

弱风条件下斜程海洋湍流中涡旋光束的传输特性

吴鹏飞^{1,2}, 李成毓¹, 雷思琛^{1,2*}, 谭振坤³, 王 姣⁴

- (1. 西安理工大学 自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048;
2. 西安市无线光通信与网络研究重点实验室, 陕西 西安 710048;
3. 西安工业大学 光电工程学院, 陕西 西安 710021;
4. 陕西科技大学 电子信息与人工智能学院, 陕西 西安 710021)

摘要: 光束在海洋介质中传输会极大地受到海洋湍流的影响。此外, 涡旋光束轨道角动量的复用会极大地提高系统容量, 因此研究涡旋光束在海洋湍流中的传输具有重要意义。在水平海洋湍流理论基础上, 创新性地构建了斜程路径上海洋湍流相位屏模型, 以相位结构函数为依据验证了海洋湍流相位屏的准确性, 根据多相位屏法搭建准直高斯涡旋光束在海洋湍流中的上行传输链路模型。数值模拟并分析了不同天顶角、海洋湍流内外尺度及拓扑荷数等其他海洋湍流参数对准直高斯涡旋光束经海洋湍流上行传输的光强及相位分布、光束漂移、轴上闪烁指数和长曝光光斑半径的影响。结果表明: 涡旋光束的拓扑荷数越小、天顶角越小, 光束受到湍流的影响越大; 在海洋湍流上行传输链路中, 准直高斯涡旋光束的光束漂移、轴上闪烁指数及长曝光光斑半径随海洋湍流外尺度的增大而增大, 且主要受传输距离的影响; 理想情况下, 取海洋湍流外尺度为无穷大, 会高估湍流对光束的影响; 由于涡旋光束的本身特性, 拓扑荷数对光强及相位分布和长曝光光斑半径的影响也较为显著。

关键词: 海洋光学; 斜程海洋湍流; 相位屏; 轴上闪烁指数; 光束漂移; 长曝光光斑半径
中图分类号: O436 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20230441

0 引言

由于水下激光通信具有高速率、保密性强等优点, 众多研究学者对光束在海洋湍流中的传输特性展开了大量研究^[1-4]。此外, 由于涡旋光不同拓扑荷数的轨道角动量 (Orbital Angular Momentum, OAM) 可以进行复用^[5], 这将会大大增加系统容量。涡旋光束在水下传输时会受到海洋湍流的影响, 因此研究涡旋光束在海洋湍流中的传输具有十分重要的意义。

利用相位屏模拟随机介质引起的波前畸变是最常用的数值仿真方法。最常见的三种产生湍流相位屏的方法分别是功率谱反演法^[6]、Zernike 多项式法^[7]

和分形法^[8]。早在 1976 年, Fleck 就利用多相位屏法模拟湍流^[9]。由于功率谱反演法低频信息不足的缺点, Lane 等人^[10]提出了次谐波补偿法。利用相位屏法模拟光束在海洋湍流中传输的研究逐渐展开。Farwell 等人^[11]利用海洋湍流功率谱模型及多相位屏法模拟了高斯光束在海洋湍流中的传输, 并分析了闪烁特性。杨天星等人^[12]利用 Nikishov 提出的海洋湍流功率谱模型构建了水平路径上海洋湍流随机相位屏, 并利用相位结构函数和探测概率验证了相位屏的准确性。牛超君等人^[13]利用功率谱反演法建立海洋湍流随机相位屏, 并分别计算了单光束和阵列光束的光束漂移和闪烁指数。Pan 等人^[14]分别采用功率谱

收稿日期: 2023-06-10; 修订日期: 2023-07-25

基金项目: 国家自然科学基金项目 (62001363, 62101313); 陕西省教育厅服务地方专项计划项目 (20JC027); 陕西省科技厅重点研发计划-工业领域一般项目 (2022GY-100); 陕西省科协青年人才支持项目 (20220142); 陕西省科技成果转化与推广计划项目 (2020CGXNG-041); 西安市高校院所科技人员服务企业项目 (22GXFW0074, 22GXFW0004, 22GXFW0050); 碑林区 2023 年应用技术研发储备工程项目 (GX2342)

作者简介: 吴鹏飞, 男, 教授, 博士, 主要从事无线光通信、信息处理方面的研究。

通讯作者: 雷思琛, 女, 讲师, 博士, 主要从事光通信关键器件及光学微纳集成技术方面的研究。

反演法和 Zernike 多项式法构建了海洋湍流随机相位屏并利用相位结构函数验证了相位屏的准确性。张凯宁等人^[15]利用分步相位屏方法仿真分析了涡旋光束在海洋湍流中的闪烁因子。杨祎等人^[3]基于复合海水信道湍流香味平模型仿真了湍流外尺度对高斯光束的影响。以上利用相位屏法对光束在海洋湍流中传输的研究是基于水平路径下开展的,相对缺少光束经斜程海洋湍流路径下的传输研究。

因此,文中在斜程海洋湍流功率谱的基础上采用功率谱反演法构建海洋湍流随机相位屏并用次谐波法对缺失的低频信息进行补偿。结合斜程海洋湍流功率谱的相位结构函数验证构建相位屏的准确性,利用相位屏搭建斜程海洋湍流上行传输链路模型,数值仿真并分析不同天顶角和海洋湍流参数对准直高斯涡旋光束光强及相位分布、光束漂移、轴上闪烁指数和长曝光光斑半径的影响。

1 理论分析

1.1 斜程路径下海洋湍流随机相位屏的构建

功率谱反演法产生海洋湍流随机相位屏的方法如下:首先生成一个零均值、单位方差的复高斯随机数矩阵,然后用海洋湍流相位扰动的功率谱密度函数对其滤波,最后通过傅里叶逆变换得到海洋湍流随机相位屏。根据相位屏的相位频谱和海洋湍流功率谱之间的关系可以得到光束在垂直于传播方向(z 轴方向)上任意切片海水相位频谱为^[14]:

$$F_\phi(\kappa_x, \kappa_y) = 2\pi k^2 \Delta z \Phi_n(\kappa, h) \quad (1)$$

式中: $k = 2\pi/\lambda$ 是光束的波数; Δz 为第 i 个与第 $i+1$ 个斜程路径下海洋湍流随机相位屏的湍流层厚度或光束的传播距离, $\Phi_n(\kappa, h)$ 为斜程海洋湍流功率谱模型,其表达式为^[16]:

$$\Phi_n(\kappa, h) = \frac{[1 + C_1(\kappa\eta)^{2/3}]}{4\pi(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}} \left\{ C_T^2(h) \exp\left[-\frac{(\kappa\eta)^2}{R_T^2}\right] + C_S^2(h) \exp\left[-\frac{(\kappa\eta)^2}{R_S^2}\right] - C_{TS}^2(h) \exp\left[-\frac{(\kappa\eta)^2}{R_{TS}^2}\right] \right\} \quad (2)$$

式中: κ 是空间波数; η 是海洋湍流的 Kolmogorov 微尺度; $\kappa_0 = 1/L_0$; L_0 是海洋湍流的 Kolmogorov 外尺度; C_1 是 4.6~5 的无量纲参数^[17]; $C_T^2(h) = A^2\beta\chi_T(h)\varepsilon^{-1/3}(h)$, $A = 2.6 \times 10^{-4}$ liter/(°), $\beta = 0.72$ 是 Obukhov-Corrsin

