

# 高斯光束照射下微米颗粒的后向散射测量与分析

顾侃\*, 侯科良, 沈建琪

上海理工大学理学院, 上海 200093

**摘要** 提出一种高斯光束照射下颗粒后向散射光信号的测试方法,对悬浮于流体中不同粒径的玻璃微珠进行了测量,并对测得的脉冲波形进行分析。结果发现,采集的波形基本上符合高斯分布,且波形峰值与粒径有较好的线性关系。对不同颗粒数浓度的粒径为  $19.2\ \mu\text{m}$  的标准玻璃微珠的信号波形进行实时采集,得到了浓度与脉冲数的对应关系。研究表明,所提出的测试方法可以得到颗粒粒径和浓度信息,有望应用于后续激光放大器的腔内检测。

**关键词** 测量; 后向散射; 高斯光束; 颗粒粒径; 信号分析

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0904003

## Measurement and Analysis on Backward Scattering of Microparticles Illuminated by Gaussian Beam

Gu Kan\*, Hou Keliang, Shen Jianqi

College of Science, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China

**Abstract** This study proposes a method to measure the backward scattered signals from particles illuminated by Gaussian beams. Micro-glass beads suspended in the fluid are measured, and the measured pulse waveforms are analyzed. Results reveal that the signal profile fits the Gaussian profile; the height of the Gaussian profile is approximately linear to the particle diameter. The standard glass beads with diameter of  $19.2\ \mu\text{m}$  are used to acquire signals under different number concentrations in real time, and the dependence of the pulse number on the particle concentration is obtained. Experimental results also confirm that the proposed method can measure both the particle size and concentration, thereby providing a basis for the measurement in the amplifier cavity of a laser system in the future.

**Key words** measurement; backward scattering; Gaussian beam; particle diameter; signal analysis

**OCIS codes** 120.5820; 290.5820; 290.1350

## 1 引 言

大型高功率激光装置中氙灯抽运的大口径钹玻璃片状放大器的洁净度控制非常重要,关系到装置的性能及钹玻璃的使用寿命。Stowers 等<sup>[1]</sup>针对美国国家点火装置(NIF)放大器上的颗粒污染物进行光照损伤实验,结果表明: $0.1\sim 0.2\ \mu\text{m}$ 的气溶胶颗粒可凝结成等效于  $20\ \mu\text{m}$  直径的大颗粒;附着在钹玻璃表面的颗粒污染物尺寸与氙灯辐照后钹玻璃表面形成的表面损伤尺寸之比为一固定值 7.8,过大的附着污染物会使表面损伤直径远超颗粒直径。因此,放大器内洁净度的提升需要从改进内部结构<sup>[2]</sup>

与超净清洗、装校<sup>[3]</sup>两方面来进行。同时,监测并分析这些污染颗粒物的特性对于提高此类激光装置的性能具有重要意义。

目前对此类污染物的主要监测手段可分为采样监测和实时监测两大类<sup>[4]</sup>。采样监测方法中比较成熟的技术有直接采样法和浓缩采样法等,实时监测方法中比较成熟的技术有离子飞行时间检测技术、光浊度法等。这几种技术都需要抽取含颗粒污染物的混合气体进行采样分析,监测频率较低并存在提取率等干扰因素;且光浊度法对低浓度颗粒物的监测容易受到光源漂移的影响<sup>[5]</sup>,并对微米级以上颗粒的测量有一定的限制。

收稿日期: 2019-03-25; 修回日期: 2019-04-29; 录用日期: 2019-05-13

基金项目: 国家自然科学基金(51476104)

