{r}' = 1.$$

材料的响应函数可以设为高斯型, 即<sup>[8]</sup>

$$R(\mathbf{r}) = (\alpha/\sqrt{2\pi})^D \exp[-(\alpha\mathbf{r})^D/2].$$

这里  $\alpha = w/w_m$ , 其中  $w$  为传输光束的束宽,  $w_m$  为材料的响应宽度, 即材料的特征长度. 对于强非局域介质, 有  $\alpha \ll 1$ .

对于一般非局域非线性方程 (1), 在描述光束传输过程中存在积分不变量<sup>[12,21,25]</sup>

$$P = \int |u(\mathbf{r}, z)|^2 d^D \mathbf{r}, \quad (3)$$

即光束在无损耗介质中传输满足能量守恒.

对于实响应函数关于传输轴对称且具有移不变性, 光束还满足空间动量守恒, 即

$$\mathbf{M}_{\perp} = -\frac{i}{2} \int [\mathbf{r} \times (u^* \nabla_{\perp} u - u \nabla_{\perp} u^*)] d^D \mathbf{r}. \quad (4)$$

此处  $u^*(\mathbf{r}, z)$  为  $u(\mathbf{r}, z)$  的复共轭.

定义光束的质心坐标为<sup>[11]</sup>

$$\mathbf{r}_c = \frac{\int \mathbf{r} |u(\mathbf{r}, z)|^2 d^D \mathbf{r}}{\int |u(\mathbf{r}, z)|^2 d^D \mathbf{r}}. \quad (5)$$

在  $\mathbf{r}' = \mathbf{r}_c$  处对  $R(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  进行泰勒展开, 近似保留到  $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$  的二阶项. 由于在  $\mathbf{r}' = \mathbf{r}_c$  处  $R(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  对  $\mathbf{r}$  的一阶导数为零, 因而有

$$\begin{aligned} R(\mathbf{r}) &= R(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \Big|_{\mathbf{r}' = \mathbf{r}_c} \\ &= R(\mathbf{r}_c) + \frac{1}{2} R''(\mathbf{r}_c) (\mathbf{r} - \mathbf{r}_c)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

由方程(6)可知

$$R''(\mathbf{r}) = R''(\mathbf{r}_c) = R_c. \quad (7)$$

对响应函数  $R(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  在  $\mathbf{r}$  位置处进行泰勒展开并保留最低阶,

$$R(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = R(\mathbf{r}) - R'(\mathbf{r})\mathbf{r}' + \frac{1}{2} R''(\mathbf{r})\mathbf{r}'^2. \quad (8)$$

利用奇函数在  $-\infty$  到  $+\infty$  整个区间积分后其值为零的性质, 对方程(2) 做代换, 有

$$\begin{aligned} N(I) &= \left[ R(\mathbf{r}_c) + \frac{1}{2} R''(\mathbf{r}_c) (\mathbf{r} - \mathbf{r}_c)^2 \right] \\ &\times \int |u(\mathbf{r}', z)|^2 d^D \mathbf{r}' + \frac{1}{2} R''(\mathbf{r}_c) \\ &\times \int (\mathbf{r}' - \mathbf{r}_c)^2 |u(\mathbf{r}', z)|^2 d^D \mathbf{r}'. \end{aligned} \quad (9)$$

不计光束传输时能量损失, 有

$$P_0 = P = \int |u(\mathbf{r}', z)|^2 d^D \mathbf{r}',$$

其中  $P_0$  为  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_c$  处的入射光功率. 对于孤子传输, 有

$$P_0 = P_c = 2\mu/(\gamma\eta w^4),$$

其中  $P_c$  为传输光束保持孤子传输的临界功率<sup>[7]</sup>.

