

文章编号: 1001-2486 (2001) 04-0013-03

## 三维高超音速干扰流场数值模拟与实验验证\*

李桦, 王承尧, 易仕和, 程忠宇

(国防科技大学航天与材料工程学院, 湖南长沙 410073)

**摘要:** 采用 Osher-Chakraverthy 的 TVD 格式、Baldwin-Lomax 湍流模型和 LU-SSOR 隐式方法求解了完全 NS 方程, 数值模拟了三维高超音速绕流与横向喷流干扰流场。并在高超音速炮风洞中开展了喷流实验研究, 对该喷流流场的数值计算结果进行实验验证。

**关键词:** 三维高超音速干扰流场; 数值模拟; 实验验证

中图分类号: V211.4 文献标识码: A

## Numerical Simulation and Validation of 3D Hypersonic Jet Interaction Flowfield

LI Hua, WANG Cheng-yao, YI Shi-he, CHENG Zhong-yu

(College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

**Abstract:** A numerical method has been developed to solve the three dimensional Navier-Stokes equations and the numerical procedure uses Osher-Chakraverthy's TVD scheme for the inviscid flux and central difference scheme for the viscous flux. LU-SSOR method is used to solve the resulting systems of discretized equations and the Baldwin-Lomax turbulent model is used. Numerical solutions of three dimensional hypersonic jet interaction flow field with angle of attack of  $5^\circ$  is obtained and experimentally validated this numerical result at KD-01 gun wind tunnel. By validating, some problems of numerical simulation are studied.

**Key words:** 3D hypersonic jet interaction flow field; numerical simulation; validation

三维高超音速喷流干扰流场十分复杂, 在流场中包含着激波干扰、分离、旋涡等一系列复杂的流动现象。随着计算机水平的提高和计算流体力学 (CFD) 的发展, 数值模拟在喷流流场研究中发挥着越来越大的作用。为了更好地推广和应用数值计算结果, 对其进行实验验证具有十分重要的意义。

## 1 数值方法

## 1.1 控制方程与差分格式

本文采用的控制方程为完全 NS 方程。为讨论问题方便, 先研究一维 NS 方程

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} + \frac{\partial E}{\partial \zeta} = \frac{\partial Ev}{\partial \zeta} \quad (1)$$

其中  $Q = (\rho, \rho u, \rho e)^T$ ,  $E$ 、 $Ev$  分别为无粘通量和粘性通量。由数值离散, 得上述方程离散形式:

$$\left( \frac{I}{\Delta \tau} + \frac{A_j^+ - A_j^-}{\Delta \zeta} \right) \delta Q_j^{n+1} + \frac{A_{j+1}^-}{\Delta \zeta} \delta Q_{j+1}^{n+1} - \frac{A_{j-1}^+}{\Delta \zeta} \delta Q_{j-1}^{n+1} = \frac{1}{\Delta \zeta} (H_{j+\frac{1}{2}}^n - H_{j-\frac{1}{2}}^n) + R_j^v \quad (2)$$

式中  $R_j^v$  中粘性余量, 采用中心差分格式计算。 $H_{j+\frac{1}{2}}^n$  和  $H_{j-\frac{1}{2}}^n$  分别为  $(j + \frac{1}{2})$  和  $(j - \frac{1}{2})$  界面上的无粘数值通量。

对应于修正后的 Osher-Chakraverthy 的二阶 TVD 格式, 其数值通量的表达式如下<sup>[1]</sup>:

$$H_{j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left[ E(Q_{j+\frac{1}{2}}^L) + E(Q_{j-\frac{1}{2}}^R) - \bar{R}_{j+\frac{1}{2}} \Psi(\alpha_{j+\frac{1}{2}}^P) \bar{R}_{j+\frac{1}{2}}^{-1} \right] \quad (3)$$

式中,  $Q_{j+\frac{1}{2}}^L = Q_j + \bar{R}_j \left( \frac{1+\varphi}{4} \cdot \bar{\alpha}_{j+\frac{1}{2}} + \frac{1-\varphi}{4} \cdot \bar{\alpha}_{j-\frac{1}{2}} \right)$ ,  $Q_{j+\frac{1}{2}}^R = Q_j + \bar{R}_j \left( \frac{1+\varphi}{4} \cdot \bar{\alpha}_{j-\frac{1}{2}} + \frac{1-\varphi}{4} \cdot \bar{\alpha}_{j+\frac{1}{2}} \right)$ 。

将上述数值方法推广到三维流场, 详细的计算公式请见文献 [2]。

\* 收稿日期: 2000-11-01  
基金项目: 湖南省自然科学基金资助项目 (99JJY2005)  
作者简介: 李桦 (1962-), 男, 副教授, 博士。

## 1.2 湍流模型

在计算中采用了 Baldwin-Lomax 湍流模型。Baldwin-Lomax 模型是一个代数模型，它结构简单，编程容易，而且它不用事先知道当地的边界层厚度，而只须确定流场内的每一点涡度，并以此来度量湍流的脉动大小，因而该模型比较广泛地用于喷流干扰流场的计算。

