

doi:10.3788/gzxb20154412.1201002

# 高斯-谢尔模型光束在海洋湍流中偏振传输特性

张钦伟,李文东,顾永建,金明伟,薛程

(中国海洋大学 信息科学与工程学院 物理系,山东 青岛 266100)

**摘 要:**基于广义惠更斯-菲涅耳衍射原理和光束的偏振相干统一理论,研究了高斯-谢尔模型光束在 Kolmogorov 海洋湍流中传输时偏振特性的变化规律,得出了保持偏振特性不变时的条件.在此基础上,研究了完全偏振线偏振光与圆偏振光在海洋湍流中的偏振传输特性,结果表明:在 Kolmogorov 海洋湍流下,完全偏振的高斯-谢尔模型光束的偏振特性不受海洋湍流影响.

**关键词:**海洋光学;海洋湍流;高斯-谢尔模型光束;偏振相干统一理论;偏振度;椭圆方向角;椭圆率;完全偏振光

中图分类号:O436.3

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2015)12-1201002-8

## Polarization Properties of Gaussian Schell-Model Beams Propagating through Ocean Turbulence

ZHANG Qin-wei, LI Wen-dong, GU Yong-jian, JIN Ming-wei, XUE Cheng

(Department of Physics, College of Information Science and Engineering Ocean University of China, Qingdao, Shandong 266100, China)

**Abstract:** Based on the generalized Huygens-Fresnel diffraction principle and the unified theory of coherence and polarization of light beams, the polarization change of Gaussian Schell-model beams propagating through the Kolmogorov ocean turbulence was studied, and the conditions of keeping the polarization properties of Gaussian Schell-model beams were analyzed in the Kolmogorov ocean turbulence. The polarization propagating properties of linearly polarized light and circularly polarized light were studied in the ocean turbulence. The results show that the completely polarized light is not affected in the Kolmogorov ocean turbulence.

**Key words:** Oceanic optics; Ocean turbulence; Gaussian Schell-Model beams; Unified theory of coherence and polarization; Degree of polarization; Orientation angle; Degree of ellipticity; Completely polarized light

**OCIS Codes:** 010.4450;010.4455;010.7060;260.5430

## 0 引言

1978年, Wolf等<sup>[1]</sup>提出了描述部分相干光最常用的高斯-谢尔模型(Gaussian-Schell Model, GSM), 研究者们以该模型为基础利用光场标量理论对部分相干光进行了研究. 然而光场标量理论不能研究部分相干光的偏振特性. 2003年, Wolf提出了偏振相干统一理论<sup>[2]</sup>, 该理论利用交叉谱密度矩阵表示矢量光场, 通过

分析光场交叉谱密度矩阵元素, 研究激光光束的光谱、相干性和偏振特性. 1994年, James等<sup>[3]</sup>发现部分相干光在自由空间中传输时偏振度会发生变化. 此后, 国内外对激光光束在自由空间和大气湍流中传输时的偏振特性进行了大量研究. Korotkova与Wolf<sup>[4-5]</sup>等研究了随机电磁光束在大气湍流中的偏振传输特性. 研究者们不仅研究了激光在大气湍流中的偏振传输特性<sup>[6-8]</sup>和相干性<sup>[9]</sup>, 而且还研究了偏振光在传输中偏振特性

**基金项目:**国家自然科学基金(No. 11475160)、山东省自然科学基金(Nos. ZR2014AQ026、ZR2014AM023)和中央高校基本科研业务费专项(No. 201313012)资助

**第一作者:**张钦伟(1990-), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为水下无线光通信信息处理. Email: zhangqinwei01@163.com

**导师(通讯作者):**顾永建(1964-), 男, 教授, 博士, 主要研究方向为量子光学和海洋光学. Email: guyj@ouc.edu.cn

**收稿日期:**2015-07-14; **录用日期:**2015-10-10

<http://www.photon.ac.cn>

保持稳定时的条件<sup>[10-11]</sup>. 在水下无线光通信、海洋遥感和水下偏振成像等海洋光学领域中对激光偏振特性研究有重要意义. 2011年, Korotkova等<sup>[12]</sup>研究了海洋湍流对随机电磁光束偏振传输特性的影响. 研究者们对不同模型光束在海洋湍流中偏振传输特性进行了研究<sup>[13-15]</sup>. 赵道木等<sup>[16-17]</sup>研究了非均匀关联的激光在海洋湍流中偏振传输特性. 此后, 对激光光束在海洋湍流中传输研究相继深入展开.

本文通过偏振相干统一理论与广义惠更斯-菲涅尔衍射原理研究了在傍轴条件下 GSM 光束在 Kolmogorov 海洋湍流传输中的偏振特性, 同时利用数值计算进行了分析. 研究了 GSM 光束在海洋湍流传输中保持偏振稳定时的条件. 在此基础上, 对线偏振光和圆偏振光的偏振传输特性也进行了深入地研究.

## 1 GSM 模型光束在海洋湍流中偏振传输特性

假设在源场  $z=0$  处, 光源的光强  $I$  和光谱相干度  $\mu$  都具有高斯函数形式且分别为

$$I(\mathbf{r}, 0) = I_0 \exp\left(-\frac{2\mathbf{r}^2}{\omega_0^2}\right)$$

$$\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) = \exp\left(-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\sigma_\mu^2}\right) \quad (1)$$

该光束为 GSM 光束, 式中  $I_0$  为光强常量,  $\omega_0$  为光束的束腰宽度,  $\mathbf{r}$  为场点的位置,  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  为两相干的场点,  $\sigma_\mu$  为光束的空间相关长度<sup>[18]</sup>.