$$R_c = R(\mathbf{r}) \Big|_{\mathbf{r} = \mathbf{r}_c}.$$

$R'_c = -\gamma$  反映光场沿截面的变化快慢. 由于  $R_c$  为  $R(\mathbf{r})$  在  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_c$  处的最大值, 有  $R'_c < 0, \gamma > 0$ , 方程 (9) 可简化为

$$\begin{aligned} N(I) &= R(\mathbf{r}_c)P_0 - \frac{1}{2}\gamma P_0 (\mathbf{r} - \mathbf{r}_c)^2 \\ &- \frac{1}{2}\gamma \int (\mathbf{r}' - \mathbf{r}_c)^2 |u(\mathbf{r}', z)|^2 d^D \mathbf{r}'. \end{aligned} \quad (10)$$

将方程 (10) 代入方程 (1), 并令

$$\begin{aligned} u(\mathbf{r}, z) &= \phi(\mathbf{r}, z) \exp \left[ i(\rho R_c P_0 \right. \\ &- \frac{1}{2}\gamma \int_0^z \int (\mathbf{r}' - \mathbf{r}_c)^2 \\ &\times |u(\mathbf{r}', z)|^2 d^D \mathbf{r}' dz) z \left. \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

对方程(1)作变换, 我们可以得到强非局域非线性介质中沿  $z$  轴传输对称解  $u(\mathbf{r}, z)$  的线性模型<sup>[11,12]</sup>

$$i \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\mu}{r^{D-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left( (r - r_c)^{D-1} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) - \frac{1}{2} \gamma P_0 (r - r_c)^2 \phi = 0. \quad (12)$$

方程(12)可以精确描述中心轨迹为方程(5)的光束在强非局域非线性介质中传输的光场演变过程. 当  $r_c = 0$  时, 方程(12)转化为 Snyder-Mitchell 模型<sup>[1]</sup>. 方程(12)又称作修正的 Snyder-Mitchell 模型.

### 3. 基于该模型的共线拉盖尔-高斯型光孤子相互作用

在圆柱坐标系  $(r, \varphi, z)$  中, 方程(12)的解为<sup>[7,19]</sup>

$$\begin{aligned} \phi_f^n(r, \varphi, z) = & C_{fn} \left[ \frac{r - r_c}{w} \right]^{|n|} L_f^{|n|} \left[ \frac{(r - r_c)^2}{w^2} \right] \\ & \times \exp \left[ - \frac{(r - r_c)^2}{2w^2} \right] \\ & \times \exp [ i\beta(z) + in\varphi ]. \end{aligned} \quad (13)$$

这里  $L_f^n(\xi)$  表示拉盖尔多项式,

$$L_f^n(\xi) = \frac{1}{f!} \xi^{-n} \exp(\xi) \frac{d^f}{d\xi^f} [ \xi^{(f+n)} \exp(-\xi) ];$$

$n$  表征角向分布, 径向分布则由  $n$  和  $f$  共同决定;  $\beta(z)$  为 Gouy 相位<sup>[14]</sup>,

$$\beta(z) = -\mu(4f + 2n + 2)z/w^2;$$

$C_{fn}$  为归一化常数, 使得传输光束的总功率守恒. 由方程

$$\int_0^\infty \int_0^{2\pi} |\phi|^2 r dr d\varphi = P_0$$

可得

$$C_{fn} = \sqrt{2f! P_0 / [ \pi (f + |n|)! w^2 ]}. \quad (14)$$

入射光束的束宽在传输过程中保持不变.

对于两束共线传输的拉盖尔-高斯光孤子, 其解为这两束孤子解的线性叠加, 叠加场可以由下式来描述:

$$\phi = \sin\theta \phi_{f_1}^{n_1} + \cos\theta \phi_{f_2}^{n_2} \exp(i\sigma), \quad (15)$$

其中  $\phi_{f_1}^{n_1}$  和  $\phi_{f_2}^{n_2}$  由方程(13)给出,  $\sigma$  为两束光束的初始相位差,  $\theta$  为两束光孤子在组合中的权重. 两束光的振幅比满足

$$\sqrt{I_1/I_2} = \tan\theta,$$

其中  $I_1$  和  $I_2$  分别为两束光的光强. 当  $\theta = 0, \pi, 2\pi$  时, 组合中只有  $\phi_{f_2}^{n_2}$ ; 当  $\theta = \pi/2, 3\pi/2$  时, 组合中只有  $\phi_{f_1}^{n_1}$ . 当  $\theta$  在  $0-2\pi$  之间连续变化时, 组合光束截

面上光强分布呈现出复杂的结构, 如图 1 所示.

