

DOI: 10.3876/j.issn.1000-1980.2010.04.006

不同周期壁面局部微振动诱导边界层大涡结构

曹卫东,李 跃

(江苏大学流体机械工程技术研究中心,江苏 镇江 212013)

摘要:以平板边界层流动的 Blasius 解作为基本流场,利用直接数值模拟方法求解三维不可压缩 N-S 方程,研究了边界层中单个周期壁面局部微振动诱导大涡结构的过程.计算结果表明:壁面扰动完成时,周期为 7.5,10 和 12.5 诱导大涡结构的初始扰动速度与空间分布稍有差异.若周期为 12.5,随着时间的增加,诱导形成的大涡结构扰动速度幅值不断增加,高低速条纹结构面积不断扩大.边界层近壁流向速度剖面存在较大拐点,雷诺应力明显大于周期为 7.5 和 10 的大涡结构.周期为 7.5 和 10 的诱导大涡结构较弱.壁面局部微振动可诱导边界层形成大涡结构,演化特性与局部微振动周期密切相关,周期越长,大涡结构强度也越大.

关键词:局部振动;周期;边界层;诱导;大涡结构

中图分类号: V211.1

文献标志码: A

文章编号: 1000-1980(2010)04-0382-06

在边界层、槽道、圆管等简单剪切流中,层流—湍流转捩初期的特征是局部小的扰动导致局部流场发生变化,在壁面附近存在流向涡诱导的不稳定高低速条带,在向下游演化时,流向尺度不断被拉伸,并向主流中心不断上抬,形成复杂涡量,强度不断增加,该特性与充分发展的湍流边界层的拟序结构的动力学特性有着许多相似之处.这种局部扰动结构通常称为大涡结构.

Ellingsen 等^[1]的研究结果表明,在剪切层中施加非常小的展向涡结构扰动,在无黏的理想流体中,该扰动的流向速度将随时间线性增长,并产生低速和高速的条纹. Swearingen 等^[2]通过实验,利用凹曲壁的 Gortler 不稳定性生成初始涡,并研究了涡的演化发展情况,结果表明,若用黏性长度来表述,涡的展向波长和流向长度,与湍流边界层中的涡相当. Breuerl 等^[3]通过在边界层内叠加 2 对无黏反转涡结构作为大涡结构的初始模型的方法,数值模拟研究了平板层流边界层内小幅值扰动和中等幅值扰动的演化过程,得到了幅值、雷诺应力等随时间不断增大的大涡结构. Haidari 等^[4]利用流向的狭缝隙中的脉动喷射在亚临界层流边界层中模拟形成了发卡涡. Levinski 等^[5]提出了一个描述局部三维扰动的演化过程的一般模式,这个扰动的尺寸远小于外部剪切流的特征长度. 根据他们的模型,由于扰动喷射流的作用,展向涡将拉向外区,扰动在法向不断扩展,而外区的剪切流将扰动拉长并重新旋入内区,并促进流向涡的强度增大和面积扩大,而流向涡强度的增大将直接促使法向速度和上喷流强度的增大. 李存标^[6]通过实验研究了转捩边界层中流向涡的产生机制,给出了转捩边界层中流向涡产生的物理过程,这个过程为 Δ 涡和二次涡环相互作用形成了旋涡轴向失稳机制. Suponitsky 等^[7]利用高斯型涡扰动作为初始模型,研究了大涡结构在二维零压库埃特层流中的演化过程,结果表明,较小初始幅值的扰动演化为一对流向涡,相对较大初始幅值的扰动演化为发卡涡,雷诺数对大涡结构的生长或衰减有影响,对其动力学特性没有明显的影响. 张艳梅等^[8]利用一对方向相反的旋涡作为初始模型,研究了大涡结构在 5 种压力梯度边界层中的演化过程,结果表明,大涡结构在逆压梯度边界层中更易被激发增长. 陆昌根等^[9]利用直接数值模拟方法,通过边界层中局部恒定的壁面速度脉冲尝试激发大涡结构,并研究了速度脉冲强度、面积、分布方式对大涡结构的形成与演化机制的影响.

