

## 火灾烟雾颗粒 532 nm 光散射矩阵实验研究\*

张启兴<sup>1)</sup> 李耀东<sup>2)</sup> 邓小玫<sup>2)</sup> 张永明<sup>1)†</sup>

1) (中国科学技术大学火灾科学国家重点实验室, 合肥 230027)

2) (合肥工业大学电子科学与应用物理学院, 合肥 230009)

(2010年11月2日收到; 2011年1月10日收到修改稿)

基于自主研制的结合偏振调制和锁相检测技术的光散射实验装置, 测量了两种典型火灾烟雾颗粒(棉绳阴燃烟雾和正庚烷池火烟雾)及超声雾化水滴颗粒的 532 nm 光散射矩阵元素随散射角的分布. 通过水滴颗粒测量结果与数值计算结果的比较验证了实验装置的可靠性. 对比分析了棉绳阴燃烟雾和正庚烷池火烟雾光散射矩阵元素随散射角的分布特征, 讨论了该特征在颗粒区分上的应用. 研究了烟雾颗粒微观形貌特征对光散射矩阵的影响, 发现可以利用 Lorenz-Mie 理论描述棉绳阴燃烟雾的光散射, 表明其形貌为球形, 并利用模拟退火拟合的方法得到了棉绳阴燃烟雾颗粒的粒径分布参数和复折射率.

关键词: 光散射, 散射矩阵, 烟雾

PACS: 42.68.Mj, 92.60.Ta

## 1. 引言

烟雾是火灾中的标志性产物, 对烟雾颗粒物理光学性质的研究是火灾科学基础研究中的重要内容. 火灾烟雾是大气气溶胶的主要来源之一, 深入研究火灾烟雾光散射性质对环境污染监测、卫星遥感数据反演、雷达目标识别等有重要的意义. 由于基于光散射原理的光电感烟探测是进行火灾早期报警的一种重要方法, 因此通过光散射方法研究光电感烟探测机理对降低光电感烟探测器的误报率和漏报率具有重要意义.

光散射矩阵是描述目标散射体散射特性的一个重要物理参量. 通过对散射矩阵的研究, 可以获得散射体的一切光散射强度和偏振信息以及散射体微观形貌结构等物理性质<sup>[1-4]</sup>. 以往文献报道的关于烟雾颗粒散射矩阵的研究成果主要集中于数值模拟计算, 国内外学者根据燃烧学领域对燃烧产物形貌的研究结果, 先后提出基于球形、椭球形、分形凝团等不同形貌结构的光散射模型<sup>[5-9]</sup>. 但由于实际火灾烟雾是组分复杂的多分散气溶胶体系<sup>[10]</sup>, 上述模型对于火灾烟雾颗粒光散射的适用性需要直接测量实验数据的验证. 此外, 对于火灾中常见

的固体燃料阴燃状态下产生的烟雾颗粒的微观形貌等物理特征还存在争议<sup>[11]</sup>, 而通过光散射矩阵的实验研究可以提供重要的信息.

本文对烟雾颗粒散射矩阵及其测量原理、测量方法与装置进行了说明, 并利用水滴颗粒测试了测量装置的可靠性, 着重研究两种常见的标准火材料燃烧(正庚烷池火和棉绳阴燃)产生的烟雾颗粒散射矩阵, 获得了多个散射矩阵元素随散射角的分布, 并结合颗粒微观形貌尺寸等对测量结果进行了深入分析. 这为火灾探测及其他相关领域应用及烟雾颗粒光散射模型验证等研究提供了有效的实验数据支持.

## 2. 光散射矩阵理论

满足随机取向条件的颗粒群散射光与入射光 Stokes 向量之间的变换关系为

$$\begin{bmatrix} I_{\text{sca}}(\theta) \\ Q_{\text{sca}}(\theta) \\ U_{\text{sca}}(\theta) \\ V_{\text{sca}}(\theta) \end{bmatrix}$$

