

部分相干环状偏心光束通过海洋湍流的传输特性

杨婷 季小玲 李晓庆

Propagation characteristics of partially coherent decentred annular beams propagating through oceanic turbulence

Yang Ting Ji Xiao-Ling Li Xiao-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 204206 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.204206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.204206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

阿基米德螺旋微纳结构中的表面等离子激元聚焦

Focusing surface plasmon polaritons in archimedes' spiral nanostructure

物理学报.2015, 64(19): 194201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194201>

电磁波在大面积等离子体片中传播特性的分析

Analysis of propagation properties of electromagnetic waves through large planar plasma sheets

物理学报.2015, 64(19): 194202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194202>

用四台阶相位板产生涡旋光束

Generation of vortex beams by the four-step phase plates

物理学报.2015, 64(18): 184202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184202>

(1+2)维各向同性介质中的旋转椭圆空间光孤子

(1+2) dimensional spiraling elliptic spatial optical solitons in the media without anisotropy

物理学报.2015, 64(15): 154202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154202>

不同光照条件下水下成像背景光的建模与研究

Modeling and simulation of the background light in underwater imaging under different illumination conditions

物理学报.2015, 64(10): 104201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.104201>

部分相干环状偏心光束通过海洋湍流的传输特性*

杨婷 季小玲† 李晓庆

(四川师范大学物理学院, 成都 610068)

(2015年4月22日收到; 2015年5月30日收到修改稿)

推导出了部分相干环状偏心光束在海洋湍流中传输的平均光强和光束质心位置的解析表达式, 并给出了最大光强位置满足的传输方程. 研究发现: 经足够长距离传输后, 在自由空间中最大光强位置比光束质心更靠近传输 z 轴, 并且其位置随着光束相干参数的增大而靠近传输 z 轴, 随着光束偏心参数和遮拦比的增大而远离传输 z 轴. 但是, 在海洋湍流中最大光强位置趋于质心位置, 并且海洋湍流的增强会加速最大光强位置趋于质心位置的进程. 在海洋湍流中光束的相干性对光束传输特性的影响明显减小. 另一方面, 光束质心位置与光束的相干性、光束传输距离以及海洋湍流均无关系, 并且光束质心位置随着光束偏心参数和遮拦比的增大而远离传输 z 轴. 所得结果对工作于水下湍流环境中的部分相干环状偏心光束的应用具有重要意义.

关键词: 海洋湍流, 部分相干环状偏心光束, 最大光强位置, 光束质心位置

PACS: 42.68.Xy, 42.25.Bs, 42.25.Dd

DOI: 10.7498/aps.64.204206

1 引言

随着水下光通信、传感和激光雷达等应用的兴起, 水下环境对激光传输提出了新的挑战^[1-3], 深入研究海洋湍流如何影响激光传输特性就显得尤为重要. 相比于激光通过大气湍流传输的研究^[4-15], 涉及激光海洋湍流传输的研究要少得多. 海洋湍流功率谱模型与大气湍流不同, 海水的折射率起伏主要是由温度和盐度变化引起的. 直到2000年, Nikishov等^[16]建立了同时考虑温度和盐度的海洋湍流折射率起伏空间功率谱的解析模型, 它能够比Kolmogorov功率谱更精确地预测光在海洋湍流中的传输行为. 最近, 基于该功率谱, 针对激光在海洋湍流中传输开展了一些研究^[17-23].

环状光束在实际中经常会遇到, 比如: 激光通过环状光阑传输要产生环状光束, 而大多数望远镜系统中都含有环状光阑^[24]. 此外, 由非稳腔产生的激光束通常是部分相干环状偏心光束. 迄今为止, 激光通过海洋湍流传输特性的研究大都集中在光

束二阶矩上, 而对光束的一阶矩和最大光强位置的研究还未涉及. 光束的一阶矩表征光束的质心位置, 光束质心位置以及最大光强位置对激光通过海洋湍流传输达到靶目标有着重要的意义. 本文主要研究海洋湍流参数、光束参数以及光束传输距离等对部分相干环状偏心光束的质心位置以及最大光强位置的影响.

2 光束在海洋湍流中的平均光强

环状偏心光束在源平面 $z = 0$ 处的场分布可以表示为^[25]

$$E(\rho'_1, 0) = (1 - \beta x'_1) \left[\sum_{t=1}^M \alpha_t \exp\left(-\frac{t\rho_1'^2}{w_0^2}\right) - \sum_{t=1}^M \alpha_t \exp\left(-\frac{t\rho_1'^2}{w_0^2}\right) \right], \quad (1)$$

其中 w_0 和 $\rho'_1 = (x'_1, y'_1)$ 分别是环状偏心光束在源场 $z = 0$ 处的束腰宽度和矢量坐标, M 为光束

* 国家自然科学基金(批准号: 61475105)和四川高校科研创新团队建设计划(批准号: 12TD008)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jiXL100@163.com

阶数, $\alpha_t = (-1)^{t+1} M! / [t!(M-t)!]$, $w'_0 = \varepsilon w_0$ 且 $0 < \varepsilon < 1$, ε 是遮拦比, β 是偏心参数. 则部分相干环状偏心光束在源平面 $z = 0$ 处的交叉谱密度函数可以表示为

$$W(\rho'_1, \rho'_2, 0) = E(\rho'_1, 0) E^*(\rho'_2, 0) \mu(\rho'_1, \rho'_2, 0), \quad (2)$$

其中 $\mu(\rho'_1, \rho'_2, 0) = \exp[-(\rho'_1 - \rho'_2)^2 / (2\sigma_0^2)]$, σ_0 为光束在源场处的空间相关长度, 即源场处相干度. 当 $\rho'_1 = \rho'_2 = \rho'$ 时, (2) 式可以表示部分相干环状偏心光束在源平面 $z = 0$ 处的平均光强. 图 1 给出了不同光束偏心参数 β 和遮拦比 ε 下, 部分相干环状偏心光束在源平面 $z = 0$ 处的三维 (3D) 光强分布, 其中 $M = 12$, $w_0 = 5$ cm. 从图 1 可知: β 越大表示光束偏心程度越大; ε 越大表示环状光束的中空部分越大.

