

刘鑫宇, 张效信, 何飞等. 2017. 电离层氧离子 83.4 nm 辐射计算方法. 地球物理学报, 60(9): 3308-3314, doi:10.6038/cjg20170903.

Liu X Y, Zhang X X, He F, et al. 2017. A method to calculate the ionospheric 83.4 nm dayglow emissions. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 60(9): 3308-3314, doi:10.6038/cjg20170903.

电离层氧离子 83.4 nm 辐射计算方法

刘鑫宇^{1,5}, 张效信^{2*}, 何飞^{3,4}, 陈波¹

1 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033

2 中国气象局国家空间天气重点开放实验室, 国家空间天气监测预警中心, 北京 100081

3 中国科学院地球与行星物理重点实验室, 中国科学院地质与地球物理研究所, 北京 100029

4 中国科学院大学地球科学学院, 北京 100049

5 中国科学院大学大珩学院, 北京 100049

摘要 氧离子 83.4 nm 辐射是由氧离子辐射跃迁产生的, 是电离层极紫外日辉辐射中辐射强度较高的信号之一. 从空间对其进行成像为高层大气状态的监测提供了一种强有力的方法. 为了准确的描述辐射强度的分布情况, 本文在 MSISE-00 大气模型下, 用 AURIC 计算氧离子 83.4 nm 辐射的初始体辐射率、电离层氮气分子、氧气分子以及氧原子的密度分布, 接着, 用 Chapman 函数生成氧离子密度分布, 计算共振散射作用下的体辐射率. 然后, 给出在不同的初始辐射率情况下, 沿天底方向观测的辐射强度对比. 最后, 与 Anderson 的计算结果作了两组对比, 指出由电子碰撞产生的初始体辐射率占比提高 16%, 总的辐射强度会提高 30%. 本文的工作为低热层大气氧离子密度和光电子通量的探测提供支持, 这对电离层电子密度反演具有理论意义.

关键词 大气光学; 日辉辐射; 体辐射率; 电离层

doi:10.6038/cjg20170903

中图分类号 P352

收稿日期 2017-04-17, 2017-07-01 收修定稿

A method to calculate the ionospheric 83.4nm dayglow emissions

LIU Xin-Yu^{1,5}, ZHANG Xiao-Xin^{2*}, HE Fei^{3,4}, CHEN Bo¹

1 Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China

2 Key Laboratory of Space Weather, National Center for Space Weather, China Meteorological Administration, Beijing 100081, China

3 Key Laboratory of Earth and Planetary Physics, Institute of Geology and Geophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China

4 College of Earth Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

5 University of Chinese Academy of Sciences, Daheng College, Beijing 100049, China

Abstract The 83.4 nm emissions of oxygen atoms is one of the most intense emission signals in the ionosphere. It provides a powerful method for the monitoring of the upper atmosphere from space. This paper uses the MSISE-00 model of the atmosphere, using AURIC to calculate the initial emission rate, the ionospheric molecular nitrogen, oxygen, and oxygen atom density distribution, then using Chapman oxygen ion density distribution method to solve the integral equation of linear equations to calculate the resonance scattering emissions under the action of the resonance scattering, then calculate different emission intensities under different initial emission

基金项目 国家自然科学基金面上项目(41274147, 41674155)资助.

第一作者简介 刘鑫宇, 男, 1993 年生, 中国科学院大学硕士, 主要从事电离层辐射的正演与反演计算方面的研究. E-mail: 747115383@qq.com

* 通讯作者 张效信, 男, 1963 年生, 山东昌乐人, 研究员, 主要从事空间物理学和空间天气学方研究. E-mail: xxzhang@cma.gov.cn

rate. And then, calculate the results and compare with Anderson's result. Finally, we point out that if the proportion of the initial volume emissions created by the photoelectron source increased by 16%, the total emission intensity increased by 30% at 350 km. The work of this paper provides theoretical support for the inversion of ionospheric electron density.

Keywords Atmospheric optics; Dayglow; Volume emission rates; Ionosphere

1 引言

电离层中的氧离子 83.4 nm 辐射是由电离层底层的氧离子 ($2s^2 2p^4 \ ^1P$) 辐射跃迁产生的,处于这种态的氧离子是由太阳光中的极紫外辐射 ($\lambda < 43.6 \text{ nm}$) 照射到电离层底层中的氧原子上产生的. 氧离子 83.4 nm 辐射是可探测的极紫外辐射波段中较强的一条辐射线. 由于其在电离层中的传播过程要经历与氧离子之间的共振散射作用,对其进行观测,不仅可以获得高层大气中的氧离子密度分布,还可以获得电离层中光电子通量的信息 (Stephan, 2016),从而为高层大气状态的监测提供了一种强有力的方法. 低层大气对极紫外辐射吸收严重而无法实现地面观测,因此从空间对电离层极紫外日辉进行观测就成了获得辐射数据的主要方法. 随着空间光学技术的发展,越来越多的极紫外成像探测器和光谱仪已经在轨运行,例如,搭载在 DMSP 卫星上的 SSULI (Paxton et al., 1992), 搭载在 ARGOS 卫星上的 LORAAS (Stephan, 2016), 以及在空间站中的 RAIDS (Stephan et al., 2012; Budzien et al., 2009) 等.

