

具有余弦-高斯关联结构函数部分相干贝塞尔-高斯光束的传输性质及四暗空心光束的产生

朱洁 唐慧琴 李晓利 刘小钦

Propagation properties of nonuniform cosine-Gaussian correlated Bessel-Gaussian beam through paraxial *ABCD* system and generation of dark-hollow beam array

Zhu Jie Tang Hui-Qin Li Xiao-Li Liu Xiao-Qin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 164202 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.164202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.164202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I16>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于谱域相位分辨光学相干层析的纳米级表面形貌成像

Nanoscale surface topography imaging using phase-resolved spectral domain optical coherence tomography

物理学报.2017, 66(15): 154202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.154202>

基于迭代重建算法的X射线光栅相位CT成像

Grating based X-ray phase contrast CT imaging with iterative reconstruction algorithm

物理学报.2017, 66(5): 054202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.054202>

非均匀拉盖尔-高斯关联光束及其传输特性

Nonuniform Laguerre-Gaussian correlated beam and its propagation properties

物理学报.2016, 65(21): 214202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214202>

傅里叶望远镜重构图像虚像分析

Analysis on reconstruction of virtual images of Fourier telescopy

物理学报.2015, 64(18): 184205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184205>

部分相干径向偏振光束传输中相干性研究

Research on the coherence of partially coherent radially polarized beam during propagation

物理学报.2015, 64(13): 134201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134201>

具有余弦-高斯关联结构函数部分相干贝塞尔-高斯光束的传输性质及四暗空心光束的产生*

朱洁^{1)†} 唐慧琴²⁾ 李晓利¹⁾ 刘小钦¹⁾

1)(贵州理工学院理学院, 贵阳 550003)

2)(中南大学物理与电子学院, 长沙 410083)

(2017年3月1日收到; 2017年6月6日收到修改稿)

基于广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式, 获得了余弦-高斯关联结构函数部分相干贝塞尔-高斯光束交叉谱密度函数通过近轴 $ABCD$ 光学系统传输时的解析表达式. 并因此探讨了该类光束经过自由空间传输时光强分布的演化特性. 结果表明, 余弦-高斯关联部分相干贝塞尔-高斯光束在合适的参数条件下能呈现自分裂等奇异传输特性. 特别地, 这种自分裂可实现暗空心光束的复制, 即从一个暗空心光束获得四个相似的暗空心光束. 并且发现这些传输特性和关联结构函数结构密切相关, 因此调控关联结构函数分布以实现调制光的相干长度和空间分布性质从而可实现操控光束传输行为. 由于暗空心光束在工程技术领域的重要应用价值, 本文的研究结果提供了实现四暗空心光束的可能方案, 从而在激光通信、微粒操控等方面具有重要的应用前景.

关键词: 部分相干光束, 特殊关联结构函数, 自分裂, 四暗空心光束

PACS: 42.25.Kb, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.66.164202

1 引言

相干性质是光束的重要物理性质之一, 因此部分相干光束一直是广泛研究的重要主题^[1]. 理论上, 以往所研究的部分相干光束大都集中在关联结构函数具有高斯分布或 Bessel 函数分布情形^[2-6]. 而实际中的部分相干光束的关联结构函数可以具有多种复杂空间结构, 为此 Gori 和 Santarsiero^[7] 从理论上一般性地建立了构建部分相干光束关联结构函数的充分条件, 自此后提出了一系列新的、具有非传统(非高斯函数形式)的特殊关联结构函数的部分相干光束. 近年对此问题的研究异常活跃, 研究结果表明具有特殊关联结构函数的部分相干光束具有许多奇异性质, 例如: 具有厄米-高斯、直角对称余弦-高斯及直角对称拉盖尔-高斯关

联结构函数部分相干高斯光束在自由空间传输过程中展现出自分裂特性, 即从单个高斯光斑演变为多个高斯光斑, 而经透镜聚焦或在大气湍流中传输时会经历自分裂-自复合现象^[7-12]; 环形对称拉盖尔-高斯关联结构函数部分相干高斯光束在传输过程中呈现自整形效应, 能从单个高斯光斑演变成环形结构, 并且经过聚焦后可以在焦点附近产生三维可控光学囚笼^[13-28]; 而具有相干格点分布关联部分相干性的高斯光束在传输过程中呈现光强格点分布^[29-33]等. 由于这些奇特的传输性质, 特殊关联结构函数部分相干光束在大气激光通信、图像传输、光学成像、粒子俘获、微粒操控等领域具有重要的应用价值. 到目前为止, 有些具有特殊关联结构函数的部分相干光束已在实验上成功实现^[10-12, 15-17].

但上述这些对非高斯关联结构函数部分相干

* 贵州理工学院高层次人才引进科研启动费资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jiezhu_16@163.com

光束的讨论大都假定在源平面上光强度具有简单的高斯分布形式, 而随着激光技术的进步, 目前可以产生各种不同强度分布形式的激光光束. 本文将讨论具有余弦-高斯关联结构函数部分相干贝塞尔-高斯光束通过傍轴 $ABCD$ 光学系统的传输, 这种光束的关联结构函数具有余弦-高斯函数形式, 但在源平面上的场强度分布具有复杂的空间暗空心光斑结构, 为了描述方便将其简称为 cGBGB. 相干或部分相干贝塞尔-高斯光束的性质一直备受关注 [34-36]; 而暗空心及多暗空心强度分布光束在工程技术中有重要的应用, 也是近年广泛研究的重要主题 [37-41], 本文的讨论将进一步丰富对非均匀关联结构函数部分相干暗空心光束传输性质的认识, 并给出了同时获得四个暗空心光束的方案.

