

空间关联结构调控非傍轴部分相干光束的远场传输特性

郭利娜^{1,2}, 陈泳竹¹, 蔡阳健²

¹广东技术师范学院光电工程学院, 广东 广州 510665;

²苏州大学物理与光电·能源学部苏州纳米科技协同创新中心, 江苏 苏州 215006

摘要 基于部分相干光束的角谱表述和稳相法,研究了非传统空间关联结构对非傍轴部分相干光束的远场光强和发散角特性的影响,推导了非傍轴贝塞尔-高斯谢尔模(BGSM)光束经圆形光阑衍射后在远场的光强和发散角的解析表达式,利用该表达式数值计算了非傍轴 BGSM 光束的远场光强和发散角特性。结果表明,非傍轴 BGSM 光束与非傍轴高斯-谢尔模光束的远场光强及发散角特性不同,并且与光束在光源平面的空间关联结构、束腰半径、相干长度以及光阑半径密切相关。因此,调控光束的空间关联结构可以调控非傍轴部分相干光束的远场传输特性。

关键词 衍射; 部分相干光束; 空间关联结构; 非傍轴; 远场特性

中图分类号 O436.1 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.1105002

Modulation of Far-Field Propagation Properties of Nonparaxial Partially Coherent Beams with Spatial Correlation Structure

Guo Lina^{1,2}, Chen Yongzhu¹, Cai Yangjian²

¹ School of Optoelectronic Engineering, Guangdong Polytechnic Normal University, Guangzhou, Guangdong 510665, China;

² Collaborative Innovation Center of Suzhou Nano Science and Technology, College of Physics, Optoelectronics and Energy of Soochow University, Suzhou, Jiangsu 215006, China

Abstract Based on the angular spectrum representation of partially coherent beams and the method of stationary phase, the far-field light intensity and divergence angle properties of nonparaxial partially coherent beams with nonconventional spatial correlation structure are studied. Analytical expressions of the far-field light intensity and divergence angle of nonparaxial Bessel-Gaussian Schell-model (BGSM) beam diffracted by a circular aperture are derived. The properties of the far-field light intensity and divergence angle of the BGSM beam are illustrated numerically by the expressions. The results show that the far-field light intensity and divergence angle properties of the nonparaxial BGSM beam are obviously different from that of nonparaxial Gaussian Schell-model beam, and are closely related to the spatial correlation structure, beam waist width, coherence length and aperture radius in light source plane of the beams. Modulating the spatial correlation structure of the beam provides a novel way to modulate the propagation properties of nonparaxial partially coherent beam in the far-field.

Key words diffraction; partially coherent beams; spatial correlation structure; nonparaxial; far-field property

OCIS codes 050.1220; 050.1960; 030.1640

1 引 言

部分相干光束的远场特性在微粒俘获、材料加工、显微成像和激光通信等领域具有广泛的应用,是物理光学领域的重要研究课题。Wolf^[1]在理论上提出了利用光束的空间相干性实现对光束远场光强分布的调

收稿日期: 2017-03-16; **收到修改稿日期:** 2017-07-10

基金项目: 国家杰出青年科学基金(11525418)、国家自然科学基金(11774251,11404067,61475038)

作者简介: 郭利娜(1981—),女,博士,副教授,主要从事光束调控和非傍轴光束传输特性方面的研究。

E-mail: guoln523@qq.com

控。Wang 等^[2]在实验中产生了空间相干长度可调控的部分相干光束[传统高斯-谢尔模(GSM)光束],并通过控制光束的初始相干长度,在远场(或透镜焦平面上)得到特定的光强分布,例如空心分布、平顶分布和高斯分布等。调控部分相干光束的初始相干长度,也可以在远场得到不同的俘获力,以俘获不同折射率的微粒^[3-4]。此外,部分相干光束的远场特性也与光束的偏振特性、振幅分布和相位分布等密切相关^[5-15]。近年来的研究表明,通过一定的手段可以调控部分相干光束的空间关联结构,使其具有特殊的空间关联函数,这类具有非传统空间关联结构的部分相干光束展现出了许多独特的远场特性,例如,具有非均匀关联函数的部分相干光束在远场表现出自聚焦特性^[11];具有厄米-高斯关联函数的部分相干光束在远场表现出自分裂特性^[12];具有多高斯关联函数的部分相干光束在远场表现出平顶光强分布^[13];具有贝塞尔-高斯关联函数和拉盖尔-高斯关联函数的部分相干光束在远场可以产生空心光强分布;具有厄米-高斯关联函数和特定周期性空间关联函数的部分相干径向偏振光束在远场可以产生如其描述的偏振态分布和阵列光斑分布等^[14-15]。具有特殊关联函数的部分相干光束的远场特性在非线性光学、原子光学和光通信等领域具有潜在的应用价值。

Mei 等^[13]提出了具有贝塞尔-高斯关联函数的部分相干光束[又称贝塞尔-高斯谢尔模(BGSM)光束];Reddy 等^[16]在实验中产生了 BGSM 光束。尽管在光源平面上 BGSM 光束与 GSM 光束具有相同的光强分布,但 BGSM 光束在远场表现出空心光强分布,而 GSM 光束则不具备这一特性。BGSM 光束在湍流大气中的传输表明,其在进一步减小大气湍流带来负面影响方面优于 GSM 光束,这使得这类光束在自由光通信领域具有潜在的应用价值^[17-19]。

