

# 强非局域非线性介质中的扭曲部分相干涡旋光孤子特性\*

王东林 赵雅梅 赵嘉盟 邓宇 李晓庆 季小玲†

(四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610068)

(2025年8月31日收到; 2025年11月20日收到修改稿)

部分相干光是实际场景中常见的光场形式, 部分相干性更是光束的基本特性. 然而, 部分相干涡旋光束因部分空间相干性, 使其在强非局域非线性介质 (SNNM) 中难以形成光孤子. 本文将广义衍射积分理论与 SNNM 变换矩阵相结合, 推导出了扭曲部分相干涡旋 (TPCV) 光束在 SNNM 中的解析传输公式. 研究发现, 由于光束的扭曲特性, TPCV 光束即便在极低的空间相干性下, 也能够 SNNM 中形成环状光孤子, 本文还给出了其形成光孤子的具体条件. 进一步分析表明, TPCV 光束相干性越差, 其环状光孤子的亮度越高, 且梯度力越大, 因此其在光学操控应用领域具有潜力. 另一方面, 研究表明 TPCV 光束与扭曲高斯-谢尔模型光束构成的同轴非相干合成光束, 在一定条件下也能够 SNNM 中形成光孤子, 且该条件与光束相干度、拓扑荷数和子光束功率占比均无关. 此外, 通过调控光束相干度可调控合成光束梯度力, 通过调控拓扑荷数和子光束功率占比可实现不同轮廓的光孤子. 本文研究结果在光学操控、材料加工和光束整形等领域具有重要意义.

**关键词:** 扭曲部分相干涡旋光束, 强非局域非线性介质, 光束传输特性, 光孤子

**DOI:** 10.7498/aps.75.20251181

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251181

## 1 引言

由于光孤子在全光信息处理 (如全光开关、全逻辑门等)<sup>[1-4]</sup>、光学操控和光束控制<sup>[5-7]</sup>等方面的重要应用, 一直以来受到广泛关注. 光束在强非局域非线性介质 (SNNM) 中传输, 衍射效应与非线性 Kerr 效应完全平衡便可形成稳定传输的空间光孤子<sup>[8]</sup>. 迄今为止, 学者们已对 SNNM 中形成的完全相干光孤子开展了大量的实验和理论研究<sup>[8-14]</sup>, 如高斯孤子<sup>[8]</sup>、拉盖尔-高斯孤子<sup>[11]</sup>、厄米-高斯孤子<sup>[12]</sup>, 以及新型的矢量孤子<sup>[13]</sup>和双稳态孤子<sup>[14]</sup>等. 另一方面, 实验研究表明, 部分相干光在 SNNM 中也能形成光孤子<sup>[15,16]</sup>. 部分相干光孤子由于在光信号处理中具有优势而受到越来越多的关注<sup>[17,18]</sup>. 近来我们课题组研究了 SNNM 中形成的扭曲部分相干高

斯光孤子特性<sup>[19]</sup>、多高斯关联部分相干光呼吸子特性<sup>[20]</sup>, 以及部分相干径向偏振光呼吸子特性<sup>[21]</sup>.

众所周知, 涡旋光束因其独有特性在光通信、光学操控和量子计算等领域具有优势<sup>[22-24]</sup>. 实验和理论都证明, 完全相干涡旋光束在 SNNM 中可以形成环状光孤子<sup>[25,26]</sup>. 相比于高斯状的光孤子, 涡旋光孤子由于更多自由度 (拓扑荷) 和环状分布使其具有更好的应用前景<sup>[25]</sup>. 然而, 我们课题组最近研究发现, 部分相干涡旋光束在 SNNM 中不能够形成光孤子 (因其部分空间相干性, 光束具有填补中空特性), 只能形成光呼吸子<sup>[27]</sup>. 另一方面, 扭曲相位存在于部分相干光束中, 已有学者研究表明, 在近轴线性传输情况下, 扭曲相位要改变拉盖尔-高斯-谢尔模型光束的强度分布、相干长度和轨道角动量<sup>[28]</sup>. 部分相干光是实际场景中常见的光场形式, 部分相干性更是光束的基本特性. 因此, 寻找非线性介质中的部分相干涡旋环状光孤子是

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62375191, 61775152) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jixl100@163.com

一个非常值得研究的课题。

本文研究发现, 由于光束的扭曲特性, 扭曲部分相干涡旋 (TPCV) 光束即使在极低的空间相干性下也能够 SNNM 中形成环状光孤子. 另一方面, 本文还证实, TPCV 光束与扭曲高斯-谢尔模型 (TGSM) 光束构成的同轴非相干合成光束在 SNNM 中也能形成光孤子. 本文研究了其形成光孤子的条件以及光孤子特性, 研究结果具有重要的、理论的实际应用意义.

## 2 解析传输公式的推导

部分相干光常采用交叉谱密度函数来描述, TPCV 光束在源平面处的交叉谱密度函数表达式为<sup>[28]</sup>

$$\begin{aligned}
 W_0(\rho_{01}, \rho_{02}, z=0) &= A_0 \rho_{01}^l \rho_{02}^l \exp\left(-\frac{\rho_{01}^2 + \rho_{02}^2}{w_0^2}\right) \\
 &\times \exp\left[-\frac{(\rho_{01} - \rho_{02})^2}{2\delta_0^2}\right] \\
 &\times \exp[-il(\varphi_{01} - \varphi_{02})] \\
 &\times \exp(-iku_0 x_{01} y_{02} + ik u_0 x_{02} y_{01}), \quad (1)
 \end{aligned}$$

式中,  $\rho_{01}, \rho_{02}$  为光场在源平面上的径向坐标, 归一化常数  $A_0 = 2^{l+1} P_0 / (\pi w_0^{2l+2} l!)$ ,  $P_0$  为该光束的输入功率,  $w_0$  为初始束宽,  $\delta_0$  为初始相干长度,  $l$  为拓扑荷数.  $u_0$  为扭曲参数, 为了保证交叉谱密度函数的非负性  $u_0$  需满足  $|u_0| \leq (k\delta_0^2)^{-1}$ , 即其最小值  $u_{0-\min} = -1/(k\delta_0^2)$ . 当  $u_0 > 0$  时, 扭曲相位与涡旋相位手性相反; 当  $u_0 < 0$  时, 扭曲相位与涡旋相位手性相同. (1) 式中没有考虑光束径向模数.

当光束径向模数为零时, 厄米-高斯模与拉盖尔-高斯模之间的转换关系为<sup>[29]</sup>

$$e^{il\varphi} \rho^l = \frac{1}{2^l} \sum_{a=0}^l \binom{l}{a} H_{l-a}(x) H_a(y), \quad (2)$$

其中,  $H(\cdot)$  表示厄米多项式,  $a = 0, 1, 2, \dots, l$ ,  $\binom{l}{a}$  表示二项式系数. 将 (2) 式代入 (1) 式可得, TPCV 光束在源平面处的交叉谱密度函数表达式 (笛卡尔坐标系):

$$\begin{aligned}
 W_0(x_{01}, y_{01}, x_{02}, y_{02}, z=0) &= A_0 \frac{1}{2^{2l}} \sum_{a_1=0}^l \sum_{a_2=0}^l (i^{a_1})^* i^{a_2} \binom{l}{a_1} \binom{l}{a_2} \\
 &\times H_{l-a_1}(x_{01}) H_{a_1}(y_{01}) H_{l-a_2}(x_{02}) H_{a_2}(y_{02}) \\
 &\times \exp\left(-\frac{x_{01}^2 + y_{01}^2 + x_{02}^2 + y_{02}^2}{w_0^2}\right) \\
 &\times \exp\left[-\frac{(x_{01} - x_{02})^2 + (y_{01} - y_{02})^2}{2\delta_0^2}\right] \\
 &\times \exp(-iku_0 x_{01} y_{02} + ik u_0 x_{02} y_{01}). \quad (3)
 \end{aligned}$$

