

非科尔莫哥罗夫湍流下超连续谱光源的传输特性

孙海跃 吴武明 靳爱军 陈胜平 宁 禹

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 研究了在非科尔莫哥罗夫湍流下,超连续谱光源的水平传输特性。将超连续谱视为多个窄带光谱分量的叠加。利用互谱密度方法,考虑大气衰减的影响,计算了在不同的湍流内外尺度下,光源的束宽和传输效率随非科尔莫哥罗夫谱 α 参数的变化关系;以及在不同湍流强度下,束宽和传输效率随光束质量的变化关系。分析结果表明: α 参数和湍流的内外尺度会对超连续谱光源的传输特性产生影响。湍流会影响光束束宽,并降低光传输效率;当超连续谱光源的光谱分量为高斯基模时,湍流对其传输特性的影响尤为强烈;而当光谱分量为高阶模时,湍流带来的影响变弱,衍射成为影响传输效率的主要因素。

关键词 大气光学;非科尔莫哥罗夫湍流;超连续谱光源;互谱密度;传输特性

中图分类号 TN249 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.0413001

Propagation Performance of Supercontinuum Source in Non-Kolmogorov Turbulence

Sun Haiyue Wu Wuming Jin Aijun Chen Shengping Ning Yu

(College of Optoelectric Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract The horizontal propagation characteristics of supercontinuum source in non-Kolmogorov turbulence is investigated. A superposition of narrow-band spectral components is used to simulate supercontinuum. The beam width of supercontinuum source and propagation efficiency are calculated with different inner and outer scales of turbulence and parameters α , as well as with various turbulence levels and different beam qualities for the spectral parts of supercontinuum source. The method of cross-spectral density is introduced here, and the atmospheric extinction is considered. It is shown that the change of parameter α , the outer scale and inner scale of turbulence, bring about different numerical results. It is also shown that turbulence can influence the beam width and induce deterioration of propagation efficiency, especially for the situation that all the spectral parts of supercontinuum source are Gaussian fundamental modes. When the spectral parts are higher-order modes, the factor affecting propagation of supercontinuum source dominantly is diffraction.

Key words atmospheric optics; non-Kolmogorov turbulence; supercontinuum source; cross-spectral density; propagation characteristics

OCIS codes 010.1300; 010.1330; 030.7060

1 引 言

超连续谱光源是一种新型的宽光谱光源,既具有传统激光空间相干性好、亮度高、方向性好等优点,同时也具有很宽的光谱(通常大于 1 THz)。随着输出功率的不断提高^[1~5],超连续谱光源具有的

独特优势使其在能量传输、目标照明、激光通信、激光雷达和大气科学等领域中具有广泛的应用^[6],而大气湍流会不可避免地影响超连续谱光源的光束扩展,所以分析大气湍流的影响显得尤为重要。一直以来,大气湍流对空间光通信影响的研究都是在科

收稿日期: 2013-09-04; **收到修改稿日期**: 2013-12-03

作者简介: 孙海跃(1990—),男,硕士研究生,主要从事超连续谱光源方面的研究。E-mail: 18229860060@163.com

导师简介: 陈胜平(1979—),男,副研究员,硕士生导师,主要从事超连续谱光源方面的研究。

E-mail: chespn@163.com

尔莫哥罗夫(Kolmogorov)湍流理论的框架内进行,该模型已经被人们广泛接受和使用。然而,近年来国内外众多非 Kolmogorov 湍流的实验报道则表明 Kolmogorov 湍流理论有时不能完全正确地描述大气湍流的统计规律^[7-8],尤其在对流顶层和平流层^[9]。又因为 Kolmogorov 谱可以根据非 Kolmogorov 谱的极限情况得到,所以为了全面了解大气湍流对超连续谱光源传输特性的影响,需要研究非 Kolmogorov 湍流的影响。

