

转捩边界层中流向条纹的新特性*

陈林¹⁾ 唐登斌^{1)†} Chaoqun Liu²⁾

1)(南京航空航天大学空气动力学系, 南京 210016)

2)(Department of Mathematics, University of Texas at Arlington, Arlington, Texas 76010, USA)

(2010年9月10日收到;2010年11月7日收到修改稿)

基于边界层转捩后阶段的高精度直接数值模拟结果,发现流向条纹结构的低速条纹的演化过程中存在不连续现象,以及随高速条纹的发展会出现称之为“高速斑”的新特性. 通过详细剖析边界层转捩过程中的复杂涡系结构以及上喷下扫流动现象,证实流向高低速条纹新特性与流场涡系结构的演化过程紧密相关.

关键词: 流向条纹, 边界层, 转捩, 直接数值模拟

PACS: 47.27.Cn, 47.27.De, 47.27.ek

1. 引言

层流边界层转捩问题是流体力学的一个基本科学问题,人们提出了许多不同的观点试图解释转捩过程的重要机理. 从二维定常层流向三维非定常湍流的转捩流动中包含了许多不同性质的随时间和空间变化的相干结构,而流向高低速条纹结构就是转捩边界层中存在的一种重要现象.

Klebanoff 等^[1]观测了自然转捩过程中的三维扰动的增长过程,实验发现了排列整齐的“峰谷”结构,即流动在展向呈现出高速区域和低速区域相互间隔的结构. 这个展向高低速相间的尺度与空间分布的 Tollmien-Schlichting (T-S) 波的波长和频率相关. Kline 等^[2]在水洞边界层研究中,发现了底层流动所形成的沿展向分布的高低速相间的条纹,采用氢气泡使流动可视的实验,清楚地展示了条纹流动结构. Landahl^[3,4]观测到平板边界层中一对强度较弱的拟流向涡对形成了高低速条纹的过程.

近年来,高低速条纹结构作为湍流流动中的一个重要相干结构被广泛地研究. 李兆瑞等^[5]通过流动计算观察了变逆压梯度湍流边界层的条纹结构, Lagraa 等^[6]通过两种互不干扰的实验技术对湍流边界层近壁区域的低速条纹的特性进行了研究.

在转捩边界层条纹结构的研究中, Andersson 等^[7]采用直接数值模拟 (DNS) 方法研究了平板边界层转捩过程中低速条纹的形成和失稳过程, Brandt 等^[8]用 DNS 方法研究了由低速条纹二次不稳定性的转捩过程后阶段的流动结构. Brandt^[9]通过数值模拟研究了边界层中低速条纹的不稳定性与 breakdown 过程,证实了低速条纹和流向涡是边界层转捩过程中的普遍存在的结构. 李存标等^[10,11]根据实验研究结果,清楚地分析了在转捩过程中低速条带的生成和破裂过程,指出低速条带是由一些 SCS 组成的,这些 SCS 的运动能快速地把流体从壁面提升. 转捩后期阶段低速条带随着涡环链的规则破裂,在低速条带处可以看到破裂的涡环链的痕迹,并对涡环链的形成和发展的不同阶段,分别作了说明和分析. Konishi 等^[12]通过实验观测到边界层内由亚谐波不稳定发展而成的低速条纹,后来准流向涡在低速条纹两侧形成.

本文采用精确直接数值模拟方法,研究了正常转捩 (normal transition) 过程中高低速条纹结构的形成和演化过程,对所发现的流向高低速条纹的一些新特性,进行了深入分析和探讨.

2. 数值方法

控制方程为曲线坐标系下守恒型三维可压缩

* 国家自然科学基金 (批准号:10772082), 教育部博士学科点基金 (批准号:20070287005) 和 AFOSR (Grant No. FA9550-08-1-0201) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: tangdbin@163.com

Navier-Stokes 方程^[13],采用高精度直接数值模拟方法求解该方程. 流向和法向的空间离散采用六阶紧致格式^[14],对于有周期性边界条件的展向采用伪谱方法,快速 Fourier 变换 (FFT) 用来计算展向导数. 采用空间滤波方法来代替人工黏性,来消除高阶中心格式的数值振荡,即在一定的计算步对原始物理参数 u, v, w, p, ρ 采用隐式的六阶空间滤波函数. 时间离散采用三阶 TVD Runger-Kutta 方法^[15]. 还采用 MPI 环境和沿流向的区域分解方法进行并行化计算以提高计算效率.

