

高空卷云冰晶粒子的散射特性研究^{*}

刘炎炎^{**} 杨小丽 万德明

(电子科技大学应用物理所 成都 610054)

【摘要】 高空卷云是一种大范围发生的高空大气现象。文中对卷云冰晶粒子的物理特性进行了概要总结,用几何射线近似求解冰晶粒子的散射特性,计算了冰晶粒子对 $1.315\mu\text{m}$ 光波的散射相矩阵、散射截面、吸收截面,并进行了讨论。

关键词 卷云; 冰晶; 散射相矩阵; 几何光学; 射线追踪法; 单次散射参量

中图分类号 P427.12; TN011

高空卷云多发生在晴好天气条件下,一般情况下覆盖了地球的 20%,是一种主要的高空大气现象^[1]。由于高空卷云的面积很大,与光波的相互作用光程很长,因此它对光的传输的影响较大。对于激光的高空传输来说,卷云是很难回避的。因此对高空卷云冰晶粒子对激光的散射和吸收特性的研究将有助于激光在高空中的应用。

本文首先对高空卷云中的冰晶粒子的物理特性概要地进行了总结,然后对几何射线近似求解六棱柱形冰晶粒子的散射特性方法进行了简要的描述,给出了六棱柱形粒子散射相矩阵、消光截面、吸收截面的计算结果,并进行了讨论。

1 冰晶粒子的微物理特性

尽管自然界存在着多种不同类型的冰,但其中大多数是高压条件下在实验室中得到,只有普通常见的六方体晶状结构的冰能够产生并存在于一般条件下。Weickmann 用油膜片采样,显微镜测量的方法第一次证明了卷云是由自然凝聚核形成的六棱体状冰晶组成的^[2]。

1.1 冰晶粒子的形状和大小

通过对卷云粒子连续谱测量发现,大小在 $100 \sim 1000\mu\text{m}$ 。粒子的长度和粗细与空气中的温度、湿度、气压以及冰晶粒子的浓度有较大的关系,其变化范围达到几倍。对测量数据的拟合,得到了产生在卷云中的冰晶粒子的长短轴关系为^[3]

$$ab = \begin{cases} 0.25L_b^{0.79} & L \leq 0.3\text{mm} \\ 0.19L_b^{0.53} & L > 0.3\text{mm} \end{cases} \quad ac = \begin{cases} 0.5L_c & L \leq 0.3\text{mm} \\ 0.2L_c^{0.41} & L > 0.3\text{mm} \end{cases} \quad (1)$$

式中 a 为粒子横向尺度, L 为纵向尺度,下标 b 表示子弹形粒子, c 表示柱状粒子。

1.2 冰晶粒子的折射率

在卷云中,六方体晶状结构冰的光学常数即为冰晶的光学常数。冰晶是一种双折射效应很小的介质,在冰晶粒子的光学常数的测量和散射效应的研究中可以忽略双折射效应。图 1 给出了冰晶粒子的折射率随波长的变化关系^[4]。

2 六棱柱形粒子散射的几何射线求解法

研究六角形冰晶粒子的最为常用方法是基于几何光学射线追踪法建立的 C-L 法^[7]。该方法能计算包括全偏振信息的单次散射参量。

2.1 光线进入晶体的折射和反射

当光线射在晶体表面时,光线将产生折射和反射:满足折射定律的光线进入晶体,改变了运行方向,它在晶体内不断地与晶体表面发生折射和反射。满足反射定律的反射光线则从晶体表面射向

外部。

反射电磁场和折射电磁场与反射电磁场振幅之间的关系为

$$\mathbf{E}_1^r = \begin{bmatrix} E_{p1}^r \\ E_{v1}^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{p1} & 0 \\ 0 & R_{v1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{p1}^i \\ E_{v1}^i \end{bmatrix} \quad \mathbf{E}_1^t = \begin{bmatrix} E_{p1}^t \\ E_{v1}^t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{p1} & 0 \\ 0 & T_{v1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{p1}^i \\ E_{v1}^i \end{bmatrix} \quad (2)$$