2 cGBGB 的理论模型

用 $W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 表示单色部分相干光束在源平面处的交叉光谱密度函数, 其中 $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1)$ 和 $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2)$ 是光源横平面上两个点的直角坐标, 为了简单这里已省略了与光波频率的关系. 基于交叉光谱密度函数必须有非负定的积分核, 即对于任意的函数 $f(\mathbf{r})$, 必定存在不等式 [7]:

$$\iint d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) f(\mathbf{r}_1) f(\mathbf{r}_2) \geq 0. \quad (1)$$

为此, Gori 和 Santarsiero 证明: 在空间-频率域中, 为满足上述非负条件, 部分相干光束的交叉光谱密度函数可以表示为如下积分形式 [7]:

$$W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \iint d^2\mathbf{v} p(\mathbf{v}) H_0^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}) H_0(\mathbf{r}_2, \mathbf{v}), \quad (2)$$

其中 H_0 为任意函数, $p(\mathbf{v})$ 为非负函数, $\mathbf{v} = (v_x, v_y)$ 是非相干光的位置坐标. 这时关联结构函数 (也称相干度分布函数) 可以表示为

$$\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\sqrt{W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1) W^{(0)}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2)}}. \quad (3)$$

通过选择合适的函数 H_0 和 p , 就能构建物理上可实现的交叉光谱密度函数及相应的关联结构函数, 以描述具有不同性质的部分相干光束. 如常取 H_0 有似 Fourier 结构, 即 $H_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \tau(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{r} \cdot \mathbf{v})$, 而 $\tau(\mathbf{r})$ 一般是任意的复函数, 它代表了源平面上场强度的分布位形结构形式, 近年来在广泛研究非均匀关联结构部分相干光束时大都假定 $\tau(\mathbf{r})$ 有高斯

函数形式. 本文研究 $\tau(\mathbf{r})$ 具有贝塞尔-高斯分布的情形:

$$\tau(\mathbf{r}) = \exp\left(-\frac{r^2}{4w_0^2}\right) J_n\left(\frac{Rr}{w_0^2}\right) \exp(in\theta), \quad (4)$$

其中 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 和 $\tan \theta = y/x$, $J_n(x)$ 是贝塞尔函数, w_0 是束宽参数, R 是与贝塞尔函数相关的参数, 表征环半径的大小, 而 n 是拓扑荷指数. 在本文中采用直角对称的余弦-高斯形式关联结构函数 $\mu(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ [12,13]:

$$\begin{aligned} & \mu(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \\ &= \cos\left(\beta_x \frac{x_1 - x_2}{\delta_x}\right) \cos\left(\beta_y \frac{y_1 - y_2}{\delta_y}\right) \\ & \times \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\delta_x^2} - \frac{(y_1 - y_2)^2}{2\delta_y^2}\right], \end{aligned} \quad (5)$$

这里 δ_x (δ_y) 是表征相干长度的参数, β_x (β_y) 是与 \cos 函数相关的参数.

于是部分相干光束的交叉光谱密度函数可写成

$$W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \tau(\mathbf{r}_1) \tau^*(\mathbf{r}_2) \mu(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (6)$$

其在源平面上强度分布具有贝塞尔-高斯强度分布形式, 即为我们所称的 cGBGB. 按照文献 [34-36] 给出的方法, 贝塞尔-高斯函数可表为

$$\begin{aligned} \tau(\mathbf{r}) \approx & \frac{1}{Mi^n} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4w_0^2} - \frac{R^2}{4w_0^2}\right) \\ & \times \sum_{q=0}^{M-1} \exp\left[\frac{iR}{w_0^2}(x \cos \alpha_q + y \sin \alpha_q) + in\alpha_q\right], \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $\alpha_q = \frac{2\pi}{M}q$. 余弦-高斯、厄米-高斯等关联结构函数部分相干高斯光束等通过空间光调制器已经在实验上产生 [10-12,15-17], 其基本方法是在空间光调制器上加载计算全息图, 而 cGBGB 也可用类似方案实现.

3 cGBGB 通过 $ABCD$ 光学系统的传输公式

本节我们将推导非均匀 cGBGB 的交叉光谱密度函数通过 $ABCD$ 光学系统的传输公式, 按照广义惠更斯-菲涅耳衍射积分的 Collins 公式, 部分相干光束通过 $ABCD$ 光学系统时, 在 $z > 0$ 处的接收平面上其交叉光谱密度函数可以表示为 [11]

$$\begin{aligned}
 & W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) \\
 &= \frac{1}{(\lambda B)^2} \exp \left[\frac{ikD}{2B} (\boldsymbol{\rho}_2^2 - \boldsymbol{\rho}_1^2) \right] \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2 \\
 & \quad \times W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) \exp \left[-\frac{ikA}{2B} (\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2) \right. \\
 & \quad \left. + \frac{ik}{B} (\mathbf{r}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_2 \cdot \boldsymbol{\rho}_2) \right], \quad (8)
 \end{aligned}$$

这里 $\boldsymbol{\rho}_1 = (\rho_{x1}, \rho_{y1})$ 和 $\boldsymbol{\rho}_2 = (\rho_{x2}, \rho_{y2})$ 为接收横平面上两点的位置直角坐标; A, B, C 和 D 是近轴光学系统的传输矩阵的矩阵元; 而 $k = 2\pi/\lambda$ 是波数, λ 代表光波波长.

