

# 浅谈激光粒度仪散射理论

**摘要：**文中从激光粒度仪的工作原理入手，简单概述了散射理论的发展历史，介绍了瑞利散射定律、米氏散射（Mie散射）、Fraunhofer衍射并对比了Fraunhofer衍射和Mie散射理论。

## 1 激光粒度仪的工作原理

当光线通过不均匀介质时，会发生偏离其直线传播方向的散射现象，它是由吸收、反射、折射、透射和衍射的共同作用引起的。散射光形式中包含有散射体大小、形状、结构以及成分、组成和浓度等信息。因此，利用光散射技术可以测量颗粒群的浓度分布与折射率大小，还可以测量颗粒群的尺寸分布。激光粒度仪的结构如图1所示。

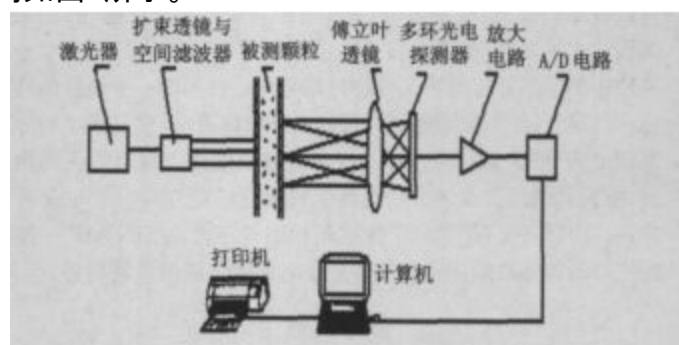


图1 激光粒度仪的简单装置图

由激光器(一般为He-Ne激光器或半导体激光器)发出的光束。经空间滤波器和扩束透镜后，得到了一个平行单色光束，该光束照射到由分散系统传输过来的颗粒样品后发生散射现象。研究表明，散射光的角度和颗粒直径成反比，散射光强随角度的增加呈对数衰减。这些散射光经傅立叶透镜后成像在排列有多环光电探测器的焦平面上。多环探测器上的中央探测器用来测定样品的体积浓度，外围探测器用来接收散射光的能量并转换成电信号，而散射光的能量分布与颗粒粒度分布直接相关。通过接收和测量散射光的能量分布就可以反演得出颗粒的粒度分布特征。

## 2 散射理论的发展史

激光粒度仪主要依据Fraunhofer衍射和Mie散射两种光学理论。下面就激光粒度仪散射理论的发展历史作简要阐述：

散射理论的研究开始于上一世纪的70年代。1871年，瑞利(Lord Rayleigh)首先提出了著名的瑞利散射定律，并用电子论的观点解释了光散射的本质<sup>[1]</sup>。瑞利散射定律的适用条件是散射体的尺寸要比光波波长小。1908年，米氏(G. Mie)通过电磁波的麦克斯韦方程，解出了一个关于光散射的严格数学解，得出了任意直径、任意成分的均匀粒子的散射规律，这就是著名的米氏理论<sup>[2]</sup>。1957年，H. C. Van de Hulst出版了关于微小粒子光散射现象的专著，总结了粒子散射的普遍规律，受到科技界人士的广泛注意，这本专著被认为是光散射理论领域的经典文献<sup>[3]</sup>。1969年，M. Kerker系统论述了光及电磁波散射的一般规律，为散射理论的进一步发展做出了贡献<sup>[4]</sup>。1983年，C. F. Bohren, O. R. Huffman综合前人的成果，又发表了关于微小粒子对光散射及吸收的一般规律，更全面地解释了光的各种散射现象<sup>[5]</sup>。至此，散射理论的体系建立起来了。

1976年J. Swit henbank等人利用米氏理论在 $d \gg \lambda$ 时( $d$ 为散射粒子的直径， $\lambda$ 为光波波长)的近似式——夫琅和费(Fraunhofer)衍射理论发展了激光粒度仪<sup>[6]</sup>，开辟了散射理论在计量测试中的又一新领域。由于光散射法适用范围宽，测量时不受颗粒光学特性及电学特性参数的影响，因此在随后的三十年时间内已

