

大气紫外临边辐射及偏折效应影响研究

郭晶^{1,2}, 杨春平¹, 何曾文¹, 叶玉堂¹, 饶长辉²

(1. 电子科技大学光电信息学院 成都 610054; 2. 中国科学院光电技术研究所 成都 610209)

【摘要】首先基于输运理论建立了UV波段大气的临边辐射模型,提出了球面大气累加的解算方法。然后根据Snell折射定律及球面三角公式,给出了大气偏折时临边几何程的计算方法。最后计算了典型大气模式、典型切向高度时大气的临边透过率与临边辐射亮度,分析了大气偏折效应带来的影响。计算结果可为星载光学探测系统的仿真应用提供相关的理论基础,也可为全球环境变化、气候预测等研究提供重要参数。

关键词 临边; 辐射; 偏折效应; Snell定律; 切向高度; 紫外

中图分类号 O43

文献标志码 A

doi:10.3969/j.issn.1001-0548.2014.01.025

Research on Atmospheric Limb Radiation and Refractive Effect in UV Band

GUO Jing^{1,2}, YANG Chun-ping¹, HE Zeng-wen¹, YE Yu-tang¹, and RAO Chang-hui²

(1. School of Opto-electronic Information, University of Electronic Science and Technology of China Chengdu 610054;

2. Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences Chengdu 610209)

Abstract Atmospheric limb radiation model in UV band was established based on transport theory, and spherical atmospheric accumulation solution method is proposed. According to Snell's law of refraction and spherical trigonometry formula, the calculation method of refractive path in limb geometry is presented. The calculation results of limb transmittance and limb radiance in typical atmospheric modes and tangent heights are given, and the impact of refractive effect is analyzed. The calculation results can provide a reference for space borne optical detection system in simulation and application and the study of global environmental change and climate prediction.

Key words limb; radiation; refractive effect; Snell law; tangent height; ultraviolet

大气中的痕量气体虽然浓度低,但它们对太阳辐射和地表辐射有很强的吸收作用,对地气系统的能量收支平衡及生物圈与大气的相互作用过程有着不容忽视的影响^[1]。紫外光谱区是大气痕量气体的“指纹区”,开展紫外波段大气的辐射特性研究对于痕量气体的识别、反演非常有利。随着科技的进步,卫星探测已成为目前对大气监测最为有效的手段之一^[2]。用于痕量气体探测的星载传感器通常采用天底和临边两种观测方式。天底探测的垂直分辨率差,视场内出现云的概率很大,且易受到下垫面反射的影响。近年来兴起的临边探测由于具有很高的垂直分辨率,受到了越来越多大气研究者的关注^[3]。临边探测在对如大气温度廓线反演、确定气溶胶和痕量气体含量等方面特别有用^[4],因此,建立适合于临边探测的大气辐射传输模型至关重要。

文献[5]描述了LIMBTRAN模型的原理和应用。文献[6]介绍了SCIATRAN模型,该模型在地表反照率中引入了双向反射分布函数BRDF。文献[7]介绍了SASKTRAN模型的原理,并模拟了不同条件下OSIRIS的垂直辐射亮度剖面。但国外现有模型并未给出详细的建模及解算过程,且忽略了大气偏折效应的影响。目前国内对临边探测的研究主要针对痕量气体、气溶胶含量等的反演算法^[8-9],有关大气的临边辐射建模,国内未见报道。

针对上述问题,本文首先基于输运理论建立了UV波段大气的临边辐射模型(不包含“日盲区”),提出了球面大气累加的解算方法。然后根据Snell折射定律及球面三角公式,给出了大气偏折时临边几何程的计算方法。最后计算了典型大气模式、典型切向高度时UV波段大气的临边透过率与临边辐射

收稿日期: 2012-07-12; 修回日期: 2012-11-19

基金项目: 预研基金(9140A03040809DZ02); 中央高校基本科研业务费专项资金(103.1.2 E022050205)

