

高超声速尾迹流场稳定性数值研究

沈 清 朱德华¹⁾

(中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074)

摘要 通过数值模拟, 对高超声速尾迹流场进行了研究, 对其尾迹流动的失稳过程进行了分析. 选取计算模型为圆球, $Ma = 6.0$, $Re = 1.71 \times 10^6$ (Re 以球头半径为参考长度). 通过数值模拟, 首先得到的流动是稳定解, 在底部发展出一个主分离区和一个二次分离区, 流动是轴对称状态. 不添加任何扰动继续进行计算, 发现底部流场缓慢发展出微弱的非定常流动. 随后, 该现象继续发展, 出现明显的结构失稳, 得到了无量纲周期为 12.0 的周期解. 给出了高超声速圆球绕流尾迹结构的周期性演化过程, 对其涡系结构的演化及奇点特征进行了分析. 研究表明该数值模拟方法可用于底部流动稳定性问题的研究, 同时证实了高超声速底部流动也存在流动不稳定性.

关键词 尾迹, 稳定性, 高超声速

中图分类号: O354.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2009)01-0001-07

引 言

对于尾迹结构和特性研究已经有半个世纪的历史. 圆柱绕流的卡门涡街是一个典型的尾迹不稳定现象.

圆柱绕流是一个具有代表性、典型性的经典问题, 是分离流、旋涡、旋涡脱落等流体力学学术研究的最常用的研究对象. 对于圆柱绕流的实验研究主要是在水洞和风洞中进行, 1954 年 Roshoko^[1] 最早在实验中发现圆柱绕流存在与流场 Re 数相关的 3 个不同的尾流状态, 1959 年 Taneda^[2] 用流动显示技术观测到圆柱尾迹的演化随着下游距离增加, 初生卡门涡街不断衰减, 随着距离进一步增大, 大涡演化成了二次涡, 二次涡街频率比初生涡街的频率要低. 并证明了二次涡街的形成是由于尾迹流动的不稳定性引起的. 1988 年 Climbala 和 Nagib 等^[3] 用热线法测得圆柱绕流的远场结构, 发现二次涡街不依赖于初次涡街的尺度及频率. 他们同样得出结论: 二次涡街的形成是由于动力不稳定性引起的. 1993 年 Willzamson 等^[4] 研究了扰动对二次涡街的影响. 远场尾迹对自由来流扰动比较敏感, 它的尺度和频率通过自由来流扰动和近场尾迹联系在一起. 得出二次涡街形成的根本原因在于远场尾迹流动的动力不稳定性.

众多学者的研究得出了决定圆柱绕流流态的是雷诺数 (Re) 的值. 当 $Re < 5$ 时, 流动不发生分离; 当 $5 < Re < 40$ 时, 在圆柱体后面出现一对位置固定旋涡; 当 $40 < Re < 150$ 时, 旋涡扩大开始脱落, 形成层流的 Karman 涡街; 当 $150 < Re < 300$ 时, 旋涡由层流向湍流转变; 当 $300 < Re < 3 \times 10^5$ 时, 为亚临界区, 柱体表面上的边界层为层流, 后面的涡街为完全湍流, 按一定频率发放旋涡; 当 $3 \times 10^5 < Re < 3 \times 10^6$ 时, 为过渡区, 边界层为湍流, 旋涡的发放不规则, 发放频率是宽频带随机的; 当 $Re > 3 \times 10^6$ 时, 为超临界区, 重新建立起比较规则的准周期性发放的涡街.

随着计算机技术的发展, 数值研究方法也取得了很大的进展. 1985 年 Phuocloc 和 Bouard^[5] 数值模拟了圆柱绕流初期流动的二次涡结构, 得到与实验数据十分接近的结果. 2000 年 Breue^[6] 用大涡模拟 (LES) 方法对大雷诺数 ($Re = 140\,000$) 的圆柱绕流问题进行了数值模拟.

1956 年, Taneda^[7] 对圆球绕流尾迹的不稳定性进行了实验研究. 随后, Magavary 和 Bishop^[8] 在 1961 年对三维分离问题进行了实验分析. 1995 年, Sakamoto^[9] 对圆球涡系的形成机理和旋涡脱落频率进行了详细的测量. 在这些研究中, 实验取得了一致

2008-04-17 收到第 1 稿, 2008-09-12 收到修改稿.

