

方形管道中湍流水流某些特征的激光多普勒法测量及其与圆形管道的对比

路展民 袁茂竹
(中国科学院力学研究所)

摘要 用激光多普勒测速法测量了雷诺数从 4.76×10^3 到 4.76×10^4 的矩形管道中的湍流水流。其结果与相同雷诺数时的圆形管道的流动就某些流动特征进行了对比。引人注目的是,在矩形管道内速度分布更“平坦”,且随雷诺数的增加而强烈地趋向更加均匀,湍流强度也比圆管流动的大得多。在横截面的中线上,对四种不同雷诺数所得的速度分布数据与普通的湍流速度外部定律有较好的符合。为了保持湍流的功率谱以及减小频带加宽,在测量仪器方面使用了某些技术。由 Berina 和 Dunning 所给出的有关速度梯度加宽的效应的式子也从本测量中得到了实验数据的支持。

一、引言

在风洞、水洞、空调管道、核反应器及换热装置中,经常使用矩形管道。矩形管道也便于使用现代光学技术,对流场进行深入的实验观察。但是在湍流范围内,矩形管道内的流动比圆形管道的流动复杂得多。主要原因在于它具有轴向涡量,形成具有二次流动的复杂的三维流场,提出较为满意的数学模型的困难大为增加。因此,实际测量就成为研究的重要手段。1973年以前已有很多力学和传热学工作者使用毕托管和热线风速计开展研究。激光测速计具有不干扰流场的突出优点,特别适合测量存在二次流动的流场。1976年,英国 A. Melling 和 J. H. Whitelaw 发表了用激光多普勒测速法研究方形管道湍流流动的论文^[1],给出雷诺数 $Re = 4.2 \times 10^4$ 时的速度场、湍流强度和雷诺切应力等分布的相当详细的资料。

本文从对比充分发展了的方形和圆形管道湍流水流某些特征出发,在较低到中等 Re 的范围内,对方管水流进行测量。目的是为应用方管的工程设计和完善解决方形管道湍流流动的理论模型,提供某些方面的实验依据。同时也提供了用激光多普勒法测量湍流脉动量的技术经验。

二、实验设备和测量仪器

1. 流动系统 管道是截面为 1.5 厘米×1.5 厘米、长 3 米的有机玻璃方管,水平放置。坐标系的取法见图 1。测量的截面距离入口处约 1.8 米,与管道截面边长之比大于 100,

可以认为该处是充分发展了的流动。

2. 测量系统 使用 YLLZ-80 型激光多普勒测速仪及 JDCS-1 型信号处理器 (频率

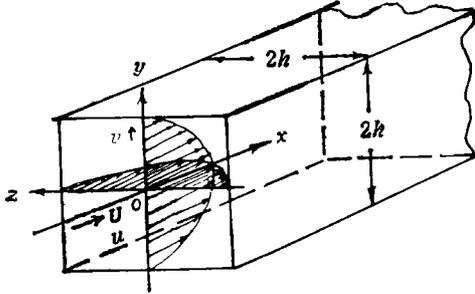


图1 管道坐标系 (坐标原点取在管道中心, $h = 7.5$ 毫米)

跟踪器)。光路布置如图 2 所示。以差分型和前向散射、前向接收方式工作。发射光束平面调整得与 $x-z$ 平面平行, 光轴与 z 轴平行。使用的 He-Ne 激光器功率约为 1.5 毫瓦。如所熟知, 在上述光路布置下, 多普勒信号中的多普勒频移 f_d 与测量的速度分量 U 的关系是

$$f_d = \frac{2nU \sin \phi}{\lambda_0} \quad (2.1)$$

其中 λ_0 ——激光在真空中的波长, n ——流体介质折射率, ϕ ——发射光束夹角之半。本实验中使用的光束夹角(空气中) $2\phi_0 = 18.61^\circ$, 相应的速度——频率转换系数是 511.03 千赫/米/秒。

