

DOI:10.16136/j.joel.2022.10.0018

具有扭曲相位的部分相干矢量光束在海洋湍流中的传输特性

杨宁, 赵亮, 徐倩, 安邦卓, 徐勇根*

(西华大学理学院, 四川成都 610039)

摘要:基于扩展的惠更斯-菲涅耳原理和维格纳分布函数(Wigner distribution function, WDF)相结合的方法,推导了部分相干扭曲矢量光束(partially coherent twisted vector beam, PCTVB)在海洋湍流中的 M^2 因子和角扩展的解析式。数值模拟表明:通过调控束腰宽度、扭曲因子、初始相干长度和波长能在一定程度上提高光束抗湍流能力。减少光束初始相干长度,增加波长和束腰宽度可使光束有更小的 M^2 因子,而增大扭曲因子的绝对值,使光束的 M^2 因子更小,光束的抗湍流干扰性更强。随着海洋湍流的温度方差耗散率与温度和盐度比率的减小,动能耗散率、各向异性因子的增加,海洋湍流对光束的影响变小,光束将具有更好的传输质量。

关键词:矢量光束; 扭曲相位; 海洋湍流; M^2 因子

中图分类号: O436 **文献标识码:** A **文章编号:** 1005-0086(2022)10-1075-07

Propagation characteristics of partially coherent vector beam with twisted phase in ocean turbulence

YANG Ning, ZHAO Liang, XU Qian, AN Bangzhuo, XU Yonggen*

(School of Science, Xihua University, Chengdu, Sichuan 610039, China)

Abstract: Based on the method of combining the extended Huygens-Fresnel principle with the Wigner distribution function (WDF), the analytical expression of M^2 factor and angular width of partially coherent twisted vector beam (PCTVB) in ocean turbulence is derived. Numerical simulation shows that the anti-turbulence ability of beam can be improved to some extent by adjusting beam waist width, twisted factor, initial coherence length, wavelength. Decreasing the initial coherence length, increasing wavelength and waist width can make the beam have a smaller M^2 factor, while increasing the absolute value of the twisted factor, the M^2 factor of the beam is smaller, and the anti-turbulence interference of the beam is stronger. As the temperature variance dissipation rate and the ratio of temperature and salinity decrease, the dissipation rate of kinetic energy and anisotropy factor increase, the effect of ocean turbulence on beam becomes smaller and the beam will have better propagation quality.

Key words: vector beam; twisted phase; ocean turbulence; M^2 factor

1 引言

轴对称偏振光束是非均匀偏振光束的一种特殊情况,即光束的电场大小相同,电场的方向相反,所以光轴处的强度为零^[1,2]。而径向偏振光束是比较特殊的轴对称矢量光束,径向偏振光束的偏振方向和径向的夹角为零^[3]。2003年,DORN

等^[4]在实验中证明了径向偏振光束经高数值孔径聚焦后可以突破衍射极限,由于径向偏振光纵向分量在光轴上有最大值等特性,可用于电子加工、光学储存等领域^[5]。部分相干光比完全相干光有更均匀的光斑,虽然部分相干光的相干度比较低,仍然有很好的准直性,部分相干光还可以降低光

* E-mail: xuyonggen06@126.com

收稿日期: 2022-01-08 修订日期: 2022-02-23

基金项目: 四川省科技厅(2019YJ0470)资助项目

束传输的误差率^[6,7]。2003年,WOLF^[8]提出了部分相干光束的相干性和偏振性是相互影响的,并建立了二阶的交叉谱密度矩阵(cross spectrum density matrix,CSDM)来更好地描述光束的统计特性。部分相干光具有大量的相位结构函数,扭曲相位就是一种特殊的光束相位结构。SIMON等^[9]利用维格纳分布函数(Wigner distribution function,WDF)以及方差矩阵推导出扭曲高斯谢尔模光束的理论产生矩阵,并探讨了扭曲相位强度受限制的原因,为后续的实验产生奠定了理论基础。2002年,LIN等^[10]引入了张量表示方法,即具有转置对称的“部分相干复曲率张量”矩阵来表征一般的部分相干扭曲高斯谢尔模光束。

光通讯与成像在大气湍流中已经得到了广泛的应用,而光束在海洋中的传输特性等相关问题研究比较少,海洋通信在军事、探测、渔业等领域都有着很长远的应用,如何降低水下环境对信息传输的影响成了非常重要的研究课题^[11,12]。2000年,NIKISHOV^[13]根据海水的温度盐度和折射率,经过严格的分析,推导出适应于各向同性海洋湍流功率谱模型。2011年,KOROTKOVA^[14]用海水里的盐度和温度相组合来表达海洋湍流,并研究了高斯谢尔模光束通过海洋湍流偏振度的变化。2017年,YAO等^[15]将海洋湍流折射功率谱简化为近似代数,结果与NIKISHOV相同。LU等^[16]提出了海洋湍流中的光波结构解析式。2016年,LU等^[17]探究了高斯光束在海洋湍流中的光束漂移。尹霄丽等^[18]探究了海洋湍流对Hankel-Bessel光束的螺旋相位的影响。CHEN^[19]研究了带有轨道角动量的贝塞尔高斯光束在海洋中的通信容量,当光束的轨道角动量模数增加时,光束在海洋湍流中的通信容量会有显著提高。2017年,ZHAO等^[20]通过对贝塞尔光束、高斯谢尔模光束在通信方面的研究,发现贝塞尔光束的误码率最低。

