

非弹性散射对水体遥感反射率影响的数值模拟

陶邦一^{1,2,3} 毛志华^{1,2} 黄海清^{1,2} 朱乾坤^{1,2}

¹ 卫星海洋环境动力学国家重点实验室, 浙江 杭州 310012
² 国家海洋局第二海洋研究所, 浙江 杭州 310012
³ 中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083

摘要 基于矩阵算法建立了一个可用于模拟水体非弹性散射过程的水体辐射传输数值模型。该模型采用单个均匀介质层中辐射能量随深度增大而呈指数衰减的假设, 将非弹性散射作为源矩阵算子引入到矩阵算法当中进行解算。通过 Mobley 水体辐射传输标准问题 7 的验证以及与 Hydrolight 5.0 结果的比较, 说明该模型对多次散射和非弹性散射的处理是正确的, 是一个适合于全面模拟水体各种辐射传输过程的数值计算模型。同时在该模型的基础上利用三分量模型, 模拟分析了水体各成分对水体非弹性散射的影响以及非弹性散射在遥感反射率中所占的比重。分析结果表明拉曼散射只在清洁水体中对遥感反射率的贡献较大。而随着水体中黄色物质浓度和叶绿素浓度的提高, 相应波段的遥感反射率中非弹性散射所占的比重不断提高, 但是叶绿素和黄色物质彼此之间却是相互抑制对方的非弹性散射作用。另外悬浮泥沙对非弹性散射作用的削弱非常明显, 在高浓度悬浮泥沙水体中非弹性散射过程甚至可以忽略。

关键词 海洋光学; 非弹性散射; 水体辐射传输模型; 拉曼散射; 荧光

中图分类号 P733.3⁺2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0701001

Numerical Simulation of Underwater Inelastic Scattering Effect on Remote-Sensing Reflectance

Tao Bangyi^{1,2,3} Mao Zhihua^{1,2} Huang Haiqing^{1,2} Zhu Qiankun^{1,2}

¹ State Key Laboratory of Satellite Ocean Environment Dynamics, Hangzhou, Zhejiang 310012, China
² Second Institute of Oceanography, State Oceanic Administration, Hangzhou, Zhejiang 310012, China
³ Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China

Abstract A numerical radiative transfer model based on matrix-operator theory to simulate the underwater inelastic scattering is presented. The assumption that various radiant energies decrease approximately exponentially with depth in a homogeneous layer is introduced to incorporate the inelastic scattering process as a source operator to the model. Validation by the Mobley standard problem 7 of underwater radiative transfer and comparison with the results of Hydrolight 5.0 show that the processing of the multi-scattering and inelastic scattering in this model is correct. So we conclude that this model is a suitable tool for simulating all radiative transfer processes under water. Simultaneously, with three-component model, this underwater radiative transfer model is used to simulate the effect of each components of natural water on inelastic scattering and inelastic fraction in the remote-sensing reflectance. The investigation reveals that only in clear water bodies, the inelastic fraction resulted by the water Raman scattering is high. With the increasing concentration of gelbstoff and chlorophyll, the inelastic fraction increases in the relevant wavelength, but either gelbstoff or chlorophyll restrains the inelastic scattering process of each other. And suspended sediments reduce the effect of inelastic scattering significantly which is even neglected in some water with high concentration of suspended sediment.

Key words oceanic optics; inelastic scattering; underwater radiative transfer model; Raman scattering; fluorescence

OCIS codes 010.4458; 010.5620

收稿日期: 2010-12-23; **收到修改稿日期**: 2011-04-06

基金项目: 国家自然科学基金(40730843)、国家海洋公益项目(201005030)和国家高技术产业专项(2060403)资助课题。

作者简介: 陶邦一(1983—), 男, 博士研究生, 主要从事水体光学方面的研究。E-mail: tao.bangyi@gmail.com

导师简介: 毛志华(1966—), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事海洋遥感方面的研究。E-mail: maozhihua@sio.org.cn

1 引 言

随着海洋水色遥感技术的发展以及水体光学研究的不断深入,对于可见光在水体中复杂的传输过程的研究显得越来越重要。根据辐射传输理论的描述,在这一传播过程中,光透过气-水界面,与水体中的物质发生一系列复杂的散射、吸收作用,其传播的方向、能量和波长发生了相应的改变。而水体的非弹性散射就是水体辐射传输过程中一个重要组成部分,它描述的是散射光和入射光具有不同波长的散射过程,主要包括水体拉曼散射、黄色物质和叶绿素的荧光散射。水体非弹性散射中的拉曼散射已被 Stavn 等^[1~3]的研究证明在上层水体的辐射传输过程中的起着重要作用,同时对水面的离水辐射有着一定的贡献^[4];此外叶绿素荧光作为另外一种重要的非弹性散射过程已应用于开展叶绿素 a 的遥感反演。但是,现场测量水体的非弹性散射较为困难^[5],因此许多学者利用辐射传输模型对水体非弹性散射特性进行了模拟研究^[6~8]。

目前,国内学者已经开展了水体辐射传输数值模拟的研究。例如,张鉴等^[9]利用矩阵算法处理海洋-大气耦合系统辐射传输来模拟水色遥感信息量的变化特性;何贤强等^[10]开发了海洋-大气耦合矢量辐射的数值计算模型 PCOART,用于研究辐射传输的偏振特性。但是他们都未考虑水体的非弹性散射问题。而对于自然水体中的非弹性散射特性研究,Zheng 等^[11]利用实测数据与数值模拟结果研究了非弹性散射对水体漫衰减系数的影响;黄昌春等^[12,13]研究了非弹性散射对 Q 值的影响。因此本文基于矩阵算法建立了一个可用于模拟水体非弹性散射特性的水体辐射传输数值模型,对计算精度进行了验证,并且基于该模型研究了非弹性散射对水体遥感反射率(Rrs)的影响。

2 水体辐射传输的矩阵算法

2.1 矩阵算法的理论与方法

矩阵算法作为适合于计算模拟层化介质辐射传输问题的一种有效的数值方法,其基本物理原理在 1862 年由斯托克斯提出,从 20 世纪 60 年代开始,Preisendorfer 等^[14~16]通过不断的努力逐步完善了该算法的数学描述,并将其应用到实际的各项研究当中。该算法的理论基础是基于交互原理所描述的光辐射在宏观尺度下线性的反射与透射过程。因此任意一个介质层的出射辐亮度可以简单地由反射、

透射和发射过程表示:

$$L_0^- = \mathcal{R}_0 L_0'^+ + \mathcal{T}_0 L_1'^- + \mathcal{J}_0, \quad (1)$$

$$L_1^+ = \mathcal{R}_1 L_1'^- + \mathcal{T}_1 L_0'^+ + \mathcal{J}_1^+, \quad (2)$$