平板壁面处采用绝热无滑移边界条件,远场自由边界和出口边界采用特征无反射边界条件^[16]. 入口边界条件为二维 Blasius 相似解叠加设定的 T-S 扰动波,具体形式为

$$q = q_{lam} + A_{2d} q'_{2d} e^{i(\alpha_{2d}x - \omega t)} + A_{3d} q'_{3d} e^{i(\alpha_{3d}x \pm \beta y - \omega t)}, \quad (1)$$

式中, $q = [u, v, w, p, T]^T$, q_{lam} 为二维层流平板边界层的 Blasius 相似解,扰动为一个二维 T-S 波(方程右边第 2 项)和一对三维 T-S 波(方程右边第 3 项). T-S 扰动波参数见表 1. T-S 扰动波的特征值和特征向量可以通过求解三维可压缩线性扰动方程得到^[17].

3. 结果和分析

文中进行了平板边界层转换过程的数值模拟(流动参数见表 2),计算网格数为 $1920 \times 128 \times 241$,在壁面附近网格加密,在流向和展向都用均匀网格.

表 1 T-S 扰动波参数

A_{2d}	A_{3d}	β	α_{2d}	ω
0.03	0.01	± 0.5712	$0.29919 - i5.09586 \times 10^{-3}$	0.114027

表 2 流动参数

Ma_∞	Re	$x_{in}(\delta_{in})$	$L_x(\delta_{in})$	$L_y(\delta_{in})$	$L_z(\delta_{in})$	$L_{zout}(\delta_{in})$	T_∞
0.5	1000	300.79	798.03	22	40	76.45	273.15

3.1. 涡系结构的演化

在转捩过程中,在固壁附近总是先形成剪切流或涡量场,然后在一定条件下产生不稳定波,通过这种波的增长才卷起成旋涡. 如图 1 所示,当二维

T-S 不稳定性波增长,涡量平面将卷起,三维扰动使涡量平面弯曲. 由于近壁区的剪切力较大,涡管在远离壁面区比贴近壁面区传播更快,这些弯曲了的涡管因近壁区的高剪切力而很快被拉伸加强,形成贴近壁面而近似与流向平行的底层流向涡对,并进一步演化形成更为复杂的涡结构.

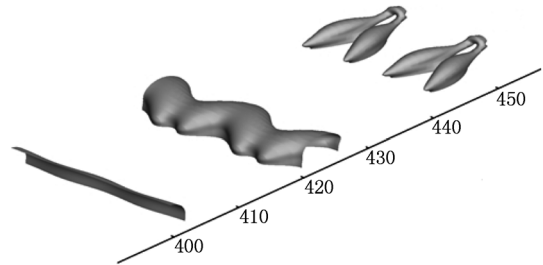


图 1 由扰动波到流向涡对的形成过程($t = 6.0 T$)

图 2 给出了算例的边界层转换过程中形成的涡

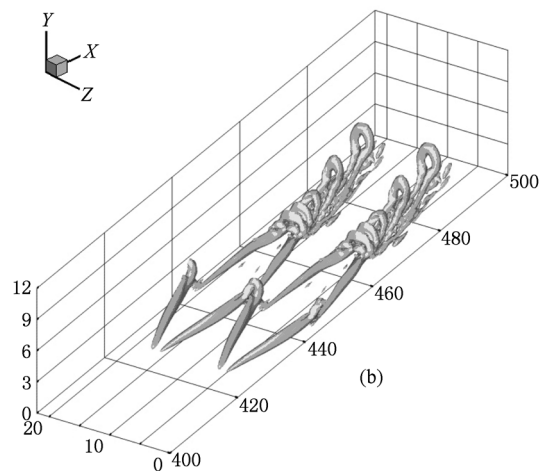
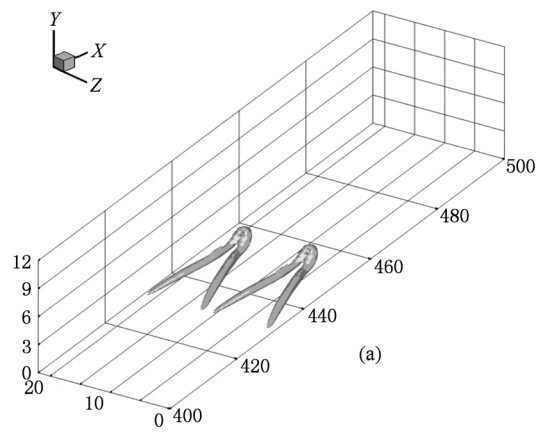


