

湍流相干结构机理研究(I) 光滑壁 边界层相干结构的物理模型*

蔡树棠 刘宇陆

(上海市应用数学和力学研究所, 上海大学 200072)

(1994年5月17日收到)

摘 要

本文主要讨论了光滑壁边界层相干结构的特性, 建立了这种相干结构的物理模型, 从理论上得到慢条宽度、猝发时间等物理量与动量厚度雷诺数 R_θ 的关系, 其结果与实验结果^[3,4,5,7]是相吻合的。

关键词 湍流理论 相干结构 慢条宽度 猝发时间

一、引 言

湍流是自然界中最普遍存在的一种物理流体运动现象, 它与基础科学和应用科学中的许多领域都有十分密切的关系, 比如湍流边界层, 大气湍流, 晴空湍流, 湍流的传热传质等问题都是航空、气象、水利、水运、化工、冶金以及受控热核反应等有关学科的重要研究项目。对于湍流的研究虽然已有近百年的历史, 但至今并未研究清楚其规律, 致使湍流理论大大落后于迅速发展的工程技术的需要。

为了进一步认识湍流的本质, 人们在湍流的理论研究及实验上做了大量艰苦的工作, 特别是60年代后期, 湍流剪切流动中的相干结构的发现, 大大改变了过去对湍流性质的看法和认识。弄清楚湍流剪切流动中的相干结构, 对于了解湍流的发生机理、发展过程、动量与能量的传递规律, 以及建立更好的湍流理论模型, 均具十分重要的意义。为此近年来国内外学者在相干结构的理论和实验方面都开展了大量工作并且取得了一定的成果。特别是相干结构的实验研究, 在流场显示的基础上, 利用热线/膜、激光测速及全息干涉法取得了可喜的成果。然而关于湍流相干结构的物理和数学模型的研究还特别少, 这主要是由于相干结构所涉及到的物理现象非常复杂而物理参数又比较多。因此, 从分析相干结构的现象中抓住主要的方面建立一个合适的物理模型便是本文的主要目的。本文主要分析了光滑壁边界层相干结构的特点, 建立了一个既简单又能给出这种相干结构以定量解释的物理模型, 所得到的结果与实验结果进行了比较。

* 国家自然科学基金资助项目

二、相干结构的一个简化模型

30年代 Fage 和 Townsend (1934) 发现通常我们认为的层流底层并非层流, 底层的流向均方根脉动速度和平均流速之比 $\sqrt{\bar{u}'^2}/U_0$ 约为 0.3, 比其他任何层都高。50年代 Hama 和 Corrsin (1953, 1957) 发现底层中有流向的流条结构, 且在空间有一定的规律性, 流动很慢, 展向呈无序波状。60年代后大量的压力空时关联和压速空时关联的测量进一步表明了剪切湍流中相干结构的存在 (Kline 等人 1967; Kim 等人 1971; Offen 和 Kline, 1973, 1974)。此后关于相干结构的研究吸引了许多科学工作者的注意。在国内, 舒玮等利用热线/膜和激光测速对相干结构作了精细测量, 而梁在潮等用流场显示方法及压速关联的测量则更进一步揭示了相干结构的三维特性。综合诸研究者的结果, 相干结构作为一种拟序的运动, 在一个近似的周期过程中包含有如下几个阶段:

1. 流条的上升。在壁面上, 有一部分流体流速特别缓慢, 这种流体有时被认为是湍斑。这部分流体随着主流而下, 并离开壁面, 就形成了流向的流条。当流条到达离壁面一定高度 $y^+ = y u_* / \nu = 10$ (u_* 为摩擦速度, ν 为运动粘性系数), 就以一定的加速度向上升。我们认为引起流体团上升的力是 Saffman 上升力^[8]。这时由于把低速流体质量带离壁面, 而使边界产生向外凸出的隆起, 在瞬时速度分布曲线上形成了一个狭窄的弯曲区, 出现了拐点。

2. 高低流速条的相互作用。由于低速流条的上升, 其周围的流体由于连续性的关系由上向下, 流体就触到底壁, 这时在整个边界内发生了激烈的混合。有时人们也把在这种强相互作用之前的现象, 区别成横向和纵向涡的振荡。

3. 扫掠。在强相互作用之后, 慢速流条破裂, 与周围流体混合后流向下游, 这就是扫掠, 也称之为破碎。需要指出的是这种扫掠之后, 在近壁区域必残留了部分流速特别低的流体团, 这种流体团就是 [1] 中提到的缓慢流体团, 同时也为下一个周期的开始创造了条件。

当然相干结构这一现象的重复发生, 在空间和时间上是随机的, 但却有一个明确的统计学上的平均周期和结构外形。此外, 慢速流条在展向也存在一个统计的宽度, 也就是说相干结构是空间三维的。下面的分析也是基于对相干结构的这种认识基础上的^[1~3]。