部分相干激光光源的出现以及强聚焦光学系统的发展,使得部分相干激光束具有波长量级的光斑尺寸或较大的远场发散角,此时描述这类光束的傍轴近似理论已经不再成立,必须把这类部分相干光束看作非傍轴部分相干光束,因此对非傍轴部分相干光束的研究具有重要的意义^[20-21]。本文将 BGSM 光束从傍轴领域扩展到非傍轴领域,采用非傍轴部分相干光束的角谱表述法来描述 BGSM 光束的远场衍射特性,利用所得到的解析表达式进行数值计算,进而研究非傍轴 BGSM 光束的远场光强分布和远场发散角特性。

2 基本原理

部分相干光束的静态特性可以由其在空域中的交叉谱密度函数表征^[1]。在光源平面上,BGSM 光束的交叉谱密度可以表示为^[13,17]

$$W(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{r}_{20}, 0) = \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_{10}^2 + \mathbf{r}_{20}^2}{4\sigma_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_{10} - \mathbf{r}_{20})^2}{2\delta_0^2}\right] J_0\left(\beta \frac{|\mathbf{r}_{10} - \mathbf{r}_{20}|}{\delta_0}\right), \quad (1)$$

式中 \mathbf{r}_{10} 和 \mathbf{r}_{20} 为光源平面上任意两点的二维位置矢量, σ_0 为高斯光束的束腰半径, δ_0 为空间相干宽度, $J_0(\cdot)$ 为第一类零阶贝塞尔函数, β 为表征空间关联结构的实数。当 $\beta=0$ 时, BGSM 光束退化为传统的高斯光束。图 1 给出了具有不同 β 值的 BGSM 光束在光源平面上的光谱相干度曲线。由图 1 可以看出, BGSM 光束与 GSM($\beta=0$) 光束的光谱相干度的空间分布完全不同。GSM 光束的光谱相干度呈高斯函数分布, 而 BGSM 光束的光谱相干度分布受到了 β 值的调制, 随着 β 值的增大, 光谱主瓣开始变窄, 主瓣的两侧出现了若干旁瓣, 且 β 值越大, 旁瓣越多。

在实际光学实验中, 圆形光阑常被用来调控部分相干光束的光斑尺寸。假设半径为 a 的圆形光阑放置在 BGSM 光束的光源平面上, 被光阑截断的 BGSM 光束的交叉谱密度可以表示为

$$W(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{r}_{20}, 0) = \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_{10}^2 + \mathbf{r}_{20}^2}{4\sigma_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_{10} - \mathbf{r}_{20})^2}{2\delta_0^2}\right] J_0\left(\beta \frac{|\mathbf{r}_{10} - \mathbf{r}_{20}|}{\delta_0}\right) H(\mathbf{r}_{10}) H^*(\mathbf{r}_{20}), \quad (2)$$

式中 $*$ 代表共轭; $H(\mathbf{r})$ 为圆形光阑的透过率函数, 可以表示为有限个复高斯函数之和的形式, 即

$$H(\mathbf{r}) = \sum_{m=1}^M A_m \exp\left(-\frac{B_m \mathbf{r}^2}{a^2}\right), \quad (3)$$

式中 A_m 和 B_m 分别为展开因子和高斯因子, 它们可以直接通过数值优化得到, 取值见文献^[22]。这种展开方法可靠、有效, 并且模拟精度随着 M 的增加而提高。对于圆形或方形硬边光阑, $M=10$ 即可有效地表述