基于广义惠更斯-菲涅耳原理, 部分相干环状偏心光束通过海洋湍流传输到 z 平面的平均光强可以表示为 [4]

$$\begin{aligned} & \langle I(\rho_1, \rho_2, z) \rangle \\ &= \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \iint d\rho'_1 d\rho'_2 W(\rho'_1, \rho'_2, 0) \\ & \times \exp \left\{ \frac{ik}{2z} [(\rho'_1{}^2 - \rho'_2{}^2) - 2(\rho'_1 \rho_1 - \rho'_2 \rho_2) \right. \\ & \left. + (\rho_1^2 - \rho_2^2)] \right\} \\ & \times \langle \exp[\psi(\rho'_1, \rho_1, z) + \psi^*(\rho'_2, \rho_2, z)] \rangle_m, \quad (3) \end{aligned}$$

其中 $\rho = (x, y)$ 是环状偏心光束通过海洋湍流传输到 z 处的矢量坐标, $k = 2\pi/\lambda$ 是与波长 λ 有关的波数, $\psi(\rho', \rho, z)$ 是依赖于湍流介质的复相位结构函数, $\langle \rangle_m$ 表示系综平均, 且有 [4]:

$$\begin{aligned} & \langle \exp[\psi(\rho'_1, \rho_1, z) + \psi^*(\rho'_2, \rho_2, z)] \rangle_m \\ &= \exp \left\{ -\frac{\pi^2 k^2 z}{3} \int_0^\infty \kappa^3 \Phi_n(\kappa) d\kappa [(\rho_1 - \rho_2)^2 \right. \\ & \left. + (\rho_1 - \rho_2)(\rho'_1 - \rho'_2) + (\rho'_1 - \rho'_2)^2] \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

其中 κ 为空间波数, $\Phi_n(\kappa)$ 为海洋湍流介质的折射率起伏空间功率谱密度函数, 且有 [16]:

$$\begin{aligned} & \Phi_n(\kappa) \\ &= 0.388 \times 10^{-8} \xi^{-1/3} \kappa^{-11/3} \\ & \times [1 + 2.35(\kappa\eta)^{2/3}] \frac{\chi_T}{\omega^2} [\omega^2 \exp(-A_T \delta)] \end{aligned}$$

$$+ \exp(-A_S \delta) - 2\omega \exp(-A_{TS} \delta)], \quad (5)$$

$A_T = 1.863 \times 10^{-2}$, $A_S = 1.9 \times 10^{-4}$, $A_{TS} = 9.41 \times 10^{-3}$, $\delta = 8.284(\kappa\eta)^{4/3} + 12.978(\kappa\eta)^2$; ξ 表示海水单位质量湍流动能耗散率, 其范围为 $10^{-1} - 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}^3$; χ_T 表示海水温度方差耗散率, 其范围为 $10^{-4} - 10^{-10} \text{ K}^2/\text{s}$; ω 表示海水湍流功率谱温度与盐度的比率, 其范围为 $[-5, 0]$, -5 和 0 分别对应于温度和盐度变化引起的光学湍流; η 表示 Kolmogorov 内尺度. 分析 (5) 式可知, 随着 ω , χ_T 的增大和 ξ 的减小, 海洋湍流增强.

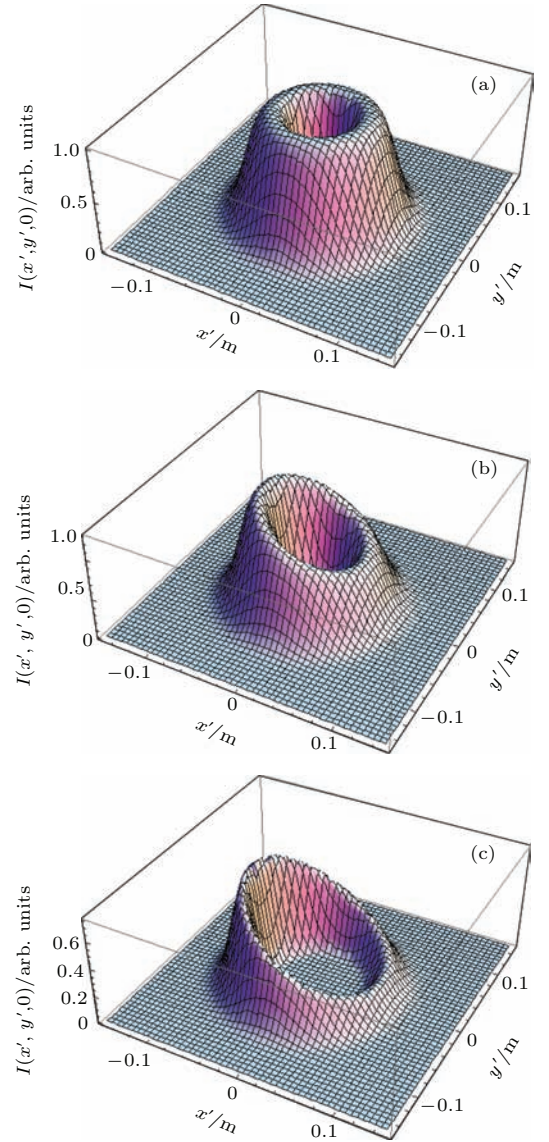


图 1 (网刊彩色) $z = 0$ 平面的 3D 光强分布 (a) $\beta = 0$, $\varepsilon = 0.3$; (b) $\beta = 3 \text{ m}^{-1}$, $\varepsilon = 0.4$; (c) $\beta = 5 \text{ m}^{-1}$, $\varepsilon = 0.7$

Fig. 1. (color online) 3D Intensity distributions at the source plane $z = 0$. (a) $\beta = 0$, $\varepsilon = 0.3$; (b) $\beta = 3 \text{ m}^{-1}$, $\varepsilon = 0.4$; (c) $\beta = 5 \text{ m}^{-1}$, $\varepsilon = 0.7$.

