

离轴多层球对高斯波束的光散射*

吴振森 郭立新 吴成明

(西安电子科技大学物理系, 西安 710071)

摘 要 根据广义米氏理论, 将入射的高斯波束按矢量球谐函数展开, 获得了波束因子(展开系数) $g_{n, TM}^m$ 和 $g_{n, TE}^m$ 的一般表达式。应用 g_n^m 的局域近似结果和散射系数 a_{nm} 和 b_{nm} 的迭代公式与算法, 研究了多层有耗介质球的光散射。讨论了波束宽度与球形粒子的尺寸和位置对散射系数和散射强度角分布的影响。

关键词 高斯波束, 离轴多层球, 光散射。

1 引 言

波束与球形粒子的相互作用是众多学者极感兴趣的课题, 并已广泛地应用于许多领域。Gouesbet 等人根据 Davis 发展的高斯波束的一阶近似^[1], 利用 Bromwich 公式深入研究了波束对均匀球的远区散射, 提出了广义米氏理论(GLMT), 给出了计算波束因子 g_n 或 g_n^m 的三种方法^[2, 3]。Barton 和 Alexander 导出了 TEM₀₀高斯波束电磁场分量的高阶近似表达式, 研究了均匀球内场和球表面散射强度的分布^[4, 5]。

吴振森等曾提出了平面波入射时, 多层吸收介质球散射系数的迭代公式和稳定、准确且收敛的数值计算方法^[6], 并将广义米氏理论推广到多层球形粒子位于波束轴线上时对高斯波束的散射, 给出了散射系数 a_n 和 b_n 的迭代计算公式和数值结果^[7]。本文将进一步讨论离轴多层球对高斯波束的电磁(光)散射, 研究波束宽度及球形粒子离轴距离对散射系数和散射强度角分布的影响。

2 高斯波束的矢量球谐函数展开及波束因子 g_n^m 的确定

单色高斯波束 TEM₀₀在均匀介质中沿 z 轴正向传播, 电场偏振方向在 xz 平面, 如图 1 所示。在 $z = 0$ 平面上, 束腰半径为 W_0 , 波前曲率半径 $R = \infty$ 。省去时间因子 $\exp(-i\omega t)$, 电场的横向分量为

$$E_x^i(x, y, 0) = E_0 \exp[-(x^2 + y^2)/W_0^2] \quad (1)$$

式中 E_0 为波束中心电场幅度, 而电场沿 y 轴分量 $E_y^i(x, y, 0) = 0$ 。设同心多层球中心坐标 $r = (x_0, y_0, z_0)$ 。在粒子球坐标系 $O_p - (r, \theta, \varphi)$ 中, 根据文献[3], 对入射高斯波束的电磁场

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1997-04-21; 收到修改稿日期: 1997-09-01

分量的一阶表达式, 可将其径向分量分别表示为

$$E_r^i = E_0 \Psi_0 \{ \sin \theta \cos \varphi [1 + (2Q/l)r \cos \theta] - (2Qx_0/l) \cos \theta \} \exp(K) \quad (2)$$

$$H_r^i = H_0 \Psi_0 \{ \sin \theta \sin \varphi [1 + (2Q/l)r \cos \theta] - (2Qy_0/l) \cos \theta \} \exp(K) \quad (3)$$

式中 $l = kW_0^2$, $K = ik(r \cos \theta - z_0)$,

$Q = [i - 2(r \cos \theta - z_0)/l]^{-1}$, 以及

$\Psi_0 = \Psi_0^0 \exp[(i2Q/W_0^2)r \sin \theta (x_0 \cos \varphi + y_0 \sin \varphi)] =$

$$iQ \exp[-iQ \frac{r^2 \sin^2 \theta}{W_0^2}] \exp[-iQ \frac{x_0^2 + y_0^2}{W_0^2}] \exp[\frac{i2Q}{W_0^2} r \sin \theta (x_0 \cos \varphi + y_0 \sin \varphi)]$$

