

采用光学频移的激光测速系统

沈熊 廖湖声

(清华大学工程力学系)

提要: 讨论了频移的原理及其功能; 介绍一种应用声光调制器作为频移器件的激光测速系统, 并成功地用来测量二维阶跃扩张管道中的高端流度回流流动。

Laser-Doppler velocimeter using the technique of optical frequency shift

Shen Xiong, Liao Husheng

(Department of Engineering Mechanics, Qinghua University)

Abstract: The principles and functions of frequency shift are discussed. A LDV system using an acousto-optic modulator as its optical frequency shift device is presented. The measurements of the highly turbulent recirculating flow in a two-dimensional duct with a single step expansion were successfully performed by employing the LDV system.

一、引言

近年来, 我国研制了几种激光测速仪(LDV)^[1]。但它们都不具备判别速度正反向的功能, 即存在所谓方向模糊问题, 因而只能用在预先知道流速方向的场合。采用光学频移技术可以有效地解决方向模糊问题^[2], 此外, 还能给信号处理带来好处, 如便于消除信号中的基底频谱、克服横向速度的限制和改善信号的动态范围等^[3]。

有三种常见光学频移器件, 即旋转光栅、声光器件和电光器件。旋转光栅结构简单, 容易制造。缺点是衍射效率低, 频移量小, 转动的稳定性和光栅质量均会影响频移的质量。电光器件可以快速、准确地控制频率变化, 但结构比较复杂。为了得到较高的衍射

效率, 需要高的驱动电压和功率, 容易给测量系统带来视频干扰。

近几年来, 出现了高声光效应晶体材料, 因而用声光器件作频移器件估计最有发展潜力。这种频移器衍射效率高, 驱动电压及体积小, 便于集成化。我们以声光调制器作为频移元件, 完成了一套频移型激光测速系统。并用它测量了二维单边阶跃扩张管道中的高端流度回流流场, 得到了平均速度、湍流度和速度概率密度函数的空间分布。

二、频移原理及其功能

1. 频移问题的提出

图1是一种没有频移装置的典型LDV光路^[4]。由于干涉作用, 在两光束交点, 即测

收稿日期: 1981年12月22日。

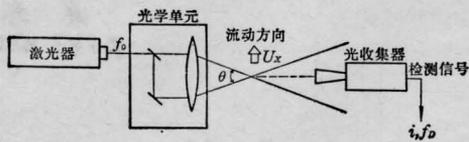


图1 没有频移的LDV光路

量体内形成一组静止干涉条纹。当运动粒子通过测量体时，光检测器中接收到的多普勒信号频率 f_D 与粒子速度有如下熟知的关系式：

$$f_D = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} \cdot |U_x| \quad (1)$$

因为频率没有正负，方向相反、大小相同的速度得到的频率是一样的。如果出现反向速度，图1所示的光路是无法辨别的。实际上，由于具体使用的信号处理器，如频率跟踪器测量范围的限制，即使在最低量程也无法测量频率接近于零的信号。

如果在两条入射光路上插入两个频移器件，使原来与激光器频率 f_0 相同的两光束，分别得到频移量 f_{s1} 和 f_{s2} ，就会在测量体中得到一组移动着的干涉条纹(图2)。设图中的速度方向为正向，不难证明条纹的移动速度为：

$$\begin{aligned} V_s &= \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} (f_{s1} - f_{s2}) \\ &= \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \cdot f_s \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $f_s = f_{s1} - f_{s2}$ 为总频移量。应当注意，图中 $f_{s1} > f_{s2}$ ，否则条纹将向相反方向移动。 $f_{s1}, f_{s2} \ll f_0$ ，在计算条纹间距 d_f 时，可以忽

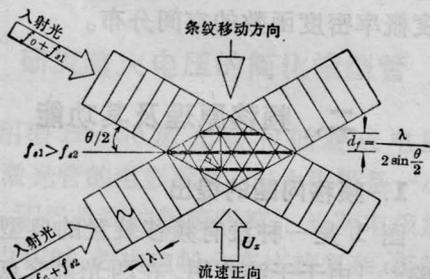


图2 存在移动条纹的测量体

略波长变化而采用激光光源的波长 λ 。这时光电流的多普勒频率与速度的关系式变成：

$$f_D = \left| f_s + \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} \cdot U_x \right| \quad (3)$$

当流速反向时，方向相反的流速将分别对应大于或小于频移量 f_s 的信号频率。只要适当选择 f_s ，使最大反向流速对应的多普勒频率大于信号处理器量程的下限，就能避免削平效应。