常数; $\chi_T(h)$ 是随深度变化的温度耗散率; $\varepsilon(h)$ 是随深度变化的单位质量流体的海洋湍流动能耗散率; h 是海水深度, $C_S^2(h) = B^2\beta\chi_S(h)\varepsilon^{-1/3}(h)$ 是斜程海洋湍流的盐度结构参数,在上层海洋中盐度几乎不随海水深度变化而变化^[18],因此斜程路径中均方盐度耗散率 $\chi_S(h)$ 可以近似为水平路径中的均方盐度耗散率 χ_S ,则有 $\chi_S(h) \approx \chi_S = A^2\chi_T/B^2\omega^2$, $B = 1.75 \times 10^{-4}$ liter/gram; $C_{TS}^2(h) = 2AB\beta\chi_{TS}(h)\varepsilon^{-1/3}(h)$ 是斜程海洋湍流的温盐结构参数, $\chi_{TS}(h) = [K_T + K_S][\chi_T(h)\chi_S(h)/4K_TK_S]^{1/2}$ 是随深度变化的海洋湍流均方温盐耦合耗散率; $R_j = 3^{1/2}[W_j - 1/3 + 1/(9W_j)]^{3/2}/Q^{3/2}$ ($j = T, S, TS$), Q 是范围在 2.3~3.6 之间变化的无量纲常量, $W_j = \{[Pr_j^2/(6\beta Q^2) - Pr_j/(81\beta Q^2)]^{1/2} - [1/27 - Pr_j/(6Q^2\beta)]\}^{1/3}$ ($j = T, S, TS$), Pr_T 和 Pr_S 分别是温度和盐度的 Pandtl 常数^[16],且 $Pr_{TS} = 2 Pr_T Pr_S / (Pr_T + Pr_S)$ 。

斜程海洋湍流路径下随海水深度变化的均方温度耗散率和动能耗散率分别为^[16]:

$$\chi_T(h) = \begin{cases} (J_b^0)^2(h^2 + 0.48)^{-1/2} / (c_p^2 \rho_w^2 u_w), & W \leq 7 \text{ m/s} \\ (T_0^0)^2 u_w^{3/2} (h^2 + 0.48)^{-1/4} / \sqrt{\nu \alpha}, & W > 7 \text{ m/s} \end{cases} \quad (3)$$

$$\varepsilon(h) = \left(C \vartheta u^3 + D(W \sqrt{C_D \rho_a / \rho_w})^3 / \alpha \right) / h \quad (4)$$

式中: c_p 是比热; J_b^0 是表面热浮力通量; u_w 是海水侧摩擦速度; T_0^0 湍流温度波动源; ν 是动能粘度系数; $C = 0.004$ 是潮汐混合系数; $D = 0.023$ 是风混合系数; W 是风速; ρ_a 是空气密度; ρ_w 是海水密度; ϑ 是与海水深度成正比的最大涡流尺度; $\alpha = 0.41$ 是 von Karman 常数; u 是平均水深流速; C_D 是风和海水表面之间的拖拽系数。

斜程海洋湍流路径下温度盐度贡献比可表示为^[16]:

$$\omega(h) = \frac{\omega}{(h^2 + 0.48)^{1/(4J)}} \quad (5)$$

式中: $J = 1$ 代表弱风条件; $J = 2$ 代表强风条件; ω 为水平路径下温度盐度贡献比。

用 $F_\phi(\kappa_x, \kappa_y)$ 对高斯随机复矩阵 $h(\kappa_x, \kappa_y)$ 进行滤波,再进行傅里叶逆变换得到相位屏空间分布为:

$$\varphi(x, y) = C_2 \sum_{\kappa_x} \sum_{\kappa_y} h_1(\kappa_x, \kappa_y) \sqrt{F_\phi(\kappa_x, \kappa_y)} \exp[i(\kappa_x x + \kappa_y y)] \quad (6)$$

式中: $C_2 = (\Delta\kappa_x \Delta\kappa_y)^{1/2}$ 是相位屏方差的常数因子; h_1 是 $N \times N$ 的复随机矩阵,在离散化的空间域内; $x = m\Delta x$, $y = n\Delta y$, Δx Δy 分别为 x, y 方向的取样间隔,为了方便,设

$\Delta x = \Delta y$, m, n 为整数; 在波数域内, $\kappa_x = m'\Delta\kappa_x$, $\kappa_y = n'\Delta\kappa_y$, $\Delta\kappa_x, \Delta\kappa_y$ 为空间频域的取样间隔, $\Delta\kappa_x = 2\pi/(M_x\Delta x)$, $\Delta\kappa_y = 2\pi/(M_y\Delta y)$, M_x, M_y 分别为相位屏的栅格数目, 则相位屏的表达式可写为:

$$\phi_H(m\Delta x, n\Delta y) = C_2 \sum_{m'} \sum_{n'} h(m', n') \sqrt{F_\phi(m', n')} \exp \left[2\pi i \left(\frac{m'm}{M_x} + \frac{n'n}{M_y} \right) \right] \quad (7)$$

由于功率谱反演法具有低频信息不足的缺陷, 文中在功率谱反演法的基础上对产生的相位屏采用次谐波法进行低频补偿, 低频次谐波频谱^[12,14,19]可以表示为:

$$F_{sub}(\kappa_x, \kappa_y) = (q/N)^{-2p} F_\phi(\kappa_{lx}, \kappa_{ly}) \quad (8)$$

式中: p 为谐波次数; q 为补偿阶数; N 为低频次谐波的重叠补偿阶数; $(q/N)^{-2p}$ 为低频次谐波权重, $\kappa_{lx} = (q/N)^{-2p}\kappa_x, \kappa_{ly} = (q/N)^{-2p}\kappa_y$, 分别为 x 和 y 方向上的低频空间频率分量。离散化之后, 低频次谐波相位屏表达式为:

$$\phi_L(m\Delta x, n\Delta y) = \left[\left(\frac{2\pi}{M} \right)^2 \frac{1}{\Delta x \Delta y} \right]^{\frac{1}{2}} \sum_{p=1}^{M_p} \sum_{m'=-\frac{q-1}{2}}^{\frac{q-1}{2}} \sum_{n'=-\frac{q-1}{2}}^{\frac{q-1}{2}} h(m', n') \sqrt{F_{sub}(m', n')} \times \exp \left[i2\pi \left(\frac{q}{N} \right)^{-p} \left(\frac{m'm}{M_x} + \frac{n'n}{M_y} \right) \right] \quad (9)$$

式中: M_p 代表补偿的总阶数。将公式 (7) 和 (9) 合并构成最终的海洋湍流随机相位屏, 从而补偿了相位屏的低频部分。最终的相位屏可以表示为 $\phi = \phi_H + \phi_L$ 。

1.2 相位屏法模拟光束在海洋湍流斜程路径下的传输

光束在海洋湍流中传输的影响可以近似认为是纯相位扰动^[12], 因此光束在斜程海洋湍流路径下传输的影响可以采用一系列的相位屏模拟。图 1 为光束通过海洋湍流随机相位屏上行传输链路模型示意图。

如图 1 所示, h_0 为上行传输链路中接收机所处海水深度, $H=h_0+z\cos\zeta$, $\Delta h = \Delta z \cdot \cos\zeta$, 从而可以得到斜程海洋湍流传输链路中每个相位屏的深度。准直高斯涡旋光束在笛卡尔坐标系下初始源平面的场^[20]可以表示为:

$$U_0(s, z) = [s_x + i s_y \operatorname{sgn}(l)]^{|l|} \cdot \exp \left[-\frac{s_x^2 + s_y^2}{w_0^2} \right] \quad (10)$$

