

文章编号: 1000-8055(2006) 02-0234-07

钝体头部“逾越”型转捩的直接数值模拟

夏治强¹, 袁湘江², 呼 振³

(1. 防化研究院, 北京 102205;

2. 国家 CFD 实验室, 北京 100083;

3. 同济大学 软件学院, 上海 200331)

摘要: 通过直接数值模拟, 研究了钝体头部边界层“逾越”型转捩的问题。在计算上, 利用高阶紧致差分格式和高分辨率的无反射边界条件, 求解全 N-S 方程, 并将局部有限幅值扰动直接引入到钝体头部的曲面边界层中。摒弃了目前国际上通常采用的周期边界条件, 以及以平板代替曲面的做法。结果表明: 流场转捩的发生与一种类似“发卡”状的拉伸结构出现有关, 而国外的计算结果中并未发现这一结构。此外, 流场的失稳过程和物理图像也存在较大差异。这说明国外目前的做法和结论是值得商榷的。同时, 模拟的结果也说明, 这种方法对研究大扰动转捩来说是一条行之有效的途径。

关键词: 航空、航天推进系统; 数值模拟; 钝体; 大扰动转捩

中图分类号: O351.3 **文献标识码:** A

DNS of the Blunt Nose Bypass Transition

XIA Zhi-qiang¹, YUAN Xiang-jiang², HU Zhen³

(1. Research Institute of Chemical Defense, Beijing 102205, China;

2. National CFD Laboratory, Beijing 100083, China;

3. School of Software Engineering,

Tongji University, Shanghai 200331, China)

Abstract: Bypass transition from laminar to turbulent flow in boundary layer of a blunt nose was studied by means of Direct Numerical Simulation (DNS). The full Navier-Stokes equations were numerically solved, using high-order compact finite difference schemes and high-resolution non-reflecting boundary conditions. The local finite amplitude disturbances were directly introduced into the boundary layer of a curved surface. The common calculating methods, i. e. using periodic boundary condition and curved surface replaced by flat plane, were discarded. The present result shows that transition in the flow field is correlated with the appearance of a kind of elongated structure, which is similar to a “hair-pin”. This structure has not been found in other literatures. In addition, there are a lot of differences both in the instable process and in the structure pattern. The present results point out the direction of generalization of the observed transition mechanism to localized disturbances in wall bounded shear flow.

Key words: aerospace propulsion system; numerical simulation; blunt body;

收稿日期: 2005- 06- 21; 修订日期: 2005- 10- 25

基金项目: 国家自然科学基金资助(10321002); 重大研究计划资助(90205010)

作者简介: 夏治强(1962-), 男, 湖南安化人, 防化研究院研究员, 主要从事环境工程的研究。

bypass transition

线性稳定性理论无法解释钝体头部边界层的失稳机制。因为, 根据这个理论, 钝体头部流场, 对所有单频波的扰动都是稳定的^[1]。因而, 利用这种方法对钝体进行的转捩预测, 其转捩位置都在远离头部的锥身上^[2]。但 Widhopf 和 Hall^[3]的地面实验表明, 在某些条件下, 转捩位置是在钝锥的头部, 并不是在锥身。这一点也可以从美国的 NRV^[4]、回收的 Gemini 返回舱以及我国神州一号返回舱的烧蚀外形上得到了证实。最近的研究工作表明, 流动中存在一种与局部有限幅值扰动相关的失稳机制。它与通常所说的 T-S 波或二次失稳的过程不同, 即不是由有选择性的小幅值扰动波逐渐增长, 再经过非线性演化过程, 最终发展成湍流, 而是, 由局部的有限幅值扰动, 直接产生非线性作用, 扰动幅值快速增长, 在短时间内就过渡到湍流。

国际上关于“bypass”转捩机理的研究也是近些年刚刚开始, Breuer 和 Landahl^[5]在 1990 年模拟了中等幅值的局部扰动在平板层流边界层中的演化, 1993 年 Henningson, Lundbladh 和 Johansson^[6]利用直接数值模拟研究了平面 Poiseuille 流在局部扰动下的转捩问题。

