

# 异常空心光束在海洋湍流中传输质量因子

王婷婷 王家驹 袁扬胜 屈 军

安徽师范大学物理与电子信息学院,安徽 芜湖 241000

**摘要** 基于拓展的惠更斯菲涅耳原理和魏格纳分布函数,理论推导了异常二阶空心光束在海洋湍流中的光束质量因子的表达式,并进行了相应的数值计算和分析。结果表明:异常空心光束的质量因子随着传输距离的减少和光束波长的增大而减少;传输距离一定时,随着光束束宽的增加,质量因子先减小后增大;随着相干长度的增加,质量因子逐渐减小,最后保持一个定值不变。在海洋湍流中,光束质量与动能耗散率、温度方差耗散率、盐度及温度变化比有关,随着动能耗散率的减小、温度方差耗散率及温度盐度比的增大,质量因子逐渐减小。所得结果对实际光束在海洋湍流中的传输及应用具有一定的参考价值。

**关键词** 海洋光学;空间功率谱函数;异常空心光束;质量因子

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.s201002

## Beam Propagation Factor of Anomalous Hollow Beams in Oceanic Turbulence

Wang Tingting Wang Jiasi Yuan Yangsheng Qu Jun

College of Physics and Electronic Information, Anhui Normal University, Wuhu, Anhui 241000, China

**Abstract** Based on the extended Huygens-Fresnel principle and Wigner distribution function, the formulas for the propagation factor of anomalous hollow beams in oceanic turbulence are derived and the corresponding numerical calculation and analysis are carried out. The results indicate that the propagation factor of anomalous hollow beams will reduce along the decrease of the transmission distance and the increase of beam wavelength; when the transmission distance is fixed, the propagation factor of anomalous hollow beams will reduce at first, then increase with the increase of beam width; and the beams also reduce at first, and it is invariant in the end with the coherence length increased on the same premise. In oceanic turbulence, the propagation factor of anomalous hollow beams is associated with the kinetic energy dissipation rate, the temperature variance dissipation rate, and the salinity and temperature change ratio. The propagation factor must reduce gradually due to the increase of kinetic energy dissipation rate and the increase of the temperature variance dissipation rate and the salinity and temperature change ratio. These results are useful for the transmission and application of beams in the oceanic turbulence.

**Key words** oceanic optics; spatial power spectrum; anomalous hollow beam; quality factor

**OCIS codes** 010.4450; 030.7060; 070.7345

## 1 引 言

近几十年来,激光光束在湍流介质中的传输研究在激光通信、光学成像等方面应用广泛<sup>[1-4]</sup>。目前,在流体力学基础上发展起来的海洋湍流模型受到广泛关注。海洋湍流<sup>[5]</sup>是一种普遍存在于海洋中的高频随机运动,会导致海水本重身温度、盐度等发生变化,因此将各类激光光束置于海洋湍流中研究它们的传输性质意义大。

在实际工作中,已经对海洋湍流和光束在其中的传输特性已有学者涉足,魏皓等<sup>[5]</sup>研究了几个主要海洋

收稿日期: 2015-01-13; 收到修改稿日期: 2015-03-11

基金项目: 国家自然科学基金(11374015)

作者简介: 王婷婷(1991—),女,硕士研究生,主要从事激光大气传输与光束质量方面的研究。E-mail: 1012317795@qq.com

导师简介: 屈 军(1970—),男,硕士生导师,主要从事激光大气传输理论方面的研究。E-mail: qujun70@mail.ahnu.edu.cn

(通信联系人)

动力学模型中的湍流封闭模式及它们的应用;康建军等<sup>[6]</sup>研究了海洋湍流观测技术的平台、探头测量原理等;Hanson等<sup>[7]</sup>分析了水下湍流对激光传输的影响,并得出在100 m范围内是光学设备的有效范围;Lu等<sup>[8]</sup>分析了海洋湍流中的温度和盐度变化对于部分相干光束传输特性的影响;Farwell等<sup>[9-10]</sup>计算了海洋湍流对高斯光束光强和相干度的影响以及电磁高斯谢尔光束(EGSM)偏正态的变化;陈斐楠等<sup>[11]</sup>分析了一维部分相干厄米高斯光束在海洋湍流中的 $M^2$ 因子。空心光束是一种在传播方向上中心强度或轴向强度保持为零的光束,它在自由空间中的光学通信、中性原子和微观操控等方面有广泛的应用<sup>[12]</sup>。空心光束可由贝塞尔高斯光束、高阶马蒂厄光束以及中空高斯光束等几种光束产生<sup>[13-15]</sup>。印建平等<sup>[16-17]</sup>也提出了空心光束的产生方法以及它在现代光学中的应用,唐明等<sup>[18-19]</sup>则研究了空心高斯光束的各种传输特性以及部分相干空心光束的传输特性。通过对已有文献的调研,异常空心光束<sup>[20]</sup>在海洋湍流中传输特性的研究还尚未见报道,异常空心光束是一种中心强度不为零的空心光束,常用于研究光束的横向不稳定性,为贮存环中近线性和非线性粒子动力学的研究提供了一种重要的工具。它的理论模型可以看作是像散高斯光束模型和像散圆环模型的叠加。本文主要研究了异常空心光束在均匀的各向同性的海洋湍流中的 $M^2$ 因子,利用惠更斯菲涅耳原理和魏格纳分布函数的二阶矩定义,通过公式推导和作图分析,得出 $M^2$ 因子随着传输距离、光源参数以及湍流项的变化关系。