R_{p1} 、 R_{v1} 、 T_{p1} 、 T_{v1} 称为菲涅耳系数,它们满足菲涅耳公式^[8]。

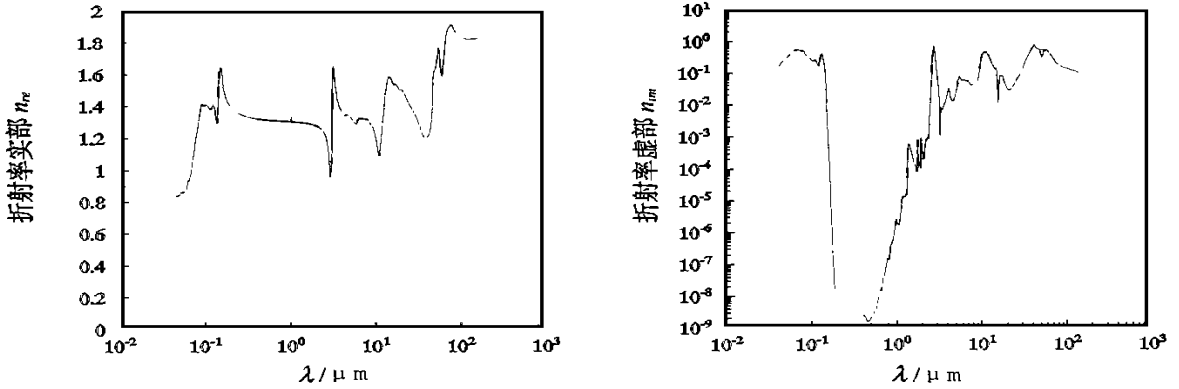


图 1 冰晶粒子折射率随波长的变化

2.2 晶体内的反射和折射

光线进入晶体后与冰晶表面的反射、折射与入射时有所不同:满足折射定律的光线,改变了运行方向射出晶体;满足反射定律的反射光线则继续在晶体不断地与晶体表面发生折射和反射。但在入射角达到一定的角度时,将会出现全反射。

假设在冰晶内一条光线射在冰晶某一表面上的 $N_n(x_n, y_n, z_n)$ 点(此处 ≥ 2 , 表示第 n 次射在冰晶的表面上)。同样可以得到折射电场、反射电场的振幅和相位的数学表达式

$$\mathbf{E}_n^r = \mathbf{R}_n \mathbf{E}_n^i = \begin{bmatrix} R_{pn} & 0 \\ 0 & R_{vn} \end{bmatrix} \mathbf{E}_n^i \quad \mathbf{E}_n^t = \mathbf{T}_n \mathbf{E}_n^i = \begin{bmatrix} T_{pn} & 0 \\ 0 & T_{vn} \end{bmatrix} \mathbf{E}_n^i \quad (3)$$

在 $n > 2$ 时的入射电场是上一次反射光波的电场。因此

$$\mathbf{E}_n^i = \begin{bmatrix} E_{pn}^i \\ E_{vn}^i \end{bmatrix} = \begin{cases} \mathbf{P}_2 \mathbf{E}_1^t & n=2 \\ \mathbf{P}_{n-1} \mathbf{E}_{n-1}^r & n>2 \end{cases} \quad (4)$$

式中 矩阵 \mathbf{P}_n 是一个旋转变换矩阵:在 $n \geq 2$ 时是从相邻 $n-1$ 次反(折)的构成的坐标系变换为第 n 次入射面上由入射平面上入射光线方向、平行和垂直于入射平面的电场分量构成的坐标系的变换矩阵。

2.3 散射电场的表达式

前面给出了反射、折射电场的方向、电场振幅、相位的表达式,下面我们给出在散射平面上的经过折射、反射射出冰晶的光线的表达式。

首先引入电场分量 E_{pn}^s 、 E_{vn}^s :它们分别平行、垂直于散射平面。当 $n=1$ 时,对应于第一次外反射的光线;当 $n > 1$ 时,代表经过了 n 次反射并折射出晶体的光线,通过坐标旋转变换矩阵,可以写出外反射光线和第 n 次输出光线的表达式^[7]

$$\mathbf{E}_1^s = (\mathbf{S}_1 \mathbf{N}_1) \mathbf{E}_1^r \quad \mathbf{E}_n^s = (\mathbf{S}_n \mathbf{N}_n) \mathbf{E}_n^t \quad n > 1 \quad (5)$$

