

卷云多角度偏振特性研究*

程天海¹⁾²⁾³⁾ 顾行发¹⁾³⁾ 陈良富^{1)3)†} 余涛¹⁾³⁾ 田国良¹⁾³⁾

1) 中国科学院遥感应用研究所遥感科学国家重点实验室, 北京 100101)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

3) 国家航天局航天遥感论证中心, 北京 100101)

(2007 年 12 月 26 日收到, 2008 年 4 月 16 日收到修改稿)

由各种形状冰晶粒子组成的卷云, 对全球辐射平衡和气候变化有重要的影响, 其影响程度取决于卷云本身的微物理特性和光学特性, 如冰晶粒子形状、卷云光学厚度和云顶压强等. 在对 $0.865 \mu\text{m}$ 波长处卷云光学特性研究的基础上, 采用矢量辐射传输方程模拟分析了含卷云层的总反射率和偏振反射率, 并利用卫星观测数据验证了模拟结果. 分析研究了卷云微物理特征、光学特征和地表反照率对总反射率和偏振反射率的影响. 分析表明, 可以综合利用多角度偏振遥感信息反演各种卷云参数. 这为利用多角度偏振遥感数据反演卷云各参数提供了理论基础.

关键词: 卷云微物理特征, 卷云光学特性, 多角度偏振辐射, 矢量辐射传输方程

PACC: 9260N, 4225J, 9265D

1. 引 言

卷云一般分布在对流层上部到平流层下部, 大约覆盖地球表面的 20%—30%, 它对全球的辐射平衡和气候变化有很重要的影响^[1, 2]. 卷云的辐射特性取决于其微物理特性和光学特性(如冰晶粒子的形状和大小、卷云的光学厚度、云顶压强等). 卷云的微物理特性和光学特性研究在国际上是一个十分活跃的研究课题.

卷云主要由非球形的冰晶粒子组成, 冰晶粒子的形状复杂多样, 通常有柱状、空心柱状、板状、过冷水滴状、子弹花等几种. 非球形粒子的散射计算是一个很复杂的问题, 经过几十年的研究, 目前已有数十种非球形粒子散射特性的计算方法^[3-6], 但每种算法都有其局限性, 现在还没有一套统一的理论能够计算各种形状、各种尺度的冰晶粒子的散射特性. 近年来发展和改进了很多种研究非球形粒子散射特性的解法, 文献[7]将冰晶粒子描述为过冷水滴, 利用改进的几何光学方法计算了过冷水滴的散射特性; 文献[8]将冰晶粒子描述为非均匀六角柱晶体 (inhomogeneous hexagonal monocrystal, 简记为 IHM),

考虑了冰晶粒子内部气溶胶粒子对冰晶散射特性的贡献, 并综合利用几何光学理论、Monte Carlo 理论和 Mie 散射理论计算了 IHM 冰晶粒子散射特性.

卷云特性的探测主要利用卫星设备和地基设备, 卫星数据由于其自身的优越性已被应用于卷云特性的探测中. Nakajima 等^[9]提出了用可见光和近红外数据反演卷云性质(有效尺度和光学厚度)的方法; Meyer 等^[10]利用 MODIS 卫星数据的 0.645 和 $1.38 \mu\text{m}$ 通道反演冰云的光学厚度; 文献[11, 12]提出了利用冰云在 11 和 $12 \mu\text{m}$ 两个波长吸收的差别来反演卷云的性质, 包括卷云的有效尺度和光学厚度.

传统的遥感仪器多以单一观测方向获得卷云的反射辐射强度或卷云自身的辐射强度来推断卷云的光学特性和微观物理量. 单一方向遥感只能得到卷云单一方向的投影, 缺乏足够的信息来精确反演各种卷云参数, 且卷云散射辐射具有明显的偏振特性, 偏振特性及其变化与卷云的光学和微观物理特性密切相关. 多角度偏振遥感信息带有卷云特征的重要信息, 为定量反演各种卷云参数提供了新的途径.

利用多角度偏振遥感信息反演卷云参数, 需要论证多角度偏振遥感探测卷云各种参数的可行性, 研究卷云各参数和地表反照率对卫星多角度接收的

* 国家高技术研究发展计划(批准号: 2006AA06A303)、国家自然科学基金(批准号: 40701109)和中国科学院知识创新工程重要方向性项目(批准号: KZCX2-YW-303)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: lfchen@irsa.ac.cn

辐射强度与偏振辐射强度的敏感性. 本文主要研究利用多角度偏振遥感卫星数据探测卷云的特征信息.

2. 卷云模式

2.1. 模型介绍

Knap 等^[13]利用航空数据和卫星遥感数据验证了 IHM 模型比一般的六面体冰晶粒子更符合实际情况. 故在本文中, 选取文献 [8] 中的 IHM 模型作为冰晶粒子的基本形状.

IHM 冰晶模型定义冰晶为六面体, 且冰晶体内存在气泡或气溶胶粒子, 气泡或气溶胶服从标准的 Γ 分布, 其具体形式由有效半径和有效方差确定, 如图 1 所示. 利用几何光学方法计算光线在六面体表面的传播, 当光线碰到六面体内的气泡或气溶胶粒子时, 利用 Monte Carlo 理论和 Mie 散射理论计算光线在气泡或气溶胶粒子内的传播.

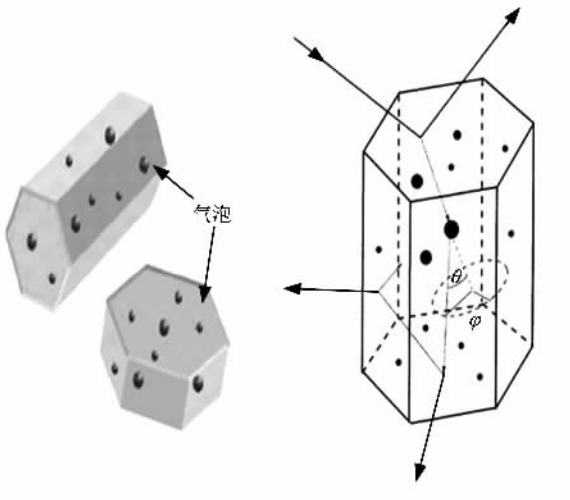


图 1 IHM 模型

采用长宽比 (aspect ratio) $L/2R$ 表示 IHM 的形状, $L/2R > 1$ 为柱状, $L/2R < 1$ 为板状, 其中 L 为六面体的高度, R 为六面体的底面半径. 采用等效球形体积的有效半径 R_v 来表示 IHM 的大小, $R_v = (9\sqrt{3}R^2L/8\pi)^{1/3}$. 采用平均自由路径长度 (mean free path length) l 表示气泡或气溶胶粒子在冰晶粒子中的随机分布情况.

