

大为增加( $10^5-10^6$ ). 例如图 6 所示, 当 A 和 C 波长范围为 1s 的曝光时间, B 范围的曝光时间为 0.1s. 若 A 和 C 的背景噪声为 1 计数, 而 C 的计数的 10 倍为 640000, 则内景动态范围为 640000 : 1.

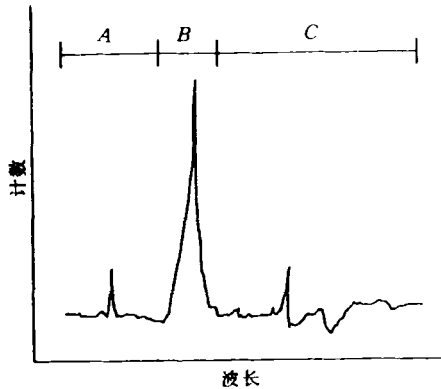


图 6 根据不同光强采用不同曝光时间的实例

#### 4. 模糊现象

相邻象元由于电荷的泄漏造成信号的相互覆盖. CCD 器件的模糊较小, 这是由于其矩形响应所致. 一般来说, OMA 的 CCD 探头, 相邻象元的影响  $< 2.5\%$ . 对角相邻象元的影响为  $< 0.6\%$ . 从而, 具有很高的分辨率, 很小的交叉效应和很高的动态范围.

#### 5. 透镜耦合增强器(LCI)

透镜耦合增强器是专门用于动态范围适配的增强器, 适用于 CCD 器件. LCI 的动态范围恰好与 CCD 的动态范围相适配, 这一点大大改善了光纤耦合的特性. LCI 具有可变增益、快速的脉冲 ( $5\text{ns}-10\mu\text{s}$ )、程控脉冲宽度和延迟 ( $10\text{ns}-13\mu\text{s}$ ). 因此, 有助于图像和时间分辨光谱应用.

#### 6. 图象检测

OMA4 系统可作弱光图象检测, 很方便构成高动态范围图象系统(HiDRIS), 只要在探头前加 LCI 和照相机镜头, 在计算机中输入 HiDRIS 软件即可. 其中 CCD 是  $512 \times 512$  的矩阵, 这种 HiDRIS 是弱光图象检测的先驱.

EG&G PARC 推出的 OMA4 系统是近年来国际发展的最新成就, 它解决了弱光检测的一系列问题, 最有吸引力的是它同时满足: (1) 噪声  $< 1$  电子, (2) 读出率  $3\mu\text{s}/\text{象元}$ , (3) 动态范围 22bit. 因此, 它执国际 OMA 系统的牛耳.

- [1] 陈佳圭, 微弱信号检测, 中央广播电视大学出版社, (1987).
- [2] 陈佳圭、金瑾华等, 微弱信号检测—仪器的使用与实践, 中央广播电视大学出版社, (1989).

## 用相位多普勒效应同时测量微粒的速度与尺寸

宋菲君

(中国科学院大恒公司, 北京 100080)

本文评述了测量微粒的尺寸和运动速度的意义以及各种方法的优缺点, 回顾了同时测量微粒速度和尺寸的相位多普勒测速(PDA)技术的发展历史, 并且在几何光学近似模型的基础上, 比较详细地介绍了 PDA 的原理及物理图像.

运动微粒对光波的散射是一个非常基本的物理效应, 它是光波电磁场与运动微粒互相作用的结果, 所以散射光波必然荷载了与微粒有

关的许多信息. 这些信息大致分为三类: 第一类是微粒的运动状态参数, 例如速度; 第二类是微粒的几何参数, 例如球形微粒的直径; 第三类则

是微粒的物理参数,例如构成微粒物质的折射率、吸收系数等.这些信息通过散射光的强度、偏振态、调制度、相移等参数表现出来.