2. 信号基底频谱及其消除

激光束是以高斯光强分布在空间传播的。在有频移的情况下，当一个粒子以速度 U_x 穿过测量体时，光电流 $i(t)$ 可用下面的方程式表示：

$$\begin{aligned} i(t) &= i_a \exp \left\{ - \left[\frac{2\sqrt{2}(t-t_0)}{\tau} \right]^2 \right\} \\ &+ i_a \exp \left\{ - \left[\frac{2\sqrt{2}(t-t_0)}{\tau} \right]^2 \right\} \\ &\times \cos[2\pi(f_D + f_s)(t-t_0)] \end{aligned} \quad (4)$$

式中， $\tau = N_f / f_D$ 是粒子穿过测量体的有限渡越时间， N_f 是测量体中条纹数； t_0 是粒子到达时刻。时域的信号波形如图3所示。

公式(4)和图3均表示检测信号电流由两部分迭加而成。一部分是最大幅度为 i_a 的呈高斯分布的基底信号；另一部分是包络为高斯分布的余弦信号。

对式(4)进行傅里叶变换，可得到检测信号频谱分布的表达式：

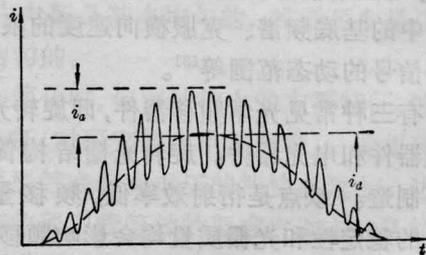


图3 单个粒子散射光的信号电流

$$I(f) = \left(\frac{i_a \tau}{2}\right) \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \exp\left\{-\left[\frac{\pi f \tau}{2\sqrt{2}}\right]^2\right\} + \left(\frac{i_a \tau}{4}\right) \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/2} \times \exp\left\{-\left[\frac{\pi(f+f_D+f_s)\tau}{2\sqrt{2}}\right]^2\right\} + \exp\left\{-\left[\frac{\pi(f-f_D-f_s)\tau}{2\sqrt{2}}\right]^2\right\} \quad (5)$$

其频谱图形也由两部分组成。一部分是低频的基底信号频谱,带宽按 10% 最大幅度计算为 $e/2\tau$; 另一部分是多普勒信号频谱,频带范围从 $f_D+f_s-(e/2\tau)$ 至 $f_D+f_s+(e/2\tau)$ 。

基底频谱带宽同多普勒频率 f_D 成正比,同测量体中条纹数成反比。实际使用中,信号电流由许多粒子的散射光产生的电流迭加而成。信号处理器处理的是一个准连续信号。对于大多数 LDV 系统, N_f 都不会小于 10, 所以基底频谱带宽不会超过 f_D 的 14%。当流速脉动不大时,可以利用高通滤波器来滤掉基底频谱,保留多普勒频谱进行处理。

如果流速脉动很大,如高端流度、振荡流等情况;或者空间速度非常不均,如两相流、边界层等情况,会使基底频谱和多普勒频谱加宽,以致两者部分地重叠起来。如果还出现反向流动,则反向流速的频谱又迭加到正向频谱上,使频谱更加畸变(见图 4)。在这种情况下,显然无法用高通滤波器滤去基底频谱。

为避免频谱混迭,普通 LDV 系统必须限制速度脉动量,使满足条件:

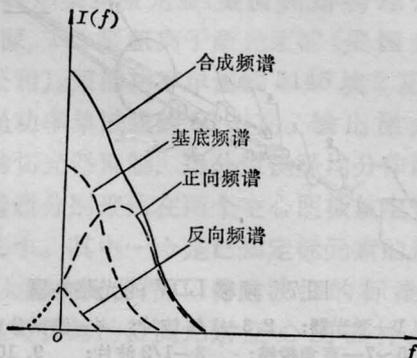


图 4 基底的频谱同正反向速度频谱的混迭

$$(f_D)_{\min} \gg e/(2\tau_{\max}) = (e/2N_f)(f_D)_{\max} \quad (6)$$

当 $N_f=10$ 时,可得到

$$(f_D)_{\min} \gg 0.14(f_D)_{\max} \quad (7)$$

对于高斯湍流,能够满足此条件的当地湍流速度大体上在 20~30% 之间。

3. 横向速度限制的消除

从(6)式可见,要避免频谱混迭,测量体中条纹数有最低要求。但是在脉动速度很大时,粒子的瞬时速度向量往往具有相当大的横向(即 Y 向或 Z 向)速度分量。这时,尽管测量体内有足够的条纹数,粒子通过的条纹数可能较少,甚至达不到信号处理器的最低要求。例如,国际上目前较通用的计数型处理器,大多采用 5/8 条纹数比较装置;还有的频率跟踪器,需要跟踪 8 个多普勒频率周期后,才能获得数据。使用这些信号处理器,信号周期数必须超过 8 个方能有效。