1) E-mail: zhu-dh02@126.com

的结果. 20 世纪 90 年代, 人们还采用了数值计算的方法对不可压圆球绕流尾迹的不稳定性进行了模拟, 数值模拟结果和实验结果吻合较好. 圆球绕流尾迹随雷诺数变化的规律如下: 当 $Re = 24$ 时, 圆球尾部出现流动分离, 产生轴对称的涡环; 当 $Re = 210$ 时, 流场经历一次常规分岔, 轴对称特征消失, 流场呈现平面对称性, 但依旧保持稳态, 试验中尾流场显示为双线涡结构; 当 $Re \approx 270$ 时, Hopf 分岔出现, 所谓的发夹状涡结构开始形成并规则脱落, 流场中的对称面继续存在; 当 $420 < Re < 800$ 时, 尾涡开始不规则脱落并向湍流转换, 涡结构在向下游输运过程中发生低频旋转, 对称面不复存在.

圆锥背风区的流场也存在稳定性问题. 在实验研究方面, 早期对圆锥背风区流态的分析是由 Allen 和 Perkins^[10] 完成的, 研究结果如下: 在小攻角范围 $0 \leq \alpha \leq \alpha_{SV}$ 时, 流动是定常对称附着流态, 在中等攻角范围 $\alpha_{SV} \leq \alpha \leq \alpha_{AV}$ 时, 流动是定常对称的分离流态; 在大攻角范围 $\alpha_{AV} \leq \alpha \leq \alpha_{BV}$ 时, 流动是定常非对称的分离流态; 在特大攻角范围 $\alpha_{BV} \leq \alpha \leq \alpha_{UV}$ 时, 流动是周期性非定常非对称分离流态; 在极大攻角范围 $\alpha \geq \alpha_{UV}$ 时, 流场中出现非定常且做随机运动的尾迹流动. 后来 Fiechter^[11] 在这方面做了大量的工作, 用流场显示技术获得了与 Allen 等人一致的结论. 另外, Nielsen^[12], Ericsson^[13] 和 Chapman 等^[14] 也曾做过详细的分析和归纳总结. 范围从低速到跨声速、低超音速. 当横流马赫数小于 0.5 时, 有攻角状态下细长体流态与不可压流动现象一致. 在数值研究方面, Fiddes, Smith^[15~17] 和张涵信等^[18,19] 进行了研究, 获得了一致的研究结果.

对于高超声速尾迹流动稳定性的研究非常少, 主要是以实验为主, 1964 年, Lyons 等^[20] 对高超声速圆锥和圆球绕流的阻力、稳定性和尾迹特征进行了实验研究, 得出圆锥尾迹从层流到湍流的转换雷诺数, 并利用阴影技术得到层流和湍流情况下的圆锥尾迹. 1972 年, Finson^[21] 利用阴影法对高超声速高雷诺数尾迹进行了实验研究, 得到圆锥层流和湍流边界层的尾迹阴影图. 2002 年, Maslov 等^[22] 利用电子束方法对高超声速钝锥和尖锥绕流的流动稳定性进行了实验研究, 对在自然扰动和人工有限振幅扰动情形下的圆锥稳定性进行了实验研究. 2004 年, Nishio 等^[23] 利用放电方法对高超声速太空舱的尾迹稳定时间进行了实验研究, 得到了其尾迹结构及其稳定时间.

目前, 对于高超声速尾迹流动实验研究和数值

模拟都存在很大的困难. 在高超声速风洞实验中, 模型底部的支撑对底部流动有很大的干扰, 无法获得正确的实验结果. 人们在进行高超声速流场计算时, 为了防止出现计算异常, 往往追求计算的稳定性, 而无法模拟尾迹的非定常特性. 高超声速尾迹流动是否存在不稳定性? 数值模拟能否捕捉尾迹流动的非定常特性? 本文就这些问题进行了探讨和尝试.