作者简介: 郭晶(1985-),男,博士生,主要从事光电对抗与大气光学方面的研究。

亮度,分析了大气偏折效应带来的影响。

1 大气紫外临边辐射建模

基于输运理论,建立大气的临边RTE(radiative transfer equation)为:

$$\frac{dI(\lambda)}{\beta(\lambda)ds} = -I(\lambda) + J(\lambda) \quad (1)$$

式中, λ 是波长; $\beta(\lambda)$ 是消光系数; ds 是路径微分长度; $I(\lambda)$ 是辐射亮度; $J(\lambda)$ 是源函数。

在UV波段,大气的散射辐射占主导地位,可忽略大气的热辐射,且多次散射的贡献也很小^[10]。因此,式(1)中的源函数项可用单次散射源函数代替:

$$J(\lambda, s) = \frac{\omega_0(\lambda, s)}{4\pi} \pi F_0(\lambda) \exp[-\tau(\lambda, (\text{sun}, s))] P(s) \quad (2)$$

式中, $\omega_0(\lambda, s)$ 是临边路径上某一点 s 处在 λ 波长上的散射反照率; $\pi F_0(\lambda)$ 是大气顶部的太阳光谱辐照度,其数值可由MODTRAN中的太阳光谱数据库得到; $\tau(\lambda, (\text{sun}, s))$ 是从太阳(大气顶处)照到 s 单元处的光学厚度; $P(s)$ 是象函数。考虑大气分子与气溶胶的综合作用,则散射反照率与象函数可表示为^[11]:

$$\omega_0 = (\tau_{ms} + \tau_{as}) / (\tau_m + \tau_a) \quad (3)$$

$$P(\cos \Theta) = [\tau_{ms} P_m(\cos \Theta) + \tau_{as} P_a(\cos \Theta)] / (\tau_{ms} + \tau_{as}) \quad (4)$$

式中, τ_{ms} 、 τ_{as} 分别是大气分子和气溶胶的散射光学厚度; τ_m 、 τ_a 分别是大气分子和气溶胶的消光光学厚度; $P_m(\cos \Theta)$ 、 $P_a(\cos \Theta)$ 分别是大气分子和气溶胶的散射象函数。大气分子的消光参数由HITRAN数据库计算得到,在UV波段中主要考虑了O₃分子的贡献。

大气分子象函数用瑞利象函数表示为:

$$P_m(\cos \Theta) = \frac{3}{4} \frac{2}{2 + \text{dpl}} [(1 + \text{dpl}) + (1 - \text{dpl}) \cos^2 \Theta] \quad (5)$$

式中, dpl 是修正系数,一般取0.0279。

气溶胶象函数用H-G象函数表示为:

$$P_a(\cos \Theta) = \frac{1 + \cos^2 \Theta}{(1 - g^2 - 2g \cos \Theta)^{3/2}} \quad (6)$$

式中, g 是非对称因子。不同波长、不同高度处气溶胶的消光系数、吸收系数和非对称因子可由MODTRAN中的气溶胶数据库得到,其中消光系数和吸收系数均是对0.55 μm 波长处的消光系数和吸收系数进行归一化后的形式存放在数据库中^[12]。

为了解算UV波段大气的临边RTE,本文提出了球面大气累加的解算方法,即沿临边路径逐层、逐段解算大气的临边辐射亮度,分别计算临边路径在左、右半球内大气的临边辐射亮度。球面大气累加

方法的示意图如图1所示。由临边观测几何可知,左半球内的临边辐射亮度可视为将探测系统置于切点处,接收从远端大气顶处至切点处大气的临边辐射亮度,即解算临边下行RTE。右半球内的临边辐射亮度可视为将探测系统置于近端大气顶处,接收从切点处至近端大气顶处大气的临边辐射亮度,即解算临边上行RTE。