横向速度对多普勒闪烁有效性的影响叫“条纹偏置”,它会造成测量中的“方向优先”。当数据密度低时是特别需要考虑的,因为测量值的概率随方向变化会使数据的统计不准确。

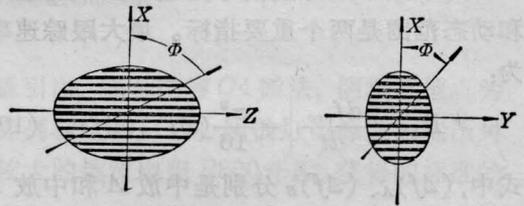


图 5 不同平面内的极限方向角

根据粒子必须通过的最少条纹数 N_{or} , 可以计算出可测速度向量的极限方向角 Φ 。 Φ 角越小则“死区”越大。因为测量体是一个椭球体,在以 X 轴为对称轴的不同平面内,极限方向角是不一样的。为简单起见,可以 $X-Y$ 平面中的 Φ 角为代表(见图 5)。当光束交角较小时(这时测量体中条纹数少),截面接近圆形,于是可以得到下面的简单关系式:

$$\cos \Phi = \frac{U_x}{U} \geq N_{cr}/N_f \quad (8)$$

式中, $U = \sqrt{U_x^2 + U_y^2}$ 。使用普通的 LDV 时, 可据此估算对横向速度测量的方向限制。

采用光学频移可以完全消除“死区”, 因为条纹移动使粒子实际通过的条纹数大大增加。只要选取 $f_s/f_{D0} = N_{cr}/N_f$, (8) 式就变成:

$$\cos \Phi = U_x/U \geq N_{cr}/N - f_s/f_{D0} \quad (9)$$

式中 $f_{D0} = 2\sin(\theta/2) \cdot U_0/\lambda$ 。图 6 表示了 f_s/f_{D0} 不同时, 极限方向角 Φ 与 N_{cr}/N_f 的关系。

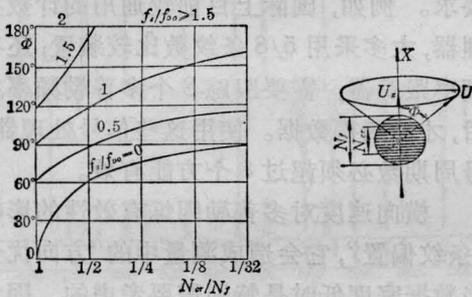


图 6 极限方向角与频移量的关系

4. 信号动态范围的最佳化

对于频率跟踪型信号处理器, 跟踪速率和动态范围是两个重要指标。最大跟踪速率为:

$$R_T = \left| \frac{df_{osc}}{dt} \right| = \frac{\pi^2}{16} (\Delta f)_A (\Delta f)_B \quad (10)$$

式中, $(\Delta f)_A$ 、 $(\Delta f)_B$ 分别是中放 A 和中放 B 的带宽。 $f_{osc} = f_D + f_0$ 为压控振荡器频率。 f_0 是中频频率, 在一定量程下为常数。当 $(\Delta f)_B$ 不变时, R_T 与 $(\Delta f)_A$ 成正比。 $(\Delta f)_A$ 的绝对量是与量程成正比的, 因此量程越大, 最大跟踪速率越高。

跟踪速率与信号调制度有一定关系。正弦调制的多普勒频率变化率为

$$\frac{df_D}{dt} = \bar{f}_D K \omega_K \quad (11)$$

式中 $K = f_m/\bar{f}_D$ 称调制系数, 是最大多普勒频率 f_m 与平均多普勒频率 \bar{f}_D 之比; ω_K 是调制

角频率。在 $|df_D/dt| \leq |df_{osc}/dt|_{\max}$ 的条件下, 信号调制度越大, 则允许的 ω_K 越小。反之, 如果要提高 ω_K , 则必须减小 K 。