## 2 异常空心光束质量因子的推导

异常空心光束电场在 $z=0$ 处表达式为<sup>[20]</sup>

$$E(x, y, 0) = \exp\left(-\frac{x^2}{\omega_{0x}^2} - \frac{y^2}{\omega_{0y}^2}\right) H_2\left(\sqrt{\frac{2x^2}{\omega_{0x}^2} + \frac{2y^2}{\omega_{0y}^2}}\right), \quad (1)$$

式中 $H_2$ 为二阶厄米多项式, $\omega_{0x}$ ,  $\omega_{0y}$ 分别为 $x$ ,  $y$ 轴上的光束束宽。对应的交叉谱密度矩阵为

$$\mathbf{W}_0(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, 0) = H_2\left(\sqrt{\frac{2x_1'^2}{\omega_{0x}^2} + \frac{2y_1'^2}{\omega_{0y}^2}}\right) H_2\left(\sqrt{\frac{2x_2'^2}{\omega_{0x}^2} + \frac{2y_2'^2}{\omega_{0y}^2}}\right) \exp\left[-\frac{r_1'^2 + r_2'^2}{\omega_0^2}\right] \exp\left[-\frac{|r'_1 - r'_2|^2}{2\sigma^2}\right], \quad (2)$$

式中 $x_1$ ,  $x_2$ ,  $\sigma$ 分别表示光源面上的任意两点和相干长度, $r'_1$ 和 $r'_2$ 为源平面上两个不同点位置矢量。

在近轴近似条件下,根据惠更斯菲涅耳原理,二维光束通过湍流部分的交叉谱密度矩阵为<sup>[4]</sup>

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, z) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iiint \mathbf{W}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_d, 0) \times \exp\left\{\frac{ik}{z}[(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot (\mathbf{r}_d - \mathbf{r}'_d)] - H(\mathbf{r}_d, \mathbf{r}'_d, z)\right\} d^2r' d^2r'_d, \quad (3)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, $\lambda$ 为光束的波长, $\exp[-H(\mathbf{r}_d, \mathbf{r}'_d, z)]$ 表示湍流项, $\mathbf{r}_d = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ ,  $\mathbf{r}'_d = \mathbf{r}'_1 - \mathbf{r}'_2$ 。魏格纳函数可以表示为

$$h(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}, z) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{W}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, z) \exp(-ik\boldsymbol{\theta} \times \mathbf{r}_d) d^2r_d, \quad (4)$$

式中 $k\boldsymbol{\theta}$ 是沿着 $r$ 轴方向的波矢, $\boldsymbol{\theta}$ 和 $\boldsymbol{\theta}_r$ 为光传输角。

利用公式

$$H_n(x) = n! \sum_{m=0}^{\lfloor \frac{n}{2} \rfloor} (-1)^m \frac{1}{m!(n-2m)!} (2x)^{n-2m}, \quad (5)$$

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'_d, 0) = \Gamma(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, 0) = \Gamma\left(\mathbf{r}' + \frac{\mathbf{r}'_d}{2}, \mathbf{r}' - \frac{\mathbf{r}'_d}{2}, 0\right), \quad (6)$$