1 控制方程和数值方法

1.1 控制方程

笛卡尔 (Cartesian) 坐标系下, 无量纲化的三维非定常可压缩 NS 方程可写成如下形式

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \mathbf{E}_{vi}}{\partial x_i} \quad (1)$$

其中守恒变量

$$\mathbf{Q} = [\rho \quad \rho u_1 \quad \rho u_2 \quad \rho u_3 \quad e]^T \quad (2)$$

无黏矢通量

$$\mathbf{E}_i = \begin{bmatrix} \rho u_i \\ \rho u_i u_1 + p \delta_{i1} \\ \rho u_i u_2 + p \delta_{i2} \\ \rho u_i u_3 + p \delta_{i3} \\ \rho u_i H \end{bmatrix} \quad (3)$$

黏性矢通量

$$\mathbf{E}_{vi} = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{i1} \\ \tau_{i2} \\ \tau_{i3} \\ \tau_{ij} u_j + q_i \end{bmatrix} \quad (4)$$

其他相关的公式在下面给出

$$e = p/(\gamma - 1) + 0.5 \rho u_i u_i \quad (5)$$

$$H = (e + p)/\rho \quad (6)$$

$$\tau_{ij} = 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk} \right) \quad (7)$$

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

$$q_i = \frac{\mu}{(\gamma - 1) M_\infty^2 Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (9)$$

黏性系数由 Sutherland 公式给出

$$\mu = T^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1+C}{T+C} \right) \quad (10)$$

Pr 为 Prandtl 数, 对于空气来说

$$C = 110.4/\bar{T}_{\infty} \quad (11)$$

$$Pr = 0.72 \quad (12)$$

以上各式的无量纲定义如下

$$\begin{aligned} x_i &= \frac{\bar{x}_i}{\bar{L}}, \quad u_i = \frac{\bar{u}_i}{\bar{V}_{\infty}}, \quad \rho = \frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_{\infty}} \\ p &= \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}_{\infty} \bar{V}_{\infty}^2}, \quad T = \frac{\bar{T}}{\bar{T}_{\infty}} \\ e &= \frac{\bar{e}}{\bar{\rho}_{\infty} \bar{V}_{\infty}^2}, \quad \mu = \frac{\bar{\mu}}{\bar{\mu}_{\infty}}, \quad t = \frac{\bar{t}}{\bar{L}/\bar{V}_{\infty}} \\ Re &= \frac{\bar{\rho}_{\infty} \bar{V}_{\infty} \bar{L}_{\infty}}{\bar{\mu}_{\infty}} \end{aligned}$$

其中上标 “-” 表示有量纲量, 下标 “ ∞ ” 表示来流值. $\bar{L}$ 为特征长度, 当 i 取值为 1,2,3 时, x_i 的取值分别为 x, y, z , u_i 取值分别为 u, v, w . x, y, z 和 u, v, w 是笛卡尔坐标系下的坐标分量和速度分量. ρ 为密度, p 为压力, T 为温度, e 为总内能. t 表示时间, Re 为雷诺数, $\gamma = 1.4$ 为比热比, M_{∞} 为马赫数, Pr 为普朗特数, δ_{ij} 为 Kronecker 符号. 无量纲的完全气体状态方程为

$$T = \gamma M_{\infty}^2 p / \rho \quad (13)$$

实际应用中复杂外形绕流的计算通常在贴体坐标系进行, 这需要在计算空间 $(\xi^1, \xi^2, \xi^3, \tau)$ 与物理空间 (x_1, x_2, x_3, t) 之间引入单值、唯一的坐标变换

$$\left. \begin{aligned} \xi^1 &= \xi^1(x_1, x_2, x_3, t) \\ \xi^2 &= \xi^2(x_1, x_2, x_3, t) \\ \xi^3 &= \xi^3(x_1, x_2, x_3, t) \\ \tau &= t \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

变换后的 Navier-Stokes 方程为

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{E}_i}{\partial \xi^i} = \frac{\partial \hat{E}_{vi}}{\partial \xi^i} \quad (15)$$

其中

$$\begin{aligned} \hat{Q} &= Q/J, \quad \hat{E}_i = (\xi_t^i Q + \xi_{x_j}^i E_j)/J \\ \hat{E}_{vi} &= (\xi_{x_j}^i E_{vj})/J \\ \xi_t^i &= \frac{\partial \xi^i}{\partial t}, \quad \xi_{x_j}^i = \frac{\partial \xi^i}{\partial x_j} \end{aligned}$$

式中 J 为坐标变换的 Jacobi 行列式

$$J = \left| \frac{\partial(\xi^1, \xi^2, \xi^3)}{\partial(x_1, x_2, x_3)} \right|$$

和

$$J^{-1} = \begin{vmatrix} x_{\xi^1}^1 & x_{\xi^2}^1 & x_{\xi^3}^1 \\ x_{\xi^1}^2 & x_{\xi^2}^2 & x_{\xi^3}^2 \\ x_{\xi^1}^3 & x_{\xi^2}^3 & x_{\xi^3}^3 \end{vmatrix}$$

1.2 有限差分方法和计算网格

对于空间离散, 无黏矢通量的差分采用二阶精度的 NND 格式, 黏性矢通量采用中心差分, 时间离散采用二阶精度的 Runge-Kutta 法.

