

文章编号: 0253-2239(2005)02-145-7

海洋水色及水温扫描仪精确瑞利散射计算*

何贤强^{1,2} 潘德炉^{1,2} 朱乾坤^{1,2} 龚芳²

(¹ 国家海洋局海洋动力过程与卫星海洋学重点实验室, 杭州 310012)
(² 国家海洋局第二海洋研究所, 杭州 310012)

摘要: 瑞利散射计算精度对海洋水色遥感大气校正的精度起着关键作用, 为了提高瑞利散射的计算精度, 需要求解平行分层大气矢量辐射传输方程。详细地推导了加倍法解大气矢量辐射传输方程的基本关系式, 并阐述了利用加倍法解矢量辐射传输方程的原理。通过与海视宽视场传感器(SeaWiFS)精确瑞利散射查找表计算结果的比较, 证明利用加倍法计算瑞利散射的精度优于 0.5%, 完全能够满足海洋水色遥感大气校正对瑞利散射计算精度的要求, 并可以用来生成海洋水色及水温扫描仪精确瑞利散射查找表。最后, 利用开发的加倍法解矢量辐射传输方程软件包, 生成了海洋水色及水温扫描仪的精确瑞利散射查找表。开发的加倍法解矢量辐射传输方程软件包可直接用于我国第二代高性能海洋水色遥感器精确瑞利散射查找表的生成。

关键词: 大气光学; 瑞利散射; 辐射传输; 加倍法; 海洋水色及水温扫描仪

中图分类号: P422.3 文献标识码: A

Exact Rayleigh Scattering Calculation for Chinese Ocean Color and Temperature Scanner

He Xianqiang^{1,2} Pan Delu^{1,2} Zhu Qiankun^{1,2} Gong Fang¹

(¹ Key Laboratory of Ocean Dynamic Processes and Satellite Oceanography of State Oceanic Administration, Hangzhou 310012)
(² Second Institute of Oceanography, State Oceanic Administration, Hangzhou 310012)

Abstract: The accuracy of Rayleigh scattering calculation affects the quality of atmospheric correction of the ocean color remote sensing significantly, and it is essential to solve the vector radiative transfer equation (VRTE) in plane-parallel atmosphere to improve the accuracy of Rayleigh scattering calculation. This paper deduces the basic equations of VRTE with the adding-doubling method in detail, and expounds the principle of the adding-doubling method. By comparing with the exact Rayleigh scattering radiance derived from SeaWiFS (sea-viewing wide field-of-view sensor) exact Rayleigh scattering look-up table, it shows that the relative error of Rayleigh scattering calculation with the adding-doubling method is less than 0.5%, which meets the required accuracy of the atmospheric correction of ocean color remote sensing. Therefore, the adding-doubling method can be used to generate the Rayleigh scattering look-up table for Chinese ocean color and temperature scanner (COCTS). Finally, using the developed vector radiative transfer code with adding-doubling method, we had generated the exact Rayleigh scattering look-up tables for COCTS. Also, the vector radiative transfer code developed can be used to generate the exact Rayleigh scattering look-up table for Chinese second generation ocean color remote sensors which have high performances.

Key words: atmosphere optics; Rayleigh scattering; radiative transfer; adding-doubling method; Chinese ocean color and temperature scanner (COCTS)

1 引 言

海洋水色及水温扫描仪(COCTS)是我国第一

颗专用海洋水色卫星“海洋一号”(HY-1A)卫星上的主遥感器^[1]。典型情况下, 海洋水色及水温扫描

* 国家 863 计划(2002AA639490, 2003AA131160-04)资助课题。

作者简介: 何贤强(1978~), 男, 浙江临海人, 助理研究员, 博士研究生。主要从事海洋水色遥感应用技术研究工作。
E-mail: hexianqiang@sina.com.cn。

