

# 高阶矢量贝塞尔涡旋波束的单球形气溶胶 粒子散射特性研究

徐强\*, 李金刚, 王旭, 韩一平, 吴振森

西安电子科技大学物理与光电工程学院, 陕西 西安 710071

**摘要** 运用广义洛伦兹-米散射理论(GLMT)研究了高阶矢量贝塞尔涡旋波束的单球形气溶胶粒子的散射特性,将直角坐标系下沿  $z$  轴方向传播的贝塞尔波束的电磁场强度各分量表达式转化成球坐标系下各个分量的表达式,使用 GLMT 中的积分局部近似法计算贝塞尔涡旋波束的波束因子,进而计算在轴入射的高阶矢量贝塞尔涡旋波束的单球形气溶胶粒子散射。以硝酸铵球形粒子为例,通过数值计算,讨论了不同拓扑荷数和半圆锥角矢量贝塞尔涡旋波束与气溶胶粒子作用的微分散射截面随散射角变化的分布,以及消光截面、散射截面和吸收截面随均匀球形气溶胶粒子尺寸参数的变化情况。结果表明,随着贝塞尔涡旋波束拓扑荷数的增大,粒子微分散射截面值逐渐减小;拓扑荷数一定的贝塞尔涡旋波束随着光束半圆锥角的增大,消光截面、散射截面和吸收截面各值整体上趋向减小。

**关键词** 散射; 高阶贝塞尔涡旋波束; 单球形气溶胶粒子; 广义洛伦兹-米散射理论

中图分类号 O436.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.142901

## Scattering Characteristics of Single Spherical Aerosol Particles Illuminated by High-Order Vector Bessel Vortex Beam

Xu Qiang\*, Li Jingang, Wang Xu, Han Yiping, Wu Zhensen

School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China

**Abstract** Herein, based on generalized Lorenz-Mie theory (GLMT), the scattering characteristics of single spherical aerosol particles illuminated by a high-order vector Bessel vortex beam are investigated. The electromagnetic field expression of each component of the Bessel vortex beam propagating along  $z$  axis in a rectangular coordinate system is transformed into an expression of each component in the spherical coordinate system. The beam factors of the Bessel vortex beam are calculated by the integral localized approximation method in GLMT, and then the scattering of single spherical aerosol particles illuminated by the axially-incident Bessel vortex beam is calculated. Taking the ammonium-nitrate spherical particles as examples, the distribution of variation in the scattering angle for the differential scattering cross-section of the interaction between aerosol particles and vector Bessel vortex beams which have different topological charges and half-cone angles are discussed by numerical calculation. Furthermore, variations of the extinction, absorption, and scattering cross-sections with the size parameters of uniformly spherical aerosol particles are discussed as well. Results show that, with increasing topological charge of the Bessel vortex beam, the differential scattering cross-section of particles gradually decreases; the absorption, scattering, and extinction cross-sections of the vector Bessel vortex beam with a certain topological charge overall trend to decrease as the half-cone angle of the beam increases.

**Key words** scattering; high-order Bessel vortex beam; single sphere aerosol particles; generalized Lorenz-Mie theory

**OCIS codes** 290.5850; 050.4865

收稿日期: 2019-01-08; 修回日期: 2019-01-21; 录用日期: 2019-02-25

基金项目: 国家自然科学基金(61571355)

\* E-mail: qxu@xidian.edu.cn

# 1 引言

贝塞尔波束是自由空间标量波动方程沿波束传播方向的一组特殊的解<sup>[1]</sup>,其光的电磁场可以使用柱贝塞尔函数描述。由于在传输的过程中,贝塞尔波束的电磁场强度分布不随传输距离而变化,所以Durnin等<sup>[2]</sup>将贝塞尔波束命名为“无衍射波束”。由于贝塞尔波束具有这样的特点,受到广大研究工作者的关注,Vaity等<sup>[3]</sup>和Walde等<sup>[4]</sup>研究了傅里叶变换方法产生贝塞尔光束;Yang<sup>[5]</sup>分析了一种双光子叠加结构贝塞尔光束的产生;胡润等<sup>[6-7]</sup>研究了离轴像散对高阶贝塞尔光束的影响,研究了部分相干螺旋贝塞尔光束的传输特性,同时分析了相干度对其传输特性的影响;倪丹丹等<sup>[8]</sup>研究了中心主瓣尺寸可精细调控的类贝塞尔光束;Mitri<sup>[9-10]</sup>研究了贝塞尔波束对电介质粒子的捕获与操控;Li等<sup>[11]</sup>研究了贝塞尔波束对电磁瑞利吸收粒子的力矩;Yang等<sup>[12]</sup>研究了贝塞尔波束对生物细胞的捕获;Thanopoulos等<sup>[13]</sup>分析了贝塞尔波束对大气气溶胶粒子的捕获。