对于分离流动来说周向网格的疏密程度对流动失稳及非对称结构形成有重要影响, 必须在分离区布置足够密的网格才能得出正确的计算结果^[24].

为了验证网格收敛性, 本文对不同网格数进行了数值计算.

首先研究了周向网格的影响, 一个是粗网格, 网格数为 $61 \times 37 \times 51$ (流向 $\times$ 周向 $\times$ 法向), 一个是中等网格, 网格在周向加密一倍, 网格数为 $61 \times 73 \times 51$, 最后是细网格, 网格数为 $61 \times 121 \times 51$. 本文在计算中发现, 对于粗网格即网格数为 $61 \times 37 \times 51$ (流向 $\times$ 周向 $\times$ 法向) 时, 纵截面涡系结构图始终是一对一次涡和一对二次涡, 流动呈现轴对称状态的稳定解, 不出现结构失稳现象. 对于中等网格和细网格即网格数分别为 $61 \times 73 \times 51$ 和 $61 \times 121 \times 51$, 随着时间增加, 出现了结构失稳现象. 表明, 周向密网格可以捕捉中小尺度的流动细节, 周向粗网格则把横向流动失稳结构耗散掉了. 另外, 计算中发现对于细网格即网格数为 $61 \times 121 \times 51$, 其计算得到的稳态解与网格数为 $61 \times 73 \times 51$ 时计算得到的稳态解基本相似, 但其稳态解稳定时间较短, 出现结构失稳的无量纲时间提前, 之后出现的非稳态解的拓扑结构和奇点特征与网格数为 $61 \times 73 \times 51$ 时的非稳态解的拓扑结构和奇点特征基本相似, 两种网格计算得到的周期解的周期基本相同.

其次研究了法向网格的影响, 本文针对两种网格即网格数为 $61 \times 73 \times 51$ (流向 $\times$ 周向 $\times$ 法向) 和网格数为 $61 \times 73 \times 81$ 进行了数值计算, 计算中发现法向网格疏密程度对结果影响较小, 二者计算结果的拓扑结构和奇点特征基本相似. 在网格数为 $61 \times 73 \times 81$ 时, 失稳的无量纲时间略有提前.

对于流向网格,在能够很好地捕捉一次分离和二次分离情形下,其疏密程度对计算结果影响较小.

基于以上研究,为了能较好地捕捉流动现象并且节省计算时间,本文下面的结果均在网格数为 $61 \times 73 \times 51$ (流向 $\times$ 周向 $\times$ 法向) 时的计算结果,如图 1 所示.

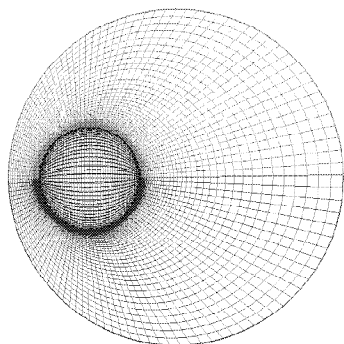


图 1 计算区域和网格示意图

Fig.1 Computational grid

1.3 边界条件及特殊点处理

壁面速度满足无滑移条件,即

$$\mathbf{V} = 0 \quad (16)$$

在壁面上补充计算边界条件

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (17)$$

上式的意义为压力沿物面法向的偏导数为零. 壁面密度由状态方程计算

$$\rho_w = \gamma M_\infty^2 \frac{p_w}{T_w} \quad (18)$$

下标“w”代表物面. 对于等温壁,物面温度 T_w 为给定壁温.

计算域外边界激波前采用来流条件,激波后采用外推条件.

由于坐标变换在物体体轴上会出现奇性,无法在该处进行差分计算,因此将其作为内边界处理,该轴上的流动参数由奇性轴周围点上的值平均求得.

