

文章编号: 0258-1825(2004)04-0486-05

细长尖头旋成体大迎角非对称涡系结构

周乃春¹, 叶正寅¹, 胡汉东², 马明生², 杨其德²

(1. 西北工业大学航空学院, 西安 710072 2. 中国空气动力研究与发展中心, 四川 绵阳 621000)

摘要 本文采用数值计算方法, 对细长尖拱旋成体大迎角背风侧非对称涡系结构以及与沿轴向交变的侧向力分布的关系进行了研究。求解的是 N-S 方程, 采用 Jameson 中心格式, 湍流采用修正的 B-L 模型。通过数值模拟揭示了在头部开始产生非对称涡, 形成二次涡的机理以及在背风侧形成集中涡的过程。从而说明了采用集中涡来模拟这类流场的正确性, 表明了二次涡对多个脱体集中涡形成的贡献。

关键词 大迎角; 非对称; 多涡系; 旋成体

中图分类号: V211.41; V211.3 文献标识码: A

0 引言

细长旋成体大迎角时可能产生非对称涡, 并诱导出很大的侧向力现象, 被发现有很长时间了, 已经有许多文献对非对称涡产生的原因、影响因素以及大迎角细长旋成体流动的分区等许多问题进行了研究, 澄清了许多问题。但是对于非对称涡系结构以及与沿轴向交变的侧向力分布的关系方面的研究文章还不是很多。早期的文献多用冲击流比拟方法, 将沿着大迎角机身涡系的发展与横流平面内从静止状态突然启动时尾迹随时间的变化比拟。靠近机身头部为附着流动, 没有尾迹。在一定迎角下, 头部尖点下游不远处机身背风侧会出现一对对称的涡, 这一对涡继续沿着机身发展, 并通过联系涡将分离产生的涡量继续供给这对涡。到一定迎角和轴向位置时, 其中一个涡首先离体并在下游转到自由流方向, 随后第二个涡也离开机身转到自由流方向, 同时在机身上又产生新的涡, 如此继续下去。涡系结构如图 1 所示。

文献 [1] 从理论和试验分析了这种模型, 测量了背风侧垂直来流截面的总压和速度分布, 认为由静止圆柱突然启动的冲击流比拟理论不能精确地模拟大迎角细长旋成体涡系的发展, 过估了涡强, 同时试验得到的涡的位置也与预测相距甚远。

文献 [2, 3, 4] 研究了亚临界流动范围内尖拱头部的细长旋成体无侧滑时大迎角下利用在头部设置微

扰动块取得稳定的可重复的正则非对称涡绕流流型。通过物面压力分布、截面侧向力沿轴向分布和流动显示相结合的方法揭示了这是旋成体大迎角时从头部沿轴向发展中所呈现出来的非对称起始二涡和充分发展的二涡、三涡等多涡系, 最后在尾部演变成类卡门涡系的复杂流型, 解释了截面侧向力分布曲线中特征点所反映的涡系结构演变特征及相应压力分布特征, 从而建立了细长旋成体大迎角下正则态非对称涡系流动结构的物理模型。文献 [2, 3, 4] 提出的细长旋成体大迎角背风侧结构的物理模型见图 2。

本文从 N-S 方程计算出发, 来探讨大迎角尖拱细长旋成体大迎角流动下, 背风侧的复杂涡系结构, 试图用 CFD 计算来证实这种离散的多集中涡模型的存在性及形成过程。

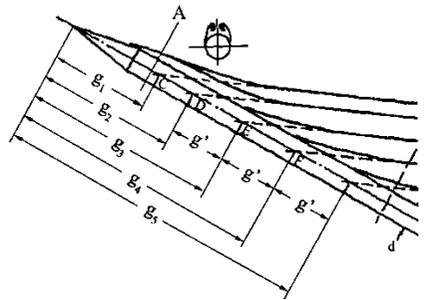


图 1 文献 [1] 中的离散涡模型

Fig. 1 Discreted vortex system model in Ref. [1]