式中: $\mathbf{s} = (s_x, s_y)$ 是源平面处的坐标; l 是拓扑荷数; $\operatorname{sgn}(\cdot)$ 是符号函数; w_0 是光束的束腰半径; 准直高斯

涡旋光束在自由空间中的传输函数^[21]为:

$$U_{prop}(\kappa_x, \kappa_y) = \exp \left[i\Delta z (\kappa_r^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2) \right] \quad (11)$$

式中: $\kappa_r^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2$, κ_x, κ_y 分别为 x 轴、 y 轴方向上的空间频率分量。光束通过第一个相位屏后的光场表达式为:

$$U_{1+}(x, y) = FFT^{-1} [FFT(U_0) \cdot U_{prop}(\kappa_x, \kappa_y)] \cdot \exp [i\phi_1(x, y)] \quad (12)$$

式中: $\phi_1(x, y)$ 表示斜程海洋湍流上行传输链路中的第一个相位屏, FFT^{-1} 和 FFT 分别表示傅里叶反变换和傅里叶变换。当光束通过第二个相位屏后光场表达式为:

$$U_{2+}(x, y) = FFT^{-1} [FFT(U_{1+}) \cdot U_{prop}(\kappa_x, \kappa_y)] \cdot \exp [i\phi_2(x, y)] \quad (13)$$

式中: $\phi_2(x, y)$ 表示斜程海洋湍流上行传输链路中的第二个相位屏。值得注意的是, 在斜程海洋湍流链路中相位屏的深度变化会影响相位屏模拟数值的大小, 因此, 不同深度处的相位屏并不相同。当通过第二个相位屏后, 以上过程将被重复直到穿过最后一个相位屏为止, 最终的结果即为出射光束的场强分布。

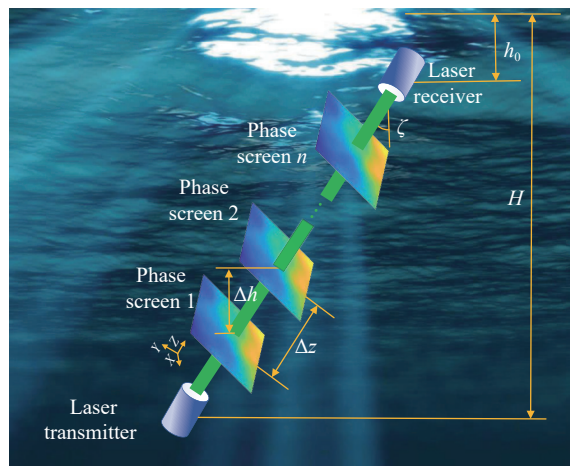


图 1 光束通过海洋湍流相位屏上行传输链路模型示意图

Fig.1 Schematic diagram of the beam through phase screen in uplink transmission channel model of ocean turbulence

2 仿真结果及分析

2.1 斜程路径下海洋湍流随机相位屏验证

海洋湍流的统计特性可以用结构函数描述^[12], 通过对海洋湍流功率谱的相位结构函数与生成相位屏的相位结构函数的数值进行比较分析, 验证生成相位

屏的准确性。斜程路径下海洋湍流随机相位屏的相位结构函数^[14]定义为:

$$D(r) = \langle [\varphi(\rho+r) - \varphi(\rho)]^2 \rangle \quad (14)$$

式中: $\varphi(\rho+r)$ 和 $\varphi(\rho)$ 分别是点 $\rho+r$ 和点 ρ 的相位值, $\langle \cdot \rangle$ 是系综平均。斜程路径下海洋湍流功率谱相位结构函数的理论表达式^[22-23]为:

$$D(r) = \begin{cases} 2(r/r_0)^2, & r \ll \eta \\ 2(r/r_0)^{5/3}, & r \gg \eta \end{cases} \quad (15)$$

式中: η 是海洋湍流内尺度; r_0 是海洋湍流的空间相干长度^[24-25], 可以表示为:

$$r_0 = [1.118 3\pi k^2 \sec(\zeta)(\mu_T + \mu_S - \mu_{TS})]^{-3/5}, r_0 \gg \eta \quad (16)$$

其中:

$$\mu_j = \int_{h_0}^H C_j^2(h) dh, j = T, S, TS \quad (17)$$

斜程路径下海洋湍流相位屏仿真选取参数为: $\eta = 0.001$ m, $u_w = 0.0012$ m/s, $u = 0.5$ m/s, $T'_0 = 0.03$ °C, $W = 1$ m/s, $C_D = 0.0015$, $\omega = -3$, $\rho_a = 1.2$ kg/m³, $c_p = 3932$ J·kg⁻¹·°C, $\rho_w = 1025$ kg/m³, $\lambda = 532$ nm, $L_0 = 10$ m,

$g = 7 \times 10^{-2}$, $\zeta = \pi/3$, $\nu = 0.0001$ m²/s, $Q = 2.35$, $J = 1$, $J^0_b = 6$ W/m², $w_0 = 0.05$ m, $\Delta z = 20$ m, $l = 1$, $z = 20$ m, 采样点数 $M = 1024$, 相位屏尺寸 $L = 0.3$ m。如无特殊说明仿真参数均为以上参数。将海洋湍流随机相位屏的中心点作为固定点, 计算与相位屏中心点距离为 $0 \sim r$ 的点的相位均方差, 然后取 1000 幅相位屏进行数学平均作为系综平均。以 $p = 6$, $q/N = 7/4$ 的次谐波补偿法生成相位屏的二维图及对公式 (14) 和公式 (15) 进行数值仿真, 得到斜程路径下海洋湍流随机相位屏相位结构仿真值与海洋湍流功率谱相位结构理论值的结果对比分别如图 2(a) 和图 2(b) 所示。从图 2(a) 可以看出, 斜程路径下海洋湍流随机相位屏的相邻两点间的相位变化剧烈, 即该相位屏具有丰富的高频成分, 并且相位屏上的相位具有明显倾斜, 因此该相位屏具有丰富的低频成分。从图 2(b) 中可以看出, 当 $p = 6$, $q/N = 7/4$ 时斜程路径下海洋湍流随机相位屏相位结构函数的仿真值与海洋湍流功率谱相位结构函数的理论值较为逼近, 且在低频处也较为贴合, 因此可以验证斜程路径下海洋湍流随机相位屏的准确性。

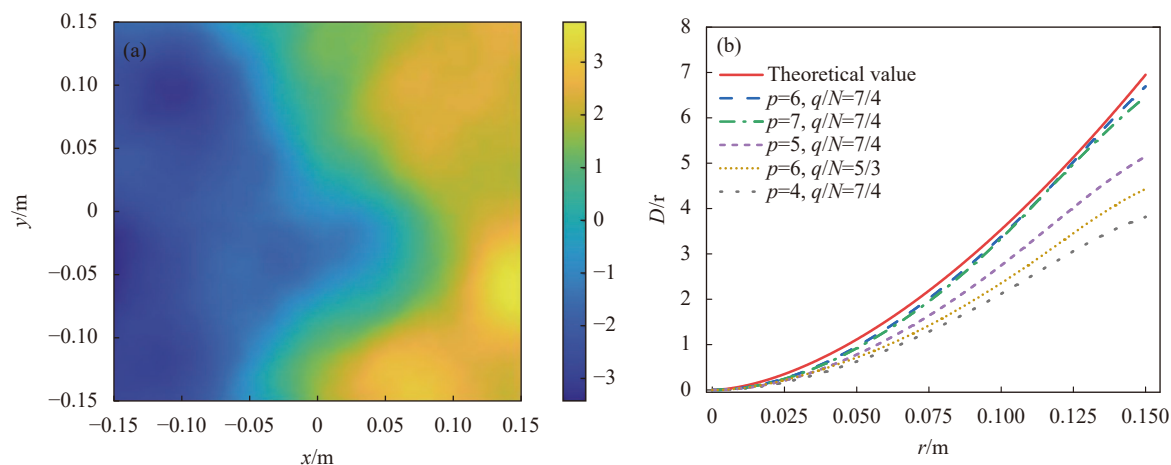


图 2 海洋湍流随机相位屏二维图及相位结构函数验证图。(a) 相位屏二维图; (b) 相位结构函数验证图

Fig.2 Two-dimensional diagram of random ocean turbulence. (a) Phase screen; (b) Phase structure function curves