2 计算结果分析

2.1 计算条件

$$M_\infty = 6, Re = 1.71 \times 10^6, T_\infty = 90.2 \text{ K}$$

$$T_w = 280.0 \text{ K}$$

其中 Re 以球头半径为特征长度,物面是等温壁. 计算中取 $\Delta t = 0.001$, 这时 CN 数 (courant number) 大约为 0.76.

2.2 数值模拟结果

首先,给出流动稳定阶段的计算结果. 计算到 $t = 18.0$ 时,获得稳定的流场计算结果. 图 2 为圆球绕流对称面和头部的压力等值线图,此图显示了高超声速圆球绕流激波后的壁面压力分布情况及圆球绕流的流动结构. 图 3 给出了圆球绕流对称面上瞬态流线及底部壁面极限流线,可以看到在底部发展出一个主分离区和一个二次分离区,流动呈现轴对称状态.

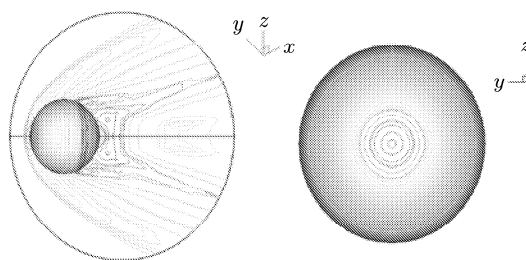


图 2 圆球绕流对称面和物面前体部分的压力等值线

Fig.2 Contours of static pressure on the symmetric plane and top of sphere

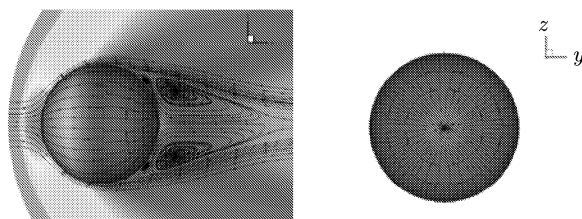


图 3 圆球绕流对称面上瞬态流线及底部壁面极限流线

Fig.3 Transient streamline in the symmetric plane of flow around sphere and surface limit streamline in the bottom

本文不添加任何人工扰动继续进行计算,计算进行到 $t = 60.0$ 左右,不稳定性开始出现,二次分离线开始出现缓慢的变形,缓慢发展出微弱的非定常现象,随后出现明显的结构失稳,纵截面涡系结构和物面极限流线开始出现周期性演变,无量纲周期为 12.0 左右. 图 4 给出了非定常流动结构演化过程.

对于图 4 中的纵截面涡系结构图演化过程分析如下:从 (a) 图可以看出主分离区比较明显,二次分离区较靠近物面,背风区对称线上存在一个鞍点,背风区的物面处为分离型的半鞍点,由 Peixoto 定理可知,系统有鞍点到鞍点的轨线,系统是结构不稳定的. 从图 (b) 中可以看到主分离区向流向和对称轴两侧延伸,二次分离区向外发展,鞍点附近流线

开始变形, 图 (c) 是图 (b) 的进一步发展, 鞍点变为了不稳定的结点, 在图 (d) 中主分离区开始向物面对称轴延伸, 二次分离区向物面发展, 不稳定的结点附近流线开始变形, 图 (e) 和图 (f) 是图 (d) 的进一步发展, 主分离区继续增大并向物面对称轴靠近, 二次分离区逐渐变小并向物面靠近, 不稳定

的结点开始变为了 SNS 结构 (即鞍点, 结点, 鞍点结构), 图 (g) 中主分离区仍然增大并向物面对称轴靠近, 二次分离区仍然变小并向物面靠近, SNS 结构开始向鞍点转变, 图 (h) 主分离区和二次分离区, 鞍点结构演化回了图 (a), 至此完成了一个周期的演化发展过程。