非局域非线性薛定谔方程 (NNLSE) 是描述光在非局域非线性介质中传输的基本方程. 通常, NNLSE 需要数值模拟求解. 但是, 在强非局域非线性条件下, 当介质响应函数的特征宽度远大于束宽时, 其响应函数作泰勒展开后可仅取其前两项近似, 这样数学上 NNLSE 可简化为光束线性传输方程, 即光在 SNNM 中传输可看成线性传输<sup>[8,12,30]</sup>. 此时 NNLSE 的解还可进一步表示为自诱导分数阶傅里叶变换, 且其物理模型的可靠性用数值模拟方法证实<sup>[30]</sup>. 另一方面, 广义衍射积分理论可用于描述光束在线性介质中的传输<sup>[28,31,32]</sup>. 已有实验证明, 广义衍射积分理论和高斯-谢尔模型可较好地描述部分相干光束的线性传输特性<sup>[33]</sup>. 此外, 在强非局域非线性条件, SNNM 的 ABCD 变换矩阵可采用试探解方法求解 NNLSE 得到<sup>[34]</sup>. 值得指出的是, 将广义衍射积分理论与 SNNM 变换矩阵相结合来描述光束在 SNNM 中的传输正是自诱导分数傅里叶变换<sup>[34]</sup>. 因此, 本文采用广义衍射积分理论与 SNNM 变换矩阵相结合的方法, 研究 TPCV 光束在 SNNM 中的传输特性. TPCV 光束在 SNNM 中传输的交叉谱密度函数可表示为<sup>[32]</sup>

$$\begin{aligned}
 W(x_1, y_1, x_2, y_2, z) &= \left(\frac{1}{\lambda B}\right)^2 \iiint W(x_{01}, y_{01}, x_{02}, y_{02}, z=0) dx_{01} dx_{02} dy_{01} dy_{02} \\
 &\times \exp\left[-\frac{ik}{2B}(Ax_{01}^2 - 2x_1 x_{01} + Dx_1^2)\right] \exp\left[-\frac{ik}{2B}(Ay_{01}^2 - 2y_1 y_{01} + Dy_1^2)\right] \\
 &\times \exp\left[\frac{ik}{2B}(Ax_{02}^2 - 2x_2 x_{02} + Dx_2^2)\right] \exp\left[\frac{ik}{2B}(Ay_{02}^2 - 2y_2 y_{02} + Dy_2^2)\right], \quad (4)
 \end{aligned}$$

其中,  $A, B$  和  $D$  为 SNNM 的变换矩阵元, 表示为<sup>[34]</sup>

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(z/z_p) & -z_p \sin(z/z_p) \\ \sin(z/z_p)/z_p & \cos(z/z_p) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

式中,  $z_p = 1/\sqrt{\gamma^2 P_0}$ ,  $\gamma = 1/(2\pi w_m^4)$  是与介质相关的常数.  $w_m$  是介质的响应函数宽度,  $w_m/w_0$  描

述了介质的非局域性, 当  $w_m/w_0 \gg 1$  时, 介质为 SNNM.

采用与文献 [28] 类似的推导方法, 将 (3) 式和 (5) 式代入 (4) 式, 并令  $x_1 = x_2 = x$ ,  $y_1 = y_2 = y$ , 经过繁琐的积分运算后, 本文推导出 TPCV 光束在 SNNM 中传输的光强解析表达式:

$$\begin{aligned} I(x, y, z) = & A_0 \frac{\pi^2 M_1^{-l/2-1}}{M_2(\lambda B)^2} \exp\left[-\frac{k^2(x^2+y^2)}{4M_1 B}\right] \exp[N_1^2 + N_2^2] \\ & \times \sum_{a_1=0}^l \sum_{a_2=0}^l \sum_{b_1=0}^{l-a_1} \sum_{b_2=0}^{l-a_2} \sum_{b_3=0}^{a_1} \sum_{b_4=0}^{a_2} \sum_{c_1=0}^{b_1/2} \sum_{c_2=0}^{b_2/2} \sum_{c_3=0}^{b_3/2} \sum_{c_4=0}^{b_4/2} (2i)^{-l-d_1-d_2} (-1)^{b_4+c_1+c_2+c_3-c_4} M_2^{-l(d_1+d_2)/2} \\ & \times \frac{1}{2^{l-(b_3+b_4)/2}} \binom{a_1}{b_3} \binom{a_1-b_3}{b_4} \binom{l-a_1}{b_1} \binom{l-a_1-b_1}{b_2} \frac{l!(i^{a_1})^*}{a_1!(l-a_1)!} \frac{l!(i^{a_2})}{a_2!(l-a_2)!} \frac{b_1!}{c_1!(b_1-2c_1)!} \\ & \times \frac{b_2!}{c_2!(b_2-2c_2)!} \frac{b_3!}{c_3!(b_3-2c_3)!} \frac{b_4!}{c_4!(b_4-2c_4)!} \left(\frac{\sqrt{2}i}{\sqrt{M_1}\delta_0^2}\right)^{b_1+b_3-2c_1-2c_3} \left(\frac{2ku_0}{\sqrt{M_1}}\right)^{b_2+b_4-2c_2-2c_4} \\ & \times H_{d_1}(iN_1)H_{d_2}(iN_2)H_{a_1-b_3-b_4}\left(-\frac{ky}{\sqrt{M_1}B}\right)H_{l-a_1-b_1-b_2}\left(-\frac{kx}{\sqrt{M_1}B}\right), \end{aligned} \quad (6)$$

其中,

$$\begin{aligned} M_1 &= \frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{2\delta_0^2} + \frac{ikA}{2B}, \\ M_2 &= \frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{2\delta_0^2} + \frac{ikA}{2B} - \frac{1}{4M_1\delta_0^4} + \frac{k^2u_0^2}{4M_1}, \\ d_1 &= l + b_1 + b_4 - a_2 - 2c_1 - 2c_4, \\ d_2 &= b_2 + b_3 + a_2 - 2c_2 - 2c_3, \\ N_1 &= \frac{1}{2\sqrt{M_2}} \left( -\frac{ikx}{B} + \frac{ikx}{2M_1B\delta_0^2} - \frac{k^2yu_0}{2M_1B} \right), \\ N_2 &= \frac{1}{2\sqrt{M_2}} \left( -\frac{iky}{B} + \frac{iky}{2M_1B\delta_0^2} + \frac{k^2xu_0}{2M_1B} \right). \end{aligned}$$

当  $l=0$  时, (6) 式简化为 TGSM 光束在 SNNM 中传输的光强  $I_{\text{TGSM}}$  表达式:

$$\begin{aligned} I_{\text{TGSM}}(x, y, z) = & A_0 \frac{\pi^2}{M_1 M_2 (\lambda B)^2} \\ & \times \exp\left[-\frac{k^2(x^2+y^2)}{4M_1 B}\right] \exp[N_1^2 + N_2^2], \end{aligned} \quad (7)$$

TGSM 光束在 SNNM 中可以形成光孤子<sup>[19]</sup>. 根据 (7) 式, 可得到 TGSM 光束在 SNNM 中传输的临界功率:

$$P_{\text{cr-TGSM}} = [4(w_0^2 + \delta_0^2)/(k^2\delta_0^2w_0^4) + u_0^2]/\gamma^2,$$

这与文献 [19] 中的结果一致.

基于本节推导出的解析传输公式, 第 3 节研究 TPCV 光束在 SNNM 中的传输及其光孤子特性, 第 4 节研究 TPCV 光与 TGSM 光同轴非相干合成光束在 SNNM 中的传输及其光孤子特性. 本文数值计算所采取的参数为  $w_0 = 1 \text{ mm}$ ,  $w_m/w_0 = 283$  和  $\lambda = 628 \text{ nm}$ , 并采用相干度  $\beta = \delta_0/w_0$  来表明光束相干性强弱 (当  $\beta \rightarrow \infty$  时, 光束简化为完全相干光束).

### 3 SNNM 中 TPCV 光孤子特性

本节主要研究扭曲参数  $u_0$  对 TPCV 光束在 SNNM 中传输特性的影响, 研究表明, 与部分相干涡旋光束不同, TPCV 光束在 SNNM 中可以形成光孤子. 本节给出了其形成光孤子的条件, 并分析了其光孤子特性. 研究结果不仅具有理论价值, 而且对光学操控、光通信和光束控制等应用具有实际意义.