三、慢条宽度 λ 和猝发周期的定义

从上面的分析之中我们可以看到慢条是由残余的粘附在壁面上的流体团形成的。因此, 当运动粘性系数 ν 越大, 附着的流体也就越多, 而同时流速越大, 给流动带走的可能性也就越大, 粘附性的可能性也就越小。为此, 粘附流体的线尺度应该与 ν 成正比, 而和流动的速度成反比。近底部的流动速度的尺度通常以摩阻流速 u^* 来度量。综上所述, 慢条的宽度也就是粘附的残余流体的线尺度 λ 应该是

$$\lambda_z \propto \frac{\nu}{u^*}, \quad \lambda_z = \alpha_1 \frac{\nu}{u^*} \quad (3.1)$$

式中 α_1 为常数。

这个粘附流体的线尺度在加糙的条件下, 由于固体和流体接触面增加而使粘性附着力增加。但是当加糙到一定的程度, 即当加糙的齿高达一定的程度, 齿间的水就变成死水, 接触

面一部分固体面为流体面而取代, 这时 λ_z 不但不会增加, 反而会下降。关于粗糙面下的 λ_z 的关系我们将在“湍流相干结构机理(II)”中讨论。

当慢速流团上升时, 周围的流体就要补入下面的空隙, 这种向下流体速度当然要以边界层外的流动特征速度 U_0 来度量, 即

$$V_z = \alpha_2 U_0, \quad \alpha_2 < 1 \quad (3.2)$$

其中 α_2 为无量纲常数。当流体达到边壁时, 就发生了扫掠, 由此我们可以定义猝发周期 T_B 为:

$$T_B = \frac{\delta}{V_z} = \frac{\delta}{\alpha_2 U_0} \quad (3.3)$$

其中 δ 为边界层厚度。这时边界层外流体走过的距离为

$$l = U_0 T_B = \frac{\delta}{\alpha_2}, \quad \frac{U_0 T_B}{\delta} = \frac{1}{\alpha_2} \quad (3.4)$$

四、Saffman 上升力 F 和慢速条相对速度 V 的表达式

Saffman(1974) 曾经导出了球形物体在剪切流动中所受到的一种上升力 F :

$$F = \alpha_3 \pi d^2 \mu V \int \frac{dU}{dy} / \nu \quad (4.1)$$

其中, α_3 为无量纲修正常数; d 为球直径; μ 为动力粘性系数; V 为球形物体和外界流速的相对速度, 比周围流体慢时为正; $U(y)$ 为外界流速分布; 在光滑壁面上, 在近壁层有如下关系式:

$$\mu \frac{dU}{dy} = \rho u_*^2, \quad u_* = \sqrt{\nu \frac{dU}{dy}} \quad (4.2)$$

这时可以得到特征长度 L :

$$L = \frac{\nu}{u_*} = \sqrt{\nu \frac{\nu}{dU/dy}} \quad (4.3)$$

这时慢斑和周围流场的相对速度应以小涡旋速度来衡量, 并且和摩擦阻力系数成正比。摩擦阻力系数越大, 慢斑流体团的速度就越小, 相对速度值也就越大。首先我们来求一下小涡旋速度尺度。按照柯莫高若夫的各向同性湍流的观点, 能量耗散量 ϵ 的表达式为:

$$\epsilon = \alpha_4 \nu (U_0^2 / \theta^2) \quad (4.4)$$

其中 α_4 为无量纲参数, 速度相关的长度为动量厚度 θ 。由(4.4)式可以求得小涡旋的速度为:

$$V = (\nu \epsilon)^{\frac{1}{4}} = \alpha_4^{\frac{1}{4}} \nu^{\frac{1}{4}} U_0^{\frac{1}{2}} \theta^{-1/2} = \alpha_4^{\frac{1}{4}} \frac{U_0}{R_\theta^{1/2}}, \quad R_\theta = \frac{U_0 \theta}{\nu} \quad (4.5)$$

其中 R_θ 被称之为动量厚度雷诺数。由此进一步可以得到慢斑和周围流体的相对速度:

$$V = \alpha_5 \nu C_f \quad (4.6)$$

其中 α_5 为无量纲常数, C_f 为阻力系数,

$$C_f = \frac{\rho u_*^2}{\rho U_0^2 / 2} = \frac{2u_*^2}{U_0^2} \quad (4.7)$$

利用(4.5)、(4.7)式, 最后得到:

$$\left. \begin{aligned} V &= 2\alpha_5\alpha_4^{\frac{1}{4}} U_0 R_\theta^{1/2} \frac{u_*^2}{U_0 R_\theta^{1/2}} \\ F &= 2\alpha_5\alpha_4^{\frac{1}{4}}\alpha_3\pi d^2\mu \frac{v^{\frac{1}{2}}u_*^2}{U_0^{3/2}\theta^{1/2}} \sqrt{\frac{dU}{dy}/\nu} \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