可得包含振幅、相移的所有光线的电场矢量为

$$\mathbf{E}^S(\theta, \phi) = A_S \begin{bmatrix} E_p \\ E_v \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中

$$\begin{cases} C_{s1} = (S_1 N_1) R_1 P_1 \\ C_{s1} = (S_2 N_2) T_2 P_2 T_1 P_1 \\ \vdots \\ C_{sn} = (S_n N_n) T_n P_n R_{n-1} P_{n-1} R_{n-2} T_{n-2} \cdots R_2 P_2 T_1 P_1 \end{cases} \quad (7)$$

q 表示所有的入射光线, 函数

$$\delta(\theta_n - \theta, \phi_n - \phi) = \begin{cases} 1 & \text{当 } \theta_n = \theta, \phi_n = \phi \\ 0 & \text{其他} \end{cases}$$

对于斜入射的光线的投影的权重函数为

$$w_n^2 = \begin{cases} 1 & n = 1 \\ \frac{\cos \tau_n^t \cos \tau_1^t}{\cos \tau_n^i \cos \tau_1^i} \frac{n_r^2}{n_r^2 + n_i^2} & n \geq 2 \end{cases}$$

2.4 冰晶的衍射效应

由于冰晶的尺度相对于光束尺度来说是一般是一个小量, 因此可以认为照射在冰晶上的光波为平面波。由于冰晶粒子的作用, 它将产生一个远场衍射效应, 其在远处任意一点 $P(x', y')$ 的衍射场可以表示为

$$u_p(\theta_p, \phi_p) = -\frac{i u_0}{\lambda_r} \iint_{B'} \exp[-ik(x' \cos \phi_p + y' \sin \phi_p) \sin \theta_p] dx' dy' \quad (8)$$

式中 u_0 是冰晶粒子中心所在点的入射光波的电场分布, r 是两点之间的距离, B' 是冰晶在入射光波方向的垂直平面上的投影面积所构成的衍射孔径

通过坐标变换可以给出分别平行、垂直于散射平面的衍射电场分量

$$\mathbf{E}_f = \begin{bmatrix} E_{fl} \\ E_{fr} \end{bmatrix} = u_p(\theta_p, \phi_p) \mathbf{S}_f \begin{bmatrix} E_p \\ E_v \end{bmatrix} = \mathbf{A}_f \begin{bmatrix} E_p \\ E_v \end{bmatrix} \quad (9)$$

则对于一个任意方向的冰晶粒子, 在散射平面由光波传播方向、粒子中心和远处任意一点所构成的散射平面内, 散射电场平行、垂直于散射平面的矢量为

$$\begin{bmatrix} E_p \\ E_v \end{bmatrix} = (\mathbf{A}_f + \mathbf{A}_s) \begin{bmatrix} E_p \\ E_v \end{bmatrix} = \left[\begin{bmatrix} A_{f2} & A_{f3} \\ A_{f4} & A_{f1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_{s2} & A_{s3} \\ A_{s4} & A_{s1} \end{bmatrix} \right] \begin{bmatrix} E_p \\ E_v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_2 & A_3 \\ A_4 & A_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_p \\ E_v \end{bmatrix} \quad (10)$$

散射光的 Stokes 参量为

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \mathbf{F}(\theta, \phi) \begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{bmatrix} \quad (11)$$

式中 \mathbf{F} 矩阵为

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} (M_2 + M_3 + M_4 + M_1)/2 & (M_2 - M_3 + M_4 - M_1)/2 & S_{23} + S_{41} & D_{23} + D_{41} \\ (M_2 + M_3 - M_4 - M_1)/2 & (M_2 - M_3 - M_4 + M_1)/2 & S_{23} - S_{41} & D_{23} - D_{41} \\ S_{24} + S_{31} & S_{24} - S_{31} & S_{21} + S_{34} & D_{12} + D_{43} \\ S_{24} + S_{13} & S_{24} - S_{13} & S_{12} + S_{43} & D_{21} + D_{34} \end{bmatrix} \quad (12)$$