收稿日期: 2004-03-12; 收到修改稿日期: 2004-07-16

仪接收总辐射的 80% 以上来自大气散射辐射和海表反射辐射,通常将从传感器接收总辐射中扣除大气散射及海表反射辐射的过程称为大气校正^[2~4]。瑞利散射计算精度对大气校正的精度起着关键作用^[5],一般,要达到 5% 的离水辐射反演精度,要求瑞利散射计算精度达到 1%。通常瑞利散射计算采用单次散射近似算法^[6,7]和数值求解大气矢量辐射传输方程方法^[8],而要达到 1% 的瑞利散射计算精度则必须精确求解大气矢量辐射传输方程。解辐射传输方程的方法有很多种^[9],Gordon^[8]利用逐次散射法解平面平行分层大气矢量辐射传输方程(VRTE),得到了包含多次散射和偏振的瑞利散射精确值,其计算精度达到 0.1%,并针对海岸带水色扫描仪(Coastal zone color scanner, CZCS)、海视宽视场传感器(Sea-viewing wide field-of-view sensor, SeaWiFS)、中分辨率成像光谱仪(Moderate-resolution imaging spectroradiometer, MODIS)等

传感器,生成了对应的精确瑞利散射查找表。由于这些查找表是针对传感器特性(主要是传感器的波段设置、等效瑞利散射光学厚度及大气层外太阳辐照度)生成的,不同的传感器有不同的精确瑞利散射查找表。因此,无法直接将海视宽视场传感器等传感器的精确瑞利散射查找表用到海洋水色及水温扫描仪,需要专门针对海洋水色及水温扫描仪生成精确瑞利散射查找表。本文利用加倍法数值求解平面平行分层大气矢量辐射传输方程,生成海洋水色及水温扫描仪精确瑞利散射查找表。

2 加倍法解矢量辐射传输方程

电磁辐射在大气中传输时将受到大气吸收、散射而衰减,主要表现为辐射强度的衰减和辐射传播方向、频率、偏振状态的改变。在短波区(这里指可见光),对平面平行分层大气,这一过程可用矢量辐射传输方程(VRTE)来描述(取垂直向下为正向,即 $\mu > 0$)

$$\mu \frac{d\mathbf{I}(\tau; \mu, \phi)}{d\tau} = -\mathbf{I}(\tau; \mu, \phi) + \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \mathbf{Z}(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi') \mathbf{I}(\tau; \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}(\tau; \mu, \phi; \mu_0, \phi_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \quad (1)$$

式中 \mathbf{I}, \mathbf{F}_0 为斯托克斯矢量, \mathbf{Z} 为 4×4 的散射相矩阵。矢量辐射传输方程在不简化的情况下无法得到解析解,需要借助数值方法求解。将 \mathbf{I}, \mathbf{Z} 对方位角进行傅里叶展开,即

$$\mathbf{I}(\tau; \mu, \phi) = \mathbf{I}^0(\tau; \mu) + 2 \sum_{m=1}^M [\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu) \cos(m\phi) + \mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu) \sin(m\phi)], \quad (2)$$

$$\mathbf{Z}(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi') = \mathbf{Z}^0(\tau; \mu, \mu') + 2 \sum_{m=1}^M [\mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu, \mu') \cos(m\phi) + \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu, \mu') \sin(m\phi)], \quad (3)$$

其中上标 cm 表示傅里叶展开的余弦项, sm 表示傅里叶展开的正弦项。(2)式、(3)式带入(1)式得

$$\mu \frac{d\mathbf{I}^0(\tau; \mu)}{d\tau} = -\mathbf{I}^0(\tau; \mu) + \frac{\omega(\tau)}{2} \int_{-1}^1 \mathbf{Z}^0(\tau; \mu, \mu') \mathbf{I}^0(\tau; \mu') d\mu' + \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}^0(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \quad (4)$$

$$\mu \frac{d\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu)}{d\tau} = -\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu) + \frac{\omega(\tau)}{2} \int_{-1}^1 [\mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu') - \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu')] d\mu' + \frac{\omega(\tau)}{2\pi} \mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \quad m = 1, 2, \dots, M \quad (5)$$

$$\mu \frac{d\mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu)}{d\tau} = -\mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu) + \frac{\omega(\tau)}{2} \int_{-1}^1 [\mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu') + \mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu')] d\mu' + \frac{\omega(\tau)}{2\pi} \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \quad m = 1, 2, \dots, M \quad (6)$$