式中 L^+ 和 L^- 为下行和上行辐亮度, L' 为入射辐亮度, \mathcal{R} 和 \mathcal{T} 分别为反射和透射矩阵算子,而 \mathcal{J} 为源矩阵算子。

根据 Plass 等^[16]总结推导的结果可知,在已知两个相邻介质层的反射、透射矩阵算子以及源矩阵算子的情况下,可以利用矩阵算法中的加法原理来获得两个介质层合并的合并层的各矩阵算子:

$$\begin{cases} \mathcal{R}_{02} = \mathcal{R}_0 + \mathcal{T}_0 (\mathcal{E} - \mathcal{R}_{12} \mathcal{R}_{10})^{-1} \mathcal{R}_{12} \mathcal{T}_0 \\ \mathcal{R}_{20} = \mathcal{R}_{21} + \mathcal{R}_{12} (\mathcal{E} - \mathcal{R}_{10} \mathcal{R}_{12})^{-1} \mathcal{R}_{10} \mathcal{T}_{21} \\ \mathcal{T}_{20} = \mathcal{T}_{10} (\mathcal{E} - \mathcal{R}_{12} \mathcal{R}_{10})^{-1} \mathcal{T}_{21} \\ \mathcal{T}_{02} = \mathcal{T}_{12} (\mathcal{E} - \mathcal{R}_{10} \mathcal{R}_{12})^{-1} \mathcal{T}_0 \\ \mathcal{J}_{20} = \mathcal{J}_{10} + \mathcal{T}_{10} (\mathcal{E} - \mathcal{R}_{12} \mathcal{R}_{10})^{-1} (\mathcal{R}_{12} \mathcal{J}_{01}^+ + \mathcal{J}_{21}) \\ \mathcal{J}_{02}^+ = \mathcal{J}_{12}^+ + \mathcal{T}_{12} (\mathcal{E} - \mathcal{R}_{10} \mathcal{R}_{12})^{-1} (\mathcal{R}_{21} \mathcal{J}_{21} + \mathcal{J}_{01}^+) \end{cases} \quad (3)$$

而如果两个介质层是具有相同光学特性的介质,即有

$$\begin{cases} \mathcal{R}_{01} = \mathcal{R}_{10} = \mathcal{R}_{12} = \mathcal{R}_{21} = \mathcal{R} \\ \mathcal{T}_{01} = \mathcal{T}_{10} = \mathcal{T}_{12} = \mathcal{T}_{21} = \mathcal{T} \end{cases}, \quad (4)$$

则它们的合并可以简化为利用矩阵算法中的倍法原理进行:

$$\begin{cases} \mathcal{R}_{02} = \mathcal{R}_{20} = \mathcal{R} + \mathcal{T} (\mathcal{E} - \mathcal{R} \mathcal{R})^{-1} \mathcal{R} \mathcal{T} \\ \mathcal{T}_{20} = \mathcal{T}_{02} = \mathcal{T} (\mathcal{E} - \mathcal{R} \mathcal{R})^{-1} \mathcal{T} \\ \mathcal{J}_{20} = \mathcal{J}_{10} + \mathcal{T} (\mathcal{E} - \mathcal{R} \mathcal{R})^{-1} (\mathcal{R} \mathcal{J}_{01}^+ + \mathcal{J}_{21}) \\ \mathcal{J}_{02}^+ = \mathcal{J}_{12}^+ + \mathcal{T} (\mathcal{E} - \mathcal{R} \mathcal{R})^{-1} (\mathcal{R} \mathcal{J}_{21} + \mathcal{J}_{01}^+) \end{cases} \quad (5)$$

在获得合并层各矩阵算子和入射辐亮度 $L_2'^-$, $L_0'^+$ 的基础上,通过交互原理来获得合并层的出射辐亮度。而两个介质层之间的辐亮度 $L_1'^-$, $L_1'^+$ 则可以由矩阵算法中的嵌入法来获得:

$$\begin{cases} L_1^- = (\mathcal{E} - \mathcal{R}_{12} \mathcal{R}_{10})^{-1} \times \\ (\mathcal{R}_{12} \mathcal{T}_0 L_0^+ + \mathcal{T}_{21} L_2^- + \mathcal{R}_{12} \mathcal{J}_{01}^+ + \mathcal{J}_{21}) \\ L_1^+ = (\mathcal{E} - \mathcal{R}_{10} \mathcal{R}_{12})^{-1} \times \\ (\mathcal{R}_{10} \mathcal{T}_{21} L_2^- + \mathcal{T}_0 L_0^+ + \mathcal{R}_{10} \mathcal{J}_{21} + \mathcal{J}_{01}^+) \end{cases} \quad (6)$$

2.2 辐射传输的基本方程和矩阵形式

对于可见光和近红外辐射,在符合平行平面场假设的水体中,包含非弹性散射情况下,辐射传输过程可以用辐射传输方程(RTE)描述($\mu > 0$ 时辐射下行传输):

$$\mu \frac{dL(\tau, \mu, \phi, \lambda)}{d\tau} = -L(\tau, \mu, \phi, \lambda) + J^1(\tau, \mu, \phi, \lambda) + \omega_0(\tau, \lambda) \int_{-1}^1 p(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) L(\tau, \mu', \phi', \lambda) d\mu' d\phi' +$$

$$\omega_0(\tau, \lambda) F^0 p(\tau; \mu, \phi; \mu_w^0, \phi^0; \lambda) \exp(-\tau/\mu_w^0),$$

$$(-1 \leq \mu \leq 1) \quad (7)$$

式中 L 为光谱辐亮度, J^1 为包含所有非弹性散射过程的源函数, τ 为光学厚度, μ 为观测天顶角余弦, ϕ 为观测方位角, λ 为波长, ω_0 为单次散射比, F^0 为水-气界面下方太阳直射辐照度, μ_w^0 为水下的太阳天顶角余弦, ϕ^0 为太阳方位角, p 为散射相函数。

在使用矩阵算法对辐射传输方程进行求解前, 需要采用数值对方程进行简化后得到方程的矩阵形式^[16]。具体的数值方法 Fell 等^[17] 已经给出。而(7)式在一个无限薄层中^[18]的矩阵形式为

$$L_m^+(\tau + \Delta\bar{\tau}) = \mathcal{R}_m(\tau) L_m^-(\tau + \Delta\bar{\tau}) + \mathcal{T}_m(\tau) L_m^+(\tau) + \mathcal{J}_m^+(\tau), \quad (8)$$