对(3)式进行冗长的积分,可以得到部分相干环状偏心光束通过海洋湍流传输到 z 平面的平均光强为

$$\begin{aligned} & \langle I(\rho, z) \rangle \\ &= \frac{k^2}{4z^2} \sum_{t=1}^M \sum_{r=1}^M \sum_{s=1}^4 \frac{\alpha_t \alpha_r}{(-1)^{s+1} p_s Q} \left[1 + \frac{\beta^2}{2p_s} \right. \\ & \quad \left. - \frac{i\beta k R x}{2p_s Q z} - \frac{\beta^2 (p_s^2 - R^2)}{8p_s^2 Q} + \frac{\beta^2 k^2 x^2 (p_s^2 - R^2)}{16p_s^2 Q^2 z^2} \right] \\ & \quad \times \exp \left[-\frac{k^2 x^2}{4Qz^2} - \frac{k^2 y^2}{4Qz^2} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

其中:

$$\begin{aligned} R &= q_s - \frac{ik}{z}, \quad Q = \frac{p_s}{4} + \frac{k^2 z}{3} T + \frac{1}{2\sigma_0^2} - \frac{R^2}{4p_s}, \\ p_1 &= \frac{t}{w_0^2} + \frac{r}{w_0^2}, \quad p_2 = \frac{t}{w_0^2} + \frac{r}{w_0'^2}, \\ p_3 &= \frac{t}{w_0'^2} + \frac{r}{w_0'^2}, \quad p_4 = \frac{t}{w_0'^2} + \frac{r}{w_0^2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_1 &= \frac{t}{w_0^2} - \frac{r}{w_0^2}, \quad q_2 = \frac{t}{w_0^2} - \frac{r}{w_0'^2}, \\ q_3 &= \frac{t}{w_0'^2} - \frac{r}{w_0'^2}, \quad q_4 = \frac{t}{w_0'^2} - \frac{r}{w_0^2}, \end{aligned}$$

T 为海洋湍流参数,且

$$\begin{aligned} T &= 3.8294 \times 10^{-8} \omega^{-2} \xi^{-1/3} \eta^{-1/3} \chi_T \\ & \quad \times (6.7833\omega^2 + 47.5708 - 17.6701\omega). \end{aligned} \quad (7)$$

在本文数值计算中,除了特别给出计算参数外,其他计算参数均取为: $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $M = 12$, $w_0 = 5 \text{ cm}$, $\beta = 8 \text{ m}^{-1}$, $\varepsilon = 0.6$, $\omega = -2.5$, $\chi_T = 10^{-7} \text{ K}^2/\text{s}$, $\xi = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\tau = \sigma_0/w_0 = 0.6$. 图2为部分相干环状偏心光束在海洋湍流中不同传输距离 z 处光强的等高线,其中 $\beta = 3 \text{ m}^{-1}$, $\varepsilon = 0.4$. 从图2可知:随着传输距离 z 的增加,光束的中空逐渐被填充,且最大光强位置逐渐朝着传输 z 轴方向移动.

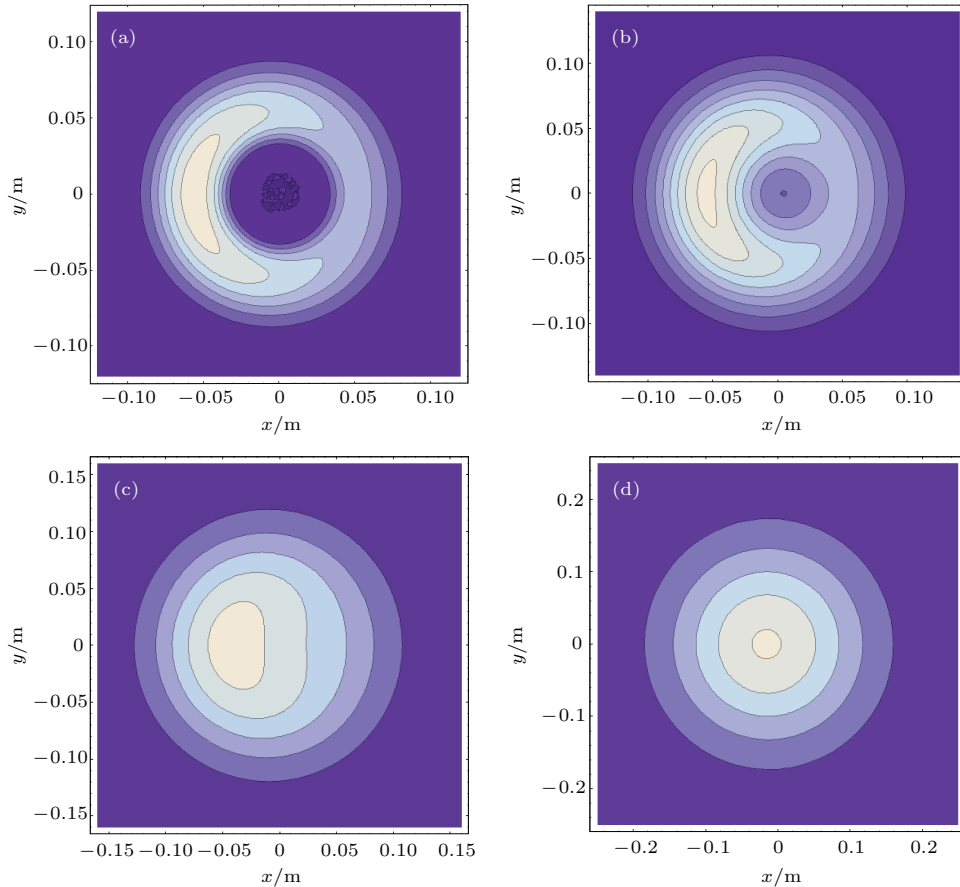


图2 (网刊彩色) 海洋湍流中不同传输距离 z 处光强的等高线 (a) $z = 0$; (b) $z = 200 \text{ m}$; (c) $z = 300 \text{ m}$; (d) $z = 500 \text{ m}$

Fig. 2. (color online) Counter lines of the intensity at different propagation distance z in oceanic turbulence: (a) $z = 0$; (b) $z = 200 \text{ m}$; (c) $z = 300 \text{ m}$; (d) $z = 500 \text{ m}$.

