

大气折射对可见近红外波段辐射传输的影响分析

胡 帅 高太长 李 浩 程天际 刘 磊 张 婷 黄 威 江诗阳 代中华

解放军理工大学气象海洋学院, 江苏 南京 211101

摘要 为定量分析大气折射对辐射传输的影响,建立了矢量辐射传输模型(VSPART),讨论了大气折射对漫射光 Stokes 矢量及辐射通量密度的影响。在模型中,采用射线追踪法实现了大气折射过程的参数化,基于矩阵算法实现了辐射传输方程的求解;将 VSPART 模拟结果与文献值及 SPDISORT、DISORT、RT3/PolRadtran 和 MYSTIC 的模拟结果进行了对比,验证了模型间的一致性;在纯瑞利散射大气及含气溶胶大气条件下,分析了大气折射对地面下行辐射和天顶上行辐射漫射光 Stokes 矢量的影响,讨论了大气折射效应随太阳天顶角的变化。结果表明,太阳天顶角为 86° 时,在瑞利散射条件下,由大气折射造成的漫射光(波长 $0.35 \mu\text{m}$) I 、 Q 和 U 分量的相对偏差可达 9.2%、10.2% 和 11.3%,辐射通量密度的相对偏差可达 5.3%。对于地面下行辐射,大气折射的影响总体随天顶角增大而增强,天顶上行辐射则反之。大气折射对地面下行漫射辐射的影响强于天顶上行辐射。随着气溶胶光学厚度的增加,大气折射效应显著增强;煤烟气溶胶条件下,大气折射的影响强于矿质型及海盐型气溶胶情形。当太阳天顶角大于 70° 时,大气折射的影响迅速增强,此时有必要在辐射传输模拟过程中考虑大气折射效应。

关键词 大气光学; 折射效应; Stokes 矢量; 射线追踪法; 矢量辐射传输

中图分类号 P426.3+1 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.0601005

Analysis on Impact of Atmospheric Refraction on Radiative Transfer Process at Visible and Infrared Band

Hu Shuai Gao Taichang Li Hao Cheng Tianji Liu Lei
Zhang Ting Huang Wei Jiang Shiyang Dai Zhonghua

College of Meteorology and Oceanography, PLA University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 211101, China

Abstract In order to quantitatively discuss the influence of atmospheric refraction on radiative transfer process, a vector radiative transfer model (VSPART) is established and the atmospheric refraction impact on diffuse light's Stokes vectors and radiative flux density is discussed. In this model, the atmospheric refraction parametric process is simulated by using the ray-tracing method, and the radiative transfer equation is solved by using the matrix algorithm. The simulated results of VSPART agrees with literature results and classical radiative models such as SPDISORT (spherical discrete ordinate method), DISORT (discrete ordinate method), RT3/PolRadtran and MYSTIC (Monte Carlo code for the physically correct tracing of photons in cloudy atmospheres). The impact of atmospheric refraction on the Stokes vectors of down-welling diffuse light at surface (DLS) and up-welling diffuse light at the top of atmosphere (ULT) is analyzed for Rayleigh scattering atmosphere and atmosphere with aerosol. Besides, the variation of the atmospheric refraction effect with the solar zenith angle is analyzed as well. Simulation results show that the relative deviations of the diffuse light's I , Q and U components due to refraction achieve 9.2%, 10.2% and 11.3%, and the relative deviation of radiant flux density approaches 5.3% when the solar zenith angle is 86° in the Rayleigh scattering atmosphere. For DLS, the impact of refraction is enhanced with the increasing of observing zenith angle, while for ULT, the fact is opposite. On the whole, the influence of atmospheric refraction on DLS is stronger than that on ULT. With the increase of aerosol optical thickness, the atmospheric

收稿日期: 2015-09-06; **收到修改稿日期:** 2015-10-22

基金项目: 国家自然科学基金(41575025,41575024)

作者简介: 胡 帅(1990—),男,博士研究生,主要从事大气辐射传输及大气探测与遥感方面的研究。

E-mail: hushuai2012@hotmail.com

导师简介: 高太长(1958—),男,本科,教授,博士生导师,主要从事军事大气探测理论与技术方面的研究。

E-mail: 2009gaotc@gmail.com(通信联系人)

refraction effect is gradually enhanced, and the influence of the atmospheric refraction for soot aerosol is much stronger than that for mineral dust and sea salt. When the solar zenith angle is larger than 70° , the impact of atmospheric refraction increases rapidly, and it is necessary to consider the atmospheric refraction process when simulating the radiative transfer.

Key words atmospheric optics; refraction effect; Stokes vector; ray-tracing method; vector radiative transfer

OCIS codes 010.5620; 140.1290; 010.5620

1 引 言

大气辐射传输过程是地气系统中的基本物理过程之一^[1-2],精确的辐射传输模拟已成为许多研究领域及相关工程应用的基础^[3-6]。目前辐射传输过程的模拟大多在假设大气折射率均匀的前提下进行^[7],考虑的物理过程主要包括大气散射、吸收、发射及地表反射等^[8-10];而实际上,大气状态要素(气压、温度及湿度等)的垂直分布不均,会引起大气折射率随高度而变化,进而导致电磁波传播路径弯曲及偏振特性改变,从而影响整个辐射传输过程^[11-13],如“蒙气差”、“海市蜃楼”及“大气波导”等现象就是由于大气折射引起的^[4]。相关研究也表明,在考虑地球曲率条件下,随着太阳天顶角的增大,大气折射效应显著增强,当太阳天顶角接近 90° 时,光线的有效传播路径可改变近 30%^[14]。因此在辐射传输模拟过程中,有必要考虑大气折射过程,并定量分析它对辐射传输过程的影响。

由于大气折射随太阳天顶角增大而增强,在辐射传输模拟中,在考虑大气折射过程影响的同时必须考虑大气的几何形状。早期的辐射传输模拟方法,如二流近似、单散射近似、离散纵标法(DISORT)、累加倍加法等^[15],均基于平面平行大气假设,未考虑大气折射及大气几何球形的影响。当太阳天顶角大于 70° 时,以上几种方法的模拟误差迅速增大^[16],不再适用。Dahlback 等^[17]提出了 DISORT 的球面模式(SPDISORT),实现了球形大气条件下辐射传输方程的近似求解,但并未考虑大气折射效应的影响;Kylling 等^[18-19]在 DISORT 基础上建立了 UVSPEC 模式,在该模型中基于几何折射原理对太阳光的光学路径进行了修正;Rozanov 等^[16,20]以伪球面模式为基础,发展了 CDIPI(combining differential integral approach involving the picard iterative approximation)迭代技术,实现了球形大气辐射传输方程的逼近求解,但该方法同样只对太阳光学路径进行了修正,且气溶胶相函数只能采用 Henyey-Greenstein 函数,不能模拟有云条件下的辐射传输过程。以上方法均为标量求解方法,即仅考虑辐射的强度分量信息,而大量研究结果表明,若忽略光的偏振因素,在计算漫射光强度及辐射通量密度时均可造成近 10% 误差^[21-22]。随着偏振遥感技术的迅速发展,在辐射传输模拟中引入 Stokes 矢量,发展高精度、高信息量的矢量辐射传输模型成为主要趋势^[23],目前的矢量辐射传输模型主要包括基于累加倍加法的 RT3/PolRadtran^[24]、矢量化的离散纵标法(VDISORT)^[25]、逐次散射法(SOSVRT)^[26-27]、球谐函数法(SHDOM)^[28-29],及 Monte Carlo 法^[30-32]等,这些辐射传输模型主要还是基于平面大气平行的假设,未考虑大气球形几何及折射过程的影响,这与实际大气辐射传输过程不完全相符。2007 年 Spurr 等^[33-34]建立了伪球面模式(VLISORT),2010 年 Emde 等^[23]基于后向 Monte Carlo 方法改进了三维辐射传输模型(MYSTIC),虽然这两种模型实现了球形大气条件下的矢量辐射传输过程的近似模拟,但均未考虑大气折射过程的影响。近年来,为处理这类考虑折射的矢量辐射传输问题,各国研究人员进行了大量研究。Kattawar 等^[35]首次采用 Monte Carlo 方法对该问题进行了研究,计算得到了漫射光的偏振度及偏振方向等信息;Zhai 等^[36]改进了逐次散射法,使之适用于海气耦合系统的辐射传输计算,2013 年,Zhai 等^[37]又将单散射及源矩阵迭代技术引入至逐次散射方法中,使之更为完善;Sommersten 等^[38]改进了离散纵标法,实现了两层折射率不均匀介质的辐射传输模拟,并采用 Monte Carlo 方法对该模型进行了验证;Garcia^[39]基于离散纵标法推导了折射率不均匀介质的透射矩阵及反射矩阵,并提出了分析离散纵标法(ADO),实现了 9 层折射率非均匀介质层的辐射传输特性模拟^[40];2014 年,Ben 等^[41]在平面介质平行假设下,基于 Monte Carlo 方法开发了考虑折射的辐射传输模型;以上模型虽然实现了含折射过程的辐射传输过程模拟,但仍基于平面介质平行的假设,且研究对象主要为海气耦合系统,并未系统分析大气折射效应对辐射传输过程的影响。为提高大气辐射传输过程的模拟精度,2015 年,胡帅等^[42]采用 Monte Carlo 方法实现了包含大气折射的辐射传输过程模拟,并分析了大气折射对可见光波段辐射传输过程的影响,但 Monte Carlo 存在耗时长缺陷,因此仍需要发展新的快速数值计算模式。因此,本文建立了矢量辐射传输模型(VSPART),并基于该模型,定量分析了大气折射对漫射光 Stokes 矢量

及辐射通量密度的影响。

2 考虑折射的辐射传输过程建模及求解

2.1 基本辐射传输模型的描述

综合大气折射效应造成的光线传播路径弯曲及偏振状态改变,建立考虑折射的伪球面矢量辐射传输方程(RTE):

$$\mu \frac{d\mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi)}{d\tau} = \mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi) - \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4\pi} \int_0^1 \int_{-1}^1 \mathbf{M}(\tau; \mu, \varphi, \mu', \varphi') \mathbf{S}(\tau; \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' - \frac{\bar{\omega}(\tau) \cdot I_0 \cdot T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}(\tau; \mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0) \mathbf{F}, \quad (1)$$

式中 $\mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi)$ 为漫射光 Stokes 矢量, τ, μ 和 φ 分别为光学厚度(AOD)、天顶角余弦及方位角, $\bar{\omega}(\tau)$ 为气层的单散射反照率; μ_0, φ_0 和 \mathbf{F} 为该气层顶部的太阳直射光的天顶角余弦、方位角及归一化 Stokes 矢量(强度分量 $I=1$); I_0 和 θ_{TOA_0} 为大气顶的太阳辐射值及天顶角; $T(r, \theta_{\text{TOA}_0})$ 为太阳光从大气顶到达该气层顶的大气透射率; $\mathbf{M}(\tau; \mu, \varphi, \mu', \varphi')$ 为气层的散射相矩阵。以上变量中,受大气折射影响的量包括 μ_0, \mathbf{F} 和 $T(r, \theta_{\text{TOA}_0})$ 。