拉盖尔光束光场截面光强变化与拉盖尔光束特有的旋转相位波前息息相关. 共线传输的两束拉盖尔-高斯光束, 截面光束相位出现涡旋结构, 若相位涡旋中心位置坐标设为  $(r, \delta)$ , 则该位置坐标满足条件  $\text{Re}\phi = 0$  和  $\text{Im}\phi = 0$ <sup>[21,26]</sup>. 对于完全角向分布的两束拉盖尔-高斯孤子, 即  $f_1 = f_2 = 0$ ,  $|n_2| > |n_1|$ , 叠加场相位涡旋位置可以看成是拓扑为  $n_1$  涡旋光场和拓扑为  $n_2/|n_2|$  涡旋光场的叠加. 前者只有单一束光场, 其相位涡旋位置在  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_c| = 0$  处, 而后者有  $|n_2 - n_1|$  个涡旋光场, 相应的涡旋位置坐标满足<sup>[21,26]</sup>

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}_c| = w \left( \frac{|n_2|!}{|n_1|!} \tan^2 \theta \right)^{\frac{1}{2(|n_2| - |n_1|)}}, \quad (16)$$

$$\delta = \frac{\sigma + m\pi}{n_2 - n_1}. \quad (17)$$

这里  $m = 1, 3, \dots [ (|n_2| - |n_1|) - 1 ]$ , 即对于每一个涡旋光束取值为奇数.

光场传输截面上在相位涡旋位置处光强为零. 相位涡旋位置坐标依赖于光束动量、双光束输入时的功率比以及模式下标  $|n_2|$  和  $|n_1|$ . 方程(16)表明, 当  $0 < \theta < \pi/2$  或者  $\pi < \theta < 3\pi/2$  时, 对于两束线性叠加的共线拉盖尔-高斯型光孤子, 其涡旋位置随权重  $\theta$  的增大而向外偏移; 当  $\pi/2 < \theta < \pi$  或者  $3\pi/2 < \theta < 2\pi$ , 共线拉盖尔-高斯光束叠加场的涡旋位置随权重  $\theta$  的减小而向外偏移. 当  $\theta = 0$  时, 这种情况可以看成是拓扑为  $n_1$  涡旋光场与拓扑为  $n_2/|n_2|$  的  $|n_2 - n_1|$  个涡旋光场在中心位置处的叠加, 此时实际上中心位置只有  $n_2$  涡旋光场. 当  $0 < \theta < \pi/2$  时, 拓扑为  $n_2/|n_2|$  的  $|n_2 - n_1|$  个涡旋光场将向光场边缘移动, 我们称之为边缘涡旋光场. 当  $\theta = \pi/2$  时, 边缘涡旋光场移动到无限远处 ( $r = \infty$ ), 此时, 中心位置只有  $n_1$  涡旋光场. 以  $n_1 = 2, n_2 = 5$  为例, 从相位图(图 2(b)) 可以看到有 3 个拓扑为 +1 的边缘涡旋光随着  $\theta$  在  $0-\pi/2$  之间变化而移动, 若双光束初始相差为零, 则三个边缘涡旋光束分别沿着倾斜角为  $\pi/3, \pi, 5\pi/3$  方向线性偏移. 此时传输光束在传输截面上相应的光强也发生了变化, 随着  $\theta$  的增加, 光强在传输截面上发生了分裂, 此时边缘光场在向外线性移动, 当边缘光场彻底离开光束中心移到无限远处时截面光强再次闭合. 由

于光束中心始终存在相位涡旋,所以叠加场中心位置处光强一直表现为暗斑.