尽管对大涡结构动力学特性的认识取得了一些进展,但大涡结构形成与再生机制仍需进一步研究. 考虑

收稿日期:2009-07-16

基金项目:国家自然科学基金(10672052);江苏高等学校优秀科技创新团队计划(苏教科(2009)10 号);江苏大学高级人才启动基金(08JDC018)

作者简介:曹卫东(1972—),男,江苏南通人,副研究员,博士,主要从事流动稳定性理论研究. E-mail: cwd@ujs.edu.cn

到壁面扰动是目前实验及数值计算研究大涡结构常用的方法,本文利用具有物理背景意义的压力波动、声波冲击、外界强迫机械振动导致边界层壁面局部产生单个周期微小振动,以研究不同周期壁面局部微振动诱导大涡结构的过程与演化机制.

1 控制方程和数值方法

采用的控制方程为不可压、量纲一的扰动方程和连续方程：

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{u}' + (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{U} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \mathbf{u}' = -\nabla p' + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}' \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}' = 0 \quad (2)$$

其中 $Re = U_\infty \delta / \nu = 5000$

式中 ∇ —— 梯度算子 ; ∇^2 —— 拉普拉斯算子 ; Re —— 雷诺数 ; $\mathbf{U} = (U, V, 0)$ —— 边界层流的 Blasius 数值解, 可通过求解平板边界层流动的相似性方程 $f''' + ff'' = 0$ 获得 ; $\mathbf{u}' = (u', v', w')$, p' —— 大涡结构扰动速度和扰动压力 ; U_∞ —— 无穷远来流速度 ; δ —— 进口边界层厚度 ; ν —— 运动黏性系数.

控制方程(1),(2)采用时间导数为三阶的混合显-隐分裂格式,离散过程为

$$\frac{\mathbf{u}'_a - \sum_{q=0}^{J_i-1} \alpha_q \mathbf{u}'^{n-q}}{\Delta t} = - \sum_{q=0}^{J_e-1} \beta_q [(\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{u}'^{n-q} + (\mathbf{u}'^{n-q} \cdot \nabla) \mathbf{U} + (\mathbf{u}'^{n-q} \cdot \nabla) \mathbf{u}'^{n-q}] \quad (3)$$

$$\frac{\mathbf{u}'_b - \mathbf{u}'_a}{\Delta t} = -\nabla p'^{n+1} \quad (4)$$

$$\frac{\gamma_0 \mathbf{u}'^{n+1} - \mathbf{u}'_b}{\Delta t} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}'^{n+1} \quad (5)$$

式中 : $\mathbf{u}'_a, \mathbf{u}'_b$ —— 中间速度场 ; J_i, J_e —— 格式精度参数, $J_i = 3, J_e = 3$; $\alpha_q, \beta_q, \gamma_0$ —— 权数, $\alpha_0 = 3, \alpha_1 = -3/2, \alpha_2 = 1/3, \beta_0 = 3, \beta_1 = -3, \beta_2 = 1, \gamma_0 = 11/6$.

控制方程(3)~(5)中的展向导数 $\partial/\partial z$ 采用 Fourier 谱展开计算.

式(3)非线性项的偏导数 $\partial/\partial x$ 和 $\partial/\partial y$ 采用五阶精度变间距的迎风紧致有限差分格式,边界点及近边界点的导数采用降低精度逼近,以内点的 $\partial u'/\partial x$ 为例,其逼近方法如下：

当 $u' > 0$ 时, $\partial u'/\partial x$ 满足

$$\alpha_j \frac{\partial u'}{\partial x} \Big|_{j-1} + \frac{\partial u'}{\partial x} \Big|_j = A_j u'_{j-2} + B_j u'_{j-1} + C_j u'_j + D_j u'_{j+1} + E_j u'_{j+2} \quad (6)$$

当 $u' < 0$ 时, $\partial u'/\partial x$ 满足

$$\frac{\partial u'}{\partial x} \Big|_j + \beta_j \frac{\partial u'}{\partial x} \Big|_{j+1} = A_j u'_{j-2} + B_j u'_{j-1} + C_j u'_j + D_j u'_{j+1} + E_j u'_{j+2} \quad (7)$$

系数 $\alpha_j, \beta_j, A_j, B_j, C_j, D_j, E_j$ 可通过式(6),(7)各项对 j 点作 Taylor 级数展开,对比相应项的系数并求解方程组获得,这些系数仅仅与网格间距有关.