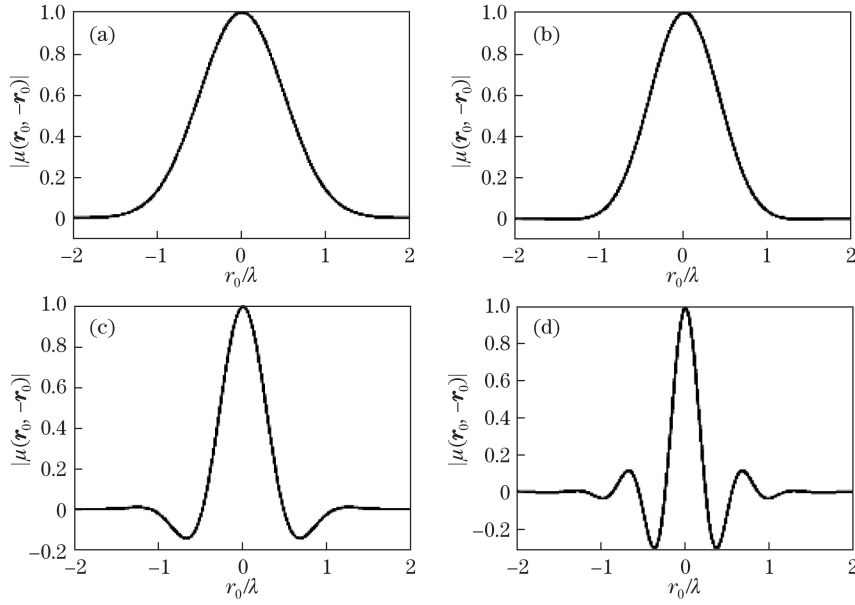


图 1 $\sigma_0 = 2\lambda, \delta_0 = \lambda$ 时 BGSM 光束在光源平面的光谱相干度 $|\mu(\mathbf{r}_0, -\mathbf{r}_0)|$ 随 β 的变化。(a) $\beta=0$; (b) $\beta=1$; (c) $\beta=2.5$; (d) $\beta=5$
 Fig. 1 Variation in spectral coherence degree $|\mu(\mathbf{r}_0, -\mathbf{r}_0)|$ of BGSM beam in light source plane with β when $\sigma_0 = 2\lambda$ and $\delta_0 = \lambda$. (a) $\beta=0$; (b) $\beta=1$; (c) $\beta=2.5$; (d) $\beta=5$

衍射光的传输。

根据文献[23-24],部分相干光束的互相关函数可表示为

$$W(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(\mathbf{r}_{10}, \mathbf{r}_{20}, 0) \exp[-2\pi i(\mathbf{r}_{10} \cdot \mathbf{p}_1 - \mathbf{r}_{20} \cdot \mathbf{p}_2)] d^2 \mathbf{r}_{10} d^2 \mathbf{r}_{20}, \quad (4)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, $\mathbf{p}_1 = (p_1, q_1)$ 和 $\mathbf{p}_2 = (p_2, q_2)$ 为空频域坐标。将(2)、(3)式代入(4)式,经过积分变换,可以得到 BGSM 光束的互相关函数为

$$A_0(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \frac{A_m A_n^*}{16\pi^2 C_{mn} D_{mn}} \exp\left[-\frac{\pi^2 (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2}{C_{mn}}\right] \exp\left[-\frac{F_{mn}}{4D_{mn}} - \frac{\beta^2}{4D_{mn}\delta_0^2}\right] I_0\left(\frac{F_{mn}\beta}{2D_{mn}\delta_0}\right), \quad (5)$$

式中 $I_0(\cdot)$ 为第一类零阶修正的贝塞尔函数,

$$C_{mn} = \frac{1}{2\sigma_0^2} + \frac{B_m}{a^2} + \frac{B_n^*}{a^2}, D_{mn} = \frac{C_{mn}}{4} + \frac{1}{2\delta_0^2} - \frac{1}{4C_{mn}} \left(\frac{B_n^*}{a^2} - \frac{B_m}{a^2}\right)^2, F_{mn} = \pi \left| \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \frac{(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)}{C_{mn}} \left(\frac{B_n^*}{a^2} - \frac{B_m}{a^2}\right) \right|.$$

在(5)式中,令 $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}$,得到截断的 BGSM 光束能量谱的表达式为

$$|A_0(\mathbf{p})|^2 = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \frac{A_m A_n^*}{16\pi^2 C_{mn} D_{mn}} \exp\left(-\frac{4\pi^2 |\mathbf{p}|^2}{D_{mn}} - \frac{\beta^2}{4D_{mn}\delta_0^2}\right) I_0\left(\frac{2\pi |\mathbf{p}| \beta}{D_{mn}\delta_0}\right). \quad (6)$$

图 2 给出了 a 和 β 对 BGSM 光束能量谱的影响。由图 2 可以看出,随着 a 或 β 的增大, BGSM 光束的能量谱分布从高斯分布逐渐演化为半空心分布或空心分布。因此,通过调控 a 或 β 可以调控 BGSM 光束的光强和发散角等远场特性。

在远场条件下,采用稳相法可以得出部分相干光束在远场的交叉谱密度矩阵的解析表达式^[23-24],即

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{(2\pi k)^2 z_1 z_2}{r_1^2 r_2^2} A\left(\frac{\rho_1}{\lambda r_1}, \frac{\rho_2}{\lambda r_2}\right) \exp[ik(r_2 - r_1)], \quad (7)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, $\mathbf{r}_i = (\rho_i, z)$ ($i=1, 2$) 为远场平面的空间坐标。将(5)式代入(7)式,并令 $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$, 则可以得到非傍轴 BGSM 光束在远场的光强表达式为

$$I_{np}(\mathbf{r}) = W(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \frac{(2\pi k)^2 z^2 A_m A_n^*}{16\pi^2 C_{mn} D_{mn} r^4} \exp\left(-\frac{k^2 \rho^2}{r^2 D_{mn}} - \frac{\beta^2}{4D_{mn}\delta_0^2}\right) I_0\left(\frac{k |\rho| \beta}{r D_{mn}\delta_0}\right). \quad (8)$$

将(8)式中的 r 变为 z , 可以得到傍轴 BGSM 光束在远场的光强表达式为

$$I_p(\mathbf{r}) = \left(\frac{k}{2z}\right)^2 \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \frac{A_m A_n^*}{C_{mn} D_{mn}} \exp\left(-\frac{k^2 \rho^2}{z^2 D_{mn}} - \frac{\beta^2}{4D_{mn}\delta_0^2}\right) I_0\left(\frac{k |\rho| \beta}{z D_{mn}\delta_0}\right). \quad (9)$$

