

湍流边界层复涡黏模式的实验研究¹⁾

王 昕 连 源

(天津大学力学系, 天津 300072)

摘要 在开口式循环水槽底部湍流边界层外区引入周期性扰动, 利用 X 型热膜探针在扰动下游进行测量. 用实验的方法研究了周期性大尺度结构下壁湍流涡黏模式中涡黏系数的形式, 结果发现和周期性扰动对应的变形率及与之对应的雷诺应力间存在着相位差. 这是目前许多最终导致涡黏系数的湍流模式理论都没有考虑到的一个重要因素.

关键词 湍流边界层, 涡黏系数, 雷诺应力, 相位差, 人工扰动

引 言

在许多已提出的用流动稳定性理论解释湍流边界层外区大尺度相干结构的理论模型中, 对其中涡黏系数有不同的假定. 如文献 [1] 考虑的是实涡黏系数; 文献 [2] 采用的是复的常涡黏系数, 文献 [3] 提出的是大小沿平板法向变化的复涡黏系数模型, 实质上是假设与相干结构对应的大尺度结构变形率及雷诺应力间存在相位差. 其原因可以解释为: 当速度梯度存在时, 两层流体间的流体微团将发生动量交换, 这也是产生涡黏性的原因. 但与分子黏性不同的是, 流体微团间的动量交换不像分子间动量交换那么迅速, 这种动量交换在一层的流体微团进入相邻一层流体后并不会瞬时完成, 这就表现为雷诺应力与大尺度运动变形率之间的不同步性, 即两者间存在一定的相位差.

针对这些不同假设, 对引入周期性人工扰动后的湍流边界层进行了实际测量, 通过分析其周期性的大尺度变形率及雷诺应力的相位关系, 以澄清何种涡黏系数更为合理. 这一研究对一般湍流模式理论也具有参考价值, 因为很多工程技术中的重要流动, 本身就是周期性的, 如各种叶轮机中的流动, 用于其中的涡黏模型也同样存在是实是复的形式问题.

1 问题的提出

用流动稳定性理论解释湍流边界层外区拟周期性的大尺度相干结构的理论模型中, 对流动有关的量都采取三项分解形式^[1~3], 即

$$f = \bar{f} + \tilde{f} + f' \quad (1)$$

其中 $\bar{f}$ 为由长时间平均得到的平均值, $\tilde{f}$ 为由相位平均量减去长时间平均量后得到的大尺度结构量, f' 为小尺度脉动量. 以下用 $\bar{f}$ 表示对 f 的时间平均, $\langle f \rangle$ 表示对 f 的相位平均. 考虑不可压缩流体动量方程为

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} u_i \quad (2)$$

2000-12-12 收到第一稿, 2001-06-18 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金(19732005)及国家九五攀登计划资助项目.

将速度场和压力场都做三项分解, 并以该方程的相位平均减去长时间平均, 可得到如下方程

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \gamma \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \tilde{u}_i + \frac{\partial}{\partial x_i} \tilde{r}_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tilde{s}_{ij} \quad (3)$$

其中 $\tilde{r}_{ij} = -(\langle u'_i u'_j \rangle - \overline{u'_i u'_j})$, $\tilde{s}_{ij} = -(\langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle - \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j})$. 针对流场小尺度湍流脉动项 $\tilde{r}_{ij}$ 即雷诺应力项, 采用涡黏系数乘大涡变形率的模式, 并考虑满足连续性方程, 采用

$$\tilde{r}_{ij} = \gamma_T \left[\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right] + \frac{1}{3} \delta_{ij} (\tilde{r}_{kk}) \quad (4)$$

取其二维模型

$$\tilde{r}_{11} = \gamma_T \left[\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right] + \frac{1}{3} (\tilde{r}_{11} + \tilde{r}_{22} + \tilde{r}_{33}) \quad (5)$$

$$\tilde{r}_{12} = \gamma_T \left[\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} \right] \quad (6)$$

$$\tilde{r}_{22} = \gamma_T \left[\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \right] + \frac{1}{3} (\tilde{r}_{11} + \tilde{r}_{22} + \tilde{r}_{33}) \quad (7)$$

γ_T 即为涡黏系数. 如引言中所述, 文献 [1~3] 对 γ_T 的形式分别提出了不同的假定. 实验拟采用在湍流边界层中引入人工扰动的方法来产生周期性的大尺度结构, 依据以上模型进行分析, 如果涡黏系数 γ_T 是实数, 则周期性的大尺度结构流体变形率和周期性的雷诺应力应没有相位差, 反之则有相位差.