光束在海洋湍流中的研究很少,根据研究调查可得,目前还没有关于部分相干扭曲矢量光束(partially coherent twisted vector beam,PCTVB)在海洋湍流中关于传输因子的研究,通过模拟探讨光束的束腰宽度、初始相干长度、扭曲因子、波长和海洋湍流的温度方差耗散率、温度和盐度比率和各向异性因子等参数对光束传输质量的影响,通过调控光束的参数来提升光束抗海洋湍流的能力。

2 PCTVB通过海洋湍流的 M^2 因子与角扩展

PCTVB在初始平面上($z=0$)的统计特性可以用一个 2×2 的CSDM来表示^[12]:

$$W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) = \begin{bmatrix} W_{xx}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) & W_{xy}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) \\ W_{yx}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) & W_{yy}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中, $\boldsymbol{\rho}_1=(x'_1, y'_1)$ 和 $\boldsymbol{\rho}_2=(x'_2, y'_2)$ 是初始平面上的任意两个位置矢量。 $W_{uv}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0)=\langle E_u * (\boldsymbol{\rho}_1, 0) E_v(\boldsymbol{\rho}_2, 0) \rangle_m$, ($u, v=x, y$)。 E_x 和 E_y 分别表示在 x 和 y 方向上的电场分量, $\langle \cdot \rangle_m$ 表示系综平均,*号表示复共轭。为了方便计算,令 $W_{xy}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0)=W_{yx}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0)$ 。

PCTVB在初始平面上的CSDM主对角线上的矩阵元为^[2]:

$$W_{aa}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2; 0) = \frac{a_1 a_2}{w_0^2} \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}_1^2 + \boldsymbol{\rho}_2^2}{w_0^2}\right) \times \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2}{2\delta_{aa}^2}\right] \exp[-ik\mu_{aa}(x_1 y_2 - x_2 y_1)], \quad (a=x, y), \quad (2)$$

式中, δ_{xx} 和 δ_{yy} 分别是 x 和 y 方向上的初始相干长度, w_0 为基模的高斯光束束腰宽度, $k=2\pi/\lambda$, λ 是波长, μ_{aa} 是扭曲因子,其值满足 $|\mu_{aa}| \leq 1/(k\delta_{aa}^2)$,令 $\mu_{xx}=\mu_{yy}=\mu \leq 1/(k\delta^2)$, $\delta=\max\{\delta_{xx}, \delta_{yy}\}$ 。

利用扩展的惠更斯-菲涅尔原理可以得到接收平面上的CSDM^[12]:

$$W_{aa}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; z) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint W_{aa}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}_d; 0) \times \exp\left\{\frac{ik}{2}[(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}) \cdot (\mathbf{r}_d - \boldsymbol{\rho}_d) - D_w(\mathbf{r}_d, \boldsymbol{\rho}_d; z)]\right\} d^2 \boldsymbol{\rho} d^2 \boldsymbol{\rho}_d, \quad (3)$$

在式(3)中,使用中心坐标系,即 $\boldsymbol{\rho}=(\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)/2$, $\boldsymbol{\rho}_d=(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)$, $\mathbf{r}=(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, $\mathbf{r}_d=\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ 。 $\mathbf{r}_1=(x_1, y_1)$ 和 $\mathbf{r}_2=(x_2, y_2)$ 表示接收平面的两个任意位置矢量, z 是传输距离。 $D_w(\mathbf{r}_d, \boldsymbol{\rho}_d; z)$ 表示双源球面波函数,其表达式为^[3]:

$$D_w(\mathbf{r}_d, \boldsymbol{\rho}_d; z) = 4\pi^2 k^2 z \int_0^1 d\xi' \int_0^\infty [1 - J_0(\boldsymbol{\kappa} | \boldsymbol{\rho}_d \xi' + (1 - \xi')\mathbf{r}_d |)] \Phi_n(\boldsymbol{\kappa}) \boldsymbol{\kappa} d\boldsymbol{\kappa}, \quad (4)$$

式中, $J_0(\cdot)$ 表示第一类零阶贝塞尔函数, Φ_n 表示海洋湍流折射率起伏的空间功率谱函数, $\boldsymbol{\kappa}$ 是折射率波动的空间频率, ξ' 表示归一化的距离变量。