假设光束满足傍轴条件, 沿  $z$  轴方向传播. 某位置  $\boldsymbol{\rho}$  的电场矢量可由角频率为  $\omega$  的两维矢量  $\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}, \omega) = [E_x(\boldsymbol{\rho}, \omega), E_y(\boldsymbol{\rho}, \omega)]$  表示, 其中  $\boldsymbol{\rho} = (\rho_x, \rho_y)$ ,  $\rho_x$  与  $\rho_y$  为场点的位置坐标,  $E_x$  和  $E_y$  互相正交并且垂直于传播方向  $z$  轴. 由偏振相干统一理论可得出在源场  $z=0$  处光束  $2 \times 2$  交叉谱密度 (Cross-Spectral Density, CSD) 矩阵<sup>[19]</sup>, 其矩阵元素为

$$w_{ij}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_1', \boldsymbol{\rho}_2', z=0; \omega) = \langle E_i^*(\boldsymbol{\rho}_1', \omega, z=0), E_j^*(\boldsymbol{\rho}_2', \omega, z=0) \rangle \quad (i, j = x, y) \quad (2)$$

式中  $*$  表示复共轭,  $\langle \rangle$  表示系综平均分布,  $\boldsymbol{\rho}_1', \boldsymbol{\rho}_2'$  为源场  $z=0$  平面内二维矢量. 该矩阵描述了光束的相干性和偏振特性.

GSM 光束 CSD 矩阵元素在源场  $z=0$  处可写为

$$w_{ij}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z=0; \omega) = A_i A_j B_{ij} \times \exp\left[-\left(\frac{\rho_{1x}^2 + \rho_{1y}^2}{4\sigma_i^2} + \frac{\rho_{2x}^2 + \rho_{2y}^2}{4\sigma_j^2}\right)\right] \times \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}_1)^2}{2\delta_{ij}^2}\right] \quad (3)$$

式中  $i, j = x, y$ , 参量  $A_i, A_j$  为两正交方向分量的电场振幅,  $B_{ij}$  为两电场分量相干因子,  $\sigma_i$  为光束束腰半宽,  $\delta_{ij}$  为谱相干长度. 各参量不依赖位置仅与  $\omega$  有关, 且满足  $B_{ij} = 1 (i=j)$ ,  $|B_{ij}| \leq 1 (i \neq j)$ ,  $B_{ij} = B_{ji}^*$  且  $\delta_{ij} = \delta_{ji}$ ,

$$\max\{\delta_{xx}, \delta_{yy}\} \leq \delta_{xy} \leq \min\left\{\frac{\delta_{xx}}{\sqrt{|B_{xy}|}}, \frac{\delta_{yy}}{\sqrt{|B_{xy}|}}\right\}.$$

由于研究的是各向同性的光束, 因此  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$ . 假定湍流变化起伏程度与湍流强度相比足够小, 那么电场分量满足波动方程. 利用广义惠更斯-菲涅尔积分公式, GSM 光束在海洋湍流中传输的矩阵元素可表示为

$$w_{ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, \omega, z) = \frac{k^2}{4\pi^2 z^2} \iint w_{ij}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}_1', \boldsymbol{\rho}_2', \omega, z=0) \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_1')^2 + \frac{ik}{2z}(\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}_2')^2\right] \times \langle \exp[\psi^*(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_1') + \psi(\boldsymbol{\rho}_2, \boldsymbol{\rho}_2')] \rangle_m d^2 \rho_1' d^2 \rho_2', \quad (i, j = x, y) \quad (4)$$

式中  $\psi(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}')$  表示海洋湍流对 GSM 光束影响的随机相位因子,  $\langle \rangle_m$  表示对扰动海洋的统计整体取系综平均. 将式(3)代入式(4)并进行积分可得到在观察面内 GSM 光束的 CSD 矩阵元素为

$$W_{ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z, \omega) = \frac{A_i A_j B_{ij}}{\Delta_{ij}^2(z)} \times \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)^2}{8\sigma^2 \Delta_{ij}^2(z)}\right] \times \exp\left[\frac{ik(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2}{2R_{ij}(z)}\right] \times \exp\left(-\left[\frac{1}{2\Omega_{ij}^2 \Delta_{ij}^2(z)} + M(1 + \sigma^2) - \frac{M^2 z^2}{2k^2 \sigma^2 \Delta_{ij}^2(z)}\right] \times (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2\right) \quad (5)$$

式中

$$\frac{1}{\Omega_{ij}^2} = \frac{1}{4\sigma^2} + \frac{1}{\delta_{ij}^2},$$

$$\Delta_{ij}^2(z) = 1 + \left(\frac{z}{k\sigma\Omega_{ij}}\right)^2 + \frac{2Mz^2}{k^2\sigma^2},$$

$$R_{ij}(z) = \frac{k^2\sigma^2\Delta_{ij}^2(z)z}{k^2\sigma^2\Delta_{ij}^2(z) + Mz^2 - k^2\sigma^2},$$

$$M = \frac{1}{3}\pi^2 k^2 z \int_0^\infty \kappa^3 \varphi_n(\kappa) d\kappa.$$

式中函数  $\varphi_n(\kappa)$  为海洋湍流中折射率扰动的空间功率谱. Kolmogorov 海洋湍流功率谱模型<sup>[20-21]</sup>  $\varphi_n(\kappa) = \kappa_3 \kappa^{-11/3}$ , 其中  $K_3 = B_1 \chi \gamma^{-1/3}$ ,  $\gamma$  是湍流动能耗散率, 取值为  $10^{-3} \sim 10^{-11} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ ;  $\chi$  为相对温度或盐度耗散率, 取值分别为  $10^{-2} \sim 10^{-9} \text{ c}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  和  $10^{-4} \sim 10^{-11} \text{ psu}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $B_1$  为归一化因子. 经积分计算可得出  $M = 14.8485 (K_3)^{6/5} \kappa^{12/5} z^{6/5}$ . 用偏振度  $p$ 、椭圆方向角  $\theta$  和椭圆率  $\epsilon$  三个参量来描述光束的偏振特性, 光束传输一定距离后 ( $z > 0$ ), 其偏振特性为

$$p(\boldsymbol{\rho}, z; \omega) = \sqrt{\frac{(A-B)^2 + (2C)^2}{(A-B)^2}} \quad (6)$$

$$\theta(\boldsymbol{\rho}, z; \omega) = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2D}{A-B}\right) \quad (7)$$

$$\epsilon = \left\{ \left[ (A-B)^2 + (2C)^2 \right]^{1/2} - \left[ (A-B)^2 + (2C)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} / \left\{ \left[ (A-B)^2 + (2C)^2 \right]^{1/2} + \left[ (A-B)^2 + (2C)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (8)$$

式中

$$A = \frac{A_x^2}{\Delta_{xx}^2} \exp\left(-\frac{\rho_x^2}{2\sigma^2 \Delta_{xx}^2}\right),$$

$$B = \frac{A_y^2}{\Delta_{yy}^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2 \Delta_{yy}^2}\right),$$

$$C = \frac{A_x A_y |B_{xy}|}{\Delta_{xy}^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2 \Delta_{xy}^2}\right),$$

$$D = \frac{A_x A_y \text{Re}[B_{xy}]}{\Delta_{xy}^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2 \Delta_{xy}^2}\right).$$

由式(8)可分析出 GSM 光束在 Kolomogorov 海洋湍流传输过程中偏振特性的变化规律.