式中 $m = 0, \dots, M$, M 为傅里叶展开后方位角无关方程的个数。其中透射和反射矩阵算符为

$$\mathcal{R}_m(\tau) = [1 + \delta_1(0, m)] \pi \omega_0(\tau) \Delta\bar{\tau} M^{-1} P_m^{\mathcal{R}} C, \quad (9)$$

$$\mathcal{T}_m(\tau) = F(\Delta\bar{\tau}) +$$

$$[1 + \delta_1(0, m)] \pi \omega_0(\tau) \Delta\bar{\tau} M^{-1} P_m^{\mathcal{T}} C, \quad (10)$$

式中 $M^{-1} = (\mu_i)^{-1} \delta_{ij}$, $C = c_i \delta_{ij}$, $F(\tau) = \exp(-\tau/\mu_i) \delta_{ij}$, $L_m^+(\tau) = L_m^+(\tau, \mu_i)$, 另外 $P_m^{\mathcal{R}} = p_m(\tau, \pm\mu_i, \mp\mu_j)$, $P_m^{\mathcal{T}} = p_m(\tau, \pm\mu_i, \pm\mu_j)$ 。而源矩阵算子 \mathcal{J}_m^+ 中的由太阳直射光散射产生的辐射可以表示为

$$\mathcal{J}_m^{S+}(\tau) = \omega_0(\tau) \Delta\bar{\tau} F^0 M^{-1} P_m^{\mathcal{T}0} \exp(-\tau/\mu_w^0), \quad (11)$$

式中 $P_m^{\mathcal{T}0} = p_m(\tau, +\mu_i, \mu_w^0)$ 。至于下行辐亮度 $L_m^-(\tau)$ 通过简单类比就可得到矩阵形式。

在获得无限薄层中辐射传输方程的矩阵形式的基础上, 通过矩阵算法中的倍法原理可以获得每个均匀介质层的透射反射矩阵算符以及源矩阵算子; 再通过加法原理, 在考虑水体底边界反射和气-水界面透射反射作用的情况下^[17], 获得整个水层的反射矩阵算子和源矩阵算子。而在已知水面上入射辐亮度的分布的情况下, 可以获得离水辐亮度, 另外通过矩阵算法中的嵌入法又可获得不同水层的辐亮度分布。

3 水体非弹性散射

本文引入到水体辐射传输模型的非弹性散射包括叶绿素和黄色物质荧光以及水体的拉曼散射, 并分别用 J^C , J^Y 和 J^R 表示叶绿素荧光、黄色物质荧光和水体拉曼散射的源函数。对于水体光学而言, 水体各种非弹性散射的净效果十分相似, 实际上都可近似描述为辐射能量快速由波长较短的入射波段 λ' 向较长的发射波段 λ 转移(在荧光过程中, λ' 称为激发波段, λ 称为发射波段)。因此在实际计算时, 首

先要通过模型计算得到入射波段的辐射能量, 然后根据各种非弹性散射光谱特性方程来计算得到最后的结果。

3.1 叶绿素与黄色物质荧光

在自然水体中, 许多物质可以产生荧光, 这些物质当中被关注研究最多的是浮游植物中的叶绿素和包含许多混合物的黄色物质。参考 Haltrin 等^[7,19,20]的工作将非弹性散射过程表达为

$$J^{C,Y}(\tau, \mu, \phi, \lambda) = \frac{1}{c(\tau, \lambda)} \int_0^{2\pi-1} \int_{-1}^1 p^{C,Y}(\tau; \mu, \phi; \mu', \phi'; \lambda) \times \int_0^\lambda [b^{C,Y}(\tau_{\lambda'}, \lambda, \lambda') L(\tau_{\lambda'}, \mu', \phi', \lambda')] d\lambda' d\mu' d\phi', \quad (12)$$

式中 $p^{C,Y}$ 为散射相函数, $\tau_{\lambda'}$ 为同一深度处入射波段的光学厚度, 而 $b^{C,Y}$ 为非弹性散射系数, 单位为 $(m \cdot nm)^{-1}$, 其可以表示为

$$b^{C,Y}(\tau, \lambda, \lambda') = a_{C,Y}(\tau, \lambda') f^{C,Y}(\lambda, \lambda'), \quad (13)$$

式中 a_C 为叶绿素吸收系数, a_Y 为黄色物质吸收系数, 而 $f^{C,Y}(\lambda, \lambda')$ 为波长重分布函数, 单位为 nm^{-1} 。对于荧光的波长重分布函数, 本文采用了 Mobley 等^[20~22]的研究结果。另外, 荧光的散射相函数 $p^{C,Y}$ 可以假定为各向同性。因此, 将源函数 $J^{C,Y}$ 进行数值处理可以得到无限薄层的荧光非弹性散射源矩阵算子 $\mathcal{J}_m^{C,Y}$:

$$\begin{cases} \mathcal{J}_m^{C,Y+}(\tau) = \mathcal{J}_m^{C,Y-}(\tau) = \delta_1(0, m) \sum_{l=1}^L \mathcal{J}_m^{C,Y}(\tau)_l \\ \mathcal{J}_m^{C,Y}(\tau)_l = \\ \left[\frac{\Delta\bar{\tau} \cdot \Delta\lambda}{4\pi c(\tau)} b^{C,Y}(\tau_{\lambda'}, \lambda, \lambda'_l) M^{-1} I^0 E_0(\tau_{\lambda'}, \lambda'_l) \right] \end{cases}, \quad (14)$$

式中 $I^0 = I^0(i, 1) = 1$, L 为激发波长的个数, $\Delta\lambda$ 为激发波长间隔(一般小于 5 nm), λ'_l 为激发波长, E_0 为标量辐照度。

3.2 水体拉曼散射

水体拉曼散射是由水分子自身产生的, 因而存在于所有水体当中。将拉曼散射引入矩阵算法的过程与荧光相似, 其散射过程可以根据水体拉曼散射系数 b^R 表示为

$$b^R(\tau, \lambda, \lambda') = a^R(\tau, \lambda') f^R(\lambda, \lambda'), \quad (15)$$

式中 a^R 为水体拉曼吸收系数, f^R 为水体拉曼散射的波长重分布函数。 a^R 的取值参照了 Marshall 等的方法^[3,20], 而 f^R 根据 Walrafen^[23]的结果获得。另外, 拉曼散射的散射相函数并不是各向同性, 而与瑞利散射相函数相似, 其表达式为^[24]

$$p^R(\cos \Theta) = \frac{3}{16\pi} \cdot \frac{1+3\rho}{1+2\rho} \left[1 + \left(\frac{1-\rho}{1+3\rho} \right) \cos^2 \Theta \right], \quad (16)$$