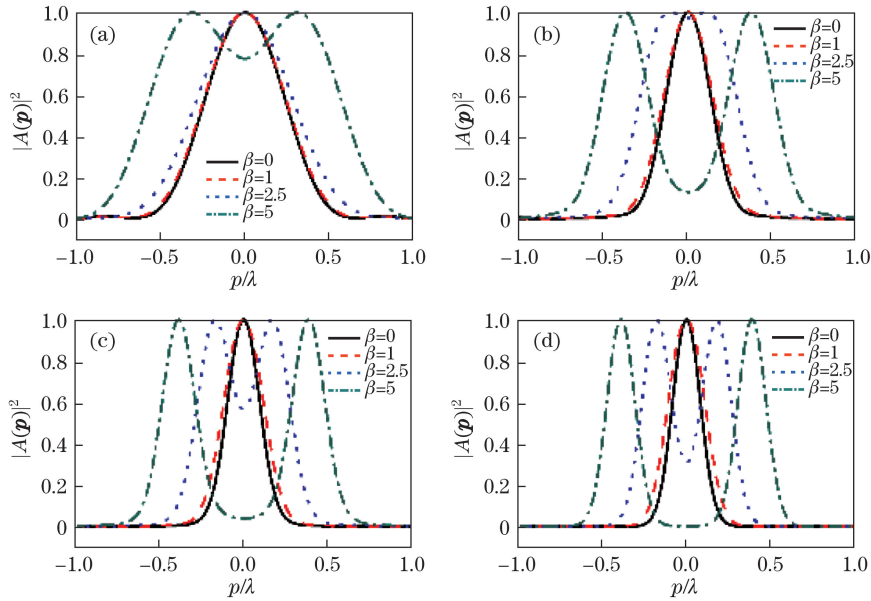


图 2 $\sigma_0 = 2\lambda$ 、 $\delta_0 = \lambda$ 时 BGSM 光束的能量谱分布随 a 的变化。(a) $a = 0.5\lambda$ ；(b) $a = \lambda$ ；(c) $a = 2\lambda$ ；(d) 无光阑

Fig. 2 Variation in energy spectrum distribution of BGSM beam with a when $\sigma_0 = 2\lambda$ and $\delta_0 = \lambda$.

(a) $a = 0.5\lambda$ ；(b) $a = \lambda$ ；(c) $a = 2\lambda$ ；(d) without aperture

远场发散角是分析光束远场特性的重要参数,非傍轴部分相干光束的远场发散角可表示为^[25-26]

$$\tan^2 \theta = \frac{2\lambda^2}{P(z)} \int_{p^2 < 1} \frac{p^2}{\gamma} |A(p)|^2 dp, \quad (10)$$

式中 $\gamma = \sqrt{1 - p^2}$, $P(z) = \int_{p^2 < 1} \gamma |A_0(p)|^2 dp$ 。

将(6)式代入(10)式,经过复杂的积分变换,可得到非傍轴 BGSM 光束的远场发散角为

$$\tan^2 \theta = \frac{1}{\lambda^2 P(z)} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_m A_n^* b^{2s} \Gamma(s+2)}{16\pi^{1/2} C_{mn} D_{mn} (s!)^2 2^{2s-1} \Gamma(s+5/2)} \exp\left(-\frac{\beta^2}{4D_{mn}\delta_0^2}\right) {}_1F_1\left(s+2, s+5/2, -\frac{k^2}{4D_{mn}}\right), \quad (11)$$

式中

$$P(z) = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \sum_{s=0}^{\infty} \frac{A_m A_n^* b^{2s}}{16\pi^{1/2} C_{mn} D_{mn} \lambda^2 (s!)^2 2^{2s+1}} \frac{\Gamma(s+1)}{\Gamma(s+5/2)} \exp\left(-\frac{\beta^2}{4D_{mn}\delta_0^2}\right) {}_1F_1\left(s+1, s+5/2, -\frac{k^2}{4D_{mn}}\right), \quad (12)$$

式中 ${}_1F_1(\cdot)$ 为超几何函数, $b = k\beta / (2D_{mn}\delta_0)$, $\Gamma(\cdot)$ 为伽玛函数, s 为整数。