扭曲参数  $u_0$  不同时, TPCV 光束在 SNNM 中传输不同距离处的横截面光强分布和光强随传输距离变化分别见图 1 和图 2, 其中  $P_0 = P_{\text{cr-TGSM}}$ . 图 1 和图 2 表明, 扭曲相位会极大地影响 TPCV 光束在 SNNM 中的传输特性. 当  $u_0 = 0$  时 (无扭曲相位, 见图 1(a1)—(a5) 和图 2(a)), 传输过程中

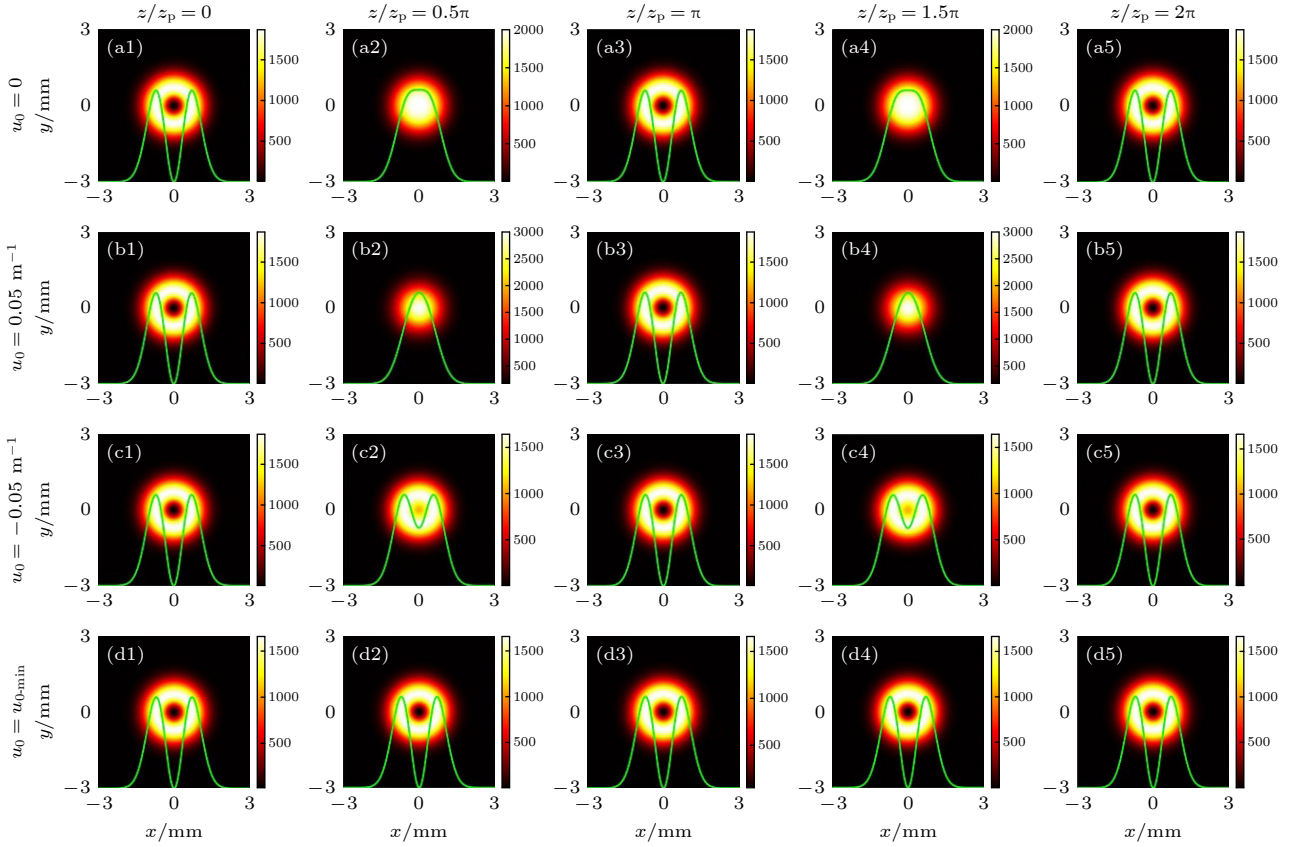


图 1 不同扭曲参数  $u_0$  情况下, TPCV 光束在 SNNM 中不同传输距离处的横截面光强分布.  $P_0 = P_{\text{cr-TGSM}}$ ,  $l = 1$ ,  $\beta = 1$ ,  $u_{0-\text{min}} = -0.1 \text{ m}^{-1}$   
 Fig. 1. For TPCV beams with different values of the twist parameter  $u_0$ , contour lines of intensity  $I(x, y)$  at the different propagation distance in SNNM.  $P_0 = P_{\text{cr-TGSM}}$ ,  $l = 1$ ,  $\beta = 1$ ,  $u_{0-\text{min}} = -0.1 \text{ m}^{-1}$ .

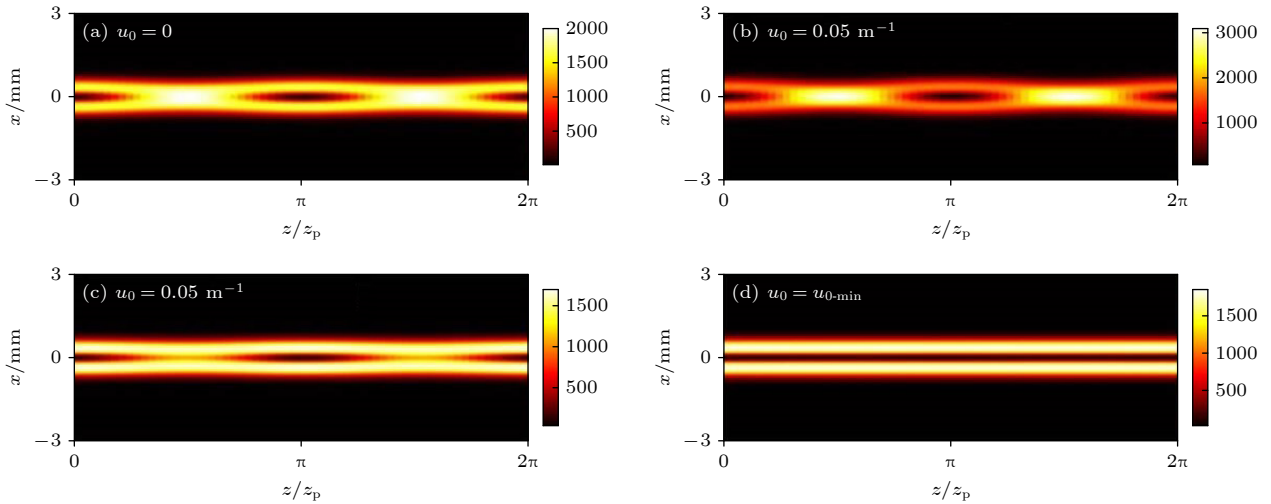


图 2 不同扭曲参数  $u_0$  情况下, TPCV 光束在 SNNM 中光强随传输距离变化.  $P_0 = P_{\text{cr-TGSM}}$ ,  $l = 1$ ,  $\beta = 1$ ,  $u_{0-\text{min}} = -0.1 \text{ m}^{-1}$   
 Fig. 2. For TPCV beams with different values of the twist parameter  $u_0$ , contour lines of intensity  $I(x, z/z_p)$  in SNNM.  $P_0 = P_{\text{cr-TGSM}}$ ,  $l = 1$ ,  $\beta = 1$ ,  $u_{0-\text{min}} = -0.1 \text{ m}^{-1}$ .