2 实验装置及测量方法

实验在开口式循环水槽中进行, 使用 X 型热膜探针进行测量. 采用自行设计的机械振动装置引入周期性扰动. 扰动装置如图 1 所示. 该装置以微型直流电机为动力, 通过直流脉宽调速器进行调速. 传动导轨将偏心的圆周运动转换为上下方向的直线简谐运动. 该装置可以产生 5~20 Hz 连续可调的周期振动, 误差在 ± 0.15 Hz 范围内. 振动带采用硬质聚乙烯材料, 宽 3 mm, 厚 0.3 mm, 用拉紧螺杆拉紧, 平展度较好.

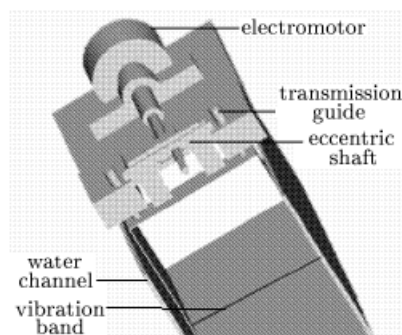


图 1 机械振动装置

Fig.1 Schematic of experiment equipment

实验首先对基本流场进行了测量, 测得所用流场的湍流度为 2%~3%, 在 $U_\infty = 0.46$ m/s, $Re_\delta = 4800$ 实验条件下得到的边界层内时均速度分布如图 2 所示, 可见其与 spalding 曲线基本相符, 说明本实验流场基本符合标准的湍流边界层. 振动带安置在距离水槽收缩段出口 450 mm, 法向距槽底 4 mm (约为边界层厚度的 0.3 倍) 处, 属于边界层外区. 实验中引入的振动频率分别为 10 Hz, 15 Hz, 20 Hz, 振动带振幅为 0.5 mm. 测点位置的选取考虑了人工扰动与基本流场的充分混合需要一定的距离, 即测点距振动带不宜太近, 同时兼顾扰动沿流向的衰减程度, 经多次实验确定测点为流向距振动带 15 mm 处, 探针在边界层内沿法向进行测量. 实验采用 TSI 的 1243 型 X 丝热膜探针, 该探针可同时测得流向和法向的速度信号. 使用 TSI 的二通道

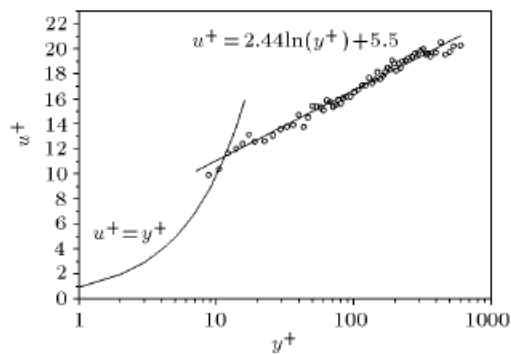


图 2 边界层时均速度剖面图

Fig.2 Mean velocity profile in boundary layer

1050 型热线 / 膜探针测速仪进行测量, 采集软件用本实验室的 HWADAP 软件. 实验中对每一测点位置分别连续采得不同扰动频率下的十个采样长度为 30 k 的数据文件, 以便进行大样本分析, 采样频率为 1 kHz. 由于采用了脉宽调速器来控制电机转速, 这样可以使人工扰动频率在长时间内保持不变, 满足了本实验所需的大样本采样的条件.

