

烟尘簇团粒子光学截面和散射矩阵的数值计算^{*}

黄朝军^{1)†} 刘亚锋¹⁾ 吴振森²⁾

1) 陕西理工学院物理系, 汉中 723001)

2) 西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

(2006 年 8 月 22 日收到, 2006 年 12 月 11 日收到修改稿)

用离散偶极子近似方法, 计算了单个烟尘簇团粒子的光学特性, 得到了簇团粒子的散射截面、吸收截面及不对称因子随入射角的变化关系, 为研究波在烟尘粒子中的传输特性提供了有效的计算方法, 给出了不同入射角情况下烟尘簇团粒子散射矩阵元素的角分布, 为研究散射体的散射特性、极化特性以及散射体结构特性提供了一种理论方法.

关键词: 烟尘簇团粒子, 散射矩阵, 光学截面, DDA

PACC: 7000, 7820D, 7220D

1. 引 言

烟尘簇团粒子是燃料不充分燃烧或者燃烧生成的气体状污染物和粉尘混合物组成的群聚粒子, 是烟和各种悬浮粒子的总称, 主要含有烟、碳黑、灰分以及浮游物质等成分. 簇团粒子中基本粒子的粒度非常小, 以碳粒子为例, 其典型半径在 10—100 nm 之间, 与可见光相比可看作是近似度很好的群聚球形微粒所组成的簇. 这种经自然过程形成的簇团粒子一般具有十分复杂的空间几何结构和分形特征. 在科学技术飞速发展的今天, 对烟尘簇团粒子散射特性及电磁信号在烟尘中的传播特性的研究越来越迫切, 主要体现在军事当中针对远程精确打击的防御与反防御, 环境保护中涉及到的环境监测、污染物的控制等. 目前美国已从理论上解决了复杂结构的凝聚微粒等一系列类似烟幕微粒的消光问题, 编制出多种对烟幕消光性能进行数值模拟的计算机程序, 一些结果已经得到实验验证^[1, 2], 国内起步较晚, 有防化研究院, 西安电子科技大学等单位开始着手这方面的研究. 同时对烟尘簇团粒子的研究还可以推动尘埃粒子的电磁散射^[3, 4]、生物医学中皮下组织的无创伤诊断^[5]、生物组织中光的强度分布^[6]、不充分燃烧群聚小粒子体系动力学生长等相关领域的进

展^[7, 8]. 而且对单簇散射特性的研究是研究取向任意随机分布簇团粒子层散射特性的基础^[9, 10].

烟尘簇团粒子的光学截面和不对称因子是研究电磁(光)波在烟尘簇团粒子层中辐射传输的基础; 烟尘簇团粒子的光学截面还可以用来表征火灾烟雾的分类特征^[11]. 散射矩阵是描述目标散射体散射特性和极化特性的一个重要物理参量, 通过对散射矩阵的研究, 可以了解目标散射体的一切散射和极化信息以及散射体结构的一些特性. 本文利用离散偶极子近似方法(DDA)^[12]计算给出了具有 Cluster-Cluster Aggregation (CCA)^[13, 14]模型烟尘簇团粒子的光学截面和不对称因子随入射角的变化关系, 得到了不同入射角的簇团粒子 Muller 散射矩阵元素的角分布, 研究了簇团粒子的光学特性, 为进一步研究烟尘粒子中电磁(光)波的传输特性提供了有效的计算方法.

2. 理论及计算方法

DDA 方法是求解电磁散射体积分方程的一种近似方法, 是研究粒子散射特性的重要方法之一, DDA 方法可应用于任意几何形状的散射体, 且散射体可以是各向异性和非均匀的. 文献 [15] 利用 DDA 方法给出了随机取向立方粒子的散射强度和偏振度

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60371020)资助的课题.