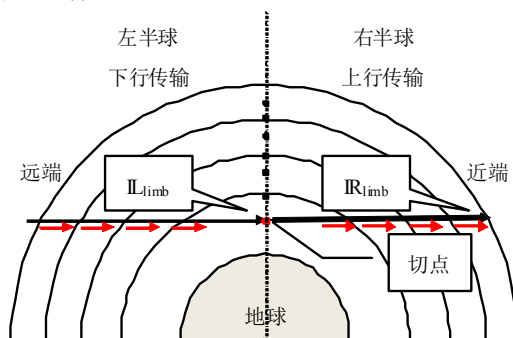


图1 球面大气累加方法示意图

将临边路径上的各层大气当作孤立层处理,则临边下行(downwelled)RTE、临边上行(upwelled)RTE分别表示为:

$$I_D(\tau, \varphi) = \int_0^\tau J(\tau', \varphi) \exp[-(\tau - \tau')] d\tau' \quad (7)$$

$$I_U(\tau^*, \varphi) = \int_0^{\tau^*} J(\tau', \varphi) \exp(-\tau') d\tau' \quad (8)$$

式中, I_D 是左半球内大气的下行辐射亮度; τ 是下行路径的光学厚度; I_U 是右半球内大气的上行辐射亮度; τ^* 是上行路径的光学厚度。利用式(7)、式(8)分别对左、右半球内各层大气中的辐射进行逐层积分解算,再结合各层大气的临边透过率,可得:

$$\text{IL}_{\text{limb}} = \sum_{i=1}^n [I_D(i) \prod_{j=i+1}^n t_{\text{limb}}(j)] \quad (9)$$

$$\text{IR}_{\text{limb}} = \sum_{i=1}^n [I_U(i) \prod_{j=i+1}^n t_{\text{limb}}(j)] \quad (10)$$

式中, IL_{limb} 是切点处接收到左半球内的临边辐射亮度; IR_{limb} 是观察点处接收到右半球内的临边辐射亮度; $t_{\text{limb}}(j)$ 是第 j 层大气的临边透过率。最后,将左、右半球内的临边辐射亮度进行非相干叠加,即为探测系统接收到大气的临边辐射亮度:

$$I_{\text{limb}} = \text{IL}_{\text{limb}} \exp[-\tau_{\text{limb}}/2] + \text{IR}_{\text{limb}} \quad (11)$$

式中, $\tau_{\text{limb}}/2$ 是半程临边路径的光学厚度。

2 大气偏折效应影响

忽略大气偏折时,各层球面大气内的临边几何程仅与地球半径、切向高度、各层球面大气的层顶高度及层底高度有关。如图2所示,PD为忽略大气

偏折时的几何路径。定义 S 为忽略大气偏折时第 i 层大气中的临边几何程, $i=1,2,3,\dots,n$ 。以地球球心为原点建立 XOZ 笛卡尔坐标系, X 轴平行于临边方向, 并将 Z 轴设置于临边几何程中点处, 则利用三角几何关系可求得:

$$S(i) = 2(\sqrt{[\text{Re} + h_t(i)]^2 - (\text{Re} + \text{TH})^2} - \sqrt{[\text{Re} + h_b(i)]^2 - (\text{Re} + \text{TH})^2}) \quad (12)$$

式中, Re 是地球半径, 取平均值 $6\,371.23\text{ km}$; TH 是切向高度; $h_t(i)$ 、 $h_b(i)$ 分别是第 i 层球面大气的层顶与层底高度。

