

无线光通信系统中部分相干阵列光束的传输特性研究

柯熙政 张 雅*

西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048

摘要 根据广义 Huygens-Fresnel 原理和修正 von Karman 谱模型, 推导得到无线光通信系统中相互独立的部分相干高斯-谢尔模型(GSM)阵列光束在大气湍流中传输时的光强分布、均方根束宽和桶中功率解析式, 并对不同因素影响下的自耦合特性、光束扩展和桶中功率进行了数值分析。结果表明, 部分相干 GSM 阵列光束在大气传输过程中, 当到达某一距离时多束光能合成一个平顶光束, 再演变为高斯光束, 且阵列光束在大气湍流中的自耦合特性比在自由空间中好; 湍流外尺度对光强分布、光束扩展影响很小, 可以忽略; 部分相干 GSM 阵列光束与部分相干单 GSM 光束相比, 具有更强的抑制湍流特性, 有利于实现远距离通信。

关键词 光通信; 部分相干阵列光束; 大气湍流; 光强分布; 光束扩展; 桶中功率

中图分类号 TN929.12 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP53.100601

Propagation Properties of Partially Coherent Array Beams in Free Space Optics System

Ke Xizheng Zhang Ya

College of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China

Abstract Based on the generalized Huygens-Fresnel principle and the modified von Karman spectrum model, the analytic expressions of the intensity distribution, the root mean square beam width and the power in the bucket of mutually-independent partially-coherent Gaussian-Shell model (GSM) array beams in the free space optics system are derived when the beams propagate in the atmospheric turbulence. The self-coupling characteristics, the power in the bucket and the beam spreading are analyzed numerically under the influence of different factors. The results show that when the partially coherent GSM array beams propagate for a certain distance in the atmospheric turbulence, they will be synthesized into a flat-topped beam which then evolves to a Gaussian beam. Moreover, the self-coupling characteristics of the array beams in atmospheric turbulence are better than those in free space. The influence of turbulent outer scale on the intensity distribution and beam spreading is very small, and can be ignored. Compared with the partially coherent single GSM beam, the partially coherent GSM array beams have stronger anti-turbulence properties, which is beneficial to realizing long-distance communications.

Key words optical communications; partially coherent array beams; atmospheric turbulence; intensity distribution; beam spreading; power in the bucket

OCIS codes 060.1660; 140.3290; 010.1330

1 引言

随着深空探测和星地通信的快速发展, 对光通信距离的要求也越来越高, 仅通过增大单激光器功率来满足通信需求十分困难, 因此, 人们提出采用多个激光器合成的方法来获得大功率、高质量的激光束输出, 其中光束合成技术作为有效手段引起了广泛关注^[1-2]。目前已有大量文献报道了单光束在湍流大气中的传输特性^[3-6], 而研究典型阵列光束在大气湍流中的传输特性也非常重要。季小玲等^[7]比较了离轴高斯阵列光束经

收稿日期: 2016-05-31; 收到修改稿日期: 2016-06-05; 网络出版日期: 2016-09-25

基金项目: 国家自然科学基金(61377080, 60977054)

作者简介: 柯熙政(1962—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事无线激光通信方面的研究。E-mail: xzke@263.net

* 通信联系人。E-mail: yzsmy523@163.com

两种方式合成后的光强分布、二阶矩束宽和桶中功率(PIB),结果表明无论是相干合成还是非相干合成,子光束数越多,合成光束受湍流影响越小。陆璐等^[8]对高斯阵列光束在非 Kolmogorov 湍流中的光束扩展进行了研究,发现湍流广义指数 $\alpha = 3.108$ 时,高斯阵列光束扩展最大。Zhou 等^[9]对线性高斯阵列光束在非 Kolmogorov 湍流下的光束扩展进行了研究,结果表明湍流的内尺度越小、外尺度越大,阵列光束扩展越大。至此,人们对完全相干阵列光束的光强分布、光束扩展和 PIB 均进行了相关研究。

1990 年,Wu 等^[10]研究发现与完全相干光相比,部分相干光受到湍流的影响更小,因此,研究部分相干阵列光束在大气湍流中的传输特性十分必要^[11-19]。Zhou 等^[20]对部分相干平顶阵列光束在大气湍流中的光强分布进行了研究,但是没有考虑光强分布随阵列光束圆心位置和湍流内、外尺度的变化情况。Liu 等^[21]研究了部分相干高斯涡旋阵列光束的光强分布,发现阵列光束在远场能合成类高斯光束,文章仅阐述了这种耦合特性,并没有从大气折射率结构常数等方面对其作出系统分析。刘飞等^[22]采用湍流距离对线性部分相干双曲余弦高斯阵列光束在大气湍流中的光束扩展进行了定量分析,但没有考虑光束扩展随相干长度和湍流内、外尺度的变化情况。Wang 等^[23]对径向部分相干平顶阵列光束的光强分布和 PIB 进行了研究,但文章侧重于对两种径向部分相干平顶阵列光束的比较,没有考虑阵列光束圆心位置、大气折射率结构常数等因素对光强分布和 PIB 的影响。迄今为止,对典型部分相干阵列光束传输特性的研究大多限于湍流对光强分布的影响,而对其扩展、PIB 和 M^2 因子等传输特性还缺乏系统的研究,所以仍需进一步研究。

本文以部分相干高斯-谢尔模型(GSM)阵列光束为模型,推导了无线光通信系统中部分相干 GSM 阵列光束通过大气湍流传输时的光强分布、均方根束宽和 PIB 解析式,针对不同影响因子下的变化情况进行数值分析,并对主要结果作出了合理的物理解释。

2 理论计算

2.1 光强分布

部分相干单 GSM 光束在 $z=0$ 平面上的交叉谱密度函数为^[24-25]

$$W^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_{s1}, \boldsymbol{\rho}_{s2}; 0) = A \exp\left(-\frac{|\boldsymbol{\rho}_{s1}|^2 + |\boldsymbol{\rho}_{s2}|^2}{4\sigma_s^2}\right) \exp\left(-\frac{|\boldsymbol{\rho}_{s1} - \boldsymbol{\rho}_{s2}|^2}{2\sigma_g^2}\right), \quad (1)$$

式中 $\boldsymbol{\rho}_{s1}$ 、 $\boldsymbol{\rho}_{s2}$ 分别为源平面两点的坐标矢量,参数 A 、 σ_s 和 σ_g 分别为光源的光强、束腰宽度及相干长度。 σ_g 越大,光束的相干程度越大,反之相干性越差,当 $\sigma_g \rightarrow \infty$ 时,光束为完全相干 GSM 光束。

