

SFD 方法模拟高超声速进气道中 激波与边界层干扰^{*}

张树道¹, 司徒明¹, 韩肇元²

(1. 航天机电集团公司 31 所, 北京 100074; 2. 中国科学技术大学 力学与机械工程系, 安徽 合肥 230026)

摘 要: 采用 SFD 方法, 在 EXCEL 软件上利用 NND 格式数值模拟了激波与平板边界层之间的相互作用以及激波与管道壁面边界层的相互作用, 即高超声速进气道隔离段内激波串流动现象。该方法的特点是简单、直观而且不用常规编程, 计算结果基本反映了流场的基本结构, 表明 SFD 方法可能是一种具有潜力的计算方法。

主题词: 高超声速进气道; 进气气流; 激波; 激波-边界层干扰; 计算流体动力学; 数值计算

中图分类号: V235.113

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2000) 01-0015-05

SFD method simulation on interactions of shock waves with boundary layers in the hypersonic inlet

Zhang Shudao¹, Situ Ming¹, Han Zhaoyuan²

(1. The 31st Research Inst., Beijing 100074, China;

2. Dept. of Mechanics and Mechanical Engineering, China Univ.
of Science and Technology, Hefei 230026, China)

Abstract: The interactions of shock waves with boundary layers on the flat plate and shock chains in the isolator of the hypersonic inlet were numerically simulated respectively by the method of Spreadsheet Fluid Dynamics (SFD) in the EXCEL software with NND algorithm. The SFD method is simple and demands no ordinary program processing. The numerical results reflected the general structure of the flow field which means that SFD may be a potent computational fluid dynamics method.

Subject terms: Hypersonic inlet; Inlet flow; Shock wave; Shock wave-boundary layer interference; Computational fluid dynamics

1 引 言

为了探索激波与边界层之间相互作用数值模拟方法的新途径, 本文采用 SFD 方法模拟高超声速进气道中常见的激波与平板边界层之间的相互作用以及激波与管道壁面边界层的相互作用, 即激波串流动现象。SFD (Spreadsheet Fluid Dynamics) 方法是电子表格计算流体力学方法, 其采用电子表格软件进行数值计算, 一般在 Microsoft Excel 软件上进行, 利用电子表格软件上非常丰富的函数数据库和重复迭代计算功能。SFD 方法也采用计算流体力学中的计

算格式、离散方法和边界条件, 但不需要进行烦琐复杂的程序编制, 可在电子表格上直接进行公式输入, 非常直观, 如表 1 所示, 表中阴影部分为物理区域边界。

目前 SFD 方法刚刚处于初始阶段, 日本东京大学 Morishita 教授等在这方面做了一些尝试^[1,2], 采用等距网格计算了一些不可压流场和三角翼绕流流场, 计算结果表明 SFD 方法用于流体力学和空气动力学的数值计算, 是有潜力的。我们采用变网格进行了 SFD 方法数值模拟激波边界层干扰和激波串流动现象。

* 收稿日期: 1999-04-26; 修订日期: 1999-07-06。基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (19882004)。
作者简介: 张树道 (1965-), 男, 博士生, 研究领域: 流体力学, 电话: 010-68375468。

Table 1 Example of SFD method (copy of the equation)

1	1	1	1	1	1	1
0.9	0.475	0.475	0.475	0.475	0.475	0.9
0.8	0.475	0.475	0.475	0.475	0.475	0.8
0.7	0.475	0.475	0.475	0.475	0.475	0.7
0.6	0.475	0.475	0.475	0.475	0.475	0.6
0.5	0.475	0.475	0.475	0.475	0.475	0.5
0.4	0.475	0	0	0	0.475	0.4
0.3	0.475	0	0	0	0.475	0.3
0.2	0.475	0	0	0	0.475	0.2
0.1	0.475	0	0	0	0.475	0.1
0	0	0	0	0	0	0

2 激波与激波串计算

2.1 控制方程与计算方法

本文采用 SFD 方法试算激波与平板边界层干扰和激波与等直管道壁面上边界层之间的相互作用,即激波串现象。控制方程为直角坐标系下的二维 N-S 方程,其无量纲形式为:引入坐标变换则控制方程要作相应的变换。计算中采用 Baldwin-Lomax 两层涡粘系数代数模型。本计算中采用矢通量分裂方法和 NND 格式^[3]。

