

文章编号: 1001-2486 (2001) 06-0005-04

## 三维超声速隔离段湍流内流场旋涡结构的数值模拟\*

范晓樯, 李桦, 丁猛

(国防科技大学航天与材料工程学院, 湖南长沙 410073)

**摘要:** 从基于雷诺平均的 N-S 方程出发, 采用有限体积方法离散控制方程, 数值模拟了三维超声速隔离段湍流内流场。计算中采用了二阶 OC-TVD 差分格式、LU 隐式算法和 Baldwin-Lomax 代数湍流模型。数值结果与实验做了对比, 并结合隔离段中的激波串结构分析了其横截面上旋涡结构的发展过程及不同外形条件下旋涡的不同结构。计算结果表明采用本文发展的方法模拟隔离段湍流流场是可行的, 截面为正方形与长方形的隔离段内的涡旋结构截然不同。

**关键词:** 隔离段; 有限体积方法; 激波串; 旋涡

**中图分类号:** V211.4      **文献标识码:** A

## Numerical Simulation of 3D Turbulent Vortex Structures in Isolator

FAN Xiao-qiang, LI Hua, DING Meng

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

**Abstract:** The interaction between shock waves and boundary layer in isolator causes a very complicated flow, to simulate the turbulent flow field in it, the time-dependent, implicit, finite volume, lower-upper numerical method was used to solve the 3D compressible Reynolds-averaged Navier-Stokes equations. Numerical results are compared with experimental data and used to describe the vortex structures in different isolator shape or different location of an isolator combined shock train structures in it. The numerical results indicate that the vortex structures in square cross section and rectangular cross section is very different.

**Key words:** isolator; finite volume method; shock train; vortex

超声速隔离段内流场十分复杂, 在流场中包含着激波的反射相交、激波附面层干扰分离以及旋涡等一系列复杂的流动现象, 通道内形成复杂的激波串结构。这些现象对于进气道流量和压强恢复程度都有较大的影响, 因此很好地模拟隔离段内流场对于流场结构研究和隔离段设计具有重要的意义。对于激波串结构, 国内外均开展了较为深入的研究工作。文献 [1] 对近年来超声速管道内流激波串现象的研究作了比较全面的总结, 分析了激波串结构的形成机理, 介绍了包括隔离段在内的各种流动设施中的激波串现象以及对激波串的控制方法, 并对激波串自激振荡现象的研究作了介绍。文献 [2] 通过大量的数值试验研究了二维情形下超声速隔离段激波串结构受来流马赫数、边界层厚度、出口反压以及隔离段长度的影响。

## 1 数值计算方法

## 1.1 有限体积方法

有限体积方法以控制单元为对象离散方程, 更能够保证控制体内的物理量的守恒性, 不必求解雅可比矩阵进行坐标变换, 具有很多有限差分方法没有的优点<sup>[3]</sup>。积分形式的控制方程组可以写成

$$\int_{\Omega} \frac{\partial Q}{\partial t} dV + \int_S \mathbf{f} \cdot \mathbf{n} ds = 0 \quad (1)$$

式中,  $Q$  为守恒变量矢量,  $\mathbf{f}$  为通量矢量,  $\mathbf{n}$  为单元体表面外法向单位矢量。

离散后的控制方程写成如下形式

\* 收稿日期: 2001-04-10  
基金项目: 湖南省自然科学基金资助项目 (99JJY2005)  
作者简介: 范晓樯 (1977-), 男, 硕士生。

$$\delta Q = - \left( \frac{\delta t}{\Omega} \right)_{i,j,k} \{ [(\hat{f}_{i+1/2}^i - \hat{f}_{i-1/2}^i) + (\hat{f}_{j+1/2}^j - \hat{f}_{j-1/2}^j) + (\hat{f}_{k+1/2}^k - \hat{f}_{k-1/2}^k)] - [(\hat{f}_{i+1/2}^v - \hat{f}_{i-1/2}^v) + (\hat{f}_{j+1/2}^v - \hat{f}_{j-1/2}^v) + (\hat{f}_{k+1/2}^v - \hat{f}_{k-1/2}^v)] \} \quad (2)$$

