

文章编号 1004-924X(2011)02-0323-09

激光衍射粒径测量中的 Chin-Shifrin 反演算法

杨福桂^{1,2}, 王安廷¹, 明海¹, 徐胜利²

- (1. 中国科学技术大学 光学与光学工程系, 安徽 合肥 230026;
2. 中国科学技术大学 近代力学系, 安徽 合肥 230026)

摘要:建立了以线阵 CCD 作为探测组件的激光衍射粒径测量系统用于颗粒群直径分布的测量。在数值计算的基础上, 分析了传统 Chin-Shifrin 积分变换粒径分布反演算法存在的两个问题: 小粒径反演结果的发散和多假峰现象, 并结合理论分析给出了这两种现象的物理图像。提出了修正积分变换公式以解决小粒径反演结果发散的问题并针对 Chin-Shifrin 变换的具体应用, 通过对比散射光强角分布特征, 研究了 Fraunhofer 衍射对 Mie 散射近似的有效角度范围。计算结果显示, 最大近似角度是随着粒径参数上升单调下降的, 但积分变换的精度是不断提高的。最后, 应用改进的 Chin-Shifrin 反演算法处理了实验测量数据, 结果表明, 改进的反演算法的精度较高, 适合工业领域的应用。

关键词: Fraunhofer 衍射; Mie 散射; 反演算法; 粒径分布; 线阵 CCD

中图分类号: TN247 **文献标识码:** A **doi:** 10.3788/OPE.20111902.0323

Chin-Shifrin inversion algorithm for measuring of particle size distribution by laser diffraction method

YANG Fu-gui^{1,2}, WANG An-ting¹, MING Hai¹, XU Sheng-li²

- (1. *Department of Optics and Optical Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*; 2. *Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

Abstract: By using a linear CCD as the detector module, a measuring system for particle size distribution was established by laser diffraction. Based on numerical computation, the two problems in Chin-Shifrin integration particle size inversion algorithm; the divergence of inversion in a small particle size and its false peaks, were analyzed and the causes of these phenomena were explained. Then, the modification of the integration formula was proposed to resolve the divergence problem. Aiming at the particular application on Chin-Shifrin integral transform, the effective angle range of Fraunhofer diffraction approximation to Mie scattering was studied by comparing the pattern of Mie scattering and that of Fraunhofer diffraction. The numerical result show that the valid angle for diffraction approximation decreases as the angle becomes large, but the precision of the inversion has increased. Finally, this improved Chin-Shifrin inversion algorithm was used to process experimental data. The experimental result shows that the improved inversion algorithm has high precision and is suitable for applications

收稿日期: 2010-10-08; 修订日期: 2010-10-30.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (No. 10902109, No. 90816014)

in industry.

Key words: Fraunhofer diffraction; Mie scattering; inversion algorithm; particle size distribution; linear CCD

1 引言

微小颗粒直径分布测量技术在许多领域都有重要应用,例如尘埃分析、工业领域中的燃烧控制及医学产品研制等,而光学测量方法有着实时、无接触、可重复的特点,亦受到广泛重视。一般地,被测量对象被假设是各向同性球形颗粒群,这时 Mie 散射理论或者其衍射近似形式可以用于描述颗粒前向散射分布。根据前向散射光的光强角分布,结合 Chin-Shifrin(C-S)积分变换反推得到颗粒直径分布的信息^[1-3],即为激光衍射颗粒直径测量方法。

尽管目前基于该技术的商业设备已经在市场上推广,如英国的 Malvern 公司,但是在方法改进及反演算法上仍有较多问题,特别是在使用价格低廉处理系统的线阵 CCD 代替传统对数放大的二极管探测器阵列时^[5],提高信噪比、拓展测量范围显得非常必要。

激光衍射测量技术存在的主要问题还有衍射有效近似范围及 C-S 反演算法对应的颗粒测量范围。衍射有效近似范围是指在与颗粒直径相关的某个小角度范围内 Fraunhofer 衍射可以很好地近似 Mie 散射^[4]。Hodkinson^[6]、Vargas-Ubera^[7] 等研究了不同折射率、粒径分布类型对应的光强角分布近似的情况,但尚未深入研究有效区间与颗粒直径之间的关系。C-S 积分变换反演算法存在比较严重的问题,包括小粒径处的结果发散及多假峰; Knight^[8] 等人指出该问题的主要原因是实验测量数据是小角度范围内,远小于积分变换要求的 $0 \sim \infty$,然而并没有给出很好的解决方法。因此,研究这个积分变换的内在机理有助于寻求解决上述问题的方法;同时对于特定的实验系统,研究使用基于 C-S 算法的激光衍射颗粒直径测量方法的有效粒径测量范围也具有重要意义。

本文从数值计算及实验测量的两个角度研究激光衍射颗粒直径测量技术。首先,介绍了基本的 Mie 散射和 Fraunhofer 衍射理论,并在数值计算的基础上,探讨了衍射近似的有效范围问题。分