部分相干涡旋光束的中空轮廓会填补 (部分空间相干性的影响等同于随机相位的影响, 因而光束具有填补中空特性<sup>[35]</sup>), 无法形成中空轮廓不变的光孤子, 而是形成中空周期性填补的呼吸子, 且其周期

为  $\pi z_p$ . 当  $u_0 > 0$  时 (见图 1(b1)—(b5) 和图 2(b)), 扭曲相位与涡旋相位手性相反, 扭曲相位会部分抵消涡旋相位, 这样使得光束中空填补效果更显著, 仍然形成中空周期性填补的呼吸子. 当  $u_0 < 0$  时

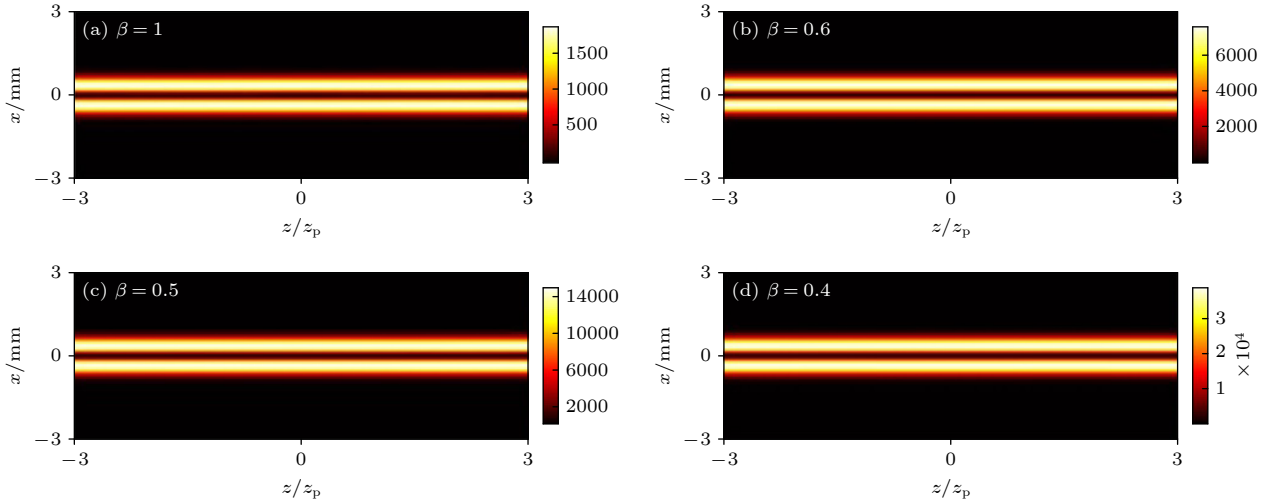


图3 当满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_0 = P_{\text{cr}}$  时, 不同  $\beta$  的光束在 SNNM 中光强随传输距离变化,  $l = 1$  (a)  $u_{0-\min} = -0.1 \text{ m}^{-1}$ ; (b)  $u_{0-\min} = -0.28 \text{ m}^{-1}$ ; (c)  $u_{0-\min} = -0.4 \text{ m}^{-1}$ ; (d)  $u_{0-\min} = -0.63 \text{ m}^{-1}$

Fig. 3. When  $u_0 = u_{0-\min}$  and  $P_0 = P_{\text{cr}}$  are satisfied, for TPCV beams with different values of the coherence degree  $\beta$ , contour lines of intensity  $I(x, z/z_p)$  in SNNM,  $l = 1$ : (a)  $u_{0-\min} = -0.1 \text{ m}^{-1}$ ; (b)  $u_{0-\min} = -0.28 \text{ m}^{-1}$ ; (c)  $u_{0-\min} = -0.4 \text{ m}^{-1}$ ; (d)  $u_{0-\min} = -0.63 \text{ m}^{-1}$ .

(见图 1(c1)—(c5) 和图 2(c)), 扭曲相位与涡旋相位手性相同, 这时扭曲相位 ( $u_0 < 0$ ) 可抵抗部分空间相干性引起的填补光束中空效应, 且其抵抗填补光束中空的能力随着  $u_0$  的减小而增大. 当  $u_0 = u_{0-\min}$  时 (见图 1(d1)—(d5) 和图 2(d), 其中  $P_0 = P_{\text{cr-TGSM}}$ ), 部分空间相干性引起的填补光束中空效应已被扭曲相位完全抵消, 此时 TPCV 光束在 SNNM 中形成了环状光孤子.

由于形成光孤子的临界功率与光束阶数无关<sup>[34]</sup>, 则 TPCV 光束的临界功率  $P_{\text{cr}}$  应与 TGSM 光束的一致, 即:

$$P_{\text{cr}} = P_{\text{cr-TGSM}} = \left[ \frac{4(1 + \beta^{-2})}{k^2 w_0^4} + u_0^2 \right] / \gamma^2. \quad (8)$$

(8) 式表明, 在初始束宽  $w_0$  一定时, TPCV 光束的临界功率  $P_{\text{cr}}$  与光束相干度  $\beta$ 、扭曲参数  $u_0$  以及介质自身特性有关, 与拓扑荷数无关. 当相干度  $\beta$  降低时,  $P_{\text{cr}}$  增大. 当扭曲参数绝对值  $|u_0|$  增大时 (即  $u_0 < 0$ ,  $u_0$  减小),  $P_{\text{cr}}$  增大. 当  $u_0 = 0$  时, (8) 式可简化为部分相干高斯-谢尔模型光束在 SNNM 中的临界功率:

$$P_{\text{cr-GSM}} = 4(1 + \beta^{-2}) / k^2 w_0^4 \gamma^2.$$

当  $u_0 = 0$ ,  $\beta \rightarrow \infty$  时, (8) 式可简化为高斯光束在 SNNM 中的临界功率:

$$P_{\text{cr-GS}} = 4 / (k^2 \gamma^2 w_0^4),$$

其结果与已有文献<sup>[8,18]</sup>采用求解非局域非线性

薛定谔方程的结果完全一致. 这也从另一方面证明本文采用的物理模型是可靠的.

为了证明本文结论的一般性 (即  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_0 = P_{\text{cr}}$  时, TPCV 光束在 SNNM 中总是可以形成环状光孤子), 本节针对不同相干度  $\beta$  (图 3 和图 4) 和不同拓扑荷数  $l$  (图 5) 的 TPCV 光束在 SNNM 中的传输特性进行了研究.

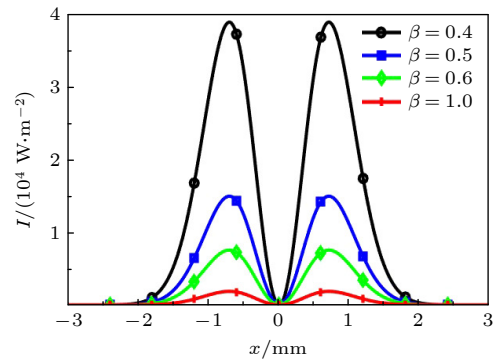


图4 当满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_0 = P_{\text{cr}}$  时, 不同  $\beta$  的光束在 SNNM 中横截面光强分布,  $l = 1$ ,  $u_0 = u_{0-\min}$

Fig. 4. When  $u_0 = u_{0-\min}$  and  $P_0 = P_{\text{cr}}$  are satisfied, for TPCV beams with different values of the coherence degree  $\beta$ , cross-sectional intensity distribution in SNNM,  $l = 1$ ,  $u_0 = u_{0-\min}$ .

当满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_0 = P_{\text{cr}}$  时, 不同相干度  $\beta$  的 TPCV 光束在 SNNM 中光强随传输距离变化和横截面光强分布分别示于图 3 和图 4. 图 3 表明, 无论相干度  $\beta$  值为多少, 只要满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_0 = P_{\text{cr}}$ , 扭曲相位都能够完全抵消部分空间相干

性引起的光束填补中空效应, 从而形成环状光孤子. 图 4 表明, 当满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_0 = P_{\text{cr}}$  时, 环状光孤子的峰值光强随  $\beta$  值的减小而增大, 其物理原因是形成环状光孤子的临界功率  $P_{\text{cr}}$  随  $\beta$  值的减小而增大. 值得指出的是, 光束的部分相干性使得涡旋光在 SNNM 中不可能形成孤子<sup>[27]</sup>, 但是由于光束的扭曲特性使 TPCV 光束即使在极低的空间相干性下也能够 SNNM 中形成环状光孤子. 并且,  $\beta$  值越小 (相干性越差) 的 TPCV 光束在 SNNM 中形成的环状光孤子亮度越高 (见图 4), 梯度力越大, 越有利于光学操控.

当满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_0 = P_{\text{cr}}$  时, 不同拓扑荷数  $l$  光束在 SNNM 中光强随传输距离变化, 如图 5 所示. 无论拓扑荷数  $l$  值为多少, 只要满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_0 = P_{\text{cr}}$ , 部分相干涡旋光束在 SNNM 中均可形成环状光孤子, 且环状光孤子的中空面积随  $l$  的增大而增大, 环状光孤子的亮度随  $l$  的增大而降低.