\* 国家自然科学基金(批准号:50776084, 51074147)和火灾科学国家重点实验室基金(批准号:HZ2009-KF08)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zhangym@ustc.edu.cn

$$= \frac{\lambda^2}{4\pi^2 D^2} \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ -S_{13} & -S_{23} & S_{33} & S_{34} \\ S_{14} & S_{24} & -S_{34} & S_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{inc} \\ Q_{inc} \\ U_{inc} \\ V_{inc} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中由  $I, Q, U, V$  组成的  $4 \times 1$  向量表示 Stokes 向量,  $[I_{sca}, Q_{sca}, U_{sca}, V_{sca}]$  和  $[I_{inc}, Q_{inc}, U_{inc}, V_{inc}]$  分别表示散射光 Stokes 向量和入射光 Stokes 向量,  $\theta$  表示散射角,  $D$  为颗粒群与光探测器之间的距离,  $\lambda$  为光的波长 (这里指的弹性散射, 不考虑光波长的变化). 由 16 个元素  $S_{ij}$  组成的矩阵为散射矩阵  $S$ . 散射矩阵元素随散射角的分布  $S_{ij}(\theta)$  反映了所有可能从弹性散射中获得的颗粒群性质. 从 (1) 式可以看出散射矩阵有 10 个独立的元素, 当随机颗粒群中包含等数量的镜像粒子时, 散射矩阵简化为以下形式<sup>[12]</sup>:

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & S_{34} \\ 0 & 0 & -S_{34} & S_{44} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

对于大部分环境气溶胶粒子, 如大气尘埃以及本文中研究的火灾烟雾<sup>[13, 14]</sup>, 其颗粒群散射矩阵满足 (2) 式的形式.  $S_{11}$  又被称为散射相函数, 直接反映散射光强的分布. 通常利用散射相函数  $S_{11}$  对其他光散射矩阵元素进行归一化, 得到  $S_{ij}/S_{11}$ . 归一化后的散射矩阵与散射光强的绝对大小无关, 消除了颗粒群浓度变化的影响, 能更好地反映颗粒本身

的物理性质. 如  $S_{12}/S_{11}$  反映散射光的线偏振度.  $S_{22}/S_{11}$  与形貌有关, 当颗粒群为球形对称颗粒时,  $S_{22}/S_{11} = 1$ , 其值偏离 1 的程度反映了其形貌的非球形特性. 当颗粒群为球形颗粒时, 其散射矩阵可以进一步简化为以下形式:

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{44} & S_{34} \\ 0 & 0 & -S_{34} & S_{44} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

### 3. 实验装置

图 1 所示为火灾烟雾颗粒散射矩阵测量平台的装置<sup>[14]</sup>. 系统光源为半导体激光器 (532 nm, 100 mW), 光源发射的激光经半透半反镜后分成两束, 一路直接被光电传感器探测, 用于监视激光器光强的稳定性; 另一路通过格兰偏振棱镜后进入电光调制器. 经调制后的激光直接与经喷嘴喷出的烟雾颗粒发生散射, 散射光经过装有 1/4 波片和偏振片的模块后由光电倍增管探测. 根据测量矩阵元素的不同来选择 1/4 波片和偏振片不同状态的组合 (见表 1). 整个散射光探测部分安装在转臂上, 由工业计算机通过步进电机控制转臂旋转实现测量散射角的扫描. 本研究中扫描步长为  $10^\circ$ , 扫描范围为  $10^\circ - 160^\circ$ , 在每个散射角采集 20 组数据, 每个角度的实验测量值为 20 次采集数据的平均值, 误差为 20 次采集数据的标准差. 通过烟雾的激光则被位

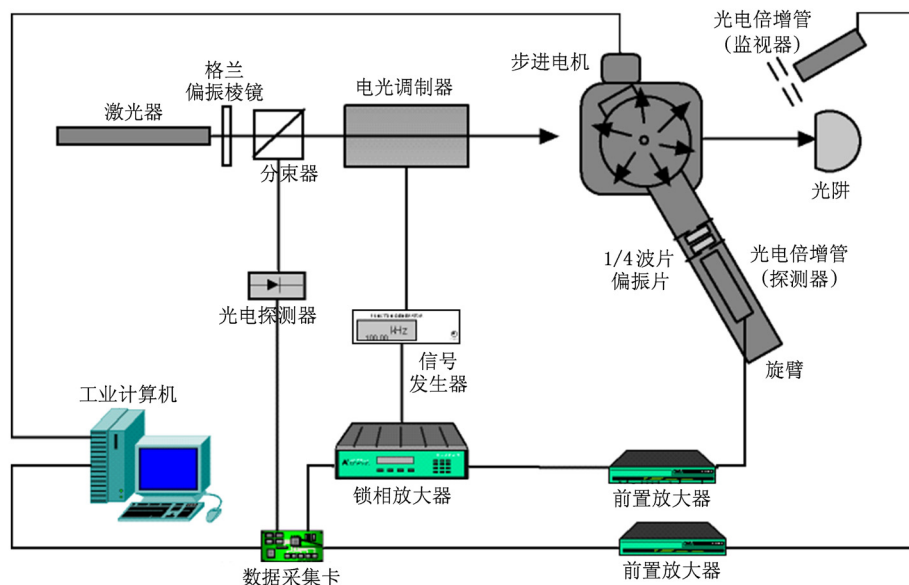


图 1 实验装置示意图

于零度角上的光阱吸收. 安装在固定角度的探测器可监视测量过程中烟雾颗粒流浓度的变化, 利用此

信号对探测信号进行归一化, 实现对散射光强度的修正.

