

## 金属目标对贝塞尔涡旋波束的近场电磁散射特性\*

陈鑫淼<sup>1)</sup> 李海英<sup>1)†</sup> 吴涛<sup>2)</sup> 孟祥帅<sup>3)</sup> 黎凤霞<sup>1)</sup>

1) (西安电子科技大学物理学院, 西安 710071)

2) (西安空间无线电技术研究所, 西安 710000)

3) (西安交通大学信息与通信工程学院, 西安 710049)

(2022年11月17日收到; 2023年3月17日收到修改稿)

相较于平面波, 贝塞尔涡旋波束作为典型的涡旋波束, 以其携带轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM)、无衍射、自重建的特性, 使其在雷达检测、目标识别与成像等领域具有更加显著的竞争力. 本文根据物理光学法和三角形面片建模, 并结合贝塞尔涡旋波束的角谱展开法, 导出了贝塞尔涡旋波束入射到任意金属目标的散射近场表达式, 通过与 FEKO 软件仿真结果对比验证了本文方法的正确性. 数值计算了简单和组合目标的散射近场的幅相和 OAM 分布以及雷达散射截面 (radar cross section, RCS), 分析了波束参数、接收面的距离和目标偏移波束距离等因素的影响. 结果表明贝塞尔涡旋波束照射下的目标的近场幅相和 OAM 扰动与多种因素相关, 这为进一步利用近场散射特征获得更多的目标信息奠定了基础.

**关键词:** 近场散射, 角谱展开理论, 涡旋波束, 轨道角动量**PACS:** 03.65.NK, 42.25.Fx, 41.20.JB**DOI:** 10.7498/aps.72.20222192

## 1 引言

Allen 等<sup>[1]</sup>于 1992 年首次发现在近轴传播条件下, 具有相位项  $\exp(i\ell\varphi)$  的拉盖尔-高斯涡旋波束携带轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM), 他提出了光束的轨道角动量独立于自旋角动量的概念. 与传统的线性动量或自旋角动量不同, 涡旋波束的轨道角动量代表了一种新的自由度, 这些轨道角动量是正交且完备的. 涡旋波束在许多领域, 例如天文观测<sup>[2,3]</sup>、量子通讯<sup>[4,5]</sup>以及信道编码<sup>[6]</sup>等都有广泛的应用. 利用轨道角动量的频谱特性可以增强信号的传输、捕获和检测目标的能力, 涡旋波束已成为微波通信、雷达检测和目标识别领域热门的研究方向之一.

2011 年 Tamburini 等<sup>[7]</sup>利用螺旋反射器产生了具有涡旋结构的空相分布并计算了 OAM

光谱, 证实了电磁波并非处于纯 OAM 状态, 给出了非整数 OAM 的实验证据. Liu 等<sup>[8]</sup>使用均匀圆形相控阵产生了携带 OAM 的电磁涡旋波束, 分析了回波信号模型并获得了二维雷达目标图像. Tang 等<sup>[9]</sup>得出基于 OAM 成像雷达的分辨率性能与传统成像雷达相当的结论. Zhang 和 Chen<sup>[10]</sup>用旋转天线产生大规模轨道角动量雷达从而获得携带不同 OAM 态的 RCS. Bu 等<sup>[11]</sup>推导了一种基于涡旋电磁波的 SAR 成像模型, 首次使用基于相控均匀圆阵天线的 Ku 波段车载涡旋电磁波合成孔径雷达 (synthetic aperture radar, SAR) 进行实验, 并与传统的平面电磁波 SAR 成像进行比较, 证明了涡旋电磁波可以获得方位分辨率高于平面电磁波的 SAR 成像. Chen 等<sup>[12]</sup>使用 FEKO 仿真了涡旋波照射下不同目标的散射场, 分析了振幅和相位的空间分布以及 OAM 模态谱的分布特征, 结果表明从回波信号中可以获得更多的目标信息.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62171355, 62101426, 62201415)、军委科技委基础加强计划技术领域基金 (批准号: 2021-JCJQ-JJ-1009)、高等学校学科创新引智计划 (批准号: B17035) 和陕西省自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2021JM-135) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [lihy@xidian.edu.cn](mailto:lihy@xidian.edu.cn)

Chen 等<sup>[13]</sup>研究了涡旋波对任意目标的近场电磁散射特性,并定义了回波主导模比(echo dominant-mode ratio, EDMR).结果表明,与传统的 RCS 相比,涡旋波的 EDMR 在探测理想导体球体和立方体等典型目标方面具有优势.蒋基恒等<sup>[14]</sup>研究了涡旋电磁波的模式纯度关于波束偏转角度和模式数的变化情况,提出了平面相控阵在大角度波束扫描时会发生方向图畸变的问题.Nayeri 等<sup>[15]</sup>研究了反射阵列天线的设计、建模和全波仿真,利用全波模拟的近场数据,分析了真实反射阵列配置中相位元件提供的相移,提出了一种诊断反射阵列并识别未知相移的相位元件的方法.自 Durnin<sup>[16]</sup>于 1987 年提出贝塞尔波束的概念以来,贝塞尔涡旋波束以其在近场无衍射区径向几乎无衍射和自重建性的特点<sup>[17,18]</sup>,引起科学家们的关注.Velchev 和 Ubachs<sup>[19]</sup>通过实验的方法给出了贝塞尔-高斯波束的远场散射图像.Wu 等<sup>[20]</sup>利用物理光学法研究了贝塞尔波照射金属球的散射问题,结果表明涡旋波通过目标后的散射场仍具有 OAM 特性,并保持了相同的拓扑荷数.

上述研究表明:携带 OAM 的涡旋电磁波在目标成像、识别和探测中具有独特的优势,为进一步深入探索涡旋电磁波在无线电信息获取和目标探测领域的应用价值,明确涡旋电磁波入射目标的近场散射特性是关键前提.本文针对涡旋波束的近场散射,结合物理光学法和电磁波束的角谱展开理论,提出了数值求解贝塞尔涡旋波束入射三维导体目标的近场电磁散射特性的方法.基于本文所提出的方法数值分析了波束参数、目标放置位置、入射波束角度和偏移量等因素对近场散射和 OAM 模态的影响,并分析了多个典型目标的近场 RCS 特性.本工作对研究携带 OAM 的雷达,及其在目标识别、成像等领域的应用提供了理论参考.

## 2 基本理论

图 1 所示为贝塞尔涡旋波束入射任意目标的散射几何模型,目标位于全局坐标系  $Oxyz$  中,目标表面任意一点的面元的位置矢量是  $\mathbf{r}'$ ,面元的单位外法向矢量是  $\hat{\mathbf{n}}$ ,贝塞尔涡旋波束沿局部坐标系  $O_i x_i y_i z_i$  的  $z_i$  轴传播, $z_i$  轴与  $z$  轴的夹角为入射角  $\theta_0$ ,场点  $P$  的位置矢量是  $\mathbf{r}$ , $\mathbf{R}$  是面元到场点的矢量, $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ .

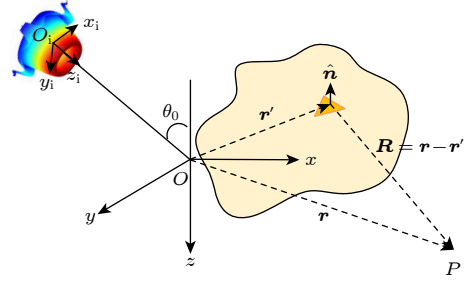


图 1 贝塞尔涡旋波束入射目标的散射几何模型

Fig. 1. Geometric model for scattering of the target illuminated by the Bessel vortex beam.