辐射传输方程转化为 $4 \times (2M+1)$ 个与方位角无关的方程。进一步,将(4)式~(6)式中对天顶角的积分改为离散求和,按 $2N$ 个离散点高斯求和,可以得到

$$\mu \frac{d\mathbf{I}^0(\tau; \mu_i)}{d\tau} = -\mathbf{I}^0(\tau; \mu_i) + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\omega(\tau)}{2} \mathbf{Z}^0(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^0(\tau; \mu_j) W_j + \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \mathbf{Z}^0(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = & -\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i) + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\omega(\tau)}{2} [\mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_j) - \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_j)] W_j + \\ & \frac{\omega(\tau)}{2\pi} \mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = & -\mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i) + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\omega(\tau)}{2} [\mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_j) + \mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_j)] W_j + \\ & \frac{\omega(\tau)}{2\pi} \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \end{aligned} \quad (9)$$

式中下标 $i = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N, \mu_i, \mu_j$ 为高斯分割点, W_j 为高斯求和权重。至此, 辐射传输方程转化为 $4 \times 2N \times (2M+1)$ 个与离散天顶角、方位角无关的方程, 且其形式是完全类似的, 这给程序实现带来极大方便。另外, 由于斯托克斯矢量 $[I, Q, U, V]^T$ 中 I, Q 是方位角的偶函数, 其傅里叶展开的正弦项为零, 而 U, V 是方位角的奇函数, 其傅里叶展开的余弦项为零。因此, (8) 式、(9) 式中的 $\mathbf{I}^{\text{cm}}, \mathbf{I}^{\text{sm}}$ 不能共存, 去掉其中的零值项, (8) 式、(9) 式可简化为

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = & -\mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i) + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\omega(\tau)}{2} \mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{cm}}(\tau; \mu_j) W_j + \\ & \frac{\omega(\tau)}{2\pi} \mathbf{Z}^{\text{cm}}(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i)}{d\tau} = & -\mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i) + \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N \frac{\omega(\tau)}{2} \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{I}^{\text{sm}}(\tau; \mu_j) W_j + \\ & \frac{\omega(\tau)}{2\pi} \mathbf{Z}^{\text{sm}}(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right), \end{aligned} \quad (11)$$

(7) 式、(10) 式和 (11) 式有相同形式, 可归纳成矩阵形式 (分为向上“+”和向下“-”辐射部分)

$$\mathbf{N} \frac{d\mathbf{I}^+(\tau)}{d\tau} = -\mathbf{I}^+(\tau) + \frac{\omega(\tau)}{2} [\mathbf{H}^{++}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}^+(\tau) + \mathbf{H}^{+-}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}^-(\tau)] + \mathbf{J}_0^+(\tau), \quad (12)$$

$$\mathbf{N} \frac{d\mathbf{I}^-(\tau)}{d\tau} = \mathbf{I}^-(\tau) - \frac{\omega(\tau)}{2} [\mathbf{H}^{+-}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}^+(\tau) + \mathbf{H}^{--}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}^-(\tau)] - \mathbf{J}_0^-(\tau), \quad (13)$$

式中 \mathbf{I} 可为 $\mathbf{I}^0, \mathbf{I}^{\text{cm}}, \mathbf{I}^{\text{sm}}$ 之一, \mathbf{H} 对应于 $\mathbf{Z}^0, \mathbf{Z}^{\text{cm}}, \mathbf{Z}^{\text{sm}}$ 之一, \mathbf{J}_0 对应 (7) 式、(10) 式和 (11) 式右端末项。其中

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} \mu_j & & & 0 \\ & \mu_2 & & \\ & & \dots & \\ 0 & & & \mu_N \end{bmatrix}, \quad \mathbf{W} = \begin{bmatrix} W_1 & & & 0 \\ & W_2 & & \\ & & \dots & \\ 0 & & & W_N \end{bmatrix},$$

分别为高斯求和的分割点及权重对角矩阵。利用有限差分方法, (12) 式可写为

$$\Delta \mathbf{I}^+(\tau) = \mathbf{N}^{-1} \left\{ -\mathbf{I}^+(\tau) + \frac{\omega(\tau)}{2} [\mathbf{H}^{++}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}^+(\tau) + \mathbf{H}^{+-}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}^-(\tau)] + \mathbf{J}_0^+(\tau) \right\} \Delta \tau, \quad (14)$$