图3为部分相干环状偏心光束在海洋湍流中某距离 $z = 150 \text{ m}$ 处, 不同参数 ω , χ_T 和 ξ 下光强的等高线, 其中 $\beta = 3 \text{ m}^{-1}$, $\varepsilon = 0.4$. 从图3可知: 随着 ω , χ_T 的增大和 ξ 的减小, 光束的中空逐渐被填

充, 最大光强位置逐渐朝着传输 z 轴方向移动, 即: 随着海洋湍流的增强, 部分相干环状偏心光束的光强演变进程加快.

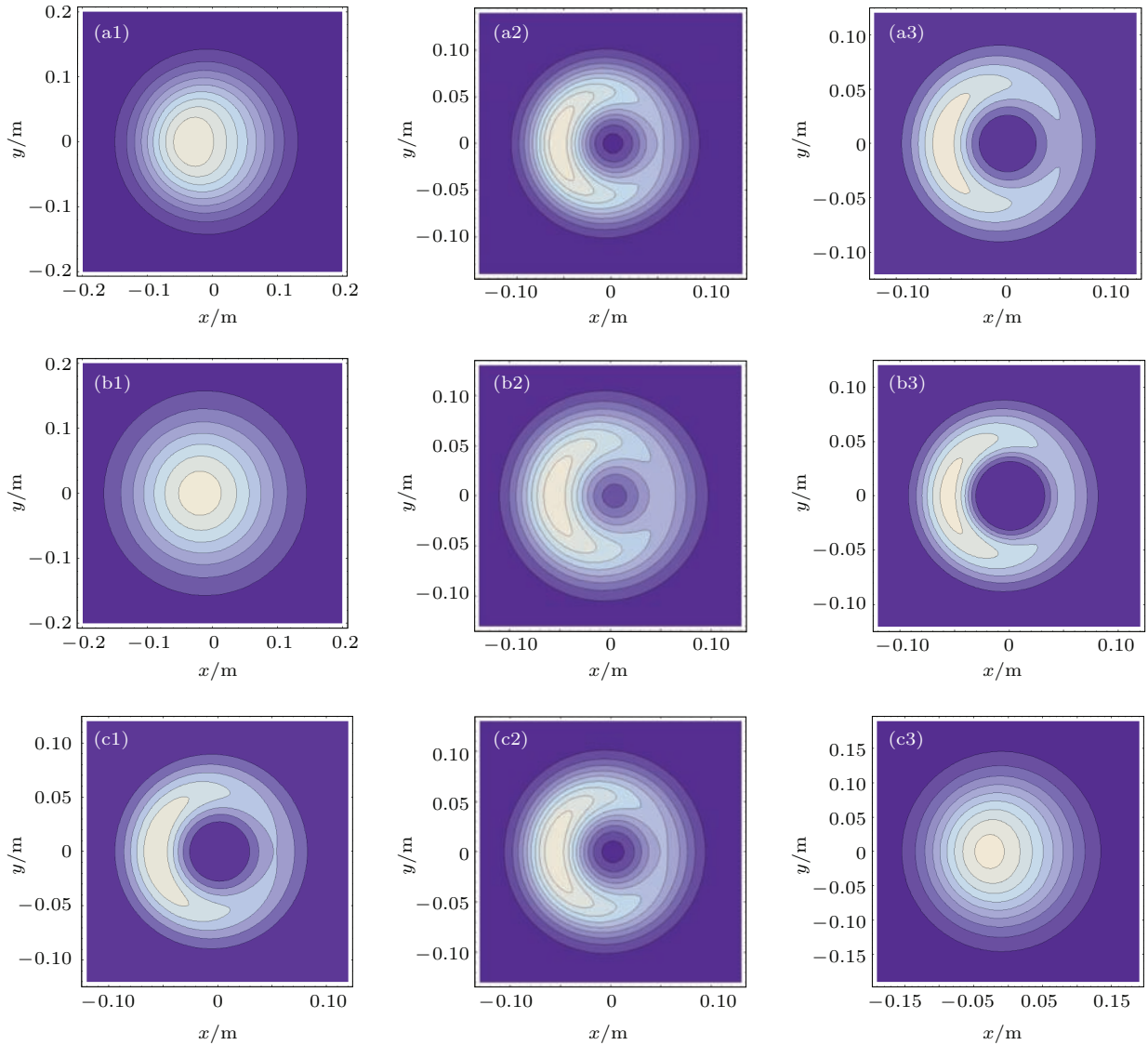


图3 (网刊彩色) 海洋湍流中不同 τ , ω , χ_T , ξ 下光强的等高线 (a1) $\omega = -0.5$, (a2) $\omega = -2$, (a3) $\omega = -4.5$; (b1) $\chi_T = 2 \times 10^{-6} \text{ K}^2/\text{s}$, (b2) $\chi_T = 2 \times 10^{-7} \text{ K}^2/\text{s}$, (b3) $\chi_T = 10^{-8} \text{ K}^2/\text{s}$; (c1) $\xi = 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$, (c2) $\xi = 5 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}^3$, (c3) $\xi = 5 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}^3$

Fig. 3. (color online) Counter lines of the intensity in oceanic turbulence for different values of τ , ω , χ_T and ξ : (a1) $\omega = -0.5$, (a2) $\omega = -2$, (a3) $\omega = -4.5$; (b1) $\chi_T = 2 \times 10^{-6} \text{ K}^2/\text{s}$, (b2) $\chi_T = 2 \times 10^{-7} \text{ K}^2/\text{s}$, (b3) $\chi_T = 10^{-8} \text{ K}^2/\text{s}$; (c1) $\xi = 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$, (c2) $\xi = 5 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}^3$, (c3) $\xi = 5 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}^3$.