2.2 计算网格及边界条件

为更好地描述固壁附近的边界层中流动情况,计算中采用指数加密方法,加密了固壁附近的计算网格。图 1 为激波与平板边界层相互作用计算的物理区域,边界条件如下:

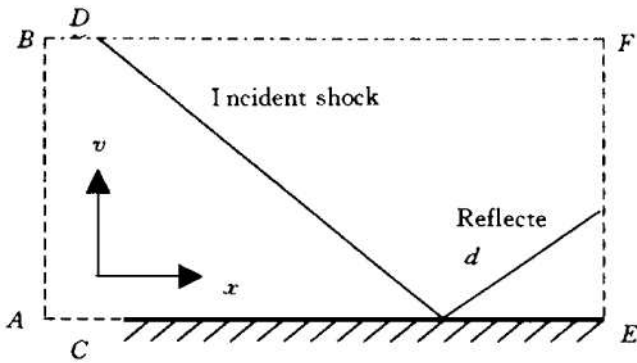


Fig. 1 Physical domain of shock wave boundary layer interaction on the plate

进口边界 AB 采用均匀来流,上边界 BD 为激波前参数,上边界 DF 为激波后参数,由无粘激波关系给出,下壁边界 AC 在平板边缘之前利用对称条件,下壁边界 CE 在无滑流边界和绝热边界条件,出口边界 EF 采用二阶外推。

图 2 为管内激波与管壁上边界层之间相互作用计算中的物理区域示意图。由于管道为二维等直管

道,为减少计算工作量,只需按其对称轴计算一半管道中流场即可。

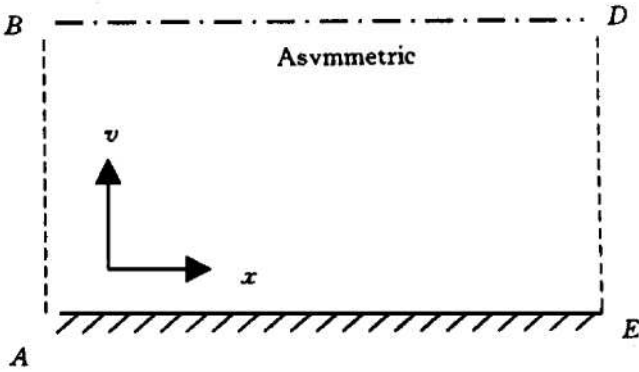


Fig. 2 Physical domain of the shock wave boundary layer interaction in the pipe

2.3 计算步骤

在参数单元格区输入气体物理参数和来流条件,诸如 Prandtl 数、比热比、马赫数、雷诺数等。同时输入的参数还有计算物理区域的长度和高度、x 方向网格间距以及时间步长并确定电子表格中工作区的大小。设置 y 方向网格间距工作区,该工作区为求解 y 方向的偏导数时所调用。设置初始参数工作区,设定初始流场,例如表 1 中阴影部分为台阶绕流物理区域边界,上面的阴影部分为固壁,下面的固壁上有一台阶,左边的阴影部分为进口边界,右边的阴影部分为出口边界。非阴影部分单元格为计算迭代区域。然后在单元格内输入差分公式。电子表格的单元格以列和行表示,列由左向右以 A, B, C, D 等表示,行由上向下以 1, 2, 3, 4 等表示,则第二行第二列单元格为 B2。计算中只有非阴影区域单元格参与迭代。设定初始值,开始求解 y 方向的空间分裂微分控制方程,每个变量均对应一个工作区,边界单元格按边界条件输入公式赋值。再求解 x 方向的空间分裂微分控制方程,然后再次求解 y 方向的空间分裂微分控制方程,选择 Excel 中的重复计算功能,并设置循环迭

代次数和收敛精度。

3 计算结果及分析

3.1 激波与平板层流边界层相互作用

来流参数为: 马赫数 $Ma_\infty = 2$, 入射波角 $\beta = 37^\circ$, 压力和温度分别为 60 kPa 和 300 K, 雷诺数为 2.62×10^6 。y 方向计算网格为指数 5 次方加密网格, 最小网格间距为特征长度尺寸 (即物理区域 x 方向长度) 的 1.76×10^{-4} 倍, 计算网格数为 100×100 。