而对于可压缩流动中“bypass”转捩机理的研究要更晚一些, Laurien^[7]1996 年模拟了再入条件下钝体边界层的转捩问题, 但他的工作是采用的时间模式和周期边界条件, 与实际流动情况相差甚大。此外, 用平板来代替曲面, 根据袁湘江和周恒^[8]的工作可知, 这个近似也会带来很大误差等等。

本文利用高精度、高分辨率紧致格式, 以及激波装配和在出口边界处高分辨率的无反射边界处理技术, 计算了球锥外形的绕流流场后, 直接对钝锥端头超声速部分的曲壁边界层内的局部有限幅值扰动的演化过程, 进行了直接数值模拟。模拟结果, 清楚地揭示了“bypass”转捩的发生、发展过程和非线性相互作用的物理机制。也显示了本文与文献[7]在扰动演化过程上存在较大差异。一般说来, 流动转捩的途径并不是唯一的, 不同的转捩过程应研究不同的失稳机制。本文的算例虽然是针对壁剪切层中局部扰动导致的转捩, 但所采用的研究方法却是广泛适用的。

1 数值方法

为了提高计算效率和计算的准确度, 本文在

计算球锥绕流的基本流场时, 先采用轴对称 N-S 方程, 并使用了激波装配技术。在得到轴对称的基本流场后, 再取稍大于边界层的高度作为数值模拟计算域的法向长度, 取钝头体边界层外缘上的流向速度达到超声速的部分作为流向长度, 取环绕对称轴旋转 90°的区域作为周向尺度。在该区域内引入局部有限扰动。为确保扰动的局部性特征, 本文仿照文献[5, 9]的方法, 分别引入了一对和两对两两反转的漩涡。这样就保证了在扰动区域之外涡量为零, 从而使较远的流场不受影响。此外, 引入这种扰动的另一个主要原因是这种结构的扰动在实验中通过柔性壁易于产生出来^[5]。直接数值模拟采用的是三维完全 N-S 方程。空间离散方法是采用文献[10]中提出的三点三阶弱迎风紧致格式和与之匹配的高精度无反射边界条件边界, 时间方向则采用三步三阶 Runge-Kutta 方法。

1.1 控制方程

若设 (u, v, w) 分别代表笛卡尔坐标系中 3 个坐标 (x, y, z) 方向的速度; p, ρ 和 T 分别表示流场的压力、密度和温度; κ, μ 和 γ 分别为热传导系数、粘性系数和比热比, 则三维完全 N-S 方程的守恒形式为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \\ \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} \end{aligned} \quad (1)$$

其中: t 表示时间, U, E, F, G, E_v, F_v 和 G_v 等符号的详细表达式见文献[11]。

将笛卡尔坐标系 (t, x, y, z) 的 N-S 方程转换到一般曲线坐标系 (τ, ξ, η, ζ) 后有如下形式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{U}}{\partial \tau} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \tilde{G}}{\partial \zeta} = \\ \frac{\partial \tilde{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{F}_v}{\partial \eta} + \frac{\partial \tilde{G}_v}{\partial \zeta} \end{aligned} \quad (2)$$

其中:

$$\begin{aligned} \tilde{U} &= J^{-1}U \\ \tilde{E} &= J^{-1}(U\xi_t + \xi_x E + \xi_y F + \xi_z G) \\ \tilde{E}_v &= \xi_x E_v + \xi_y F_v + \xi_z G_v \\ \tilde{F} &= J^{-1}(U\eta_t + \eta_x E + \eta_y F + \eta_z G) \\ \tilde{F}_v &= \eta_x E_v + \eta_y F_v + \eta_z G_v \\ \tilde{G} &= J^{-1}(U\zeta_t + \zeta_x E + \zeta_y F + \zeta_z G) \end{aligned}$$

$$\tilde{G}_v = \zeta E_v + \zeta F_v + \zeta G_v$$

$$J = \frac{\partial(\xi, \eta, \zeta)}{\partial(x, y, z)}$$

1.2 高精度数值方法

鉴于文献[10]中已对本文所采用的格式做过详细的分析比较,这里只做简单介绍,考虑对流方程:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial g}{\partial x} = 0 \quad g = au \quad (3)$$