3 光束在海洋湍流中的质心位置

由(2)式表示的部分相干环状偏心光束是关于 y 轴对称的, 故光束质心位置 $y_c = 0$. 因此, 本文仅讨论 x 方向光束质心位置. 光束一阶矩可描述光束质心位置, 其定义为

$$x_c = \frac{\iint x \langle I(x, y, z) \rangle dx dy}{\iint \langle I(x, y, z) \rangle dx dy} \quad (8)$$

将(6)式代入(8)式, 进行积分运算后可得部分相干环状偏心光束通过海洋湍流传输光束质心位置的解析表达式, 即

$$x_c = \frac{\sum_{t=1}^M \sum_{r=1}^M \sum_{s=1}^4 \frac{\alpha_t \alpha_r}{(-1)^{s+1}} \left(-\frac{i\beta q_s z}{kp_s^2} - \frac{\beta}{p_s^2} \right)}{\sum_{t=1}^M \sum_{r=1}^M \sum_{s=1}^4 \frac{\alpha_t \alpha_r}{(-1)^{s+1}} \left(\frac{1}{p_s} + \frac{\beta^2}{2p_s^2} \right)}. \quad (9)$$

(9) 式表明: x_c 与海洋湍流参数无关, 也与光束相干参数 τ 无关. (9) 式中仅有一项含有传输距离 z (该项为虚数), 大量数值计算结果表明, 该虚部值与实部值相比非常小 (两者比值数量级约为 10^{-16}), 可以忽略, 因此质心位置 x_c 与传输距离 z 无关.

图 4(a) 和图 4(b) 分别是不同束腰宽度 w_0 和遮拦比 ε 下, 部分相干环状偏心光束质心位置 x_c 随偏心参数 β 的变化. 图 4 表明: x_c 随着 β , ε 和 w_0 的增大而减小, 且始终有 $x_c < 0$, 即光束质心位置随着光束偏心参数、环状光束遮拦比和外半径的增大而远离传输 z 轴, 且光束质心位置始终在传输 z 轴的左方.

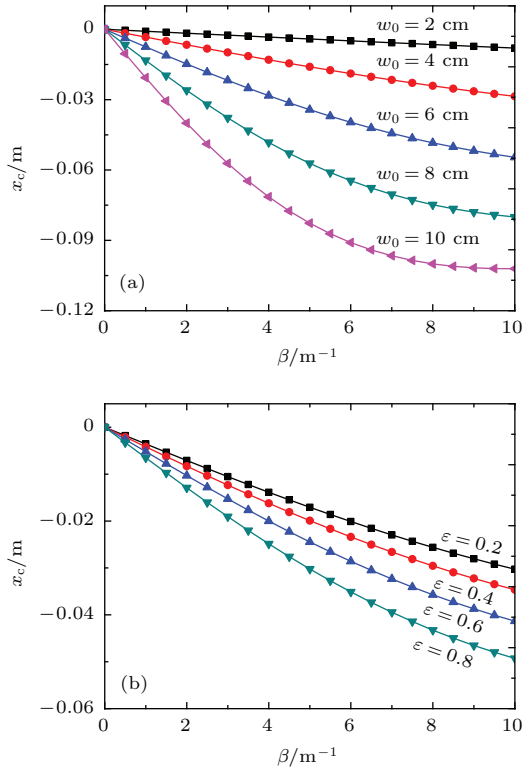


图 4 (网刊彩色) 不同束宽 w_0 和遮拦比 ε 下, 光束质心 x_c 随偏心参数 β 的变化曲线

Fig. 4. (color online) Changes of the centroid position x_c versus the decentered parameter β for different values of the waist width w_0 and the obscure ratio ε .

4 光束在海洋湍流中的最大光强位置

由 (6) 式可知, 部分相干环状偏心光束通过海洋湍流传输的过程中, 光束的最大光强位置会发生

变化. 由 (2) 式表示的部分相干环状偏心光束在传输过程中其光强最大值始终在 x 轴上, 故 $y_{\max} = 0$. 因此, 本文仅讨论 x 方向光强最大值位置的变化. 沿着 x 轴的光强最大值位置可由光强一阶导数决定, 即

$$\frac{d \langle I(x, y, z) \rangle}{dx} = 0. \quad (10)$$

将 (6) 式代入 (10) 式, 可得到光强最大值位置 x_{\max} 满足的方程, 即

$$\sum_{t=1}^M \sum_{r=1}^M \sum_{s=1}^4 \frac{\alpha_t \alpha_r}{(-1)^{s+1}} \frac{1}{p_s Q} \times [A + Bx_{\max} + Cx_{\max}^2 + Dx_{\max}^3] \times \exp(-Gx_{\max}^2) = 0, \quad (11)$$

