

椭球形粒子浓度对激光偏振传输特性的影响

于婷¹, 战俊彤^{2*}, 马莉莉¹, 鲍富成¹, 杨絮¹, 段锦¹, 姜会林²

¹长春理工大学电子信息工程学院, 吉林 长春 130022;

²长春理工大学空间光电技术国家地方联合工程研究中心, 吉林 长春 130022

摘要 采用随机抽样拟合相函数的蒙特卡罗仿真方法, 模拟了偏振光经过椭球形粒子发生多次散射后的偏振特性, 并通过实验验证了其正确性。以长、短轴比为 1.5 的椭球形酵母菌粒子为研究对象, 研究了激光在椭球形粒子烟雾中传输时的偏振特性。研究了波长为 532 nm 的 0° 线偏振光、45° 线偏振光以及左旋圆偏振光在椭球形粒子烟雾扩散过程中偏振态的变化情况。结果表明, 椭球形粒子的浓度越高, 偏振度变化的随机性越大, 且圆偏振光的保偏性优于线偏振光。在相同浓度下, 不同起偏角度的线偏振光对偏振态的影响差别不大。

关键词 散射; 偏振传输特性; 偏振度; 蒙特卡罗仿真; 椭球形粒子

中图分类号 O436.3

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0208002

Effect of Ellipsoidal Particle Concentration on Laser Polarization Transmission Characteristics

Yu Ting¹, Zhan Juntong^{2*}, Ma Lili¹, Bao Fucheng¹, Yang Xu¹, Duan Jin¹, Jiang Huilin²

¹*School of Electronics and Information Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China;*

²*NUERC of Space Optoelectronics Technology, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China*

Abstract The Monte Carlo simulation method based on phase function fitting with random sampling is used to simulate the polarization characteristics of polarized light after multiple scattering by ellipsoidal particles, and its correctness is also verified by experiments. The ellipsoidal yeast particles with a long and short axis ratio of 1.5 are taken as study target, and the polarization transmission characteristics of laser are studied when propagating in soot. The polarization changes of 532 nm laser with 0° linear polarization, 45° linear polarization and left circular polarization are investigated during the ellipsoidal particle diffusion process. The results show that the higher the ellipsoidal particle concentration is, the greater the randomness of the polarization degree change is. Moreover, the polarization-maintaining property of a circularly polarized light is better than that of a linearly polarized light. At the same concentration, the effects of linearly polarized light with different polarization angles on polarization state are not much different.

Key words scattering; polarization transmission characteristics; polarization degree; Monte Carlo simulation; ellipsoidal particles

OCIS codes 290.5855; 260.5430; 290.1310

1 引言

环境污染导致空气中沙尘、烟煤等悬浮颗粒的浓度(体积质量)大幅提升。光在大气中传输时, 大气中悬浮颗粒的散射作用使其振动方向和传播方向

不对称, 从而形成偏振光。戴俊等^[1]对于偏振光的性质及表示进行了详细的研究。偏振是光的一个本质属性, 它蕴含了决定大气光学特性的重要信息, 所以对于偏振传输特性的研究有着重要的意义。早在 20 世纪 80 年代, Hill 等^[2]通过研究证实了沙尘粒

收稿日期: 2018-08-24; 修回日期: 2018-09-20; 录用日期: 2018-11-01

基金项目: 国家自然科学基金青年基金项目(61705017)、吉林省科技发展计划(20160204066GX)

* E-mail: zhanjuntong@163.com

子的形状为椭球形。近年来,孙贤明等^[3]也证实了自然界中的沙尘、烟煤粒子可以用旋转对称的椭球体来描述。国外对于偏振传输特性的研究较早,理论和实验都比较成熟。Kocak 等^[4]对于水下偏振成像展开了研究。Raković 等^[5]建立了混浊介质的后向散射偏振的理论模型,并进行了实验研究。Hall 等^[6]通过蒙特卡罗仿真对厚组织的单次散射各向异性系数进行了测量。国内对于非球形粒子偏振传输特性的研究大多停留在理论与仿真阶段。张肃等^[7]利用 T 矩阵仿真方法,针对椭球粒子参数变化对光偏振特性的影响进行了分析。2017 年,徐强等^[8]应用 T 矩阵法对大气灰霾的简单非球形粒子散射特性进行了计算和分析。胡帅等^[9]基于时域多分辨算法对非球形气溶胶散射特性进行了仿真,但缺少实验验证。安衷德等^[10]针对球形粒子非均匀环境对偏振度的影响开展了实验分析。本文针对大气中非球形粒子对偏振传输特性的影响,用改进的蒙特卡罗仿真方法,模拟激光经过椭球形粒子发生多次散射后偏振态的变化,同时以椭球形酵母菌粒子为研究对象,研究不同起偏角度偏振光的偏振态随介质浓度的变化情况,为探究大气偏振传输特性提供数据支持。

2 理论基础

2.1 单个粒子的散射过程

偏振是光的基本属性,要定量地研究偏振光在散射介质中的传输问题,首先要解决如何描述光的偏振以及光的偏振态的变化。通常采用 Stokes 矢量表示法来描述光的偏振态^[11],Stokes 矢量定义为

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ E_x^2 - E_y^2 \\ 2E_x E_y \cos \delta \\ 2E_x E_y \sin \delta \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中: E_x 、 E_y 表示电场在 x 、 y 方向上的振幅; δ 表示 x 、 y 方向上的相位差; I 表示总光强; Q 表示 x 轴方向的线偏振光分量; U 表示 45° 方向线偏振光