2.2. 冰云的单次散射特性

冰晶粒子的单次散射特性是由冰晶粒子的大

小、形状、复折射率和入射波波长决定的^[14]. 本文选择入射波长 $\lambda = 0.865 \mu\text{m}$, 对应复折射率 $m = 1.3038 + i0.2338 \times 10^{-6}$. 若冰晶粒子是随机朝向、旋转对称和独立散射的, 散射矩阵 $P(\theta)$ 可简化为 6 个独立的元素, 即

$$P(\theta) = \begin{bmatrix} p_{11}(\theta) & p_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ p_{12}(\theta) & p_{22}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_{33}(\theta) & p_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & -p_{34}(\theta) & p_{44}(\theta) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中散射角 θ 为入射方向与散射方向之间的夹角.

当只考虑辐射的能量, 而不考虑其极化特征时, 散射相矩阵可用第一个元素 $p_{11}(\theta)$ 来代替, 在实际计算中应当满足归一化条件, 即

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi p_{11}(\theta) \sin(\theta) d\theta = 1. \quad (2)$$

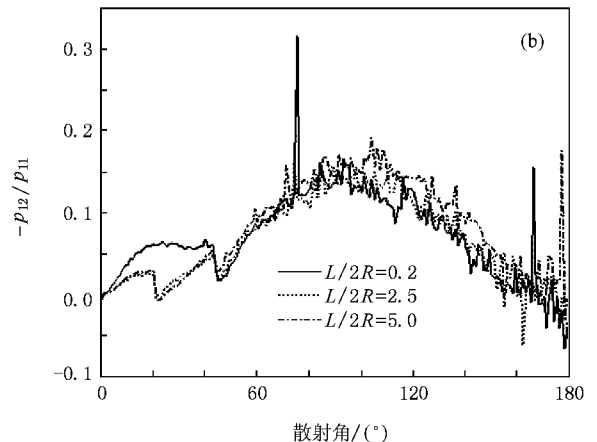
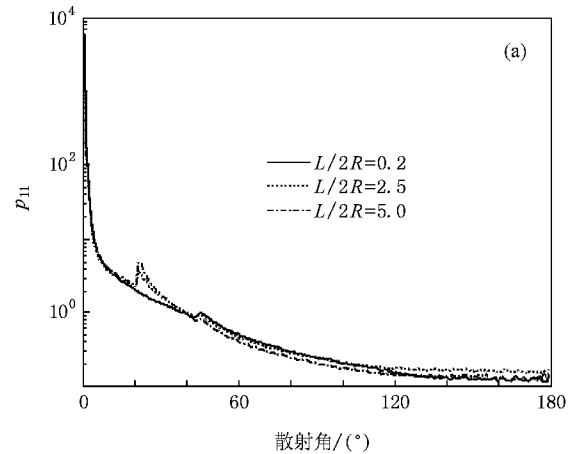


图 2 IHM 模型散射矩阵的分布 (a) p_{11} (b) 线偏振度 $-p_{12}/p_{11}$

对于大气散射, 比较重要的是散射相矩阵中的

p_{11} 和线偏振度 $-p_{12}/p_{11}$. 图 2 显示了 IHM 模型的散射矩阵中 p_{11} 和 $-p_{12}/p_{11}$ 的分布. 模拟条件如下:有效半径 $R_v = 40 \mu\text{m}$, 平均自由路径长度 $l = 15 \mu\text{m}$, 冰晶粒子内气溶胶谱分布的有效半径 r_{eff} 取 $1.5 \mu\text{m}$, 有效方差 v_{eff} 取 0.05, 不同长宽比 $L/2R = 0.2, 2.5, 5.0$.

由图 2 可知, 长宽比 $L/2R$ 对 p_{11} 的影响主要体现在冰云的 22° 晕峰值(通过 60° 棱镜角两次折射)和 46° 晕峰值(通过 90° 棱镜角的两次折射), 随着长宽比 $L/2R$ 的增大 22° 晕峰值逐渐变大, 而 46° 晕峰值逐渐变小. 线偏振度 $-p_{12}/p_{11}$ 在 22° 和 46° 的晕峰值随着长宽比 $L/2R$ 的增大而减小, 线偏振度的峰值位于散射角 $\Theta = 100^\circ$ 附近.

3. 卷云的多角度偏振特性

3.1. 矢量辐射方程

辐射是电磁波的一种表现形式, 其状态的完整描述可由 Stokes 参数 I, Q, U, V 四个分量表示, 定义如下:

$$\begin{aligned} I &= a_{//}^2 + a_{\perp}^2, \\ Q &= a_{//}^2 - a_{\perp}^2, \\ U &= 2a_{//} a_{\perp} \cos(\delta_{//} - \delta_{\perp}), \\ V &= 2a_{//} a_{\perp} \sin(\delta_{//} - \delta_{\perp}), \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $a_{//}$ 和 a_{\perp} 分别为与电磁波入射平面平行和垂直方向的振幅, $\delta_{//}$ 和 δ_{\perp} 分别为与电磁波入射平面平行和垂直方向的相位, \cdot 表示对时间的平均, I 表示总辐射强度, Q 表示平行或垂直于参考平面的线偏振的强度, U 表示与参考平面成 45° 角上线偏振的强度, V 表示圆偏振强度.