若令 g^+ 表示 $a > 0$ 的情况, g^- 表示 $a < 0$ 的情况,本文构造的三点三阶弱迎风紧致格式具有如下形式:

$$\begin{aligned} 5G_{j-1}^+ + 8G_j^+ - G_{j+1}^+ = \\ \frac{12}{h} (g_j^+ - g_{j-1}^+) \\ - G_{j-1}^- + 8G_j^- + 5G_{j+1}^- = \\ \frac{12}{h} (g_{j+1}^- - g_j^-) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \hat{E} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} \quad (6)$$

其中:

$$\hat{E} = \begin{bmatrix} s_1 \\ us_1 + \rho_{s3} \\ vs_1 + \rho_{s4} \\ ws_1 + \rho_{s5} \\ \frac{1}{2}u^2s_1 + \frac{s_2}{\gamma-1} + \rho_{us3} + \rho_{us4} + \rho_{us5} \end{bmatrix}$$

若设 s 为矢量,则令:

$$s = \begin{bmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \\ s_4 \\ s_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{c^2} \left[\alpha_6 + \frac{1}{2}(\alpha_6 + \alpha_1) \right] \\ \frac{1}{2}(\alpha_6 + \alpha_1) \\ \frac{1}{2\rho c}(\alpha_6 - \alpha_1) \\ \alpha_4 \\ \alpha_5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \rho u}{\partial x} \\ \frac{\partial c^2 \rho u}{\partial x} + (1-\gamma)\mu \frac{\partial p}{\partial x} \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ u \frac{\partial v}{\partial x} \\ u \frac{\partial w}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (7)$$

其中:

$$\alpha_1 = \lambda_1 \left(\frac{\partial p}{\partial x} - \rho c \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (8)$$

$$\alpha_6 = \lambda_2 \left(c^2 \frac{\partial p}{\partial x} - \rho c \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (9)$$

$$\alpha_6 = \lambda_3 \frac{\partial v}{\partial x} \quad (10)$$

式中: G_j 表示 g_j 的导数的差分逼近式, h 为网格间距。可见方程(4)左端主对角占优是自动满足的。

特征波边界条件对多维情况而言,具有如下形式。在笛卡尔坐标系下,三维完全 N-S 方程的守恒形式如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \\ \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} \end{aligned} \quad (5)$$

其中 U, E, F, G, E_v, F_v 和 G_v 以及 x, y, z 的定义如公式(1)。下面我们以 x 方向为例说明多维情况下,特征波边界条件的使用步骤。若依然令 u, v, w 分别表示 x, y, z 方向上流体的流动速度分量, p 为压力, ρ 是流体的密度, γ 代表比热比, t 分别表示时间坐标。根据特征分析^[9]我们将方程(2)~(5)经恒等变换得到以特征波在空间中传播形式的方程组。即:

$$\alpha_4 = \lambda_4 \frac{\partial w}{\partial x} \quad (11)$$

$$\alpha_5 = \lambda_5 \left(\frac{\partial p}{\partial x} - \rho c \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (12)$$

式中 c 是声速; $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ 和 λ_5 分别代表不同的特征值,也称其为特征速度,其具体表达式如下:

$$\lambda_1 = u - c \quad (13)$$

$$\lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_4 = u \quad (14)$$

$$\lambda = u + c \tag{15}$$

这里: $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ 和 α_5 既是特征波的幅值, 于是原始变量对时间的导数可写为类似一维特征波的形式。若假定在以 x 为法向的边界上, 每一点都精确满足公式 (6), 而对于传入波与传出波幅值之间的关系, 则通过一维方法近似得到。详见文献 [10]。