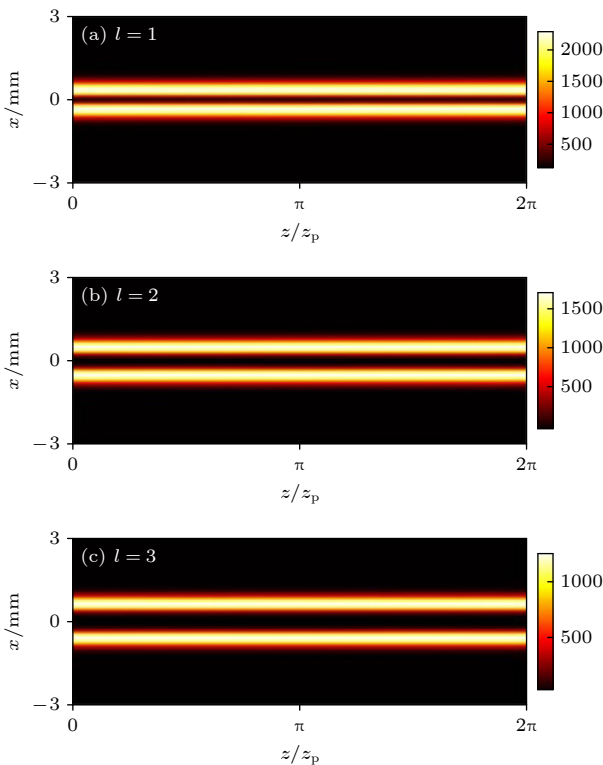


图 5 当满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_0 = P_{\text{cr}}$  时, 不同拓扑荷数  $l$  的 TPCV 光束在 SNNM 中光强随传输距离的变化.  $u_{0-\min} = -0.1 \text{ m}^{-1}$ ,  $\beta = 1$

Fig. 5. When  $u_0 = u_{0-\min}$  and  $P_0 = P_{\text{cr}}$  are satisfied, for TPCV beams with different values of the topological charge  $l$ , contour lines of intensity  $I(x, z/z_p)$  in SNNM.  $u_{0-\min} = -0.1 \text{ m}^{-1}$ ,  $\beta = 1$ .

#### 4 SNNM 中 TPCV 光与 TGSM 光构成的同轴非相干合成光孤子特性

本节主要研究 TPCV 光束与 TGSM 光束构成的同轴非相干合成光束在 SNNM 中的传输特性及其光孤子特性, 研究表明在一定条件下, 此合成光束在 SNNM 中总是可以形成光孤子的. 本节给出了其形成光孤子的条件, 并分析了其光孤子特性. 研究结果不仅具有理论价值, 并且对材料加工以及光束整形等应用具有意义.

TPCV 光束与 TGSM 光束构成的同轴非相干合成光束在 SNNM 中传输的光强  $I_c(x, y, z)$  可表示为

$$I_c(x, y, z) = I(x, y, z) + I_{\text{TGSM}}(x, y, z), \quad (9)$$

式中,  $I(x, y, z)$  和  $I_{\text{TGSM}}(x, y, z)$  分别为 TPCV 光束和 TGSM 光束在 SNNM 中传输的光强, 它们分别由 (6) 式和 (7) 式表示. 此合成光束的总入射功率可表示为  $P_0 = P_{01} + P_{02}$ , 其中  $P_{01}$  和  $P_{02}$  分别是 TPCV 光束和 TGSM 光束的入射功率.

不同扭曲参数  $u_0$  情况下, TPCV 光束与 TGSM 光束构成的同轴非相干合成光束, 在 SNNM 中不同距离处传输的横截面光强分布如图 6 所示, 其中  $P_{01} + P_{02} = P_{\text{cr}}$ . 比较图 6 与图 1 可知, 扭曲参数  $u_0$  对合成光束在 SNNM 中传输特性的影响规律与单束 TPCV 光束的相同, 即当  $u_0 = 0$  时 (见图 6(a1)—(a5)), 或  $u_0 > 0$  时 (见图 6(b1)—(b5)), 或  $u_0 < 0$  但  $u_0 > u_{0-\min}$  时 (见图 6(c1)—(c5)), 不能够形成光孤子, 只能形成光呼吸子 (其周期为  $\pi z_p$ ). 但是, 当  $u_0 = u_{0-\min}$  时 (见图 6(d1)—(d5)), 其中  $P_0 = P_{01} + P_{02} = P_{\text{cr}}$ , 合成光束的扭曲相位可完全抵消部分空间相干性引起的光束填补中空效应, 合成光束在 SNNM 中形成光孤子.

为了证明本文结论的一般性 (当  $u_0 = u_{0-\min}$ ,  $P_{01} + P_{02} = P_{\text{cr}}$  时, TPCV 光束与 TGSM 光束同轴非相干合成光束在 SNNM 中总是可以形成光孤子), 本节针对不同相干度  $\beta$ 、不同拓扑荷数  $l$  和不同子光束功率占比  $P_{01}/P_{02}$  的合成光束在 SNNM 中的传输特性进行研究 (见图 7—图 9).

当满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_{01} + P_{02} = P_{\text{cr}}$  时, 不同相干度  $\beta$ 、不同拓扑荷数  $l$  和不同子光束功率占比  $P_{01}/P_{02}$  的合成光束在 SNNM 中不同传输距离处的横截面光强分布分别示于图 7—图 9. 图 7—图 9 表明, 只要满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_{01} + P_{02} = P_{\text{cr}}$ ,