如图 1 所示,在建立基本辐射传输方程的基础上,为实现辐射传输过程的模拟,需进行两方面的工作:

1) 大气的参数化过程,在 VSPART 中,气体吸收及瑞利散射光学厚度计算模块取自辐射传输模式(SBDART)^[43]; 各气层光学厚度 τ_i 是气体分子、气溶胶及云的光学厚度的和, $\bar{\omega}_i$ 是通过各成分光学厚度加权平均得到, \mathbf{M}_i 也是通过加权平均得到的,加权方程为

$$\mathbf{M}_i = \frac{\mathbf{M}_{\text{rayleigh}} \cdot \tau_{\text{rayleigh}_i} + \mathbf{M}_{\text{aer}} \cdot \bar{\omega}_{\text{aer}} \cdot \tau_{\text{aer}_i} + \mathbf{M}_{\text{cloud}} \cdot \bar{\omega}_{\text{cloud}} \cdot \tau_{\text{cloud}_i}}{\tau_{\text{rayleigh}_i} + \bar{\omega}_{\text{aer}} \cdot \tau_{\text{aer}_i} + \bar{\omega}_{\text{cloud}} \cdot \tau_{\text{cloud}_i}}, \quad (2)$$

式中 τ_{rayleigh_i} 和 $\mathbf{M}_{\text{rayleigh}}$ 为瑞利散射光学厚度和散射相矩阵, $\tau_{\text{aer}_i}, \bar{\omega}_{\text{aer}}$ 和 \mathbf{M}_{aer} 为气溶胶的光学厚度、单散射反照率及散射相矩阵, $\tau_{\text{cloud}_i}, \bar{\omega}_{\text{cloud}}$ 和 $\mathbf{M}_{\text{cloud}}$ 分别为云的相应光学参数。在含云大气条件下,散射矩阵对角元素存在前向散射峰,本模型采用 Delta-M 技术进行处理。大气折射的参数化是本模型的一个重点,本文采用射线追踪法对大气折射造成入射光的光学路径弯曲、入射角偏移及偏振状态的改变进行模拟。

2) 辐射传输过程的求解,基于矩阵算法推导了气层的透射矩阵及反射矩阵,采用累加-倍加法实现了辐射传输方程的求解。

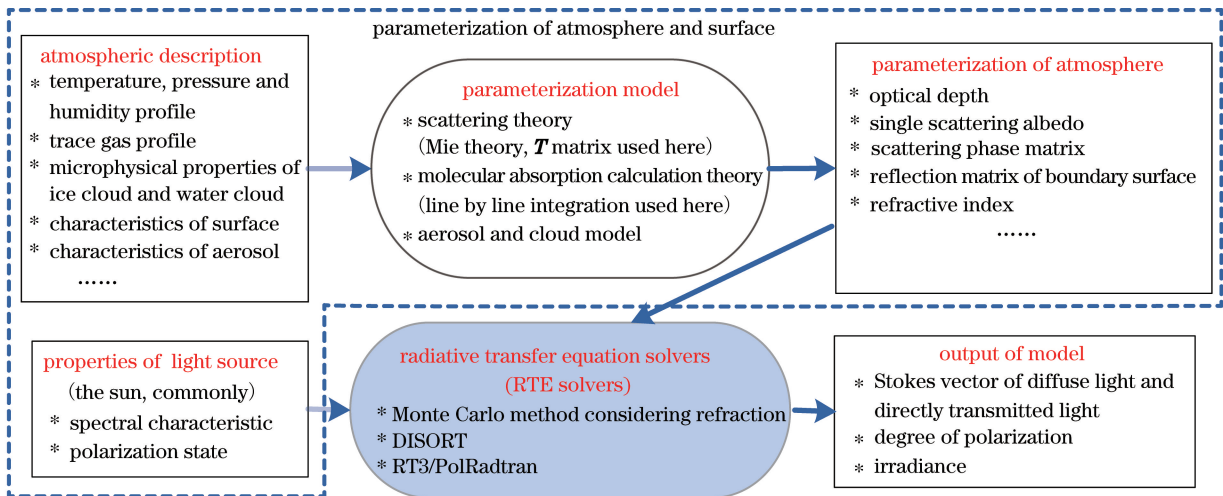


图 1 辐射传输模式的基本框架

Fig. 1 Basic frame of radiative transfer model

2.2 大气折射过程的参数化处理

采用几何射线追踪法对光线状态进行追踪模拟^[4]。如图 2 所示,设光传播路径上一点的折射率为 n ,入

射光的局地天顶角为 θ , 地心半径为 r , 地心角为 β , R_T 为地心到光学路径曲线切点的距离, R_E 为地球半径, s 为光传播的光程, P 为光学路径曲线的切点, Q 为目标点, 整层大气分为 N 层, θ_{TOA_0} 为太阳的天顶角, θ_{0-T} 为太阳在大气顶的局地天顶角。在大气折射率球形对称假设条件下, 建立光程 s 与地心半径 r 和局地天顶角 θ 的关系式^[4]为

$$\frac{ds}{dr} = \frac{1}{\cos \theta} = \frac{1}{\sqrt{1 - C^2/(nr)^2}}, \quad (3)$$

式中 C 为一常数。为了便于求解, 作变量变换 $x = r \cos \theta$, 进一步化简可得

$$ds = dx / [1 - R(r) \sin^2 \theta], \quad (4)$$

式中 $R(r)$ 表征的是光传播路径某点处的大气折射程度, 满足

$$R(r) = \frac{r}{r_c(\theta = \pi/2)} = -\frac{r}{n(r)} \frac{dn(r)}{dr}, \quad (5)$$

其中空气折射率 n 是采用 Edlén 公式^[4]进行计算的, 满足

$$n - 1 = 10^{-6} \left\{ a_0 + \frac{a_1}{1 - (v/b_1)^2} + \frac{a_2}{1 - (v/b_2)^2} \right\} \cdot \frac{p - e}{p_0} \cdot \frac{296.15}{T} + \left[c_0 - \left(\frac{v}{c_1} \right)^2 \right] \frac{e}{p_0}, \quad (6)$$

其中 v 为波数, 单位为 cm^{-1} ; p 和 e 分别为气压和水汽压, 单位为 hPa, 标准气压 p_0 取 1013.25 hPa; T 为温度, 单位为 K, 式中其余常数见表 1。在辐射传输软件 (MODTRAN) 中, 该公式被用于计算大气折射率, 其准确性也得到广泛验证^[4]。

表 1 空气折射率 Edlén 公式中的常数
Table 1 Constants in Edlén equation

| a_0 | a_1 | a_2 | b_1 | b_2 | c_0 | c_1 |
|-------|--------|-------|--------------------|--------------------|-------|-------------------|
| 83.43 | 185.08 | 4.11 | 1.14×10^5 | 6.24×10^4 | 4349 | 1.7×10^4 |

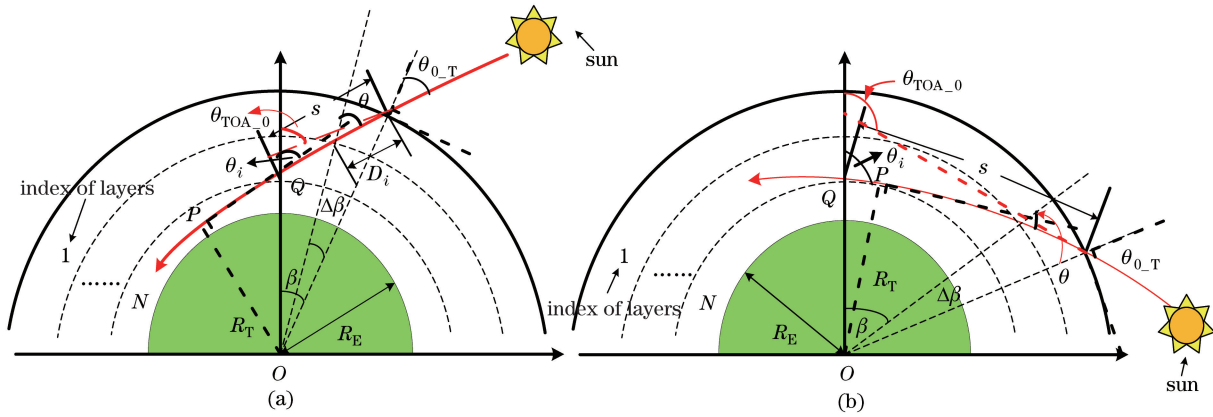


图 2 考虑折射效应及大气球形几何条件下光线追踪示意图。(a) $\theta < 90^\circ$; (b) $\theta > 90^\circ$

Fig. 2 Schematic diagrams of ray tracing process in spherical refractive atmosphere. (a) $\theta < 90^\circ$; (b) $\theta > 90^\circ$

光线传播方向的改变由地心角 β 表征, 由几何关系可知, β 与 x 可建立以下微分方程:

$$\frac{d\beta(r)}{dx} = \frac{ds}{dx} \frac{R(r) \sin \theta}{r}, \quad (7)$$

该式描述了光线地心角 β 与地心半径 r 、局地天顶角 θ 的关系。

(3)、(4)及(7)式构成了射线追踪的基本方程组, 基于打靶法的思想, 采用 Runge-Kutta 法建立离散大气系统的射线追踪迭代格式, 求解光线在各气层顶光线的局地天顶角 θ_i 、地心角 β_i 和各气层中的光传播光程 D_i 及几何校正因子 $\gamma_i = D_i/H_i$ (其中 H_i 为第 i 气层的垂直几何厚度), 迭代求解过程中, 特定位置的折射率是基于对数插值方法得到的, 针对目标气层 (第 i 层) 的模拟流程如图 3 所示, 图中 β_{goal} 为光线从大气顶到达目标点所需旋转的地心角, r_{reach} 为光线实际到达点的地心半径, 两者可由简单几何原理计算得到。进一步计算目标气层顶的直射光大气透射率 $T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0})$ 及 Stokes 矢量, 计算方法如下。

