

沙尘气溶胶光学参数变化对辐射偏振效应的影响研究

白亮亮¹⁾²⁾ 王明军¹⁾³⁾⁴⁾⁵⁾† 于计华¹⁾刁鲁欣¹⁾ 杜平¹⁾

1) (西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048)

2) (新疆工程学院信息工程学院, 乌鲁木齐 830023)

3) (西安市无线光通信和网络研究重点实验室, 西安 710048)

4) (陕西理工大学物理与电信工程学院, 汉中 723001)

5) (西安培华学院智能科学与工程学院, 西安 710199)

摘要

现有大多数沙尘气溶胶模型普遍低估了大颗粒沙尘的负载量, 且多数研究假设其形状为球形或旋转椭球体, 忽略了其真实的不规则形状。这一缺陷将会导致在涉及沙尘气溶胶的辐射收支计算产生显著偏差, 严重限制了沙尘气溶胶效应评估的准确性。因此, 研究通过敏感性试验, 分析粒径与粒子形状表征不足对沙尘辐射效应、偏振效应模拟结果的影响。研究结果发现: 在形状效应方面, 相对于实际观测约束的三轴椭球体模型而言, 传统的球形假设因几何对称性导致米散射共振与偏振高估, 在粒径效应方面, 忽略粗颗粒会系统性高估单次散射反照率, 从而掩盖真实的大气吸收效应, 导致模型显著低估沙尘层对大气的加热作用。定量分析进一步指出, 在辐射极值区, 若忽略大颗粒沙尘的负载量, 三轴椭球体模型的辐射强度模拟相对差异在 $1.55 \mu\text{m}$ 和 $0.532 \mu\text{m}$ 波长下分别达到 19.11% 和 56.2%。本研究为修正沙尘气溶胶辐射强迫计算误差提供了理论依据。

关键词: 大气光学, 沙尘气溶胶, 辐射, 偏振

PACS: 42.25.Dd, 91.40.Dr, 92.60.Mt

基金: 国家自然科学基金重大研究计划培育项目(批准号: 92052106)、国家自然科学基金(批准号: 61771385)、陕西省重点产业链创新团队(批准号: 2024RS-CXTD-12)、陕西省高等学校创新团队(批准号: 24JP131)、西安市重点产业链关键核心技术攻关项目(项目编号: 103-433023062)资助。

同等贡献作者。

† 通信作者. E-mail: wangmingjun@xaut.edu.cn

第一作者. E-mail: bll@xjic.edu.cn

1 引言

沙尘气溶胶是按质量计占大气主导地位的气溶胶类型^[1-3], 其通过调控大气辐

射收支^[4]、水文循环过程^[5]、云微物理特性^[6]和海洋生物地球化学循环^[7]等过程，在全球气候与环境系统中扮演着关键角色。同时，近地面大气中高浓度的沙尘气溶胶会显著降低大气能见度、加剧空气污染，并对人体呼吸健康构成直接威胁^[8,9]。为实现对沙尘气溶胶气候与环境效应的准确评估，建立可靠的气溶胶辐射模型至关重要，而模型精度在很大程度上取决于对沙尘气溶胶单次散射特性的准确描述^[10]。

沙尘气溶胶的单次散射特性由成分、形状、浓度、粒径分布等微观物理特性共同决定^[11,12]。这些微观特征共同决定了单位截面积大气柱内沙尘气溶胶的总含量，即沙尘气溶胶的负载量^[13]。然而，现有模型严重低估了大尺寸矿物颗粒在沙尘总负载量中所占的比例，多数模型将沙尘最大粒径上限设为 $10\ \mu\text{m}$ ^[13-15]；即便是广泛使用的“气溶胶与云光学特性（optical properties of aerosols and clouds, OPAC）”数据库，其粗模态气溶胶的最大粒径也仅为 $30\ \mu\text{m}$ ^[16]。然而，实际观测表明，沙尘中存在大量超粗颗粒，部分颗粒的粒径甚至超过 $200\ \mu\text{m}$ ^[17-19]。例如，在北非地区多次实验中均检测到粒径介于 10 至 $50\ \mu\text{m}$ 、且占比显著的沙尘颗粒^[20]。因此，这些大粒径颗粒的光学贡献不容忽视。Ryder C L 等人^[17]的研究指出，忽略撒哈拉沙尘中的大颗粒会导致短波与长波消光分别被低估高达 18% 和 26%；Kok J F 等人^[21]进一步研究发现，若采用基于观测约束的沙尘粒径分布，全球模型所估算的沙尘辐射强迫冷却效应，将弱于此前气溶胶观测与模式比对计划（aerosol comparisons between observations and models, AeroCom）模型^[22]的结果。AeroCom 计划的核心目标是通过系统性比对气溶胶观测数据与模型模拟结果，提升对大气气溶胶及其气候效应的认知；而冷却效应出现上述差异的原因在于，AeroCom 模型中以冷却效应为主的小颗粒被过度表征，以增温效应为主的大颗粒则被低估。此外，还会严重影响沙尘作为云凝结核和冰核的数浓度估算的误差。例如，在当前主流的卫星遥感应用中，对于正交极化云和气溶胶激光雷达（cloud-aerosol lidar with orthogonal polarization, CALIOP），其气溶胶模型中固定地采用了一种基于 20 年前观测结果的沙尘粒径谱分布，该假设低估了大粒子沙尘的浓度，进而导致了在利用激光雷达数据反演云凝结核（cloud condensation nuclei, CNN）和冰核粒子（ice-nucleating particles, INPs）数浓度时出现严重的系统性低估^[23,24]。因此，在辐射与遥感反演模型中引入准确的粗模态大颗粒描

述，不仅是修正沙尘直接辐射强迫的基础，也是提高云微物理参数反演精度的必然要求。

除了粒径问题，沙尘颗粒的形状假设也对光学特性与辐射效应评估具有重要影响。尽管实际沙尘颗粒多呈不规则形态^[11,25]。但多数模型仍将其简化为球形以便计算。然而，球形假设与真实非球形颗粒之间的光学差异，会显著影响沙尘辐射效应的量化结果。Otto S 等人^[26]的发现，采用椭球体替代球体表征沙尘颗粒时，陆地与海洋地区大气顶（top of atmosphere, TOA）的沙尘直接辐射强迫分别出现 5% 和 55% 的偏差，陆地与海洋大气底（bottom of atmosphere, BOA）的偏差均为 15%。Ito A 等人^[4]的研究则表明，椭球体假设虽未明显改变大气顶的辐射效应，却会导致大气底出现增温现象。Huang Y 等人^[27]通过统计发现，沙尘气溶胶粒子呈现满足一定分布的三轴椭球体，计算得到其单次散射特性，并指出，当前多数气溶胶模型采用的球形假设，相比该三轴椭球体光学参数，会在短波与长波波段系统性低估沙尘的单次散射反照率、质量消光效率及不对称参数。此外，该研究还发现，相较于多数反演算法采用的旋转椭球形沙尘气溶胶光学特性，基于三轴椭球体得到的光学特性与实测散射矩阵、线性退偏比的吻合度更高。尽管也有研究尝试采用更复杂的不规则六面体来描述沙尘光学特性^[28]，但该形状尚未应用于辐射效应估算。总体而言，尽管已有研究提出了更贴近真实情况的不规则形状模型^[29]，但由于其计算成本较高，目前尚未在广泛的粒径与折射率范围内实现推广应用。

针对传统气溶胶模型中普遍低估粗模态沙尘气溶胶以及对沙尘颗粒形状过度简化的问题。论文基于 Huang Y 等人^[27]构建的具有观测约束的三轴椭球体模型，在全面考虑粗模态沙尘气溶胶贡献的基础上，采用敏感性分析方法，系统研究沙尘颗粒形状与粒径范围对大气顶层及地表辐射与偏振特性的影响。具体工作主要包含两方面：首先，通过对比三轴椭球体模型、球形模型及旋转椭球体模型，

量化了不同形状假设引起的辐射偏振模拟偏差；其次，探究并评估了忽略粗模态沙尘气溶胶对大气辐射偏振效应计算结果的潜在影响。研究为修正沙尘气溶胶辐射强迫计算误差提供了理论依据，并为提升偏振遥感反演算法的精度指明改进方向。

2 理论基础

本研究采用更贴合实际的沙尘粒子形态，量化了模型中粒径被低估的问题，以及模型假设对沙尘辐射通量的影响。沙尘的光学特性通过气溶胶粒子群光学特性模拟模型（modeled optical properties of ensembles of aerosol particles，MOPSMAP）散射数据库^[30]与受观测约束的三轴椭球体散射数据库^[27]计算获得。MOPSMAP 具备高效处理复杂气溶胶光学建模的核心优势，支持球形、椭球形及少量不规则形状粒子的模拟，且覆盖宽粒径范围与多种折射率条件。联合运用上述两类数据库，可实现球形、旋转椭球形及三轴椭球体等多种粒子形态的光学特性快速计算。辐射偏振传输特性则通过矢量逐次散射法^[31]进行求解。

2.1 沙尘气溶胶的微物理特性

2.1.1 体积粒径分布

研究采用的体积粒径分布数据来源于 Fennec 实验期间的机载原位观测结果^[17]。Fennec 计划是由英、法等多国联合发起的大型国际联合观测试验，重点探究撒哈拉沙漠腹地极端气候过程与沙尘排放机理，同步开展机载航测与地面协同观测。该实验于 2011 年 6 月在撒哈拉沙漠腹地开展，核心观测区域覆盖毛里塔尼亚与马里北部等沙尘源区。实验期间，在英国机载大气测量设施所运营的 BAe-146 型专机执行了多架次飞行任务，通过在撒哈拉边界层内进行固定高度的直线平飞与垂直剖面飞行，完成了对沙尘气溶胶的高频原位采样。为获取宽尺度范围的沙尘微物理特性，机载平台搭载了多套先进的光学测量探头，具体包括：

被动腔气溶胶光谱仪探头（passive cavity aerosol spectrometer probe, PCASP）采样 0.1~3 μm 、小型冰粒子探测器（small ice detector 2H, SID2H）采样 2~60 μm 、云和气溶胶光谱仪（cloud and aerosol spectrometer, CAS）采样 0.6~50 μm 、云滴探头（cloud droplet probe, CDP）采样 2~50 μm 以及云成像探头（cloud imaging probe, CIP）采样 15~930 μm 。多仪器联合观测方案有效解决了单一探测器的量程局限，实现了对粗模态大颗粒沙尘气溶胶的全面捕获。选取该数据的主要原因在于，该观测能够提供沙尘源区附近的粒径分布信息，这对于准确表征沙尘源区的原始粒径特征具有重要意义。

基于 Fennec 实验观测，沙尘颗粒的体积粒径分布可表示为四个对数正态模式的叠加，其数学表达式为

$$\frac{dV}{d\log(r)} = \sum_{i=1}^{i=4} \left[\frac{N_i}{\sqrt{2\pi} \log(\sigma_i)} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\log(r) - \log(r_{\text{mod},i})}{\log(\sigma_i)} \right)^2 \right) \frac{4\pi r^3}{3} \right], \quad (1)$$

其中， N_i 是对数正态模式 i 的颗粒总数， r 是颗粒半径， $r_{\text{mod},i}$ 是对数正态模式 i 的中位半径， σ_i 是对数正态模式 i 的宽度。沙漠上空各模态对应的拟合参数如表 1 所示^[17,32,33]。

表 1 沙漠上空体积粒径分布的平均对数拟合参数

Table 1. Average log-normal fitting parameters of volume size distributions above desert regions.

Mode no.	$N/\mu\text{m}^3\text{cm}^{-3}$	$r_{\text{mod},i}/\mu\text{m}$	δ
0	508.27	0.025	2.5
1	8.84	0.355	1.33
2	1.89	1.02	1.45
3	0.54	2.64	2

图 1 展示了基于上述拟合得到的沙尘颗粒体积粒径分布曲线，观测区域涵盖沙尘源区上空。有关该原位观测的详细方法与实验背景，可参见 Ryder C L 等人

的研究^[17,32,33]。

尽管现有的气溶胶传输模型通常将沙尘粒子的最大截止半径设定为 $10\ \mu\text{m}$ （体积等效半径），以平衡计算效率与重力沉降假设^[13-15,34]，但越来越多的原位观测证实，大气中存在大量半径超过 $50\ \mu\text{m}$ 的粗模态沙尘颗粒^[20,33]。Adebiyi A A 等人^[13]研究指出，这种粒径截断导致当前气候模型严重低估了大气中的粗颗粒沙尘载荷。为量化这一差异带来的辐射效应不确定性，研究参考 Fountoulakis I 等人^[35]的参数化方案，构建了两组代表性粒径分布：SD10 代表传统数值模拟中普遍采用的粒径分布（ $r_{\text{max}}=10\ \mu\text{m}$ ），SD50 代表低估了大气中的粗颗粒气溶胶的粒径分布（ $r_{\text{max}}=50\ \mu\text{m}$ ）。图 1 中给出了沙漠上空对应的 SD10（红色）与 SD50（蓝色）分布曲线。

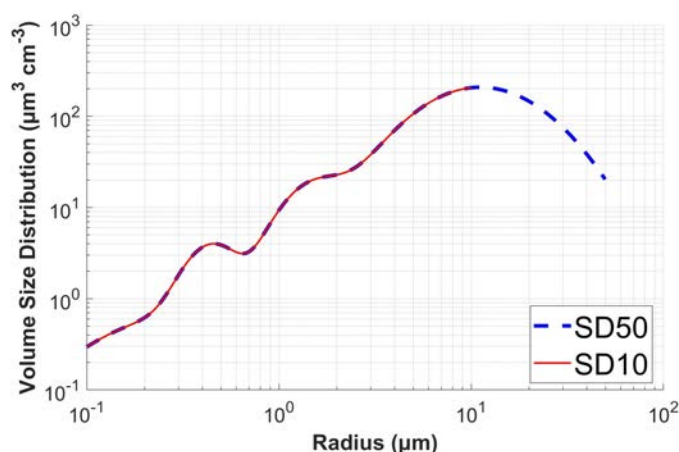


图1 Fennec 实验期间观测到的沙尘颗粒体积粒径分布平均对数拟合曲线。其中，最大半径可达 $50\ \mu\text{m}$ 的“SD50”体积粒径分布以蓝色呈现，最大半径可达 $10\ \mu\text{m}$ 的“SD10”体积粒径分布以红色呈现。

Fig.1. Mean log-normal fitted curves of the dust particle volume size distributions observed during the Fennec campaign. The "SD50" volume size distribution with a maximum radius of $50\ \mu\text{m}$ is shown in blue, and the "SD10" volume size distribution with a maximum radius of $10\ \mu\text{m}$ is shown in red.