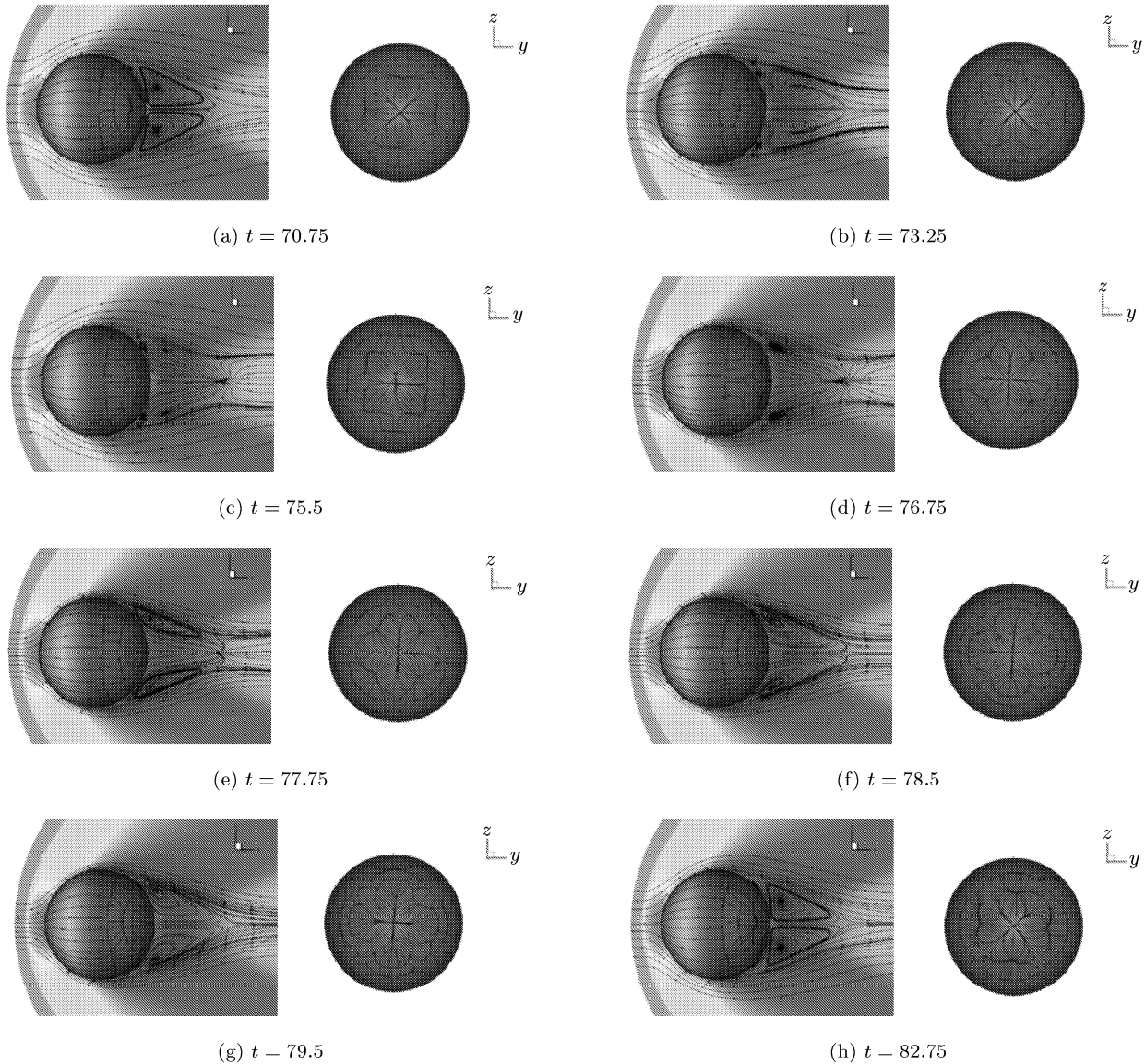


图 4 $t = 70.75$ 至 $t = 82.75$ 时圆球绕流的涡系结构演化过程

Fig.4 $t = 70.75$ to $t = 82.75$ evolution of vortex structure of flow around a sphere

在整个演化过程中, 可以看出对于背风区的物面处的半鞍点与背风区对称线上的鞍点异宿轨线, 鞍点间距离不断变化, 我们知道平行于鞍点连线的扰动速度会使鞍点间距离变化 (扰动速度与鞍点间异宿轨线方向一致时, 鞍点间距离增大). 鞍点间距离的变化对应于背涡强度的变化. 而垂直于鞍点连

线的速度扰动会使鞍点连线撕开, 将导致鞍点在垂直方向的移动, 从图 4 可以看出, 物面处的半鞍点位置没有发生变化, 对于背风区对称线上的鞍点, 其经历了鞍点、不稳定的结点、SNS 结构、鞍点的演变过程. 至此从图 4 可以看出圆球绕流背风区对称线上鞍点间的异宿轨线在发展过程中存在着平行

于鞍点间异宿轨线的扰动速度, 不存在垂直于鞍点间异宿轨线的扰动速度.