图 2 涡结构随时间的演化发展(等值面 $\lambda_2 = -0.005$ ^[20])
(a) $t = 6.2T$; (b) $t = 7.0T$

链结构^[18,19]. 通过扰动的非线性作用, 流向涡对的进一步发展形成了 Λ 涡, 并在自诱导作用下随着向下游流动逐渐抬升, 在剪切场中不断被拉伸和变形, 逐步演变成发卡涡结构(图 2(a)), 随着进一步发展并从原发卡涡脱开后, 形成了环状涡的结构, 然后第二个、第三个涡会以相同的方式出现, 通过 Λ 涡腿的多重连接, 形成多个涡环, 最终形成了一个涡链结构(图 2(b)).

下面我们研究涡结构的演化对于转换过程中流场结构的影响.

3.2. 流向高低速条纹的形成和演化

根据算例的数值模拟结果, 这里用流向扰动速度表示条纹结构的生成和演化过程. 为更清楚地描述高低速条纹流场, 采用了某一时刻的法向截面的速度分布来观测高低速条纹结构, 白色代表高速条纹, 灰色代表低速条纹. 图 3 显示了边界层内 $y/\delta_m = 0.6$ 的平面, 分别在 $t = 6.0T$ 和 $t = 6.2T$ 时的流向

高低速条纹结构. 与展向周期性分布的“峰谷结构”类似, 在 $z = 5.5$ 和 $z = 16.5$ 处, 负扰动速度形成 Λ 结构的低速条纹(灰色), 在低速条纹的两侧, 是正扰动速度形成的高速条纹(白色). 由图 3 中流向扰动速度的等值线云图分布可知, 随着时间的发展, 在向下游的传播过程中高低速条纹的强度在增大.

图 4 给出了边界层内流向高低速条纹结构的演化过程, Λ 涡的诱导作用形成高低条纹结构, 并随着主流向下游的发展, 涡结构不断被抬升. 为更清晰地描述高低速条纹结构, 这里选取边界层内较高位置的截面 ($y/\delta_m = 1.5$). 由图 4 可见, 在 $t = 6.4T$ 时, 低速条纹的强度较之前时刻增大, 同时还观测到, 在高速条纹中出现了我们称之为“高速斑”(high-speed spots)的现象, 在该处的流向扰动速度比周围的更大, 即在等值线云图中形成了一个局部的白色斑点. 随着时间的推进, 条纹结构进一步发生变化, 将会出现更多的高速斑(图 4(b)), 此外, 我们还发现低速条纹出现了不连续的现象, 即两条高速条纹中间的 Λ 形状的低速条纹的头部出现了不连续现象. 下面我们进一步研究这些条纹结构新