2.2 光斑强度分布及相位演变

图 3 所示为弱风条件下准直高斯涡旋光束在不同拓扑荷数时光斑强度随传输距离变化的光斑分布图。从图 3 中可以看出, 在斜程海洋湍流中随着传输距离的增大, 光束的光斑逐渐开始破碎, 表明随着传输距离增大光束受到海洋湍流的影响增大。造成这

一现象的原因是当接收机的位置和天顶角的大小固定不变时, 随着传输距离增大发射机所处的海水深度增加, 盐度梯度变化要大于温度梯度变化且盐度变化主导的海洋湍流要强于温度变化主导的海洋湍流。此外, 涡旋光束的光斑半径随着拓扑荷数及传输距离的增大而增大。

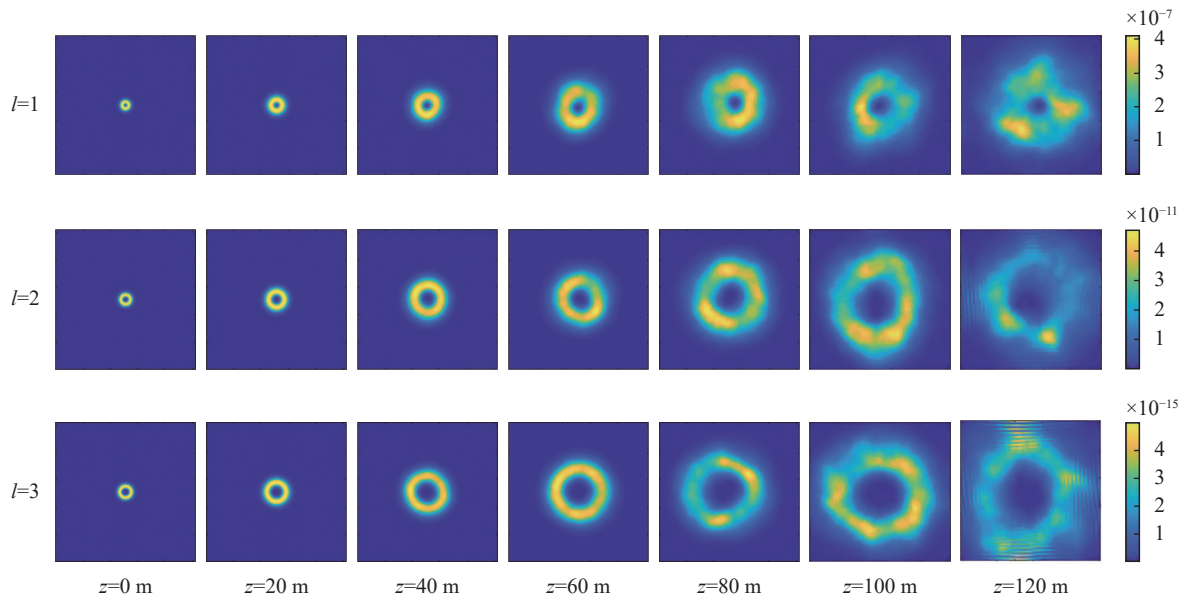


图 3 准直高斯涡旋光束在斜程海洋湍流中不同传输距离处的光斑强度分布情况

Fig.3 Intensity profiles of collimated Gaussian vortex beam at different propagation distance in ocean turbulence of slant path

图 4 所示为弱风条件下准直高斯涡旋光束在不同拓扑荷数时相位随传输距离变化的相位分布图。从图 4 中可以看出,随着传输距离增加,涡旋光束的

相位跃迁处由直线变为曲线,但相位奇点基本上可以进行分辨。

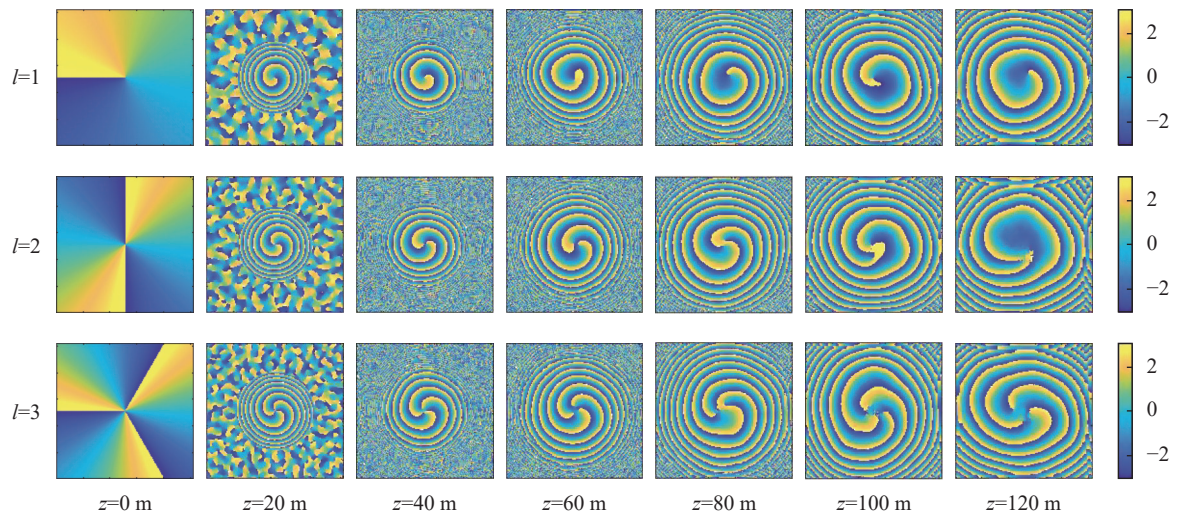


图 4 准直高斯涡旋光束在不同拓扑荷数时相位随传输距离变化的相位分布图

Fig.4 Phase profile of collimated Gaussian vortex beam with different topological charges as a function of propagation distance

2.3 光束漂移特性

光束在湍流介质中传播一段距离后,由于湍流、散射和折射等的影响,接收端光束的中心位置会发生漂移,从而导致接收端平面光强发生随机分布^[26]。漂移标准差反映了光束漂移的程度。通常用光斑质心位置的变化描述光斑漂移。光斑质心坐标 (x_c, y_c) 定义为:

$$\begin{cases} x_c = \frac{\iint xI(x,y) dx dy}{\iint I(x,y) dx dy} \\ y_c = \frac{\iint yI(x,y) dx dy}{\iint I(x,y) dx dy} \end{cases} \quad (18)$$