析了 C-S 积分粒径分布反演算法存在的两个问题:小粒径反演结果的发散和多假峰现象,并给出了这两种现象的原因。接着,提出修正积分变换公式以解决小粒径反演结果发散的问题;针对 C-S 变换的具体应用,通过对比散射光强角分布特征,研究了 Fraunhofer 衍射对 Mie 散射近似的有效角度范围,计算结果显示最大近似角度是随着粒径参数上升单调下降的,但积分变换的精度是在不断提高的。最后,为了实现对颗粒群直径分布的测量,建立了以线阵 CCD 作为探测组件的激光衍射颗粒直径测量系统,并应用改进的 C-S 反演算法处理实验测量数据。实验结果表明,改进的反演算法精度高,适合工业领域的应用。

2 基本理论

2.1 Mie 散射理论

一束波长为 λ 的 x 方向线偏振平行光入射,

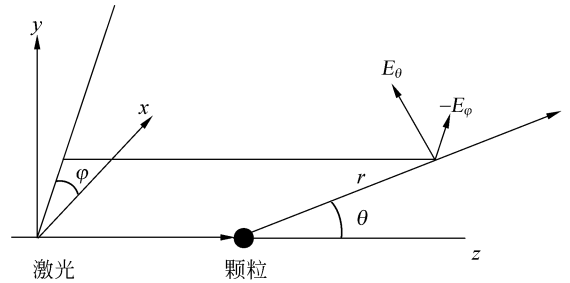


图 1 Mie 散射电场矢量分解

Fig. 1 Decomposition of electric vectors of Mie scattering

经半径为 a 的球形颗粒衍射后,在空间 (r, θ, φ) 处产生的强度分布可表达为:

$$I(\theta, \varphi) = |E_{\theta}(\theta, \varphi)|^2 + |E_{\varphi}(\theta, \varphi)|^2, \quad (1)$$

式中 E_{θ}, E_{φ} 分别为垂直和平行于由入射方向和散射方向确定的散射平面的两个偏振分量:

$$E_{\theta}(\theta, \varphi) = -\frac{iE_0}{kr} e^{-ikr} S_2(\cos \theta) \cos \varphi, \quad (2)$$

$$-E_{\varphi}(\theta, \varphi) = -\frac{iE_0}{kr} e^{-ikr} S_1(\cos \theta) \sin \varphi, \quad (3)$$

其中, $S_1(\theta), S_2(\theta)$ 为复振幅函数:

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)\}, \quad (4)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{a_n \tau_n(\cos \theta) + b_n \pi_n(\cos \theta)\}, \quad (5)$$

这里, a_n, b_n 为 Mie 系数; π_n, τ_n 是与 Legendre 多项式相关的函数; 定义粒径参数 $x = \pi a / \lambda$, 折射率复 m , 则:

$$a_n = \frac{\psi_n(x) \psi_n'(mx) - m \psi_n'(x) \psi_n(mx)}{\xi_n(x) \psi_n'(mx) - m \psi_n'(x) \xi_n(mx)}, \quad (6)$$

$$b_n = \frac{m \psi_n(x) \psi_n'(mx) - \psi_n'(x) \psi_n(mx)}{m \xi_n(x) \psi_n'(mx) - \psi_n'(x) \xi_n(mx)}, \quad (7)$$

$$\pi_n(\cos \theta) = \frac{1}{\sin \theta} P_n^1(\cos \theta), \quad (8)$$

$$\tau_n(\cos \theta) = \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta), \quad (9)$$

式中 Riccati-Bessel 函数 $\psi_n(x), \xi_n(x)$ 分别可以用一类贝塞尔函数和二类汉克尔表示:

$$\psi_n = \left(\frac{x\pi}{2}\right)^{1/2} J_{n+1/2}(x), \quad (10)$$

$$\xi_n = \left(\frac{x\pi}{2}\right)^{1/2} H_{n+1/2}^{(2)}(x), \quad (11)$$

以上是球状颗粒 Mie 散射的基本理论结果。

2.2 Fraunhofer 衍射近似

Mie 散射理论是一种严格的电磁场理论, 计算量非常大。然而粒径参数 $x \gg 1$ 时, Fraunhofer 衍射理论可以作为一种很好的近似, 极大地降低了计算量。严格的计算^[5]显示, 此时式(8), (9)可近似为

$$\pi_n(\cos \theta) = \frac{1}{2} n(n+1) \left\{ J_0\left((n+\frac{1}{2})\theta\right) + J_2\left((n+\frac{1}{2})\theta\right) \right\}, \quad (12)$$

$$\tau_n(\cos \theta) = \frac{1}{2} n(n+1) \left\{ J_0\left((n+\frac{1}{2})\theta\right) - J_2\left((n+\frac{1}{2})\theta\right) \right\}, \quad (13)$$

这样, $a_n = b_n = 1/2$, 从而有

$$S_1(\theta) = S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2}\right) J_0\left\{\left(n + \frac{1}{2}\right)\theta\right\}, \quad (14)$$