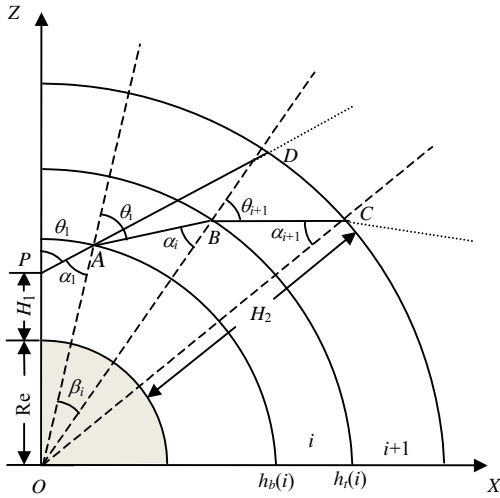


图2 球面分层大气中的折射计算

若考虑大气偏折时, 需要在球面大气分层结构中逐层追迹。将地球大气划分为一系列同轴球面层, 折射率仅为高度的函数, 每层定义一个折射率 n_i , 层内折射率为常数。折射率的变化表现为层与层之间的差异。大气折射率是光波波长、大气温度、大气湿度和气压的函数。湿度对折射率的影响很小, 一般情况下可以忽略, 大气折射率可表示为:

$$n = 1 + 77.6(1 + 7.52 \times 10^{-3} \lambda^{-2}) \frac{P}{T} \times 10^{-8} \quad (13)$$

式中, λ 是波长; P 是大气气压; T 是大气温度。6 种大气模式(1976美国标准大气、中纬度夏季、中纬度冬季、亚北极夏季、亚北极冬季、热带)下大气的气压 P 及温度 T 的廓线可由光学手册查出。

如图2所示, PC 为考虑大气偏折时的几何路径, 则在各个界面上分别有:

$$\begin{cases} n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \theta_2 \\ n_2 \sin \alpha_2 = n_3 \sin \theta_3 \\ \vdots \end{cases} \quad (14)$$

在以球中心 O 为一点的各三角形中有:

$$\begin{cases} \Delta OPA: \frac{r_1}{\sin \alpha_1} = \frac{r_2}{\sin \theta_1} \\ \Delta OAB: \frac{r_2}{\sin \alpha_2} = \frac{r_3}{\sin \theta_2} \\ \vdots \end{cases} \quad (15)$$

将式(14)代入式(13), 有:

$$\begin{cases} n_1 r_1 \sin \alpha_1 = n_2 r_2 \sin \theta_2, \\ n_2 r_2 \sin \alpha_2 = n_3 r_3 \sin \theta_3, \\ \vdots \end{cases} \quad (16)$$

根据 Snell 折射定律和球面三角公式可导出各层的临边几何程 DS 。考虑入射角为 θ_1 、计算高度 H_1 、 H_2 之间的射线轨迹, z_i 和 z_{i+1} 为第 i 和 $i+1$ 层的高度, θ_i 和 θ_{i+1} 为相应高度的局地天顶角, 对高度 z_{i+1} 其入射角为 α_i , 折射角为 θ_{i+1} , 由 Snell 折射定律和球面几何三角公式可得:

$$\begin{aligned} n_i(\text{Re} + z_i) \sin \theta_i &= n_{i+1}(\text{Re} + z_{i+1}) \sin \theta_{i+1} = \\ n_1(\text{Re} + H_1) \sin \theta_1 &= A \end{aligned} \quad (17)$$

式中, A 为常数。因此, 在任意高度 z_i , 其折射角可用初始输入条件和 H_1 高度的折射指数 n_1 表示为:

$$\sin \theta_i = \frac{n_1(\text{Re} + H_1) \sin \theta_1}{n_i(\text{Re} + z_i)} = \frac{A}{n_i(\text{Re} + z_i)} \quad (18)$$

对第 i 层轨迹所对应的地球中心角 $\beta_i = \theta_i - \alpha_i$, 从高度 H_1 到 H_2 有效路径所对应的总地球中心角 β 和 β_i 可表示为:

$$\begin{aligned} \beta_i &= \theta_i - \alpha_i = \\ \sin^{-1} \left[\frac{A}{n_i(\text{Re} + z_i)} \right] &- \sin^{-1} \left[\frac{A}{n_i(\text{Re} + z_{i+1})} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

$$\beta = \sum_i^{n-1} \beta_i \quad (20)$$

式中, n 为大气总层数。由此可求得各层的临边几何程为:

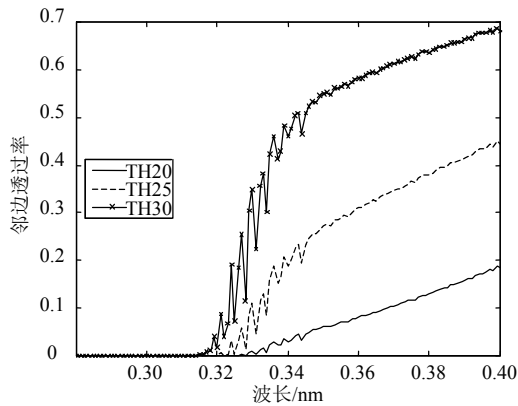
$$\begin{cases} DS = \frac{(\text{Re} + z_{i+1}) \sin \beta_i}{\sin \theta_i} & 0^\circ < \theta < 180^\circ \\ DS = z_{i+1} - z_i & \theta = 0^\circ \text{ 或者 } 180^\circ \end{cases} \quad (21)$$

大气偏折效应会改变各层大气内传输的临边几何程大小, 即对大气的光学厚度、临边透过率及临边辐射亮度造成影响。

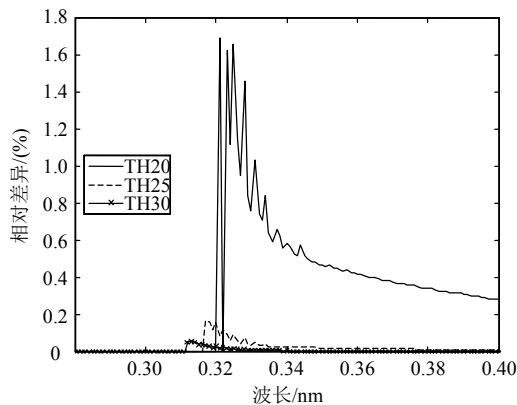
3 计算结果与分析

在平流层的较低层, 即离地面 $20 \sim 30\text{ km}$ 为 O_3 浓度最高区域。因此, 将切向高度设置在此高度范围内。图3给出了中纬度夏季大气模式, 切向高度分别为 20 、 25 、 30 km 时大气的临边透过率及大气偏折

效应对临边透过率影响的计算结果。



a. 大气的临边透过率



b. 大气偏折效应影响分析

图3 典型切向高度时的计算结果

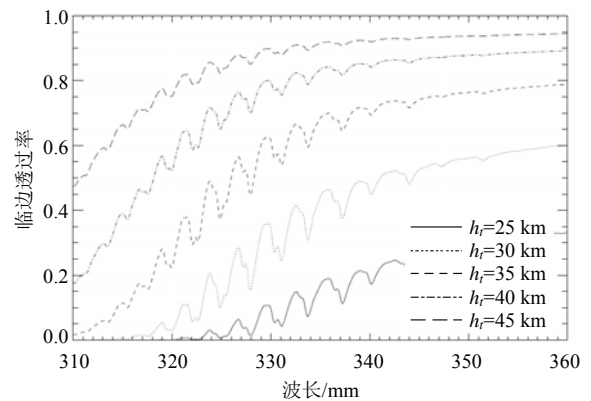
从图3a中可以看出,在280~320 nm内的临边透过率很小(几乎为零),这是由于O₃在此波段内的强吸收所致。当波长大于320 nm时,临边透过率随波长增加呈现增大的趋势。由于切向高度改变会导致临边几何程不同,切向高度越高,临边几何程越短,且大气分子密度随高度增加迅速降低,导致大气对光线衰减能力减弱。切向高度分别20、25、30 km时的临边透过率最大值分别为0.159、0.411、0.651。

