

湍流边界层内准流向发卡涡 生成的数值模拟^{*}

张楠¹, 陆利蓬¹, 段真真¹, 袁湘江²

(1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100083;

2. 北京航空航天大学 国家计算流体力学实验室, 北京 100083)

(周恒推荐)

摘要: 采用根据共振三波理论模型建立的初始准二维流场和直接数值模拟方法, 对湍流边界层近壁区流向涡的生成进行了研究. 计算得到了准流向发卡涡和次生准流向涡结构的生成过程及其主要特征, 讨论了它们的产生机理. 作为相干结构的主要特征, 利用共振三波理论模型对流向涡结构生成与演化过程的研究为湍流边界层内相干结构的研究与流动控制提供了新的途径和思路.

关键词: 湍流; 边界层; 相干结构; 数值模拟; 流向涡

中图分类号: O357.5 **文献标识码:** A

引言

20 世纪 60 年代后期, 湍流边界层内相干结构概念的提出, 使湍流研究进入了一个新的时代. 但时至今日, 其产生与发展机理仍未得到很好的解释. 大量实验研究与数值模拟结果表明, 流向涡结构是相干结构的重要典型特征, 对于湍流能量的生成、输运, 以及整个边界层内湍流的发展起着至关重要的作用. 因此, 通过研究各类流向涡结构来解释相干结构的演化机理, 是一个合理而有效的方法. 在诸多流向涡结构中, 发卡涡(或马蹄形涡)尤其获得广泛重视, 对其发生与演化规律的研究结果, 为湍流边界层内的流动现象提供了很多合理的解释^[1-2]. 共振三波理论模型在研究湍流相干结构的工作中取得了很多成功的经验^[3-6], 为研究发卡涡结构的生成与演化提供了新的方法和思路. 本文利用共振三波理论模型建立的初始准二维流场结合直接数值模拟方法, 对 $y^+ = 100$ 以下边界层区域内的流动结构进行了研究. 得到的结果表明: 由于非线性作用, 初始准二维流场逐步发展成三维结构, 形成了发卡涡, 其诸多特征与已有的数值模拟结果一致, 伴随着发卡涡结构向下游的发展, 产生了高剪切层及次生准流向涡结构. 为湍流近壁区相干结构主要是由大量流向涡结构组成的推断提供了佐证.

* 收稿日期: 2007-03-22; 修订日期: 2007-11-01

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50476004; 10732090)

作者简介: 张楠(1981—), 男, 河北秦皇岛人, 博士生(联系人. Tel: +86-10-82338139-19; E-mail: ZN.CmCn@163.com).

1 基本理论及数值方法

本文对初始准二维流场的直接数值模拟,是建立在不可压无量纲化的 N-S 方程及连续方程的基础之上:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}, \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

在近壁区由于粘性作用很强,湍流的小尺度脉动很弱,可以将瞬时速度场和压力场分解为基本流项和相干结构项两部分:

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}_c, \quad p = P + p_c.$$

将它们带入(1)式可得出相干结构项满足的方程:

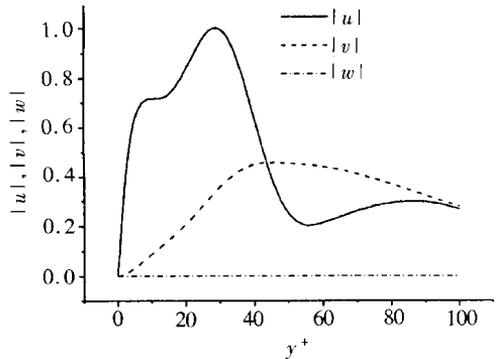
$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{u}_c}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{u}_c + (\mathbf{u}_c \cdot \nabla) \mathbf{U} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}_c - \nabla p_c - (\mathbf{u}_c \cdot \nabla) \mathbf{u}_c, \\ \nabla \cdot \mathbf{u}_c = 0. \end{cases} \quad (2)$$

方程组(2)即是关于相干结构项的控制方程. 其中基本流场采用了周恒等人提出的层-湍复合剖面^[3],其求解方法和具体过程可参见文献[4].