对于单色和多色光在非 Kolmogorov 湍流中的传输特性,前人已经做了一些研究^[10-13],但对于超连续谱光源这样宽光谱光源的传输特性研究还很

少,且未考虑大气衰减的影响^[14]。本文分析了超连续谱光源在非 Kolmogorov 湍流中的传输特性,并考虑大气衰减对传输的影响。超连续谱光源有多个窄带光谱分量,且这些分量之间没有干涉,可将超连续谱视为多个窄带光谱分量的叠加;利用单波长激光的大气传输理论,可以进而研究超连续谱光源在大气湍流中的传输特性。

2 理论模型

各向同性高斯谢尔模型(GSM)光束,在自由空间中传输距离 z 后的互谱密度函数为^[15]

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z, \lambda) = \frac{\omega_0^2(\lambda)}{\omega^2(z, \lambda)} \exp\left[-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{\omega^2(z, \lambda)}\right] \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\sigma^2(z, \lambda)}\right] \exp\left[-\frac{ik(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2)}{2R(z, \lambda)}\right], \quad (1)$$

式中 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 为 z 处两点的位置矢量, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, $\omega(z, \lambda), R(z, \lambda), \sigma(z, \lambda)$ 分别为 GSM 光束在 z 处的束宽、等相面曲率半径和相关长度,其中

$$\omega(z, \lambda) = \omega_0(\lambda) \left\{ 1 + \left[\frac{\lambda z}{\pi \omega_0(\lambda)} \right]^2 \left[\frac{1}{\omega_0^2(\lambda)} + \frac{1}{\sigma_0^2(\lambda)} \right] \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

$\omega_0(\lambda)$ 和 $\sigma_0(\lambda)$ 分别为源处 GSM 光束的束宽和相关长度。

由(1)式可得在空间 (\mathbf{r}, z) 处的平均光强为

$$I(\mathbf{r}, \lambda) = \frac{\omega_0^2(\lambda)}{\omega^2(z, \lambda)} \exp\left[-\frac{2\mathbf{r}^2}{\omega^2(z, \lambda)}\right], \quad (3)$$

因此, GSM 光束在传播中,强度分布仍然是高斯型。

GSM 光束远场发散角为

$$\theta(\lambda) = \frac{\theta_0(\lambda)}{\beta(\lambda)}, \quad (4)$$

式中 $\theta_0 = (2\lambda)/(\pi\omega_0)$ 为相同光斑大小的基模高斯光束散射角, $\beta = \left[1 + \left(\frac{\omega_0}{\sigma_0} \right)^2 \right]^{-1/2}$ 为空间相关参数。

根据光线光学理论, GSM 光束的光束质量参数为

$$M^2 = \frac{1}{\beta} = \left[1 + \left(\frac{\omega_0}{\sigma_0} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (5)$$

根据广义惠更斯-菲涅耳原理^[16], 在湍流大气中传输的部分相干光束的互谱密度函数为

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z, \lambda) = \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \iint W(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, 0, \lambda) \exp\left\{ -\frac{ik}{2z} [(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'_1)^2 - (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}'_2)^2] \right\} \times \langle \exp[\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}'_1, z) + \psi^*(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}'_2, z)] \rangle d\mathbf{r}'_1 d\mathbf{r}'_2, \quad (6)$$

式中 $W(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, 0, \lambda)$ 为光束源处的互谱密度函数, $\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z)$ 是由湍流介质特性决定的复相位函数, $\langle \rangle$ 表示湍流介质的集合平均^[17]:

$$\langle \exp[\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}'_1, z) + \psi^*(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}'_2, z)] \rangle = \exp\left\{ -4\pi^2 k^2 z \int_0^1 \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa, \alpha) \{ 1 - J_0[\kappa | (1 - \xi)(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) + \xi(\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1) |] \} d\kappa d\xi \right\} = \exp\left\{ -T(\alpha, z) [(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^2 + (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)(\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1) + (\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1)^2] \right\}, \quad (7)$$

式中,

$$T(\alpha, z) = \frac{\pi^2 k^2 z}{3} \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa, \alpha) d\kappa, \quad (8)$$

κ 是二维空间频率, J_0 是第一类零阶贝塞尔函数, $\Phi_n(\kappa, \alpha)$ 表示大气湍流的折射率涨落的空间功率谱, α 为广义指数参量。