式中 Θ 为散射角, ρ 为退偏系数。将 ρ 设定为固定值 0.17^[25]。

拉曼散射的源矩阵算子推导与荧光相比较为复杂,其推导结果为

$$\mathcal{J}_m^R(\tau) = \sum_{l=1}^L \mathcal{J}_m^R(\tau)_l + \delta_l(0, m) \sum_{l=1}^L \mathcal{J}_m^R(\tau)_l, \quad (17)$$

$$\mathcal{J}_m^R(\tau)_l = \frac{\Delta\bar{\tau} \cdot \Delta\lambda}{4\pi c(\tau)} b^R(\tau_{\lambda'}, \lambda, \lambda'_l) M^{-1} I^\circ E_0(\tau_{\lambda'}, \lambda'_l), \quad (18)$$

$$\mathcal{J}_m^R(\tau)_l = \begin{cases} \frac{\Delta\bar{\tau} \cdot \Delta\lambda}{c(\tau)} b^R(\tau_{\lambda'}, \lambda, \lambda'_l) M^{-1} P_0^R E_0^R(\tau_{\lambda'}, \lambda'_l) & m = 0 \\ \frac{\Delta\bar{\tau} \cdot \Delta\lambda}{c(\tau)} b^R(\tau_{\lambda'}, \lambda, \lambda'_l) M^{-1} P_1^R E_1^R(\tau_{\lambda'}, \lambda'_l) & m = 1 \\ \frac{\Delta\bar{\tau} \cdot \Delta\lambda}{c(\tau)} b^R(\tau_{\lambda'}, \lambda, \lambda'_l) M^{-1} P_2^R E_2^R(\tau_{\lambda'}, \lambda'_l) & m = 2 \\ 0 & m > 2 \end{cases}, \quad (19)$$

式中

$$\begin{cases} P_0^R = \frac{1}{8\pi} \gamma (3\mu_i^2 - 1) \\ P_1^R = \frac{5}{8\pi} \gamma \sqrt{1 - \mu_i^2}, \\ P_2^R = \frac{5}{32\pi} \gamma (1 - \mu_i^2) \end{cases}, \quad (20)$$

$$\begin{cases} E_0^R(\tau, \lambda'_l) = \sum_{j=1}^N \pi (3\mu_j^2 - 1) \times \\ [L_0(\tau, +\mu_j, \lambda'_l) + L_0(\tau, -\mu_j, \lambda'_l)] \\ E_1^R(\tau, \lambda'_l) = \sum_{j=1}^N \pi \mu_j \sqrt{1 - \mu_j^2} \times \\ [L_1(\tau, +\mu_j, \lambda'_l) - L_1(\tau, -\mu_j, \lambda'_l)] \\ E_2^R(\tau, \lambda'_l) = \sum_{j=1}^N \frac{\pi}{4} (1 - \mu_j^2) \times \\ [L_2(\tau, +\mu_j, \lambda'_l) + L_2(\tau, -\mu_j, \lambda'_l)] \end{cases}, \quad (21)$$

式中 $\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{1-\rho}{1+3\rho} \right)$ 。另外

$$\mathcal{J}_m^R(\tau) = \begin{cases} -\mathcal{J}_m^{R+}(\tau) & m = 1 \\ +\mathcal{J}_m^{R+}(\tau) & m \neq 1 \end{cases}$$

3.3 非弹性散射源矩阵算子的倍法运算

对于非弹性散射源函数 $J^{R,C,Y}$ 在矩阵算法中的处理, Schroeder 等^[8] 提出将每一均匀介质层中所有入射波段的 $J^{R,C,Y}$ 合并为一个源函数进行处理的方法。但该方法忽略了不同入射波段 $J^{R,C,Y}$ 性质的差

异。因此,本文采用了不同的近似处理方法。由于非弹性散射的存在,入射各波段的能量并不完全随光学厚度增加呈指数衰减。因此 $\mathcal{J}_m^{R,C,Y}$ 不能像太阳直射光散射源矩阵算子 \mathcal{J}_m^S 那样容易地引入到矩阵算法当中采用倍法原理进行运算。但是在矩阵算法中,通常把整个水体划分为若干个均匀介质层,由于单个均匀介质层的固有光学特性完全相同,因此在单个均匀介质层中可以近似认为其辐射能量随深度增大而呈指数衰减,并且其衰减系数在该均匀介质层中一致。而且对于大部分波段而言,弹性散射能量所占比重远远大于非弹性散射,因而上述近似十分合理。

那么,基于上述近似,首先运行模型计算每个人射波段的每一均匀介质层顶部的辐射能量 $E_{ij}^{R,C,Y}$ (包括 E_0, E_0^R, E_1^R 和 E_2^R), 同时计算均匀介质层该波段的辐射能量衰减系数 $K_{ij}^{R,C,Y}$; 然后计算发射波段每一均匀介质层的非弹性散射矩阵算子 $\mathcal{J}_{ij}^{R,C,Y}$, 那么在每一均匀介质层中每个人射波段的非弹性散射矩阵算子可近似表示为

$$\mathcal{J}_{ij}^{R,C,Y}(\tau, \lambda') = \frac{\Delta\bar{\tau} \cdot \Delta\lambda}{c} b^R(\lambda, \lambda'_l) M^{-1} P^{R,C,Y} E_{ij}^{R,C,Y} \times \exp[-K_{ij}^{R,C,Y}(\lambda')z], \quad (22)$$

式中 ij 表示不同的均匀介质层,而 z 是与均匀介质层顶部的相对距离,其与 τ 的关系为 $\tau = \tau_{ij} + cz$, 其中 τ_{ij} 为每一均匀介质层顶到气-水界面之间的光学厚度, c 为介质层的衰减系数。

通过上述近似得到的非弹性散射矩阵算子,可以参照引入 \mathcal{J}_m^S 的方法^[17] 将 $\mathcal{J}_m^{R,C,Y}$ 引入矩阵算法中进行运算。在运算过程中,需要对入射波段逐个进行运算,之后叠加得到发射波段每个均匀介质层的 $\mathcal{J}_m^{R,C,Y}$, 然后获得整个水层的非弹性散射矩阵算子,最后与弹性散射矩阵算子相加后计算得到发射波段每个均匀介质层顶部的辐射能量,并作为下个波段的入射能量。从上述计算过程中可以发现,随着波长的增加,入射波段的数目也逐渐增加。这使得波长越长,计算非弹性散射的时间就越长。