在高端流度情况下, 流速脉动幅度大, 频带宽, 频响与调制度的矛盾十分突出, 往往由于超出最大跟踪速率而造成失锁, 无法正常工作。采用正向频移, 信号调制度减小为:

$$K = f_m/\bar{f}_D + f_s \quad (12)$$

同时, 又由于量程的提高, 允许的 ω_K 也提高了。因而动态性能大为改善。当然这是以降低脉动速度的分辨率为条件的。

与此相类似, 在高速低湍流度情况下, 可以采用负频移提高脉动速度的分辨率。

三、频移型激光测速系统

1. 双晶体差动式频移 LDV 光路

我们所用的器件是上海硅酸盐所协作研制的, 晶体材料是钼酸铅 (PbMoO_4)。

图 7 是双晶体差动式频移 LDV 的光路布置。激光器光束经偏振分光装置分成两束, 分别通过两个声光器件, 经布喇格衍射得到两束 +1 级衍射光会聚到测量区。

两个声光器件由独立的振荡器供给驱动功率, 改变不同的频率组合可以得到不同的频移量。

采用连续可变的偏振分光装置可以提高

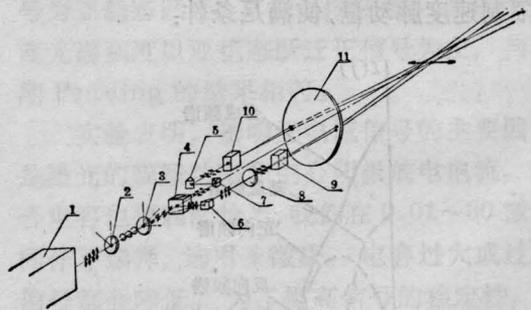


图 7 频移 LDV 的光路布置

1—激光器; 2,3—1/4 波片; 4—偏振分光镜; 5~7—直角棱镜; 8—1/2 波片; 9,10—声光器件; 11—入射透镜

光能利用率和信噪比。在双光束-双散射模式工作时，为了实现最佳光外差以获得最佳信噪比，要求两束散射光强度相等。根据微粒光散射理论，如果光检测器位于两束入射光的对称平面中接收，等强度的入射光可以得到等强度的散射光。如果实验条件需要，光检测器不能放在对称平面中，两散射光强度就不相等。为了仍能得到等强度的散射光，两入射光束的强度就不应当是相等的。

在参考光模式工作时，两入射光强度比应在 1:99 以上。此外还由于制造上的原因，两个声光器件的衍射效率往往也不能完全一样。以上这些因素都要求能任意调节分光比。显然，用连续可变的分光装置比起常用的中性滤光片来，光能利用率要高得多。

2. 信号处理系统

图 8 是频移 LDV 信号处理系统框图。信号处理器使用 SXJP-01 型频率跟踪器。根据流动条件，在 500 千赫量程选用 100 千赫频移量，在 1.5 兆赫量程选用 400 千赫频移量。

由频率跟踪器输出的与流速成正比的模拟电压，分别用模拟方法和数字方法进行数据处理。模拟方法用 55D35 型均方根电压表测量均方根脉动速度；用数字电压表采样平均得到平均速度。数字方法是將模拟电压记录在磁带上，经回放检验后，送到 7T08 型数字数据处理器作离线处理。使用专用的计算

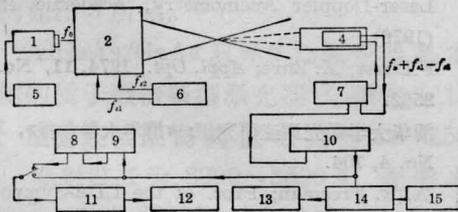


图 8 信号处理系统框图

- 1—激光器；2—光学单元；3—光接收器；4—光电倍增管；5—激光电源；6—驱动源；7—光电倍增管电源；8—均方根电压表；9—信号适调器；10—频率跟踪器；11—数字电压表；12—数字打印机；13—数字处理器；14—磁带机；15—直流电源

程序得到样本记录的平均值、方差和概率密度函数。

四、湍流测量应用

二维单边阶跃扩张管道中的高湍流回流是一种完全分离流，具有非常复杂的流场结构，其中的湍流能量、应力和速度梯度都要比通常的管流大得多。同时还存在着反向流动的回流区，那里的瞬时速度脉动幅度很大，而当地平均速度可能为零或负值，流场的理论分析和实验研究都很困难。频移 LDV 的出现为研究这种复杂流动提供了有效的工具^[5,6]。

1. 实验模型和系统参数

实验模型的内部尺寸见图 9 所示。流动介质用水。实验过程中，测量了雷诺数在 2750、5500 和 8250 三种条件下，管道中心线平面内 10 个轴向位置上沿 Y 方向的平均速度和湍流度分布。Y 方向的测点间隔为 0.5 毫米。

