

基于环形样品池的激光粒度测量方法

潘林超^{1,2}, 葛宝臻^{1,2}, 张福根^{1,3*}

¹天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072;

²光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072;

³珠海真理光学仪器有限公司, 广东 珠海 519085

摘要 为了扩展散射角的接收范围,提高激光粒度仪对亚微米颗粒的测量精度和分辨率,提出了一种结构简单的环形样品池方法。该方法理论上能够连续无缝地接收 $0^\circ\sim 180^\circ$ 的散射光,且具有测量下限低的优势。基于环形样品池测量方法,搭建了新型激光粒度测量装置,并对 50,100,200,400 nm 的标准粒子样品以及由它们组合而成的混合样品进行了测量实验,并与传统样品池的测量结果进行了比较。结果表明,环形样品池方法能够准确分辨体积中位径比值为 1:2 的标准粒子混合样品。对于亚微米颗粒,环形样品池方法具有测量下限低、测量精度高、分辨率高和可靠性高的特点。

关键词 散射; 环形样品池; 激光粒度仪; 亚微米颗粒

中图分类号 O436.2 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.1029001

Laser Particle Size Measurement Based on Annular Sample Cell

Pan Linchao^{1,2}, Ge Baozhen^{1,2}, Zhang Fugen^{1,3}

¹*School of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;*

²*Key Laboratory of Opto-Electronics Information Technology, Ministry of Education, Tianjin 300072, China;*

³*Zhuhai Linkoptik Instruments Co., Ltd., Zhuhai, Guangdong 519085, China*

Abstract In order to extend the receiving range of scattering angles and improve the measurement accuracy and resolution of submicron particles by laser particle size analyzers, a simple-structure method based on an annular sample cell is proposed. In theory, it can receive the scattering light of $0^\circ\sim 180^\circ$ continuously and seamlessly and possesses the advantage of low measurement limit. Based on the measurement method with annular sample cells, a new-type measurement device of laser particle sizes is constructed and the standard particles of 50, 100, 200, 400 nm and their mixtures are measured, whose results are compared with those of the traditional sample cells. The results show that the method based on the annular sample cells can distinguish the mixed standard particles with a median volume diameter ratio of 1:2. This scheme has signatures of low measurement limit, high measurement accuracy, high resolution and high reliability for submicron particles.

Key words scattering; annular sample cell; laser particle size analyzer; submicron particles

OCIS codes 290.4020; 290.5820; 290.5825; 290.5850

1 引 言

激光粒度仪是通过测量散射光的空间分布分析颗粒大小的仪器,已经在粉体、乳液、液体雾滴的测量中得到广泛应用^[1-2]。随着科学研究和工业生产的发展,测量亚微米颗粒的需求越来越多,因此,如何提高亚微米颗粒的测量能力是激光粒度测试技术的重要研究方向。颗粒越小,散射角越大,为了扩展激光粒度仪的测量下限,必须扩大散射角的测量范围。传统样品池由两块互相平行的平板玻璃组成,待测颗粒悬浮于两块玻

收稿日期: 2017-04-14; 收到修改稿日期: 2017-05-11

基金项目: 国家自然科学基金(61275012)

作者简介: 潘林超(1988—),男,博士研究生,主要从事光散射理论与粒度检测方面的研究。E-mail: linchaopan@tju.edu.cn

导师简介: 葛宝臻(1964—),男,博士,教授,主要从事粒度检测与三维数字化技术方面的研究。E-mail: gebz@tju.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: albert.zhang@linkoptik.com

璃之间。由于悬浮介质多为液体,而液体的折射率大于空气,当散射角大于一定范围时,由于全反射的作用,散射光不能出射到空气中,从而限制了仪器对亚微米颗粒的测量能力。

本文提出了一种以环形玻璃为样品池壁的激光粒度测量方法,能够实现 $0^\circ \sim 180^\circ$ 散射光的连续无缝接收,进而扩展了激光粒度仪的测量下限。搭建了相应的实验装置,实现了 50, 100, 200, 400 nm 单分散及混合样品的粒度分布测量,测量结果与标称值符合良好,表明环形样品池方法能够使仪器的测量下限接近静态光散射方法的理论极限。

2 激光粒度仪测试原理

典型激光粒度仪的光学结构如图 1(a)所示。激光器发出的激光束经滤波和扩束后,变成一束平行光,照射到样品池上。待测样品悬浮在样品池内,光束遇到颗粒后发生散射,散射光照射到探测器的各个单元上,被转换成多路电信号,电信号经放大和模拟/数字(A/D)转换后,送入后端的计算机,最后根据散射规律反演计算颗粒的大小及分布。图 1(b)所示为传统样品池的结构示意图。