电磁波在平面平行介质(如大气)中的传输可由下列矢量辐射传输方程表示^[15]:

$$\begin{aligned} &\mu \frac{d\mathbf{I}(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} \\ &= -\mathbf{I}(\tau, \mu, \phi) + \frac{\omega}{4\pi} \\ &\quad \times \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \mathbf{M}(\mu, \phi; \mu', \phi') \mathbf{I}(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \\ &\quad + \frac{\omega}{4\pi} F_0 \exp(-\tau/\mu_0) \\ &\quad \times \mathbf{M}(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \\ &\quad + (1 - \omega) \mathbf{B}(T) \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 \mathbf{I} 为 Stocks 矢量, 可表示为

$$\mathbf{I} = [I, Q, U, V]^T. \quad (5)$$

(4) 式中的第二项为多次散射贡献, 第三项为单次散射贡献. 这里 T 表示为矩阵转置, μ 为极角余弦, ϕ 为相对于太阳出射光线的方位角, τ 为光学厚度, ω 为单次散射反照率, F_0 为大气顶太阳入射辐射通量, μ_0 和 ϕ_0 为太阳天顶角的余弦和方位角, B 为 Planck 函数, M 为对单次散射相矩阵进行了参考平面转动变换后的散射矩阵.

$$\mathbf{M}(\Theta) = \mathbf{L}(\pi - \beta) \mathbf{P}(\Theta) \mathbf{L}(-\alpha), \quad (6)$$

式中 α 和 β 分别为入射矢量平面和散射矢量平面与散射平面的夹角, 可由球面几何关系求得,

$$\cos\alpha = \frac{-\mu + \mu' \cos\Theta}{\pm \sqrt{(1 - \cos^2\Theta)(1 - \mu'^2)}}, \quad (7)$$

$$\cos\beta = \frac{-\mu' + \mu \cos\Theta}{\pm \sqrt{(1 - \cos^2\Theta)(1 - \mu^2)}}. \quad (8)$$

对于(7)(8)式中的正负号, 当 $\pi < \phi - \phi' < 2\pi$ 时取负号, 当 $0 < \phi - \phi' < \pi$ 时取正号.

(6) 式中的 $\mathbf{L}(\chi)$ 为变换矩阵, 可由矢量旋转公式和 Stocks 矢量 $[I, Q, U, V]$ 的定义得到,

$$\mathbf{L}(\chi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\chi & \sin 2\chi & 0 \\ 0 & -\sin 2\chi & \cos 2\chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

矢量辐射传输方程是一个高度非线性微积分方程, 除特定情况外必须进行数值离散求解^[16]. 对入射光为自然太阳光和以太阳入射光方向为参考系的大气辐射传输方程, 边界条件主平面对称, 因此可以将 Stocks 矢量 \mathbf{I} 和散射矩阵 M 作如下形式的 Fourier 变换:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}(\tau, \mu, \phi) &= \sum_{m=0}^{2M} \begin{bmatrix} I_m^c \cos m(\phi - \phi_0) \\ Q_m^c \cos m(\phi - \phi_0) \\ U_m^s \sin m(\phi - \phi_0) \\ V_m^s \sin m(\phi - \phi_0) \end{bmatrix} \\ \mathbf{M} &= \sum_{m=0}^{2M-1} [\mathbf{M}_m^c \cos m(\phi - \phi') \\ &\quad + \mathbf{M}_m^s \sin m(\phi - \phi')], \end{aligned} \quad (10)$$

式中上标 c 和 s 分别表示余弦和正弦. 将(10)(11)式应用于(4)式可得到每个 Fourier 分量的辐射传输方程

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\mathbf{I}(\tau, \mu)}{d\tau} &= -\mathbf{I}(\tau, \mu) + \frac{(1 + \delta_{0m})\omega}{4} \\ &\quad \times \int_{-1}^1 \mathbf{M}(\mu, \mu') \mathbf{I}(\tau, \mu') d\mu' \end{aligned}$$

$$+ \frac{\omega}{4\pi} F_0 \exp(-\tau/\mu_0) \times \mathbf{M}(\mu, -\mu_0) \mathbf{I} \mathbf{I}^T, \quad (12)$$

式中 Stocks 矢量 \mathbf{I} 和散射相矩阵 \mathbf{M} 可表示为第 m 个 Fourier 分量的模, 即

$$\mathbf{I} = [I_m^c, Q_m^c, U_m^s, V_m^s]^T, \quad (13)$$

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{11,m}^c & M_{12,m}^c & M_{13,m}^s & M_{14,m}^s \\ M_{21,m}^c & M_{22,m}^c & M_{23,m}^s & M_{24,m}^s \\ -M_{31,m}^s & -M_{32,m}^s & M_{33,m}^c & M_{34,m}^c \\ -M_{41,m}^s & -M_{42,m}^s & M_{43,m}^c & M_{44,m}^c \end{bmatrix}. \quad (14)$$

辐射传输方程的各种数值模式最后都归结于对 (12) 式的离散过程, 一般采用 Gauss 数值积分对系数方程离散化. 令 $(0, 1)$ 区间的积分节点为 $\{u_i; i = 1, N\}$, 对应的积分权重为 $\{w_i; i = 1, N\}$ ($-1, 0$) 区间的节点为 u_i 的镜像点 $\{u_{-j} = -u_i, w_{-j} = w_i; i = 1, N\}$, 于是系数方程化为

$$\mu_i \frac{d\mathbf{K}(\tau, \mu_i)}{d\tau} = -\mathbf{K}(\tau, \mu_i) + \frac{(1 + \delta_{0m})\omega}{4} \times \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 0}}^N \mathbf{M}(\mu_i, \mu_j) w_j \mathbf{K}(\tau, \mu_j) + \frac{\omega}{4\pi} F_0 \exp(-\tau/\mu_0) \times \mathbf{M}(\mu_i, -\mu_0) \mathbf{I} \mathbf{I}^T. \quad (15)$$

为了求解方便和简单, 将散射相矩阵 \mathbf{P} 中各分量作 Legendre 展开为

$$P_i(\cos\Theta) = \sum_{i=0}^{2M-1} \chi_i^i p_i(\cos\Theta). \quad (16)$$

(16) 式中 p_i 为 Legendre 函数, χ_i^i 为展开系数, $i = 1, 2, 3, 4, 5, 6$. 根据 Legendre 函数的加法定理, 这种展开方法使辐射传输方程经过 Fourier 变换后, 对每一个 Fourier 分量的散射相函数的 Legendre 展开形式和系数不变, 从而使方程离散化变得相对简单. 另外, 散射相函数的 Legendre 展开式的角度积分是自动归一化的. 因此, 利用散射相函数的 Legendre 展开形式使离散方程的角度积分的归一化条件很容易得到满足, 从而能量自然保持守恒, 保证了方程数值解的收敛^[17].