将具有 (5) 和 (7) 式的交叉光谱密度函数 (6) 式代入 (8) 式后, 可得到

$$\begin{aligned}
 & W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) \\
 &= I_0 \exp \left[\frac{ikD}{2B} (\boldsymbol{\rho}_2^2 - \boldsymbol{\rho}_1^2) \right] \sum_{p,q} \exp[in(\alpha_p - \alpha_q)] \\
 & \quad \times W_{p,q}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z), \quad (9)
 \end{aligned}$$

其中 $I_0 = \frac{1}{(\lambda BM)^2} \exp \left(-\frac{R^2}{w_0^2} \right)$, 而

$$\begin{aligned}
 & W_{p,q}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) \\
 &= \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2 \exp \left[-\frac{ikA}{2B} (\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2) \right. \\
 & \quad \left. + \frac{ik}{B} (\mathbf{r}_1 \cdot \boldsymbol{\rho}_1 - \mathbf{r}_2 \cdot \boldsymbol{\rho}_2) \right] \\
 & \quad \times \exp \left[-\frac{x_1^2 + y_1^2 + x_2^2 + y_2^2}{4w_0^2} \right. \\
 & \quad \left. + i\frac{R}{w_0^2} (x_1 \cos \alpha_p + y_1 \sin \alpha_p) \right. \\
 & \quad \left. - i\frac{R}{w_0^2} (x_2 \cos \alpha_q + y_2 \sin \alpha_q) \right] \\
 & \quad \times \cos \left(\beta_x \frac{x_1 - x_2}{\delta_x} \right) \cos \left(\beta_y \frac{y_1 - y_2}{\delta_y} \right) \\
 & \quad \times \exp \left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\delta_x^2} - \frac{(y_1 - y_2)^2}{2\delta_y^2} \right]. \quad (10)
 \end{aligned}$$

完成如下变量变换:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{r}_s &= \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}, & \mathbf{r}_d &= \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \\
 \boldsymbol{\rho}_s &= \frac{\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2}{2}, & \boldsymbol{\rho}_d &= \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2, \quad (11)
 \end{aligned}$$

和利用缩写符号

$$\begin{aligned}
 R_c^\pm &= R(\cos \alpha_p \pm \cos \alpha_q)/w_0, \\
 R_s^\pm &= R(\sin \alpha_p \pm \sin \alpha_q)/w_0, \quad (12)
 \end{aligned}$$

我们有

$$W_{p,q}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z)$$

$$\begin{aligned}
 &= \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{r}_s d^2 \mathbf{r}_d \cos \left(\frac{\beta_x x_d}{\delta_x} \right) \cos \left(\frac{\beta_y y_d}{\delta_y} \right) \\
 & \quad \times \exp \left[-\left(\frac{1}{\delta_x^2} + \frac{1}{4w_0^2} \right) \frac{x_d^2}{2} - \left(\frac{1}{\delta_y^2} + \frac{1}{4w_0^2} \right) \frac{y_d^2}{2} \right. \\
 & \quad \left. + i\frac{R_c^+}{w_0} x_s + i\frac{R_c^-}{w_0} \frac{x_d}{2} + i\frac{R_s^+}{w_0} y_s + i\frac{R_s^-}{w_0} \frac{y_d}{2} \right] \\
 & \quad \times \exp \left[-\frac{x_s^2 + y_s^2}{2w_0^2} - \frac{ikA}{B} (x_s x_d + y_s y_d) \right. \\
 & \quad \left. + \frac{ik}{B} (\rho_{xd} x_s + \rho_{xs} x_d + \rho_{yd} y_s + \rho_{ys} y_d) \right]. \quad (13)
 \end{aligned}$$

依次完成对 \mathbf{r}_s 和 \mathbf{r}_d 的积分后, 得

$$\begin{aligned}
 & W_{p,q} \\
 &= \frac{4\pi^2 w_0^4}{\sqrt{\Omega_x \Omega_y}} \left\{ \exp \left[-\frac{2X_+^2}{\Omega_x} - \frac{2Y_+^2}{\Omega_y} \right. \right. \\
 & \quad \left. - \frac{w_0^2}{2} \left(\frac{k}{B} \rho_{xd} + \frac{R_c^+}{w_0} \right)^2 - \frac{w_0^2}{2} \left(\frac{k}{B} \rho_{yd} + \frac{R_s^+}{w_0} \right)^2 \right] \\
 & \quad + \exp \left[-\frac{2X_+^2}{\Omega_x} - \frac{2Y_-^2}{\Omega_y} - \frac{w_0^2}{2} \left(\frac{k}{B} \rho_{xd} + \frac{R_c^+}{w_0} \right)^2 \right. \\
 & \quad \left. - \frac{w_0^2}{2} \left(\frac{k}{B} \rho_{yd} + \frac{R_s^+}{w_0} \right)^2 \right] + \exp \left[-\frac{2X_-^2}{\Omega_x} - \frac{2Y_+^2}{\Omega_y} \right. \\
 & \quad \left. - \frac{w_0^2}{2} \left(\frac{k}{B} \rho_{xd} + \frac{R_c^+}{w_0} \right)^2 - \frac{w_0^2}{2} \left(\frac{k}{B} \rho_{yd} + \frac{R_s^+}{w_0} \right)^2 \right] \\
 & \quad + \exp \left[-\frac{2X_-^2}{\Omega_x} - \frac{2Y_-^2}{\Omega_y} - \frac{w_0^2}{2} \left(\frac{k}{B} \rho_{xd} + \frac{R_c^+}{w_0} \right)^2 \right. \\
 & \quad \left. - \frac{w_0^2}{2} \left(\frac{k}{B} \rho_{yd} + \frac{R_s^+}{w_0} \right)^2 \right] \left. \right\}. \quad (14)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 \Omega_x &= 1 + \frac{4w_0^2}{\delta_x^2} + \frac{16z_R^2 A^2}{B^2}, \\
 \Omega_y &= 1 + \frac{4w_0^2}{\delta_y^2} + \frac{16z_R^2 A^2}{B^2}, \quad (15)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 X_\pm &= \frac{2z_R}{B} \frac{\rho_{xs}}{w_0} - \frac{4iz_R^2 A}{B^2} \frac{\rho_{xd}}{w_0} + \frac{R_c^-}{2} \\
 & \quad - \frac{2iz_R R_c^+ A}{B} \pm \frac{\beta_x w_0}{\delta_x}, \quad (16)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Y_\pm &= \frac{2z_R}{B} \frac{\rho_{ys}}{w_0} - \frac{4iz_R^2 A}{B^2} \frac{\rho_{yd}}{w_0} + \frac{R_s^-}{2} \\
 & \quad - \frac{2iz_R R_s^+ A}{B} \pm \frac{\beta_y w_0}{\delta_y}. \quad (17)
 \end{aligned}$$