(2), (3) 两式分别对应为 TE, TM 模。根据文献[3]先将 Ψ_0 中含 φ 的项展开, 再对展开式利用欧拉公式, 场的径向分量(2)、(3)式转换为

$$E_r = \frac{E_0 F}{2} \left\{ \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{p=0}^j \Psi_{jp} \exp[i\varphi(j-2p+1)] + \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{p=0}^j \Psi_{jp} \exp[i\varphi(j-2p-1)] \right\} - E_0 x_0 G \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{p=0}^j \Psi_{jp} \exp[i\varphi(j-2p)] \quad (5)$$

$$H_r = \frac{H_0 F}{2i} \left\{ \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{p=0}^j \Psi_{jp} \exp[i\varphi(j-2p+1)] - \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{p=0}^j \Psi_{jp} \exp[i\varphi(j-2p-1)] \right\} - H_0 y_0 G \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{p=0}^j \Psi_{jp} \exp[i\varphi(j-2p)] \quad (6)$$

式中,

$$\Psi_{jp} = \left[\frac{iQr \sin \theta}{W_0^2} \right]^j \frac{(x_0 - iy_0)^{j-p} (x_0 + iy_0)^p}{(j-p)! p!} \quad (7)$$

$$F = \Psi_0^0 \sin \theta (1 + 2Qr \cos \theta / l) \exp(K) \quad (8)$$

$$G = \Psi_0^0 \frac{2Q}{l} \cos \theta \exp(K), \quad H_0 = \frac{k}{\omega \mu} E_0 \quad (9)$$

与平面波入射类似, 入射波束的电磁场也可用矢量球谐函数展开。

$$\mathbf{E}_i = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n E_n [g_{n, \text{TE}}^m \mathbf{M}_{mn}^{(1)} - ig_{n, \text{TM}}^m \mathbf{N}_{mn}^{(1)}] \quad (10)$$

$$\mathbf{H}_i = - \frac{k}{\omega \mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n E_n [g_{n, \text{TM}}^m \mathbf{M}_{mn}^{(1)} + ig_{n, \text{TE}}^m \mathbf{N}_{mn}^{(1)}] \quad (11)$$

式中, $E_n = E_0 i^n (2n+1)/[n(n+1)]$, E_0 取 O_B 点的场强幅度, 系数 $g_{n, \text{TE}}^m$ 和 $g_{n, \text{TM}}^m$ 称为波束因子, 为待定系数。 \mathbf{M} 及 \mathbf{N} 为矢量球谐函数。入射高斯波束电磁场的径向分量的矢量球谐函数式为

$$E_r^i = E_{r, \text{TM}} = -i \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n E_n g_{n, \text{TM}}^m \frac{n(n+1)}{kr} j_n(kr) P_n^{(|m|)}(\cos \theta) \exp(im\varphi) \quad (12)$$

$$H_r^i = H_{r, \text{TE}} = \frac{-ik}{\omega \mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n E_n g_{n, \text{TE}}^m \frac{n(n+1)}{kr} j_n(kr) P_n^{(|m|)}(\cos \theta) \exp(im\varphi) \quad (13)$$

从(10), (11)式, 不难获得入射高斯波束电磁场的 (θ, φ) 分量。将(12)、(13)式径向分量与(5)、(6)式比较, 并考虑到球贝塞尔函数、缔合勒让德函数及 $\exp(im\varphi)$ 的正交关系性, 可得波束因子 g_n^m 如下

$$g_{n, \text{TM}}^m = \frac{k(2n+1)(n-|m|)!}{i^{n-1} \pi(n+|m|)!} \iint_{\Omega} \frac{F}{2} \left(\sum_{j=0}^{\infty} \sum_{p_+=0}^j \Psi_{jp_+} + \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{p_-=0}^j \Psi_{jp_-} \right) - x_0 G \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{p_0=0}^j \Psi_{jp_0} \times$$