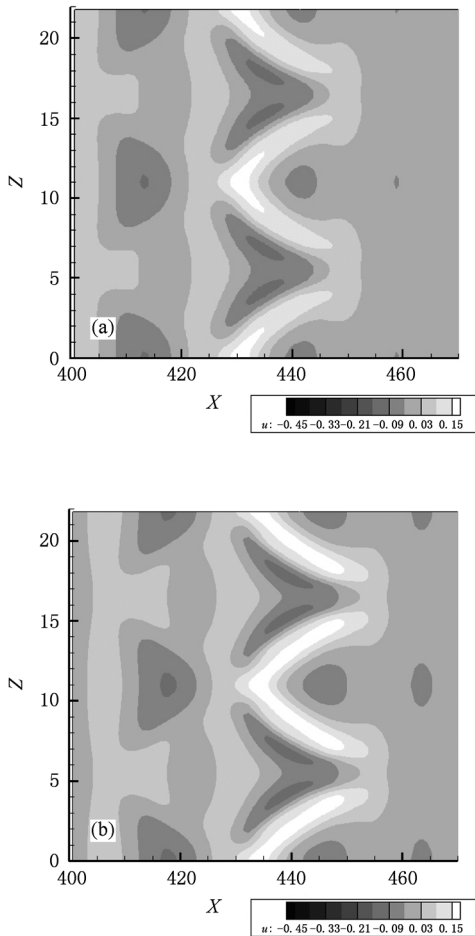


图 3 流向高低速条纹结构 (a) $t = 6.0T$; (b) $t = 6.2T$

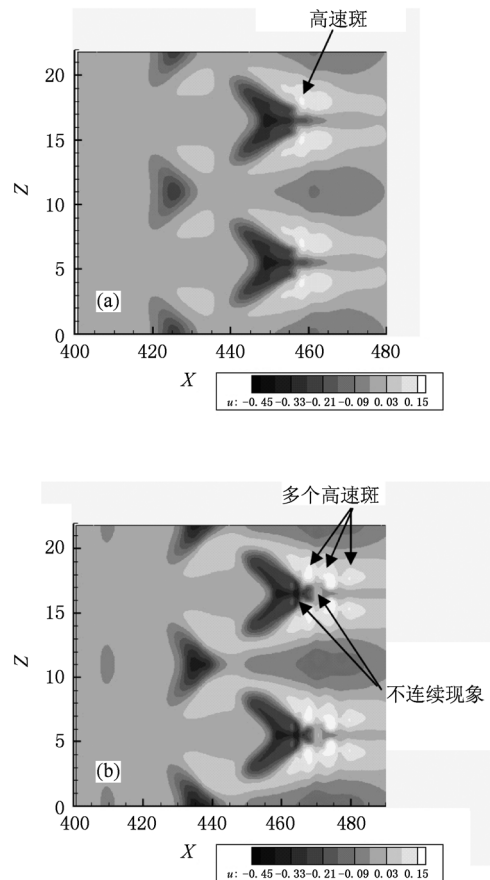


图 4 流向高低速条纹的演化 (a) $t = 6.4T$; (b) $t = 7.0T$

特性,及其与流场涡结构的关系.

3.3. 环状涡链结构与低速条纹的不连续现象

对计算结果的观察和分析表明,在多个涡环的连接处,由于旋转方向改变等原因使得该处的旋转强度变弱,从而使上升流动也变弱,而涡的旋转强度沿流向的变化导致了低速条纹的不连续. 显然,这种不连续现象与涡链结构的形成和变化有关.

进一步的研究表明,在涡链结构的形成演化过程中,多个涡环的连接处旋转方向的改变和旋转强度的变化可以用剪切层变化来反映. 在图 5 中给出了不同时刻的位于环状涡中间平面的展向涡量分布图,显示了涡结构演化过程中高剪切层的形成和变化. 在图中的任意两个在 Λ 涡头部形成的环状涡之间,在靠近环状涡的颈部时,高剪切层相应地要弱一些,原因可能是连接两个新涡环的强旋转的腿部朝壁面移动,同时第一个涡环开始变弱. 一般来说如果没有垂直轴向的运动,高剪切层只能由涡的旋转运动产生,而此时涡的旋转在垂直涡线的方向上没有运动,在这种状态下,就意味着涡在边界层的高度必须保持近似不变,这样才能够产生高剪切层. 我们分析认为,高剪切层在环状涡的颈部消失的机理是因为它不再由 Λ 涡的涡腿的旋转运动生

成,当和涡腿相连接的环状形成了向壁面方向移动时,高剪切层迅速消失了.

综上所述,通过剪切层的分布可知,涡环的连接处的旋转方向发生变化,旋转强度变弱,这就使得此处的诱导负扰动强度变弱,而此时涡环处诱导的负扰动强度相对比较强,会引起 Λ 形状的低速条纹的头部出现不连续,这就证实了环状涡链结构的形成导致了低速条纹发生不连续现象.

3.4. 环状涡的二次下扫运动与高速斑的出现

图 6 是环状涡周围的三维流场结构的数值模拟的结果($t = 6.8T$),在环状涡的中心位置,流动先是向上运动,然后迅速改变方向,转为向下运动,下扫运动形成在环状涡中心平面的两侧,向着壁面方向. 实际上,环状涡的中心由于涡环的诱导作用形成了强度比较剧烈的上升流动(同时它把涡环下部的低速流体卷入到边界层外层),这个上升流动遇到了主流的作用,而主流强度比上升流动大得多,经过两者的相互作用,流动将迅速转变方向,形成向壁面方向的下扫运动. 这个向下的流动把外层的高速流体带到近壁面区域,保证了近壁区的流量守恒,这个下扫运动(称为“二次下扫运动”)和旋转涡腿产生的“一次下扫运动”相互混合,形成比周围的更大流向扰动脉冲,即出现了高速斑.