而 $z_R = kw_0^2/2$ 是瑞利距离, 且在完成上述积分时使用了积分公式^[42]

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx \exp(-\beta x^2 + 2xy) = \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} \exp \left(\frac{y^2}{\beta} \right). \quad (18)$$

由此可得到接收平面上的强度表达式为

$$I(\boldsymbol{\rho}) = W(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}) = I_0 \sum_{p,q} \exp[in(\alpha_p - \alpha_q)] I_{p,q}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}). \quad (19)$$

这时

$$I_{p,q}(\boldsymbol{\rho}) = W_{p,q}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}) = \frac{16\pi^2 w_0^4}{\sqrt{\Omega_x \Omega_y}} \exp\left(-\frac{R_c^{+2} + R_s^{+2}}{2}\right) \times \left\{ \begin{aligned} &\exp[-(X_s + U_+)^2 - (Y_s + V_+)^2] \\ &+ \exp[-(X_s + U_+)^2 - (Y_s + V_-)^2] \\ &+ \exp[-(X_s + U_-)^2 - (Y_s + V_+)^2] \\ &+ \exp[-(X_s + U_-)^2 - (Y_s + V_-)^2] \end{aligned} \right\}, \quad (20)$$

$$X_s = \frac{2z_R}{B} \sqrt{\frac{2}{\Omega_x}} \frac{\rho_x}{w_0}, \quad U_{\pm} = \sqrt{\frac{2}{\Omega_x}} \left(\frac{R_c^-}{2} - \frac{2iz_R R_c^+ A}{B} \pm \frac{\beta_x w_0}{\delta_x} \right), \quad (21)$$

$$Y_s = \frac{2z_R}{B} \sqrt{\frac{2}{\Omega_y}} \frac{\rho_y}{w_0}, \quad V_{\pm} = \sqrt{\frac{2}{\Omega_y}} \left(\frac{R_s^-}{2} - \frac{2iz_R R_s^+ A}{B} \pm \frac{\beta_y w_0}{\delta_y} \right), \quad (22)$$

其中 X_s 和 Y_s 是与 B 相关的标度坐标。

对于自由空间传播, 输入光束源平面位于 $z = 0$ 处而接收平面置于 z 处时, 则 $A = D = 1$ 而 $B = z$. 据此我们可讨论 cGBGB 在自由空间传播的传输性质。

4 cGBGB 经过自由空间的传输特性

本节我们利用推导得到的传输公式研究 cGBGB 经过自由空间的传输特性. 采用上述标度坐标, 并设 $\delta_x = \delta_y \equiv \delta_0$, $\beta_x = \beta_y \equiv \beta$, 由 (19)–(22) 式知光强分布实际上主要由表征相干长度的参数 δ 、反映关联部分空间结构性质的参数 β 及以 Rayleigh 距离为单位的标度传输距离 z/z_R 等所决定. 为此采用数值方法我们讨论了光强度分布, 计算中按照文献 [35] 的讨论, 在 $n \leq 6$ 条件下取 $M = 60$ 时方程 (7) 具有相当高的精度逼近贝塞尔-高斯光束 (4) 式, 在以下计算中取 $M = 60$.

按照上述 (19)–(22) 式, 我们计算了源平面上给定光束在自由空间传输中强度花样的演变过程, 模拟结果如图 1 所示. 在源平面 ($z = 0$) 上非零整数 n 的贝塞尔-高斯光束对应具有典型暗空心强度分布结构 (图 1 (a)). 计算表明当 δ_0 适当小 (约略小于 4) 而 β 适当大 (约略大于 2) 时, 在传输过程中,

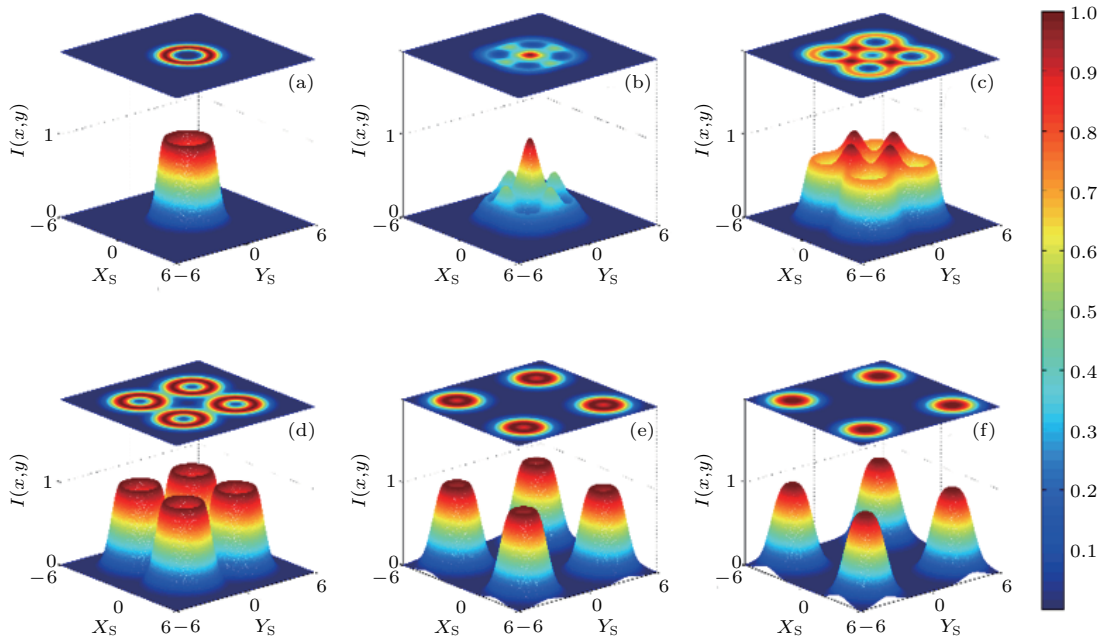


图 1 (网刊彩色) 余弦-高斯关联结构函数部分相干贝塞尔-高斯光束在不同传输距离处的强度分布及花样, 这里 $n = 3$, $R = 1$, $\beta = 6$, $\delta_0 = w_0$, 从 (a)–(f) 依次对应 $z/z_R = 0, 0.5, 1, 4/3, 4, 20$