对于图 4 中的物面极限流线后视图演化过程分析如下: 图 (a) 中二次分离线和再附线已经变形呈现花瓣状, 背风区驻点附近存在“X”形状流线, 从图 (a)、图 (b)、图 (c) 的演化过程来看, 二次分离线和再附线距离逐渐加大, 二次分离线的花瓣形状逐渐向方形演化, 背风区驻点附近“X”形状流线逐渐汇聚到背风区驻点, 从图 (d)、图 (e)、图 (f)、图 (g) 演化过程来看, 二次分离线和再附线距离开始逐渐减小, 二次分离线的花瓣形状再次演化出来, 背风区驻点附近演化出“十”形状流线, 从图 (g) 到图 (h) 背风区驻点附近的“十”形状流线逐渐汇聚到背风区驻点并再次演化出“X”形状流线, 即回到了图 (a) 情形, 完成了一个周期的演化发展过程.

为了更好地反映尾迹失稳特征, 及其尾迹演化过程, 给出圆球绕流背风区物面附近任取一点的无量纲压力随无量纲时间的发展历程, 如图 5 所示. 从图中可以清楚地看到其周期性行为, 无量纲周期约为 12.0.

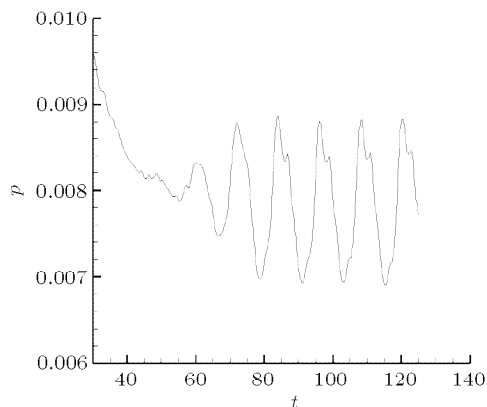


图 5 圆球背风区任一点的无量纲压力的发展历程

Fig.5 Evolution of non-dimensional pressure on leeward around a sphere

3 结 论

本文利用数值模拟的方法对高超声速可压缩圆球绕流尾迹稳定性问题进行了研究, 并对其失稳过程、涡系结构的演化及奇点特征进行了分析.

在 $Ma = 6.0$, $Re = 1.71 \times 10^6$ (Re 以球头半径为参考长度) 条件下, 得出了以下结论:

(1) 高超声速底部流动也存在流动不稳定性问题.

(2) 计算得到了高超声速圆球绕流存在一个主分离区和一个二次分离区的稳态解, 并在未加任何人工扰动的情况下得到了其尾迹结构的周期性演化过程, 得到无量纲周期为 12.0 的周期解.

(3) 圆球绕流背风区对称线上鞍点间的异宿轨线是不稳定的, 其在发展过程中存在着平行于鞍点间异宿轨线的扰动速度, 未发现垂直于鞍点间异宿轨线的扰动速度.

(4) 对于是否存在非周期解这个问题, 本文尚未发现, 有待进一步研究.

参 考 文 献

- 1 Roshoko A. On the development of turbulent wakes from vortex streets. *NACA Rep.* 1954, 1191
- 2 Tanida S. Downstream development of the wakes behind cylinders. *Journal of the Physical Society of Japan*, 1959, 14: 843~848
- 3 Climbala JM, Nagib HM, Roshoko A. Large structure in the far wakes of two-dimensional flow. *J Fluid Mech*, 1988, 190: 265~298
- 4 Williamson CHK, Prasad A. A new mechanism for oblique wave resonance in the natural far wake. *J Fluid Mech*, 1993, 256(2): 269~313
- 5 Phuocloc Ta, Bouard R. Numerical solution of the early stage of unsteady viscous flow around a circular cylinder: a comparison with experimental visualization and measurements. *J Fluid Mech*, 1985, 160: 93~117
- 6 Breuer M. A challenging test case for large eddy simulation: high Reynolds number circular cylinder flow. *Int J Heat and Fluid Flow*, 2000, 21: 648~654
- 7 Taneda S. Experimental investigation of the wake behind a sphere at low Reynolds numbers. *Journal of the Physical Society of Japan*, 1956, 11(10): 1104~1108
- 8 Magavery RH, Bishop RL. Transition ranges for three-dimensional wakes. *Canadian Journal of Physics*, 1961, 39: 1418~1422
- 9 Sakamoto H, Haniu H. The formation mechanism and shedding frequency of vortices from a sphere in uniform shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 287: 151~171
- 10 Allen IJ, Perkins EW. Characteristics of flow over inclined bodies of revolution. *NACA RMA 50L07*, 1951
- 11 Fiechter M. Kegelpendelung, autorotation und wirbel-systeme schlanker flugkorper. *Z Flugwiss*, 1972, 22(8): 281~292
- 12 Nielsen JN. Nonlinearities in missile aerodynamics. *AIAA paper 78-20*, 1978
- 13 Ericsson LE. Karman vortex shedding and the effect of body motion. *AIAA Journal*, 1980(18): 935~944
- 14 Keener ER, Chapman GT. Similarity in vortex asymmetric over slender bodies and wings. *AIAA Journal*, 1977(15): 1370~1372