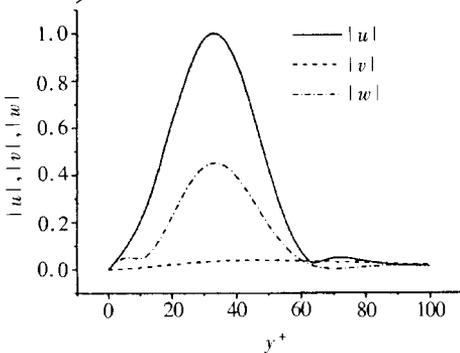
本文借鉴共振三波的一般概念来构造单个相干结构的初值:将3个满足共振关系的三维波叠加,沿流向取约1个周期内的值,置于计算域入口截面下游作为数值模拟计算的初值. 其形式为:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_c = & a_M \mathbf{u}_M \exp[i(Mx + Mz - Mt + M)] + \\ & a_R \mathbf{u}_R \exp[i(Rx + Rz - Rt + R)] + \\ & a_L \mathbf{u}_L \exp[i(Lx + Lz - Lt + L)], \end{aligned} \quad (3)$$

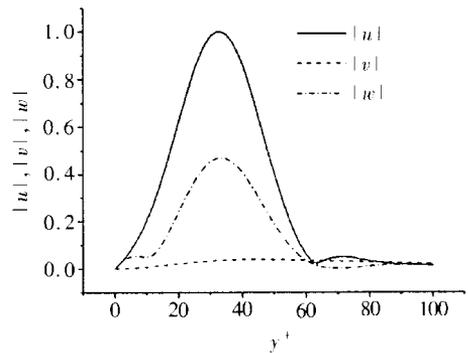
其中扰动速度 $\mathbf{u}_{M(R,L)} = \{u_{M(R,L)}(y), v_{M(R,L)}(y), w_{M(R,L)}(y)\}^T$ 由 Orr-Sommerfeld 方程确定的特征



(a) 中间波



(b) 右波



(c) 左波

图1 扰动速度沿法向分布图

值问题解出,并按 $\max |u_{M(R,L)}(y)| = 1$ 正规化,其具体分布情况如图1所示. M、R、L 分别表示中、右、左3个波,三波应满足共振关系,即 $M_r = L_r + R_r$, $M = L + R$, $M = L + R$, a

是波的幅值。为构造准二维流场,在用共振三波构造单个相干结构初值时要满足:1) 中间波的值取为 0.3 个波的初始相位均取为 0;2) 中间波幅值比左右波幅值大两个量级。通过借鉴以往的数据^[4]和大量计算,我们选择了表 1 中的参数来构造初值。

表 1 本文使用的共振三波参数

波	共振波参数			
	a	r	r	r
中间波	0.400	1.625 5	0.000 0	0.500 0
左波	0.003	0.830 6	1.795 0	0.255 0
右波	0.004	0.794 9	- 1.795 0	0.245 0

对方程组(2),在时间离散上采用了混合显-隐相结合的分裂格式^[7],分裂格式的稳定性几乎保持不变,并且很容易构造三阶或更高阶精度的格式,在相对比较大的 CFL(库朗特)数时,仍能保持稳定;在空间离散上采用了五阶迎风紧致格式来计算对流项^[8]。为减少计算量,在展向采用了 Fourier 谱展开的方法。