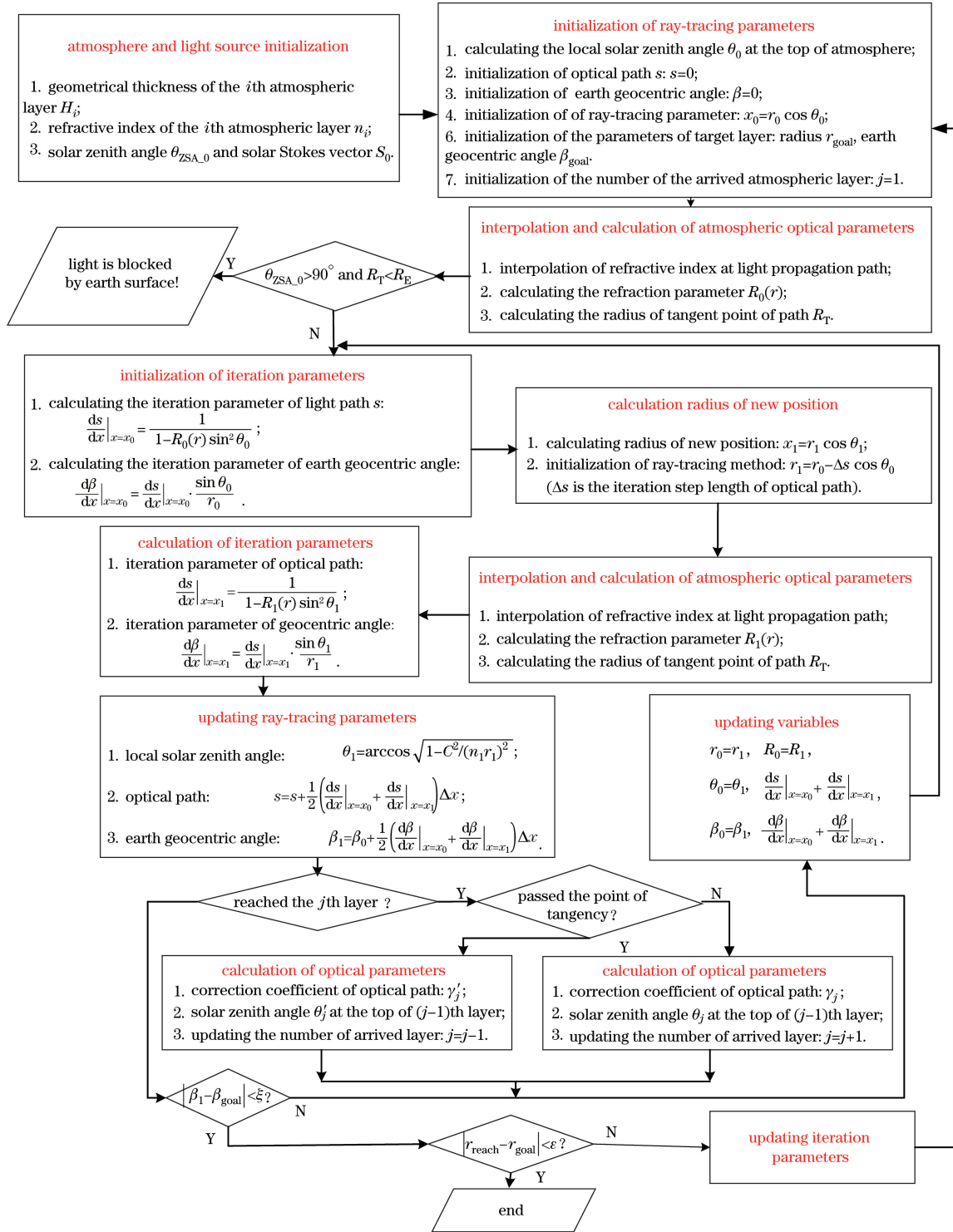


图 3 离散球形系统中射线追踪法的迭代追踪格式

Fig. 3 Flowchart of the iteration process of ray-tracing method in discrete atmospheric system

$T(r_i, \theta_{TOA,0})$ 的计算分两种情形进行讨论:

1) 如图 2(a) 所示, 当太阳天顶角较小时, 目标点 Q 通常在光学路径曲线的切点 P 之前, 目标气层以上的气层对入射光线只有一次衰减, 因此直射光透射率 $T(r_i, \theta_{TOA,0})$ 可表示为

$$T(r_i, \theta_{TOA,0}) = \exp\left(\sum_{j=1}^i \Delta\tau_j \cdot \gamma_j\right), \quad (8)$$

式中 $\Delta\tau_j$ 为第 j 层气层的光学厚度。

2)若太阳天顶角趋于或大于 90° 时,如图 2(b)所示,目标点 Q 则可能出现在切点 P 之后,即光线可能被一部分气层衰减两次,此时直射光大气透射率 $T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0})$ 可表示为

$$T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0}) = \exp\left(\sum_{j=1}^{L-1} \Delta\tau_j \cdot \gamma_j + \sum_{j=L+1}^i \Delta\tau_j \cdot \gamma'_j + \Delta\tau_L \cdot \gamma_L\right), \quad (9)$$

式中 L 是切点所在气层序号, γ'_j 为光线第二次经过第 j 气层的几何校正因子。特殊情况下,若切点 P 对应的 R_T 小于 R_E ,则表示直射光被地表所遮挡,无法到达目标气层,此时大气透射率 $T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0})$ 可设为 0。

假设折射率分层均匀,在计算各气层顶入射光局地天顶角 θ_i 的基础上,各气层顶直射光的 Stokes 矢量可采用折射定律求解。进入该气层顶的折射光天顶角 $\theta_{\text{t}i}$ 和 Stokes 矢量 \mathbf{F}_{refr} 满足

$$n_s \sin \theta_i = n_t \sin \theta_{\text{t}i}, \quad (10)$$

$$\mathbf{F}_{\text{refr}} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{F}_i, \quad (11)$$

$$\mathbf{T}(\theta_i) = \frac{n_t \cos \theta_{\text{t}i}}{2n_s \cos \theta_i} \begin{pmatrix} t_{//}^2 + t_{\perp}^2 & t_{//}^2 - t_{\perp}^2 & 0 & 0 \\ t_{//}^2 - t_{\perp}^2 & t_{//}^2 + t_{\perp}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\text{Re}(t_{\perp} t_{//}^*) & 2\text{Im}(t_{//} t_{\perp}^*) \\ 0 & 0 & 2\text{Im}(t_{\perp} t_{//}^*) & 2\text{Re}(t_{\perp} t_{//}^*) \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$$t_{\perp} = \frac{2n_s \cos \theta_i}{n_s \cos \theta_i + \sqrt{n_t^2 - n_s^2 \sin^2 \theta_i}}, \quad (13)$$

$$t_{//} = \frac{2n_s n_t \cos \theta_i}{n_t^2 \cos \theta_i + n_s \sqrt{n_t^2 - n_s^2 \sin^2 \theta_i}}, \quad (14)$$

式中 n_s 和 n_t 分别为光线入射端和出射端气层的折射率, \mathbf{T} 为折射矩阵。进一步对 \mathbf{F}_{refr} 的 I 分量进行归一化处理,即可作为辐射传输方程的输入量。

2.3 基于矩阵算法的辐射传输方程的求解

基于矩阵算法求解辐射传输方程。首先对漫射光 Stokes 矢量 $\mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi)$ 及散射相矩阵 $\mathbf{M}(\tau; \mu, \varphi, \mu', \varphi')$ 作傅里叶级数展开

$$\mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi) = \sum_{m=0}^K \mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu) \cos m(\varphi - \varphi_0) + \mathbf{S}^{sm}(\tau; \mu) \sin m(\varphi - \varphi_0), \quad (15)$$

$$\mathbf{M}(\tau; \mu, \varphi, \mu', \varphi') = \sum_{m=0}^K \mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \cos m(\varphi - \varphi') + \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \sin m(\varphi - \varphi'), \quad (16)$$

式中 K 为傅里叶级数展开的阶数, $\mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu)$ 为 $\mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi)$ 的第 m 阶余弦展开向量, $\mathbf{S}^{sm}(\tau; \mu)$ 为 $\mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi)$ 的第 m 阶正弦展开向量, $\mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu')$ 为散射相矩阵的第 m 阶余弦展开系数矩阵, $\mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu')$ 为散射相矩阵的第 m 阶正弦展开系数矩阵。将(15)和(16)式代入(1)式,化简并写成正弦及余弦谐波分量形式,可得到 $2K+1$ 个微分方程组,其中零阶分量方程为

$$\mu \frac{d\mathbf{S}^0(\tau; \mu)}{d\tau} = \mathbf{S}^0(\tau; \mu) - \frac{\tilde{\omega}(\tau)}{2} \int_{-1}^1 [\mathbf{M}^0(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^0(\tau; \mu')] d\mu' - \frac{\tilde{\omega}(\tau) \cdot I_0 \cdot T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}^0(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}, \quad (17)$$

第 m 阶余弦及正弦谐波分量方程可表示为

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu)}{d\tau} &= \mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu) - \frac{\tilde{\omega}(\tau)}{4} \int_{-1}^1 [\mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu') - \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^{sm}(\tau; \mu')] d\mu' - \\ &\frac{\tilde{\omega}(\tau) \cdot I_0 \cdot T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{S}^{sm}(\tau; \mu)}{d\tau} &= \mathbf{S}^{sm}(\tau; \mu) - \frac{\tilde{\omega}(\tau)}{4} \int_{-1}^1 [\mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^{sm}(\tau; \mu') + \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu')] d\mu' - \\ &\frac{\tilde{\omega}(\tau) \cdot I_0 \cdot T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}, \end{aligned} \quad (19)$$

将(18)和(19)式相加并化简可得

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{S}^m(\tau; \mu)}{d\tau} = & \mathbf{S}^m(\tau; \mu) - \frac{\bar{\omega}(\tau)}{4} \int_{-1}^1 [\mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^m(\tau; \mu) + \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{A} \mathbf{S}^m(\tau; \mu)] d\mu' - \\ & \frac{\bar{\omega}(\tau) \cdot I_0 \cdot T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} [\mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu_0) + \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu_0)] \mathbf{F}, \end{aligned} \quad (20)$$

式中 $\mathbf{S}^m = \mathbf{S}^{cm} + \mathbf{S}^{sm}$, 由于 Stokes 矢量 I, Q 分量为 $(\varphi - \varphi_0)$ 的偶函数, 而 U, V 分量为 $(\varphi - \varphi_0)$ 的奇函数, 所以 \mathbf{S}^m 具有 $(I^{cm}, Q^{cm}, U^{sm}, V^{sm})^T$ 的形式, 其中 I^{cm} 和 Q^{cm} 为 I, Q 分量的余弦展开系数, U^{sm} 和 V^{sm} 为 U, V 的正弦展开系数; \mathbf{A} 为一个初等变换矩阵, $\mathbf{A} = \text{diag}(1, 1, -1, -1)$ 。

另外, $\mathbf{H}_m(\tau, \mu, \mu')$ 和 $\mathbf{M}^m(\tau; \mu, \mu_0)$ 满足

$$\mathbf{H}_m(\tau, \mu, \mu') = \mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu') + \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{A}, \quad (21)$$

$$\mathbf{M}^m(\tau; \mu, \mu_0) = \mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu_0) + \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu_0). \quad (22)$$

则由(21)式及(22)式结合(18)式, (20)式可化简为

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{S}^m(\tau; \mu)}{d\tau} = & \mathbf{S}^m(\tau; \mu) - \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \int_{-1}^1 \mathbf{H}^m(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^m(\tau; \mu') d\mu' - \\ & \frac{\bar{\omega}(\tau) \cdot I_0 \cdot T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}^m(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}, \end{aligned} \quad (23)$$

式中 $\mathbf{H}^0(\tau; \mu, \mu') = \mathbf{M}^0(\tau; \mu, \mu')$, $\delta_{m,0}$ 为狄拉克函数。当 $m=0$ 时 $\delta_{m,0}=1$, 当 $m \neq 0$ 时, $\delta_{m,0}=0$ 。采用高斯积分对(23)式右边第二项进行离散求和可得

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{S}^m(\tau; \mu_i)}{d\tau} = & \mathbf{S}^m(\tau; \mu_i) - \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \sum_N [\mathbf{H}^m(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{S}^m(\tau; \mu_j) \omega_j] - \\ & \frac{\bar{\omega}(\tau) \cdot I_0 \cdot T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}^m(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}, \end{aligned} \quad (24)$$