表1 不同光学器件组合下测量信号分量与散射矩阵元素之间的对应关系

组合编号	$\gamma_P$	$\gamma_M$	$\gamma_Q$	$\gamma_A$	直流分量	一阶谐波	二阶谐波
1	90°	-45°	—	0°	$S_{11} + S_{21}$	$2J_1(S_{14} + S_{24})$	$2J_2(S_{12} + S_{22})$
2	90°	-45°	—	45°	$S_{11} + S_{31}$	$2J_1(S_{14} + S_{34})$	$2J_2(S_{12} + S_{32})$
3	90°	-45°	0°	45°	$S_{11} + S_{41}$	$2J_1(S_{14} + S_{44})$	$2J_2(S_{12} + S_{42})$

适当选择电光调制器上所加正弦调制电压的幅值和直流偏置值, 则探测器得到的散射光强度信号可表示为

$$I_{sca}(\theta) = c [I_{DC}(\theta) + I_{1f}(\theta) \sin\omega t + I_{2f}(\theta) \cos 2\omega t + \dots], \quad (4)$$

式中  $c$  为与每次测量时器件参数有关的常数;  $\omega$  为调制频率;  $I_{DC}(\theta)$  为散射光信号的直流分量, 由前置放大器放大并经低通滤波后获得;  $I_{1f}(\theta)$  和  $I_{2f}(\theta)$  分别为散射光信号的一阶谐波分量和二阶谐波分量, 通过双谐波锁相放大器对散射光信号解调后获得. 表1 所列为光学元件与测量信号之间的对应关系, 其中  $\gamma_P, \gamma_M, \gamma_Q, \gamma_A$  分别表示图1 中格兰偏振棱镜、电光调制器、1/4 波片、偏振片的光轴与散射平面之间的夹角, 符号“—”表示在该组合时光路中没有此光学器件,  $J_1$  和  $J_2$  分别为已知系数<sup>[14]</sup>. 选择三种不同的光学元件角度组合时,  $I_{DC}(\theta), I_{1f}(\theta), I_{2f}(\theta)$  分别对应不同的散射矩阵元素组合. 对照(2) 式中散射矩阵的形式, 应用表1 中的关系通过简单的代数运算可以解得本研究关心的散射矩阵元素  $S_{11}(\theta)$  及元素之比  $S_{12}/S_{11}, S_{22}/S_{11}, S_{34}/S_{11}, S_{44}/S_{11}$ .

## 4. 实验结果及分析

### 4.1. 实验数据处理

当  $S_{22}/S_{11}$  值接近于1 时, 对于测量得到的颗粒光散射矩阵, 可以利用 Mie 散射理论的计算结果拟合测量得到的散射矩阵以反演球形颗粒的粒径分布和折射率参数. 采用对数正态分布来描述散射颗粒群的粒径分布, 即

$$\frac{dN}{dd} = \frac{N}{\sqrt{2\pi d \ln \sigma_g}} \exp\left[-\frac{(\ln d - \ln d_g)^2}{2(\ln \sigma_g)^2}\right], \quad (5)$$

式中  $\sigma_g$  是几何标准差,  $d_g$  是几何平均粒径. 基于模拟退火算法来同时拟合计算与测量得到的多个散

射角的多个散射矩阵元素<sup>[15]</sup>, 得到最优拟合时的粒径分布参数  $\sigma_g$  和  $d_g$  的值以及折射率  $m = n + ik$  中  $n$  和  $k$  的值. 当然在实际的颗粒测量应用中, 并不需要拟合所有的散射矩阵元素, 通常利用  $S_{11}$  和  $S_{12}$  已经足够. 本文之所以这样, 旨在以更严格的标准说明测量结果和计算结果的符合程度.

### 4.2. 水雾颗粒测试

为了直接验证实验装置颗粒散射测量结果的可靠性, 在进行烟雾颗粒实验前选择利用超声雾化产生的水滴颗粒来进行测试. 水滴颗粒的折射率已知, 且由于表面张力作用颗粒呈近似球形. 因此, 采用 Mie 散射理论来计算水滴颗粒的光散射, 通过计算结果与测量结果的比较以验证实验测量装置的可靠性.