五、慢斑的上升加速度和猝发时间的表达式

我们认为慢斑上升所受到的力是 Saffman 力, 并且把圆球所受到的 Saffman 力近似地认为是慢斑所受到的力, 于是慢斑的上升加速度 a 为:

$$\begin{aligned} a &= \frac{F}{m} = \left[2\alpha_5\alpha_4^{\frac{1}{4}}\alpha_3\pi d^2\mu \frac{v^{\frac{1}{2}}u_*^2}{U_0^{3/2}\theta^{1/2}} \sqrt{\frac{dU}{dy}/\nu} \right] / \frac{1}{6}\pi d^3\rho \\ &= 12\alpha_5\alpha_4^{\frac{1}{4}}\alpha_3 \frac{v^{3/2}u_*^2}{dU_0^{3/2}\theta^{1/2}} \sqrt{\frac{dU}{dy}/\nu} \end{aligned} \quad (5.1)$$

我们认为慢斑上升的最终位置为 θ , 由于 θ 是一个不大的量, 故我们在 $(0, \theta)$ 中将 dU/dy 考虑成常数不会引起很大的误差, 因而把整个运动看成匀加速度, 为此可以得到:

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \frac{1}{2} a T_B^2 \\ T_B &= \sqrt{\frac{2\theta}{a}} = \left[2\theta / \left(12\alpha_5\alpha_4^{\frac{1}{4}}\alpha_3 \frac{v^{3/2}u_*^2}{dU_0^{3/2}\theta^{1/2}} \sqrt{\frac{dU}{dy}/\nu} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

而 d 的尺度可以用 λ_2 来度量, 为此我们令

$$d = \alpha_6 \lambda_2 = \alpha_6 (v/u_*) \quad (5.3)$$

其中 α_6 为无量纲常数, 将 (5.3) 式代入 (5.2), 得到:

$$\left. \begin{aligned} T_B \frac{dU}{dy} &= \alpha_7 R_\theta^{3/4} \\ \alpha_7 &= (6\alpha_6\alpha_5\alpha_3\alpha_4^{1/4})^{-1/2} \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

最后我们求及 T 的表达式:

$$T_B^+ = T_B \frac{u_*^2}{v} = T_B \frac{dU}{dy} = \alpha_7 R_\theta^{3/4} \quad (5.5)$$

式中

$$\alpha_7 = (6\alpha_6\alpha_5\alpha_3\alpha_4^{1/4})^{-1/2}$$

Kim 等 (1971) 和梁在潮等的相干结构实验都表明猝发周期 T_B^+ 满足如下关系:

$$T_B^+ = T_B u_*^2 / v = 0.65 R_\theta^{0.75} \quad (5.6)$$

由此我们可以看出式 (5.5) 与 (5.6) 式基本上是相一致的, 当然关于 α_7 的值对不同实验, 取值还有所差异.

六、结论和讨论

本文在分析了现有的相干结构实验结果的基础上, 提出了一个光滑壁边界层相干结构的

物理模型, 并对此模型进行分析。分析的基础是在近壁区有一缓慢流体团(由于粘性效应), 该流体团受到 Saffman 上升力而上升, 同时又随主流下移。此时主流部分流体由于连续性条件而向壁面流动, 这一流动到达壁面时发生强相互作用和扫掠, 为此而完成了一个周期。所得到的猝发周期(5.5)和实验相一致, 为此我们的分析是可靠的。

当然, 我们的分析还不能包含所有的情况, 在下一篇文章中, 我们将主要介绍我们对粗糙壁面下相干结构模型的处理, 此外我们还要就相干结构的概率分布特性作进一步的讨论。

十分感谢梁在潮教授所提供的实验资料以及所给予的帮助。

参 考 文 献

- [1] 蔡树棠等, 湍流研究最近半世纪的一些发展, *力学进展*, 10(1) (1980), 16—36.
- [2] Hama, F. R., et al., Boundary layer characteristics for smooth and rough surface, *J. Appl. Phys.*, 28 (1957), 388—399.
- [3] Kline, S. J., et al., The structure of turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, 30 (1967), 741—773.
- [4] Kim, H. T., et al., The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, 50 (1971), 133—160.
- [5] Offen, G. R. and S. J. Kline, A proposed model of the bursting process in turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, 70 (1975), 209—228.
- [6] Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flows*, Cambridge University Press (1976), 259—331.
- [7] Liang, Z. C. and S. H. Liu, Effects of wall roughness on the coherent structure in turbulent shear flows, *J. Hydrodynamics*, 1 (1989), 15—22.
- [8] Saffman, P. G. The lift on a small sphere in a shear flow, *J. Fluid Mech.*, 22(2) (1965), 385—400.

On the Mechanism of Turbulent Coherent Structure (I) ——The Physical Model of the Coherent Structure for the Smooth Boundary Layer

Tsai Shu-tang Liu Yu-lu

(Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics;
Shanghai University, Shanghai, 200072)

Abstract

In this paper, based on the discussion of properties of the turbulent coherent structure for smooth boundary layer, a physical model has been established. The width of slowly-moving streak line and bursting time of coherent structure expressed by momentum thickness Reynolds number of boundary layer have been obtained, which are in agreement with the experimental data^[3,4,5,7].

Key words turbulence theory, coherent structure, smooth boundary layer