对零阶贝塞尔波束粒子散射的研究已有一些报道,Mitri<sup>[14]</sup>使用积分法计算了均匀球形粒子对贝塞尔涡旋波束的散射场强度;Cui等<sup>[15]</sup>使用表面积分方程法(SIEM)研究了零阶贝塞尔波束与任意形状粒子的散射;Chen等<sup>[16]</sup>使用广义洛伦兹-米理论(GLMT)研究了零阶贝塞尔波束与偏心球粒子的散射特性;Qu等<sup>[17]</sup>使用积分局部近似法结合矢量球谐波函数理论研究了零阶贝塞尔波束与各向异性介质球粒子的散射特性,上述研究集中于低阶贝塞尔光束的散射问题。对于高阶贝塞尔光束,Mitri<sup>[18]</sup>使用GLMT的积分法计算了高阶贝塞尔涡旋波束与均匀球形粒子的散射远场的三维分布;Cui等<sup>[19]</sup>使用SIEM计算了非衍射贝塞尔三角波束以任意方向入射粒子远场的微分散射截面随散射角的分布;

Yu等<sup>[20]</sup>使用表面积分方程法计算了非衍射贝塞尔三角波束入射多粒子远场的微分散射截面随散射角的分布;Qu等<sup>[21]</sup>将高阶贝塞尔波束展开为球矢量波函数,研究了多层手征粒子的散射特性,并对其轨道角动量谱进行了分析。然而,目前高阶贝塞尔涡旋光束应用于大气气溶胶粒子的散射仍未见公开报道,高阶贝塞尔涡旋光束半圆锥角波束散射的消光截面、散射截面和吸收截面,以及各截面随球形粒子尺寸参数的变化,亟待分析研究。

本文采用GLMT结合波束因子及积分局部近似法计算了高阶矢量贝塞尔波束与单球形气溶胶粒子作用的微分散射截面(DSCS)随散射角的变化,计算了消光截面、散射截面和吸收截面随球形气溶胶粒子尺寸参数的变化曲线,以及高阶矢量贝塞尔波束的半圆锥角对各截面的影响,计算结果可用于气溶胶粒子的探测分析。

## 2 理论分析

贝塞尔涡旋波束的电场分布可以使用柱贝塞尔函数表述,且电场的表达式为自由空间标量方程沿 $z$ 轴传播的一组特殊解,在柱坐标系中可以表示为

$$E(r, \phi, z) = E_0 \exp(ik_z z) J_l(k_R R) \exp(\pm i l \phi), \quad (1)$$

式中: $E(r, \phi, z)$ 为贝塞尔涡旋波束的电场强度; $E_0$ 为电场振幅; $z$ 为 $z$ 轴坐标; $\phi$ 为柱坐标系中的角坐标; $l$ 为贝塞尔函数阶数; $R$ 为柱坐标系下的径向坐标; $J_l$ 为 $l$ 阶柱贝塞尔函数; $k_R = k \sin \alpha$ 为横向波束; $k_z = k \cos \alpha$ 为轴向波束。使用角谱理论展开后,贝塞尔波束可以看成由多个波矢量位于同一圆锥体上的等振幅平面子波相干叠加而成,其中所有平面子波的波矢量与 $z$ 轴的夹角为 $\alpha$ ,且 $\alpha$ 可称为贝塞尔波束的衍射角,也可以被称为半圆锥角。

在直角坐标系 $O_Bxyz$ 中,贝塞尔涡旋波束电磁场的各个分量的表达式<sup>[18]</sup>为

$$E_x = \frac{1}{2} E_0 \left\{ \exp[i(k_z z + l\phi)] \times \left[ \left( 1 + \frac{k_z}{k} - \frac{k_R^2 x^2}{k^2 R^2} + \frac{l(l+1)(x-iy)^2}{k^2 R^4} \right) J_l(k_R R) - \frac{k_R (y^2 - x^2 - 2ilxy)}{k^2 R^3} J_{l+1}(k_R R) \right] \right\}, \quad (2)$$

$$E_y = \frac{1}{2} E_0 xy \left\{ \exp[i(k_z z + l\phi)] \left[ \frac{l(l+1) \left( 2 + i \frac{x^2 - y^2}{xy} \right) - k_R^2 R^2}{k^2 R^4} J_l(k_R R) + \frac{k_R \left( 2 + il \frac{y^2 - x^2}{xy} \right)}{k^2 R^3} J_{l+1}(k_R R) \right] \right\}, \quad (3)$$

$$E_z = \frac{1}{2}iE_0 \frac{x}{kR} \left(1 + \frac{k_z}{k}\right) \left\{ \exp[i(k_z z + l\phi)] \times \left[ \frac{l \left(1 - i \frac{y}{x}\right)}{R} J_l(k_R R) - k_R J_{l+1}(k_R R) \right] \right\}, \quad (4)$$

$$H_x \epsilon^{-1/2} = E_y, \quad (5)$$

$$H_y \epsilon^{-1/2} = \frac{1}{2}E_0 \left\{ \exp[i(k_z z + l\phi)] \times \left[ \left(1 + \frac{k_z}{k} - \frac{k_R^2 y^2}{k^2 R^2} + \frac{l(l-1)(y+ix)^2}{k^2 R^4}\right) J_l(k_R R) - \frac{k_R(x^2 - y^2 + 2ilxy)}{k^2 R^3} J_{l+1}(k_R R) \right] \right\}, \quad (6)$$

$$H_z \epsilon^{-1/2} = \frac{1}{2}iE_0 \frac{y}{kR} \left(1 + \frac{k_z}{k}\right) \left\{ \exp[i(k_z z + l\phi)] \times \left[ \frac{l \left(1 + i \frac{x}{y}\right)}{R} J_l(k_R R) - k_R J_{l+1}(k_R R) \right] \right\}, \quad (7)$$