3 实验分析方法与结果

实验首先采用功率谱分析的方法, 考察流场中人工扰动的响应, 以确定边界层中是否引入了周期性的大尺度结构, 图 3 为在距槽底 0.5 倍边界层厚度处测得的流场加扰 20 Hz 前后的瞬时速度曲线及其对应的功率谱. 比较图 3(a), (b) 及图 3(c), (d), 可以看出扰动引入后, 有周期性的脉动叠加在基本流场上; 而从加扰后的脉动速度功率谱图 3(d) 中, 可以进一步确定在对应扰动频率处有尖峰, 表明速度信号中含有周期成分, 且与所加入的扰动频率完全吻合.

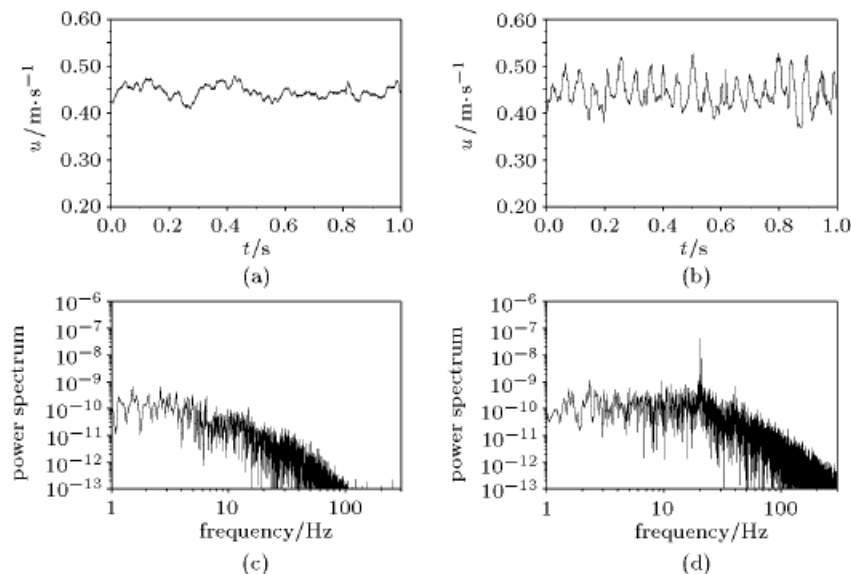


图 3 人工扰动响应分析

(a) 为基本流场, (b) 为加 20 Hz 扰动后流场, (c), (d) 分别为 (a), (b) 的功率谱

Fig.3 Response analysis of artificial disturbance

(a) is basic flow field, (b) is flow field added 20 Hz disturbance,

(c) and (d) are the power spectrum of (a) and (b)

在本实验所引入的扰动频率范围内都存在这样的响应, 如图 4 所示, 图中给出了在给定的不同扰动频率下流场瞬时速度功率谱分析, 可见不同扰动频率下脉动速度的功率谱都存在着很明显的尖峰且与所加扰动频率一致. 同时, 这也说明用功率谱分析的办法可以准确的捕获加入到湍流场中的周期性大尺度结构的频率.