变求和为积分, 得到

$$S_1(\theta) = S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2}\right) J_0\left\{\left(n + \frac{1}{2}\right)\theta\right\} = \int_0^x \left(n + \frac{1}{2}\right) J_0\left\{\left(n + \frac{1}{2}\right)\theta\right\} dn = x^2 \frac{J_1(x\theta)}{x\theta}, \quad (15)$$

进而有

$$I(\theta, \varphi) = I_0 \left(\frac{a J_1(x\theta)}{\theta} \right)^2,$$

式中 I_0 是入射光强度, 这便是严格的 Fraunhofer 衍射公式。结果表明颗粒直径比较大时, 小角度内的强度分布并不依赖于颗粒折射率。

2.3 C-S 积分反演算法

如果散射物体位数密度为 $n(x)$ 的颗粒散射群, 并使用衍射近似, 光强的角分布为

$$I_\theta = I_0 \int_0^\infty \left[\frac{x J_1(x\theta)}{k\theta} \right]^2 n(x) dx, \quad (16)$$

这是一类 Fredholm 积分方程, Chin 等人的研究表明, 通过基于 Bateman-Titchmarsh-Fox 积分变换

$$\phi(t) = 2\pi \int_0^\infty d/dt [t J_\beta^2(rt)] r f(r) dr, \quad (17)$$

$$f(s) = - \int_0^\infty J_\beta(st) Y_\beta(st) t \phi(t) dr, \quad (18)$$

可以得到颗粒直径分布的解析表达式:

$$n(x) = - \frac{2\pi k^2}{x^2} \int_0^\infty J_1(x\theta) Y_1(x\theta) x \theta \frac{d}{d\theta} [I_\theta] d\theta. \quad (19)$$

J_1 和 Y_1 分别是第一类和第二类的第一级 Bessel 函数。可见只要衍射近似成立, 即可根据上述 C-S 积分表达式获得粒径的分布信息。

3 C-S 积分反演算法问题

3.1 C-S 算法工作机理

严格的理论分析处理这类 Bessel 函数比较复杂。为了分析该积分变换的性质, 这里的处理集中于数值模拟分析和函数近似解析分析两种途径。观察式(19)的反演积分, 积分部分可以切割成两部分^[9]:

$$h_{CS}(x) = J_1(x) Y_1(x) x, \quad (20)$$

$$E_{CS}(\theta) = \frac{d}{d\theta} (\theta^3 I_\theta), \quad (21)$$

式中前一项称为积分核, 它是独立于测量数据的, 后一项微分函数是与散射光强角分布相关的微分部分。根据 Bessel 函数的性质, 获得积分核的渐进表达式:

$$h_{CS}(x) = \begin{cases} -x/\pi & y \ll 1 \\ \frac{\cos(2x)}{\pi} & y \gg 1 \end{cases}, \quad (22)$$

其中非常重要的信息就是在自变量比较大的时候,积分核是一个周期为 π 、振幅为 $1/\pi$ 的正弦函数。图 2 计算了 3 个函数曲线图像,当 $x > \pi$ 时,正弦曲线拟合是合适的,当 $x < 1.16$ 时,直线拟合是合适的。

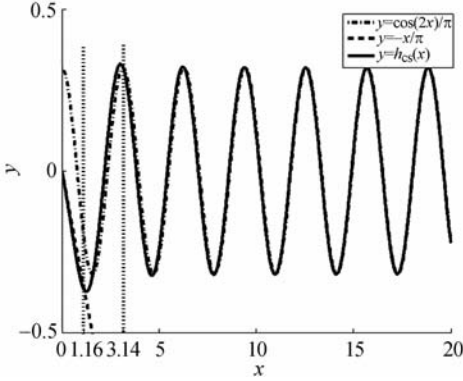


图 2 积分核及其渐进函数比较

Fig. 2 Comparison between kernel of integral equation and its asymptotic values

接着,考虑单分散分布的 Fraunhofer 衍射对应的 $E_{CS}(\theta)$ 曲线情况。图 3 计算了粒径参数为 100, $0 \sim 10^\circ$ 强度分布为 $0 \sim 10^\circ$ 时, $E_{CS}(\theta)$ 和 $h_{CS}(\theta)$ 的变化曲线图。