### 2.1 贝塞尔涡旋波束的角谱展开

角谱展开理论是将在空间中传播的波束展开为沿不同方向传播的平面波的叠加.贝塞尔涡旋波束的电磁场可以在球坐标系中表示为

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}, \theta, \phi) = \int_{\alpha=0}^{\alpha_{\max}} \int_{\beta=0}^{2\pi} \mathbf{E}_{\text{pw}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} |\sin \alpha \cos \alpha| d\alpha d\beta, \quad (1)$$

$$\mathbf{B}^i(\mathbf{r}, \theta, \phi) = \int_{\alpha=0}^{\alpha_{\max}} \int_{\beta=0}^{2\pi} \mathbf{B}_{\text{pw}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} |\sin \alpha \cos \alpha| d\alpha d\beta, \quad (2)$$

其中,  $\mathbf{E}_{\text{pw}}$  和  $\mathbf{B}_{\text{pw}}$  分别为涡旋波束角谱展开后的电场和磁场的复振幅,  $\alpha$  是单个角谱的波矢量与  $z$  轴的夹角,  $\beta$  是方位角,波矢量  $\mathbf{k} = k_{ix} \hat{x}_i + k_{iy} \hat{y}_i + k_{iz} \hat{z}_i$ ,其中  $k_{ix}, k_{iy}, k_{iz}$  为局部坐标系  $O_i x_i y_i z_i$  中入射波束在  $x_i, y_i, z_i$  方向上的波矢分量.电场复振幅可以表示为如下形式:

$$\mathbf{E}_{\text{pw}} = \mathbf{Q}P(\alpha, \beta) = E_{\text{pw}0}(\alpha_0, \beta) \mathbf{Q} \frac{\delta(\alpha - \alpha_0)}{\sin \alpha_0} e^{i\beta}, \quad (3)$$

其中,  $\alpha_0$  为波束半锥角,  $\mathbf{Q}$  代表极化状态矩阵,  $\delta(\alpha - \alpha_0)$  是除在  $\alpha = \alpha_0$  处均为 0 的狄拉克函数.

以  $x$  极化为例,  $l$  阶贝塞尔涡旋波束表达式为

$$\mathbf{E}(r, \theta, \phi) = \int_{\beta=0}^{2\pi} E_{\text{pw}0} \mathbf{Q}^x \Big|_{\alpha=\alpha_0} e^{i\beta} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\beta, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}^x \Big|_{\alpha=\alpha_0} &= \left[ \begin{array}{c} Q_x \\ Q_y \\ Q_z \end{array} \right] \Big|_{\alpha=\alpha_0} \\ &= \left[ \begin{array}{c} (\cos \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \beta) \\ -(1 - \cos \alpha) \sin \beta \cos \beta \\ -\sin \alpha \cos \beta \end{array} \right] \Big|_{\alpha=\alpha_0}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中,  $\mathbf{Q}^x \Big|_{\alpha=\alpha_0}$  代表半锥角为  $\alpha_0$  的  $x$  极化状态矩阵.

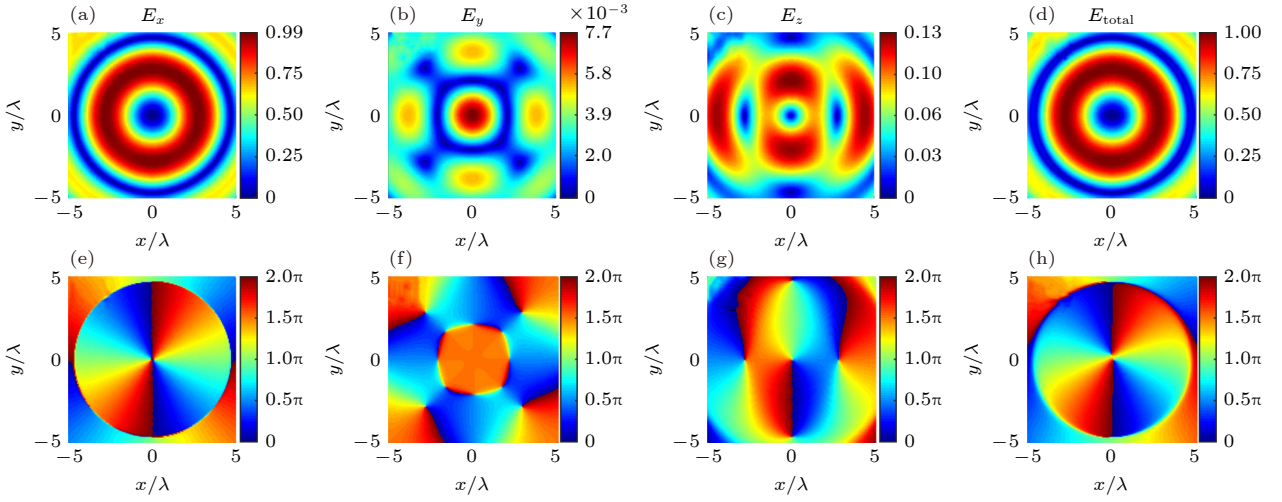


图 2 贝塞尔涡旋波束示意图 (a)–(d)  $x, y, z$  方向和总场的电场幅值分布; (e)–(h)  $x, y, z$  方向和总场的电场相位分布  
Fig. 2. Schematic for Bessel vortex beam: (a)–(d) The amplitude distribution of  $E_x, E_y, E_z$  and  $E_{\text{total}}$ ; (e)–(h) the phase distribution of  $E_x, E_y, E_z$  and  $E_{\text{total}}$ .

进一步将角谱离散为  $S$  份,  $d\beta = 2\pi/S$ , 所以对于拓扑荷数为  $l$ , 半锥角为  $\alpha_0$  的贝塞尔涡旋波束的第  $j$  个平面子波  $\beta_j$  ( $j = 1, 2, \dots, S$ ) 来说, 其电场在  $x_i, y_i, z_i$  三个方向上的分量  $E_{\beta_j}^x, E_{\beta_j}^y, E_{\beta_j}^z$  为

$$\begin{cases} E_{\beta_j}^x = E_{\text{pw}0} \cdot (\cos \alpha_0 \cos^2 \beta_j + \sin^2 \beta_j) \\ \quad \cdot e^{i l \beta_j} \cdot e^{i \mathbf{k}_{\beta_j} \cdot \mathbf{r}_i} \cdot d\beta, \\ E_{\beta_j}^y = E_{\text{pw}0} \cdot [(\cos \alpha_0 - 1) \sin \beta_j \cos \beta_j] \\ \quad \cdot e^{i l \beta_j} \cdot e^{i \mathbf{k}_{\beta_j} \cdot \mathbf{r}_i} \cdot d\beta, \\ E_{\beta_j}^z = E_{\text{pw}0} \cdot (-\sin \alpha_0 \cos \beta_j) \\ \quad \cdot e^{i l \beta_j} \cdot e^{i \mathbf{k}_{\beta_j} \cdot \mathbf{r}_i} \cdot d\beta, \end{cases} \quad (6)$$

其中,  $\mathbf{k}_{\beta_j}$  为每一个平面子波的波矢量, 且  $\mathbf{k}_{\beta_j} = (k \sin \alpha_0 \cos \beta_j, k \sin \alpha_0 \sin \beta_j, k \cos \alpha_0)$ . 根据角谱展开法, 图 2 展示了频率为 10 GHz 的  $x$  极化贝塞尔涡旋波束 ( $l = 2, \alpha_0 = 10^\circ$ ) 的结果.

## 2.2 贝塞尔涡旋波束入射目标的散射近场和雷达散射截面

图 3 给出波矢为  $\mathbf{k}_{\beta_j}$  的任意平面子波照射到位于  $\mathbf{r}'$  位置处的亮面元时的散射示意图. 对任意入射到目标表面的贝塞尔涡旋波束的平面子波都可以分解为垂直极化 (S 波) 和平行极化 (P 波), 垂直极化单位方向向量为  $\hat{\mathbf{e}}_{\perp}$ , 平行极化单位方向向量为  $\hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^i$ , 所以波矢为  $\mathbf{k}_{\beta_j}$  的平面子波表达式为

$$\mathbf{E}_{\beta_j}^i = \mathbf{E}_{\perp} + \mathbf{E}_{\parallel} = E_{\perp} \hat{\mathbf{e}}_{\perp} + E_{\parallel} \hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^i, \quad (7)$$

$$\hat{\mathbf{e}}_{\perp} = \frac{\mathbf{k}_{\beta_j} \times \hat{\mathbf{n}}}{|\mathbf{k}_{\beta_j} \times \hat{\mathbf{n}}|}, \quad \hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^i = \frac{\hat{\mathbf{e}}_{\perp} \times \mathbf{k}_{\beta_j}}{|\hat{\mathbf{e}}_{\perp} \times \mathbf{k}_{\beta_j}|}, \quad (8)$$