式中

$$M_k = A_k A_k^* \quad S_{kl} = S_{lk} = (A_l A_k^* + A_k A_l^*) \quad D_{kl} = -D_{lk} = -\frac{i}{2} (A_l A_k^* - A_k A_l^*) \quad (13)$$

散射相矩阵 \mathbf{P} 为

$$\mathbf{P} = \mathbf{C} \mathbf{F}$$

式中 $\mathbf{C} = 4\pi / \sigma_s$, 散射截面 σ_s 为

$$\sigma_s = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (E_p E_p^* + E_v E_v^*) \sin \theta d\theta d\phi \quad (14)$$

则不同方向的粒子的散射的平均散射相矩阵为

$$P(\theta) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(\theta, 0; \eta, \Psi_2) \sin \eta d\eta d\Psi_2 \quad (15)$$

实际上, 对于任意定向的粒子来说, 散射相矩阵仅仅由六个独立的元素组成, 即

$$P(\theta) = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{21} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & -P_{43} \\ 0 & 0 & P_{34} & P_{44} \end{bmatrix} \quad (16)$$

3 计算结果

图 2 给出了不同方向的长度 $L = 300 \mu\text{m}$, 粒子的对称角之间的宽度为 $a = 60 \mu\text{m}$, 折射率 $nr = 1.296 + i1.320e^{-5}$ 的冰晶粒子对波长为 $1.315 \mu\text{m}$ 的光波的平均散射相函数 P_{11} 随角度的分布。曲线显示出其散射在前向散射角 0° 附近表现为一个十分尖锐的峰, 其后在 22° 附近出现一个较大的峰值, 其值大约为 1, 在 46° 点附近出现了又一个极小值, 在 180° 点附近出现了一个后向散射的极大值。

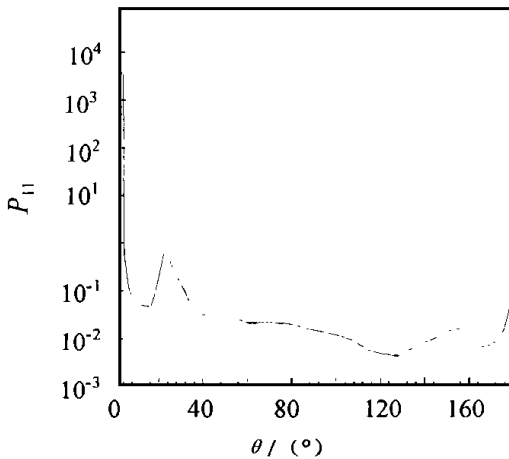


图 2 相函数 P_{11} 随角度的分布

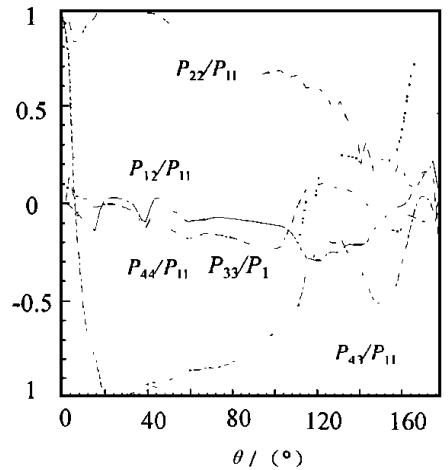


图 3 P_{12} 、 P_{22} 、 P_{33} 、 P_{43} 、 P_{44} 的变化

图 3 给出了散射矩阵的六个独立单元中的规律。对于一个非偏振光照射在冰晶粒子上的散射光来说, 在大多数角度上偏振度参数 $-P_{12}/P_{11}$ 是一个正值, 但在 22° 到 46° 之间和后向反射点附近出现了负值。退偏参数 P_{22}/P_{11} 反映了照射光为线性偏振光时散射光的退偏特性: 前向散射光几乎没有退偏, 而在后向时几乎为全退偏。

其消光截面 $\sigma_s = 5.51 \times 10^{-4} \text{cm}^2$, 其吸收截面为 $\sigma_a = 1.1 \times 10^{-5} \text{cm}^2$