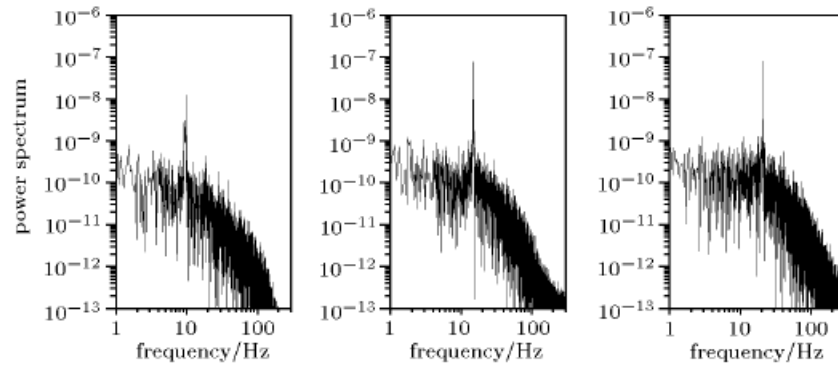
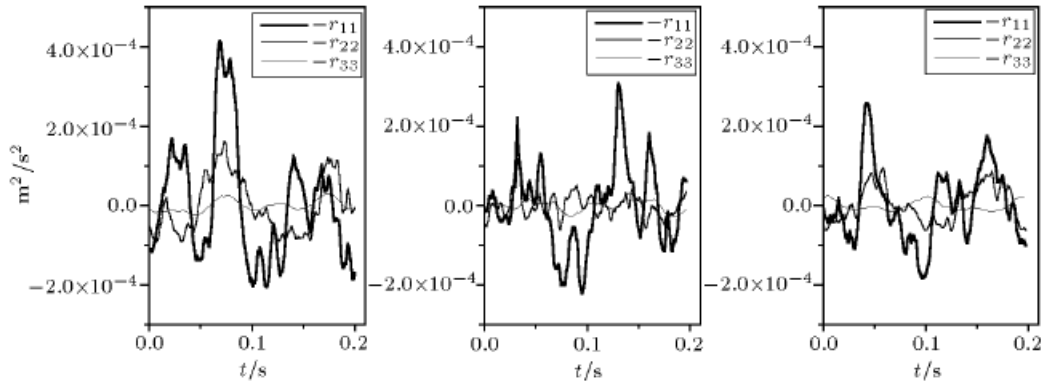


图 4 不同扰动频率功率谱图 (从左至右依次为 10 Hz, 15 Hz, 20 Hz)

Fig.4 Power spectrum of different disturbance frequency (from left to right is 10 Hz, 15 Hz, 20 Hz)

实验中使用的是一个 X 型热膜探针, 无法在同时获得两个速度分量的情况下再获得法向速度梯度, 所以本文只对 (5) 式一个分量进行分析. 对加扰后的流场, 我们用 X 型热膜探针在边界层内距底壁不同点处分别同时测定瞬时速度 u 和 v 以及 u 和 w . 经过相位平均计算发现 $\tilde{r}_{11}$ 的幅值要比 $\tilde{r}_{33}$ 的幅值大一个量级以上, 这一点从图 5 中可以看到, 该图为加扰 10 Hz 时距底壁不同点处三个分量的比较. 可见若忽略式 (5) 中 $\tilde{r}_{33}$ 项, 对计算结果影响不大.

图 5 距底壁不同法向位置三分量比较 (从左至右, $y/\delta_v = 0.17, 0.41, 0.75$, δ_v 为边界层名义厚度)Fig.5 Comparison of three component at different y/δ_v (from left to right $y/\delta_v = 0.17, 0.41, 0.75$, δ_v is nominal thickness)

则式 (5) 简化为

$$\tilde{r}_{11} = \gamma_T \left[\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} \right] + \frac{1}{3} (\tilde{r}_{11} + \tilde{r}_{22}) \quad (8)$$

应用泰勒冻结假设 $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} = -\frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$, 同时令

$$r_1^* = -\frac{2}{3} \tilde{r}_{11} - \frac{1}{3} \tilde{r}_{22} \quad (9)$$

有

$$r_1^* = \frac{2}{\bar{u}} \gamma_T \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} \quad (10)$$

这样,用 X 型探针同时获得的流向和法向的瞬时速度就可以分析式 (10) 中 r_1^* 和 $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$ 的相位关系.