非 Kolmogorov 功率谱为^[9]

$$\Phi_n(\kappa, \alpha) = A(\alpha) \tilde{C}_n^2 \frac{\exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{\alpha/2}}, 0 \leq \kappa < \infty, 3 < \alpha < 4, \quad (9)$$

式中 $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, L_0 为外尺度参数, $\kappa_m = c(\alpha)/l_0$, l_0 为内尺度参数, 并且

$$c(\alpha) = \left[\Gamma\left(5 - \frac{\alpha}{2}\right) \cdot A(\alpha) \cdot 2\pi/3 \right]^{[1/(\alpha-5)]}, \quad (10)$$

$$A(\alpha) = \Gamma(\alpha - 1) \cdot \frac{\cos(\alpha\pi/2)}{4\pi^2}, \quad (11)$$

式中 \tilde{C}_n^2 为广义结构参数, 单位为 $\text{m}^{3-\alpha}$, Γ 表示不完全伽马函数。因此,

$$T(\alpha, z) = \frac{\pi^2 k^2 z}{3} \frac{A(\alpha) \tilde{C}_n^2}{2} \frac{\kappa_m^{2-\alpha} \xi \exp(\kappa_0^2/\kappa_m^2) \Gamma(2 - \alpha/2, \kappa_0^2/\kappa_m^2) - 2\kappa_0^{4-\alpha}}{\alpha - 2}, \quad (12)$$

式中 $\xi = 2\kappa_0^2 - 2\kappa_m^2 + \alpha\kappa_m^2$ 。

当 $\alpha = 11/3$, $A(\alpha) = 0.033$, $L_0 = \infty$, $l_0 = 0$, $\tilde{C}_n^2 = C_n^2$ 时, 非 Kolmogorov 谱可化为传统的 Kolmogorov 谱。

在源平面 $z=0$ 处, GSM 光束的互谱密度函数为

$$W(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, 0, \lambda) = \exp\left[-\frac{\mathbf{r}'_1{}^2 + \mathbf{r}'_2{}^2}{w_0^2(\lambda)}\right] \exp\left[-\frac{\mathbf{r}'_1{}^2 + \mathbf{r}'_2{}^2}{2\sigma_0^2(\lambda)}\right]. \quad (13)$$

考虑大气衰减的影响, 在 $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$ 时, GSM 光束在传输距离 z 之后的光强分布为

$$I(r, z, \lambda) = \exp[-\gamma(\lambda)z] \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint \exp\left[-\frac{\mathbf{r}'_1{}^2 + \mathbf{r}'_2{}^2}{w_0^2(\lambda)}\right] \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}'_2)^2}{2\sigma_0^2(\lambda)}\right] \times \\ \exp\left\{-\frac{ik}{2z}[(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_1)^2 - (\mathbf{r} - \mathbf{r}'_2)^2]\right\} \exp[-T(\alpha, z)(\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1)^2] d\mathbf{r}'_1 d\mathbf{r}'_2, \quad (14)$$

式中 $\gamma(\lambda)$ 是波长 λ 对应的衰减系数。根据积分公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-C^2 x^2 + Dx) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{C} \exp\left(\frac{D^2}{4C^2}\right), \quad (15)$$

可以将(14)式化简为

$$I(r, z, \lambda) = \exp[-\gamma(\lambda)z] \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \frac{\pi}{C_1 C_2} \exp(-C_3^2 r^2), \quad (16)$$