## 2 偏振传输特性的数值计算与分析

由于海水的吸收和散射,光的能量随传输距离呈指数衰减的趋势.传统光电探测器和光子计数器探测极限制约着探测距离.本文估算了在两种 Jerlov 海水类型<sup>[22]</sup>中传统 PIN 光电探测器和光子计数器对单脉冲能量为  $0.1 \mu\text{J}$  的  $480 \text{ nm}$  激光探测距离的最大极限,其中假定传统 PIN 光电探测器的噪声等效功率  $1 \text{ pW/Hz}$ ,光子计数器的探测效率为  $70\%$  且每个光脉冲平均有一个光子.容易计算出在最清澈的 Jerlov 类型 I 海水中(总衰减系数为  $0.03 \text{ m}$ ),光子计数器可探测到传输  $863 \text{ m}$  左右的光,而传统 PIN 光电探测器只能探测到传输  $385 \text{ m}$  左右的光;在最浑浊的 Jerlov 类型 III 海水中(总衰减系数为  $0.3 \text{ m}$ ),光子计数器可探测到传输  $88 \text{ m}$  左右的光,而传统 PIN 光电探测器只能探测到传输  $40 \text{ m}$  左右的光,使用单光子探测器可延长探测距离.因此本论文数值模拟光在海洋湍流中偏振传输特性时研究一千米的探测距离.

根据理论推导,通过数值模拟分析了不同的光斑尺寸、相干长度和波长的 GSM 光束在 Kolmogorov 海洋湍流中偏振传输特性的变化情况,同时也对不同湍流强度下的 GSM 光束偏振特性进行了研究.

### 2.1 在海洋湍流中光束的偏振特性随光斑尺寸的变化

为了对比不同光斑尺寸 GSM 光束在海洋湍流中偏振传输特性,选取了共同的参量:  $A_x = 1.5, A_y = 1, B_{xy} = 0.15 \exp(i\pi/6), \lambda = 532 \text{ nm}, \delta_{xx} = 1.5 \text{ mm}, \delta_{yy} = 2 \text{ mm}, \delta_{xy} = 2.5 \text{ mm}$ ; 分别研究了光斑尺寸  $\sigma$  为  $0.01 \text{ m}, 0.02 \text{ m}, 0.03 \text{ m}$  的光束在海洋湍流强度  $K_3 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  下其椭圆率、偏振度和椭圆方向角随传输距离变化情况.如图 1,光束光斑尺寸不同,传输不同的距离后偏振特性才发生变化.当  $\sigma = 0.03 \text{ m}$  光斑尺寸较大时,传输  $20 \text{ m}$  左右偏振特性才发生变化;而  $\sigma = 0.01 \text{ m}$  光斑尺寸较小时,传输  $8 \text{ m}$  左右偏振特性就会发生变化,在  $100 \text{ m}$  内偏振特性随传输距离变化起伏越来越大,最后偏振度、椭圆方向角和椭圆率在远场趋向稳定值.不同光斑尺寸的光束在海洋湍流中偏振特性变化程度不同,光斑尺寸较大光束偏振变化的相对程度较小.因此在海洋湍流中传输偏振光时要适当扩

束,使其光斑尺寸适当大一些,这样才能使光束在较长距离传输过程中偏振特性不发生变化.

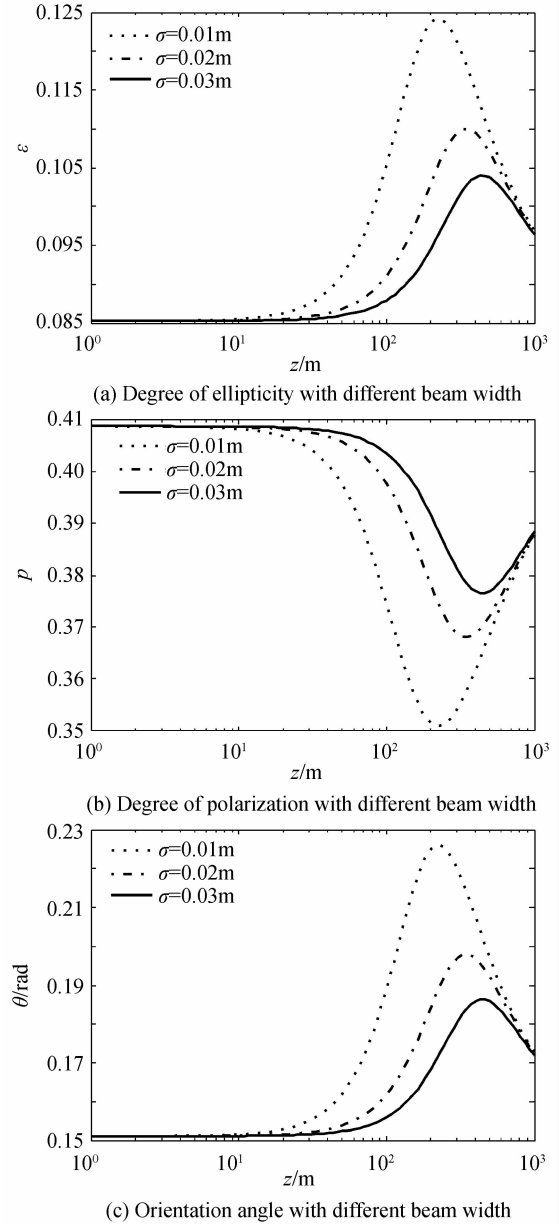


图 1 不同光斑尺寸 GSM 光束偏振特性的变化

Fig. 1 The change of polarization properties of GSM beams with different beam width in the ocean turbulence