图2 所示为水滴颗粒 532 nm 波段散射矩阵元素的测量结果和利用 Mie 散射理论的计算结果, 图中实心圆点为实验测量值, 短竖线为误差棒(误差棒不可见时为误差值小于实心圆点所占刻度值), 实线为最佳拟合时的 Mie 散射理论计算值. 基于已知的折射率参数 ( $m = 1.33$ ), 仅反演粒径分布参数, 得到  $\sigma_g = 1.3$  和  $d_g = 2.894 \mu\text{m}$ , 该结果与采用基于激光多普勒相位差原理的粒子分析系统测得的结果基本一致. 图2(a) 纵坐标利用散射角为  $10^\circ$  的  $S_{11}$  进行了归一化, 图2(b) — (e) 的纵坐标利用相应散射角的  $S_{11}$  进行了归一化. 当将测量结果与计算结果进行比较时可以发现: 大部分矩阵元素在整个扫描角度范围内都符合较好. 分析少数散射角位置出现偏差的原因, 可能是测量过程中水雾颗粒粒径分布的不稳定所致. 而  $S_{22}/S_{11}$  在  $90^\circ$  —  $140^\circ$  范围内的测量值均偏离1, 可能主要是由于重力影响使得水雾颗粒不是完全呈理想的球形; 但  $S_{22}/S_{11}$  在所有散射角内的值仍不低于0.9, 依然满足 Hull 等<sup>[16]</sup> 提出的 Mie 散射理论适用准则.