Fig. 1. (color online) Variation of intensity pattern configurations of cGBGBs propagating in free space with different scaled propagation distances z/z_R : (a) $z/z_R = 0$; (b) $z/z_R = 0.5$; (c) $z/z_R = 1$; (d) $z/z_R = 4/3$; (e) $z/z_R = 4$; (f) $z/z_R = 20$. The other parameters are $n = 3$, $R = 1$, $\beta = 6$, $\delta_0 = w_0$.

首先贝塞尔-高斯光束对应的暗空心逐渐被填充成为最亮中心; 然后是在周边出现四个暗空心分布花样, 不过围绕这些暗空心的亮边缘强度并不均匀(图 1(b)和图 1(c)); 进一步的传输演化使得四个暗空心光束的亮边缘逐渐成为均匀强度分布且彼此分离(图 1(d)), 在继续的传输过程中这四个暗中心逐渐被填充而形成四个平顶分布(图 1(e)), 最后演变成四个似高斯强度分布的光束(图 1(f)), 且不再变化(但光斑大小会变化). 因此对于某些初始暗空心光束, 我们把这种从单一暗空心光束转变为四个暗空心光束的过程形象地称为“暗空心光束的复制”. 另外我们也看到这类光束在演变过程中其强度花样结构总是在不断变化更新, 花样结构的

持续变化反映了光能量在传输过程中的连续重新分布. 此外, 应当指出, 因为使用了(21)和(22)式定义的与传输距离有关的标度坐标, 图中不同传输距离处的光斑尺度是不同的.

计算也表明, δ_0 和 β 适当大时, 经过足够长的传输距离的远场只是演变成四个弱暗空心(中央暗部分有足够亮度但相对亮围环仍明显弱些)或平顶光束而不会成为四个似高斯光束, 即仍能实现光束的自分裂(self-splitting)(图 2). 而当 β 足够小或 δ_0 相当大时则没有自分裂现象出现(图 3(a)和(c)), 因此光束的自分裂现象纯粹是合适的非均匀部分相干的结果, 而恰当选择 δ_0 与 β 参数对能否实现光束自分裂及空心光束的复制具有关键效用.

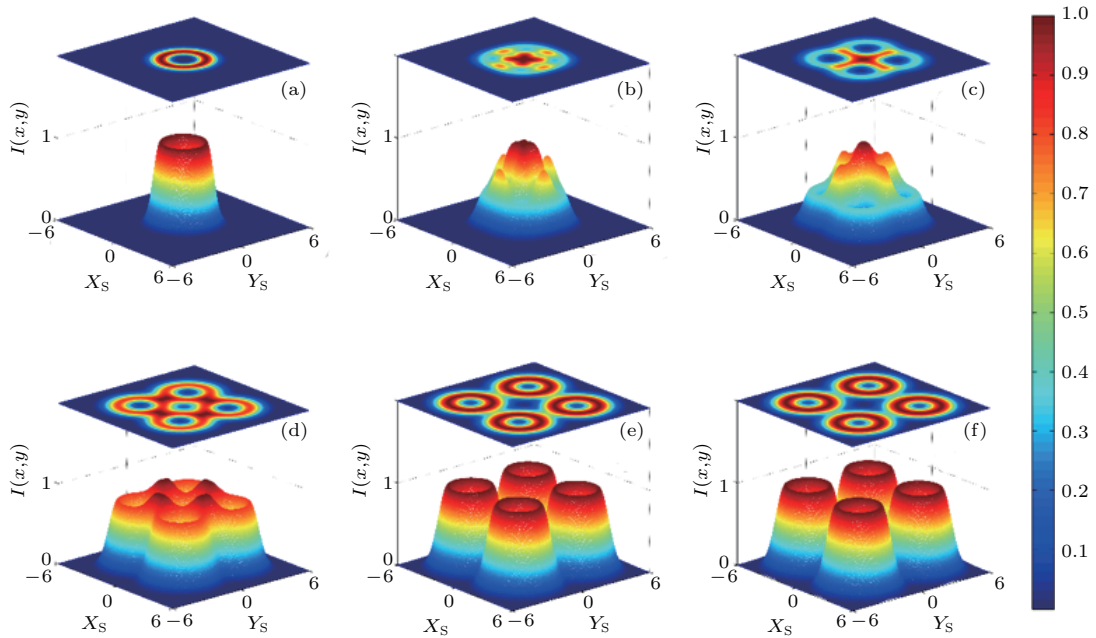


图 2 (网刊彩色) 余弦-高斯关联结构函数部分相干贝塞尔-高斯光束在不同传输距离处的强度分布及花样 ($n = 3, R = 1, \beta = 6, \delta_0 = 2.5w_0$) (a)–(f) 依次对应的 $z/z_R = 0, 1, 2, 4, 10, 100$

Fig. 2. (color online) Variation of intensity pattern configurations of cGBGBs propagating in free space with different scaled propagation distances z/z_R : (a) $z/z_R = 0$; (b) $z/z_R = 1$; (c) $z/z_R = 2$; (d) $z/z_R = 4$; (e) $z/z_R = 10$; (f) $z/z_R = 100$. The other parameters are $n = 3, R = 1, \beta = 6, \delta_0 = 2.5w_0$.