2 局部扰动

本文分别对二维均匀流和球锥超声速边界层部分引入了本质上相同的有限幅值局部扰动。

2.1 二维局部扰动

本文在算例一中所选择的局部扰动为一对反旋转涡。具体做法是在二维均匀的超声速流场上, 叠加一对不可压的反转涡。若坐标原点取在涡系的中心, 并以流函数 Ψ 的形式表示, 则该涡在笛卡尔坐标系下扰动速度的表达式为:

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \frac{1}{\rho} \begin{bmatrix} \frac{\partial \Psi}{\partial y} \\ -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \end{bmatrix}$$
$$\Psi = C_v \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{2R_c^2} \right] \tag{16}$$

式中, u 和 v 分别表示流向坐标 x 方向及法向坐标 y 方向的扰动速度, C_v 决定涡的强度, R_c 是涡核半径。初始的压力场表示为:

$$p - p^\infty = \rho \frac{C_v^2}{R_c^2} \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{2R_c^2} \right] \tag{17}$$

设 u_0 是初始流场的速度, 则初始流场的状态参数为:

$$M = u_0 / c = 1.1$$
$$Re = \frac{u_0 l}{\nu} = 10\,000, \quad \frac{L}{l} = 2 \tag{18}$$

其中 c 为声速, L 是计算区域流向的总长度 ($L = 2l$), 涡心的初始位置在计算域中心 (即 $x = l, y = 0$) 处, 如图 1 所示。其主要参数如下:

$$R/l = 0.15$$
$$C_v/(cl) = -0.0005 \tag{19}$$

2.2 三维局部扰动

本文在算例二中所选择的局部扰动为两对反旋转涡。具体做法是在球锥绕流的超声速边界层内, 叠加两对不可压的两两反转涡。该涡系在壁面处的扰动为零, 在计算区域外缘的扰动趋于零。若

坐标原点取在涡系的中心, 并以流函数 Ψ 的形式表示, 则该涡系在笛卡尔坐标系下扰动速度的表达式为:

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{\partial \Psi}{\partial z} \\ \frac{\partial \Psi}{\partial y} \end{bmatrix}$$

$$\Psi = A \bar{x} \bar{y} \bar{z}^3 e^{-\bar{x}^2 - \bar{y}^2 - \bar{z}^2} \tag{20}$$

式中 u, v 和 w 分别表示流向坐标 x 方向及法向坐标 y 方向和横向坐标 z 方向的速度, 且:

$$\bar{x} = \frac{x}{l_x}, \quad \bar{y} = \frac{y}{l_y}, \quad \bar{z} = \frac{z}{l_z}$$

其中: l_x, l_y 和 l_z 则分别是局部扰动在 3 个坐标方向上的特征尺度。 A 决定扰动强度, 当 $A = 0.2$ 时, 扰动速度幅值相当于来流速度的 5%。

3 结果与讨论

为进行对比, 本文分别在均匀与非均匀两种流场中, 引入了一对和两对反旋转涡系, 并对这两种情况下扰动的演化过程逐一进行了直接数值模拟。

3.1 算例一: 二维扰动的演化

如图 1 所示的计算区域内, 进口边界为来流条件, 两个侧向边界利用上述特征波的概念做无反射处理, 出口边界也采用特征波方法处理边界条件。此外, 本文求解的是二维非定常 Navier-Stokes 方程。空间方向离散采用 1.2 中介绍的三阶迎风型紧致差分格式, 时间方向离散采用 Runge-Kutta 三步三阶格式。为清楚起见, 本文记下在不同时刻 (对应的无量纲时间 t 分别为 $t = 0, 1, 2$) 涡运动到计算区域的不同位置时的流场涡量场与流向速度场的等值线图。