由方程(4)可推得压力 Helmholtz 方程,二阶导数采用变间距的 5 点中心差分格式,以内点的 $\partial^2 p'/\partial x^2$ 为例,其逼近方法如下：

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} \Big|_j = A_j p'_{j-2} + B_j p'_{j-1} + C_j p'_j + D_j p'_{j+1} + E_j p'_{j+2} \quad (8)$$

方程(5)黏性项的二阶导数采用五阶精度变间距的对称紧致差分格式,以内点的 $\partial^2 u'/\partial x^2$ 为例,其逼近方法如下：

$$\alpha_j \frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} \Big|_{j-1} + \frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} \Big|_j + \beta_j \frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} \Big|_{j+1} = A_j u'_{j-2} + B_j u'_{j-1} + C_j u'_j + D_j u'_{j+1} + E_j u'_{j+2} \quad (9)$$

本文采用的数值方法详见文献[10],选择时间推进步长 0.01. 因计算能力的限制, x, y, z 方向长度分别为 $L_x \times L_y \times L_z = 84 \times 4 \times 12$; x, y, z 方向网格数分别为 $240 \times 150 \times 32$; x, z 方向为均匀等距网格, y 方向为非等距网格,壁面附近网格加密, y 方向网格坐标：

$$y(k) = L_y \left[1 - \tanh \frac{2 \times (150 - k)}{149} \right] / \tanh 2 - L_y \left(\frac{150 - k}{150} \right) \left(1 - \tanh \frac{300}{149} \right) / \tanh 2 \quad (10)$$

入口($x=0$)边界条件: $u'=0, \frac{\partial p'}{\partial x}=0$.

出口($x=84$)边界条件: 速度为无反射出流边界条件, $\frac{\partial p'}{\partial x}=0$.

外缘($y=4$)边界条件: $\frac{\partial u'}{\partial y}=0, p'=0$.

壁面($y=0$)边界条件: $\frac{\partial p'}{\partial y}=0; \sqrt{(x-10.5)^2+z^2}<2$ 圆域内网格的法向扰动速度满足

$$v' = 0.02\sin(2\pi t/T)(2-r)/2(t \leq T) \tag{11}$$

式中: T ——周期, 本文选择 $T=7.5, 10, 12.5$ 分别进行计算与分析; r ——圆域内网格点到圆心的距离. 即模拟边界层壁面局部圆域范围内网格点受到外界诱导作单个周期的受迫简谐振动, 其中圆心处法向扰动速度绝对值最大, 其余网格点法向扰动速度线性递减, 忽略网格点可能极小微弱物理变形的影响. 壁面其余的网格点 $u'=0$. $t>T$ 时, 壁面局部微振动扰动撤除.

2 计算结果与分析

2.1 幅值

图 1 给出了壁面局部微振动扰动诱导大涡结构幅值随时间的演化规律, 幅值定义为

$$A = \sqrt{|u'|_{\max}^2 + |v'|_{\max}^2 + |w'|_{\max}^2} \tag{12}$$

由图 1 可知: 无论壁面周期 T 为 7.5, 10 或 12.5, 若 $t < T/2$, 大涡结构幅值均不断增加; $t = T/2$, 幅值大于壁面扰动速度的最大值 (0.02), 周期 T 越大, 大涡结构幅值也越大; $T/2 < t < T$, 大涡结构幅值逐渐回落; $t = T$, 壁面微振动扰动速度已不存在, 此时周期 T 为 12.5 诱导的大涡结构幅值最大; $t > T$, 大涡结构在边界层流中不断演化发展, 壁面扰动周期 T 为 7.5, 10 诱导的大涡结构幅值变化较小, 非线性作用与黏性耗散能力相当, 但与 $T=7.5$ 相比较, 周期 T 为 10 诱导的大涡结构幅值稍大; 周期 T 为 12.5 诱导的大涡结构幅值经历了明显的线性增长阶段 ($t < 80$) 及非线性增长阶段 ($t \geq 80$), 与 Breuerl 等^[3]利用无黏反转涡模型模拟的大涡结构幅值增长规律相似.