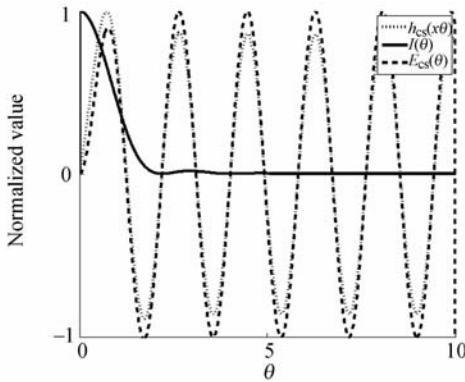


图 3 积分核与微分函数对比

Fig. 3 Comparison between kernel of integral equation and differentiation term

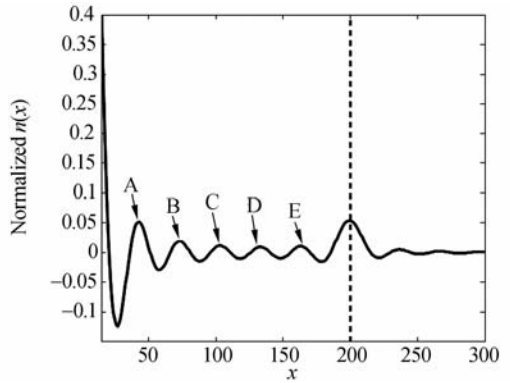
结果显示,在整个反演积分区间具有相同粒径参数的积分核 $h_{CS}(\theta)$ 和微分函数 $E_{CS}(\theta)$ 两个函数的值仅存在微小差别。随着采样粒径参数 x 偏离真实值,积分核函数 h_{CS} 会收缩或者展宽,从而引起积分值的降低,由此可以获得粒径分布曲

线的形貌。

这一部分的数值模拟计算表明 C-S 反演算法工作的物理图像是利用 $E_{CS}(\theta)$ 的振荡特性,通过构造函数去 $h_{CS}(\theta)$ 拟合微分函数 $E_{CS}(\theta)$,进而实现粒径分布反演。

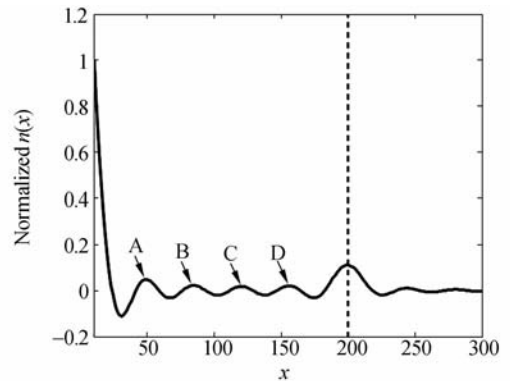
3.2 C-S 算法存在的问题

C-S 积分变换方程要求的积分角度从零到无穷,然而在实际测量中,受到探测器有限尺寸及测量动态范围的限制,探测器仅仅能够测量比较小的角度区间的强度分布。此时在应用 C-S 反演算法进行颗粒直径分布反演的过程中,这种有限的积分角度区间引起的反演粒径分布会产生两方面的问题:(1)小粒径采样值位置反演的不收敛;(2)除了真实粒径分布峰值位置之外,还存在多个强度较弱的假峰。图 4 计算了粒径参数 $x=200$ 的单分散分布的反演结果,积分角度区间选择两个,



(a) 最大积分角为 6°

(a) Maximal integral angle in 6°



(b) 最大积分角为 5°

(b) maximal integral angle in 5°

图 4 不同积分角度区间的积分变换结果

Fig. 4 Results of integral transform for different maximal angles

分别为 $0\sim 6^\circ$ 和 $0\sim 5^\circ$, 可以发现采样粒径参数 $x < 50$ 时, 强度值随着粒径参数的减小而急剧增加, 同时除了 $x=200$ 处存在峰值外, 图 4(a) 中在 $x=163/133/103/73/43$ 及图 4(b) 中在 $x=156/120/85/49$ 等位置也都存在峰值。假峰位置的改变表明这些假峰与积分变换的角度区间相关。

实际上, Chin-Shifrin 反演算法是应用积分核 h_{CS} 拟合 E_{CS} 的方法实现在真实粒径处的积分强度最强, 而积分方程前的系数对反演结果的意义影响不大。然而, 随着 x 的减少, 与粒径参数成二次反比例的系数会急剧增大, 这样必然导致积分值小粒径参数位置急剧上升。解决这个问题的最简单的方法就是去掉积分公式前的系数, 积分公式变为

$$n_{im}(x) = -2\pi k^2 \int_0^\infty J_1(x\theta) Y_1(x\theta) x\theta \frac{d}{d\theta} [I_0 \theta^3] d\theta. \quad (23)$$

图 5 是修正后的积分结果, 可以发现发散问题可以得到完好解决, 但是大粒径参数的波动性在一定程度上会增强, 但这不影响真实峰值强度在反演粒径区间最大的特性。

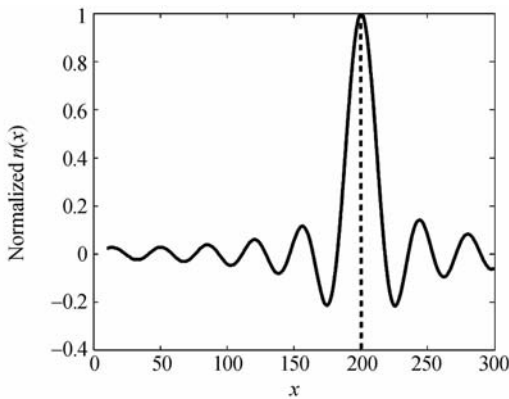


图 5 改进 C-S 积分变换解

Fig. 5 Improved C-S integral transform solution

多峰值问题则归因于 h_{CS} 和 E_{CS} 的波动性质。调整采样粒径参数 x 时, h_{CS} 波形会展宽或者收缩, 当 h_{CS} 和 E_{CS} 波形重叠比例达到局域最大时, 积分强度也是局域最大的, 此时会导致假峰的出现。这种物理图像可以从理论上找到解释。