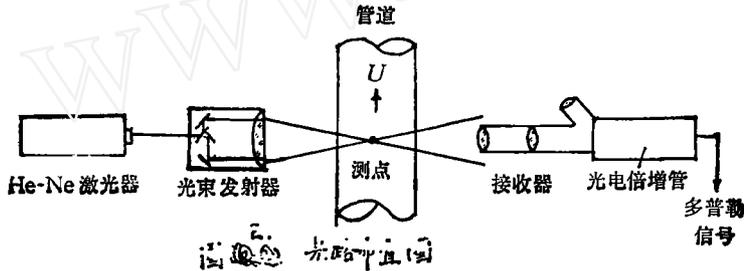


图 2 光路布置

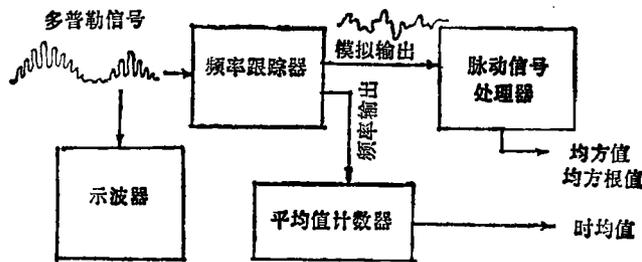


图 3 信号处理方框图

信号处理系统的方框图见图 3。 f_d 的检出和测量由频率跟踪器完成。正比于速度时均值的频率值由平均值计数器读出。正比于速度瞬时脉动量的模拟输出电压由自行安装的脉动信号处理器^[2]处理, 获得湍流脉动的均方值或均方根值。

三、管道截面 ($y-z$ 平面) 上沿垂直中线 (y 轴) 和水平中线 (z 轴) 上的 x 向速度分布

细致的测量主要沿垂直中线进行。为了检验这一方管的流动在垂直方向和水平方向

上的一致性，在 $Re = 9520$ 时也测量了沿水平中线上的 x 向速度分布。测量结果见图 4。

在水平中线上，左右两边的速度对称性好。在垂直中线上，上下两部分速度有些不对称，接近上壁面时速度下降较快，但下部的速度分布和水平中线上的比较一致。经检查，这是由于发射部分的移动轴与测量位移的轴未能取得完全一致，使实际位移稍大于读数位移所致。当测点在下部时，由此产生的误差很小。当测点升高接近上部壁面时，由于位移误差的积累，表现为速度下降较快。考虑到以上的原因，可认为该方管的流动，具有垂直方向和水平方向上的一致性。由于 y 轴下部的位移误差很小，归纳数据时就取这下半轴上的数据点。

从测得的 4 组 (Re 从 5900 至 47600) 速度分布，可以归纳出某些流动特征与 Re 的关系，并和圆形管道的特征相比较。在计算方管 Re 时采用通常对非圆形管道使用的式子 $Re = 4r_n \bar{U}/\nu$ (r_n 为水力半径 $= h/2$, \bar{U} 为截面平均速度, ν 为粘性系数)