式中高斯积分点取 $2N$ 个。

将(24)式写成矩阵形式

$$N \frac{d\mathbf{S}^m(\tau)}{d\tau} = \mathbf{S}^m(\tau) - \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \mathbf{H}^m(\tau) \mathbf{W} \mathbf{S}^m(\tau) - \mathbf{J}_0(\tau), \quad (25)$$

式中各矩阵表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{N} = & \begin{bmatrix} \mathbf{E}(\mu_N) & & & \\ & \mathbf{E}(\mu_{N-1}) & & \\ & & \dots & \\ & & & \mathbf{E}(-\mu_N) \end{bmatrix}, \mathbf{S}^m(\tau) = \begin{bmatrix} \mathbf{S}^m(\tau; \mu_N) \\ \mathbf{S}^m(\tau; \mu_{N-1}) \\ \dots \\ \mathbf{S}^m(\tau; -\mu_N) \end{bmatrix}, \mathbf{M}^m(\tau) = \begin{bmatrix} \mathbf{M}^m(\tau; \mu_N, \mu_0) \\ \mathbf{M}^m(\tau; \mu_{N-1}, \mu_0) \\ \dots \\ \mathbf{M}^m(\tau; -\mu_N, \mu_0) \end{bmatrix}, \\ \mathbf{W} = & \begin{bmatrix} \mathbf{E}(\omega_N) & & & \\ & \mathbf{E}(\omega_{N-1}) & & \\ & & \dots & \\ & & & \mathbf{E}(\omega_N) \end{bmatrix}, \mathbf{J}_0(\tau) = \frac{\bar{\omega}(\tau) \cdot I_0 \cdot T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \begin{bmatrix} \mathbf{M}^m(\tau; \mu_N, \mu_0) \mathbf{F} \\ \mathbf{M}^m(\tau; \mu_{N-1}, \mu_0) \mathbf{F} \\ \dots \\ \mathbf{M}^m(\tau; -\mu_N, \mu_0) \mathbf{F} \end{bmatrix}, \\ \mathbf{H}^m(\tau) = & \begin{bmatrix} \mathbf{H}^m(\tau; \mu_N, \mu_N) & \mathbf{H}^m(\tau; \mu_N, \mu_{N-1}) & \dots & \mathbf{H}^m(\tau; \mu_N, -\mu_N) \\ \mathbf{H}^m(\tau; \mu_{N-1}, \mu_N) & \mathbf{H}^m(\tau; \mu_{N-1}, \mu_{N-1}) & \dots & \mathbf{H}^m(\tau; \mu_{N-1}, -\mu_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mathbf{H}^m(\tau; -\mu_N, \mu_N) & \mathbf{H}^m(\tau; -\mu_N, \mu_{N-1}) & \dots & \mathbf{H}^m(\tau; -\mu_N, -\mu_N) \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

式中矩阵 $\mathbf{E}(x)$ 为以 x 为对角元素的对角阵。

进一步将(25)式写成向上与向下辐射两部分(“+”表示方向向上, “-”表示方向向下), 采用差分近似微分, 并对得到公式进行化简可得

$$\begin{aligned} \mathbf{S}^{m+}(\tau + \Delta\tau) = & \left[\mathbf{E} - \mathbf{N}_+^{-1} \Delta\tau + \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \mathbf{N}_+^{-1} \mathbf{H}^{m++} \mathbf{W}^+ \right] \mathbf{S}^{m+}(\tau) + \\ & \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \mathbf{N}_+^{-1} \mathbf{H}^{m+-} \mathbf{W}^- \mathbf{S}^{m-}(\tau + \Delta\tau) + \Delta\tau \mathbf{N}_+^{-1} \mathbf{J}_0^{m+}(\tau), \end{aligned} \quad (26)$$

$$\mathbf{S}^{m-}(\tau) = \left[\mathbf{E} - \mathbf{N}^{-1} \Delta\tau + \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \mathbf{N}^{-1} \mathbf{H}^{m-} \mathbf{W}^- \right] \mathbf{S}^{m-}(\tau + \Delta\tau) + \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \mathbf{N}_+^{-1} \mathbf{H}^{m+} \mathbf{W}^+ \mathbf{S}^{m+}(\tau) + \Delta\tau \mathbf{N}^{-1} \mathbf{J}_0^{m-}(\tau). \quad (27)$$

式中上角标的两个符号表示方向的变换,前一个符号表示光线的初始方向,后一个表示经过气层后的方向,如 \mathbf{H}^{m++} 表示开始光线入射方向是向上的,经过气层后方向变为向上。

根据(26)和(27)式,可对应地给出微小气层的反射矩阵、透射矩阵及源矢量

$$\mathbf{R}^+(\Delta\tau) = \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \mathbf{N}^{-1} \mathbf{H}^{m++} \mathbf{W}^-, \quad (28)$$

$$\mathbf{R}^-(\Delta\tau) = \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \mathbf{N}_+^{-1} \mathbf{H}^{m++} \mathbf{W}^+, \quad (29)$$

$$\mathbf{T}^+(\Delta\tau) = \mathbf{E} - \mathbf{N}_+^{-1} \Delta\tau + \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \mathbf{N}_+^{-1} \mathbf{H}^{m++} \mathbf{W}^+, \quad (30)$$

$$\mathbf{T}^-(\Delta\tau) = \mathbf{E} - \mathbf{N}^{-1} \Delta\tau + \frac{\bar{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \mathbf{N}^{-1} \mathbf{H}^{m-} \mathbf{W}^-, \quad (31)$$

$$\mathbf{J}_m^+(\tau) = \Delta\tau \mathbf{N}_+^{-1} \mathbf{J}_0^{m+}(\tau), \quad (32)$$

$$\mathbf{J}_m^-(\tau) = \Delta\tau \mathbf{N}^{-1} \mathbf{J}_0^{m-}(\tau), \quad (33)$$

式中 \mathbf{R}^+ 和 \mathbf{R}^- 分别表示上行及下行漫射光的反射矩阵, \mathbf{T}^+ 和 \mathbf{T}^- 分别表示上行及下行漫射光的透射矩阵, \mathbf{J}_m^+ 和 \mathbf{J}_m^- 分别表示上行及下行漫射光的源矢量。

在获取反射矩阵、透射矩阵及源矢量的基础上,采用累加-倍加法对辐射传输过程进行求解,该过程的推导可参见相关文献[24, 44],通过辐射传输方程的求解可获得各气层的漫射光 Stokes 矢量,进一步还可实现辐射通量密度及偏振度等参数的计算。

2.4 地表反射的处理

在 VSPART 中,地表采用的是朗伯面,即入射光经地表反射后变为各向同性且完全退偏。在矢量辐射传输模拟过程中,朗伯面的反射特性采用反射矩阵 \mathbf{R}_{surf} 描述:

$$\mathbf{R}_{\text{surf}} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (34)$$

式中 ρ 表示地表反射率,仅和入射光波长及地表特性有关。

3 模型的一致性检验

3.1 射线追踪法的对比验证

采用 Fortran 实现了辐射传输模型 VSPART 的编码。为验证几何射线追踪法的准确性,在取入射光波长为 $0.633 \mu\text{m}$,太阳天顶角余弦 μ_0 为 0.0001,不同大气廓线条件下,采用 VSPART 模拟大气底部太阳天顶角余弦的倒数 $(1/\cos\theta)$,并将其与文献[14]的结果相比较,结果如表 2 所示。由表 2 可知 VSPART 模拟结果与文献模拟结果一致,验证了模型的准确性。

表 2 几何射线追踪法的准确性验证

Table 2 Validation of geometric ray-tracing method

| | Tropics | Mid-latitude summer | Sub-arctic winter | Standard atmosphere |
|-----------------------------------|---------|---------------------|-------------------|---------------------|
| Li. <i>et al.</i> ^[14] | 43.67 | 43.22 | 40.41 | 42.79 |
| VSPART | 43.63 | 43.31 | 40.43 | 42.82 |

3.2 与 SPDISORT 模拟结果的对比验证

考虑大气球形几何条件,比较 VSPART 与 SPDISORT 的模拟值以验证本文辐射传输模型的准确性。假设大气为瑞利散射大气,不考虑气溶胶及云的影响。模拟过程中,取太阳天顶角为 85° ,入射光波长分别为 $0.45 \mu\text{m}$ 和 $0.55 \mu\text{m}$,取地表反射率为 0,大气廓线为 AFGL 中纬度夏季大气廓线,大气分为 33 层。由于 SPDISORT 仅考虑大气球形几何结构,而并未系统考虑大气折射影响,因此验证过程中,将各气层的折射率

设为 1.0。取方位角分别为 0° 、 90° 及 180° ，对比两模型模拟得到地面下行漫射辐射及天顶 (TOA) 上行漫射辐射辐射亮度值及模拟相对偏差如图 4 及图 5 所示。受文章篇幅限制，此处仅给出 $0.45 \mu\text{m}$ 处的 VSPART 与 SPDISORT 的相对模拟偏差分布。由图可知，两模型模拟结果具有较好的一致性，两曲线基本重合，模拟结果相对偏差小于 4.5%，说明在球形几何条件下，本模型与 SPDISORT 具有较高的一致性。

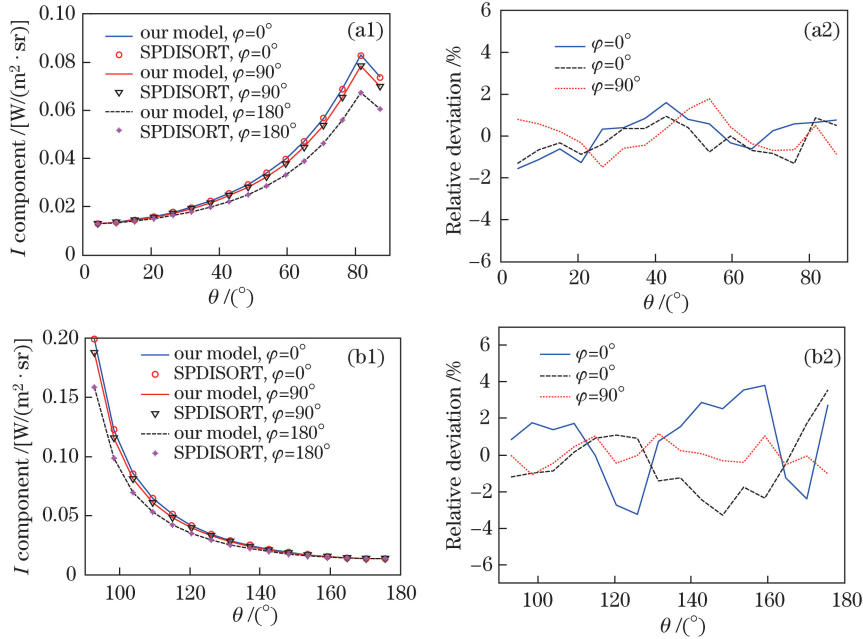


图 4 波长 $0.45 \mu\text{m}$ 处两模型模拟的辐亮度及模拟值相对偏差的对比。(a1-a2)地面下行漫射辐射；
(b1-b2)天顶上行漫射辐射

Fig. 4 Comparison of radiance and relative deviation calculated by two models at $0.45 \mu\text{m}$.

