

文章编号: 1000-6893(2002) 04-0327-03

# 大钝头短体跨音速大迎角不同流型的计算比较

李 津, 朱自强, 吴宗成, 陈泽民

(北京航空航天大学 流体力学研究所, 北京 100083)

## COMPARISON OF COMPUTATIONAL RESULTS OF THE FLOW AROUND A BLUNT NOSED AND SHORT BODY AT LARGE ANGLES OF ATTACK

LI Jin, ZHU Zi-qiang, WU Zong-cheng, CHEN Ze-min

(Institute of Fluid Mechanics, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

**摘要:** 采用不同流型(无粘, 层流, 湍流)的数值模拟方法计算了绕大钝头短体外形的跨音速大迎角时的流态, 并进行了比较分析。数值方法中选用 van Leer 分裂格式离散无粘通量项, 并构造了一种 Limiter 函数以保证 TVD 性质; 采用中心差分格式来离散粘性通量项。湍流计算中采用了 B-L 湍流模型。算例表明不同流型的流态共同特点是三维分离的非定常性, 但不同流型计算所得流态的差异较大。

**关键词:** 跨音速流; 大钝头短体; 大迎角分离流; 非定常运动

中图分类号: V211.3 文献标识码: A

**Abstract:** The separated flow structures of the transonic flow around a blunt nosed and short body at large angles of attack are calculated by using three different types (inviscid, laminar and turbulent) of numerical simulations. Numerical results are compared with each other. In the numerical calculation van Leers Schemes is used to discretize the inviscid flux terms and a kind of limiter function is constructed to realize TVD character. The viscous flux terms are discretized by using a central difference scheme. B-L model is used in the turbulent flow calculation. Numerical results show that the common feature of the 3 different separated flow structures is the unsteady quasi-periodic character, while their detailed structures are quite different.

**Key words:** transonic flow; a blunt nosed and short body; separated flow at a large angle of attack; unsteady flow

钝头短体外形的绕流, 特别是大迎角时的绕流, 是十分复杂的。这种外形是航天飞行器常采用的一种外形, 在文献中讨论这类外形的超音速和高超音速的绕流较多, 而对其亚跨音速的绕流则相对少些, 但亚跨音速是这类飞行器返回大气层中必须经历的飞行速度范围段之一。为保证其安全性和高性能需要进行大量实验对其绕流的流场特性, 特别在大迎角状态下, 进行细致的探讨, 但代价太大。数值模拟可以发挥作用。本文采用数值模拟方法对绕大钝头短体外形跨音速大迎角流动作了 3 种不同流型(无粘, 层流和湍流)的计算, 并作了分析和讨论。

### 1 数值模拟方法

(1) 主控方程 无量纲可压缩三维 N-S 方程在贴体坐标系内的守恒型向量方程可写成<sup>[1]</sup>

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial (E - E_v)}{\partial x} + \frac{\partial (F - F_v)}{\partial y} + \frac{\partial (G - G_v)}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

式中:  $E, F, G$  是无粘通量矢量;  $E_v, F_v, G_v$  是粘性通量矢量。它们的具体公式可见文献[1]。湍流计算中采用 Baldwin-Lomax 模型<sup>[2]</sup> 计算湍流粘性项。

(2) 有限体积离散和数值方法 采用有限体积离散方式将主控方程作空间离散, 无粘通量向量的离散格式取用 van Leer 矢量通量分裂格式<sup>[3]</sup>, 粘性通量采用中心差分格式离散, 为实现解的保单调性和二阶精度采用了 MUSCL 方法<sup>[4]</sup>, 计算中采用了一种可保证 TVD 特性的 Limiter 函数<sup>[5]</sup>。时间推进采用隐式方式。具体计算方法可见文献[6], 在此不再赘述。

(3) 边界条件处理 远场边界条件入口为来流条件, 出口采用无反射边界条件方式处理。壁面边界条件采用通常的无滑移条件(N-S 方程) 或无穿透条件(Euler 方程) 和绝热边界条件。压强值

收稿日期: 2001-09-17; 修订日期: 2001-11-27

基金项目: 国家自然科学基金(19882001) 资助项目

文章网址: <http://www.hkxb.net.cn/hkxb/2002/04/0327/>

采用外推方式处理。在对称面处流动满足对称条件。

## 2 计算网格

采用椭圆方程网格生成方法<sup>[7, 8]</sup>形成流动对称面中的O型网格,然后,沿周向旋转而成三维的表面和空间计算网格。图1给出了绕流物体外形和计算网格的示意图。