分量; V 表示右旋圆偏振光分量。对于完全偏振光,满足

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2. \quad (2)$$

测量出 Stokes 矢量后就可以对偏振光的偏振态进行表示。偏振度是描述散射光偏振态的重要参数,它表示完全偏振光在接收的整个光波中所占的比例,其表达式为

$$P_{\text{DOP}} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (3)$$

根据张肃等^[12]对椭球形粒子散射特性的研究,单个光子在介质中传输时会发生多次散射,出射的 Stokes 矢量 S' 和入射的 Stokes 矢量 S_0 的关系为

$$S' = \mathbf{R}(-\gamma_n)g\mathbf{M}(\theta_n)g\mathbf{R}(f_n)g\mathbf{R}(-\gamma_{n-1}) \times \\ g\mathbf{M}(\theta_{n-1})g \cdots g\mathbf{R}(-\gamma_1)g\mathbf{M}(\theta_1)g\mathbf{R}(f_1)S_0, \quad (4)$$

式中: g 为蒙特卡罗计算过程中的不对称因子; n 为光子的散射次数; θ 为散射角。 f 和 γ 分别为入射光的 Stokes 矢量从参考面到散射面的角度和经散射后回到参考面的角度, f 和 γ 两个角度下的旋转矩阵 $\mathbf{R}(f)$ 和 $\mathbf{R}(\gamma)$ 分别可表示为

$$\mathbf{R}(f) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2f & \sin 2f & 0 \\ 0 & -\sin 2f & \cos 2f & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\mathbf{R}(\gamma) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\gamma & \sin 2\gamma & 0 \\ 0 & -\sin 2\gamma & \cos 2\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

$\mathbf{M}(\theta)$ 是介质在散射角度 θ 下的穆勒矩阵,可表示为

$$\mathbf{M}(\theta) = \begin{bmatrix} m_{11}(\theta) & m_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ m_{12}(\theta) & m_{11}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33}(\theta) & m_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & -m_{34}(\theta) & m_{33}(\theta) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

式中 $m_{11}(\theta)$ 、 $m_{12}(\theta)$ 、 $m_{33}(\theta)$ 和 $m_{34}(\theta)$ 可分别表示为

$$\begin{cases} m_{11}(\theta) = \frac{1}{2}(|S_1|^2 + |S_2|^2), & m_{12}(\theta) = \frac{1}{2}(|S_1|^2 - |S_2|^2) \\ m_{33}(\theta) = \frac{1}{2}(S_1 S_2^* - S_1^* S_2), & m_{34}(\theta) = \frac{i}{2}(S_1 S_2^* - S_2^* S_1) \end{cases}, \quad (8)$$

式中: $*$ 代表散射复振幅函数的共轭; S_1 和 S_2 为散射振幅函数,可分别表示为

$$\begin{cases} S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n(\alpha, m)\pi_n(\theta) + b_n(\alpha, m)\tau_n(\theta)] \\ S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n(\alpha, m)\tau_n(\theta) + b_n(\alpha, m)\pi_n(\theta)] \end{cases}, \quad (9)$$

式中： $\pi_n(\theta)$ 、 $\tau_n(\theta)$ 为连带勒让德函数，仅与散射角 θ 有关； $a_n(\alpha, m)$ 和 $b_n(\alpha, m)$ 可以表示为

$$\begin{cases} a_n(\alpha, m) = \frac{\psi'_n(m\alpha)\psi_n(\alpha) - m\psi_n(m\alpha)\psi'_n(\alpha)}{\psi'_n(m\alpha)\xi_n(\alpha) - m\psi_n(m\alpha)\xi'_n(\alpha)} \\ b_n(\alpha, m) = \frac{m\psi'_n(m\alpha)\psi_n(\alpha) - \psi_n(m\alpha)\psi'_n(\alpha)}{m\psi'_n(m\alpha)\xi_n(\alpha) - \psi_n(m\alpha)\xi'_n(\alpha)} \end{cases}, \quad (10)$$

式中： $m = m_r + im_i (m_i \geq 0)$ 为复折射指数；尺度函数 $\alpha = \omega a = 2\pi a / \lambda$ ， λ 为光波长； $\psi_n(\alpha)$ 和 $\xi_n(\alpha)$ 为 Riccati-Bessel 函数，可分别表示为

$$\begin{cases} \psi_n(\alpha) = \sqrt{\pi\alpha/2} \cdot J_{n+1/2}(\alpha) \\ \xi_n(\alpha) = \sqrt{\pi\alpha/2} \cdot H_{n+1/2}^{(2)}(\alpha) \end{cases}, \quad (11)$$

式中： $J_{n+1/2}$ 和 $H_{n+1/2}^{(2)}$ 分别为第一类 Bessel 函数和第二类 Hankel 函数。

2.2 基于蒙特卡罗仿真实验的多粒子散射过程

蒙特卡罗方法可以解决粒子的多次散射问题，它直接模拟物理过程而不涉及对辐射传输方程的求解。在光波传输时，蒙特卡罗仿真就是将光子传输过程分解成光子发射、散射方向抽样等子过程，对于每个子过程，通过建立相应的概率模型转化成随机问题。蒙特卡罗仿真流程图如图 1 所示。

光子与介质中粒子发生碰撞时，一部分被吸收，一部分被散射，对于球形或者等效成球形的粒子，在目前的蒙特卡罗研究中，散射方向抽样绝大部分采用的是 H-G 相函数，该函数形式为

$$p(\mu) = \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\mu)^{3/2}}, \quad (12)$$

式中： $\mu = \cos \theta$ 为散射方向与入射方向的夹角余弦， $\theta \in [0, \pi]$ 。H-G 相函数的分布函数为

$$F(\mu) = \int_{-1}^{\mu} p(\mu) d\mu = \left[\frac{1-g^2}{2g} \frac{1}{(1+g^2-2g\mu)^{1/2}} - \frac{1-g}{2g} \right]. \quad (13)$$

