

近壁湍流边界层相干结构形成的动力学分析

沈露予¹ 陆昌根¹ 赵玲慧¹

摘要

以壁面脉冲扰动来构建湍流边界层近壁区对称与非对称相干结构理论模式,采用直接数值模拟的方法,研究了湍流边界层近壁区对称与非对称相干结构形成的理论机制和演化规律.计算结果显示非对称相干结构比对称相干结构更容易增长,这是由于非对称型结构能在湍流边界层近壁区域诱导产生较大的展向扰动速度,且不同初始结构类型分布对湍流边界层近壁区相干结构形成的动力学机制不同所致,从而加深了对近壁湍流边界层单个相干结构形成的某种动力学机制的认识理解.

关键词

近壁湍流边界层;壁面脉冲扰动;相干结构

中图分类号 V211.3

文献标志码 A

收稿日期 2011-05-19

资助项目 国家自然科学基金(10872097);国家863计划专项(2009AA03Z107)

作者简介

沈露予,男,硕士生,研究方向为数值模拟. shenluyu99@gmail.com

陆昌根(通信作者),男,博士,教授,博士生导师,主要从事湍流与流动稳定性、数值方法与计算流体力学方面的研究工作. cglu@nuist.edu.cn

0 引言

20世纪中叶,Kline等^[1]在湍流边界层近壁区域发现了相干结构,为人们进一步理解湍流产生的机理开辟了一个新的研究课题,这不仅有助于认识湍流运动的本质,也能通过控制相干结构来达到控制湍流运动的目的.在湍流研究中,相干结构的研究占有很重要的地位,尤其是湍流边界层近壁区域中的相干结构是湍流生成、维持及湍流能量输运过程中的关键因素,它的研究将有助于了解湍流运动的本质,以建立较合理的湍流模式.湍流边界层流动与众多工程技术问题密切相关.出于工程技术发展的需要,人们也希望通过控制相干结构来控制湍流运动,从而达到降噪、减阻、提高混合效果的目的.湍流相干结构的研究一直是国际国内学者们所关注的热门课题,并已有许多理论分析、实验观察和直接数值模拟的结果发现.湍流边界层近壁区相干结构的许多特征与层流边界层转捩过程中的不稳定波性质有相似之处.有学者采用不稳定波来构建近壁湍流边界层流中的相干结构,获得了一些有意义的成果^[2].但是,由于对层流边界层转捩过程中不稳定波产生原因的分歧以及在实际工程中不稳定波很难选取等因素,还需人们寻求更普适的理论模型.另外,实验研究和直接数值模拟已发现在湍流近壁区域内不仅存在对称的流向涡对,而且绝大多数流向涡对都是以不对称扰动形式存在的^[3-5].为了克服上述构建湍流边界层流中的相干结构模型的局限,并借鉴已有的实验、理论以及数值模拟结果,本文利用壁面局部脉冲扰动来创建湍流边界层近壁区域中的对称和非对称相干结构的理论模式,用数值方法求解其演化过程,详细分析湍流边界层近壁区域对称与非对称相干结构形成和发展的动力学机理,获得一些有意义的成果,从而有可能合理地解释湍流成因的机制,达到揭示湍流运动本质的目的,为航天航空工程、水利工程以及海洋工程等其他工程学科提供可靠的理论依据.

1 基本方程与数值方法

三维非定常不可压无量纲 Navier-Stokes(N-S)扰动方程及连续性方程:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{U} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \nabla p + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{V} \quad \nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (1)$$

¹ 南京信息工程大学 大气科学学院,南京,210044

其中 $\mathbf{V} = \{u, v, w\}^T$ 为扰动速度, \mathbf{U} 为基本流的速度场, p 为扰动压力, t 为时间, Re 为雷诺数, ∇ 为梯度算子, Δ 为 Laplace 算子.

对方程(1)的数值方法采用紧致有限差分法和 Fourier 谱展开相结合的方法逼近^[6-9]. 对于每一变量在展向(z)采用 Fourier 谱展开, 即非线性项采用五阶迎风紧致差分格式, 梯度和散度采用六阶中心紧致有限差分格式, 压力项采用四阶紧致有限差分格式, 粘性扩散项采用四阶中心紧致有限差分格式离散.

边界条件: 入口处 ($x = 0$), $\mathbf{V} = 0, p = 0$; 出口处 ($x = x_m$), $\mathbf{V} = 0, \frac{\partial p}{\partial x} = 0$; 壁面处 ($y = 0$), $\mathbf{V} = 0, \frac{\partial p}{\partial y} = 0$; 上边界 ($y = y_n$), $\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial y} = 0, \frac{\partial p}{\partial y} = 0$. 计算区域: 流向为 $0 \leq x \leq 33$, 展向为 $-6 \leq z \leq 6$, 法向为 $0 \leq y \leq 0.88$. 计算网格: $\{x, y, z\} = \{200, 200, 32\}$. 计算时间步长: $\Delta t = 0.02$.

