

文章编号 : 0258-7025(2002)10-0950-05

烟雾粒子的识别及其激光散射特性的 蒙特卡罗模拟

胡 静, 杨宗凯, 杨代琴

(华中科技大学电信系, 湖北武汉 430074)

提要 提出了一种基于粒子激光散射的多传感器阵列的烟雾识别系统, 描述了用蒙特卡罗模拟烟雾粒子散射特性的一般方法, 模拟并验证了在不同粒径、折射率和入射角情况下烟雾粒子散射光强的角分布情况, 模拟结果和理论分析吻合得很好。

关键词 烟雾识别, 蒙特卡罗模拟, 光子传输, 激光散射

中图分类号 O 242.2 ; TN 249 **文献标识码** A

Smoke Particles' Recognition and Monte Carlo Simulation of Laser Scattering Characters

HU Jing, YANG Zong-kai, YANG Dai-qin

(Department of Electronic and Communication, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074)

Abstract Based on the particle laser scattering, the paper puts forward a smoke recognition system with multi-sensor array. And then a Monte Carlo method is described to simulate the scattering characters of smoke particles. By changing the sizes, refractive index of the smoke particles and incident angles of light source, the simulation results fit well with the classical results derived from Mie scattering theory.

Key words smoke recognition, Monte Carlo simulation, photon transmission, light scattering

1 引 言

为了准确地识别各种不同类型的烟雾粒子, 往往需要知道介质中各种烟雾粒子的物理特性。长期以来, 人们提出了多种方法来研究烟雾粒子的特性^[1], 其中光散射法由于具有测量的粒子尺度范围宽, 光电转换时间短, 分辨能力高的优点, 得到了广泛的应用。Carig F. Boren, Donald R. Huffman 和 W. J. Wiscombe 等已经从理论上分析了单个粒子的光散射特性^[2,3]。但用理论方法研究粒子散射特性往往需要求解十分复杂的方程, 计算出来的结果也是建立在大量的近似假设的基础上, 因此适用范围有限, 很难满足工程研究的需要。另一方面, 由于光与烟雾粒子作用是一个极其复杂的过程, 受外界因素

影响较大, 而这些因素对系统性能的影响往往很难通过实验手段进行研究, 大大影响了实验的准确性和稳定性。我们研制了基于粒子激光散射的烟雾识别系统, 并用蒙特卡罗方法模拟并验证了在不同粒径、折射率和入射角情况下烟雾粒子散射光强的角分布情况。该系统探测部分采用吸气式光电感烟探测器, 具有较高的探测灵敏度, 可以识别出粒子种类, 从而可区分火灾和非火灾烟雾粒子。该技术应用于火灾探测和报警系统, 能可靠、准确地预报火灾, 它还能应用于大气监测等其他领域。

2 识别系统

识别系统的总体结构如图 1 所示。烟雾粒子在

收稿日期 2001-07-10; 收到修改稿日期 2001-09-25

基金项目 国家自然科学基金(No. 69975006)资助项目。

作者简介 胡静(1981.12—), 女, 华中科技大学电信系硕士研究生, 研究方向为智能信号处理, 空气粒子识别。

风机的作用下 , 通过导气管进入散射仓 , 受到激光器光束的激励后 , 产生散射信号 , 传感器阵列接收到粒子散射信号后 , 经过光电转换产生光电流 , 再经过放

大 A/D 转换送入计算机 , 最后通过信号处理将粒子的识别结果显示出来。系统的光学部分主要包括 :