本文在求解矢量辐射传输方程中采用了基于倍加累加方法求解平面平行介质矢量辐射传输方程的模式^[18].

偏振信息一般采用偏振度 p ^[19] 来描述, 偏振度 p 为

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}. \quad (17)$$

本文采用总反射率 R 和偏振反射率 R_p 来表征卫星接收到的总辐射信号和偏振信号, 具体定义如下:

$$R = \frac{\pi I}{\mu_0 F_0}, \quad (18)$$

$$R_p = \frac{\pi \sqrt{Q^2 + U^2}}{\mu_0 F_0}. \quad (19)$$

3.2. 大气模式

在进行矢量辐射传输模拟过程中将大气简化为一个三层介质系统, 大气系统由分子层、气溶胶层和光学厚度可调的冰云层组成, 地表类型为海洋. 气溶胶类型选为典型的海洋性气溶胶类型^[20], 各层分子光学厚度由标准大气模式计算得到, 并需要扣除地理几何高度的影响^[17]. 具体设置如表 1 所示. 表 1 中的无量纲量 τ_c, τ_m, τ_a 分别表示卷云、分子层和气溶胶层的光学厚度, 其中分子层和气溶胶层光学厚度是在入射波长 $\lambda = 0.865 \mu\text{m}$ 情况下的值.

表 1 大气分层模式

大气分层	各层主要成分	光学厚度
平流层	分子	0.01281
卷云层	冰晶粒子	$(0.04 < \tau_c < 20)$
对流层	分子 + 气溶胶	$\tau_m = 0.003, \tau_a = 0.3$

3.3. 卷云的辐射特性

由矢量辐射传输方程可知, 特定波长的总反射率 R 和偏振反射率 R_p 是卷云的单次散射特性(单次散射反照率、散射相函数)、卷云光学厚度、地表反照率和成像几何条件的函数. 假定卷云中冰晶由 IHM 模型组成, 等效球形体积有效半径 $R_v = 40 \mu\text{m}$, 平均自由路径长度 $l = 15 \mu\text{m}$ ($r_{\text{eff}}, v_{\text{eff}} = (1.5, 0.05)$), 长宽比 $L/2R = 2.5$. 综合利用几何光学理论、Monte Carlo 理论和 Mie 散射理论计算卷云的散射特性. 采用基于倍加累加法的辐射传输模式, 耦合卷云的单次散射特性, 模拟入射波长 $\lambda = 0.865 \mu\text{m}$ 、光学厚度为 4 时总反射率和偏振反射率. 模拟条件如下: 观测天顶角在 0° — 90° 内取 20 个, 相对方位角在 0° — 180° 内取 16 个, 太阳入射能量为 $986.23 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, 太阳天顶角为 43° , 半球流数 N 为 20, 地表为 Lambert 反射面, 地表反照率为 0.0^{21} . 由于在该模拟条件下, 散射角的范围为 47° — 180° , 并不

覆盖通常观测到的 22° 晕和 46° 晕的范围.

为验证矢量辐射传输方程模拟的总反射率和偏振反射率的正确性,比较分析了模拟值和卫星观测值.所选的卫星数据为现有星载多角度偏振测量仪器 POLDER (Polarization and Directionality of the Earth's Reflectance) 的 $0.865 \mu\text{m}$ 通道数据, POLDER 是第一个可以获得偏振光观测的星载对地探测器,它具有以下特点: (1) 对太阳光谱的可见光及近红外波段进行偏振辐射强度的观测; (2) 可以实现对同一地面目标进行多角度的观测,单个轨道期间最多能够在 14 个不同的视角下观测同一目标. 这为反演高空卷云特性提供了契机.

图 3 为基于 IHM 模型模拟的总反射率 R 、偏振反射率 R_p 和 POLDER 观测值随散射角 θ 的分布. POLDER 观测条件如下: 太阳天顶角为 43° , 观测天顶角为 38° — 58° , 相对方位角为 0° — 105° . 由于 POLDER 成像条件的限制,使得模拟的点数大于 POLDER 的观测点数. 由图 3 可知,当散射角在 100° — 170° 范围内,

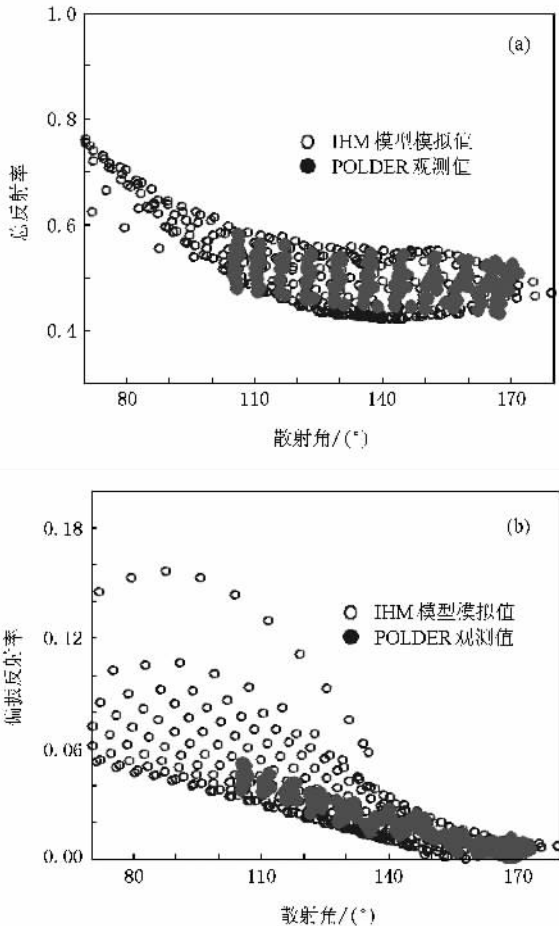


图 3 基于 IHM 模型模拟值和 POLDER 观测值随散射角的变化 (a) 总反射率 (b) 偏振反射率

偏振反射率随散射角的增加而减小. 当散射角在 100° — 170° 范围内,模拟的总反射率和偏振反射率与 POLDER 的观测值有很强的相关性,在一定程度上验证了利用基于倍加累加法反演卷云情况下总反射率和偏振反射率所采用模型的正确性.