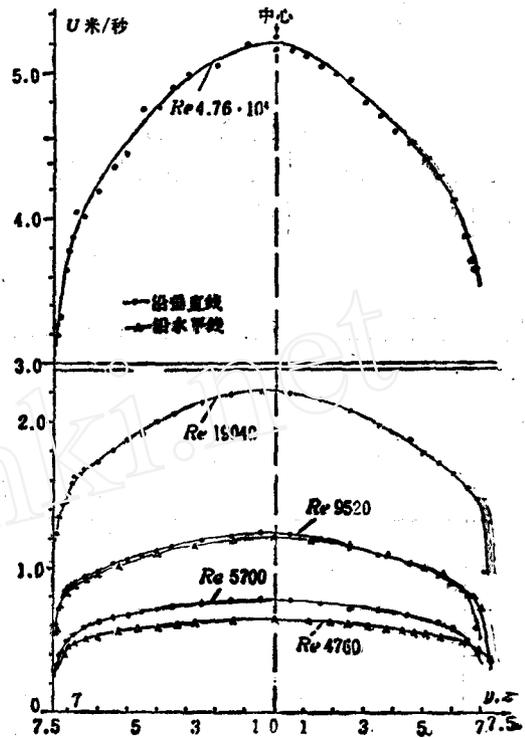


图 4 轴向速度分布

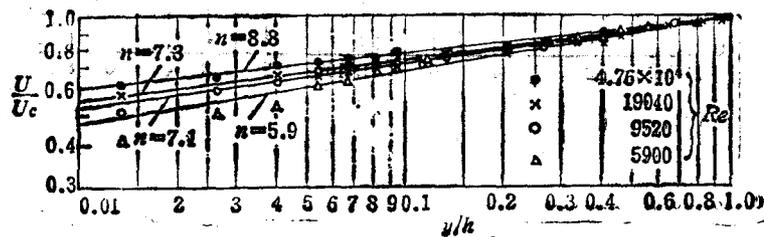


图 5 方管 $U/U_c - y/h$ 曲线

1. 速度分布规律的差异 圆管湍流流动的无量纲速度沿半径的分布可以归纳为经验的幂函数的形式

$$U/U_c = \left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (3.1)$$

其中 U_c ——管道截面中心速度, R ——管道内径, r ——径向坐标, n 从 6 至 10, 依赖于 Re . 本实验测得的方管截面中线上 4 种 Re 的 $U/U_c \sim y/h$ 对数图见图 (5). 从中也可以归纳成幂函数的形式

$$U/U_c = \left(\frac{y}{h}\right)^{\frac{1}{m}} \quad (3.2)$$

其中 y 坐标自壁面算起. 和文献 [3] 的比较见表 1:

表 1 m 和 n 的比较

圆 管	Re	4.0×10^3	2.3×10^4	1.1×10^5	1.1×10^6
(Nikurads) ^[3]	n	6.0	6.6	7.0	8.8
方 管	Re	5.9×10^3	9.5×10^3	1.9×10^4	4.7×10^4
(本文实验)	m	5.9	7.1	7.3	8.8

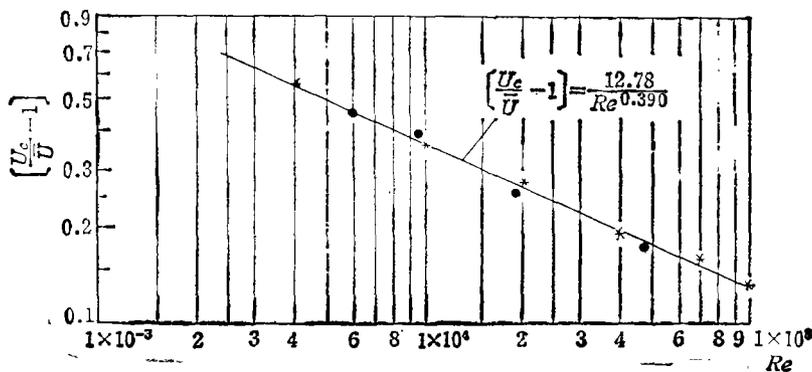


图 6 方管 $[U_c/U - 1] - Re$ 曲线

可见在大约相同的 Re 时, 方管速度分布的 m 值约比圆管速度分布的 n 值大 1 以上. 因此方管的速度分布比圆管的“平坦”得多. H. J. Leutheusser^[4] 用毕托管测量矩形管道轴向速度分布后, 也得到随着 Re 的增加, 速度分布均匀性也大为增长的结论, 但是在 [4] 中并未给出具体的数据.