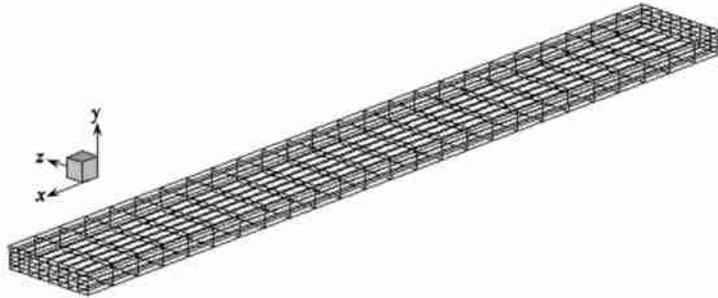


图 2 计算域网格

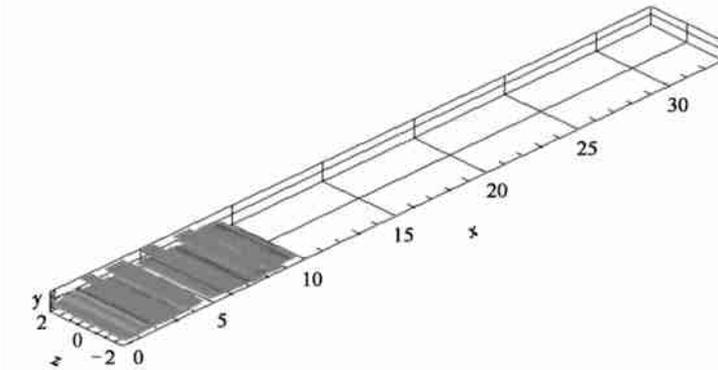


图 3 初始流场的 u_2 等值面图

计算域如图 2 所示,流向(x)取约 8 个周期的长度;法向(y)取 100 个粘性长度;展向(z)取约 1 个周期的长度,即: $L_x^+ = 330.0, L_y^+ = 100, L_z^+ = 400$ 。计算域(x, y, z)上的网格为 $50 \times 100 \times 128$,时间步长为 0.02, $t_{max} = 54.0$ 。边界条件为:

入口处: $u_c = 0, p_c = 0$;

出口处: $u_c = 0, \frac{\partial p_c}{\partial x} = 0$;

下壁面处: $u_c = 0, \frac{\partial p_c}{\partial y} = 0;$

上边界处: $u_c = 0, \frac{\partial p_c}{\partial y} = 0.$

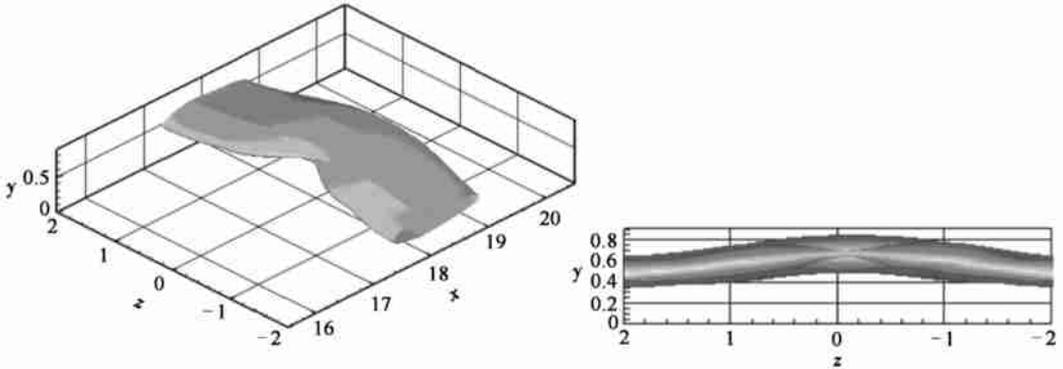
关于采用这种边界条件的合理性,可参见文献[4].

本文对涡结构的识别采用了 Jeong 和 Hussain 提出的 λ_2 旋涡识别法则^[9]. 图 3 是初始流场的 λ_2 等值面图,可见由表 1 中参数确定的初始流场以展向涡为主要结构,满足构造初始准二维流场的要求.