或者写为

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^+(\tau + \Delta \tau) = & \mathbf{I}^+(\tau) + \mathbf{N}^{-1} \left\{ -\mathbf{I}^+(\tau) + \frac{\omega(\tau)}{2} [\mathbf{H}^{++}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}^+(\tau) + \mathbf{H}^{+-}(\tau) \mathbf{W} \mathbf{I}^-(\tau)] + \mathbf{J}_0^+(\tau) \right\} \Delta \tau = \\ & \left[\mathbf{E} - \mathbf{N}^{-1} \Delta \tau + \frac{\omega(\tau) \Delta \tau}{2} \mathbf{H}^{++}(\tau) \mathbf{W} \right] \mathbf{I}^+(\tau) + \left[\frac{\omega(\tau) \Delta \tau}{2} \mathbf{N}^{-1} \mathbf{H}^{+-}(\tau) \mathbf{W} \right] \mathbf{I}^-(\tau) + \Delta \tau \mathbf{N}^{-1} \mathbf{J}_0^+(\tau), \end{aligned} \quad (15)$$

同理, (13) 式可写为

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^-(\tau - \Delta\tau) = & \left[\mathbf{E} - \mathbf{N}^{-1}\Delta\tau + \frac{\omega(\tau)\Delta\tau}{2}\mathbf{H}^{--}(\tau)\mathbf{W} \right] \mathbf{I}^-(\tau) + \\ & \left[\frac{\omega(\tau)\Delta\tau}{2}\mathbf{N}^{-1}\mathbf{H}^{+}\mathbf{W} \right] \mathbf{I}^+(\tau) + \Delta\tau\mathbf{N}^{-1}\mathbf{J}_0^-(\tau), \end{aligned} \quad (16)$$

令

$$\begin{cases} \mathbf{T}^+(\Delta\tau) = \mathbf{E} - \mathbf{N}^{-1}\Delta\tau + \frac{\omega(\tau)\Delta\tau}{2}\mathbf{H}^{++}(\tau)\mathbf{W}, \\ \mathbf{T}^-(\Delta\tau) = \mathbf{E} - \mathbf{N}^{-1}\Delta\tau + \frac{\omega(\tau)\Delta\tau}{2}\mathbf{H}^{--}(\tau)\mathbf{W}, \\ \mathbf{R}^+(\Delta\tau) = \frac{\omega(\tau)\Delta\tau}{2}\mathbf{N}^{-1}\mathbf{H}^{+}\mathbf{W}, \\ \mathbf{R}^-(\Delta\tau) = \frac{\omega(\tau)\Delta\tau}{2}\mathbf{N}^{-1}\mathbf{H}^{+}(\tau)\mathbf{W}, \\ \mathbf{J}^+(\tau) = \Delta\tau\mathbf{N}^{-1}\mathbf{J}_0^+(\tau), \quad \mathbf{J}^-(\tau) = \Delta\tau\mathbf{N}^{-1}\mathbf{J}_0^-(\tau), \end{cases} \quad (17)$$

则(15)式、(16)式可简化为

$$\mathbf{I}^+(\tau + \Delta\tau) = \mathbf{T}^+(\Delta\tau)\mathbf{I}^+(\tau) + \mathbf{R}^-(\Delta\tau)\mathbf{I}^-(\tau) + \mathbf{J}^+(\tau), \quad (18)$$

$$\mathbf{I}^-(\tau - \Delta\tau) = \mathbf{T}^-(\Delta\tau)\mathbf{I}^-(\tau) + \mathbf{R}^+(\Delta\tau)\mathbf{I}^+(\tau) + \mathbf{J}^-(\tau), \quad (19)$$

(18)式、(19)式为加倍法解矢量辐射传输方程的基本关系式。

加倍法首先由 Hulst(1962)用于计算厚片状介质层中的辐射传输,后来扩展到适用于解多层介质的辐射传输。其基本原理为:如果有两介质层的反射率和透射率已知,则由两层叠合的合成层的反射率和透射率就可通过计算两层之间的来回反射及透射而得到,任意厚度介质层的反射和透射只要经过适当次数的加倍即可求出,同时也可以求出各介质层界面的辐射分布。在实际应用中,可以根据要求的计算精度将每一介质层等分成光学厚度足够小的薄层,而这些薄层的反射率、透射率及源函数可由(17)式计算得到,然