式中:  $E_x$  为  $x$  方向电场强度分量;  $E_y$  为波束  $y$  方向电场强度分量;  $E_z$  为波束  $z$  方向电场强度分量;  $H_x$  为  $x$  方向磁场强度分量;  $H_y$  为  $y$  方向磁场强度分量;  $H_z$  为  $z$  方向磁场强度分量;  $\phi = \arctan(y/x)$ ;  $k$  为波数;  $\epsilon$  为介电常数;  $k_z = k \cos \alpha$  为轴向波数;  $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ ;  $l$  为高阶贝塞尔涡旋波束的拓扑荷;  $J_m(k_R R)$  为  $m$  阶的柱贝塞尔函数。

通过将直角坐标系下的电场强度、磁场强度的各个分量的表达式转化成球坐标系下各个分量的表达式, 并利用积分局部近似方法, 使得  $kr \rightarrow n+1/2$ , 其中  $n$  为自然数,  $\theta \rightarrow \pi/2$ , 可以得到球坐标系下电场强度、磁场强度各分量的表达式, 其中, 电场强度的径向分量  $E_r$ 、磁场强度的  $H_r$  的表达式分别为

$$E_r = \sin \theta \cos \varphi E_x + \sin \theta \sin \varphi E_y + \cos \theta E_z = \frac{1}{2}E_0 \cdot \exp[i(k_z z + l\varphi)] \cdot \left[ \cos \varphi (1 + \cos \alpha - \sin^2 \alpha) J_l(\rho) + \frac{l(l-1)(\cos \varphi - i \sin \varphi)}{(n+0.5)^2} J_l(\rho) + \frac{\sin \alpha (\cos \varphi + i l \sin \varphi)}{(n+0.5)} J_{l+1}(\rho) \right], \quad (8)$$

$$H_r = \sin \theta \cos \varphi H_x + \sin \theta \sin \varphi H_y + \cos \theta H_z = \frac{1}{2}H_0 \cdot \exp[i(k_z z + l\varphi)] \cdot \left[ \sin \varphi (1 + \cos \alpha - \sin^2 \alpha) J_l(\rho) + \frac{l(l-1)(\sin \varphi + i \cos \varphi)}{(n+0.5)^2} J_l(\rho) + \frac{\sin \alpha (\sin \varphi - i l \cos \varphi)}{(n+0.5)} J_{l+1}(\rho) \right], \quad (9)$$

式中:  $\rho = (n+1/2) \sin \alpha$ ;  $n$  为自然数;  $H_0$  为磁场幅度大小;  $J_m(\rho)$  为  $m$  阶的柱贝塞尔函数。

使用积分局部近似方法<sup>[22]</sup> 计算波束因子的积分表达式为

$$\begin{bmatrix} g_{n,\text{TM}}^m \\ g_{n,\text{TE}}^m \end{bmatrix} = \frac{Z_n^m}{2\pi} \int_0^{2\pi} \begin{bmatrix} E_r^{\text{Loc}}(r, \theta, \varphi)/E_0 \\ H_r^{\text{Loc}}(r, \theta, \varphi)/H_0 \end{bmatrix} \exp(-im\varphi) d\varphi, \quad (10)$$

其中,

$$Z_n^m = \begin{cases} \frac{2n(n+1)i}{2n+1}, & m=0 \\ \left(\frac{-2i}{2n+1}\right)^{|m|-1}, & m \neq 0 \end{cases}, \quad (11)$$

式中:  $m$  为整数;  $\theta$  为球坐标天顶角;  $g_{n,\text{TM}}^m$  为 TM 波波束因子;  $g_{n,\text{TE}}^m$  为 TE 波波束因子;  $Z_n^m$  为传输因子;  $E_r^{\text{Loc}}$  为参考点的径向电场强度;  $H_r^{\text{Loc}}$  为参考点的径向磁场强度。

将贝塞尔涡旋波束电磁场强度的径向分量  $E_r$ 、 $H_r$  的表达式(8)、(9)式代入(10)式, 并利用指数函数与三角函数的正交性, 计算得到轴入射的高阶贝塞尔涡旋波束与球形气溶胶粒子散射的波束因子表达式为