式中: $I(x, y)$ 表示 (x, y) 点处的光强。

通过对质心变化取统计平均便可获得质心漂移标准差^[22]为:

$$\sigma_c = \sqrt{2\langle r_c^2 \rangle} \quad (19)$$

式中: $r_c^2 = x_c^2 + y_c^2$ 。由于相位屏的随机性较大, 文中计算了弱风条件下光束传输 500 次模拟出光斑质心变化如图 5 所示。

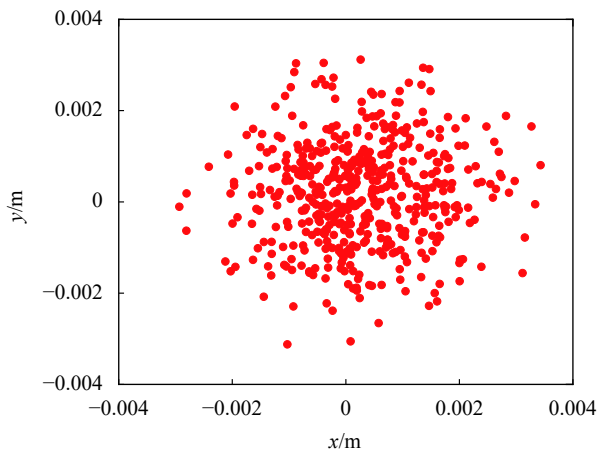


图 5 光斑质心分布图

Fig.5 Spot centroid distribution

文中对涡旋光束的光斑质心取 500 次数学平均作为系综平均值, 进而利用公式 (19) 得到光束漂移标准差。图 6(a)、(b) 分别为弱风条件下光束漂移 σ_c 。

在不同拓扑荷数 l 时随水深平均流速 u 及传输距离 z 的变化关系。从图 6 可以看出, 随传输距离 z 和水深平均流速 u 增大, 光束漂移 σ_c 分别增大、减小, 且传输距离 z 和水深平均流速 u 一定时, 拓扑荷数 l 越大光束漂移 σ_c 越小。造成这种现象的原因是当接收机位置和天顶角 ζ 固定不变时, 随着传输距离 z 增加, 发射机所处的海水深度增加, 海洋湍流逐渐由温度主导变为盐度主导, 且盐度主导的海洋湍流大于温度主导的海洋湍流, 因此光束漂移 σ_c 增大; 动能耗散率 ε 随水深平均流速 u 的增大而增大, 海洋湍流的强度减小, 因此光束漂移 σ_c 减小; 此外, 当拓扑荷数增大时, 涡旋光束的暗核增大, 光束受到海洋湍流的影响减弱。

图 7(a)、(b) 分别为弱风条件下准直高斯涡旋光束在不同风速 W 和海洋湍流外尺度 L_0 时光束漂移 σ_c 与传输距离 z 的变化关系。由图 7 可以看出, 随传

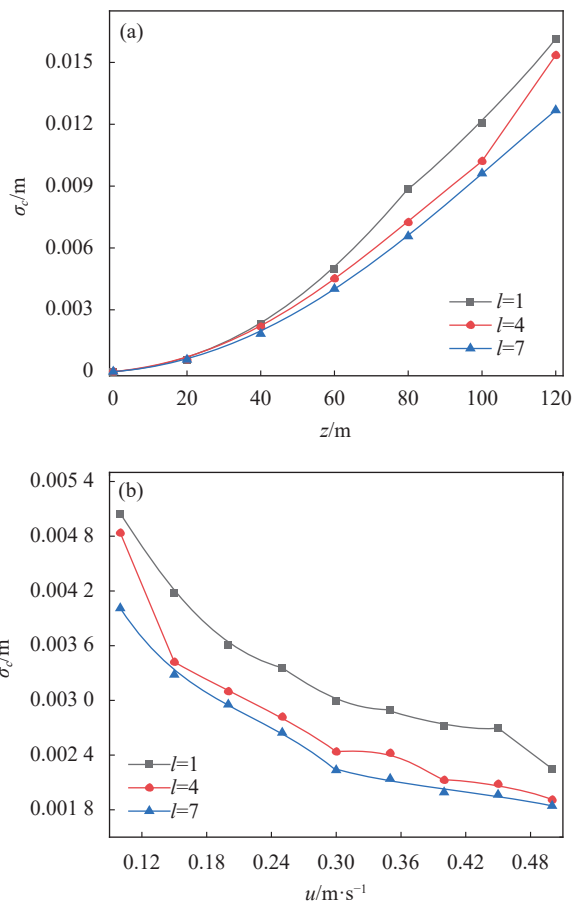


图 6 准直高斯涡旋光束光束漂移 σ_c 。(a) 不同拓扑荷数下光束漂移与传输距离的关系; (b) 不同拓扑荷数下光束漂移与水深平均流速的关系

Fig.6 The beam wander σ_c of collimated Gaussian vortex beam. (a) the relationship between beam wander σ_c and propagation distance z for the values of different the topological charge l ; (b) the relationship between beam wander σ_c and propagation distance z for the values of different the tidal velocity of depth-averaged u

输距离 z 增大, 光束漂移 σ_c 增大; 从图 7(a) 可知, 当传输距离 z 和天顶角 ζ 一定时, 光束漂移 σ_c 随风速 W 增大而增大, 当传输距离 z 和风速 W 一定时, 光束漂移 σ_c 随天顶角 ζ 减小而增大。这种现象的物理解释为: 当风速 W 增大时, 动能耗散率 ε 增大, 海洋湍流强度减小; 当风速 W 和接收机位置固定时, 传输距离 z 固定不变, 天顶角 ζ 减小, 则发射机所处位置的海水深度增加, 海洋湍流逐渐由温度主导变为盐度主导且盐度主导的湍流强度大于温度主导的湍流强度, 因此光束漂移 σ_c 增大; 由图 7(b) 可知, 当传输距离不变时, 光束漂移 σ_c 随海洋湍流外尺度 L_0 的增大而增大, 造

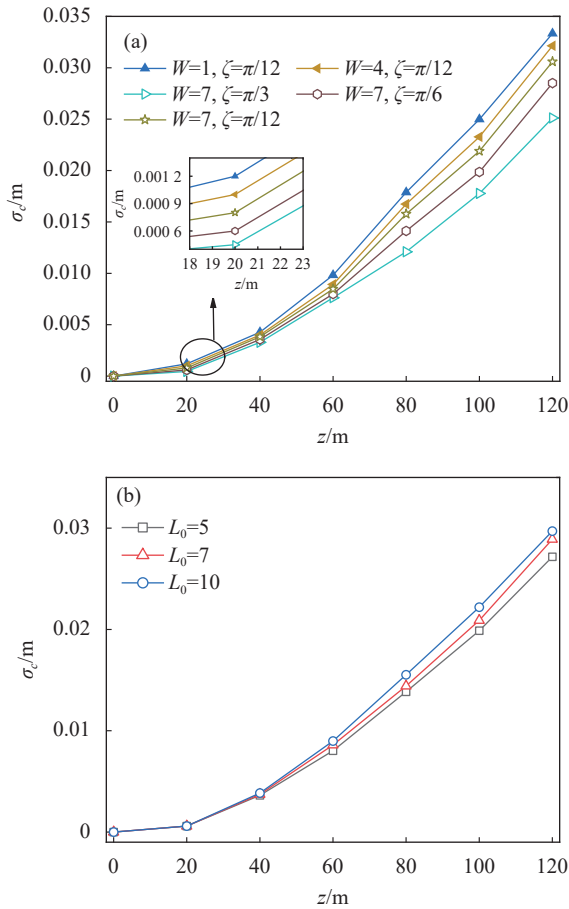


图 7 准直高斯涡旋光束光束漂移 σ_c 与传输距离 z 的关系。(a) 不同风速 W 及天顶角 ζ ; (b) 不同海洋湍流外尺度 L_0

Fig.7 The beam wander σ_c of the collimated Gaussian vortex beam versus the propagation distance z . (a) For the values of different the wind speed W and the zenith angle ζ ; (b) For the values of different the outer scale of oceanic turbulence L_0