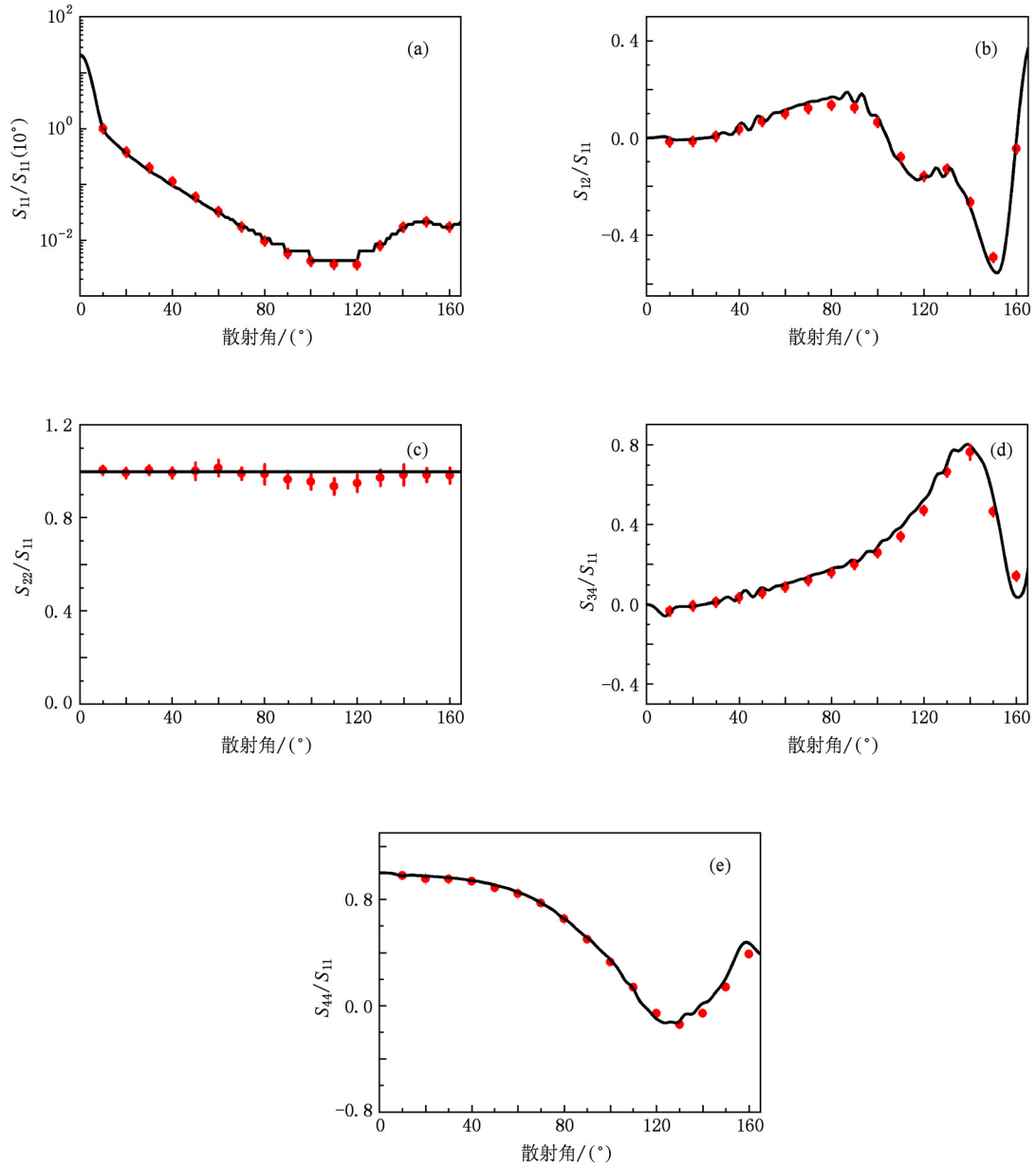


图2 532 nm 波段水滴颗粒各散射矩阵元素随散射角的分布 (a)  $S_{11}(\theta)$ , (b)  $S_{12}(\theta)$ , (c)  $S_{22}(\theta)$ , (d)  $S_{34}(\theta)$ , (e)  $S_{44}(\theta)$

### 4.3. 烟雾颗粒散射矩阵

参考点型感烟火灾探测器技术要求及试验方法欧洲标准 EN 54-7<sup>[17]</sup>, 设计了棉绳阴燃和正庚烷池火两种试验火. 试验火产生的烟雾颗粒经水箱冷却后经管道输送至缓冲箱 (600 mm × 600 mm × 600 mm) 混合均匀后再由轴流风扇抽至实验平台的喷嘴处, 以保持烟雾颗粒流的相对稳定.

图3 为正庚烷池火烟雾与棉绳阴燃烟雾在 532 nm 波段各散射矩阵元素随散射角  $\theta$  的分布, 图中实心圆点为棉绳阴燃烟雾实验测量值, 空心方块为正

庚烷池火烟雾实验测量值, 短竖线为误差棒 (误差棒不可见时为误差值小于实心点所占刻度值), 实线为最佳拟合时的 Mie 散射理论计算值. 需要注意的是, 仅棉绳阴燃烟雾测量值能实现拟合. 图3(a) 纵坐标利用散射角为  $10^\circ$  的  $S_{11}$  进行了归一化, 图3(b)–(e) 的纵坐标利用相应散射角的  $S_{11}$  进行了归一化, 因此仅反映这两种烟雾颗粒散射光强随散射角的相对分布特征. 从图3(a) 可以看出: 两种烟雾的测量值在前向和中部散射角区段的变化趋势较为相似, 都为平滑的下降趋势, 但正庚烷烟雾的测量值在前向散射角部分的下降速度更快; 在后向散

射角,正庚烷烟雾的测量值趋于平缓,而棉绳阴燃烟雾的测量值则有明显的上升趋势,呈现较强的后向散射. 图 3(b) 为  $S_{12}/S_{11}$  随散射角的分布. 由图 3(b) 可见,正庚烷烟雾的  $S_{12}/S_{11}$  呈倒峰分布,在  $90^\circ$  附近达到的最小值,接近  $-0.8$ ;而棉绳阴燃烟雾  $S_{12}/S_{11}$  则从前向角的零值开始呈缓慢上升趋势,在  $160^\circ$  附近达到最大值,约为  $0.5$ . 图 3(d) 为  $S_{34}/S_{11}$  随散射角的分布,正庚烷池火烟雾在所有散射角上  $S_{34}/S_{11}$  基本为零,而棉绳阴燃烟雾则呈不对称的正弦分布,前向  $30^\circ$  达到的最大值在  $0.1$  左右,后向  $150^\circ$  达到的最小值在  $-0.6$  左右. 图

3(e) 为  $S_{44}/S_{11}$  随散射角的分布,两种烟雾颗粒都随着散射角的增加而逐渐减小,且都在前向时下降趋势较慢,中部加剧下降,后向又趋于平缓. 不同之处在于正庚烷烟雾颗粒的  $S_{44}/S_{11}$  下降趋势更为明显,且在后向  $160^\circ$  时达到的最小值也有较大差别:棉绳阴燃烟雾值在零附近,正庚烷烟雾则达  $-0.8$ . 综上所述,棉绳阴燃烟雾和正庚烷池火烟雾在  $S_{11}/S_{11}, S_{12}/S_{11}, S_{22}/S_{11}, S_{34}/S_{11}, S_{44}/S_{11}$  上的差别非常明显,表明相对散射光强度分布特征及散射光的偏振信息为区分这两种烟雾提供了丰富的信息.