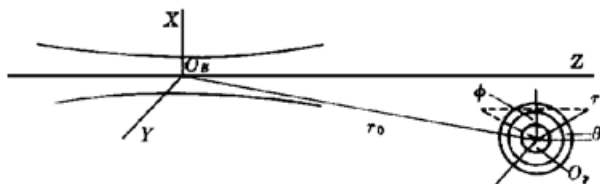


Fig. 1 Geometry for light scattering of an off-axis incident Gaussian beam by a multilayered sphere

$$rj_n(kr)P_n^{|m|}(\cos\theta)\sin\theta d(kr)d\theta \quad (14)$$

$$g_{n,TE}^m = \frac{k(2n+1)(n-|m|)!}{i^{n+1}\pi(n+|m|)!} \iint_0^\pi \frac{E}{2i} \left(\sum_{j=0}^\infty \sum_{p_+=0}^j \Psi_{jp_+} - \sum_{j=0}^\infty \sum_{p_-=0}^j \Psi_{jp_-} \right) - y_0 G \sum_{j=0}^\infty \sum_{p_0=0}^j \Psi_{jp_0} \times \\ rj_n(kr)P_n^{|m|}(\cos\theta)\sin\theta d(kr)d\theta \quad (15)$$

式中 p_+ , p_- , p_0 分别满足 $m = j - 2p_+ + 1$, $m = j - 2p_- - 1$, $m = j - 2p_0$ 。

本文采用 Gouesbet 等人提出的局域近似计算方法对 g_n^m 进行了数值计算*。

3 离轴多层介质球对高斯波束的散射

当高斯波束入射到离轴多层介质球上时,如图 1 所示,背景介质的折射率为 m_k ,每层介质区域的介电常数为 ϵ_j ,磁导率为 μ_j ,半径为 $r_j(j = 1, 2, 3 \dots, t)$ 。入射波长为 λ 时,各区域对应的尺寸参数 $x_j = 2\pi r_j/\lambda$,相对折射率和相对波阻抗分别为 m_j 和 n_j 。将散射场和多层球内各区域波场均按矢量球谐函数展开^[6]

$$\mathbf{E}^s = \sum_{n=1}^\infty \sum_{m=-n}^n E_n [i a_{nm} \mathbf{N}_{nm}^{(3)} - b_{nm} \mathbf{M}_{nm}^{(3)}] \quad (16)$$

$$\mathbf{H}^s = \frac{k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^\infty \sum_{m=-n}^n E_n [i b_{nm} \mathbf{N}_{nm}^{(3)} + a_{nm} \mathbf{M}_{nm}^{(3)}] \quad (17)$$

$$\mathbf{E}^j = \sum_{n=1}^\infty \sum_{m=-n}^n E_n [c_{nm}^{(j)} \mathbf{M}_{nm}^{(1)} - i d_{nm}^{(j)} \mathbf{N}_{nm}^{(1)} + e_{nm}^{(j)} \mathbf{M}_{nm}^{(2)} - i f_{nm}^{(j)} \mathbf{N}_{nm}^{(2)}] \quad (18)$$

$$\mathbf{H}^j = - \frac{k_j}{\omega\mu_j} \sum_{n=1}^\infty \sum_{m=-n}^n E_n [d_{nm}^{(j)} \mathbf{M}_{nm}^{(1)} + i c_{nm}^{(j)} + f_{nm}^{(j)} \mathbf{M}_{nm}^{(2)} + i e_{nm}^{(j)} \mathbf{N}_{nm}^{(2)}] \quad (19)$$