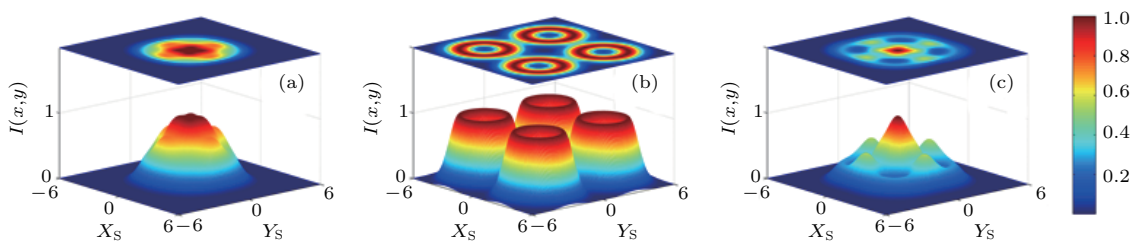


图 3 (网刊彩色) 不同 δ_0 和 β 条件下余弦-高斯关联结构函数部分相干贝塞尔-高斯光束在 $z = 100z_R$ 处的强度分布及花样 ($n = 3, R = 1$) (a) $\beta = 2, \delta = 3w_0$; (b) $\beta = 7, \delta = 3w_0$; (c) $\beta = 7, \delta = 6w_0$

Fig. 3. (color online) Average intensity distributions of cGBGBs in free space at $z = 100z_R$ for different β and δ : (a) $\beta = 2, \delta = 3w_0$; (b) $\beta = 7, \delta = 3w_0$; (c) $\beta = 7, \delta = 6w_0$. The other parameters are $n = 3, R = 1$.

而且, 当选择的 δ_0 和 β 能使某特定 n 值的光束能形成自分裂或空心光束复制时, 则对任意 n 值的光束都能实现空心光束的复制, 只是在演变的过程中新结构出现的快慢不同, 如图 4 所示. 这里在 $z = 3z_R$ 处 $n = 2$ 时四个空心光束的中央已明显地被填充, 而 $n = 6$ 时四个理想的空心束还未完全形成.

在源平面上, R 值主要控制了亮环的大小, 对于一定的其他参数, R 愈大而亮环愈小. 图 5 给出了在 $z = 60z_R$ 处的几个不同 R 值下的强度花样, 为了简单这里取 $\beta_y = 0$, 并且也给出了它们对应的一维分布. 显然对于一定的 n 值, 亮环大时花样结构演变得更快: 图 5 (a) 中 $R = 1$ 时源平面上亮环最

大, 其在 $z = 60z_R$ 处中央也填充得最多; 反之 $R = 3$ 时源平面上亮环最小 (图 5 (c)), 其在 $z = 60z_R$ 处几乎仍是理想的暗中心 (强度为零), 这些从一维分布能看得更清楚.

最后, 我们认为这种暗空心光束的复制是源平面上光束的相干性导致的, 而不是涡旋光束不稳定性导致的涡分裂, 这从不同拓扑荷 n 的光束都分裂成四 (或两) 个暗空心就说明了这点. 正如文献 [14, 15] 的结果指出的, 直角对称余弦-高斯关联结构函数高斯光束在传输过程中会产生分束现象, 本文的结果证明具有复杂空间结构的光束也可通过调控源平面上的关联结构函数实现光束分裂, 从而获得多个空心光束.

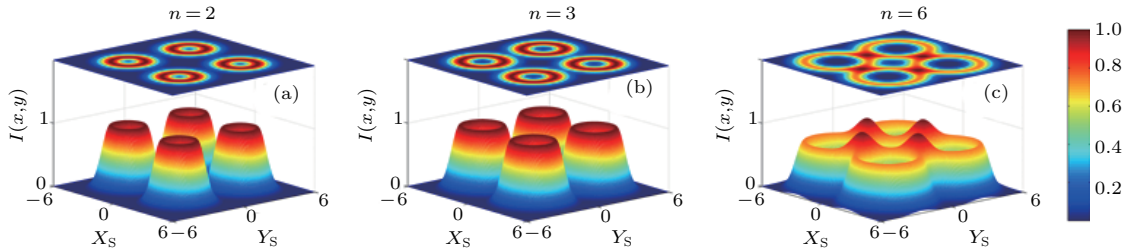


图 4 (网刊彩色) 不同拓扑荷指数 n 条件下余弦-高斯关联结构函数部分相干贝塞尔-高斯光束在 $z = 3z_R$ 处的强度分布及花样 ($\beta = 8, \delta_0 = 1.75w_0, R = 1$) (a) $n = 2$; (b) $n = 3$; (c) $n = 6$

Fig. 4. (color online) Average intensity distributions of cGBGBs in free space at $z = 3z_R$ for different topological charge n : (a) $n = 2$; (b) $n = 3$; (c) $n = 6$. The other parameters are $\beta = 8, \delta_0 = 1.75w_0, R = 1$.