为了定量获得分布函数对积分反演变换的影响, 采用 h_{CS} 渐进函数分析积分变换公式, 这种做法是合理的, 因为积分函数的积分区间一般远大

于 $x\theta=1.16^{[11]}$, 由此可以获得:

$$n_{im}(x) = -2\pi k^2 \int_0^\infty \cos(2x\theta) \frac{d}{d\theta} \left[\theta^3 \int_0^\infty n(x') I(x', \theta) dx' \right] d\theta = -2\pi k^2 \int_0^\infty \cos(2x\theta) \int_0^\infty n(x') \frac{d}{d\theta} [\theta^3 I(x', \theta)] d\theta dx', \quad (24)$$

而 E_{CS} 特性曲线在整个区间内与 h_{CS} 曲线相仿, 仍使用近似函数:

$$n_{im}(x) = -2\pi k^2 \int_0^\infty \cos(2x\theta) \int_0^\infty n(x') \frac{d}{d\theta} [\theta^3 I(x', \theta)] dx' d\theta = -2\pi k^2 \int_0^\infty \cos(2x\theta) \int_0^\infty n(x') \cos(2x'\theta) dx' d\theta. \quad (25)$$

假设颗粒分布函数 $n(x) = \delta(x - x_0)$, 有限积分区间为 $[0, \theta_{max}]$, 则有:

$$n_{im}(x) = C \int_0^{\theta_{max}} \cos(2x\theta) \cos(2x_0\theta) d\theta = C \frac{1}{2} \left[\frac{\sin(2(x-x_0)\theta_{max})}{2(x-x_0)} + \frac{\sin(2(x+x_0)\theta_{max})}{2(x+x_0)} \right] = C \frac{1}{2\pi} \left[\text{sinc}\left(\frac{2(x-x_0)\theta_{max}}{\pi}\right) + \text{sinc}\left(\frac{2(x+x_0)\theta_{max}}{2(x+x_0)}\right) \right], \quad (26)$$

反演结果的波动特性是两个 sinc 函数叠加的结果。根据 sinc 函数的特性, 式(26)中后一项的主极强位置在 $x = -x_0$, 对第一个 sinc 函数在 x_0 处的影响主要来自于次级强, 强度较弱。这时真实主峰位置距侧瓣第 i 假峰位置满足为:

$$|x_i - x_0| \approx \begin{cases} 1.23\pi/\theta_{max} & i=1 \\ (1.23+i)\pi/\theta_{max} & i>1 \end{cases}, \quad (27)$$

这个近似结果和图 5 的模拟结果非常相近。当颗粒参数比较小时, 后一项对前一项的影响会逐步增强, 一般来说, $x_0\theta_{max}$ 要求大于 6, 而主峰间距为 $2x_0$, 这样后一项的次级峰仍无法对主峰产生影响。

上面理论与模拟实验表明, 反演结果的波动性或者说假峰问题是源于积分区间的截断误差, 降低波动性的方法是在保证有效衍射近似的基础上尽可能地增大角度积分区间。

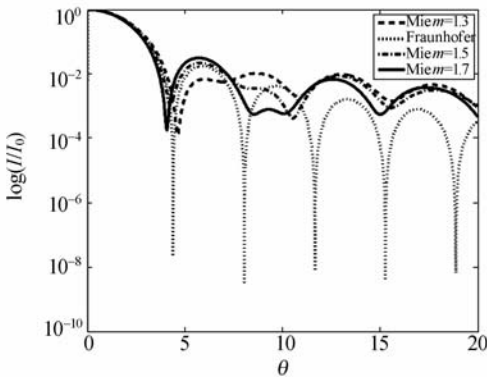
4 有效工作角度区间

确定衍射近似的有效范围直接决定了 Chin-

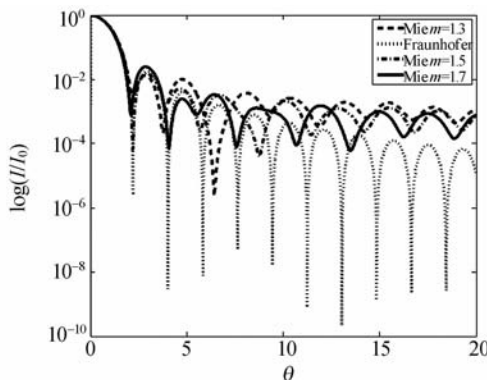
Shifrin 积分公式的可行性。Hodkinson^[6]指出当激光波长为 $0.5 \mu\text{m}$ 时,衍射近似对于直径大于 $5 \mu\text{m}$ 的颗粒散射成立。Jones^[10]则提出无吸收的颗粒直径可以拓展到 $3 \mu\text{m}$ 。然而特定粒径对应的衍射近似有效角度范围仍未有定论。