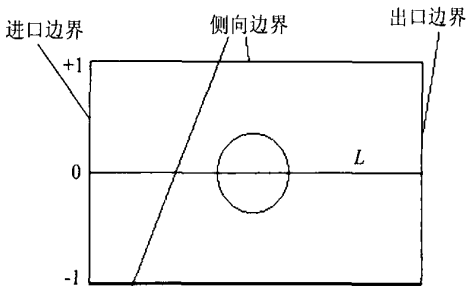


图 1 计算区域示意图

Fig. 1 Configuration of numerical computation

如图所示, 图 2 是二维局部扰动演化过程中

几个典型时刻的涡量场(图 2(a))和速度场(图 2(b))的等值线。 $t=0$ 是初始时刻的涡量场和流向速度场的等值线图。 $t=1$ 对应一个单位时间后的流场。如图所示,在涡通过出口边界时,涡结构是保持不变的,流向速度场也是光滑的。反射的数值波幅值非常之小完全可以忽略,也没有值得注意的扰动进入计算区域。当计算到 $t=2$ 即 2 个单位时间,进口处有扰动产生,以新生涡的形式进入计算区域,但其最大涡量值仅是初始最大涡量值的 10^{-4} 倍。通过这个算例,可以看出,本文的算法是成功的,计算结果是可靠的。

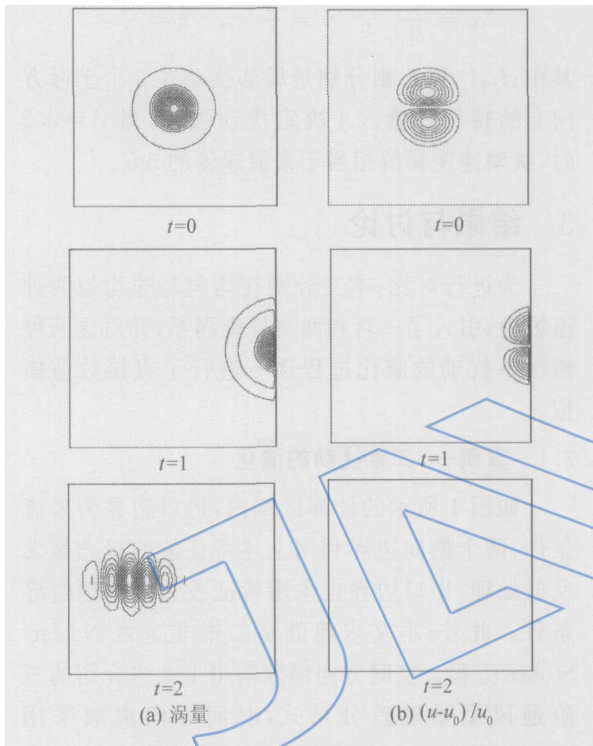


图 2 3 个瞬态涡量场和速度场

Fig.2 Vortices and longitudinal velocity fields at three instants

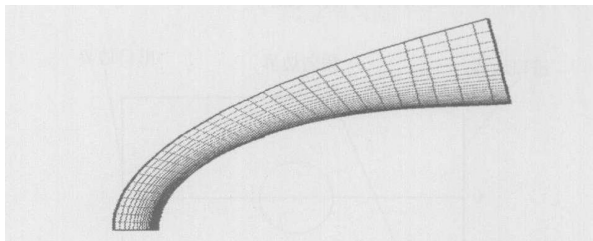


图 3 基本流场的计算的区域和网格系统

Fig.3 Computational zone and grid for basis flow

3.2 算例二: 三维扰动的演化

初始流场的状态参数为: $Ma=6.0$, $Re=1\,000\,000$, $T_{\infty}=100\text{ K}$ 和 $T_w=300\text{ K}$ 。计算外形是

6 钝锥,基本流场的计算区域和网格系统见图 3。为提高效率,在计算时,先采用轴对称 N-S 方程和激波装配技术。计算网格点为 241×241 。在得到轴对称流场的结果后,利用绝热流动总焓相等的概念确定钝头体的边界层的名义厚度 δ ,取 1.5δ 作为法向高度;流向取声速线以后部分即与对称轴夹角约 40° 处到球、锥结合处;周向取 90° 周角范围作为直接数值模拟的计算区域。计算网格点为 $111\times151\times101$, 网格系统见图 4。初始扰动的形态如图 5(a) 和(b) 所示,图 5(a) 是法向坐标面上的流向扰动速度,图 5(b) 则表示周向坐标面上的周向扰动速度。