可以得到

$$\begin{aligned} h(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}, z) &= \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{2\pi}\right) \iiint \sum_{m=0}^{\lfloor \frac{1}{2} \rfloor} \sum_{l=0}^{1-m} \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{1}{2} \rfloor} \sum_{g=0}^{1-n} (-1)^{m+n} (2)^{8-3m-3n} \left(\frac{1}{\omega_{0x}^2}\right)^{2-m-l-n-g} \left(\frac{1}{\omega_{0y}^2}\right)^{l+g} \times \\ &\quad \frac{1}{m!(2-2m)!} \frac{(1-m)!}{l!(1-m-l)!} \frac{1}{n!(2-2n)!} \frac{(1-n)!}{g!(1-n-g)!} \times \\ &\quad \left(x'' + \frac{r_{dx}}{2} + \frac{z}{2k}\boldsymbol{\kappa}_{dx}\right)^{2(1-m-l)} \left(x'' + \frac{r_{dx}}{2} - \frac{z}{2k}\boldsymbol{\kappa}_{dx}\right)^{2(1-n-g)} \left(y'' + \frac{r_{dy}}{2} + \frac{z}{2k}\boldsymbol{\kappa}_{dy}\right)^{2l} \left(y'' + \frac{r_{dy}}{2} + \frac{z}{2k}\boldsymbol{\kappa}_{dy}\right)^{2g} \times \\ &\quad \exp\left[-\frac{2}{\omega_{0x}^2}x''^2 - \frac{1}{\epsilon_1^2}\left(r_{dx}^2 + 2\frac{z}{k}r_{dx}^2\boldsymbol{\kappa}_{dx} + \frac{z^2}{k^2}\boldsymbol{\kappa}_{dx}^2\right)\right] \exp\left[-\frac{2}{\omega_{0y}^2}y''^2 - \frac{1}{\epsilon_2^2}\left(r_{dy}^2 + 2\frac{z}{k}r_{dy}^2\boldsymbol{\kappa}_{dy} + \frac{z^2}{k^2}\boldsymbol{\kappa}_{dy}^2\right)\right] \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \exp\left[-i\kappa_{dx} + ix''\kappa_{dx} - ik\theta_x \cdot r_{dx} - H\left(r_{dx}^2, r_{dx}^2 + \frac{z}{k}\kappa_{dx}, z\right)\right] dx'' d\kappa_{dx} dr_{dx} \times \\ & \exp\left[-i\kappa_{dy} + iy''\kappa_{dy} - ik\theta_y \cdot r_{dy} - H\left(r_{dy}^2, r_{dy}^2 + \frac{z}{k}\kappa_{dy}, z\right)\right] dy'' d\kappa_{dy} dr_{dy}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $\frac{1}{\epsilon_1^2} = \frac{1}{2w_{0x}^2} + \frac{1}{2\sigma^2}$ ,  $\frac{1}{\epsilon_2^2} = \frac{1}{2w_{0y}^2} + \frac{1}{2\sigma^2}$ ,  $H_n$  为  $n$  阶厄米多项式,  $\left[\frac{n}{2}\right]$  为对  $\frac{n}{2}$  取整,  $\Gamma(\cdot)$  为 Gamma 函数,  $\boldsymbol{\kappa}_d$  为空间频域值置矢量.

利用积分公式

$$(x + y)^m = \sum_{l=0}^m \binom{m}{l} x^{m-l} y^l, \quad (8)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} x^n \exp(-px^2 + 2qx) dx = n! \exp\left(\frac{q^2}{p}\right) \left(\frac{q}{p}\right)^n \sqrt{\frac{\pi}{p}} \sum_{k=0}^{\left[\frac{n}{2}\right]} \frac{1}{k!(n-2k)!} \left(\frac{p}{4q^2}\right)^k, \quad (9)$$

可以得到

$$\begin{aligned} h(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}, z) &= \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 p_{mm} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (r_{dx})^{h_1+h_2-s_1-s_2} (\kappa_{dx})^{s_1+s_2+4-2m-2l-2n-2g-h_1-h_2-2k_1} \times \\ & \exp\left[-\frac{1}{\epsilon_1^2} r_{dx}^2 - \frac{1}{\epsilon_1^2} 2\frac{z}{k} r_{dx} \kappa_{dx} - \frac{1}{\epsilon_1^2} \frac{z^2}{k^2} \kappa_{dx}^2 - \frac{\kappa_{dx}^2 \omega_{0x}^2}{8}\right] d\kappa_{dx} dr_{dx} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (r_{dy})^{h_3+h_4-s_3-s_4-2k_2} (\kappa_{dy})^{s_3+s_4+2l+2g-h_3-h_4} \times \\ & \exp\left[-\frac{1}{\epsilon_2^2} r_{dy}^2 - \frac{1}{\epsilon_2^2} 2\frac{z}{k} \kappa_{dy} r_{dy} - \frac{1}{\epsilon_2^2} \frac{z^2}{k^2} \kappa_{dy}^2 - \frac{\kappa_{dy}^2 \omega_{0y}^2}{8}\right] dr_{dy} d\kappa_{dy} \times \\ & \exp\left[-i\kappa_{dx} - ik\theta_x \cdot r_{dx} - H\left(r_{dx}, r_{dx} + \frac{z}{k}\kappa_{dx}, z\right)\right] \times \\ & \exp\left[-i\kappa_{dy} - ik\theta_y \cdot r_{dy} - H\left(r_{dy}, r_{dy} + \frac{z}{k}\kappa_{dy}, z\right)\right], \end{aligned} \quad (10)$$