成为粒度计量中最为重要的方式之一。

### 3 散射理论的介绍

#### 1. 瑞利散射定律

1871年, 瑞利首先从理论上解释了光的散射现象, 并通过对远小于光波长的微小粒子散射进行了精密的研究, 得出了著名的瑞利散射定律, 这就是散射光强度与入射光波长的四次方成反比, 即:  $I_{sca} \approx 1/\lambda^4$  式中,  $I_{sca}$ 为相应于某一观察方向(与入射光成 $\theta$ 角)的散射光强度,  $\lambda$ 为入射光的波长。瑞利认为, 一束光射入散射介质后, 将引起散射介质中每个分子作强迫振动。这些作强迫振动的分子将成为新的点光源, 向外辐射次级波。这些次级波与入射波叠加后的合成波就是在散射介质中传播的折射波。对均匀散射介质来说, 这些次波是相干的, 其干涉的结果, 只有沿折射光方向的合成波才加强, 其余方向皆因干涉而抵消, 这就是光的折射。如果散射介质出现不均匀性, 破坏了散射体之间的位置关系, 各次波不再是相干的, 这时合成波折射方向因干涉而加强的效果也随之消失, 也就是说其它方向也会有光传播, 这就是散射<sup>[1]</sup>。

#### 2. 米氏散射

Mie散射1908年G. Mie<sup>[7]</sup>在电磁理论的基础上, 对平面单色波被位于均匀散射介质中具有任意直径及任意成分的均匀球体的散射得出了严格数学解。根据Mie散射理论<sup>[8]</sup>, 介质中的微小颗粒对入射光的散射特性与散射颗粒的粒径大小、相对折射率、入射光的光强、波长和偏振度以及相对观察方向(散射角)有关。激光粒度仪正是通过对散射光的不同物理量进行测量与计算, 进而得到粒径的大小、分布及颗粒的浓度等参数。当一束强度为 $I_0$ 的自然光或平面偏振光入射到各向同性的球形颗粒时, 散射光强分别为<sup>[9]</sup>:

$$I(\theta, a, m) = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 r^2} I_0 \int_{\theta_1}^{\theta_2} [ |S_1(\theta, a, m)|^2 + |S_2(\theta, a, m)|^2 ] \quad (1)$$

$$I(\phi) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} I_0 [ |S_1|^2 \sin^2 \phi + |S_2|^2 \cos^2 \phi ] \quad (2)$$

式中: $\theta$ 、 $\lambda$ 、 $a$ 如前所述,  $m=(n-in)$ 为颗粒相对于周围介质的折射率( $n$ 不为零表示颗粒有吸收),  $r$ 为颗粒到观察面的距离,  $\phi$ 为入射光的电矢量相对于散射面的夹角, 而 $s_1$ 、 $s_2$ 分别为垂直及平行于散射平面的振幅函数分量, 是由Bessel函数和Legendre函数组成的无穷级数<sup>[8]</sup>。

#### 3. Fraunhofer衍射

光的衍射是光波在传播过程中遇到障碍物后, 偏离其原来的传播方向弯入障碍物的几何影区内, 并在障碍物后的观察屏上呈现光强分布的不均匀现象。光源和观察屏距离衍射物都相当于无限远时的衍射即为Fraunhofer衍射, 其衍射场可在透镜的后焦面上观察到。设透镜焦距为 $f$ , 颗粒的直径为 $D$ , 入射光在颗粒周围介质中的波长为 $\lambda$ , 则在透镜后焦面上的颗粒的衍射光强为<sup>[10]</sup>:

$$\begin{aligned} I &= \left[ \frac{\pi^2 D^2}{(16f^2 \lambda^2)} \right] I_0 \left[ \frac{2J_1(a \sin \theta)}{a \sin \theta} \right]^2 \\ &= I_0 \left[ \frac{\lambda}{2\pi f} \right]^2 \left[ \frac{a J_1(a \sin \theta)}{\sin \theta} \right]^2 \\ &= I_0 \left[ \frac{\lambda}{(2\pi f)^2} \right] |S_d|^2 \\ &= I_0 \left[ \frac{\lambda}{(2\pi f)^2} \right] \left[ \frac{i_1 + i_2}{2} \right] \quad (3) \end{aligned}$$

式中:  $I_0$ 为入射光强度,  $a$ 为颗粒尺寸参数( $a=\pi D/\lambda$ ),  $S_d$ 为衍射光振幅函数,  $i_1$ 、 $i_2$ 为衍射光强度函数( $i_1 = i_2$ ),  $J_1$ 为一阶Bessel函数,  $\theta$ 为衍射角。对于

Fraunhofer 衍射, 总的消光系数  $K_e = 2^{[3]}$ 。文献<sup>[7]</sup>直接运用Fraunhofer 衍射测量大颗粒的粒径, 20世纪70年代左右国外研制出了基于Fraunhofer 衍射理论的激光粒度仪。