上述有关微粒的各种信息的测量,在基础研究和国防、工业部门有重要的意义.理论和实验都已证明,当微粒的尺寸在某一范围内,它具有良好的跟随特性,微粒的运动速度基本上反映了流体的流速.因此,微粒速度的测量成为流体流场速度分布测量的基础,广泛应用于风洞、水洞中流场的测量,漩涡结构及其破碎过程的研究,飞机作大攻角飞行时气流的漩涡发展过程的研究,水轮机械、螺旋浆区流场的研究,各种发动机尾喷管气流速度场的测量,江河水库中泥砂沉降规律的测量,以及人体毛细血管中血液流动速度的测量等等.

微粒尺寸及其分布的测量同样具有重要的应用价值.各种发动机汽缸中燃料雾化过程中颗粒度的大小直接影响其效率.水煤浆中煤粉尺寸大小决定了它的燃烧值,水泥颗粒度则决定了它的标号.此外,制药、食品(特别是乳制品)、化学工业也常常要求准确测定制品的颗粒尺寸及其统计分布,在许多场合下还要求对微粒的尺寸进行在线实时测量,以控制生产流程中的工艺参数.

过去,微粒运动速度和尺寸分布测量是两类互不相关的测量过程,微粒尺寸的测量方法主要有两类:一类是测量单个微粒通过激光焦点时散射光的强度来推算出微粒的大小,称为激光微粒计数方法,又称单个粒子计数<sup>[1]</sup>(single particle count,简写作SPC);另一类是测量大量微粒(所谓“微粒系综”)对激光的衍射光强度分布来获得微粒尺寸分布的直方图,又称激光衍射微粒尺寸分析<sup>[2]</sup>(laser diffraction particle sizing analysis,简写作LDPSA).此外还利用微粒在液体中沉降的斯托克斯定律来测量微粒的大小.

测量微粒运动速度的主要而有效的方法是激光多普勒测速<sup>[3]</sup>(laser Doppler anemometer,简称LDA),目前已形成系列化的产品.

早在1973年,Farmer<sup>[4]</sup>就曾提出过利用多

普勒信号中的信息同时测量微粒速度和尺寸大小的可能性.由于这一设想有可能把两种完全不同的测量在一个仪器中实现,因此立即引起科技界和工业界的广泛兴趣.在当时,虽然由于条件的限制 Farmer 的设想并未形成具有实用价值的测量技术,但利用多普勒信号同时测量微粒速度和直径的研究却从此开始了.两年后,Durst 和 Zare<sup>[5]</sup>指出位于空间不同位置的两个光探测器测出的多普勒信号的相位差与粒子的直径成正比.事实上,他们给出了一个基本的测量模型:利用多普勒信号的频率信息(又称多普勒频移)来测量速度,利用多普勒信号的相位信息来测量微粒直径.在这个模型中,散射光的信息得到了比较充分的利用.

不久,Bachelo<sup>[6]</sup>提出几何光学近似模型,对于直径比波长大的球形微粒的散射效应进行了细致的分析,肯定了相移与直径成正比的结论.这个结论的物理图像相当清楚.我们知道,在微粒对光波散射的过程中,必然出现相移.在 Bachelo 的模型中,这个相移是由光波在介质球表面反射及透过介质球的折射过程中的光程改变引起的.可以想见,相移应当与光程差成正比,并且是散射角(散射波矢量与入射波矢量的夹角)的函数,而光程差应当与表征微粒大小的某个特征量(例如球形微粒的直径)成正比.相移本身无法测量,因为时间的零点不确定,但空间不同位置的相位差是确定的.显然,相位差也应当具有以上的特征,这就是相位多普勒效应的物理实质.对此,我们在下文中将进一步加以阐述.

后来,Bachelo<sup>[7]</sup>和 Bauckhage<sup>[8]</sup>等又进一步发展了这一方法.许多研究工作把几何光学模型与严格的 Mie 理论加以对比,在粒子直径  $d \gg \lambda$  的情况下得到几乎完全相符的结果.

Nagwi<sup>[9,10]</sup>还探讨了在测量微粒速度和大小的同时确定其折射率的可能性,以期更加全面地利用散射光波所荷载的信息.