随着时间的增加, 周期 T 为 12.5 诱导的大涡结构强度明显大于 T 为 7.5, 10 的大涡结构强度. 其主要原因如下: (a) 壁面微振动扰动完成后, 周期 T 为 12.5 的大涡结构幅值大于 T 为 7.5, 10 的大涡结构幅值, 其后续演化过程中的非线性作用能力较强; (b) 周期 T 为 12.5 的壁面扰动与边界层基本流作用时间比 T 为 7.5, 10 的大, 且大涡结构初始面积相对较大^[9]; (c) 周期 T 为 12.5 的壁面扰动频率 ($\omega = 2\pi/T$) 比 T 为 7.5, 10 的小, 这符合流动稳定性理论中低频波增长率更大, 流动更易失稳的规律.

2.2 高低速条纹

图 2 为壁面局部微振动扰动诱导的大涡结构流向扰动速度在 xOy 平面及 xOz 平面上的等值线分布, 实

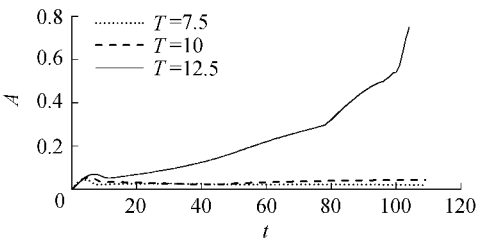


图 1 大涡结构幅值随时间演化规律
Fig. 1 Variation of amplitude of coherent structures with time

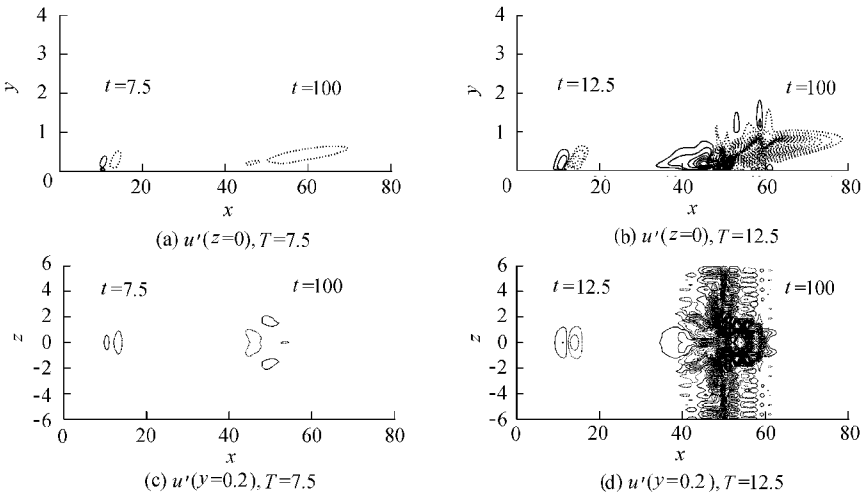


图 2 高低速条纹等值线
Fig. 2 Contours of streaks with higher and lower speeds

线为正值即高速条纹,虚线为负值即低速条纹,等值线间距 0.01.由图 2 可知: T 为 7.5 时,大涡结构很弱,随着时间的推移,受到边界层基本流的剪切作用,其流向尺度被拉大,但强度未有明显变化, xOz 平面上的高速条纹对称分布; T 为 12.5 时,壁面扰动完成,大涡结构空间尺度与强度均大于 T 为 7.5 的大涡结构,大涡结构演化至 $t = 100$,其法向已达到边界层厚度,高速条纹结构流向与展向影响的区域不断扩大, xOy 平面上高速流体的影响区域面积明显小于低速流体,而低速流体的法向位置高于高速流体.连祺祥^[11]对湍流边界层中拟序结构特性的研究也得出了类似结论:高速流体集中于近壁区,将使得壁面剪切应力增加. xOz 平面上出现密集分布的对称高速条纹,且交错排列,并在某些局部位置产生强剪切层,使得扰动速度扭曲,这将导致雷诺应力快速增长,对边界层的失稳与转捩起着激励作用. T 为 10 时的大涡结构特性与 T 为 7.5 的基本接近.