2. 截面中心速度 U_c 与平均速度 \bar{U} 之比的差异 对于光滑圆管, 谢维列夫^[5] 按

表2 方管和圆管的 U_c/\bar{U} 的比较

	Re	4×10^3	10^4	2×10^4	4×10^4	7×10^4	10^5
圆管	U_c/\bar{U}	1.29	1.26	1.24	1.22	1.21	1.20
方管	U_c/\bar{U}	1.50	1.35	1.27	1.20	1.16	1.14

Nikurads 的实验资料,已整理出式子

$$U_c/\bar{U} = \frac{0.744}{Re^{0.113}} + 1 \quad (3.3)$$

按本文的实验数据(见图6);也可整理出式子

$$U_c/\bar{U} = \frac{12.8}{Re^{0.390}} + 1 \quad (3.4)$$

下表列出某些 Re 时,上两式数值的具体对比:可见在 Re 较低时,方管的比数较圆管高。当 Re 增加时,方管的比数迅速减小,而圆管的比数则下降缓慢。因此方管的 U_c/\bar{U} 对 Re 的依赖较圆管为大。这一现象与方管中二次流的产生、发展及其对截面上速度分布的影响是相符的。

在圆管的情况下,由于速度分布对 Re 的依赖小,在 Re 变化不很大的范围内,可以通过测量中心速度 U_c 从而在一定精确度内得知截面平均速度 \bar{U} 。这对瞬态流量的非接触检测有一定意义。但对方管来说,这种性质并不具备。只是在高 Re 时,才能由 U_c 粗略地得知 \bar{U} 。

3. 与通用湍流速度分布公式的对照 在圆管中,除紧靠壁面附近区域外,速度分布遵从对数规律

$$\frac{U_c - U}{U_c} = -\frac{1}{K} \ln \frac{y}{h} \quad (3.5)$$

其中 U_c ——摩阻速度, K ——Karman 常数 = 0.4, y 自壁面算起。本实验测得的4种 Re 时的实验点,除离管壁很近的测点 ($y/h < 0.04$, 即 $y < 0.3$ 毫米)外,其数据都相当集中地落在公式(3.5)的直线上及其附近(见图7)。H. J. Leutheusser^[4] 依据其对矩形管道及 J.

Laufer^[11] 对二维槽道的测量结果(在 $Re < 2.3 \times 10^5$ 范围变动)不能被通用湍流速度分布公式(3.5)的单一曲线所拟合的事实,指出在这些非圆形管道中,湍流速度分布的雷诺

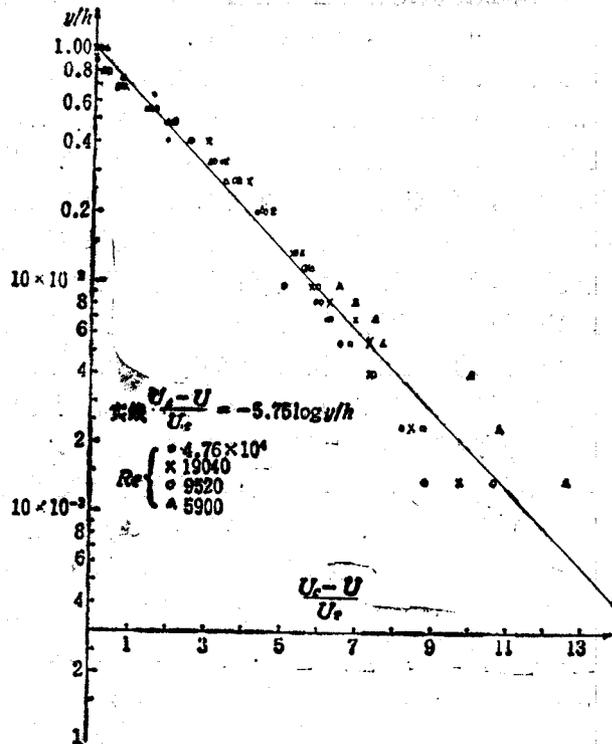


图7 外部定律的检验

数相似性的假定看来是不合适的。但是本文的测量结果表明,至少在方管截面的中线上,在 $Re < 4.76 \times 10^5$ 的范围内,速度分布的雷诺数相似性的假定是适宜的。由此看来,[4]中提出的这一问题尚需继续探讨。