4 模型验证

采用 Mobley 标准问题^[26] 中第 7 个标准问题对水体辐射传输数值模型的非弹性散射计算精度进行了验证。表 1 为本文数值模型计算值与 Mobley 公布的 4 个蒙特卡罗模型计算值^[26] 的比较,包括下行辐照度(E_d)和上行辐照度(E_u)。从表 1 结果可以看出,数值模型满足 Mobley 等对标准问题 7 验证

的计算精度要求。

表1 标准问题7的计算结果比较

Table 1 Comparison of predictions for standard problem 7

Depth /m	Model				
	Value of calculation	MC1	MC2	MC3	MC5
$E_d / (\text{mW} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1})$					
0	0.01871	0.01875	0.01874	0.01739	0.01873
50	0.02477	0.02489	0.02488	0.02470	0.02490
100	0.01136	0.01136	0.01136	0.01123	0.01138
$E_u / (\text{mW} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1})$					
0	0.03502	0.03532	0.03512	0.03478	0.03523
50	0.01043	0.01034	0.01042	0.01027	0.01039
100	0.00307	0.00287	0.00296	0.00292	0.00296

为了进一步验证本文数值模型计算非弹性散射的能力和精度,就一个简单的、考虑实际水体拉曼散射的辐射传输问题,与国际上公认的水体辐射传输模型 Hydrolight 5.0 的计算结果进行了比较。该问题满足的条件为,1)水体光学特性方面:只考虑纯水的吸收系数和散射系数,散射相函数为瑞利散射,非弹性散射部分只考虑水体拉曼散射,计算波长范围从 400 nm 到 700 nm,波长间隔为 1 nm。2)完全透明大气,平静水面,水体为无限水深,各波长的水面下行辐照度都为 $0.5 \text{ mW}/(\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m})$,太阳天顶角

为 60° 。对遥感反射率,不同深度的下行光谱辐照度都进行了计算和比较。图 1 为数值模型计算值与 Hydrolight 5.0 模型计算值的比较。其中图 1(a)为遥感反射率的比较结果,两个模型的计算值之间的相对偏差小于 2.5%;而图 1(b)~(d)为不同波段的下行辐照度比较结果,两个模型结果之间的相对偏差小于 1%。比较结果表明本文模型在计算非弹性散射矩阵算子时所采用的近似处理是合理的,能够达到所需的计算精度。

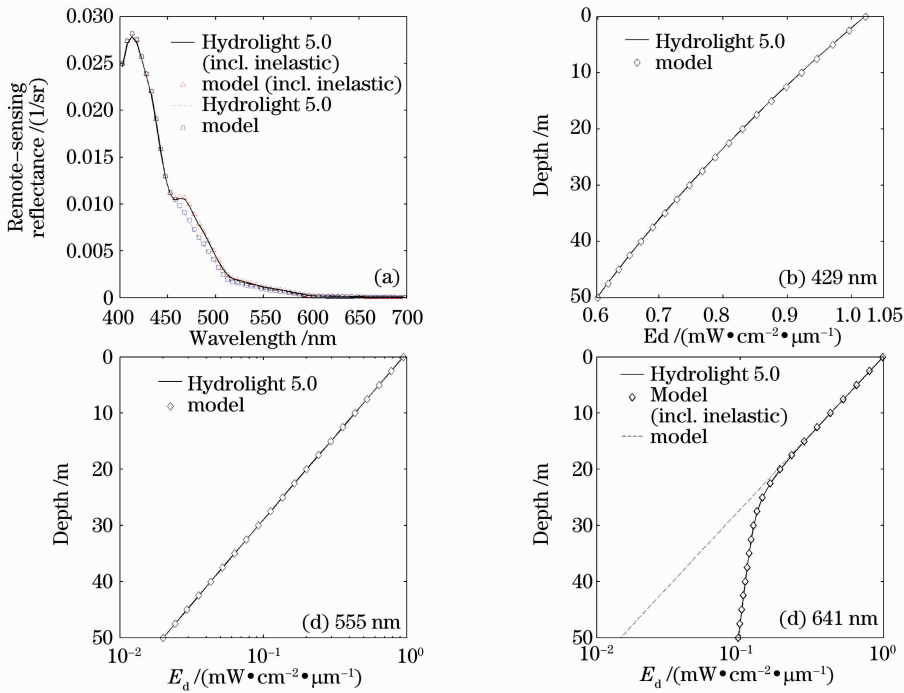


图1 遥感反射率与下行辐照度结果比较

Fig. 1 Comparison of remote-sensing reflectance and downward irradiance results

5 模拟结果

在实际自然水体当中,水体的拉曼散射是固有

的,而叶绿素和黄色物质等成分所主导的荧光散射随其组成成分和浓度的不同而对水体的辐射传输过

程有着不同的影响,因此黄色物质和叶绿素的荧光散射特性模拟更为重要。本文利用三分量模型^[27]来区分研究黄色物质和叶绿素的荧光散射对遥感反射率的影响。

在此模型当中,水体的固有光学特性取决于叶绿素、黄色物质和悬浮泥沙 3 个分量的浓度。水体的总吸收系数 $a(\lambda)$ 可以表示为纯水吸收系数 a_w 、叶绿素吸收系数 a_c 、黄色物质吸收系数 a_y 与悬浮泥沙的吸收系数 a_M 之和,而总散射系数 $b(\lambda)$ 可以表示为纯水散射系数 b_w 、叶绿素散射系数 b_c 和悬浮泥沙散射系数 b_M 之和。其中叶绿素的吸收系数可以表示为^[28]

$$a_c(\lambda) = 0.06a'_c(\lambda)C^{0.65}, \quad (23)$$

式中 C 为叶绿素浓度 (mg/m^3), $a'_c(\lambda)$ 采用 Prieur 等^[29]公布的数据。而叶绿素的散射系数可采用 Loisel-Morel 近表层模型^[30]:

$$b_c(\lambda) = 0.407C^{0.795} \left(\frac{\lambda}{660 \text{ nm}} \right)^{-1}. \quad (24)$$

黄色物质对于光的散射可以忽略,则其吸收系数可以通过经验公式^[31]获得,公式中的斜率 S 值取为 0.014 nm^{-1} 。而悬浮泥沙主要由各种矿物碎屑组成,其光学特性国际上还未有十分确切的了解。因此将其光学特性简单地表示为

$$a_M(\lambda) = a_m^*(\lambda)C_M, \quad (25)$$

$$b_M(\lambda) = b_m^*(\lambda)C_M, \quad (26)$$

式中 C_M 为悬浮泥沙浓度 (g/m^3), 而 $a_m^*(\lambda)$ 为比吸

收系数 (m^2/g), $b_m^*(\lambda)$ 为比散射系数 (m^2/g), 该两项数据采用 Ahn^[32] 的值。在水体的散射相函数的选择当中,叶绿素和悬浮泥沙的散射相函数采用 Petzold^[33] 的悬浮颗粒散射相函数,纯水的散射相函数为瑞利散射。

