

有序波状扰动对壁湍流相干结构的作用*

么 胜 洪 舒 玮
(天 津 大 学)

提要 本文在湍流边界层外层引入了正弦波状扰动;实验结果表明扰动波波幅沿流向是衰减的,衰减率与 Landahl (1967)^[1] 的线性理论结果定性一致。本文发现在扰动波沿流向的演化过程中,出现以扰动波频率为基频的高次谐波。外层单一频率的扰动会减小内层的猝发平均周期,影响内层的流动结构。

关键词 人工扰动,湍流边界层,相干结构

一、引 言

自 Kline 等人(1959)^[1]在湍流边界层中发现猝发现象以来,三十年中人们对壁湍流相干结构积累了许多认识;但是尚有许多分歧和未知。由于实验多以观测现象为主,与现行的理论分析所常用的物理量和参数有所不同,影响了对相干结构的理性认识。为此本文在湍流边界层中引入了正弦波扰动,讨论它的发展及其对流动的影响,以期建立理论模式奠定基础。

Schubauer 等人(1947)^[2]最先在边界层壁面附近引入正弦波扰动,研究层流的线性失稳和发展。Hussain 等人(1972)^[3]在湍流渠道流边壁附近引入有序人工扰动,研究了扰动的线性特征。本文在湍流边界层外层引入了有序人工扰动,观测了扰动波沿流向的发展及其对内层流动结构的影响。

二、实验设备与数据处理程序

本文所使用的水槽及平板与舒玮等人(1989)^[4]所用完全相同。速度的测量由 JCY-1 型激光多普勒测速仪实现,数据传送给 HP1000 微型机,存于磁盘上,待实验完成后统一处理。本实验的介质是水,不便使用[2]所使用的电磁激振的方法,故而采用机械方式,如图 1 所示。以微型直流电机为动力,将偏心轴的圆周运动转换为竖直方向上的直线运动。为保证直线运动是圆周运动的投影,偏心轴与振动片框架的联接如图所示:偏心轴在水平方向上可以自由滑动,而在竖直方向上与框架同步运动,从而使振动片在竖直方向上简谐振动。振动片沿展向与平板平行,宽 4mm,厚 0.4mm,振动幅度在 (0.5—2)mm 间连续可调;通过改变电动机的工作电压调节振动频率。根据对振动片下游所测脉动速度的谱分析确定扰动频率,而不是按电机转数来计算。

* 国家自然科学基金资助项目的子课题。

本文于 1989 年 9 月 24 日收到,1990 年 7 月 20 日收到修改稿。

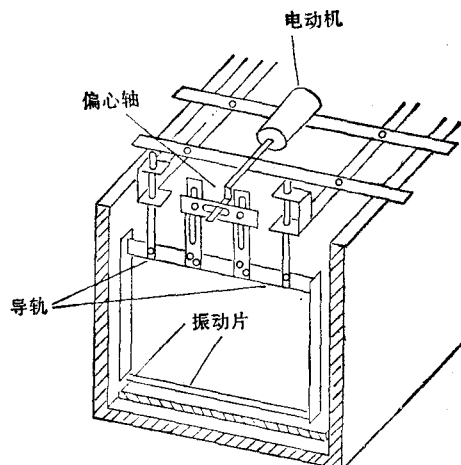


图1 正弦波扰动装置示意图。

本文应用 VITA 法检测猝发,方法与[4]相同;其中参数为 $K = 0.8$, $\tau = 40$ 。关于相干结构的处理采用广泛应用于理论分析和实验的相位平均法。对于任意脉动量 $Q(x_i, t)$:

$$\langle Q(x_i, t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N Q(x_i, t_p + \Delta t_n) = f(x_i, t_p)$$