而

$$C_1^2 = \frac{1}{w_0^2(\lambda)} + \frac{1}{2\sigma_0^2(\lambda)} + T + \frac{ik}{2z}, \\ C_2^2 = \frac{1}{w_0^2(\lambda)} + \frac{1}{2\sigma_0^2(\lambda)} + T - \frac{ik}{2z} - \frac{1}{4C_1^2} \left[\frac{1}{\sigma_0^2(\lambda)} + 2T\right]^2, \\ C_3^2 = \frac{k^2}{4z^2} \left\{ \frac{1}{C_1^2} + \frac{1}{C_2^2} \left[\frac{1}{2C_1^2 \sigma_0^2(\lambda)} + \frac{T}{C_1^2} - 1 \right]^2 \right\}, \\ C_1^2 C_2^2 = \frac{1}{w_0^2(\lambda)} \left[\frac{1}{w_0^2(\lambda)} + \frac{1}{\sigma_0^2(\lambda)} + 2T \right] + \left(\frac{k}{2z}\right)^2, \\ C_3^2 = \left(\frac{k}{2z}\right)^2 \frac{2/w_0^2(\lambda)}{C_1^2 C_2^2}. \quad (17)$$

所以, 总光场分布为

$$I(\mathbf{r}, z) = \int_0^{\infty} S(\lambda) I(\mathbf{r}, z, \lambda) d\lambda = \int_0^{\infty} S(\lambda) \exp[-\gamma(\lambda)z] \left(\frac{1}{\lambda z}\right)^2 \frac{\pi}{C_1 C_2} \exp(-C_3^2 r^2) d\lambda, \quad (18)$$

式中 $S(\lambda)$ 为超连续谱光源的光谱分布。

根据二阶矩方法计算多色光束传输至距离 z 时的束宽^[18], 其中光束中心束宽可以表示为

$$\bar{x}(z) = \bar{y}(z) = 0, \quad (19)$$

$$w_x(z) = w_y(z) = 2 \sqrt{\frac{\int_0^\infty \{S(\lambda) \exp[-\gamma(\lambda)z]/(2\lambda^2 C_1 C_2 C_3^4)\} d\lambda}{\int_0^\infty \{S(\lambda) \exp[-\gamma(\lambda)z]/(\lambda^2 C_1 C_2 C_3^2)\} d\lambda}}. \quad (20)$$

类似地,起始位置束宽为

$$w_{x0} = w_{y0} = \sqrt{\frac{\int_0^\infty S(\lambda) w_0^4(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda) w_0^2(\lambda) d\lambda}}, \quad (21)$$

传输效率为

$$\eta = \frac{\int_{-a}^a \int_{-a}^a I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, 0) dx dy} = \frac{\int_0^\infty S(\lambda) \exp[-\gamma(\lambda)z] w_0^2(\lambda) \{1 - \exp[-2a^2/w^2(z, \lambda)]\} d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda) w_0^2(\lambda) d\lambda}, \quad (22)$$

式中 a 为目标靶半径。

选择总功率 P_0 为 6.61 W 的单模近红外光纤超连续谱光源,大气条件为:中纬度夏季,乡村气溶胶模型,CO₂ 含量(体积分数)为 3.6×10^{-4} ,水平能见度为 23 km,海拔为 0。该超连续谱光源是以光子晶体光纤(PCF)为非线性介质,其空气孔直径 $d=3.54 \mu\text{m}$,空气孔间距 $\Lambda=5.42 \mu\text{m}$ 。超连续谱光源光谱范围为 600~1700 nm,在假定超连续谱光源整个波段范围内光束质量相同的条件下,分析大气湍流对超连续谱光源传输特性的影响。光源经消色散的准直扩束系统后,超连续谱光源的光斑放大了 5000 倍,根据(21)式计算得到光束起始束宽为 0.1417 m。目标靶面积为 600 cm²。