根据上述模型,设定 3 种物质的浓度,计算得到水体的光学特性用于数值模拟研究。在模拟计算过程中,一般参数设定如下:1)计算波长范围为 $400 \sim 700 \text{ nm}$, 波长间隔为 5 nm ;2)假定完全透明大气,平静水面,水体为均一无限水层,各波长的水面下行辐照度都为 $0.5 \text{ mW}/(\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m})$, 太阳天顶角为 20° ;3)叶绿素荧光量子效率 Φ^C 设定为 0.02 , 拉曼散射系数参考波长为 488 nm , 参考波长的水体拉曼吸收系数为 0.00026 m^{-1} , 黄色物质荧光波长重分布函数中的参数值采用 Hawes 等^[21] 的结果。

图 2 为含有不同物质的非弹性散射过程的遥感反射率结果。其中,图 2(a) 中 3 个分量的浓度分别为 $C=3 \text{ mg}/\text{m}^3$, $a_y(440 \text{ nm})=0.2 \text{ m}^{-1}$, $C_M=0$, 而图 2(b) 中 3 个分量的浓度分别为 $C=0.25 \text{ mg}/\text{m}^3$, $a_y(440 \text{ nm})=0.05 \text{ m}^{-1}$, $C_M=0$ 。从图中可以看出叶绿素荧光作用对 $650 \sim 700 \text{ nm}$ 的红光波段的遥感反射率结果影响比较大;而黄色物质荧光影响的波段范围比较广,但主要集中在绿光波段;水体的拉曼散射对遥感反射率的影响随着其他荧光物质浓度的增加而减少,因此拉曼散射在清洁水体中比较重要,而在二类水体当中其影响非常小。

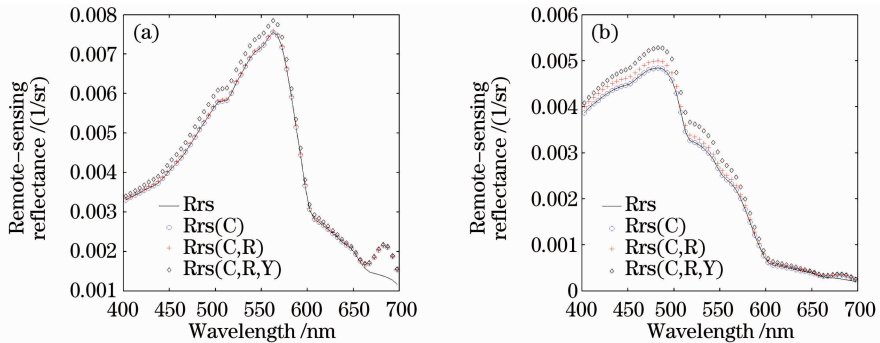


图 2 遥感反射率计算结果

Fig. 2 Comparison of remote-sensing reflectance results

实际上,非弹性散射对遥感反射率贡献是水体各成分共同作用的结果,依赖于各成分的浓度。因此本文模拟计算了不同物质成分浓度下的遥感反射率结果。为了说明非弹性散射对遥感反射率结果的影响,采用了以下公式进行量化:

$$I_{\text{diff}} = 100(R_{\text{rs}}^1 - R_{\text{rs}})/R_{\text{rs}}^1, \quad (27)$$

式中 R_{rs}^1 为含非弹性散射过程的遥感反射率计算结

果, R_{rs} 为未含非弹性散射过程的遥感反射率计算结果,而 I_{diff} 则可认为是非弹性散射在遥感反射率中所占的比重。

为了分析非弹性散射所占比重对黄色物质浓度变化的依赖关系,在设定叶绿素浓度 $C=3 \text{ mg}/\text{m}^3$; 悬浮泥沙浓度 $C_M=0$ 的情况下,给出了黄色物质浓度 $a_y(440 \text{ nm})$ 分别为 $0.01, 0.1, 0.5$ 和 1 m^{-1} 时的

遥感反射率模拟结果,如图3所示。从图3(a)中可以看出随着黄色物质浓度的提高,遥感反射率变小,但是非弹性散射所占比重在不同波段有着不同的变化;从图3(b)来看,随着黄色物质浓度的增加,非弹性散射所占比重在受黄色物质荧光影响较大的450~600 nm波段不断提高,而在主要受叶绿素荧光

影响的675~695 nm红光波段有所减小,这是因为更多的入射能量被黄色物质吸收用于黄色物质的非弹性散射作用,从而导致叶绿素非弹性作用的减弱。因此黄色物质的存在对叶绿素荧光有一定的抑制作用。

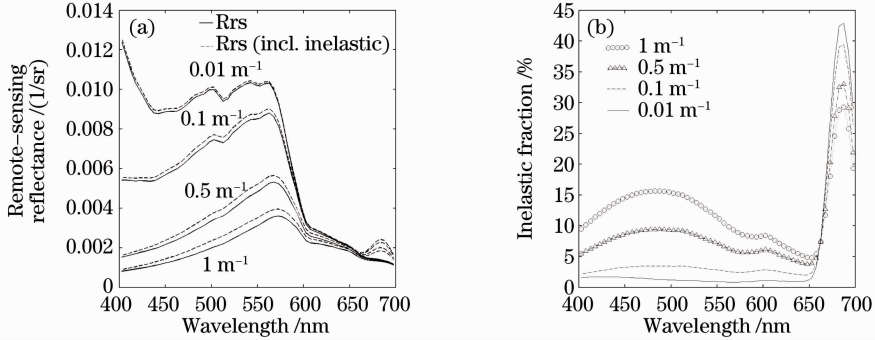


图3 (a)不同黄色物质浓度情况下的遥感反射率计算结果;(b)各波段非弹性散射所占比重

Fig. 3 (a) Remote-sensing reflectance at different gelbstoff concentrations; (b) inelastic fraction in each wavelength

同样,为了分析非弹性散射所占比重对叶绿素浓度变化的依赖关系,在设定黄色物质浓度 $a_y(440 \text{ nm})=0.1 \text{ m}^{-1}$,悬浮泥沙浓度 $C_M=0$ 的情况下,给出了叶绿素浓度 C 分别为 20, 5.0, 1.0 和 0.1 mg/m³ 时的遥感反射率模拟结果,如图4所示。从图4(a)中可以看出随着叶绿素浓度的提高,大部分波段的遥感反射率变大,但是同样,非弹性散射所占比重在不同波段有着不同的变化;从图4(b)来看,随着叶绿素浓度的增加,非弹性散射所占比重在受黄色物质荧光影响的450~600 nm波段急剧减小,而在主要受叶绿素荧光影响较大的675~695 nm红光波段有所增强,这是因为更多的入射能