$\theta_i$  为平面子波的入射波矢量  $\mathbf{k}_{\beta_j}$  与面元  $ds$  外法向  $\hat{\mathbf{n}}(\mathbf{r}')$  反向的夹角, 其表达式为  $\theta_i = \arccos[\mathbf{k}_{\beta_j} \cdot (-\hat{\mathbf{n}}(\mathbf{r}'))]$ .  $\mathbf{E}_{\perp}$  和  $\mathbf{E}_{\parallel}$  分别为平面子波在垂直极化方向和平行极化方向上的分量:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\perp} &= \left| \mathbf{E}_{\beta_j}^i \right| \frac{\mathbf{E}_{\beta_j}^i \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\perp}}{|\mathbf{E}_{\beta_j}^i| |\hat{\mathbf{e}}_{\perp}|} \hat{\mathbf{e}}_{\perp}, \\ \mathbf{E}_{\parallel} &= \left| \mathbf{E}_{\beta_j}^i \right| \frac{\mathbf{E}_{\beta_j}^i \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\parallel}}{|\mathbf{E}_{\beta_j}^i| |\hat{\mathbf{e}}_{\parallel}|} \hat{\mathbf{e}}_{\parallel}, \end{aligned} \quad (9)$$

同时, 对于入射的每一个平面子波, 面元  $ds$  上的散射电场有如下表达式:

$$\mathbf{E}_{\beta_j}^s = R_{\perp} \mathbf{E}_{\perp} \hat{\mathbf{e}}_{\perp} + R_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} \hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^r, \quad (10)$$

其中,  $\hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^r$  为反射电场平行入射面的极化方向, 且有  $\hat{\mathbf{e}}_{\parallel}^r = \hat{\mathbf{e}}_{\perp} \times \hat{\mathbf{k}}_r$ ,  $\hat{\mathbf{k}}_r = (\sin \theta_i \cos \beta_j, \sin \theta_i \sin \beta_j, -\cos \theta_i)$ ,

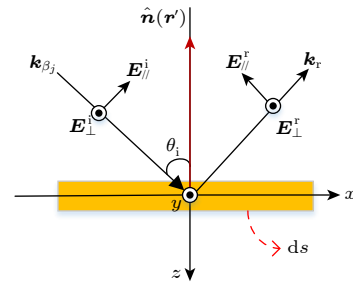


图 3 目标表面平面子波散射示意图

Fig. 3. Schematic for plane wavelet scattering on object surface.

$R_{\perp}, R_{//}$  分别为目标表面垂直极化波和平行极化波的反射系数, 对于导体目标  $R_{\perp} = -1, R_{//} = 1$ .

所以, 每一个平面子波在三角形面元  $ds$  上的总磁场为

$$\mathbf{H}_{\beta_j}^T = \mathbf{H}_{\beta_j}^i + \mathbf{H}_{\beta_j}^s, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\beta_j}^i &= \frac{1}{Z_0} \hat{\mathbf{k}}_{\beta_j} \times \mathbf{E}_{\beta_j}^i(\mathbf{r}'), \\ \mathbf{H}_{\beta_j}^s &= \frac{1}{Z_0} \hat{\mathbf{k}}_r \times \mathbf{E}_{\beta_j}^s(\mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (12)$$

其中  $Z_0$  为自由空间本征阻抗. 每一个平面子波在三角形面元  $ds$  上的面电流表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{S, \beta_j}(\mathbf{r}') &= 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_{\beta_j}^i \\ &= \frac{2}{Z_0} \left[ (1 - R_{\perp}) E_{\perp} \cos \theta_j \hat{\mathbf{e}}_{\perp} \right. \\ &\quad \left. + (1 + R_{//}) E_{//} (\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{e}}_{\perp}) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

联立 (12) 式和 (13) 式得到贝塞尔涡旋波束入射金属目标的散射近场的表达:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^s &= \sum_{j=1}^S \sum_{N=1}^M \frac{1}{i\omega\epsilon\pi Z_0} \left\{ \frac{3 - k^2 R^2 + i3kR}{R^5} e^{-ikR} \mathbf{R} \right. \\ &\quad \times \left( \mathbf{R} \times \left[ E_{\beta_j, \perp}^i \cos \theta_j \hat{\mathbf{e}}_{\perp} + E_{\beta_j, //}^i (\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{e}}_{\perp}) \right] \right) \\ &\quad + 2 \left[ E_{\beta_j, \perp}^i \cos \theta_j \hat{\mathbf{e}}_{\perp} + E_{\beta_j, //}^i (\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{e}}_{\perp}) \right] \\ &\quad \left. \times \frac{1 + ikR}{R^3} e^{-ikR} \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

其中  $N$  为被照亮面元的编号,  $M$  为被照亮面元的总个数. 目标近场雷达散射截面可以通过定义获得:

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{E}^s|^2}{|\mathbf{E}^i|^2}. \quad (15)$$

### 2.3 散射近场的 OAM 谱

贝塞尔涡旋波束自身携带的轨道角动量在经过目标散射后会产生畸变, 为了计算散射场的 OAM 谱, 本文使用傅里叶变换的方法. 已知波束的场分量  $\psi(\varphi)$  可以展开为<sup>[21]</sup>

$$\psi(\varphi) = \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} C_p \exp(ip\varphi), \quad (16)$$

其中  $C_p$  代表 OAM 模态, 并且

$$C_p = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\varphi) \exp(-ip\varphi) d\varphi. \quad (17)$$

## 3 数值计算结果

### 3.1 理论验证

图 4(a) 给出平面波入射平板目标的散射示意图, 频率为 10 GHz 的平面波沿  $z$  轴正方向入射到边长为  $6\lambda$  厚度为  $(2/3)\lambda$  的平板目标上, 在距离目标后向  $5.3\lambda$  处接收. 图 4(b) 为后向近场接收面的电场幅值分布结果, 图 4(b) 上图为 FEKO 平面波仿真结果, 下图为本文方法平面波退化结果, 即取拓扑荷数  $l = 0$ , 半锥角  $\alpha_0 = 0^\circ$  时的结果, 两者吻合较好, 验证了本文方法的正确性.

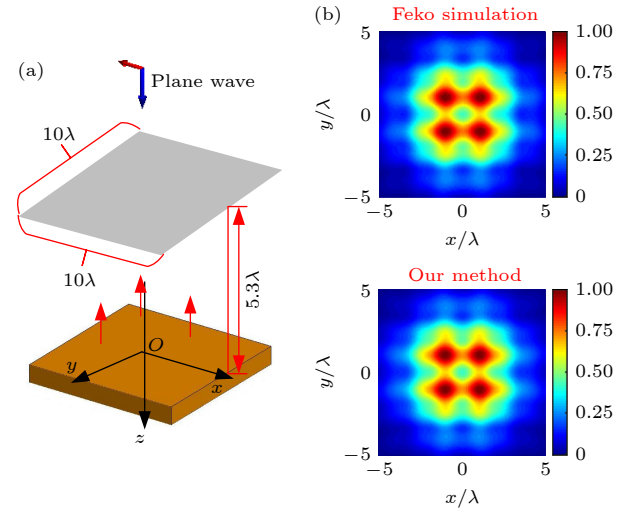


图 4 (a) 平板目标散射示意图; (b) FEKO 仿真与本文方法涡旋波退化的幅相分布结果对比  
Fig. 4. (a) Schematic for the scattering of a plate; (b) comparison between FEKO simulation results and the vortex wave degradation results.

图 5(a) 为贝塞尔涡旋波束入射球体目标的散射示意图, 其中波束沿  $z$  轴正向传播, 照射到半径  $r = 2\lambda$  的金属球体目标上, 在  $z = 20\lambda$  的平面处接收. 入射波束的参数分别为: 频率  $f = 10$  GHz, 拓扑荷数  $l = 2$ , 半锥角  $\alpha_0 = 10^\circ$ . 仿真结果如图 5(b) 所示, 左列为电场幅值分布, 右列为电场相位分布. 由图可知, 利用 FEKO 软件仿真的结果和本文所提出的方法都能够较好地体现前向散射的幅值和相位的空间分布特征, 两者分布规律一致.