准确的理解氧离子 83.4 nm 辐射的产生机制和传输过程,建立合理的计算模型是获得可靠地球物理参数信息的重要保证. 由于地球电离层对于 83.4 nm 辐射传输是光学厚的,有必要采用一个有效的传输模型来分析观测数据 (Anderson and Meier, 1985). Carlson 和 Judge (Carlson and Judge, 1973) 在 Donahue (Donahue, 1965) 的工作基础上提出了 CFR (完全频率再分布) 的共振散射模型. Feldman (Feldman et al., 1981) 阐述了一个更为详尽的模型,并将之用于卫星观测数据的分析. Kumar (Kumar et al., 1983) 用了和 Feldman 基本上相同的模型分析了 SPT78-1 卫星上的数据. Anderson 则利用 Jacchia (Jacchia, 1977) 大气模型,给出了观测强度随氧离子密度分布的详细计算结果. Stephan 指出了在计算初始体辐射率时,电子碰撞产生的初始体辐射率与光致电离源之间的占比应该在 10% 左右,但是 Anderson 在计算时采用的占比在 26%,这远远超过了 Stephan 给

出的标准. 目前,国际上计算 83.4 nm 辐射时,采用的初始体辐射率中,电子碰撞产生的初始体辐射率与光致电离源之间的占比在 10% 左右 (Cleary et al., 1989).

本文的重点就是计算在 Stephan 给出的电子碰撞初始体辐射率情况下的辐射强度. 对于氧离子 83.4 nm 辐射的初始体辐射率计算,采用国际上比较成熟的 AURIC (大气紫外积分代码) 进行计算,这是当前为数不多的能够用于极紫外波段辐射计算的代码,由美国计算物理公司 CPI 和空军实验室 Phillips 联合开发. 然后计算观测强度的分布情况,并和 Anderson 的计算结果进行对比. 对比的结果验证了算法的正确性,同时给出在 Stephan 的初始体辐射率占比下的强度分布结果.

2 氧离子 83.4 nm 辐射计算

2.1 氧离子 83.4 nm 辐射的产生机制与传输过程

氧离子 83.4 nm 辐射的产生机制如图 1 所示. 一部分是来自太阳的极紫外辐射 ($\lambda < 43.6 \text{ nm}$) 照射后,将处于电离层底部的氧原子电离,由于电离过程中失去的是内层电子,此时氧离子处于 ($2s^2 2p^4 \ ^1P$) 激发态,随后通过自由辐射跃迁回基态 ($2s^2 2p^3 \ ^4S$) 产生 83.4 nm 辐射. 还有一部分是由电子与氧原子碰撞产生激发态氧离子 ($2s^2 2p^4 \ ^1P$), 然后同样经过辐射跃迁产生 83.4 nm 辐射. 公式 (1) 给出了辐射产生的两种过程:

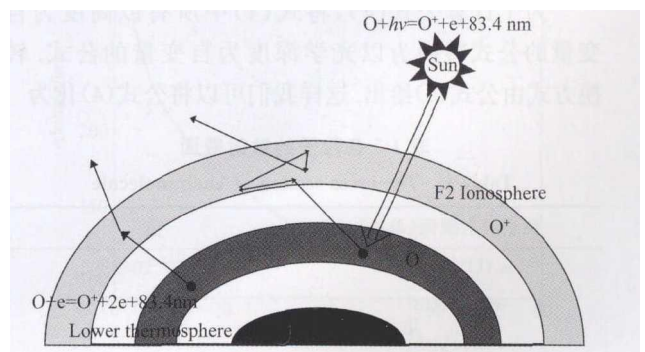
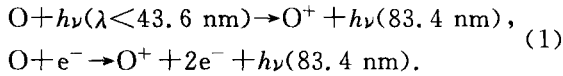