[†] E-mail: chaojun1125@yahoo.com.cn

随散射角变化的数值结果. 文献 [16] 利用 DDA 方法计算了由 8192 个球形单体构成的具有分形结构的尘埃聚集粒子的光散射特性并将计算结果与 T 矩阵的数值结果相比较, 得出 DDA 方法特别适用于研究任意形状、具有分形结构聚集粒子的电磁(光)散射特性. 文献 [12] 得出 DDA 方法在其应用范围内可以用来研究任意多个单体粒子构成的聚集粒子的散射特性. DDA 方法的基本思想是: 用有限个离散的、相互作用的小偶极子的阵列来近似实际的粒子, 每个点通过对局域电场(入射场以及其他点的辐射场)的响应获得偶极矩, 散射体上所有点在远场辐射的总和构成散射场. 假设将簇团粒子离散为 N 个偶极子, 第 j 个偶极子的极化率为 α_j , 坐标为 \mathbf{r}_j ($j = 1, 2, \dots, N$), 所处的电场为 \mathbf{E}_j , 电偶极矩 \mathbf{p}_j 为

$$\mathbf{p}_j = \alpha_j \mathbf{E}_j = \alpha_j \left(\mathbf{E}_{j, \text{inc}} - \sum_{\substack{i=1 \\ j \neq i}}^N \bar{A}_{ij} \cdot \mathbf{p}_i \right), \quad (1)$$

式中 \mathbf{E}_j 是入射场 $\mathbf{E}_{j, \text{inc}}$ 与其他 $N-1$ 个偶极子的散射场的总和, \bar{A}_{ij} 是一个 3×3 的系数矩阵

$$A_{ij} = \frac{\exp(\mathbf{i}kr_{ij})}{r_{ij}} \left[k^2 (\hat{\mathbf{r}}_{ij} \hat{\mathbf{r}}_{ij} - \bar{I}_3) + \frac{\mathbf{i}kr_{ij} - 1}{r_{ij}^2} (3\hat{\mathbf{r}}_{ij} \hat{\mathbf{r}}_{ij} - \bar{I}_3) \right], \quad (2)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$, λ 为入射光波长, $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$, $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$, \bar{I}_3 为单位矩阵. 得出了每一个偶极子的电偶极矩 \mathbf{p}_j , 就可以由 \mathbf{p}_j 来求得簇团粒子的一切散射和极化特征量.

在应用 DDA 方法时必须遵循以下条件:

- 1) $\rho = |m|kd < 1$, 其中 m 为粒子的相对折射率, k 为波数, d 为相邻两个偶极子之间的间距.
- 2) $N \geq 104(\rho |m|/\rho\lambda)^3$, 其中 N 为所需要的最小偶极子数.

2.1. 光学截面及不对称因子

根据 DDA 方法, 得出了每一个偶极子的电偶极矩 \mathbf{p}_j , 就可以求得该簇团粒子的消光截面、吸收截面、散射截面及不对称因子.

消光截面

$$C_{\text{ext}} = \frac{4\pi k}{|E_0|^2} \sum_{j=1}^N \text{Im}(\mathbf{E}_{\text{inc}, j}^* \cdot \mathbf{p}_j); \quad (3)$$

吸收截面

$$C_{\text{abs}} = \frac{4\pi k}{|E_0|^2} \sum_{j=1}^N \left\{ \text{Im}[\mathbf{p}_j \cdot (\alpha_j^{-1})^* \mathbf{p}_j^*] \right.$$

$$\left. - \frac{2}{3} k^3 |\mathbf{p}_j|^2 \right\}; \quad (4)$$

散射截面

$$C_{\text{sca}} = C_{\text{ext}} - C_{\text{abs}} \\ = \frac{k^4}{|E_{\text{inc}}|^2} \int d\Omega \left| \sum_{j=1}^N [\mathbf{P}_j - \hat{\mathbf{n}}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{P}_j)] \times \exp(-\mathbf{i}k\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{r}_j) \right|^2; \quad (5)$$

不对称因子

$$g = \cos\theta \\ = \frac{k^3}{C_{\text{sca}} |E_{\text{inc}}|^2} \int d\Omega \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{k} \left| \sum_{j=1}^N [\mathbf{p}_j - \hat{\mathbf{n}}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{p}_j)] \times \exp(-\mathbf{i}k\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{r}_j) \right|^2. \quad (6)$$