### 3.2 数值结果分析

#### 3.2.1 正入射情况下, 波束参数和接收距离对平板散射近场幅相的影响

考虑散射目标为边长  $a = 6\lambda$ , 厚度  $d = (2/3)\lambda$  的正方形平板, 图 6 为前向散射近场的幅值和相位分布随波束参数的变化, 第 1 行为电场幅值分布, 第 2 行为对应的电场相位分布. 入射波束为频率  $f$  为 10 GHz, 贝塞尔涡旋波束从目标正上方入射, 计算范围为  $(x, y) \in (-5\lambda, 5\lambda)$ ,  $z = 5\lambda$ . 从图 6 可以看出, 当拓扑荷数增加或半锥角减小时, 散射近场的幅值分布中的中心空场明显增加, 相位分布从一周改变  $2\pi$  到一周改变  $6\pi$ , 变化特征与入射波束的情况基本一致. 特别地, 平板的散射近场幅相分布不再是圆形环状结构, 体现出了平板的方形特征,

并在 4 个角的位置处出现更强的幅值, 这与正方形的边角结构相关.

图 7 为接收面分取  $z = 0.15\text{ m}$ ,  $z = 0.21\text{ m}$ ,  $z = 0.27\text{ m}$  位置处的散射近场的幅值和相位分布, 入射波束参数和平板的尺寸与图 6 相同. 结果表明, 幅值分布的形状与接收面位置相关, 其中零场区域和明亮区域的范围基本不变, 随着接收面与平板位置之间距离的增大, 幅值呈减小趋势, 相位分布基本保持不变.

#### 3.2.2 组合目标的散射近场的幅相、OAM 模态扰动分析

图 8(a)–(h) 为不同散射目标的散射近场的幅相分布. 图 8(a), (e) 是球头半径  $r = 2\lambda$ 、锥台高  $h = 20\lambda$  的球锥目标, 接收面位于  $z = 25\lambda$ , 距离球锥底面  $5\lambda$ ; 图 8(b), (f) 是半径  $r = 1.33\lambda$ 、高  $h = 3\lambda$

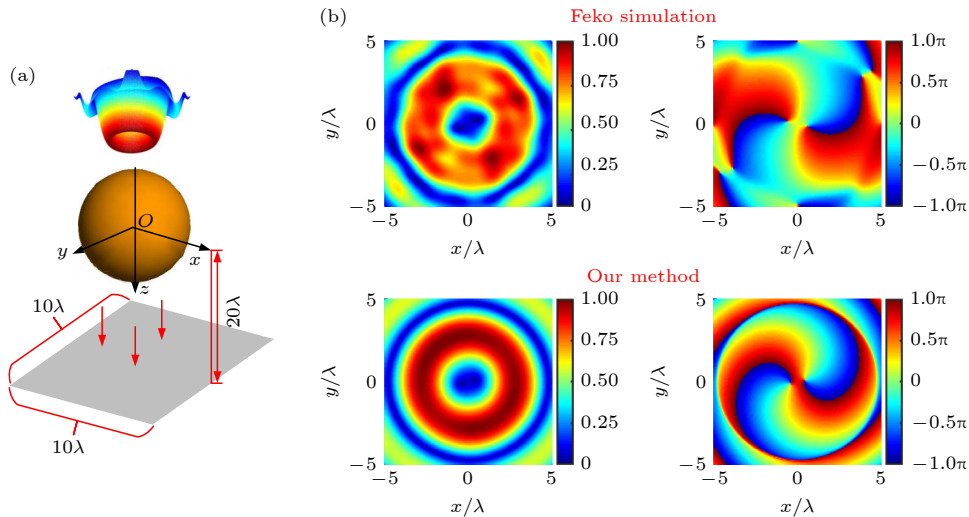


图 5 (a) 球体目标散射示意图; (b) FEKO 仿真与本文方法的幅相分布结果对比

Fig. 5. (a) Schematic for the scattering of a sphere; (b) comparison between FEKO simulation results and the proposed method.

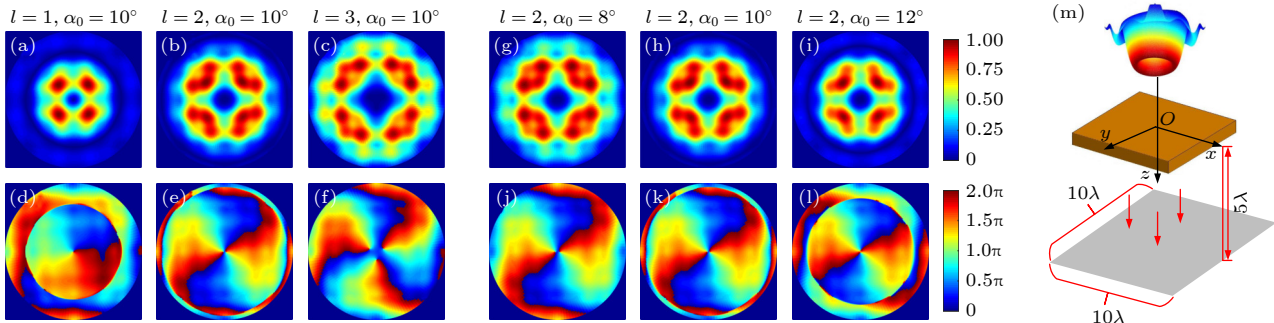


图 6 10 GHz 下不同贝塞尔波束参数下的平板近场幅相分布 (a)–(f) 拓扑荷数  $l = 1, 2, 3$ , 半锥角  $\alpha_0 = 10^\circ$ ; (g)–(l) 半锥角  $\alpha_0 = 8^\circ, 10^\circ, 12^\circ$ , 拓扑荷数  $l = 2$ ; (m) 平板目标散射示意图

Fig. 6. Amplitude, phase distribution of scattering near fields with the different Bessel beam parameters at 10 GHz: (a)–(f) Topological charges  $l = 1, 2, 3$ , half-cone angle  $\alpha_0 = 10^\circ$ ; (g)–(l) half-cone angles  $\alpha_0 = 8^\circ, 10^\circ, 12^\circ$ , topological charge  $l = 2$ ; (m) schematic for the scattering of a flat.

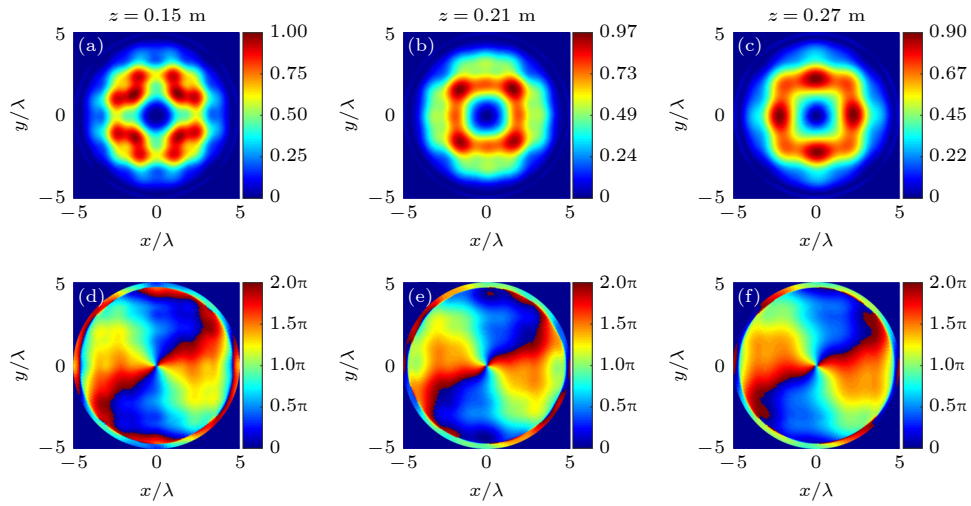


图 7 不同距离的接收面处的散射近场幅相分布 (a), (d)  $z = 0.15$  m; (b), (e)  $z = 0.21$  m; (c), (f)  $z = 0.27$  m

Fig. 7. Amplitude and phase distribution of near scattering field at different distances of the receiving surface: (a), (d)  $z = 0.15$  m; (b), (e)  $z = 0.21$  m; (c), (f)  $z = 0.27$  m.