2. 1. 2 沙尘颗粒形状分布

沙尘颗粒通常具有不规则形态，其光学特性在宽波长与折射率范围内难以精

确获取，尤其对于大尺寸粒子更为复杂。因此，研究采用球体、旋转椭球体及三轴椭球体三种几何模型对沙尘颗粒的形状进行描述。其中，旋转椭球体的形态由轴长比参数表征，相关数据来源于 OPAC 数据库^[36]；三轴椭球体则通过相互垂直的三个特征轴（即长度 L 、宽度 W 与高度 H ）定义。为量化沙尘颗粒的非球形特征，研究采用两个形状描述参数及其对应的概率分布进行表征，这两个参数分别为长宽比（length-to-width ratio, LWR）和高宽比（height-to-width ratio, HWR）。图 2 展示了不同形状分布参数下的形态示意图。本研究基于 Huang Y 等人^[25]的全球沙尘形态统计约束，界定了该二维形貌矩阵的参数边界。在构建的形貌参数空间中，传统简化模型表现出明显的退化与局限性：球形模型仅对应空间中的孤立点，而旋转椭球体模型则仅局限于一维线性区间。相比之下，三轴椭球体模型通过引入 LWR 与 HWR 两个完全独立的形貌控制变量，将表征空间拓展至完整的二维参数平面，构建了具备更高物理保真度的非规则粒子建模方案。该模型固有的空间非对称性能够更真实地还原实际不规则沙尘的微观形态；同时，外侧的长宽比概率密度函数 $f(LWR)$ 与高宽比概率密度函数 $f(HWR)$ 共同构成了宏观散射计算的二维积分权重函数，为准确求解三轴椭球体沙尘气溶胶粒子群单次散射特性的统计平均运算提供了重要支撑。

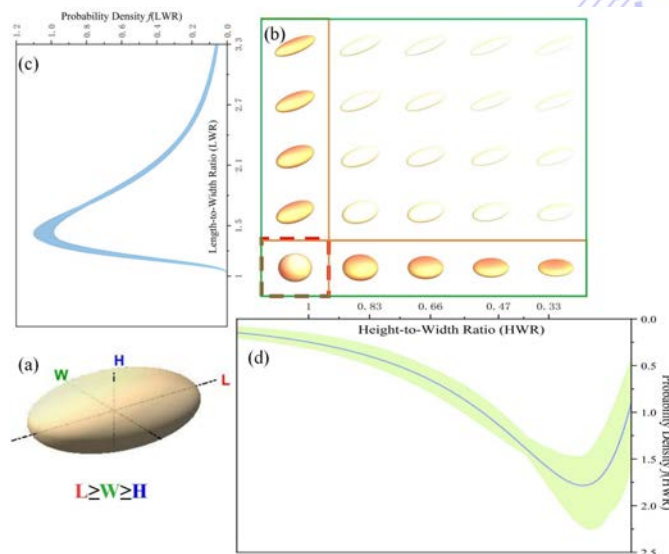


图2 不同形状分布参数下的形态示意图。（a）三轴椭球体三个特征轴的定义；（b）红色虚线框包围的区域表示球形模型；橙色实线框包围的区域对应旋转椭球体模型；绿色实线框包围的区域对应本研究所采用的三轴椭球体模型；（c）和（d）蓝色阴影区域与绿色阴影区域分别表征LWR与HWR的概率密度分布曲线。

Fig.2. Schematic representations of morphologies under various shape distribution parameters. (a) Definition of the three characteristic axes of a triaxial ellipsoid; (b) The region outlined by the red dashed box represents the spherical model, the region enclosed by the orange solid box corresponds to the spheroid model, and the region bounded by the green solid box denotes the triaxial ellipsoid model employed in this study; (c) and (d) The blue and green shaded regions depict the probability density distribution curves for the LWR and HWR, respectively.

基于全球范围内数十次实地观测实验中对数十万颗单个沙尘颗粒的形态测量结果，Huang Y 等人^[25]统计分析发现：HWR 以及 LWR 与 1 的偏差(即 LWR-1)均服从对数正态分布，其概率密度函数可表达为：

$$f(\text{LWR}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot (\text{LWR} - 1) \cdot \sigma_L} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(\text{LWR} - 1) - \ln(\bar{\varepsilon}_L - 1)}{\sigma_L} \right)^2 \right], \quad (2)$$

$$f(\text{HWR}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \text{HWR} \cdot \sigma_H} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(\text{HWR}) - \ln(\bar{\varepsilon}_H)}{\sigma_H} \right)^2 \right], \quad (3)$$

其中， $\bar{\varepsilon}_L$ 和 $\bar{\varepsilon}_H$ 分别是 LWR和HWR的中位数， σ_L 和 σ_H 分别是 LWR -1 和HWR的几何标准差。此外，Huang等人^[25]发现 LWR和 HWR对沙尘颗粒直径不敏感，并且LWR和 HWR的区域差异不大。因此，在研究中，采用Huang等人^[25]汇编的全球平均值，取 $\bar{\varepsilon}_L = 1.70$ ， $\bar{\varepsilon}_H = 0.40$ ， $\sigma_L = 0.70$ 和 $\sigma_H = 0.73$ 。利用这两个具有全球代表性的形状分布，将沙尘近似为表面光滑的三轴椭球形颗粒，并忽略较小尺度的表面纹理。上述沙尘粒子的椭球体轴长比权重及三轴椭球体形状分布如图 3 所示。

2.2 地表参数设置

地表散射过程会改变入射光的偏振态和辐射亮度，因此在气溶胶散射偏振特

性的研究中，耦合地表反射模型的引入可显著提升模拟结果的准确性。地表模型由非偏振双向反射分布函数（bidirectional reflectance distribution function, BRDF）与双向偏振分布函数（bidirectional polarized distribution function, BPDF）两部分耦合构成。论文采用的双向反射分布函数模型基于 Roujean J L 等人^[37]地表反射模型框架，其表达式如公式（4）所示，关于模型的模型模拟结果与实测数据的验证分析，可参考 Breon F M 等人^[38]的相关研究成果。

$$R_r(\theta_s, \theta_v, \varphi) = K_0 + K_1 f_1(\theta_s, \theta_v, \varphi) + K_2 f_2(\theta_s, \theta_v, \varphi) , \quad (4)$$

其中， θ_s 表示太阳天顶角； θ_v 表示观测天顶角； K_0 、 K_1 和 K_2 分别为Roujean J L 等人^[37]地表反射模型双向反射率函数表达式中与地表特征相关的经验系数。 f_1 和 f_2 分别描述平面反射特性，表达式如公式（5）和公式（6）所示。

$$f_1(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \frac{1}{2\pi} [(\pi - \varphi) \cos \varphi + \sin \varphi] \tan \theta_s \tan \theta_v - \frac{1}{\pi} \left(\tan \theta_s + \tan \theta_v + \sqrt{\tan^2 \theta_s + \tan^2 \theta_v - 2 \tan \theta_s \tan \theta_v \cos \varphi} \right) , \quad (5)$$

$$f_2(\theta_s, \theta_v, \varphi) = \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\cos \theta_s + \cos \theta_v} \left[\left(\frac{\pi}{2} - \xi \right) \cos \xi + \sin \xi \right] - \frac{1}{3} , \quad (6)$$

其中， ξ 为太阳入射方向与观测方向之间的夹角，满足关系

$$\cos \xi = \cos \theta_s \times \cos \theta_v + \sin \theta_s \times \sin \theta_v \times \cos \varphi , \quad (7)$$

其中， μ_i 表示入射角余弦； μ_t 表示折射角余弦。模型涉及的关键参数取值如表2所示，这些参数共同决定了地表反射的空间分布与强度特征。

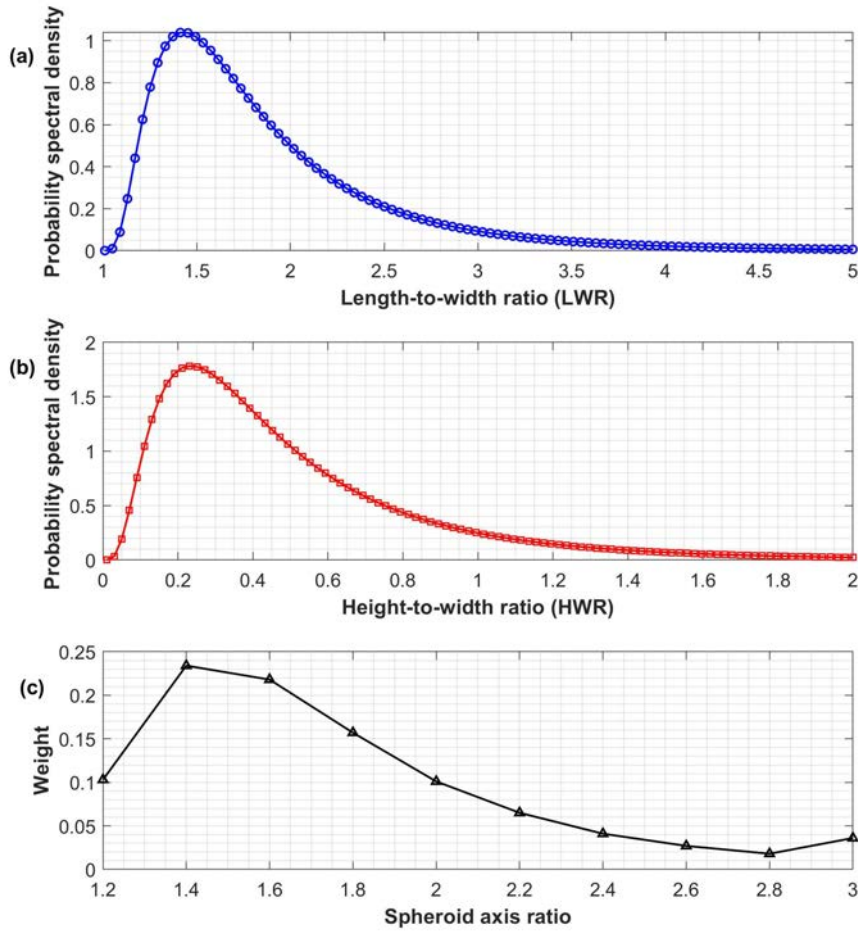


图3 研究沙尘非球形粒子形态模拟所采用的各类形状分布特征。(a) 三轴椭球体长宽比的概率分布；(b) 三轴椭球体高宽比的概率分布；(c) 旋转椭球体轴长比的权重分布。

Fig.3. Characteristics of the shape distributions adopted for simulating the morphology of non-spherical dust particles: (a) probability distribution of the length-to-width ratio for tri-axial ellipsoids; (b) probability distribution of the height-to-width ratio for tri-axial ellipsoids; (c) weight distribution of the axial ratio for spheroids.

表 2 地表反射模型的关键参数值

Table 2. Key parameter values for the surface reflectance model.

参数	值
单次散射反照率	0.02
K_0	24.3 (可见光谱波段)、28.8 (近红外光谱波段)
K_1	7.3 (可见光谱波段)、8.5 (近红外光谱波段)

2.3 辐射传输建模方法

为准确模拟大气—地表系统中气溶胶粒子对太阳短波辐射的散射与偏振效应，研究采用矢量形式的逐次阶散射法求解矢量辐射传输方程。该方法通过对散射过程进行一阶、二阶直至更高阶的迭代计算，能够精确求解包括多次散射贡献在内的辐射场全矢量分布。辐射传输模拟范围覆盖地表至大气顶的整层大气，主要输出地表 BOA 和大气顶 TOA 的辐射强度与偏振态。

模型采用世界气象组织热带标准大气剖面（即气候态热带大气廓线）表征分子垂直分布，纳入分子光谱线数据及水汽/二氧化碳连续谱模型，所有模拟的主要参数设置汇总于表 2 和表 3。

表 3 用于辐射传输模拟的矢量逐次散射法参数设置

Table3. Parameter settings of the vector successive order of scattering method for radiative transfer simulations.