2 结果分析

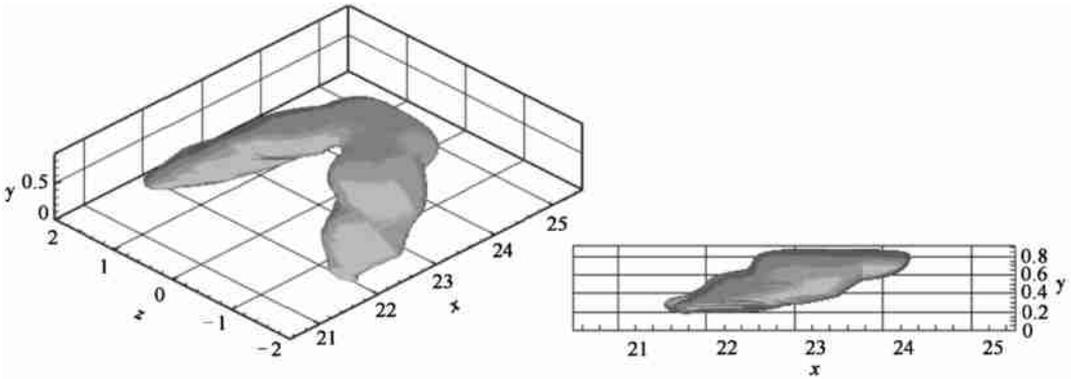
2.1 准流向发卡涡的生成

发卡涡的生成与平均流运动密切相关,并产生了近壁区湍流的重要运动形式 Q2 运动(即喷射作用). 图 4 给出了一个具有代表性的展向涡结构演化成发卡涡的过程. 如图所示在 $t = 30$ 时刻,由于非线性作用产生的扰动,展向结构的中部沿法向逐渐向上抬升,在上层高速平均流的拖曳作用下,沿流向向前突出. 在 $t = 40$ 时刻,抬升的部分在平均流作用下进一步向前突出,而原来展向涡两侧的部分由于受到壁面粘性以及底层慢速平均流作用,无法以相同速