$$(j = 1, 2, \dots, t)$$

矢量球谐函数的上标(1, 2, 3)表示与 r 有关的球贝塞尔函数分别为 $j_n(kr)$, $y_n(kr)$ 和 $h_n^{(1)}(kr)$ 。考虑 $r = 0$ 处,内场 \mathbf{E}^1 、 \mathbf{H}^1 的有限性,隐含最内层系数 $e_{nm}^{(1)} = f_{nm}^{(1)} = 0$ 。根据各区域的边界条件,可以获得散射场系数 a_{nm} , b_{nm} , 各区域内场系数 $c_{nm}^{(j)}$, $d_{nm}^{(j)}$, $e_{nm}^{(j)}$, $f_{nm}^{(j)}$ 以及包含入射场波束因子 $g_{n,TM}^m$, $g_{n,TE}^m$ 在内的两组独立的方程组。与多层球对平面波散射类似^[6],令 $A_{nm}^{(j)} = f_{nm}^{(j)}/d_{nm}^{(j)}$, $B_{nm}^{(j)} = e_{nm}^{(j)}/c_{nm}^{(j)}$,显然 $A_{nm}^{(1)} = B_{nm}^{(1)} = 0$ 。作者获得适合数值计算的散射系数 a_{nm} , b_{nm} 的稳定和收敛的迭代公式如下

$$A_{nm}^{(1)} = 0, \quad H_n^a(m_1 x_1) = D_n^{(1)}(m_1 x_1) \quad (20)$$

$$A_n^{(j)} = \frac{\Psi_n(m_j x_{j-1}) \eta_{j-1} H_n^a(m_{j-1} x_{j-1}) - \eta_j D_n^{(1)}(m_j x_{j-1})}{\chi_n(m_j x_{j-1}) \eta_{j-1} H_n^a(m_{j-1} x_{j-1}) - \eta_j D_n^{(2)}(m_j x_{j-1})} \quad (21)$$

$$H_n^a(m_j x_j) = \frac{[\Psi_n(m_j x_j)/\chi_n(m_j x_j)] D_n^{(1)}(m_j x_j) - A_n^{(j)} D_n^{(2)}(m_j x_j)}{\Psi_n(m_j x_j)/\chi_n(m_j x_j) - A_n^{(j)}} \quad (22)$$

$$a_{nm} = g_{n,TM}^m \frac{\Psi_n(x_t) \eta_t H_n^a(m_t x_t) - D_n^{(1)}(x_t)}{\zeta_n(x_t) \eta_t H_n^a(m_t x_t) - D_n^{(3)}(x_t)} \quad (23)$$

$$B_n^{(1)} = 0, \quad H_n^b(m_1 x_1) = D_n^{(1)}(m_1 x_1) \quad (24)$$

$$B_n^{(j)} = \frac{\Psi_n(m_j x_{j-1}) \eta_j H_n^b(m_{j-1} x_{j-1}) - \eta_{j-1} D_n^{(1)}(m_j x_{j-1})}{\chi_n(m_j x_{j-1}) \eta_j H_n^b(m_{j-1} x_{j-1}) - \eta_{j-1} D_n^{(2)}(m_j x_{j-1})} \quad (25)$$

* 由于公式推导较繁,限于篇幅,详细推导读者可参见文献[3]。值得注意的是,由于波束的时间因子取法不同,本文给出的 g_n^m 的形式和数值与 Gouesbet 等人给出的对应值并不相等,其关系见文献[8]。

$$H_n^b(m_j x_j) = \frac{[\Psi_n(m_j x_j)/\chi_n(m_j x_j)] D_n^{(1)}(m_j x_j) - B_n^{(j)} D_n^{(2)}(m_j x_j)}{\Psi_n(m_j x_j)/\chi_n(m_j x_j) - B_n^{(j)}} \quad (26)$$

$$b_{nm} = g_{n, \text{TE}}^m \frac{\Psi_n(x_l) H_n^b(m_l x_l) - \eta_l D_n^{(1)}(x_l)}{\zeta_n(x_l) H_n^b(m_l x_l) - \eta_l D_n^{(3)}(x_l)} \quad (27)$$