波长/nm	1550、532
1550nm 波长沙尘气溶胶折射率	1.53+0.0058i
532nm 波长沙尘气溶胶折射率	1.53+0.0063i
太阳天顶角	35°
太阳方位角	0°
散射事件最高迭代阶数	100
大气压强	1013 hPa
大气顶高度	120 km
用于辐射亮度计算的高斯角数量	41
光学厚度	1

3 数值结果与分析

研究针对 3 种粒子形态（球形、旋转椭球体、三轴椭球型）与 2 种粒径分布（上限为 $10\ \mu\text{m}$ 即 SD10、上限为 $50\ \mu\text{m}$ 即 SD50）的所有 6 种组合开展模拟。针对不同粒子形态与粒径分布，研究通过计算辐照度和偏振度的差异，评估沙尘气溶胶的光学参数变化导致的辐射偏振效应。为排除气溶胶总消光系数对模拟结果的干扰，在对比不同粒子形态假设及粒径分布方案时，统一将大气气溶胶

光学厚度设定为 1.0。

3.1 粒子形态对散射相矩阵元素的影响

研究基于沙尘气溶胶散射数据库^[39]，采用洛伦兹-米氏理论、T 矩阵法、离散偶极近似及改进几何光学方法的组合方案，计算了 SD10 和 SD50 两类沙尘粒子在球形、椭球形及三轴椭球体三种形态下的单粒子光学特性。粒子群的光学特性通过对离散数据进行插值处理与集合加权后获取。

散射相矩阵元素是矢量辐射传输计算的核心输入，其数值随散射角度改变，可直观反映散射光的方向分布规律和偏振特性的耦合关系，对于球形、旋转椭球体和三轴椭球而言，其单次散射相矩阵 $\mathbf{P}(\theta)$ 结构如公式（8）所示^[40]：

$$\mathbf{P}(\theta) = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & -P_{34} & P_{44} \end{bmatrix} \quad (8)$$

式中 θ 为散射角。在大气辐射传输等实际研究场景中，直接对散射相矩阵 $\mathbf{P}(\theta)$ 的全部独立元素开展分析的情况并不多见。研究中通常以相函数 P_{11} 为基准，分析各归一化矩阵元素随散射角的变化规律，即 $-P_{12}/P_{11}$ 、 P_{22}/P_{11} 、 P_{33}/P_{11} 、 P_{34}/P_{11} 、 P_{44}/P_{11} 。上述参数的物理含义分别为^[40]：元素 P_{11} 为散射相函数，表征自然光入射时的空间散射光强角分布特征；比值 $-P_{12}/P_{11}$ 表示入射自然光被单次散射后产生的线偏振度； P_{22}/P_{11} 反映退偏振（交叉偏振）强度分量与总散射强度的比值； P_{33}/P_{11} 和 P_{44}/P_{11} 则分别对应左旋圆偏振光与右旋圆偏振光入射条件下，散射光的圆偏振特性； P_{34}/P_{11} 表示当入射光以 -45° 线性偏振时，圆偏振光强与散射总光强的比值。

图 4 展示了在 $1.55 \mu\text{m}$ 和 $0.532 \mu\text{m}$ 处 SD50 的三种模型粒子散射相矩阵的 6 个非零元素的比较。从相函数 P_{11} 的可以看出，球形粒子具有很强的后向散射（散射角 $>160^\circ$ ），而旋转椭球体和三轴椭球体相函数曲线趋于平滑，这种特征可以

解释为什么极端轴比的椭球粒子在沙尘气溶胶的光学特性模拟中具有重要作用，因为沙尘气溶胶样本的相函数曲线在近后向散射方向十分平缓和平滑^[41]。

散射相矩阵元素-P12/P11 在不同粒子形态间表现出显著差异。如图 4（b）所示，球形粒子模型的-P12/P11 在散射角约 160° 附近呈现一个突出的峰值，该特征与典型沙尘气溶胶的实际观测结果不符^[41]。相比之下，非球形粒子（旋转椭球体与三轴椭球体）的-P12/P11 角分布更为平滑且更符合实际：在散射角 $\theta < 90^\circ$ 时取值相对较大，在 $\theta > 90^\circ$ 时则相对较小，整体变化趋势更为平缓。此外，旋转椭球体模型的-P12/P11 值在整个散射角范围内略高于三轴椭球体模型，表明粒子对称性对该偏振参数存在可辨识的影响。元素 P22/P11 是表征粒子退偏能力的关键参数。如图 4（c）所示，三轴椭球体粒子的 P22/P11 随散射角变化剧烈，呈现出复杂的角分布结构；而旋转椭球体粒子的变化则相对平缓。球形粒子的 P33/P11 和 P44/P11 在近后向散射区域表现出一个区域极大值，随后在 180° 散射角迅速下降至接近-1。相比之下，旋转椭球型粒子和三轴椭球粒子则不存在这个现象。总体上，椭球粒子的散射相矩阵元素曲线存在明显的振荡特征，一定程度上地解释了在采用椭球粒子模拟时较大轴比粒子往往占据较大比例^[41,42]。

3.2 粒子形态引起的辐照偏振差异

为定量评估粒子形态对辐射传输结果的影响，论文以三轴椭球型粒子（ $F_{\text{Ellipsoidal}}$ 表示）作为参考基准，分别计算旋转椭球形（ $F_{\text{spheroids}}$ ）和球形（ F_{sphere} ）粒子与观测约束的三轴椭球形粒子的形态差异所引起的辐照度差异，相关计算均以 SD50 为例。辐照度的相对变化计算如公式 9（a）和公式 9（b）所示。

$$\Delta F = F_* - F_{\text{Ellipsoidal}}, \quad (9a)$$

$$\text{change\%} = 100\% \cdot \frac{\Delta F}{F_{\text{Ellipsoidal}}}, \quad (9b)$$

其中， F_* 表示球形或者椭球型的的辐照度（在大气顶或大气顶的辐照度，适用

于球形或椭球模型), $F_{\text{Ellipsoidal}}$ 是观测约束的三轴椭球体的辐照度。

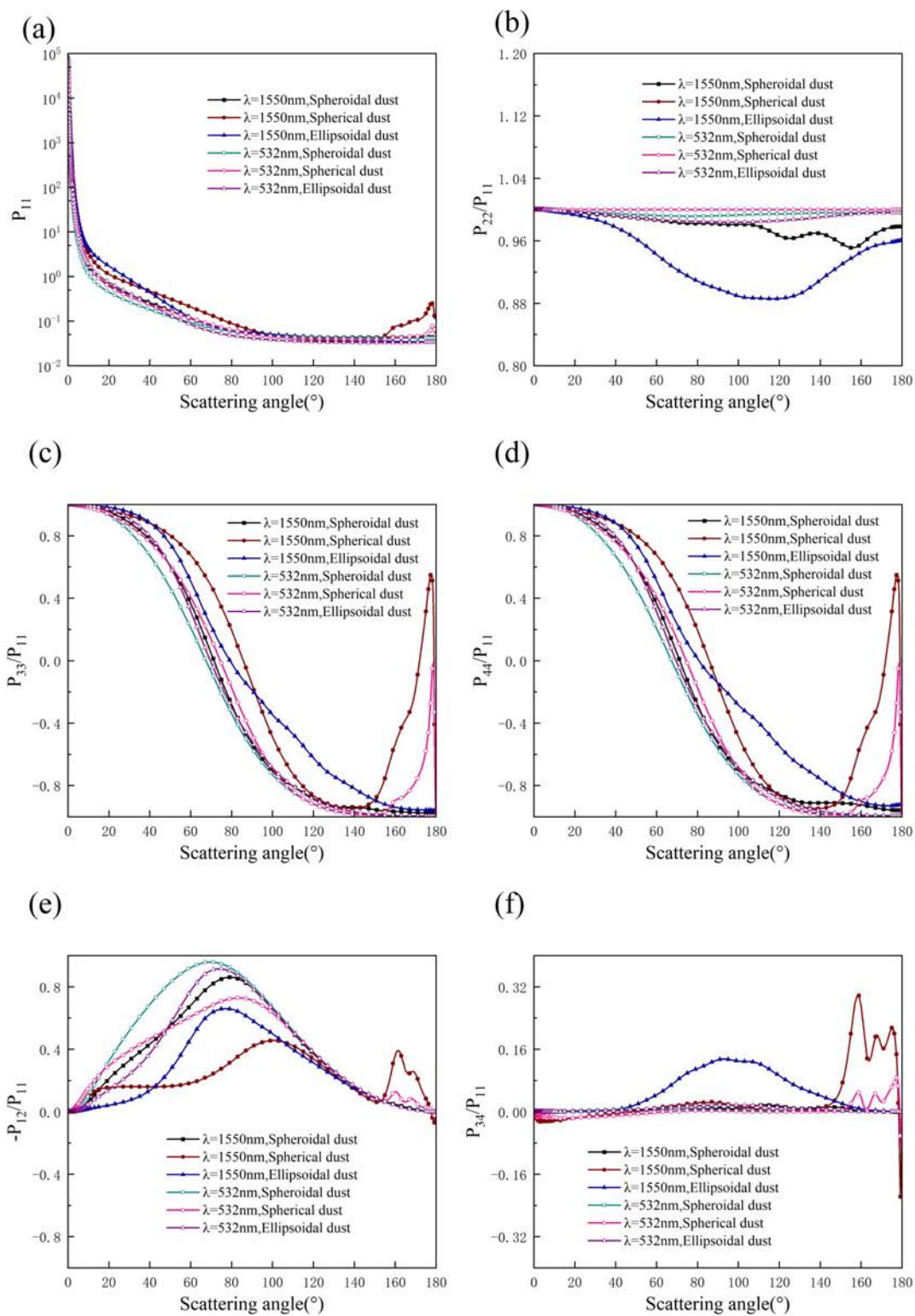


图4 1.55 μm 和0.532 μm 波长下球体、旋转椭球体与三轴椭球体模型的散射相矩阵元素对比

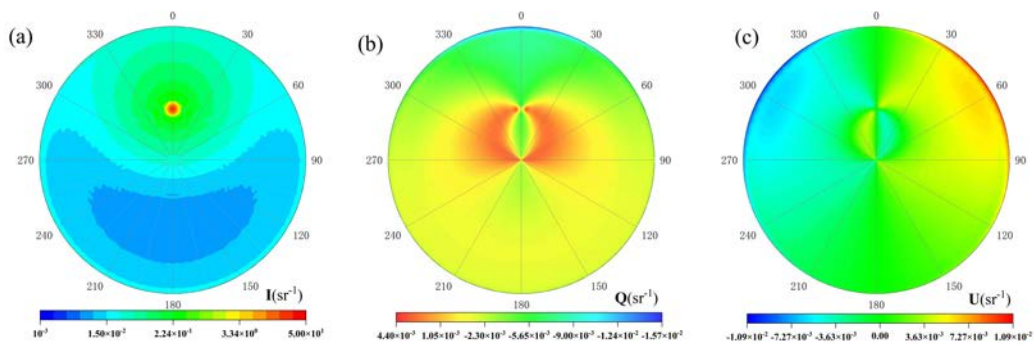
Fig.4. Comparison of the scattering phase matrix elements for the spherical, spheroidal, and tri-axial ellipsoidal models at wavelengths of 1.55 μm and 0.532 μm .

为了定量评估不同形状模型对偏振特性的影响，论文引入线偏振度（Degree of Linear Polarization, DoLP）作为评价指标，其计算公式如公式（10）所示^[40-42]：

$$\text{DoLP} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}, \quad (10)$$

式中， I 表示总辐射强度； Q 和 U 分别表征平行或垂直参考平面的线偏振分量，以及 $\pm 45^\circ$ 方向的线偏振分量。

图 5 和图 6 分别展示了 $1.55 \mu\text{m}$ 与 $0.532 \mu\text{m}$ 波段下，基准情形中地表下行与大气层顶上行辐射场斯托克斯参量 I 、 Q 、 U 的光谱辐射亮度极坐标图。结果表明，两波段下地表处的偏振分量空间分布基本一致；由于沙尘气溶胶相函数中存在强烈的前向散射峰，在 BOA 处，太阳辐射入射方向 35° 附近的辐射率值较大。结果表明，无论是上行辐射率还是下行辐射率，Stokes 分量 Q 基于太阳主平面对称， U 基于太阳主平面相反，这是因为两者描述的偏振方向不同（分别为 0° 偏振和 45° 偏振）。同时可以发现在顶部由于沙尘气溶胶的多次散射效应而导致辐照强度变得平滑。



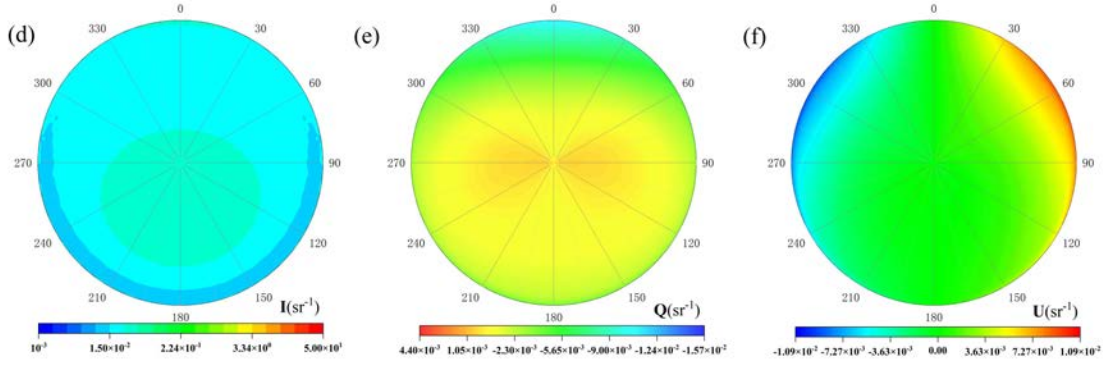


图5 1.55 μm 波长下模拟的三轴椭球形沙尘气溶胶大气漫射辐射斯托克斯参量的角分布。(a) – (c) 为地表下行辐射场；(d) – (f) 为大气层顶上行辐射场。

所有子图均展示了辐射量随相对方位角与观测天顶角的变化。

Fig.5. Angular distributions of the simulated atmospheric diffuse radiation Stokes parameters for triaxial ellipsoidal dust aerosols at the 1.55 μm wavelength. (a)-(c) represent the downward radiation fields at the surface; (d)-(f) represent the upward radiation fields at the top of the atmosphere. All subfigures illustrate the variations in radiance with relative azimuth angle and viewing zenith angle.