后由这些薄层加倍得到整层的反射率、透射率及源函数,最终求出各层界面处的辐射场。

3 计算精度验证

利用加倍法解下垫面为水面的平面平行分层大气矢量辐射传输方程,得到在不同几何角度条件下包含多次散射和偏振的瑞利散射值,采用以下计算条件。

3.1 瑞利散射相矩阵

考虑大气中一些分子(诸如 O_2 等)具有微弱的各向异性,瑞利散射相矩阵为

$$\mathbf{P}(\alpha) = \frac{3}{2} \frac{1-\delta}{1+\delta/2} \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left(\frac{1+\delta}{1-\delta} + \cos^2\alpha \right) & -\frac{1}{2}(1-\cos^2\alpha) & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2}(1-\cos^2\alpha) & \frac{1}{2}(1+\cos^2\alpha) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\delta}{1-\delta} \cos\alpha \end{bmatrix}, \quad (20)$$

式中 δ 为退偏系数, Hansen^[10] 采用 $\delta=0.031$, 而 Young^[10] 建议 $\delta=0.0279$ 。在生成海岸带水色扫描、海视宽视场遥感器和中分辨率成像光谱仪等遥感器的精确瑞利散射查找表时, Gordon^[8] 采用 $\delta=0.031$ 。为了便于同 Gordon 计算结果比较,本文也采用 $\delta=0.031$ 。

3.2 边界条件

这里的边界条件主要指下垫面的反射特性。本

文采用菲涅耳反射面,并假设水面风速为零,则水面菲涅耳反射的穆勒矩阵为

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & 0 & 0 \\ \rho_{12} & \rho_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho_{33} \end{bmatrix}, \quad (21)$$

矩阵中各元素的表达式为

$$\rho_{11} = 0.5 \left[\frac{\tan^2(\theta_i - \theta_f)}{\tan^2(\theta_i + \theta_f)} + \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_f)}{\sin^2(\theta_i + \theta_f)} \right],$$

$$\rho_{12} = 0.5 \left[\frac{\tan^2(\theta_i - \theta_f)}{\tan^2(\theta_i + \theta_f)} - \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_f)}{\sin^2(\theta_i + \theta_f)} \right],$$

$$\rho_{33} = -\frac{\tan(\theta_i - \theta_f)}{\tan(\theta_i + \theta_f)} \frac{\sin(\theta_i - \theta_f)}{\sin(\theta_i + \theta_f)},$$

$\sin \theta_f = \frac{\sin \theta_i}{n_w}$, n_w 为水体折射率。

利用以上计算条件,得到在不同太阳天顶角、遥感器观测天顶角及相对方位角下的瑞利散射辐射

值,并与海视宽视场遥感器瑞利散射查找表计算得到的精确瑞利散射辐射值进行比较,确定其计算误差,图 1 和图 2 分别为 412 nm 和 865 nm 两个波段的误差曲线。从图中可以看出,计算误差均小于 0.5%,说明利用本文的加倍法计算瑞利散射辐射是精确的,能够满足海洋水色遥感大气校正对瑞利散射计算精度的要求,可以用来生成海洋水色及水温扫描仪精确瑞利散射查找表。