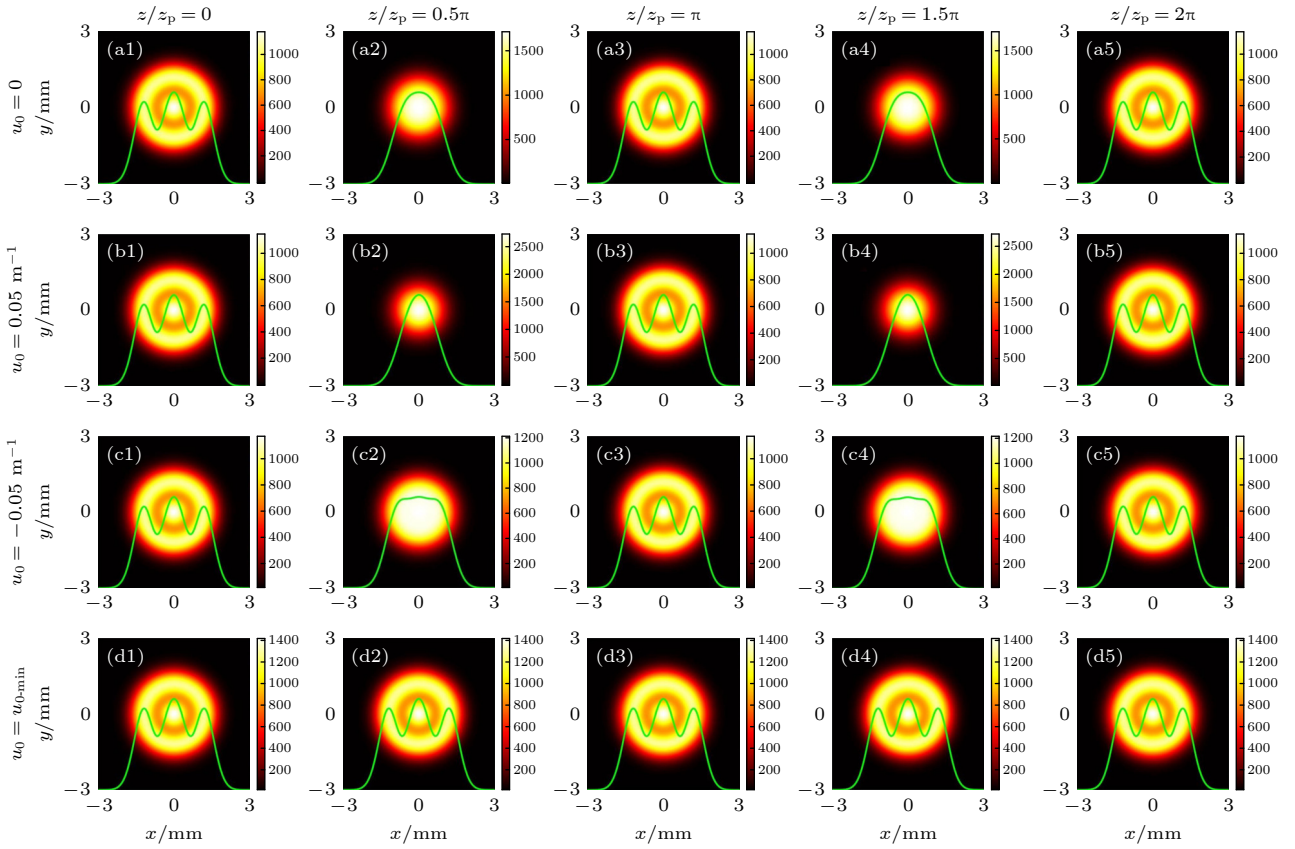


图 6 不同扭曲参数  $u_0$  情况下, 合成光束在 SNNM 中不同传输距离处的横截面光强分布.  $P_{01}+P_{02} = P_{cr}$ ,  $P_{01}/P_{02} = 2$ ,  $l = 3$ ,  $\beta = 0.8$ ,  $u_{0-\min} = -0.16 \text{ m}^{-1}$

Fig. 6. For combined beams with different values of the twist parameter  $u_0$ , contour lines of intensity  $I(x, y)$  at the different propagation distance in SNNM.  $P_{01}+P_{02} = P_{cr}$ ,  $P_{01}/P_{02} = 2$ ,  $l = 3$ ,  $\beta = 0.8$ ,  $u_{0-\min} = -0.16 \text{ m}^{-1}$ .

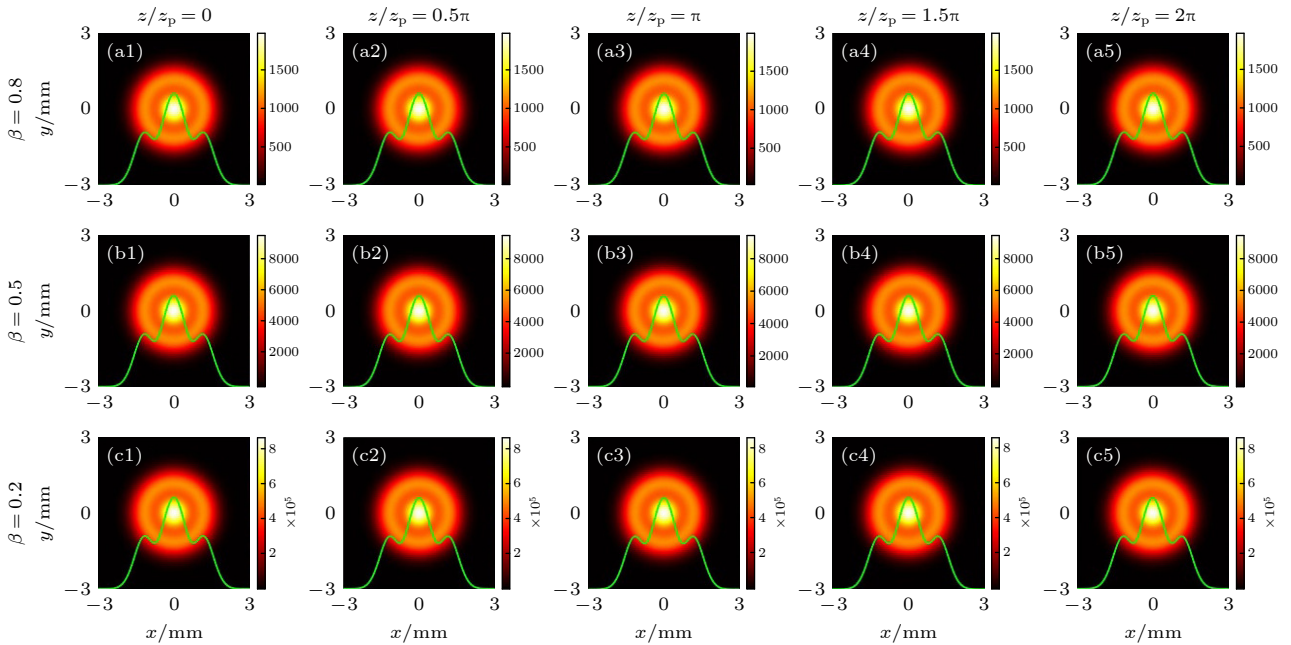


图 7 当满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_{01}+P_{02} = P_{cr}$  时, 不同相干度  $\beta$  的合成光束在 SNNM 中不同传输距离处的横截面光强分布,  $l = 3$ ,  $P_{01}/P_{02} = 2$  (a1)–(a5)  $u_{0-\min} = -0.16 \text{ m}^{-1}$ ; (b1)–(b5)  $u_{0-\min} = -0.4 \text{ m}^{-1}$ ; (c1)–(c5)  $u_{0-\min} = -2.52 \text{ m}^{-1}$

Fig. 7. When  $u_0 = u_{0-\min}$  and  $P_{01} + P_{02} = P_{cr}$  are satisfied, for combined beams with different values of the coherence degree  $\beta$ , contour lines of intensity  $I(x, y)$  at the different propagation distance in SNNM,  $l = 3$ ,  $P_{01}/P_{02} = 2$ : (a1)–(a5)  $u_{0-\min} = -0.16 \text{ m}^{-1}$ ; (b1)–(b5)  $u_{0-\min} = -0.4 \text{ m}^{-1}$ ; (c1)–(c5)  $u_{0-\min} = -2.52 \text{ m}^{-1}$ .