2.3 流向速度剖面

图 3 表示壁面局部微振动周期 T 分别为 7.5,12.5 诱导的大涡结构非线性演化至 $t = 100$ 时, $x = 49$ 和 $z = 0$ 处边界层内的流向速度剖面.由图 3 可知: T 为 7.5 时,大涡结构对流场的影响较小,流向速度剖面与 Blasius 解几乎完全重合; T 为 12.5 时,近壁面的速度剖面比层流边界层饱满,离壁面较远处的速度剖面又稍有亏损,新的边界层速度剖面具有明显的拐点.依据流动稳定性理论,具有速度拐点的平均流是不稳定的,中性曲线包含的不稳定区域和扰动的放大率大大增加,大涡结构从平均流不断获得能量,在新基本流和非线性作用下可能迅速得到激励并快速增长.

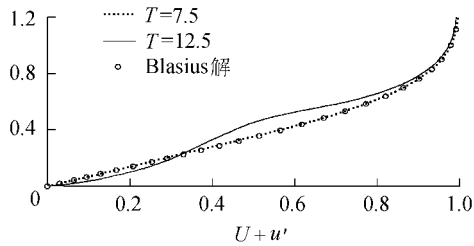


图 3 流向速度剖面
Fig. 3 Profile of streamwise velocity

2.4 流向涡

图 4 为大涡结构在 zOy 平面上的速度矢量图.由图 4 可知: T 为 7.5 时,几乎无涡心存在; T 为 12.5 时,存在多种不同尺度、不同强度的流向涡,主要集中在 $y < 0.5$, $-3 < z < 3$ 的范围内,正负相隔,且左右对称,流向涡的两侧分别形成上喷流和下扫流,受壁面条件的限制,下扫流把外区的高速流体带入内区后,动量与能量将不可避免地向周围扩散,带动底层流体及周围低速流体,增加内外层流体的动量和动能交换,促进涡量强度与面积的迅速增加,这与 Schoppa 等^[12]的研究结果一致.流向涡量主要集中在壁面附近,近壁面处是流动失稳、转捩及湍流发生的最活跃的区域.

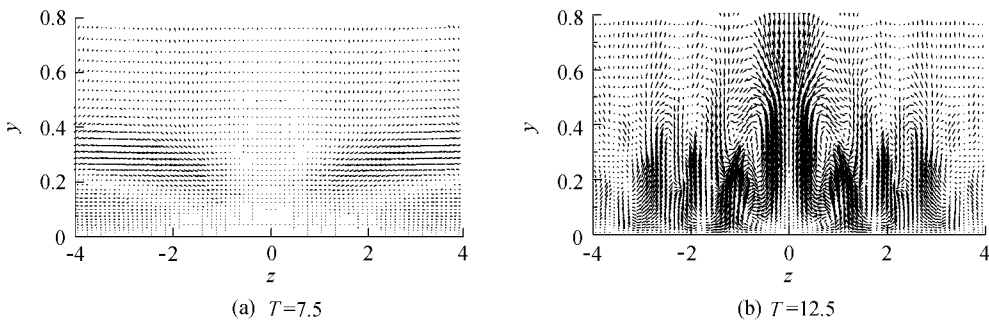


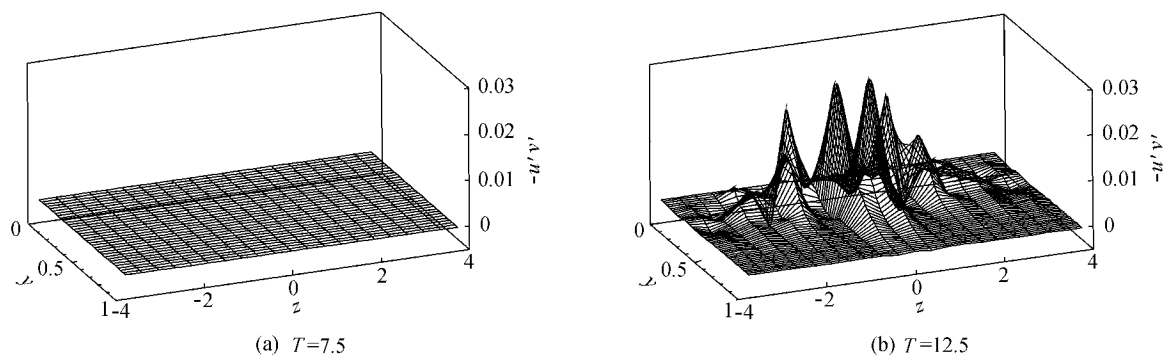
图 4 zOy 平面速度矢量 ($x = 49, t = 100$)
Fig. 4 Velocity vectors in zOy plane