从图 3 可以看出, 当入射激波打到平板层流边界层上后, 由于激波产生了较大的逆压梯度, 边界层内气流的动量难以克服, 于是产生回流, 引起边界层分离, 如图 4 所示。在激波入射点的上游, 由于边界层分离而产生了一道分离激波, 经过分离激波后气流方向偏离壁面。

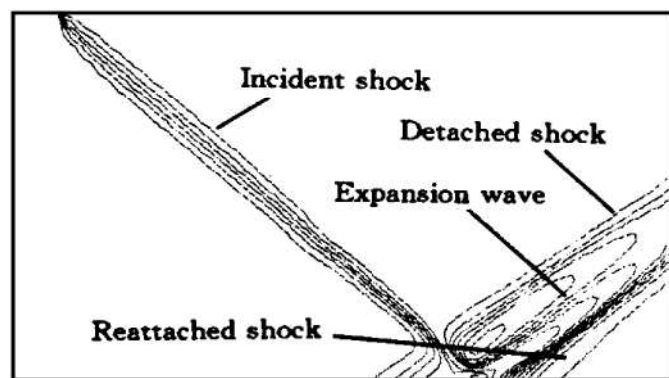


Fig. 3 Pressure contour of the shock wave reflection on the laminar boundary layer of the plate ($Ma_\infty = 2$, $\beta = 37^\circ$)

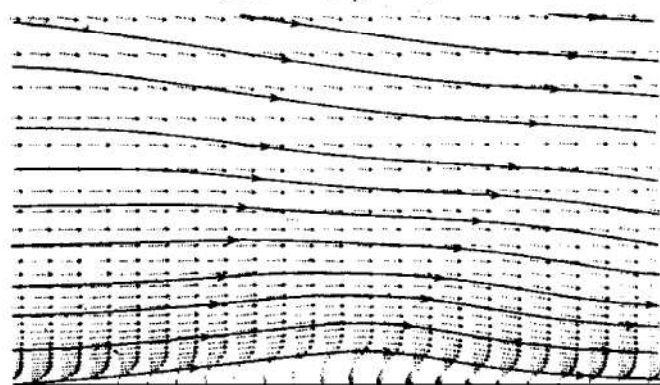


Fig. 4 Velocity profiles and streamlines near the reflected point ($Ma_\infty = 2$, $\beta = 37^\circ$)

稍后, 分离后的边界层有再附趋势, 于是产生了一扇膨胀波, 经过膨胀波后气流方向偏转向壁面, 因而产生了一道再附激波。当入射波角 $\beta = 47^\circ$ 时, 流场出现了较大的变化。从图 5 可以看出, 当入射激波角度增大到 47° 后, 入射激波强度大大地增强了, 流动情况同算例 1 相比发生了很大的变化。入射激波不

可能在平板上正常反射为一道斜激波, 要发生马赫反射。在图 5 可以看到在激波入射点附近的壁面上, 产生了一较短但仍十分明显的马赫杆。从图 6 可以看出, 在马赫杆的上游区域, 分离后的边界层有再附趋势, 于是产生了一扇膨胀波。在马赫杆下面的壁面附近为气流的回流区, 但回流区的厚度同上游相比较薄。在马赫杆的稍后下游区域, 分离后的边界层完成再附过程。

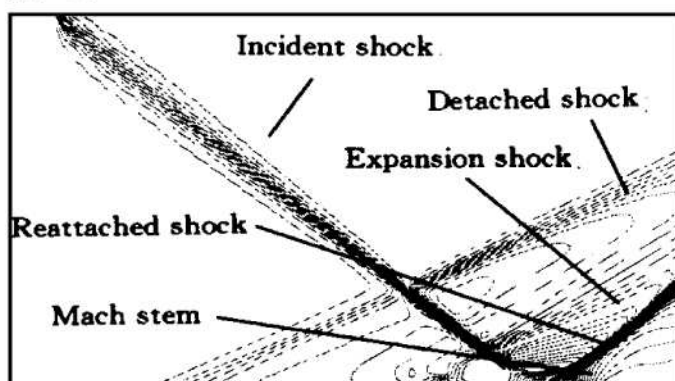


Fig. 5 Pressure contour of the shock wave reflection on the laminar boundary layer of the plate ($Ma_\infty = 2$, $\beta = 47^\circ$)