根据测量要求，选择光学系统主要参数如下：

激光波长： $\lambda = 6328 \text{ \AA} (\text{He-Ne})$ ；

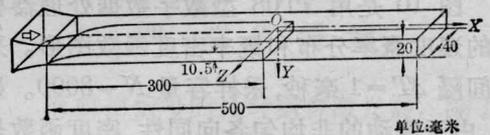


图 9 流动模型结构尺寸

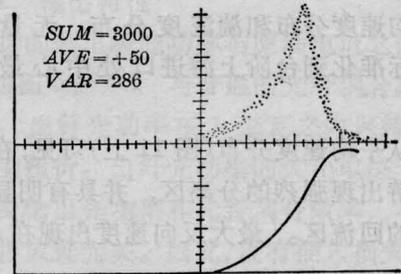


图 10 速度概率分布及概率密度函数
 $x=100, y=5.5, Re=5500, \tilde{u}/U_0=10.3\%$

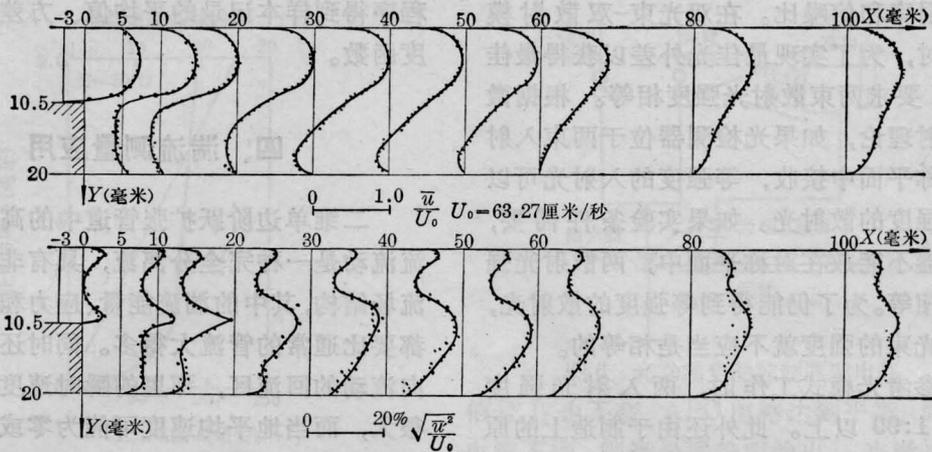


图 11 流动模型的平均速度和湍流度分布

流量 $Q=900$ 升/小时, 雷诺数 $Re=8250$, 频移 $f_s=400$ 千赫

激光器光腰 ($1/e^2$) 直径: $D_1=1.1$ 毫米;
 光束交角: $\theta=15.6^\circ$;
 条纹间距: $d_f=2.33$ 微米;
 测量体条纹数: $N_f=76$;
 频率-速度转换系数: $c=2.33$ 米·秒 $^{-1}$ /
 兆赫。

根据流动中可能出现的正向和反向最大速度, 选择频移量。在 $Re=2750$ 时采用 100 千赫频移; 在 $Re=5500$ 和 8250 时采用 400 千赫频移。

2. 实验结果

图 10 是用 7T08 型数字数据处理器得到的速度概率分布和概率密度函数图形。采样间隔 $\Delta T=1$ 毫秒, 采样容量 $N=3000$ 。显然, 由于流动的非均匀各向同性, 密度函数呈非高斯型。

图 11 是经过计算整理后, $Re=8250$ 时的平均速度分布和湍流度分布。无量纲数值都标准化到台阶上游进口处中心最大速度。

从平均速度分布(图 11 上)可见, 在分离点下游出现强烈的分离区, 并具有明显反向流动的回流区。最大反向速度出现在 $x=30$

毫米附近, 大小约为 $0.2U_0$, 分离流的新附着点在 $x=60$ 毫米附近。

从湍流度分布(图 11 下)可见, 分离点下游自由剪切层中湍流度高峰达 20% 左右。在回流区, 即使平均速度等于零的位置, 湍流度也相当高。因为实际上脉动是三维的, 所以横向速度限制必须考虑。

实验中还发现, 在高湍流区, 使用 500 千赫量程、100 千赫频移量, 虽然能满足正反向最大速度要求, 频率跟踪器不能正常工作。改用 1.5 兆赫量程、400 千赫频移后, 就跟踪得很稳定。

参 考 文 献

- [1] 气动实验非接触测量会议文选, 第二分册。
- [2] F. Durst *et al.*; Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry, Academic Press, (1976)。
- [3] F. Durst, M. Zare; *Appl. Opt.*, 1974, 11, No. 11, 2562。
- [4] 清华大学激光测速研究组; 《清华大学学报》, 1973, No. 4, 104。
- [5] A. R. Freeman; Proc. of the LDA-Symposium Copenhagen, 1975, 704。
- [6] M. K. Denham *et al.*; *J. Phys. E: Scientific Instruments*, 1975, 8, 681。