PCTVB在接收平面上的WDF为^[3]:

$$h(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}; z) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int W_{Tr}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; z) \exp(-ik\boldsymbol{\theta} \cdot \mathbf{r}_d) d\mathbf{r}_d^2, \quad (5)$$

式中, $W_{Tr}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; z) = W_{xx}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; z) + W_{yy}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; z)$, 向量 $\boldsymbol{\theta} = (\theta_x, \theta_y)$ 。

根据 WDF 的矩定义, 光束在接收平面的 $n_1 + n_2 + m_1 + m_2$ 阶矩为:

$$\langle x^{n_1} y^{n_2} \theta^{m_1} \theta^{m_2} \rangle = \frac{1}{P} \iint x^{n_1} y^{n_2} \theta^{m_1} \theta^{m_2} h(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}; z) d^2 \mathbf{r} d^2 \boldsymbol{\theta}, \quad (6)$$

式中, $P = \iint h(\mathbf{r}, \boldsymbol{\theta}; z) d^2 \mathbf{r} d^2 \boldsymbol{\theta}$ 为光束的总功率。令 $n_1 = 2, n_2 = m_1 = m_2 = 0$, 将式(5)代入式(6)中可得到 $\langle x^2 \rangle$, 同理, 也可得到接收平面上其他的二阶矩: $\langle y^2 \rangle, \langle x\theta_x \rangle, \langle y\theta_y \rangle, \langle \theta_x^2 \rangle, \langle \theta_y^2 \rangle$ 。接收面上的二阶矩为:

$$\langle \rho^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle = w_0^2 + \left[\frac{4}{w_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + w_0^2 \mu^2 \right] z^2 + \frac{4}{3} z^3 T, \quad (7)$$

$$\langle \rho \cdot \boldsymbol{\theta} \rangle = \langle x\theta_x \rangle + \langle y\theta_y \rangle = \left[\frac{4}{w_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + w_0^2 \mu^2 \right] z + 2Tz^2, \quad (8)$$

$$\langle \boldsymbol{\theta}^2 \rangle = \langle \theta_x^2 \rangle + \langle \theta_y^2 \rangle = \left[\frac{4}{w_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + w_0^2 \mu^2 \right] + 4Tz, \quad (9)$$

式中, T 表示海洋湍流因子, 海洋湍流谱为^[16,17]:

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

式中, ϵ 为湍流动能耗散率, 取值范围是 $[10^{-10} \sim 10^{-4}] \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\mathbf{k} = \zeta(\kappa_x^2 + \kappa_y^2)^{1/2}$, ζ 表示各向异性因子, χ_T 温度方差耗散率, 取值范围是 $[10^{-10} \sim 10^{-4}] \text{ K}^2/\text{s}$, w 为温度和盐度比率, 其取值范围为 $[-5 \sim 0]$, $w = -5$ 为盐度驱动湍流的情况, $w = 0$ 为温度驱动湍流的情况, η 表示 Kolmogorov 微尺度(内尺度), 一般取值为 $\eta = 10^{-3} \text{ m}$ 。其他的参数分别为 $A_T = 1.863 \times 10^{-2}$, $A_S = 1.9 \times 10^{-4}$, $A_{TS} = 9.41 \times 10^{-3}$, $\delta = 8.284(\mathbf{k}\eta)^{4/3} + 12.978(\mathbf{k}\eta)^2$ 。

根据式(10)推导出海洋湍流因子为:

$$T = \pi^2 \int_0^\infty \mathbf{k}^3 \Phi_n(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = 3\zeta^2 w^{-2} [8.704 \times 10^{-8} (\epsilon\eta)^{-1/3} \chi_T (w^2 - 1.729w + 6.997)]. \quad (11)$$

在式(5)中, 代入接收面上的 CSDM, 即可得到接收面上的 WDF, 再将其代入到式(6)中即可得到接收面上的二阶矩。在计算过程中为了方便计算, 引入狄拉克函数(δ)及其运算的相关性质^[3]。

根据 M^2 因子和角扩展在二阶矩下的定义^[3], 可得:

$$M^2(z) = k \left[\left(w_0^2 + \left(\frac{4}{w_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + w_0^2 \mu^2 \right) z^2 + \frac{4}{3} z^3 T \right) \times \left[\left(\frac{4}{w_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + w_0^2 \mu^2 \right) + 4Tz \right] - \left[\left(\frac{4}{w_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + w_0^2 \mu^2 \right) z + 2Tz^2 \right]^2 \right]^{1/2}, \quad (12)$$

$$\theta(z) = \left[\left(\frac{4}{w_0^2 k^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{xx}^2} + \frac{1}{k^2 \delta_{yy}^2} + w_0^2 \mu^2 \right) 4Tz \right]^{1/2}. \quad (13)$$

