

文章编号: 1001-2486 (2001) 06-0001-04

平面运动激波绕障物流动的非结构 Euler 解*

郭正, 刘君, 瞿章华

(国防科技大学航天与材料工程学院, 湖南长沙 410073)

摘要: 用三角形非结构网格及有限体积法求解 Euler 方程, 对运动激波跨越不同截面形状的二维障碍物绕流进行了数值模拟。计算结果给出了不同时刻各流场的复杂结构, 该结构与实验结果一致。计算表明用非结构算法模拟复杂外形绕流具有简单、准确的特点, 并能避免尖角处非物理结果的产生。

关键词: 非结构网格; 运动激波; 障碍物

中图分类号: V434 **文献标识码:** A

Simulation of Shock Propagation in Baffle Systems by Unstructured Euler Method

GUO Zheng, LIU Jun, QU Zhang-hua

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

Abstract: Flows of 2-D shock propagation in single or multiple baffle systems are simulated. Euler equations are solved numerically by NND finite volume scheme in unstructured triangular grids. The results show clearly the complex structure of the flowfields and compare well with experimental data. It is demonstrated that unstructured grid method can handle these complex geometries easily and avoid probable unreasonable solution near the sharp corner.

Key words: unstructured grid; shock propagation; baffle systems

运动激波绕障碍物的流动是流体力学中一个有代表性的问题。由于激波的多次反射、绕射和透射以及激波与旋涡的相互作用, 流动呈高度非定常态且具有复杂的流场结构, 并伴随有激波诱导湍流现象。同时, 在应用中, 它涉及到翼尖端的绕流, 脉冲风洞的起动, 爆炸波毁伤效果评估与防护, 身管兵器膛口装置的设计等众多工程问题。因此, 对其机理的研究具有重要的学术和应用价值。早在 1957 年, Schardin 就对平面激波冲击楔劈进行了实验研究。文献 [1] 对激波跨过单个障碍物进行了数值模拟, 文献 [2] 采用实验和计算两种手段研究了激波绕双尖劈流动。用数值方法研究此类问题的难点有两个, 一是对尖点绕流的处理, 二是如何保证足够的空间分辨率。尖点是一个多值点, 流动参数变化剧烈, 因而对格式与网格的选择十分严格; 流场结构十分复杂, 存在不同强度的间断面、滑移面, 而且其分布随时间变化, 采用目前常用的二阶 TVD 类格式, 捕捉间断需要很密的网格。文献 [1] 指出, 对于矩形障碍物, 采用离散格式和笛卡尔直线型结构网格会在尖角处产生膨胀激波等非物理结果, 而用 Schwarz 变换生成贴体网格可避免。然而, 对于多个障碍物复杂外形, 生成贴体网格十分困难。近年来迅速发展的非结构网格算法使得处理复杂外形不再是一个难点。非结构网格的动态自适应技术很好地解决了高空间分辨率与高效率的矛盾, 但同时对插值算法的精度提出了更高要求。本文采用较密的三角形非结构网格和二阶精度的 NND 有限体积格式, 对激波绕双尖劈及多重障碍物流场进行数值模拟。

1 控制方程

二维 Euler 方程的积分形式:

$$\iint_{\Omega} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} dS = - \oint_{\partial \Omega} (\mathbf{E} n_x + \mathbf{F} n_y) dl$$

其中 \mathbf{U} 为求解矢量, \mathbf{E} 、 \mathbf{F} 为无粘通矢量; Ω 是控制体, $\partial \Omega$ 是控制体边界; n_x , n_y 分别为控制体

* 收稿日期: 2001-04-01

基金项目: 国家部委预研基金项目 (98J13-4-1-KJ0131)

作者简介: 郭正 (1974-), 男, 博士生。

边界外法向单位向量的两个分量, dS 为面元, dl 为线元。

2 数值方法

2.1 空间离散

采用文献 [3] 提出的空间二阶精度 NND 有限体积格式, 该格式构造简单, 具有同 NND 差分格式类似的性质。半离散后的积分公式为:

$$S_e \frac{\partial U_e}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \left\{ \left[\mathbf{E}_i^+ + \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right)^+ \Delta x_{ip} + \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial y} \right)^+ \Delta y_{ip} + \mathbf{E}_j^- + \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right)^- \Delta x_{jp} + \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial y} \right)^- \Delta y_{jp} \right] dn_x + \left[\mathbf{F}_m^+ + \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} \right)^+ \Delta x_{mp} + \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} \right)^+ \Delta y_{mp} + \mathbf{F}_n^- + \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} \right)^- \Delta x_{np} + \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} \right)^- \Delta y_{np} \right] dn_y \right\} = 0$$