3 分析与讨论

利用第 2 节推导的公式数值研究 BGSM 光束的光强和发散角的远场特性。图 3~6 分别给出了 BGSM 光束在远场参考平面 $z = 10z_R$ 上的归一化光强 I/I_{MAX} 随 a 、 σ_0 、 δ_0 和 β 的变化关系,其中 $z_R = 1/(2k\sigma_0^2)$ 为瑞利距离,实线和虚线分别表示非傍轴光强 (I_{np}) 和傍轴光强 (I_p), $I_{p,\text{max}}$ 、 $I_{\text{np,max}}$ 分别为傍轴、非傍轴光强最大值。由图 3~5 可以看出, a 、 σ_0 及 δ_0 与光束的非傍轴性密切相关,当 a 、 σ_0 或 δ_0 值较小时,例如 $a < 0.5\lambda$ 、 $\sigma_0 < 0.5\lambda$ 或 $\delta_0 < 0.8\lambda$ 时,非傍轴光强与傍轴光强差异比较显著。随着 a 、 σ_0 或 δ_0 的增大,两者的差异迅速减小,最终完全吻合。由图 3~5 还可以看出,随着 a 、 σ_0 或 δ_0 的增大,远场光强分布展现出了不同的演化规律。随着 a 的增大,远场光强逐渐由高斯光束演化为半中空光束,如图 3 所示;随着 σ_0 的增大,远场光强逐渐由高斯光束演化为中央有微小凹陷的平顶光束,如图 4 所示;随着 δ_0 的增大,远场光强逐渐由空心光束演化为高斯光束,如图 5 所示。由图 6 可以看出,当 $\beta < 4$ 时,非傍轴光强与傍轴光强的差异较小,随着 β 值

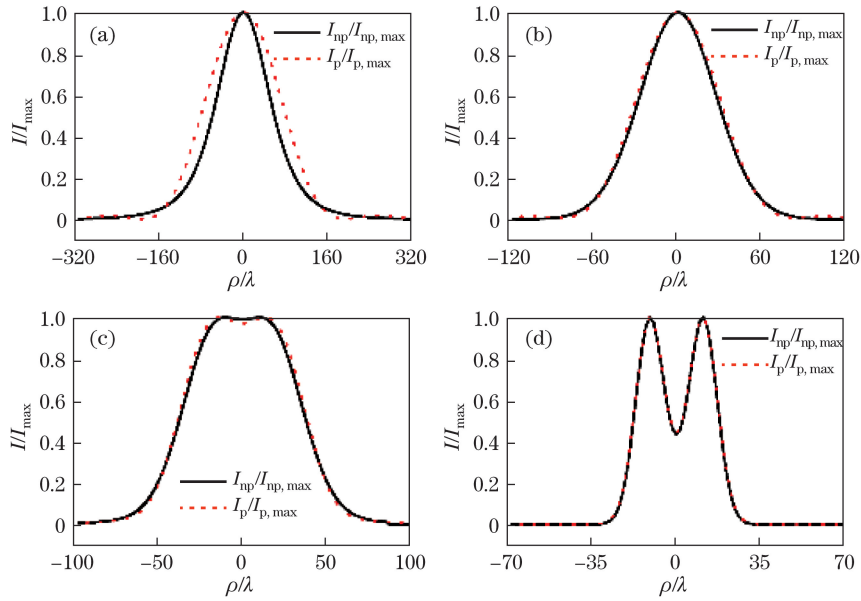


图 3 $\sigma_0=2\lambda$ 、 $\delta_0=\lambda$ 和 $\beta=2.5$ 时 BGSM 光束在 $z=10z_R$ 上的归一化光强分布随 a 的变化。

(a) $a=0.2\lambda$; (b) $a=0.5\lambda$; (c) $a=\lambda$; (d) 无光阑

Fig. 3 Variation in normalized light intensity distribution of BGSM beam in $z=10z_R$ with a when $\sigma_0=2\lambda$, $\delta_0=\lambda$ and $\beta=2.5$. (a) $a=0.2\lambda$; (b) $a=0.5\lambda$; (c) $a=\lambda$; (d) without aperture

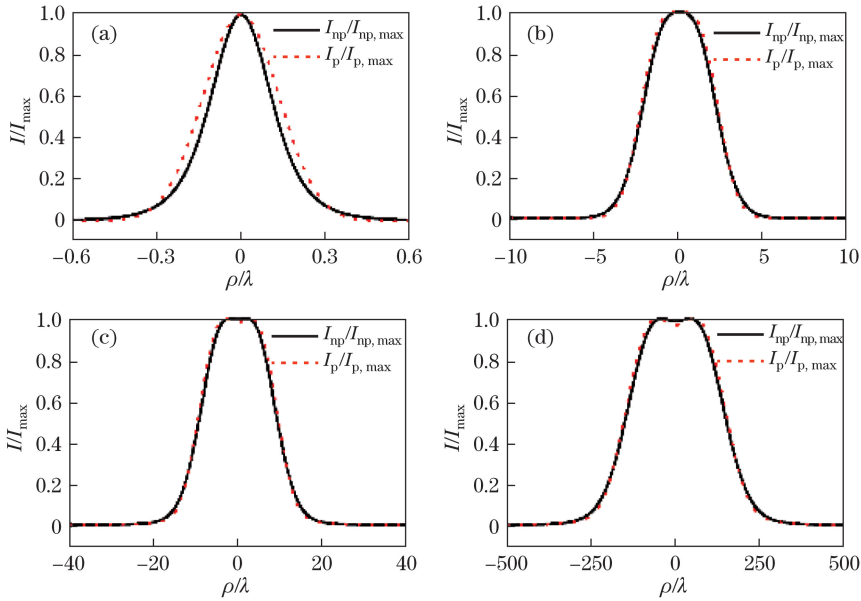


图 4 $\delta_0=\lambda$ 、 $\beta=2.5$ 和 $a=\lambda$ 时 BGSM 光束在 $z=10z_R$ 上的归一化光强分布随 σ_0 的变化。