假设部分相干 GSM 阵列光束是相互独立的,当光束为准直光束时,其在 $z=0$ 平面上的交叉谱密度函数表示为^[26]

$$W^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_{s1}, \boldsymbol{\rho}_{s2}; 0) = A \sum_{i=1}^N \exp\left(-\frac{|\boldsymbol{\rho}_{s1} - \mathbf{s}_i|^2 + |\boldsymbol{\rho}_{s2} - \mathbf{s}_i|^2}{4\sigma_s^2}\right) \exp\left(-\frac{|\boldsymbol{\rho}_{s1} - \boldsymbol{\rho}_{s2}|^2}{2\sigma_g^2}\right), \quad (2)$$

式中 $\mathbf{s}_i = (s_{ix}, s_{iy})$, $i=1, 2, \dots, N$, 表示第 i 个子光束的圆心位置。本文主要针对 4 束部分相干 GSM 光束组成的正方形阵列进行研究,取 $N=4$,如图 1 所示。

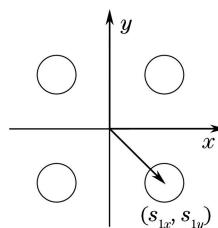


图 1 阵列光束坐标示意图

Fig. 1 Coordinates of array beams

根据广义 Huygens-Fresnel 原理,在横截面 $z>0$ 上,两点 $(\boldsymbol{\rho}_1, z)$ 和 $(\boldsymbol{\rho}_2, z)$ 的交叉谱密度为^[25]

$$W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; z) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint d^2 \boldsymbol{\rho}_{s1} \iint d^2 \boldsymbol{\rho}_{s2} W^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_{s1}, \boldsymbol{\rho}_{s2}; 0) \times$$

$$\exp\left\{\frac{-ik}{2z}[(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_{s1})^2 - (\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}_{s2})^2]\right\} \langle \exp[\phi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_{s1}, z) + \phi(\boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}_{s2}, z)] \rangle, \quad (3)$$

式中 $\langle \exp[\phi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_{s1}, z) + \phi(\boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}_{s2}, z)] \rangle$ 为大气湍流总统计平均值, $\phi(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_s)$ 为湍流介质中从发射孔径 $(\boldsymbol{\rho}_s; 0)$ 传播到目标点 $(\boldsymbol{\rho}; z)$ 时的球面波复随机扰动。

假设光波和大气湍流的波动是统计独立的, 则可以分别计算这些参数的均值, (3)式中描述湍流影响的项可以表示为^[27]

$$\langle \exp[\phi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_{s1}, z) + \phi(\boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}_{s2}, z)] \rangle \approx \exp\left[\frac{-\pi^2 k^2 z}{3} [(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2 + (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) \cdot (\boldsymbol{\rho}_{s1} - \boldsymbol{\rho}_{s2}) + (\boldsymbol{\rho}_{s1} - \boldsymbol{\rho}_{s2})^2] \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa) d\kappa\right], \quad (4)$$

式中 $\int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa) d\kappa$ 表示湍流的影响, $\Phi_n(\kappa)$ 为折射率波动的功率谱, 用来表征 Tatarskii 模型或 Kolmogorov 模型, κ 为表征湍流尺度的参数, 波数 $k = 2\pi/\lambda$, λ 为波长。

令 $\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}_2 = \boldsymbol{\rho}$, 将(2)式和(4)式代入(3)式, 作积分求解, 可得部分相干 GSM 阵列光束的光强分布表达式为

$$I(\boldsymbol{\rho}, z) = W(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z) = \frac{A}{\Delta^2(z)} \sum_{i=1}^4 \exp\left[-\frac{\boldsymbol{\rho}^2}{2\Delta^2(z)\sigma_s^2} + \frac{s_i \boldsymbol{\rho}}{\Delta^2(z)\sigma_s^2} + c_1 s_i^2\right], \quad (5)$$

$$\Delta^2(z) = 1 + \left(\frac{z}{k\sigma_s \delta}\right)^2 + \frac{2Mz^2}{k^2 \sigma_s^2}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{\delta^2} = \frac{1}{4\sigma_s^2} + \frac{1}{\sigma_g^2}, \quad (7)$$

$$c_1 = \frac{z^2}{2k^2 \Delta^2(z) \delta^2 \sigma_s^4} + \frac{Mz^2}{k^2 \Delta^2(z) \sigma_s^4} - \frac{1}{2\sigma_s^2}, \quad (8)$$

式中 M 为湍流项。

当 $N=1, s_i=0$ 时, 可得位于坐标中心的部分相干单 GSM 光束在大气湍流中的光强分布解析式, 与文献[25]推导结果一致。

对于湍流项 M 中的湍流功率谱模型, 采用将内外尺度均考虑在内的修正 von Karman 谱, 表达式为^[28]

$$\Phi_n(\kappa, h) = 0.033 C_n^2(h) \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2) (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6}, \quad (9)$$

式中 $\kappa_m = 5.92/l_0$, $\kappa_0 \approx 2\pi/L_0$, l_0 和 L_0 分别表示湍流的内、外尺度。

本文研究水平传输, 所以大气折射率结构常数 $C_n^2(h)$ 取值为常数, 用 c_0 表示, 此时 $M = \frac{1}{3}\pi^2 k^2 z \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa) d\kappa$, 光在自由空间中传输时 $M = 0$ 。

由(5)~(9)式可看出, 光强分布与大气折射率结构常数、光束相干长度及阵列光束的圆心位置等参数有关。

2.2 均方根束宽

部分相干单 GSM 光束的均方根束宽定义为^[26]

$$\omega(z) = \sqrt{\frac{\iint I(\boldsymbol{\rho}, z) |\boldsymbol{\rho}|^2 d^2 \boldsymbol{\rho}}{\iint I(\boldsymbol{\rho}, z) d^2 \boldsymbol{\rho}}}, \quad (10)$$

式中 $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$, 则阵列光束的均方根束宽为^[29]

$$\omega^2(z) = \frac{\iint I(\boldsymbol{\rho}, z) (\boldsymbol{\rho} - \mathbf{s}_i)^2 d^2 \boldsymbol{\rho}}{\iint I(\boldsymbol{\rho}, z) d^2 \boldsymbol{\rho}}. \quad (11)$$

将(5)式代入(8)式进行积分化简, 可得部分相干 GSM 阵列光束的均方根束宽为

$$\omega^2(z) = \sum_{i=1}^4 \left(\sigma_s^2 + \frac{z^2}{k^2 \delta^2} + \frac{2Mz^2}{k^2} \right). \quad (12)$$