式中  $p$  和  $q$  为积分常数,  $h_{1,2,3,4}$ 、 $s_{1,2,3,4}$  和  $k_{1,2}$  为循环数,

$$\begin{aligned} p_{mm} &= \left(\frac{1}{\omega_{0x}^2}\right)^{2-m-l-n-g} \left(\frac{1}{\omega_{0y}^2}\right)^{l+g} \sum_{m=0}^{\left[\frac{1}{2}\right]} \sum_{l=0}^{1-m} \sum_{n=0}^{\left[\frac{1}{2}\right]} \sum_{g=0}^{1-n} (-1)^{m+n+h_2+h_4} (2)^{8-3m-3n-h_1-h_2-h_3-h_4} \left(\frac{z}{k}\right)^{s_1+s_2+s_3+s_4} \times \\ & \frac{1}{m!(2-2m)!} \frac{(1-m)!}{l!(1-m-l)!} \frac{1}{n!(2-2n)!} \frac{(1-n)!}{g!(1-n-g)!} \times \\ & \sum_{h_1=0}^{2-2m-2l} \sum_{s_1=0}^{h_1} \sum_{h_2=0}^{2-2n-2g} \sum_{s_2=0}^{h_2} \sum_{h_3=0}^{2l} \sum_{s_3=0}^{h_3} \sum_{h_4=0}^{2g} \sum_{s_4=0}^{h_4} \frac{2g!}{h_4!(2g-h_4)!} \frac{h_4!}{s_4!(h_4-s_4)!} \frac{2l!}{h_3!(2l-h_3)!} \frac{h_3!}{s_3!(h_3-s_3)!} \times \\ & \frac{(2-2n-2g)!}{h_2!(2-2n-2g-h_2)!} \frac{h_2!}{s_2!(h_2-s_2)!} \frac{(2-2m-2l)!}{h_1!(2-2m-2l-h_1)!} \frac{h_1!}{s_1!(h_1-s_1)!} \times \\ & \sum_{k_1=0}^{\left[\frac{4-2m-2l-2n-2g-h_1-h_2}{2}\right]} \frac{(4-2m-2l-2n-2g-h_1-h_2)!}{k_1!(4-2m-2l-2n-2g-h_1-h_2-2k_1)!} \times \\ & \sum_{k_2=0}^{\left[\frac{2l+2g-h_3-h_4}{2}\right]} \frac{(2l+2g-h_3-h_4)!}{k_2!(2l+2g-h_3-h_4-2k_2)!} \times \\ & \left(\frac{i\omega_{0x}^2}{4}\right)^{4-2m-2l-2n-2g-h_1-h_2} \sqrt{\frac{\pi\omega_{0x}^2}{2}} \left(-\frac{2}{\omega_{0x}^2}\right)^{k_1} \left(\frac{i\omega_{0y}^2}{4}\right)^{2l+2g-h_3-h_4} \sqrt{\frac{\pi\omega_{0y}^2}{2}} \left(-\frac{2}{\omega_{0y}^2}\right)^{k_2}. \end{aligned} \quad (11)$$

基于 WDF 二阶矩的定义, 得到沿  $x, y$  轴方向上的二阶矩表达式为

$$\langle x^{n_1} y^{n_2} \theta_x^{m_1} \theta_y^{m_2} \rangle = \frac{1}{P} \iiint \iiint x^{n_1} y^{n_2} \theta_x^{m_1} \theta_y^{m_2} h(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}, z) d^2 \boldsymbol{\rho} d^2 \boldsymbol{\theta}, \quad (12)$$

式中  $P = \iint h(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\theta}, z) d\boldsymbol{\rho} d\boldsymbol{\theta}$  代表光束的总功率,  $x^{n_1}$ 、 $y^{n_2}$  和  $\theta_x^{m_1}$ 、 $\theta_y^{m_2}$  分别为空间位置和角度位置,  $\langle \cdot \rangle$  为取系综平均.

所以光束的  $M^2$  因子的表达式为

$$M^2(z^2) = k(\langle \mathbf{r}^2 \rangle \langle \boldsymbol{\theta}^2 \rangle - \langle \mathbf{r} \times \boldsymbol{\theta} \rangle^2)^{1/2}, \quad (13)$$

狄拉克函数

$$\delta(s) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-isx) dx, \quad (14)$$

$$\delta^n(s) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (-ix)^n \exp(-isx) dx, \quad n = 1, 2, \quad (15)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta^n(x) dx = (-1)^n f^n(0), \quad n = 1, 2. \quad (16)$$

经过一系列的积分变换之后,可以得到距离光源  $z$  处的接受面上,沿  $x, y$  方向上的空间二阶矩、空间频率域二阶矩以及混合矩分别为

$$\langle \mathbf{r}^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle = 2c_1 + 2c_2 + \frac{4}{3}\pi^2 z^3 T, \quad (17)$$

$$\langle \boldsymbol{\theta}^2 \rangle = \langle \theta_x^2 \rangle + \langle \theta_y^2 \rangle = 2\frac{a_1}{k^2} + 2\frac{a_2}{k^2} + 4\pi^2 z T, \quad (18)$$

$$\langle \mathbf{r} \times \boldsymbol{\theta} \rangle = \langle x \cdot \theta_y \rangle + \langle y \cdot \theta_x \rangle = \frac{b_1}{k} + \frac{b_2}{k} + 2\pi^2 z^2 T, \quad (19)$$

式中  $a_1 = \frac{1}{\epsilon_1^2}, b_1 = \frac{2}{\epsilon_1^2} z, c_1 = \left(\frac{1}{\epsilon_1^2} \frac{z^2}{k^2} + \frac{\omega_{0x}^2}{8}\right), a_2 = \frac{1}{\epsilon_2^2}, b_2 = \frac{1}{\epsilon_2^2} 2 \frac{z}{k}, c_2 = \frac{1}{\epsilon_2^2} \frac{z^2}{k^2} + \frac{\omega_{0y}^2}{8}, T = \int_0^{\infty} \Phi_n(\kappa) \kappa^3 d\kappa$ , 为功率谱函数,  $\kappa$  为空间频率。