散射角余弦的抽样为

$$\xi_3 = F(\mu). \quad (14)$$

把(13)式代入(14)式，可得散射角余弦与随机数 ξ_3 的关系为

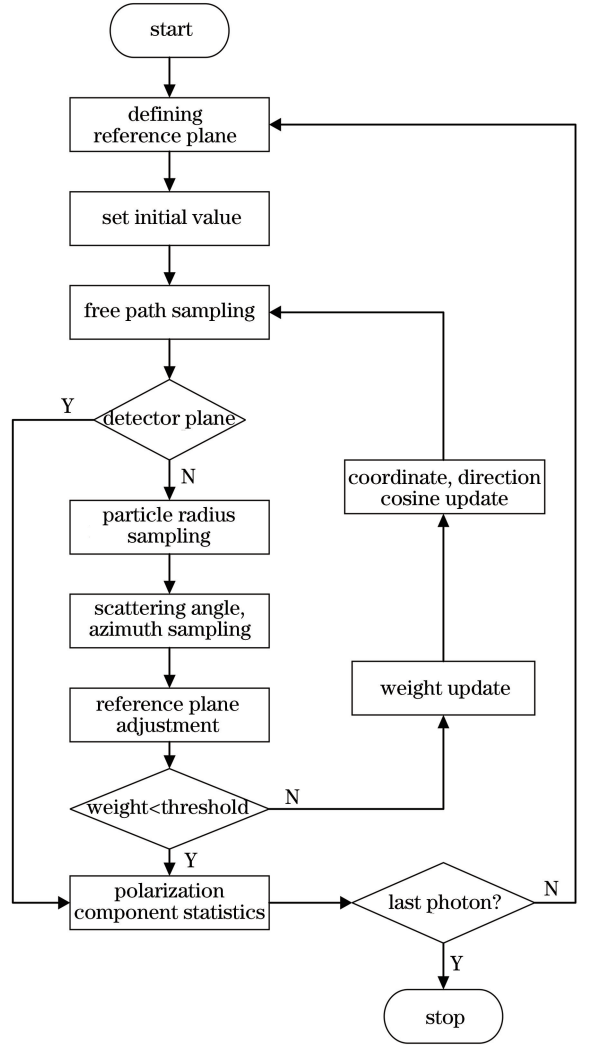


图 1 蒙特卡罗仿真流程图

Fig. 1 Flow chart of Monte Carlo simulation

$$\mu = \begin{cases} \frac{1}{2g} \left[(1+g^2) - \left(\frac{1-g^2}{1-g+2g\xi_3} \right)^2 \right], & g \neq 0 \\ 2\xi_3 - 1, & g = 0 \end{cases}. \quad (15)$$

仿真模拟光子的散射过程，散射前后光子的坐标也会变化，假设散射前的坐标是 (x_0, y_0, z_0) ，散射后的坐标是 (x', y', z') ，利用光子传输方向余弦 (μ_x, μ_y, μ_z) 和光子自由程长度 l ，建立光子散射前后的坐标关系为

$$\begin{cases} x' = x + \mu_x l \\ y' = y + \mu_y l \\ z' = z + \mu_z l \end{cases} \quad (16)$$

假设光子的初始坐标为(0,0,0),参考平面为 xoz 平面, z 轴为入射方向,则初始方向余弦为(0,0,1),代入(16)式可得自由程 l 为

$$l = -\frac{\ln \xi_l}{\epsilon_e}, \quad (17)$$

式中: ξ_l 为(0,1)区间内的随机数,是光子在 l 中的存活概率; ϵ_e 为消光系数。散射过程中方向余弦会不断改变,当 $|\mu_z| < 0.9999$ 时,新的方向余弦(μ'_x, μ'_y, μ'_z)为

$$\begin{cases} \mu'_x = \sin \alpha (\mu_x \mu_z \cos \beta - \mu_y \sin \beta) / \sqrt{1 + \mu_z^2} + \mu_x \cos \alpha \\ \mu'_y = \sin \alpha (\mu_y \mu_z \cos \beta + \mu_x \sin \beta) / \sqrt{1 + \mu_z^2} + \mu_y \cos \alpha \\ \mu'_z = -\sin \alpha \cos \beta \sqrt{1 - \mu_z^2} + \mu_z \cos \alpha \end{cases} \quad (18)$$

当 $|\mu_z| > 0.9999$ 时,可得

$$\begin{cases} \mu'_x = \sin \alpha \cos \beta \\ \mu'_y = \sin \alpha \sin \beta \\ \mu'_z = \text{sgn} \mu_z \cos \alpha \end{cases}, \quad (19)$$

式中: sgn 是符号函数。

光子经 n 次散射后的能量权重 W_n 可以表示为

$$W_n = W_{n-1} \cdot \mu_s / (\mu_s + \mu_a), \quad (20)$$

式中: μ_s 和 μ_a 分别为散射系数和吸收系数。当能量权重 W_n 或者光子飞离边界 $z > L$ 时,光子的传输终止。

2.3 随机抽样拟合相函数的蒙特卡罗仿真实验

通过前文分析,可知蒙特卡罗对于非球形粒子的仿真计算是有误差的。误差主要是由蒙特卡罗仿真计算中采用的非球形粒子的相函数与常用的H-G相函数相差较大导致的。所以,可以通过精确拟合非球形粒子的相函数改进传统的蒙特卡罗方法,从而可以计算椭球形粒子的偏振传输特性。

入射场和散射场的关系可以用Stokes参量表示为

$$\begin{pmatrix} I_s \\ Q_s \\ U_s \\ V_s \end{pmatrix} = \frac{S}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}, \quad (21)$$

式中: $(I_0 \ Q_0 \ U_0 \ V_0)^T$ 表示入射场的Stokes矢量; k 表示波数; r 表示椭球形粒子的近似等体半径;变换矩阵 S 可表示为