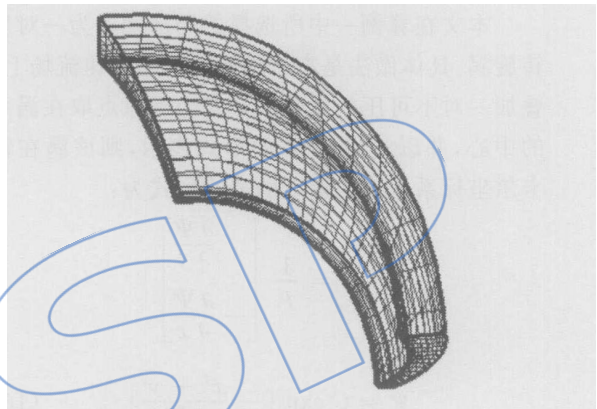


图 4 数值模拟的计算的区域和网格系统
Fig.4 Computational zone and grid for numeric simulation

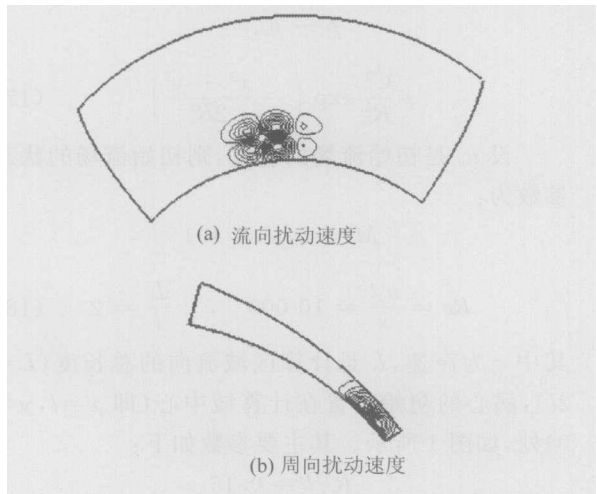


图 5 初始扰动速度等值线

Fig.5 Contours of the initial disturbance speed

3.2.1 涡系法向尺度的影响

在本文的模拟中发现,涡的法向尺度是影响流动稳定性的一个重要参数。法向尺度过小,如图 6 所示的初始局部扰动结构,对流场的影响较小,

扰动增长非常缓慢。本文对图 6 的扰动演化过程进行了数值模拟。由图 7 可知, 经过 10 个无量纲时间的计算, 扰动结构没有出现明显的变化, 不仅波系结构保持完整, 甚至波系的形状变化也不大, 完全没有任何非线性作用的痕迹。



图 6 周向坐标面上小法向尺度流向初始扰动速度
Fig. 6 Contours of small initial normal disturbance speed on the azimuthal surface

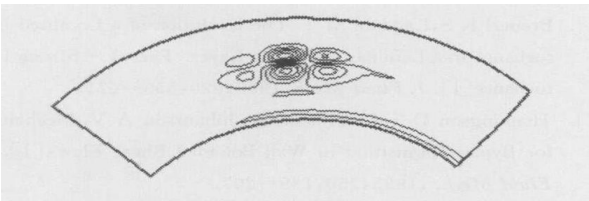


图 7 法向坐标面上周向扰动速度的演化
Fig. 7 Evolvement of azimuthal disturbance speed on the normal surface

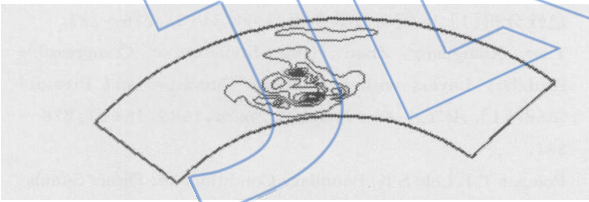


图 8 法向坐标面上的流向扰动速度的演化
Fig. 8 Evolvement of streamwise disturbance speed on the normal surface