上述测量方法称为相位多普勒测速(phase Doppler anemometer,简称为PDA),它把流体流速测量和微粒尺寸测量结合起来,成为一项

强有力的非接触测量技术。

### 一、相位多普勒测量的基本原理

球形介质微粒对光波散射问题的精确解是根据 Lorentz-Mie 理论得到的<sup>[11]</sup>, 然而结果很复杂. 如果引入无量纲量  $\alpha = \pi d/\lambda$  来表征粒子的大小, 其中  $d$  为粒子直径,  $\lambda$  为波长, 则计算表明, 表达散射系数的级数中需要计算的项数与  $\alpha$  大体成正比. 对于  $\alpha$  较大的情况, 需花费相当可观的计算时间, 在实用中很不方便.

Van de Hulst<sup>[11]</sup>指出, 当  $d \gg \lambda$ , 且介质球的折射率  $n_d$  与周围介质的折射率  $n_c$  相比差别较大时, 几何光学近似处理的结果与严格的 Mie 理论的结果符合得很好. 几何光学模型的适用范围为  $\alpha > 10$ , 即  $d > 2\mu\text{m}$  (假定  $\lambda = 0.633\mu\text{m}$ ), 而测量的上限达几百微米乃至毫米的量级.

根据 Van de Hulst 的计算, 当  $\alpha > 10$  时, 散射光可以分为三部分: 衍射、折射和反射 (假定球体介质是透明的). 其中衍射系数表示为

$$S_{\text{diff}}(\alpha, \theta) = \alpha^2 \left[ \frac{J_1(\alpha \sin \theta)}{\alpha \sin \theta} \right]^2, \quad (1)$$

式中  $J_1$  为贝塞尔函数,  $\theta$  为散射角. 由贝塞尔函数的性质, 衍射光能量仅集中在前向近轴区域. 计算表明, 当  $d > 3\mu\text{m}$  时,  $\theta > 10^\circ$  以外区域中衍射光的能量已可忽略; 当  $d = 2\mu\text{m}$ , 相对折射率  $m = n_d/n_c = 1.5$  时, 在  $\theta > 45^\circ$  以外的区域衍射光的能量小于总能量的 10%. 因此, 将探测器布置在大散射角的离轴区域, 衍射光的影响可以基本消除.

下面我们来介绍由 Sellens<sup>[12]</sup>改进的几何光学近似模型.

当  $d \gg \lambda$  时, 球形非吸收介质微粒相当于一个球形透镜, 当光线照射到透镜表面时, 将发生反射和折射, 两次折射后的光线又透射出球面, 在球内多次反射的光线能量的比例很小, 可以忽略. 假定  $n_d > n_c$ , 先考虑折射的情形, 见图 1.

设  $R_0, R_2, R_4$  分别是入射、折射和透射光线. 根据折射定律,  $R_0, R_2$  和  $R_4$  共面, 该平面包

物理

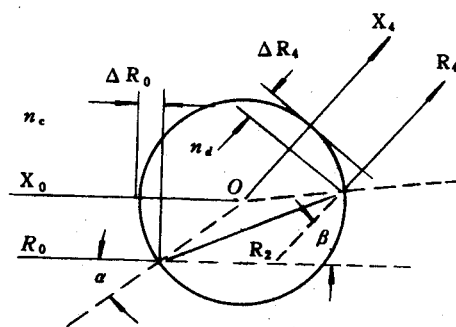


图1 光线在球形透镜内的折射

含球心  $O$ . 再引入通过球心的虚拟的参考光线  $X_0, X_4$ , 分别与  $R_0, R_4$  平行.  $\alpha$  和  $\beta$  分别为入射角和散射角. 利用折射定律容易推算出

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{|\frac{1}{m} - \cos \frac{\beta}{2}|}{\sin \frac{\beta}{2}}. \quad (2)$$

透射光线相对于真空中的虚拟光线的相移

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} x d, \quad (3)$$

式中比例系数

$$x = n_d \left( 1 - \frac{\sin^2 \alpha}{m^2} \right)^{1/2} - n_c \cos \alpha. \quad (4)$$