### 2.2 在海洋湍流中光束的偏振特性随光源相干长度的变化

为了对比不同相干长度 GSM 光束在海洋湍流中偏振传输特性,选取了共同的参量:  $A_x = 1.5, A_y = 1, B_{xy} = 0.15 \exp(i\pi/6), \lambda = 532 \text{ nm}, \sigma = 0.01 \text{ m}$ ; 研究了谱相干长度: (a)  $\delta_{xx} = 1.5 \text{ mm}, \delta_{yy} = 2 \text{ mm}, \delta_{xy} = 2.5 \text{ mm}$ ; (b)  $\delta_{xx} = 1.5 \text{ mm}, \delta_{yy} = 2.2 \text{ mm}, \delta_{xy} = 3 \text{ mm}$ ; (c)  $\delta_{xx} = 1.5 \text{ mm}, \delta_{yy} = 2.5 \text{ mm}, \delta_{xy} = 3.5 \text{ mm}$  的光束在海洋湍流强度  $K_3 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  下其偏振度、椭圆方向角和椭圆率随传输距离变化情况.如图 2,光束的谱相干度会引起偏振特性的变化,不同谱相干长度的光

束在海洋湍流中偏振特性变化程度不同,正交方向谱相干长度差距较小光束(a)偏振变化的程度较小.同时正交方向谱相干长度差距较小光束(a)传输大约 20 m 后偏振特性发生变化,而谱相干长度之间差距较大的光束(c)传输大约 10 m 后偏振特性就发生变化,最后偏振度、椭圆方向角和椭偏率在远场趋向稳定值.

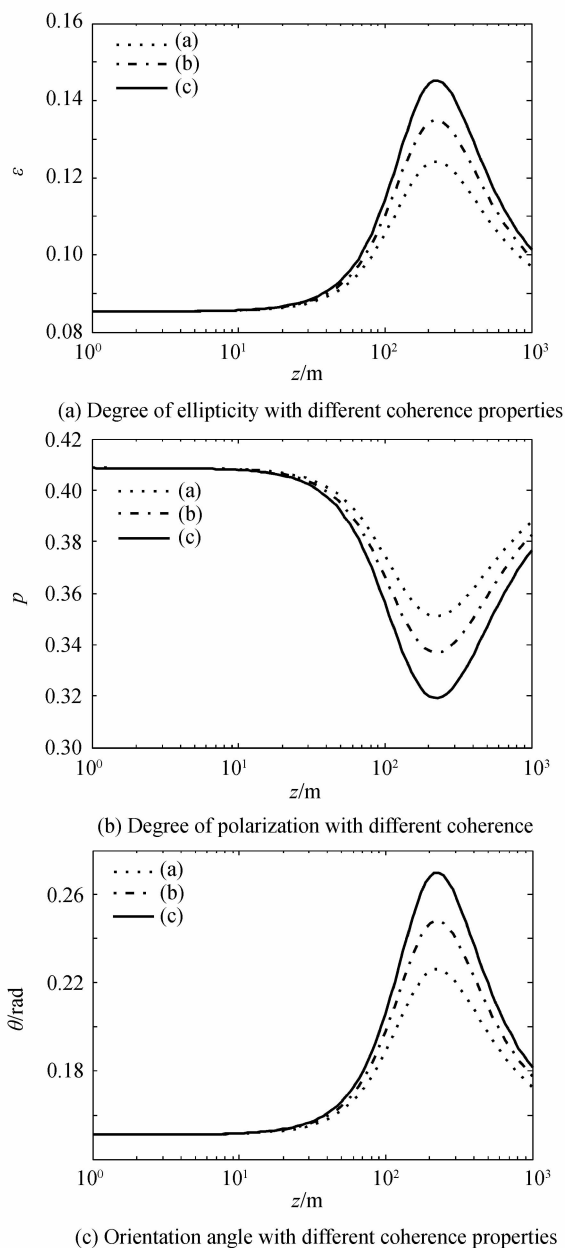


图 2 不同谱相干宽度 GSM 光束偏振特性的变化  
Fig. 2 The change of polarization properties of GSM beams with different coherence properties in the ocean turbulence

### 2.3 在海洋湍流中光束的偏振特性随光源波长 $\lambda$ 的变化

为了对比不同波长 GSM 光束在海洋湍流中偏振传输特性,选取了共同的参量: $A_x = 1.5, A_y = 1, B_{xy} = 0.15 \exp(i\pi/6), \sigma = 0.01 \text{ m}, \delta_{x_0} = 1.5 \text{ mm}, \delta_{y_0} = 2 \text{ mm},$

$\delta_{x_0} = 2.5 \text{ mm}$ ;研究了波长  $\lambda$  为 450 nm, 480 nm, 532 nm 的光束在海洋湍流强度  $K_3 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  下其偏振度、椭圆方向角和椭偏率随传输距离变化情况.如图 3,光束的波长不同,传输不同的距离偏振特性才发生变化.当  $\lambda = 532 \text{ nm}$  波长较长时,传输 10 左右偏振特性发生变化,而当  $\lambda = 450 \text{ nm}$  波长较短时,传输 20 m 左右偏振特性才发生变化,最后偏振度、椭圆方向角和椭偏率在远场趋向稳定值.不同波长光束在海洋湍流中偏振特性变化程度不同,波长较长光束偏振变化的相对程度较大,波长越短光束偏振特性变化幅度较小.由图 3 可看出,532nm 光束其偏振变化程度最大.这表明在实际海洋湍流中进行偏振光通信与成像时应尽可能选择短波长的蓝光.