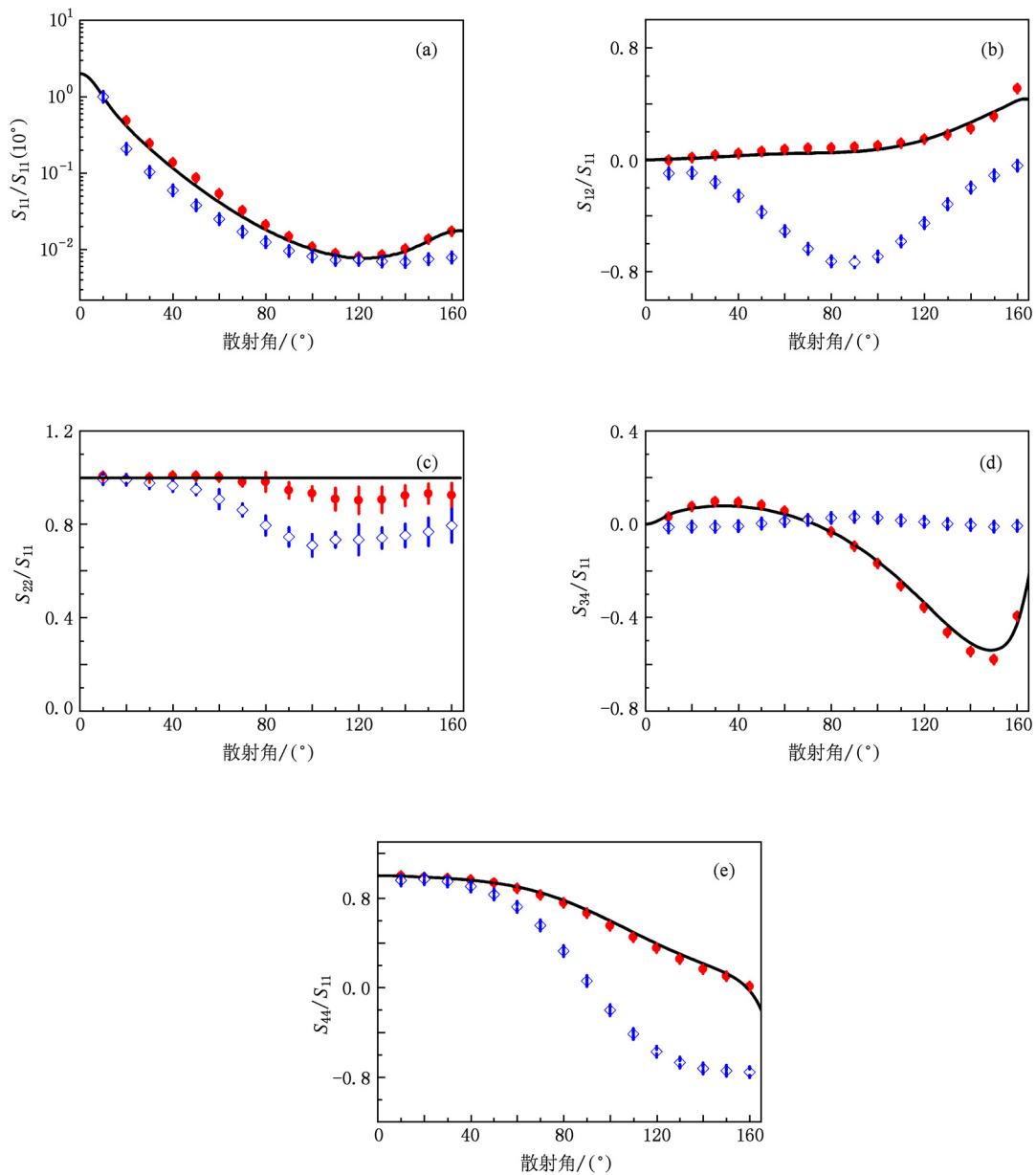


图 3 正庚烷池火烟雾颗粒与棉绳阴燃烟雾颗粒  $532\text{ nm}$  波段各散射矩阵元素随散射角的分布 (a)  $S_{11}(\theta)$ , (b)  $S_{12}(\theta)$ , (c)  $S_{22}(\theta)$ , (d)  $S_{34}(\theta)$ , (e)  $S_{44}(\theta)$