从(12)式可以看出, 均方根束宽与阵列光束束腰宽度、大气折射率结构常数、相干长度等参数有关。

2.3 桶中功率

桶中功率^[30]是表征激光能量在远场聚焦能力的参数,表示给定桶中的功率占总功率的百分比,其定义为^[31]

$$P_B = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^b I(\rho, z) \rho d\rho d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty I(\rho, z) \rho d\rho d\varphi}, \quad (13)$$

式中 b 为给定桶的半径, φ 为角度。

将(5)式代入(13)式进行化简,可得部分相干 GSM 阵列光束的 PIB 表达式为

$$P_B = \sum_{i=1}^4 \left[1 - \frac{\exp(c_2 b^2 - 2c_2 s_i b)}{1 + 2\pi s_i \exp(-c_2 s_i^2)} \right], \quad (14)$$

式中 $c_2 = -\frac{1}{2\Delta^2(z)\sigma_s^2}$ 。

桶中功率的取值范围为 [0,1],桶中功率越接近 1,说明阵列光束在远场的能量集中度越高,光束质量越好。

3 部分相干 GSM 阵列光束的光强分布

主要分析部分相干 GSM 阵列光束的光强分布和自耦合特性随不同影响因子的变化。为了计算方便,没有特别说明时取大气折射率结构常数 $c_0 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$,阵列光束内尺度 $l_0 = 0.01 \text{ m}$,外尺度 $L_0 = 10 \text{ m}$,相干长度 $\sigma_g = 0.02 \text{ m}$,束腰宽度 $\sigma_s = 0.2 \text{ m}$ 波长 $\lambda = 650 \text{ nm}$,光束圆心位置矢量 $s_x = [0.1 \ 0.1 \ -0.1 \ -0.1]$, $s_y = [-0.1 \ 0.1 \ -0.1 \ 0.1]$ 。

3.1 传输距离对光强分布的影响

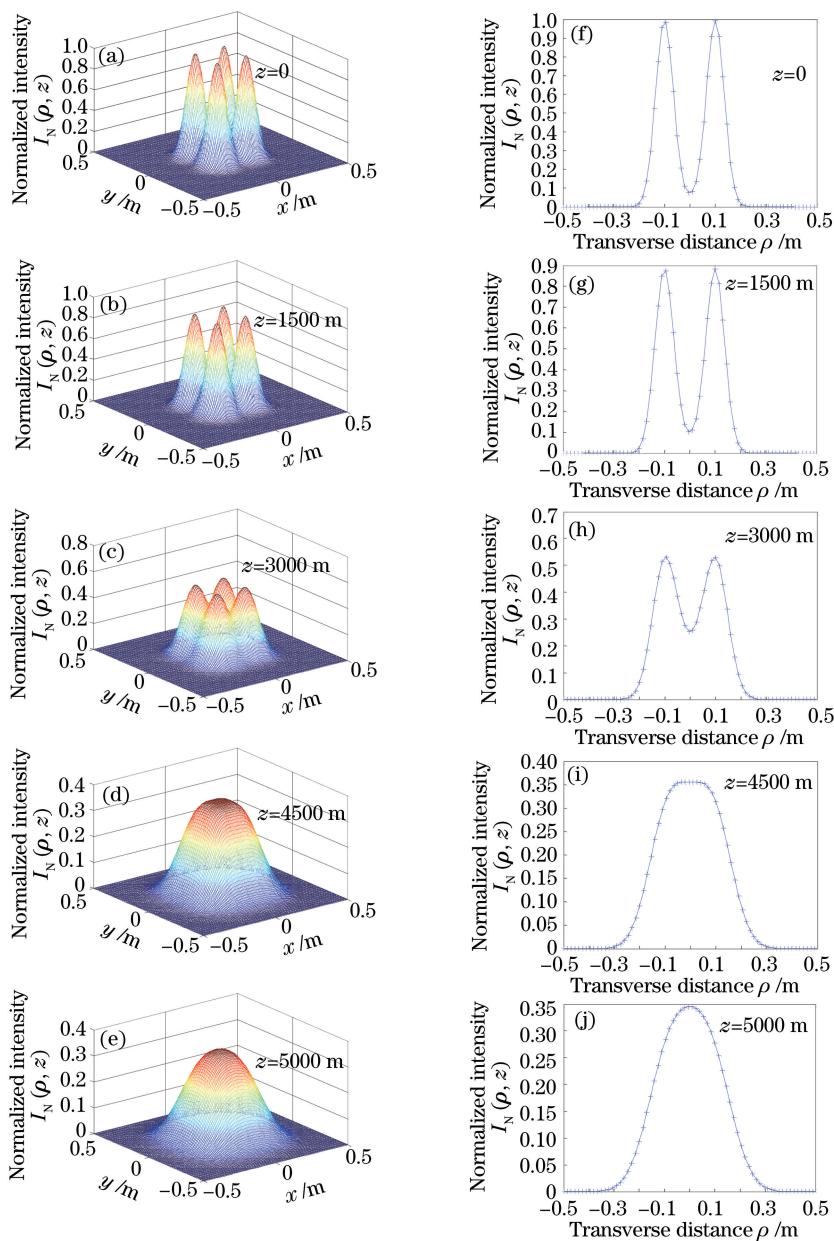
根据(5)式,对部分相干 GSM 阵列光束光强分布、自耦合特性和光强包络随传输距离的变化情况进行理论分析,结果如图 2 所示。从图 2(a)~(e)可以看出,部分相干 GSM 阵列光束在大气湍流中传输时,阵列光束的平均光强随传输距离的增加而减小,且随着传输距离的增加,4 束光会在轴上产生叠加,轴上光强值逐渐增大,传输至 4500 m 处时 4 束光合成 1 个平顶光束,继续传输当轴上光强值达到最大时,平顶光束演变为高斯光束,且该高斯光束比图 2(a)中的高斯光束包络更大。这说明部分相干 GSM 阵列光束在大气中传输时具有自耦合特性,即阵列光束传输到某一距离时能自然地合成一束,且合成光束可以从平顶光束转化为高斯光束,这与文献[29]所得结果一致。产生这一结果的物理原因是:由于受到大气湍流的影响,部分相干 GSM 阵列光束在传输过程中会发生光束扩展等现象,4 束光传输一段距离后会在轴上产生叠加,随着传输距离的增大,光束扩展越来越明显,轴上的叠加部分也越来越多,最终形成图 2(e)所示包络。