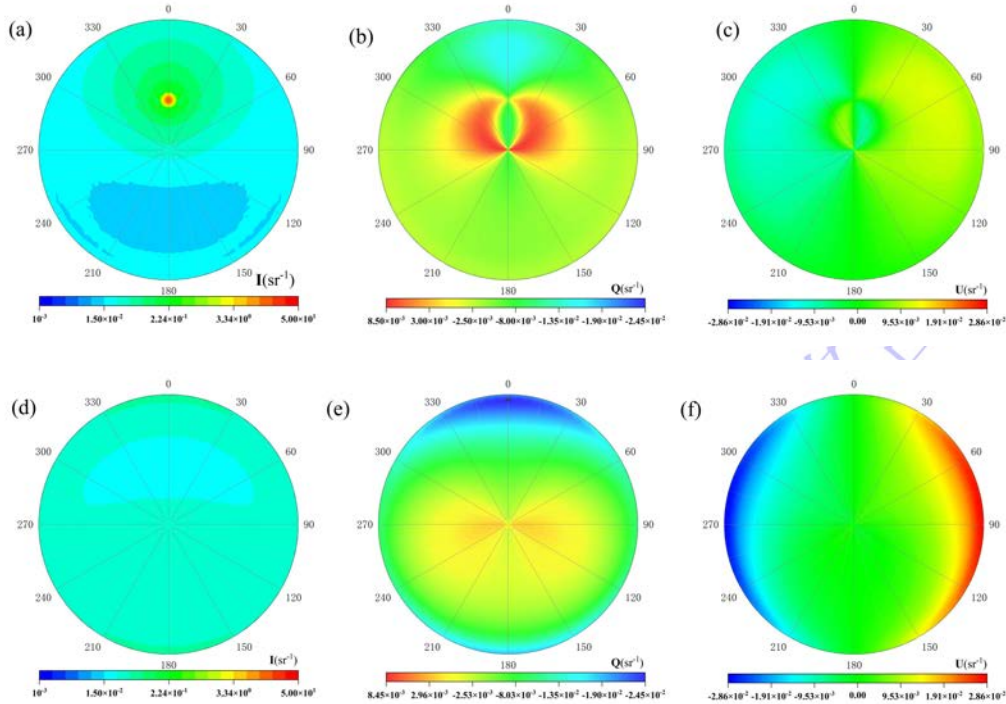


图6 0.532 μm 波长下模拟的三轴椭球形沙尘气溶胶大气漫射辐射斯托克斯参量的角分布。(a) – (c) 为地表下行辐射场；(d) – (f) 为大气层顶上行辐射场。

所有子图均展示了辐射量随相对方位角与观测天顶角的变化。

Fig.6. Angular distributions of the simulated atmospheric diffuse radiation Stokes parameters for triaxial ellipsoidal dust aerosols at the 0.532 μm wavelength. (a)-(c)

represent the downward radiation fields at the surface; (d)-(f) represent the upward radiation fields at the top of the atmosphere. All subfigures illustrate the variations in radiance with relative azimuth angle and viewing zenith angle.

图 7 和图 8 分别展示了在 $1.55\ \mu\text{m}$ 和 $0.532\ \mu\text{m}$ 波长下，三轴椭球形沙尘气溶胶模拟的光谱辐射率 I 分别相对于球形沙尘气溶胶和旋转椭球体沙尘气溶胶的相对偏差全天空角分布。从大气层顶上行辐射的模拟结果来看，两种参考模型在立体角约 35° ，方位角 0° 附近的区域均表现出显著的相对偏差集中特征。球形模型在此区域表现为正偏差，表明球形模型相对于三轴椭球体模型在该方向低估了光谱辐射率。具体而言，在 $1.55\ \mu\text{m}$ 波长下，辐射亮度的最大低估值为 1.068，相对偏差约为 4.2%；在 $0.532\ \mu\text{m}$ 波长下，最大低估值增至 1.446，相对偏差约为 8.3%。而旋转椭球体模型则表现为负偏差，说明旋转椭球体相对于三轴椭球体模型在该方向高估了光谱辐射率。在 $1.55\ \mu\text{m}$ 与 $0.532\ \mu\text{m}$ 波长下，对应的辐射亮度绝对偏差分别为 3.914 与 2.885，相对偏差分别达到 15.4%和 16.7%。同时可以发现不同形状假设对后向散射区域的相函数特征描述存在显著差异。

如图 7 (c) 和图 8 (c) 所示，若采用球形模型近似三轴椭球体，在天顶角约 35° 、方位角 180° 附近的散射区域会产生显著的相对偏差，且在地表的下行辐射场存在明显的偏差带。这一现象证实了球形假设无法准确捕捉非球形粒子强烈的非对称前向散射峰值，导致辐射率被显著高估。相比之下，图 7 (d) 和图 8 (d) 表明旋转椭球体模型与三轴椭球体模型在 BOA 处的吻合度较高，整个天空区域的相对偏差分布均匀，无球形模型中出现的明显突变特征。综上所述，在模拟沙尘气溶胶的辐射传输特性时，旋转椭球体模型能提供优于球形模型的近似精度，有效降低由粒子非球形性引起的系统偏差。

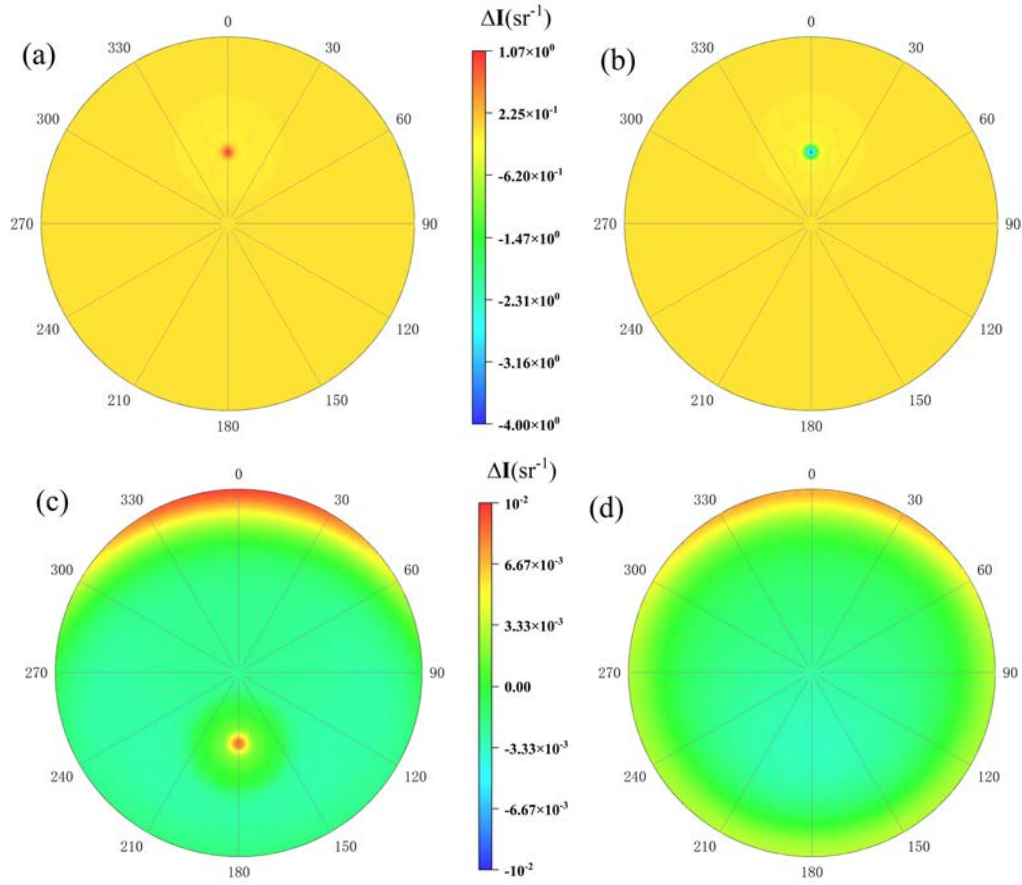
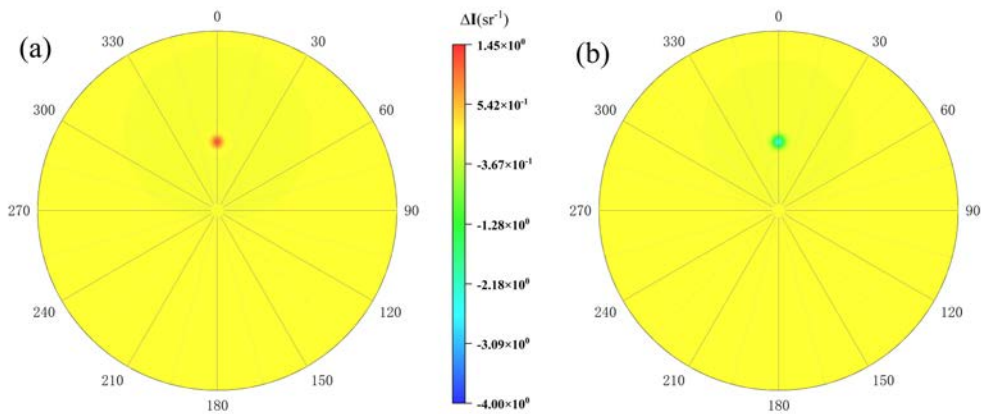


图 7 $1.55 \mu\text{m}$ 波长下三轴椭球体沙尘气溶胶光谱辐射率 I 相对不同参考形状的相对偏差。(a) 大气层顶相对于球形模型；(b) 大气层顶相对于旋转椭球体模型；(c) 大气层底相对于球形模型；(d) 大气层底相对于旋转椭球体模型。

Fig.7. Relative deviations of the spectral radiance I for triaxial ellipsoidal dust aerosols relative to different reference shapes at the $1.55 \mu\text{m}$ wavelength. (a) At the top of the atmosphere relative to the spherical model; (b) at TOA relative to the spheroidal model; (c) at the bottom of the atmosphere relative to the spherical model; (d) at BOA relative to the spheroidal model.



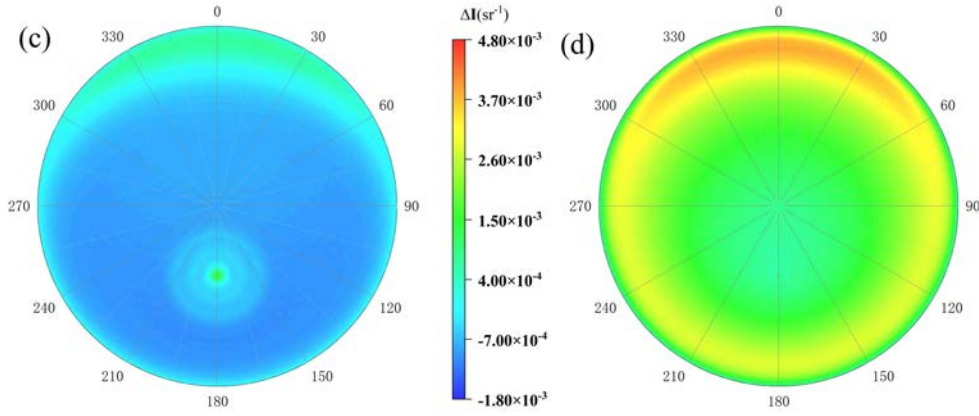


图 8 $0.532 \mu\text{m}$ 波长下三轴椭球体沙尘气溶胶光谱辐射率 I 相对不同参考形状的相对偏差。(a) 大气层顶相对于球形模型；(b) 大气层顶相对于旋转椭球体模型；(c) 大气层底相对于球形模型；(d) 大气层底相对于旋转椭球体模型。

Fig.8. Relative deviations of the spectral radiance I for triaxial ellipsoidal dust aerosols relative to different reference shapes at the $0.532 \mu\text{m}$ wavelength. (a) At the top of the atmosphere relative to the spherical model; (b) at TOA relative to the spheroidal model; (c) at the bottom of the atmosphere relative to the spherical model; (d) at BOA relative to the spheroidal model.