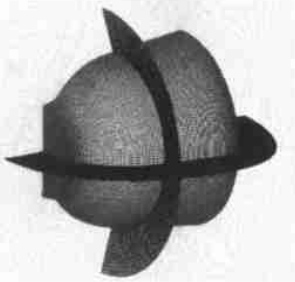


图1 几何外形和网格示意图  
Fig. 1 Geometry and grids

为了正确地反映流场细节,需要在足够细密的网格中进行计算。对于求解N-S方程人们往往比较注意流向和法向的网格细节,而忽略了给以足够的周向网格数目。本文在流向和法向分别采用 $225 \times 100$ 的网格数目,而在半场的周向分别采用36, 60, 90, 120等不同网格数目。数值试验表明,只有在周向取90以上才可能获得“网格收敛解”,即半场网格总数为2,025,000和2,700,000。本文的流场分析的讨论基于此两种网格数的计算结果。

## 3 流场的数值计算结果和讨论

计算条件为:来流的 $Ma = 0.9$ ,迎角 $\alpha = 20^\circ$ ;  $Re = 2.3 \times 10^6$ 。湍流计算的结果表明,对于两种计算网格数虽经历了非常大的时间步长数,仍无法获得定态解。计算结果所显示的绕流流态中可以看到存在着2个三维的分离涡,一个在背风区从钝头体的尖锐肩部处分离,另一个则在迎风区的尾部收缩处附近分离,两股分离流动相互作用并影响着整个绕流的特性及作用在物体上的气动力。尽管2个分离涡的分离位置并不随时间而变动,但随着时间的增长分离涡向下游方向运动,并逐渐靠拢,相互缠绕,形成了第3个涡。随时间的进一步增大,此涡将脱落至下游,与此同时肩部分离与尾部分离处再次形成分离涡,使分离流动呈现出一定的准周期性。

分析和揭示上述的三维分离流态?为回答此问题,必须分析不同流型(无粘,层流和湍流)所揭示流场的共性和差异。本文采用Euler方程、层流和湍流N-S方程作为主控方程作了数值模拟并作了对比和讨论。层流和湍流计算时取 $Re = 2.3 \times 10^6$ 。图2至图4分别给出了3种流型计算的3个不同时刻( $N = 8400, 10800, 13800$ )的表面极限流线和三维瞬时流线图。由比较可知,各种流型均体现出绕流的非定常特性以及分离位置不随时间而变动这2个共同特点,但实际流态的变化却表

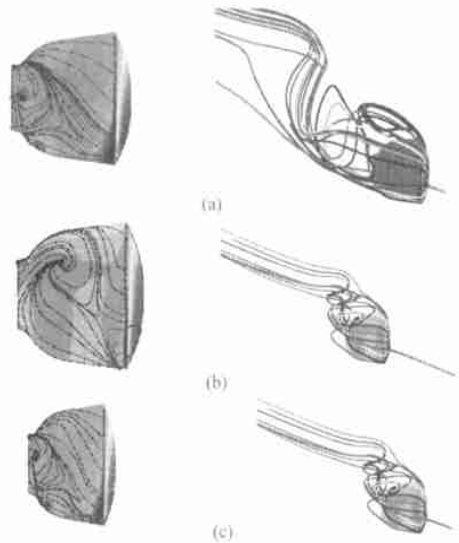


图2 表面极限流线和三维瞬时流线图( $N = 8400$ )  
(a)湍流; (b)层流; (c)无粘  
Fig. 2 Surface limiting lines and 3D streamlines pattern  
(a) turbulent; (b) laminar; (c) inviscid

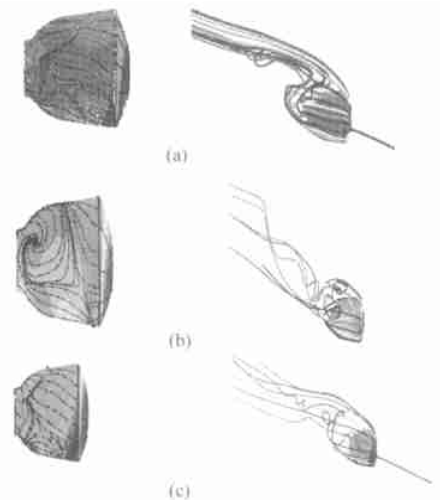


图3 表面极限流线和三维瞬时流线图( $N = 10800$ )  
(a)湍流; (b)层流; (c)无粘  
Fig. 3 Surface limiting lines and 3D streamlines pattern  
(a) turbulent; (b) laminar (c); inviscid