综合(17)~(19)式,最终得出异常空心光束的质量因子表达式为

$$M^2 = k \left[ \left( 2c_1 + 2c_2 + \frac{4}{3}\pi^2 z^3 T \right) \left( 2\frac{a_1}{k^2} + 2\frac{a_2}{k^2} + 4\pi^2 z T \right) - \left( \frac{b_1}{k} + \frac{b_2}{k} + 2\pi^2 z^2 T \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (20)$$

由以上推导发现,光束质量因子的大小与光源的参数、湍流项以及传输距离密切相关。后面会利用图像进一步分析它们之间的变化关系。

### 3 海洋湍流的功率谱函数

海洋湍流介质的洁净、无杂质、无气泡、无悬浮粒子干扰的特点<sup>[11]</sup>使得其对于光学传输稳定性的影响主要是温度变化和盐度变化这两个因素。已知海洋湍流的空间功率谱函数表达式为

$$\Phi_n(\kappa) = 0.388 \times 10^{-8} \cdot \epsilon^{-\frac{1}{3}} \kappa^{-\frac{11}{3}} [1 + 2.35(\kappa\eta)^{\frac{2}{3}}] \times \frac{\chi_T}{\omega^2} [\omega^2 \exp(-A_T\delta) + \exp(-A_S\delta) - 2\omega \exp(-A_{TS}\delta)], \quad (21)$$

式中  $\epsilon$  代表湍流动能耗散率,取值范围是  $10^{-4} \sim 10^{-10} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ ,  $\chi_T$  代表温度方差耗散率,取值范围是  $10^{-2} \sim 10^{-10} \text{ K}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  (海洋表面~深水层),  $\omega$  为温度起伏和盐度起伏相对强弱的关系,其在海水中变化范围是  $-5 \sim 0$ ,  $-5$  表示由盐度起伏占主导地位引起的光学湍流,  $0$  表示由温度起伏占主导地位引起的光学湍流,  $\eta$  表示柯尔莫哥诺夫海洋湍流内尺度,一般取值为  $\eta = 10^{-3} \text{ m}$ 。其他参数分别为  $A_T = 1.863 \times 10^{-2}, A_S = 1.9 \times 10^{-4}, A_{TS} = 9.41 \times 10^{-3}, \delta = 8.284(\kappa\eta)^{4/3} + 12.978(\kappa\eta)^2$ 。

### 4 异常空心光束在海洋湍流中光束质量因子的变化

综合第 1、2 节的推导,得出这种异常空心光束的质量因子与传输距离、光源参数以及湍流项之间的关系。本文主要研究了 3 种波长的光束在强、弱两种湍流情况下,光束质量因子受到影响的大小对比以及不同距离处海洋湍流参数改变对光束质量的影响(以下各结果已将  $z=0$  处的  $M^2$  因子归一化;强湍流参数为  $\omega = -1.5, \epsilon = 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}, \chi_T = 10^{-4} \text{ K}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ;弱湍流参数  $\omega = -3.5, \epsilon = 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}, \chi_T = 10^{-8} \text{ K}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )。

图 1(a)和图 1(b)分别表示弱湍流和强湍流两种情况下 3 种波长的光束质量因子随传播距离的变化图。从图 1 看出,无论强湍流还是弱湍流,在 100 m 传输范围内,光束质量因子随着传输距离的增大而增加;当传

输距离一定时,波长较长的光束所对应的光束质量好。也就是说,在海洋湍流中,想要得到质量较好的光束要谨慎选择光束波长。

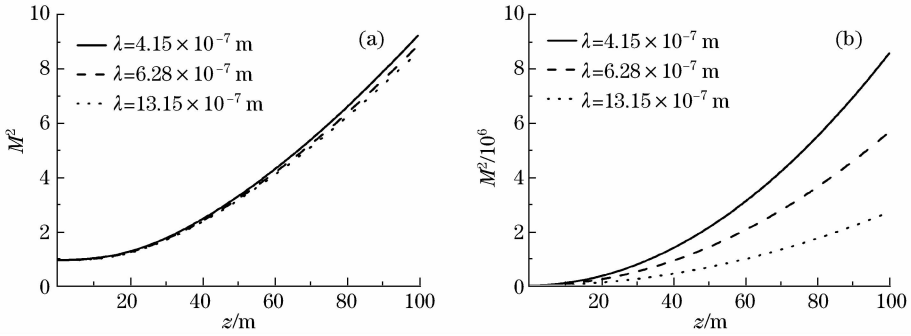


图 1 3 种波长的光束随传播距离的增加质量因子的变化。(a)弱湍流;(b)强湍流

Fig. 1 Quality factor of beams of three different wavelengths changes with propagation distance.