同时还可以由偶极矩得出远场近似下散射场及复散射振幅的表达式:

散射场

$$\mathbf{E}_{\text{sca}} = \frac{k^2 \exp(\mathbf{i}kr)}{r} \sum_{j=1}^N \exp(-\mathbf{i}k\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{r}_j) \\ \times (\hat{\mathbf{n}} - \bar{I}_3) \mathbf{p}_j; \quad (7)$$

复振幅

$$f_m(\hat{\mathbf{n}}_0, \hat{\mathbf{n}}) \equiv k^3 \sum_{j=1}^N \mathbf{p}_j^{(1)} \cdot \hat{\mathbf{e}}_m^* \exp(-\mathbf{i}k\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{r}_j), \quad (8)$$

式中 $\hat{\mathbf{n}}_0$ 为入射方向, $\hat{\mathbf{n}}$ 为散射方向, $\hat{\mathbf{e}}_m$ 和 $\hat{\mathbf{e}}_l$ 为极化矢量, m, l 相当于 h, v , 分别表示入射波和散射波的水平 and 垂直分量.

2.2. Muller 散射矩阵

Muller 矩阵是定量求解任何有关粒子散射问题的基础, 它含有粒子散射场的完整信息, 而且 Muller 矩阵还可以用来求解与时间相关的 VRT 方程^[17], 其一般形式为

$$[I, Q, U, V]^T = \bar{M} [I_0, Q_0, U_0, V_0]^T, \quad (9)$$

其中 $[I_0, Q_0, U_0, V_0]^T$ 和 $[I, Q, U, V]^T$ 分别表示入射波和散射波的 Stokes 矢量, 是描述波的极化特性的一种状态量, 其中 I 表示散射强度, Q, U, V 表示极化状态, \bar{M} 是 16 个实矩阵元组成的 Muller 矩阵

$$\bar{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{bmatrix} \quad (10)$$

是描述光从初态到待测态变化关系的一个过程量, 16 个矩阵元反映了极化状态变化的情况.

Muller 散射矩阵元可通过实验进行测量^[18],但对于不同的散射角度需要分别进行测量,需要进行大量的数据处理及重复工作,本文利用计算机进行数值模拟和计算,得到烟尘簇团粒子的散射矩阵元随散射角变化的值.对比 Bohren 和 Huffman^[19]关于入射场和散射场之间的关系式可以得出 Jones 极化矩阵元的表达式为

$$\begin{aligned} S_{hh} &= S_2 = -\{f_{11}(a\cos\varphi_s + b\sin\varphi_s) \\ &\quad + f_{12}(c\cos\varphi_s + d\sin\varphi_s)\}, \\ S_{hv} &= S_3 = \{f_{11}(b\cos\varphi_s - a\sin\varphi_s) \\ &\quad + f_{12}(d\cos\varphi_s - c\sin\varphi_s)\}, \\ S_{vh} &= S_4 = \{f_{21}(a\cos\varphi_s + b\sin\varphi_s) \\ &\quad + f_{22}(c\cos\varphi_s + d\sin\varphi_s)\}, \\ S_{vv} &= S_1 = -\{f_{21}(b\cos\varphi_s - a\sin\varphi_s) \\ &\quad + f_{22}(d\cos\varphi_s - c\sin\varphi_s)\}, \quad (11) \end{aligned}$$

式中 $S_i (i=1, 2, 3, 4)$ 的求解完全依赖于 $f_{ml} (m=1, 2; l=1, 2)$ (11) 式中 a, b, c, d 为单位矢量的一种转换关系^[20]. 由 (11) 式可以求得幅度散射矩阵 $S_i (i=1, 2, 3, 4)$, 进而得到全部 Muller 散射矩阵元的表达式:

$$\begin{aligned} M_{11} &= \frac{1}{2}(|S_1|^2 + |S_2|^2 + |S_3|^2 + |S_4|^2), \\ M_{12} &= \frac{1}{2}(|S_2|^2 - |S_1|^2 + |S_4|^2 - |S_3|^2), \\ M_{13} &= \text{Re}\{S_2 S_3^* + S_1 S_4^*\}, \\ M_{14} &= \text{Im}\{S_2 S_3^* - S_1 S_4^*\}, \\ M_{21} &= \frac{1}{2}(|S_2|^2 - |S_1|^2 - |S_4|^2 + |S_3|^2), \\ M_{22} &= \frac{1}{2}(|S_2|^2 + |S_1|^2 - |S_4|^2 - |S_3|^2), \\ M_{23} &= \text{Re}\{S_2 S_3^* - S_1 S_4^*\}, \\ M_{24} &= \text{Im}\{S_2 S_3^* + S_1 S_4^*\}, \\ M_{31} &= \text{Re}\{S_2 S_4^* + S_1 S_3^*\}, \\ M_{32} &= \text{Re}\{S_2 S_4^* - S_1 S_3^*\}, \\ M_{33} &= \text{Re}\{S_1 S_2^* + S_3 S_4^*\}, \\ M_{34} &= \text{Im}\{S_2 S_1^* + S_4 S_3^*\}, \\ M_{41} &= \text{Im}\{S_1 S_3^* + S_4 S_2^*\}, \\ M_{42} &= \text{Im}\{S_4 S_2^* - S_1 S_3^*\}, \\ M_{43} &= \text{Im}\{S_1 S_2^* - S_3 S_4^*\}, \\ M_{44} &= \text{Re}\{S_1 S_2^* - S_3 S_4^*\}. \quad (12) \end{aligned}$$

由 Muller 矩阵元可以得到体系的散射特性及极化特性,如散射强度、极化度等特征量,同时 Muller

矩阵元还反映出体系结构的特征值.

3. 数值结果及分析

考虑图 1 以 CCA 理论为基础,采用球形粒子利用计算机模拟具有分形结构的烟尘簇团粒子.该模型粒子数目与分形维数之间的关系为 $M = k_g (2Rg/d_p)^{D_f}$, D_f 为分形维数; k_g 为前向因子,一般是一个给定的常数.文献 21 指出对于分形烟尘簇团粒子其分维和前向因子的最佳取值范围是 D_f 在 1.6—3.9; k_g 在 1.23—3.47,通常取 $D_f = 1.8$, $k_g = 1.3$. 模拟时原始微粒数量取 64, 原始微粒半径为 $0.05 \mu\text{m}$.

由于烟尘簇团粒子具有分形结构,为描述其在空间的方位,在计算中采用以下坐标进行处理:在簇团粒子中定义一个坐标系 $o'-\hat{a}_1\hat{a}_2\hat{a}_3$,其中 \hat{a}_1 位于图 1 中的 xy 平面, \hat{a}_2 垂直与该平面, $\hat{a}_3 = \hat{a}_1 \times \hat{a}_2$, \hat{a}_1 在实验室坐标系中的方向用极角 θ 和 ϕ 刻画,簇团粒子绕 \hat{a}_1 的旋转用 β 来刻画,两个坐标系之间的转化关系为

$$\begin{aligned} \hat{a}_1 &= \hat{x}\sin\theta\cos\phi + \hat{y}\sin\theta\sin\phi + \hat{z}\cos\theta, \\ \hat{a}_2 &= \hat{x}[\cos\theta\cos\beta\cos\phi - \sin\beta\sin\phi] \\ &\quad + \hat{y}[\cos\theta\cos\beta\sin\phi + \sin\beta\cos\phi] \\ &\quad - \hat{z}\sin\theta\cos\beta, \\ \hat{a}_3 &= -\hat{x}[\cos\theta\sin\beta\cos\phi + \cos\beta\sin\phi] \\ &\quad - \hat{y}[\cos\theta\sin\beta\sin\phi - \cos\beta\cos\phi] \\ &\quad + \hat{z}\sin\theta\sin\beta, \quad (13) \end{aligned}$$

其中各角度的取值范围为 $\beta [0, 360^\circ)$, $\theta [0, 180^\circ)$ 和 $\phi [0, 360^\circ)$. 计算中所用的参数:基本粒子半径 $0.05 \mu\text{m}$,文献 22 指出:波长 $0.514 \mu\text{m}$ 时对应的复折射率为 $1.58 + i0.51$; 波长为 $0.6328 \mu\text{m}$ 时对应复折射率为 $1.71 + i0.53$. 定义 $x-o-z$ 平面为散射面,散射角是散射方向与入射波入射方向的夹角.