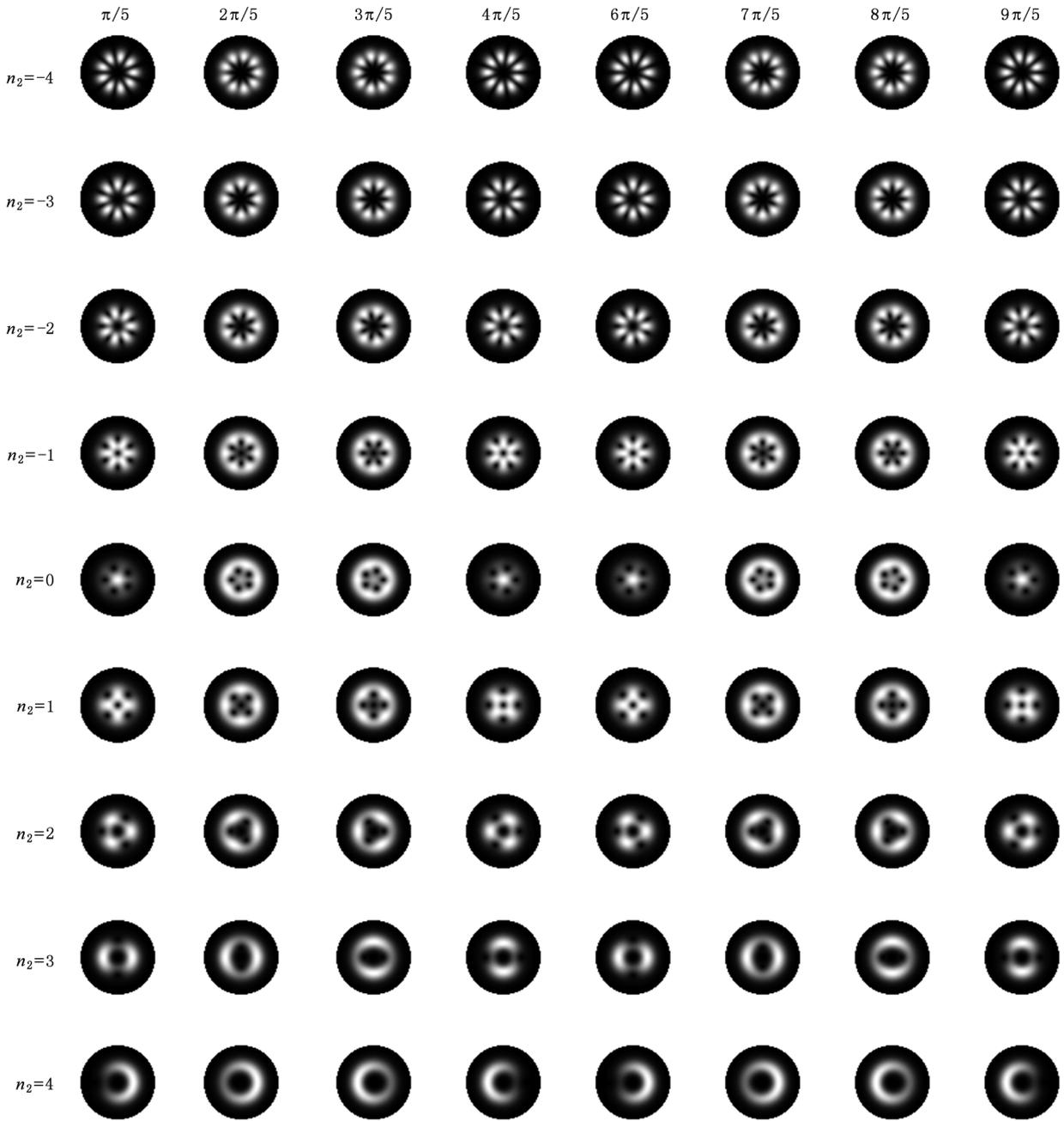


图1 当  $\theta$  取  $\pi/5, 2\pi/5, 3\pi/5, 4\pi/5, 6\pi/5, 7\pi/5, 8\pi/5, 9\pi/5$  时,共线同相传输拉盖尔-高斯型光孤子光场截面的光强分布  $f_1 = f_2 = 0, n_1 = 5$