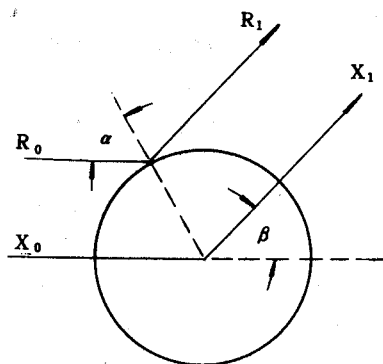


图2 光线在球形透镜表面的反射

在反射光的情况下 (参见图 2), 容易推算出相应的公式:

$$\alpha = \frac{\pi - \beta}{2}, \quad (5)$$

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} x d, \quad (6)$$

$$x = -n_c \cos \frac{\pi - \beta}{2}. \quad (7)$$

以上计算表明, 无论折射或反射引起的散

射光的相移都正比于球形微粒直径  $d$ , 比例系数是相对折射率和散射角的函数. 这正是 PDA

的基本原理.

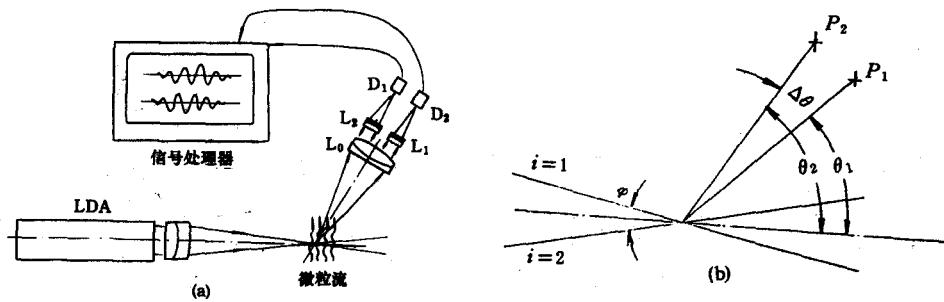


图3 PDA 光学系统

图3是PDA光学系统示意图,它的发射部分是一个标准的一维激光多普勒测速仪.由同一激光器分出来的两束平行的激光束,经大孔径透镜聚焦并相交,相交区域与焦点重合,形成测区.接收部分由两个通道合成.当微粒流流过测区时,散射光波由大孔径物镜  $L_0$  接收形成平行光,再由小孔径物镜  $L_1, L_2$  分别聚焦到两个平方律探测器(例如雪崩二极管或带小孔的光电倍增管)  $D_1, D_2$  上.两个通道分别对应于不同的散射角.

通过测区的微粒散射的两束入射光波显然是相干的,它们在空间一点  $P$  发生相干叠加,合成波的复振幅可表示为

$$E(P) = E_1(\omega_1 t, \psi_1) + E_2(\omega_2 t, \psi_2), \quad (8)$$

其中角频率  $\omega_1 \neq \omega_2$ , 它们与入射光波角频率  $\omega$  的差  $\omega_1 - \omega$  和  $\omega_2 - \omega$  称为多普勒频移.这是运动粒子对光波散射的多普勒效应的直接结果.初相位  $\psi_1$  和  $\psi_2$  的成因已在上文中讨论过,它们均与粒子直径成正比,但由于  $P$  点相对于两个入射波矢量的散射角不相等,因此比例系数不相等,这正是相位多普勒效应的结果.

由平方律探测器测得的光强为

$$I = (E_1)^2 + (E_2)^2 + 2|E_1 E_2| \cos(2\pi \Delta \nu t + \Delta \psi), \quad (9)$$

式中  $\Delta \nu$  为多普勒差频,

$$\begin{aligned} \Delta \nu &= \frac{v}{2\pi} \cdot (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \\ &= \frac{2v \sin(\varphi/2)}{\lambda} = \frac{\Delta \omega}{2\pi}, \end{aligned} \quad (10)$$

$v$  为粒子的速度矢量,  $\varphi$  为两入射光束夹角.我们看到,速度  $v$  与多普勒差频成正比,而调整两个入射光波的夹角,可以改变比例系数,当  $\varphi$  很小时,  $\Delta \omega$  变成较低的频差,将有助于测量.