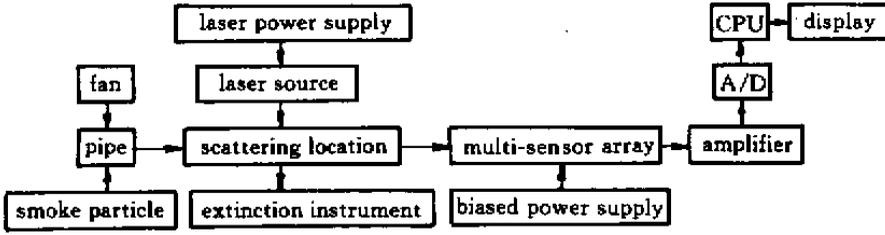


图 1 烟雾粒子识别系统结构图

Fig. 1 Structure of the smoke recognition system

1) 激光器

采用波长为 680 nm 的脉冲半导体激光器 , 激光器输出为占空比为 0.12 , 周期为 342 ms 的方波信号。

2) 烟雾粒子散射仓

为了避免外界杂散光的干扰以及保证风机顺利地抽取烟雾样本 , 必须使散射仓密封良好 ; 为了避免仓壁的漫反射光引起干扰 , 必须将仓壁涂黑。

3) 消光器件

为防止光子从洞口飞出 , 设计用黑体筒套在黑锥体上 , 作为消除主激光束的吸收器。

4) 信号接收探测器

在散射仓四周的 $30^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ (考虑到光路的对称性以及器件安装的方便性 , 该角度的探测器对称地安装到另半边) , 150° 四个角度放置信号接收探测器。用光纤将各路散射光信号引出 , 再通过雪崩二极管 (APD) 阵列对各路光信号进行光电转换 , 如图 2 所示。

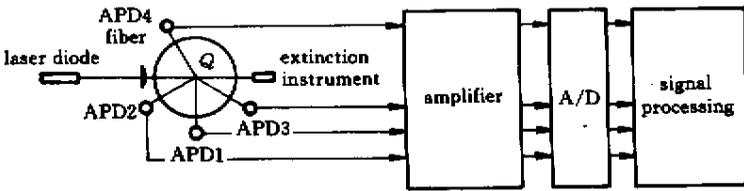


图 2 烟雾粒子散射信号检测结构

Fig. 2 Detection structure of smoke's scattering signal

3 蒙特卡罗模型的建立

蒙特卡罗模拟光子运动的过程是指入射到待识别的烟雾介质中的无限窄光子束的传输过程。烟雾介质有以下参数描述 : 介质厚度 $z = z_1 - z_0$ (z_1 和 z_0 分别为介质的上下边界) , 烟雾介质折射率 n_1 , 周围介质折射率 n_2 , 吸收系数 U_a , 散射系数 U_s 和非对称因子 g_0 。

而光子束的状态主要由光子的空间位置、光子的运动方向和光子的权值三个参数来表示。文中使用如图 3 所示的坐标系 , 其中 x, y, z 表示光子的空间位置 , L_1, L_2, L_3 表示每一次的步长 , θ 和 ϕ 表示当前光子运动方向相对于碰撞前光子运动方向的散

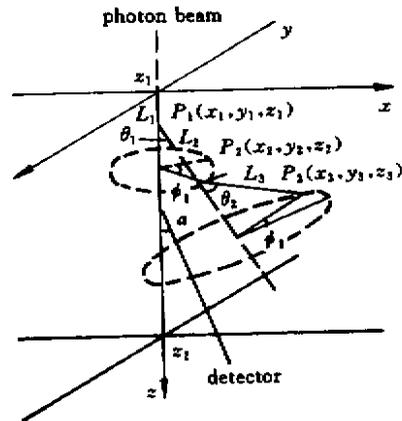


图 3 光子传输的坐标系

Fig. 3 Coordinate system of photon transmission

射角和方位角 μ_{xz} 平面是我们研究粒子散射光强角分布的散射平面。

4 蒙特卡罗方法模拟光子传输的原理

4.1 发射光子束

由光的粒子性,光的传输问题可转化为光子的传输问题^[4,5]。对每个光子单独进行初始化。光子由激光源以某个角度入射烟雾介质,初始权值 $W = 1$ 。烟雾介质和周围物质的折射率分别为 n_1 和 n_2 ,则镜面反射 R_{sp} 为

$$R_{sp} = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (1)$$

光子权值变为

$$W = 1 - R_{sp} \quad (2)$$

4.2 确定下一个碰撞点

光子的步长是对光子自由程 $s \in (0, \infty)$ 概率分布的采样, s 为

$$s = \frac{-\ln(\xi)}{U_a + U_s} \quad (3)$$

式中 U_a 为吸收系数, U_s 为散射系数, ξ 为 0 到 1 之间的随机数,且 $-\ln(\xi) = 1$ 。

于是下一个碰撞点的位置更新为

$$\begin{aligned} x &\leftarrow x + \mu_x s \\ y &\leftarrow y + \mu_y s \\ z &\leftarrow z + \mu_z s \end{aligned} \quad (4)$$