当  $m=l+1$  时,

$$g_{n,\text{TM}}^m = \frac{Z_n^m}{4} \exp(ik_z z) [(1 + \cos \alpha - \sin^2 \alpha) \cdot$$

$$J_l(\rho) + \frac{(l+1)\sin \alpha}{n+1/2} J_{l+1}(\rho)], \quad (12)$$

$$g_{n,\text{TE}}^m = -ig_{n,\text{TM}}^m. \quad (13)$$

当  $m=l-1$  时,

$$g_{n,\text{TM}}^m = \frac{Z_n^m}{4} \exp(ik_z z) [(1 + \cos \alpha - \sin^2 \alpha) \cdot$$

$$J_l(\rho) + \frac{2l(l-1)}{(n+1/2)^2} J_l(\rho) - \frac{(l-1)\sin \alpha}{n+1/2} J_{l+1}(\rho)], \quad (14)$$

$$g_{n,\text{TE}}^m = ig_{n,\text{TM}}^m. \quad (15)$$

当  $m \neq l \pm 1$  时,

$$g_{n, \text{TM}}^m = 0, g_{n, \text{TE}}^m = 0. \quad (16)$$

在计算远场散射时散射场只有  $\theta$  和  $\varphi$  分量,故散射电场总场的电场强度  $|E^{\text{sca}}|^2 = |E_{\theta}^{\text{sca}}|^2 + |E_{\varphi}^{\text{sca}}|^2$ , 其散射电场强度的  $\theta$  和  $\varphi$  分量<sup>[23]</sup>可以表示为

$$\begin{bmatrix} E_{\theta}^{\text{sca}} \\ E_{\varphi}^{\text{sca}} \end{bmatrix} = \frac{E_0 \exp(-ikr)}{kr} \begin{bmatrix} iS_2 \\ -S_1 \end{bmatrix}, \quad (17)$$

其中,  $S_1$ 、 $S_2$  为散射电场强度的振幅,其表达式为

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} [ma_n g_{n, \text{TM}}^m \pi_n^{|m|}(\cos \theta) + ib_n g_{n, \text{TE}}^m \tau_n^{|m|}(\cos \theta)] \exp(im\varphi), \quad (18)$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n g_{n, \text{TM}}^m \tau_n^{|m|}(\cos \theta) + imb_n g_{n, \text{TE}}^m \pi_n^{|m|}(\cos \theta)] \exp(im\varphi), \quad (19)$$

式中:  $a_n$ 、 $b_n$  为 Mie 散射系数;  $\tau_n^{|m|}$ 、 $\pi_n^{|m|}$  为 Legendre 函数及其导数计算函数。

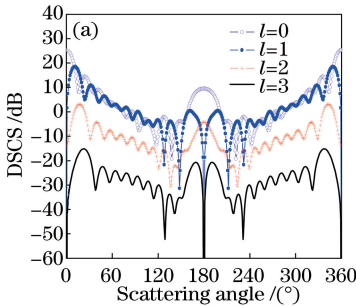
根据散射、消光和吸收截面的定义<sup>[23]</sup>, 得到波束与球形气溶胶粒子散射的散射截面、消光截面和吸收截面的表达式为

散射截面

$$C_{\text{sca}} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} (I_{\theta}^+ + I_{\varphi}^+) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{(n+|m|)!}{(n-|m|)!} \cdot [ |a_n|^2 |g_{n, \text{TM}}^m|^2 + |b_n|^2 |g_{n, \text{TE}}^m|^2 ]. \quad (20)$$

消光截面

$$C_{\text{ext}} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \text{Re}(E_{\varphi}^i H_{\theta}^{i*} + E_{\theta}^i H_{\varphi}^{i*} - E_{\theta}^i H_{\varphi}^{i*} - E_{\varphi}^i H_{\theta}^{i*}) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{\lambda^2}{\pi} \text{Re} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{(n+|m|)!}{(n-|m|)!} \cdot (a_n |g_{n, \text{TM}}^m|^2 + b_n |g_{n, \text{TE}}^m|^2) \right]. \quad (21)$$



吸收截面

$$C_{\text{abs}} = C_{\text{ext}} - C_{\text{sca}}, \quad (22)$$

式中:  $C_{\text{sca}}$  为粒子散射截面;  $C_{\text{ext}}$  为粒子消光截面;  $I_{\theta}^+$  为光强  $\theta$  角分量;  $I_{\varphi}^+$  为光强  $\varphi$  角分量;  $E_{\varphi}^i$  为入射电场  $\varphi$  角分量;  $E_{\theta}^i$  为入射电场  $\theta$  角分量;  $H_{\theta}^{i*}$  为共轭入射磁场  $\theta$  角分量;  $H_{\varphi}^{i*}$  为共轭入射磁场  $\varphi$  角分量;  $H_{\theta}^{s*}$  为共轭散射磁场  $\theta$  角分量;  $H_{\varphi}^{s*}$  为共轭散射磁场  $\varphi$  角分量;  $H_{\theta}^{i*}$  为共轭入射磁场  $\theta$  角分量;  $H_{\varphi}^{i*}$  为共轭入射磁场  $\varphi$  角分量;  $H_{\theta}^{s*}$  为共轭散射磁场  $\theta$  角分量;  $H_{\varphi}^{s*}$  为共轭散射磁场  $\varphi$  角分量。