四、湍流强度的测量

1. 减小频带增宽的措施 用 LDA 测量湍流脉动并以频率跟踪法处理信号时,存在着频带增宽的缺陷。即除了湍流脉动产生的多普勒频带外,测量方法本身会带来附加频宽。按 W. K. George 和 J. Lumley (1973)^[6] 的分析,主要的增宽有渡越加宽 Δf_t 、速度梯度加宽 Δf_g 和湍流微尺度加宽 Δf_c 。在本实验中,为了折衷地减小这些误差,已选择了较大的光束发射角 $2\phi_0 = 18.61^\circ$, 和较多的干涉条纹数 ($N = 64$)。所产生的探测椭球体的短轴半径是 $\sigma_1, \sigma_2 \approx 0.065$ 毫米,在水中的长轴半径 $\sigma_3 \approx 0.57$ 毫米。按这些参数可以估算出相对渡越加宽 e

$$e = \Delta f_t / f_d = 1 / \sqrt{2} \pi N = 0.0035 \approx 0.35\%$$

与百分之几的相对湍流脉动强度比较,它是可以忽略的。在实验中,又采用沿垂直中线移动及沿水平中线移动测点的方法来修正梯度加宽。采用低通滤波器与频率跟踪器模拟输出的方法来减小微尺度加宽。

2. 频率跟踪器动态特性的检验 水中湍流脉动能量的频谱,依据长期实践得出的估计,主要在 500 赫以下,最高至 1 千赫。为保证获得无畸变的频谱,使用的频率跟踪器的频段必须有满意的动态特性。对商品频率跟踪器,通常采用所谓小信号 ($\pm 5\%$ 的相对脉动) 和大信号 ($\pm 40\%$ 的相对脉动) 分别检验的方法来检验其动态响应^[7] 这种方法在一定程度上能指示仪器的响应能力和限度,但是不能获得仪器对随机信号的频率响应的直观图象。此外,当湍流度相当大时(例如在本文的实验中,管道边缘的湍流度高达 15%),这种检查方法不能明确地回答湍流频谱是否能保持而无明显畸变。在本文的测量中,使用伪随机信号,在较宽的调制频率和调制幅值范围内,对仪器作整体的、直观的检验。用经低通滤波器平滑后的伪随机信号 $x(t)$ 调制电压控制振荡器,产生频率作随机脉动(变化正比于 $x(t)$) 的信号作频率跟踪器的输入。设频率跟踪器跟踪此信号的模拟输出为 $y(t)$, 用频谱分析仪分析对比 $x(t)$ 和 $y(t)$ 的频谱,若两者的归一化值良好地符合,则说明仪器在输入信号有实际意义的频带内具有完善的动态响应。逐渐增加 $x(t)$ 的幅值(即加深调制),跟踪器愈来愈不适应,输入和输出的频谱图形就会出现明显的差别。可以确定出两者的归一化值无明显区别的频率上限。对所使用的一台 JDCS-1 型频率跟踪器的检验结果表明^[8],在仪器的高频段及使用大的带宽时,对频宽为几千赫的随机信号,能达到 40% 以上的最大脉动,仍保持输入信号和输出信号频谱的良好符合。此最大脉动可以 0.99 的概率折算成 15% 的均方根脉动。因此恰能满足方管内相当高的湍流强度测量的要求。本文所进行的测量,使用了经过检验的、动态范围比 1 千赫宽很多的仪器频段(100 千赫—3 兆赫)以及宽带(12 千赫)工作状态,以保证测量的频谱质量。