图 9 和图 10 分别在 $1.55 \mu\text{m}$ 波长和 $0.532 \mu\text{m}$ 波长下，展示了在球形、旋转椭球体及三轴椭球体三种不同形状假设下，模拟得到的沙尘气溶胶线偏振度的全天空角分布情况。如图 9 (a) - (c) 和图 10 (a) - (c) 所示，在大气底层，下行辐射场的偏振分布特征主要受前向散射峰值区域的影响。图 9 (a) 和图 10 (a) 显示，球形模型在天顶角 35° ，方位角 0° 附近产生了一个强烈且集中的偏振高值区，这是由于米散射理论中高度对称的球形粒子导致了强烈的相干效应。然而，当引入非球形特征后，这种分布发生了显著变化。如图 9 (b) 和图 10 (b) 所示，在旋转椭球体模型中，在天顶角 35° ，方位角 0° 附近的高偏振区域虽然依然存在，但其形态发生了拉伸和弥散，不再保持完美的圆形对称。如图 9 (c) 和图 10 (c) 所示，最为显著的是三轴椭球体模型，其偏振强度分布呈现出极度的平滑化特征，球形模型中尖锐的“热点”几乎完全消失，整体偏振强度显著降低。这说明，粒子形状从球形向三轴椭球体逐渐变得不规则时，随机取

向的非球形粒子会对入射光的散射相位产生明显的平均化作用，进而削弱了单一几何对称性带来的强偏振特征。

如图 9 (d) - (f) 与图 10 (d) - (f) 所示，大气层顶的上行辐射场主要受气溶胶的后向散射特性主导，该辐射场也是卫星遥感的关键观测窗口。综合图 9 与图 10 的结果可知，三种几何模型均在观测天顶角趋近 90° 时呈现出较高的线偏振度。然而，模型间的局部差异显著：相较于球形与三轴椭球体模型，旋转椭球体模型（图 9 (e) 与图 10 (e)）在视场边缘区域表现出明显偏高的线偏振度；而三轴椭球体模型（图 9 (f) 与图 10 (f)）则进一步平滑了偏振场的角分布，使其呈现出高度均匀且无明显局部几何突变特征的形态。

上述球形模型表现出的剧烈高频振荡以及偏振突变，其物理本质是典型的米散射共振现象。根据经典电磁散射理论^[41,42]，当光照射高度对称的球形粒子时，粒子产生强烈的散射场干涉。如 Merikallio S 等人^[43]和 Dubovik O 等人^[44,45]的研究指出，这种基于对称几何假设的相干干涉会导致在特定角度出现非物理的突变或虚假的共振峰。相比之下，论文采用的三轴椭球体模型破坏了三维空间的中心对称性^[39]。正如 Huang Y 等人^[27]所证实，对于非对称且随机取向的真实沙尘粒子群，其复杂的内部光程差破坏了固定的干涉条件，从而在系综平均过程中产生强烈的“相位平滑效应”，从根本上消除了球形假设带来的共振假象，使得非球形粒子的相函数曲线整体趋于平滑。

综上所述，采用球形假设模拟沙尘气溶胶会相对于三轴椭球体模型引入显著的系统偏差，尤其在前向散射区会高估偏振强度，同时产生荣耀现象^[46]。相比之下，三轴椭球体模型由于打破了旋转对称性，能够更真实地重现实际大气中随机取向沙尘粒子的散射平滑效应，为高精度的偏振遥感反演提供了更符合物理事实的辐射传输基准。

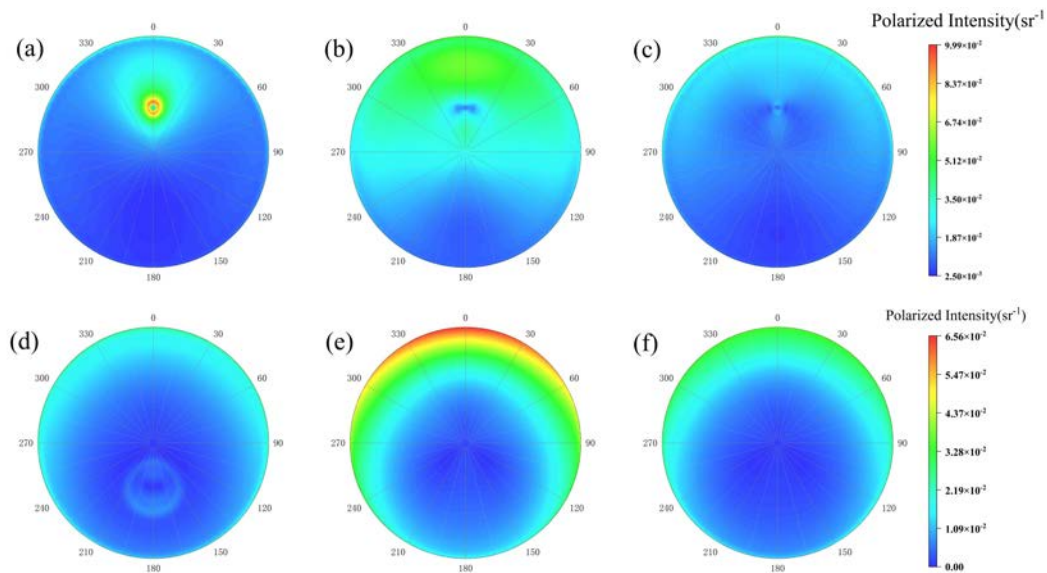


图9 1.55 μm 波长下不同形状模型对应的沙尘气溶胶线偏振度全天空分布。(a) – (c) 依次为大气底层球形、旋转椭球体及三轴椭球体模型结果；(d) – (f) 依次为大气顶层对应模型结果。

Fig.9. All-sky angular distributions of the degree of linear polarization for dust aerosols simulated by different shape models at the 1.55 μm wavelength. (a)-(c) represent the results at the bottom of the atmosphere for the spherical, spheroidal, and triaxial ellipsoidal models, respectively; (d)-(f) represent the corresponding results at the top of the atmosphere .

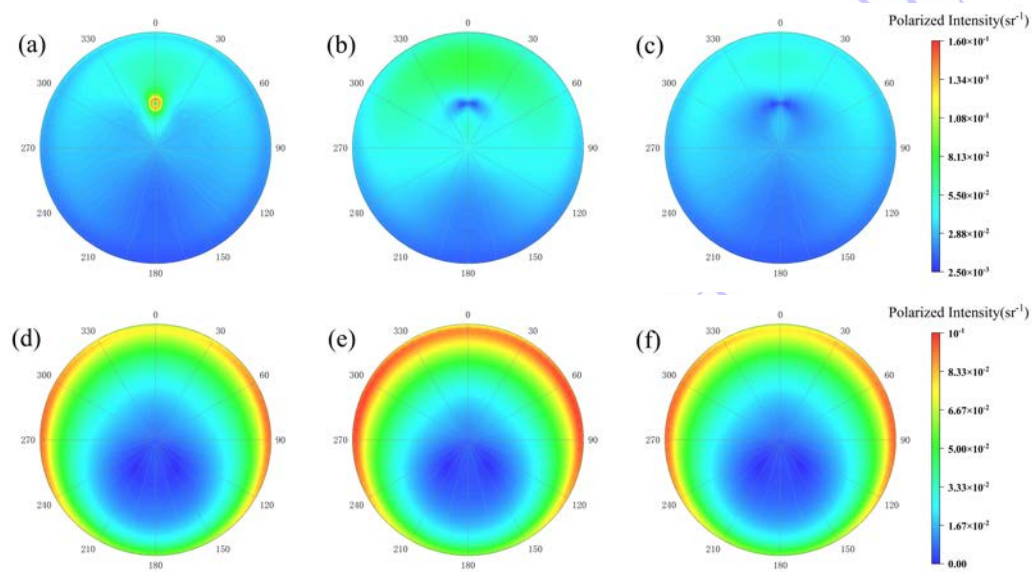


图10 0.532 μm 波长下不同形状模型对应的沙尘气溶胶线偏振度全天空分布。(a) – (c) 依次为大气底层球形、旋转椭球体及三轴椭球体模型结果；(d) – (f) 依次为大气顶层对应模型结果。

Fig.10. All-sky angular distributions of the degree of linear polarization (DoLP) for dust aerosols simulated by different shape models at the 0.532 μm wavelength. (a)-(c) represent the results at the bottom of the atmosphere for the spherical, spheroidal, and triaxial ellipsoidal models, respectively; (d)-(f) represent the corresponding results at the top of the atmosphere.

3.3 粒径范围引起的辐照偏振差异

本节展示了针对沙尘粒子所考虑的不同粒径分布（即 SD10 和 SD50）在 1.55 μm 波长和 0.532 波长下辐照度和线偏振度方面的差异。研究发现相较于前面由粒子形状引起的差异，粒径分布带来的差异更为显著。为阐明光学性质差异对最终结果的影响，公式 11（a）给出了绝对差异，公式 11（b）给出了相对差异。其中， F_{SD10} 表示 SD10 分布下的辐照度，而 F_{SD50} 表示 SD50 分布下的辐照度。

$$\Delta F = F_{\text{SD10}} - F_{\text{SD50}} \quad , \quad (11a)$$

$$\text{change\%} = 100\% \cdot \frac{\Delta F}{F_{\text{SD50}}} \quad . \quad (11b)$$

图 11 和图 12 分别给出了在 1.55 μm 和 0.532 μm 波长下，太阳主平面内基于不同粒径分布（SD10 与 SD50）及不同粒子形状模型（球形、旋转椭球体及三轴椭球体）模拟得到的沙尘气溶胶辐射场斯托克斯分量及其线偏振强度的角分布。其中，图 11（a）-（c）和图 12（a）-（c）为沙漠地表的下行漫射辐射场；图 11（d）-（f）和图 12（d）-（f）为大气层顶的上行反射辐射场。通过对比辐照度 I 、斯托克斯分量 Q 以及线偏振强度的分布差异，揭示了非球形特征与粒子尺寸对辐射传输过程的耦合调控机制。在沙漠地表，下行辐射主要受气溶胶前向散射特性的主导。图 11（a）和图 12（a）的辐照度 I 分布显示，所有模型均在天顶角约 35° 附近呈现出显著的辐射峰值。进一步对该方向的辐射强度 I

进行定量分析发现,各模型在此处均出现最大偏差,但偏离程度截然不同。在 $1.55\ \mu\text{m}$ 波长下,三轴椭球体模型的模拟偏差最小,相对差异为 19.11%;相比之下,常规旋转椭球体与球体模型的偏差显著增大,相对差异分别高达 69.83% 和 38.01%。在 $0.532\ \mu\text{m}$ 波长下,球体与旋转椭球体模型的相对差异分别为 49.7% 和 87.5%,而三轴椭球体模型的相对差异为 56.2%。

在明确形状差异的基础上,对比不同粒径分布可知,在相同光学厚度下,SD50 分布对应的辐射强度整体低于 SD10 分布。这是由于较大粒径气溶胶导致单次散射反照率 (single scattering albedo, SSA) 降低,大气吸收效应增强,从而显著衰减了短波波段到达地表和大气顶的辐射通量;这种绝对差异的大小主要由 SSA 的差异决定,并呈现负相关关系。

在形状效应方面,球形模型在峰值两侧表现出剧烈的高频振荡结构,这是米散射理论应用于球形粒子时产生的典型共振特征。相比之下,旋转椭球体和三轴椭球体模型的强度分布曲线则极为平滑。这表明非球形粒子的随机取向有效地平均了单一几何对称性引起的共振效应。特别值得注意的是,如图 11 (c) 和图 12 (c) 所示,三轴椭球体模型不仅消除了球形模型的虚假振荡,其计算出的偏振强度量级在大部分观测角度下也与球形模型存在显著偏差。这意味着在利用地基偏振辐射计反演沙尘性质时,若采用球形假设,将导致和三轴椭球体模型出现较大的反演偏差。

大气层顶的上行辐射主要反映了气溶胶的后向散射特性,是卫星遥感观测的关键信号源。如图 11 (d) 和图 12 (d) 所示,球形 SD10 模型在特定后向散射观测角下表现出明显的高频振动^[46]。基于三轴椭球体模型模拟的辐射亮度曲线则平滑得多,且数值大小与球形结果存在显著性差异。

在偏振特性方面,形状假设带来的差异更为明显。如图 11 (f) 和图 12 (f)

所示,球形 SD10 模型的偏振辐射强度在全观测角范围内呈现大幅度波动,在观测天顶角 -51° 、 -37.5° 和 -28.5° 附近,存在多个偏振峰。相反,三轴椭球体模型和旋转椭球体模型的偏振分布曲线非常平缓,且整体偏振强度较低。对于大粒径的 SD50 分布,无论是球形还是非球形,其偏振强度均显著低于小粒径的 SD10 分布,符合几何光学区大粒子去偏振效应增强的物理规律。但在 SD50 条件下,球形与非球形模型之间的差异依然不可忽视,表明即便对于大粒子,几何形状引起的相位矩阵改变仍是影响辐射传输精度的重要因素。