特别地,当  $|n_2 - n_1| = 1$  时,即只有一个拓扑为 +1 或 -1 边缘涡旋光场随  $\theta$  的变化从中心涡旋而出,另外一个光场留在中心位置不变,即传输光束只产生一个裂口,光束截面上光强强度分布呈现出高度的不对称<sup>[24]</sup>,如图 3 所示.

当  $f_1 \neq 0$  或者  $f_2 \neq 0$  时,共线拉盖尔光孤子叠加后光束截面上呈现出多环形光孤子,如图 4 所示.

当  $f_1 \neq f_2$  或者  $|n_1| \neq |n_2|$  时,且  $\theta$  取值在 0 至  $\pi$  之间变化,  $\theta \neq \pi/2, 3\pi/2$  时,传输光束将发生旋转现象,即叠加光束为旋转光束.如图 5 所示.

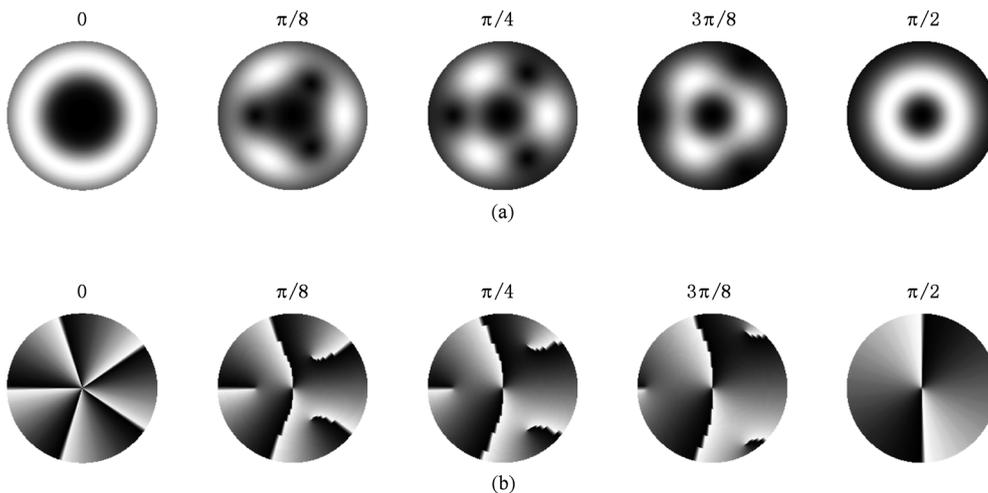


图2 当权重因子  $\theta$  取  $0, \pi/8, \pi/4, 3\pi/8, \pi/2$  时,共线同相传输的拉盖尔-高斯型光孤子光场截面的光强以及相位分布  $f_1 = f_2 = 0, n_1 = 2, n_2 = 5$ . (a)截面光强, (b)相应的相位