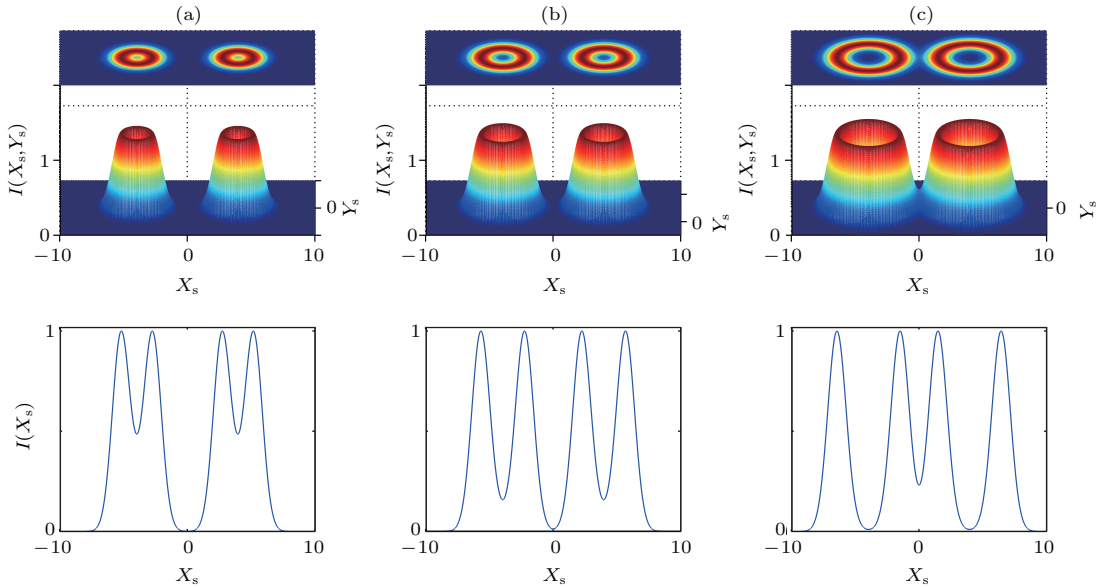


图 5 (网刊彩色) 不同 R 条件下余弦-高斯关联结构函数部分相干贝塞尔-高斯光束在 $z = 60z_R$ 处的强度分布与花样 (上图) 及一维分布 (下图) ($n = 4, \beta_x = 7, \beta_y = 0, \delta_0 = 1.5w_0$) (a) $R = 1$; (b) $R = 2$; (c) $R = 3$

Fig. 5. (color online) Average intensity distributions of cGBGBs in free space at $z = 60z_R$ for different R : (a) $R = 1$; (b) $R = 2$; (c) $R = 3$. The other parameters are $n = 4, \beta_x = 7, \beta_y = 0, \delta_0 = 1.5w_0$.

5 结 论

本文研究了具有余弦-高斯关联结构函数的部分相干贝塞尔-高斯光束通过 $ABCD$ 光学系统的演变, 基于广义惠更斯-菲涅耳衍射积分的 Collins 公式, 我们求得了这类光束交叉光谱密度函数的一般表达式, 并以在自由空间中的传播为例详细地考察了这类光束的花样变化. 结果表明, 余弦-高斯关联结构的部分相干贝塞尔-高斯光束在合适的参数条件下能呈现自分裂等奇异传输特性, 不过这种自分裂不是简单地从单个到多个的分裂, 而是经历了首先中央被填充、尔后再分裂的复杂过程. 特别地, 在一定条件下这种自分裂可实现暗空心光束的复制. 并且发现这些传输特性和关联结构函数的结构密切相关, 因此调控关联结构函数分布可以调制光的相干长度以及空间结构性质, 从而实现操控光束传输行为. 总之, 这一研究揭示了余弦-高斯关联结构函数部分相干光束在源平面上具有复杂光强花样时会呈现出丰富的演变行为, 而因暗空心光束的重要应用, 所得研究结果提供了同时获得四个暗空心光束的可能方案, 有望在激光通信、微粒操控等领域具有重要应用前景. 实际上, 部分相干贝塞尔-高斯光束可以携带轨道角动量, 余弦-高斯关联结构函数的部分相干贝塞尔-高斯光束携带的轨道角动量及其在传输过程中的演变也是值得探讨的, 我们将另文专门研究.