3. 2. 2 涡系法向位置的影响

本文的模拟结果说明, 涡系的法向位置也是影响扰动增长速率的重要参数, 涡系的法向位置不同, 对扰动增长速率的影响很大。本文对初始局部扰动的涡系中心在不同位置, 但法向尺度相同的情况, 进行了数值模拟。结果表明, 涡系中心在临界层附近时增长最快, 流场对该处的扰动也最敏感。图 8 是初始局部扰动的涡系中心仍在图 6 所示的位置, 但增大了法向尺度, 经过 10 个左右无量纲时间计算的结果。由图 8 可见, 同样没有明显的非线性相互作用的迹象。

3. 2. 3 脱涡频率的影响

本文的工作还表明, 脱涡频率是决定局部扰动是否能最终发展成为湍流的关键参数之一。若初始局部扰动的涡系结构如图 5 所示, 当脱涡频率小于每无量纲时间 20 时, 在经过 30 个无量纲时间的计算里, 正如图 9 所示的那样, 扰动结构的拓扑性态没有明显变化, 也没有出现复杂结构, 但形成了一种类似“发卡”状的拉伸结构。但当脱涡频率达到每无量纲时间 200 时, 只计算了 10 多个时间单位, 扰动结构的拓扑性态就发生了明显变化, 首先在 $t=8$ 时, “发卡”状的拉伸结构的头部发生畸变, 而且“发卡”的臂上已出现了一些小的不规则结构; 到了 $t=12$ 时, “发卡”状结构的头部已破碎, 并开始有湍流斑出现, “发卡”的臂上的那些不规则结构消失。如图 10 所示。

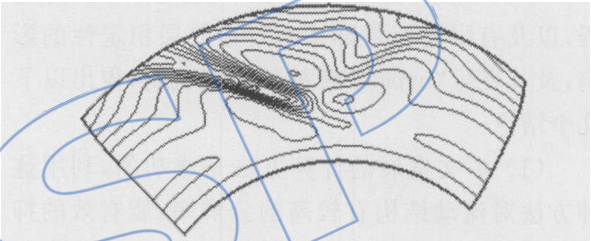


图 9 法向坐标面上的流向扰动速度的演化
Fig. 9 Evolvement of streamwise disturbance speed on the normal surface

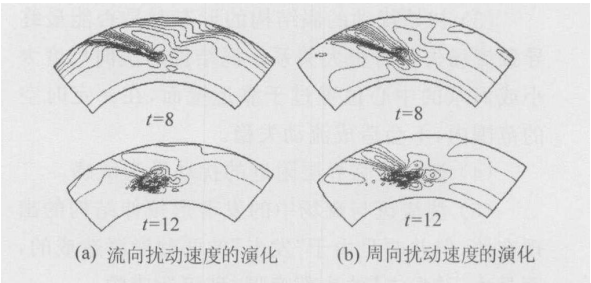


图 10 法向坐标面上的扰动速度
Fig. 10 Contours of disturbance speed on the normal surface

通过与 Laurien^[7]模拟的结果比较, 不难发现, 无论是拉伸结构, 还是湍流斑的性态都有较大差异。第一, 拉伸结构并不平行于流向, 而是与流向成一定夹角的斜向伸出, 并且呈“发卡”状。而文献[7]中的拉伸结构却是平行于流向, 且呈一字状。第二, 文献[7]认为, 湍流斑是由涡系的拉伸形变、最后破碎所致。但在本文的模拟中发现湍流斑是由于所谓的“发卡”结构头部畸变、崩溃产生的, 而“发卡”的臂上的那些不规则结构还消失了(见

图 10)。第三,由文献[7]的图 13 可以看出,其湍流斑在计算的时间内总是局限在一个宽度基本不变的带状区域内,而由本文模拟的结果(图 9(a))来看,湍流斑区域随时空的演化是呈扩散状的。

产生这些差异的原因,本文认为这是由于模拟方法不同造成的。事实上,涡结构在流动方向被拉伸,这是时间模式和周期边界条件的必然结果;至于失稳方式的差异,则是以平板边界层代替曲面边界层造成的。因为,除了可以使涡结构拉伸失稳外,曲面边界层还存在平板边界层所不具备的其它失稳机制,如 Görtler 失稳;而带状的湍流斑形态,与我们的物理常识相悖,因为,实验中湍流斑出现的位置是完全随机的。