2 基本理论模型

2.1 基本流场 \mathbf{U} 的假设

由于本文考虑的区域非常靠近壁面(大约 100 个粘性长度内), 在该范围内若没有相干结构存在, 粘性将起主要作用, 流体将近似满足 N-S 方程, 通过数值求解 N-S 方程获得稳定的基本流解 ($\mathbf{U} = \{\mathbf{U}_0(x, y), \mathbf{V}_0(x, y)\}^T$). 边界条件则为 y 向经压缩的 Blasius 剖面与湍流平均速度剖面光滑相接^[10].

2.2 初始对称与非对称相干结构的模型

1) 初始对称相干结构的模型(模型 1)在 $y = 0$ 的壁面上引入法向扰动速度, 其表达式是 $v = A_0 \sin\{\pi[(x-a)/b]\} \cos(\pi z/c)$, 其中 A_0 为初始扰动幅值, a, b, c 为选取常数, 可保证该函数在 x 方向为一个周期, z 方向为半个周期. 本文选取 $A_0 = 0.048$, x, z 变量的取值范围分别为 $\{1.3 \leq x \leq 3.9\}$ 和 $\{-1.5 \leq z \leq 1.5\}$. 初始脉冲扰动的无量纲时间 $t = 10$, 当无量纲时间大于 10 后, 初始脉冲扰动解除.

2) 初始非对称相干结构的模型(模型 2)分布特征选取与初始对称相干结构的理论模型完全相同, 唯一不同的是将初始对称模式顺时针旋转到与 x 轴成某一 θ 角, 本文选取的 θ 角为 60° .

3) 选取一个非对称均匀分布的矩形脉冲扰动(模型 3)来模拟非对称相干结构的理论模型. 便于与模型 1, 2 比较, 选取非对称均匀分布的矩形脉

冲扰动的动能等于初始相干结构模型的动能.

3 数值结果分析与讨论

数值计算是针对 $Re = 50\ 000$ 进行的. 在上述 3 种初始相干结构模式的非线性发展过程中, 其幅值 A 随时间演化的曲线如图 1 所示, 且幅值定义为 $A = \sqrt{|u_{\max}|^2 + |v_{\max}|^2 + |w_{\max}|^2}$. 图 2 为相干结构的最大展向扰动速度分布.

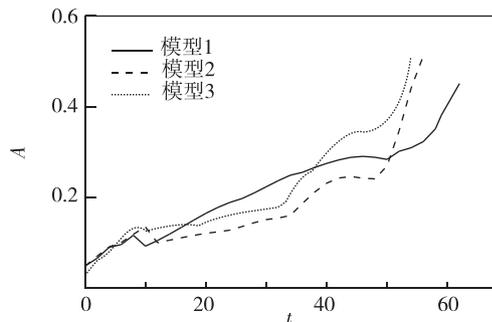


图 1 相干结构的幅值 A 随时间演化情况

Fig. 1 Evolvement of amplitude A of the coherent structure

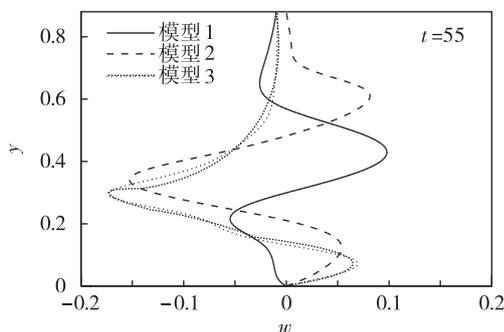


图 2 相干结构的最大展向扰动速度分布

Fig. 2 Distribution of maximum span wise disturbance velocity of coherent structure

由图 1 可知, 在给定的初始幅值情况下, 无论是对称的还是非对称情况, 起初相干结构的幅值演化主要是由线性变化率控制的, 经过一段时间发展后, 由于相干结构本身之间的非线性相互作用, 使幅值 A 迅速增长起来. 由图 1 不难看出: 1) 非对称的单个相干结构比对称单个相干结构更容易被激发, 且能迅速增长起来; 2) 模型 3 比模型 2 更加容易激发产生相干结构, 这说明了不同初始模式以及不同初始分布形式, 对相干结构的形成和发展的效果是不同的. 由图 2 可知, 非对称相干结构更容易增长的原因是在非对称情况下存在比对称相干结构更大的展向扰动速度, 展向扰动速度大小的变化强烈地影响着

单个相干结构的非线性演化,这是使单个相干结构非常快速地增长起来的关键因素.另外,在模型3的非线性发展进程中,其展向扰动速度大于模型2,这也是模型3比模型2的幅值增长更快的原因.