4. 辐射矢量的敏感性

利用基于倍加累加法的矢量辐射传输方程模拟分析了卷云条件下多角度总反射率和多角度偏振反射率对 IHM 冰晶粒子长宽比、卷云光学厚度和地表反照率变化的敏感性.

4.1. 长宽比的变化对偏振特性的影响

根据不同长宽比冰晶粒子的散射特性及其差异,计算了三种长宽比冰晶粒子组成的卷云在同样情况下的总反射率和偏振反射率.这三种长宽比分别对应于板状 IHM 模型 ($L/2R = 0.2$)、短柱状 IHM 模型 ($L/2R = 2.5$) 和长柱状 IHM 模型 ($L/2R = 5.0$).

模拟条件如下:卷云光学厚度固定为 5,太阳天顶角 $\theta_s = 30^\circ$,观测天顶角在 0° — 75° 范围内取 17 个,相对方位角取 0° , 90° 和 180° ,其他参数设置同图 3. 图 4 为不同长宽比冰晶粒子的总反射率和偏振反射率随散射角的分布.

由图 4 中的总反射率分布可知,在散射角为 80° — 180° 范围内,由板状 IHM 组成卷云的总反射率小于由短柱状 IHM 组成卷云的总反射率,且随着散射角的增大差值变大.在散射角为 70° — 120° 范围内,总反射率的变化小于 0.01,即总反射率对板状冰晶和短柱状冰晶的差异不敏感.而由短柱状 IHM 组成卷云的总反射率大于由长柱状 IHM 组成卷云的总反射率,当冰晶模型由短柱状转变到长柱状时,总反射率的变化大于 0.05,即总反射率信息包含了柱状 IHM 冰晶模型长宽比变化的信息.

由图 4 中的偏振反射率分布可知,由板状 IHM 冰晶模型组成卷云的偏振反射率与由短柱状 IHM 冰晶模型组成卷云的偏振反射率差异很小,可以忽略.由短柱状 IHM 组成卷云的偏振反射率小于由长柱状 IHM 组成卷云的偏振反射率,且随着散射角的增大而减小,偏振辐射率的变化超过 0.02.这说明偏振反射率信息包含了柱状 IHM 冰晶模型长宽比变化的信息.对板状 IHM 冰晶模型和柱状 IHM 冰晶模型的差异不敏感.

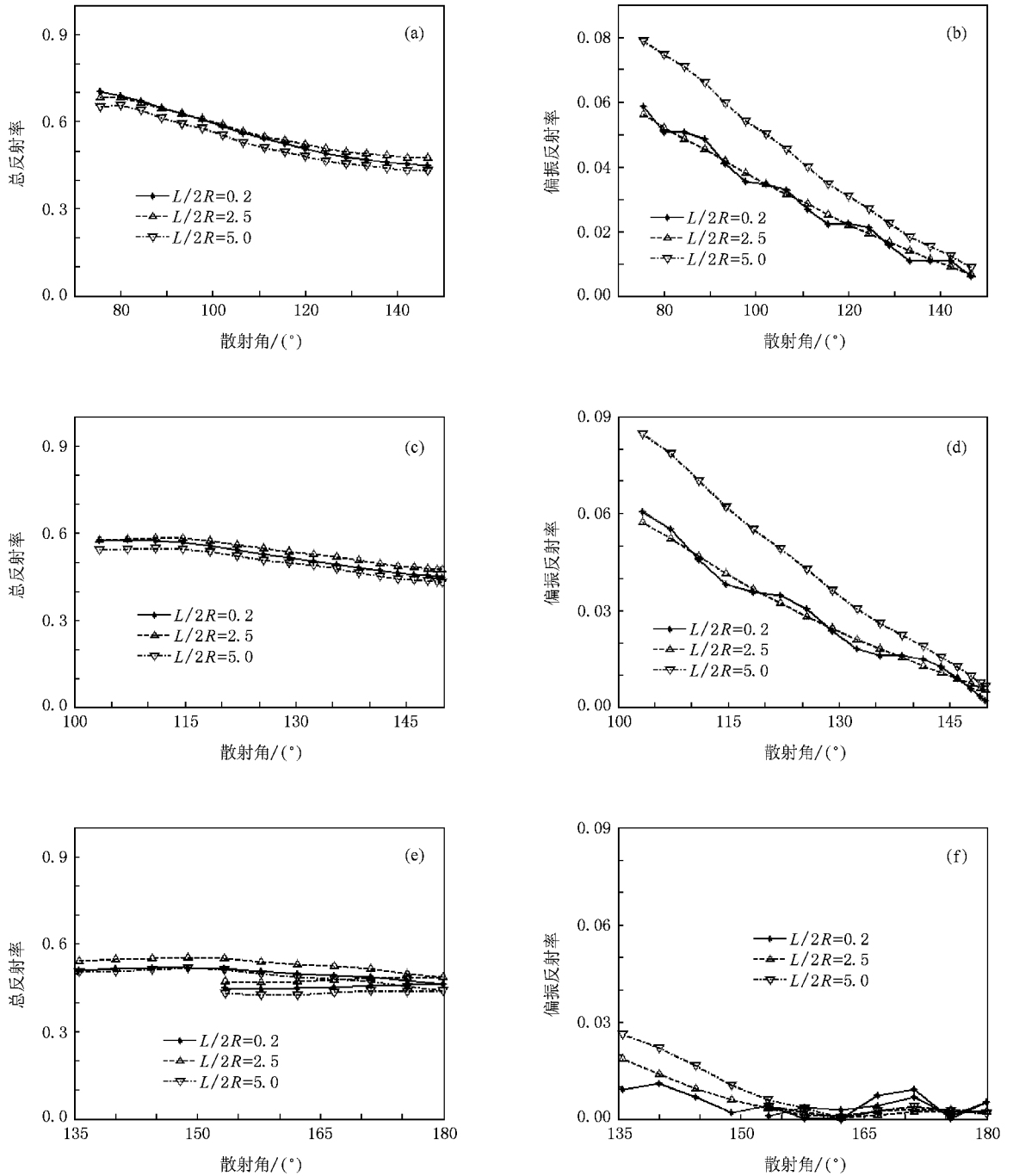


图4 冰晶粒子长宽比变化时总反射率和偏振反射率随散射角的变化 (a)(b)相对方位角为 0° (c)(d)相对方位角为 90° ; (e)(f)相对方位角为 180°