首先对加入不同频率扰动后所测得的瞬时速度进行功率谱分析,确定在流场中所引入的周期性大尺度结构的频率值,以该频率为基准按式 (9) 的要求对速度信号进行相位平均,进而求得 r_1^* 和 $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$. 图 6 是流场中引入 10 Hz 扰动后,在距槽底 0.25 倍边界层厚度测得的一个数据文件经过相位平均的结果. 为了获得 r_1^* 和 $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$ 的相位关系,我们对 $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$ 在频域以确定好的周期性大尺度结构的频率为基准,进行了窄带滤波;同时,因考虑到 γ_T 是小涡对大尺度结构产生的应力引起的,所以要从 $\tilde{r}_{11}$ 中提取同样频率的周期分量,这样就有了进行相位比较的基础,如图 6 中 (a),(b) 所示. 对滤波后的波形分别以其幅值无量纲后得到图 6(c),(d) 两图,从图中可以看出,经过滤波后的 r_1^* 和 $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$ 的确存在着相位差. 若初相位 ϕ 采用 $\cos(\omega t - \phi)$ 的形式,则图 6 中 r_1^* 与 $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$ 的相位差 $\Delta\phi$ 为 296° ,即小尺度雷诺应力 r_1^* 比大尺度变形率 $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$ 滞后 296° . 用同样的方法图 7,图 8 分别给出了该测点在加扰 15 Hz 和 20 Hz 后流场速度信号 r_1^* 和 $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$ 的相位关系,可见流场在加扰 15 Hz 和 20 Hz 后 r_1^* 的相位分别要比 $\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}$ 滞后 175° 和 225° ,由此可知,不同的扰动频率下都存在着周期性的小尺度雷诺应力滞后于大尺度变形率的现象,这就从一分量上证明了对用于湍流边界层外区大尺度相干结构的流动稳定性理论模型,将涡黏假设中的涡黏系数设为复数的合理性. 实验中发现同一频率下不同的采样数据文件得到的相位差存在一定的分散度,为了准确的确定其值,分别求出同一测点同一频率下测得的十个数据文件的相位差,将其平均值作为该点在该扰动频率下的相位差. 通过这样的方法,文研究了不同频率下该相位差随法向位置的变化,结果如图 9 所示. 该图为雷诺数 $Re_\delta = 4800$ 下,测得的相位差

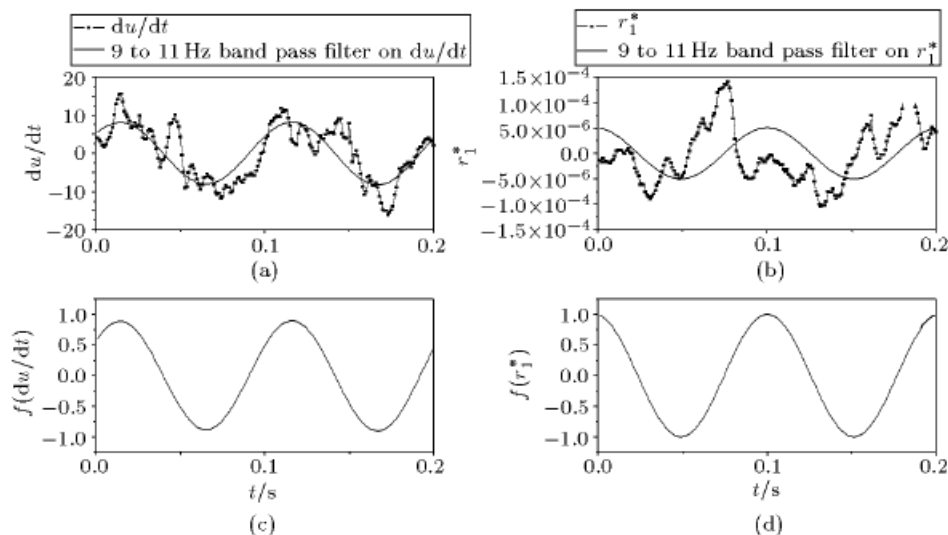


图 6 加扰 10 Hz 雷诺应力与大尺度变形率相位比较图

Fig.6 Phase comparison of Reynolds stress and large scale strain rate on 10 Hz disturbance