(a) $\sigma_0=0.1\lambda$; (b) $\sigma_0=0.5\lambda$; (c) $\sigma_0=\lambda$; (d) $\sigma_0=4\lambda$

Fig. 4 Variation in normalized light intensity distribution of BGSM beam in $z=10z_R$ with σ_0 when $\delta_0=\lambda$, $\beta=2.5$ and $a=\lambda$. (a) $\sigma_0=0.1\lambda$; (b) $\sigma_0=0.5\lambda$; (c) $\sigma_0=\lambda$; (d) $\sigma_0=4\lambda$

的增大,非傍轴光强与傍轴光强的差异逐渐显著,且远场光强逐渐由高斯光束演化为空心光束,这说明 β 值对 BGSM 光束的非傍轴性和远场光强分布具有较好的调控作用。

图 7 比较研究了 BGSM 光束与传统 GSM 光束($\beta=0$)的远场发散角随 a 、 σ_0 、 δ_0 和 β 值的变化。由图 7(a)可以看出,当 a 较小时,可以将光束看作点光源,远场发散角主要由 a 决定,且与 β 值无关;随着 a 的增大,远场发散角快速减小,同时随着 β 的增大而增大。由图 7(b)可以看出,BGSM 光束的远场发散角随着 σ_0 的增大而迅速减小,很快达到最小值,然后缓慢增大,最后趋向一个饱和值。 β 值越大,该饱和值越大。由

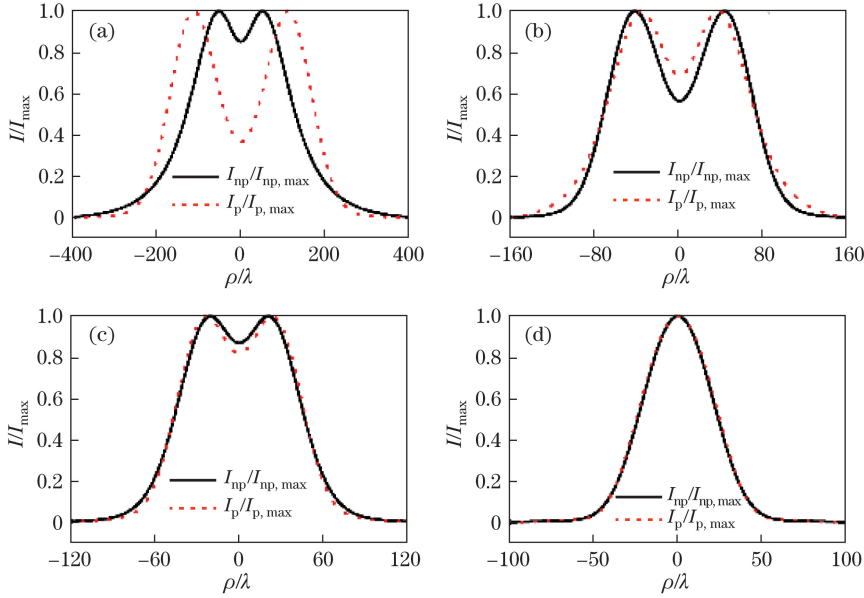


图 5 $\sigma_0 = 2\lambda$ 、 $\beta = 2.5$ 和 $a = \lambda$ 时 BGSB 光束在 $z = 10z_R$ 上的归一化光强分布随 σ_0 的变化。

(a) $\sigma_0 = 0.2\lambda$; (b) $\sigma_0 = 0.5\lambda$; (c) $\sigma_0 = 0.8\lambda$; (d) $\sigma_0 = 1.5\lambda$

Fig. 5 Variation in normalized light intensity distribution of BGSB beam in $z = 10z_R$ with

σ_0 when $\sigma_0 = 2\lambda$, $\beta = 2.5$ and $a = \lambda$. (a) $\sigma_0 = 0.2\lambda$;

(b) $\sigma_0 = 0.5\lambda$; (c) $\sigma_0 = 0.8\lambda$; (d) $\sigma_0 = 1.5\lambda$