* 收稿日期: 2003-05-28; 修订日期: 2003-07-22.
作者简介: 周乃春 (1973-) 男, 西北工业大学博士后。

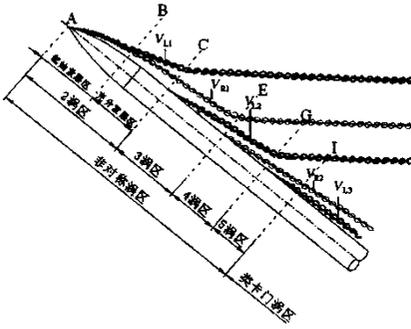


图 2 文献 [2 3 4] 中背涡结构物理模型图 ($\alpha = 50^\circ$)
Fig.2 Leeward vortex structure in Ref[2 3 4] ($\alpha = 50^\circ$)

1 计算方法和模型

采用一般曲线坐标系下的 N-S 方程：

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} + \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{\partial G}{\partial \eta} + \frac{\partial H}{\partial \zeta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial F_v}{\partial \xi} + \frac{\partial G_v}{\partial \eta} + \frac{\partial H_v}{\partial \zeta} \right)$$

对流项采用 Jameson 中心格式,粘性项采用通常的中心差分离散,湍流模型选用修改的 B-L 模型。计算模型为一尖拱头部和柱段构成的旋成体。头部长细比为 3.0,总长细比为 8.0,模型示意图在图 3 中给出,计算的迎角为 50° ,得到了单位侧向力沿轴向分布、截面等总压云图沿轴向分布和背涡涡心轨迹。单位侧向力是以当地截面积为参考面积得到的。计算 $M = 0.3$, $Re = 1 \times 10^5$,以弹径为参考长度。计算网格用结构网格,网格拓扑关系为 H-O 型,总网格数为 300 万。

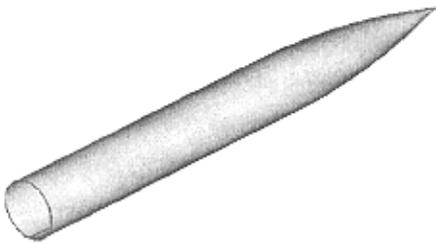


图 3 本文计算的尖拱旋成体外形
Fig.3 Slender revolution figure in this paper

2 计算结果和讨论

图 4 给出了单位侧向力沿轴向分布。由图可见在 $\alpha = 50^\circ$ 时,尽管无侧滑,但是在弹身上仍然产生了沿轴向交变的侧向力分布。图 5 给出了这个状态下截面等总压云图沿轴向的变化过程。由图可以清晰地看出大迎角尖头旋成体背风侧分离涡形成和发展

演变的过程。图 6、图 7 为涡心轨迹图。由图 5 可以看出,在 $x/d \leq 0.8$, $\alpha = 50^\circ$ 时,弹体背风侧产生了一对基本对称的旋涡(分别用 A 涡和 B 涡表示)。这对涡沿着机身表面向后拖出,随着机身轴向距离加大,例如到 $x/d = 1.20$,出现了明显的不对称,A 涡较强,离物面较近,B 涡较弱,离物面较远,从而诱导出指向 $-y$ 轴方向的侧向力。随着 x/d 再加大而两个背涡之间差距越来越大。诱导的侧向力也应当逐步增加。从图 5 可以看出相应 $x/d \leq 0.8$ 时,侧向力很小,而且在 $x/d \leq 2.0$ 时,随着轴向距离逐渐加大,负的侧向力逐渐增加。从图 6 可以看出,当 x/d 大约在 1.4 左右 B 涡脱落离体,而后 B 涡沿轴线基本上沿相同的角度的直线拖出。从分析可以知道,B 涡离体后,后面弹身边界层分离产生的涡量不再输送到 B 涡中(离体前应当是如此)。因此,B 涡沿着涡线向后拖出时,由于粘性耗散的影响涡强应当是逐步下降的。从我们计算得到的总压可以看出,基本上符合这个规律。B 涡离体后机身边界层分离,新生成的涡量重新在 B 涡一侧生成新的主涡 C' ,同时,由于 A 涡较强,且离物面较近,因此在物面诱导出二次涡 C'' ,从 $x/d = 2.8$ 的截面云图看得很清楚,注意 C' 涡和 C'' 涡的旋转方向相同,此时 C' 涡与 C'' 涡还没有完全绕合在一起,而到了 $x/d = 3.0$ 后, C' 涡与 C'' 涡则完全合并成一个新涡 C。随着 C' 、 C'' 和 C 涡的生成,在机身上诱导的负侧向力应当逐渐变小,而后随着 C 涡增强,正侧向力逐渐增加。在这个过程中,随着 A 涡的离体,又在同侧生成一个新的主涡 D' ,同时 C 涡又在物面上诱导出一个二次涡 D'' ,以后随着轴向距离增大, D' 与 D'' 逐渐靠拢,最终合并成 D 涡。随着 x/d 的增加,又会出现类似 C 涡、D 涡的涡结构,如此继续。C 涡、D 涡等涡均为一侧的新生主涡与另一侧诱导的二次涡绕合而形成的涡,因为旋转方向相同,两个涡当接近到一定程度后会绕合成一个涡。