成这种现象的原因是随着外尺度的增大, 湍流中的能量增大, 此时湍流对光束漂移的影响增大。此外, 由于海洋湍流外尺度不会无限大, 理想情况下将海洋湍流外尺度 L_0 取值为无穷大会高估海洋湍流引起的光束漂移效应。

2.4 光强闪烁特性

光束在随机介质中传输时, 会受到传输介质中的散射及折射会使得光束强度出现涨落, 即闪烁现象。接收端光束某一点光强变化的剧烈程度可用闪烁指数表示, 闪烁指数越大, 光束的强度变化越剧烈。轴上闪烁指数^[22]可以定义为:

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1 \quad (20)$$

式中: I 为光强; $\langle \cdot \rangle$ 是系综平均。由于相位屏是随机生成的, 具有较大的随机性, 文中计算了光束传输 500 次的数学平均值作为光束的闪烁指数。

图 8 所示为弱风条件下轴上闪烁指数 σ_I^2 在不同条件下随传输距离 z 的变化曲线, 图 8(a) 为不同温度盐度贡献比 ω 及风速 W 时的轴上闪烁指数 σ_I^2 ; 图 8(b) 为不同湍流内尺度 η 及外尺度 L_0 时的轴上闪烁指数 σ_I^2 。从图 8(a) 中可以看出, 当传输距离 z 一定时轴上闪烁指数 σ_I^2 随着温度盐度贡献比 ω 的增大而增大, 造成这种现象的原因是温度盐度贡献比 ω 的取

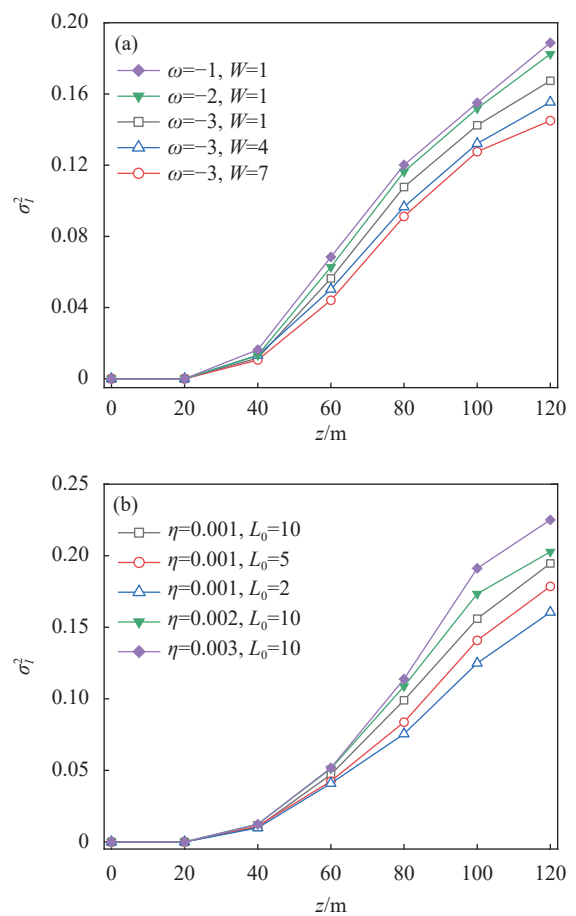


图 8 准直高斯涡旋光束轴上闪烁指数 σ_I^2 与传输距离 z 的关系。(a) 不同风速 W 和温度盐度贡献比 ω ; (b) 不同湍流内尺度 η 及外尺度 L_0

Fig.8 The on-axis scintillation index σ_I^2 of the collimated Gaussian vortex beam versus the propagation distance z . (a) For the values of different the wind speed W and the temperature-salinity distribution ratio ω . (b) For the values of different the inner scale of oceanic turbulence η and the outer scale of oceanic turbulence L_0

值范围为 $-5\sim 0$,当温度盐度贡献比 ω 趋于 0 时湍流由盐度主导,当温度盐度贡献比 ω 趋于 -5 时湍流由温度主导,且盐度主导的海洋湍流强度要大于温度主导的海洋湍流,所以当温度盐度贡献比 $\omega=-1$ 时的轴上闪烁指数 σ_i^2 大于 $\omega=-3$ 时的轴上闪烁指数。当温度盐度贡献比 ω 和传输距离 z 一定时,由于动能耗散率 ε 随风速 W 的增大而增大,导致海洋湍流的强度减弱,因此轴上闪烁指数 σ_i^2 随风速 W 的增大而减小。从图 8(b)中可以看出,在弱风条件下,内尺度 η 对光束轴上闪烁指数的影响大于外尺度 L_0 ,且轴上闪烁指数 σ_i^2 随着湍流内尺度和外尺度 L_0 的增大而增大。原因是:随湍流内尺度 η 增加,湍流中的涡旋数量增大,则湍流对光束轴上闪烁指数 σ_i^2 的影响增大;随着湍流外尺度 L_0 增加,湍流中的能量增加,则湍流对轴上光束闪烁指数 σ_i^2 的影响增加。

2.5 光束扩展效应

为了衡量准直高斯光束在海洋湍流上行传输链路中由湍流扰动带来的光束扩展效应,计算了准直高斯涡旋光束的长曝光光斑半径,定义为^[3,22]:

$$W_{LE} = \sqrt{\frac{2 \iint r^2 I(r,z) d^2r}{\iint I(r,z) d^2r}} \quad (21)$$

经过 500 次统计平均,利用公式 (21) 计算出长曝光光斑半径。

图 9 所示为弱风条件下准直高斯涡旋光束在拓扑荷数 l 、天顶角 ζ 、温度盐度贡献比 ω 和外尺度 L_0 变化时长曝光光斑半径 W_{LE} 与传输距离 z 的关系。从图 9(a)中可以看出,长曝光光斑半径 W_{LE} 随传输距离 z 及拓扑荷数 l 的增大而增大,且拓扑荷数 l 对长曝光光斑半径 W_{LE} 的影响较大。相应的物理解释为:从图 3 光强分布图可知,涡旋光束的拓扑荷数 l 会明显影响其光斑半径,因此拓扑荷数 l 对长曝光光斑半径 W_{LE} 的影响较大;此外,当光束传输 z 达到一定距离时,传输距离 z 对长曝光光斑半径 W_{LE} 的影响开始凸显,这是因为在海洋湍流上行传输链路中,当天顶角 ζ 不变时,发射机所处的海水深度随传输距离 z 增加而增加,此时,海洋湍流逐渐由温度主导变为盐度主导,且盐度主导的海洋湍流波动大于温度主导,因此光束传输链路受到海洋湍流影响逐渐增大。此外,当拓扑荷数 l 及传输距离 z 固定不变时,长曝光