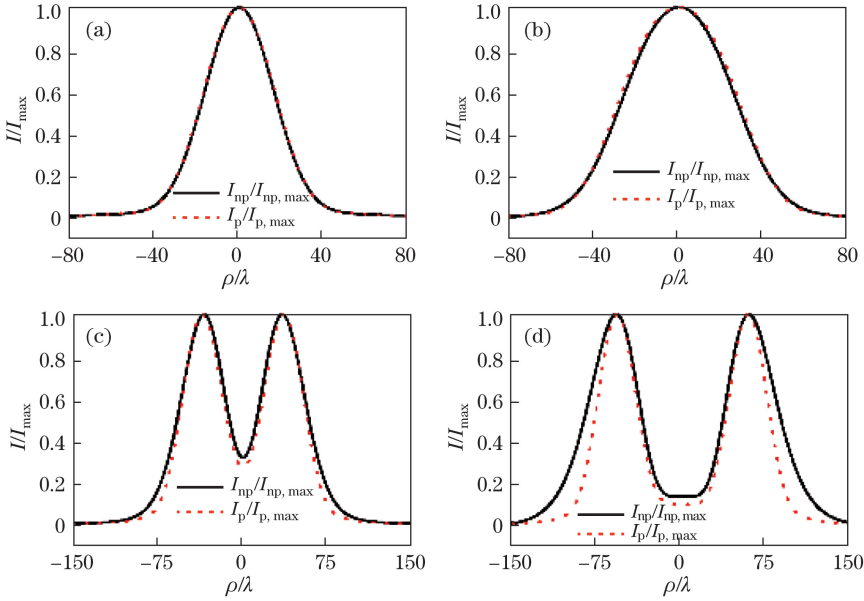


图 6 $\sigma_0 = 2\lambda$ 、 $\delta = \lambda$ 和 $a = \lambda$ 时 BGSB 光束在 $z = 10z_R$ 上的归一化光强分布随 β 的变化。

(a) $\beta = 0$; (b) $\beta = 2$; (c) $\beta = 4$; (d) $\beta = 6$

Fig. 6 Variation in normalized light intensity distribution of BGSB beam in $z = 10z_R$ with

β when $\sigma_0 = 2\lambda$, $\delta = \lambda$ and $a = \lambda$. (a) $\beta = 0$; (b) $\beta = 2$; (c) $\beta = 4$; (d) $\beta = 6$

图 7(c)可以看出,远场发散角随 δ_0 的增大非单调增大,即远场发散角先增大后减小,出现了一个极大值。这个极大值的出现可归因于 β 值的调控作用,当 β 值较小时,它的能量谱具有高斯分布,随着 β 值的增大,它的谱能量分布从高斯分布演化为空心分布(图 2),使得光束的远场发散角增大。但随着 δ_0 的增大,光束的远场发散角减小,因此在 β 值较大时会出现极值。由图 7(d)可以看出,远场发散角随 β 值的增大而增大,与图 7(c)的分析一致。因此,调控光束的空间关联函数也可以用来调控部分相干光束的远场发散角特性。

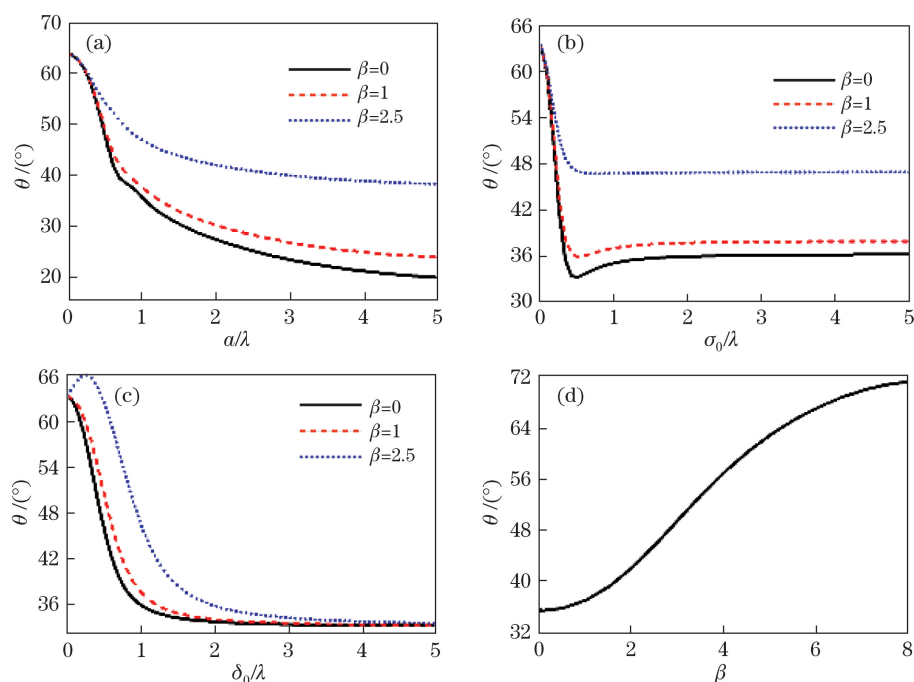


图 7 截断的 BGSM 光束的远场发散角 θ 随(a)相对光阑半径 a/λ , (b)相对束腰半径 σ_0/λ , (c)相对相干宽度 δ_0/λ 和(d) β 值的变化

Fig. 7 Variation in far-field divergence angle θ of truncated BGSM beam with (a) relative aperture radius a/λ , (b) relative beam waist radius σ_0/λ , (c) relative coherence width δ_0/λ and (d) β

4 结 论

基于部分相干光束的角谱表述和稳相法,推导了经圆形光阑衍射的非傍轴 BGSM 光束的远场光强和远场发散角的解析表达式,研究了非傍轴 BGSM 光束的远场光强分布和远场发散角特性。结果表明:BGSM 光束在远场的非傍轴性由光阑半径 a 、束腰半径 σ_0 、相干长度 δ_0 和 β 值共同决定,且远场光强分布随着 a 、 σ_0 、 δ_0 或 β 值的增大表现出不同的演化规律。 a 、 σ_0 、 δ_0 和 β 值对非傍轴 BGSM 光束的远场发散角特性也有影响,使得 BGSM 光束与 GSM 光束的远场发散角特性显著不同。因此,调控光束的空间关联结构可以调控非傍轴部分相干光束的远场特性,这在粒子囚禁和光存储等领域具有应用价值。