4 结束语

通过对冰晶粒子的特性的研究, 我们对它们的散射特性有了一个基本的认识, 在 $1.315 \mu\text{m}$ 波长附近, 冰晶粒子对激光的主要影响是散射, 吸收在消光中只占了很小的一部分。

参 考 文 献

- 1 Liou. Influence of clouds on weather and climate process: a globe perspective. Mon Weath Rev, 1986, 114(6): 1167 ~ 1199
- 2 Weickman. Formen und bildung atmospherischer Eiskristall. Beitr Phys Atmos, 1945, 28(1): 12 ~ 17
- 3 Heyfield. Ice crystal terminal velocities. J Atmos Sci, 1972, 29(11): 1348 ~ 1355
- 4 Warren. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. Appl Opt, 1984, 23(9): 1206 ~ 1221
- 5 Heymsfield A J. A parameterization of the particles size spectrum of ice clouds in terms of ambient temperature and the ice water content. J Atmos Sci, 1984, 41(5): 846 ~ 855

- 6 Heymsfield. Precipitation development in stratiform ice clouds: a microphysical and dynamical study. J Atmos Sci, 1977, 34(3): 367 ~ 383
- 7 Cai Q, Liou K N. Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: theory. Appl Opt, 1982, 21(19): 3569 ~ 3580
- 8 玻恩. 光学原理. 北京: 科学出版社, 1985

Scattering and Absorbing of Non-spherical Particle

Liu Yanyan Wang Junbo Yang Xiaoli

(Institute of Applied Physics UEST of China Chengdu 610054)

Abstract In this paper, a review of properties of cirrus is given. The knowledge of composition and structure of cirrus is described. Then, the geometric ray tracing method is proposed, which is first applied in this field by Cai and Liou. C-L method is approximately valid because the ice crystal of cirrus is more larger than wavelength of the researched laser. This computation depends on the optics, which can give the scattering phase matrix of polarized light for the randomly oriented non-spherical particle. As result, the matrix element of scattering of hexagonal ice crystal, the scattering cross sector and absorption cross sector is calculated.

Key words cirrus; ice crystal; scattering; phase matrix; geometric optics; ray tracing
ray tracing

°科研成果介绍°

YAG 投影管自循环散热系统

主研人员 陈文彬 杨刚 黄国高 李刚 冉启均

YGA 投影管自循环散热系统是 YAG 投影管的重要部件。由于 YAG 投影管要求发光亮度高, 发光屏上要承受高功率(数十瓦)的电子束轰击, 其中 80% ~ 85% 的电子束能量将被转换成热能。在电子束的连续轰击下, 造成屏温升高而使发光屏的发光亮度降低, 因此使用自循环散热系统是保证 YAG 投影管长期稳定工作必不可少的条件。

该项目对密封圈基材的选择等进行了大量工作, 找出了最佳黑化工艺方法, 研制出对冷液不发生性能改变的特制密封圈, 从而使自循环散热系统能承受强光 ($45 \times 10^4 \text{ Lx/m}^2$)、软 X 射线长期照射和强电场(高电压)的长期作用及冷却液的长期浸泡, 不影响投影管的光输出和其他性能。针对 7.5 cm(3 英寸)的 YAG 投影管, 散热管最大尺寸仅为 $\phi 110 \text{ mm}$ 的特点, 科学地设计了散热器结构及采用特殊黑化工艺, 增加了热辐射效果, 保证了发光屏的散热功率密度高达 680 mW/cm^2 以上。

基于 MPEG-1 的视频点播系统

主研人员 余 歆 周明天 王敏毅 孙雅章 徐莉 邹坚

MPEG1 视频点播系统可运行在 Window s95、Window NT 环境下, 支持 TCP/UDP/NETBIOS 多种传输模式, 在普通 10 Mbps 以太网上可以同时点播 6 路 MPEG1 节目, 支持标准 VOD 系统的快进快退和中间播放等功能。该系统基于 Web 方式, 使用 HTML 格式, 界面友好, 使用方便, 很有特色。

该系统是一项自主开发的软件成果, 在技术上达到了国内先进水平, 与国际 90 年代中期同类系统水平相当, 具有广阔的应用前景。

°科 卞°