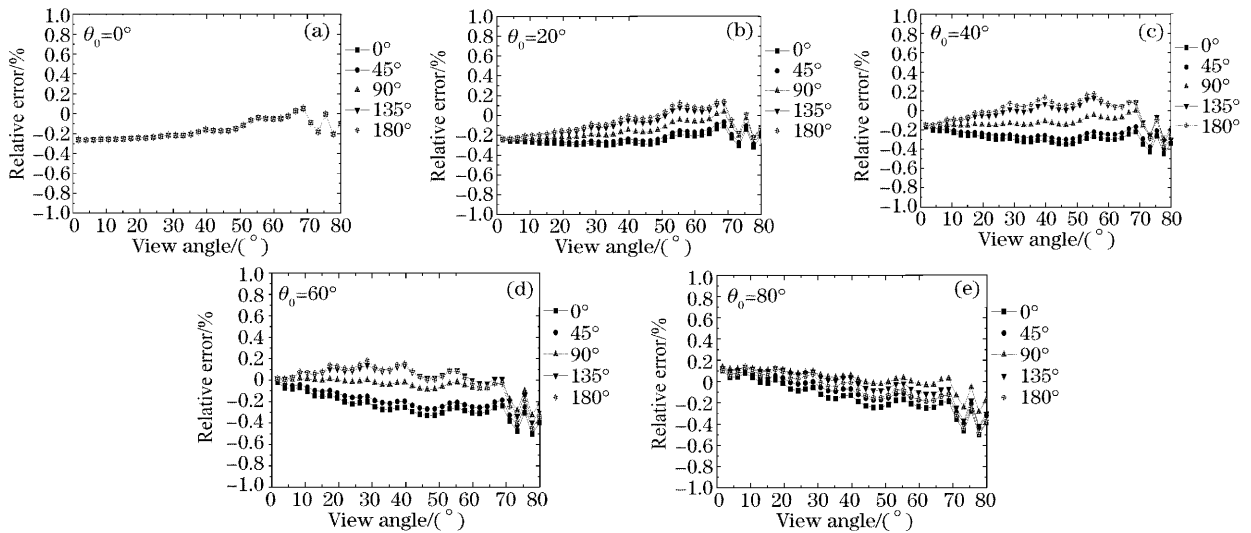


图 1 利用加倍法计算 412 nm 波段瑞利散射的相对误差。太阳天顶角 (a) $\theta_0 = 0^\circ$, (b) $\theta_0 = 20^\circ$, (c) $\theta_0 = 40^\circ$, (d) $\theta_0 = 60^\circ$, (e) $\theta_0 = 80^\circ$

Fig. 1 The relative errors of Rayleigh scattering calculation using adding-doubling method at 412 nm. Solar zenith angle (a) $\theta_0 = 0^\circ$, (b) $\theta_0 = 20^\circ$, (c) $\theta_0 = 40^\circ$, (d) $\theta_0 = 60^\circ$, (e) $\theta_0 = 80^\circ$

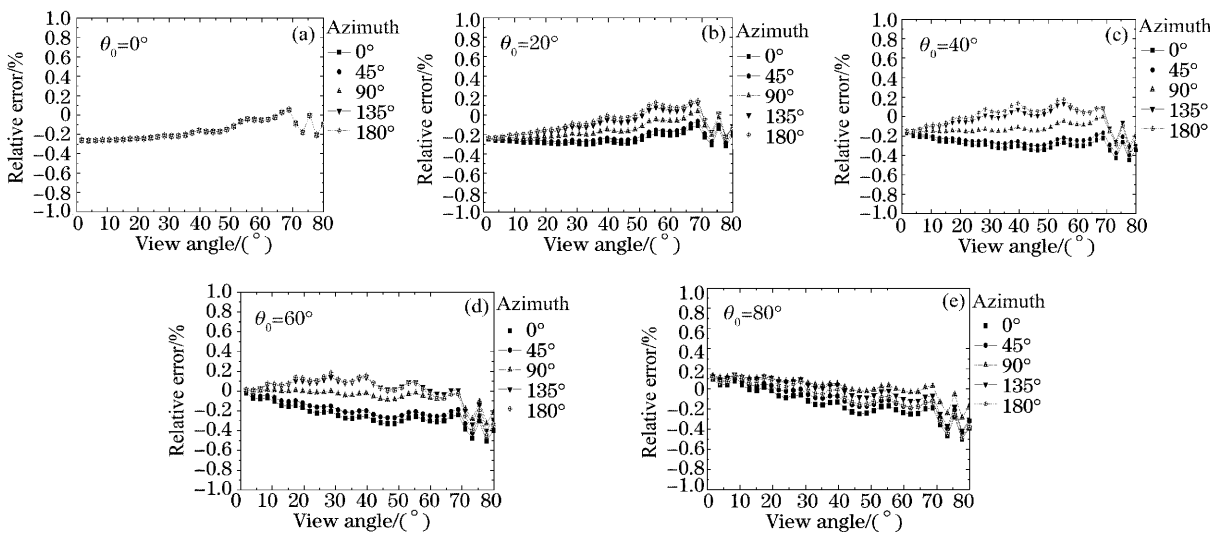


图 2 利用加倍法计算 865 nm 波段瑞利散射的相对误差。太阳天顶角 (a) $\theta_0 = 0^\circ$, (b) $\theta_0 = 20^\circ$, (c) $\theta_0 = 40^\circ$, (d) $\theta_0 = 60^\circ$, (e) $\theta_0 = 80^\circ$