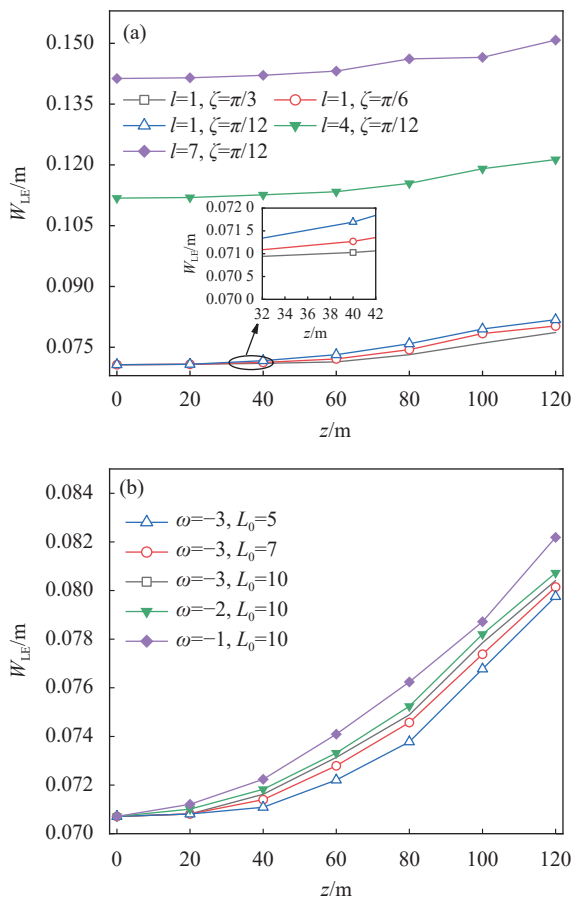


图 9 准直高斯涡旋光长曝光光斑半径 W_{LE} 与传输距离 z 的关系。(a) 不同拓扑荷数 l 及天顶角 ζ ; (b) 不同温度盐度贡献比 ω 及海洋湍流外尺度 L_0

Fig.9 The long-exposure beam radius W_{LE} of the collimated Gaussian vortex beam versus the propagation distance z . (a) For the values of different the topological charge l and the zenith angle ζ ; (b) For the values of different the temperature-salinity distribution ratio ω and the outer scale of oceanic turbulence L_0

光斑半径 W_{LE} 随天顶角的减小而增大,由图 1 的传输链路模型可知,当传输距离 z 固定时,天顶角 ζ 越小发射机所处海水深度越深,则光束在上行传输时受到海洋湍流的影响越大。从图 9(b)中可以看出,长曝光光斑半径 W_{LE} 随温度盐度贡献比 ω 和海洋湍流外尺度 L_0 的增大而增大,原因是外尺度越大湍流中包含的能量越大,则湍流对长曝光光斑半径的影响越大。海洋湍流随温度盐度贡献比 ω 增大而增大,由于海洋的分层特性当 $\omega=-1$ 时海洋湍流急剧增强,因此此时长曝光光斑半径 W_{LE} 快速增大。

图 10 所示为弱风条件下准直高斯涡旋光束在不同水深平均流速 u 及风速 W 时长曝光光斑半径

W_{LE} 与传输距离 z 的关系。结合图 9 和图 10 中可以看出,长曝光光斑半径 W_{LE} 随传输距离 z 的增加而增大。从图 10 可以看出,当传输距离 z 及风速 W 固定时,水深平均流速 u 越大,光束受到的扩展效应越严重;当传输距离 z 及水深平均流速 u 不变时,长曝光光斑半径 W_{LE} 随风速 W 的增大而减小。原因是:风速 W 及水深平均流速 u 越大,动能耗散率 ε 越大,导致海洋湍流减弱,光束受到湍流的影响减弱,因此光束的扩展效应减弱。

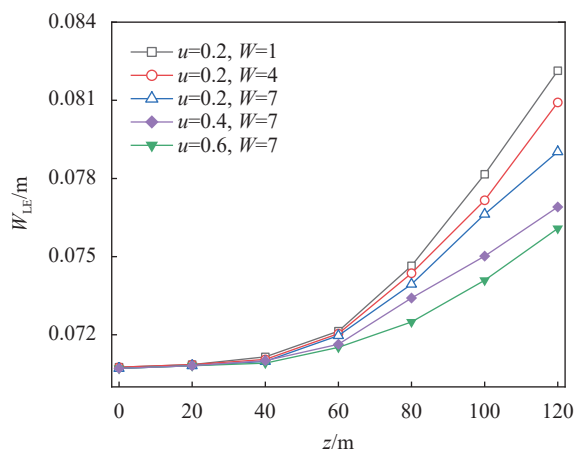


图 10 准直高斯涡旋光束的长曝光光斑半径 W_{LE} 在不同水深平均流速 u 及风速 W 条件下与传输距离 z 的关系

Fig.10 The long-exposure beam radius W_{LE} of the collimated Gaussian vortex beam versus the propagation distance z for the values of different the tidal velocity of depth-averaged u and the wind speed W

3 结 论

文中利用次谐波法将功率谱反演法构建的弱风条件下海洋湍流随机相位屏进行补偿并利用相位结构函数验证了相位屏的正确性,采用多相位屏法搭建斜程海洋湍流上行传输链路模型,对海洋湍流斜程路径上准直高斯涡旋光在不同影响因素下的光强及相位分布、轴上闪烁指数 σ_I^2 、光束漂移 σ_c 和长曝光光斑半径 W_{LE} 进行计算并分析。结果表明,当补偿阶数为 7,下一次谐波采样区间数为 4,设置 6 次谐波时,构建的海洋湍流相位屏能够更加精确地表示斜程路径下海洋湍流的统计特性;准直高斯涡旋光束的光束漂移、轴上闪烁指数及长曝光光斑半径随海洋湍流外

尺度的增大而增大,理想情况下取海洋湍流外尺度为无穷大,会高估湍流对光束的影响;在海洋湍流上行传输路径中,天顶角 ζ 越大,涡旋光束在传输时受到湍流的影响越小;当其他参数不变时,光束漂移 σ_c 、轴上闪烁指数 σ_I^2 和长曝光光斑半径 W_{LE} 主要受传输距离 z 影响;由于涡旋光束的本身特性,拓扑荷数对光强及相位分布和长曝光光斑半径的影响较为显著。该研究成果将为海洋湍流斜程路径下激光通信和涡旋光束的传播提供一定的理论依据。

参考文献:

- [1] Ijeh I C, Khalighi M A, Elamassie M, et al. Outage probability analysis of a vertical underwater wireless optical link subject to oceanic turbulence and pointing errors [J]. *Journal of Optical Communications and Networking*, 2022, 14(6): 439-453.
- [2] Zhang Feng, Zhang Mingming, Hu Youyou, et al. Propagation properties of incoherent Gaussian beams in oceanic turbulence [J]. *Applied Laser*, 2022, 42(11): 92-98. (in Chinese)
- [3] Yang Yi, Nie Huan, Wang Xiaobo, et al. Influence of outer scale of ocean turbulence on propagation characteristics of Gaussian beams [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2023, 52(4): 0401002. (in Chinese)
- [4] Zhang Yiwei, Wang Mingjun. Intensity and phase characteristics of anomalous vortex beams in stratified ocean turbulence [J]. *Laser Journal*, 2022, 43(6): 13-18. (in Chinese)
- [5] Pompili D, Akyildiz I F. Overview of networking protocols for underwater wireless communications [J]. *IEEE Communications Magazine*, 2009, 47(1): 97-102.
- [6] Mcglamery B L. Computer simulation studies compensation of turbulence degraded images [C]//Pacific Grove, Image processing, SPIE, 1976, 74: 225-233.
- [7] Noll R J. Zernike polynomials and atmospheric turbulence [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1976, 66(3): 207-211.
- [8] Perez D G, Zunino L, Garavaglia M. Modeling turbulent wavefront phase as a fractional Brownian motion: a new approach [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2004, 21(10): 1962-1969.
- [9] Fleck J A, Morris J R, Feit M D. Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere [J]. *Applied Physics*, 1976, 10(2): 129-160.
- [10] Lane R G, Glindemann A, Dainty J C. Simulation of a Kolmogorov phase screen [J]. *Waves in Random Media*, 1992,