(9)式中的  $\Delta \psi$  为相移,

$$\Delta \psi = \frac{2\pi}{\lambda} (x_1 - x_2) d = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x d, \quad (11)$$

$\Delta x$  是粒子介质折射率  $m$  及接收器位置  $P$  的函数.前面已讲过,由于时间坐标原点的不确定性,我们并不能从(9)式中测出  $\Delta \psi$ .为了测出  $\Delta \psi$  从而确定  $d$ ,需要在空间不同位置  $P_1$  和  $P_2$  布置两个接收器,得到如(9)式的多普勒信号的相位差也与粒子直径成正比:

$$\Delta \psi_2 - \Delta \psi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta x_2 - \Delta x_1) d. \quad (12)$$

与初相位不同,相位差是可以精确测定的,而比例系数已在上文给出,这样一来,我们就最终获得了粒子直径  $d$  的大小.图4给出空间三个不同位置测出的多普勒信号,其间的相位差可以明显看到.多普勒信号上的高斯型包络显然是由激光束光强的高斯型截面引起的.入射光的焦点越小,测区就越小,测量的空间分辨率就越高,但信号波列越短.根据普遍的测不准原理,此时频率的测量误差就越大.

以上结果表明:

(1)空间一点探测到的多普勒信号是微粒散射光波干涉效应的结果.

(2)空间两点探测到的多普勒信号的相位差与微粒直径成正比,比例系数是粒子的折射

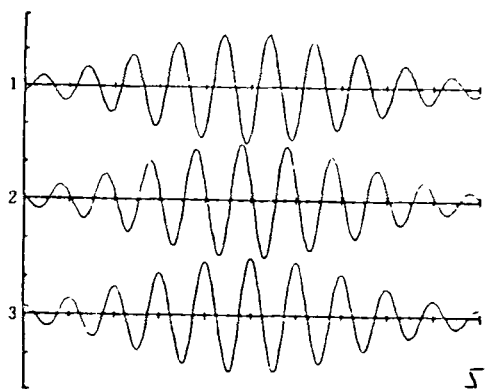


图4 空间三个不同位置测得多普勒信号的相位差率及光学系统空间位置参数的函数。

(3)微粒的速度  $v$  由多普勒差频  $\Delta\nu$  确定, 微粒的直径  $d$  由相位差  $\Delta\psi$  确定。

## 二、实验结果

图5、图6为实验结果与理论曲线的比较。在图6中还给出几何光学近似与严格的 Mie 理论的对比结果。这些结果充分证实了上一节得出的结论。

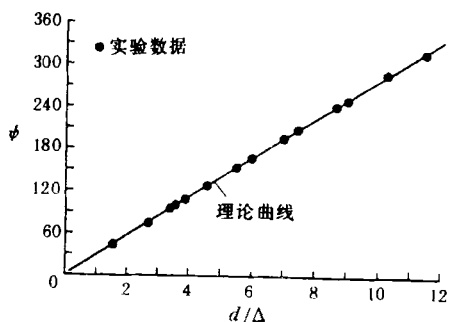


图5 水微粒的 PDA 实验结果与理论曲线的比较

$$\left(\Delta - \frac{\lambda}{2\sin(\psi/2)}\right)$$

## 三、讨论和展望

本文以几何光学为基础,讨论了 PDA 的原理。结果表明,这一技术有一些令人瞩目的特点。

(1)被测量是两个多普勒信号的相位差,激光光强波动、系统调整误差、探测效率的变动、物理

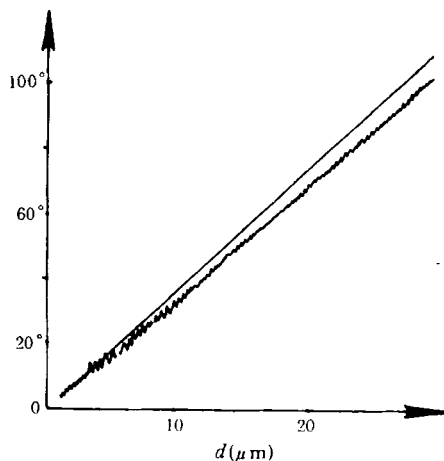


图6 几何光学近似(图中直线)和 Mie 理论(图中曲线)的对比

探测器响应的非线性等因素对测量结果的影响都不大。

(2)理论计算和实验都已证明,在几个微米到几百微米的范围内,相位差和微粒直径之间的关系都呈线性,亦即在跨越两个数量级的动态范围内测量的灵敏度都是均匀一致的。

(3)从投资的角度来看,PDA 和 LDA 的差别不大:PDA 保留了 LDA 系统中通常比较昂贵的发射系统,只需增加一个两通道或三通道的 PDA 接收系统(又称作 PDE - phase Doppler extension),就可以同时实现微粒速度和尺寸两项测量。