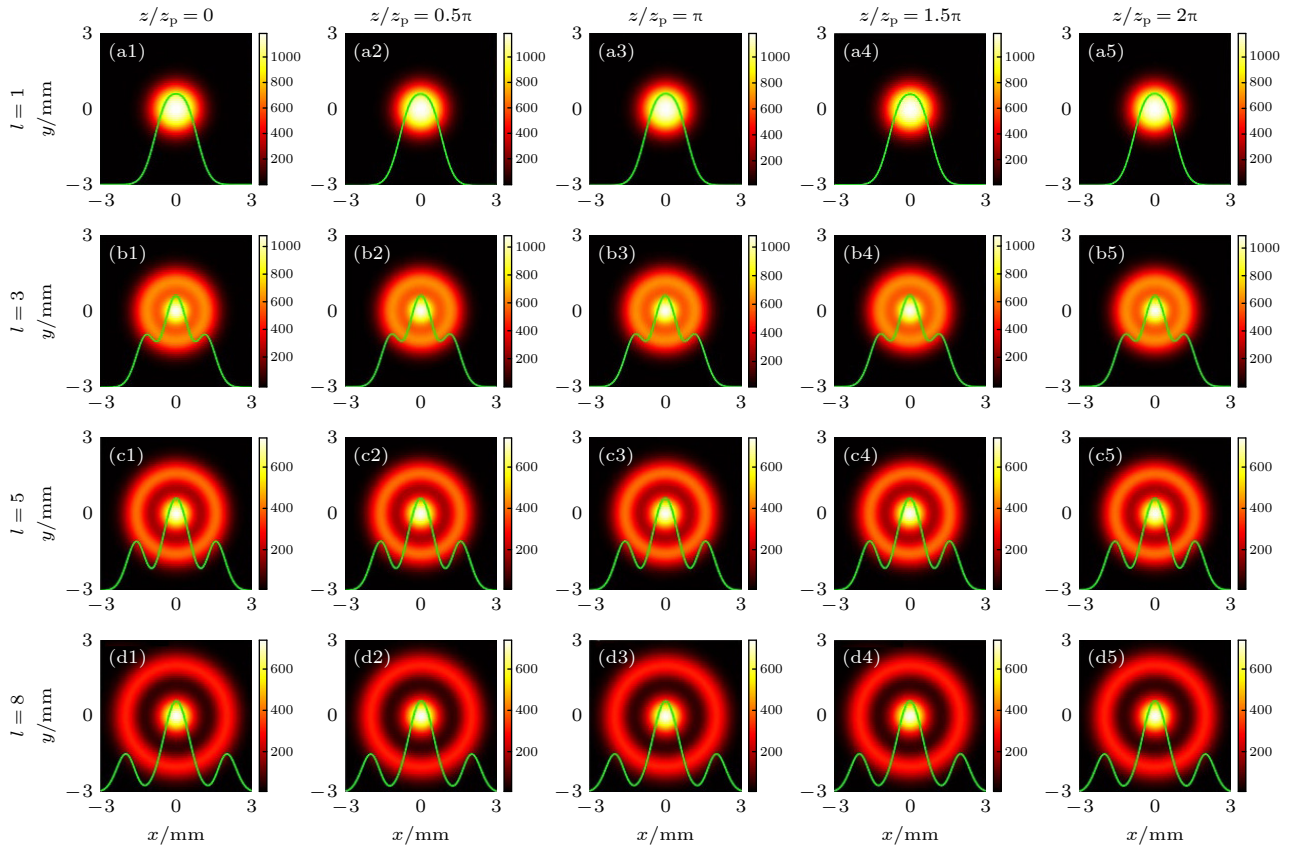


图 8 当满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_{01} + P_{02} = P_{cr}$  时, 不同拓扑荷数  $l$  的合成光束在 SNNM 中不同传输距离处的横截面光强分布.  $u_{0-\min} = -0.1 \text{ m}^{-1}$ ,  $\beta = 1$ ,  $P_{01}/P_{02} = 2$

Fig. 8. When  $u_0 = u_{0-\min}$  and  $P_{01} + P_{02} = P_{cr}$  are satisfied, for combined beams with different values of the topological charge  $l$ , contour lines of intensity  $I(x, y)$  at the different propagation distance in SNNM.  $u_{0-\min} = -0.1 \text{ m}^{-1}$ ,  $\beta = 1$ ,  $P_{01}/P_{02} = 2$ .

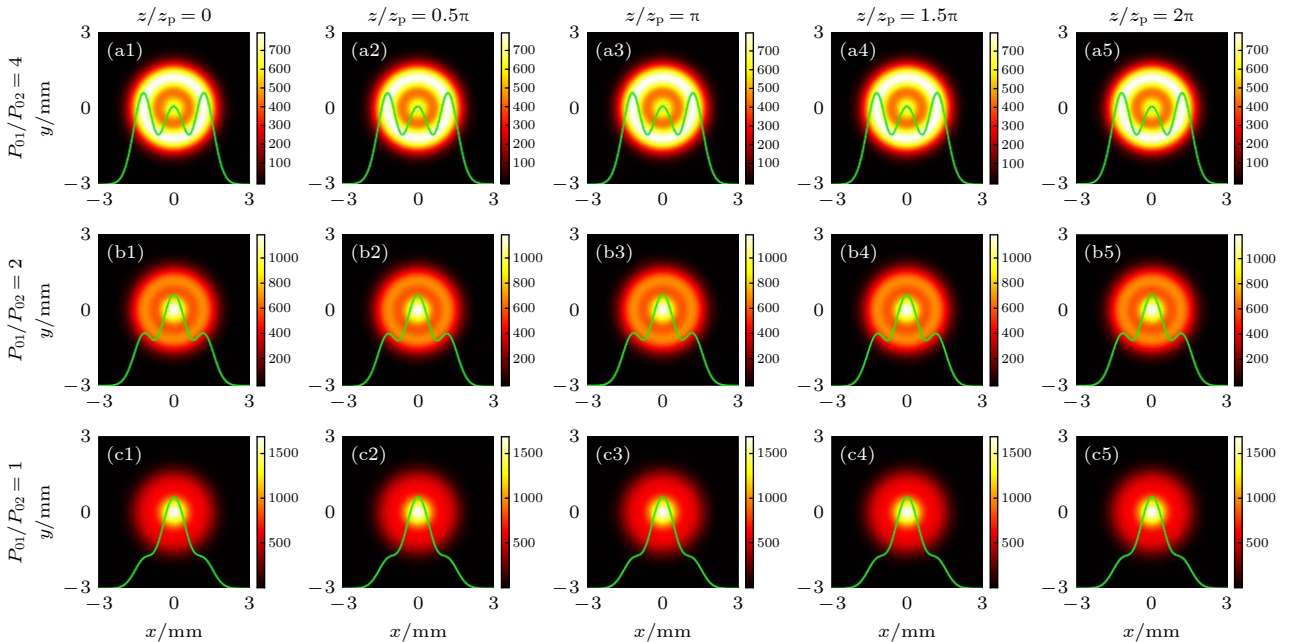


图 9 当满足  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_{01} + P_{02} = P_{cr}$  时, 不同功率占比  $P_{01}/P_{02}$  的合成光束在 SNNM 中不同传输距离处的横截面光强分布.  $l = 3$ ,  $\beta = 1$ ,  $u_{0-\min} = -0.1 \text{ m}^{-1}$

Fig. 9. When  $u_0 = u_{0-\min}$  and  $P_{01} + P_{02} = P_{cr}$  are satisfied, for combined beams with different values of the power ratio  $P_{01}/P_{02}$ , contour lines of intensity  $I(x, y)$  at the different propagation distance in SNNM.  $l = 3$ ,  $\beta = 1$ ,  $u_{0-\min} = -0.1 \text{ m}^{-1}$ .

合成光束在 SNNM 中就可以形成光孤子, 这一特性与  $\beta$ ,  $l$  和  $P_{01}/P_{02}$  的取值无关. 此外, 通过调控  $\beta$  可调控合成光束梯度力, 通过调控  $l$  和  $P_{01}/P_{02}$  可实现不同光孤子轮廓, 以满足不同应用需求. 图 7 表明, 即使在极低的空间相干性下也能够形成光孤子, 且光孤子轮廓与大小并不会随  $\beta$  值不同而发生改变, 但峰值光强随  $\beta$  的减小而增大. 由图 8 可知, 随着拓扑荷数  $l$  的增大, 两子光束之间的凹陷加剧, 当  $l$  足够大时 (例如  $l = 8$ ), 其间为暗环. 这种光束轮廓在增材制造切割中有防止碎屑飞溅的作用<sup>[36]</sup>. 图 9 表明, 总输入功率不变情况下, 通过调控子光束功率占比可得到不同轮廓的光孤子, 这在光束整形方面具有应用前景.

## 5 结 论

众所周知, 完全相干涡旋光束在 SNNM 中能够形成环状光孤子, 但部分相干涡旋光束在 SNNM 中不能够形成光孤子 (因其部分空间相干性, 光束具有填补中空特性). 本文推导出了 TPCV 光束在 SNNM 中解析传输公式. 研究表明, 由于 TPCV 光束的扭曲特性 (当  $u_0 < 0$  时, 扭曲相位与涡旋相位手性相同), 当满足一定条件 (即  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_0 = P_{cr}$ ) 时, TPCV 光束在 SNNM 中可以形成环状光孤子, 这意味着 TPCV 光束即使在极低的空间相干性下也能够 SNNM 中形成环状光孤子. 并且, TPCV 光束相干性越差, 其在 SNNM 中形成光孤子的亮度越高, 梯度力越大, 因此它在光学操控应用领域具有潜力. 另一方面, 研究发现 TPCV 光束与 TGSM 光束构成的同轴非相干合成光束, 当满足一定条件 (即  $u_0 = u_{0-\min}$  和  $P_{01} + P_{02} = P_{cr}$ ) 时, 此合成光束在 SNNM 中也可以形成光孤子, 且该条件与光束相干度、拓扑荷数和子光束功率占比均无关. 此外, 通过调控光束相干度来调控合成光束梯度力, 通过调控拓扑荷数和子光束功率占比可实现不同轮廓的光孤子. 本文不但揭示了一些重要物理规律, 而且研究成果在光学操控、材料加工和光束整形等领域具有重要意义.