图 1 83.4 nm 辐射机制示意图

Fig. 1 Diagram of emission mechanism



氧离子的 83.4 nm 辐射传输过程中主要经历两种作用,一种是共振散射,它会增强辐射源的初始体辐射率;另一种是吸收作用,它会减小辐射源的初始体辐射率.我们在计算辐射转移方程的时候考虑一下几个假设:完全频率再分布、辐射传输局部各向同性、大气层为平面水平分层(Strickland and Rees, 1974).依据这些,可以得到辐射转移方程的积分形式(Strickland and Anderson, 1983):

$$I = \int S(z)T(\tau, t) ds, \quad (2)$$

其中, I (photons · cm⁻² · s⁻¹ · ster⁻¹) 为辐射强度, $S(z)$ (photons · cm⁻³ · s⁻¹ · ster⁻¹) 是在高度 z (km) 处的体辐射率, $T(\tau, t)$ 是大气传递函数, τ 和 t 分别是沿着积分路径 s 到观测点的共振散射和纯吸收的光学深度. $T(\tau, t)$ 的表达式为

$$T(\tau, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int \phi(x) e^{-\tau\phi(x)} dx \cdot e^{-t}, \quad (3)$$

其中 $\phi(x)$ 是 Voigt 分布. 近似为 $\phi(x) = \exp(-x^2)$. x 是以多普勒频率宽度为单位的频率值. 积分的上下限都是无穷. 体辐射率函数 $S(z)$ 的表达式为

$$S(z) = S_0(z) + [O^+] \int d\Omega \int d\nu \sigma_0 \phi(\nu) I'(\nu), \quad (4)$$

等式右边的前一项为初始体辐射率,后一项表示的是共振散射作用对总体辐射率的贡献. $[O^+]$ 是氧离子的密度, σ_0 是散射截面. τ 和 t 的表达式为

$$\begin{aligned} \tau &= \int \sigma_0 [O^+] dz, \\ t &= \int \{ \sigma(N_2)[N_2] + \sigma(O_2)[O_2] + \sigma(O)[O] \} dz, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 σ 为散射截面, 83.4 nm 波长下的不同粒子的散射截面值由下表给出(Link and Gladstone, 1994; Torr et al., 1979).

为了计算公式(4), 将式(4)中所有以高度为自变量的公式转换为以光学深度为自变量的公式. 转换方式由公式(5)给出. 这样我们可以将公式(4)化为

表 1 各粒子的散射截面

Table 1 The cross-section of each molecule

粒子散射截面(单位)	值
$\sigma_0(O^+)$ (cm ²)	2.6×10^{-13}
$\sigma(N_2)$ (cm ²)	1.5×10^{-17}
$\sigma(O_2)$ (cm ²)	1.1×10^{-17}
$\sigma(O)$ (cm ²)	4.2×10^{-18}

$$S(\tau) = S_0(\tau) + \int H(|\tau - \tau'|, |t - t'|) S(\tau') d\tau', \quad (6)$$

其中,所有的 S 都是以 τ 为自变量的函数, $H(|\tau - \tau'|, |t - t'|)$ 是 Holstein 函数.

2.2 氧离子 83.4 nm 的辐射强度计算方法

氧离子 83.4 nm 辐射强度的计算过程如图 2 所示.

第一步,确定输入的参数. 输入的参数包括:日期(Year、Day)、世界时(UT)、太阳 10.7 cm 射电通量值($F_{10.7}$)以及其 81 天平均值($\langle F_{10.7} \rangle$). 这些参数主要用于计算大气层中氮气分子、氧气分子和氧原子的密度分布,为计算光学深度 τ, t 做准备.

第二步,确定辐射传输区域的边界. 为了计算共振散射作用产生的体辐射率,大气层被分为上下两个区域,上层记为共振散射区域,下层记为源区域. 以共振散射作用明显减弱的出的高度作为共振散射区域的上边界,记为 z_{ub} , 这里选择离地面高度为 830 km 处. 同样选择共振散射作用明显减弱的的高度作为共振散射区域的下边界,记为 z_{sc} , 这里选择离地面高度为 230 km 处. 选择大气中分子对 83.4 nm 辐射吸收显著增强处的高度作为源区域的下边界,记为 z_{lb} , 这里选择离地面高度为 110 km 处. 这样分层后我们就可以很方便的计算共振散射作用产生的体辐射率,因为我们认为只在 z_{sc} 到 z_{ub} 之间产生共振散射作用. 分层后共振散射区域内的初始体辐射率就由两部分组成:一部分是由位于共振散射区域内的光致电离和电子碰撞产生,另一部分则是由于源区域内的初始体辐射率辐射到共振散射区域产