图 2—图 4 给出了形如图 1 的烟尘簇团粒子的不对称因子、散射截面和吸收截面在不同入射波长时随入射角的变化曲线.入射波长不同时簇团粒子的光学截面和不对称因子的取值差异比较明显,当入射角为 $0-80^\circ$ 时,不对称因子和散射截面的值随入射角的增大而增大,而当入射角为 $80-180^\circ$ 时,不对称因子和散射截面的值总体上讲随入射角的增大而减小;对于吸收截面,其值随入射角的变化出现波动现象.主要原因在于不同波长对应粒子的复折射率和尺寸参数不同,从而影响粒子对入射波的散

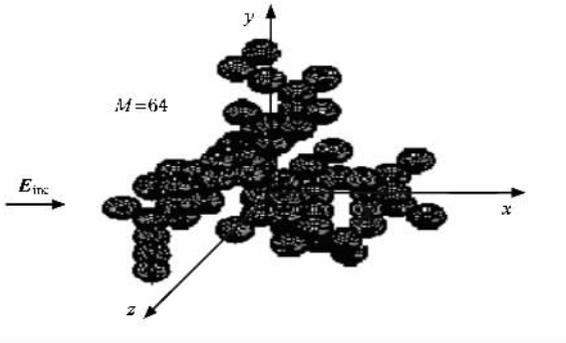


图1 平面波入射示意图

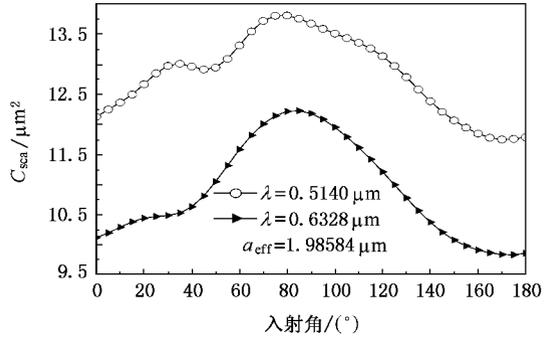


图4 散射截面随入射角的变化

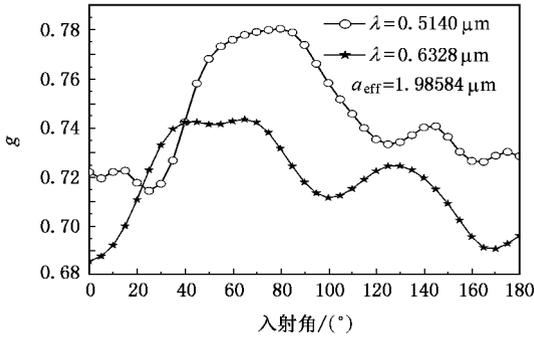


图2 不对称因子随入射角的变化

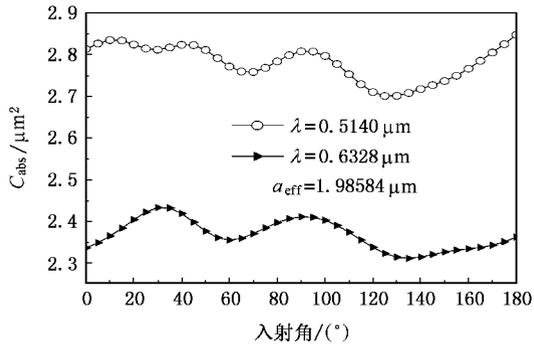
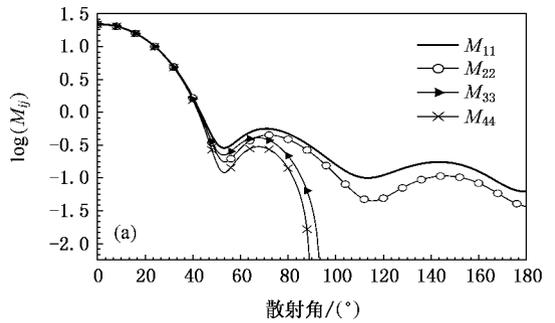