所选用超连续谱光源光谱分布如图 1 所示。利用 PcModwin 辐射传输软件计算该波段的大气衰减系数如图 2 所示,其中波长间隔为 1.1 nm。

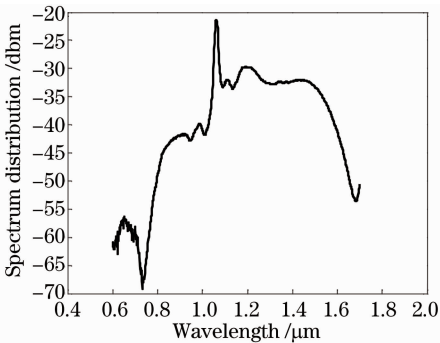


图 1 超连续谱光源的光谱分布

Fig. 1 Spectrum distribution of supercontinuum source

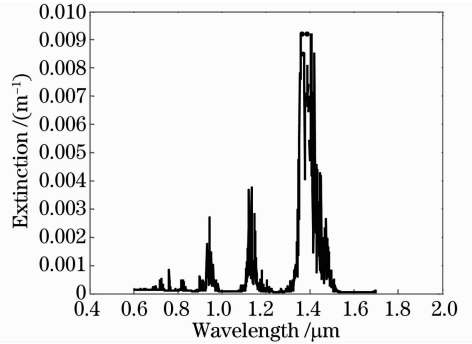


图 2 0.6~1.7 μm 波段的大气消光系数
Fig. 2 Atmospheric extinction for 0.6~1.7 μm

3 数值计算结果及分析

图 3 是在令光束质量 $M^2=7$ 、 $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ 、 $L_0=100 \text{ m}$ 、传输距离 $z=10 \text{ km}$ 时,不同内尺度对应的束宽和传输效率随 α 的变化关系。

图 4 是在令 $M^2=7$ 、 $C_n^2=10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ 、 $L_0=0.01 \text{ m}$ 、传输距离 $z=10 \text{ km}$ 时,不同外尺度对应的束宽和传输效率随 α 的变化关系。

图 5 以 $L_0=100 \text{ m}$ 、 $L_0=0.01 \text{ m}$ 为例,给出在考虑衰减系数和不考虑衰减系数两种情况下,对应的束宽和传输效率随 α 的变化关系(其他参数同上)。

由图 2~4 可以看出:在其他参数确定的情况下,湍流的内尺度越小,或外尺度越大,则束宽扩展越明显,传输效率降低越多。 α 参数极大地影响了光源的传输特性,在 $\alpha=3.1$ 时,出现束宽的极大值和传输效率的极小值,且传输效率向两侧呈明显的增大趋势,说明非 Kolmogorov 湍流 α 参数对超连

续谱光源的传输特性影响很大,且在 $\alpha=3.1$ 时影响最强烈。由图5可以看出,大气衰减对超连续谱光源的传输影响很大,当考虑衰减影响时,由于有些光成分在传输中的衰减,使得目标处光束展宽较小,但

传输效率较低;当不考虑衰减影响时,光束展宽较明显,但由于忽略了大气对光衰减的影响,因而光束到达目标靶的能量较高,使得传输效率比较高。

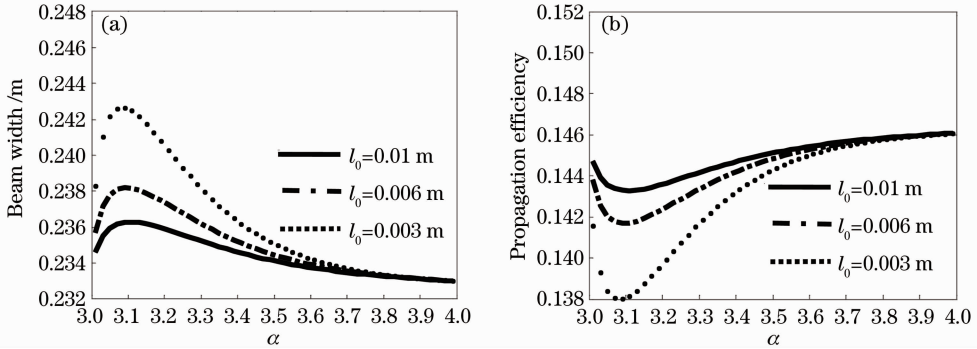


图3 不同内尺度下传输特性随 α 的变化曲线。(a)束宽特性;(b)传输效率

Fig. 3 Propagation characteristic as a function of α under different inner scales of turbulence.