在 Baldwin-Lomax 代数模型中，湍流粘性系数  $\mu_l$  分内外两层给出<sup>[3]</sup>：

$$\mu_l = \begin{cases} \rho l^2 |W| R_e & S \leq S_c \\ KC_\rho F_\omega F_k(s) R_e & S > S_c \end{cases} \quad (4)$$

其中： $S_c$  是外层的粘性系数比内层的粘性系数小时的  $S$  的最小值； $S$  代表流场内某点沿网格  $\xi = \xi_i$  至壁面的弧长； $l$  为混合长度； $\omega$  为涡度； $F_\omega$ 、 $F_k(s)$  分别为函数，其具体表达式见文献 [3]。

LU 隐式求解方法是近年来发展的一种适应定常流计算的简单、高效的迭代方法，它避免了块矩阵的求逆，耗时较少<sup>[4]</sup>。本文采用 LU-SSOR 方法求解了离散后的控制方程。

## 2 计算结果

本文采用上述的数值方法计算了三维高超音速绕流与喷流干扰流场。来流条件为  $M_\infty = 7.35$ 、 $T_\infty = 59.3$ ，喷流条件为  $M_j = 1.0$ 、 $\frac{P_j}{P_\infty} = 26$ 、 $T_j = 250K$ ，数值模拟的物理模型尺寸与图 1 所示的实验模型相同。图 2 给出计算中所采用网格的示意图，该网格在物面及喷口附近进行了加密，图 3 给出了攻角为  $5^\circ$  喷流流场对称面上半部喷口附近流场速度矢量图。

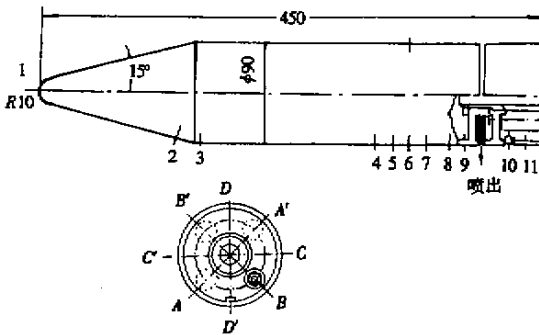


图 1 实验模型

Fig.1 Experimental model

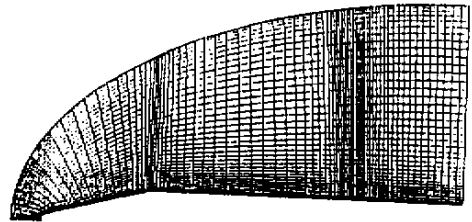


图 2 计算网格示意图

Fig.2 Computational grid

从图中可以看到，计算较清晰地捕捉到流场中的分离激波、拱型激波和  $\lambda$  激波，以及喷流前后的旋涡结构。这说明本文建立的数值方法能够较好地模拟三维高超音速喷流干扰流场。

## 3 实验验证与分析

为了对数值计算结果进行验证，在高超音速炮风洞中进行了喷流流场的实验研究。

该炮风洞是一座脉冲式轻活塞运行的高超声速炮风洞，其喷管出口直径为  $\phi 500mm$ ，可调  $M$  数为 7.0、8.0、9.0、10.0，有效运动时间约为 25ms。

实验模型全长 0.45m，模型后部装有喷流发射装置。图 1 给出了实验模型及测压孔布置示意图。

实验来流  $M$  数为 7.35、实验攻角为  $0^\circ$  和  $5^\circ$ ，实验状态分有喷和无喷，测量参数为迎风面上的压力分布。图 4 给出了攻角为  $5^\circ$  时喷流干扰流场壁面压力测量结果。

图 5 给出攻角为  $5^\circ$  时无喷流场的壁面压力分布计算值与实验值的对比。从图中可见，计算结果与实验结果吻合很好。由此可见，Baldwin-Lomax 湍流模型对于附体流动来说，是一个较好的湍流模型。

图 6 给出了攻角为  $5^\circ$ 、喷流压强比为 26 时迎风壁面压力分布的计算值与实验值比较。

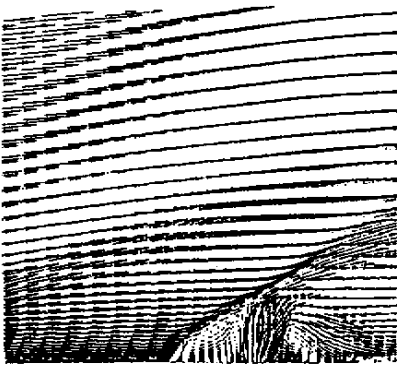


图3 攻角  $\alpha = 5^\circ$  流场对称面上半部局部流场速度矢量图  
Fig.3 Velocity vector ( $\alpha = 5^\circ$ )