\* E-mail: 410926331@qq.com

采用激光后向散射方法可有效弥补目前主流监测方法的弱点,光散射方法具有响应速度快,对被测对象无干扰,可实时、原位测量等优点。本文介绍一种基于激光后向散射的探测技术,采用氦氖激光器作为光源,将激光扩束后再用凸透镜形成会聚的高斯光束,用光束束腰区照射颗粒物以获得较强的散射光脉冲信号,有利于微小颗粒的探测。采用高斯光束束腰区作为测量区,可保证在同一时刻测量区中仅出现单个颗粒,以实现单颗粒脉冲信号的记录。后向散射信号与入射高斯光束通过同一个透镜,故测量区与光学系统相互独立。与常见的颗粒计数装置<sup>[6-7]</sup>相比较,这种结构更加紧凑、抗振性能更好,便于在实际环境中应用。

## 2 基本原理

为了获得较高能量分布的照射区,采用会聚的高斯光束照射颗粒,散射光信号的理论描述采用广义洛伦兹米氏理论(GLMT)<sup>[8-10]</sup>。与经典 Mie 理论<sup>[11-12]</sup>的不同之处在于:GLMT 的入射波束是有形波束。在有形波束照射下,球形颗粒的散射问题可通过 Bromwich 标量势并结合分离变量法将入射场、散射场和球内场在球坐标系中展开成级数形式,再结合球内场和球外场的边界条件确定各分波的权重系数(称作光束形状因子)<sup>[13-14]</sup>,由此可计算散射光在各个方向的强度。

如图 1 所示, $O_G uvw$  是光束坐标系,坐标原点在 Gaussian 光束束腰中心, $w$  轴沿光束传播方向。坐标系  $O_p xyz$  是颗粒坐标系,坐标系原点在颗粒中心, $z$  轴与  $w$  轴平行。

设颗粒在 Gaussian 光束坐标系中的位置为  $(u_p, v_p, w_p)$ ,并令观测点在光束坐标系中的位置为  $(u_D, v_D, w_D)$ ,而同一观测点在颗粒坐标系中的位置为  $(x_D, y_D, z_D)$ 。则有如下坐标变换: $(x_D, y_D, z_D) = (u_D - u_p, v_D - v_p, w_D - w_p)$ 。

将直角坐标系转变为球坐标系,观测点对应的

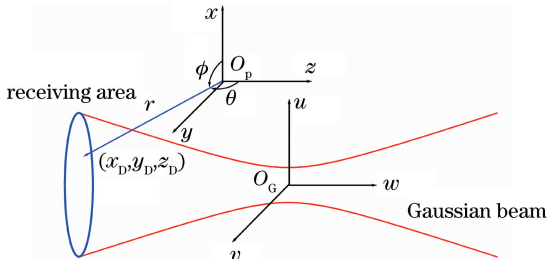


图 1 高斯光束坐标系和颗粒坐标系

Fig. 1 Coordinate systems of Gaussian beam and particle

散射光在颗粒坐标系中的球坐标参数  $(r, \theta, \phi)$  可表示为

$$\begin{cases} r = \sqrt{x_D^2 + y_D^2 + z_D^2} \\ r \cos \theta = z_D \\ r \sin \theta = \sqrt{x_D^2 + y_D^2} \\ \sin \phi = \frac{y_D}{\sqrt{x_D^2 + y_D^2}} \\ \cos \phi = \frac{x_D}{\sqrt{x_D^2 + y_D^2}} \end{cases} \quad (1)$$

在透镜平面上的有效接收范围内进行光通量计算。在半径  $\rho$  方向上取任意探测点  $D(u_D, v_D)$ ,则  $u_D = \rho \cos \alpha, v_D = \rho \sin \alpha$ ,根据公式代换,得出

$$\theta = \arccos \frac{z_D}{\sqrt{(\rho \cos \alpha - u_p)^2 + (\rho \sin \alpha - v_p)^2 + z_D^2}} \quad (2)$$

同理,可以得到

$$\phi = \arcsin \frac{\rho \sin \alpha - v_p}{\sqrt{(\rho \cos \alpha - u_p)^2 + (\rho \sin \alpha - v_p)^2}} \quad (3)$$