(a) Beam width; (b) propagation efficiency

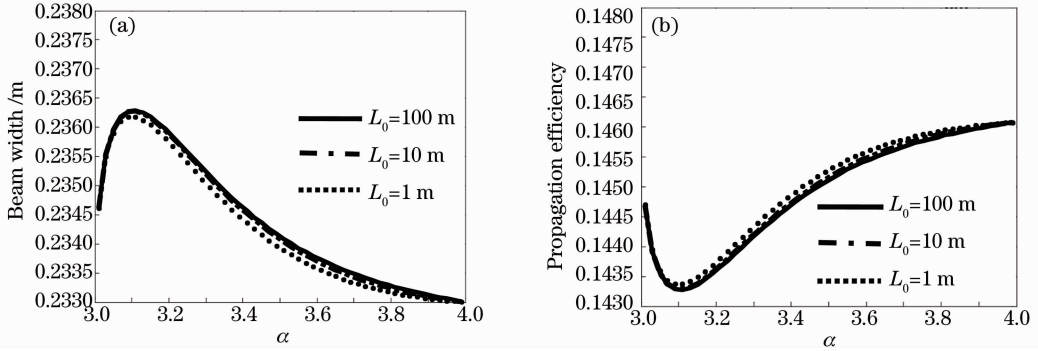


图4 不同外尺度下传输特性随 α 的变化曲线。(a)束宽特性;(b)传输效率

Fig. 4 Propagation characteristic as a function of α under different outer scales of turbulence.

(a) Beam width; (b) propagation efficiency

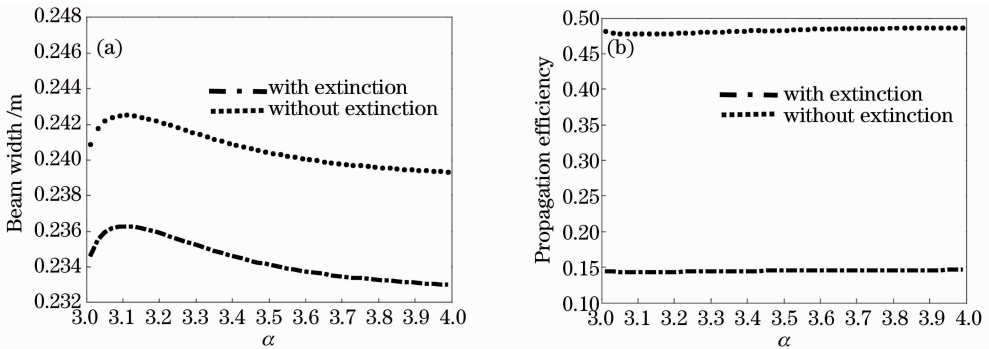


图5 考虑和忽略大气衰减情况下传输特性随 α 的变化曲线。(a)束宽特性;(b)传输效率

Fig. 5 Propagation characteristic as a function of α with or without the atmospheric extinction consideration.

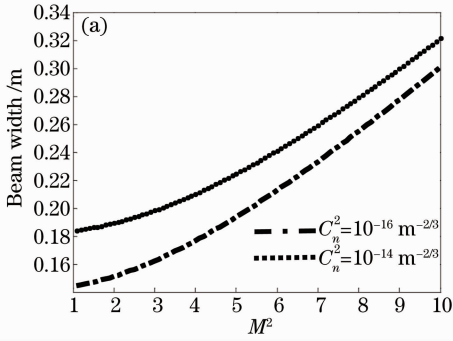
(a) Beam width; (b) propagation efficiency

图6为不同湍流强度下,当 $\alpha=3.8, L_0=100\text{ m}, l_0=0.01\text{ m}$ 时,超连续谱光源束宽和传输效率随光束质量 M^2 的变化关系(M^2 的取值范围为 $1.1\sim 10$)。

不同强度的湍流对超连续谱光源束宽和传输效率产生的影响区别很大,弱湍流导致的束宽展宽和效率下降,明显小于强湍流带来的影响。而随着 M^2 的增大,不同湍流强度导致的光源传输特性的差异逐渐减小,且趋于相同。这说明当超连续谱光源光谱