图3 吸收截面随入射角的变化

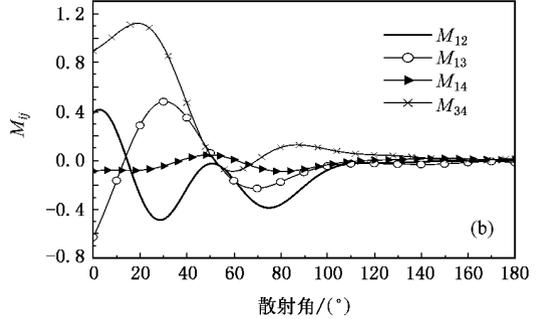


图5 Muller 矩阵元素随散射角的角分布

射和吸收效率,同时由于簇团粒子的分形结构导致不同角度入射时簇团粒子中偶极子的分布不同,引起极化电荷分布的不同,进而导致其散射场的分布不同,使得簇团粒子的光学截面和不对称因子的取值有比较明显的差异。

同时由图 2—图 4 可以看出,簇团粒子的光学截面和不对称因子的变化不再具有对称性,说明分形烟尘簇团粒子的空间结构也不再具有对称性,而是具有比较随机的结构。

沿 x 轴入射到由 64 个烟尘原始粒子组成的簇团粒子上时, Muller 矩阵中的 8 个元素随散射角变化的角分布,其中 M_{11} 既反映粒子尺寸参数的总体信息,又能反映入射强度在散射发生前后的变化情况。 M_{22} 描述了线性极化的入射波 ($\pm 90^\circ$) 相对于线性极化的散射波 ($\pm 90^\circ$) 的变化情况,且 M_{22} 和 M_{11} 的不一致是揭示散射体是非球形的重要依据。 M_{33} 和 M_{44} 描述了线性极化的入射波 ($\pm 45^\circ$) 相对于线性极化的散射波 ($\pm 45^\circ$) 的变化情况。而且这两个量的一致还能反映散射体的非球对称性。图 5 (b) 中各量的物理意义是: M_{12} 是平行和垂直于散射平面的线极化光的去极化率; M_{13} 是 $\pm 45^\circ$ 时散射平面的

图 5 (a) (b) 给出的是在波长为 $0.514 \mu\text{m}$ 的波

线极化光的去极化率; M_{14} 反映的是圆极化光的去极化率; M_{34} 反映的是圆极化的入射波对于线极化的散射波的变化情况, 且其取值依赖于散射体的尺

寸及其复折射率. 图 5(a) 中的 M_{33} 和 M_{44} 在 90° 以后截止是由于 M_{33} 和 M_{44} 在 90° 以后为负值, 对其取对数所导致.