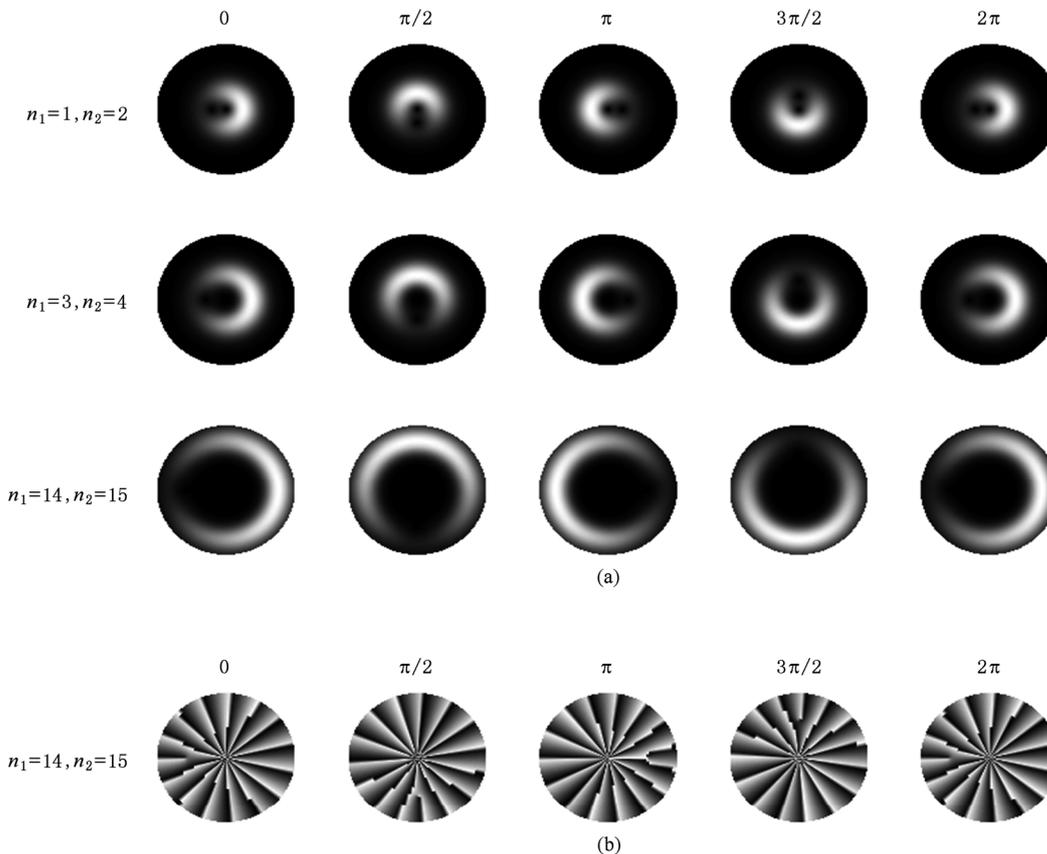


图3 当  $z/z_R = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$  时强度分布不对称的拉盖尔-高斯型光场及相位  $f_1 = f_2 = 0, \sigma = 0, \theta = \pi/5$ . (a)光场强度分布, (b)  $n_1 = 14, n_2 = 15$  的相位

叠加的旋转光束旋转的角速度  $\omega$  满足<sup>[21]</sup>

$$\omega = \frac{2(f_1 - f_2) + |n_1| - |n_2|}{(n_1 - n_2)w^2}. \quad (18)$$

这一速度与线性介质中旋转光束的速度有所不同<sup>[22]</sup>,也不同于强非局域介质中异面入射基模高斯光束相互作用时的旋转速度<sup>[6,12]</sup>.