2.5 雷诺应力

大涡结构向下游演化时,边界层内外流层的动量与能量发生交换与掺混,由此产生的雷诺应力将从边界层的平均流中不断吸收能量.图 5 为 zOy 平面的雷诺应力分布.由图 5 可知: T 为 7.5 时,雷诺应力非常小; T 为 12.5 时,大涡结构非线性作用强,紊动强度大,雷诺应力存在 3~4 个明显的峰值,与图 4 涡矢量分布结果相对应,雷诺应力展向对称分布,绝大多数雷诺应力的分布集中在第 2 和第 4 象限,并处于近壁区,雷诺应力的分布特性与试验结果基本一致.

3 结 论

本文采用直接数值模拟方法研究了 3 种不同周期 $T = 7.5, 10$ 和 12.5 的壁面局部微振动诱导的边界层

图5 zOy 平面雷诺应力 ($x=49, t=100$)Fig. 5 Reynolds stresses in zOy plane

大涡结构及其演化过程,并得出如下主要结论:

a. 壁面局部微振动周期 $T=12.5$ 诱导的大涡结构演化后幅值增大明显, $T=7.5$ 和 10 的大涡结构演化后幅值并未迅速增大,周期越长,大涡结构强度越强.

b. 大涡结构演化后,流向速度剖面存在拐点,幅值越大,拐点越明显,有可能促进流动的失稳.

c. $T=12.5$ 时诱导的大涡结构的高低速条纹、流向涡量和雷诺应力等特性与已有研究结果一致,且与湍流边界层的拟序结构的诸多特性具有相似性.壁面局部微振动周期是决定大涡结构能否被诱导形成的重要因素之一.

参考文献:

- [1] ELLINGSEN T, PALM E. Stability of linear flow[J]. Physics of Fluids, 1975, 18(1): 487-502.
- [2] SWEARINGEN J D, BLACKWELDER R F. The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1987, 182(1): 255-290.
- [3] BREUER K S, LANDAHL M T. The evolution of a localized disturbance in a laminar boundary layer: part 2 strong disturbance[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1990, 220(1): 595-621.
- [4] HAIDARI A H, SNITH C R. The generation and regeneration of single hairpin vortices[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1994, 277(1): 135-162.
- [5] LEVINSKI V, COHEN J. The evolution of a localized vortex disturbance in external shear flows: part 1 theoretical considerations and preliminary experimental results[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1995, 289(1): 159-177.
- [6] 李存标. 关于转捩边界层中流向涡的产生[J]. 物理学报, 2001, 50(1): 182-190. (LI Cun-biao. On the formation of the streamwise vortex in a transitional boundary layer[J]. Acta Physica Sinica, 2001, 50(1): 182-190. (in Chinese))
- [7] SUPONITSKY V, COHEN J, BAR-YOSEPH P Z. The generation of streaks and hairpin vortices from a localized vortex disturbance embedded in unbounded uniform shear flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2005, 535(1): 85-100.
- [8] 张艳梅, 陆昌根, 曹卫东. 大涡结构在有压梯度边界层流中的演化机理[J]. 河海大学学报: 自然科学版, 2007, 35(5): 510-513. (ZHANG Yan-mei, LU Chang-gen, CAO Wei-dong. Evolution of coherent structures in boundary layer with pressure gradients[J]. Journal of Hohai University: Natural Sciences, 2007, 35(5): 510-513. (in Chinese))
- [9] 陆昌根, 曹卫东, 张艳梅, 等. 平板边界层壁面局部脉冲激发大涡结构起因的数值模拟[J]. 空气动力学学报, 2008, 26(1): 61-66. (LU Chang-gen, CAO Wei-dong, ZHANG Yan-mei, et al. Numerical simulation of inducing large eddies in boundary layer through local impulse at the wall[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2008, 26(1): 61-66. (in Chinese))
- [10] 钱建华, 陆昌根, 曹卫东. 三维非定常不可压 N-S 方程一个高精度求解格式[J]. 河海大学学报: 自然科学版, 2006, 34(5): 513-517. (QIAN Jian-hua, LU Chang-gen, CAO Wei-dong. A high accuracy scheme for 3-D unsteady incompressible N-S equations[J]. Journal of Hohai University: Natural Sciences, 2006, 34(5): 513-517. (in Chinese))
- [11] 连祺祥. 湍流边界层拟序结构的实验研究[J]. 力学进展, 2006, 36(3): 373-388. (LIAN Qi-xiang. Experimental studies on coherent structures in turbulent boundary layers[J]. Advances in Mechanics, 2006, 36(3): 373-388. (in Chinese))
- [12] SCHOPPA W, HUSSAIN F. Coherent structure dynamics in near-wall turbulence[J]. Fluids Dynamics Research, 2000, 26(2): 119-139.