## 参考文献

- [1] Han Y, Guo Y B, Gao B, Ma C Y, Zhang R H, Zhang H 2020 *Prog. Quantum. Electron.* **71** 100264
- [2] Han Y, Gao B, Wen H L, Ma C Y, Huo J Y, Li Y Y, Zhou L Y, Li Q, Wu G, Liu L 2024 *Light Sci. Appl.* **13** 101
- [3] Sheppard A 1993 *Opt. Commun.* **102** 317
- [4] Yi H H, Yao Y, Zhang X, Ma G 2023 *Chin. Phys. B* **32** 100509
- [5] Yi H H, Li X F, Zhang J L, Zhang X, Ma G L 2024 *Chin. Phys. B* **33** 100502
- [6] Song L M, Yang Z J, Zhang S M, Li X L 2019 *Phys. Rev. A* **99** 063817
- [7] Ouyang S G, Hu W, Guo Q 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053832
- [8] Snyder A W, Mitchell D J 1997 *Science* **276** 1538
- [9] Conti C, Peccianti M, Assanto G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113902
- [10] Guan S Y, Huang H, Weng Z W, Xu Y Z, Wu L J, Guo Q, Hu W, Shou Q 2023 *New J. Phys.* **25** 083012
- [11] Deng D M, Guo Q 2008 *J. Opt. A* **10** 035101
- [12] Deng D M, Zhao X, Guo Q, Lan S 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 2537
- [13] Zhang H C, Zhou T, Dai C Q 2022 *Phys. Rev. A* **105** 013520
- [14] Wang H R, Zhang Y C, Hu W, Guo Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 074204 (in Chinese) [汪浩然, 张银川, 胡巍, 郭旗 2023 物理学报 **72** 074204]
- [15] Peccianti M, Assanto G 2002 *Phys. Rev. E* **65** 035603
- [16] Peccianti M, Assanto G 2001 *Opt. Lett.* **26** 1791
- [17] Królikowski W, Bang O, Wyller J 2004 *Phys. Rev. E* **70** 036617
- [18] Shen M, Wang Q, Shi J L, Hou P, Kong Q 2006 *Phys. Rev. E* **73** 056602
- [19] Zhang N Y, He L, Ji X L, Li X Q 2024 *Results Phys.* **59** 107613
- [20] He L, Zhang N Y, Yu H, Ji X L 2024 *J. Opt. Soc. Am. A* **41** 1893
- [21] Zhang N Y, Deng Y, Wang D L, Ji X L 2025 *Phys. Lett. A* **561** 130977
- [22] Wang X G, Ma Y B, Yuan Q J, Chen W, Wang L, Zhao S M 2024 *Chin. Phys. B* **33** 024208
- [23] Ng J, Lin Z F, Chan C 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 103601
- [24] Cai X L, Wang J W, Strain M J, Johnson-Morris B, Zhu J B, Sorel M, O'Brien J L, Thompson M G, Yu S Y 2012 *Science* **338** 363
- [25] Dai J H, Guo Q, Shi X R 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4642 (in Chinese) [戴继慧, 郭旗, 史信荣 2007 物理学报 **56** 4642]
- [26] Neshev D N, Alexander T J, Ostrovskaya E A, Kivshar Y S, Martin H, Makasyuk I, Chen Z G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 123903
- [27] Wang D L, Zhang N Y, Yu H, Ji X L, Li X Q 2025 *J. Opt. Soc. Am. A* **42** 647
- [28] Peng X F, Liu L, Wang F, Popov S, Cai Y J 2018 *Opt. Express* **26** 33956
- [29] Kimel I, Elias L R 2002 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 2562
- [30] Lu D Q, Hu W, Zheng Y J, Liang Y B, Cao L G, Lan S, Guo Q 2008 *Phys. Rev. A* **78** 043815
- [31] Zhang Z X, Li Y X, Cui J N, Deng Y, Li X Q, Ji X L 2025 *Opt. Laser Technol.* **192** 113974
- [32] Cai Y J, Chen C Y 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 2394
- [33] Wang F, Zhu S J, Cai Y 2011 *Opt. Lett.* **36** 3281
- [34] Yang Z J, Lu D Q, Hu W, Zheng Y Z, Gao X H, Guo Q 2010 *Phys. Lett. A* **374** 4007
- [35] Gori F, Santarsiero M, Borghi R, Vicalvi S 1998 *J. Mod. Opt.* **45** 539
- [36] Bi J, Wu L K, Li S D, Yang Z Y, Jia X D, Starostenkov M D, Dong G J 2023 *J. Mater. Res. Technol.* **26** 4606

# Characteristics of twisted partially coherent vortex solitons in strongly nonlocal nonlinear media<sup>\*</sup>

WANG Donglin    ZHAO Yamei    ZHAO Jiameng  
DENG Yu    LI Xiaoqing    JI Xiaoling<sup>†</sup>

(College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China)

( Received 31 August 2025; revised manuscript received 20 November 2025 )

## Abstract

Optical solitons have long been of considerable interest because of their important applications, such as all-optical information processing (e.g., all-optical switches, and all-logic gates), optical manipulation and beam control. It is shown that an annular optical soliton may be formed when a fully coherent vortex beam propagates in a strongly nonlocal nonlinear medium (SNNM). The annular optical soliton with vortex has more advantages in applications than the Gaussian-like optical soliton without vortex. In practice, partially coherent beams are often encountered, and the partial coherence is one of the main features of laser beams. However, when a partially coherent vortex beam propagates in an SNNM, an optical soliton cannot be formed due to partial coherence. This paper aims to find partially coherent vortex solitons.

Based on the extended diffraction integral principle and the ABCD matrix of SNNM, the analytical propagation formula of twisted partially coherent vortex (TPCV) beams in SNNM is derived in this paper. It is found that an annular optical soliton may be formed in SNNM because of the twist feature of TPCV beams, even if the spatial coherence is extremely low. The conditions for the formation of annular optical solitons of TPCV beams in SNNM are also given in this paper. In addition, it is shown that the intensity and the gradient force of annular optical solitons increase as the partial coherence of TPCV beams decreases, which can be applied to optical manipulation.

On the other hand, under certain conditions, an optical soliton may also be formed, when a TPCV beam and a twisted Gaussian Schell-model (TGSM) beam are combined coaxially and incoherently in SNNM. The conditions for the formation of optical solitons of the combined beams in SNNM are independent of the beam coherence degree, the topological charge, and the proportion of sub-beam power. Furthermore, the gradient force can be manipulated by the beam coherence degree, and the profile of optical solitons can be manipulated by the topological charge and the proportion of sub-beam power. The results obtained in this study are useful for optical manipulation, material processing, and beam control.

**Keywords:** twisted partially coherent vortex beams, strongly nonlocal nonlinear media, beam propagation characteristics, optical soliton

DOI: [10.7498/aps.75.20251181](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251181)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251181](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251181)

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62375191, 61775152).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [jiXL100@163.com](mailto:jiXL100@163.com)



## 强非局域非线性介质中的扭曲部分相干涡旋光孤子特性

王东林 赵雅梅 赵嘉盟 邓宇 李晓庆 季小玲

### Characteristics of twisted partially coherent vortex solitons in strongly nonlocal nonlinear media

WANG Donglin ZHAO Yamei ZHAO Jiameng DENG Yu LI Xiaoqing JI Xiaoling

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 040402 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251181

CSTR: 32037.14.aps.75.20251181

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251181>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 部分相干幂指数相位涡旋光束的传输特性研究

Propagation properties of partially coherent power-exponent-phase vortex beam

物理学报. 2022, 71(1): 014203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211411>

#### 部分相干多离轴涡旋矢量光束的传输特性

Propagation properties of partially coherent vector beam with multiple off-axis vortex phases

物理学报. 2024, 73(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231484>

#### 非局域非线性耦合器中暗孤子的传输

Propagation of dark soliton in nonlocal nonlinear coupler

物理学报. 2021, 70(18): 184206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210275>

#### Kerr非线性介质中聚焦像散高斯光束的传输特性

Propagation characteristics of focused astigmatic Gaussian beams in Kerr nonlinear media

物理学报. 2021, 70(7): 074205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201661>

#### 镜像与反镜像扭曲高斯谢尔模光束的传输特性

Propagation properties of specular and antispecular twisted Gaussian Schell-model beams

物理学报. 2024, 73(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241023>

#### 微腔光梳的产生、发展及应用

Generation, development, and application of microcombs

物理学报. 2023, 72(23): 234203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231816>