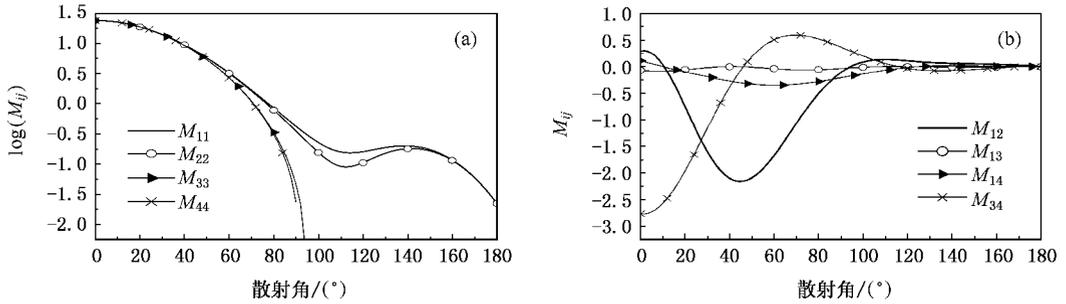


图 6 60° 入射时 Muller 矩阵元素角分布

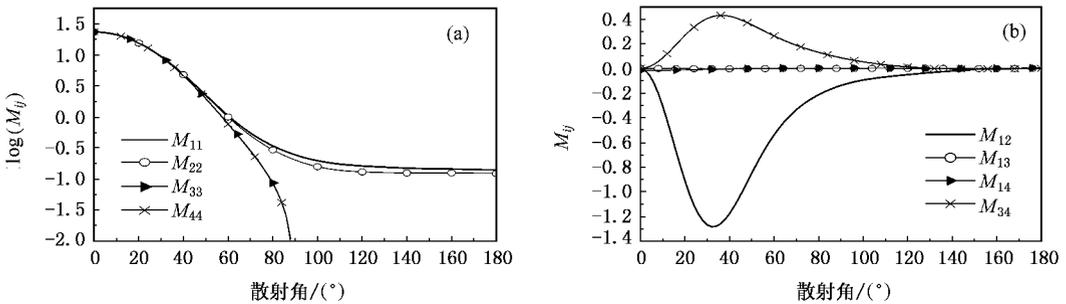


图 7 Muller 矩阵元素的平均值随散射角的变化

图 6 给出了图 1 中平面波在 xoy 面与 x 轴成 60° 入射时散射平面内前面所讨论的 8 个 Muller 矩阵元素的角分布. 图 7 同样给出了这 8 个元素的角分布, 不过图 7 给出的是图 1 所示 $M = 64$ 的单个簇团粒子在各个不同方向平面波入射情况下 Muller 矩阵元素平均值的角分布. 由图可以看出由于簇团粒子的随机结构及其不对称性, 不同的入射方向其 Muller 矩阵元素的角分布不同; 但可以看出其总体变化趋势还是具备一定的规律性, 对于同一个入射方向矩阵元素 M_{ij} ($i = j$) 在前向其变化趋势相同, 在后向 M_{ij} ($i \neq j$) 趋于 0.

Muller 散射矩阵的其他元素也可以由 (12) 式进行求解, 而且对于这种随机的簇团粒子, 其 Muller 矩阵元素还会随着粒子团的不同放置而不同, 对于这种情况可以对所有的方位角求其统计平均来得到 Muller 矩阵元素的统计平均值.

4. 结 论

对单簇烟尘簇团粒子的研究可进一步研究大量

具有随机分布的簇团粒子, 从而掌握烟尘的散射特性, 进而研究其形成机理和成分. 达到人为的利用其有利方面, 控制、监测其不利方面的目的. DDA 方法有着非常好的灵活性和通用性, 只要粒子或散射体的尺寸参数和复折射率满足它的使用条件, 就能运用该方法研究目标或者散射体的散射、极化特性. 本文利用该方法研究了由计算机模拟的单簇烟尘簇团粒子的光学特性, 给出了散射截面、吸收截面和不对称因子随入射角变化的结果, 给出了 Muller 矩阵元素在不同入射角度时的角分布. 计算结果显示, 对于单个簇团粒子, 由于空间结构的复杂性, 其散射截面、吸收截面和不对称因子随入射角变化的差异比较明显, 而且对于不同的入射波, 这种差别变得非常大, 主要是由于烟尘粒子的折射率随波长的变化而不同, 进而导致粒子对入射波的散射和吸收发生变化, 影响其总的散射结果. 文中单个簇团粒子的 Muller 矩阵元素角分布的结果显示: 由于受簇团粒子形状的影响, 其 Muller 矩阵元素的角分布受波入射角度的影响, 但是对于同一个入射方向 Muller 矩阵元素 M_{ij} ($i = j$) 在前向其变化趋势相同, 在后向

$M_{ij} (i \neq j)$ 趋于 0. 当然 进一步研究 还必须考虑组成簇团粒子的原始微粒数目及其空间分布对总的散射结果的影响.