其中  $f^i$  为无粘通量,  $f^v$  为粘性通量。

## 1.2 差分格式

为了提高激波捕捉的分辨率, 方程(2)中无粘项采用了二阶精度基于 Roe 平均的 OC-TVD 格式。该格式的数值耗散较小, 求解步骤可参见文献[4]。对粘性项采用二阶中心差分。

## 1.3 求解方法

为了提高收敛速度, 采用了 LU-SGS 方法求解方程。LU-SGS 方法先后在两个方向上扫描递推求解, 收敛速度较快, 但是在时间上与原方程不相容, 时间精度低, 只适合求解定常问题或者弱非定常问题。文献[5]给出了求解的具体步骤。

## 1.4 计算区域与边界条件

取隔离段中心线为  $x$  轴,  $y$ 、 $z$  轴分别垂直于隔离段的两个壁面, 坐标原点选在入口中心点(参见图2)。考虑到流动的对称性只需要计算矩形隔离段  $y-z$  平面的第一象限即可。入口处指定为来流状态, 边界层厚度人为给定, 边界层内速度以平板湍流速度型给定。出口处判定当地流动: 若为超声速流动, 则无需解析边条, 数值边条采用一阶外推; 若为亚声速流动, 则指定出口反压, 其余状态参数一阶外推。对壁面提绝热、无滑移物面条件。流动对称面提对称条件。计算网格在壁面附近加密, 以满足边界层求解要求。

## 2 计算结果与分析

### 算例 1:

为了检验程序的可靠性, 根据 Carroll 的实验<sup>[6]</sup>做了如下验证算例。

流动条件: 波前马赫数  $Ma = 1.61$ , 激波前边界层厚度与管口半高之比  $\delta_u/h = 0.32$ , 出口反压与入口压强比值  $p_b/p_i = 2.24$ , 入口单位雷诺数  $Re_\infty = 30 \times 10^6$ 。几何条件: 管口半高  $h = 16.875\text{mm}$ , 管口半宽及管长与管口半高的比值分别为 2:1 和 14:1。计算网格为  $151 \times 31 \times 31$ 。

图1为该算例  $x-y$  平面 ( $z=0$  的剖面) 上马赫数等值线计算结果与实验结果<sup>[6]</sup>的对照比较。从图中可以看出数值方法较为成功地模拟了隔离段管道流动中的伪激波现象。在上述条件下管道中产生了三道较为明显的激波, 第一道为分叉激波, 诱导了边界层分离, 计算出的分叉点位置与实验结果对应得很好, 第二道激波几乎看不出分叉现象, 而第三道激波强度已经很弱。计算得出的三道激波的位置与实验结果有一定差异, 计算的第三道激波位置比实验结果靠后。

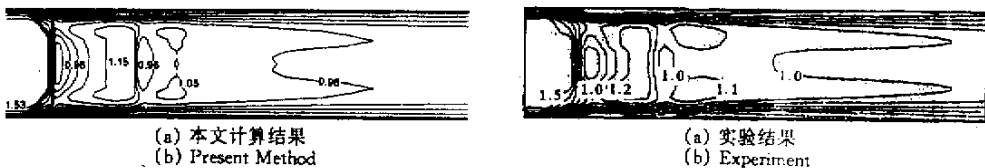


图1 马赫数等值线

Fig.1 Mach number contours

### 算例 2:

图2和图3是马赫数为2时正方形截面隔离段的计算结果, 其长宽高比为 14:1:1, 入口单位雷诺数与算例1同。从图2中可以看出当入口马赫数增大后第一道激波分叉点位置更加靠近中心线, 激波分叉导致的分离区明显增大, 在管道中形成的激波数目相应增多(形成了4道明显的激波), 第一、二道激波间的距离也有所增加。这些现象与文献[2]对二维情形的研究都是一致的。图3是图2中标记的各横截面上的流线图。1截面在第一道分叉激波后根波上, 气流在经过前根波的压缩后向中心