Hull 等<sup>[16]</sup>研究发现,如果在所有散射角上  $S_{22}/S_{11}$  值不低于 0.9 时,仍可利用 Mie 散射理论来描述其光散射. 如图 3(c) 所示,棉绳阴燃烟雾颗粒的  $S_{22}/S_{11}$  最小值出现在  $120^\circ$  附近,但仍大于 0.9;而正庚烷池火烟雾颗粒的  $S_{22}/S_{11}$  最小值则在 0.7 左右. 使用 Mie 散射理论计算拟合的结果也验证了文献[16]的观点,对于棉绳阴燃烟雾颗粒可以获得残差较小的结果;而正庚烷池火烟雾颗粒光散射则无法用 Mie 散射理论描述. 拟合得到的棉绳阴燃烟雾颗粒粒径分布参数为  $\sigma_g = 2.335$  和  $d_g = 0.17 \mu\text{m}$ . 考虑到入射光的波长为 532 nm,根据此粒径参数得到棉绳阴燃烟雾颗粒的尺寸参数表明其并非瑞利粒子(尺寸参数远小于 1 时可认为瑞利粒子),据此可以推测棉绳阴燃烟雾颗粒形貌以球形为主. 经分析认为,这与棉绳阴燃烟雾中以热解产物等重新凝结形成的液态颗粒为主有关<sup>[18]</sup>. 文献[19]中利用铜网对棉绳阴燃烟雾采样后进行扫描电子显微镜(SEM)观测发现了呈类似分形形貌的单个颗粒. 不考虑实验条件上可能出现的意外,分析其原因,可能是在棉绳阴燃过程中产生了少量其他形状的颗粒,但以液态颗粒为主,表现在光散射上则体现出明显的球形特性. 另外,文献[11]中提到利用铜网对棉绳阴燃烟雾采样进行 SEM 分析后并没有观测到颗粒物,分析认为与棉绳阴燃烟雾多为液滴有关. 拟合得到的棉绳阴燃烟雾颗粒折射率为  $m = 1.49 + i0.01$ ,这与文献[20]中报道的典型森林可燃物阴燃产物折射率测量结果较为接近.

值得注意的是,Loepfe 等<sup>[21]</sup>仅测量了正庚烷烟

雾颗粒的  $S_{12}/S_{11}$  随散射角的分布,然后根据曲线形状(与图 3(c) 相似)推测正庚烷烟雾颗粒应为粒径远小于波长的瑞利粒子. 而结合本文中测得的其他散射矩阵元素分析发现,其光散射不符合瑞利散射规律. Küylü 等<sup>[22]</sup>对正庚烷烟雾进行采样后的 SEM 观察表明其尺寸参数在 532 nm 波段不是瑞利粒子,且其形貌为分形凝团结构,这解释了无法用 Mie 散射理论描述正庚烷烟雾光散射的原因. 文献[23]中利用离散偶极子近似方法对基于 SEM 图像分析建模的正庚烷池火烟雾颗粒的单颗粒分形模型光散射矩阵进行了数值计算,与本文中的正庚烷池火烟雾散射矩阵实验测量结果对比分析后可以发现,粒径分布对光散射特征的影响比较明显.

## 5. 结 论

本文实验研究了棉绳阴燃烟雾颗粒和正庚烷池火烟雾颗粒在 532 nm 波段的多个散射矩阵元素随散射角的分布,并结合形貌、尺寸等对实验结果进行了深入的分析. 实验结果可以为气溶胶遥感及颗粒粒径光学测量等研究中涉及到的烟雾颗粒散射光谱分析提供数据支持. 通过对实验数据的分析,对棉绳阴燃烟雾和正庚烷池火烟雾的光学物理性质有了更进一步的了解,对光电感烟探测器的设计具有指导作用. 当然,本研究中仅选取两种有代表性的烟雾,不同的燃料及燃烧状况会对烟雾本身的性质产生一定的影响,表现在光散射上也会有所差异. 对此还需要做进一步深入细致的研究工作.