其中: $\langle \rangle$ 表示相位平均, x_i 为测量点的空间坐标, N 为检测到的周期数, t 为时间, t_p 为相位平均函数的时间, Δt_n 为各同相位点与第一个同相位点之间的时间差, $f(x_i, t_p)$ 为相位平均函数。对于正弦波 $\Delta t_n = n \cdot T$, T 为正弦波的周期;对于相干结构,由于其各个周期不完全相等,故 $\Delta t_n = t_1 + t_2 + t_3 + \cdots + t_n$, 其中 $t_1, t_2, \cdots, t_n$ 分别为各个猝发的周期。图2为由相位平均法检测的正弦扰动的波形;扰动源在 $y^+ = 30$ 处,振动片的振动幅值为 0.8mm , 频率约 3Hz ;测量点在振动源下游 $\frac{1}{2}\delta$ (δ ——边界层厚度), $y^+ = 15$ 处,实测扰动频率为 3.2Hz , 扰动的方均根值为 $u_{\text{rms}} = 0.13(\text{cm/s}) = 0.011U_\infty$, $\text{Re}_\theta = 831$ 。本文选择 $y^+ = 30$ 处引入扰动,是因为 $y^+ = 30$ 处背景脉动较大,从而验证扰动的品质和相位平均的效果。图2表明,结果是令人满意的。

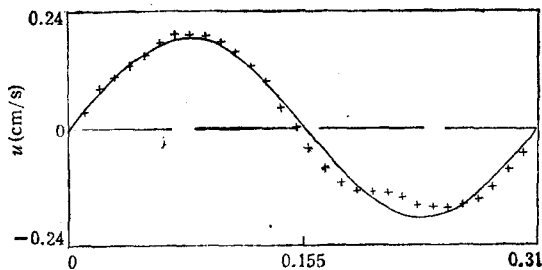


图2 正弦扰动的相位平均。
实线为标准正弦曲线, + 为实验结果。

为对流动及扰动进行较全面的分析, 本文还编写了快速傅立叶变换及相关分析软件。

三、实验结果

1. 扰动波沿流向的发展

本文的正弦波扰动都是在边界层 $y^+ = 350$ 处引入。为了分析方便将流速分为三部分:

$$u_j = \bar{u}_j + \tilde{u}_j + u'_j \quad j = 1, 2, 3.$$

其中 j 表示速度三个方向的分量, $\bar{u}_j$ 为长时间平均速度, $\tilde{u}_j$ 为有序扰动的速度, u'_j 为背景随机脉动速度。应用相位平均可以求得 $\tilde{u}_j$, 为了有效地消除背景湍流的影响, 相位平均的样本时间取大于二百倍的扰动波周期。如果相位平均的样本时间足够长, 有以下关系:

$$\langle u'_j \rangle = 0, \quad \langle \bar{u}_j \rangle = \bar{u}_j$$

且有:

$$\langle A + B \rangle = \langle A \rangle + \langle B \rangle \quad (\text{由定义可以证明})$$

所以:

$$\tilde{u}_j = \langle u_j - \bar{u}_j \rangle$$

因此本文直接处理脉动速度。本实验中振动片随固定框架作竖直方向的简谐振动, 在展向上是完全同步的, 故扰动基本是二维的。为考虑问题方便, 不妨设扰动波为如下形式:

$$\tilde{u}_j(x_k, t) = |\tilde{u}_j(x_k)| \cos(\omega t - \phi)$$

或:

$$\tilde{u}_j(x_k, t) = \tilde{u}_j(x, y, t) = \frac{1}{2} \{ \hat{u}_{(y)} e^{i\alpha(x-ct)} + \hat{u}_{(y)}^* e^{-i\alpha(x-ct)} \}$$

其中 $*$ 表示复数共轭, ω 为角频率, ϕ 为相位, $\hat{u}_{(y)}$ 表示复数特征函数, $\alpha = \alpha_r + \alpha_i$ 为复波数, α_r 为流向波数, α_i 为增长率参数, c 为波速, 这里 i 为虚数。对于同一 y 值上两个不同位置 x_1, x_2 (x —流向坐标 y —铅直方向):

$$\alpha_i = \frac{\ln [|\tilde{u}_{(x_1, y, t)}| / |\tilde{u}_{(x_2, y, t)}|]}{x_2 - x_1}$$