实际计算时,需要设定颗粒在光束坐标系中的一个位置;设定探测点的积分范围  $\alpha \in [0, 2\pi]$  和  $\rho \in [0, \rho_{\max}]$ ,  $\rho_{\max}$  为  $\rho$  的最大值。计算该积分范围内的散射光能量,得到

$$E_{\text{sca}} = \int_{\alpha=0}^{2\pi} \int_{\rho=0}^{\rho_{\max}} I_{\text{sca}}(\theta, \phi) \rho d\rho d\alpha \quad (4)$$

式中:在透镜接收范围内,  $\rho_{\max}$  取高斯光束在透镜平面处的半径,即

$$\rho_{\max} = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda w_D}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5)$$

其中  $w_0$  为高斯光束的束腰半径,  $\lambda$  为入射光波长;  $I_{\text{sca}}(\theta, \phi)$  为散射光强度,其表达式为

$$I_{\text{sca}}(\theta, \phi) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 r^2} [i_1(\theta, \phi) + i_2(\theta, \phi)] \quad (6)$$

其中  $i_1(\theta, \phi)$  和  $i_2(\theta, \phi)$  分别为垂直和平行于散射面的两个偏振分量的散射强度函数,可由 GLMT 计算得到。它们是入射光波长、颗粒粒径、颗粒折射率和颗粒在坐标系中位置的函数。因此,(4)式给出的由单个颗粒产生的散射光能量  $E_{\text{sca}}$  与颗粒在 Gaussian 光束中的坐标有关。当颗粒垂直于  $z$  轴匀速穿过束腰区(即  $uv$  平面)时,散射光信号形成一个脉冲信号。该脉冲信号的峰值和宽度除了与颗粒粒径和光束束腰半径以及光强度有关外,还与颗粒偏离高斯光束中心轴的距离有关。此外还需指出,当采用弱会聚的高

斯光束(束腰半径  $w_0 > 1 \mu\text{m}$  的红光)时,高斯光束满足傍轴条件,可采用一阶或零阶近似描述。

### 3 实验及波形分析

#### 3.1 实验装置与光路

实验装置如图 2 所示,主要包括:输出功率为 2 mW 的氦氖激光器、扩束器、焦距为 50 mm 的会聚透镜、PIN 型光电二极管和信号放大电路。会聚透镜与半反半透平板结合,用于收集后向散射光信号。光电二极管的接收面积为  $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ 。放大电路采用两个运算放大器(德州仪器,OPA657 和 THS3091)串联的二级放大模式,通过调整芯片输入端的电阻比值控制放大倍数,可将输入光电流信号转换为电压信号。样品池内部液体流动空间为  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$  的长方体。循环泵系统采用蠕动泵(BT800 型),循环速度为  $500 \sim 2500 \text{ r/min}$ ,分挡位可调。数据采集系统使用 PCI 总线数据采集卡及配套软件。信号采集软件为示波

器模拟系统(四川拓普公司,Topview2000),使用内触发模式,设置触发电平为  $0 \sim 10 \text{ V}$ 。

#### 3.2 波形采集及分析

使用上述实验装置对 5 种不同粒径的玻璃颗粒进行测量,并获取脉冲波形信号。实验开始前,在没有放入被测颗粒且没有启动蠕动泵的情况下观察系统的背景噪声。示波器上采集到的波形呈现为振幅为  $\pm 20 \text{ mV}$ 、周期为  $0.01 \text{ s}$  的正弦曲线。该背景噪声决定了可测量颗粒的粒径下限。