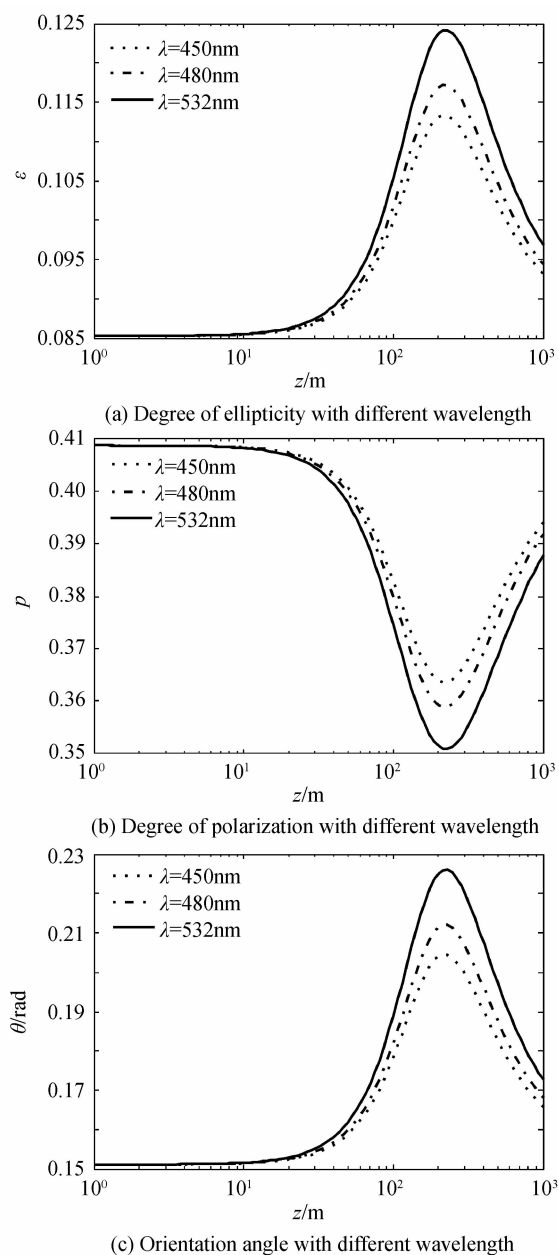


图 3 不同波长 GSM 光束偏振特性的变化  
Fig. 3 The change of polarization properties of GSM beams with different wavelength in the ocean turbulence

## 2.4 在海洋湍流中光束的偏振特性随湍流强度 $K_3$ 的变化

为了观察 GSM 光束在不同海洋湍流强度下偏振传输特性,选取了共同的光源参量:  $A_x = 1.5, A_y = 1, B_{xy} = 0.15 \exp(i\pi/6), \sigma = 0.01 \text{ m}, \lambda = 532 \text{ nm}, \sigma = 0.01 \text{ m}, \delta_{xx} = 1.5 \text{ mm}, \delta_{yy} = 2 \text{ mm}, \delta_{zy} = 2.5 \text{ mm}$ ; 研究了光束在海洋湍流强度为 (a)  $K_3 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , (b)  $K_3 = 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ , (c)  $K_3 = 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$  下其偏振度、椭圆方向角和椭圆率随传输距离变化情况. 如图 4, 光束在源场  $z=0$  处三个物理量初始值是一样的, 经过十几米的传输后先后发生变化, 湍流较强时光束传输较远的距离后偏振特性

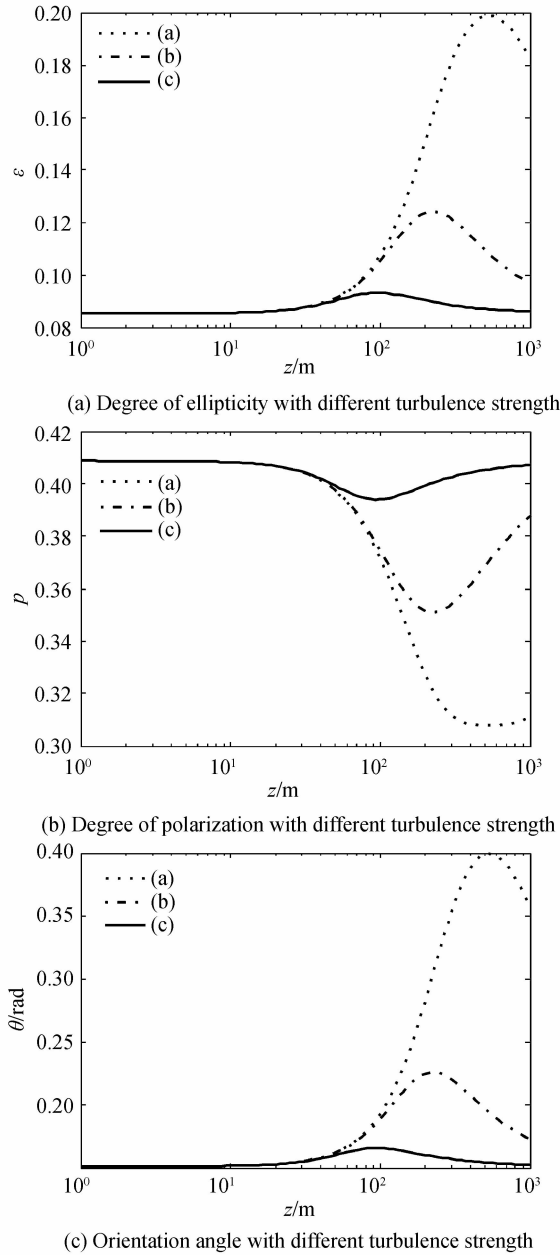


图 4 不同湍流强度下 GSM 光束偏振特性的变化  
Fig. 4 The change of polarization properties of GSM beams with different turbulence strength in the ocean turbulence

才发生改变, 并且光束偏振特性变化程度较小, 传输较长的距离后光束偏振特性返回某特定状态.