(a) Weak turbulence; (b) strong turbulence

图 2 显示出当传输距离为 100 m 时,两种湍流下质量因子随着光束束宽的增加都是先减小后增大,大约在  $w=2.5$  mm 处达到最小值,也就是说在此处光束质量最佳。图 2(a)是弱湍流时 3 种波长光束的对比,可以发现对于相同宽度的光束,波长越长光束质量因子越小;图 2(b)、(c)、(d)分别为强湍流时,3 种光束的变化情况。波长越长,达到最小值后增大的趋势越平缓。从而可知,光束束宽的选取很关键,过粗或者过细的腰宽都无法得到理想光束,一般选取的光束束宽应在 2.5 mm 左右最适合。

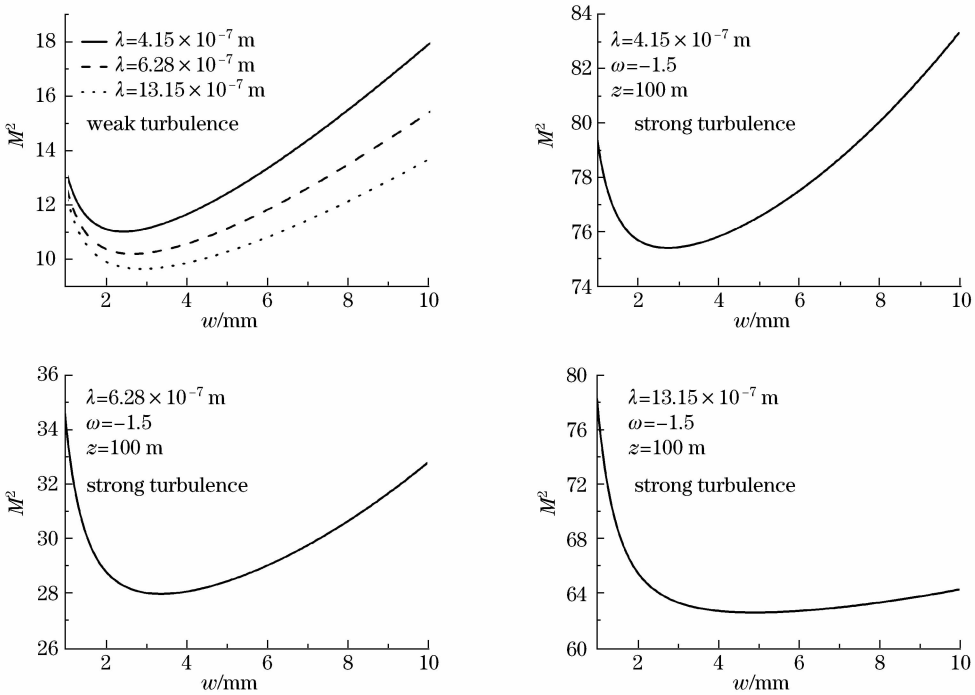


图 2 光束的质量因子随光源的束宽变化关系

Fig. 2 Effect of source beam width on the beam quality factor

由图 3 分析得到当传播距离为 100 m 时,随着相干长度的增加,两种湍流下质量因子的变化趋势都是先减小然后达到水平,保持一个定值不变。也就是说光束的质量随着相干长度的增加越来越好,在某处达到一个最佳值后保持这种状态不变。在弱湍流时,当  $\sigma > 2$  mm 时,它对于光束质量几乎已经没有影响了;而在强湍流时,仅在  $\sigma > 0.5$  mm 处影响就不再明显。之所以会有这种现象,是因为此时光束已处于大气湍流和海洋湍流这两种干扰环境的临界处,后者作用不再明显。