- 2(3): 209-224.
- [11] Farwell N H, Korotkova O. Multiple phase-screen simulation of oceanic beam propagation[C]//Laser communication and propagation through the atmosphere and oceans III, SPIE, 2014, 9224: 374-380.
- [12] Yang Tianxing, Zhao Shengmei. Random phase screen model of ocean turbulence [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(12): 9-14. (in Chinese)
- [13] Niu Chaojun, Lu Fang, Han Xiang'e. Propagation properties of gaussian array beams transmitted in oceanic turbulence simulated by phase screen method [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(6): 31-36. (in Chinese)
- [14] Pan S, Wang L, Wang W, et al. An effective way for simulating oceanic turbulence channel on the beam carrying orbital angular momentum [J]. *Scientific Reports*, 2019, 9(1): 1-8.
- [15] Zhang Kaining, Liu Yongxin, Pu Jixiong. Scintillation index of vortex beams propagating in oceanic turbulence [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(7): 247-252. (in Chinese)
- [16] Li Ye, Li Baolong, Jiang Haolin. Displacements of a spatially limited light beam in the slant path of oceanic turbulence [J]. *Optics Express*, 2022, 30(14): 24232-24244.
- [17] Pu Huan, Ji Xiaoling. Oceanic turbulence effects on long-exposure and short-exposure imaging [J]. *Journal of Optics*, 2016, 18(10): 105704.
- [18] Feistel, R, Nausch, G, Hangen, E. Unusual Baltic inflow activity in 2002-2003 and varying deep-water properties [J]. *Oceanologia*, 2006, 48(S): 21-35.
- [19] Chhabra S, Paue J, Ramaprakash A N, et al. Generalized approach to compensate for low-and high-frequency errors in fast Fourier transform-based phase screen simulations [J]. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2021, 7(2): 025007.
- [20] Luo Chuankai, Lu Fang, Han Xiang'e. Propagation and evolution of rectangular vortex beam array through atmospheric turbulence [J]. *Optik*, 2020, 218: 164913.
- [21] Wang Mingjun, Cheng Qun, Li Jianqing, et al. Transmission characteristics of blue-green vortex beams in the lower atmosphere-upper ocean link [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2022, 286: 108205.
- [22] Andrews L C, Phillips R L. Laser Beam Propagation Through Random Media[M]. 2nd ed. Bellingham: Laser Beam Propagation Through Random Media, 2005.
- [23] Lu Lu, Ji Xiaoling, Baykal Y. Wave structure function and spatial coherence radius of plane and spherical waves propagating through oceanic turbulence [J]. *Optics Express*, 2014, 22(22): 27112.
- [24] Wu Tong, Ji Xiaoling, Li Xiaoqing, et al. Characteristic parameters of optical wave and short-term beam spreading in oceanic turbulence [J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(22): 271-279. (in Chinese)
- [25] Fried D L. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1966, 56(10): 1372-1379.
- [26] Li Ye, Zhang Yixin, Zhu Yun. Oceanic spectrum of unstable stratification turbulence with outer scale and scintillation index of Gaussian-beam wave [J]. *Optics Express*, 2019, 27(5): 7656-7672.

Propagation properties of the vortex beam in the slant path of ocean turbulence under weak wind model

Wu Pengfei^{1,2}, Li Chengyu¹, Lei Sichen^{1,2*}, Tan Zhenkun³, Wang Jiao⁴

(1. School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China;

2. Xi'an Key Laboratory of Wireless Optical Communication and Network Research, Xi'an 710048, China;

3. Faculty of Optoelectronic Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an 710021, China;

4. School of Electronic Information and Artificial Intelligence, Shaanxi University of Science and Technology, Xi'an 710021, China)

Abstract:

Objective In recent years, with the development of underwater laser communication, laser imaging, lidar and other technologies, many scholars have carried out extensive research on the propagation of beams in ocean turbulence. Beams propagation in ocean medium is greatly affected by ocean turbulence, and the orbital angular

momentum multiplexing of the vortex beam greatly increases the system capacity, thus it is of great significance to investigate the propagation of the vortex beam in ocean turbulence. Most of the previous studies have focused on the propagation of beams through horizontal ocean turbulence. However, the beam is mostly propagated through ocean turbulence in the slant path in practical applications.

Methods Based on the theory of horizontal ocean turbulence, the phase screen of ocean turbulence in the slant path is generated and compensated, the correctness of ocean turbulence phase screen in the slant path is demonstrated by phase structure function. The uplink propagation link model of collimated Gaussian vortex beam in ocean turbulence is built based on the multi-phase screen method. The intensity and phase profiles, beam wander, on-axis scintillation index and long-exposure beam radius of the collimated Gaussian vortex beam in the slant path of ocean turbulence for the values of the different zenith angle, the inner scale and the outer scale of oceanic turbulence, topological charge and other ocean turbulence parameters are numerically simulated and analyzed.

Results and Discussions Two-dimensional diagram of random ocean turbulence phase screen (Fig.2(a)), and the correctness of ocean turbulence phase screen in slant path is demonstrated by phase structure function (Fig.2(b)); The beam wander of collimated Gaussian vortex beam versus the propagation distance for the values of different tidal velocity of depth-averaged is simulated (Fig.6(b)); The beam wander of the collimated Gaussian vortex beam versus the propagation distance for the values of different wind speed, the zenith angle and the outer scale of oceanic turbulence is simulated (Fig.7). The on-axis scintillation index of the collimated Gaussian vortex beam versus the propagation distance for the values of different inner scale and the outer scale of oceanic turbulence is simulated (Fig.8(b)).

Conclusions The correctness of ocean turbulence phase screen in slant path is demonstrated by phase structure function. The uplink propagation link model of ocean turbulence is simulated by multi-phase screen method. The results show that the smaller the topological charges and the larger the inner scale and the outer scale of oceanic turbulence the vortex beam, the greater the influence of turbulence on the beam is; The beam wander, the on-axis scintillation index and the long-exposure beam radius of collimated Gaussian vortex beam increase with the increase of the outer scale of ocean turbulence. Ideally, the outer scale of ocean turbulence is taken as infinity to overestimate the effect of ocean turbulence on the beam. The beam wander and the on-axis scintillation index are mainly affected by the propagation distance in the uplink propagation of ocean turbulence; Moreover, because of the characteristics of the vortex beam, the topological charges and the long-exposure beam radius have significant effects on the intensity and phase profiles and the long-exposure beam radius.

Key words: ocean optics; ocean turbulence in the slant path; phase screen; on-axis scintillation index; beam wander; long-exposure beam radius

Funding projects: National Natural Science Foundation of China (62001363, 62101313); Shaanxi Provincial Department of Education to Serve Local Special Program Projects (20JC027); Key R&D Program of Shaanxi Provincial Department of Science and Technology—General Projects in Industrial Field (2022GY-100); Young Talent Support Project of Shaanxi Association for Science and Technology (20220142); The Shaanxi Provincial Science and Technology Achievements Transfer and Promotion Program Project (2020CGXNG-041); Xi'an University Institutes Science and Technology Staff Service Enterprise Project (22GXFW0074, 22GXFW0004, 22GXFW0050)