本文主要针对粒径远大于光束直径的颗粒进行测试研究。被测颗粒的粒径分别为  $70.0, 48.0, 38.5, 19.2 \mu\text{m}$  的玻璃微珠及标号为 SB040104 的标准玻璃微珠,其标称粒径为  $(27 \pm 1.1) \mu\text{m}$ 。实验对每种粒径的颗粒随机采样 10 个峰值最高的波形(对应颗粒通过光束束腰中心的情况),共 50 个波形。图 3 给出了几种不同粒径玻璃微珠的脉冲波形及其高斯曲线拟合结果。可以看到,实验获取的脉冲信号在波形及宽度上有一定的相似度,与零输入时的背景噪声差别较明显,信噪比达到  $12:1$  以上。用卡方分布值(Chi-Sqr)和相关系数  $R^2$  来表征实际波形与高斯拟合的偏离程度。一般来说,卡方分布值越小,相关系数越接近 1,则实际波形与高斯拟合的偏差越小。采用 Origin 软件进行高斯拟合,得到各粒径微珠拟合曲线的卡方分布值为  $10^{-3} \sim 10^{-5}$ ,相关系数  $R^2$  的值为  $0.972 \sim 0.991$ 。

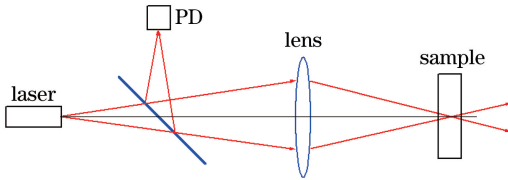


图 2 实验光路示意图

Fig. 2 Diagram of experimental light path

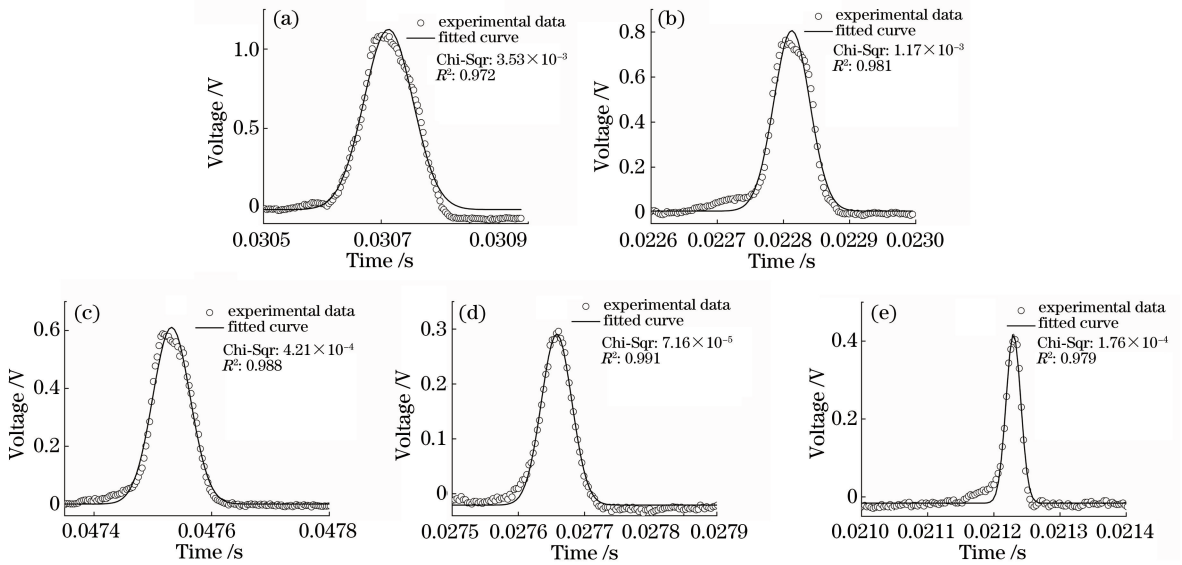


图 3 不同粒径玻璃微珠响应波形及拟合曲线。(a)  $70.0 \mu\text{m}$  粒径波形;(b)  $48.0 \mu\text{m}$  粒径波形;  
(c)  $38.5 \mu\text{m}$  粒径波形;(d)  $19.2 \mu\text{m}$  粒径波形;(e) SB040104 标准玻璃微珠的波形