其中, $\left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right)^\pm = \min \text{mod} \left[\left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right)^\pm_i, \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right)^\pm_j \right]$, 其他通量导数类似。下标 e 表示单元中心值, S_e 是单元面积; 下标 i, j, m, n 指的是在边界 k 上分别对于 $\mathbf{E}^+, \mathbf{E}^-, \mathbf{F}^+, \mathbf{F}^-$ 的迎风方向的单元, 下标 p 指边界 k 的中点。 dn_x, dn_y 为积分边界长度 Δl 在 x 和 y 方向的投影。通量梯度由格林公式求出。求和指标 k 取遍三角形控制体的三条边。

2.2 时间步进

采用显式四步 Runge-Kutta 方法进行时间步进。该方法具有时间二阶精度, 可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_e^{(0)} &= \mathbf{U}_e^m \\ \mathbf{U}_e^{(r)} &= \mathbf{U}_e^{(0)} - \alpha_r \frac{\Delta t}{S_e} \mathbf{R}_e^{(r-1)} \\ \alpha_r &= \frac{1}{m-r+1}, \quad r = 1, 2, \dots, m \\ \mathbf{U}_e^{n+1} &= \mathbf{U}_e^{(m)} \end{aligned}$$

\mathbf{R} 是无粘通矢量的积分, 上标 n 表示时间层, m 表示 Runge-Kutta 方法的阶数。

3 算例与结果分析

算例 1:

外形和计算条件取自文献 [1], $M_s = 2.068$ 。图 1 所示为计算网格与 $t = 2.2$ 时的密度等值线。计算过程中并未对尖角作任何处理, 由图可看出等值线在左上尖角处变化光滑, 没有出现文献 [1] 中所论述的非物理解。图 1 的结果十分典型, 与文献 [1] 及国外实验结果一致。



图 1 绕单个障碍物网格及 $t = 2.2$ 时的密度等值线

Fig.1 Single baffle grids and density contour at $t = 2.2$

算例 2:

为了考察本文的计算方法处理更加苛刻的较复杂外形绕流的能力, 计算了激波绕双尖劈流动。该问题的实验测量是由文献 [2] 在 CARDC 的小型激波管中采用双曝光激光全息干涉方法完成的, 外形尺寸见文献 [2], $M_s = 1.807$ 。文献 [2] 同时给出了结构网格 TVD 格式的计算结果。

图 2 所示是计算得到的三个时刻的密度等值线图。由图可清晰地看到流场的主要结构，包括绕射激波 A、B，入射激波 C，反射激波 D 以及绕射激波 A 在对称面产生的反射激波 E。与图 3 所示的文献 [2] 实验照片相比可知，虽然本文求解的是 Euler 方程，但计算结果与实验结果仍然很吻合。这是因为激波绕尖点流动的初始阶段，流体的粘性影响很小，其影响范围的尺度与 $\sqrt{\nu t}$ 成正比 (ν 为运动粘性系数)^[2]，因此可以忽略不计。另一点十分重要的是，图 2 (b) 所示尖劈迎风面密度等值线在壁面附近几乎与壁面垂直，并没有出现文献 [2] 结果中与实验结果相反的指向壁面密度减小的情况，说明本文的计算结果更加接近实验结果。图 2 (c) 中在入射激波后面出现了一道较强的二次激波，由图中标明的密度数值可知，虽然二次激波是向下游运动，但却是左向运行的激波。图 4 是激波绕双尖劈流动发展初期的情况。当入射激波撞击尖劈后就开始绕射运动，最初阶段入射激波 C 仍然保持平面波形状，但当绕射激波 A 发生碰撞进而在对称面生成反射激波 E 时，伴随一对旋涡的相互作用，入射激波 C 与绕射激波 B 形成了一个完整的弧形激波而不再呈平面状。