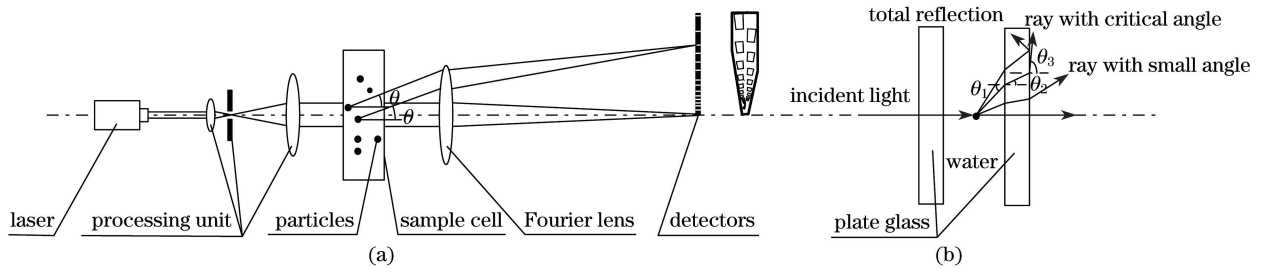


图 1 (a)典型激光粒度仪的光学结构;(b)传统样品池的结构示意图

Fig. 1 (a) Typical optical structure of laser particle size analyzer; (b) structural schematic of traditional sample cell

单个球形颗粒的散射光强可以由建立在麦克斯韦方程组基础上的米氏散射理论来描述^[3]。在激光粒度仪中,颗粒的散射光强由一系列分立的环形光电探测单元接收,散射光强在一系列探测单元上的积分为散射光能分布^[4]。在平面光照射下,第 i 个面积为 Δs_i 的探测单元接收到的单个颗粒的散射光能为

$$E(\theta_i, \alpha, m) = \iint_{\Delta s_i} I(\theta, \alpha, m) ds, \quad (1)$$

式中 $I(\theta, \alpha, m)$ 为米氏散射光强^[3]; θ 为散射角; $\alpha = \pi D/\lambda$ 为无量次参量,其中 D 为颗粒直径, λ 为分散介质中的光波长; m 为颗粒相对于分散介质的相对折射率; s 为探测单元的面积。当积分区间所对应的散射角 θ 的变化范围很小时,在此范围内散射光强随散射角的变化近似线性,则(1)式可近似写成

$$E(\theta_i, \alpha, m) \approx I(\theta_i, \alpha, m) \Delta s_i. \quad (2)$$

在激光粒度仪中,理想的设计是探测单元的面积随着其对应的平均散射角的增大而线性增大^[5],即

$$\Delta s_i = C\theta_i, \quad (3)$$

式中 C 为常量。进行数据处理时,只需要知道相对光能分布,故令 $C=1$ 。另外,假设探测单元的间隔无限小,每个单元对应的散射角范围也无限小,则根据(3)式,(2)式可改写为

$$E(\theta, \alpha, m) = I(\theta, \alpha, m)\theta. \quad (4)$$

在实际的激光粒度仪中,探测单元是分立的,并且散射颗粒由各种不同粒径的颗粒组成,设其体积分布为 $w(\alpha)$,则在 $\alpha \rightarrow \alpha + d\alpha$ 的粒径范围内,颗粒的个数正比于 $w(\alpha)d\alpha/\alpha^3$ 。参考(1)式可得,第 i 个探测单元接收到的散射光能的更一般表达式为

$$E'(\theta_i, m) = \int E(\theta_i, \alpha, m) \frac{w(\alpha)}{\alpha^3} d\alpha = \int \frac{w(\alpha)}{\alpha^3} \iint_{\Delta s_i} I(\theta, \alpha, m) ds d\alpha. \quad (5)$$

在粒度测量中,必须将连续的粒径离散成一系列分立的粒径段: $\alpha_0 \rightarrow \alpha_1, \alpha_1 \rightarrow \alpha_2, \dots, \alpha_{j-1} \rightarrow \alpha_j, \dots, \alpha_{N-1} \rightarrow \alpha_N$ 。记第 j 粒径段的颗粒体积为 W_j 。为简洁起见,将 $E'(\theta_i, m)$ 记作 E_i , (5)式可改写为

$$E_i = K_{i,j} W_j, \quad (6)$$

式中 j 为粒径段序号,且

$$K_{i,j} = \frac{1}{\alpha_j - \alpha_{j-1}} \int_{\alpha_{j-1}}^{\alpha_j} \frac{1}{\alpha^3} \iint_{\Delta\Omega_i} I(\theta, \alpha, m) ds d\alpha. \quad (7)$$

通过求解线性方程(6)式,可以得到颗粒的体积分布(W_1, W_2, \dots, W_N)。但是,由于米氏散射矩阵 \mathbf{K} 的高度病态性,(6)式并不能直接求解,只能采用间接的方法求解。目前已有大量论文研究了求解(6)式的方法,提出了多种有效算法,例如 Projeciton 算法^[6]、改进的 Chahine 算法^[7]、逆蒙特卡罗算法^[8]等。这些算法基本上都是基于以下约束:

$$\begin{cases} \min(R) = \sqrt{\sum_{i=1}^M (K_{i,j} W_j - E_i)^2}, \\ W_j \geq 0 \end{cases}, \quad (8)$$