将式(11)代入式(12)~(13)中得到 PCTVB 在海洋湍流中 M^2 因子和角扩展的具体解析表达式, 其对于该光束在海洋湍流中传输特性的研究具有一定指导意义。

为了方便研究光束抗湍流的能力, 本文讨论了相对 M^2 因子(M_r^2 因子)和相对角扩展 $\theta_r(z)$ 的变化。即 $M_r^2(z) = M^2(z)/M_p^2(z)$, $\theta_r(z) = \theta(z)/\theta_p(z)$, 其中 $M_p^2(z)$, $\theta_p(z)$ 分别表示光束在自由空间(即 $T=0$)的 M^2 因子和角扩展。

3 数值模拟分析

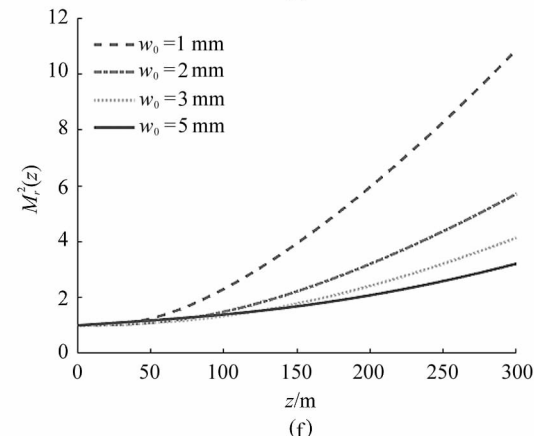
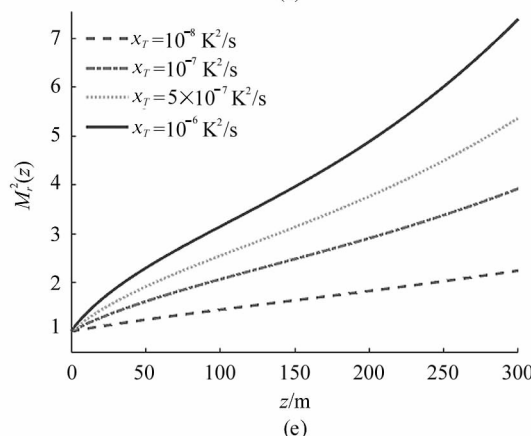
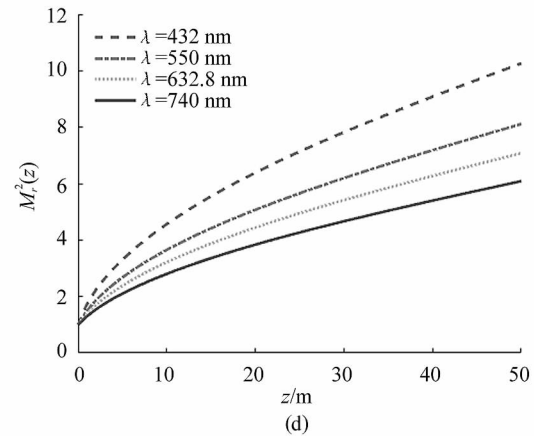
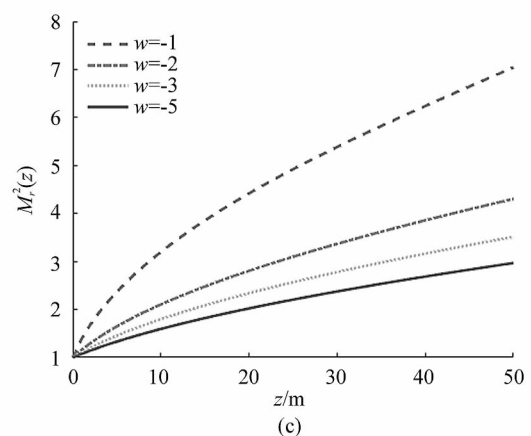
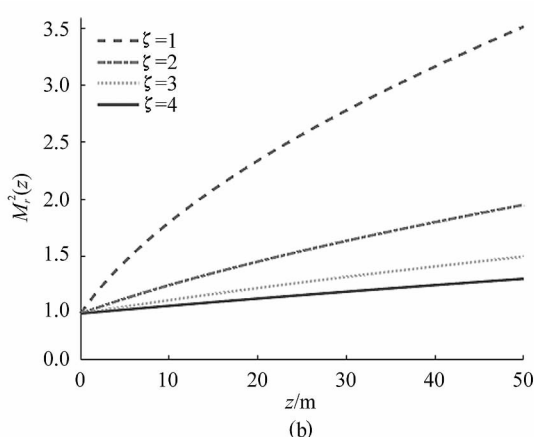
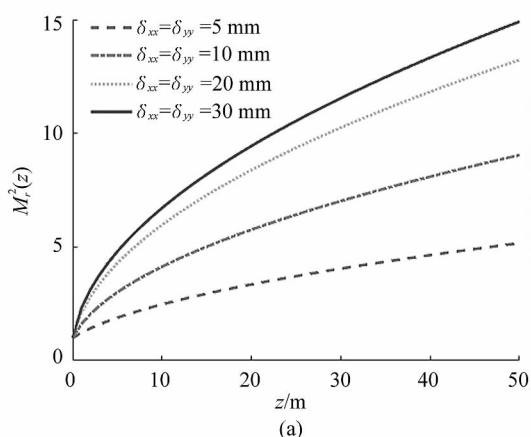
综合第2节的推导, 得出了 PCTVB 的 M_r^2 因子、相对角扩展与传输距离、光束参数、湍流参数之间的关系, 并对 M_r^2 因子和角扩展进行相应的数值分析, 在未对参数进行特别说明的情况下, 参数取值为: $w_0 = 10 \text{ mm}$, $\delta_{xx} = 10 \text{ mm}$, $\delta_{yy} = 10 \text{ mm}$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $\mu = 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, $\epsilon = 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\eta = 10^{-3} \text{ m}$, $\chi_T = 10^{-8} \text{ K}^2/\text{s}$, $\zeta = 3$, $w = -3$ 。