图 3 所示为部分相干 GSM 阵列光束与部分相干单 GSM 光束归一化光强随传输距离的变化情况。比较图 3(a)与图 3(d)可以发现,近距离传输时阵列光束与单光束的归一化光强值相同;当传输距离为 3000 m 时,如图 3(b)、(c)和 3(e)、(f)所示,阵列光束在轴上产生叠加,同一距离处阵列光束的光强值比单光束大,而且两者之间的光强差会随着传输距离的增加而增大。这说明在相同传输条件下,部分相干 GSM 阵列光束比部分相干单 GSM 光束受到湍流的影响更小,具有更强的抑制湍流特性,有利于实现远距离通信。产生这一结果的物理原因是:阵列光束由互不相干的子光束组成,子光束在大气湍流传输过程中会发生光束扩展、光斑漂移等现象,造成传输一段距离后阵列光束之间产生叠加,随着叠加部分的增多,阵列光束的 4 束光会合成一束传输,此后合成光束的光强就是 4 个子光束光强的累加,因此阵列光束与单光束相比,具有更强的抑制湍流特性。

3.2 光束圆心位置对光强分布和自耦合特性的影响

图 4 所示为 $z=5000 \text{ m}$ 时不同光束圆心位置下部分相干 GSM 阵列光束归一化光强在大气介质和自由空间中的变化情况,其中,图 4(a)、(b)分别表示不同圆心位置处的阵列光束在大气湍流中传输 5000 m 时的归一化光强分布图,此时大气折射率结构常数取 $c_0 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$;图 4(c)、(d)分别表示不同圆心位置处的阵列光束在自由空间传输 5000 m 时的归一化光强分布图,取 $c_0 = 0$ 。

图 4(a)、(b)分别表示圆心位置为 0.075 和 0.125 时阵列光束在大气湍流中的光强分布,通过对比可以发现,在大气介质中,当传输距离相同时,光束的圆心位置相距越近,阵列光束的自耦合特性越好,光强值也

图 2 GSM 阵列光束归一化光强分布随传输距离 z 的变化Fig. 2 Normalized intensity of GSM array beams versus propagation distance z

越大。产生此结果的物理原因是:在相同传输条件下,阵列光束圆心位置越靠近,在轴上的叠加部分越多,轴上光强值越大,能够更快地合成一束,自耦合特性越好。图 4(a)、(c)分别表示光束圆心位置为 0.075 时阵列光束在大气介质和自由空间中的归一化光强分布。对比图 4(a)、(c)可以看出,当阵列光束圆心位置相同时,大气介质中的阵列光束已经完全合成为 1 束,而自由空间中的 4 束阵列光束刚好相切,这说明阵列光束在大气介质中的自耦合特性比在自由空间中好得多,也说明部分相干 GSM 阵列光束的自耦合特性很大程度上是由大气湍流引起的,这与文献[21]中部分相干高斯涡旋阵列光束的研究结果区别较大。产生该结果的物理原因是:阵列光束在大气湍流中传输时光束扩展由两个因素决定,即光在自由空间的衍射与大气湍流。从图 4(a)、(c)可以看出,相较于自由空间的衍射扩展,大气湍流对阵列光束自耦合特性的影响更大。

3.3 相干长度、大气折射率结构常数对光强分布和自耦合特性的影响

图 5 所示为 $z=4000$ m 时不同相干长度下部分相干 GSM 阵列光束归一化光强随大气折射率结构常数的变化情况,其中,图 5(a)、(b)分别表示阵列光束在大气折射率结构常数为 $c_0=1.0\times10^{-14}\text{ m}^{-2/3}$ 的大气湍流中相干长度为 0.01 m 和 0.2 m 时的归一化光强分布;图 5(c)、(d)分别表示大气折射率结构常数 $c_0=$

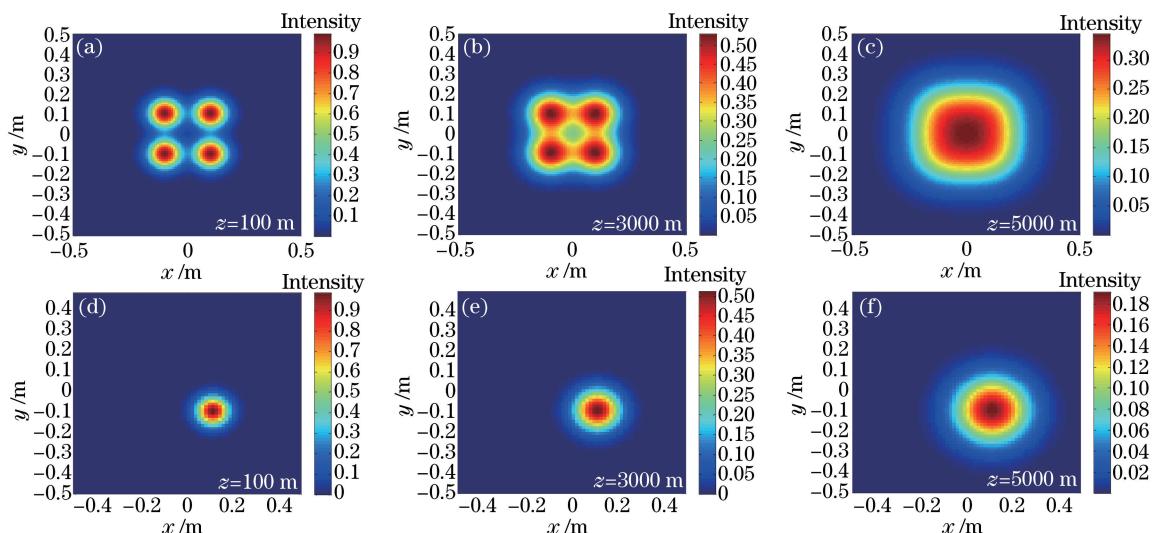


图3 阵列光束与单光束归一化光强随传输距离 z 的变化。(a)(b)(c) 阵列光束; (d)(e)(f) 单光束

Fig. 3 Normalized intensity of array beams and single beams versus propagation distance z . (a)(b)(c) Array beams; (d)(e)(f) single beam