参考文献

- [1] Mandel L, Wolf E 1995 *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) pp33-39
- [2] Wolf E, Collett E 1978 *Opt. Commun.* **25** 293
- [3] Gori F, Guattari G, Padovani C 1987 *Opt. Commun.* **64** 311
- [4] Ponomarenko S A 2001 *J. Opt. Soc. Am. A* **18** 150
- [5] Li J, Gao X M, Chen Y R 2012 *Opt. Commun.* **285** 3403
- [6] Cang J, Xiu P, Liu X 2013 *Opt. Laser Technol.* **54** 35
- [7] Gori F, Santarsiero M 2007 *Opt. Lett.* **32** 3531
- [8] Chen Y H, Gu J X, Wang F, Cai Y J 2015 *Phys. Rev. A* **91** 013823
- [9] Yu J Y, Chen Y H, Liu L, Liu X L, Cai Y J 2015 *Opt. Express* **23** 13467
- [10] Chen Y H, Yu J Y, Yuan Y S, Wang F, Cai Y J 2016 *Appl. Phys. B* **122** 31
- [11] Yu J Y, Chen Y H, Cai Y J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 214202 (in Chinese) [余佳益, 陈亚红, 蔡阳健 2016 物理学报 **65** 214202]
- [12] Liang C H, Wang F, Liu X L, Cai Y J, Korotkova O 2014 *Opt. Lett.* **39** 769
- [13] Mei Z R 2014 *Opt. Express* **22** 13029
- [14] Mei Z R, Korotkova O 2013 *Opt. Lett.* **38** 91
- [15] Wang F, Liu X, Yuan Y, Cai Y J 2013 *Opt. Lett.* **38** 1814
- [16] Chen Y H, Cai Y J 2014 *Opt. Lett.* **39** 2549
- [17] Chen Y H, Wang F, Zhao C L, Cai Y J 2014 *Opt. Express* **22** 5826
- [18] Chen Y H, Liu L, Wang F, Zhao C L, Cai Y J 2014 *Opt. Express* **22** 13975
- [19] Guo L N, Chen Y H, Liu L, Cai Y J 2015 *Opt. Commun.* **352** 127
- [20] Xu H F, Zhang Z, Qu J, Huang W 2016 *J. Mod. Opt.* **63** 1429
- [21] Qiu Y L, Chen Z X, He Y J 2017 *Opt. Commun.* **389** 303
- [22] Mei Z R, Korotkova O 2013 *Opt. Lett.* **38** 2578
- [23] Mei Z R, Schchepakina E, Korotkova O 2013 *Opt. Express* **21** 17512
- [24] Pan L, Ding C, Wang H 2014 *Opt. Express* **22** 11670
- [25] Xu H F, Zhang Z, Qu J, Huang W 2014 *Opt. Express* **22** 22479
- [26] Ding C L, Liao L M, Wang H X, Zhang Y T, Pan L Z 2015 *J. Opt.* **17** 035615
- [27] Zhu S J, Chen Y H, Wang J, Wang H Y, Li Z H, Cai Y J 2015 *Opt. Express* **23** 33099
- [28] Song Z Z, Liu Z J, Zhou K Y, Sun Q G, Liu S T 2017 *Chin. Phys. B* **26** 024201
- [29] Ma L Y, Ponomarenko S M 2015 *Opt. Express* **23** 1848
- [30] Chen Y H, Ponomarenko S A, Cai Y J 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 061107
- [31] Mao Y M, Mei Z R 2016 *Opt. Commun.* **381** 222
- [32] Liu X L, Yu J Y, Cai Y J, Ponomarenko S A 2016 *Opt. Lett.* **41** 4182
- [33] Song Z Z, Liu Z J, Zhou K Y, Sun Q G, Liu S T 2016 *J. Opt.* **18** 105601
- [34] Zhu K C, Zhou G Q, Li X Y, Zheng X J, Tang H Q 2008 *Opt. Express* **16** 21315
- [35] Zhu K C, Li X Y, Zheng X J, Tang H Q 2010 *Appl. Phys. B* **98** 567
- [36] Zhu K C, Li S X, Tang Y, Yu Y, Tang H Q 2012 *J. Opt. Soc. Am. A* **29** 251
- [37] Deng D, Li Y, Han Y H, Su X Y, Ye J F, Gao J M, Sun Q Q, Qu S L 2016 *Opt. Express* **24** 19695
- [38] Liu H L, Lu Y F, Xia J, Chen D, He W, Pu X Y 2016 *Opt. Express* **24** 28270
- [39] Zhou Q, Lu J F, Yin J P 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 053701 (in Chinese) [周琦, 陆俊发, 印建平 2015 物理学报 **64** 053701]
- [40] Zhu K C, Tang H Q, Zheng X J, Tang Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 104210 (in Chinese) [朱开成, 唐慧琴, 郑小娟, 唐英 2014 物理学报 **63** 104210]
- [41] Tang H Q, Zhu K C 2013 *Opt. Lasers Technol.* **54** 68
- [42] Gradshteyn I S, Ryzhik I M 1980 *Table of Integral, Series, and Products* (New York: Academic Press) p307

Propagation properties of nonuniform cosine-Gaussian correlated Bessel-Gaussian beam through paraxial $ABCD$ system and generation of dark-hollow beam array*

Zhu Jie^{1)†} Tang Hui-Qin²⁾ Li Xiao-Li¹⁾ Liu Xiao-Qin¹⁾

1) (School of Science, Guizhou Institute of Technology, Guiyang 550003, China)

2) (School of Physical Science and Technology, Central South University, Changsha 410083, China)

(Received 1 March 2017; revised manuscript received 6 June 2017)

Abstract

Partially coherent beams with nonconventional correlation functions have been extensively studied due to their wide and important applications in free-space optical communication, particle trapping, image transmission and optical encryption. Here, we study the propagation of nonuniform cosine-Gaussian correlated Bessel-Gaussian beam (cGBCB) in detail. Analytical expressions for the cross-spectral density function of cGBCBs through paraxial $ABCD$ system are derived based on the extended Huygens-Fresnel integral. By use of the derived formulae, the intensity distribution properties of a nonuniform cGBCB on propagation in free space are analytically investigated. Some numerical calculation results are presented and discussed graphically. It is found that when the root-mean-square correlation width δ and the parameter controlling the degree of coherence profiles β are appropriately chosen, the intensity distribution of the nonuniform cGBCB displays self-splitting properties during propagation. We point out that rather than a simple duplication, the self-splitting behaviour consists of a complex process in which the dark hollow pattern for cGBCB is gradually filled in the centre at first, then starts to split with increasing the propagation distance, and most impressively, an evolution process from a single dark hollow beam in the source plane to quadruple dark hollow profiles in certain propagation ranges can be realized. The influence of correlation function on the evolution properties of the intensity distribution is investigated, demonstrating that the values of parameters δ and β of the correlation function play a critical role in inducing the self-splitting effect for nonuniform cGBCB on propagation in free space. Therefore, it is clearly shown that modulating the correlation function of a partially coherent beam can alter the coherence length and the degree of nonuniformity, and thus provides an effective way of manipulating its propagation properties. We also find the evolution speed of the intensity distribution can be greatly affected by the topological charge n of the beam function and the parameter R controlling the hollow size of cGBCB in source plane, e. g. the intensity distribution evolves into quadruple dark hollow profiles more slowly with larger n or smaller R . As is well known, the dark-hollow intensity configurations are useful in many applications and have been extensively studied both theoretically and experimentally. Therefore, the results drawn in the paper develop an alternative way to realize dark-hollow beam array, and further pave the way for dark hollow beam applications in long-distance free-space optical communications.

Keywords: partially coherent beam, nonconventional correlation function, self-splitting, dark-hollow beam array

PACS: 42.25.Kb, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.66.164202

* Project supported by the High Level Introduction of Talent Research Start-up Fund of Guizhou Institute of Technology, China.

† Corresponding author. E-mail: jiezh_16@163.com