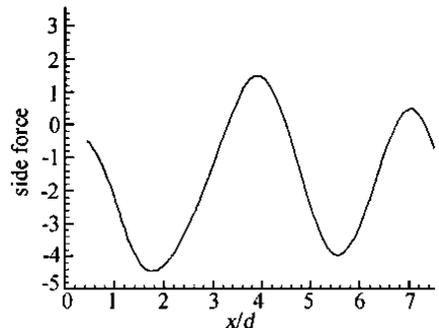


图 4 单位侧向力沿轴向变化曲线
Fig.4 Changed side force curve along axis

图 6 的涡心线是从每个截面总压云图中作涡心流线得到的。尽管截面上有许多涡,但这些涡的涡心轨迹都分别集中到 A、B、C、D 涡上,从而证明了离散的集中涡是存在的,用集中涡来描述背风侧流动的物理解模型是合适的。对所计算的旋成体气动特性影响

比较大的主要是 A、B、C、D 4 个涡。另外从图 6 还可以看出,由于 C 涡和 D 涡沿机身拖出的距离比较长,因此累积的涡量比较多,因而涡强比较大。相反,A 涡、B 涡生成不久就离体,所以涡强较弱。

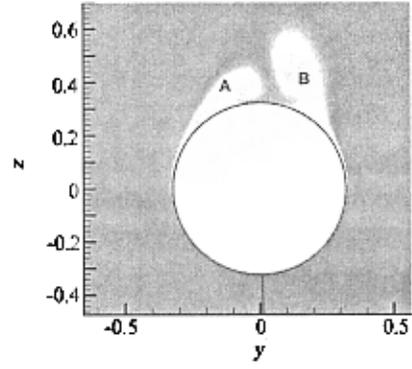
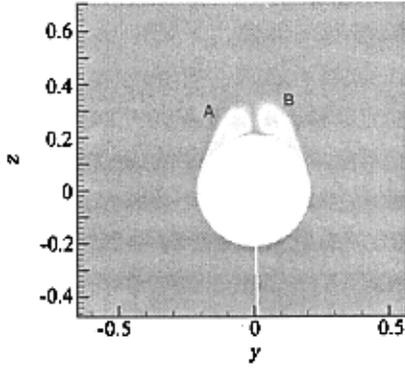


图 5(a) $x/d=0.8, x/d=1.4$ 截面总压云图

Fig. 5(a) Total pressure contour at station $x/d=0.8, x/d=1.4$

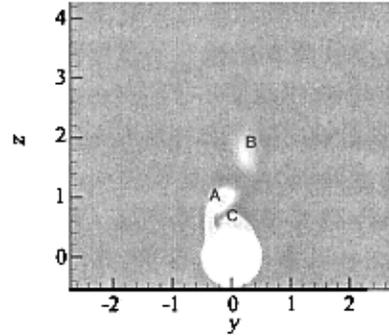
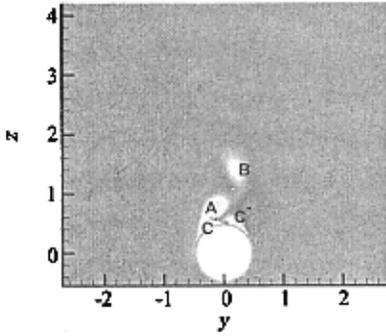