## 3 GSM 光束偏振特性在海洋湍流中保持不变的条件

### 3.1 理论分析

描述光场的偏振态通常用 Stokes 矢量表示. 利用 CSD 矩阵元素表示归一化的 Stokes 矢量为<sup>[23]</sup>

$$\begin{cases} s'_1(\boldsymbol{\rho}, z=0; \omega) = \frac{W_{xx}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega) - W_{yy}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega)}{W_{xx}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega) + W_{yy}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega)} = \frac{A_x^2 - A_y^2}{A_x^2 + A_y^2} \\ s'_2(\boldsymbol{\rho}, z=0; \omega) = \frac{W_{xx}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega) + W_{yy}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega)}{W_{xx}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega) + W_{yy}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega)} = \frac{A_x A_y B_{xy} + A_x A_y B_{yx}}{A_x^2 + A_y^2} \\ s'_3(\boldsymbol{\rho}, z=0; \omega) = \frac{i[W_{xr}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega) - W_{yr}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega)]}{W_{xx}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega) + W_{yy}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, 0; \omega)} = \frac{i[A_x A_y B_{xy} - A_x A_y B_{yx}]}{A_x^2 + A_y^2} \end{cases} \quad (9)$$

在直角坐标系下,  $(s'_1, s'_2, s'_3)$  可描述单位半径邦加球上光场的偏振态. 球面上的点表示完全偏振光, 球内的点表示部分偏振光, 球心表示完全非偏振光.

在源场  $z=0$  处, 描述 GSM 光束的偏振的三个物理量偏振度  $P$ 、椭圆方向角  $\theta$  和椭圆率  $\epsilon$  为

$$P^{(0)}(\boldsymbol{\rho}', \omega) = \sqrt{\frac{(a-b)^2 + (2c)^2}{(a+b)^2}} \quad (10)$$

$$\theta^{(0)}(\boldsymbol{\rho}', \omega) = \frac{1}{2} \arctan \left[ \frac{2d}{a-b} \right] \quad (11)$$

$$\epsilon^{(0)}(\boldsymbol{\rho}', \omega) = \left\{ \left[ (a-b)^2 + (2c)^2 \right]^{1/2} - \left[ (a-b)^2 + (2d)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} / \left\{ \left[ (a-b)^2 + (2c)^2 \right]^{1/2} + \left[ (a-b)^2 + (2d)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (12)$$

式中  $a = A_x^2, b = A_y^2, c = |B_{xy}| A_x A_y, d = A_x A_y \text{Re}[B_{xy}]$ .

比较式(6)~(8)和(10)~(12), 若 GSM 光束在 Kolmogorov 海洋湍流中偏振特性保持不变, 可得到特解  $A_x=0$  (或  $A_y=0$ ) 或  $\delta_{xx}=\delta_{yy}=\delta_{zy}$ , 即偏振保持不变的条件.

分析式(10)~(12), GSM 光束为完全偏振光(偏振度  $p=1$ )的条件为  $A_x=0$  (或  $A_y=0$ ) 或  $|B_{xy}|=1$ . 把  $|B_{xy}|=1$  代入 GSM 参量约束条件可得出  $\delta_{xx}=\delta_{yy}=\delta_{zy}$ , 因此完全偏振的 GSM 光束满足此条件.

考虑到光通信系统中采用的光源接近理想完全偏振光和本研究对象为各向同性的 GSM 光束, 选择了完全偏振光中的水平偏振光、垂直偏振光、右旋圆偏振光和左旋圆偏振光进行数值模拟分析. 在线偏振光中要求 GSM 光束某一垂直方向光强为零, 不要求光束各个

方向相干长度相等. GSM 光束满足线偏振光的物理量: 偏振度  $p=1$ 、椭圆方向角  $\theta=0$  和椭圆率  $\epsilon=0$ . 在圆偏振光中则要求光束两垂直方向光强相等和各个方向相干长度相等. GSM 光束满足圆偏振光的物理量: 偏振度  $p=1$  和椭圆率  $\epsilon=0$ . 根据式(9)~(12)可分析出各偏振光的参量:(a)水平偏振光;(b)垂直偏振光;(c)右旋圆偏振光;(d)左旋圆偏振光;具体参量如表 1.

表 1 四种完全偏振光的参量

Table 1 The parameters of four completely polarized light

	$A_x$	$A_y$	$B_{xy}$
(a)	1	0	1
(b)	0	1	1
(c)	1	1	$\exp(i\pi/2)$
(d)	1	1	$\exp(i\pi \cdot 3/2)$

### 3.2 数值模拟

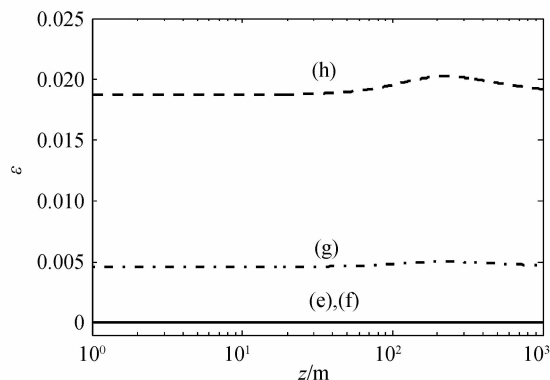
为了观察线偏振光在海洋湍流中偏振特性的变化规律,数值模拟了四个不同参量的 GSM 光束经过海洋湍流后偏振传输特性. 在满足 GSM 光束物理实现的条件下,光束选取了共同参量  $\lambda=532 \text{ nm}$ ,  $\sigma=0.01 \text{ m}$ ,  $K_3=10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ ,  $\rho=0 \text{ cm}$ ,其余参量选取如表 2.