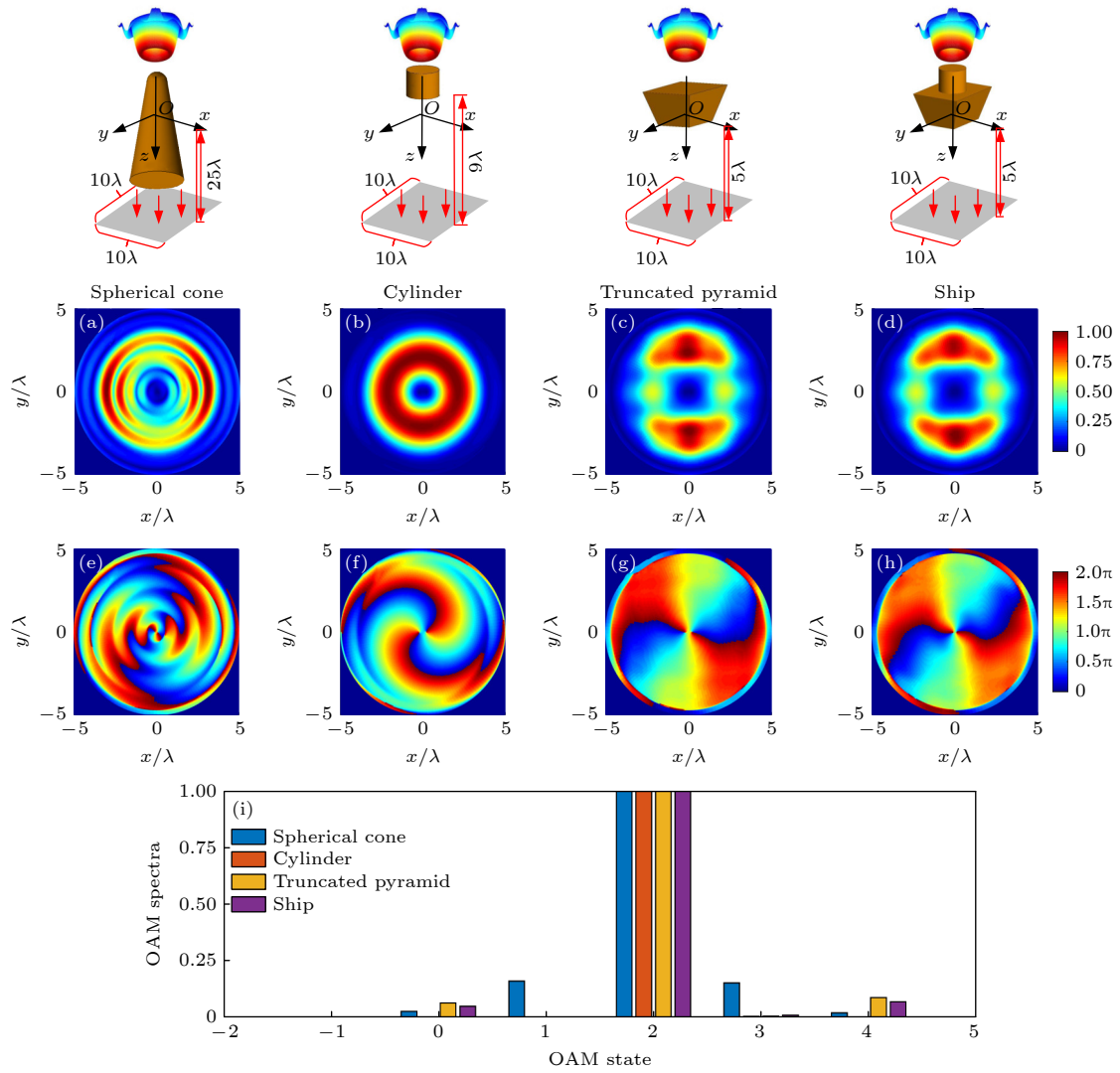


图 8 球锥、圆柱、棱台和船体目标的散射近场的幅相和 OAM 模态分布 (a)–(d) 幅值分布; (e)–(h) 相位分布; (i) OAM 模态分布

Fig. 8. Amplitude, phase distribution and OAM spectra of the near scattering field of spherical cone, cylinder, truncated pyramid and ship: (a)–(d) Amplitude distributions; (e)–(h) phase distributions; (i) OAM spectra distributions.

的圆柱目标,接收面距离圆柱底面 $9\lambda$ ;图8(c), (g)是长 $l = 10\lambda$ 、宽 $w = 6\lambda$ 、高 $h = 4\lambda$ 的棱台目标,接收面距离棱台底面 $5\lambda$ ;图8(d), (h)是由图8(b), (c)中的圆柱目标和棱台目标组合而成的船体目标,接收面距离船体底面 $5\lambda$ .入射的贝塞尔涡旋波束频率 $f = 10\text{ GHz}$ ,拓扑荷数 $l = 2$ ,半锥角 $\alpha_0 = 10^\circ$ ,计算结果为正入射的前向散射场.从图中可知,在近场接收面处得到的散射幅相分布与目标形状有明显关系,在散射近场的幅值分布中保留了贝塞尔涡旋波束的中空特征,同时体现出了目标形状的不同;针对不同形状目标,散射场相位仍然能够基本保持涡旋特征.组合目标船体的幅相分布与船体组成部分之一的棱台目标的散射结果极为相像,这是因为贝塞尔波束从船体顶部正向入射,从俯视角度看,对船体目标散射有贡献的圆柱结构与棱台结构有很大的重合.

图8(i)展示了散射场的OAM模式分布,由图可知,OAM模式分布与目标形状有明显关系.球锥目标以主模式 $l = 2$ 为主,衍生模式主要集中在

与主模式相邻近的 $l = 2 \pm 1$ 的位置处;圆柱目标以主模式 $l = 2$ 为主,几乎无衍生模式;棱台目标和船体目标同样以主模式 $l = 2$ 为主,与圆柱目标不同,衍生模式主要集中在与主模式相邻近 $l = 2 \pm 2$ 的位置处,船体目标的衍生模式相较于棱台目标更小.圆柱目标几乎无衍生模式可能与圆柱上下保持一致的圆形截面的结构有关.几种目标的OAM模式分布均保持主模式占优,这是因为波束从目标中心正上方入射,波束传播方向和目标中心轴重合,且目标属于对称结构.

图9给出了入射角 $\theta_0 = 10^\circ$ 时,船体目标的组成部分和船体目标的前向散射近场的幅相和OAM分布.在幅值分布中,亮区偏向于左侧,这是由于波束向左旋转,顺着波束旋转方向的部分面元由暗面元转为亮面元,波束旋转方向反向的部分面元由亮面元转为暗面元,于是亮区偏向于左侧.与图8相比,棱台目标和船体目标的幅相分布发生了显著改变.在OAM模式分布中,圆柱的主模式在 $l = 2$ 处,在 $l = 1, 3$ 处出现较强的衍生模式并保持