线方向靠拢，由于三维壁面效应导致了壁面结合处附近分离旋涡的产生。2 截面在第一道激波波后再加速段中，气流经过后根部激波向壁面方向靠拢，在两壁面结合处附近形成了与 1 截面方向相反的旋涡。3 截面在第二道激波波后，与 1 界面情形一致，但由于第二道激波强度较弱，分叉现象不明显，所产生的旋涡较小，其位置离物面交界点稍远。4 截面在第三道激波后加速段处，与 2 截面情形一致，由于流动相对“平稳”，从图中看不到明显旋涡现象，但是可以肯定 4 截面物面拐点附近存在类似于 4 截面上的小尺度旋涡。5、6 截面在流动混合段与充分混合段上，看不到旋涡现象。中心线附近区域出现的奇性是由于横向速度很小，流线不能连续画出导致的。

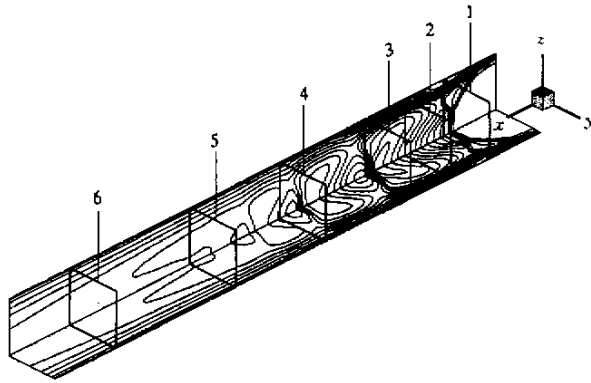


图 2 隔离段纵向对称剖面马赫数等值线立体视图

Fig.2 Mach number contours in the section plane of symmetry

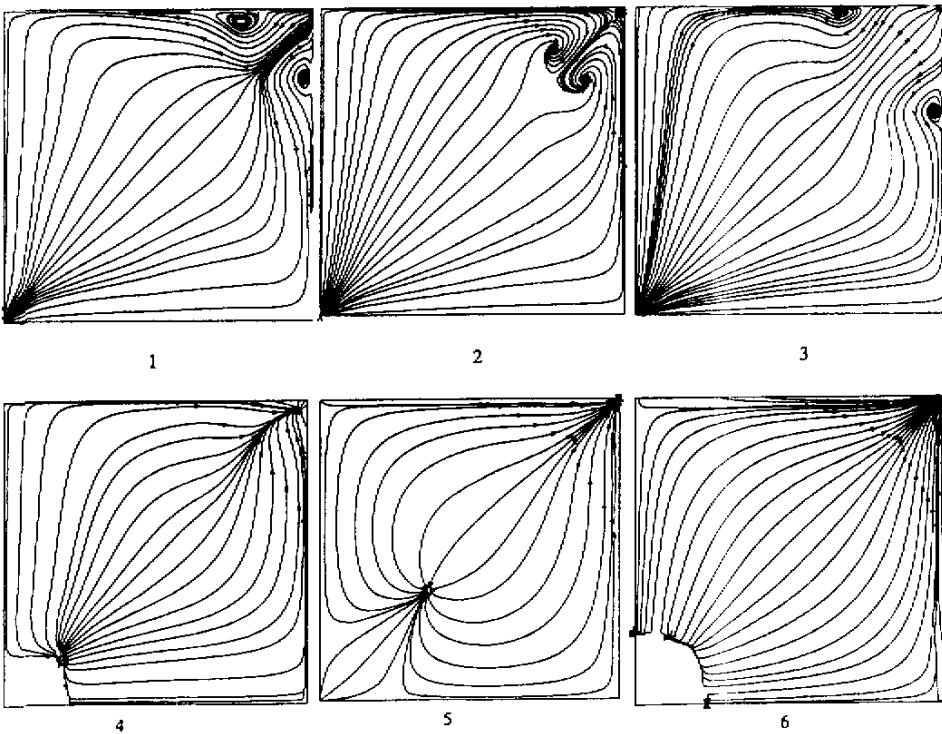


图 3 各横截面上流线图（右、上壁面，左、下为对称面）

Fig.3 Streamlines in cross section (up & right is wall, down & left is symmetrical plane)