Fig. 3 Response waveforms and fitted curves of glass beads with different diameters. (a) Waveform corresponding to  $70.0 \mu\text{m}$  diameter; (b) waveform corresponding to  $48.0 \mu\text{m}$  diameter; (c) waveform corresponding to  $38.5 \mu\text{m}$  diameter; (d) waveform corresponding to  $19.2 \mu\text{m}$  diameter; (e) waveform corresponding to SB040104 standard glass bead

由于颗粒通过测量区的位置不同会导致散射光信号的变化,因此测得的波形峰值存在一定的分布。实验中对每一个样品采集峰值最强的一组脉冲信号,该信号对应颗粒通过光束中心的情况。颗粒偏离光束中心的情况比较复杂,本文中暂不讨论。表1统计了不同粒径的各组样品波形的最大值、最小值、平均值和标准差。可以看到,不同粒径对应波形的最小值、最大值与平均值的偏差较小,计算得到的标准差也较为理想。粒径分别为70.0,48.0,38.5,

表1 不同粒径玻璃微珠的测量峰值分布

Table 1 Distributions of measured peak values of glass beads with different diameters

| Nominal particle size / $\mu\text{m}$ | Maximum of the signals /V | Minimum of the signals /V | Average value of the signal /V | Standard deviation |
|---------------------------------------|---------------------------|---------------------------|--------------------------------|--------------------|
| 70.0                                  | 1.160                     | 1.030                     | 1.060                          | 0.039              |
| 48.0                                  | 0.780                     | 0.700                     | 0.750                          | 0.024              |
| 38.5                                  | 0.590                     | 0.510                     | 0.550                          | 0.028              |
| 19.2                                  | 0.317                     | 0.240                     | 0.289                          | 0.023              |
| $27 \pm 1.1$                          | 0.419                     | 0.384                     | 0.400                          | 0.011              |

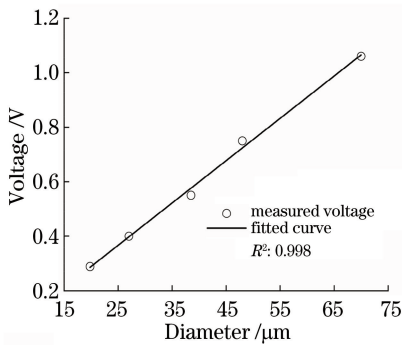


图4 不同粒径颗粒及其峰值对应关系  
Fig. 4 Relationship between diameter and measured peak value

### 3.3 颗粒浓度与波形数量的定性关系

实验中采用600 mL去离子水作为分散介质,逐步添加粒径为19.2  $\mu\text{m}$ 的玻璃微珠以获得不同颗

19.2  $\mu\text{m}$ 的玻璃微珠的信号峰值平均值之比为1:0.71:0.52:0.27。从图4可以看到,测量得到的波形峰值与粒径大小呈现出良好的线性关系,相关系数 $R^2$ 的值为0.998。根据实验测得的SB040104玻璃微珠的信号平均值及该比例关系,可换算出标准玻璃微珠的粒径为26.4  $\mu\text{m}$ ,与其标称值( $27 \pm 1.1$ )  $\mu\text{m}$ 接近。由此可得,在建立比例关系及控制测量区间获得较好的粒径分布的同时,波形的峰值可较为精确地反映被测颗粒的粒径。

粒浓度下的信号波形。图5给出了33,131,282 mg玻璃微珠样品在固定时间段内的散射光脉冲波形,相应的颗粒数浓度分别为 $6 \times 10^9, 2.4 \times 10^{10}, 5.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ 。可以看到:颗粒浓度较高时测得的信号中存在较多的脉冲;而在浓度较低时,后向散射脉冲数较少。激光器放大腔内的颗粒数浓度比图5测试的颗粒数浓度小3个数量级左右,故在相同的探测时间窗口内能获得的信号脉冲个数会低3个数量级。为此,在实际应用时,应适当延长测量时间以获得足够的脉冲信号。