(a1-a2) Down-welling diffuse light observed at surface; (b1-b2) up-welling diffuse light observed at top of atmosphere

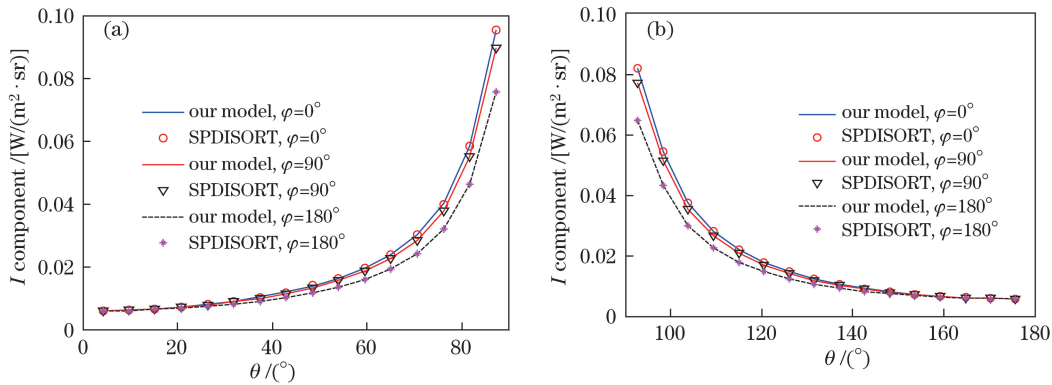


图 5 波长 $0.55 \mu\text{m}$ 处两模型模拟的辐亮度的对比。(a)地面下行漫射辐射；(b)天顶上行漫射辐射

Fig. 5 Comparison of radiance calculated by two models at $0.55 \mu\text{m}$. (a) Down-welling diffuse light observed at surface;

(b) up-welling diffuse light observed at top of atmosphere

3.3 与 DISORT、RT3/PolRadtran 和 MYSTIC 模拟结果的对比验证

在平面平行大气条件下，对比 VSPART 与 DISORT、RT3/PolRadtran 及 MYSTIC 的模拟结果。模拟过程中，取地球半径为 10^8 km (远大于地球半径 6400 km ，近似满足平面平行大气假设)，取太阳天顶角为 30° ，入射光波长为 $0.343 \mu\text{m}$ 和 $0.65 \mu\text{m}$ ，地表反射率为 0.01，模拟大气取为纯瑞利散射大气，不考虑气溶胶及云的散射，大气廓线取 AFGL 热带廓线，大气分为 33 层。由于 DISORT 及 RT3/PolRadtran 不考虑大气折射过程，因此各层大气折射率均固定为 1.0。MYSTIC 模拟结果主要基于辐射传输模式 LibRadtran，模拟过程中取光子总数为 10^9 个。取方位角为 0° 、 90° 及 180° ，模拟漫射光 Stokes 矢量，并求取 VSPART 与其余模型模拟结果相对偏差，如图 6~9 所示。图中天顶角 $0^\circ \sim 90^\circ$ 表示地面下行漫射辐射， $90^\circ \sim 180^\circ$ 表示天顶上

行漫射辐射。由于 DISORT 是标量辐射传输解法,因此仅参与 I 分量对比;各模型 V 分量模拟值为 0,不对其进行对比。

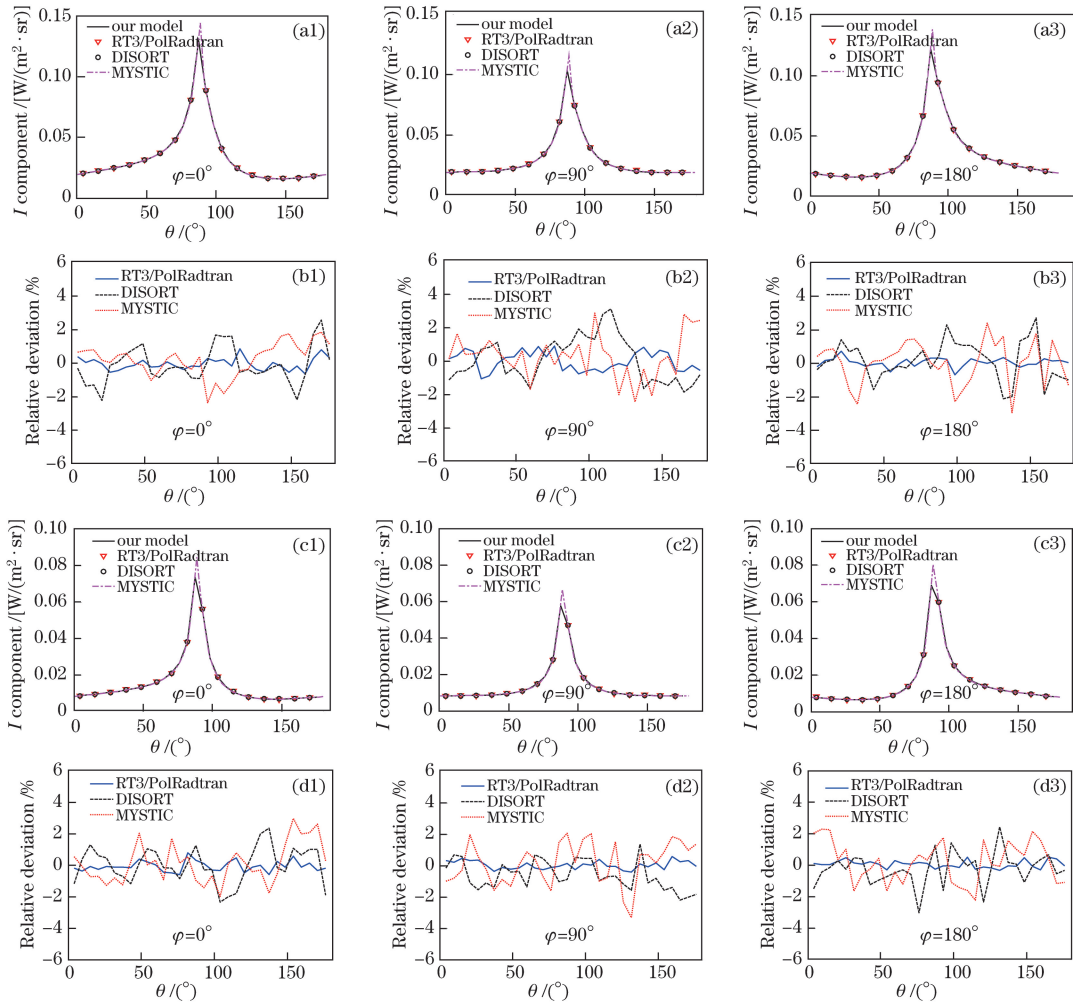


图 6 不同模型模拟的 Stokes 矢量 I 分量比较。(a1-a3)对应入射光波长为 $0.343 \mu\text{m}$ 时辐亮度模拟值分布; (b1-b3)对应入射光波长为 $0.343 \mu\text{m}$ 时误差分布;(c1-c3)对应入射光波长为 $0.65 \mu\text{m}$ 时辐亮度模拟值分布; (d1-d3)对应入射光波长为 $0.65 \mu\text{m}$ 时误差分布

Fig. 6 Comparison of I components of Stokes vector simulated through different models.

(a1-a3) Simulated radiance at $0.343 \mu\text{m}$; (b1-b3) relative deviation at $0.343 \mu\text{m}$;

(c1-c3) simulated radiance at $0.65 \mu\text{m}$; (d1-d3) relative deviation at $0.65 \mu\text{m}$

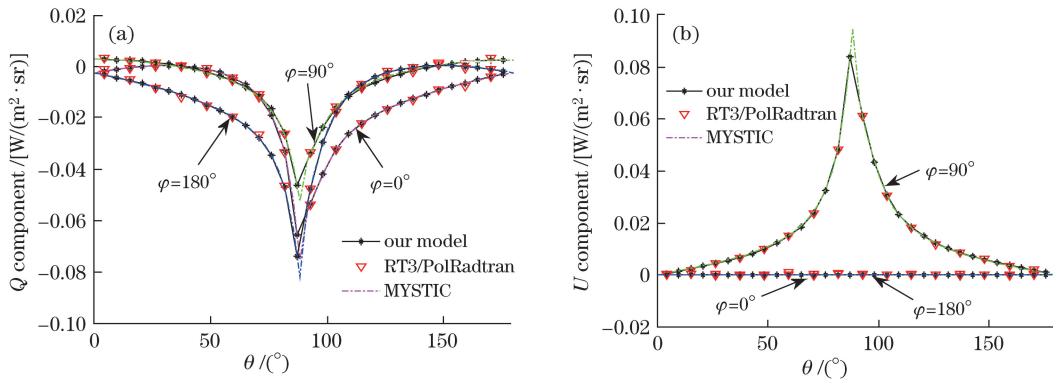


图 7 不同模型的 Stokes 矢量(a)Q 分量和(b)U 分量比较($0.343 \mu\text{m}$)

Fig. 7 Comparison between (a) Q and (b) U components of Stokes vectors simulated through different models ($0.343 \mu\text{m}$)

如图 6~9 所示,在不同观测方向上,VSPART 与 DISORT、RT3/PolRadtran 及 MYSTIC 的模拟值一致性较好,模拟值偏差均在 4% 以内,验证了 VSPART 与上述模型模拟结果的一致性。图中 90°附近,MYSTIC 和 VSPART、DISORT 及 RT3/PolRadtran 的模拟结果出现较显著偏差,其原因 MYSTIC 是 Monte Carlo 体制的,模拟的数据天顶角分辨率较高;而 VSPART、DISORT 及 RT3/PolRadtran 都是基于数值体制的,涉及对天顶角积分的高斯离散,出于计算稳定性的考虑,计算天顶角个数不能太多(90°处无法直接计算),导致模拟数据的角度分辨率较低,无法体现曲线的某些变化特征。值得注意的是,该偏差特征在偏差分布图中未得到体现,其原因是由于计算相对偏差的天顶角是以 VSPART、DISORT 及 RT3/PolRadtran 的模拟的天顶角为准的。