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix}. \quad (22)$$

变换矩阵的相关散射相矩阵 P 满足

$$\frac{S}{k^2 r^2} = CP, \quad (23)$$

系数 C 可以通过散射相矩阵第一个元素归一化得到,即

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P_{11}(\theta)}{4\pi} \sin \theta d\theta d\varphi = 1, \quad (24)$$

式中: φ 为入射面与反射面之间的夹角。联立(23)、(24)式可以得到

$$C = \frac{\sigma_s}{4\pi r^2}, \quad (25)$$

式中: σ_s 为散射截面。根据(22)式得到

$$P = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} & P_{14} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} & P_{24} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} & P_{34} \\ P_{41} & P_{42} & P_{43} & P_{44} \end{bmatrix}. \quad (26)$$

根据提汝芳等^[13]对于非球形气溶胶的偏振信息研究,对于对称的非球形粒子,可以得到只有6个独立变量的散射相矩阵:

$$P = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{21} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & -P_{34} \\ 0 & 0 & P_{34} & P_{44} \end{bmatrix}, \quad (27)$$

其中,非球形粒子的散射相函数 P_{11} 可表示为

$$P_{11} = \frac{S_{11}}{C} =$$

$$\frac{4\pi}{k^2 \sigma_s} \cdot \frac{1}{2} (|S_1|^2 + |S_2|^2 + |S_3|^2 + |S_4|^2), \quad (28)$$

式中: $S_j (j = 1, 2, 3, 4)$ 为振幅散射矩阵元,它将垂直及平行于参考平面的入射及散射场矢量分量联系起来,一般情况下 S_j 是散射角 θ 及方位角 φ 的函数。 $\sigma_s = \int_{4\pi} \frac{|X|}{k^2} d\Omega$ 是散射截面,其中 X 为矢量散射振幅, k 为波数。

对随机变量 $\xi \in [0, 1]$ 进行随机抽样,得到散射角 θ 的抽样。由于(28)式不具有(13)~(15)式那样的可解析积分求逆的性质,因此将其进行离散化,再进行归一化。将 $p(\theta)$ 在散射角范围内取 t 个分割点,这样就可以得到第 i 个分割点的 $p_i(\theta)$,并且使

其满足归一化条件 $\sum_{i=1}^n p_i(\theta) = 1$, 为了得到 ξ 和 θ 两个随机变量的关系, 可以借助概率分布的基本规律, 要求对于某一次抽样得到的处于 $[0, 1]$ 区间的均匀分布的随机数 ξ_1 , 在 $[0, \xi_1]$ 区间概率分布曲线下的面积等于归一化多分散系相函数 $[0, \theta_x]$ 区间概率分布曲线下的面积。相当于需要找到 x , 使得

$$\sum_{i=1}^{x-1} p_i(\theta) < \xi_1 \leq \sum_{i=1}^x p_i(\theta), \quad (29)$$

式中 x 的取值范围对应两种极限情况。 ξ_1 抽样为最小边界时, $\xi_1 = 0$, (29)式左侧为 0, 说明 $x = 1$, 抽样的是 i 从 1 到 n 中第一个分割点对应的散射角度, 即 $\theta = 0^\circ$ 。若抽样到最大边界极限, 可以抽样出 $\theta = 360^\circ$ 。大量抽样 $[0, 1]$ 区间的均匀分布的随机数, 抽样 N 次, 则根据每次抽样得到的不同随机数 ξ_1 可以得到对应的抽样角度 θ_x , 将多次采样得到的散射角出现的频次进行归一化, 便可以得到对应于多分散系相函数分布规律的散射相函数的抽样。汤双庆^[14]对这种随机抽样拟合相函数的蒙特卡罗仿真理论进行了详细的研究。通过这种随机抽样方法可以使相函数得到很好的拟合, 然后将其应用到蒙特卡罗方法中, 对蒙特卡罗方法进行改进, 从而可以使用改进的蒙特卡罗方法对非球形粒子的偏振传输特性进行仿真。

2.4 烟雾浓度的表征

根据实验中烟雾浓度条件的不可控因素并利用光学厚度来表征浓度。由比尔定律可知, 若入射光以光强 I_0 入射到均匀介质中, 经过介质传输后, 得到出射光强 I 和入射光强 I_0 的关系为

$$I = I_0 \exp(-\mu_e L) = I_0 \exp(-\tau), \quad (30)$$

式中: L 为介质厚度; μ_e 为消光系数; τ 为光学厚度, $\tau = \mu_e L$ 。 μ_e 可以表示为

$$\mu_e = \rho C_e = \rho \pi r_0^2 Q_e, \quad (31)$$

式中: ρ 为吸收介质浓度; r_0 为粒子半径或者等体半径, πr_0^2 为粒子的吸收截面; Q_e 为消光因子。

在实际的实验环境中浓度不容易控制, 可以通过(26)、(27)式得到光强透过率 T 和浓度 ρ 之间的关系为

$$T = I/I_0 = \exp(-\tau) = \exp(-\rho \pi r_0^2 Q_e L). \quad (32)$$

在同一种介质中, 介质的厚度 L 和粒子的半径 r_0 不变, 所以 $\pi r_0^2 Q_e L$ 也保持不变, 可以得到光学厚度 τ 和浓度 ρ 呈正比关系。利用这种正比关系进行室内偏振传输实验时, 可以对透过率 T 进行测量, 利用(32)式计算得到对应的光学厚度 τ 。进行偏振传输仿真时, 可以通过改变光学厚度 τ 来改变浓度 ρ 。张肃等^[15]也曾利用光学厚度来表征烟雾的浓度。所以, 利用光学厚度来表征介质浓度可以将偏振传输实验和仿真有机结合起来, 以光学厚度 τ 为变量, 以光学系统的偏振传输理论为基础, 研究介质浓度对偏振特性的影响, 从而得到介质的偏振传输规律。