### 3.4 波形脉宽讨论

70.0~19.2  $\mu\text{m}$ 玻璃颗粒及SB040104标准玻璃微珠反馈波形的平均半峰全宽依次为 $12.8 \times 10^{-5}, 6.72 \times 10^{-5}, 8 \times 10^{-5}, 7.36 \times 10^{-5}, 2.88 \times 10^{-5} \text{ s}$ 。可以发现,70.0  $\mu\text{m}$ 玻璃颗粒的平均半峰全

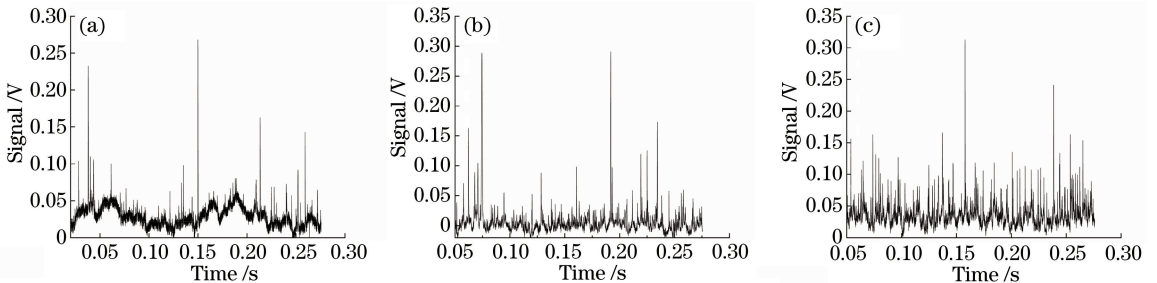


图5 不同颗粒数浓度下的散射信号。(a)颗粒数浓度为 $6 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ ;  
(b)颗粒数浓度为 $2.4 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ;(c)颗粒数浓度为 $5.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$

Fig. 5 Scattered signals at different number concentrations. (a) Number concentration  $6 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ ;  
(b) number concentration is  $2.4 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ ; (c) number concentration is  $5.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$

宽最宽,SB040104 标准玻璃微珠的半峰全宽最窄,其余三个粒径散射波形的宽度则较为接近,且与粒径大小的相关性不明显。由后向散射与高斯光束的特性可知,在蠕动泵循环速度一定的情况下,当光束的束腰半径大于颗粒粒径时,反馈波形的宽度取决于颗粒通过探测区的速度;当束腰半径小于颗粒粒径时,反馈波形的宽度与颗粒粒径和经过束腰的位置有关。根据本实验装置的光路设置和参数,高斯光束的束腰半径约为  $3.85\ \mu\text{m}$ ,远小于最小被测颗粒的粒径,因此符合后一种情况。由于  $70.0\ \mu\text{m}$  玻璃颗粒的粒径相较其余被测颗粒要大得多,因此波形宽度受颗粒粒径的影响最为明显,波形较宽。而剩下的颗粒粒径较为接近,因此它们的波形宽度受颗粒经过束腰时的位置的影响较大。因为颗粒经过束腰时的位置具有随机性,造成了其余颗粒的反馈波形宽度在同一量级但与粒径不成相关性的现象。此外,被测颗粒的表面特性也会对波形宽度产生影响。实验观测了两种粒径接近的 SB040104 标准玻璃微珠和  $30.8\ \mu\text{m}$  玻璃微珠,测得的波形宽度有较大的差别,直观上来看,标准玻璃微珠的波形要更窄,整体波形上的抖动和毛刺也更少。

## 4 结 论

介绍了一种探测后向散射光信号的颗粒测试方法。在探测装置中,使入射的高斯光束和散射光束经过同一个透镜,这使得测量区独立在光学装置之外,从而便于在实际场合中应用。此外,入射光和散射光通过同一透镜的方式使得测量装置的防振性能更好。