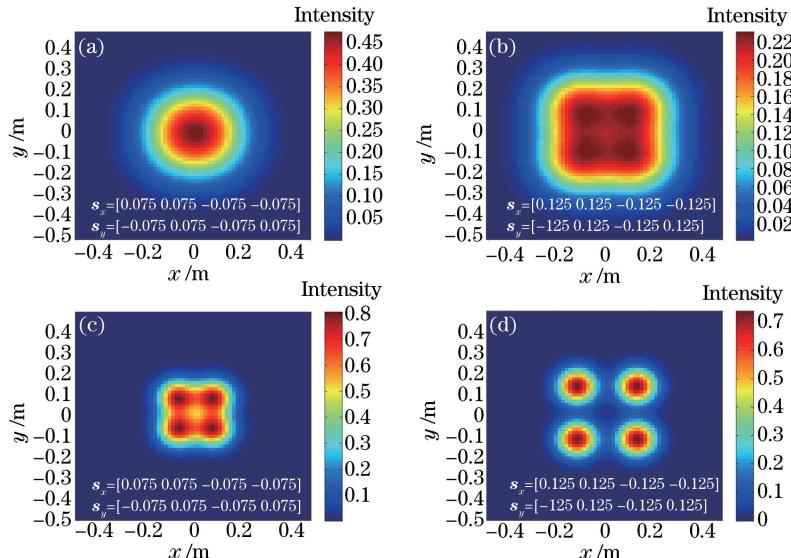


图4 $z=5000$ m时不同圆心位置下阵列光束在大气介质和自由空间中的归一化光强变化。(a)(b) 大气介质;
(c)(d) 自由空间

Fig. 4 Normalized intensity of array beams with different center positions in atmosphere and free space when $z=5000$ m.
(a)(b) In atmosphere; (c)(d) in free space

$1.0 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 时相干长度为 0.01 m 和 0.2 m 时的阵列光束归一化光强分布。从图 5(a)、(b) 可以看出, 当大气折射率结构常数一定时, 相干长度越小, 阵列光束的自耦合特性越好, 光强值越小。产生这一结果的原因是相干长度越小, 阵列光束的相干性越差, 同一距离处的强度分布越分散, 阵列光束的光强值越小, 自耦合特性越好。图 5(a)、(c) 分别表示相干长度为 0.01 m 的阵列光束在不同大气折射率结构常数中的归一化光强分布, 通过对比可以看出, 相干长度一定时, 湍流强度越大, 阵列光束的自耦合特性越好, 但光强值减小。产生该结果的物理原因是: 阵列光束在大气湍流中传输时, 大气折射率的随机起伏会导致波束出现相位畸变, 湍流强度越大, 其对阵列光束的影响越大, 相位畸变越严重, 光强值越小, 但自耦合特性变好。

3.4 内、外尺度对光强分布和自耦合特性的影响

图 6 所示为 $z=3000$ m 时不同内尺度下部分相干 GSM 阵列光束归一化光强随外尺度的变化情况, 其中, 图 6(a)、(b) 分别表示阵列光束在外尺度为 10 m, 内尺度分别为 0.01 m 和 0.1 m 的大气湍流中的归一化

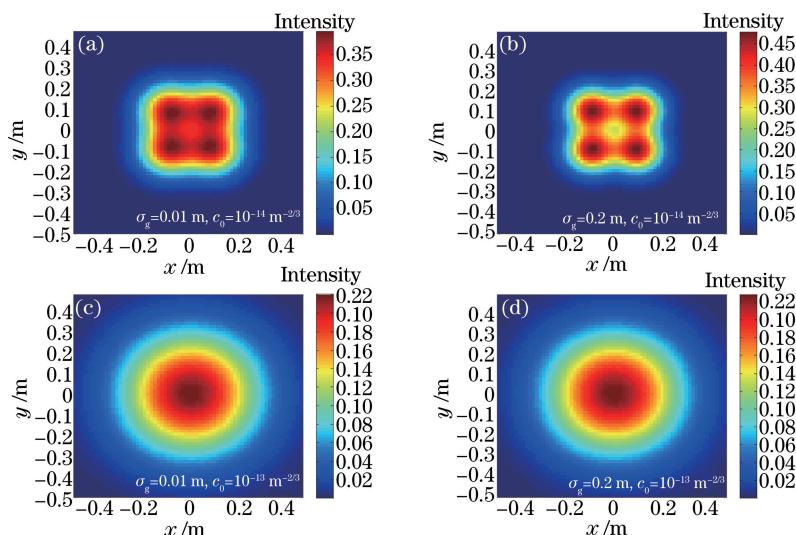


图 5 $z=4000$ m 时不同相干长度下 GSM 阵列光束归一化光强随大气折射率结构常数的变化

Fig. 5 Normalized intensity of GSM array beams with different coherence length versus structure constant of atmospheric refractive index when $z=4000$ m

光强分布;图 6(c)、(d)分别表示阵列光束在外尺度为 100 m,内尺度分别为 0.01 m 和 0.1 m 的大气湍流中的归一化光强分布。从图 6(a)、(b)可以看出,在同一外尺度下,阵列光束光强值随内尺度的增大而增大,即湍流内尺度越大,阵列光束受湍流的影响越小,自耦合特性越差。产生该结果的主要物理原因为:湍流内尺度越小,光束截面包含的小湍流涡旋越多,照射在这些涡旋上的光束发生的衍射越严重,从而使光束的强度在时间和空间上出现的随机分布更严重,光强更分散。图 6(a)、(c)分别表示阵列光束在内尺度为 0.01 m,外尺度分别为 10 m 和 100 m 的大气湍流中的归一化光强分布,通过对比可以看出,湍流外尺度对阵列光束的光强分布和自耦合特性影响很小,可以忽略。

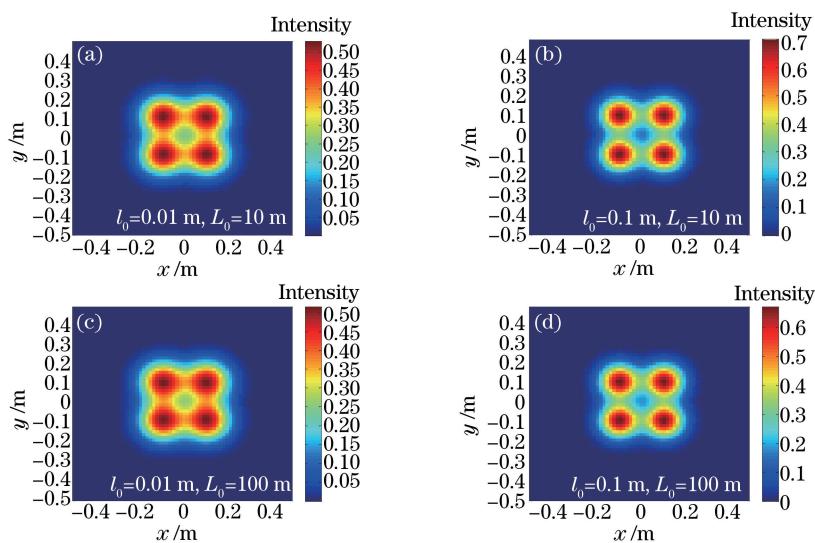


图 6 $z=3000$ m 时不同内尺度下 GSM 阵列光束归一化光强随外尺度的变化

Fig. 6 Normalized intensity of GSM array beams at different inner scales and outer scales when $z=3000$ m