3 模拟传输系统及实验设计

3.1 模拟传输系统设计

激光的偏振传输特性实验装置主要分为三个部分: 发射端、传输介质和接收端。总体方案如图 2 所示, 发射端主要由波长为 532 nm、功率为 50 mW 的激光器, 衰减片, 偏振片, 波片组成。传输介质主要是烟雾, 烟箱系统由烟雾箱、烟雾控制器、烟雾发生装置、温湿度传感器以及排烟管组成。接收端为偏振态测量仪和光功率计, 偏振态测量仪的接收范围为 400~700 nm。

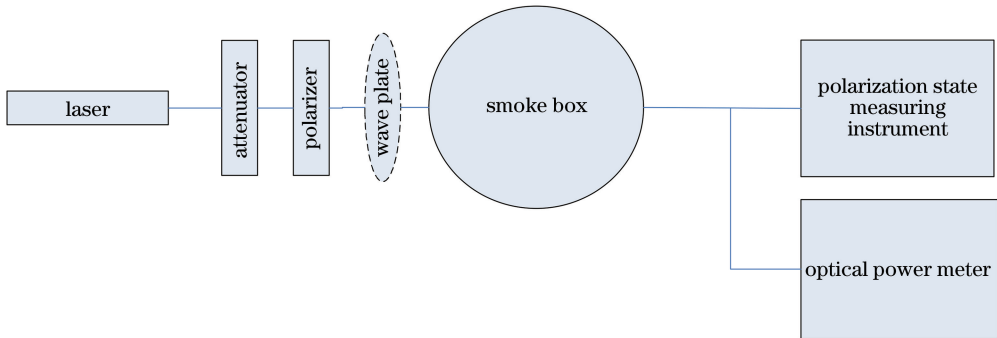


图 2 偏振传输系统

Fig. 2 Polarization transmission system

3.2 偏振传输实验设计

将偏振片放置在激光器前方,旋转偏振片得到所需的线偏振出射光;在偏振片后端放置一片快轴与当前偏振角度成 45° 的 $1/4$ 波片,则出射光为圆偏振光。选择波长为 532 nm 的激光器,旋转偏振片得到 0° 线偏振光,在烟雾箱内分别充入8组不同浓度的椭球形酵母菌粒子,通过控制烟雾机的充烟时间来控制每组实验的酵母菌粒子烟雾浓度,通过马尔文粒度仪测出的充烟时间与酵母菌粒子烟雾浓度的对应关系如表1所示。酵母菌粒子烟雾自下而上注入烟雾箱,在烟雾箱中自然扩散。利用偏振态测量仪每隔 3 s 对 P_{DOP} 进行采样,共采样125次,测出水平线偏振光在8组不同浓度的酵母菌粒子烟雾扩散过程中偏振态的变化情况。旋转偏振片得到 45° 线偏振光,充入同样的8组不同浓度的酵母菌粒子烟雾,测出偏振态的变化情况。在偏振片后方放置 $1/4$ 波片,得到左旋圆偏振光,重复上述实验过程,得到左旋圆偏振光偏振态的变化情况。获取各个角度入射光在不同浓度酵母菌粒子扩散过程中 P_{DOP} 的变化数据,绘制成曲线。将每8组不同体积浓度的烟雾作为一组实验。选取烟雾扩散过程中处于稳定状态时的采样时间段进行计算,同时用光功率计测出不同充烟时间下的酵母菌粒子烟雾的透过率,并通过(32)式计算出对应的光学厚度,结果如表1所示。

表1 不同充烟时间下的烟雾浓度、透过率及光学厚度

Table 1 Soot concentrations, transmittance, and optical depths under different smoke filling time

Time /s	Concentration / ($\text{mg}\cdot\text{L}^{-1}$)	Transmittance /%	Optical depth
2	0.31	80.9	0.21
3	0.65	63.8	0.45
4	0.99	38.0	0.97
5	1.25	25.0	1.39
6	1.46	18.0	1.71
7	1.53	13.6	1.97
8	1.95	10.8	2.31
9	2.27	5.2	2.99

3.3 椭球形酵母菌粒子的制备

首先将酵母菌放在细菌培养皿里进行培养,长到所需的椭球比的长度。用量筒量取 80 mL 甘油溶液和 20 mL 酵母菌溶液,倒入烧杯中,将掺入甘油的混合溶液放入超声清洗机进行超声振荡 2 h 。然后用烟雾机抽取溶液,排放 10 s 烟雾,用载玻片采集酵母菌粒子样本,用两个载玻片进行采集。将

采集的样本放入电镜进行观察。图3所示为观察到的电镜下的酵母菌粒子。酵母菌粒子的长轴范围为 $4.2\sim 4.9\ \mu\text{m}$,短轴范围为 $2.9\sim 3.3\ \mu\text{m}$ 。长短轴之比约为 1.5 。

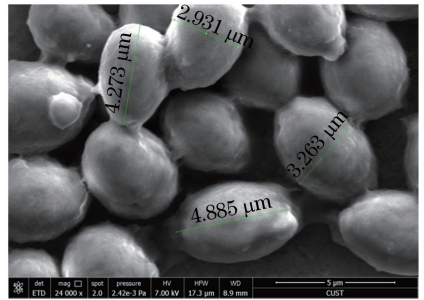


图3 电镜下的酵母菌粒子

Fig. 3 Yeast particles under electron microscope

4 数据分析

4.1 椭球形粒子偏振传输仿真数据分析

应用改进的随机抽样拟合相函数的蒙特卡罗算法对椭球形粒子进行仿真。其中,波长选择为 532 nm ,模拟的光子数为 10^6 ,用光学厚度来表征椭球形粒子的浓度。由计算可知,当光学厚度大于3时,透过率基本达到了饱和状态,偏振态变化变得缓慢,所以仿真参数中光学厚度的取值为 $0\sim 3$,以 0.1 为间隔对光学厚度进行采样,计算入射光的偏振态通过椭球形粒子介质后的变化。按照入射光的偏振状态对仿真结果进行分析。