4.2. 冰云光学厚度的变化对偏振特性的影响

在卷云模型和地表反照率恒定条件下,考虑卷云的厚度对辐射的影响.模拟总反射率时,卷云层光学厚度分别取 0, 1, 5, 10, 15, 20;由于偏振信息主要来自卷云层上部,对厚卷云层光学厚度的变化不敏感,为研究薄卷云光学厚度的变化对偏振反射

率的影响,在模拟偏振反射率时,光学厚度分别取 0, 1, 2, 3, 3.5, 4, 4.5, 5.冰晶粒子长宽比 $L/2R = 2.5$,其他参数设置同图4.图5为冰云光学厚度变化时,总反射率和偏振反射率随散射角的变化.

由图5中的总反射率分布可知,散射角在 70° — 180° 范围内,当卷云的光学厚度从1增加到20时,总反射率随着光学厚度的增加而增加,增幅超过

0.8, 而晴空时总反射率小于 0.1, 即总反射率信息对卷云光学厚度的变化敏感, 体现了卷云光学厚度的变化信息. 总反射率的增加幅度随着散射角的增加

而增大, 当散射角为 180° 时, 增加幅度超过 0.9, 这更体现了卷云光学厚度的变化. 由以上所述可知, 利用总反射率信息可以提取卷云层的光学厚度.

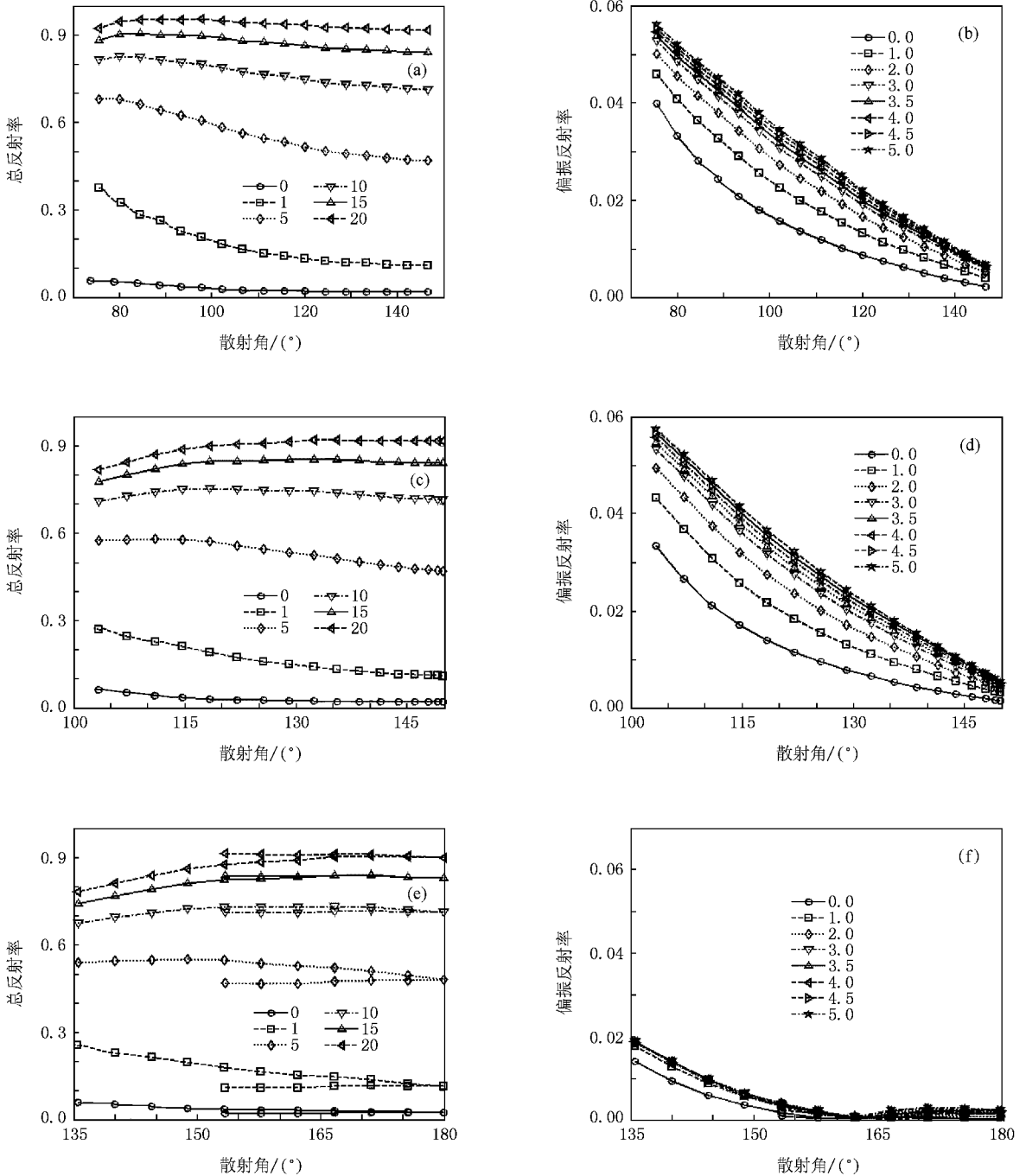


图 5 当卷云光学厚度取不同值时总反射率和偏振反射率随散射角的变化 (a)(b)相对方位角为 0° (c)(d)相对方位角为 90° ; (e)(f)相对方位角为 180°

由图 5 中的偏振反射率分布可知, 偏振反射率随着卷云光学厚度的增加而增大, 当卷云光学厚度从 1 增加到 3.5 时, 偏振反射率的增幅超过 0.01, 偏振反射率体现了薄卷云光学厚度的变化. 而当卷云

光学厚度从 3.5 增加到 5 时, 增幅小于 0.001, 即偏振反射率对厚卷云光学厚度的变化不敏感. 当卷云光学厚度小于 3.5 时, 偏振反射率主要来自分子层、卷云层、气溶胶层和地表的贡献, 而当卷云光学厚度

增大到一定程度时(约 3.5),偏振信息不能穿透卷云层,偏振反射率主要来自卷云层上部和卷云层上方的分子层.