### 3 数值计算结果

基于上面的理论基础, 通过数值计算分析球形气溶胶粒子对高阶矢量贝塞尔涡旋波束的散射特性。微分散射截面的定义<sup>[15]</sup>为

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|E_{\text{far}}^{\text{sca}}|^2}{|E_0|^2} = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|H_{\text{far}}^{\text{sca}}|^2}{|H_0|^2}, \quad (23)$$

式中:  $E_{\text{far}}^{\text{sca}}$ 、 $H_{\text{far}}^{\text{sca}}$  分别为远场总的散射电磁场强度的表达式, 具体表达式为(17)、(18)和(19)式。

数值计算以大气气溶胶粒子(硝酸铵均匀球形粒子)为散射体, 研究其对矢量贝塞尔涡旋波束的散射特性。在波长  $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$  的在轴矢量贝塞尔涡旋波束的照射下(取束腰中心的位置  $x_0 = y_0 = z_0 = 0$ ), 硝酸铵粒子的复折射率  $m = 1.554 + i10^{-8}$ <sup>[24]</sup>, 选取矢量贝塞尔涡旋波束的半圆锥角  $\alpha = 5^\circ$ , 单个均匀球形粒子的半径  $r = 1.0 \mu\text{m}$ 。计算了矢量贝塞尔涡旋波束与硝酸铵粒子作用的微分散射截面随散射角变化的曲线, 以及消光效率因子、散射效率因子和吸收效率因子随硝酸铵粒子尺寸变化的曲线。

图 1 是不同拓扑荷数( $l=0, 1, 2, 3$ )的矢量贝塞尔涡旋波束与硝酸铵均匀球形粒子作用的微分散射截面随散射角的变化曲线。

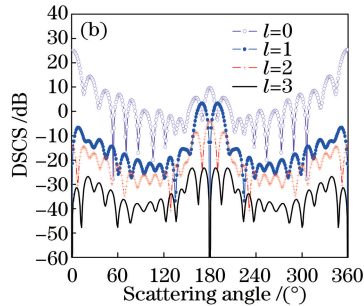


图 1 不同拓扑荷数( $l=0, 1, 2, 3$ )的贝塞尔涡旋波束与硝酸铵均匀球形粒子作用的微分散射截面随散射角的变化曲线。

(a) 电场微分散射截面; (b) 磁场微分散射截面

Fig. 1 Differential scattering cross-section versus scattering angle when vector Bessel vortex beams with different topological charges ( $l=0, 1, 2, 3$ ) are scattered by ammonium-nitrate spherical particles. (a) Differential scattering cross-section of electric field; (b) differential scattering cross-section of magnetic field

由图 1 所示的微分散射截面随散射角的变化曲线可以看出,随着拓扑荷数的增大,粒子微分散射截面逐渐减小,这是由于随着拓扑荷数的增大,贝塞尔

光束到达粒子处入射光场  $E$ 。的中空部分增大,场能量向边缘扩散,从而使散射电磁场强度降低,并减小了粒子微分散射截面。

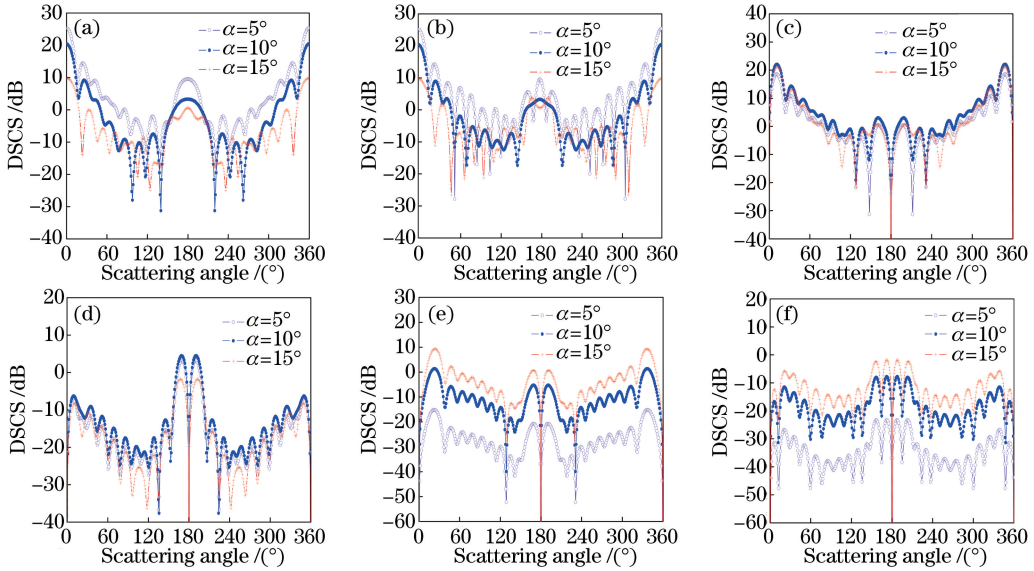


图 2 不同拓扑荷数( $l=0, 1, 3$ )的不同半圆锥角矢量贝塞尔涡旋光束与均匀硝酸铵粒子作用的微分散射截面随散射角的变化曲线图。(a)  $l=0, E$  平面; (b)  $l=0, H$  平面; (c)  $l=1, E$  平面; (d)  $l=1, H$  平面; (e)  $l=3, E$  平面; (f)  $l=3, H$  平面