量被叶绿素吸收用于叶绿素的非弹性散射作用,从而导致黄色物质非弹性作用的减弱。同样,叶绿素的存在对黄色物质荧光有一定的抑制作用。因此叶绿素和黄色物质彼相互抑制对方的非弹性散射作用。同时,从图4(b)可以看出,当叶绿素浓度分别为5.0和20 mg/m³时,两者计算得到的非弹性散射所占比重在675~695 nm红光波段并没有发生太大变化,这是因为非弹性散射过程不仅受各成分吸收的影响,而且受颗粒弹性散射过程的影响。当叶绿素浓度达到20 mg/m³时,虽然叶绿素荧光得到了增强,但是同时由于叶绿素自身的弹性散射也得到了增强,从而导致非弹性散射所占比重变化较小。

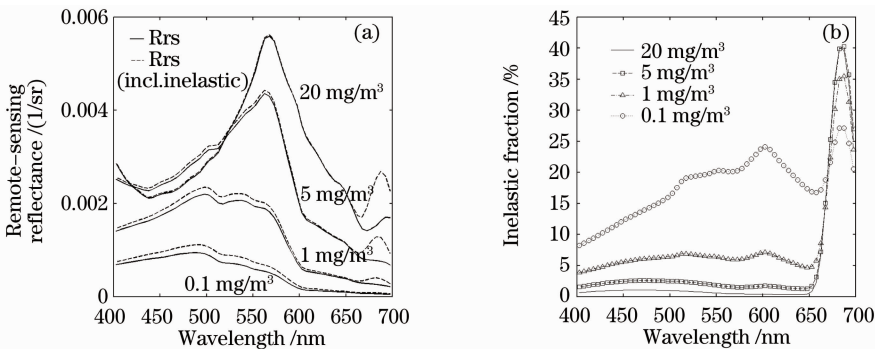


图4 (a)不同叶绿素浓度情况下的遥感反射率计算结果;(b)各波段非弹性散射所占比重

Fig. 4 (a) Remote-sensing reflectance at different chlorophyll concentrations; (b) inelastic fraction in each wavelength

为了分析非弹性散射所占比重受水中非荧光物质颗粒(如悬浮泥沙)的影响,在设定叶绿素浓度 $C=3 \text{ mg/m}^3$,黄色物质浓度 $a_y(440 \text{ nm})=0.1 \text{ m}^{-1}$ 的情况下,模拟得到了悬浮泥沙浓度 C_M 分别为

100, 30, 5.0 和 1 g/m³ 时的遥感反射率结果,如图5所示。从图5(a)中可以看出随悬浮泥沙浓度的提高,遥感反射率明显变大,而各波段非弹性散射所占比重不断变小。从图5(b)来看,悬浮泥沙浓度较高

($C_M \geq 30 \text{ g/m}^3$) 的水体,非弹性散射所占比重在受黄色物质荧光影响较大的 450~600 nm 波段非常小,几乎可以忽略;而在受叶绿素荧光影响较大、非弹性散射所占比重较大的 675~695 nm 红光波段也明显变小,基本降到了 5% 以下。因此悬浮泥沙

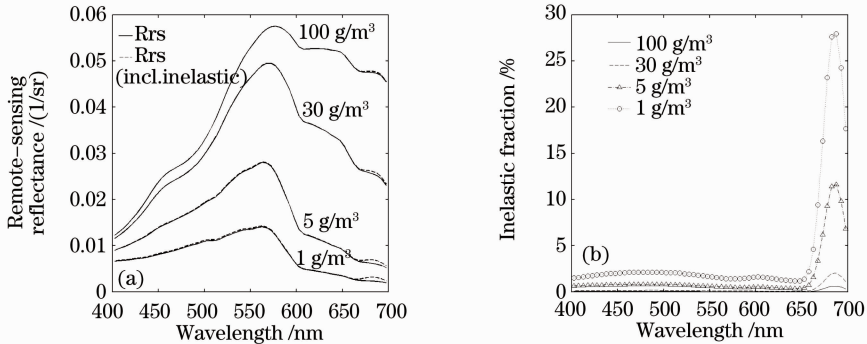


图 5 (a) 不同悬浮泥沙浓度情况下的遥感反射率计算结果; (b) 各波段非弹性散射所占比重

Fig. 5 (a) Remote-sensing reflectance at different suspended sediment concentrations;

(b) inelastic fraction in each wavelength

6 结 论

本文基于矩阵算法建立了一个可用于模拟水体非弹性散射特性的水体辐射传输数值模型。该模型采用均匀介质层中辐射能量随深度增大而呈指数衰减的假设,将非弹性散射作为源矩阵算子引入到矩阵算法当中进行解算,从而得到一个包含非弹性散射过程的水体辐射传输数值计算模型。通过 Mobley 水体辐射传输标准问题 7 的验证以及和 Hydrolight 5.0 的结果的比较,说明该模型对多次散射和非弹性散射的处理是正确的,并且满足模拟的精度要求,是一个能够全面模拟水体各种辐射传输过程的数值计算模型。

在所建立的模型基础上,利用三分量模型,模拟分析了水体各成分对水体非弹性散射的影响以及非弹性散射在遥感反射率中所占的比重。分析结果表明拉曼散射在清洁水体中对遥感反射率的贡献较大,而在叶绿素浓度或黄色物质浓度较高的水体中其对遥感反射率的影响甚微。随着水体中黄色物质浓度和叶绿素浓度的提高,水体中黄色物质和叶绿素各自荧光散射所影响的波段的遥感反射率中非弹性散射所占的比重不断提高,但是叶绿素和黄色物质彼此之间是相互抑制对方的非弹性散射作用的。另外悬浮泥沙对于水体的非弹性散射起到了非常大的抑制作用,尤其在高浓度悬浮泥沙水体中非弹性散射过程甚至可以忽略。

但是,模拟时所采用的固有光学参数以及非弹

的存在,使得水体中弹性散射过程以及吸收都得到加强,并减弱了非弹性散射过程的作用,最终导致非弹性散射在所有波段的遥感反射率中所占的比重减小,而且在高悬浮泥沙浓度情况下非弹性散射的影响甚至可以忽略。

性散射光谱特性参数,如波长重分布函数、荧光量子效率等,都并非我国海域的现场实测数据。而目前,我国还未将黄色物质和叶绿素荧光光谱特性的实测数据应用于水体光学研究。因此如果要正确了解我国海域水体的非弹性散射特性,还需将现场光谱特性参数与水体辐射传输数值模型相结合进行进一步的分析研究。