特别感谢 Princeton University 的 B.T. Draine 教授向作者提供了他的 DDA 程序.

- [1] Evans B T N 1988 An interactive program for estimating extinction and scattering properties of most particle clouds. Materials Research Laboratory , Report MRL-R-1123 , 1988. 6
- [2] Sindom O I , Computations of the Absorption coefficient of a dispersion of clusters-comparison of computed data with experimental for small clusters. AD-A213370 299-308
- [3] Holler S , Auger J C , Stout B , Pan Y , Botttjer J R , Chang R K , Videen G 2000 *Applied Optics* **39** 6873
- [4] Huang F , Ye M F , Wang L , Jiang N 2004 *Chin. Phys.* **13** 1896
- [5] Feng Das B B L , Alfano R R 1997 *Rep. Prog. Phys.* **60** 227
- [6] Xu T , Zhang C P , Chen G Y , Tian J G , Zhang G Y , Zhao C M 2005 *Chin. Phys.* **14** 1813
- [7] Stefano D S , Konstandopoulos A G , Kostoglou M 2002 *Journal of Colloid and Interface Science* **247** 33
- [8] Eymeta V , Brasillb A M , Hafi M E , Fariasc T L , Coelhoc P J 2002 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **74** 697
- [9] Jin Y Q 1994 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **42** 1138
- [10] Worning P , Bauer R , Qgendal L , Lomholt S 1998 *Journal of Colloid and Interface Science* **203** 265
- [11] Zhao J H , Yuan H Y , Fan W C , Chen T 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 700 (in Chinese) [赵建华、袁宏永、范维澄、陈 涛 2002 物理学报 **51** 700]
- [12] Draine B T 1988 *Astrophys J.* **333** 848
- [13] Jullien R , Botet R , Aggregation and fractal aggregates. 1st ed [J] Singapore : World Scientific , 1987 61—77
- [14] Witten T A , Sander L M 1983 *Phys. Rev. B* **27** 5686
- [15] Rao R Z 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1790 (in Chinese) [饶瑞中 1998 物理学报 **47** 1790]
- [16] Hiroshi K 2001 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **70** 581
- [17] Chang M , Jin Y Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 74 (in Chinese) [常 梅、金亚秋 2002 物理学报 **51** 74]
- [18] Cao N W , Liu W Q , Zhang Y J 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 647 (in Chinese) [曹念文、刘文清、张玉钧 2000 物理学报 **49** 647]
- [19] Bohren C F , Huffman D R 1983 *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York : Wiley)
- [20] Draine B T , Flatau P J , User Guide for Discrete Dipole Approximation Code DDSCAT. 6.0 , 2003 , <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0309069>
- [21] Eymet V , Brasil A M , Hafi M EI , Farias T L , Coelhoc P J 2002 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **74** 697
- [22] Wu J S , Krishnan S S , Faeth G M 1997 *ASME Journal of Heat Transfer* **119** 230

Numerical calculation of optical cross section and scattering matrix for soot aggregation particles ^{*}

Huang Chao-Jun¹⁾ Liu Ya-Feng¹⁾ Wu Zhen-Sen²⁾

¹⁾ *Department of Physics, Shaanxi University of Technology, Hanzhong 723001, China*

²⁾ *School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China*

(Received 22 August 2006 ; revised manuscript received 11 December 2006)

Abstract

Using the discrete-dipole approximation (DNA) method , after calculating optical characteristics of the single soot aggregation particle , we obtained the relationships of scattering cross section , absorption cross section and asymmetry parameter of soot aggregation particle with the changing incident angles , which provide an efficient approach for the research of radiative transportation of wave in soot particles . We propose the angular distribution of scattering matrix elements of soot particles at different incident angles , which provides a theoretical approach for the research of scattering characteristics , polarization characteristics , and the structural characteristics of the scatterer .

Keywords : soot aggregation particles , scattering matrix , optical cross section , DDA method

PACC : 7000 , 7820D , 7220D