Fig. 2 Differential scattering cross-section versus scattering angle when vector Bessel vortex beams with different topological charges ( $l = 0, 1, 3$ ) and half-cone angles are scattered by ammonium-nitrate spherical particles. (a)  $l = 0, E$  plane; (b)  $l = 0, H$  plane; (c)  $l = 1, E$  plane; (d)  $l = 1, H$  plane; (e)  $l = 3, E$  plane; (f)  $l = 3, H$  plane

由以上均匀球粒子对不同半圆锥角矢量贝塞尔涡旋光束散射的微分散射截面随散射角的变化曲线可以看出,当贝塞尔涡旋光束的拓扑荷数  $l=0$  时,随着半圆锥角的增大,其前向微分散射截面的值会逐渐减小,这是由于零阶贝塞尔光束中心光强为一个亮斑,光束半圆锥角增大,总入射场会聚,入射出发散角增大,其微分散射截面减小;当  $l=1$  时,不同半圆锥角对应的微分散射截面值比较接近;当  $l=3$  时,随着半圆锥角的增大,呈现出微分散射截面整体逐渐增大的现象,由于 1、3 阶的贝塞尔光束中心光强为零,而且 3 阶光斑中空范围大于 1 阶光斑,随着半圆锥角增大,光束会聚,光斑中空范围减小,粒子微分散射截面增大,对于 1 阶光束,其中空范围较小,半圆锥角增大对其影响较小,所以不同半圆锥角对应的微分散射截面值比较接近。

图 3~5 分别是不同半圆锥角贝塞尔涡旋光束与均匀硝酸铵球形粒子作用的消光截面、散射截面和吸收截面随球形粒子尺度参数变化的曲线,其中  $a$  为散射粒子尺寸参数。

由以上消光截面随球形硝酸铵粒子尺寸参数变化的曲线图 3 可以看出:拓扑荷数一定的矢量贝塞尔涡旋光束随着光束半圆锥角的增大,消光截面的

值整体减小;拓扑荷数较大且半圆锥角小的矢量贝塞尔涡旋光束( $l=2, 3; \alpha=5^\circ$ )的消光截面曲线振荡变小,曲线趋于平滑。由于硝酸铵复折射率的虚部较小,其吸收较小,所以散射截面几乎和消光截面具有相似的变化趋势。从吸收截面随球形硝酸铵粒子尺寸参数的变化曲线可以看出,随着矢量贝塞尔涡旋光束半圆锥角的增大,吸收截面的值减小,整体上消光截面、散射截面和吸收截面随球形粒子尺度参数增大而增大,这是由于随着粒子尺寸增大,散射场的强度增大,3 个截面也相应增加。

## 4 结 论

基于广义 Mie 理论原理,使用局部近似方法推导了在轴高阶矢量贝塞尔涡旋光束的球形气溶胶粒子散射波束因子表达式,然后通过仿真计算研究了均匀球形气溶胶粒子对在轴高阶矢量贝塞尔涡旋光束的散射特性。研究表明,随着矢量贝塞尔涡旋光束拓扑荷数的增大,微分散射截面值逐渐减小;当矢量贝塞尔涡旋光束的拓扑荷数  $l=0$  时,随着半圆锥角增大,前向微分散射截面的值逐渐减小;当  $l=1$  时,不同半圆锥角对应的微分散射截面值比较接近;当  $l=3$  时,随着半圆锥角的增大,呈现