图 11 和图 12 的模拟结果证明了粒子形状和粒径分布是影响沙尘气溶胶辐射传输模拟的两个强耦合关键参量。球形模型因其高度的几何对称性,会产生虚假的高频共振结构,这一缺陷在小粒径(SD10)和偏振分量的模拟中尤为突出。三轴椭球体模型通过引入更复杂的几何非对称性,成功模拟了非球形粒子对散射相矩阵的平滑效应,提供了更符合真实大气观测特征的辐射场分布。因此,为实现高精度的气溶胶辐射强迫估算或卫星偏振遥感反演,需考虑采用更能代表真实沙尘形态的三轴椭球体模型,并充分考虑粒径分布对辐射场强度的调制作用。

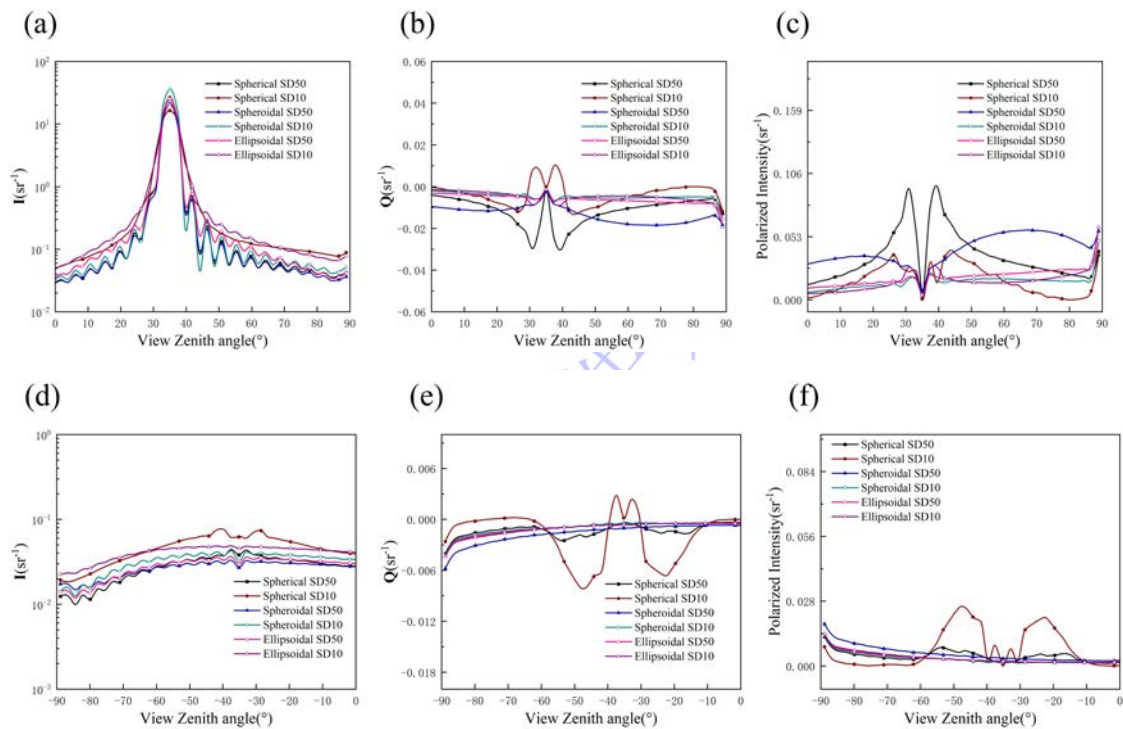


图11 1.55 μm 波长下, 考虑 SD10 与 SD50 两种粒径分布, 球形、旋转椭球体及三轴椭球体沙尘粒子的辐射场斯托克斯分量 I、Q 与线偏振度分布 (a) – (c) 为沙漠地表下行辐射; (d) – (f) 为大气层顶上行辐射。

Fig.11. Distributions of the radiation field Stokes components (I and Q) and the degree of linear polarization for spherical, spheroidal, and triaxial ellipsoidal dust particles with SD10 and SD50 size distributions at a wavelength of 1.55 μm . (a)–(c) Downward radiation at the desert surface; (d)–(f) upward radiation at the top of the atmosphere.

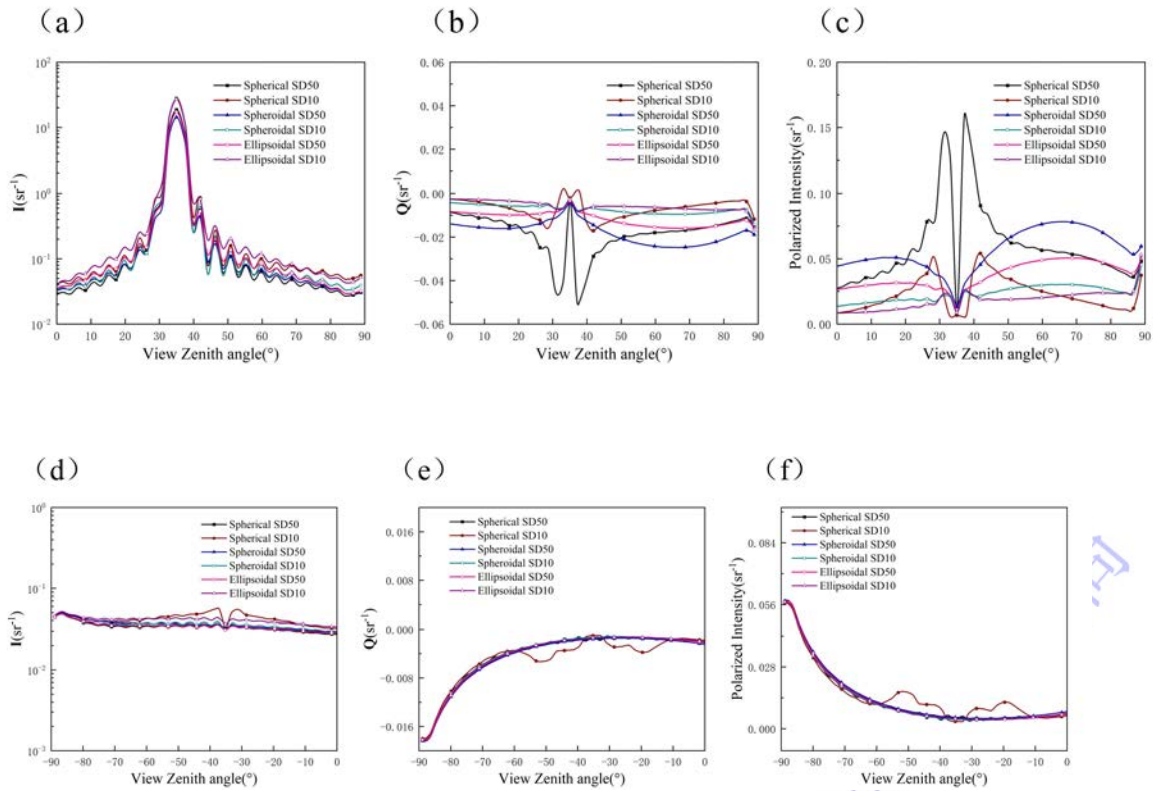


图12 0.532 μm 波长下, 考虑 SD10 与 SD50 两种粒径分布, 球形、旋转椭球体及三轴椭球体沙尘粒子的辐射场斯托克斯分量 I、Q 与线偏振度分布 (a) – (c) 为沙漠地表下行辐射; (d) – (f) 为大气层顶上行辐射。

Fig.12. Distributions of the radiation field Stokes components (I and Q) and the degree of linear polarization for spherical, spheroidal, and triaxial ellipsoidal dust particles with SD10 and SD50 size distributions at a wavelength of 0.532 μm . (a)–(c) Downward radiation at the desert surface; (d)–(f) upward radiation at the top of the atmosphere.

3.4 三轴椭球体形态参数变化的敏感性分析

沙尘气溶胶在经历不同源区的风化、沉降和长距离传输过程后, 其微观形态

会表现出一定的区域性差异。因此，采用单一的固定形状分布参数难以完全涵盖极端情况下的沙尘随机形态。为量化这种形态参数波动对沙尘气溶胶辐射偏振效应的潜在影响，本节针对三轴椭球体模型的四个核心形状统计参数：长宽比中位数 $\bar{\varepsilon}_L$ ，高宽比中位数 $\bar{\varepsilon}_H$ ，及其对应的几何标准差 σ_L 和 σ_H ，开展了系统的分布参数敏感性分析。根据 Huang Y等人^[27]的全球统计结果, 形状统计分布参数变化范围为 $\bar{\varepsilon}_L = 1.70 \pm 0.03$ ， $\bar{\varepsilon}_H = 0.40 \pm 0.07$ ， $\sigma_L = 0.70 \pm 0.02$ 和 $\sigma_H = 0.73 \pm 0.06$ 。

为了解形态参数的不确定性带来辐射偏振估计的变化，论文考虑了上述参数的极限值，以统计结果的中值为基准，并综合考虑大颗粒沙尘气溶胶的影响，设计了8种参数摄动方案，具体参数设置如表4所示。

表 4 三轴椭球体形态参数变化的敏感性分析参数设置

Table 4. Parameter settings for sensitivity analysis of morphological parameter variation in triaxial ellipsoids.

	$\bar{\varepsilon}_L$	$\bar{\varepsilon}_H$	σ_L	σ_H
Baseline	1.70	0.40	0.70	0.73
Case 1	1.67	0.33	0.68	0.67
Case 2	1.67	0.33	0.72	0.79
Case 3	1.67	0.47	0.72	0.79
Case 4	1.67	0.47	0.68	0.67
Case 5	1.73	0.47	0.68	0.67
Case 6	1.73	0.47	0.72	0.79
Case 7	1.73	0.33	0.72	0.79
Case 8	1.73	0.33	0.68	0.67

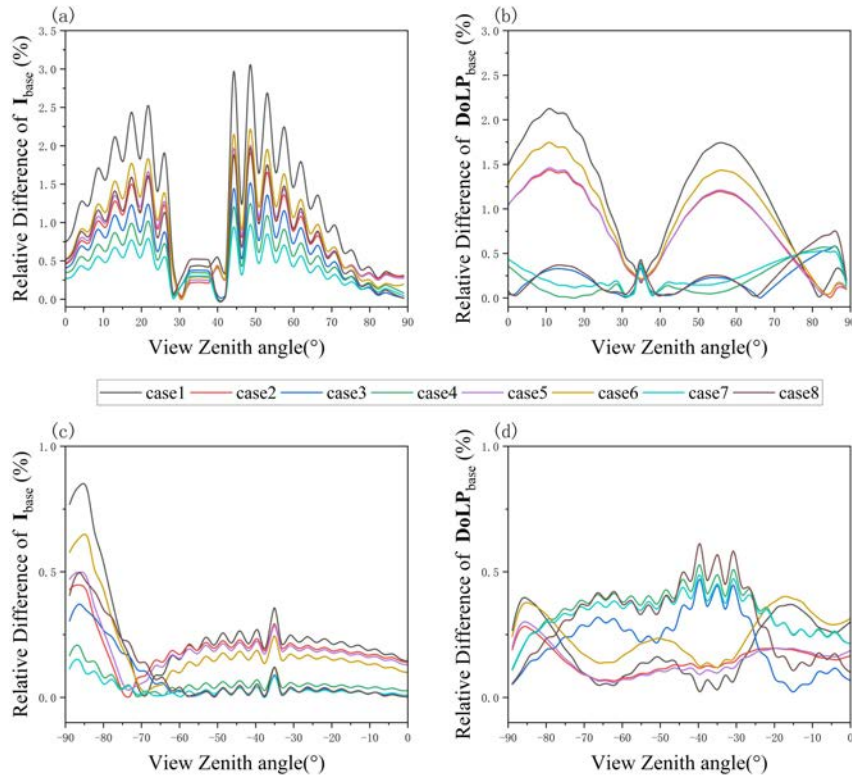


图13 1.550 μm 波段沙尘气溶胶统计参数的敏感性分析：（a）和（b）分别为沙漠地表下行辐射强度与线偏振度相对基准值的变化百分比；（c）和（d）分别为大气层顶上行辐射强度与线偏振度相对基准值的变化百分比。

Fig.13. Sensitivity analysis of the statistical parameters for dust aerosols at the 1.550 μm wavelength: (a) and (b) represent the percentage changes in the downward radiation intensity and the degree of linear polarization at the desert surface relative to the baseline values, respectively; (c) and (d) represent the percentage changes in the upward radiation intensity and the degree of linear polarization at the top of the atmosphere relative to the baseline values, respectively.