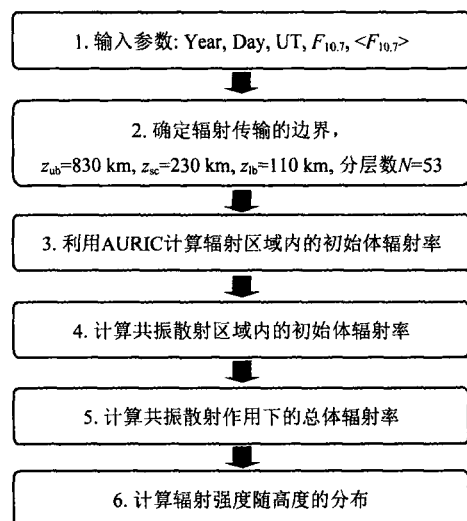


图 2 辐射强度计算流程

Fig. 2 The calculation process of emission intensity

生. 在总体的分层之后, 为了实现计算, 根据高层大气的密度结构变化情况采用“由密到疏”的原则 (Bush and Chakrabarti, 1995), 将给定的 110~830 km 的大气层分为 53 层.

第三步, 计算辐射传输区域内的初始体辐射率. 利用 AURIC 计算源区域和共振散射区域内的初始体辐射率. 首先确定观测点的地理经纬度, 利用步骤一中给出的参数值代入 AURIC 计算, 给出电子碰撞和光致电离两种情况下的初始体辐射率分布. 同时利用 MSISE-00 大气模型计算第二步中每个分层的上下表面处的氮气分子、氧气分子和氧原子密度值. 再根据公式(5)计算出每个分层上下表面相对于 z_{ub} 处的光学深度.

第四步, 计算共振散射区域内的初始体辐射率. 在第二步中给定了共振散射区域的范围和共振散射区域初始体辐射率的组成. 其中一部分是共振散射区域内部的光致电离和电子碰撞产生的体辐射率, 这一部分由第三步中 AURIC 计算给出, 另外一部分是源区域初始体辐射率对于共振散射区域内初始体辐射率的贡献, 这一部分的初始体辐射率值由公式(7)给出:

$$S(z) = \sigma_0 [O^+] N_v H(|\tau - \tau'|, |t - t'|),$$

$$N_v = \int_{z_{lb}}^{z_{sc}} S_0 e^{-\tau} dz, \quad (7)$$

其中积分的上限是 z_{sc} , 积分下限是 z_{lb} . S_0 表示源区域内的初始体辐射率, H 是 Holstein 函数. 对于表达式中 N_v 的值, 我们采用梯形积分法计算. 同时表达式中的氧离子密度分布 $[O^+]$ 我们用 Chapman 函数生成, 其表达式为

$$[O^+] = [O_{max}^+] \exp \frac{1}{2} \left[1 - \frac{z - z_{max}}{H} - \exp \left(-\frac{z - z_{max}}{H} \right) \right], \quad (8)$$

$[O_{max}^+]$ 是氧离子密度分布的最大值, z_{max} 是氧离子密度分布取最大值时的高度值, H 是约化高度. 我们这里取 $[O_{max}^+] = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $z_{max} = 400 \text{ km}$, $H = 65 \text{ km}$.

第五步, 计算共振散射区域内的总体辐射率. 由公式(6), 我们可以计算共振散射区域内的总体辐射率, 值得注意的是这个方程的两边都包含总的体辐射率, 并且右边的是在积分项中, 我们没有办法给出直接的解析解. 具体的处理方法是: 将这个积分方程转化为线性方程组的形式, 将待求的体辐射率作为方程组的解来求解. 按照第二步中的分层方法, 在共振散射区域中的分层数有 32 个, 这样每一个点处就会有一个体辐射率值, 将这 32 个体辐射率值作为一

个列向量, 右边的积分项就可以看作矩阵的乘法, $H(|\tau - \tau'|, |t - t'|)$ 与 dr 的乘积作为矩阵的元素, 求出矩阵元素后解这个线性方程组就可以得到这 32 个点处的体辐射率 (Strickland and Donahue, 1970).

第六步, 按照公式(2)给出的辐射强度公式计算共振散射区域内部体辐射率的强度和源区域对共振散射区域贡献的体辐射率的强度. 为了验证算法的正确性, 这里按照 Anderson 的初始体辐射率进行计算对比. 验证了正确性后, 再计算满足 Stephan 提出的初始体辐射率占比的强度分布.

3 计算结果与分析

3.1 算法验证

为了检验算法的正确性, 我们将 Anderson 计算用的初始体辐射率代入算法中, 将计算得到的共振散射体辐射率、源区域共振散射辐射强度和共振散射区域辐射强度以及总的辐射强度与 Anderson 的结果进行对比. 然后再将 AURIC 计算的体辐射率代入算法, 同时与 Anderson 的结果进行对比, 指出在初始体辐射率中电子碰撞的初始体辐射率计算偏高会对观测的辐射强度有较大的影响.