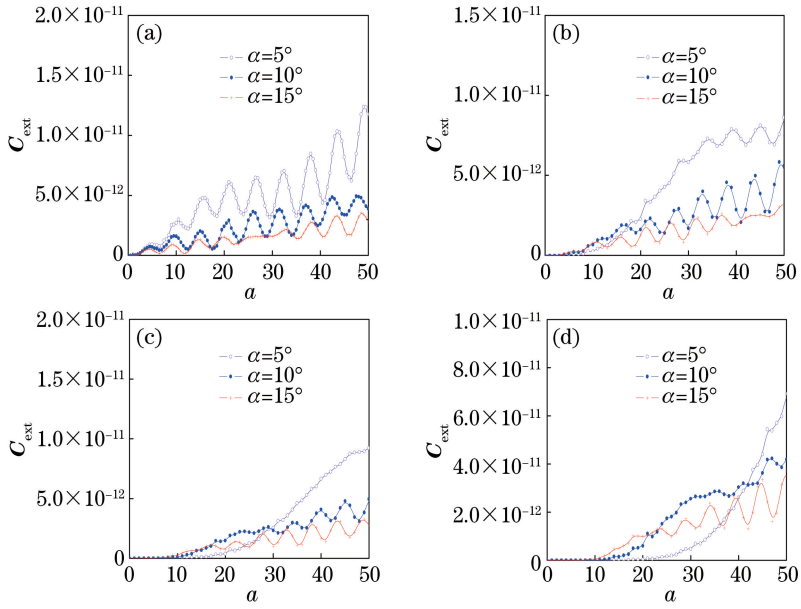


图 3 均匀硝酸铵球形粒子对不同半圆锥角的矢量贝塞尔涡旋波束散射的消光截面随球形粒子尺寸参数变化的曲线图。  
(a)  $l=0$ ; (b)  $l=1$ ; (c)  $l=2$ ; (d)  $l=3$

Fig. 3 Extinction cross-section versus size parameter of spherical particle when vector Bessel vortex beams with different half-cone angles are scattered by ammonium-nitrate spherical particles. (a)  $l=0$ ; (b)  $l=1$ ; (c)  $l=2$ ; (d)  $l=3$

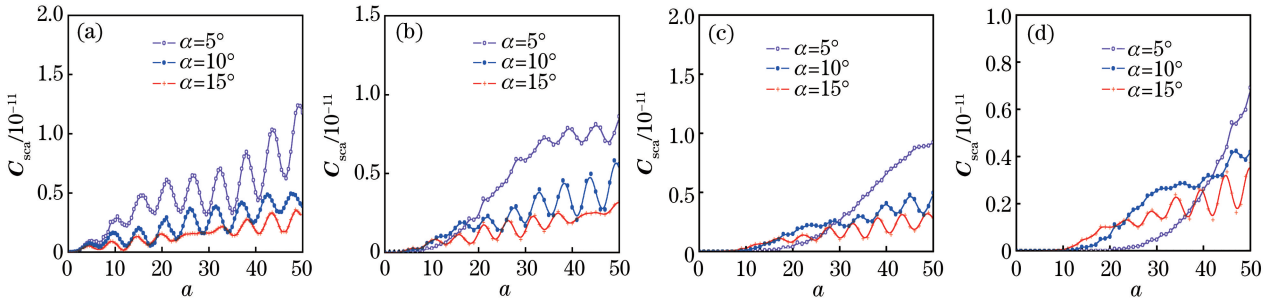


图 4 硝酸铵球形粒子对不同半圆锥角矢量贝塞尔涡旋波束散射的散射截面随球形粒子尺寸参数变化的曲线图。  
(a)  $l=0$ ; (b)  $l=1$ ; (c)  $l=2$ ; (d)  $l=3$

Fig. 4 Scattering cross-section versus size parameter when vector Bessel vortex beams with different half-cone angles are scattered by ammonium-nitrate spherical particles. (a)  $l=0$ ; (b)  $l=1$ ; (c)  $l=2$ ; (d)  $l=3$

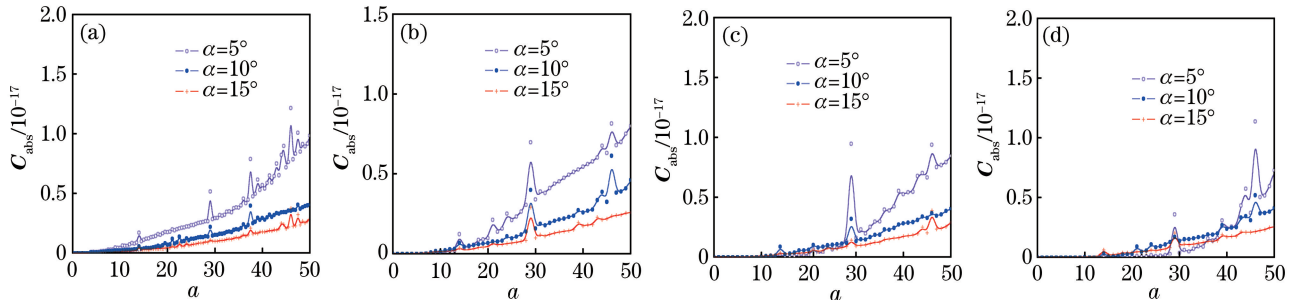


图 5 硝酸铵球形粒子对不同半圆锥角矢量贝塞尔涡旋波束散射的吸收截面随球形粒子尺寸参数变化的曲线图。  
(a)  $l=0$ ; (b)  $l=1$ ; (c)  $l=2$ ; (d)  $l=3$

Fig. 5 Absorption cross-section versus size parameter when vector Bessel vortex beams with different half-cone angles are scattered by ammonium-nitrate spherical particles. (a)  $l=0$ ; (b)  $l=1$ ; (c)  $l=2$ ; (d)  $l=3$