图4所示为 P_{DOP} 随光学厚度增加的仿真变化曲线图。可以看出,随着光学厚度的增加, P_{DOP} 呈下降趋势。这是因为随着介质浓度的不断增加,光子在椭球形粒子中的散射次数和吸收几率增加,从而使入射光 P_{DOP} 减小,该现象符合随机抽样拟合的蒙特卡罗仿真实论。其中,线偏振光下降幅度较大,而圆偏振光相对于线偏振光来说,下降趋势较为

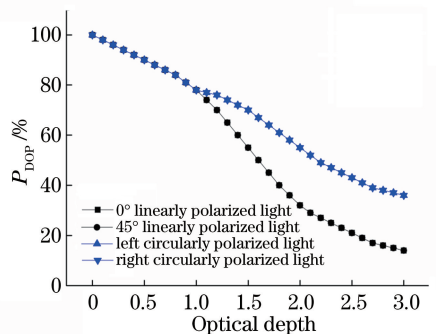


图4 光学厚度对偏振度的影响

Fig. 4 Effect of optical depth on P_{DOP}

平缓。这是因为线偏振光在偏振传输过程中,由于介质的散射作用,只会出现内部的退偏光和表层的保偏光,原来的偏振态会改变成其他状态的偏振光。而圆偏振光在散射介质中具有圆偏振记忆效应,圆偏振光是由两个相互垂直的、相位差为 $\pi/2$ 的偏振光组成,在这两个偏振方向上具有旋转对称性,相比于线偏振光,实现偏振态的随机化就需要更多次的散射。所以圆偏振光的保偏性能更好。从图 4 中还可以看出, 0° 和 45° 线偏振光的变化趋势完全一致,左旋和右旋圆偏振光的变化趋势完全相同。当光学厚度小于 1 时,圆偏振光和线偏振光的变化趋势相同,这是因为当介质浓度较低时,光在介质中发生的散射次数较少,保持原有偏振态的比例较高,因此在光学厚度较小时,线偏振光和圆偏振光的 P_{DOP} 的变化趋势一致。而当光学厚度大于 1 时, P_{DOP} 快速下

降,线偏振光的 P_{DOP} 下降尤为明显。因此,可以得出结论:相同入射状态的偏振光 P_{DOP} 变化趋势是相同的;当介质浓度较低时, P_{DOP} 变化不明显;随着介质浓度的增加, P_{DOP} 迅速下降,并且圆偏振光的保偏性能要优于线偏振光。

4.2 椭球形粒子偏振传输实验数据分析

在上述制备的椭球形酵母菌粒子的环境下进行激光偏振传输特性实验,得到的结果如图 5 所示。由于数据繁多,选取其中一组数据进行分析。图 5(a)~(c)所示分别为 0° 线偏振光、 45° 线偏振光和左旋圆偏振光在 4 种浓度 ($\tau=0.21, 0.97, 1.71, 2.99$) 酵母菌粒子烟雾扩散过程中的偏振度变化曲线,烟雾的浓度在扩散过程中逐渐增大并在采样 3 min 后趋于稳定。三种入射光的初始偏振度为 96%,经过不同浓度的酵母菌粒子时,其偏振态会发生不同程度的改变。

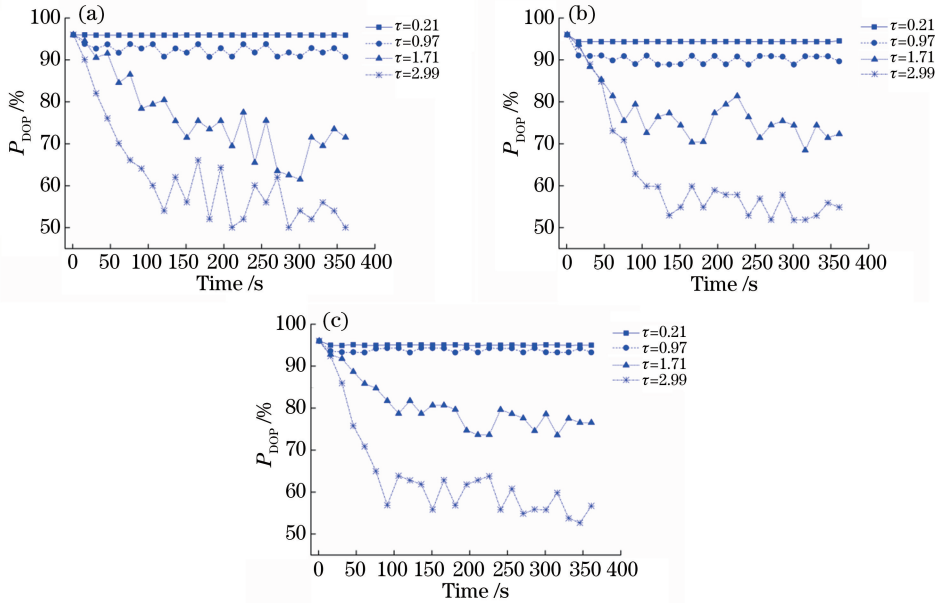


图 5 不同浓度下入射光偏振度随时间的变化曲线。(a) 0° 线偏振光;(b) 45° 线偏振光;(c) 左旋圆偏振光

Fig. 5 P_{DOP} of incident light versus time under different concentrations. (a) 0° linearly polarized light; (b) 45° linearly polarized light; (c) left circularly polarized light