衍射近似条件和有限的角度积分区间是限制 C-S 算法粒径反演效果的关键。第 3 部分的机理数值研究表明,在积分角度区间内 E_{CS} 必须有足够多波动周期,才能获得小误差的反演结果。如果算法对于某一粒径范围的反演有成效,则在每一粒径对应衍射近似成立的角度区间内 E_{CS} 必须保持足够数目的波动周期。

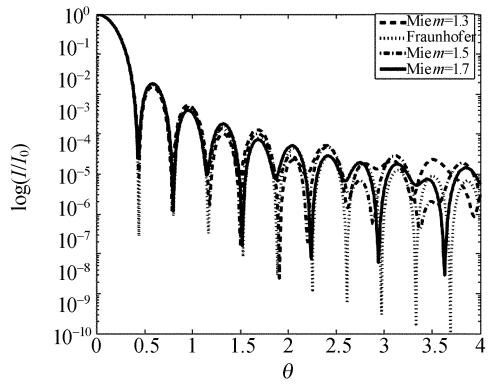
对比 Mie 散射和 Fraunhofer 衍射近似的强度分布的方法被广泛用来计算衍射近似的角度区间。考虑到 Mie 散射还与折射率系数有关,计算中选择 $m=1.3, 1.5, 1.7$ 三个值计算 Mie 散射曲线。在近似角度区间内,折射率引起 Mie 散射曲



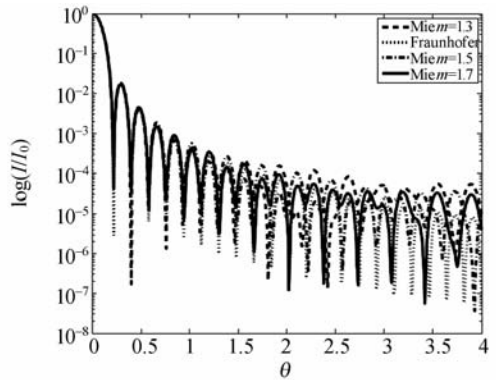
(a) $x=50$



(b) $x=100$



(c) $x=500$

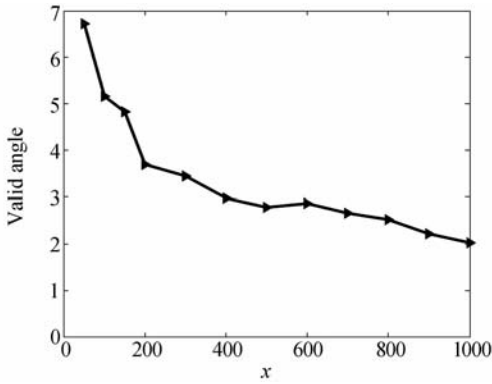


(d) $x=1000$

图 6 不同粒径参数、折射率对应的散射光强分布
Fig. 6 Scattering intensity distribution for different size parameters and refractive indexes

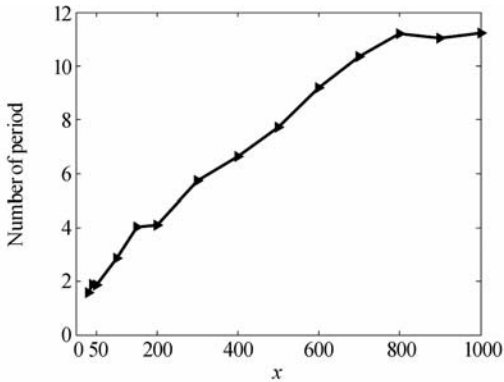
线的变化要比较小,而且曲线形貌要同 Fraunhofer 衍射相似。图 6 给出了粒径参数分别为 50, 100, 500, 1 000 的计算结果。可以发现随着粒径参数的降低,最大有效近似角度 θ_{max} 不断下降,但是 E_{CS} 包含的周期数在不断增加。

为了清晰表达这种趋势,图 7(a)和图 7(b)分别计算了最大近似角度 θ_{max} 及 $x\theta_{max}$ 对应的 E_{CS} 周期数随粒径参数的变化曲线。可以发现粒径参数小于 200 时,近似角度的下降速度比较快。而粒径参数比较大时,曲线变化比较小,且当 $x > 30$ 时, E_{CS} 的最小周期数为 2 个,这也是 Coston^[12]认为反演所需的最少周期数。粒径越大对应的周期数越多,这对 C-S 积分反演算法是非常重要的,可以保证大粒径参数的反演结果会更好。对比发现, Liu^[11]的结果过于严格。