图3a、3b分别给出了在某一时刻,模型1和模型3的情况在最大流向位置的速度矢量.图3a显示同时存在着两个大小相等、方向相反的对称涡,并在某局部已形成较强的涡旋区域.图3b显示的流向涡不再是大小相等、方向相反的流向涡对,而是表现为大小不等,旋转方向相异的双涡结构,其中一个涡占主要地位,且在某局部已形成更强的涡旋区域.该现象与Guezennec等^[3]描述的情况有共同之处.Guezennec等^[3]认为在实际流动中出现频率最高的应是非对称双涡的结构或单涡结构,并不是对称的流向涡结构.在近壁湍流边界层相干结构发展过程中,流向涡的快速演变,也诱导流场中的法向涡和展向涡的快速增长(图4、图5),以致于形成高阶失稳,并在流场中产生强力的振荡及破碎机制,最终形成湍流运动.

图6给出了最具代表性的对称与非对称相干结构模型的流向扰动速度在最大值位置的 $x-z$ 平面上的等值线分布,其等值线间距为 0.02.由图6可知,单个相干结构在非线性演化过程中,它们始终局限

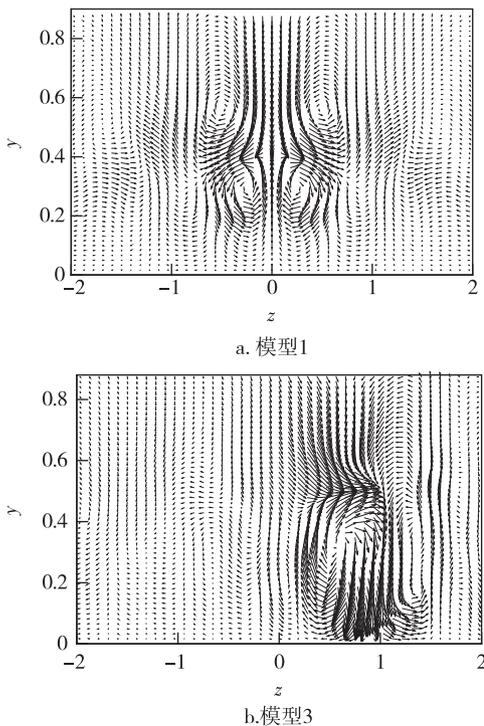


图3 对称和非对称模式的速度矢量分布
Fig.3 Velocity vector distribution of symmetry (a) and asymmetry (b) mode