能否用无粘或层流计算方式进行数值模拟来

现各不相同。例如无粘绕流的结果表明(图 2(c)至图 4(c)), 随时间的增大, 背风面上再附点向前移动缓慢。迎风面分离涡也出现再附(图 3(c))。随着时间再增大两涡扩大, 在壁面两涡相挤, 逐渐会从表面再次分离(图 4(c)), 但不像湍流流动中会出现粘性的 2 次分离现象。由比较还可知, 无粘流的涡脱落的周期要比湍流流动的大, 这是它们的另一差异。类似地, 层流数值模拟的结果也区别于上述两种流型的结果, 第 1 个差异是在迎风面肩部区存在一个小分离气泡, 因而在肩部附近出现一个再附点, 它的位置基本上也不随时间变。同时两主分离涡流态变化也区别于上述两种。

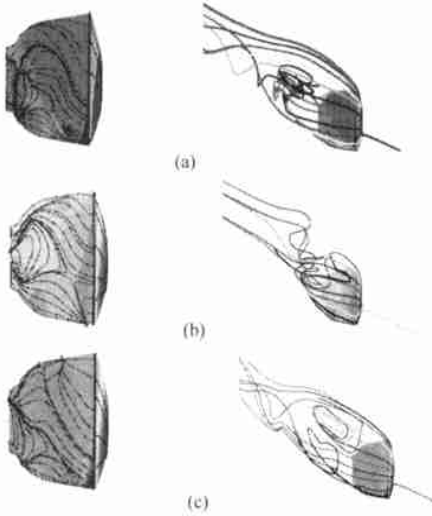


图 4 表面极限流线和三维瞬时流线图( $N = 13800$ )

(a) 湍流; (b) 层流; (c) 无粘

Fig. 4 Surface limiting lines and 3D streamlines pattern

(a) turbulent; (b) laminar; (c) inviscid

综上所述, 尽管 3 种流型计算结果都反映出, 大钝头短体外形跨音速大迎角绕流( $Ma = 0.9, \alpha = 20^\circ$ ) 具有一种带准周期性非定常大分离的流动特性, 但 3 种流型计算结果的分离涡流态变化表现出巨大的差异。因此不能用无粘或层流计算方式进行数值模拟来描述实际流动中存在的三维湍流分离流动。

## 4 结束语

通过 3 种流型的数值模拟计算与分析了绕大钝头短体外形的跨音速大迎角时三维流动的分流流态。比较表明, 三者都反映了非定常性, 但具体的流场结构存在着很大的差异。湍流模型的影响也是十分重要的问题, 需要今后作进一步的计算比较, 并应与实验测量作比较和讨论。

致谢: 感谢北京航空航天大学苏文翰教授有益的讨论。

## 参 考 文 献

- [1] Pulliam T H, Steger J L. Recent improvements in efficiency, accuracy and convergence for implicit factorization algorithms [R]. AIAA 85-0360, 1985.
- [2] Baldwin B S, Lomax H. Thin layer approximation algebraic model for separated turbulent flow [R]. AIAA 78-257, 1978.
- [3] van Leer B. Flux-vector splitting for the Euler equations [R]. Lect Notes in Physics, 1982, 170: 507-512.
- [4] van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme V: a second order sequel to Godunov's method [J]. J of Comp Physics, 1979, 32: 101-136.
- [5] Li J, Chen Z M, Zhu Z Q. New approach to the limiter functions [J]. J of Comp Math, 1999, 17(1): 41-58.
- [6] 李津, 朱自强, 陈泽民, 等. 带副翼三维机翼绕流的 N-S 方程解 [J]. 航空学报, 1999, 20(3): 197-200.  
(Li J, Zhu Z Q, Chen Z M, et al. N-S solution of a 3-D wing with aileron [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 1999, 20(3): 197-200.)
- [7] Thompson J F, Warsi E U A, Mastin C W. Numerical grid generation [M]. New York: Elsevier Science Pub Co, 1985.
- [8] Sorenson R L. A computer Program to generate two-dimensional grids about airfoils and other shapes by the use of poisson's equation [R]. NASA TM 81198, 1980.

作者简介:

李 津(1955-) 男, 博士, 教授, 长期从事计算数学和计算流体力学的教学研究工作。

(责任编辑: 吴小勇)