若忽略大气偏折效应则会对临边透过率带来一定误差,相对差异用 $\frac{|T - T_r|}{T_r} \times 100\%$ 表示(其中 T 、 T_r

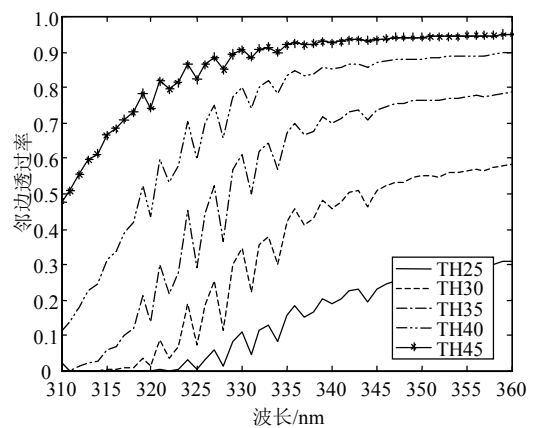
分别为忽略与考虑大气偏折时的临边透过率)。从图3b中可以看出,切向高度越低,相对差异越大。相对差异主要集中在320~400 nm范围内,在320 nm附近的相对差异达到最大值,然后随着波长增加逐渐减小。切向高度分别为20、25、30 km时,临边透过率的相对差异分别在2.057%、0.209%、0.070%以内。

文献[6]给出了5个典型切向高度时临边透过率的计算结果。参照其给出的计算条件,将本文模型计算得到的临边透过率与之相比较,发现两者从趋

势与大小上均符合较好,如图4所示。



a. 文献[6]的计算结果

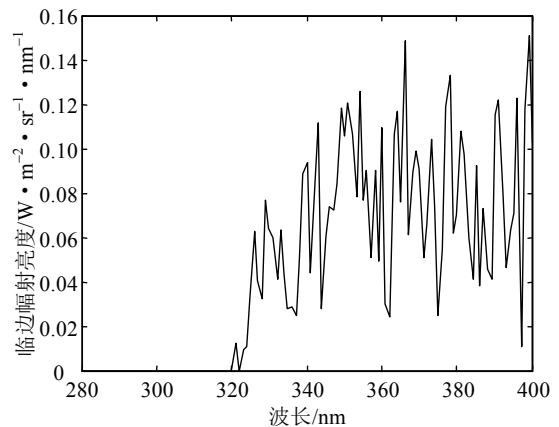


b. 本文模型的计算结果

图4 临边透过率计算结果的校验

图5是中纬度夏季大气模式,太阳天顶角20°,相对方位角180°,切向高度为20 km时临边辐射亮度的计算结果。

从图5a中可以看出,在280~320 nm内的临边辐射亮度几乎为零,这主要是由于该波段内的临边透过率很小造成的。临边辐射亮度在320~400 nm内主要在0.04~0.12 W·m⁻²·sr⁻¹·nm⁻¹之间,辐射亮度分布比较均匀,适合在此波段内开展痕量气体反演算法研究。