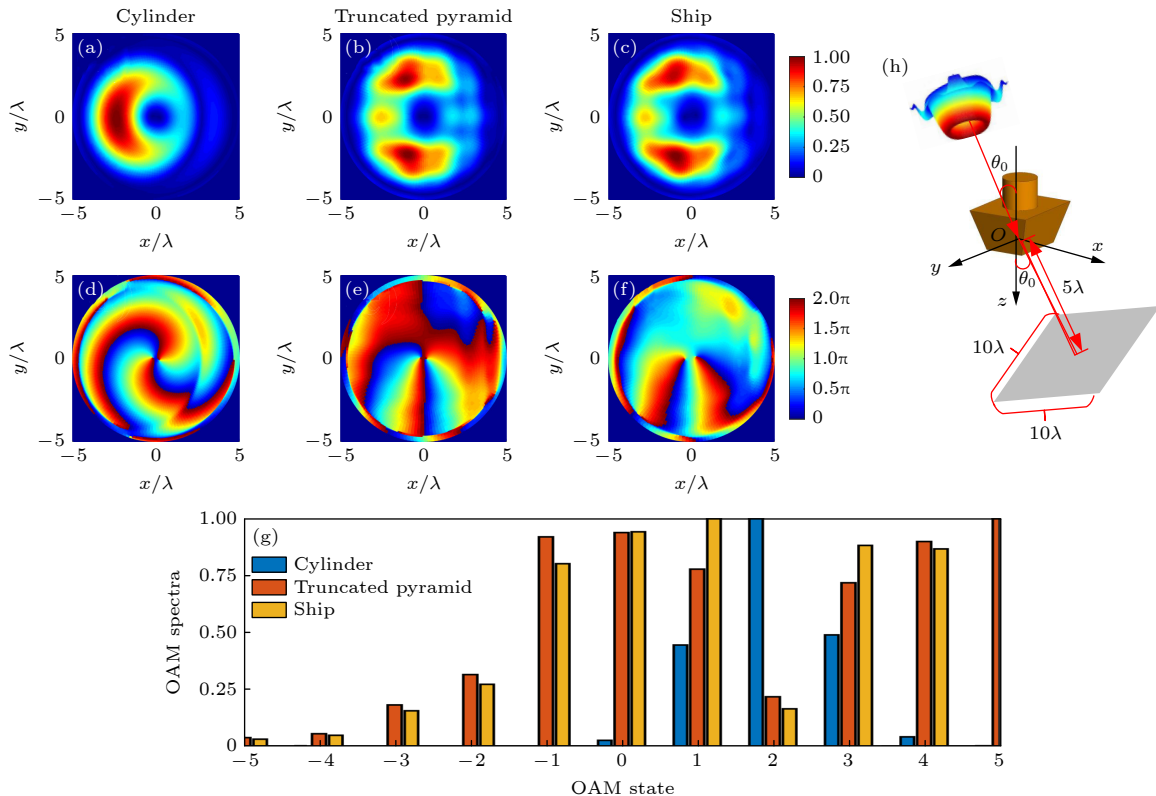


图9 入射角 $\theta_0 = 10^\circ$ 时圆柱、棱台和船体目标的散射近场的幅相和OAM模式分布 (a)–(c)幅值分布; (d)–(f)相位分布; (g)OAM模式分布; (h)散射几何示意图

Fig. 9. Amplitude, phase distribution and OAM spectra of near scattering field of cylinder, truncated pyramid and ship targets at incidence angle  $\theta_0 = 10^\circ$ : (a)–(c) Amplitude distribution; (d)–(f) phase distribution; (g) OAM spectra distribution; (h) schematic for target scattering geometry.

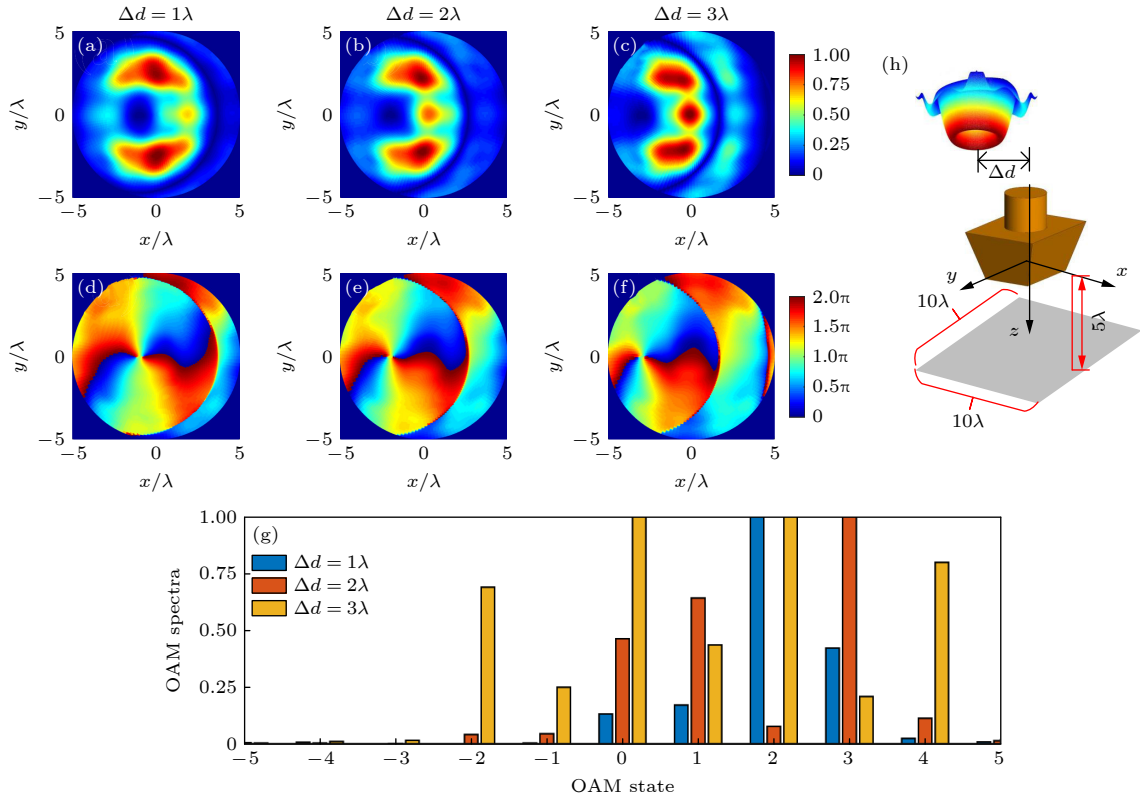


图 10 偏移入射波束的船体目标前向散射近场的幅相和 OAM 模态分布 (a), (d)  $\Delta d = 1\lambda$ ; (b), (e)  $\Delta d = 2\lambda$ ; (c), (f)  $\Delta d = 3\lambda$ ; (g)  $\Delta d = 1\lambda, 2\lambda, 3\lambda$  时的 OAM 分布; (h) 目标散射几何示意图

Fig. 10. Amplitude, phase distribution and OAM spectra of forward near scattering field of ship target with offset incident beam: (a), (d)  $\Delta d = 1\lambda$ ; (b), (e)  $\Delta d = 2\lambda$ ; (c), (f)  $\Delta d = 3\lambda$ ; (g) OAM spectra at  $\Delta d = 1\lambda, 2\lambda, 3\lambda$ ; (h) schematic for target scattering geometry.

较好的对称性, 这和圆柱较好的对称性有关; 但对棱台和船体目标, 衍生模态的占比大于主模态, 散射场的相位扰动显著, 散射场不再具有明显的涡旋特征. 图 10 中船体目标和入射波束的参数设置与图 8 相同, 船体放置于与波束传播方向垂直的平面上, 向  $x$  轴正向偏离传播轴  $\Delta d = 1\lambda, 2\lambda, 3\lambda$  的距离, 接收面随船体目标偏离传播轴. 当目标逐渐偏离波束, 波束不完全照射目标时, 幅相分布变化显著, 由于目标沿  $x$  轴正向偏离波束, 幅值分布图像中依然关于  $y = 0$  轴对称, 亮区偏向  $x$  轴正向, 在  $y = 0$  轴附近出现亮区.

由图 10(g) 可知,  $\Delta d = 1\lambda$  时, 以主模态  $l = 2$  为主, 在  $l = 1, 3$  处出现较大衍生模态;  $\Delta d = 2\lambda$  时,  $l = 2$  处的模态几乎不见, 出现以  $l = 3$  为主的衍生模态, 同时  $l = 0, 1$  处也出现较大的衍生模态;  $\Delta d = 3\lambda$  时,  $l = 0, 2$  处的模态最大, 在  $l = -2, -1, 3, 5$  处出现很大的衍生模态. 结果表明, 当入射波束中心轴相对于目标中心轴发生偏移时, 如果接收器仍位于目标正下方, 则 OAM 分布发生显著扰动.