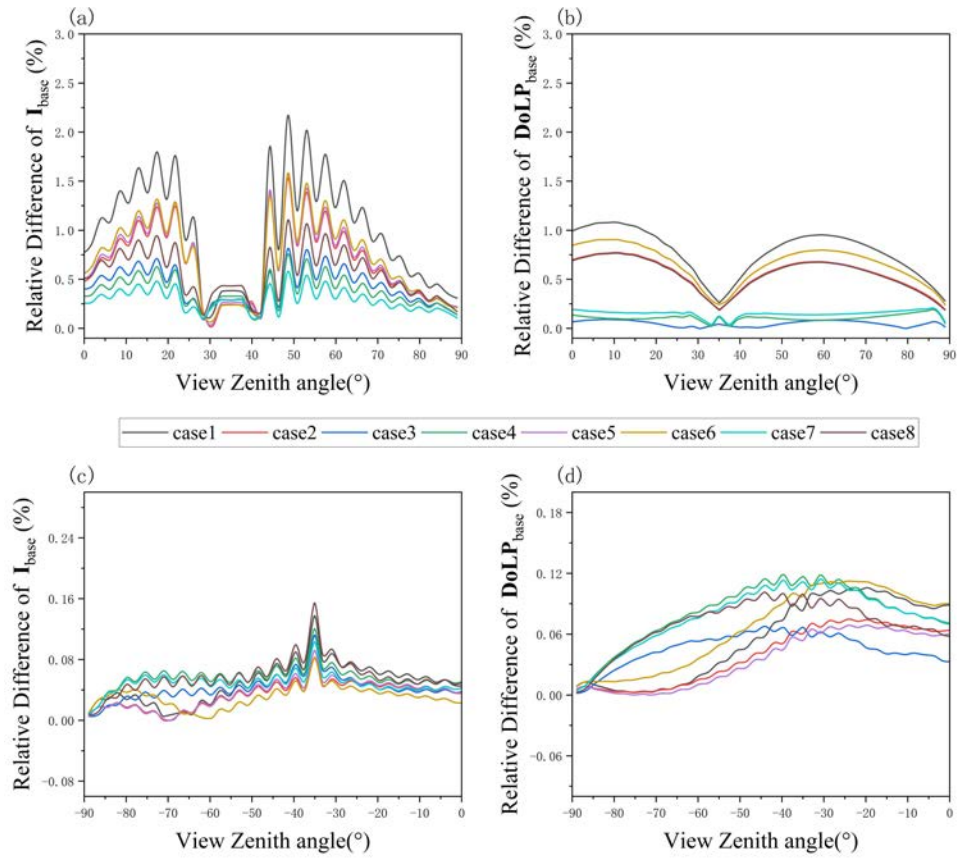


图14 532 μm 波段沙尘气溶胶统计参数的敏感性分析：（a）和（b）分别为沙漠地表下行辐射强度与线偏振度相对基准值的变化百分比；（c）和（d）分别为大气层顶上行辐射强度与线偏振度相对基准值的变化百分比。

Fig.14. Sensitivity analysis of the statistical parameters for dust aerosols at the 0.532 μm wavelength: (a) and (b) represent the percentage changes in the downward radiation intensity and the degree of linear polarization at the desert surface relative to the baseline values, respectively; (c) and (d) represent the percentage changes in the upward radiation intensity and the degree of linear polarization at the top of the atmosphere relative to the baseline values, respectively.

图13与图14分别展示了在 1.550 μm 和 0.532 μm 两个典型探测波段内，表4所列8类形状统计分布参数扰动方案下，沙漠地表下行与大气层顶上行辐射偏振相对基准值的变化百分比。模拟结果表明，形状统计分布参数扰动产生的相对偏差主要作用于前向散射主导的地表下行辐射场，对后向散射支配的大气层顶上行偏振辐射场几乎无明显扰动效应。在地表下行辐射场内，受太阳入射天顶角影响，各形状统计分布参数扰动方案对应的辐射强度相对变化率，均于观测天顶角 35° 附近表现出差异快速收敛的谷值特征。主要原因是该观测角附近辐射通量数值显著偏大，可有效掩盖沙尘气溶胶形状统计分布参数扰动所造成的微小变化。

在沙漠地表下行辐射偏振方面，形状统计分布参数Case 1引起的辐射偏振偏差最大，而形状统计分布参数Case 7的影响最为微弱。如表4所示，形状统计分布参数Case 1的几何标准差 σ_L 和 σ_H 均取统计的最小值，而Case 7的几何标准差 σ_L 和 σ_H 均取统计的最大值。

进一步对比几何标准差（ σ_L 和 σ_H ）取最小值的情况，当表征形状多样性的几何标准差达到最小时，沙尘气溶胶的形态分布趋于集中，此时粒子群的长宽比中位数 $\bar{\varepsilon}_L$ 和高宽比中位数 $\bar{\varepsilon}_H$ 主导了辐射偏振计算偏差。在 Case 1、Case 4、Case 5与Case 8这四组 σ_L 与 σ_H 同时取最小值的实验中，Case 1引起的辐射偏振场偏差最大，而Case 4的偏差最小。依据表4所列参数，Case 1与Case 4的 $\bar{\varepsilon}_L$ 均取最小值，但在几何标准差最小的约束条件下，二者的辐射偏振相对偏差却分别处于该组最大和最小。决定这一差异的关键变量为 $\bar{\varepsilon}_H$ ：Case 1取 $\bar{\varepsilon}_H$ 的最小值，物理上对应极度扁平的薄片状形态；Case 4则取 $\bar{\varepsilon}_H$ 的最大值，表征三维结构相对饱满的几何体。因此，在形态空间窄分布约束下， $\bar{\varepsilon}_H$ 对沙尘气溶胶的辐射偏振特性起主导作用：当粒子群趋向于扁平形态时，结构的各向异性将显著放大辐射偏振的模拟偏差。反之，适度增加粒子的厚度，通过增强粒子自身三维几何对称性，可部分补偿偏振响应的异常波动，从而有效抑制辐射场与偏振态的剧烈偏离。

与上述最小几何标准差情形相对应，进一步分析 σ_L 与 σ_H 取最大值时的辐射偏振响应。模拟结果表明，在两者均取最大值的条件下，Case 7的辐射强度与线偏振度相对偏差最小，而Case 6的偏差最大。由表4可知，Case 6与 Case 7的 $\bar{\varepsilon}_L$ 均处于最大值。在 Case 7中， $\bar{\varepsilon}_L$ 取最大值而 $\bar{\varepsilon}_H$ 取最小值，其物理构型为：相较于基准状态，粒子在三主轴方向上发生纵向细长化，同时在垂直轴向上趋于扁平化。对于大量随机取向的三轴椭球粒子而言，在宽分布条件下进行光学集合积分时，这种发生于正交维度的反向几何形变可在宏观散射截面上产生光学抵消效应。得益于这一形态补偿机制，Case 7的辐射偏振结果与基准态高度吻合，呈现出所有实验方案中最低的相对偏差水平。相比之下，Case 6的 $\bar{\varepsilon}_L$ 和 $\bar{\varepsilon}_H$ 同步处于最大值，表明粒子在主轴细长化的同时，垂直轴向结构亦趋于饱满扩张。这种多维同向的几何形态叠加导致沙尘粒子群整体等效构型显著偏离基准物理形态。即

使宽参数分布能够发挥较强的散射相位平滑效应，仍无法有效消除由核心粒子形态偏移引入的系统性散射偏差，使得 Case 6 成为该参数组合中偏差最显著的试验方案。

值得注意的是，尽管沙尘气溶胶的形态参数在统计意义上存在一定波动，但模拟结果表明，由此引起的辐射偏振响应相对变化较为有限。在 $1.550\ \mu\text{m}$ 波段，地表下行辐射强度与线偏振度的最大相对变化分别不超过 3.05% 和 2.12%，大气层顶上行辐射强度与线偏振度的最大变化则分别控制在 0.83% 和 0.69% 以内；在 $0.532\ \mu\text{m}$ 波段，下行辐射强度与线偏振度的最大波动分别低于 2.17% 和 1.08%，上行辐射强度与线偏振度的波动更是分别不超过 0.15% 和 0.12%。可以发现， $0.532\ \mu\text{m}$ 波段的相对偏差整体低于 $1.550\ \mu\text{m}$ 波段；同时，大气层顶各辐射参量的波动幅度整体小于地表。这一差异可归因于大气传输过程中光子经历多次散射碰撞的频率增加，从而有效削弱了由粒子几何形态分布扰动所引入的辐射偏振差异。总体而言，由形态参数不确定性所导致的辐射偏振计算差异，均显著低于传统球形或旋转椭球体假设所造成的系统性偏差。

这意味着，自然界沙尘形态的随机区域变化虽然存在，但不足以改变非球形宏观光学特征的主导地位。上述结果进一步印证了研究所采用的、受观测约束的三轴椭球体模型具有极高的计算稳健性。

4 结 论

传统气溶胶辐射传输模型因低估粗模态沙尘颗粒负载量，且多假设颗粒为球形或旋转椭球体，忽略了沙尘气溶胶的真实颗粒形状，导致在涉及沙尘气溶胶的辐射收支计算产生显著偏差，严重限制了沙尘气候效应评估的准确性。针对这一问题，研究基于 Huang Y 等人^[27]测量的符合一般形状分布的三轴椭球体模型，并纳入了粗模态粒径分布。在此基础上，研究利用矢量逐次散射法，系统量化了包含真实物理特征的模型与传统简化模型在晴空沙漠区域短波辐射场及偏振特性模拟中的差异。研究结果表明，接近真实物理属性的三轴椭球体模型与常用简化模型存在显著差异。在形状效应方面，传统的球形假设因几何对称性，其内部光波的相干干涉会导致强烈的米散射共振，进而产生高频振荡与偏振高估^[42,43,47]；

而旋转椭球体和三轴椭球体模型通过破坏中心对称性，结合随机取向带来的“相位平滑效应”^[27,39]，从根本上消除了几何共振带来的系统性偏差，展现出与真实大气沙尘高度一致的平滑偏振特征。而旋转椭球体的散射相矩阵元素则更接近三轴椭球体；在粒径效应方面，忽略空气动力学直径大于 $10\text{ }\mu\text{m}$ 的粗模态颗粒会系统性高估单次散射反照率，从而掩盖沙尘气溶胶对辐射的真实吸收效应。进一步针对三轴椭球体形态参数的敏感性分析发现，尽管自然界沙尘的微观形貌存在区域性的统计波动，但极端形态参数扰动引起的辐射与偏振效应相对变化极其微弱。这种微小波动远低于传统简化形状假设所造成的系统性偏差，印证了受观测约束的三轴椭球体模型在辐射传输计算中具有极高的物理稳健性。

粒子形状的非球形特征与粒径分布的粗模态贡献显著影响辐射模拟结果。依赖传统形状假设或忽略粗模态颗粒会导致偏振遥感反演产生系统性偏差。因此，为提升沙尘气溶胶气候效应评估的可靠性及卫星遥感反演的精度，在传输模型中考虑符合实际观测特征的粒子模型与粒径分布，以精确还原真实大气的辐射传输过程。

值得指出的是，本研究在追求沙尘气溶胶微物理属性精确还原的过程中，因采用受实测形状分布约束的三轴椭球体模型及严密的多维加权积分算法，不可避免地带来了极其庞大的计算开销。具体而言，在获取粒子集合平均单次散射特性时，依托配置 Intel Core i5 处理器、16GB 内存、MATLAB 2019a 的环境下，传统的球形假设因无须进行形状积分，在论文涉及的全粒径分布的光学特性计算耗时仅需数小时；基于一维轴长比积分的旋转椭球体模型全粒径分布光学特性计算约数天；而论文所采用的三轴椭球体模型，全粒径分布的光学特性计算周期长达 1 个月。

这种相较于传统模型计算增加的时间成本，构成了当前气候模式或业务化

遥感反演难以直接在线调用复杂非球形模型的核心瓶颈。这也直接限制了现阶段将模拟全面扩展至多个波段的进程。因此在未来的工作中,随着高精度非球形散射数据库的持续扩充,以及深度学习等代理模型与高维查表技术的深度融合,突破现有算力限制并开展系统性多光谱敏感性分析,将是深入揭示相关机理、支撑气候模式与遥感反演应用发展的重要方向。

参考文献

- [1] [Mahowald N M, Ballantine J A, Feddema J, Ramankutty N 2007 *Atmos. Chem. Phys.* **7** 3309](#)
- [2] [Kok J F, Adebiyi A A, Albani S, Balkanski Y, Checa-Garcia R, Chin M, Colarco P R, Hamilton D S, Huang Y, Ito A, Klose M, Li L, Mahowald N M, Miller R L, Obiso V, García-Pando C P, Rocha-Lima A, Wan J S 2023 *Atmos. Chem. Phys.* **21** 8169](#)
- [3] [Adebiyi A, Kok J F, Murray B J, Ryder C L, Stuut J B W, Kahn R A, Knippertz P, Formenti P, Mahowald N M, García-Pando C P, Klose M, Ansmann A, Samset B H, Ito A, Balkanski Y, Biagio C D, Romanias M N, Huang Y, Meng J 2023 *Aeolian Res.* **60** 100849](#)
- [4] [Ito A, Adebiyi A A, Huang Y, Kok J F 2021 *Atmos. Chem. Phys.* **21** 16869](#)
- [5] [Miller R L, Cakmur R V, Perlwitz J, Geogdzhayev I V, Ginoux P, Koch D, Kohfeld K E, Prigent C, Ruedy R, Schmidt G A, Tegen I 2006 *J. Geophys. Res.* **111** D6](#)
- [6] [Kiselev A, Bachmann F, Pedevilla P, Cox S J, Michaelides A, Gerthsen D, Leisner T 2017 *Science* **355** 367](#)
- [7] [Ito A, Perron M M G, Proemse B C, Strzelec M, Gault-Ringold M, Boyd P W, Bowie A R 2020 *Prog. Earth Planet. Sc.* **7** 42](#)
- [8] [Huang Y, Kok J F, Martin R L, Swet N, Kutra I, Gill T E, Reynolds R L, Freire L S 2019 *Atmos. Chem. Phys.* **19** 2947](#)
- [9] [Giannadaki D, Pozzer A, Lelieveld J 2014 *Atmos. Chem. Phys.* **14** 957](#)
- [10] [Gliß J, Mortier A, Schulz M, Andrews E, Balkanski Y, Bauer S E, Benedictow A M K, Bian H, Checa-Garcia R, Chin M, Ginoux P, Griesfeller J J, Heckel A, Kipling Z, Kirkevåg A, Kokkola H, Laj P, Sager P L, Lund M T,](#)