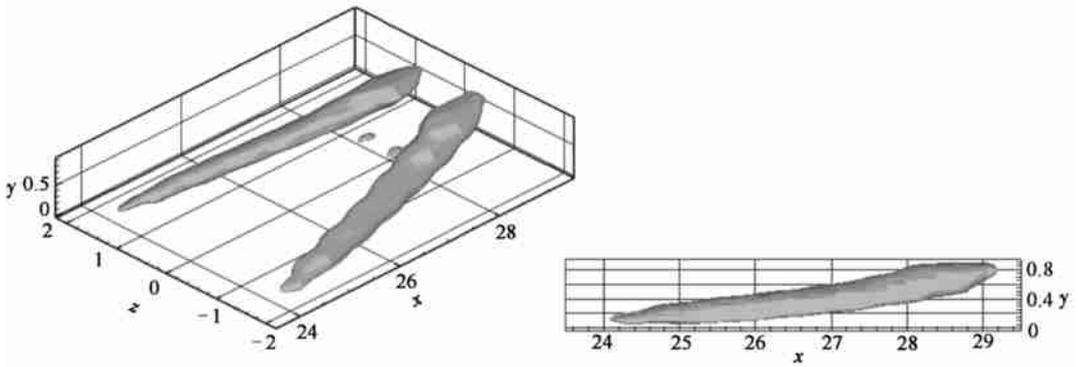
后视图

(a) $t = 30$



侧视图

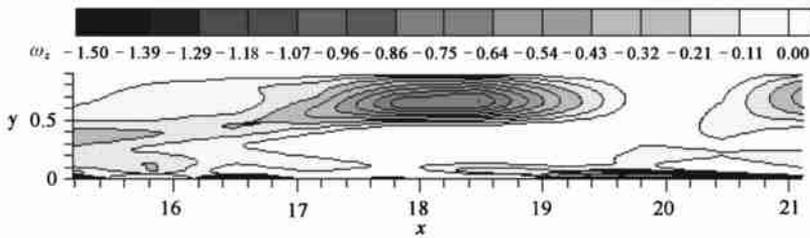
(b) $t = 40$



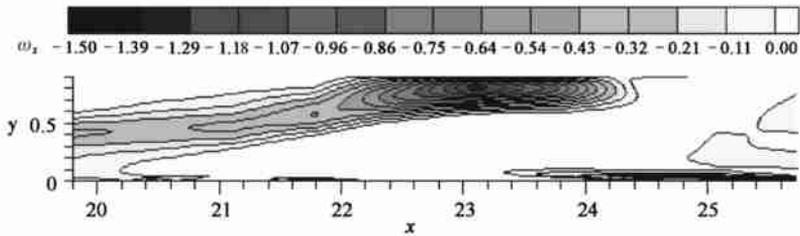
侧视图

(c) $t = 50$

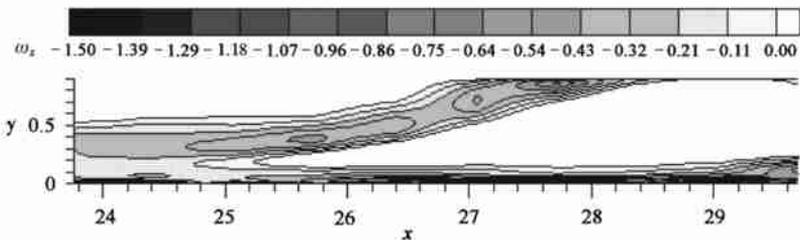
图 4 发卡涡形成过程中不同时刻的 ω_z 等值面图



(a) $t = 30$



(b) $t = 40$



(c) $t = 50$

图 5 展向涡量 ω_z 等值线图

度向前运动。整体结构被逐渐沿流向拉伸。中部抬起并向前突出的部分形成了发卡涡的头部。而两侧的部分则逐渐被拉伸成发卡涡的两条涡腿。在 $t = 50$ 时刻, 涡腿结构得到了较充分的发展, 沿流向的发卡涡结构基本形成, 观察此时流向涡的侧视图, 涡腿在 $x-y$ 平面内的倾

斜角约为 8° , 这与以往大量实验和数值模拟的结果一致^[1-2, 10-11]. 在发卡涡的发展过程中, 涡头被拖曳向下游, 涡腿由于被不断拉伸其旋转进一步加强, 又促进了涡头的抬升. 相对旋转的涡腿和不断抬升的涡头表明, 底层低速流体不断进入上层空间, 形成了 Q2 即喷射运动.

2.2 剪切层的发展

通常认为, 各类流向涡结构对平均流沿垂直壁面方向的对流输运作用, 是形成壁面快慢条纹的主要原因, 同时这一过程将加大壁面附近的平均剪切^[12]. 本文也得到了类似的结果: 发卡涡在生成过程中, 两条相对旋转的涡腿附近的底层低速流体通过喷射过程(Q2运动)进入上层, 与这里的高速平均流相遇, 发生了强烈的剪切作用, 形成了大量的剪切层. 由于展向涡量 $\omega_z = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ 能够反映当地流体的剪切作用, 本文用沿展向对称面处展向涡量 ω_z 等直线的分布来显示剪切层的存在, 图5示出展向涡量集中的区域也就是强剪切层存在的位置. 与图4中流向涡位置进行对比可以明显地看到剪切层位于涡腿的上方, 这与涡腿附近的底层低速流体进入上层, 与高速平均流相遇发生剪切作用的位置相一致; 而剪切层强度最大(涡量绝对值最大)的部分也与以展向涡为主的涡头位置相重合. 伴随着准流向发卡涡的形成和发展, 剪切层强度也逐渐增强, 并呈现抬升的趋势, 这与发卡涡涡头的抬升是一致的.

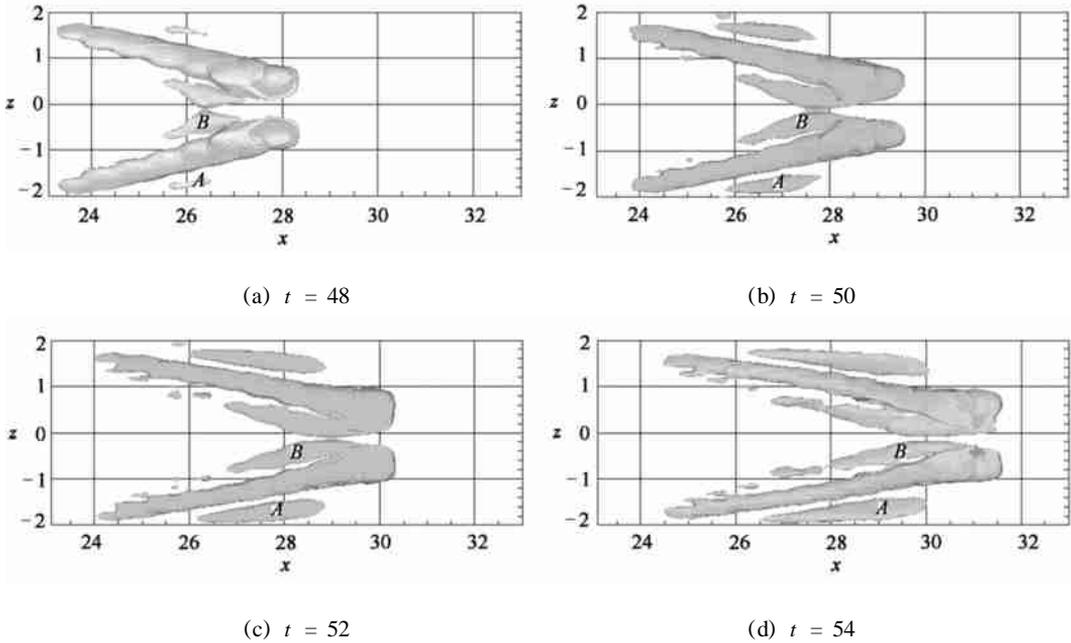
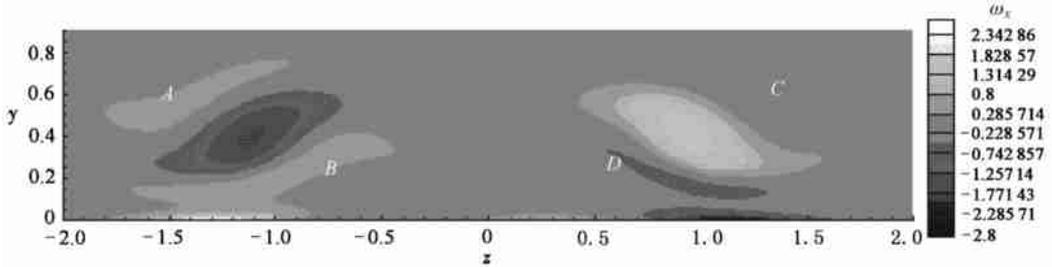