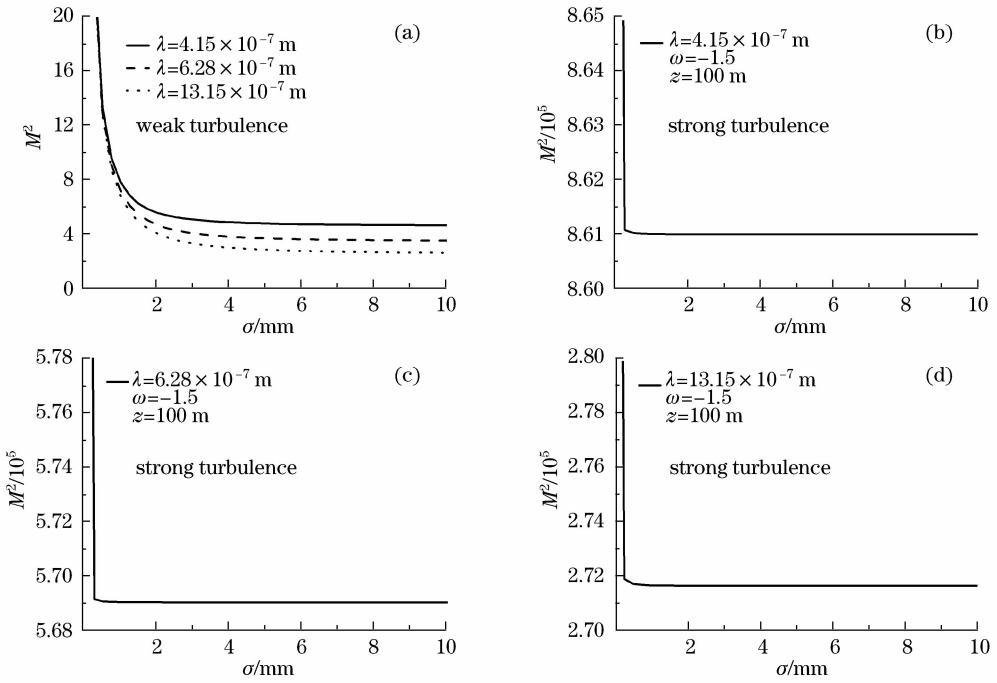


图 3 质量因子随相干长度的变化情况

Fig. 3 Effect of coherence length on the beam quality factor

从图 4 可以看出海洋湍流参数的变化对光束质量产生的影响。这里取波  $\lambda=4.15 \times 10^{-7} \text{ m}$  的光束进行分析。由图 4 结果可知,在靠近海洋表面处,温度变化小于盐度变化,  $\epsilon$  值越小即能动耗散率越小的湍流对光束的干扰越强;而在海洋深处,盐度变化小于温度变化,  $\epsilon$  值越大即能动耗散率越大的湍流对光束的干扰越弱。同时比较第 25 m 和第 100 m 发现,随着传输距离的增加,光束质量因子明显增加。也就是说选择湍

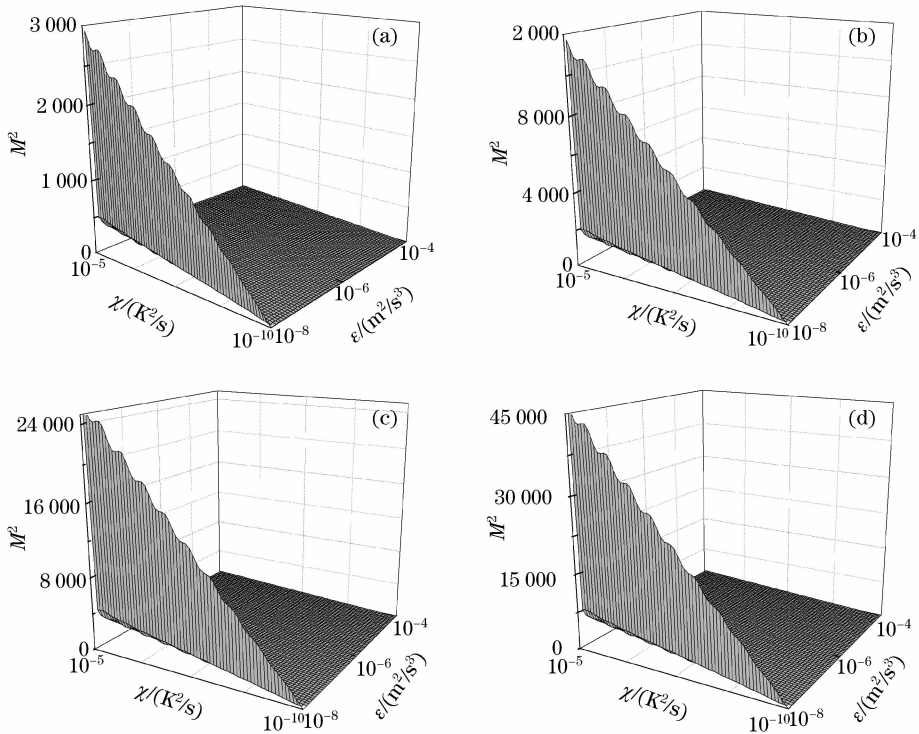


图 4 不同传输距离处质量因子随海洋湍流参数的变化。(a)  $z=25 \text{ m}$ ; (b)  $z=50 \text{ m}$ ; (c)  $z=75 \text{ m}$ ; (d)  $z=100 \text{ m}$

Fig. 4 Variation of  $M^2$  factor with oceanic turbulence parameters at different distances.

(a)  $z=25 \text{ m}$ ; (b)  $z=50 \text{ m}$ ; (c)  $z=75 \text{ m}$ ; (d)  $z=100 \text{ m}$

流参数小传输距离近的光束有利于实验结果。

## 5 结 论

利用惠更斯菲涅耳原理和魏格纳分布函数,理论推导了异常二阶空心光束质量因子的解析表达式,并作图分析得出了它与光源的参数、湍流项以及传输距离之间的联系。结果显示,在 100 m 传输范围内,在海洋湍流中无论强弱湍流光束质量都随传输距离的增大而减小;当传输距离一定时,波长越长的光束质量因子越小。当传输距离为 100 m 处时,随着光束束宽的增加,光束质量先减小后增大,大约在  $w=2.5$  mm 处达到最佳值;随着相干长度的增加,质量因子逐渐减小到一个值,然后保持不变,弱湍流下,  $\sigma>2$  mm 时,它对于光束质量几乎已经没有影响了;而强湍流下,  $\sigma>0.5$  mm 后影响就不再存在;海洋湍流参数越小、传输距离越短的光束质量明显优于其他光束。这些结论表明传输距离、光束波长、束宽、相干长度以及湍流参数的选择十分重要,通过选取合适的参数值可以得到所需的光束。所得结果对异常空心光束传输特性的研究具有一定的实际意义。