图 3 为 Anderson 使用的初始体辐射率图, 由于在 350 km 以上的体辐射率迅速减小, 这里只截取到 350 km. 从图中可以很容易的看出, 电子碰撞产生射率占总体辐射率的 30% 以上, 具体结果为 31.48%. 这一点在 Stephan 的文章中明确指出, 电子碰撞作为初始体辐射率源的产生率占总初始体辐射率的 10% 左右. 这里为了验证算法的正确性, 将

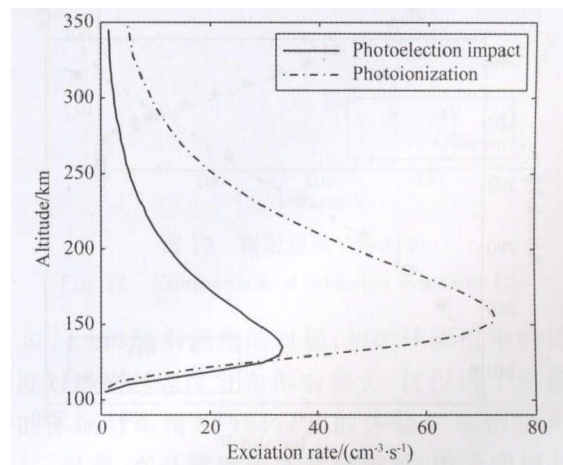


图 3 Anderson 计算用初始体辐射率

Fig. 3 The initial emission of Anderson's

按照 Anderson 使用的初始体辐射率计算一遍。

图 4 为共振散射区域产生的总体辐射率与 Anderson 计算的总体辐射率对比图. 图 5 为源区域在共振散射区域产生的初始体辐射率经共振散射作用后产生的辐射强度与 Anderson 计算的结果对比图, 这里我们将这一部分的强度记为 ISe . 图 6 为共振散射区域内部初始体辐射率经过共振散射作用后产生的辐射强度与 Anderson 计算的结果对比图, 我们将这一部分的强度记为 ISi . 图 7 为源区域产生的辐射强度(不包含共振散射作用部分)对比图, 我们记为 ISo . 计算总的辐射强度的拟合优度 $r=0.9399$, 从图中也可以看出, 除个别点以外, 我们用的算法得到的结果和 Anderson 计算的结果基本一致, 因此算法的正确性就得到了验证.

3.2 AURIC 初始体辐射率情况下的结果

图 8 是在 MSISE-00 大气模型下利用 AURIC 计算出的电子碰撞和光致电离初始体辐射率的对比. 可以看出, 在电子碰撞这一部分由 AURIC 计算

出结果明显低于 Anderson 计算的结果, 并且总体辐射率峰值处的占比约为 12.87% 这符合 Stephan (Stephan, 2016) 提到的初始体辐射率占比在 10% 左右的情况.

图 9 是共振散射区域产生的总体辐射率与 Anderson 计算的总体辐射率对比图. 从图中可以看出, 共振散射区域产生的体辐射率明显小于 Anderson 计算的值, 电子碰撞的初始体辐射率占比从 13% 增加到 31%, 总的共振散射体辐射率就会增加 84%. 同样在图 10 中的源区域在共振散射区域产生的初始体辐射率经共振散射作用产生的辐射强度与 Anderson 计算的对比图, 以及图 11 中的共振散射区域内部初始体辐射率经过共振散射作用产生的辐射强度与 Anderson 计算的对比图中均有辐射率偏小现象. 这两个辐射强度的偏小都表明结果的正确性, 初始体辐射率的减小, 都会使结果偏小, 但是并不是按照初始体辐射率减小的比例减小. 如果没有共振散射作用, 那么辐射强度的变化比例就回合体