式中 Ricatti-Bessel 函数 $\Psi_n(z) = z j_n(z)$, $\chi_n(z) = -z y_n(z)$, $\zeta_n(z) = \Psi_n(z) - i\chi_n(z)$ 以及 $D_n^{(1)}(z) = \Psi_n'(z)/\Psi_n(z)$, $D_n^{(2)}(z) = \chi_n'(z)/\chi_n(z)$, $D_n^{(3)}(z) = \zeta_n'(z)/\zeta_n(z)$ 为 Ricatti-Bessel 函数的对数导数。 H_n^a 和 H_n^b 是数值计算过程中引入的迭代函数。在上述公式中散射场展开系数 a_{nm} 和 b_{nm} 的数值计算仅涉及到三个对数导数和 Ψ_n 与 χ_n 的比值。作者曾详细讨论了 Ricatti-Bessel 函数的对数导数和比值在迭代计算中的收敛性和稳定性, 避免高阶或大宗量球贝塞尔函数的数值溢出, 矩阵运算中的病态和累积误差^[6]。上述公式很容易退化为均匀球情况。如果令平面波散射场系数为 a_n^p 和 b_n^p , 由(23)式和(27)式, 有

$$a_{nm} = g_{m, \text{TM}}^m a_n^p, \quad b_{nm} = g_{n, \text{TE}}^m b_n^p \quad (28)$$

离轴多层球对高斯波束散射的远区散射场形式为

$$E_\theta^s = \frac{i \exp(ikr)}{kr} E_0 S_2(\theta, \varphi), \quad E_\varphi^s = -\frac{i \exp(ikr)}{kr} E_0 S_1(\theta, \varphi) \quad (29)$$

式中, 散射幅度函数 $S_1(\theta, \varphi)$, $S_2(\theta, \varphi)$ 定义如下

$$S_1(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{2n+1}{n(n+1)} [-i m a_{nm} \pi_n^{|m|}(\cos \theta) + b_{nm} \tau_n^{|m|}(\cos \theta)] \exp(im\varphi) \quad (30)$$

$$S_2(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_{nm} \tau_n^{|m|}(\cos \theta) + i m b_{nm} \pi_n^{|m|}(\cos \theta)] \exp(im\varphi) \quad (31)$$

对应的衰减截面 σ_t 和散射截面 σ_s 分别为

$$\sigma_t = \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \frac{(n+|m|)!}{(n-|m|)!} \text{Re} (a_n^p |g_{n, \text{TM}}^m|^2 + b_n^p |g_{n, \text{TE}}^m|^2) \quad (32)$$

$$\sigma_s = \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \frac{(n+|m|)!}{(n-|m|)!} (|a_n^p|^2 |g_{n, \text{TM}}^m|^2 + |b_n^p|^2 |g_{n, \text{TE}}^m|^2) \quad (33)$$

4 数值计算结果及讨论

本文利用 g_n^m 的局域近似结果, 结合上面给出的理论表达式, 数值计算了离轴多层介质球在高斯波束中的散射强度、衰减系数 $Q_e = \sigma_t/\pi a^2$ 和散射系数 $Q_s = \sigma_s/\pi a^2$, 并与粒子位于波束轴上及平面波入射情况下进行了比较。其中, 对散射系数 a_n^p 和 b_n^p 的数值计算采用吴振森提出的多层球电磁散射迭代公式和程序, 避免矩阵计算中出现的明显舍入误差和累积误差。