3. 测量结果 沿垂直中线移动测点所测得的 y 轴上的 x 向相对湍流强度的分布见图 8。它由管道中心的 4.5% 逐渐增大至管壁附近的 8% 左右,在紧靠管壁处高达 13% 左右,这比 Laufer^[9] 用热线测得的更高 Re 时圆管流动的数据要高(图中以 r/R 为圆管的

无量纲距)。在管道中心区, 方管比圆管约高 1.5%, 在管壁附近差别更大。图 8 示出了本文实测的一组在脉动信号处理器的输入端使用 1 千赫的低通滤波器以限制仪器噪声和湍流微尺度加宽后所得的数据, 当其它工作条件相同而不使用这一滤波器时, 测得值在管壁到管心之间的中间部位约大 0.5%。这样测得的数据与 Melling 和 Whitelaw (1975) 未使用滤波器时测得的是很接近的。当 x 向湍流强度是沿水平中线 x 轴移动测点而测得时, 由于探测体积的长轴与速度梯度的方向一致, 梯度加宽较大。这可由图 8 上水平轴上及垂直轴上测量结果的对比而看出。除管道中心区外, 测点愈接近壁面, 前者愈比后者大。在壁面附近, 差别达到 4.5%。

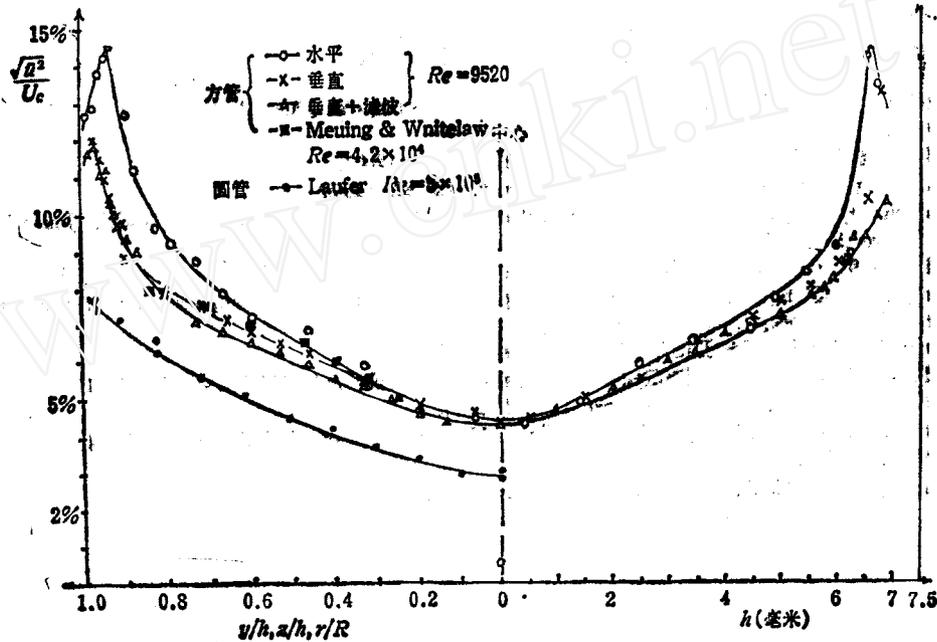


图 8 轴向湍流强度分布及比较

4. 梯度加宽修正式的检验 在方形管道中测量湍流时, 由于流动对对角线对称, 脉动强度在水平轴上和在垂直轴上应基本一致。为了避免梯度加宽, 测量可以沿垂直轴移动测点来完成。但在圆管中测量时, 垂直移动测点位置在光学上往往是不可取。此时就必须对水平移动测点的测量结果进行梯度加宽的修正。按照 N. S. Berman 和 J. W. Dunning^[10] 的推导, 这种加宽的相对值是

$$\frac{\Delta U_g}{U_c} = -\frac{\sigma_3}{U_c} \frac{\partial U}{\partial z} \quad (4.1)$$