a. 大气的临边辐射亮度

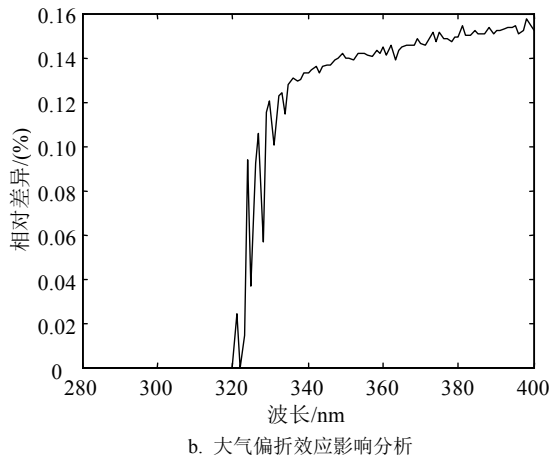


图5 典型大气条件时的计算结果

若忽略大气偏折效应则会对临边辐射亮度带来一定误差, 相对差异用 $\frac{|R - R_r|}{R_r} \times 100\%$ 表示(其中 R 、 R_r 分别为忽略与考虑大气偏折时的临边辐射亮度)。从图5b中可以看出, 临边辐射亮度的相对差异主要集中在320~400 nm范围内, 相对差异随波长增加逐渐增大, 在400 nm附近的相对差异达到最大值0.158%, 大气偏折效应对临边辐射亮度的影响很小。

4 结论

针对UV波段大气的临边辐射建模与大气偏折效应影响分析, 可得到以下结论:

1) 在280~320 nm内的临边透过率很小(几乎为零), 这是由于 O_3 在此波段内的强吸收所致。当波长大于320 nm时, 临边透过率随波长增加呈现增大的趋势。切向高度分别20、25、30 km时的临边透过率最大值分别为0.159、0.411、0.651。切向高度越低, 大气偏折效应造成临边透过率的相对差异越大。相对差异主要集中在320~400 nm范围内, 在320 nm附近的临边透过率相对差异达到最大值, 然后随着波长增加逐渐减小。切向高度分别为20、25、30 km时, 临边透过率的相对差异分别在2.057%、0.209%、0.070%以内。

2) 在280~320 nm内的临边辐射亮度几乎为零, 这主要是由于该波段内的临边透过率很小造成的。临边辐射亮度在320~400 nm内主要在0.04~0.12 $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot nm^{-1}$ 之间, 辐射亮度分布比较均匀, 适合在此波段内开展痕量气体反演算法研究。临边辐射亮度的相对差异主要集中在320~400 nm范围内, 相对差异随波长增加逐渐增大, 在400 nm附近的相对差异达到最大值0.158%, 大气偏折效应对临边辐射亮度影响很小。

计算结果可为星载光学探测系统的仿真应用提供相关的理论基础, 也可为全球环境变化、气候预测等研究提供重要参数。

参考文献

- [1] 张兴赢, 张鹏, 方宗义, 等. 应用卫星遥感技术监测大气痕量气体的研究进展[J]. 气象, 2007, 33(7): 3-14.
ZHANG Xing-ying, ZHANG Peng, Fang Zong-yi, et al. The progress in trace gas remote sensing study based on the satellite monitoring[J]. Meteorological Monthly, 2007, 33(7): 3-14.
- [2] 闫欢欢, 陈良富, 陶金花, 等. 珠江三角洲地区 SO_2 浓度卫星遥感长时间序列监测[J]. 遥感学报, 2012, 16(2): 390-404.
YAN Huan-huan, CHEN Liang-fu, TAO Jin-hua, et al. SO_2 long-term monitoring by satellite in the Pearl River Delta[J]. Journal of Remote Sensing, 2012, 16(2): 390-404.
- [3] 薛庆生, 林冠宇, 陈伟. 用于大气临边探测的高光谱成像仪研制[J]. 仪器仪表学报, 2012, 33(5): 1167-1173.
XUE Qing-sheng, LIN Guan-yu, CHEN Wei. Development of hyperspectral imager for atmospheric limb sounding[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2012, 33(5): 1167-1173.
- [4] CASTELLI E, DINELLI B M, CARLOTTI M, et al. Retrieving cloud geometrical extents from MIPAS/ENVISAT measurements with a 2-D tomographic approach[J]. Optics Express, 2011, 19(21): 20704-20721.
- [5] GRIFFIOEN E, OIKARINEN L. LIMBTRAN: a pseudo three-dimensional radiative transfer model for the limb-viewing imager OSIRIS on the ODIN satellite[J]. Journal of Geophysical Research, 2000, 105(29): 717-730.
- [6] ROZANOV V, ROZANOV A, BUCHWITZ M, et al. SCIATRAN 2.0 - a new radiative transfer model for geophysical applications in the 175~2 400 nm spectral region[J]. Advances in Space Research, 2005(36): 1015-1019.
- [7] BOURASSA A E, DEGENSTEIN D A, LLEWELLYN E J. SASKTRAN: a spherical geometry radiative transfer code for efficient estimation of limb scattered sunlight[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 2008(109): 52-73.
- [8] 齐瑾, 张鹏, 张文建, 等. 基于SCIATRAN模型的二氧化氮DOAS反演敏感性试验[J]. 气象学报, 2008, 66(3): 396-404.
QI Jin, ZHANG Peng, ZHANG Wen-jian, et al. Sensitivity experiment of the DOAS retrieval of nitrogen dioxide based on SCIATRAN mode[J]. Acta Meteorologica Sinica, 2008, 66(3): 396-404.
- [9] 张恭正, 陈圣波, 王明常, 等. 基于SCIATRAN模型的Limb大气辐射传输模拟[J]. 科学技术与工程, 2010, 10(6): 1506-1509.
ZHANG Gong-zheng, CHEN Sheng-bo, WANG Ming-chang, et al. SCIATRAN based limb atmospheric radiative transfer simulation[J]. Science Technology and Engineering, 2010, 10(6): 1506-1509.
- [10] 龚俊, 蓝天, 刘杰, 等. LOWTRAN与MODTRAN模型关