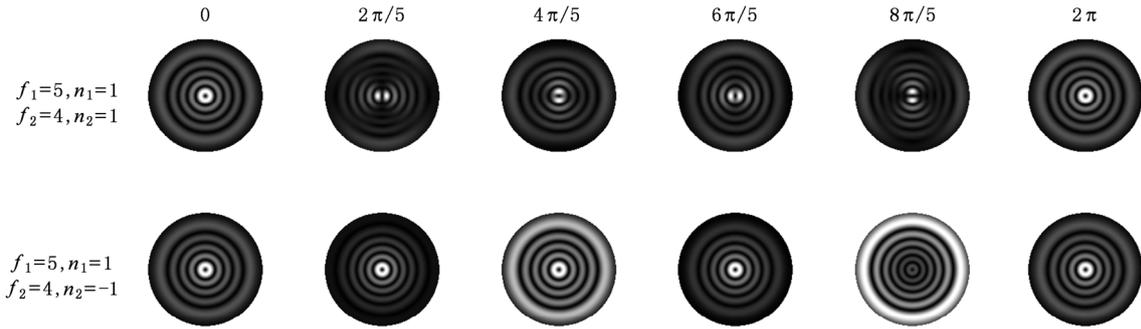


图4 强度分布为多环形的拉盖尔-高斯型光场

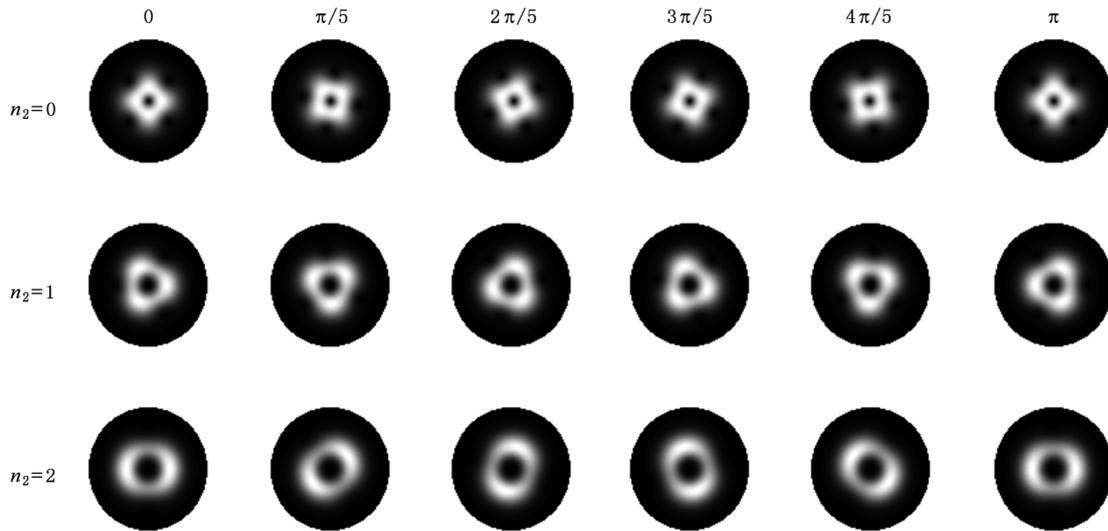


图5 共线传输拉盖尔-高斯型光孤子光场截面光强分布与传输距离之间的关系  $f_1 = f_2 = 0, n_1 = 6, \sigma = 0$

为了更好地理解光束在传输过程中的旋转现象,可以将光束的运动特性等同于刚体运动. 与刚体类似,传输光束在传输过程中也存在角速度、角动量、惯性质量等物理量. 当光束的线性动量不为零时,光束中心的运动将会发生变化. 当光束具有角动量时,光束具有转动的趋势. 束宽是衡量光束惯性质量的一个量度,束宽越大,光束旋转的速度越慢,表征光束的惯性质量较大. 光束传输截面上能流密度的不均匀是导致光束在传输过程中旋转的最根本原因<sup>[27]</sup>.

当  $f_1 = f_2$  或者  $|n_1| = |n_2|$  时,两束线性叠加的拉盖尔-高斯型光孤子在传输过程中不会发生旋转.

本文中图1—图5都是在极坐标系中绘出,其中图2的径向范围为  $0-3z_R$  ( $z_R$  为瑞利长度),其余各图的径向范围都为  $0-5z_R$ .