首先本文对有核血细胞的散射特性进行了研究。细胞核半径 $r_1 = 3.0 \mu\text{m}$, 细胞质半径 $r_2 = 3.5 \mu\text{m}$, 它们相对于水的折射率分别为: $m_1 = (1.05, 0.005)$, $m_2 = 1.03$, 入射波长 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ 。图 2(a) 表示有核血细胞的光散射强度角分布。在波束坐标系 $O_B - (r, \theta, \varphi)$ 中取双层球球心坐标为 $(2, 2, 10) \mu\text{m}$ 。当束宽 $W_0 = 10 \mu\text{m}$ 时, 散射强度角分布与 $W_0 = 20 \mu\text{m}$ 时的分布曲线几乎没有差别, 此时其结果近似为平面波入射时的结果。当束宽 W_0 减小时, 散射强度减弱, 且曲线形状变化显著, 从能量守恒来看, 吸收增大, 散射减弱。它们对应的偏振度也有较大的区别, 如图 2(b) 所示。

图 3(a) 是不同 z_0 值时两组系数随波束束腰半径 W_0 的变化情况; 图 3(b) 是不同束腰半径 W_0 时两组系数随粒子到束腰中心距离 z_0 的变化曲线。图 3(a) 中, 两组系数在 z_0 一定时随 W_0

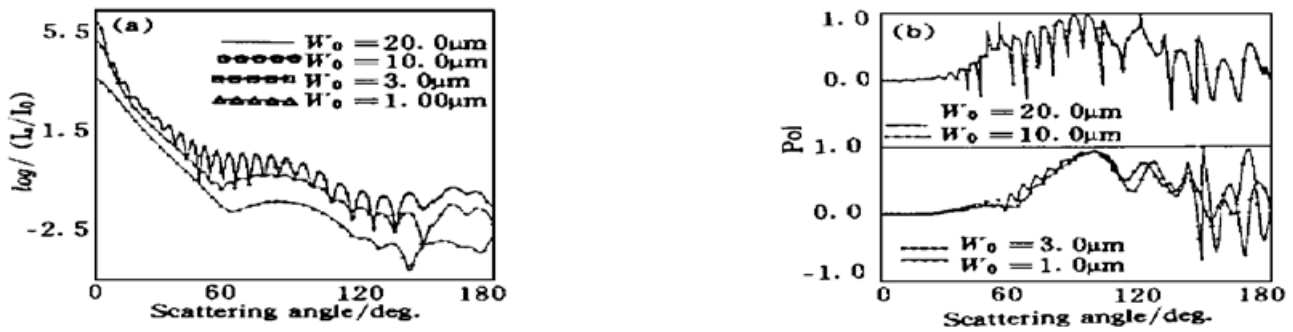


Fig. 2 (a) The angular distribution of scattering intensity by nucleated blood cell and (b) degree of polarization ($x_0 = 2 \mu\text{m}$, $y_0 = 2 \mu\text{m}$, $z_0 = 10 \mu\text{m}$)

的增大而明显地单调增长。在图 3(b) 中, 当 W_0 为 $10 \mu\text{m}$ 时, Q_e 及 Q_s 几乎不随 z_0 变化, 此时它近似对应于平面波入射情况, 离轴与不离轴情况的区别几乎不存在了。而当束宽变窄时, Q_e 及 Q_s 随 z_0 增加而减小。两图比较而言, 粒子对高斯波束的散射受束宽 W_0 的影响较为显著。图 3(c) 是在轴 ($x_0 = y_0 = 0 \mu\text{m}$) 和离轴情况下 Q_e 及 Q_s 随 W_0 的变化曲线。可看出, 在轴上时 Q_e 及 Q_s 值最大, 粒子离轴越远, 两组系数明显减小, Q_e 及 Q_s 随离轴距离的变化相当显著。