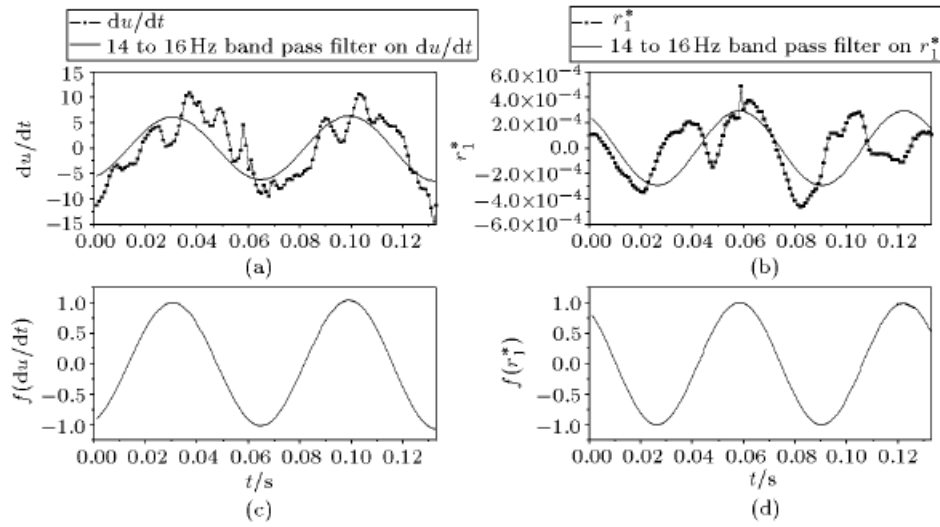


图 7 加扰 15 Hz 雷诺应力与大尺度变形率相位比较图

Fig.7 Phase comparison of Reynolds stress and large scale strain rate on 15 Hz disturbance

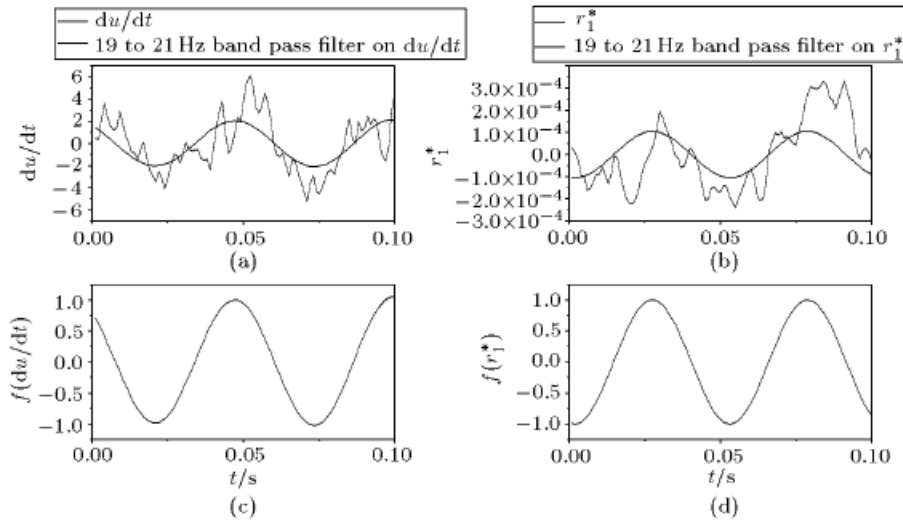


图 8 加扰 20 Hz 雷诺应力与大尺度变形率相位平均结果图

Fig.8 Phase comparison of Reynolds stress and large scale strain rate on 20 Hz disturbance

沿法向位置的变化曲线, 其中 δ_v 为边界层名义厚度, y 为距槽底的距离. 从图中可以看出对于不同频率下的大尺度结构变形率与雷诺应力的相位差, 都存在着随法向位置的增加呈下降的趋势. 对于这种情况的出现, 有待于理论工作者的进一步解释. 另外, 实验仅对该涡黏假设的一个分量进行了测量, 其它两个分量的具体实验方法有待进一步研究.

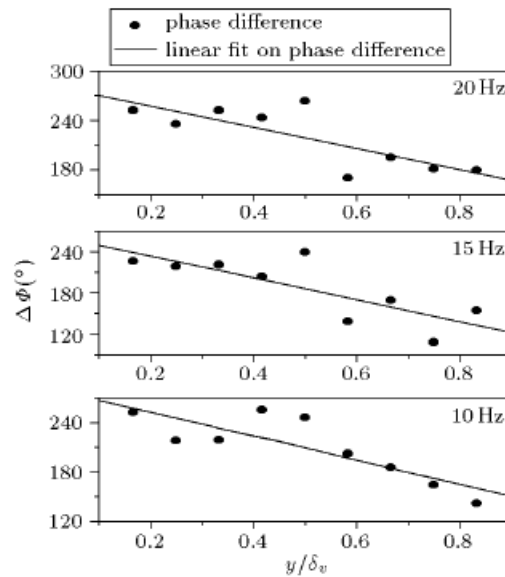


图 9 涡黏模式相位差沿法向变化图

Fig.9 Change of the phase difference cross normal direction in the modeling of eddy viscosity