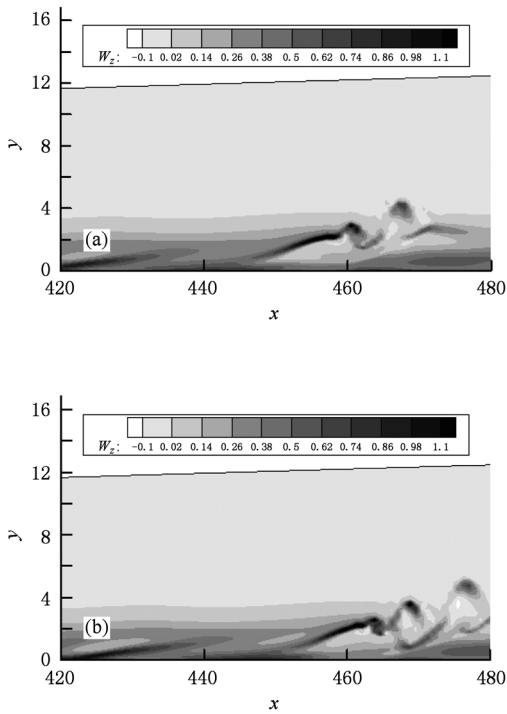


图 5 环状涡中间平面的展向涡量分布 (a) $t = 6.6T$; (b) $t = 6.8T$

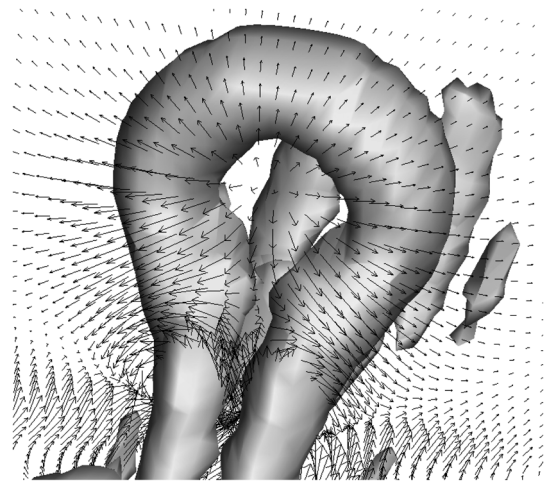
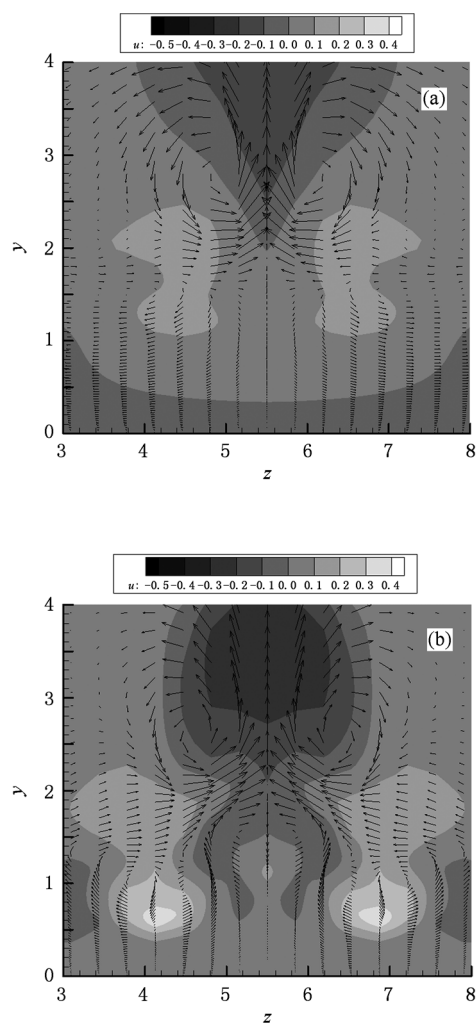


图 6 环状涡周围的三维流场结构

图 7 进一步展示下扫运动形成近壁区条纹结构中的高速斑的过程. 在图 7(a)所示的 $x = 485$ 处,在 $y = 2$ 附近第一个环状涡诱导形成了二次下扫运动;在图 7(b)中的 $x = 477$ 处,在 $y = 2$ 附近第二个涡环形成的一个新的二次下扫运动,而此时由第一个环


 图7 高速斑的形成过程($t = 7.0T$) (a) $x = 485$; (b) $x = 477$

状涡形成的下扫运动已经传播到 $y = 0.6$ 附近. 下扫运动在传播过程中不断增强, 使扰动强度达到了 $u' \approx 0.4$, 这样的二次下扫运动, 并伴随着外层的高动量向近壁面区的传输, 在高速条纹中就形成了称之为“高速斑”的一个局部的强扰动区域.

综上所述, 环状涡的二次下扫运动, 将高动量传输到近壁面区, 对高速斑点的形成有着关键性贡献. 同时在环状涡链结构的情况下, 在高速条纹中会出现多个高速斑, 一个涡环对应一个高速斑, 显然, 高速斑的出现是环状涡的二次下扫运动的结果.