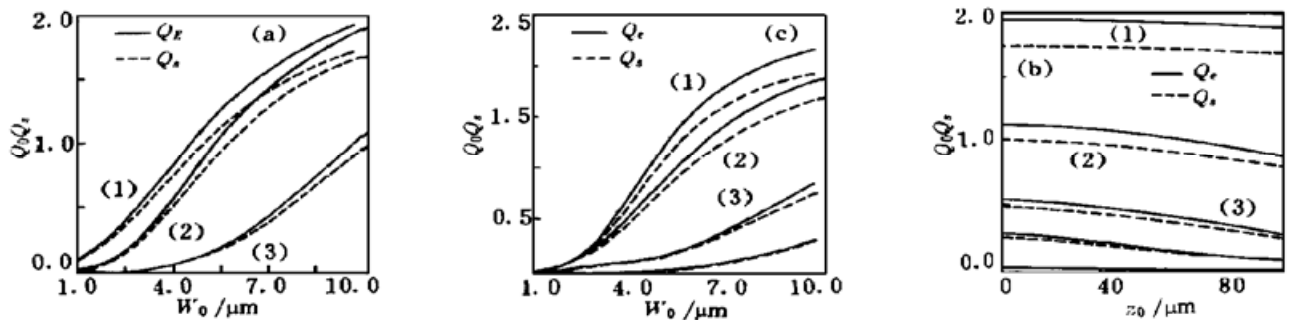


Fig. 3 Extinction and scattering coefficients for an off-axis nucleated blood cell with different beam width W_0 and different location of particle.

(a): z_0 (1) $0 \mu\text{m}$, (2) $100 \mu\text{m}$, (3) $500 \mu\text{m}$; $x_0 = 2 \mu\text{m}$, $y_0 = 2 \mu\text{m}$,

(b): W_0 (1) $10 \mu\text{m}$, (2) $5 \mu\text{m}$, (3) $3 \mu\text{m}$, (4) $2 \mu\text{m}$; $x_0 = 2 \mu\text{m}$, $y_0 = 2 \mu\text{m}$,

(c): coordinate of center of multilayered sphere: (1) ($0 \mu\text{m}$, $0 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$), (2) ($2 \mu\text{m}$, $2 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$), (3) ($5 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$), (4) ($2 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$)

从图 3 可知, 无论是束宽的大小, 粒子离轴的远近 (z_0) 还是偏轴的程度 (y_0) 均共同影响着消光系数和散射系数。束宽越大时, 粒子几乎全部被照射, 越接近于平面波, 大多数能量被散射, 两组系数增大并趋于平面波结果 ($Q_e = 2$), 且 z_0 的影响越来越小。对无耗粒子, 随着 z_0 的增大, 入射通量减少, 两组系数减小, 但却随束宽的增大而逐渐增大。波束偏轴程度越大, 粒子被照射能量越小, 两组系数明显减小。

考虑非均匀介质球, 折射率连续变化, 其实部和虚部分别为

$$m = n_r + in_i = (1.62 - 0.04r) + i(0.64 - 0.08r) \quad (34)$$

介质球外半径 $R = 8.0 \mu\text{m}$ 。把介质球离散化, 分为 16 层, 入射波长 $\lambda = 1.0 \mu\text{m}$, 束宽 $W_0 = 50 \mu\text{m}$ 。图 4 给出高斯波束入射时, 非均匀介质球在轴和不同离轴情况下的平均散射强度 I_s 和偏振度 Pol 的角分布。从图 4 可以看出, 尽管束宽和球形粒子与束腰中心的距离 $z_0 = 100 \mu\text{m}$ 不变, 但随着球形粒子偏轴程度的增大, 它对波束的散射强度明显减小, 它们的偏振度也不尽相同, 尤其在散射角较小的区域, 其物理意义与分析图 3 类似。