4 部分相干 GSM 阵列光束的光束扩展

主要分析部分相干 GSM 阵列光束扩展随不同影响因子的变化情况。为了计算方便,没有特别说明时取 $c_0 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$, $\sigma_g = 0.02 \text{ m}$, $\sigma_s = 0.2 \text{ m}$, $\lambda = 650 \text{ nm}$, $s_x = [0.1 \quad 0.1 \quad -0.1 \quad -0.1]$, $s_y = [-0.1 \quad 0.1 \quad -0.1 \quad 0.1]$ 。

4.1 光束束腰宽度对均方根束宽的影响

根据(12)式得到不同束腰宽度下部分相干 GSM 阵列光束均方根束宽在大气介质($c_0 = 1.0 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$)和自由空间($c_0 = 0$)中随传输距离的变化情况,结果如图 7 所示。从图 7 可以看出,近距离传输时,无论是在大气介质还是在自由空间中,阵列光束的均方根束宽均保持不变;当传输距离较远,阵列光束束腰宽度一定时,在大气介质中均方根束宽随传输距离的增大而增大,而在自由空间中均方根束宽的变化很小,几乎可以忽略。产生这一结果的物理原因是:阵列光束在大气介质中传输时受到大气湍流的影响比自由空间中衍射的影响更大,使得相同束腰宽度的阵列光束在大气湍流中传输时产生的光束扩展更明显,而在自由空间中的变化可以忽略。对比相同线型的曲线可以发现,在同一传输介质中,光束的束腰宽度越大,阵列光束均方根束宽就越大,即光束扩展越明显。这是因为相同传输条件下,光束束腰宽度越大,传输相同距离时阵列光束的包络越大,光束扩展越明显,所以阵列光束的均方根束宽越大。

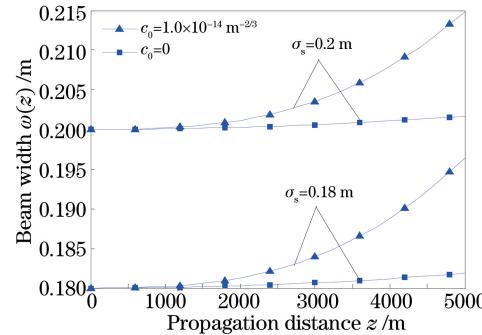


图 7 不同束腰宽度下 GSM 阵列光束宽度随传输距离的变化

Fig. 7 Beam width of GSM array beams versus propagation distance at different beam waist widths

4.2 相干长度、大气折射率结构常数对均方根束宽的影响

图 8 所示为不同大气折射率结构常数和相干长度下部分相干 GSM 阵列光束的均方根束宽随传输距离的变化曲线,相同线型的曲线分别表示同一大气折射率结构常数下不同相干长度的阵列光束的均方根束宽变化曲线。从图中可以看出,近距离传输时,大气湍流和相干长度对阵列光束扩展没有影响;当传输距离较远时,对比相同线型的曲线可以看出,相同大气折射率结构常数下,阵列光束的相干长度越小,阵列光束的均方根束宽越大。这说明光束的相干长度越小,阵列光束受到大气湍流的影响越大,光束扩展越明显,这与文献[29]所得结果一致。对比两种不同线型的曲线可以看出,当光束的相干长度相同时,大气折射率结构常数越大,阵列光束的均方根束宽越大。这是由于传输条件一定时,湍流强度越大,阵列光束在传输过程中产生的波前相位畸变越严重,光束扩展越明显,因此阵列光束均方根束宽越大。

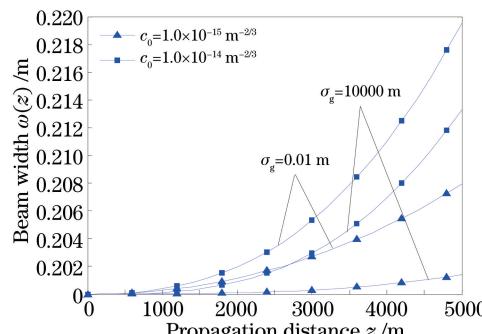


图 8 不同相干长度、大气折射率结构常数下 GSM 阵列光束宽度随传输距离的变化

Fig. 8 Beam width of GSM array beams versus propagation distance at different coherence lengths and structure constants of atmospheric refractive index

4.3 内、外尺度对均方根束宽的影响

图 9 所示为不同内、外尺度下部分相干 GSM 阵列光束均方根束宽随传输距离的变化曲线,其中,相同线型的曲线分别表示湍流内尺度相同、湍流外尺度不同时阵列光束均方根束宽的变化。从图中可以看出,近

距离传输时,湍流内、外尺度对阵列光束扩展没有影响。对比两种不同线型的曲线可以看出,随着传输距离的增加,同一湍流外尺度下,内尺度越小,阵列光束均方根束宽越大,从物理性质上讲,内尺度的减小意味着湍流强度的增大,即内尺度越小,光束受湍流的影响越大,光束扩展越明显,所以均方根束宽越大。对比相同线型的曲线可以看出,湍流内尺度一定时,不同湍流外尺度下阵列光束的均方根束宽变化很小,即阵列光束扩展受湍流外尺度影响不大,可以忽略。

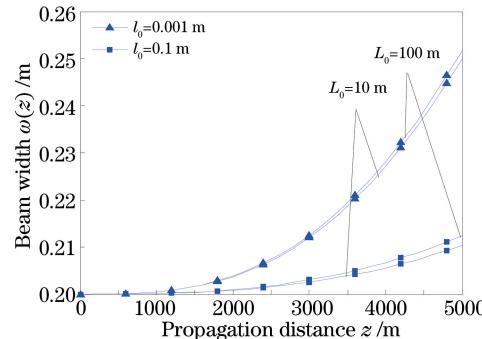


图 9 不同内、外尺度下 GSM 阵列光束宽度随传输距离的变化

Fig. 9 Beam width of GSM array beams versus propagation distance at different inner scales and outer scales

5 部分相干 GSM 阵列光束的 PIB

主要分析大气湍流中部分相干 GSM 阵列光束 PIB 在不同因子影响下随传输距离的变化。为了计算方便,没有特别说明时取 $c_0 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $l_0 = 0.01 \text{ m}$, $L_0 = 10 \text{ m}$, $\sigma_g = 0.02 \text{ m}$, $\sigma_s = 0.2 \text{ m}$, $\lambda = 650 \text{ nm}$, $s_x = [0.1 \quad 0.1 \quad -0.1 \quad -0.1]$, $s_y = [-0.1 \quad 0.1 \quad -0.1 \quad 0.1]$ 。