#### 4. Fraunhofer 衍射和Mie散射的比较

理论分析认为, 当颗粒与波长相比大很多时, Fraunhofer 衍射模型本身有较高的精确性, 可看作是Mie 散射的一种近似<sup>[9]</sup>。由于Mie理论计算复杂和计算机不易执行, 早期的激光粒度仪一般都工作于Fraunhofer 衍射原理, 随着科学技术和计算机的发展, 仪器制造商先是在亚微米范围内采用Mie理论, 后来又在全范围内采用, 称为“全Mie理论”。原先以为大颗粒的测量可以使用Fraunhofer 衍射理论, 但是置于光场中的大颗粒除了具有衍射作用外, 还有由几何光学的反射和折射引起的几何散射作用, 后者就强度而言远小于前者, 但总的能量不相上下。用衍射理论计算光能分布显然忽视了几何散射, 因而有较大误差<sup>[11]</sup>, 而Mie散射理论是描述颗粒光散射的严格理论。有关专家<sup>[11,12]</sup>认为, 对非吸收性颗粒, 用Fraunhofer 衍射理论分析散射光能时, 将会“无中生有”地认为在仪器的测量下限附近有小颗粒峰(如果仪器可以进行多峰分析)。文献<sup>[12]</sup>通过Fraunhofer 衍射和严格Mie散射的数值计算结果的对比指出, Fraunhofer 衍射适用的条件为: 仪器测量下限大于 $3\mu\text{m}$ , 或被测颗粒是吸收型且粒径大于 $1\mu\text{m}$ 的。当仪器测量下限小于 $1\mu\text{m}$ , 或者用测量下限小于 $3\mu\text{m}$ 的仪器去测量远大于 $1\mu\text{m}$ 的颗粒时, 都应该采用Mie理论。另外, 颗粒的折射率对测量结果也有较大的影响。对吸收性颗粒而言, Fraunhofer 衍射结果同Mie散射结果基本一致。而对于非吸收性颗粒, 两者就有一定的偏差。文献<sup>[13]</sup>认为, 当颗粒的相对折射率的虚部 $\eta < 0.03$ 或 $\eta > 3$ 时, 必须用Mie理论来计算系数矩阵。

#### 4 结论

本文就激光粒度仪的工作原理出发, 简单阐述了散射理论的发展历史, 并对散射理论作了逐一的介绍, 其中包括瑞利散射定律、米氏散射、Fraunhofer 衍射, 最后本文将Fraunhofer 衍射和Mie散射理论在实际应用中进行了定性比较, Mie散射理论具有普适性, Fraunhofer 衍射理论较之而言有多方面的局限性。

### 参 考 文 献

- 1 赵凯华, 钟锡华. 光学(下册). 北京: 北京大学出版社, 1984 :251~254
- 2 Mie G. Annalen der Physik. 1908 ;4(25) :377
- 3 Van de Hulst H C. Light Scattering by Small Particles. New York : Wiley , 1957 :(2~5,103)
- 4 Kerker M. The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation. New York :Academic , 1969 :1~3
- 5 Bohren C F , Huffman D R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York : Wiley , 1983 :2~6
- 6 Switchenbank J. A laser diagnostic technique for the measurement of droplet and particle size distribution. AIAA Paper , 1976 ;692(76) :69,896
- 7 Mie G. Beitrage zur optik turber medienspeziell kolloedaler metallosungen[J]. Annalender Physik, 1908, 4(25) :377
- 8 Bohren CF, Huffman DR. Absorption and scattering of light by small particles[M]. New York: Wiley Press, 1998
- 9 王乃宁. 颗粒粒径的光学测量技术及应用[M]. 北京: 原子能出版社, 2000.189
- 10 杨晔, 张镇西, 蒋大宗. 关于大颗粒Mie散射与Fraunhofer衍射问题的分析比较[J]. 激光技术, 1998, 22(1) :18
- 11 张福根, 荣跃龙, 程路. 用激光散射法测量大颗粒时使用衍射理论的误差[J]. 粉体技术, 1996, 2(1) :7
- 12 张福根. 现代激光粒度仪采用全Mie理论的必要性[D]. 见: 张福根: 粒度测量基础理论与

研究论文集. 珠海:欧美克科技有限公司, 2001.76

13 徐峰, 蔡小舒, 等. 光散射粒度测量中采用Fraunhofer 衍射理论或Mie理论的讨论[J]. 中国粉体技术, 2003, 9(2):1