总反射率信息体现了卷云光学厚度的变化情况,特别在后向散射区域,对卷云光学厚度的变化更为敏感,偏振反射率信息体现了薄卷云(光学厚度小于 3.5)光学厚度的变化,而对厚卷云光学厚度的变

化不敏感.

4.3. 地表反照率对偏振特性的影响

地表反射是构成大气顶向上辐射的重要因素之一,也是卫星对地观测的主要参量.利用基于倍加累加法矢量辐射传输模式模拟分析了地表反照率对总反射率和偏振反射率的影响.

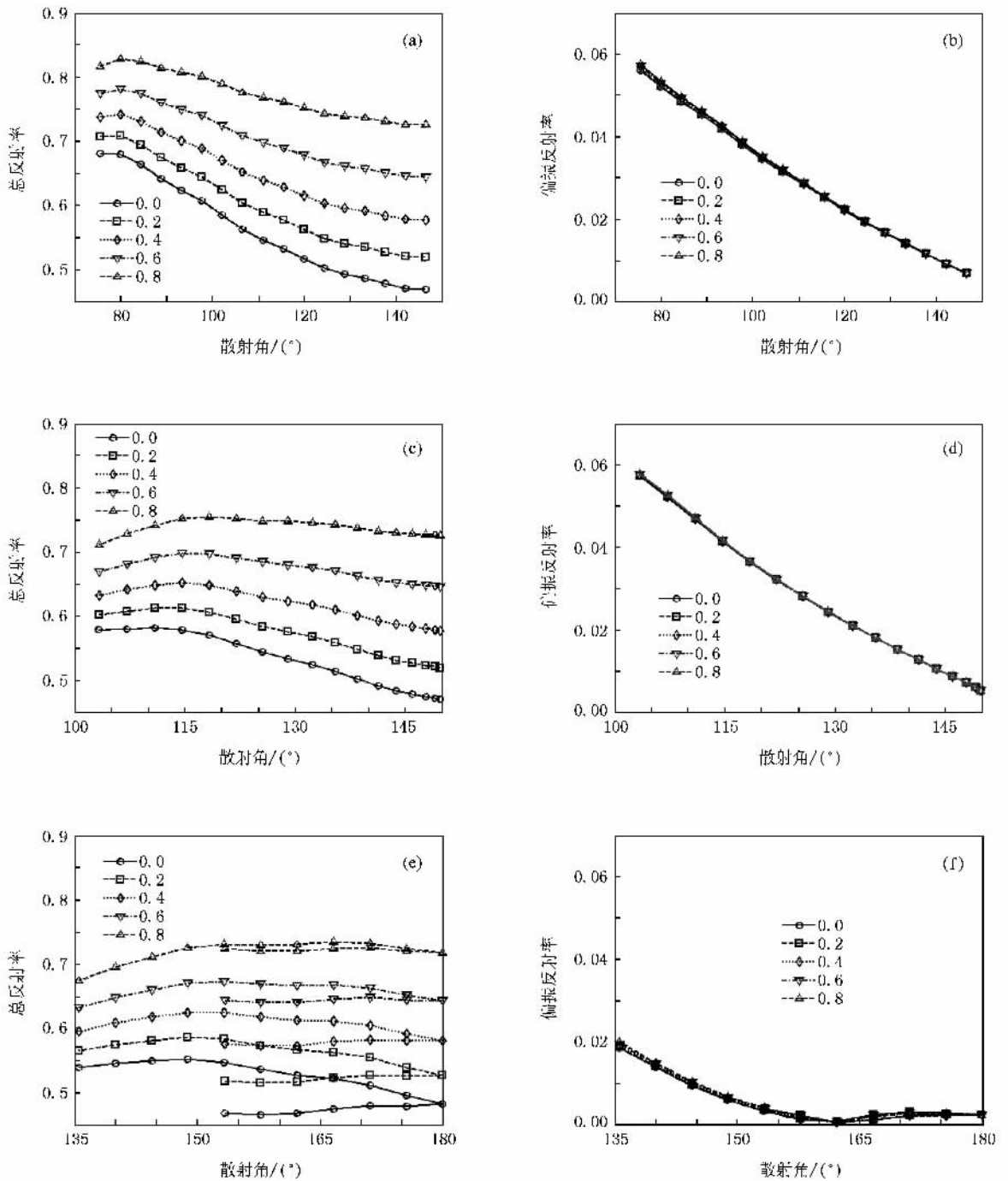


图 6 当地表反照率取不同值时总反射率和偏振反射率随散射角的变化 (a)(b)相对方位角为 0° (c)(d)相对方位角为 90°; (e)(f)相对方位角为 180°

模拟条件如下:地表反照率从 0.0 逐渐增加到 0.8,冰晶粒子长宽比 $L/2R = 2.5$,其他参数设置同图 4。图 6 为地表反照率变化时,总反射率和偏振反射率随散射角的分布。

由图 6 中的总反射率分布可知,总反射率受地表影响较大,随着地表反照率的增加而增加。在散射角为 70° — 180° 范围内,随着散射角的增加,地表反照率对归一化反照率的影响增大。当地表反照率从 0.0 逐渐增加到 0.8 时,总反射率的变化超过 0.2,即总反射率信息体现了地表的贡献,利用总反射率反演卷云参数时,需要剔除地表的影响。

由图 6 中的偏振反射率分布可知,偏振反射率不随地表反照率的变化而变化,即偏振反射率对地表的贡献不敏感。多角度偏振信息主要表现为云层顶部信息,地表反照率的影响可以忽略,这正是利用偏振遥感信息提取卷云参数的优势所在。因此可以利用偏振遥感信息反演云顶参数,如卷云粒子形状、卷云顶压强等。