算例 3：

计算入口流动马赫数为 2, 其它条件同算例 1。图 4 中的 1~4 截面分别对应算例 2 中第 1、2、3、5 截面的情形。从图 4 中可以看出长方形截面的流动与正方形截面完全不同, 由激波干扰诱发的旋涡现象不再具有对称性。1 截面处于后根波, 流线向中心靠近, 在壁面拐角形成方向相反的一大一小两个旋涡 (小涡在拐角处)。2 截面流动与 1 截面旋涡方向相反, 旋涡位置向中心面靠近。3 截面的流动趋势与图 3 的第 3 截面是不同的, 可以看出在该截面上激波对旋涡的影响不占主导因素, 气流受壁面影响较大, 旋涡范围增大, 并在大旋涡的左上方壁面处出现了一个较小范围的分离涡。4 截面处于流动混合段, 整个截面的流动趋势均一致, 包含了在同一个涡中, 截面形状对旋涡的影响占了主导因素。

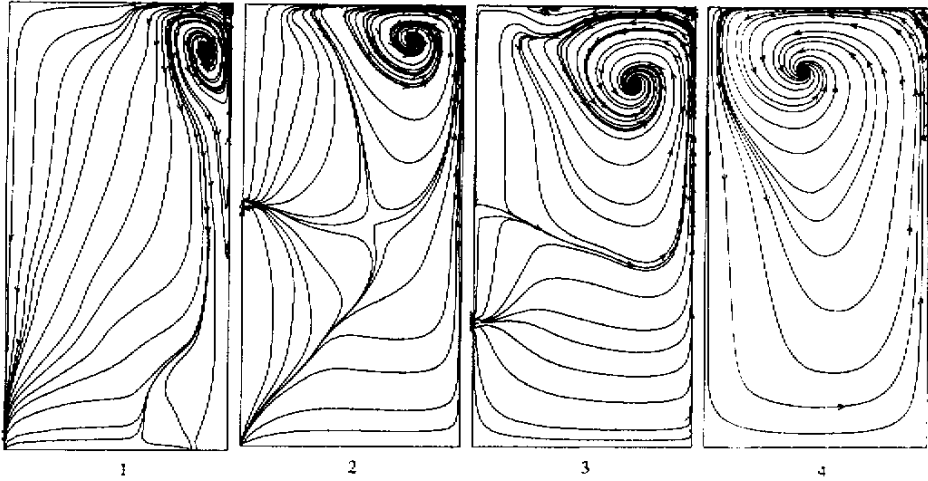


图 4 横截面流线图 (右、上为壁面, 左、下为对称面)

Fig.4 Streamlines in cross section (up & right is wall, down & left is symmetrical plane)

### 3 结论

1) 矩形隔离段内流场中存在着复杂的伪激波结构, 采用 OC-TVD 二阶格式结合 BL 代数湍流模型求解流场是合适的, 能够模拟激波的分叉、激波诱导边界层分离等复杂现象。

2) 在三维隔离段流场的物面结合处存在很强的三维涡旋流动, 波后分离明显, 采用本文发展的数值方法和 BL 湍流模型成功地捕捉到了这些物理现象。

3) 正方形截面与长方形截面的旋涡结构截然不同。正方形截面管道中形成的旋涡具有对称性, 主要由激波干扰引起。而长方形截面管道中的涡受壁面影响强烈, 在流动混合后, 仍然存在大范围的旋涡结构。这样的旋涡结构对于进气道隔离段减速扩压是有利的。

### 参考文献:

- [1] Kazuyasu Matsuo, Yoshiaki Miyazato. Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows [J]. Progress in Aerospace Sciences, 35: 33-100, 1999.
- [2] 丁猛. 超声速/高超声速进气道 隔离段流场的数值模拟 [D]. 长沙: 国防科技大学, 2001.
- [3] Marcel Vinokur. An Analysis of Finite-Difference and Finite-Volume Formulations of Conservation Laws [R]. N88-30071, 1988.
- [4] Chakravarthy S L. High resolution formulations for the NS equations [R]. N89-17824, 1989.
- [5] Seokkwan Yoon, Antony Jameson. Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes equations [J]. AIAA JOURNAL, 26 (9).
- [6] Carroll B F. Lopez-Fernandez P A. Dutton J C. Computations and experiments for a multiple normal shock/boundary-layer interaction [J]. J Propulsion Power, 9 (3): 405-11, 1993.