Fig. 2 The relative errors of Rayleigh scattering calculation using adding-doubling method at 865 nm. Solar zenith angle (a) $\theta_0 = 0^\circ$, (b) $\theta_0 = 20^\circ$, (c) $\theta_0 = 40^\circ$, (d) $\theta_0 = 60^\circ$, (e) $\theta_0 = 80^\circ$

4 海洋水色及水温扫描仪精确瑞利散射查找表

海洋水色遥感大气校正通常是逐像元进行的,最理想的方法是对每一个象元求解矢量辐射传输方程,得到瑞利散射辐亮度。但由于受计算时间的限制,这种方法无法实现,尤其是实时卫星遥感资料处理。因此,需要一种既能保证计算精度,计算速度又快的精确瑞利散射计算方法,目前一般采用查找表方法,即预先求解大气矢量辐射传输方程,生成在各种太阳、遥感器观测几何方位条件下的精确瑞利散射值,并将其保存在文件中,在应用中只需查找出对应的几何条件下的精确瑞利散射值,并进行适当的插值计算。为了节省计算时间及存储空间,一般将瑞利散射辐亮度对方位角进行傅里叶展开,在查找

表文件中只保存其展开系数,这样将大大减小文件的存储空间。我们利用开发的加倍法解矢量辐射传输方程软件,生成了海洋水色及水温扫描仪精确瑞利散射查找表,该表将太阳、遥感器观测天顶角在 $0^{\circ}\sim 90^{\circ}$ 范围分成45等分和50等分。几何角度不在等分点的可利用插值方法得到任意角度的瑞利散射辐射值,为了提高计算速度,通常采用线性插值。为了检验查找表线性插值方法可能造成的计算误差,我们分别利用生成的海洋水色及水温扫描仪查找表和加倍法解矢量辐射传输方程两种方法得到瑞利散射辐射值,比较得到查找表插值计算的误差。图3为412 nm查找表插值计算的误差分布曲线,结果表明利用查找表线性插值方法的误差在0.1%以内。

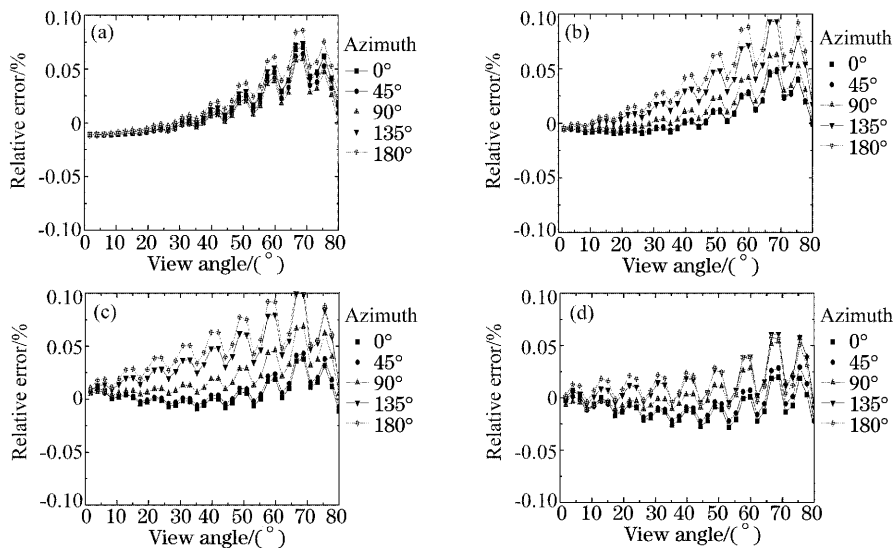


图3 利用查找表线性插值计算海洋水色及水温扫描仪412 nm波段瑞利散射的相对误差。太阳天顶角(a) $\theta_0 = 0^{\circ}$, (b) $\theta_0 = 20^{\circ}$, (c) $\theta_0 = 40^{\circ}$, (d) $\theta_0 = 60^{\circ}$, (e) $\theta_0 = 80^{\circ}$