式中 R 为残差, M 为探测单元的总个数。为了使反演结果具有物理意义, W_j 为非负值。

3 环形样品池与传统样品池的对比

3.1 样品池的结构对比

传统样品池如图 1(b)所示,样品池垂直于入射光,当散射光由分散介质(折射率为 n_1)传播到玻璃(折射率为 n_2)时,由折射定律可得

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (9)$$

式中 θ_1, θ_2 分别为光从分散介质折射到水的入射角和出射角。同样,该散射光由玻璃入射到空气(折射率为 $n_3=1$)时,满足

$$n_2 \sin \theta_2 = n_3 \sin \theta_3, \quad (10)$$

式中 θ_3 为光从玻璃折射到空气的出射角。根据(9)、(10)式,从折射的角度看,可以忽略平板玻璃的作用,认为散射光线是由分散介质入射到空气中,即

$$n_1 \sin \theta_1 = n_3 \sin \theta_3. \quad (11)$$

由于液体的折射率大于空气的,当散射光线从分散介质出射到空气中时,存在全反射现象,散射角大于液体-空气界面全反射角的散射光不能出射到空气中。一般情况下,使用的分散介质为水(折射率 $n_1=1.33$),全反射角为 48.8° 。因此,传统样品池限制了激光粒度仪散射角的接收范围,导致对亚微米颗粒的测量精度较差。

为了扩展散射光的接收范围,学者们提出了一些突破全反射限制的方法,其中较有代表性的有 4 种。图 2(a)所示为一种多光束方法^[9],在该方法中,除了传统的垂直照明光(主光束),另外增加了一束斜入射的照明光(辅助光束)。该方法虽然避免了全反射,但难以实现光能分布数据的无缝拼接,为后续的数据反演带来一定困难。另一种方法是采用梯形样品池结构^[10],如图 2(b)所示,该方法用一块梯形玻璃代替了传统样品池右侧的平板玻璃,只需一束照明光,且小角度散射光从梯形玻璃的平面出射,大角度散射光则从玻璃的斜面出射,避免了全反射的发生。但是,从平面出射的小角度散射光与斜面出射的超大角度散射光在空间上部分叠加,相互干扰。第三种方法是采用三角形样品池结构^[11],如图 2(c)所示,该方法突破全反射限制的机理与第二种方法的机理相同,但是其玻璃厚度过大。第四种方法是采用柱面镜样品池结构^[12],如图 2(d)所示,入射光沿着两块玻璃之间的狭缝入射,散射光则从玻璃出射,从而使 $45^\circ \sim 135^\circ$ 的散射光能够出射到空气中,胶合在右侧平板玻璃上的柱面镜对相同散射角的出射光起聚焦作用,但是这种方法在小角度散射光的接收方面存在一定困难。

本文提出的基于环形样品池的激光粒度测量系统的光学结构如图 3(a)所示。环形样品池的透明池壁和池内的液体柱组成一个透镜组。针孔的中心和主探测器的中心对于该透镜组互为物像关系。由于该透镜组在平行于纸面的方向具有聚焦能力,而在垂直于纸面的方向不具有聚焦能力,因此在该透镜组的前面增加一个平凸柱面透镜,以实现垂直于纸面方向光线的聚焦,从而使针孔以及探测器中心相对于平凸柱面透镜也呈物像关系。

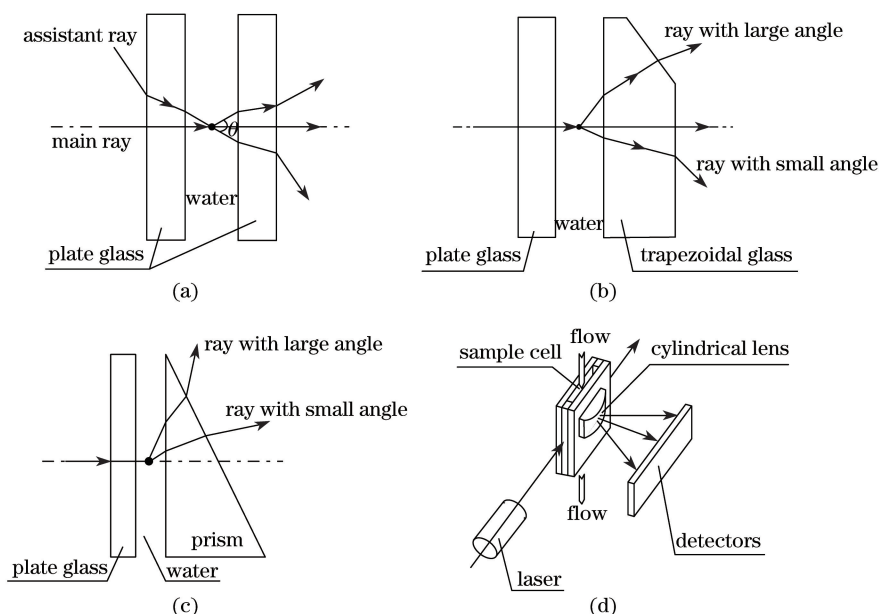


图 2 (a)多光束示意图;(b)梯形样品池示意图;(c)棱镜式样品池示意图;(d)柱透镜样品池示意图

Fig. 2 (a) Schematic of multiple beams; (b) schematic of trapezoidal sample cell; (c) schematic of prism sample cell; (d) schematic of cylindrical-lens sample cell