由图 5(a)可知,当 $\tau=0.21$ 时,水平 (0°) 线偏振光的出射光 P_{DOP} 稳定在约 95%,该浓度烟雾对水平线偏振光 P_{DOP} 的影响(即衰减)为 1.0%。当 $\tau=0.97$ 时,出射光 P_{DOP} 下降后的最小值为 90.7%,并在 92% 的位置上下波动,该浓度对水平线偏振光 P_{DOP} 的影响为 4.1%。当 $\tau=1.71$ 时,出射光 P_{DOP} 持续下降,并最终在 71% 上下波动,波动剧烈,因此该浓度对水平线偏振光 P_{DOP} 的影响为 26.1%。当 $\tau=2.99$ 时,出射光 P_{DOP} 在 55% 上下波动,且波动剧烈,该浓度对水平线偏振光 P_{DOP} 的影响达到了 42.7%。同理分析图 5(b)、(c),可得 4 种浓度的椭球形酵母

菌粒子对 45° 线偏振光的影响分别为 2.1%, 7.3%, 22.9% 和 41.7%,对左旋圆偏振光的影响分别为 1%, 3.1%, 19.7% 和 39.5%。由以上分析可知:当入射光在经过浓度较低的酵母菌粒子时,偏振态处于较稳定的状态,波动不明显;而当入射光经过较高浓度的酵母菌粒子 ($\tau > 1$) 时,前向散射减少,后向散射增多,使得三种偏振态入射光的偏振度都出现了大幅度下降,且偏振度波动比较剧烈。由改进的蒙特卡罗仿真结果可知,介质浓度过高会增加光子在椭球形粒子中的散射次数和吸收几率,从而减小了入射光的 P_{DOP} ,该结果与仿真结果相符合。

图 6 表示在相同的扩散条件下 ($\tau=0.97$), 0° 线偏振光、 45° 线偏振光和左旋圆偏振光的偏振度的变化。该浓度对水平偏振光 P_{DOP} 的影响为 4.1%, 对 45° 线偏振光 P_{DOP} 的影响为 7.3%, 对左旋圆偏振光 P_{DOP} 的影响为 3.1%。由此可见, 圆偏振出射光的偏振度高于线偏振光, 该结果与椭球粒子偏振传输的仿真结果相符合。

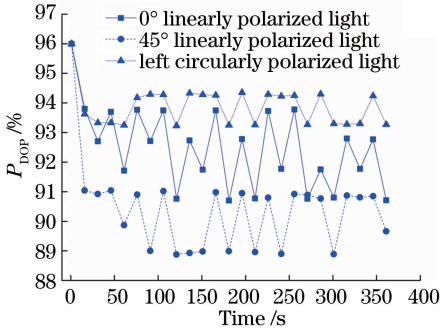


图 6 相同浓度下不同偏振态入射光的偏振度变化
Fig. 6 P_{DOP} changes of incident light with different polarization degrees at same concentration

为了进一步验证椭球形粒子对激光偏振特性的影响, 将制备的椭球形酵母菌粒子在均匀环境下进行激光偏振传输特性实验。前期大量实验证明, 充烟后的 3~10 min, 烟雾在烟箱内的扩散过程处于一个相对稳定状态。因此这里将对每次采样后采样点在 61~125 范围内的数据进行处理。 0° 、 45° 线偏振光和左旋圆偏振三种偏振光经过 8 种不同浓度的烟雾所采集到的数据为一组实验, 取 6 次测量数据的平均值, 绘制光学厚度与偏振度的关系曲线, 结果如图 7 所示。

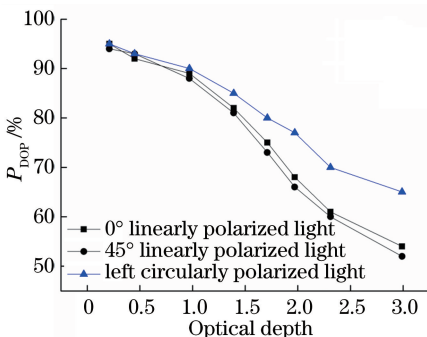


图 7 光学厚度对偏振度影响的实验结果
Fig. 7 Experimental results about effect of optical depth on polarization degree

由图 7 实验结果可以看出, 当入射光为线偏振光时, 随着光学厚度的增加, 0° 和 45° 线偏振光的偏振度都呈下降趋势, 且变化趋势大体相同。当入射光为圆偏振光时, 随着光学厚度的增加, 偏振度虽整

体呈下降趋势, 且光学厚度较小时与线偏振光的下降趋势大体相同, 但当 $\tau > 1$ 时, 圆偏振光的偏振度下降趋势要比线偏振光平缓, 表现出更好的保偏特性, 这也与仿真结果相同。同时, 由于充烟时间只能以整数秒递增, 光学厚度的表征未能等间距连续选取, 与仿真相比, 实验的采样点数仍需增加。但从整体趋势来看, 圆偏振光的保偏性要优于线偏振光。

通过对比仿真结果与实验结果可以看出, 随着光学厚度的增大, 即介质浓度的增加, 偏振度不断下降。在介质浓度较低时, 圆偏振光与线偏振光的下降趋势相同, 但随着非球形粒子的浓度不断增加, 圆偏振光表现出更好的保偏特性, 偏振度的变化更为平缓。线偏振光的偏振度下降较为明显, 但不同起偏角度的线偏振光之间差别不大。实验结果与仿真结果可以相互验证。