由图6可以看出:基模情况下($M^2=1.1$ 附近),

分量为高阶模时,其传输特性受湍流的影响减弱,此



时衍射成为影响传输特性的主要因素。

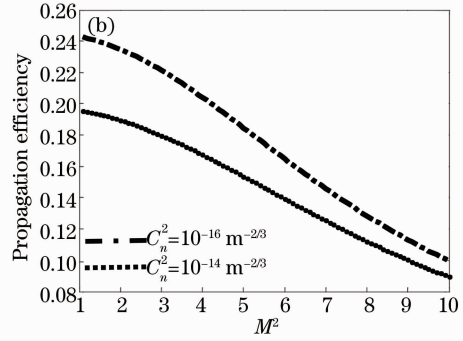


图 6 不同湍流强度下传输特性随 M^2 的变化曲线。(a) 束宽特性;(b) 传输效率

Fig. 6 Propagation characteristic as a function of M^2 under different strengths of turbulence.

(a) Beam width; (b) propagation efficiency

4 结 论

为了全面了解超连续谱光源在大气湍流中的传输特性,利用互谱密度方法,计算了超连续谱光源在非 Kolmogorov 湍流下的束宽和传输效率。所选用超连续谱光源的光谱范围为 600~1700 nm,并考虑了大气衰减的影响。结果表明:湍流内外尺度会对传输特性产生影响,湍流的内尺度越小,或外尺度越大,会导致光源束宽扩展越明显,传输效率降低越多。另外,超连续谱光源传输特性受非 Kolmogorov 湍流 α 参数的影响很大,且在 $\alpha=3.1$ 时受到的影响最强烈,向 $\alpha=3.1$ 两侧受到的影响逐渐减小。另外,湍流会影响光束束宽,并降低光传输效率;并且当超连续谱光源的光谱分量为高斯基模时,湍流强弱是影响其束宽和传输效率的首要因素;而当光谱分量为高阶模时,湍流强弱的影响不再明显,衍射成为影响其传输特性的主要因素。

为了对超连续谱光源在大气湍流中的传输有更全面的认识,接下来准备进行对以上的理论分析进行实验验证,对超连续谱光源在斜程大气中的传输进行分析等工作。

参 考 文 献

- 1 Zhao Wei, Hu Xiaohong, Wang Yishan, *et al.*. High power all-fiber supercontinuum technical development [J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(11): 1107002.
- 赵卫, 胡晓鸿, 王屹山, 等. 高功率全光纤超连续谱激光技术进展[J]. 中国激光, 2011, 38(11): 1107002.
- 2 Song Rui, Hou Jing, Chen Shengping, *et al.*. All-fiber 177.6 W supercontinuum source[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(5): 054217.
- 宋锐, 侯静, 陈胜平, 等. 177.6 W 全光纤超连续谱光源[J]. 物理学报, 2012, 61(5): 054217.
- 3 C Xia, Z Xu, M N Islam, *et al.*. 10.5 W time-averaged power mid-IR supercontinuum generation extending beyond 4 μm with