5. 结 论

通过利用矢量辐射传输方程模拟分析了卷云各种光学特征(长宽比、光学厚度)和地表反照率对

$0.865 \mu\text{m}$ 波长处总反射率和偏振反射率的敏感性。研究表明,冰晶粒子长宽比的变化对总反射率的影响超过 0.05,卷云光学厚度的变化对总反射率的影响超过 0.8,地表反照率的影响超过 0.2,即总反射率信息主要包含了卷云光学厚度信息,可以用来进行卷云光学厚度的反演,但在反演过程中需要考虑地表信息的影响和冰晶粒子长宽比的影响。冰晶粒子长宽比的变化对偏振反射率的影响超过 0.02,厚卷云光学厚度的变化对偏振反射率的影响小于 0.001,地表反照率对偏振反射率的影响可以忽略,即对厚卷云的偏振反射率信息主要包含了长宽比信息,可以用来进行厚卷云长宽比的反演。因此,可以利用总反射率信息和偏振反射率信息来反演卷云参数。首先利用偏振反射率信息反演厚卷云的长宽比信息,然后用总反射率信息和反演的冰晶粒子的长宽比信息反演卷云的光学厚度信息,在反演的过程中需要考虑地面贡献。为降低板状冰晶粒子和柱状冰晶粒子差异对反演的卷云光学厚度精度的影响,所选择的最佳观测角度为 70° — 120° 。

感谢法国空间研究中心(CNES)为本文验证提供所需的卫星数据,同时感谢法国 LOA 实验室的 C.-Labonnote 教授在冰晶 IHM 模型单次散射特性计算方面给予的帮助。

- [1] Liou K N 1986 *Mon. Weather Rev.* **114** 1167
- [2] Wang H Q, Zhao G X 1994 *Chin. J. Atmos. Sci.* **18** 910 (in Chinese) [汪宏七、赵高祥 1994 大气科学 **18** 910]
- [3] Cai Q, Liou K N 1982 *Appl. Opt.* **21** 3569
- [4] Macke A 1993 *Appl. Opt.* **32** 2780
- [5] Borovoi A G, Grishin I A 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 2071
- [6] Lawless R, Xie Y, Yang P, Kattawar G W, Laszlo I 2006 *Opt. Express* **14** 6381
- [7] Yang P, Baum B A, Heymsfield A J, Hu Y X, Huang H L, Tasy S C, Ackerman S 2003 *J. Quant. Spectros. Rad. Transfer* **79** 1159
- [8] C-Labonnote L, Brogniez G, Buriez J, Doutriaux-Boucher M, Gayet J, Macke A 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 12139
- [9] Nakajima T, King M D 1990 *J. Atmos. Sci.* **47** 1878
- [10] Meyer K, Yang P, Gao B C 2004 *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sen.* **42** 833
- [11] Parol F, Buriez J C, Brogniez G, Fouquart Y 1991 *J. Appl. Meteor.* **30** 973
- [12] Prabhakara C, Fraser R S, Dalu G, Wu M C, Curran R J, Styles T 1988 *J. Appl. Meteor.* **27** 379
- [13] Knap W H, C-Labonnote L, Brogniez G, Stammes P 2005 *Appl. Opt.* **44** 4060
- [14] Sun X M, Hang Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 682 (in Chinese) [孙贤明、韩一平 2006 物理学报 **55** 682]
- [15] Liou K N 2002 *An Introduction to Atmospheric Radiation* (2nd ed) (San Diego: Academic Press)
- [16] Liang Z C, Jin Y Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 247 (in Chinese) [梁子长、金亚秋 2003 物理学报 **52** 247]
- [17] Duan M Z, Lü D R 2007 *Chin. J. Atmos. Sci.* **31** 757 (in Chinese) [段民征、吕达仁 2007 大气科学 **31** 757]
- [18] Evans K F, Stephens G L 1991 *J. Quant. Spec. Radiat. Transfer* **46** 413
- [19] Ye S, Fang Y H, Sun X B, Hong J 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 999 (in Chinese) [叶松、方勇华、孙晓兵、洪津 2007 光学学报 **27** 999]
- [20] Deuzé J L, Goloub P, Herman M, Marchand A, Perry G, Susana S, Tanré D 2000 *J. Geophys. Res.* **105** 15329
- [21] Tang J W, Tian G L, Wang X Y, Wang X M, Song Q J 2004 *J. Rem. Sen.* **8** 37 (in Chinese) [唐军武、田国良、汪小勇、王晓梅、宋庆君 2004 遥感学报 **8** 37]

Multi-angular polarized characteristics of cirrus clouds^{*}

Cheng Tian-Hai^{1 2 B)} Gu Xing-Fa^{1 B)} Chen Liang-Fu^{1 B)†} Yu Tao^{1 B)} Tian Guo-Liang^{1 B)}

1 \times *State Key Laboratory of Remote Sensing Science, Institute of Remote Sensing Applications, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China*

2 \times *Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

3 \times *Center for National Spaceborne Demonstration, China National Space Administration, Beijing 100101, China*

(Received 26 December 2007 ; revised manuscript received 16 April 2008)

Abstract

Cirrus is mainly composed of non-spherical ice crystals in various shapes and plays an important roles in Earth's radiation budget and global climate change. Knowledge of cirrus properties is crucial for studying the radiation budget and climate change. Thus studies of the optical, microphysical, and physical properties of cirrus have become the popular issue. The optical properties of cirrus at $0.865 \mu\text{m}$ are studied. And the reflectance and polarized reflectance are evaluated with the adding-doubling method by solving the vector radiative transfer model, and the sensitivity of reflectance and polarized reflectance to cirrus optical parameters and surface albedo are evaluated. The results indicate that the polarized reflectance over a large range of scattering angles can show the information of cirrus properties. Based on the studies of the sensitivity, the basic theory of using the remote sensing data of multi-angular polarized measurements to retrieve the properties of cirrus is proposed.

Keywords : cirrus clouds microphysical parameter, cirrus clouds optical properties, multi-angular polarized radiance, vector radiative transfer model

PACC : 9260N, 4225J, 9265D

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 2006AA06A303), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40701109) and the Main Direction Program of the Knowledge Innovation of Chinese Academy of Sciences (Grant No. KZCX2-YW-303).

[†] Corresponding author. E-mail : lfchen@irsa.ac.cn