出微分散射截面整体逐渐增大的趋势。消光截面、散射截面和吸收截面随球形气溶胶粒子尺寸参数的变化表明, 拓扑荷数一定的矢量贝塞尔涡旋波束随着光束半圆锥角的增大, 各截面的值整体上减小。这些结果可应用于粒子测量、大气遥感等领域。

## 参 考 文 献

- [1] Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1987, 4(4): 651-654.
- [2] Durnin J, Miceli J J, Eberly J H. Diffraction-free beams[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(15): 1499-1501.
- [3] Vaity P, Rusch L. Perfect vortex beam: Fourier transformation of a Bessel beam[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(4): 597-600.
- [4] Walde M, Jost A, Wicker K, *et al.* Engineering an achromatic Bessel beam using a phase-only spatial light modulator and an iterative Fourier transformation algorithm [ J ]. *Optics Communications*, 2017, 383: 64-68.
- [5] Yang L, Qian D D, Xin C, *et al.* Two-photon polymerization of microstructures by a non-diffraction multifoci pattern generated from a superposed Bessel beam[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(4): 743-746.
- [6] Hu R, Wu F T, Zhu Q Z, *et al.* Influence of off-axis astigmatism on high order Bessel beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(8): 0826002.  
胡润, 吴逢铁, 朱清智, 等. 离轴像散对高阶贝塞尔光束的影响[J]. *光学学报*, 2017, 37(8): 0826002.
- [7] Hu R, Chen J, Wu F T, *et al.* Partially coherent spiral self-accelerating Bessel beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(11): 1126002.  
胡润, 陈婧, 吴逢铁, 等. 部分相干螺旋自加速贝塞尔光束[J]. *光学学报*, 2018, 38(11): 1126002.
- [8] Ni D D, Xie C, Zhao Z Y, *et al.* Bessel-like beams with the precisely controllable central lobe size [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(7): 0714001.  
倪丹丹, 谢辰, 赵振宇, 等. 中心主瓣尺寸可精细调控的类贝塞尔光束[J]. *光学学报*, 2018, 38(7): 0714001.
- [9] Mitri F G. Negative optical spin torque wrench of a non-diffracting non-paraxial fractional Bessel vortex beam[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2016, 182: 172-179.
- [10] Mitri F G, Li R X, Guo L X, *et al.* Optical tractor Bessel polarized beams [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2017, 187: 97-115.
- [11] Li R X, Yang R P, Ding C Y, *et al.* Optical torque on a magneto-dielectric Rayleigh absorptive sphere by a vector Bessel (vortex) beam [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2017, 191: 96-115.
- [12] Yang L, Ji S Y, Xie K N, *et al.* High efficiency fabrication of complex microtube arrays by scanning focused femtosecond laser Bessel beam for trapping/releasing biological cells[J]. *Optics Express*, 2017, 25(7): 8144-8157.
- [13] Thanopulos I, Luckhaus D, Signorell R. Modeling of optical binding of submicron aerosol particles in counterpropagating Bessel beams [ J ]. *Physical Review A*, 2017, 95(6): 063813.
- [14] Mitri F G. Arbitrary scattering of an electromagnetic zero-order Bessel beam by a dielectric sphere [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(5): 766-768.
- [15] Cui Z W, Han Y P, Han L. Scattering of a zero-order Bessel beam by arbitrarily shaped homogeneous dielectric particles[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2013, 30(10): 1913-1920.
- [16] Chen Z Y, Han Y P, Cui Z W, *et al.* Scattering analysis of Bessel beam by a multilayered sphere[J]. *Optics Communications*, 2015, 340: 5-10.
- [17] Qu T, Wu Z S, Shang Q C, *et al.* Electromagnetic scattering by a uniaxial anisotropic sphere located in an off-axis Bessel beam [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2013, 30(8): 1661-1669.
- [18] Mitri F G. Electromagnetic wave scattering of a high-order Bessel vortex beam by a dielectric sphere[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2011, 59(11): 4375-4379.
- [19] Cui Z W, Han Y P, Chen A T. Electromagnetic scattering of a high-order Bessel trigonometric beam by typical particles [J]. *Chinese Physics Letters*, 2015, 32(9): 094205.
- [20] Yu M P, Han Y P, Cui Z W, *et al.* Electromagnetic scattering by multiple dielectric particles under the illumination of unpolarized high-order Bessel vortex beam[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2017, 195: 107-113.
- [21] Qu T, Wu Z S, Shang Q C, *et al.* Interactions of high-order Bessel vortex beam with a multilayered chiral sphere: scattering and orbital angular momentum spectrum analysis [ J ]. *Journal of*

- Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2018, 217: 363-372.
- [22] Ren K F, Gouesbet G, Gréhan G. Integral localized approximation in generalized Lorenz-Mie theory [J]. Applied Optics, 1998, 37(19): 4218-4225.
- [23] Gouesbet G, Grehan G. Generalized Lorenz-Mie theory [M]. Berlin, Heidelberg: Springer, 2011: 51-60.
- [24] Gordon I E, Rothman L S, Hill C, *et al.* The HITRAN2012 molecular spectroscopic database [J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2017, 203: 3-69.