激光器发出一束激光,经透镜聚焦与针孔滤波后,经过平凸柱面透镜照射到环形样品池,穿过池壁再照射到池内的颗粒上。照明光的一部分被颗粒散射,另一部分按原来的传播方向继续前行,再次穿过环形玻璃被聚焦在主探测器的中心孔上,穿过该中心孔后照射到中心探测器上。针孔到样品池中心的距离与主探测器中心孔到样品池中心的距离相等。被颗粒散射的光将偏离原来的传播方向,从样品池的环形玻璃池壁射出,穿过池壁后照射到主探测器和大角度探测器的各个单元上。大角度探测器的各单元、主探测器的中心以及针孔的中心处在以样品池中心为圆心的圆周(以下称圆形焦面)上。

图 3(b)所示为平行于纸面方向的入射光及散射光在样品池内部的传播示意图。由于针孔位于透镜组的焦点位置,当入射光束到达样品池内部时,在平行于纸面方向上接近于平行光,由于平凸柱面透镜的聚焦作用,在垂直于纸面方向上为会聚光。同时,由于圆形的特征,样品池中心颗粒发出的任意角度的散射光都以垂直角度入射到池壁。由于入射角为 0° ,光线直接入射到空气中,该光线称为中心光线。

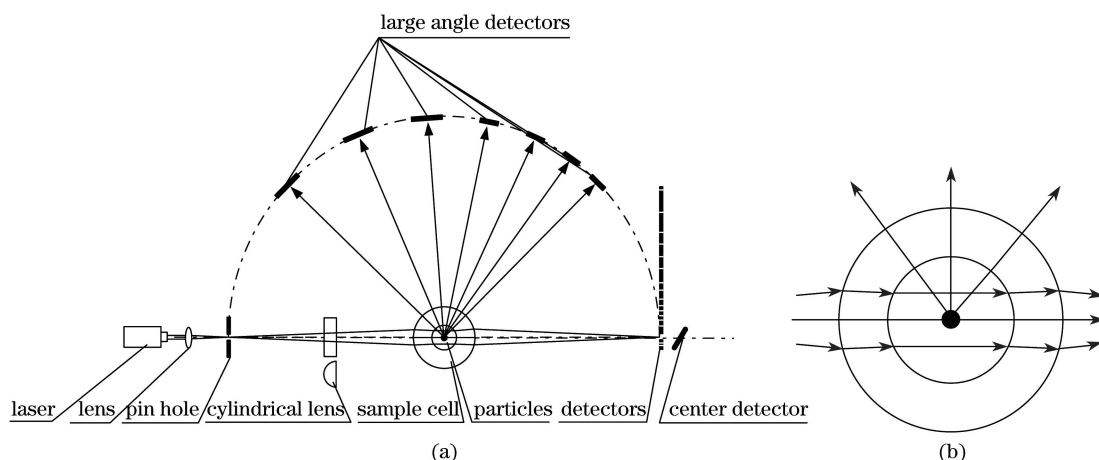


图 3 (a)基于环形样品池的激光粒度仪在平行于纸面方向上的光束传播示意图;

(b)环形样品池内平行于纸面方向上的入射光与折射光传播示意图

Fig. 3 (a) Propagation schematic of beams parallel to paper in laser particle size analyzer based on annular sample cell;

(b) propagation schematic of incident rays and refractive rays parallel to paper within annular sample cell

样品池内其他位置颗粒的散射光传播如图 4 所示。对于散射角为 θ 的散射光线,样品池内平行于纸面

方向的入射光线为平行光,故不同位置颗粒的散射光在平行于纸面方向也是平行光。由于样品池的圆对称性,具有相同散射角度的散射光等效于圆形焦面上的虚物 S' 点发出的一束发散的照明光束。由于环形样品池的聚焦作用,在理想条件下,不同位置点的具有相同散射角的散射光必然聚焦在中心光束与圆形焦面的交点位置,但是由于球差的存在,其聚焦点为弥散斑,弥散斑的大小与球差呈线性关系。球差 $\delta L'$ 是入射高度 h 的函数,忽略二级以上的球差,可以表示为

$$\delta L' = A_1 h^2 + A_2 h^4, \quad (12)$$

式中 A_1, A_2 分别为初级球差系数和二级球差系数。对于不同位置颗粒的散射角度为 θ 的散射光线,其入射高度可以表示为

$$h_2 = R' \sin \theta, \quad (13)$$

式中 R' 为环形样品池的内环半径。由(12)、(13)式可知,散射角越接近 90° ,球差越大,样品池内不同位置的颗粒发出的相同散射角度的散射光的聚焦性越差。鉴于大角度散射光对应于小颗粒,散射光强随角度的变化比较缓慢,且采用的大角度探测器面积较大, 90° 附近散射光线的聚焦略差并不会影响散射光能分布的探测精度。对于小角度的散射光,可以使用常规的环形或者扇形探测器接收散射光,测量上限取决于未被散射的照明光束聚焦点弥散斑的大小。