5 结 论

采用改进的蒙特卡罗仿真方法, 模拟了激光经过椭球形酵母菌粒子发生多次散射后偏振度的变化情况。采用烟雾箱实物模拟实验, 建立了椭球形酵母菌粒子的非均匀环境, 开展了椭球形酵母菌粒子的激光偏振传输实验。结果表明: 1) 仿真情况下, 光学厚度小于 1 时, 圆偏振光和线偏振光的偏振度变化趋势相同, 在光学厚度大于 1 时, 圆偏振光的保偏性要优于线偏振光; 2) 实验数据表明, 在介质浓度较低时, 介质对不同起偏状态偏振光的偏振态影响不大; 3) 在相同入射条件下, 介质浓度越高, 偏振度变化的随机性越大, 相应的退偏现象越严重; 4) 初始扩散条件相同的情况下, 圆偏振光的保偏性要好于线偏振光; 不同起偏角度的线偏振光之间的保偏性差别不大, 符合仿真结果。非均匀环境对光传输后的偏振态会产生影响, 粒子的形状也会在传输过程中对光的偏振态产生影响。在后续的研究中, 将从不同椭球比的非球形粒子入手, 借助烟雾箱来模拟烟雾环境, 为大气偏振传输特性的研究提供数据支持。

参 考 文 献

[1] Dai J, Gao J, Fan Z G. Polarization-maintaining capacity of backscattered linearly and circularly polarized lights[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(5): 0505002.
戴俊, 高隽, 范之国. 线偏振光与圆偏振光后向散射偏振保持能力[J]. 中国激光, 2017, 44(5): 0505002.

- [2] Hill S C, Hill A C, Barber P W. Light scattering by size/shape distributions of soil particles and spheroids [J]. *Applied Optics*, 1984, 23(7): 1025-1031.
- [3] Sun X M, Wang H H, Shen J, *et al.* Scattering of polarized light by randomly oriented coated spheroidal particle [J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 60(11): 114216.
孙贤明, 王海华, 申晋, 等. 随机取向双层椭球粒子偏振散射特性研究 [J]. *物理学报*, 2011, 60(11): 114216.
- [4] Kocak D M, Dalgleish F R, Caimi F M, *et al.* A focus on recent developments and trends in underwater imaging [J]. *Marine Technology Society Journal*, 2008, 42(1): 52-67.
- [5] Raković M J, Kattawar G W, Mehrübeoğlu M, *et al.* Light backscattering polarization patterns from turbid media: theory and experiment [J]. *Applied Optics*, 1999, 38(15): 3399-3408.
- [6] Hall G, Jacques S L, Eliceiri K W, *et al.* Goniometric measurements of thick tissue using Monte Carlo simulations to obtain the single scattering anisotropy coefficient [J]. *Biomedical Optics Express*, 2012, 3(11): 2707-2719.
- [7] Zhang S, Peng J, Zhan J T, *et al.* Research of the influence of non-spherical ellipsoid particle parameter variation on polarization characteristic of light [J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(6): 064205.
张肃, 彭杰, 战俊彤, 等. 非球形椭球粒子参数变化对光偏振特性的影响 [J]. *物理学报*, 2016, 65(6): 064205.
- [8] Xu Q, Wang D Q, Wang X, *et al.* Computation and analysis on scattering characteristics of single nonspherical particles of atmospheric haze by T matrix algorithm [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2017, 46(11): 1117003.
徐强, 王东琴, 王旭, 等. 应用 T 矩阵法对大气灰霾简单非球形粒子散射特性的计算与分析 [J]. *红外与激光工程*, 2017, 46(11): 1117003.
- [9] Hu S, Gao T C, Li H, *et al.* Simulating scattering properties of nonspherical aerosol particles using multiresolution timedomain method [J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(4): 044207.
胡帅, 高太长, 李浩, 等. 基于时域多分辨算法的非球形气溶胶散射特性仿真模拟 [J]. *物理学报*, 2017, 66(4): 044207.
- [10] An Z D, Duan J, Hu B J, *et al.* Experimental on the characteristics of polarized laser propagation in non-spherical media [J]. *The Journal of Light Scattering*, 2017, 29(4): 361-366.
安衷德, 段锦, 胡碧君, 等. 非球形介质的偏振激光传输特性实验研究 [J]. *光散射学报*, 2017, 29(4): 361-366.
- [11] Zhan J T, Zhang S, Fu Q, *et al.* Impact of the oil mist concentration degree of polarization of the laser [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2016, 45(3): 0314006.
战俊彤, 张肃, 付强, 等. 油雾浓度对激光偏振度的影响 [J]. *光子学报*, 2016, 45(3): 0314006.
- [12] Zhang S, Zhan J T, Fu Q, *et al.* Influence of inhomogeneous smog environment on transmission characteristics of polarized light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(7): 0729002.
张肃, 战俊彤, 付强, 等. 非均匀烟雾环境对偏振光传输特性的影响 [J]. *光学学报*, 2018, 38(7): 0729002.
- [13] Ti R F, Sun X B, Li S, *et al.* Research on nonspherical aerosol optical depth retrieval of offshore sea based on airborne multi-angle polarized data [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(12): 1201001.
提汝芳, 孙晓兵, 李树, 等. 基于航空多角度偏振信息的近海海域非球形气溶胶光学厚度反演研究 [J]. *光学学报*, 2018, 38(12): 1201001.
- [14] Tang S Q. The propagation and scattering of non-spherical mixed aerosol in ultraviolet and visible band [D]. Xi'an: Xidian University, 2010.
汤双庆. 非球形混合气溶胶紫外和可见光的传输与散射特性 [D]. 西安: 西安电子科技大学, 2010.
- [15] Zhang S, Zhan J T, Bai S K, *et al.* Influence of smoke concentration on transmission characteristics of polarized light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(7): 0729001.
张肃, 战俊彤, 白思克, 等. 烟雾浓度对偏振光传输特性的影响 [J]. *光学学报*, 2016, 36(7): 0729001.