#### 4. 结 论

具有涡旋相位结构的光束在传播过程中具有独特的性质. 本文利用强非局域非线性介质中光束传输所满足的修正 Snyder-Mitchell 模型探讨了共线传输的两束拉盖尔-高斯型光孤子相互作用情况,相对拓扑值有差别的双拉盖尔-高斯形光孤子传输截面上叠加场的光强分布呈现出多样性. 光束相对强度的变化也会影响这种多样性. 分析了截面光场光强分布的物理机理,并在该介质中利用叠加的方法发现了多环形光孤子. 在一定条件下,该叠加光束在传输过程中会发生旋转成为旋转光束. 旋转光束的旋转速度与该介质中双高斯光束相互作用的旋转速度不同<sup>[27]</sup>.

- [1] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [2] Bang O, Krolikowski W, Wyller J, Rasmussen J J 2002 *Phys. Rev. E* **66** 046619
- [3] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073901
- [4] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 113902
- [5] 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]
- [6] 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]
- [7] 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]
- [8] Guo Q, Luo B, Yi F, Chi S, Xie Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016602
- [9] Rotschild C, Cohen O, Manela O, Segev M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 213904
- [10] Alfassi B, Rotschild C, Manela O, Segev M, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 213901
- [11] Ouyang S G, Hu W, Guo Q 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053832
- [12] Hu W, Ouyang S G, Yang P B, Guo Q 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033842
- [13] Deng D M, Guo Q 2009 *New J. Phys.* **11** 103029
- [14] Zhang X P, Liu Y W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8332 (in Chinese) [张霞萍、刘友文 2009 物理学报 **58** 8332]
- [15] Bryngdahl O 1973 *J. Opt. Soc. Am.* **63** 1098
- [16] Swartzlander G A, Law C T 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2503
- [17] He H, Friese M E, Heckenberg N R, Rubinsztein-Dunlop H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 826
- [18] Franke-Arnold S, Leach J, Padgett M J, Lembessis V E, Ellinas D, Wright A J, Girkin J M, Ohberg P, Arnold A S 2007 *Opt. Express* **15** 8619
- [19] Buccoliero D, Desyatnikov A S, Krolikowski W, Kivshar Y S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 053901
- [20] Baumann S M, Kalb D M, MacMillan L H, Galvez E J 2009 *Opt. Express* **17** 9818
- [21] Deng D M, Guo Q 2010 *Appl. Phys. B* **11** 103029
- [22] Bekshaev A, Soskin M 2006 *Opt. Lett.* **31** 2199
- [23] Maleev I D, Swartzlander G A 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 1169
- [24] He Y J, Malomed B A, Mihalache D, Wang H Z 2008 *Phys. Rev. A* **78** 023824
- [25] Yakimenko A I, Lashkin V M, Prikhodko O O 2006 *Phys. Rev. E* **73** 066605
- [26] Galvez E J, Smiley N, Fernandes N 2006 *Proc. SPIE* **19** 6131
- [27] Zhang X P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 034211 (in Chinese) [张霞萍 2011 物理学报 **60** 034211]

## Interactions of Laguerre-Gaussian solitons in strongly nonlocal nonlinear media \*

Zhang Xia-Ping<sup>1)2)†</sup> Liu You-Wen<sup>1)</sup>

1) (Faculty of Science, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

2) (Department of Physics, Nanjing Xiaozhuang University, Nanjing 210017, China)

(Received 27 August 2010; revised manuscript received 23 January 2011)

### Abstract

Based on the modified Snyder-Mitchell model, the optical fields that are produced by two collinear Laguerre-Gaussian solitons (LGS) in a strongly nonlocal nonlinear medium are studied. Various novel kinds of solitons on the profiles which depend on the model-index and the relative amplitude of LGS are shown. It is the phase vortices of the LGS that lead to the optical singularities. The many-ring soliton is produced first with the collinear component LGS. The optical field may rotate in propagation, and the angular velocity of the spiral soliton is given.

**Keywords:** strongly nonlocal nonlinear media, Laguerre-Gaussian solitons, collinear propagation, phase vortices

**PACS:** 42. 65. Tg, 42. 50. Md

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Institution of Higher Education of Jiangsu Province, China (Grant No. 10KJD140004).

† E-mail: xpzhang@nuaa.edu.cn