- 15 Dyer DE, Fiddes SP, Smith JHB. Asymmetric vortex formation from cones at incidence-a simple inviscid model. *Aero Quart*, 1982(33): 293~298
- 16 Fiddes SP, Smith JHB. Calculations of asymmetric separated flow past circular cones at large angles of incidence. AGARD CP-336, paper 14, 1982
- 17 Smith JHB. Inviscid fluid models, base on rolled-up vortex sheets, for three-dimensional separation at high Reynolds number. AGARD LS-94, 1978
- 18 谢昱飞. 细长圆锥背风区流态演化的数值模拟. [硕士论文]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 1999 (Xie Yufei. Numerical simulation of wake flow in leeward district of cone. [MD Thesis]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 1999 (in Chinese))
- 19 冉政. 细长锥体低超声速有攻角绕流的数值模拟与分析研究. [博士论文]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 1997 (Ran Zheng. Numerical/analysis investigation on the flows over slenders at low supersonic speeds. [PhD Thesis]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 1997 (in Chinese))
- 20 Lyons Jr WC, Brady JJ, Levensteins ZJ. Hypersonic drag, stability, and wake data for cones and spheres. AIAA Preprint No. 64-44, Sep 1964
- 21 Finson Michael L. Hypersonic wake aerodynamics at high reynolds numbers. AIAA Paper No.72-701, 1972
- 22 Maslov Anatoly A, Mironov Sergey G, Buntinf Dmitry A, et al. Hypersonic flow stability experiments. AIAA Paper No.2002-0153, 2002
- 23 Nishio Masatomi, Nakamura Hiroaki. Wake stabilization time in a hypersonic pulsed facility. AIAA Paper No.2004-2640, 2004
- 24 国义军, 宗文刚. 钝锥高超声速绕流空间分离形态的数值模拟及拓扑分析. 空气动力学学报, 2000, 18(1): 34~38 (Guo Yijun, Zong Wengang. Numerical simulation of hypersonic flows around blunt cones with topological analysis in sectional flow patterns. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2000, 18(1): 34~38 (in Chinese))
- 25 Shen Q, Zhuang FG, Guan FM. Numerical simulation on a planar supersonic free shear layer secondary instability. AIAA Paper 2006-3351, 2006

(责任编辑: 王薇)

NUMERICAL STUDY OF THE STABILITY OF HYPERSONIC WAKE

Shen Qing Zhu Dehua¹⁾

(China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

Abstract In this paper, a numerical simulation on hypersonic wake flow over a sphere is carried out to study the wake instability and its evolving process with Mach number 6 and Reynolds number 1.71×10^6 (based on the radius of sphere). Firstly, a stable solution of the flow is obtained; one primary separated zone and one second separated zone are presented in the base flow while the flow is axisymmetric. Secondly, weakly unsteady flow has been developed slowly in the base flow to induce the obvious structural instability and obtain the periodic solution with the dimensionless period value of 12.0. Thirdly, the evolving process of the vortical structure and its singularity characteristic are also analyzed. The results indicate that instable phenomenon will exist in the base flow of hypersonic flow over a sphere and the present simulation method has the ability to study this instability problem.

Key words wake, instability, hypersonic flow

Received 17 April 2008, revised 12 September 2008.

1) E-mail: zhu-dh02@126.com