应用上述公式, 本文测量了几种频率扰动波沿流向的空间增长率参数, 并将测量结果与 Landahl (1967)^[5] 的线性理论计算结果进行了比较, 如图 3 所示。本实验结果与 [5] 的理论结果定性符合的较好: 高频扰动衰减得快, 低频扰动衰减得慢; 而定量结果有些不同, 高频扰动与 [5] 较为接近, 低频扰动相差较多。这主要是因为 [5] 的模型是线性的, 且略去了湍流应力的影响。W. C. Reynolds 等人 (1972)^[6] 对渠道湍流的计算表明, 适当地考虑湍流应力的影响, 线性理论所计算的 α_i 在低频时比不考虑湍流应力时的值小许多, 约是 0.1, 而高频时变化不大; 其结果与本实验结果更为接近。

本实验结果与 [5] 定量不同的另一个原因是: 本实验引入的扰动幅值为 U_∞ 的 (1—3)%, 已不是线性扰动了, 扰动波沿流向的发展出现了明显的非线性作用。扰动波沿流向的演化过程中, 出现了其他频率的脉动, 如图 4 所示。距扰动源较远时, 波形已发生很大

的变化,在 $x = 0.25\delta$ 处(δ 为边界层厚度),波形还是较为纯正的正弦波,与扰动源的频率相同,一些小的偏差可能是原始的随机脉动或扰动装置的微小空程所致,可以忽略;在 $x = 0.5\delta$ 处,波形与正弦波的偏差已很明显,表明有其他频率的脉动信号;当 $x \geq \delta$ 时,波形的偏离已很严重,出现了较强的高频扰动。上述演化过程由图 5 所示的功率谱可以看得更清楚。 $x = 0.25\delta$ 时,功率谱中除较低的频率之外,较高频部分只有一个峰值,即扰动的基本频率; $x = 0.5\delta$ 时,扰动基本频率的幅值已明显减小,而高频部分出现了一些小的峰值,这些峰值所对应的频率恰好是扰动基频的二倍和三倍,这时高频谐波的幅值与扰动基频相比还比较小; $x \geq \delta$ 时,二倍频和三倍频的幅值已相对比较大了,这时功率谱中的峰也变得比较模糊了。比较图 4 和图 5,就可以看出图 4 中波形变化的原因,表明正弦扰动沿流向的发展具有明显的非线性作用。本文给出了一种频率扰动和一种雷诺数的曲线,其他频率扰动和流动条件的结果与此相同。