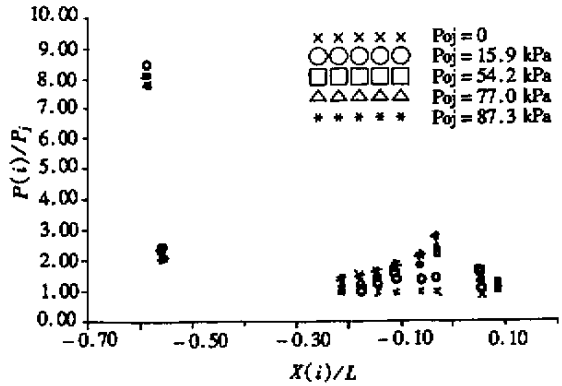


图4  $\alpha = 5^\circ$  时喷流干扰流场迎风壁面压力的实验结果  
Fig.4 Experimental result ( $\alpha = 5^\circ$ )

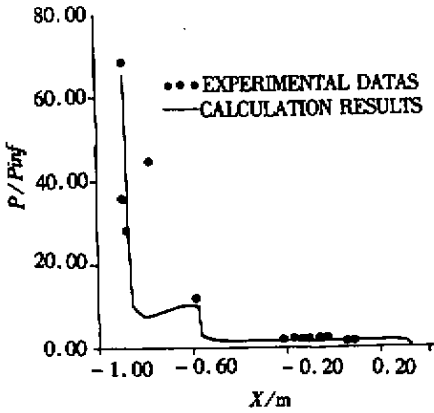


图5  $\alpha = 5^\circ$  时无喷流场的压力分布计算  
值与实验值比较

Fig.5 Pressure profile on the  $180^\circ$  ray  
(without jet and  $\alpha = 5^\circ$ )

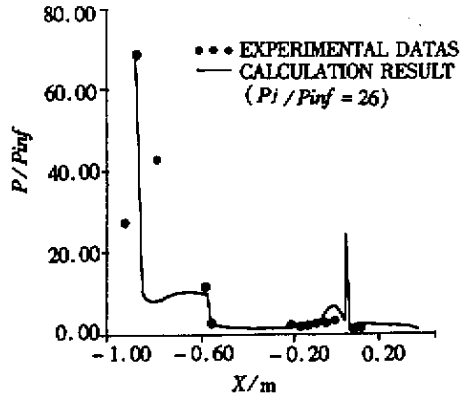


图6 攻角  $\alpha = 5^\circ$  时迎风壁面压力  
分布计算结果与实验结果比较

Fig.6 Pressure profile on the  $180^\circ$  ray  
(with jet and  $\alpha = 5^\circ$ )

从图6中看到，在喷流前分离区域内，迎风面的壁面压力分布的计算结果与实验值相比有较大的差别。本文认为在分离区内计算结果与实验值的差别主要是由 Baldwin-Lomax 湍流模型在分离区中的误差而产生的。因为在喷流流场中存在着较大的分离区，以及复杂的旋涡结构，在这种情况下，现有的 Baldwin-Lomax 湍流模型在决定外层粘性系数计算所需的特征长度时有误差<sup>[5]</sup>。这个误差导致了分离区内计算值与实验结果的差别。另外，实验时喷流出口压力  $P_j$  与外界压强  $P_\infty$  的调节也有一定的误差，实验模型的设计也应作改进。

### 4 结论

通过对三维高超音速喷流干扰流场的数值模拟及实验验证，得到下列结论：

(1) 本文发展的数值方法较好地模拟了三维高超音速喷流干扰流场，较清晰地捕捉到流场中的分离激波、拱型激波和  $\lambda$  激波波系，以及喷流前后的旋涡结构。

(2) 对于附体流动，该数值方法的计算结果与实验值吻合很好；对于喷流产生的分离区，计算结果与实验值有一定的差别，这个差别主要是由 Baldwin-Lomax 湍流模型在分离区中误差引起的，拟在今后的研究中考虑采用其他的湍流模型，如  $k-\epsilon$  湍流模型加以改进，同时实验模型也要加以改进。

(下转第 31 页)

( 上接第 15 页 )

## 参考文献：

- [ 1 ] Chakravarthy S L. High Resolution Formulation for the NS Equations [ R ]. N89 - 17824.
- [ 2 ] 李桦. 三维超音速/高超音速复杂流场分区多机并行数值计算与实验验证 [ D ]. 国防科技大学博士论文, 1996. 1.
- [ 3 ] Baldwin B S , Lomax H. Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Seperatde Turbulence Flows [ N ]. AIAA paper 78 - 0257.
- [ 4 ] Yoon S , Jameson A. An LU-SSOR Scheme for the Euler and Navier-Stokes Equations [ R ]. N87 - 34724.
- [ 5 ] Tai T C. Extension of Baldwin-Lomax Turbulence Model to Three-Dimensional Flows [ N ]. AIAA paper 97 - 0209.