4. 结 论

本文通过分析 Λ 涡、环状涡附近的三维流场结构, 揭示了流向条纹的形成和特征是与典型涡系结构紧密相关; 涡环的连接处的旋转方向和强度的变化会引起低速条纹的头部出现不连续, 证实了环状涡链结构的形成导致了低速条纹发生不连续现象; 而环状涡链结构的形成在高速条纹中会出现多个高速斑, 一个涡环对应一个高速斑, 通过环状涡的二次下扫运动, 将外层高动量传输到近壁面区域, 对于称之为“高速斑”的形成起到了关键性作用.

- [1] Klebanoff P S, Tidstrom K D, Sargent L M 1962 *J. Fluid Mech.* **12** 1
- [2] Kline S J, Reynolds W C, Schraub F A, Runstadler P W 1967 *J. Fluid Mech.* **30** 741
- [3] Landahl M T 1975 *SIAM J. Appl. Math.* **28** 735
- [4] Landahl M T 1980 *J. Fluid Mech.* **98** 243
- [5] Li Z R, Ye J, Lu L P 2001 *Journal of Engineering Thermophysics* **22** 563 (in Chinese) [李兆瑞、叶 剑、陆利蓬 2001 工程热物理学报 **22** 563]
- [6] Lagraa B, Labraga L, Mazouz A 2004 *European Journal of Mechanics B-Fluids*. **23** 587
- [7] Andersson P, Brandt L, Bottaro A, Henningson, D S 2001 *J. Fluid Mech.* **428** 29
- [8] Brandt L, Henningson D S, Ponziani D 2002 *Phys. Fluids* **14** 1426
- [9] Brandt L 2007 *European Journal of Mechanics B-Fluids* **26** 64
- [10] Lee C B 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 182 (in Chinese) [李存标 2001 物理学报 **50** 182]
- [11] Lee C B, Wu J Z 2008 *Applied Mechanics Reviews* **61** 3
- [12] Konishi Y Asai M 2010 *Fluid Dynamics Research* **42** 3
- [13] Jiang L, Shan H, Liu C. 1999a *Recent Advances in DNS and LES Proceedings of the Second AFOSR International Conference on DNS/LES*, Rutgers-The State University of New Jersey, New Brunswick, U. S. A., June 7—9, 1999
- [14] Lele S K. 1992 *J. Comput. Phys.* **103** 16
- [15] Shu CW, Osher S. 1988 *J. Comput. Phys.* **77** 439
- [16] Jiang L, Shan H, Liu C. 1999b *Recent Advances in DNS and LES, Proceedings of the Second AFOSR International Conference on DNS/LES*, Rutgers-The State University of New Jersey, New Brunswick, U. S. A., June 7—9, 1999
- [17] Malik MR. 1990 *Journal of Computational Physics* **86** 376
- [18] Lee C B 2003 *Chin. Phys.* **12** 1429

[19] Chen L, Tang D B, Liu X B, Oliveira M, Liu C Q 2010 *Science in China(G)* **53** 514

[20] Jeong J, Hussain F 1995 *J. Fluid Mech.* **285** 69

New properties of streamwise streaks in transitional boundary layers^{*}

Chen Lin¹⁾ Tang Deng-Bin^{1)†} Liu Chao-Qun²⁾

¹⁾(Department of Aerodynamics, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

²⁾(Department of Mathematics, University of Texas at Arlington, Arlington, Texas 76010, USA)

(Received 10 September 2010; revised manuscript received 7 November 2010)

Abstract

Based on detailed results of direct numerical simulation with high order accuracy and resolution at the late-stages of the transitional boundary layer, new properties are found, such as discontinuous event in the evolution of low-speed streamwise streaks and the appearance called high speed spots in the development of high-speed streamwise streaks. In the present paper, the complex vortex structures and the ejection-sweep phenomenon in the transition process of boundary layers are analyzed thoroughly, and the new properties of high-speed /low-speed streamwise streaks are confirmed to be closely related to the evolution process of vortex structures in the flow-field.

Keywords: streamwise streaks, boundary layers, transition, direct numerical simulation

PACS: 47.27. Cn, 47.27. De, 47.27. ek

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10772082), the Doctoral Foundation of Ministry of Education of China (Grant No. 20070287005) and AFOSR (Grant No. FA9550-08-1-0201).

[†] Corresponding author. E-mail: tangdbin@163.com