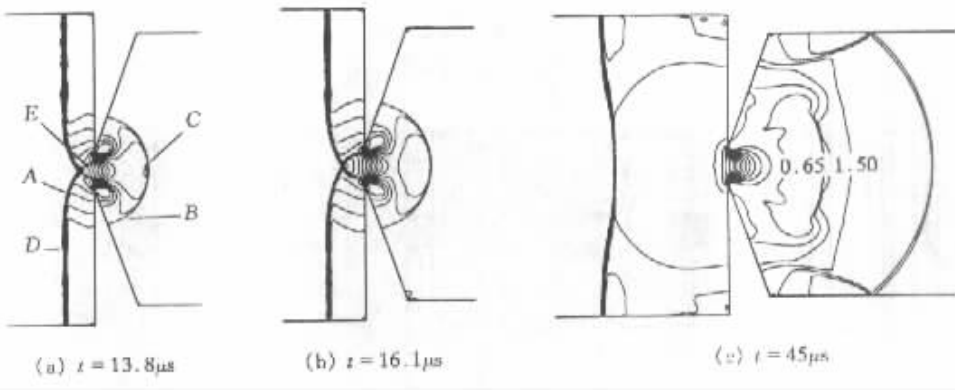


图 2 三个典型时刻的密度等值线

Fig.2 Density contour at different moment



图 3 实验测量的干涉图

Fig.3 Hologram of experimental measurement

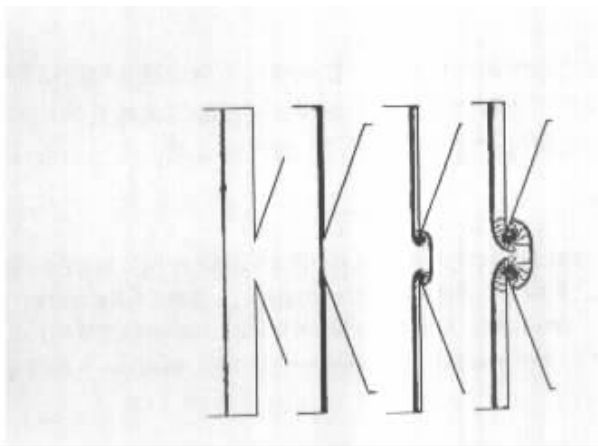


图 4 激波绕双尖劈初始发展阶段

Fig.4 Early development of shock wave over double sharp edge

算例 3：

在上两个算例的基础上模拟了激波在多障碍物管道内的传播过程，计算外形取自文献 [4]， $M_s = 2.068$ 。为避免反射激波回传至入口时使边界的处理复杂化，本文采用延长入口的方法。在延长区采用粗网格，避免过多的增加计算工作量。计算网格示于图 5，网格细化操作类似于文献 [3] 中的自适应方法。

图6是四个典型时刻的密度等值线图,显示了流场的复杂结构。激波越过挡板,在缺口后形成剪切层并迅速卷起成为旋涡。随着时间推移,旋涡发展与反射、绕射激波相互作用,最终破裂成为湍流混合区,流动不再是简单的二维流,开始向三维发展。蘑菇状的混合区阻挡了气流向下一个缺口运动,由入射激波诱导的平动能转变为湍流混合区的转动能,并最终由分子效应耗散掉。经过这些复杂的相互作用,透射激波的强度被迅速衰减。可以推知,经过较多的挡板作用,透射激波将退化为微弱扰动。

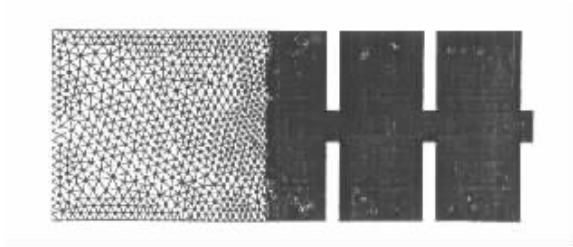


图5 多重障碍物网格

Fig.5 Grids of multi-baffle system

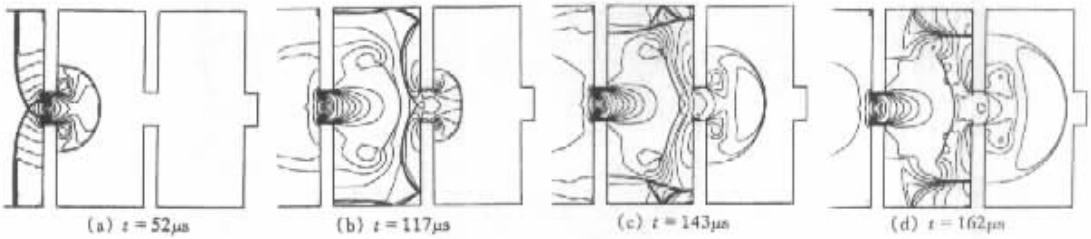


图6 激波跨越多重挡板的发展过程

Fig.6 Propagation of shock in multi-baffle system

4 结论

- (1) 采用非结构网格算法,在尖角处不会出现非物理结果。
- (2) 所采用的数值方法可用于模拟高度非定常的复杂外形绕流。
- (3) 激波通过多层挡板管道,能量迅速衰减,这一结果可为消声装置的设计提供参考。

参考文献:

- [1] 杨淳. 尖角处集中涡的产生与二阶高分辨率格式的比较 [A]. 第七届全国激波管与激波学术交流会论文集 [C]. 1995.
- [2] 乐嘉陵, 陈阳生. 运动激波绕尖劈流动的研究 [J]. 流体力学实验与测量, 1998, 12 (1).
- [3] 张来平. 非结构网格、矩形/非结构混合网格复杂无粘流场的数值模拟 [D]. 中国气动中心, 1996.
- [4] Kuhl A L, Reichenbach H. Flow Visualization of Shock Propagation in Baffle Systems [R]. DE93013312, 1992.