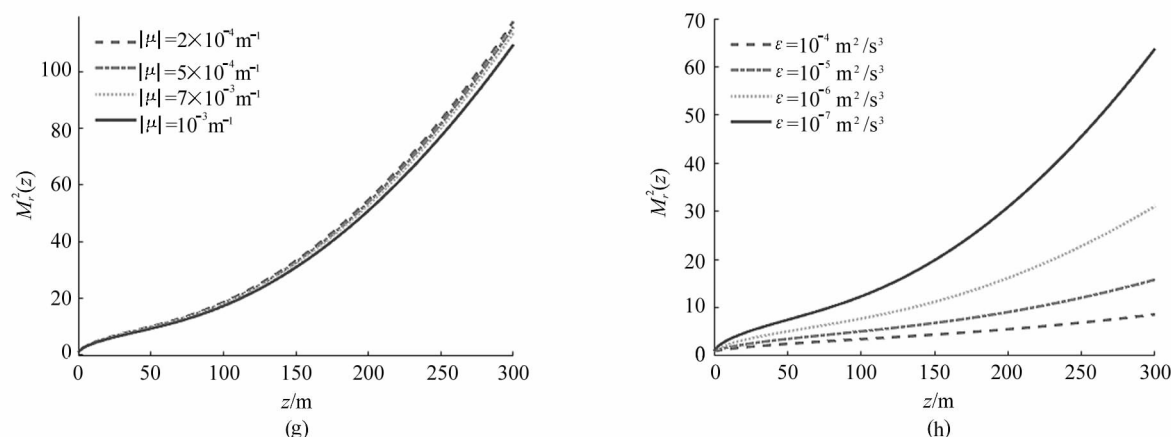
图1展现的是不同光束参数的 PCTVB 在不同海洋湍流参数中的 M_r^2 因子随着传输距离的变化。从图1中观察到光束的 M_r^2 因子随着传输距离的增加而不断增大, 从而光束的传输质量随着传输距离的增大而降低。图1(a)可以看出: 随着光束初始相干长度的减小, 光束的 M_r^2 因子在减小, 传输质量在不断增加, 说明相干性小的光束有更好的抗湍流性。从图1(b)中发现: 海洋湍流的各向异性因子越大, 光束的 M_r^2 因子就越小, 可见各向异性因子越大的海洋湍流对光束的退化效应越小。从图1(c)可以看出:

温度和盐度比率对光束的 M_r^2 因子的影响比较大,当温度和盐度比率越小时,光束的传输质量就越强,即海洋湍流盐度比率比较高时,光束的 M_r^2 因子就越低。从图 1(d)中看出:随着光束波长增加,其 M_r^2 因子越小,说明波长越大的光束抗湍流能力越强。图 1(e)展现光束的 M_r^2 因子随着温度方差耗散率的减少而减少,所以温度方差耗散率越小的海洋湍流,其对光束的劣化效应越小,越有利于光束在海洋中传输。从图 1(f)可以发现:光束的传输质量随着光束的束腰宽度的增大而减少,光束在海洋湍流中有更低的 M_r^2 因子。图 1(g)表示光束的重要参数扭曲因子对光束质量的影响,从图中可以看出:扭曲因子可以取

正负两个方向,随着扭曲因子绝对值数值的增加,光束在海洋湍流中传输的质量就越好,说明扭曲因子越大的光束受到海洋湍流的影响就越小。图 1(h)表示海洋湍流动能耗散率对光束质量的影响,可以发现:随着动能耗散率增大,光束的 M_r^2 因子变小,即光束在海洋湍流中传输的质量变强。在实际的应用中,可以通过增大束腰宽度和减少初始相干长度,合理增加光束的波长和扭曲因子的绝对值来提高光束的抗湍流性,从而得到质量较好的光束。