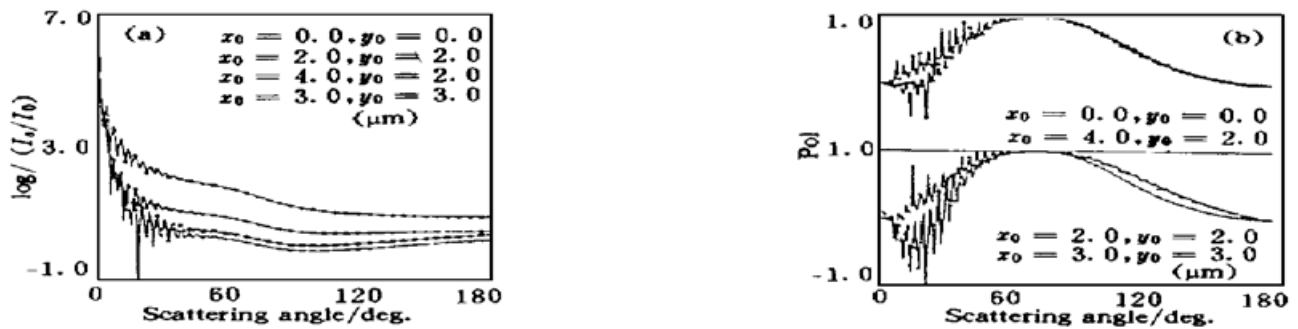


Fig. 4 The angular distribution of scattering intensity by inhomogeneous sphere and degree of polarization

结束语 球形粒子对高斯波束的散射问题已被广泛地研究。但大多数研究仅涉及均匀情况。本文根据广义米氏理论, 将入射高斯波束的一阶电磁场用矢量球谐函数展, 获得了波束因子 $g_{n, TM}^m$ 和 $g_{n, TE}^m$ 的计算结果。进一步研究了离轴多层有耗介质球对高斯波束的散射, 讨论了束宽的大小, 粒子离轴的远近和偏轴的程度对消光系数和散射系数的影响。该问题能广泛地应用于遥感、医药、燃料化工、粒度分析、电磁散射测量的定标以及隐身技术之中。

参 考 文 献

- [1] L. W. Davis, Theory of electromagnetic beam. *Phys. Rev. (A)*, 1979, **19**(3) : 1177~ 1179
- [2] G. Gousbet, G. Gréhan, B. Maheu, Computations of the g_n coefficients in the generalized Lorenz-Mie theory using three different methods. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(23) : 4874~ 4883
- [3] G. Gousbet, G. Gréhan, B. Maheu, Localized interpretation to compute all the coefficients g_n^m in the generalized Lorenz-Mie theory. *J. Opt. Soc. Am.*, 1990, **A7**(1) : 998~ 1007
- [4] J. P. Barton, D. R. Alexander, Fifth-order corrected electromagnetic field components for a fundamental Gaussian beam. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66**(7) : 2800~ 2802
- [5] J. P. Barton, D. R. Alexander, S. A. Schaub, Internal and nearsurface electromagnetic fields for a spherical particle irradiated by a focused laser beam. *J. Appl. Phys.*, 1988, **64**(4) : 1632~ 1639
- [6] Z. S. Wu, Y. P. Wang, Electromagnetic scattering for multilayered sphere: Recursive algorithms. *Radio Sci.*, 1991, **26**(6) : 1393~ 1401
- [7] 吴振森, 付新琦, 多层球对高斯波束的散射. 电子学报, 1995, **23**(9) : 32~ 36
- [8] 吴成明, 吴振森, 两种时间因子下波束因子 g_n^m 的比较. 葛州坝水电工程学院学报, 1996, **18**(3) : 41~ 47

Light Scattering of Gaussian Beam from an Off-Axis Multilayered Sphere

Wu Zhensen Guo Lixin Wu Chengming
 (Department of Physics, Xidian University, Xi'an 710071)
 (Received 21 April 1997; revised 1 September 1997)

Abstract Based on the generalized Lorenz-Mie theory (GLMT), the incident fundamental Gaussian beam is expanded in terms of the vector spherical harmonics. According to localized approximation for the expanding coefficients g_n^m of Gaussian beam which are arbitrarily located to a spherical particle are derived. The recursive formulas as well as the algorithm to calculate scattering coefficients a_{nm} and b_{nm} for a multilayered sphere are proposed. Numerical results and the dependence of scattering characteristics on beam waist and the size of the particle are discussed.

Key words Gaussian beam, off-axis multilayered sphere, light scattering.