其中

$$A = -\frac{i\beta k R}{2p_s^2 Q^2 z},$$

$$B = \left[-\frac{2G}{p_s Q} - \frac{\beta^2 G}{p_s^2 Q} + \frac{\beta^2 (p_s^2 - R^2) G}{4p_s^3 Q^2} + \frac{\beta^2 k^2 (p_s^2 - R^2)}{8p_s^3 Q^3 z^2} \right],$$

$$C = \frac{i\beta k R G}{p_s^2 Q^2 z}, \quad D = -\frac{\beta^2 k^2 (p_s^2 - R^2) G}{8p_s^3 Q^3 z^2},$$

$$G = \frac{k^2}{4Qz^2}.$$

从方程 (11) 中很难得到 x_{\max} 的解析表达式, 但是我们可以数值求解方程 (11). 图 5(a)–(d) 分别给出了自由空间中不同参数 τ , w_0 , β 和 ε 下, 部分相干环状偏心光束最大光强位置 x_{\max} 随传输距离 z 的变化曲线. 为了比较光束最大光强位置和光束质心位置, 同时还给出了对应参数下光束质心 x_c 曲线 (用 “---” 表示). 由图 5 可知: 1) x_{\max} 随 z 的增大而增大, 并趋于某一渐进值, 且这个渐进值大于 x_c 而小于 0, 即最大光强位置比光束质心更靠近传输 z 轴; 2) 当传输距离较近时 x_{\max} 随着 τ 的增大而减小, 但传输距离较远时 x_{\max} 随着 τ 的增大而增大 (见图 5(a)); 3) x_{\max} 随着 w_0 , β 和 ε 的增大而减小 (见图 5(b), (c) 和 (d)).

图 6(a)–(d) 分别是海洋湍流中不同参数 τ , w_0 , β 和 ε 下, 部分相干环状偏心光束最大光强位置 x_{\max} 随传输距离 z 的变化. 从图 6 可知: x_{\max} 随传输距离 z 的增大而增大, 然后 x_{\max} 趋于 x_c , 即在

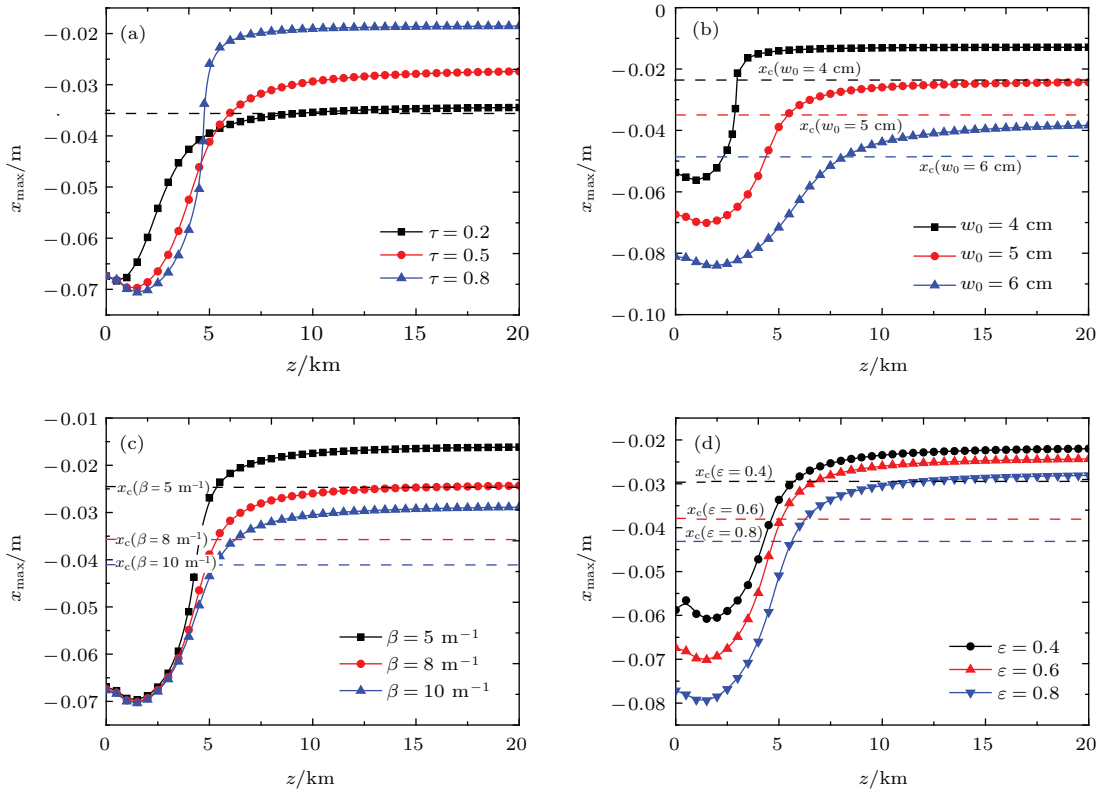


图5 (网刊彩色) 自由空间中不同 τ , w_0 , β 和 ϵ 下, 最大光强位置 x_{\max} 随传输距离 z 的变化

Fig. 5. (color online) Changes of the position x_{\max} of the intensity maximum versus the propagation distance z for different values of τ , w_0 , β and ϵ in free space.