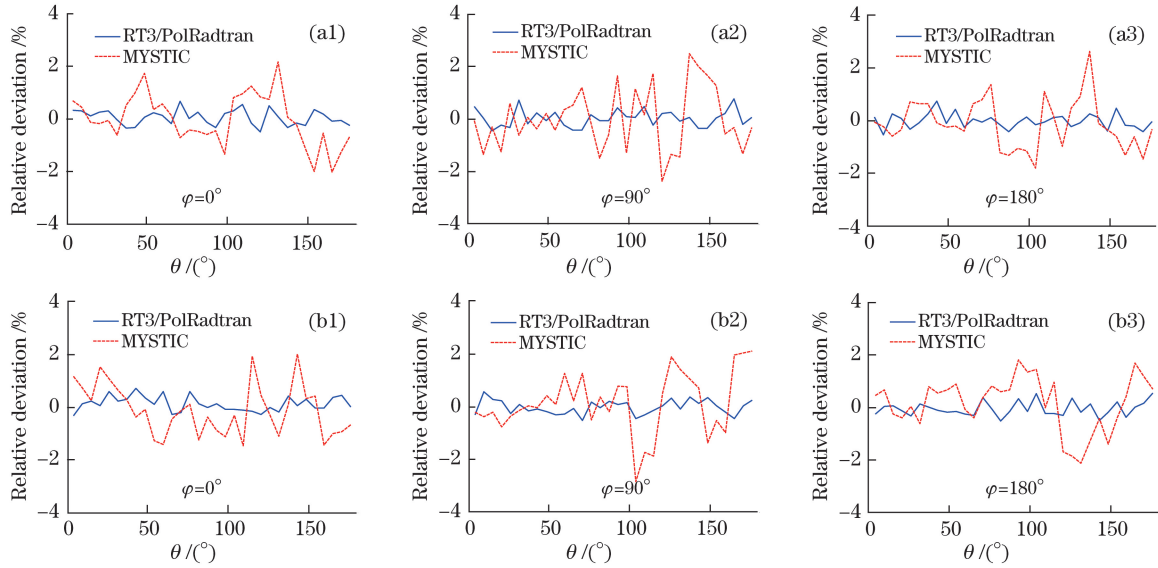


图 8 不同模型的 Stokes 矢量(a)Q 分量和(b)U 分量模拟值的相对偏差值(0.343 μm)

Fig. 8 Relative deviations of (a) Q and (b) U components of Stokes vectors simulated through different models (0.343 μm)

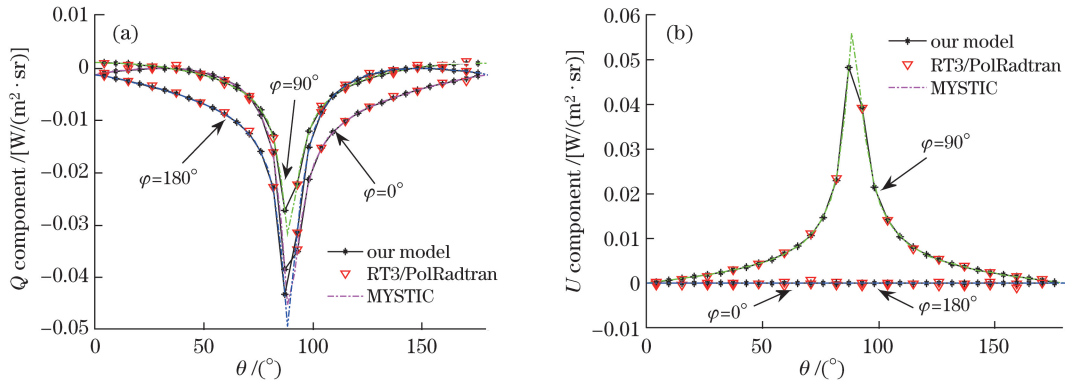


图 9 不同模型的 Stokes 矢量(a)Q 分量和(b)U 分量比较 (0.65 μm)

Fig. 9 Comparison of (a) Q and (b) U components of Stokes vectors simulated through different models (0.65 μm)

分别采用 VSPART、DISORT 及 RT3/PolRadtran 分别模拟天顶上行漫射辐射通量密度和地面下行漫射辐射通量密度,结果如表 3 所示。由表 3 可知,VSPART 模拟的辐射通量密度与其他模型模拟结果相差极小,验证了本模型模拟结果的可靠性。

表 3 不同模式计算辐射通量密度结果比较

Table 3 Radiant flux density simulated through different radiative transfer models

| | VSPART | DISORT | RT3/PolRadtran |
|--|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| Up-welling radiant flux density / [W/(m ² ·μm)] | 7.5574 × 10 ⁻² | 7.5573 × 10 ⁻² | 7.5576 × 10 ⁻² |
| Down-welling radiant flux density / [W/(m ² ·μm)] | 8.2106 × 10 ⁻¹ | 8.2101 × 10 ⁻¹ | 8.2108 × 10 ⁻¹ |

4 大气折射效应对辐射传输过程影响分析

4.1 瑞利散射大气条件下的大气折射效应影响分析

在纯瑞利散射条件下,讨论大气折射对辐射传输过程影响。取大气廓线为空军地球物理实验室(AFGL,air force geophysics laboratory)中纬度夏季大气廓线,整层大气分为25层,设地表反射率为0,太阳天顶角为 86° ,入射光波长分别为 0.35 、 0.55 、 $0.75\ \mu\text{m}$,采用VSPART分别模拟考虑及不考虑大气折射情形下的漫射光Stokes矢量 $\mathbf{S}_{\text{refr}}(\theta,\varphi)$ 和 $\mathbf{S}_{\text{no_refr}}(\theta,\varphi)$,则两者的相对差值 R_{dif} 为

$$R_{\text{dif}}(\theta,\varphi) = |\mathbf{S}_{\text{refr}}(\theta,\varphi) - \mathbf{S}_{\text{no_refr}}(\theta,\varphi)| / \mathbf{S}_{\text{refr}}(\theta,\varphi) \times 100\% \quad (35)$$

将 R_{dif} 作为评估大气折射对漫射光强及其偏振特性影响程度的指标,绘制该误差的分布如图10所示,其中上半球为天顶向上的误差分布,下半球为地面下行漫射光的误差分布。如图可知,大气折射对地面下行辐射影响强于天顶上行辐射,当波长为 $0.35\ \mu\text{m}$ 时,地面下行漫射光 I 、 Q 和 U 分量的最大 R_{dif} 达到 9.2% 、 10.2% 、 11.3% ;大气折射对地面下行漫射光Stokes矢量的影响总体随天顶角增大而增加,天顶上行辐射则正好相反; Q 分量除了上述特征外,在方位角 $0^\circ\sim 30^\circ$ 及 $150^\circ\sim 180^\circ$ 区域内,还出现月牙形的高 R_{dif} 值区域。随着入射光波长的增加,大气折射效应的影响逐步降低, Q 分量对应月牙形区域逐步向大天顶角方向移动,且范围逐步减小,当波长为 $0.75\ \mu\text{m}$ 时,该特征基本消失。分析该现象的原因,瑞利散射

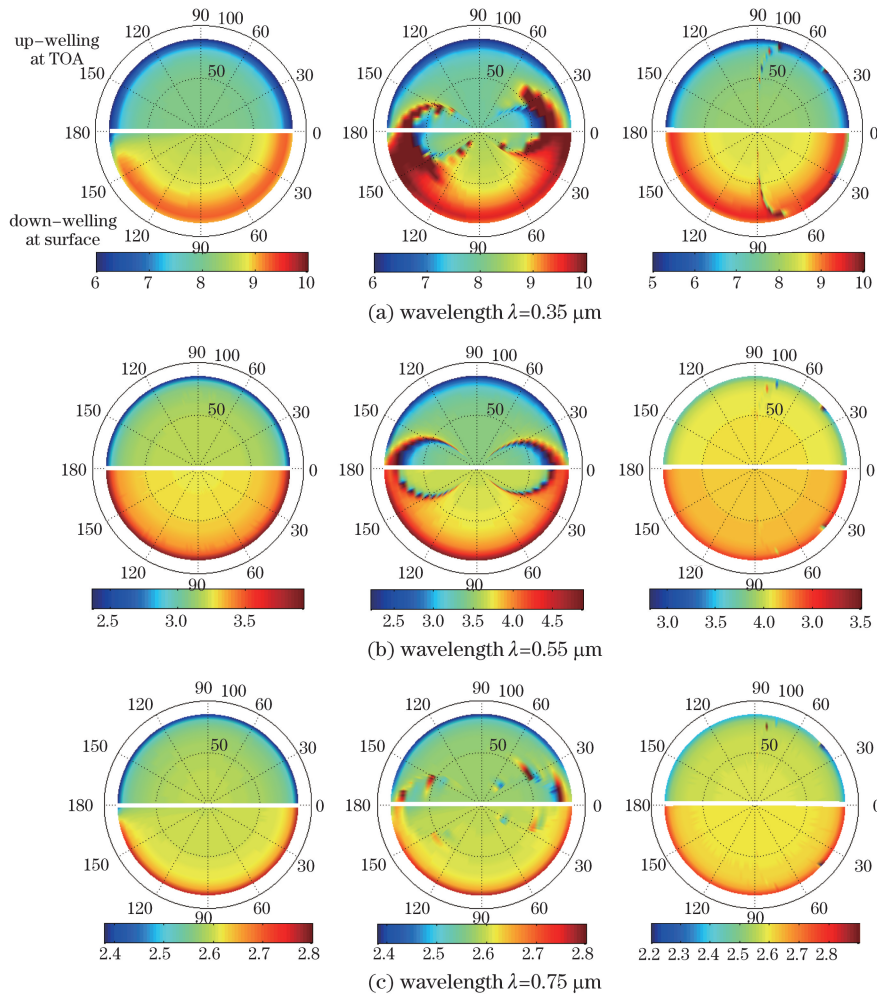


图10 不同波长条件下大气折射对漫射光Stokes矢量的影响(从左至右依次为 I 、 Q 和 U 分量的相对偏差分布,上半球为天顶上行方向,下半球为地面下行方向)

Fig. 10 Influence of atmospheric refraction on Stokes vector of diffuse light under different wavelengths
(The figures from left to right are I , Q and U components. The hemisphere above is for the up-welling diffuse light at TOA, and the hemisphere below is for the down-welling diffuse light at surface)

系数与入射光波长的 4 次方成反比,即波长越长,对应的瑞利散射光学厚度越小,而大气折射效应是通过散射作用耦合至天空漫射光中的,因此随着大气光学厚度减小,散射作用减弱,其影响也随之削弱;Q 分量对应的月牙形区域与多次散射效应的耦合放大效应是紧密相关的,随着多次散射效应减弱,该区域也随之消失。由于 V 分量极小,故不对其进行讨论。

4.2 含气溶胶条件下的大气折射效应影响分析

含气溶胶条件下,讨论大气折射对辐射传输过程的影响。选取的气溶胶类型包括矿质型、海盐型及煤烟型,其复折射率及尺度谱参数取自 OPAC(optical properties of aerosols and clouds)数据库,具体参数如表 4 所示,表中 RH 为相对湿度,其中沙尘型及海盐型气溶胶均为积聚模态,尺度谱 $n(r)$ 服从对数正态分布谱

$$n(r) = \frac{1}{r} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r - \ln r_{\text{mod}}}{\ln \sigma} \right)^2 \right], \quad (36)$$

式中 r_{mod} 为粒子平均半径, σ 表示粒子半径的分散程度。采用 Mie 散射理论计算各类型气溶胶的消光效率因子、单散射反照率及散射相矩阵。

表 4 不同类型气溶胶的微物理参数($\lambda=0.55 \mu\text{m}$)