表 2 线偏振光的参量

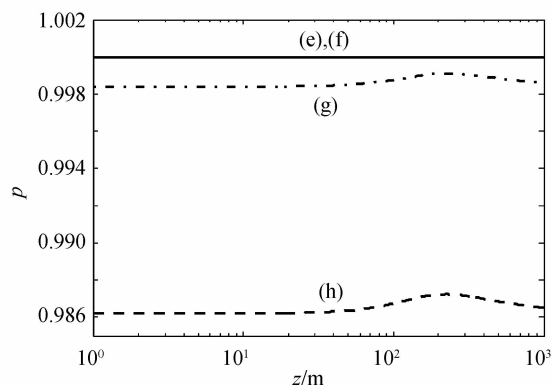
Table 2 The parameters of linearly polarized light

	$A_x$	$A_y$	$B_{xy}$	$\delta_{xx}/\text{mm}$	$\delta_{xy}/\text{mm}$	$\delta_{yy}/\text{mm}$
(e)	1	0	1	1.5	2.5	2
(f)	0	1	1	1.5	2.5	2
(g)	0.05	1	$0.8\exp(i\pi/6)$	2	2.4	2
(h)	0.10	1	$0.5\exp(i\pi/6)$	2	2.5	2

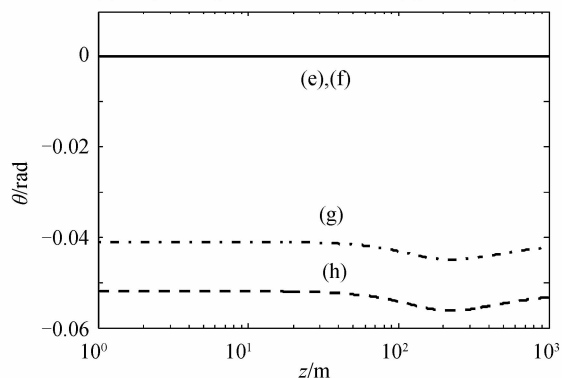
图 5 给出了线偏振光在海洋湍流中偏振特性随传输距离的变化情况. 光束(e)、(f)为线偏振光,在海洋湍流中偏振特性保持不变,与理论分析完全吻合. 为了进一步证实这一点,选择了部分偏振光(g)与(h). 从图 5 可以观察到,部分偏振光(g)比光束(h)偏振度更高、椭圆率更小、椭圆方向角更小,即更接近线偏振光. 光束(g)与光束(h)在相同海洋湍流强度下偏振特性变化程度不同,光束(g)受海洋湍流偏振起伏程度要小得多. 这也从侧面说明了在海洋湍流中线偏振光的偏振特性保持不变.



(a) Degree of ellipticity of linearly polarized light



(b) Degree of polarization of linearly polarized light



(c) Orientation angle of linearly polarized light

图 5 海洋湍流中线偏振光偏振特性的变化

Fig. 5 The change of polarization properties of linearly polarized light in the ocean turbulence

为了观察圆偏振光在海洋湍流中偏振特性随距离的变化情况,同样数值模拟了四个不同参量的 GSM 光束经过海洋湍流后偏振传输特性. 在满足 GSM 光束物理实现的条件下,光束选取了共同参量  $\lambda=532 \text{ nm}$ ,  $\sigma=0.01 \text{ m}$ ,  $K_3=10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ ,  $\rho=0 \text{ cm}$ ,其余参量选择如表 3.

表 3 圆偏振光的参量

Table 3 The parameters of circularly polarized light

	$A_x$	$A_y$	$B_{xy}$	$\delta_{xx}/\text{mm}$	$\delta_{xy}/\text{mm}$	$\delta_{yy}/\text{mm}$
(e)	1	1	$\exp(i\pi/2)$	2	2	2
(f)	1	1	$\exp(i\pi \cdot 3/2)$	2	2	2
(g)	0.5	0.6	$0.24\exp(i \cdot \pi/3)$	2	5	2
(h)	0.8	0.9	$0.25\exp(i\pi \cdot 3/7)$	2	2.5	2

图 6 给出了圆偏振光在海洋湍流中偏振特性随传输距离的变化情况. 光束(e)、(f)为圆偏振光,可以看出在海洋湍流中其偏振特性保持不变. 为了证实这一点,选择了部分偏振光(h)和(g). 部分偏振光(h)比光束(g)偏振度更接近 1,椭圆率更接近 1,椭圆方向角更接近于左旋圆偏振光,即更接近圆偏振光,这一点在图 6 中也很容易得到证实. 光束(h)和(g)在相同的海洋湍流强度下偏振特性变化程度不同,光束(h)受海洋湍流的偏振起伏程度要小得多. 这也从侧面说明了圆偏振光的偏振特性不受海洋湍流的影响.

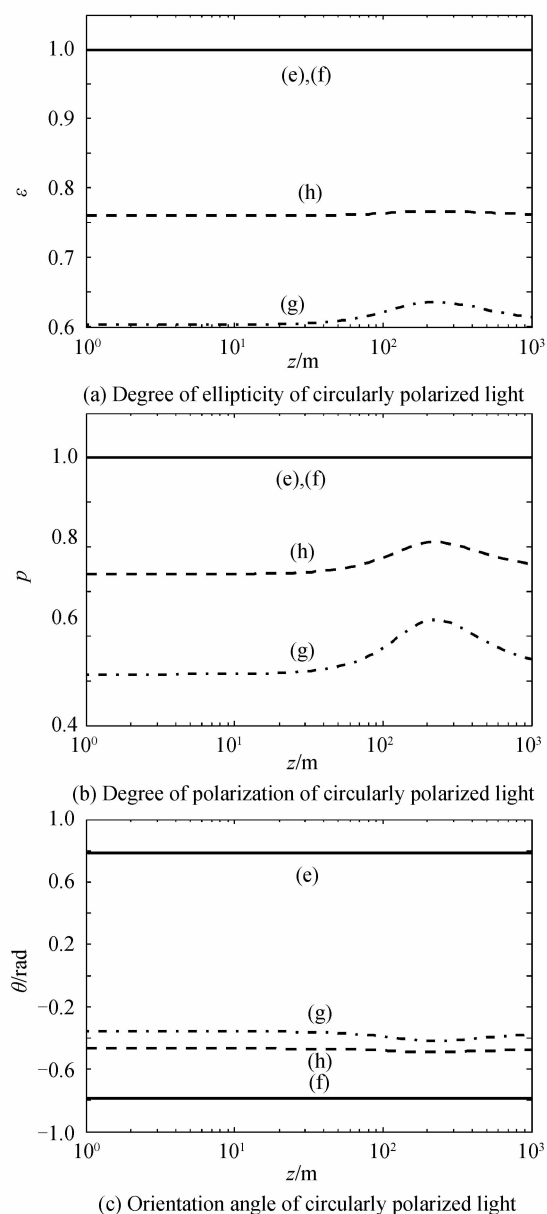


图6 海洋湍流中圆偏振光偏振特性的变化

Fig. 6 The change of polarization properties of circularly polarized light in the ocean turbulence