图 5(b) $x/d=2.8, x/d=3.2$ 截面总压云图

Fig. 5(b) Total pressure contour at station $x/d=2.8, x/d=3.2$

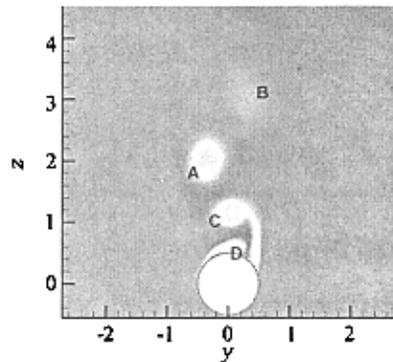
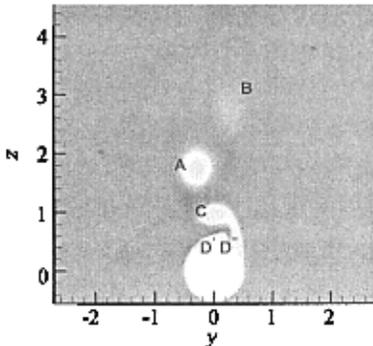


图 5(c) $x/d=4.4, x/d=4.8$ 截面总压云图

Fig. 5(c) Total pressure contour at station $x/d=4.4, x/d=4.8$

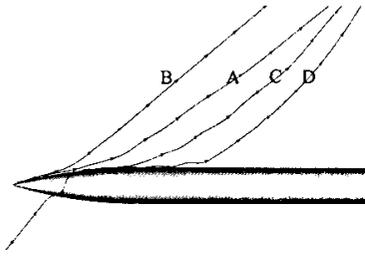


图 6 涡心轨迹(侧视图)

Fig.6 Streamline through vortex cor(side view)

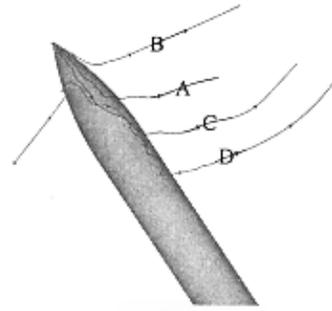


图 7 涡心轨迹

Fig.7 Streamline through vortex core

3 小 结

(1) 通过 NS 方程计算和分析证实了文献 [2, 3, 4] 提出的大迎角旋成体背风侧流动的物理模型, 即多个非对称的离散集中涡模型是存在的。得到的多涡模型与文献 [2, 3, 4] 有相似之处, 也有不同之点。相似之处在于都是离散的集中涡模型, 不同之处在于涡的形态、起因等与文献并不完全相同。

(2) 主涡和二次涡的形成、发展、脱落和绕合是构成离散的多涡系模型的主要原因。

(3) 对于给定的细长旋成体在可能产生非对称涡的大迎角范围, 其背风侧的流动结构是: 首先在头部附近背风侧产生一对基本对称的主涡(分别用 A、B 表示)。随着这对涡沿着机身尖点附近向后拖出到一定位置时, 出现非对称, B 涡位置远离机身, 且强度也不及 A 涡, 而后 B 涡开始脱落。与 B 涡相比, A 涡离开物面较近, 强度较大, 会在物面上诱导出二次涡 C'。在 B 涡开始脱落后, 物面边界层分离产生的涡量迅速生成一个新的主涡 C''。轴向距离再增加时, C' 涡逐渐抬高并向机身中心线移动, C'' 涡也逐渐增强, 并同时向中心线移动。C' 和 C'' 旋转方向相同, 很快合并卷成一个新的较强的主涡 C。与此同时 C 涡又诱导出一个新的二次涡 D'。随着 A 涡脱落离体, 新的分