参 考 文 献

- 1 Stavn R. H.. Effects of Raman scattering across the visible spectrum in clear ocean water; a Monte Carlo study[J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(33): 6853~6863
- 2 Stavn R. H., Weidemann A. D.. Optical modeling of clear ocean light fields; Raman scattering effects[J]. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(19): 4002~4011
- 3 Marshall B. R., Smith R. C.. Raman scattering and in-water ocean optical properties[J]. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(1): 71~84
- 4 Stavn R. H.. Raman-scattering effects at the shorter visible wavelengths in clear ocean waters [C]. *SPIE*, 1990, **1302**: 94~100
- 5 Hu C., Voss K. J.. In situ measurements of Raman scattering in clear ocean water[J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(27): 6962~6967
- 6 Ge Y., Gordon H. R., Voss K. J.. Simulation of inelastic-scattering contributions to the irradiance field in the ocean; variation in Fraunhofer line depths[J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(21): 4028~4036
- 7 Haltrin V. I., Kattawar G. W.. Self-consistent solutions to the equation of transfer with elastic and inelastic scattering in oceanic optics. I. model[J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(27): 5356~5367
- 8 Schroeder M., Barth H., Reuter R.. Effect of inelastic scattering on underwater daylight in the ocean; model evaluation, validation, and first results[J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(21): 4244~4260
- 9 Jian Zhang, Xiaoxiong He, Fengsheng Zhao. Simulation of the properties of information relating to ocean color remote sensing by

- radiative transfer in the atmosphere-ocean system[J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2003, **20**(5): 623~628
- 张鉴, 何晓雄, 赵凤生. 利用大气-海洋系统辐射传输模拟水色遥感信息量的变化特性[J]. *量子电子学报*, 2003, **20**(5): 623~628
- 10 He Xianqiang, Pan Delu, Bai Yan *et al.*. Rough sea-surface model for vector radiative transfer of coupled ocean-atmosphere system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(3): 618~624
- 何贤强, 潘德炉, 白雁等. 海洋-大气耦合矢量辐射传输粗糙海面模型[J]. *光学学报*, 2010, **30**(3): 618~624
- 11 Zheng X., Dickey T., Chang G.. Variability of the downwelling diffuse attenuation coefficient with consideration of inelastic scattering[J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(30): 6477~6488
- 12 Huang Chuangchun, Li Yunmei, Wang Qiao *et al.*. Interaction of influencing factors to bidirection and air-water interface parameter in turbid water body[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(3): 625~632
- 黄昌春, 李云梅, 王桥等. 水-气界面参数和二向性影响因素交互作用研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(3): 625~632
- 13 Huang Changchun, Li Yunmei, Sun Deyong *et al.*. Analysis on influencing factors of Q value and its parametrization[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(8): 2059~2066
- 黄昌春, 李云梅, 孙德勇等. Q值的影响因素分析及其参数化[J]. *光学学报*, 2009, **29**(8): 2059~2066
- 14 Preisendorfer R. W.. Radiative Transfer on Discrete Spaces [M]. New York: Pergamon Press, 1965
- 15 Twomey S., Jacobowitz H., Howell H. B.. Matrix methods for multiple-scattering problems [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1966, **23**(3): 289~298
- 16 Plass G. N., Kattawar G. W., Catchings F. E.. Matrix operator theory of radiative transfer. 1: Rayleigh scattering[J]. *Appl. Opt.*, 1973, **12**(2): 314~329
- 17 Fell F., Fischer J.. Numerical simulation of the light field in the atmosphere-ocean system using the matrix-operator method[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2001, **69**(3): 351~388
- 18 Chandrasekhar S.. Radiative Transfer [M]. Oxford: Oxford University Press, 1950
- 19 Gordon H. R.. Diffuse reflectance of the ocean; the theory of its augmentation by chlorophyll a fluorescence at 685 nm[J]. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(8): 1161~1166
- 20 Mobley C.. Light and Water[M]. San Diego: Academic Press, 1994
- 21 Hawes S. K., Carder K. L., Harvey G. R.. Quantum fluorescence efficiencies of fulvic and humic acids; effects on ocean color and fluorometric detection [C]. *SPIE*, 1992, **1750**: 212~223
- 22 Kiefer D. A., Chamberlin W. S., Booth C. R.. Natural fluorescence of chlorophyll a, relationship to photosynthesis and chlorophyll concentration in the western south pacific gyre[J]. *Limnology and Oceanography*, 1989, **34**(5): 868~881
- 23 Walrafen G. E.. Raman spectral studies of the effects of temperature on water structure[J]. *J. Chem. Phys.*, 1967, **47**(1): 114~126
- 24 Porto S. P. S.. Angular dependence and depolarization ratio of the Raman effect [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, **56**(11): 1585~1586
- 25 Ge Y., Gordon H. R., Voss K. J.. Simulation of inelastic-scattering contributions to the irradiance field in the ocean: variation in Fraunhofer line depths [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(21): 4028~4036
- 26 Mobley C. D., Gentili B., Gordon H. R. *et al.*. Comparison of numerical models for computing underwater light fields [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(36): 7484~7504
- 27 Sathyendranath S., Prieur L., Morel A.. A three-component model of ocean colour and its application to remote sensing of phytoplankton pigments in coastal waters [J]. *International Journal of Remote Sensing*, 1989, **10**(8): 1373~1394
- 28 Morel A.. Light and marine photosynthesis; a spectral model with geochemical and climatological implications[J]. *Progress in Oceanography*, 1991, **26**(3): 263~306
- 29 Prieur L., Sathyendranath S.. An optical classification of coastal and oceanic waters based on the specific spectral absorption curves of phytoplankton pigments, dissolved organic matter, and other particulate materials[J]. *Limnology and Oceanography*, 1981, **26**(4): 671~689
- 30 Loisel H., Morel A.. Light scattering and chlorophyll concentration in case 1 waters: a reexamination[J]. *Limnology and Oceanography*, 1998, **43**(5): 847~858
- 31 Bricaud A., Morel A., Prieur L.. Absorption by dissolved organic matter of the sea (yellow substance) in the UV and visible domains[J]. *Limnology and Oceanography*, 1981, **26**(1): 43~53
- 32 Ahn Y.. Propriétés Optiques des Particules Biologiques et Minérales[D]. Paris: Univ. Pierre et Marie Curie, 1990
- 33 Petzold T.. Volume Scattering Functions for Selected Ocean Waters[R]. La Jolla: Scripps Inst. Oceanogr., 1972