Table 4 Micro-physical properties of different aerosol types ($\lambda=0.55 \mu\text{m}$)

| Type | RH / % | Refractive index | $r_{\text{mod}} / \mu\text{m}$ | σ | $r_{\text{min}} / \mu\text{m}$ | $r_{\text{max}} / \mu\text{m}$ |
|--------------|--------|----------------------------------|--------------------------------|----------|--------------------------------|--------------------------------|
| Mineral dust | — | $1.530 - 5.500 \times 10^{-3} i$ | 3.90×10^{-1} | 2.00 | 5.00×10^{-3} | 2.00×10^1 |
| Soot | — | $1.361 - 4.400 \times 10^{-1} i$ | 1.18×10^{-3} | 2.00 | 5.00×10^{-3} | 2.00×10^1 |
| Sea salt | 70 | $1.373 - 3.319 \times 10^{-9} i$ | 3.78×10^{-1} | 2.03 | 8.50×10^{-3} | 3.63×10^1 |

类似 4.1 节的方式,取入射光波长为 $0.55 \mu\text{m}$,太阳高度角取 86° ,分别取矿质型气溶胶光学厚度为 0.5、1.0、1.5,煤烟及海盐型气溶胶光学厚度为 0.5。在考虑及不考虑大气折射条件下,采用 VSPART 模拟地面下行及天顶上行漫射光的 Stokes 矢量 $\mathbf{S}_{\text{refr}}(\theta, \varphi)$ 和 $\mathbf{S}_{\text{no-refr}}(\theta, \varphi)$,求两者的 $R_{\text{dif}}(\theta, \varphi)$,并绘制该差值沿不同方向的分布,如图 11 所示。

由图 11 可知,与瑞利大气情形类似,大气折射对天顶上行漫射光 I 和 Q 分量的影响整体小于地面下行漫射光;大气折射对地面下行辐射的影响随着天顶角增大而增强,对于天顶上行辐射,则正好相反;在方位角 $0^\circ \sim 30^\circ$ 及 $150^\circ \sim 180^\circ$ 区域内,Q 分量对应地也出现了月牙形的高 R_{dif} 区域。随着气溶胶光学厚度的增加,大气折射效应的影响逐步增强,Q 分量对应的月牙形区域也随之更为显著,其中当气溶胶光学厚度为 1.5 时,I 和 Q 分量的相对偏差值达到 11.3% 和 13.5%。造成该现象的原因与 4.1 节是相似的,气溶胶光学厚度的增加导致多次散射效应增强,进一步耦合放大了大气折射的影响。U 分量的 R_{dif} 的整体变化规律与 I 分量类似,但在方位角 90° 附近出现较大差异,其中,对于地面下行辐射,在 $\varphi=90^\circ$ 附近出现一块高 R_{dif} 的弧形区域,且随着光学厚度的增加,该区域逐步增强且做顺时针旋转;天顶上行辐射也出现了类似高 R_{dif} 弧形区域,但并不随光学厚度的增加而偏移。通过对比还可发现,对于矿质型气溶胶,在方位角 $0^\circ \sim 30^\circ$ 区域内(天顶角 $50^\circ \sim 60^\circ$ 区间)存在一块大气折射影响较弱的区域;对于海盐型气溶胶,在方位角 $150^\circ \sim 180^\circ$ 区域内出现类似区域;对于煤烟型气溶胶,则没有该现象出现。这说明该现象是由于不同气溶胶散射特性的差异导致的。在煤烟气溶胶条件下,大气折射的影响明显强于矿质型及海盐型气溶胶情形,且 Q 分量对应的高 R_{dif} 月牙形区域也越显著,但 U 分量在方位角 90° 附近所对应的高 R_{dif} 弧形区域却并不明显。

4.3 大气折射效应随太阳天顶角的变化

进一步分析大气折射效应随太阳天顶角的变化。取入射光波长为 $0.35 \mu\text{m}$,大气廓线设为 AFGL 热带大气廓线,地表反射率取 0,同 4.1 节方式,模拟由于大气折射造成的漫射光 Stokes 矢量及辐射通量密度的相对偏差值随太阳天顶角的变化,如图 12 和图 13 所示。由图可知,当太阳天顶角小于 70° 时,大气折射对漫射光 Stokes 矢量影响极小,其相对偏差值小于 1%;当太阳天顶角大于 70° 时,大气折射效应迅速增强;辐射通量的相对变化值呈现相同特征;当太阳天顶角为 86° 时,天顶上行辐射通量密度的相对偏差达到 5.3%;当太阳天顶角为 89° 时,天顶上行辐射通量密度及地面下行辐射通量密度的相对偏差分别达到 11.5% 和 7.9%。整体而言,大气折射对天顶上行辐射通量密度的影响强于地面下行辐射通量密度。

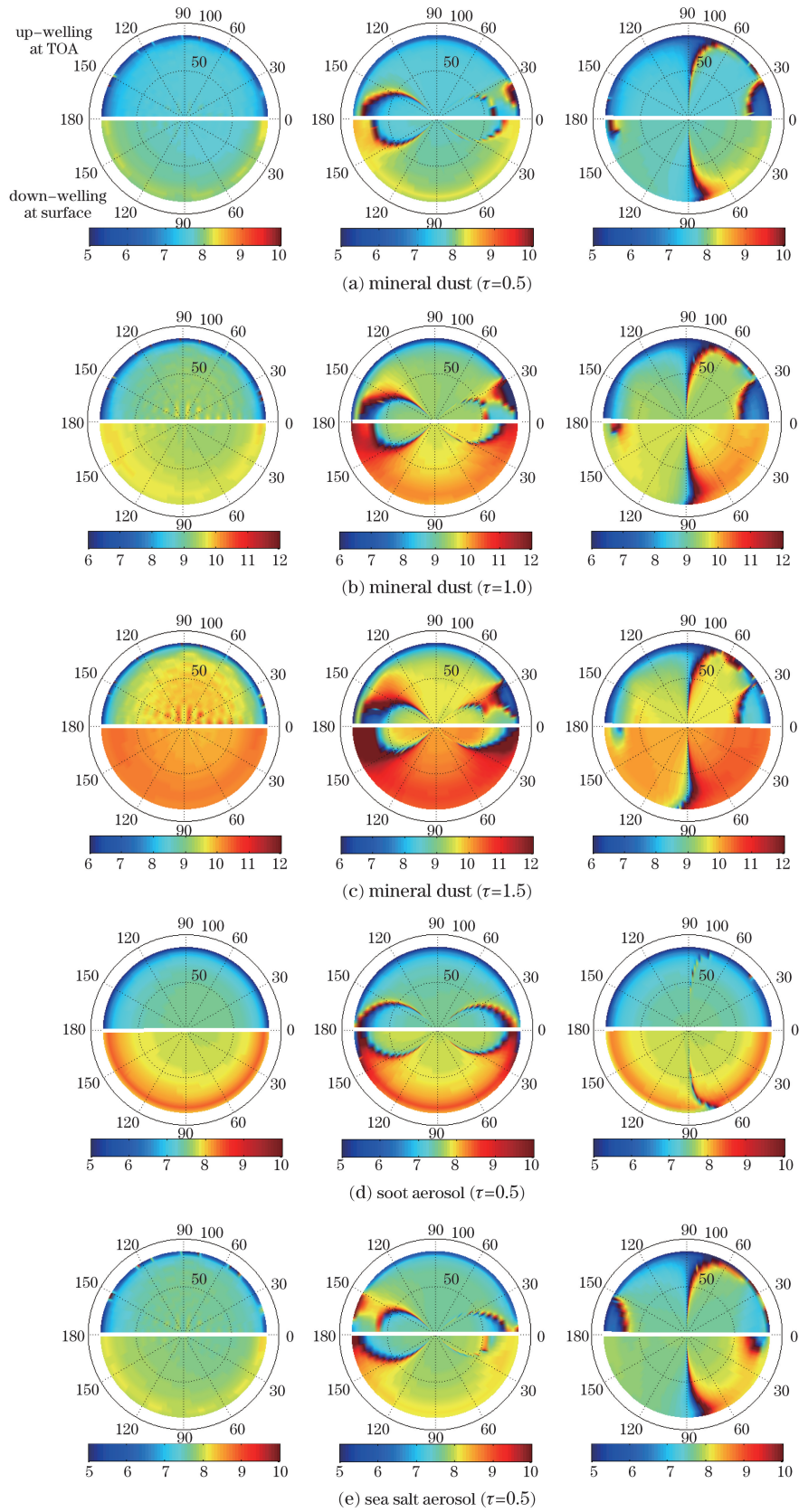


图 11 不同气溶胶类型条件下,大气折射对漫射光 Stokes 矢量的影响
 (从左至右依次为 I 、 Q 和 U 分量的相对偏差分布,上半球为天顶上行方向,下半球为地面下行方向)
 Fig. 11 Influence of atmospheric refraction on the Stokes vector of diffuse light for different aerosol types
 (The figures from left to right are I , Q and U components. The hemisphere above is for up-welling diffuse light at TOA, and the hemisphere below is for down-welling diffuse light at surface)

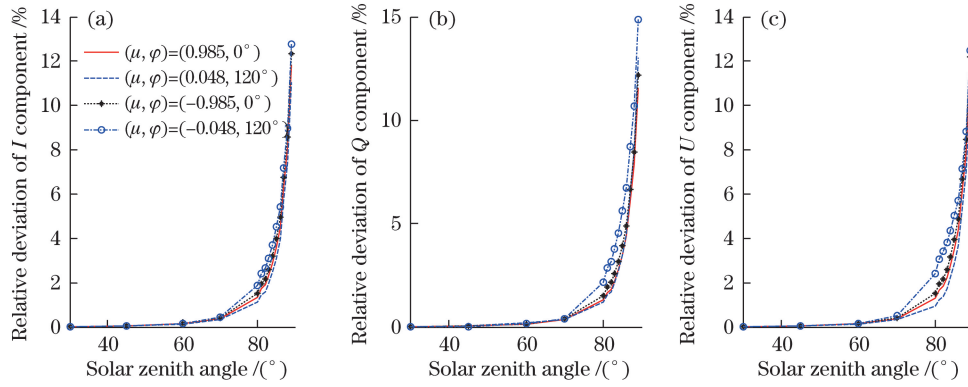


图 12 漫射光 Stokes 矢量(a)I、(b)Q、(c)U 分量相对偏差随太阳天顶角的变化($\mu > 0$ 表示天顶向下, $\mu < 0$ 表示地面向上)
 Fig. 12 Variation of the relative deviation of diffuse light Stokes vectors (a) I, (b) Q and (c) U components with increasing of solar zenith angle ($\mu > 0$ denotes the up-welling diffuse light, $\mu < 0$ denotes the down-welling diffuse light at surface)

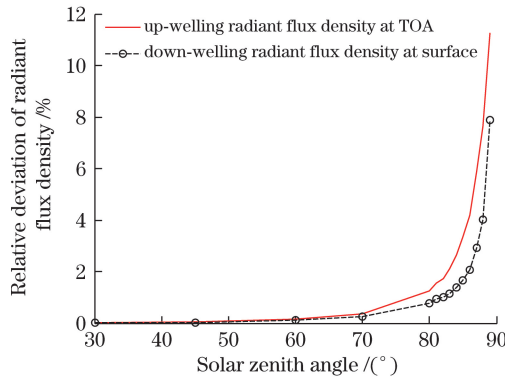


图 13 辐射通量密度相对偏差随太阳天顶角的变化
 Fig. 13 Variation of the relative deviation of radiant flux density with increasing of solar zenith angle