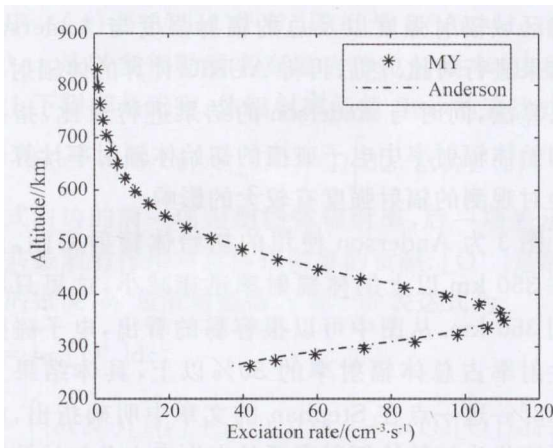


图 4 共振散射区域的总体辐射率对比

Fig. 4 Comparison in resonant scattering region

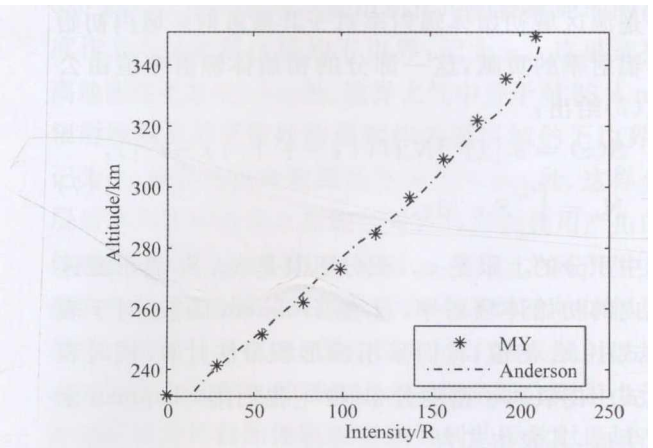


图 6 辐射强度 ISi 对比

Fig. 6 Comparison of emission intensity ISi

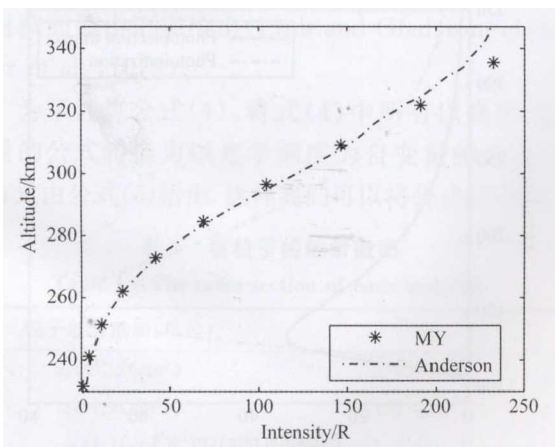


图 5 辐射强度 ISe 对比

Fig. 5 Comparison of emission intensity ISe

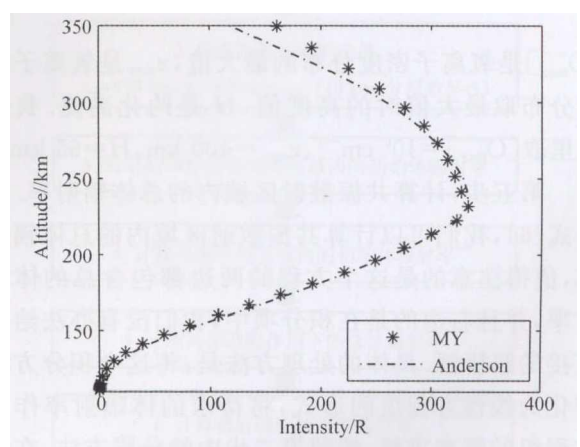


图 7 辐射强度 ISo 对比

Fig. 7 Comparison of emission intensity ISo

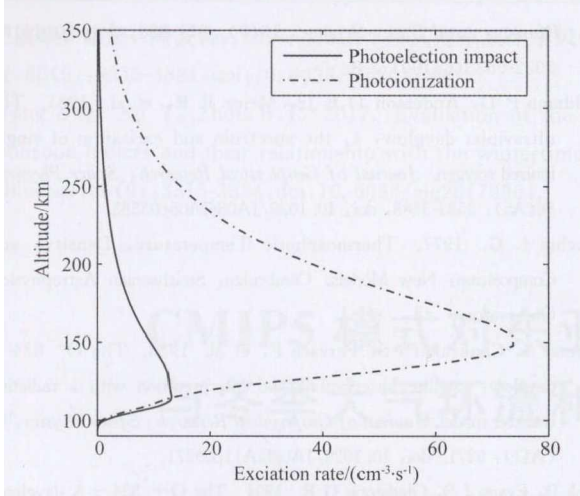


图 8 AURIC 计算的初始体辐射率

Fig. 8 The initial emission of AURIC

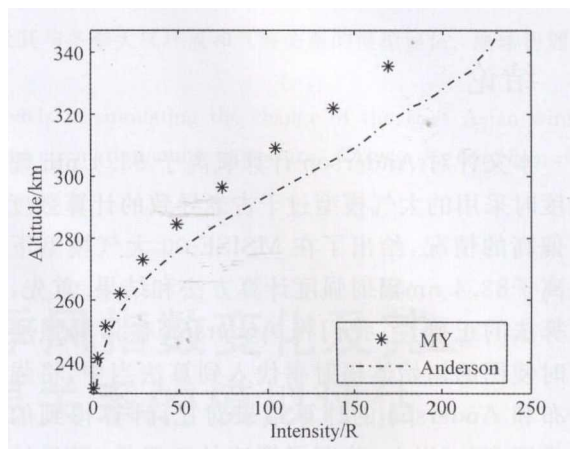


图 10 辐射强度 I_{Se} 对比

Fig. 10 Comparison of emission intensity I_{Se}

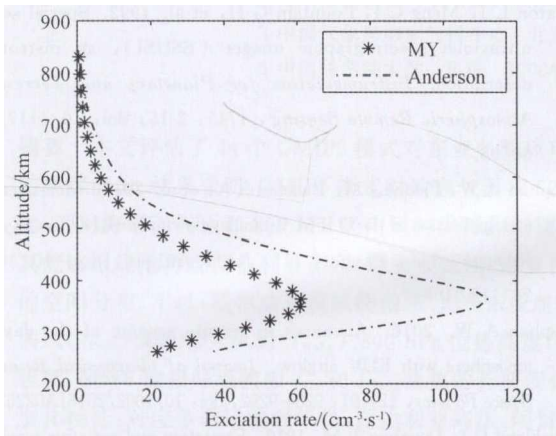


图 9 共振散射区域的总体辐射率对比

Fig. 9 Comparison in resonant scattering region