图 11 展示了船体目标后向近场散射的幅相分布图, 船体目标和入射波束的参数设置与图 8 相同, 船体放置于与波束传播方向垂直的平面上, 向  $x$  轴正向偏离传播轴  $\Delta d = 1\lambda, 2\lambda, 4\lambda$  的距离, 此时接收面位于与发射面相同的位置. 其幅值分布图 10 相似, 但略有不同, 其中幅值分布依然关于  $y = 0$  轴对称. 当  $\Delta d = 1\lambda, 2\lambda, 4\lambda$  时, OAM 分布中以拓扑荷数的相反数  $l = -2$  为主, 这是因为此时计算的是后向场, 并且与图 10 不同的是, 接收面不再随着目标偏移, 而是随着发射面移动.  $\Delta d = 1\lambda$  时, 在  $l = -4, -1, 0$  处出现较小的衍生模态;  $\Delta d = 2\lambda$  时, 在  $l = -4, -3, -1, 0$  处出现较小的衍生模态;  $\Delta d = 4\lambda$  时, 在  $l = -5, -3, -1, 0, 1, 2$  处出现较小的衍生模态, 且在  $-3$  和  $-1$  处的衍生模态比较大.

### 3.2.3 典型目标散射近场的 RCS 分布

图 12 为球锥、圆柱和船体目标的近场 RCS. 其中, 目标的参数设置与图 8 相同. 入射波束为频

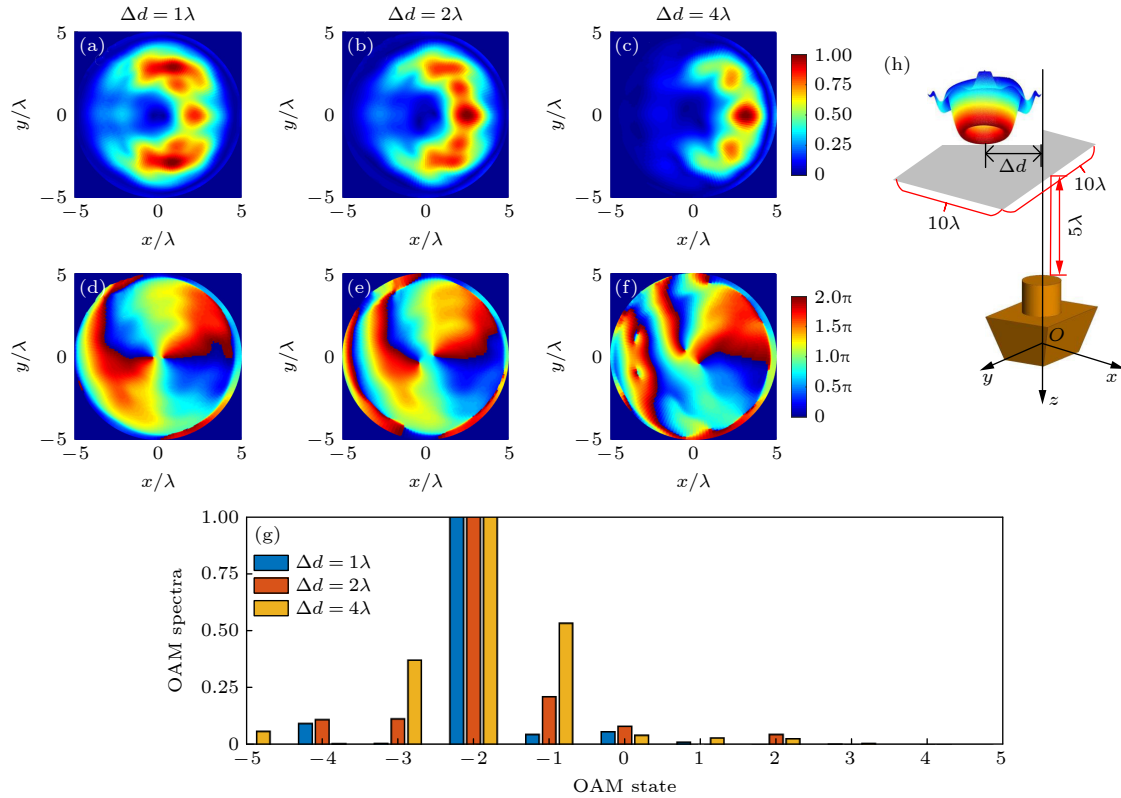


图 11 偏移入射场的船体目标后向散射近场的幅相分布和 OAM 模态分布 (a), (d)  $\Delta d = 1\lambda$ ; (b), (e)  $\Delta d = 2\lambda$ ; (c), (f)  $\Delta d = 4\lambda$ ; (g)  $\Delta d = 1\lambda, 2\lambda, 4\lambda$  时的 OAM 分布; (h) 散射几何示意图

Fig. 11. Amplitude, phase distribution and OAM spectra of the backward near scattering field of a ship target offset by the incident field: (a), (d)  $\Delta d = 1\lambda$ ; (b), (e)  $\Delta d = 2\lambda$ ; (c), (f)  $\Delta d = 4\lambda$ ; (g) OAM spectra at  $\Delta d = 1\lambda, 2\lambda, 4\lambda$ ; (h) schematic for target scattering geometry.

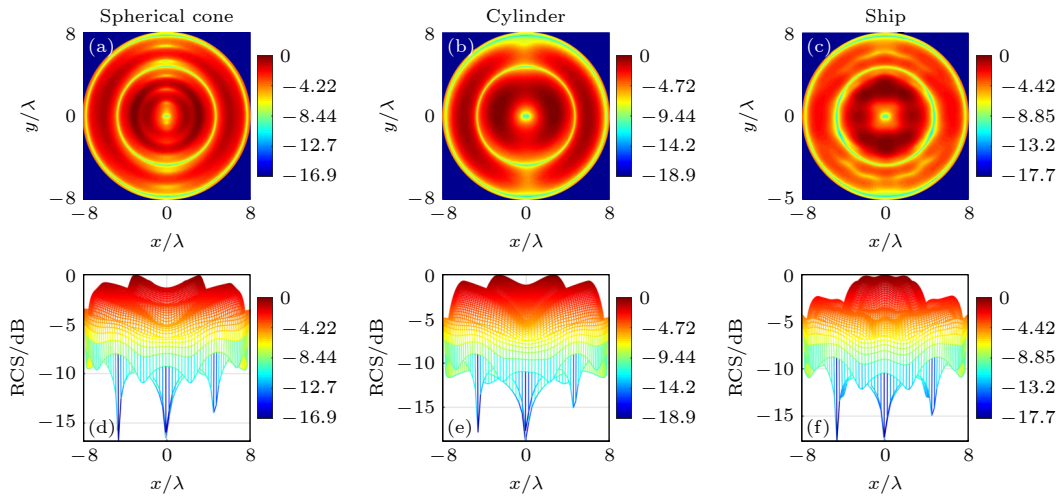


图 12 球锥、圆柱、船体目标散射近场的 RCS 分布 (a)—(c) RCS 分布俯视图; (d)—(f) RCS 分布主视图

Fig. 12. RCS distribution of the near scattering field of different targets: (a)–(c) Top view of RCS distribution; (d)–(f) front view of RCS distribution.

率  $f = 10$  GHz, 拓扑荷数  $l = 2$ , 半锥角  $\alpha_0 = 10^\circ$  的贝塞尔涡旋波束, 从目标正上方入射, 接收面是位于目标正下方的一个直径  $r = 8\lambda$  的圆形平面, 其中  $y = 0$  轴是  $E$  面,  $x = 0$  轴是  $H$  面。

从图 12 可知, 贝塞尔波束的散射近场 RCS 分布保留了贝塞尔波束中心空场的特性, 且 RCS 分布与目标形状相关. 其中, 球锥目标和圆柱目标的  $E$  面和  $H$  面的差异最大, 船体目标的次峰更低。

## 4 结 论

本文结合物理光学法和角谱展开法,给出了贝塞尔涡旋波束入射简单金属目标和组合金属目标的近场散射结果,并结合 FEKO 仿真,对数值计算结果验证. 给出不同波束参数、接收距离、目标形状以及波束发射面和接收面位置对近场散射结果的影响、近场 OAM 模态的分布以及不同目标的近场 RCS 分布. 数值计算结果说明: 目标对贝塞尔涡旋波束散射的近场结果与波束参数有关,且符合贝塞尔波束随参数变化的规律. 近场幅值分布受到接收面与目标之间的距离的影响,但对相位分布影响不大. 近场散射结果反映了目标形状的变化,在正入射的情况下,当目标规则对称的时候,幅相分布相对规则,主模态占优,当波束斜入射或者波束不完全照射时,幅相分布发生改变,且会导致衍生模态的增加,尤其当目标和接收面均偏离入射波束时 OAM 扰动最剧烈. 在近场 RCS 分布中,不同目标的 RCS 分布有明显不同,且  $E$  面与  $H$  面结果也不相同. 由本文数值计算结果可知,金属目标对贝塞尔涡旋波束的近场散射包含了多种信息,涡旋电磁波的应用将有助于提高电磁波的信息获取和目标探测能力,本文结果可以对目标成像和涡旋雷达探测提供参考.