图6 不同时刻 ω_z 等值面俯视图

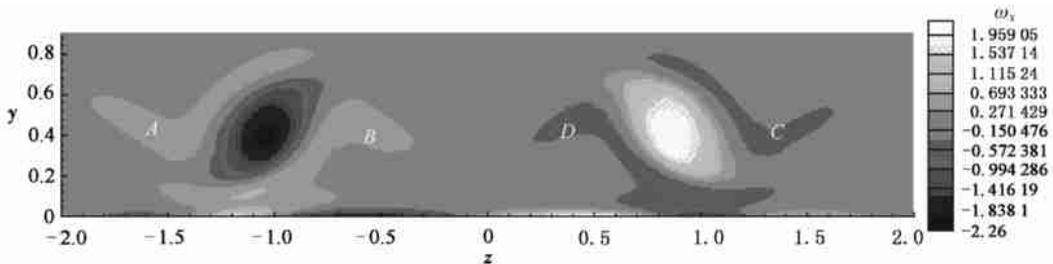
2.3 次生准流向涡的生成

伴随着准流向发卡涡的进一步发展, 在发展成熟的对转涡腿内侧与外侧出现了不断增强的次生准流向涡结构. 如图6中A、B所示. 次生流向涡是近壁区充分发展湍流的重要现象之一, 它们通常被视作由早期生成的流向涡激励产生^[13-14]. 对于这些次生结构的生成机理, 本文通过分析给出的解释是: 准流向发卡涡涡腿处流体强烈的旋转与剪切运动带动了其周围流体的运动, 位于涡腿下方的流体在运动过程中与壁面发生了剪切作用, 形成了一个高流向涡量的区域, 如图7(a)中B、D所示. 并且伴随着涡腿附近流体的旋转, 这个区域被继续带动, 逐渐脱离壁面向上(同时也是向涡腿内侧)移动(图7(b)), 形成了涡腿内侧的准流向涡结构. 而涡腿上方的流体以同样的机理与外层平均流发生剪切作用形成了另一对高流向涡量区域

A、C. 这对高流向涡量区域被涡腿附近流体的旋转运动带向外侧(同时也是朝向壁面),形成了外侧的准流向涡结构. 虽然次生流向涡结构是否是新流向涡产生的原因还存在很多争议^[15]. 但它们的产生对增大壁面附近能量与质量的输运、增强耗散必然起着重要作用,是湍流近壁区流向涡结构的重要组成部分.