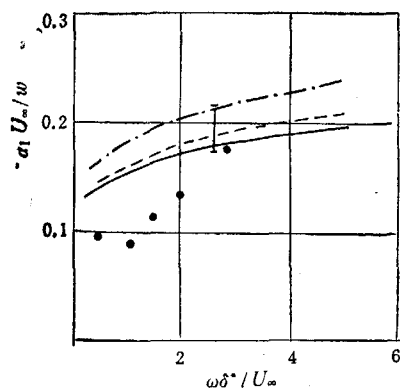


图 3 实验增长率与[5]理论值比较。

● 为实验点, 曲线为理论值, δ^* 为排移厚度。

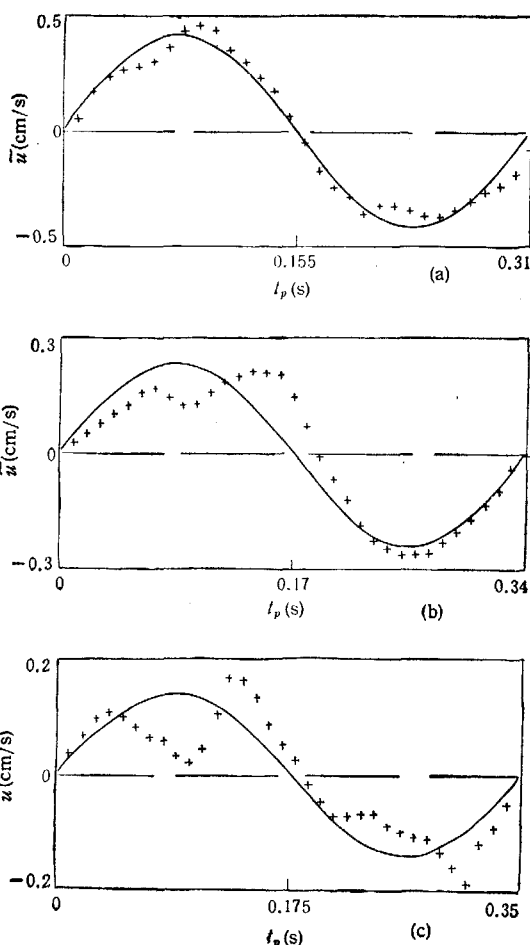


图 4 扰动波波形沿流向的演化。

+ 为相平均法得到的实验数据, 实线为标准正弦曲线, 扰动源在 $y^+ = 350$ 处, 振动频率 3Hz, 测量点在 $y^+ = 350$, 扰动源下游 x 处。(a) $x = 0.27\delta$, (b) $x = 0.54\delta$, (c) $x = 1.10\delta$, $Re_\theta = 831$ 。

本文还对同一流动条件下不同频率扰动沿流向的演化进行了测量, $x = \delta$ 处的结果如图 6 所示 (F_d 为扰动频率)。图 6(a) 与图 4(c) 是一个图, 可见在距扰动源近时, 波形还很规则, 而后发展成图 6 的样子。图 6 的 (b) 和 (c) 中的扰动在距扰动源较近时, 波形也是很规则的, 发展到 $x = \delta$ 时都产生了明显的变化。相比之下, (a) 图中波形与正弦波的偏离最大, (b) 次之, (c) 最小。这表明低频扰动沿流向发展时, 其高次谐波的发展比较快, 非线性的作用较强; 而高频扰动受非线性影响较小。因此图 3 中高频扰动结果与线性

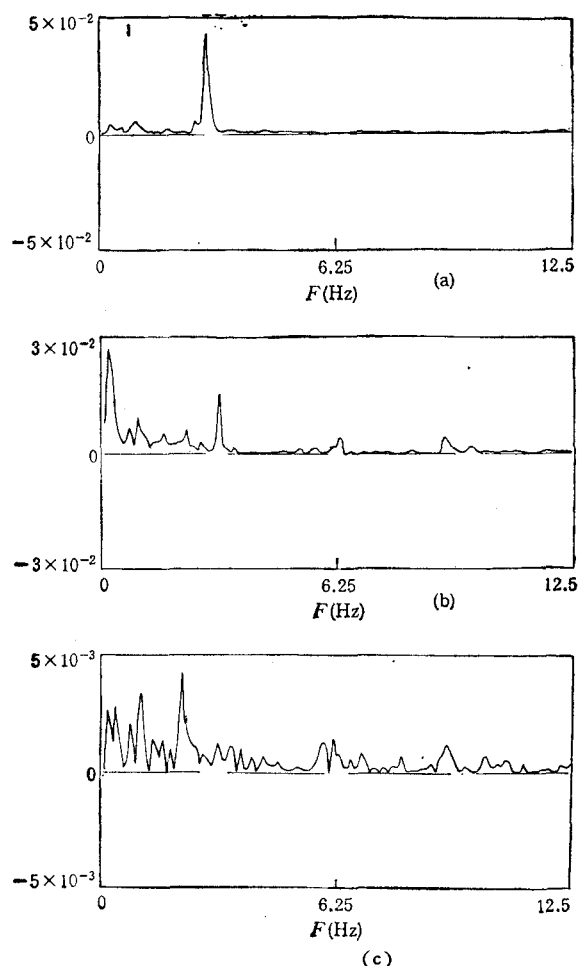


图 5 有外层扰动时流向脉动速度功率谱沿流向的变化, 流动条件及符号同图 4.

理论结果很接近, 低频扰动则相去甚远.