## 参考文献

[1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P

- 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [2] Mawet D, Riaud P, Absil O, Surdej J 2005 *Astrophys. J.* **633** 1191
- [3] Swartzlander G A, Ford E L, Abdul-Malik R S, Close L M, Peters M A, Palacios D M, Wilson D W 2008 *Opt. Express* **16** 10200
- [4] Arlt J, Dholakia K, Allen L, Padgett M J 1998 *J. Modern Opt.* **45** 1231
- [5] Vaziri A, Weihs G, Zeilinger A 2002 *J. Optics B* **4** S47
- [6] Tamburini F, Mari E, Sponselli A, Thidé B, Bianchini A, Romanato F 2012 *New J. Phys.* **14** 033001
- [7] Tamburini F, Mari E, Thidé B, Barbieri C, Romanato F 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 204102
- [8] Liu K, Cheng Y Q, Yang Z C, Wang H Q, Qin Y L, Li X 2015 *IEEE Antenn. Wirel. Pr.* **14** 711
- [9] Tang B, Guo K Y, Wang J P, Sheng X Q 2017 *IEEE Antenn. Wirel. Pr.* **16** 2975
- [10] Zhang C, Chen D 2017 *IEEE Antenn. Wirel. Pr.* **16** 2316
- [11] Bu X X, Zhang Z, Chen L Y, Liang X D, Tang H B, Wang X M 2018 *IEEE Antenn. Wirel. Pr.* **17** 764
- [12] Chen H T, Zhang Z Q, Yu J 2020 *Appl. Comput. Electrom.* **35** 129
- [13] Chen Z, Zong X, Zhang Z, Que X, Nie Z 2019 *Cross Strait Quad-Regional Radio Science and Wireless Technology Conference* Taiyuan, China, July 18–21, 2019 p1
- [14] Jiang J H, Yu S X, Kou N, Ding Z, Zhang Z P 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 238401 (in Chinese) [蒋基恒, 余世星, 寇娜, 丁召, 张正平 2021 物理学报 **70** 238401]
- [15] Nayeri P, Elsherbeni A Z, Yang F 2021 *Appl. Comput. Electrom.* **28** 284
- [16] Durmin J 1987 *J. Opt. Soc.* **4** 651
- [17] MacDonald R P, Boothroyd S A, Okamoto T, Chrostowski J, Syrett B A 1996 *Opt. Commun.* **122** 169
- [18] Dai Y R, Ding D S 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 124302 (in Chinese) [戴玉蓉, 丁德胜 2011 物理学报 **60** 124302]
- [19] Velchev I, Ubachs W 2001 *Opt. Lett.* **26** 530
- [20] Wu Z, Wu J J, Li H Y, Qu T, Meng X S, Xu Q, Wu Z S, Bai J, Yang L, Gong L, Yun Y 2022 *IEEE Antenn. Wirel. Pr.* **21** 1288
- [21] Shao G H, Yan S C, Luo W, Lu G W, Lu Y Q 2017 *Sci. Rep.* **7** 1062

# Near-field electromagnetic scattering of Bessel vortex beam by metal target\*

Chen Xin-Miao<sup>1)</sup> Li Hai-Ying<sup>1)†</sup> Wu Tao<sup>2)</sup>

Meng Xiang-Shuai<sup>3)</sup> Li Feng-Xia<sup>1)</sup>

1) (*Institute of Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

2) (*Xi'an Institute of Space Radio Technology, Xi'an 710000, China*)

3) (*School of Information and Communication Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

( Received 17 November 2022; revised manuscript received 17 March 2023 )

## Abstract

Bessel vortex beam, as a typical vortex beam, has the characteristics of carrying orbital angular momentum (OAM), no diffraction, and self-reconstruction, which makes it more competitive than plane wave in the field of future vortex beam target detection and imaging. In order to study the near-field electromagnetic scattering of a vortex beam by a metal target, the expression of the near-scattering field of Bessel vortex beam incident on any metal target is obtained by using the physical optics method, triangular surface element modeling, and the plane wave angular spectrum expansion method of vector Bessel vortex beam. The correctness of the proposed method is verified by comparing with the simulation results of FEKO software. The amplitude distribution and phase distribution of electric field, the OAM spectrum distribution and radar cross section (RCS) of the near-scattering field of the Bessel vortex beam incident on the simple target and the combined target are calculated. The effects of beam parameters, receiving distance, target shape and the positions of beam transmitting and receiving surfaces on near-field scattering results are numerically calculated. In addition, the distributions of near-field OAM spectra under different conditions and the near-field RCS distributions of different targets are given. The numerical results show that the near-field results of Bessel vortex beam incident on metal targets are related to the beam parameters, and conform to the law of Bessel beam changing with parameters. The near-field electric amplitude distribution is affected by the distance between the receiving surface and the target, but the phase distribution is hardly affected. The near-field scattering results reflect the changes of target shape. Under normal incidence, when the target is regular and symmetrical, the amplitude distribution and phase distribution are relatively regular, and the main mode is dominant. When the beam is obliquely incident on or does not fully illuminate the target, the amplitude distribution and phase distribution change, which will lead the derived mode to increase. In particular, when the target and the receiving surface both deviate from the incident beam, the OAM disturbance is the most severe. In the near-field RCS distribution, the RCS distributions of different targets are obviously different, and the results of  $E$  plane and  $H$  plane are also different. It can be seen from the numerical calculation results that the near-field scattering of Bessel vortex beam by a metal target contains a variety of information. The application of vortex electromagnetic wave will help improve the information acquisition of electromagnetic wave and target detection capability. The results in this work can provide a reference for target imaging and vortex radar detection.

**Keywords:** near-field scattering, plane wave angular spectrum theory, vortex beam, orbital angular momentum

**PACS:** 03.65.NK, 42.25.Fx, 41.20.JB

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222192

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62171355, 62101426, 62201415), the Military Commission Science and Technology Commission Foundation for Basic Strengthening Plan (Grant No. 2021-JCJQ-JJ-1009), the 111 Project (Grant No. B17035) and the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2021JM-135).

† Corresponding author. E-mail: [lihy@xidian.edu.cn](mailto:lihy@xidian.edu.cn)



## 金属目标对贝塞尔涡旋波束的近场电磁散射特性

陈鑫淼 李海英 吴涛 孟祥帅 黎凤霞

### Near-field electromagnetic scattering of Bessel vortex beam by metal target

Chen Xin-Miao Li Hai-Ying Wu Tao Meng Xiang-Shuai Li Feng-Xia

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 100302 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222192

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222192>

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

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 基于反射超表面产生太赫兹涡旋波束

Terahertz vortex beam generation based on reflective metasurface

物理学报. 2019, 68(23): 238101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191055>

#### 贝塞尔-高斯涡旋光束相干合成研究

Generation of Bessel-Gaussian vortex beam by combining technology

物理学报. 2018, 67(13): 134203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180325>

#### 双零阶贝塞尔波束的传播及对单轴各向异性球的散射特性

Propagation of double zero-order Bessel beam and its scattering properties to uniaxial anisotropic spheres

物理学报. 2022, 71(18): 180301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220491>

#### 基于场变换理论的大角度涡旋电磁波生成方法

Wide-angle method for vortex electromagnetic wave generation using field transformation

物理学报. 2020, 69(13): 135201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200365>

#### 近场目标自适应聚焦天线

Antenna with adaptively focusing on near-field target

物理学报. 2020, 69(21): 218402 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201525>

#### 基于涡旋光束的超快速角向集束匀滑方案

Ultrafast azimuthal beam smoothing scheme based on vortex beam

物理学报. 2019, 68(2): 024207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181361>