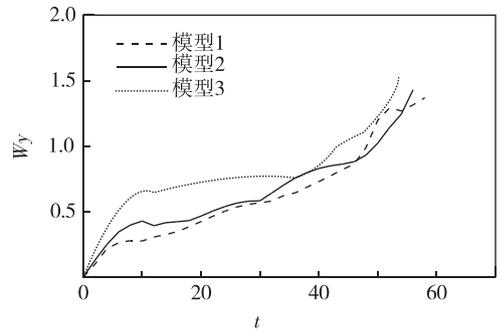


图4 最大法向涡量随时间的演化
Fig.4 Evolvement of the maximum normal vorticity

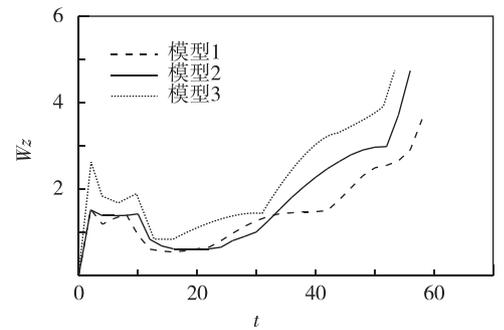


图5 最大展向涡量随时间的演化
Fig.5 Evolvement of the maximum span wise vorticity

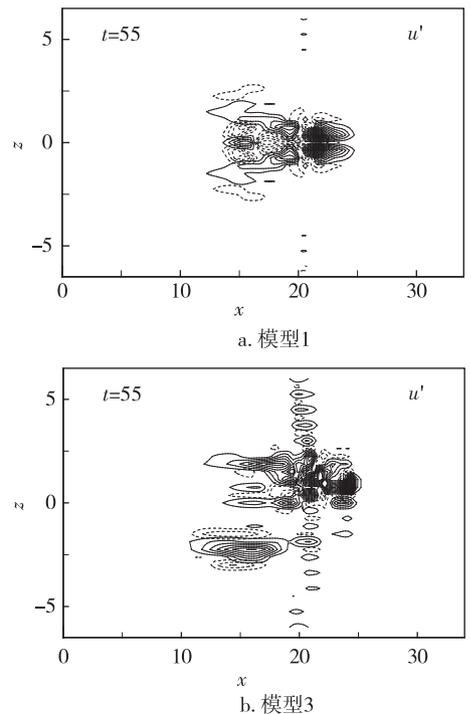


图6 流向扰动速度在 $x-z$ 平面上的等值线分布
Fig.6 Contour of trend disturbance velocity on $x-z$ plane, (a) for model (1) and (b) for model (3)

在某个局部区域,排列着正负交错相间的分布特征,且对称型结构一直保持着对称型结构,非对称型结构始终保持着非对称型结构,并在单个相干结构演化到某一瞬时后,流场中形成了强烈的剪切层,诱导流场发生高阶失稳,最终导致湍流运动。

4 结论

本文研究了近壁湍流边界层相干结构形成的动力学问题。经比较分析可知,非对称相干结构比对称相干结构更容易增长,这是由于非对称型结构能在湍流边界层近壁区域诱导产生较大的展向扰动速度,且不同初始结构类型分布对湍流边界层近壁区相干结构形成的动力学机制不同所致。另外,计算结果获得的流向涡、展向涡、法向涡以及单个相干结构的局部性以及强剪切层的形成等现象与实验观察和直接数值模拟的结果基本一致,所以本文提出的近壁湍流边界层对称与非对称单个相干结构的理论模型基本反映了真实流体运动的本质,加深了对近壁湍流边界层单个相干结构形成的某种动力学机制的理解。

参考文献

References

[1] Kline S L, Reynolds W C, Schraub F A, et al. The structure of turbulent boundary layers [J]. *Journal of Fluid*

Mechanics, 1967, 30(4): 741-773

[2] Zhou H, Lu C G, Luo J S, et al. Modeling of individual coherent structures in wall region of a turbulent boundary layer [J]. *Science in China, Series A: Mathematics*, 1999, 42(6): 627-635

[3] Guezennec Y G, Piomelli U, Kim J, et al. On the shape and dynamics of wall structures in turbulent channel flow [J]. *Physics of Fluids A*, 1989, 1(4): 764-766

[4] Rogallo R S, Moin P. Numerical simulation of turbulent flow [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1984, 16: 99-137

[5] Jiménez J, Moin P. The minimal flow unit in near-wall turbulence [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1991, 225: 213-240

[6] Lu C G. Interactive study between identical coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer [J]. *Journal of Hydrodynamics Ser B*, 2002, 14 (1): 100-105

[7] Karniadakis G E, Israeli M, Orszag S A. High-order splitting methods for the incompressible Navier-Stokes equations [J]. *Journal of Computational Physics*, 1991, 97 (2): 414-443

[8] Lele S K. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution [J]. *Journal of Computational Physics*, 1992, 103(1): 16-42

[9] Ma Y W, Fu D X. Super compact finite difference method (SCFDM) with arbitrarily high accuracy [J]. *Computational Fluid Dynamic J*, 1996, 5(2): 259-276

[10] Zhou H, Ma Z, Zhang Z, et al. The heat transfer problem in the wall region of a turbulent boundary layer [J]. *Science in China, Series A: Mathematics*, 1998, 41 (11): 1216-1222

Dynamic analysis of coherent structures formation in a near-wall turbulent boundary layer

SHEN Luyu¹ LU Changgen¹ ZHAO Linghui¹

¹ School of Atmospheric Science, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044

Abstract The theoretical model of symmetrical and asymmetrical coherent structures in a near-wall turbulent boundary layer is established through study into the impulsive disturbance on the wall in this paper. Theoretical mechanism and evolution process of the coherent structures formation are studied by Direct Numerical Simulation (DNS). The numerical result reveals that asymmetrical coherent structures are more likely to grow than symmetrical coherent structures, due to the larger span wise velocity induced by asymmetrical coherent structures in the near-wall area. And the dynamical mechanics of the coherent structures in the near-wall turbulent boundary layer vary with different distributions of initial structure. The proposed model relatively represents the real condition of fluid motion, and will help to improve the understanding of the dynamical mechanics of single coherent structure formation in the near-wall turbulent boundary layer.

Key words near-wall turbulent boundary layer; impulsive disturbance; coherent structure