Fig. 3 The relative errors of COCTS Rayleigh scattering calculation at 412 nm using the linear interpolation method of look-up table. Solar zenith angle (a) $\theta_0 = 0^{\circ}$, (b) $\theta_0 = 20^{\circ}$, (c) $\theta_0 = 40^{\circ}$, (d) $\theta_0 = 60^{\circ}$, (e) $\theta_0 = 80^{\circ}$

5 结 论

本文详细地给出了利用加倍法解平行分层大气矢量辐射传输方程基本关系式的推导及数值计算原理。通过与海视宽视场遥感器精确瑞利散射查找表计算结果的比较,证明利用加倍法解大气矢量辐射传输方程计算瑞利散射的精度优于0.5%,完全能够满足当前海洋水色遥感大气校正对瑞利散射计算精度的要求,可以用来生成海洋水色及水温扫描仪精确瑞利散射查找表。在此基础上,生成了专门针对海洋水色及水温扫描仪的精确瑞利散射查找表,并

验证表明利用查找表线性插值法计算瑞利散射的误差在0.1%以内。本文开发的加倍法解平行分层大气矢量辐射传输方程软件包可直接用于我国第二代高性能海洋水色遥感器的精确瑞利散射查找表的生成。

参 考 文 献

- 1 Pan Delu, He Xianqiang, Li Shujing *et al.*. Study on application potentiality of the first China's ocean satellite HY-1A[J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 2003, 22(4): 503~510
- 2 Menghua Wang. A sensitivity study of the SeaWiFS atmospheric correction algorithm: effects of spectral band variations [J].

- Remote Sens. Environ.*, 1999, **67**: 348~359
- 3 Xianqiang He, Delu Pan. A practical method of atmospheric correction of SeaWiFS imagery for turbid coastal and inland waters [C]. *Proc. SPIE*, 2003, **4892**: 494~505
- 4 Howard R. Gordon, Menghua Wang. Surface-roughness considerations for atmospheric correction of ocean color sensors. I: the Rayleigh-scattering component[J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(21): 4247~4259
- 5 Mao Zihua, Huang Haiqing, Zhu Qiankun *et al.*. The atmospheric correction algorithm of SeaWiFS data in China Seas [J]. *Oceanologica Et Limnologia Sinica*, 2002, **32**(6): 581~587 (in Chinese)
毛志华, 黄海清, 朱乾坤等. 我国海区 SeaWiFS 资料大气校正[J]. *海洋与湖沼*, 2002, **32**(6): 581~587
- 6 Wei Jun, Chen Chuqun, Shi Ping. A practical algorithm for atmospheric correction of SeaWiFS data [J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 2002, **24**(4): 118~126 (in Chinese)
韦 钧, 陈楚群, 施 平. 一种实用的二类水体 SeaWiFS 资料大气校正方法[J]. *海洋学报*, 2002, **24**(4): 118~126
- 7 Pan Delu, Mao Zihua. Atmospheric correction for China's coastal water color remote sensing[J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 2001, **20**(3): 343~354
- 8 Howard R. Gordon, James W. Brown, Robert H. Evans. Exact Rayleigh scattering calculations for use with the nimbus-7 coastal zone color scanner[J]. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(5): 862~871
- 9 Wang Jiangang, Wang Guiying, Xu Zhizhan. Monte-Carlo simulations for light propagation in striated scattering medium[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(3): 346~350 (in Chinese)
王建岗, 王桂英, 徐至展. 光在分层散射介质中传输行为的蒙特卡罗模拟研究[J]. *光学学报*, 2000, **20**(3): 346~350
- 10 A. T. Young. Revised depolarization corrections for atmospheric extinction[J]. *Appl. Opt.*, 1980, **19**(20): 3427~3428