## 参 考 文 献

- 1 Qu Jun, Fei Jingchen, Yuan Yangsheng, *et al.*.  $M^2$  factor of flattened radial Gaussian laser beam array in turbulent atmosphere [J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2010, 27(6): 669–676.  
屈 军, 费津程, 袁扬胜, 等. 圆形平顶高斯光束阵列在湍流大气传输中的  $M^2$  因子[J]. 量子电子学报, 2010, 27(6): 669–676.
- 2 Qu Jun, Zhong Liyan, Cui Zhifeng, *et al.*. Elegant Laguerre-Gaussian beam in a turbulent atmosphere [J]. Optics Communications, 2010, 283(14): 2772–2781.
- 3 Yuan Yangsheng, Cai Yangjian, Qu Jun, *et al.*. Propagation factors of Hermite-Gaussian beams in turbulent atmosphere [J]. Optics & Laser Technology, 2010, 42(8): 1344–1348.
- 4 Luo Hui, Xu Huafeng, Cui Zhifeng, *et al.*. Beam propagation factor of partially coherent Laguerre-Gaussian beams in non-Kolmogorov turbulence [J]. Progress In Electromagnetics Research M, 2012, 22: 205–218.
- 5 Wei Hao, Wu Jianping, Zhang Ping. Review on turbulence closure models in ocean hydrodynamics [J]. Journal of Ocean University of Qing Dao, 2001, 31(1): 7–13.  
魏 皓, 武建平, 张 平. 海洋湍流模式的应用[J]. 青岛大学学报, 2001, 31(1): 7–13.
- 6 Kang Jianjun, Wu Haiqiang, Yang Qingxuan, *et al.*. Ocean turbulence measurement technology [J]. Ocean Technology, 2007, 26(3): 19–23.  
康建军, 邬海强, 杨庆轩, 等. 海洋湍流观测技术[J]. 海洋技术, 2007, 26(3): 19–23.
- 7 Hanson F, Lasher M. Effects of underwater turbulence on laser beam propagation and coupling into single-mode optical fiber [J]. Applied Optics, 2010, 49(16): 3224–3230.
- 8 Lu Wei, Liu Liren, Sun Jianfeng. Influence of temperature and salinity fluctuations on propagation behaviour of partially coherent beams in oceanic turbulence [J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2006, 8(12): 1052–1058.
- 9 Farwell N, Korotkova O. Intensity and coherence properties of light in oceanic turbulence [J]. Optics Communications, 2012, 285(6): 872–875.
- 10 Korotkova O, Farwell N. Effect of oceanic turbulence on polarization of stochastic beams [J]. Optics Communications, 2011, 284(7): 1740–1746.
- 11 Chen Feinan, Chen Yanru, Zhao Qi, *et al.*. Change of propagation quality factor of partially coherence Hermite-Gaussian beams traveling through oceanic turbulence [J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(4): 0413002.  
陈斐楠, 陈延如, 赵 琦, 等. 部分相干厄米高斯光束在海洋湍流中光束传输质量的变化 [J]. 中国激光, 2013, 40(4): 0413002.
- 12 Cai Yangjian, He Sailing. Propagation of various dark hollow beams in a turbulent atmosphere [J]. Optics Express, 2006, 14(4): 1353–1367.
- 13 Kuga T, Torii Y, Shiokawa N, *et al.*. Novel optical trap of atoms with a doughnut beam [J]. Physical Review Letters, 1997, 78(25): 4713–4716.
- 14 Cai Yangjian, Lin Qiang. Hollow elliptical Gaussian beam and its propagation through aligned and misaligned paraxial optical systems [J]. JOSA A, 2004, 21(6): 1058–1065.
- 15 Yin Jianping, Gao Weijian, Wang Yuzhu. Generation of dark hollow beams and their applications [J]. Progress in Optics, 2003, 45: 119.  
印建平, 高伟健, 王育竹. 空心光束的产生及其应用 [J]. 光学研究进展, 2003, 45: 119
- 16 Yin Jianping, Liu Nanchun, Xia Yong, *et al.*. Generation of hollow laser beams and their applications in modern optics [J]. Progress In Physics, 2004, 24(3): 336–380.  
印建平, 刘南春, 夏 勇, 等. 空心光束的产生及其在现代光学中的应用[J]. 物理学进展, 2004, 24(3): 336–380.
- 17 Huang Huiqin, Zhao Chengliang, Lu Xuanhui. Progress in hollow beams [J]. Laser & Infrared, 2007, 37(4): 300–303.  
黄慧琴, 赵成良, 陆璇辉. 空心光束的研究进展[J]. 激光与红外, 2007, 37(4): 300–303.
- 18 Tang Ming. Study on Propagation Properties of Hollow Gaussian Light Beam [D]. Changsha: Hunan University, 2010.  
唐 明. 空心高斯光束传输特性的研究[D]. 长沙: 湖南大学, 2010.
- 19 Wang Tao, Pu Jixiong. Propagation of Bessel-correlated partially coherent hollow beams in the turbulent atmosphere [J]. Acta Physica Sinica, 2007, 56(11): 6754–6759.  
王 涛, 蒲继熊. 部分相干空心光束在湍流介质中的传输特性[J]. 物理学报, 2007, 56(11): 6754–6759.
- 20 Cai Yangjian. Model for an anomalous hollow beam and its paraxial propagation [J]. Optics Letters, 2007, 32(21): 3179–3181.

栏目编辑: 史 敏