5.1 阵列光束圆心位置、大气折射率结构常数对 PIB 的影响

根据(11)式得到不同大气折射率结构常数下部分相干 GSM 阵列光束圆心位置对 PIB 的影响曲线,如图 10 所示。从图中可以看出,近距离传输时,湍流强度对 PIB 没有影响;当传输距离较远时,在相同传输条件下,PIB 随传输距离的增加而减小;对比图中圆心位置相同时不同线型的曲线可以看出,阵列光束的圆心位置一定时,大气折射率结构常数越大,PIB 越小,这表明湍流强度越大,阵列光束受湍流影响越大,光束质量保持得越差;对比相同线型的曲线可以看出,同一大气折射率结构常数下,阵列光束圆心位置越靠近,PIB 越大。出现该结果的物理原因是:阵列光束圆心位置越靠近,传输相同距离时在轴上的叠加部分越多,光轴周围的光强值越大,PIB 就越大,这与图 4 的结果一致。

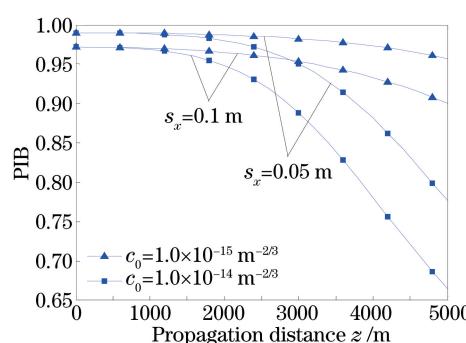


图 10 不同圆心位置和大气折射率结构常数下 GSM 阵列光束 PIB 随传输距离的变化

Fig. 10 PIB of GSM array beams versus propagation distance at different center positions and structure constants of atmospheric refractive index

5.2 相干长度、桶半径对 PIB 的影响

图 11 所示为部分相干 GSM 阵列光束在不同桶半径下相干长度对 PIB 的影响曲线(b 为给定桶的半径)。对比图中相同桶半径下的不同线型曲线可以看出,近距离传输时,相干长度对 PIB 没有影响;而传输距离较远时,在桶半径一定的情况下,相干长度越大,PIB 越大。这是因为在相同传输条件下,相干长度越

大,阵列光束的相干性越好,光束受湍流的影响越小,所以传输相同距离时阵列光束的 PIB 就越大。对比图中相同线型的曲线可以看出,相干长度一定时,桶半径越大,阵列光束的 PIB 越大,产生这一结果的物理原因是:相同传输条件下,桶半径越大,则进入给定桶中的光束越多,桶中功率越大,其占总功率的百分比越大,所以 PIB 就越大,从物理性质上看这一数值模拟结果与实际相符。

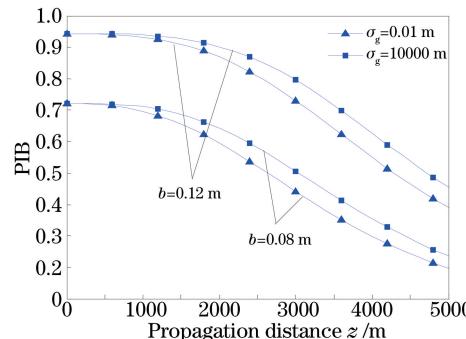


图 11 不同相干长度和桶半径下 GSM 阵列光束 PIB 随传输距离的变化

Fig. 11 PIB of GSM array beams versus propagation distance at different coherence lengths and bucket radii

6 结 论

根据广义 Huygens-Fresnel 原理和修正 von Karman 谱模型,推导了相互独立的部分相干 GSM 阵列光束在大气湍流中的光强分布、均方根束宽和 PIB 解析式,对自耦合特性、光束扩展和 PIB 进行了数值分析,得到以下结论:

1) 部分相干 GSM 阵列光束具有自耦合特性,即其在大气湍流中传输至某一距离时,阵列光束的 4 束光能合成 1 束平顶光束,再演变为高斯光束;且部分相干 GSM 阵列光束在大气湍流中的自耦合特性比在自由空间中好;部分相干 GSM 阵列光束与单 GSM 光束相比,具有更强的抑制湍流特性;

2) 近距离传输时,只有阵列光束圆心位置对自耦合特性有影响,而远距离传输时,部分相干 GSM 阵列光束的自耦合特性会随相干长度、光束圆心位置、内尺度的减小和大气折射率结构常数的增大变得更好,外尺度对自耦合特性没有影响;

3) 部分相干 GSM 阵列光束的光强会随着传输距离的增加而减小,但会随着阵列光束圆心位置、大气折射率结构常数的减小和相干长度、内尺度的增加而增大,外尺度对光强影响很小,可以忽略;

4) 部分相干 GSM 阵列光束在大气介质中的光束扩展比在自由空间中大,而且会随着束腰宽度、大气折射率结构常数的增大和相干长度、内尺度的减小而增大,外尺度对光束扩展影响较小,可以忽略,部分相干 GSM 阵列光束的 PIB 会随着大气折射率结构常数、光束圆心位置的减小和相干长度、桶半径的增大而增大。

综上所述,为了使部分相干阵列光束在实际应用中更好地实现光束合成,需要充分考虑各参数对整体性能的影响,选择最优参数,本文所得结论对多光束无线光通信系统实现远距离通信具有指导作用和现实意义。

参 考 文 献

- 1 Ma Y X, Wang X L, Zhou P, et al. Coherent beam combination of 137 W fiber amplifier array using single frequency dithering technique[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2011, 49(8): 1089-1092.
- 2 Geng C, Zhao B Y, Zhang E T, et al. 1.5 kW incoherent beam combining of four fiber lasers using adaptive fiber-optics collimators[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2013, 25(13): 1286-1289.
- 3 Tang Mingyue, Li Binzhong, Wang Yufeng, et al. Influence of non-Kolmogorov turbulence on the Rayleigh range and turbulence distance of Gaussian-Schell beams[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(10): 1013002.
汤明玥,李宾中,王宇峰,等. 非 Kolmogorov 湍流对高斯-谢尔光束的瑞利区间和湍流距离的影响[J]. 中国激光, 2014, 41(10): 1013002.
- 4 Li Hongxia, Niu Jieqing, Chen Jingrong, et al. Study on beam transmission characteristics in liquid core fiber of fingerprints optical detection system[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(1): 010603.