(a) 有效近似角度范围

(a) Approximate angle range



(b) 近似角度内周期数

(b) Periodicity of E_{CS} in effective angle range

图 7 有效近似角度范围及其包含的 E_{CS} 周期数随粒径参数的变化

Fig. 7 Effective and approximate angle ranges, and included E_{CS} periodicity

5 测量实验与结果

实验装置系统如图 8,全固态 Nd : YAG 激光器出射直径为 1 mm 的 532 nm 激光束,再经扩束器扩束到 4 mm,激光束经工作区时被标准颗粒群散射,散射光信号被焦距为 400 mm 的透镜接收,同时被放置在透镜焦平面上的线阵 CCD 探测器探测。线阵 CCD 型号为 TCD1501D,像素尺寸为 $7 \mu\text{m}$,像素个数为 5 000。实验样品是由核工业部北京化工冶金研究院提供的标准聚苯乙烯球形微粒,其标号是 GBW(E) 120007,标称峰值粒径为 $(36.6 \pm 1.46) \mu\text{m}$ 。

考虑到激光是相干光源,散射光信号会在空间中形成散斑噪声,为了降低散射光的相干性,实

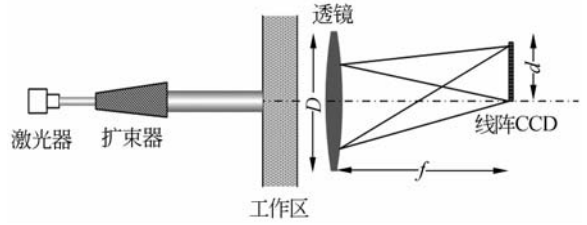
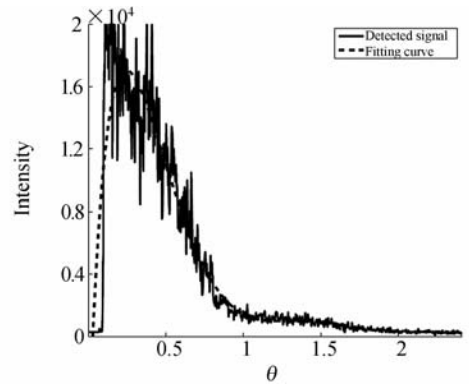


图 8 粒径测量系统结构示意图

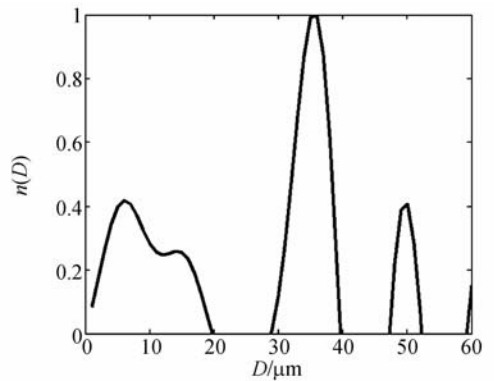
Fig. 8 Framework of particle size measuring system

验中使用搅拌器提高标准颗粒的运动速度,同时激光扩束也是降低散斑噪声的有利途径。另外在数据处理时,采用多组数据平均的方法降低测量信号的散斑噪声。



(a) 测量所得到的散射光强角分布

(a) Angle distribution of measured scattering intensity



(b) 反演粒径分布

(b) Particle size distribution

图 9 实验测量结果

Fig. 9 Experimental results

图 9 是样品颗粒的测量结果。虚线是对探测信号进行 9 阶多项式拟合的结果,散射角低于 0.3° 时探测光强信号饱和。模拟结果显示标准颗

粒为 $36.6 \mu\text{m}$ 的最大有效近似角度为 3.3° , 所以在测量角度范围内可以使用改进的 C-S 算法反演粒径分布。粒径分布区为 $1\sim 60 \mu\text{m}$, 其峰值位置为 $36.02 \mu\text{m}$ 处, 与标准值 ($36.6 \mu\text{m}$) 的误差为 1.6% , 接近实验样品的相对误差。同时, 不再存在小粒径位置发散问题, 但假峰位置仍然影响着曲线的形貌。上述理论表明这是积分变换的必然结果, 该问题的解决方法仍有待于解决。

6 结 论

本文研究了颗粒粒径测量 Chin-Shifrin 反演

算法中存在的若干问题, 阐述了假峰及发散现象的根本原因, 并针对性的改进了积分变换公式。数值分析对比了不同粒径参数、折射率的 Mie 散射强度和 Fraunhofer 衍射强度角分布的形貌, 由此获得了针对 C-S 反演算法的有效衍射近似角度范围。最后实验采用线阵 CCD 和全固态激光器构成的实验装置成功测量了颗粒直径为 $36.4 \mu\text{m}$ 的聚苯乙烯小球的粒径分布。研究结果表明, C-S 积分反演算法的极限测量在粒径参数 $x=30$ 附近, 具体值因折射率而异。待测粒径越大, 测量精度越高, 实验中测量的精度为 1.6% , 接近实验样品的相对误差, 基本可满足工业粒径测量的要求。

参考文献:

- [1] CHIN J H, SLIEPCEVICH C M, TRIBUS M. Particle size distributions from angular variation of intensity of forwardscattered light at very small angle [J]. *J. Phys. Chem.*, 1955, 59: 841-844.
- [2] SHIFRIN K S. Calculation of a certain class of definite integrals containing the square of a first order Bessel function [C]. *Tr. Vses. Zoachn. Lesotekhnich. Inst.* 2, 1956.
- [3] SHIFRIN K S, KOLMAKOV I B. Calculation of particle size spectrum from direct and integral values of the indicatrix in the small angle region [C]. *Izv. USSR Acad. Sci. Atmos. Oceanic Phys.* 3, 1967: 749-753. (English translation)
- [4] VAN D E, HULST H C. *Light Scattering by Small Particles* [M]. Dover, New York, 1981.
- [5] 戴兵, 贺安之. 用线阵 CCD 测量颗粒尺寸分布的研究 [J]. *仪表技术和传感器*, 2002(8): 40-42.
DAI BING, HE A Z. Research of using linear array CCD for particle-size distribution measurement [J]. *Instrument Technique and Sensor*, 2002(8): 40-42. (in Chinese)
- [6] HODKINSON J R. Particle sizing by means of the forward scattering lobe [J]. *Appl. Opt.*, 1966, 5: 839-844.
- [7] VARGAS-UBERA, GALE D. The range of validity of the Fraunhofer approximation in the estimation of particle size distributions from light diffraction [C]. *4th Iberoamerican Meeting on Optics and 7th Latin American Meeting on Optics, Lasers, and Their Applications*. G. H. Kaufmann. Bellingham, *Spie-Int Soc Optical Engineering*, 2001, 4419: 435-438.
- [8] KNIGHT J C, BALL D. Analytical inversion for laser diffraction spectrometry giving improved resolution and accuracy in size distribution [J]. *Applied Optics*, 1991, 30(33): 4795-4799.
- [9] KOO J H, HIRLEMAN E D. Synthesis of integral transform solutions for the reconstruction of particle-size distributions from forward-scattered light [J]. *Applied Optics*, 1992, 31(12): 2130-2140.
- [10] JONES A R. Error contour charts relevant to particle sizing by forward-scattered lobe methods [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1977, 10(13): L163-L165.
- [11] LIU J J. Essential parameters in particle sizing by integral transform inversions [J]. *Applied Optics*, 1997, 36(22): 5535-5545.
- [12] COSTON S D, GEORGE N. Particle sizing by inversion of the optical transform pattern [J]. *Applied Optics*, 1991, 30(33): 4785-4794.

作者简介:

杨福桂(1985—),男,安徽蚌埠人,博士研究生,2007年于中国科学技术大学获得学士学位,主要从事传统光学成像及物理测量方面的研究。E-mail: yfg167@mail.ustc.edu.cn

王安廷(1977—),男,宁夏固原人,博士后,副教授,1999年于中国科学技术大学获得学士学位,2004年~2007年于中国科学技术大学电子科学与技术学科从事博士后研究,在站期间获得中国博士后科学基金资助。2005年~2007年先后在美国加州大学 Irvine 分校和 San Diego 分校作访问学者和博士后,主要从事光电子技术、光纤通信与器件和光散射的研究。E-mail: atwang@ustc.edu.cn

明海(1947—),男,江苏大丰人,1970年毕业于中国科学技术大学,现任中国科学技术大学光子技术研究所所长,安徽省光电子科学与技术重点实验室主任,主要从事光电子技术、近场光学、光纤通信与器件、聚合物光子学的研究。E-mail: minghai@ustc.edu.cn

徐胜利(1965—),男,安徽合肥人,博士后,教授,1988年于西安交通大学获得学士学位,1991年于中国科学技术大学获得硕士学位,1994年于南京理工大学获得博士学位,现为中国科学技术大学多相与化学反应流实验室主任,主要从事超声速燃烧、高速流动中的多相流与反应流方面的研究。E-mail: slxu@ustc.edu.cn

● 下期预告

窄通带高透频率选择表面的研究

苏学军¹,高劲松²,朱华新^{2,3},赵晶丽²,冯晓国²

(1. 海军航空工程学院,山东烟台 264001;

2. 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 中国科学院光学系统先进制造技术重点实验室,吉林长春 130033;3. 中国科学院研究生院,北京 100039)

为使大周期下带宽较窄的频率选择表面(frequency selective surface,简称 FSS)结构透过率较高,以 Y 环单元为基础提出了一种提高通带透过率的新方法,即在周期单元内设置圆形孔径,运用谱域 Galerkin 方法对这种结构的传输特性进行了数值分析,确定 $R=0.5$ mm,单元周期内圆孔个数为 12,中心频点 10 GHz 的透过率提高 0.11 dB;采用镀膜与光刻相结合的技术制备了相应的试验件,并进行了微波测试,测试值与计算值基本一致。结果表明:开圆孔 Y 环的中心频点透过率在电磁波垂直入射的情况下为 -0.62 dB,比对应 Y 环提高 0.21 dB,而在 30°和 45°倾斜入射的情况下,TE 波的透过率分别为 -0.66 dB 和 -0.81 dB,比对应 Y 环分别提高了 0.32 dB 和 0.27 dB,-3 dB 带宽分别为 1 GHz 和 0.8 GHz,两种结构的带宽基本一致。因此这种方法是提高通带透过率的一种行之有效的办法。