4 结 论

1) 实验发现了在湍流边界层中外区引入周期性扰动后,对于涡黏模型中的流向分量,与扰动对应的周期性小尺度雷诺应力和大尺度结构变形率之间存在相位差.这是目前用于非定常结构的涡黏模式理论没有考虑到的一个重要因素.

2) 实验中发现在湍流边界层中,对应涡黏模型流向分量的周期性雷诺应力和大尺度结构变形率的相位差随着距底壁法向位置的增加呈减小的趋势.

致谢 本文的思路和初步的研究方案是周恒教授提出的,并在实验进行过程中给予多次指导.由于他的建议,本文才能得以完成,谨此表示感谢.

参 考 文 献

- 1 Reynolds WC, Hussain AKMF. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. *J Fluid Mech*, 1972, 54: 263~288
- 2 Wu Xuesong, Zhou Heng. Linear instability of turbulent boundary layer as a mechanism for the generation of large scale coherent structures. *Chinese Science Bulletin*, 1989, 34 (20): 1685~1690
- 3 罗纪生, 周恒. 湍流边界层外区大尺度相干结构的理论模型及与实验的比较. 中国科学 (A 辑), 1993, 23(1): 56~62 (Luo Jisheng, Zhou Heng. The comparison of theoretical model with experiment on large scale coherent structures in outer field of turbulent boundary layer. *Science in China (Series A)*, 1993, 23(1): 56~62 (in Chinese))
- 4 Zhang Daqing, Shu Wei. The response of turbulent flow to the disturbance of a vibrating ribbon. *Acta Mechanica Sinica*, 1996, 12(3): 193~199
- 5 么胜洪, 舒玮. 壁湍流外层周期扰动对内层脉动特性的影响. 中国科学 (A 辑), 1991, 23(4): 385~391 (Yao Shenghong, Shu Wei. The effect of periodical disturbance in outer field of wall turbulence on the features of fluctuating velocity in inner field. *Science in China (Series A)*, 1991, 23(4): 385~391 (in Chinese))

EXPERIMENTAL RESEARCH ON COMPLEX EDDY VISCOSITY MODELING IN TURBULENT BOUNDARY LAYER¹⁾

Wang Xin Lian Yuan

(*Dept. of Mechanics of Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

Abstract There are different forms of eddy viscosity modeling adopted in the modeling of coherent structures in outer field of turbulent boundary layer, which are explained by the theory of hydrodynamic instability. Likewise, a question whether it should be real or complex number also occurs in general modeling theories used to periodical flow in many engineering, such as the flow in turbine. The objective of this experiment is to clarify this question. A self-designed mechanical vibration device is used to generate periodical disturbance in outer field of turbulent boundary layer in a water channel. At the same time, an X style hot film probe and anemometer are employed to measure in the downstream area. According to the eddy viscosity modeling on coherent structure, a phase-average method is applied to the disturbed fluctuating velocity signal in term of a fiducial frequency, which is the frequency of the periodical large-scale structure in fluctuating velocity captured by power spectrum analysis. Then we have examined the form of eddy viscosity of the periodic large-scale structure in turbulent boundary layer by comparing the phase value of the large scale strain rate and Reynolds stress according to the periodic disturbance. It is found that, in flow direction component, a phase shift exists between the large-scale strain rate and Reynolds stress according to the periodic disturbance, which is an unconsidered important factor in the most of turbulence modeling finally induced to eddy viscosity. We have also found that this phase shift may decrease with increasing distance to the wall along normal direction.

Key words turbulent boundary layer, eddy viscosity, Reynolds stress, phase variety, artificial disturbance

Received 12 December 2000, revised 18 June 2001.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (19732005) and the National Climbing Projects of China.