- 李红霞, 钮洁青, 陈敬蓉, 等. 指印光学显微系统液芯光纤光束传输特性研究[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(1): 010603.
- 5 Chen Hong, Ji Xiaoling. Spreading of annular beams propagating through atmospheric turbulence along a slanted path[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(11): 1113003.
陈 鸿, 季小玲. 环状光束沿斜程路径大气湍流传输的光束扩展[J]. 中国激光, 2015, 42(11): 1113003.
- 6 Wan Jing, Xiong Han, Zhang Xiang, et al. Beam propagation characteristics in four-cylindrical-lens slit spatial filter[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(9): 0907001.
万 晶, 熊 喆, 张 翔, 等. 基于四柱透镜结构的线聚焦型空间滤波器光束传输特性研究[J]. 光学学报, 2015, 35(9): 0907001.
- 7 Ji Xiaoling, Li Xiaoqing. Influence of turbulence on the coherent and incoherent combinations of off-axis Gaussian beams [J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(12): 7674-7679.
季小玲, 李晓庆. 湍流对离轴列阵高斯光束相干与非相干合成的影响[J]. 物理学报, 2008, 57(12): 7674-7679.
- 8 Lu Lu, Ji Xiaoling, Deng Jinping, et al. Influence of non-Kolmogorov turbulence on the spreading of Gaussian array beams[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(1): 014207.
陆 璐, 季小玲, 邓金平, 等. 非 Kolmogorov 大气湍流对高斯列阵光束扩展的影响[J]. 物理学报, 2014, 63(1): 014207.
- 9 Zhou P, Ma Y X, Wang X L, et al. Average spreading of a Gaussian beam array in non-Kolmogorov turbulence[J]. Optics Letters, 2010, 35(7): 1043-1045.
- 10 Wu J. Propagation of a Gaussian-Schell beam through turbulent media[J]. Journal of Modern Optics, 1990, 37(4): 671-684.
- 11 Pan P P, Zhang B, Qiao N, et al. Characteristics of scintillations and bit error rate of partially coherent rectangular array beams in turbulence[J]. Optics Communications, 2011, 284(4): 1019-1025.
- 12 Ji X L, Shao X L. Influence of turbulence on the beam propagation factor of Gaussian Schell-model array beams[J]. Optics Communications, 2010, 283(6): 869-873.
- 13 Ai Y L, Dan Y Q. Range of turbulence-negligible propagation of Gaussian Schell-model array beams [J]. Optics Communications, 2011, 284(13): 3216-3220.
- 14 Lu Fang, Han Xiang'e. Spatial coherence properties of GSM array beams in turbulent atmosphere[J]. Infrared and Laser Engineering, 2015, 44(1): 305-309.
卢 芳, 韩香娥. 高斯-谢尔模型阵列光束在湍流大气中的空间相干性[J]. 红外与激光工程, 2015, 44(1): 305-309.
- 15 Yuan Y S, Liu X S, Wang F, et al. Scintillation index of a multi-Gaussian Schell-model beam in turbulent atmosphere[J]. Optics Communications, 2013, 305: 57-65.
- 16 Yuan Y S, Cai Y J, Eyyuboglu H T, et al. Propagation factor of partially coherent flat-topped beam array in free space and turbulent atmosphere[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2012, 50(5): 752-759.
- 17 Öztan M A, Baykal Y. Scintillations of partially coherent annular and flat-topped array beams in extremely strong turbulent medium[J]. Optics Communications, 2015, 354: 419-427.
- 18 Yang A L, Zhang E T, Ji X L, et al. Angular spread of partially coherent Hermite-cosh-Gaussian beams propagating through atmospheric turbulence[J]. Optics Express, 2008, 16(12): 8366-8380.
- 19 Baykal Y, Eyyuboglu H T, Cai Y J. Scintillations of partially coherent multiple Gaussian beams in turbulence [J]. Applied Optics, 2009, 48(10): 1943-1954.
- 20 Zhou P, Ma Y X, Wang X L, et al. Average intensity of a partially coherent rectangular flat-topped laser array propagating in a turbulent atmosphere[J]. Applied Optics, 2009, 48(28): 5251-5258.
- 21 Liu D J, Wang Y C, Yin H M. Propagation properties of partially coherent four-petal Gaussian vortex beams in turbulent atmosphere[J]. Optics & Laser Technology, 2016, 78: 95-100.
- 22 Liu Fei, Ji Xiaoling. Turbulence distance of partially coherent cosh-Gaussian array beams[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(7): 0713001.
刘 飞, 季小玲. 部分相干双曲余弦高斯阵列光束的湍流距离[J]. 中国激光, 2011, 38(7): 0713001.
- 23 Wang H Y, Li X Y. Propagation properties of radial partially coherent flat-topped array beams in a turbulent atmosphere [J]. Optics Communications, 2010, 283(21): 4178-4189.

- 24 Li Chengqiang, Zhang Heyong, Wang Tingfeng, *et al.* Investigation on coherence characteristics of Gauss-Schell model beam propagating in atmospheric turbulence[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(22): 224203.
李成强, 张合勇, 王挺峰, 等. 高斯-谢尔模光束在大气湍流中传输的相干特性的研究[J]. 物理学报, 2013, 62(22): 224203.
- 25 Ke Xizheng, Wang Wanting. Intensity and expansion of partially coherent beam propagating in slant and horizontal atmospheric turbulence[J]. Journal of Applied Sciences, 2015, 33(2): 142-154.
柯熙政, 王婉婷. 部分相干光在斜程和水平大气湍流中的光强与扩展[J]. 应用科学学报, 2015, 33(2): 142-154.
- 26 Cai Y J, Lin Q. Partially coherent flat-topped multi-Gaussian-Schell-model beam and its propagation [J]. Optics Communications, 2004, 239(1): 33-41.
- 27 Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through random media[M]. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 2005: 195.
- 28 Shirai T, Dogariu A, Wolf E. Mode analysis of spreading of partially coherent beams propagating through atmospheric turbulence[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2003, 20(6): 1094-1102.
- 29 Kashani F D, Hedayati-Rad M R, Mahzoun M R, *et al.* Beam propagation analysis of a multi beam FSO system with partially flat-topped laser beams in turbulent atmosphere[J]. Optik, 2012, 123(10): 879-886.
- 30 Xiang Ningjing, Wang Mingjun , Wang Tairong. Average intensity and spreading of a partially coherent Gaussian Schell-model beam propagation through atmospheric turbulence[J]. Laser Journal, 2012, 33(5): 4-6.
向宁静, 王明军, 王太荣. 部分相干高斯-谢尔光束在大气湍流中的平均强度与展宽[J]. 激光杂志, 2012, 33(5): 4-6.
- 31 Yan H X, Li S S, Zhang D L, *et al.* Numerical simulation of an adaptive optics system with laser propagation in the atmosphere[J]. Applied Optics, 2000, 39(18): 3023-3031.