## 4 结论

通过惠更斯-菲涅尔衍射原理和最新的偏振相干统一理论,研究了 GSM 光束在 Kolmogorov 谱海洋湍流下偏振特性(偏振度、椭圆方向角、椭圆率)的变化规律.通过对不同参量的光源进行数值模拟,得出了短波长、正交方向谱相干长度差距小、宽光斑尺寸的光束偏振特性受海洋湍流影响较小的结论.在此基础上,深入研究了 GSM 光束在 Kolmogorov 谱海洋湍流中偏振特性传输不变的条件,得出完全偏振的 GSM 光束在 Kolmogorov 海洋湍流传输中保持偏振特性不变时的结论.利用完全偏振的线偏振光和圆偏振光进行了模拟验证,模拟结果与理论分析完全吻合.该结论对激光

在海洋传输中以偏振特性为基础的海洋光学应用具有重要意义.

### 参考文献

- [1] WOLF E, COLLET E. Partially sources which produce the same far-field intensity distribution as a laser [J]. *Optics Communications*, 1978, **25**(3): 293-296.
- [2] WOLF E. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams [J]. *Physics Letters A*, 2003, **312**(5): 263-267.
- [3] JAMES D F V. Change of polarization of light beams on propagation in free space [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1994, **11**(5): 1641-1643.
- [4] KOROTKOVA O, SALEM M, WOLF E. The far-zone behavior of the degree of polarization of electromagnetic beams propagating through atmospheric turbulence [J]. *Optics Communications*, 2004, **233**(4): 225-230.
- [5] SALEM M, KOROTKOVA O, DOGARU A, et al. Polarization changes in partially coherent electromagnetic beams propagating through turbulent atmosphere [J]. *Waves in Random Media*, 2004, **14**(4): 513-523.
- [6] ROYCHOWDHURY H, PONOMARENKO S A, WOLF E. Changes in the polarization electromagnetic beams propagating through turbulence atmospheric [J]. *Journal of Modern Optics*, 2005, **52**(11): 1611-1618.
- [7] JI Xiao-ling, ZHANG En-tao, LV Bai-da. Changes in the spectrum and polarization of polychromatic partially coherent electromagnetic beams in the turbulent atmosphere [J]. *Optics Communications*, 2007, **275**(2): 292-300.
- [8] GAO Ming, NAN Wei-na, LV Hong, et al. Analysis on influence of the turbulence on the polarization properties of Elliptically Polarized Laser Beams in propagation [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2013, **42**(9): 1107-1112.  
高明,南妮娜,吕宏,等.湍流对椭圆偏振激光传输中偏振特性的影响分析 [J]. *光子学报*, 2013, **42**(9): 1107-1112.
- [9] LU Wei, LIU Li-ren, SUN Jian-feng. Change in degree of coherence of partially coherent electromagnetic beams propagating through atmospheric turbulence [J]. *Optics Communications*, 2007, **271**(1): 1-8.
- [10] ZHAO D, WOLF E. Light beams whose degree of polarization does not change on propagation [J]. *Optics Communications*, 2008, **281**(11): 3067-3070.
- [11] ZHAO Xin-hui, YAO Yong, SUN Yun-xu, et al. Condition for Gaussian Schell-model beam to maintain the state of polarization on the propagation in free space [J]. *Optics Express*, 2009, **17**(20): 17888-17894.
- [12] KOROTKOVA O, FARWELL N. Effect of oceanic turbulence on polarization of stochastic beams [J]. *Optics Communications*, 2011, **284**(7): 1740-1746.
- [13] CHEN Fei-nan, ZHAO Qi, CHEN Yan-ru. Polarization properties of quasi-homogeneous beams propagating in oceanic turbulence [J]. *Journal of the Optical Society of Korea*, 2013, **17**(2): 130-135.
- [14] FU Wen-yu, ZHANG Han-mou. Propagation properties of partially coherent radially polarized doughnut beam in turbulent ocean [J]. *Optics Communications*, 2013, **304**(1): 11-18.
- [15] TANG Miao-miao, ZHAO Dao-mu. Propagation of radially polarized beams in the oceanic turbulence [J]. *Applied Physics B*, 2013, **111**(4): 665-670.
- [16] TANG Miao-miao, ZHAO Dao-mu. Effects of astigmatism on spectra and polarization of aberrant electromagnetic

- nonuniformly correlated beams in turbulent ocean [J]. *Applied Optics*, 2014, **53**(34): 8111-8115
- [17] XU Jia, TANG Miao-miao, ZHAO Dao-mu. Propagation of electromagnetic non-uniformly correlated beams in the oceanic turbulence[J]. *Optics Communications*, 2014, **331**: 1-5.
- [18] FRIBERG A T, SUDOL R J. Propagation parameters of Gaussian Schell-model beams [J]. *Optics Communications*, 1982, **41**(6):383-387.
- [19] KOROTKOVA O, WOLF E. Changes in the state of polarization of a random electromagnetic beam on propagation [J]. *Optics Communications*, 2005, **246**(1): 35-43.
- [20] BATCHELORA G K. Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent [J]. *FluidMech.*, 1959, **5**(1): 113-133.
- [21] WEILIN H. A simple underwater imaging model[J]. *Optics Letters*.2009, **34**(17):2688-2690.
- [22] LANZAGORTA M. Underwater communications [M]. Morgan& Claypool Publishers, 2012.
- [23] ZHAO Xin-hui. Study on the circle polarization shift keying and the theory of polarization propagation in wireless optical communication [D]. Shenzhen, Harbin Institute of Technology, 2010: 67-68.
- 赵新辉. 无线光通信中旋光调制技术及偏振传输理论的研究 [D]. 深圳:哈尔滨工业大学,2010: 67-68.