- [1] Zhu R 2010 *Chin. Phys. B* **19** 127201
- [2] Xiong B T, Zhou B X, Bai J, Zheng Q, Liu Y B, Cai W M, Cai J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3713
- [3] Volten H, Munoz O, Rol E, Haan J F, Vassen W, Hovenier J W 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 17375
- [4] Munoz O, Moreno F, Guirado D, Ramos J L, Lopez A, Girela F, Jeronimo J M, Costillo L P, Bustamante I 2010 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **111** 187
- [5] Klusek C, Manickavasagam S, Mengtiç M P 2003 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **79** 839
- [6] Qiao L F, Zhang Y M, Xie Q Y, Fang J, Wang J J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6736 (in Chinese) [乔利锋、张永明、谢启源、方俊、王进军 2007 物理学报 **56** 6736]
- [7] Lei C X, Zhang H F, Liu H F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7168 (in Chinese) [类成新、张化福、刘汉法 2009 物理学报 **58** 7168]
- [8] Huang C J, Liu Y F, Wu Z S 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4068 (in Chinese) [黄朝军、刘亚锋、吴振森 2007 物理学报 **56** 4068]
- [9] Xie Q Y, Zhang H P, Wan Y T, Zhang Y M, Qiao L F 2007 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **107** 72
- [10] Xie Q Y, Yuan H Y, Song L W, Zhang Y M 2007 *Build. Environ.* **42** 640
- [11] Suo-Anttila J, Gill W, Gritzo L, Blake D 2005 *Fire Mater.* **29** 91
- [12] Van de Hulst H C 1957 *Light Scattering by Small Particles* (New York: John Wiley) p47
- [13] Keller A, Loepfe M, Nebiker P, Pleisch R, Burtscher H 2006 *Fire Saf. J.* **41** 266
- [14] Zhang Q X, Qiao L F, Wang J J, Fang J, Zhang Y M 2009 *Proc. SPIE* **7511** 75110M

- [15] Ma L, Kranendonk L, Cai W, Zhao Y, Baba J 2009 *J. Aerosol Sci.* **40** 588
- [16] Hull P, Shepherd I, Hunt A 2004 *Appl. Opt.* **43** 3433
- [17] European Committee for Standardization 2003 *Fire Detection and Alarm Systems* (Part 7) (London: IHS Press) p37
- [18] Urban D, Griffin D, Ruff G, Cleary T, Yang J, Mulholland G, Yuan Z G 2005 *Detection of Smoke from Microgravity Fires* (Warrendale: SAE International) p9
- [19] Shu X M, Fang J, Shen S F, Liu Y J, Yuan H Y, Fan W C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4466 (in Chinese) [疏学明、方俊、申世飞、刘勇进、袁宏永、范维澄 2006 物理学报 **55** 4466]
- [20] Levin E J T, McMeeking G R, Carrico C M, Mack L E, Kreidenweis S M, Wold C E, Moosmuller H, Arnott W P, Hao W M, Collett J L, Malm W C 2010 *J. Geophys. Res.* **115** D18210
- [21] Loeffle M, Ryser P, Tompkin C, Wieser D 1997 *Fire Saf. J.* **29** 185
- [22] Küylü Ü Ö, Faeth G M, Farias T L, Carvalho M G 1995 *Combust. Flame* **100** 621
- [23] Zhang Q, Deng X J, Zhang Q X, Li Y D, Zhang Y M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7442 (in Chinese) [张青、邓小玖、张启兴、李耀东、张永明 2010 物理学报 **59** 7442]

## Experimental determination of scattering matrix of fire smoke particles at 532 nm\*

Zhang Qi-Xing<sup>1)</sup> Li Yao-Dong<sup>2)</sup> Deng Xiao-Jiu<sup>2)</sup> Zhang Yong-Ming<sup>1)†</sup>

1) (State Key Laboratory of Fire Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

2) (College of Electronic Science and Applied Physics, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China)

(Received 2 November 2010; revised manuscript received 10 January 2011)

### Abstract

Based on polarization modulation and lock-in detection, an experimental apparatus is built to determine several important angular dependent scattering matrix elements at 532 nm. The apparatus is tested by water droplets through comparing measurement results with Mie calculations. Measurement results of scattering matrix elements and element ratios between smoke particles produced by smoldering cotton test fire and those produced from flaming n-heptane test fire are presented. We find that results of Mie calculations are able to describe the experimental data of smoldering cotton test fire smoke, which indicates that the particles generated by smoldering cotton test fire are mostly spherical in shape with considering the particle size relative to the wavelength. Using the optimization method, we estimate the refractive index ( $m = 1.49 + i0.01$ ) and size distribution (lognormal distribution,  $\sigma_g = 2.335$  and  $d_g = 0.17 \mu\text{m}$ ) of smoldering cotton test fire smoke. Contrarily, the experimental data of flaming n-heptane fire smoke cannot be described by Mie scattering, which is interpreted by the nonspherical, fractal aggregate morphology of the particulates.

**Keywords:** light scattering, scattering matrix, smoke

**PACS:** 42.68.Mj, 92.60.Ta

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50776084, 51074147) and the Foundation of State Key Laboratory of Fire Science, China (Grant No. HZ2009-KF08).

† Corresponding author. E-mail: zhangym@ustc.edu.cn