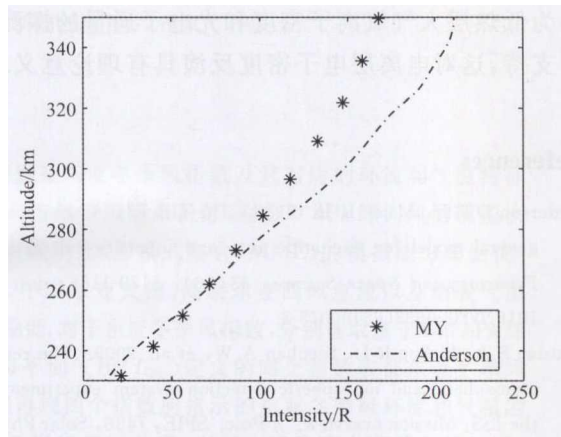


图 11 辐射强度 I_{Si} 对比

Fig. 11 Comparison of emission intensity I_{Si}

辐射率的变化比例一致,但由于共振散射作用,辐射率在传输过程中会被放大,导致辐射强度变化得更大。

图 12 是源区域产生的辐射强度对比图.源区域产生的辐射强度和 Anderson 计算的差别并不大.因为初始源区域直接产生的辐射强度差别直接来源于体辐射率的强度,虽然电子碰撞产生的体辐射率提高很多,但是在源区域内的总体辐射率改变并不大,这是因为光致电离才是初始体辐射率的主要部分,因此,这样的结果是正确的.这里的细微差别来自初始体辐射率占比减小.对于要经过共振散射作用之后的辐射强度 I_{Se} 、 I_{Si} 就有所不同,这是因为共振散射作用对于原始体辐射率的放大.因此,在拥有共振散射作用的氧离子 83.4nm 辐射在共振散射区域会很敏感初始值的变化,也就是图 10 和图 11 中的结果。

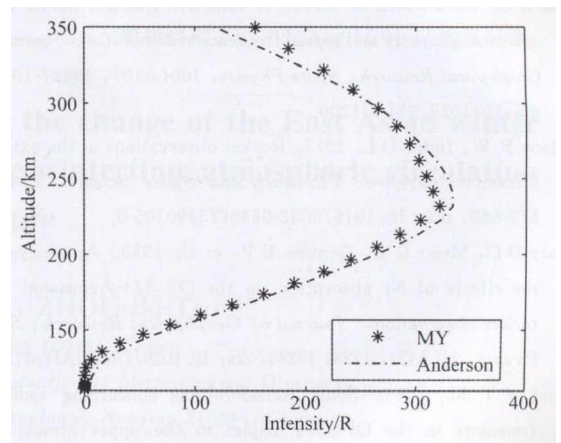


图 12 辐射强度 I_{So} 对比

Fig. 12 Comparison of emission intensity I_{So}

由以上的结果可以看出,在计算电离层中氧离

子 83.4 nm 辐射强度的时候,初始体辐射率的计算精度对最终的强度分布影响很大.仅仅电子碰撞部分的体辐射率增加 16%,总的体辐射率增加可达 84%.因此,在计算辐射强度分布时,电子碰撞与光致电离的占比一定要满足 Stephan 给出的条件。