(a) $x = 27.06, t = 50$



(b) $x = 29.04, t = 54$

图7 沿流向不同位置处,不同时刻 (y, z) 截面流向涡量 ω_x 等值线图

3 结 论

采用共振三波理论模型,结合具有高阶精度紧致差分格式的直接数值模拟方法对湍流近壁区流动进行数值模拟. 得到了二维结构向三维结构的演化过程,观察到了准流向发卡涡和次生流向涡结构的生成以及剪切层的发展,显示了流向涡对能量与质量的输运作用,反应了相干结构的基本特征. 这为解释和说明初期准流向发卡涡结构的产生机理,次生准流向涡结构的出现以及流向涡是边界层相干结构的重要形式提供了一定的依据,为理解并解释湍流边界层内相干结构的产生和发展提供了新的思路.

[参 考 文 献]

- [1] Zhou J, Adrian R J, Balachandar S, et al. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow[J]. J Fluid Mech, 1999, **387**:353-396.
- [2] Panton R L. Overview of the self-sustaining mechanisms of wall turbulence [J]. Progress in Aerospace Sciences, 2001, **37**(4):341-383.
- [3] ZHOU Heng, XIONG Zhong-min. The mechanism for the generation of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer[J]. Science in China A, 1995, **38**(2):188-198.
- [4] 周恒,陆昌根,罗纪生. 湍流边界层近壁区单个相干结构的模拟[J]. 中国科学, A 辑, 1999, **29**(4):366-372.
- [5] 陆利蓬,李兆瑞. 压力梯度作用下相干结构的演化[J]. 中国工程科学, 2002, **4**(11):50-56.
- [6] 张东明,罗纪生,周恒. 湍流边界层近壁区相干结构的动力学模型[J]. 中国科学, G 辑, 2003, **33**

- (1) :76-82.
- [7] Karniadakis G E, Israeli M, Orszag S A. High-order splitting methods for the incompressible Navier-Stokes equations[J]. *J Comput Phys*, 1991, **97**(2) :414-443.
- [8] 傅德薰, 马延文. 平面混合流拟序结构的直接数值模拟[J]. *中国科学, A辑*, 1996, **26**(7) :657-664.
- [9] Jeong J, Hussain F. On the identification of a vortex[J]. *J Fluid Mech*, 1995, **285** :69-94.
- [10] Jeong J, Hussain F, Schoppa W, et al. Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow[J]. *J Fluid Mech*, 1997, **332** : 185-214.
- [11] Lagraa B, Labraga L, Mazouz A. Characterization of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layer[J]. *European Journal of Mechanics B/ Fluids*, 2004, **23**(4) :587-599.
- [12] Orlandi P, Jiménez J. On the generation of turbulent wall friction[J]. *Phys Fluids*, 1994, **6**(2) :634-641.
- [13] Doligalski T L, Walker J D A. The boundary layer induced by a convected two-dimensional vortex[J]. *J Fluid Mech*, 1984, **139** :1-28.
- [14] Orlandi P. Vortex dipole rebound from a wall[J]. *Phys Fluids A*, 1990, **2**(8) :1429-1436.
- [15] Jiménez J, Pinelli A. Wall turbulence: how it works and how to damp it[A]. In: *The 4th AIAA Shear Flow Control Conference*[C]. Snowmass CO:AIAA, 97-2112, 1997.

Numerical Simulation of Quasi-Streamwise Hairpin-Like Vortex Generation in a Turbulent Boundary Layer

ZHANG Nan¹, LU Li-peng¹, DUAN Zhen-zhen¹, YUAN Xiang-jiang²

1 School of Jet Propulsion, Beijing University of Aeronautics and Astronautics,
Beijing 100083, P. R. China;

2 National CFD Laboratory, Beijing University of Aeronautics and Astronautics,
Beijing 100083, P. R. China)

Abstract: A mechanism for generation of near wall quasi-streamwise hairpin-like vortex (QHV) and secondary quasi-streamwise vortices (SQV) is presented. The conceptual model of resonant triad in the theory of hydrodynamic instability and direct numerical simulation of a turbulent boundary layer were applied to reveal the formation of QHV and SQV. The generation procedures and the characteristics of the vortex structures are obtained, which share some similarities with previous numerical simulations. The research using resonant triad conceptual model and numerical simulation provides a possibility for investigating and controlling the vortex structures, which play a dominant role in the evolution of coherent structures in the near-wall region.

Key words: turbulence; boundary layer; coherent structure; computer simulation; streamwise vortex