离涡量很快卷成一个新的主涡 D''。随后随着距离加大, D' 和 D'' 卷绕合并成 D 涡。如此继续, 就构成了旋成体背风侧的流物理模型。

(4) 对于所计算的旋成体, 在 $\alpha = 50^\circ$ 时, 虽然可以找到第 5 个和第 6 个涡, 但是它们已经距弹身底部不远, 对旋成体气动特性影响不大。所以主要由 A、B、C、D 4 个涡对旋成体流动起主导作用。它们的综合影响包括相互位置、涡的强度等是导致侧向力沿机身交变变化的主要原因。

参 考 文 献:

- [1] THOMSON K D, MORRISON D F. The spacing, position, and strength of vortices in the wake of slender cylindrical bodies at large incidence[J], *J. Fluid Mech.* 1971, 50, part 4: 751-783.
- [2] 邓学莹、王刚、陈学锐、王延奎、刘沛清. 细长体大迎角流动的确性和多涡系结构的研究[C], 全国第七届分离流、旋涡运动和流动控制会议 2002 3 北京.
- [3] 邓学莹、刘沛清、孔繁美. 旋成体非对称背涡特性及其形成机理研究[J], *空气动力学学报*, 2000, 18 增刊: 121-126.
- [4] 王刚. 细长旋成体绕流流场结构演化的实验研究[D], [博士学位论文] 北京航空航天大学 2002.

Asymmetric vortex structure of slender revolution at high angles of attack

ZHOU Nai-chun¹, YE Zheng-yin¹, HU Han-dong², MA Ming-sheng², YANG Qi-de²

(1. Northwestern polytechnical University, Xi'an 710072, China)

2. China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China)

Abstract: This paper presents the asymmetric vortex characteristics and the alternate side force along axis on the leeward of the slender revolution at high angle of attack. The numerical simulation solves Navier-Stokes equations, uses jame-

参 考 文 献 :

- [1] CEBECI T ,CHEN H ,ALEMDARROGLU N. Fortified LEWICE with viscous effects[R]. AIAA-90-0754 ,1990.
- [2] 宛同 袁堂机均. 机翼积冰之成长预测分析[C]. 第三届海峡两岸计算流体力学论文集 (Wan tong , Yuan Tangjun , Airfoil ice accretion growth analysis[C]. The 3rd CFD conference of Taiwan and mainland) 2001 2.)
- [3] 易贤 朱国林等. 翼型积冰的数值模拟[J]. 空气动力学学报 2002 20(4).
(Yi Xian , Zhu guolin , Numerically simulating of ice accretion on airfoil[J]. *ACTA Aerodynamica Sinica* , 2002 20(4).)
- [4] SNELLEN M ,BOELENS O J ,HOEIJMAKERSH W M. A computational method for numerically simulating ice accretion[R]. AIAA-97-2206 ,1997.
- [5] ZHU GUOLIN , KRONAST M. The calculation of ground effect on a car flow field using two dimensional Navier-Stokes equations[J]. *ACTA Aerodynamica Sinica* ,1993 ,11(1).

Computation of glaze ice accretion on airfoil

YI Xian , ZHU Guo-lin

(*China Aerodynamics Research and Development Center , Mianyang 621000 , China*)

Abstract : Glaze ice accretion on the leading edge of the NACA 0012 airfoil is predicted using CFD method . The flow field is calculated by solving the 2D steady incompressible N-S equations with finite volume method . A 4-order Runge-Kutta method is used to solve the droplet trajectory equation . After computing the mass and energy equations , ice shape is obtained with the assumption that ice grows in the direction normal to the surface . The method yields ice shapes that are in good agreement with the results found in other literatures . Aerodynamic characteristics of the glaze-iced airfoil for 6° angle of attack are also analyzed in the paper , which shows that ice accretion has undesirable effects on airfoil performance .

Keywords : ice accretion ; glaze ice ; droplet trajectory equation

(上接第 489 页)

son 's center scheme and modified B-L turbulence model . It is believed that the asymmetric vortex generates at the nose of a revolution . It is believed that the discrete vortex system model is made up of a pair of primary vortices coming from the apex and lateral vortices rolled up along both sides of the body and this vortex system model is reasonable through the numerical simulated result .

Key words : high angles of attack ; asymmetric ; revolution ; vortex system