2. 外层扰动波对内层流动结构的影响

本文应用 LDA 技术和 VITA 法研究了外层扰动波对内层相干结构时间尺度的影响. 为保证流动为充分发展湍流, 本实验雷诺数范围为 $800 < Re_\theta \leq 1200$ (Re_θ 是以边界层动量厚度为特征长度的雷诺数), 扰动幅值为 U_∞ 的 (1—3)%, 扰动源设在对数律层外侧, $y^+ = 100—350$ 处; 测量点设在扰动源下游 2δ , $y^+ = 15$ 处, 这是因为外层扰动波在扰动源下游 2δ 处已经很弱了(这是本实验的测量结果), 且相干结构的流向尺度约为 (1—2) δ .

应用 VITA 法检测猝发, 本文得到了有外层扰动和无外层扰动的猝发平均周期的对比, 如图 7 所示. 外层扰动以外层参数无量纲, $F_{d0} = F_d \cdot \delta / U_\infty$. 图 7(a) 中 F_{d0} 均约等于 1. 由图可以看出, 外层有人工扰动时内层的猝发平均周期基本是变小的, 但也有使内层猝发周期变大的情况, 如 $Re_\theta = 1029$; 这个现象可能与扰动频率的选择有关, 也可能与 VITA 法的检测过程有关. 如果外层扰动在内层引起一些不很强的脉动, 其能量在 VITA

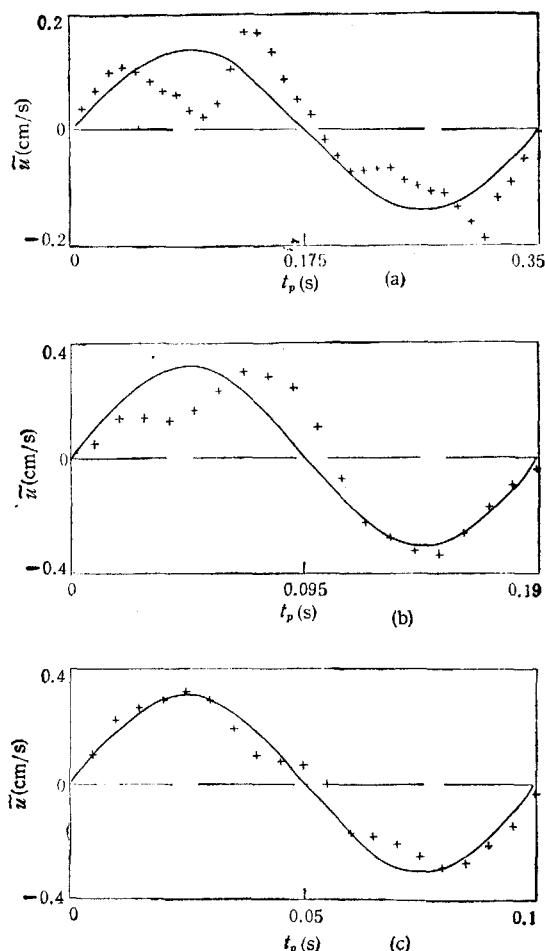
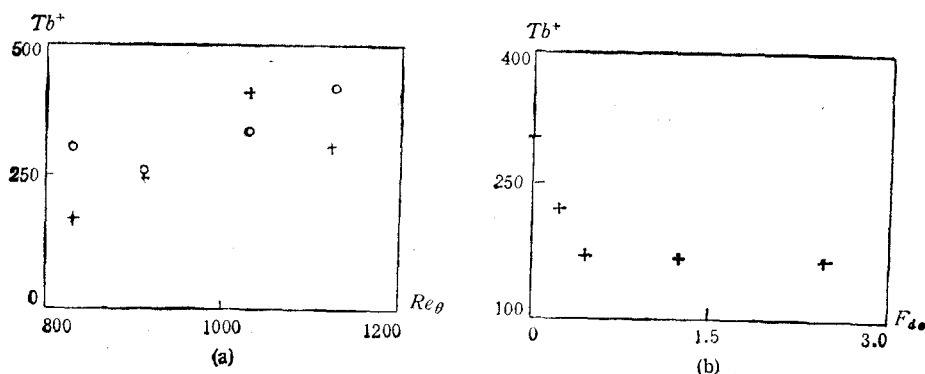


图 6 扰动源下游 $x \approx \delta$, $y^+ = 350$ 处, 不同频率扰动所演化的波形. $Re_\theta = 831$.
(a) $F_d = 3\text{Hz}$, (b) $F_d = 5\text{Hz}$, (c) $F_d = 10\text{Hz}$.