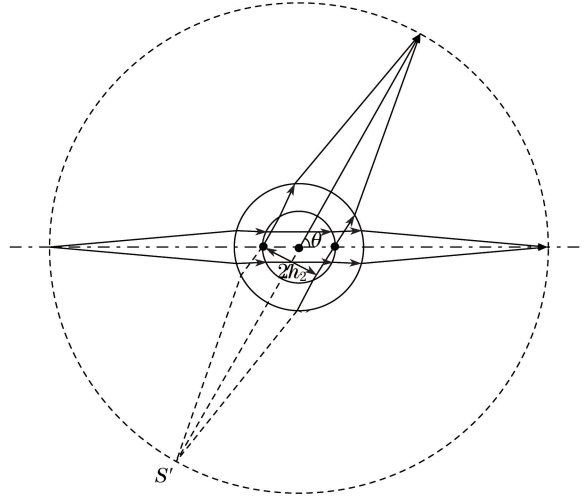


图 4 样品池内非中心位置颗粒的散射光传播示意图

Fig. 4 Propagation schematic of scattering light from particles at off-center position within sample cell

环形样品池相比于传统样品池,具有更宽的散射角接收范围,理论上具有更小的测量下限与较高的小颗粒测量灵敏度。环形样品池法相比于其他扩展散射角的方法,理论上在 $0^\circ \sim 180^\circ$ 的范围内,散射光都能从池壁出射,巧妙地规避了传统方法中全反射的影响,不存在不同照明光束的数据拼接问题,也不存在不同出射面出射的散射光之间的相互干扰问题,且结构非常简单。

3.2 颗粒散射光能的分布对比

根据米氏散射理论,颗粒直径越小,其空间散射光强分布越接近于对称,散射光强的变化越不明显。根据(4)式可以计算得到任意球形颗粒对应的光能分布。图 5(a)给出了相对折射率 m 为 1.2, α 分别为 1.98, 1.32, 0.66, 0.33, 0.132, 0.0001 时,垂直偏振光照射所对应的光能分布(当入射光波长为 633 nm、分散介质为水时, D 分别为 300, 200, 100, 50, 20, 0.015 nm)。认为 $\alpha = 0.0001$ 时颗粒无限小。从光能分布看,如果能够区分颗粒与无限小的颗粒,认为能够分辨。从图 5(a)可以看到,当 α 分别为 1.32, 0.66, 0.33, 0.132 时,光能分布与 $\alpha = 0.0001$ 时的光能分布在全反射角 48.8° 之前的差异非常小,因此传统样品池基本上无法区分颗粒的大小;而环形样品池能够平滑地接收 $0^\circ \sim 180^\circ$ 的散射光, α 分别为 1.32, 0.66, 0.33 时的散射光能分布与 $\alpha = 0.0001$ 时的有一定差异,在较低的噪声水平下,基本能够分辨出这几种颗粒。使用均方根误差来量化两个粒径对应的光能分布 E_1, E_2 的差异,即

$$E_{\text{RMS}} = \left[\sum_{i=1}^M (E_{1i} - E_{2i})^2 \right]^{1/2}, \quad (14)$$

式中 E_1, E_2 已经进行了归一化(总和归一化为 1)。为便于讨论,光能分布专指归一化后的光能分布。图 5(b) 所示为 $m=1.2, \alpha=0.0001$ 时,垂直偏振光照射下传统样品池与环形样品池光能分布的均方根误差随粒径的变化趋势。从图 5(b)可以看出,对于传统样品池,其对应的粒径和无限小光能分布的均方根误差在小颗粒位置处均远小于环形样品池的,这说明传统样品池对小颗粒的分辨能力较差,且测量小颗粒时非常容易受到噪声的干扰。

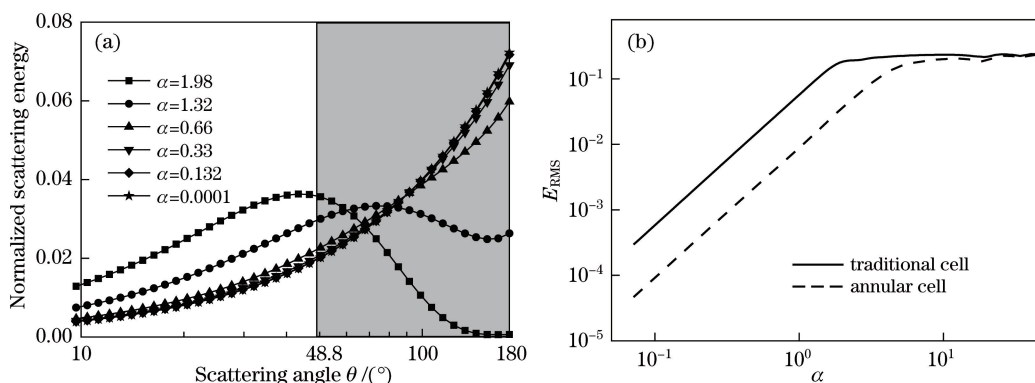


图 5 (a) 典型粒径对应的光能分布,灰色区域为传统样品池不能接收的散射角区域; (b) E_{RMS} 随 α 的变化

Fig. 5 (a) Light energy distributions corresponding to typical particle sizes, gray region is range of scattering angle unreceived by traditional sample cell; (b) E_{RMS} versus α