4 结论

本文针对 Anderson 计算氧离子 83.4 nm 辐射强度时采用的大气模型过于古老导致的计算强度分布偏高的情况,给出了在 MSISE-00 大气模型下的氧离子 83.4 nm 辐射强度计算方法和结果.首先,验证算法的正确性,我们将 Anderson 在计算强度分布时使用的初始体辐射率代入到算法当中,将强度分布和 Anderson 的计算结果对比,计算得到的拟合优度在 0.9 以上,验证了算法的正确性.随后给出在 MSISE-00 大气模型下 AURIC 计算的初始体辐射率,代入算法后得到最终的辐射强度分布.这个算法为低热层大气氧离子密度和光电子通量的探测提供支持,这对电离层电子密度反演具有理论意义.

References

- Anderson D E Jr, Meier R R. 1985. The OII 834 Å dayglow: A general model for excitation rate and intensity calculations. *Planetary and Space Science*, 33(10): 1179-1186, doi: 10.1016/0032-0633(85)90075-3.
- Budzien S A, Bishop R L, Stephan A W, et al. 2009. The remote atmospheric and ionospheric detection system experiment on the ISS: Mission overview. //Proc. SPIE, 7438, Solar Physics and Space Weather Instrumentation III. San Diego, CA: SPIE, 7438, doi: 10.1117/12.826513.
- Bush B C, Chakrabarti S. 1995. A radiative transfer model using spherical geometry and partial frequency redistribution. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 100(A10): 19627-19642, doi: 10.1029/95JA01209.
- Carlson R W, Judge D L. 1973. Rocket observations of the extreme ultraviolet dayglow. *Planetary and Space Science*, 21(5): 879-880, doi: 10.1016/0032-0633(73)90105-0.
- Cleary D D, Meier R R, Gentieu E P, et al. 1989. An analysis of the effects of N₂ absorption on the O⁺ 834-Å emission from rocket observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 94(A12): 17281-17285, doi: 10.1029/JA094iA12p17281.
- Donahue T M. 1965. Some considerations concerning radiation transport in the OI 1304 triplet in the upper atmosphere. *Planetary and Space Science*, 13(9): 871-888, doi: 10.1016/0032-0633(65)90172-8.
- Feldman P D, Anderson D E Jr, Meier R R, et al. 1981. The ultraviolet dayglow, 4, the spectrum and excitation of singly ionized oxygen. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 86(A5): 3583-3588, doi: 10.1029/JA086iA05p03583.
- Jacchia L G. 1977. *Thermospheric Temperature, Density, and Composition: New Models*. Cambridge: Smithsonian Astrophysical Observatory.
- Kumar S, Chakrabarti S, Paresce F, et al. 1983. The O⁺ 834-Å dayglow: satellite observations and interpretation with a radiation transfer model. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 88(A11): 9271. doi: 10.1029/JA088iA11p09271.
- Link R, Evans J S, Gladstone G R. 1994. The O⁺ 834-Å dayglow: Revised cross sections. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 99(A2): 2121-2130, doi: 10.1029/93JA02283.
- Paxton L J, Meng C I, Fountain G H, et al. 1992. Special sensor ultraviolet spectrographic imager (SSUSI): an instrument description. *Instrumentation for Planetary and Terrestrial Atmospheric Remote Sensing*, 1745: 2-15, doi: 10.1117/12.60595.
- Stephan A W, Picone J M, Budzien S A, et al. 2012. Measurement and application of the OII 61.7 nm dayglow. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 117(A1): A01316, doi: 10.1029/2011JA016897.
- Stephan A W. 2016. Advances in remote sensing of the daytime ionosphere with EUV airglow. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(9): 9284-9292, doi: 10.1002/2016JA022629.
- Strickland D J, Donahue T M. 1970. Excitation and radiative transport of OI 1304 Å resonance radiation—I, the dayglow. *Planetary and Space Science*, 18(5): 661-689, doi: 10.1016/0032-0633(70)90049-8.
- Strickland D J, Rees M H. 1974. The OI λ1304 and λ1356 emissions in aurorae. *Planetary and Space Science*, 22(3): 465-481, doi: 10.1016/0032-0633(74)90077-4.
- Strickland D J, Anderson D E Jr. 1983. Radiation transport effects on the OI 1356 Å limb intensity profile in the dayglow. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 88(A11): 9260-9264, doi: 10.1029/JA088iA11p09260.
- Torr M R, Torr D G, Ong R A, et al. 1979. Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 21. *Geophysical Research Letters*, 6(10): 771-774, doi: 10.1029/GL006i010p00771.

(本文编辑 胡素芳)