然而,与任何测量技术一样,PDA 也有一些局限性。

(1)由于相位函数的周期性,当测量范围较大时,就出现了多值性(参见图7)。为了消除这一不确定因素,通常采用三通道接收器。

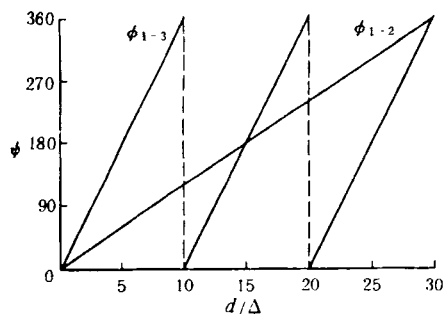


图7 相位函数的周期性——PDA 的多值性

(2) 尽管可以采用大散射角以消除衍射的影响,但仍需确定折射光和反射光之中哪一个因素在起主导作用.

(3) 有一些工作试图把几何光学模型的适用范围下限再向下延拓到亚微米量级<sup>[10]</sup>. 然而,当  $d$  与  $\lambda$  可比时,  $\Delta\psi-d$  函数出现了振荡.

尽管如此, PDA 仍不失为同时测量微粒大小和速度的有效方法. 随着 PDA 的研究工作的深入开展,新一代多功能的 LDA/PDA 产品已经问世,这反过来又支持了 PDA 的研究.

- [1] E. D. Hurlman, *Opt. Eng.*, **19**(1980), 854.  
[2] E. D. Hurlman, *Opt. Eng.*, **23**(1984), 610.  
[3] Y. Yeh and H. Z. Cummins, *Appl. Phys. Lett.*, **4**

(1964), 176.

- [4] W. M. Farmer, Ph. D. Thesis, U. Tennessee, (1973).  
[5] F. Durst and M. Zare, Proc. LDA Symp. Copenhagen, Denmark, (1975), 403.  
[6] William D. Bachelo, *Appl. Opt.*, **19** 3(1980), 363.  
[7] W. D. Bachelo et al., *Opt. Eng.*, **23**-5(1984), 583.  
[8] D. Bauckhage and H. H. Fogel, Second International Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, (1984).  
[9] A. Naqwi et al., *Appl. Opt.*, **30**-33(1991), 4949.  
[10] Amir Naqwi et al., *Appl. Opt.*, **30**-33(1991), 4903.  
[11] H. C. Van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles*, Wiley, New York, (1957).  
[12] R. W. Sellens, *Experiments in Fluids*, **8**(1989), 165.

## 1993 年第 9 期《物理》内容预告

### 知识和进展

半导体量子光电子学的进展(王启明);  
生命科学中的物理问题(罗辽复);  
纳米磁性多层膜研究进展(潘峰等);  
磁存储材料的未来发展(王荫君);  
非晶态合金的晶化与纳米晶软磁材料(何开元等);  
宝光的理论(胡波).

### 物理学和经济建设

非晶硅半导体及其在传感技术中的应用(魏光普);  
液氮冷装配技术(柳涛等).

### 实验技术

同步辐射 X 射线荧光分析(李学军等);  
DZW 型微伽重力仪的原理和特点(胡国庆).

### 物理学史和物理学家

普朗克的第二次量子假设(王晓明);  
占布斯和他对热力学、统计力学的贡献(杨建邨等).

### 问题讨论

均匀磁场中电荷的量子运动和规范不变原理(刘全慧等).

### 前沿和动态

经历了 300 年以后惠更斯原理被修正(朱振和).

### 资料

物理学述评性文献情报源介绍(赵基明).