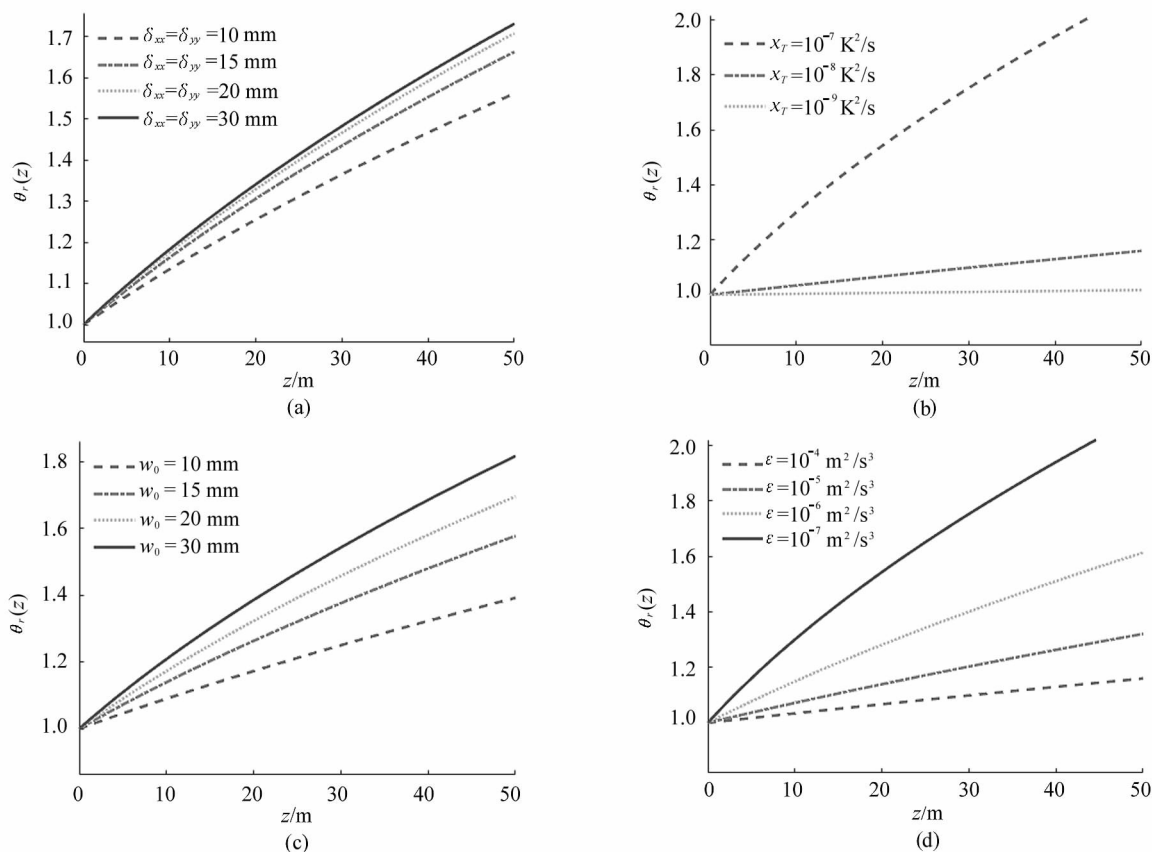
图 2 展现的是不同光束参数的 PCTVB 在不同海洋湍流参数中的 $\theta_r(z)$ 随着传输距离的变化。从图 2 的描述中发现光束的相对角扩展随着传输距离