- direct pulse pattern modulation[J]. J Sel Top Quantum Electron, 2009, 15(2): 422-434.
- 4 Zhang Bin, Yang Weiqiang, Hou Jing, *et al.*. 1.9~4.3 μm all-fiber mid-infrared supercontinuum source firstly realized in China [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(12): 1202001.
- 张斌, 杨未强, 侯静, 等. 国内首次实现 1.9~4.3 μm 全光纤中红外超连续谱光源[J]. 中国激光, 2012, 39(12): 1202001.
- 5 Yang Weiqiang, Zhang Bin, Hou Jing, *et al.*. All-fiber mid-infrared supercontinuum source of watt level firstly realized in China[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(4): 0402009.
- 杨未强, 张斌, 侯静, 等. 国内首次实现瓦级全光纤中红外超连续谱光源[J]. 中国激光, 2013, 40(4): 0402009.
- 6 S A Diddams, J C Bergquist, S R Jefferts, *et al.*. Standards of time and frequency at the outset of the 21st century[J]. Science, 2004, 306(5700): 1318-1324.
- 7 Rao Ruizhong, Wang Shipeng, Liu Chunxiao, *et al.*. Probability distribution of laser irradiance scintillation in a real turbulent atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 1999, 19(1): 81-86.
- 饶瑞中, 王世鹏, 刘春晓, 等. 实际大气中激光闪烁的概率分布[J]. 光学学报, 1999, 19(1): 81-86.
- 8 Peng Qi, Chen Hongbin, Wang Jihong, *et al.*. Analysis of solving power of telescopes for non-Kolmogorov turbulence[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(1): 0113002.
- 彭起, 陈洪斌, 王继红, 等. 非科尔莫戈罗夫湍流下望远镜的分辨能力分析[J]. 中国激光, 2012, 39(1): 0113002.
- 9 Du Wenhe, Tan Liying, Ma Jing. Theory study on beam wander for laser beam propagation through non-Kolmogorov turbulence [J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(s2): 20-23.
- 都文和, 谭立英, 马晶. 非柯尔莫哥洛夫湍流光束漂移的理论研究[J]. 光学学报, 2008, 28(s2): 20-23.
- 10 Guohua Wu, Hong Guo, Song Yu, *et al.*. Spreading and direction of Gaussian-Shell model beam through a non-Kolmogorov turbulence[J]. Opt Lett, 2010, 35(5): 715-717.
- 11 Anping Zeng, Yongping Huang, Fanhou Wang, *et al.*. Spreading of partially coherent polychromatic Hermite-Gaussian beams propagating through non-Kolmogorov turbulence[J]. Opt Commun, 2012, 285(24): 4825-4830.
- 12 Tao Rumao, Si Lei, Ma Yanxing, *et al.*. Propagation of truncated partially coherent cosh-Gaussian beam in non-Kolmogorov turbulence[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(5): 0502008.
- 陶汝茂, 司磊, 马闰星, 等. 截断部分相干双曲余弦高斯光束在非 Kolmogorov 湍流中的传输[J]. 中国激光, 2013, 40(5): 0502008.
- 13 Chen Feinan, Chen Jingjing, Zhao Qi, *et al.*. Properties of high

- order Bessel Gaussian beam propagation in non-Kolmogorov atmosphere turbulence [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(9): 0913001.
- 陈斐楠, 陈晶晶, 赵琦, 等. 高阶贝塞尔高斯光束在非柯尔莫格罗夫大气中的传输特性 [J]. 中国激光, 2012, 39(9): 0913001.
- 14 Li Zhihong, Zhou Pu, Cao Jianqiu, *et al.*. Numerical studying the influence of turbulence on the Strehl ratio of supercontinua [J]. Infrared and Laser Engineering, 2010, 39(5): 104–107.
- 李志鸿, 周朴, 曹润秋, 等. 大气湍流对超连续谱 Strehl 比影响的数值模拟 [J]. 红外与激光工程, 2010, 39(5): 104–107.
- 15 Zheng Yulong, Ji Xiaoling. Influence of turbulence on spreading of apertured polychromatic Gaussian Shell-model beams [J]. High Power Laser and Practicle Beams, 2012, 24(2): 276–280.
- 郑宇龙, 季小玲. 大气湍流对多色高斯-谢尔模型光束扩展的影响 [J]. 强激光与粒子束, 2012, 24(2): 276–280.
- 16 R F Lutomirski, H T Yura. Propagation of a finite optical beam in an inhomogeneous medium [J]. Appl Opt, 1971, 10(7): 1652–1658.
- 17 Zheng Yulong. Influence of Turbulence on the Total Intensity Distribution and Spreading of Apertured Polychromatic Partially Coherent Beams [D]. Chengdu: Sichuan Normal University, 2010.
- 郑宇龙. 湍流对多色部分相干光总光强分布特性及光束扩展的影响 [D]. 成都: 四川师范大学, 2010.
- 18 H Mao, D Zhao. Second-order intensity-moment characteristics for broadband partially coherent flat-topped beams in atmospheric turbulence [J]. Opt Express, 2010, 18(2): 1741–1754.

栏目编辑: 王晓琰