4 实验与分析

环形样品池虽然从原理上保证了大角度散射光的顺利出射,但是在具体实施时,如何消除杂散光的干扰是测量亚微米颗粒时必须考虑的问题。杂散光主要来自两方面,一是照明光在行进路径上遇到的光学界面和反射面的反射、折射以及二次反射、折射。由于本文方法中照明光的干扰集中在 180° 附近,因此只需将最大角度探测器设置在 135.63° 附近,就可避开照明光的干扰。第二类杂散光来自颗粒散射光之间的相互干扰,主要是较强的散射光经某些光学界面和反射面的反射、折射后,在空间上与较弱的散射光叠加,干扰了弱反射光的接收。在亚微米粒径段,单位体积大颗粒散射的光强远大于单位体积小颗粒散射的光强,前向散射光强大于后向散射光强。因此采取了两项措施:1)对处在探测器另一侧的样品池外壁进行涂黑处理,如图 6 所示,以吸收照射到该面的散射光;2)对来自内壁的反射进行数值补偿。当散射光由水($n_1=1.33$)正入射到玻璃($n_2=1.46$)中时,由菲涅耳公式^[13]可知,其反射率为

$$\rho = \left(\frac{n_1/n_2 - 1}{n_1/n_2 + 1} \right)^2, \quad (15)$$

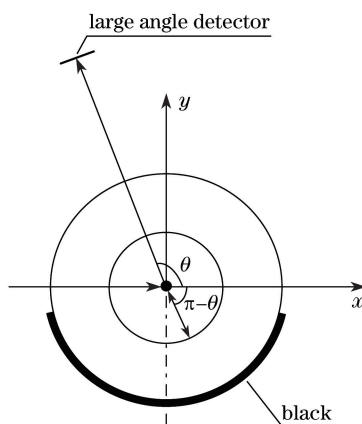


图 6 经外壁涂黑处理的环形样品池内部反射示意图

Fig. 6 Schematic of reflection inside annular sample cell with blackened ektexine

经计算可得 $\rho=0.0022$ 。根据(1)式,修正后的理论散射光能分布计算公式为

$$E_i(\theta, \alpha, m) = \iint_{\Delta s_i} [I(\theta, \alpha, m) + \rho I(\pi - \theta, \alpha, m)] ds. \quad (16)$$

搭建的实验装置如图 7 所示,大角度探测单元共 7 个(图 7 中实际上有 8 个大角度探测器,但是由于 180° 附近杂散光较为严重,最后一个大角度探测器的测量值受到严重的干扰,因此共有 7 个有效的大角度探测器)。在实际的激光粒度仪中,探测器的每个单元所接收到的散射光的平均散射角一般按等比的原则逐渐增大,比值一般为 1:1.2。在搭建的实验装置中,主探测器的最后一环对应的平均散射角为 37.85° ,故大角度探测器的平均散射角也按照 1:1.2 的比例等比增大,可计算得到其接收的散射角分别为 $45.42^\circ, 54.50^\circ, 65.41^\circ, 78.49^\circ, 94.19^\circ, 113.02^\circ, 135.63^\circ$,其中只有主探测器与 45.42° 大角度探测器的情况等同于传统样品池方法的。激光器为带尾纤的半导体激光器,波长为 450 nm,偏振方向垂直于散射面。使用赛默飞世公司的 4 种 Duke 亚微米标准粒子(折射率 $m_1=1.596$,相对于水的折射率 $m=1.2$)进行了测试,反演算法采用改进 Chahine 算法^[11],测量结果如图 8 所示。图 8(a)~(d)和表 1 所示为环形样品池单个标准粒子样品的测量结果,其中 D_{50} 为体积中位径, C_v 为变异系数。图 8(e)所示为 100 nm 与 200 nm 标准粒子混合的测量结果,图 8(f)所示为 200 nm 与 400 nm 标准粒子混合的测量结果。图 8 中还给出了等同于传统样品池的测量结果,为了清楚显示,未给出等同于传统样品池的光能分布与拟合分布的对比。

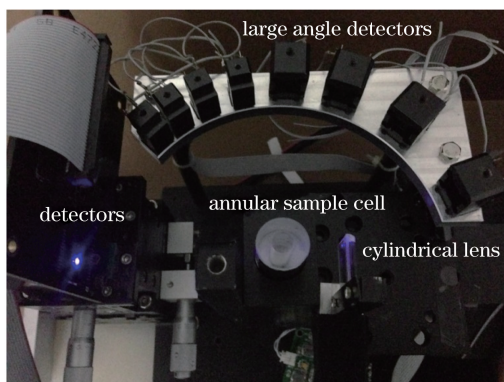


图 7 环形样品池实验装置

Fig. 7 Experimental setup with annular sample cell

表 1 Duke 标准粒子测量结果

Table 1 Measurement results of Duke standard particles

Sample size /nm	50	100	200	400
Measured D_{50} /nm	49.1	101	206	392
	48.7	104	202	407
	49.1	102	204	396
Mean D_{50} /nm	49.0	102	204	398
C_v /%	0.5	1.5	1.0	2.0
Referenced D_{50} /nm	51 ± 3	100 ± 3	200 ± 5	400 ± 9