Coherent structures in a boundary layer induced by local vibration of walls with different periods

CAO Wei-dong, LI Yue

(Research Center of Fluid Machinery Engineering and Technology, Jiangsu University,
Zhenjiang 212013, China)

Abstract : The Blasius solutions in a boundary layer of the flat plate were taken as the basic flows. The coherent structures in a boundary layer induced by local vibration at the wall with different periods were simulated by solving the 3D incompressible Navier-Stokes equations by means of direct numerical methods. The calculated results show that when the wall distribution is completed, the amplitude and distribution of the initial disturbance velocity of the coherent structures exhibit a bit difference when the period is 7.5, 10 and 12.5. When it is 12.5, the amplitude of disturbance velocity of the induced coherent structures increases and the area of streaks with higher and lower speeds becomes larger and larger with the increase of time. There exits an inflexion at the near-wall streamwise velocity profile in the boundary layer. The Reynolds stress is obviously larger than that when the period is 7.5 and 10. When the periods are 7.5 and 10, the induced coherent structures are weak. The local micro-vibration at the wall may induce the generation of coherent structures in the boundary layer. Their evolution characteristics greatly relate with the period of local vibration, that is, the longer the period, the stronger the strength of the coherent structures.

Key words : local vibration ; period ; boundary layer ; induction ; coherent structure

《河海大学学报(自然科学版)》征订启事

(邮发代号 28-63,CN32-1117/TV,ISSN1000-1980,双月刊)

《河海大学学报(自然科学版)》是以水资源开发、利用与保护为重点的综合性学术期刊,主要刊登河海大学在水资源、水文、地质、测量、水利工程、水电工程、水运工程、海洋及海岸工程、水工结构、工程力学、水力学及河流动力学、岩土工程、计算机科学、电力工程、电子技术及自动化工程、工业与民用建筑、环境工程、机械工程等学科方面的科研成果、学术论文、学术讨论、研究动态等学术性文章,可供上述有关专业的科技工作者及大专院校师生阅读和参考。

《河海大学学报(自然科学版)》创办于 1957 年,是全国中文核心期刊、中国科技核心期刊,在国内工程技术界和学术界有较大影响。刊载的文章中,有不少国家科技攻关(重点)项目和各种科学基金资助项目的研究成果,部分达到了国内领先和国际先进水平,为我国水利、水电、水运工程及其他有关工程建设的规划、设计、施工和管理提供了科学理论、方法和具体建议,发挥了较大的社会效益和经济效益,深受工程界和科技界赞许,并获得中国高校精品科技期刊奖以及中国期刊方阵“双效期刊”、江苏省优秀期刊、全国水利系统优秀期刊称号。

《河海大学学报(自然科学版)》每逢单月出版,国内外公开发行,每期定价 12.00 元,全年 6 期共 72.00 元。欢迎广大读者通过全国各地邮政局订阅或直接与编辑部联系。

编辑部地址 南京市西康路 1 号 《河海大学学报(自然科学版)》编辑部

邮政编码 210098 电话/传真 025-83786343

E-mail xxb@hhu.edu.cn http://kkb.hhu.edu.cn/web/indexxb.asp?l_id=53