式中 (μ_x, μ_y, μ_z) 表示光子移动的方向矢量,详见后面的说明。

4.3 光子的吸收和散射

光子移动一个步长后,可能发生吸收或散射。若光子被吸收,则权值减小,更新为

$$W \leftarrow W \left(1 - \frac{U_a}{U_a + U_s} \right) \quad (5)$$

若光子发生散射,则运动方向改变,第 m 次碰撞后光子的运动方向相对于碰撞前的运动方向的散射角 θ_m 可通过对 $H-G$ 相函数抽样得到。而方位角 Φ_m 应在 $(0, 2\pi)$ 上均匀分布。通过坐标变换,光子碰撞后新的方向矢量为

$$\begin{aligned} \mu_{x,m+1} &= \frac{\sin\theta_m}{\sqrt{1 - \mu_{z,m}^2}} (\mu_{x,m}\mu_{z,m}\cos\Phi_m - \mu_{y,m}\sin\Phi_m) + \mu_{x,m}\cos\theta_m \\ \mu_{y,m+1} &= \frac{\sin\theta_m}{\sqrt{1 - \mu_{z,m}^2}} (\mu_{y,m}\mu_{z,m}\cos\Phi_m - \mu_{x,m}\sin\Phi_m) + \mu_{y,m}\cos\theta_m \\ \mu_{z,m+1} &= -\sin\theta_m\cos\Phi_m\sqrt{1 - \mu_{z,m}^2} (\mu_{x,m}\mu_{z,m}\cos\Phi_m - \mu_{x,m}\sin\Phi_m) + \mu_{z,m}\cos\theta_m \end{aligned} \quad (6)$$

如果光子的运动方向接近 z 轴方向(如 $|\mu_{z,m}| > 0.99999$) 则新的方向由下式计算

$$\begin{aligned} \mu_{x,m+1} &= \sin\theta_m\cos\Phi_m \\ \mu_{y,m+1} &= \sin\theta_m\sin\Phi_m \\ \mu_{z,m+1} &= \text{SIGN}(\mu_{z,m})\cos\theta_m \end{aligned} \quad (7)$$

式中

$$\text{SIGN}(\mu_{z,m}) = \begin{cases} 1 & \mu_{z,m} \geq 0 \\ -1 & \mu_{z,m} < 0 \end{cases} \quad (8)$$

4.4 介质边界处的处理方法

光子在运动过程中,遇到介质的边界会发生两种情况:透射或反射。处理方法如下:先比较新的碰撞点的位置与介质的边界,判断光子是否遇到边界;如果新的碰撞点的位置在介质边界以外,则光子将遇到介质边界。然后分别计算光子运动到界面上点的位置,已走的步长 s_1 和剩余的步长 $s - s_1$ 。

$$s_1 = \begin{cases} (z - z_0)(-\mu_z) & \text{if } \mu_z < 0 \\ (z_1 - z)\mu_z & \text{if } \mu_z > 0 \end{cases} \quad (9)$$

注意到当 $\mu_z = 0$ 时,光子的传输方向平行于边界,光子不可能撞击到边界。于是公式(9)中没有包括 $\mu_z = 0$ 的情况。

然后计算光子被界面反射的概率,这取决于入射角 α_i 。 α_i 为

$$\alpha_i = \cos^{-1}(|\mu_z|) \quad (10)$$

且 Snell 定理给出了光子从折射率为 n_i 的介质中入射到折射率为 n_t 的介质中,入射角 α_i 与折射角 α_t 之间的关系为

$$n_i \sin\alpha_i = n_t \sin\alpha_t \quad (11)$$

光子发生内反射的概率 $P(\mu_z)$ 由 Fresnel 公式计算

$$P(\mu_z) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\alpha_i - \alpha_t)}{\sin^2(\alpha_i + \alpha_t)} + \frac{\tan^2(\alpha_i - \alpha_t)}{\tan^2(\alpha_i + \alpha_t)} \right] \quad (12)$$