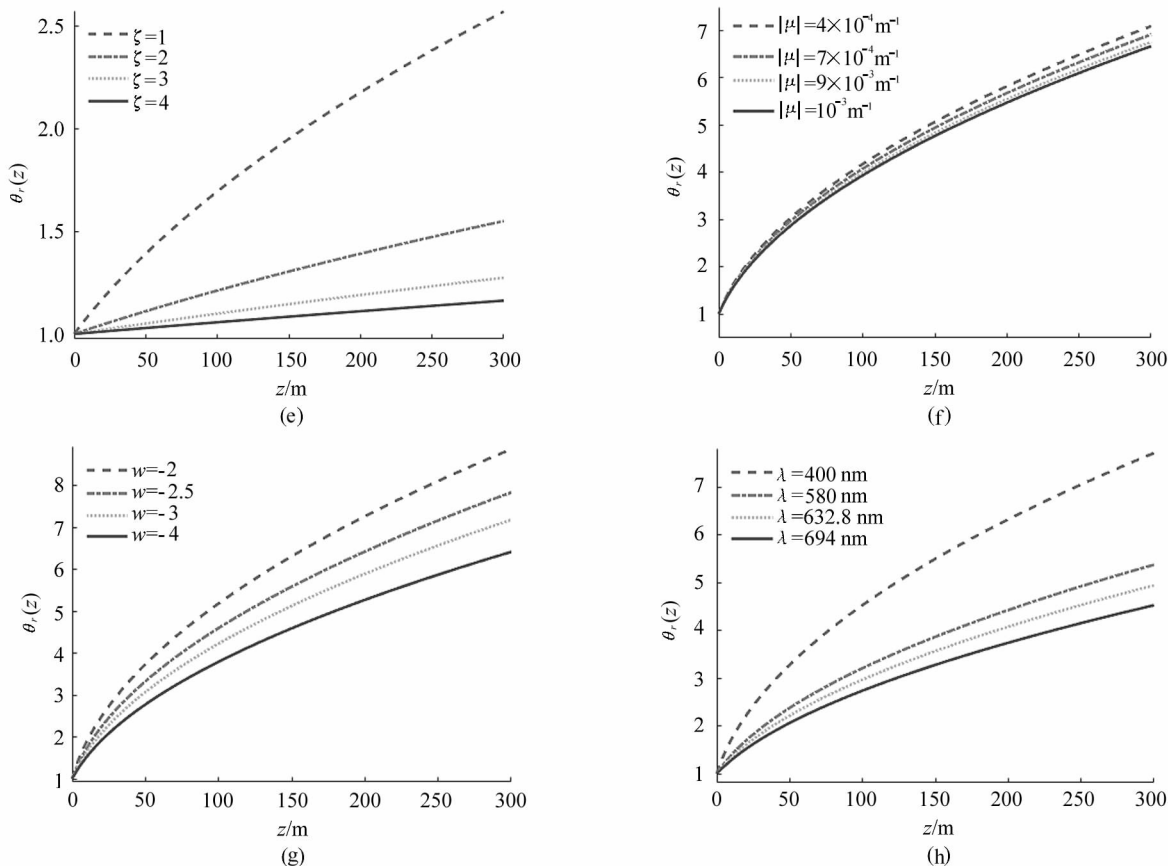


图1 PCTVB的 M_r^2 因子在海洋湍流中随着传输距离 z 的变化情况Fig. 1 M_r^2 factor of PCTVB in oceanic turbulence vs. propagation distance z

的增加将不断增大,从图2(a)可以发现:初始相干长度越小,光束相对角扩展越小,减少光束的初始相干长度有利于提高其抗湍流性。另外结合式(13)可知:初始相干长度越小,光束的角扩展越大,能量更发散,所以在实际调控中要合理地减小初始相干长度。从图2(b)可以看出:随着温度方差耗散率的减少,光束的相对角扩展也在减少,所以温度方差耗散率越小的海洋湍流对光束的劣化效应越小。从图2

(c)观察到光束的束腰宽度对光束相对角扩展的影响也是至关重要的,随着束腰宽度的减少,光束的相对扩展也在减小,束腰宽度较小的光束在海洋湍流中传输有更小的相对角扩展。图2(d)表示海洋湍流动能耗散率对光束相对角扩展的影响,发现动能耗散率越大,海洋湍流对光束相对角扩展的影响就越小。从图2(e)可以看出:随着海洋湍流各向异性因子的减小,海洋湍流对光束的相对角扩展劣化就会加剧,



图2 PCTVB的 $\theta_r(z)$ 在海洋湍流中随着传输距离 z 的变化情况Fig. 2 $\theta_r(z)$ of PCTVB in oceanic turbulence vs. propagation distance z

其对光束的退化会变大。从图2(f)发现:随着扭曲因子绝对值的增加,光束的相对角扩展在减小,光束的劣化在减小。图2(g)展示出随着湍流温度和盐度比率的减少,光束的相对角扩展也相对降低,其海洋湍流对光束的退化效应越小,光束在海洋湍流中的传输能力越强。从图2(h)描述中看出:随着光束波长的增加,光束的抗湍流能力增强。实际应用中,为了缩小光束相对角扩展,可以减少光束的初始相干长度和束腰宽度,增加光束扭曲因子的绝对值和波长。

4 结论

本文根据惠更斯-菲涅尔原理和WDF推出PCTVB在海洋湍流中的二阶矩,并进一步推导出PCTVB在海洋湍流中的 M^2 因子和角扩展,通过模拟光束参数(束腰宽度、扭曲因子、初始相干长度和波长)和海洋湍流参数(温度方差耗散率、动能耗散率、各向异性因子、温度与盐度的比率)来分析光束通过海洋湍流的传输特性的变化。发现随着初始相