5 结 论

为了系统地定量分析大气折射对辐射传输过程的影响,建立了考虑大气球形几何及大气折射效应的辐射传输模式。采用射线追踪法实现了光线传播路径的模拟及传播方向、偏振态及透射率的计算;推导了微小气层的反射矩阵、透射矩阵及源矢量;基于矩阵算法实现了对辐射传输过程的求解。将模拟结果与文献和经典模式结果进行了比较,验证了模型间的一致性。分别在瑞利散射大气及含气溶胶大气条件下,讨论了大气折射对漫射光 Stokes 矢量的影响,分析了大气折射效应随太阳天顶角的变化,得到的主要结论如下:

1) 大气折射对地面下行漫射光的影响强于天顶上行漫射光;对于地面下行辐射,大气折射效应总体随天顶角增大而增强,天顶上行辐射则正好相反。对 Stokes 矢量 Q 分量,在方位角 $0^\circ \sim 30^\circ$ 及 $150^\circ \sim 180^\circ$ 区域内,出现月牙形的大气折射影响较大的区域;瑞利散射条件下,当波长为 $0.35 \mu\text{m}$ 时,大气折射造成的漫射光 I、Q 和 U 分量的最大相对偏差值达到 9.2%、10.2%、11.3%。

2) 随着气溶胶光学厚度的增加,大气折射效应显著增强,对于 U 分量,在方位角 90° 附近出现大气折射影响较大的弧形区域;当存在光学厚度为 1.5 的矿质型气溶胶时,由大气折射造成的漫射光 I 和 Q 分量的最大相对偏差值达到 11.3% 和 13.5%。

3) 当太阳天顶角小于 70° 时,大气折射影响非常微弱;当太阳天顶角大于 70° 时,大气折射的影响迅速增强。大气折射对天顶上行辐射通量密度强于地面下行辐射通量密度。

值得注意的是,本模型仍属于伪球面辐射传输模型,当太阳天顶角趋于 90° 时,模拟误差会有所增大,后续研究可采用 CDIPI 等技术对其进行改进,以提高其大太阳天顶角条件下的模拟精度。

参 考 文 献

- 1 Liou K N, Takano Y T. Light scattering by nonspherical particles: Remote sensing and climatic implications [J]. *Atmospheric Research*, 1994, 31(4): 271-298.
- 2 Han Yong, Rao Ruizhong, Wang Yingjian, *et al.*. Inversive method on atmospheric aerosol scattering phase function [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, 41(11): 3050-3054.
韩 永, 饶瑞中, 王英俭, 等. 大气气溶胶散射相函数反演算法 [J]. *红外与激光工程*, 2012, 41(11): 3050-3054.
- 3 Emde C, Buras R, Mayer B. ALIS: An efficient method to compute high spectral resolution polarized solar radiances using the Monte Carlo approach [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2011, 112(10): 1622-1631.
- 4 Rao Ruizhong. *Modern atmospheric optics* [M]. Beijing: Science Press, 2012: 166-181.
饶瑞中. *现代大气光学* [M]. 北京: 科学出版社, 2012: 166-181.
- 5 Wu Zhensen, You Jinguang, Yang Ruike. Study on laser attenuation character in sand and dust storms [J]. *Chinese J Lasers*, 2004, 31(9): 1075-1080.
吴振森, 由金光, 杨瑞科. 激光在沙尘暴中的衰减特性研究 [J]. *中国激光*, 2004, 31(9): 1075-1080.
- 6 Chen Hongbin, Fan Xuehua, Han Zhigang. A review on remote sensing from POLDER multispectral, multidirectional and polarized measurements [J]. *Remote Sensing Technology and Application*, 2006, 21(2): 83-92.
陈洪滨, 范学花, 韩志刚. POLDER 多角度、多通道偏振探测器对地遥感观测研究进展 [J]. *遥感技术与应用*, 2006, 21(2): 83-92.
- 7 Mcgarragh G, Gabriel P. A new vector radiative transfer solution using Padé approximants [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2013, 119: 12-22.
- 8 Mishchenko M I, Hovenier J W, Travis L D, *et al.*. *Light scattering by nonspherical particles: Theory, measurements, and applications* [M]. New York: Academic Press, 1999.
- 9 Wang Wei, Chu Jinkui, Cui Yan, *et al.*. Modeling of atmospheric polarization pattern based on vector radiative transfer [J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(5): 0513001.
王 威, 褚金奎, 崔 岩, 等. 基于矢量辐射传输的大气偏振建模 [J]. *中国激光*, 2013, 40(5): 0513001.
- 10 Hu Shuai, Gao Taichang, Li Hao, *et al.*. Laser transfer properties of aerosols at near-infrared waveband based on sectional-weighted sampling of scattering phase functions [J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(8): 0802008.
胡 帅, 高太长, 李 浩, 等. 基于相函数分段加权采样的近红外激光传输特性 [J]. *中国激光*, 2015, 42(8): 0802008.
- 11 Birch K P, Downs M J. An updated Edlén equation for the refractive index of air [J]. *Metrologia*, 1993, 30(3): 155-162.
- 12 Ciddor P E. Refractive index of air: New equations for the visible and near infrared [J]. *Applied Optics*, 1996, 35(9): 1556-1573.
- 13 Zhang Xusheng, Guo Liang, Huang Yong, *et al.*. Echo characteristic of Gaussian pulse laser in anisotropic scattering medium [J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(8): 0802003.
张旭升, 郭 亮, 黄 勇, 等. 各向异性散射介质中高斯脉冲激光的回波特性 [J]. *中国激光*, 2015, 42(8): 0802003.
- 14 Li J, Shibata K. On the effective solar pathlength [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2006, 63(4): 1365-1373.
- 15 Liou K N. *An Introduction to atmospheric radiation* [M]. New York: Academic Press, 2002: 264-354.
- 16 Rozanov A, Rozanov V, Buchwitz M, *et al.*. SCIATRAN 2.0-A new radiative transfer model for geophysical applications in the 175-2400 nm spectral region [J]. *Advances in Space Research*, 2005, 36(5): 1015-1019.
- 17 Dahlback A, Stamnes K. A new spherical model for computing the radiation field available for photolysis and heating at twilight [J]. *Planetary and Space Science*, 1991, 39(5): 671-683.
- 18 Mayer B, Kylling A. Technical note: The libRadtran software package for radiative transfer calculations-description and examples of use [J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2005, 5(7): 1855-1877.
- 19 Mayer B, Kylling A, Emde C, *et al.*. *LibRadtran user's guide* [Z]. (2012-09-21) [2015-08-21]. <http://www.libradtran.org/doku.php?id=documentation>.
- 20 Rozanov A, Rozanov V, Burrows J P. A numerical radiative transfer model for a spherical planetary atmosphere: Combined differential integral approach involving the Picard iterative approximation [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2001, 69(4): 491-512.
- 21 Lacis A A, Chowdhary J, Cairns M I, *et al.*. Modelling errors in diffuse-sky radiation: Vector vs. scalar treatment [J]. *Geophysical Research Letters*, 1998, 25(2): 135-138.
- 22 Kokhanovsky A A, Budak V P, Cornet C, *et al.*. Benchmark results in vector atmospheric radiative transfer [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2010, 111(12): 1931-1946.

- 23 Emde C, Buras R, Mayer B, *et al.*. The impact of aerosols on polarized sky radiance: Model development, validation, and applications[J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2010, 10(2): 383-396.
- 24 Evans K F, Stephens G L. A new polarized atmospheric radiative transfer model[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1991, 46(5): 413-423.
- 25 Schulz F M, Stamnes K. Angular distribution of the Stokes vector in a plane-parallel vertically inhomogeneous medium in the vector discrete ordinate radiative transfer (VDISORT) model[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2000, 65(4): 609-620.
- 26 Min Q W, Duan M Z. A successive order of scattering model for solving vector radiative transfer in atmosphere[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2004, 87(3/4): 243-259.
- 27 Lenoble J, Herman M, Deuzé J L, *et al.*. A successive order of scattering code for solving the vector equation of transfer in the earth's atmosphere with aerosols[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2007, 107(3): 479-507.
- 28 Evans K F. The spherical harmonics discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1998, 55(3): 429-446.
- 29 Doicu A, Efremenko D, Trautmann T. A multi-dimensional vector spherical harmonics discrete ordinate method for atmospheric radiative transfer[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2013, 118: 121-131.
- 30 Whitney A B. Monte Carlo radiative transfer[J]. *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 2011, 39: 101-127.
- 31 Cornet C, Labonnote L C, Szczap F. Three-dimensional polarized Monte Carlo atmospheric radiative transfer model (3DMCPOL): 3D effects on polarized visible reflectances of a cirrus cloud[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2010, 111(1): 174-186.
- 32 Emde C, Mayer B. Simulation of solar radiation during a total eclipse: A challenge for radiative transfer[J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2007, 7(9): 2259-2270.
- 33 Spurr R J D. VLIDORT: A linearized pseudo-spherical vector discrete ordinate radiative transfer code for forward model and retrieval studies in multilayer multiple scattering media[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2006, 12(2): 316-342.
- 34 Spurr R J D, Christi M J. Linearization of the interaction principle: Analytic Jacobians in the Radiant model[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2007, 103(3): 431-446.
- 35 Kattawar G W, Adams C N. Stokes vector calculations of the submarine light field in an atmosphere-ocean with scattering according to a Rayleigh phase matrix: Effect of interface refractive index on radiance and polarization[J]. *Limnol Oceanogr*, 1989, 34(8): 1453-1472.
- 36 Zhai P W, Hu Y, Trepte C R, *et al.*. A vector radiative transfer model for coupled atmosphere and ocean systems based on successive order of scattering method[J]. *Optics Express*, 2009, 17(4): 2057-2079.
- 37 Zhai P W, Hu Y, Chowdhary J, *et al.*. A vector radiative transfer model for coupled atmosphere and ocean systems with a rough interface[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2010, 111(7): 1025-1040.
- 38 Sommersten E R, Lotsberg J K, Stamnes K, *et al.*. Discrete ordinate and Monte Carlo simulations for polarized radiative transfer in a coupled system consisting of two media with different refractive indices [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2010, 111(4): 616-633.
- 39 Garcia R D M. Response to "Comment on transmission matrix for a dielectric interface" [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2012, 113(17): 2251-2254.
- 40 Garcia R D M. Radiative transfer with polarization in a multi-layer medium subject to Fresnel boundary and interface conditions[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2013, 115: 28-45.
- 41 Ben X, Yi H L, Tan H P. Polarized radiative transfer in an arbitrary multilayer semitransparent medium[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(7): 1427-1441.
- 42 Hu Shuai, Gao Taichang, Li Hao, *et al.*. Influence of atmospheric refraction on radiative transfer at visible light band [J]. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64(18): 184203.
胡 帅, 高太长, 李 浩, 等. 大气折射对可见光波段辐射传输特性影响研究[J]. *物理学报*, 2015, 64(18): 184203.
- 43 Ricchiuzzi P, Yang S, Gautier C, *et al.*. SBDART: A research and teaching software tool for plane-parallel radiative transfer in the earth's atmosphere[J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 1998, 79(10): 2101-2114.
- 44 De Haan J F, Bosma P B, Hovenier J W. The adding method for multiple scattering calculation of polarized light[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1987, 183: 371-391.