最后,我们确定光子发生内反射还是折射。产生一个随机数 ξ ,并将这个随机数与内反射概率比较。如果 $\xi \leq P(\alpha_i)$,则光子发生内反射,这时折射的影响按下式修改光子的权值计入

$$W' = W \cdot P(\mu_z) \tag{13}$$

然后光子按新的运动方向 $(\mu_x, \mu_y, -\mu_z)$ 前进 $s - s_1$ 长度,到达下一个碰撞点。特别地,光子发生全反射时, $P(\mu_z) = 1$ 。如果 $\xi > P(\alpha_i)$,则光子发生折射,且权值变为

$$W' = W \cdot [1 - P(\mu_z)] \tag{14}$$

4.5 光子历史终止的判断

光子历史的终止有两种情况,一是光子飞离介质边界;另一种是光子仍在介质中传输,但它的权值逐渐衰减到低于某个阈值(如 0.0001),采用“俄国轮盘赌”方法处理,即选取随机数 ξ ,若 $\xi \leq 0$,则光子复活,其权值相应地增大 10 倍;若 $\xi > 0$,则光子历史终止。

4.6 结果的统计

本文模拟的统计量是粒子散射光强的角分布情况。将角度范围划分为若干个统计间隔,然后对落入上述范围内的光子分类记录。最后得到相应分布的阶梯近似的估计值。散射光强的无偏估计为

$$Q = \sum_{n=0}^{N_c} W_c(n) \tag{15}$$

其中, N_c 为被接收机捕获的光子数, $W_c(n)$ 为光子被接收时的最终权值。

5 模拟结果和讨论

图 4 给出一种香烟粒子在不同角度上的平均散射光强的分布,并与经典的 Mie 散射理论比较。模

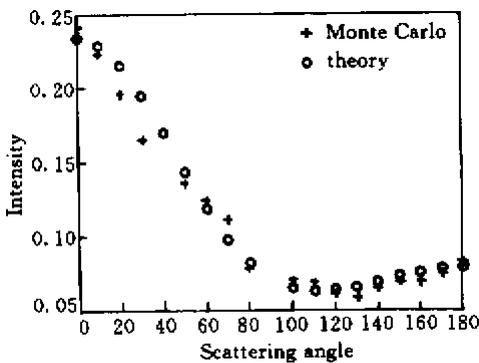


图 4 不同角度散射光强的模拟结果和 Mie 理论计算值的比较

Fig.4 Comparison of simulation and Mie theory results for Angular distribution of average scattering intensity

拟实验的主要参数为:粒子半径 $r = 0.1 \mu\text{m}$,相对折射率 $m = 1.57 - 0.56i$,吸收系数 $U_a = 365 \text{ cm}^{-1}$,散射系数 $U_s = 114 \text{ cm}^{-1}$,非对称因子 $g = 0.202$,介质的厚度 $d = 1 \text{ cm}$,模拟的光子数 $N = 10000$ 。

从图 4 可看出,蒙特卡罗模拟的结果和理论值吻合得很好,证明蒙特卡罗是一种很有效的模拟粒子散射的方法。接下来讨论粒子的尺度、折射率和入射角对模拟结果的影响。

5.1 粒子尺度的影响

假设入射光波长为 650 nm,且垂直入射,选取粒子半径为 $0.1 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$ 和 $10 \mu\text{m}$ 的水蒸气粒子(折射率 = 1.33)。图 5(a)给出蒙特卡罗的模拟结果,可看出 $0.1 \mu\text{m}$ 的粒子的散射光强较小,角分布呈现前后对称,随着粒子尺寸的增加,粒子的整体散射强度增大,前向相对于后向增加得更快,而且在 90° 附近出现极小值,这与理论上的分析基本相同。

5.2 折射率的影响

假设待研究粒子的半径均为 $1 \mu\text{m}$,入射光波长为 650 nm 且垂直入射。先研究折射率实部对模拟结果的影响,折射率分别为 1.33, 1.44 和 1.55,结果