- 于大气紫外传输的模拟计算[C]//第十一届全国光电技术与系统学术会议. [出版地不详]: [出版者不详], 2005.
- GONG Jun, LAN Tian, LIU Jie, et al. Simulated calculation on atmospheric UV transmission with LOWTRAN and modtran model[C]//The Eleventh National Optoelectronic Technology and Systems Conference. [S.l.]: [s.n.], 2005.
- [11] 孟雪琴, 吴健, 杨春平. 无云地球大气背景辐射光谱亮度的计算模型[J]. 应用光学, 2009, 30(1): 167-171.
- MENG Xue-qin, WU Jian, YANG Chun-ping. Computation model of spectral radiation luminance of clear atmosphere background[J]. Journal of Applied Optics, 30(1): 167-171.
- [12] 吴北婴, 李卫, 陈洪滨, 等. 大气辐射传输实用算法[M]. 北京: 气象出版社, 1998.
- WU Bei-ying, LI Wei, CHEN Hong-bin, et al. Practical algorithm of atmospheric radiative transfer[M]. China Meteorological Press, 1998.

编辑 漆蓉

(上接第53页)

- [5] LEE J S, GRUNES M R, POTTIER E. Quantitative comparison of classification capability: fully-polarimetric versus partially polarimetric SAR[J]. IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, 2001, 39(11): 2343-2350.
- [6] LEE J S, SCHULER D L, AINSWORTH T L. On the estimation of radar polarization orientation shifts induced by terrain slopes[J]. IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, 2002, 40(1): 30-39.
- [7] XU Feng, JIN Ya-qiu. Deorientation theory of polarimetric scattering targets and application to terrain surface classification[J]. IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, 2005, 43(10): 2354-2363.
- [8] LEE J S, AINSWORTH T L. The effect of orientation angle compensation on coherency matrix and polarimetric target decomposition[J]. IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, 2011, 49(1): 53-64.
- [9] 王超, 张红, 陈曦, 等. 全极化合成孔径雷达图像处理[M]. 北京: 科学出版社, 2008.
- WANG Chao, ZHANG Hong, CHEN Xi, et al. Full polarimetric SAR image processing[M]. Beijing: Science Press, 2008.
- [10] CLOUDE S R, POTTIER E. An entropy based classification scheme for land applications of polarimetric SAR[J]. IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing, 1997, 35(1): 68-78.

编辑 税红