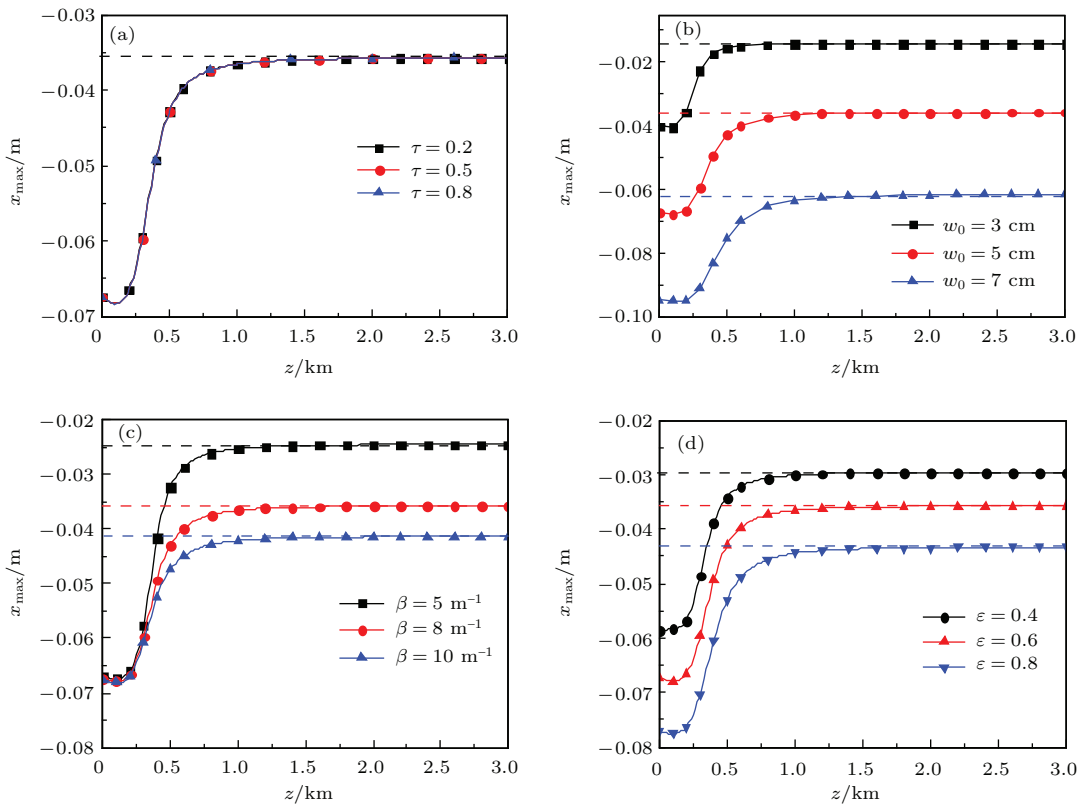


图6 (网刊彩色) 海洋湍流中不同 τ , w_0 , β 和 ϵ 下, 最大光强位置 x_{\max} 随传输距离 z 的变化

Fig. 6. (color online) Changes of the position x_{\max} of the intensity maximum versus the propagation distance z for different values of τ , w_0 , β and ϵ in oceanic turbulence.

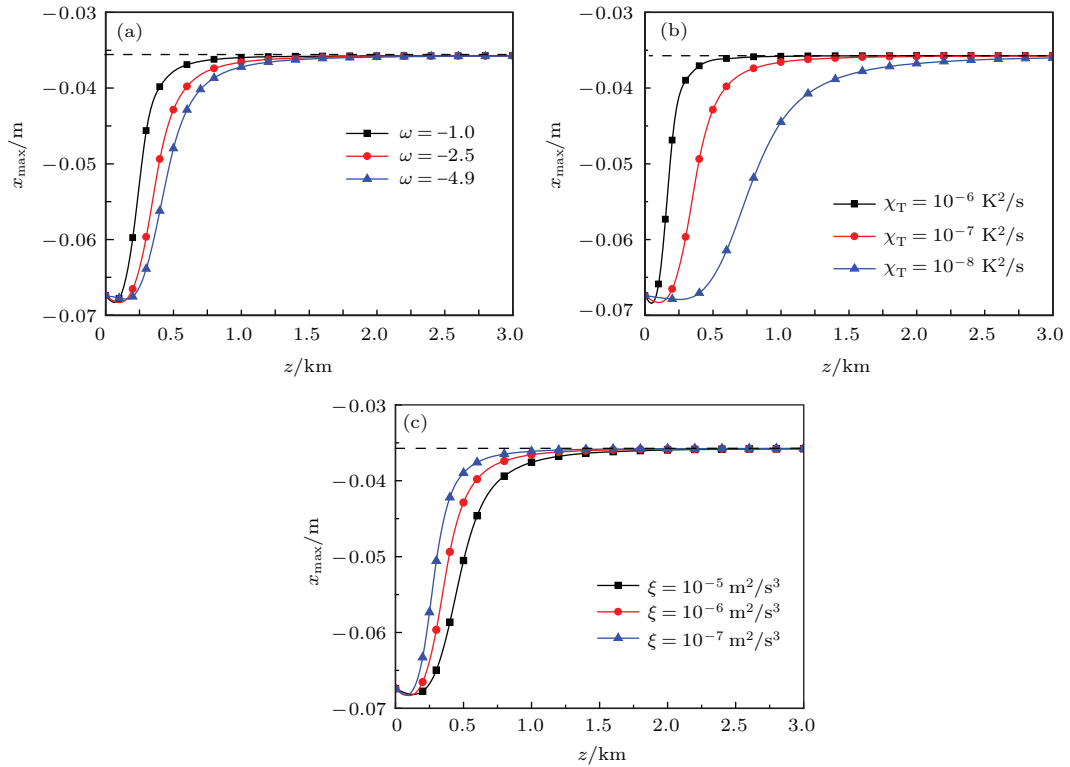


图 7 (网刊彩色) 海洋湍流中不同 ω , χ_T 和 ξ 下, 最大光强位置 x_{\max} 随传输距离 z 的变化

Fig. 7. (color online) Changes of the position x_{\max} of the intensity maximum versus the propagation distance z for different values of ω , χ_T and ξ in oceanic turbulence.

海洋湍流中经过足够长距离的传输光束最大光强位置趋于质心位置. 此外, 在海洋湍流中 x_{\max} 几乎与 τ 值无关 (见图 6(a)), 即在海洋湍流中光束的相干性对光束传输特性的影响明显减小.

图 7(a)—(c) 分别是海洋湍流中不同参数 ω , χ_T 和 ξ 下, 部分相干环状偏心光束最大光强位置 x_{\max} 随传输距离 z 的变化. 由图 7 可知: 随着海洋湍流参数 ω , χ_T 的增大和 ξ 的减小, x_{\max} 趋于 x_c 的传输距离 z 减小, 即湍流的增强会加速最大光强位置趋于质心位置的进程.