从图 8(a)~(d)的粒度分布曲线和表 1 可以看出,利用环形样品池装置测得的 Duke 亚微米标准粒子的结果与其标称值相比,误差都在其不确定度范围内。从图 8(a)~(d)的测量光能分布与拟合光能分布的对比可以看出,二者吻合程度很高。这说明环形样品池方法在测量亚微米颗粒时具有很高的测量精度和可靠性,能够准确测量 50 nm 的标准粒子,基本达到了静态光散射方法的测量极限。从图 8(e)和图 8(f)可以看到,环形样品池能较为准确地分辨 100 nm 和 200 nm 两个峰,以及 200 nm 和 400 nm 两个峰,具有较好的多峰分辨能力。对于等同于传统样品池的测量结果,50 nm 和 100 nm 颗粒的展宽非常严重,200 nm 颗粒有一定的展宽,且主峰位置有一定偏移,400 nm 颗粒的结果与环形样品池的结果基本一致。这表明当颗粒粒径大于 400 nm 时,环形样品池与传统样品池的结果基本一致,而对于混合的标准粒子,只能得到位于两种颗

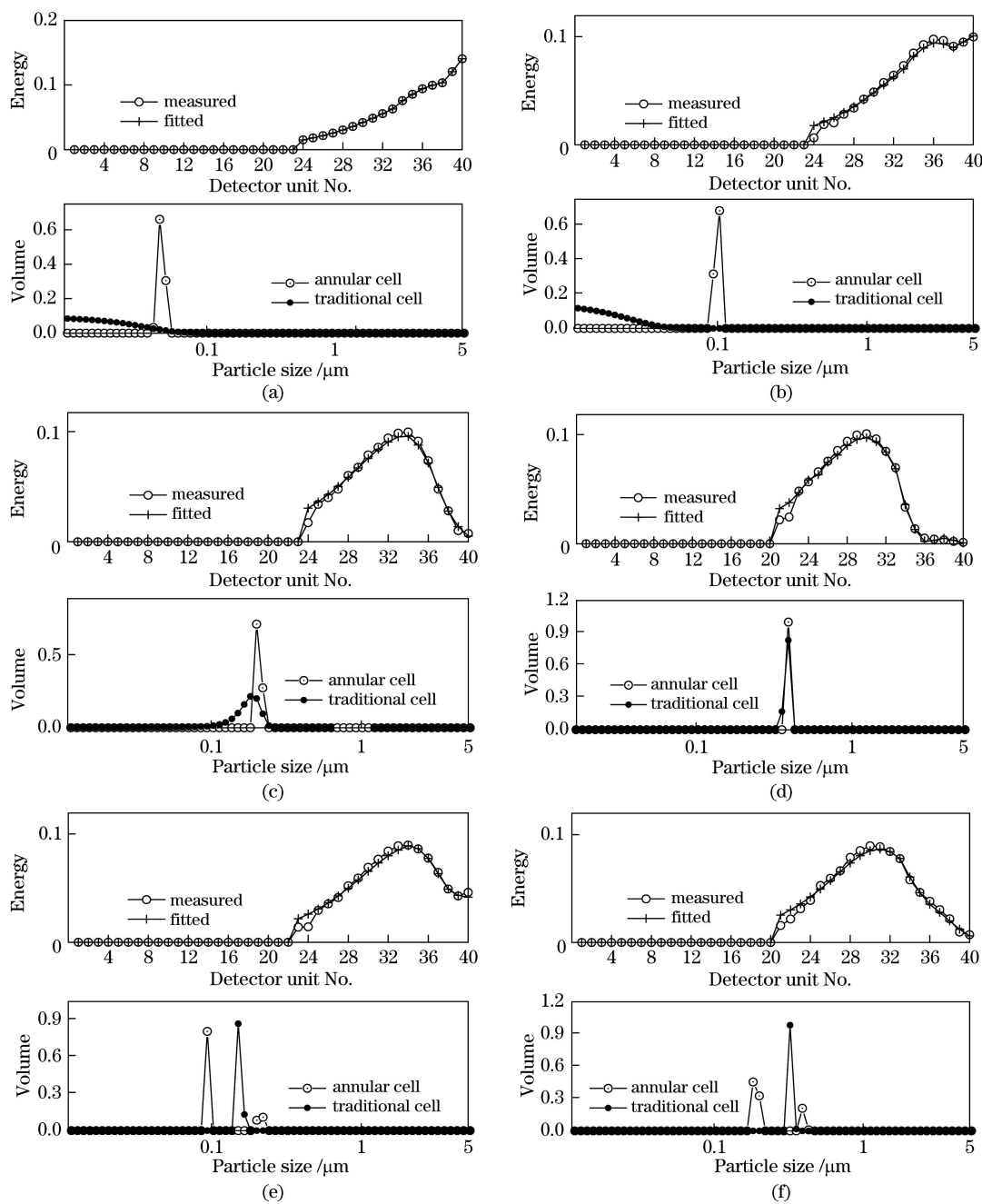


图 8 Duke 标准粒子测量结果。(a) 50 nm; (b) 100 nm; (c) 200 nm; (d) 400 nm;
(e) 100 nm 与 200 nm 混合; (f) 200 nm 与 400 nm 混合