实验发现,脉冲信号的宽度与粒子通过测量区的速度、被测颗粒粒度有关。颗粒速度越慢或者颗粒粒径越大,波形的宽度越宽。为了使单个脉冲信号具有足够的取样点数,在系统响应方面应适当选取采样率。本文中,高斯光束束腰半径约  $3.85\ \mu\text{m}$ ,对于粒径为  $19.2\sim 70.0\ \mu\text{m}$  的玻璃珠,设置  $3.2\ \mu\text{s}$  的采集间隔可保证单个脉冲含数十个以上的采样点。

实验研究了粒径为  $19.2\sim 70.0\ \mu\text{m}$  的多种单分散玻璃微珠样本的后向散射光信号峰值与颗粒粒径的对应关系,各粒径对应的波形峰值比例接近实际颗粒的粒径比例。通过比较脉冲波形的峰值可反推获得颗粒的粒径。单次测量的时间长度由样本的颗粒浓度决定。为了得到足够多的脉冲信号,浓度低的样本通常需要更长的采样时段。实验发现,在固

定探测时间窗口内测量得到的脉冲数与被测样本的颗粒数浓度成正比。以上研究结果可为大型高功率激光装置中的大口径钽玻璃片状放大器洁净度的检测提供一种新的技术手段。

## 参 考 文 献

- [1] Stowers I F, Horvath J A, Menapace J A, *et al.* Achieving and maintaining cleanliness in NIF amplifiers [J]. Proceedings of SPIE, 1999, 3492: 609-620.
- [2] Horvath J A. NIF/LMJ prototype amplifier mechanical design [J]. Proceedings of SPIE, 1996, 3047: 148-157.
- [3] Shen T H. The cleaning of aluminum frame assembly units: UCRL-ID-14393 [R]. [S. l.]: Office of Scientific and Technical Information (OSTI), 2001.
- [4] Shupp A M, Rodier D, Rowley S. Monitoring airborne molecular contamination: a quantitative and qualitative comparison of real-time and grab-sampling techniques [J]. Proceedings of SPIE, 2007, 65183: 65183Z.
- [5] Cai X S, Su M X, Shen J Q, *et al.* Particle size measurement techniques and application [M]. Beijing: Chemical Industry Press, 2010.  
蔡小舒, 苏明旭, 沈建琪, 等. 颗粒粒度测量技术及应用 [M]. 北京: 化学工业出版社, 2010.
- [6] Zhang Z J, Ji J W, Qu D D. Development of a particle counter based on light-blocking theory [J]. Journal of Shenyang Agricultural University, 2005, 36 (6): 742-745.  
张志军, 纪建伟, 曲丹丹. 一种光阻法颗粒计数器的研制 [J]. 沈阳农业大学学报, 2005, 36 (6): 742-745.
- [7] Li J C, Liang S W. How to improve the accuracy of liquid automatic particle counter [J]. Hydraulics Pneumatics & Seals, 2014, 34(1): 55-58.  
李健聪, 梁圣伟. 浅谈如何提高液体自动颗粒计数器测试精度 [J]. 液压气动与密封, 2014, 34(1): 55-58.
- [8] Gouesbet G, Gréhan G. Generalized Lorenz-Mie theories [M]. Berlin: Springer, 2011.
- [9] Gouesbet G, Maheu B, Gréhan G. Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formulation [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1988, 5 (9): 1427-1443.
- [10] Maheu B, Gouesbet G, Gréhan G. A concise presentation of the generalized Lorenz-Mie theory for arbitrary location of the scatterer in an arbitrary incident profile [J]. Journal of Optics, 1988, 19(2):

- 59-67.
- [11] Bohren C F, Huffman D R. Absorption and scattering of light by small particles[M]. Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH, 1998.
- [12] van de Hulst H C. Light scattering by small particles [M]. New York: John Wiley and Sons, 1957.
- [13] Bromwich T J. Electromagnetic waves [J]. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1919, 38(223): 143-164.
- [14] Borgnis F E. Elektromagnetische eingenschwingungen dielektrischer räume [J]. Annalen Der Physik, 1939, 427(4): 359-384.