4 结 论

本文研究了反转旋涡在不同流场的演化过程,以及有限幅值局部扰动对边界层稳定性的影响,及其发生“bypass”转捩的物理机制,得出以下几个结论:

(1) 本文发展的计算方法是成功的,利用这种方法对流动结构有较高的分辨率,能有效的抑制数值波的反射和数值扰动的传入,从而,确保流动结构的形状在运动中免受数值误差的干扰。

(2) 在二维无剪切的均匀流场中,没有发生非线性作用,反转涡对的形态保持不变。

(3) 初始扰动的涡结构的形态对是否能最终导致流场失稳有很大关系。涡结构的法向尺度太小或涡系的中心位置过于靠近壁面,在一定时空的范围内,不会造成流动失稳。

(4) 流场对临界层附近的扰动最为敏感。

(5) 湍流斑与流场中的发卡形拉伸结构的出现有关,但并非是由于“发卡”的两臂崩溃造成的,而是由于“发卡”的头部变形、破碎造成的。

(6) 脱涡频率也是能否导致流场最终失稳的关键参数之一。只有当脱涡频率达到一定程度时,才有湍流斑出现。

(7) 基于时间模式和周期边界条件得到的计

算结果与实际情况有一定差异。

参考文献:

- [1] 袁湘江,黎作武.钝头体超音速边界层稳定性研究[R].天津市第一届青年科技工作者会议,1995.
- [2] 袁湘江,周恒,赵耕夫.超音速、高超音速球锥绕流的边界层稳定性特点初探[J].空气动力学学报,1999,17(1):98~104.
Yuan Xiangjiang, Zhou Heng, Zhao Genfu. Stability Characteristics of the Boundary Layer of an Axisymmetric Blunt Nosed Cone in the Supersonic and Hypersonic Flow[J]. *ACTA Aerodynamica Sinica*, 1999, 17(1): 98~104.
- [3] Widhopf G F, Hall R. Transitional and Turbulent Heat Transfer Measurements on a Yawed Blunt conical Nosedip [J]. *AIAA J.* 1972, 10: 1318~1325.
- [4] Swain R B. Aerodynamics of Reentry Vehicles with Asymmetric Nosedip Shape Change[R]. *AIAA Paper 77~782*.
- [5] Breuerl K S, Landahl M T. The Evolution of a Localized Disturbance in a Laminar Boundary Layer. Part II - Strong Disturbance[J]. *J. Fluid Mech.* 1990, 220: 595~621.
- [6] Henningson D S, Lundbladh A, Johansson A V. Mechanism for Bypass Transition in Wall-Bounded Shear Flows[J]. *J. Fluid Mech.*, 1993, 250: 169~207.
- [7] Laurien E. Numerical Investigation of Laminar-Turbulent Transition on Re-Entry Capsules[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*. 1996, 33(3): 313~318.
- [8] 袁湘江,周恒.考虑流向曲率和压力梯度的可压缩边界层稳定性分析[J].空气动力学学报,1998,16(3):276~281.
Yuan Xiangjiang, Zhou Heng. Stability of Compressible Boundary Layers with Streamwise Curvature and Pressure Grads[J]. *ACTA Aerodynamica Sinica*, 1998, 16(3): 276~281.
- [9] Poinso T J, Lék S K. Boundary Conditions for Direct Simulations of Compressible Viscous Flows[J]. *J. Comput. Phys.*, 1992, 101: 104~129.
- [10] 袁湘江,桂业伟.适于超音速流动的高精度高分辨率算法研究(阶段报告)[R].CARD-20010015,绵阳:中国空气动力研究与发展中心.
- [11] 袁湘江,桂业伟.高精度数值方法与非线性扰动研究(阶段报告)[R].*NL CFD-200305*,北京:国家计算流体力学实验室.