法的门限附近, 就会出现这样的现象: 外层扰动提高了内层流动总的脉动水平, 而产生的新事件相对脉动强度低于门限值, 使得 VITA 法测得的猝发平均周期变大. 对于这个问题本文作者将另文详细讨论.

外层扰动频率的改变, 也会影响猝发平均周期, 如图 7(b) 所示. 当外层扰动频率比较低时, 扰动频率的增加会显著改变内层猝发平均周期; 当外层扰动频率高于某值之后, 再增加其频率, VITA 法测得的猝发平均周期不再有明显变化. 上述实验说明外层人工扰动在内层诱发一些新的脉动, 加强一些较弱的被门限舍去的脉动, 从而使 VITA 法测得的猝发平均周期变小; 增加外层扰动频率, 即提高了外层扰动加强下游内层脉动的概率, 从而减小猝发平均周期; 但是对于一给定流动, 其内层的接受能力是有限的, 而且外层扰动同时使内层流动总脉动水平增加, 所以出现猝发平均周期不再随外层扰动频率而变的现象, 这说明外层扰动对内层流动的影响是有限的, 猝发的时间尺度在很大程度上受内层条件制约.

图 7 猝发平均周期与 Re_θ 及 F_{d0} 的关系.

(a) T_b^+ 与 Re_θ 的关系, (b) T_b^+ 与 F_{d0} 的关系, $Re_\theta = 831$. 其中 $T_b^+ = \bar{T}_b \cdot u^*/\nu$, $\bar{T}_b$ 为猝发平均周期, u^* 为壁面摩擦速度, ν 为粘性系数, O—无外层扰动, +—有外层扰动.

四、结论和讨论

在湍流边界层对数律层外缘施加正弦波扰动, 高频扰动幅值沿流向衰减很快, 与线性理论结果比较接近; 低频扰动幅值沿流向衰减较慢, 受非线性作用明显, 与线性理论结果相比, 定性相符, 但定量相差较大.

外层扰动使扰动源下游内层相干结构的时间尺度变小, 说明外层流动条件对内层的流动状态有一定的影响, 但是其影响是有限的, 猝发平均周期在较大程度上受内层条件制约. Offen 等人(1974)^[7]发现湍流边界层对数律层的脉动与其下游内层的条纹振荡有对应关系, 但未能完全确定其因果关系, 本文的结果表明外层扰动能够在内层产生新的脉动.

参 考 文 献

- [1] Kline, S. J. & Runstadler, P. W. *Trans ASME(Ser. E)*, 2(1959), 166.
- [2] Schubauer, G. B. & Skramstad, H. K., *NACA Tech. Rep.*, 909(1947).
- [3] Hussain, A. K. M. F. & Reynolds W. C., *J. Fluid Mech.* 54(1972), 241.
- [4] 舒玮, 唐宁, 力学学报, 21, 4(1989), 391.
- [5] Landahl, M. T., *J. Fluid Mech.*, 29(1967), 441.
- [6] Reynolds, W. C. & Hussain, A. K. M. F., *J. Fluid Mech.*, 54(1972), 263.
- [7] Offen, G. R. & Kline, S. J., *J. Fluid Mech.*, 104(1974), 1.

THE EFFECT OF ORGANIZED WAVE DISTURBANCES ON COHERENT STRUCTURE IN WALL TURBULENCE

Yao Shenghong Shu Wei

(Dept. of Mech., Tianjin Univ., Tianjin)

Abstract Organized wave disturbances were artificially introduced in log law region of turbulent boundary layers, and were found damping when propagated downstream, the damping ratios measured were qualitatively in good agreement with the results of Landahl (1967) [5]. As the disturbance wave evolved downstream, its harmonics appeared and the average bursting periods of inner layer decreased because of the outer region disturbances.

Key words artificial disturbance, turbulent boundary layer, coherent structure