5 结 论

本文推导出了部分相干环状偏心光束在海洋湍流中传输的平均光强和光束质心位置的解析表达式, 给出了最大光强位置满足的传输方程, 并详细研究了其平均光强、光束质心位置以及最大光强位置的变化规律. 研究表明: 1) 随着传输距离增加, 最大光强位置逐渐朝着传输 z 轴方向移动, 并趋于不变; 经足够长距离传输后, 在自由空间中最大光强位置比光束质心更靠近传输 z 轴, 并且其位置随光束相干参数的增大而靠近传输 z 轴, 随着光

束偏心参数和遮拦比的增大而远离传输 z 轴; 但是, 在海洋湍流中最大光强位置趋于质心位置, 并且海洋湍流的增强会加速最大光强位置趋于质心位置的进程; 此外, 在海洋湍流中光束的相干性对光束传输特性的影响明显减小; 2) 光束质心位置与光束的相干性、光束传输距离以及海洋湍流均无关系, 并且光束质心位置随着光束偏心参数、环状光束遮拦比和外半径的增大而远离传输 z 轴; 3) 随着传输距离的增加, 光束的中空逐渐被填充, 并且随着海洋湍流的增强, 部分相干环状偏心光束的光强演变进程加快. 本文所得结果对工作于水下湍流环境中的部分相干环状偏心光束的应用具有重要意义.

参考文献

- [1] Snow J B, Flatley J P, Freeman D E, Landry M A, Lindstrom C E, Longacre J R, Schwartz J A 1992 *Proc. SPIE* **1750** 419
- [2] Arnon S, Kedar D 2009 *J. Opt. Soc. Am. A* **26** 530
- [3] Hanson F, Lasher M 2010 *Appl. Opt.* **49** 3224
- [4] Andrews L C, Phillips R L 2005 *Laser Beam Propagation through Random Media* (Bellingham, Washington: SPIE Press)
- [5] Gbur G, Wolf E 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 1592

- [6] Shirai T, Dogariu A, Wolf E 2003 *Opt. Lett.* **28** 610
- [7] Wang T, Pu J X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6754 (in Chinese) [王涛, 蒲继雄 2007 物理学报 **56** 6754]
- [8] Dan Y Q, Zhang B 2009 *Opt. Lett.* **34** 563
- [9] Mao H D, Zhao D M 2010 *Opt. Express* **18** 1741
- [10] Zhou G Q 2011 *Opt. Express* **19** 3945
- [11] Li Y Q, Wu Z S 2012 *Chin. Phys. B* **21** 054203
- [12] He X M, Lü B D 2011 *Chin. Phys. B* **20** 094210
- [13] Ma Y, Ji X L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 094214 (in Chinese) [马媛, 季小玲 2013 物理学报 **62** 094214]
- [14] Dou L Y, Ji X L, Li P Y 2012 *Opt. Express* **20** 8417
- [15] Wu Z S, Li Y Q 2011 *J. Opt. Soc. Am. A* **28** 1531
- [16] Nikishov V V, Nikishov V I 2000 *Int. J. Fluid Mech. Res.* **27** 82
- [17] Korotkova O, Farwell N 2011 *Opt. Commun.* **284** 1740
- [18] Shchepakina E, Farwell N, Korotkova O 2011 *Appl. Phys. B* **105** 415
- [19] Tang M, Zhao D M 2013 *Appl. Phys. B* **111** 665
- [20] Zhou Y, Chen Q, Zhao D M 2014 *Appl. Phys. B* **114** 475
- [21] Ata, Baykal Y 2014 *J. Opt. Soc. Am. A* **31** 1552
- [22] Huang Y P, Zhang B, Gao Z H, Zhao G P, Duan Z C 2014 *Opt. Express* **22** 17723
- [23] Lu L, Ji X L, Li X Q, Deng J P, Chen H, Yang T 2014 *Optik* **125** 7154
- [24] Born M, Wolf E 1997 *Principles of Optics* (6th Ed.) (Cambridge: Cambridge University Press)
- [25] Li Y 2002 *Opt. Lett.* **27** 1007

Propagation characteristics of partially coherent decentred annular beams propagating through oceanic turbulence*

Yang Ting Ji Xiao-Ling[†] Li Xiao-Qing

(School of Physics, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China)

(Received 22 April 2015; revised manuscript received 30 May 2015)

Abstract

The analytical expressions for the average intensity and the centroid position of partially coherent decentred annular beams propagating through oceanic turbulence are derived, and the propagation equation of the position of the maximum intensity is also given. Changes of the average intensity, the centroid position and the position of the maximum intensity of partially coherent decentred annular beams during propagation are studied in detail. It is shown that both in free space and in oceanic turbulence, the position of the maximum intensity moves to the propagation z -axis with increasing the propagation distance, and is kept unchanged when the propagation distance is large enough. Furthermore, in free space the position of the maximum intensity is closer to the propagation z -axis than to the centroid position when the propagation distance is large enough. The position of the maximum intensity is closer to the propagation z -axis with increasing the correlation parameter, and far from the propagation z -axis with increasing the decentered parameter and the obscure ratio. However, in oceanic turbulence the position of the maximum intensity is close to the centroid position when the propagation distance is large enough, and the evolution is speeded with increasing the strength of oceanic turbulence. The influence of the beam coherence on propagation characteristics decreases due to oceanic turbulence. On the other hand, the centroid position is independent of the beam coherence, the propagation distance and the oceanic turbulence. The centroid position is far from the propagation z -axis with increasing the decentered parameter and the obscure ratio. In addition, the hollow core of partially coherent decentred annular beams is filled up as the propagation distance increases, and the evolution is speeded with increasing the strength of oceanic turbulence. The results obtained in this paper are very useful for applications of partially coherent decentred annular beams in oceanic turbulence.

Keywords: oceanic turbulence, partially coherent decentred annular beam, position of the maximum intensity, centroid position

PACS: 42.68.Xy, 42.25.Bs, 42.25.Dd

DOI: [10.7498/aps.64.204206](https://doi.org/10.7498/aps.64.204206)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61475105) and the Financial Support from Construction Plan for Scientific Research Innovation Teams of Universities in Sichuan Province, China (Grant No. 12TD008).

[†] Corresponding author. E-mail: jiXL100@163.com