Fig. 8 Measurement results of Duke standard particles. (a) 50 nm; (b) 100 nm; (c) 200 nm; (d) 400 nm;
(e) mixed 100 nm and 200 nm particles; (f) mixed 200 nm and 400 nm particles

粒标称值之间的一个峰,不能有效地分辨两个峰。因此,与传统样品池相比,环形样品池测量亚微米颗粒时具有很高的测量精度、多峰分辨率和可靠性。

5 结 论

根据亚微米颗粒测量精度的需求,提出了一种基于环形样品池的激光粒度测量方法,并介绍了环形样品池的结构及工作原理,分别对 50,100,200,400 nm 的标准粒子以及 100 nm 与 200 nm、200 nm 与 400 nm 标准粒子混合样品进行了测试。测量结果均在标准粒子标称值的不确定度范围内,且能够准确分辨 D_{50} 比值为 1:2 的标准粒子混合样品,达到了较高的测量精度和分辨率。与传统样品池测量结果的对比表明,基于

环形测量池的激光粒度测试方法对亚微米颗粒具有测量下限低、测量精度高、分辨率高和可靠性高的特点。本文的设计与实验是建立在以水为分散介质的基础上,如果有特殊的需求,可采用其他分散介质。将激光光源、聚焦透镜、针孔作为一个整体,并对其位置进行调整,可保持透镜组圆形焦面的半径不变,避免对主探测器以及大角度探测器的调整。

参 考 文 献

- [1] Particle size analysis—laser diffraction methods: part 1: ISO 13320-1[S]. International Organization for Standardization, 1999.
- [2] Particle size analysis—laser diffraction methods: ISO 13320[S]. International Organization for Standardization, 2009.
- [3] van de Hulst H C. Light scattering by small particles[M]. New York: Wiley, 1957: 119-121.
- [4] Guo Lufang, Shen Jianqi. Dependence of forward light scattering particle size measurement on the relative refractive index[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(3): 0308004.
郭露芳, 沈建琪. 相对折射率对前向散射粒度测试的影响[J]. 中国激光, 2016, 43(3): 0308004.
- [5] Ge Baozhen, Pan Linchao, Zhang Fugen, *et al.* Abnormal moving of scattered energy distribution and its effect on particle size analysis[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(6): 0629001.
葛宝臻, 潘林超, 张福根, 等. 颗粒散射光能分布的反常移动及其对粒度分析的影响[J]. 光学学报, 2013, 33(6): 0629001.
- [6] Shen J Q, Yu B, Wang H R, *et al.* Smoothness-constrained projection method for particle analysis based on forward light scattering[J]. Applied Optics, 2008, 47(11): 1718-1728.
- [7] Ferri F, Bassini A, Paganini E. Modified version of the Chahine algorithm to invert spectral extinction data for particle sizing[J]. Applied Optics, 1995, 34(25): 5829-5839.
- [8] Ligon D A, Gillespie J B, Pellegrino P. Aerosol properties from spectral extinction and backscatter estimated by an inverse Monte Carlo method[J]. Applied Optics, 2000, 39(24): 4402-4410.
- [9] Shen Jianqi. Research on expanding the lower limit of particle size of small-angle forward scattering[D]. Shanghai: University of Shanghai for Science and Technology, 1999: 58.
沈建琪. 光散射法测粒技术延伸测量下限的研究[D]. 上海: 上海理工大学, 1999: 58.
- [10] 张福根. 一种激光粒度仪: CN1760660A[P]. 2004-10-12.
- [11] 任中京, 于代君. 静态光散射纳米颗粒粒度测量装置: CN202281738U[P]. 2011-07-26.
- [12] Jin Weidong, Dong Guangjun, Zhang Jun, *et al.* A new technique for expanding the upper limit of the receivable angle of scattered light in laser particle sizers[J]. Journal of University of Jinan (Science and Technology), 2007, 21(2): 185-187.
金卫东, 董广君, 张军, 等. 扩展激光粒度仪散射光接收角上限的新方法[J]. 济南大学学报(自然科学版), 2007, 21(2): 185-187.
- [13] Yu Daoyin, Tan Hengying. Engineering optics[M]. Beijing: Machine Press, 2011: 300-312.
郁道银, 谈恒英. 工程光学[M]. 北京: 机械工业出版社, 2011: 300-312.