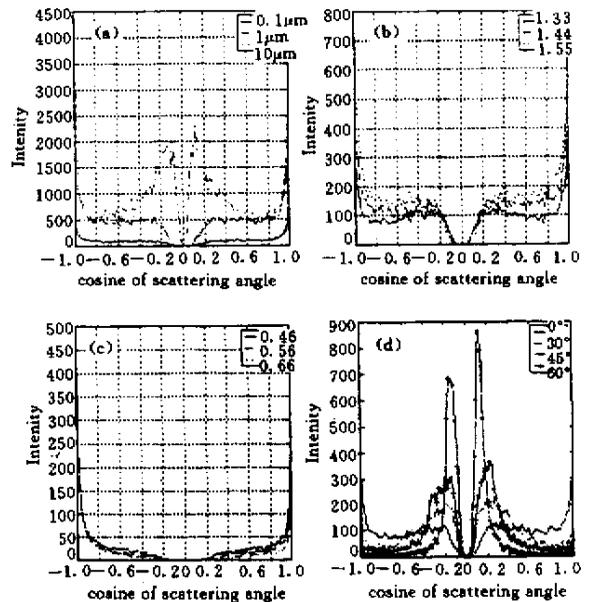


图 5 粒子尺度、折射率和入射角对蒙特卡罗模拟结果的影响

Fig.5 Comparison of the light intensity distribution over scattering angles with different sizes, refractive index and incident angles of light beam (a) particle's sizes; (b) real part of refractive index; (c) imaginary part of refractive index; (d) incident angles of light beam

如图 5(b)所示 ;再研究虚部的影响 ,折射率分别为 $1.57 - 0.46i$, $1.57 - 0.56i$ 和 $1.57 - 0.66i$,结果如图 5(c)所示。

从图 5(b)和(c)可看出 ,当折射率实部增加时 ,散射光的强度会相应增加 ,而当折射率虚部的幅度增加时 ,由于烟雾介质的吸收能力增加 ,从而使散射光的强度有所减少。但总体上看 ,折射率实部的影响要大于虚部的影响。

5.3 入射角的影响

假设入射角分别为 0° , 30° , 45° 和 60° ,模拟结果如图 5(d)所示。从图中可看出 ,入射角越偏离于 z 轴 ,则散射光强的峰值越接近于 90° 。

6 结 论

本文提出一种基于粒子激光散射的多传感器阵列的烟雾识别系统 ,该系统探测部分采用吸气式光电感烟探测器 ,具有较高的探测灵敏度。并提出一种用蒙特卡罗方法来研究烟雾粒子散射特性的思路 ,研究了粒子的尺寸、粒子相对于周围介质的折射率和粒子的入射角对蒙特卡罗模拟结果的影响 ,模

拟结果和理论分析相似。粒子的尺寸越大 ,散射光强度越大 ,并且不对称性越强 ;折射率增大也使散射强度增加 ,只是增加幅度相对较小 ,而折射率虚部由于代表了粒子的吸收能力 ,其幅值越大反而使粒子散射强度越小。通过本文的研究 ,可看出不同种类烟雾粒子的光散射特性有所不同 ,为识别不同类型的烟雾粒子提出了可行的依据。

参 考 文 献

- 1 Liu Zichao , Zhao Yunhui. Laser Measurement Principle of Liquid Fog and Particles [M], First edition. Beijing : Space Navigation Publishing , 1988. 10 ~ 42 (in Chinese)
- 2 Carig F. Bohren , Donald R. Huffman. Absorption and Scattering of Light by Small Particles [M], First Edition. New York : A Wiley-Interscience Publication , 1983. 287 ~ 474
- 3 W. J. Wiscombe. Improved Mie scattering algorithms [J]. *Appl. Opt.* , 1980 , **19**(9) :1505 ~ 1509
- 4 L. H. Wang , S. L. Jacques. MCML-Monte Carlo modeling of photon transport in multi-layered tissues [J]. *Computer Methods and Programs in Biomedicine* , 1995 , **47**(2) :131 ~ 146
- 5 B. C. Wilson , G. Adam. A Monte Carlo model for the absorption and flux distributions of light in tissue [J]. *Med. Phys.* , 1983 , **10**(6) :824 ~ 830

敬 告 读 者

经有关部门批准 ,从 2003 年起《中国激光》B 卷(*Chinese Journal of Lasers B*)将改刊名为 *Chinese Optics Letters* ,因此 ,*Chinese Journal of Lasers B* 将从 2003 年起停刊 ,特此通知。

11 年来 ,*Chinese Journal of Lasers B* 得到了广大作者、审稿者和读者的支持、关心和帮助 ,编辑部全体工作人员对此表示衷心的感谢 ,并希望你们以更大的热忱 ,支持、关心和帮助 *Chinese Optics Letters* 的诞生、发展和延续 ,使 *Chinese Optics Letters* 走上更高的台阶。

谢谢 !

《中国激光》编辑部
2002 年 10 月