其中 ΔU_g ——速度梯度加宽, σ_3 ——探测体积的长轴半径。按此式对本实验中 $Re=9520$ 时水平移动测点所得数据修正后的湍流强度, 与其它条件相同而垂直移动测点所得的湍流强度的差别是很小的 (见图 8)。因此, 本文的实验支持了 Berman 和 Dunning 所推导的梯度加宽修正式 (4.1)。说明当速度 U 对 z 的分布已知时, 按该式修正的可靠性。

五、结 论

用 LDA 测量了方管中的湍流水流, Re 从 4.76×10^3 至 4.76×10^4 . 关于某些流动特征的结果与圆管中相应流动的对应量作了对比. 引人注目的是: 轴向速度的分布更为平坦, 并且随着 Re 的增加, 表现出强烈的更加均匀的趋势, 湍流强度比圆管中流动也要强烈得多. 从由低到高的四种雷诺数时的速度分布数据能较好地拟合于通用湍流速度分布公式的事实来看, 至少在截面中线上, 流动有较好的雷诺数相似性.

在测量中使用了某些技术, 以保持湍流能谱的真实和减小频带增宽的影响. Berman 和 Dunning^[10] 关于梯度增宽的修正公式, 也在本文的测量中获得了实验数据的支持.

参 考 文 献

- [1] Melling, A., Whitelaw, J. H., Turbulent flow in a rectangular Duct, *J. Fluid Mech.*, 78, part 2 (1976).
- [2] 袁茂竹, 脉动信号处理器研制总结(力学研究所内部报告), (1980).
- [3] Schlichting Hermann, *Boundary Layer Theory*, 7th ed. (1979).
- [4] Leutheusser, H. J., Turbulent flow in rectangular ducts, *Proceedings of the ASCE, Journal of the Hydraulics Division*, 89, HY3 (1963).
- [5] 谢维列夫, Ф. А. 著, 徐在廉译, 管内紊流运动主要水力规律的研究 (1957).
- [6] George, W. K., Lumly, J. I., The Laser-Doppler Velocimeter and its application to the measurement of turbulence, *J. Fluid Mech.*, 60, part 2(1973).
- [7] Instruction Manual for DISA 55L20 Frequency Tracker.
- [8] 路展民, 用伪随机信号检测频率跟踪器的动态特性, 动态分析仪器及其应用技术交流会论文(1981).
- [9] Laufer, J. NACA, Technical Report 1174 (1954).
- [10] Berman, N. S., Dunning, J. W., Pipe Flow Measurements of Turbulence and Ambiguity Using LDV, *J. Fluid Mech.*, 61, Part 2(1973).
- [11] Laufer, J. N. A. C. A., Technical Report 1053 (1951).

THE LDA MEASUREMENT OF TURBULENT FLOW IN SQUARE DUCT AND THE COMPARISON OF SOME FLOW CHARACTERISTICS WITH PIPE FLOW

Lu Zhanmin Yuan Maozhu
(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

Abstract

Making use of LDA, the measurements of the turbulent water flow in a square duct, Reynolds number from 4.76×10^3 to 4.76×10^4 , have been conducted. The results concerning some flow characteristics are compared with the counterparts in circular pipe flow with about the same Reynolds numbers. It is noticed that, the velocity distributions in square duct flow are more flatter, exhibit a strong trend toward greater uniformity with increasing Reynolds numbers and the turbulent intensity in it is much larger than that of pipe flow. In the central line of the cross section, the data of the velocity distributions from four different Reynolds numbers are all coincident with the universal outer law of turbulent flow velocity. Some techniques are used in the instrumentation of the measurements to preserve the turbulent power spectrum and to minimize the effect of frequency bandwidth broadening. The formula relating the effect of velocity gradient broadening, given by Berman and Dunning, is confirmed by the experimental data in the measurements.