- Myhre C L, Matsui H, Myhre G, Neubauer D, Noije T V, North P, Olivié D J L, Rémy S, Sogacheva L, Takemura T, Tsyro S G 2021 *Atmos. Chem. Phys.* **21** 87
- [11] Kandler K, Schütz L, Deutscher C, Ebert M, Hofmann H, Jäckel S, Jaenicke R, Knippertz P, Lieke K, Massling A, Petzold A, Schladitz A, Weinzierl B, Wiedensohler A, Zorn S, Weinbruch S 2009 *Tellus B.* **12** 32
- [12] Ulanowski Z, Bailey J, Lucas P W, Hough J H, Hirst E 2007 *Atmos. Chem. Phys.* **7** 6161
- [13] Adebiyi A A, Kok J F 2020 *Sci. Adv.* **6** eaaz9507
- [14] Mahowald N, Albani S, Kok J F, Engelstaeder S, Scanza R, Ward D S, Flanner M G 2014 *Aeolian Res.* **15** 53
- [15] Adebiyi A A, Kok J F, Wang Y, Ito A, Ridley D A, Nabat P, Zhao C 2020 *Atmos. Chem. Phys.* **20** 829
- [16] Koepke P, Gasteiger J, Hess M 2015 *Atmos. Chem. Phys.* **15** 5947
- [17] Ryder C L, Highwood E J, Walser A, Seibert P, Philipp A, Weinzierl B 2019 *Atmos. Chem. Phys.* **19** 15353
- [18] Van Der Does M, Knippertz P, Zschenderlein P, Giles H R, Stuut J B W 2018 *Sci. Adv.* **4** eaau2768
- [19] Kandler K, Schütz L, Jäckel S, Lieke K, Emmel C, Müller-Ebert D, Ebert M, Scheuvers D, Schladitz A, Šegvić B, Wiedensohler A, Weinbruch S 2011 *Tellus B.* **63** 459
- [20] Weinzierl B, Petzold A, Esselborn M, Wirth M, Rasp K, Kandler K, Schütz L, Koepke P, Fiebig M 2009 *Tellus B.* **61** 96
- [21] Kok J F, Ridley D A, Zhou Q, Miller R L, Zhao C, Heald C L, Ward D S, Albani S, Haustein K 2017 *Nat. Geosci.* **10** 274
- [22] Huneus N, Schulz M, Balkanski Y, Griesfeller J, Prospero J, Kinne S, Bauer S, Boucher O, Chin M, Dentener F, Diehl T, Easter R, Fillmore D, Ghan S, Ginoux P, Grini A, Horowitz L, Koch D, Krol M C, Landing W, Liu X, Mahowald N, Miller R, Morcrette J J, Myhre G, Penner J, Perlwitz J, Stier P, Takemura T, Zender C S 2011 *Atmos. Chem. Phys.* **11** 7781
- [23] Ansmann A, Hofer J, Mamouri R E, Haarig M, Baars H, Wandinger U 2026 doi:10.5194/egusphere-2026-648 [Atmospheric sciences]
- [24] He Y, Choudhury G, Tesche M, Ansmann A, Yi F, Müller D, Yin Z 2025 *Atmos. Meas. Tech.* **18** 5669
- [25] Huang Y, Kok J F, Kandler K, Lindqvist H, Nousiainen T, Sakai T, Adebiyi A,

- Jokinen O 2020 *Geophys. Res. Lett.* **47** e2019GL086592
- [26] Otto S, Trautmann T, Wendisch M 2011 *Atmos. Chem. Phys.* **11** 4469
- [27] Huang Y, Kok J F, Saito M, Muñoz O 2023 *Atmos. Chem. Phys.* **23** 2557
- [28] Saito M, Yang P 2021 *Geophys. Res. Lett.* **48** e2021GL095121
- [29] Gasteiger J, Emde C, Mayer B, Buras R, Buehler S A, Lemke O 2014 *J. Quant. Spectrosc. Ra.* **148** 99
- [30] Gasteiger J, Wiegner M 2018 *Geosci. Model Dev.* **11** 2739
- [31] Lenoble J, Herman M, Deuzé J L, Lafrance B, Santer R, Tanré D 2007 *J. Quant. Spectrosc. Ra.* **107** 479
- [32] Ryder C L, Highwood E J, Lai T M, Sodemann H, Marsham J H 2013 *Geophys. Res. Lett.* **40** 2433
- [33] Ryder C L, Highwood E J, Rosenberg P D, Trembath J, Brooke J K, Bart M, Dean A, Crosier J, Dorsey J, Brindley H, Banks J, Marsham J H, McQuaid J B, Sodemann H, Washington R 2013 *Atmos. Chem. Phys.* **13** 303
- [34] Zender C S, Bian H, Newman D 2003 *J. Geophys. Res. Atmos.* **108** D14
- [35] Fountoulakis I, Tsekeri A, Kazadzis S, Amiridis V, Nersesian A, Tsihla M, Proestakis E, Gkikas A, Papachristopoulou K, Barlakas V, Emde C, Mayer B 2024 *Atmos. Chem. Phys.* **24** 4915
- [36] Hess M, Koepke P, Schult I 1998 *B. Am. Meteorol. Soc.* **79** 831
- [37] Roujean J L, Leroy M, Deschamps P Y 1992 *J. Geophys. Res. Atmos.* **97** 20455
- [38] Breon F M, Tanre D, Lecomte P, Herman M 1995 *IEEE T. Geosci. Remote* **33** 487
- [39] Meng Z, Yang P, Kattawar G W, Bi L, Liou K N, Laszlo I 2010 *J. Aerosol Sci.* **41** 501
- [40] Liou K N (translated by Guo C L, Zhou S J) 2004 An introduction to atmospheric radiation: Second Edition (Beijing: China Meteorological Press) pp230—256 (in Chinese) [廖国男著 (郭彩丽, 周诗健 译) 2004 大气辐射导论: 第二版 (北京: 气象出版社) 第230—256页]
- [41] Brown R G W 1984 *Int. J. Opt.* **31** 3
- [42] Mishchenko M I, Travis L D, Lacis A A (translated by Wang J A, Wu R H, Ma Z G, Zong S G, Cao J) 2013 Scattering, absorption, and emission of light by small particles (Beijing: National Defense Industry Press) pp313—322 (in Chinese) [米先科, 特拉维斯, 拉齐斯著 (王江安, 吴荣华, 马治国, 宗思光, 曹静译) 2013 微粒的光散射、吸收和发射 (北京: 国防工业出版社) 第313—322页]

- [43] [Merikallio S, Lindqvist H, Nousiainen T, Kahnert M 2011 *Atmos. Chem. Phys.* **11** 5347](#)
- [44] [Dubovik O, Sinyuk A, Lapyonok T, Holben B N, Mishchenko M, Yang P, Eck T F, Volten H, Muñoz O, Veihelmann B, Van Der Zande W J, Leon J F, Sorokin M, Slutsker I 2006 *J. Geophys. Res. Atmos.* **111** D11](#)
- [45] [Dubovik O, Herman M, Holdak A, Lapyonok T, Tanré D, Deuzé J L, Ducos F, Sinyuk A, Lopatin A 2011 *Atmos. Meas. Tech.* **4** 975](#)
- [46] [Nevzorov A N 2006 *Atmos. Res.* **82** 367](#)
- [47] [Zheng J, Zhang Z, DeSouza-Machado S, Ryder C L, Garnier A, Di Biagio C, Yang P, Welton E J, Yu H, Barreto A, Gonzalez M Y 2024 *Geophys. Res. Lett.* **51** e2023GL106808](#)

录用稿件，非最终出版稿

Study on the Impact of Dust Aerosol Optical Parameter Variations on Radiative Polarization Effects*

Bai Liang-Liang¹⁾²⁾ Wang Ming-Jun^{1)3)4)5)†} Yu Ji-Hua¹⁾ Diao LuXin¹⁾ Du Ping¹⁾

1) (School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

2) (School of Information Engineering, Xinjiang Institute of Engineering, Urumqi 830023, China)

3) (Xi'an Key Laboratory of Wireless Optical Communication and Network Research, Xi'an 710048, China)

4) (School of Physics and Telecommunications Engineering, Shaanxi University of Technology, Hanzhong 723001, China)

5) (School of Intelligent Science and Information Engineering, Xi'an Peihua University, Xi'an 710199, China)

Abstract

Dust aerosols play a crucial role in the global climate system and radiation budget. However, current aerosol radiative transfer models have two major limitations in microphysical characterization. First, the mass loading of coarse-mode large dust particles is severely underestimated. These models typically truncate the maximum particle size at 10 μm and omit the super-coarse particles that are abundant in actual observations. Second, particle shape is oversimplified by the widespread use of highly symmetric spherical or spheroidal assumptions, which fail to capture their true irregular morphology. These limitations cause large biases in radiative forcing calculations and systematic errors in polarized remote sensing retrievals. To solve this problem, this study quantifies the respective effects of dust particle shape and size range on shortwave radiation and polarization characteristics at the top and bottom of the atmosphere.

Two typical shortwave bands, namely 1.55 μm and 0.532 μm , are selected for sensitivity analysis. Regarding size distribution, this study uses airborne in-situ data from the Sahara Desert for comparison. It contrasts the traditional distribution with a 10 μm upper cutoff and the extended distribution with a 50 μm upper cutoff that covers coarse-mode

particles. For shape characterization, comparisons are conducted among spherical, spheroidal, and tri-axial ellipsoid models based on globally measured statistical distributions. Furthermore, the proposed model couples the desert surface bidirectional reflectance function and the polarization distribution function. The model also uses the vector successive order of scattering method to compute the full-vector radiation field in the atmosphere-surface system, with multiple scattering included in calculations.

The results show that particle morphology and size exert an obvious joint regulatory effect on radiative transfer. The traditional spherical model has high geometric symmetry. It induces coherent interference of internal light waves and intense Mie scattering resonance. It also greatly overestimates polarization in the forward scattering region. In contrast, the tri-axial ellipsoid model breaks central symmetry. It takes advantage of the phase smoothing effect from random particle orientation. This model completely eliminates spurious resonance. Its polarization features are smooth and agree well with real atmospheric conditions. Neglecting coarse-mode particles will overestimate the single scattering albedo systematically. It hides the actual absorption of shortwave radiation by dust aerosols. In addition, this study carries out extreme sensitivity tests on the morphological parameters of the tri-axial ellipsoid. Extreme parameter perturbations only cause minor changes in radiation and polarization. The maximum relative deviation is less than 3.05%. Such deviations are much smaller than the errors caused by traditional simplified shape assumptions. This proves that the proposed baseline model has strong physical robustness.

In conclusion, particle non-sphericity and coarse-mode contributions to size distribution have significant effects on radiation simulations. Traditional shape assumptions or neglect of coarse-mode particles will introduce systematic biases in polarized remote sensing retrievals. Therefore, to improve dust aerosol climate assessment and satellite retrieval accuracy, radiative transfer models should use observation-based particle models and size distributions to accurately simulate radiative transfer processes in the real atmosphere. High-precision physical characterization brings a large computational overhead. Under the same computing conditions, the spherical model completes calculations within a

few hours, while the tri-axial ellipsoid model with full-range optical properties takes nearly one month. Accordingly, future work shall integrate high-precision non-spherical scattering databases with lightweight surrogate models such as machine learning and high-dimensional look-up tables. This can overcome computational constraints and enable online operational application of aerosol high-precision multispectral radiative effects.

Keywords: Atmospheric optics, Dust aerosols, Radiation, Polarization

* Project supported by the Cultivation Project of Major Research Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 92052106), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61771385), the Innovation Team for Key Industrial Chains of Shaanxi Province (Grant No. 2024RS-CXTD-12), the Innovation Team of Institutions of Higher Education of Shaanxi Province (Grant No. 24JP131), and the Key Core Technology Tackling Project for Key Industrial Chains of Xi'an Municipality (Project No. 103-433023062).

These authors contributed equally.

† Corresponding author.E-mail:wangmingjun@xaut.edu.cn
The first author.E-mail:blj@xjtu.edu.cn