干长度的减少,适当地增加扭曲因子的绝对值和增加波长、束腰宽度可以提高光束在海洋湍流中的传输质量。随着海水的温度方差耗散率的减小、温度和盐度比率的减小和动能耗散率、各向异性因子的增加,海洋湍流对光束的退化效应变小,光束将会有更好的传输特性。此研究结果对光束雷达在海洋湍流中的探测和通讯有一定的指导意义。

参考文献:

- [1] ZHAO L, XU Y G, DAN Y Q. Evolution properties of partially coherent radially polarized Laguerre-Gaussian vortex beams in an anisotropic turbulent atmosphere[J]. Optics Express, 2021, 29(22): 34986-35002.
- [2] PENG X F, LIU L, YU J Y, et al. Propagation of a radially polarized twisted Gaussian Schell-model beam in turbulent atmosphere[J]. Journal of Optics, 2016, 18(12): 125601.
- [3] ZHAO L, XU Y, YANG N, et al. Propagation factor of partially coherent radially polarized vortex beams in anisotropic turbulent atmosphere[J]. Journal of the Optical So-

- ciety of America A, 2021, 38(9):1255-1263.
- [4] DORN S, QUABIS G, LEUCHS. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. Physical Review Letters, 2003, 91(23):233901.
- [5] ZHAN Q W. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization[J]. Optical Express, 2004, 12(15):3377-3382.
- [6] RICKLIN J C, DAVIDSON F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam implications for free-space laser communication[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2002, 19(9):1794-1802.
- [7] SHCHEPAKINA E, KOROTKOVA O. Second-order statistics of stochastic electromagnetic beams propagating through non-Kolmogorov turbulence[J]. Optics Express, 2010, 18(10):10650-10658.
- [8] WOLF E. Correlation-induced changes in the degree of polarization, the degree of coherence and the spectrum of random electromagnetic beams on propagation[J]. Optics Letters, 2003, 28:1078-1080.
- [9] SIMON R, MUKUNDA N. Twist phase in Gaussian-beam optics[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1998, 15(9):2373-2383.
- [10] LIN Q, CAI Y J. Tensor ABCD law for partially coherent twisted anisotropic Gaussian-Schell model beams[J]. Optics Letters, 2002, 27(4):216-218.
- [11] ZHAO L, WANG X Y, YANG S K, et al. Propagation properties of electromagnetic hollow beam through the atmospheric turbulence along a slant path[J]. Journal of Optoelectronics • Laser, 2020, 31(4):411-420.
- 赵亮, 王晓艳, 杨盛凯, 等. 电磁空心光束在湍流大气中的斜程传输特性[J]. 光电子 • 激光, 2020, 31(4):411-420.
- [12] ZHAO K Y, LI J H, LAI Y Z. Changes of the polarization states of random electromagnetic beams in atmospheric turbulence[J]. Journal of Optoelectronics • Laser, 2015, 26(4):812-818.
- 赵柯莹, 李晋红, 赖云忠. 随机电磁光束在大气湍流中偏振态的变化[J]. 光电子 • 激光, 2015, 26(4):812-818.
- [13] NIKISHOV V V, NIKISHOV V I. Spectrum of turbulent fluctuations of the sea-water refraction index[J]. International Journal of Fluid Mechanics Research, 2000, 27(1):82-98.
- [14] KOROTKOVA O, FARWELL N. Effect of oceanic turbulence on polarization of stochastic beams[J]. Optics Communications, 2011, 284(7):1740-1746.
- [15] YAO J R, ZHANG Y, WANG R N, et al. Practical approximation of the oceanic refractive index spectrum[J]. Optics Express, 2017, 25(19):23283-23292.
- [16] LU L, JI X L, BAYKAL Y. Wave structure function and spatial coherence radius of plane and spherical waves propagating through oceanic turbulence[J]. Optics Express, 2014, 22(22):027112-027122.
- [17] LU L, WANG Z Q, ZHANG P F, et al. Beam wander of laser beam propagating through oceanic turbulence[J]. Optik, 2016, 127(13):5341-5346.
- [18] YIN X L, GUO Y L, YAN H, et al. Analysis of orbital angular momentum spectra of Hankel-Bessel beams in channels with oceanic turbulence[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(11):114201.
- 尹霄丽, 郭翊麟, 闫浩, 等. 汉克-贝塞尔光束在海洋湍流信道中的螺旋相位谱分析[J]. 物理学报, 2018, 67(11):114201.
- [19] CHENG M J, GUO L X, LI J T, et al. Channel capacity of the OAM-based free-space optical communication links with Bessel-Gauss beams in turbulent ocean[J]. IEEE Photonics Journal, 2016, 8(1):7901411.
- [20] ZHAO Y F, WANG A D, ZHU L, et al. Performance evaluation of underwater optical communications using spatial modes subjected to bubbles and obstructions[J]. Optics Letters, 2017, 42(22):4699-4704.

作者简介:

徐勇根 (1983—)男, 博士, 教授, 主要从事激光传输与激光雷达方面的研究。