参 考 文 献

- [1] Wolf E. Introduction to the theory of coherence and polarization of light[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
- [2] Wang F, Liu X, Yuan Y, *et al.* Experimental generation of partially coherent beams with different complex degrees of coherence[J]. Optics Letters, 2013, 38(11): 1814-1816.
- [3] Zhao C, Cai Y, Lu X, *et al.* Radiation force of coherent and partially coherent flat-topped beams on a Rayleigh particle[J]. Optics Express, 2009, 17(3): 1753-1765.
- [4] Zhao C, Cai Y. Trapping two types of particles using a focused partially coherent elegant Laguerre-Gaussian beam[J]. Optics Letters, 2011, 36(12): 2251-2253.
- [5] Zhu Y, Zhao D. Stokes parameters and degree of polarization of nonparaxial stochastic electromagnetic beams[J]. Physics Letters A, 2009, 373(17): 1595-1598.
- [6] Ji X. The far-field directionality of partially coherent flat-topped beams propagating through atmospheric turbulence[J]. Journal of Modern Optics, 2008, 55(13): 2105-2115.
- [7] Fu Wenyu, Li Gaoqing, Liu Xiaojun. Propagation of partially coherent vortex beams in the turbulent atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(11): 2958-2962.
- 付文羽, 李高清, 刘小军. 部分相干涡旋光束在大气湍流中的远场传输特性[J]. 光学学报, 2009, 29(11): 2958-2962.
- [8] Yang Y, Mazilu M, Dholakia K. Measuring the orbital angular momentum of partially coherent optical vortices through

- singularities in their cross-spectral density functions[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(23): 4949-4951.
- [9] Cai Y, Chen Y, Wang F. Generation and propagation of partially coherent beams with nonconventional correlation functions: A review[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2014, 31(9): 2083-2096.
- [10] Chen Yahong, Cai Yangjian. Laser coherence modulation and its applications[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026002.
陈亚红, 蔡阳健. 激光相干性调控及应用[J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026002.
- [11] Lajunen H, Saastamoinen T. Non-uniformly correlated partially coherent pulses[J]. *Optics Express*, 2013, 21(1): 190-195.
- [12] Chen Y, Gu J, Wang F, *et al.* Self-splitting properties of a Hermite-Gaussian correlated Schell-model beam[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(1): 013823.
- [13] Mei Z, Korotkova O. Random sources generating ring-shaped beams[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(2): 91-93.
- [14] Chen Y, Wang F, Yu J, *et al.* Vector Hermite-Gaussian correlated Schell-model beam[J]. *Optics Express*, 2016, 24(14): 15232-15250.
- [15] Zhu S, Wang J, Liu X, *et al.* Generation of arbitrary radially polarized array beams by manipulating correlation structure[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(16): 161904.
- [16] Reddy S G, Kumar A, Prabhakar S, *et al.* Experimental generation of ring-shaped beams with random sources[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(21): 4441-4444.
- [17] Cang J, Xiu P, Liu X. Propagation of Laguerre-Gaussian and Bessel-Gaussian Schell-model beams through paraxial optical systems in turbulent atmosphere[J]. *Optics and Laser Technology*, 2013, 54: 35-41.
- [18] Wang X, Yao M, Qiu Z, *et al.* Evolution properties of Bessel-Gaussian Schell-model beams in non-Kolmogorov turbulence[J]. *Optics Express*, 2015, 23(10): 12508-12523.
- [19] Avramov-Zamurovic S, Nelson C, Guth S, *et al.* Experimental study of electromagnetic Bessel-Gaussian Schell Model beams propagating in a turbulent channel[J]. *Optics Communications*, 2016, 359: 207-215.
- [20] Duan K, Lü B. Partially coherent nonparaxial beams[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(8): 800-802.
- [21] Chen Z, Hua L, Pu J. Tight focusing of light beams: Effect of polarization, phase and coherence[J]. *Progress in Optics*, 2012, 57: 219-259.
- [22] Wen J J, Breazeale M A. A diffraction beam field expressed as the superposition of Gaussian beams[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1988, 83(5): 1752-1756.
- [23] Marchand E W, Wolf E. Angular correlation and the far-zone behavior of partially coherent fields[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1972, 62(3): 379-385.
- [24] Tervo J, Turunen J. Angular spectrum representation of partially coherent electromagnetic fields[J]. *Optics Communications*, 2002, 209(1): 7-16.
- [25] Porrás M A. Non-paraxial vectorial moment theory of light beam propagation[J]. *Optics Communications*, 1996, 127(1/2/3): 79-95.
- [26] Porrás M A. Finiteness and propagation law of the power density second-order moment for diffracted scalar light beams[J]. *Optik*, 1999, 110(9): 417-420.