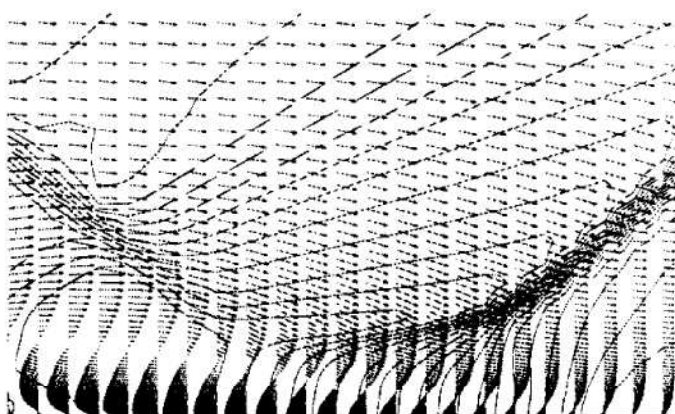


Fig. 6 Velocity profiles and streamlines near the reflected point ($Ma_\infty = 2$, $\beta = 47^\circ$)

3.2 激波与管道壁面边界层的相互作用

来流马赫数 $Ma_\infty = 3.1$, 雷诺数为 6.8×10^5 , x 方向的无量纲化后的长度为 1, 网格为等距网格, 网格数为 500; y 方向的无量纲化后长度为 0.06, 计算网格为指数 2.5 次方加密网格, 网格数为 40。出口压力为进口压力的 7.5 倍。由于管道为对称二维管道, 计算中只计算其一半流场, 见图 7。

从图 7 中可以看出, 由于出口压力的限制, 在管道内产生了斜激波串, 它是由于激波和边界层的相互作用所产生的。从初始斜激波 (即第一道斜激波) 后, 气流马赫数由来流的 3.1 降为 2.85, 激波强度较弱, 两道初始斜激波向交时不会产生非规则反射, 也不会

在对面壁面边界层上形成马赫反射。当初始激波打到对面壁面上的边界层上后,产生了一定的逆压梯度,加上该壁面上的原来由初始斜激波所造成的逆压梯度,因此造成壁面上的边界层分离,如图 8 所示。分离后的边界层有再附趋势,因而形成了一扇膨胀波。在再附点附近,由于气流方向必须发生偏转,和壁面方向平行,因此再产生一道再附斜激波。上述过程重复交替进行,即由于边界层不断呈现分离和再附趋势,其厚度相继增厚和变薄,因而边界层上交替产生斜激波和膨胀波,边界层在相当长的壁面区域内呈分离状态。另外,从管道内有效流动截面面积角度考虑,由于边界层不断地增厚和变薄,扣除掉边界层位移厚度,管道实际有效流动截面面积交替收缩和扩张,因而超声速气流不断减速和加速,减速和加速过程是通过斜激波和膨胀波来实现的。图 9 为管道内马赫数等值线图,从图中可以看出流场非常不均匀。

当来流马赫数 $Ma_\infty = 2.5$, 雷诺数为 1.52×10^5 , x 方向的无量纲化后的长度为 1, 网格为等距网格, 网格数为 400; y 方向的无量纲化后长度为 0.08, 计算网格为指数 2 次方加密网格, 网格数为 50。计算中采用了湍流模型, 出口压力为进口压力的 5 倍。从图 10 中可以看出, 由于出口压力的限制, 在管道内产生了非常强的斜激波串。初始斜激波后, 在中心线上气流马赫数由来流的 2.5 降为 1.25, 气流温度为来流温度的 1.65 倍。经过膨胀波的加速后, 气流马赫数增加到 1.35, 再经过斜激波压缩后, 马赫数很快降到 0.9。由于实际流动为细长管道受限粘性流动, 壁面上存在湍流边界层, 初始激波后相当大的近壁区域流动为亚声速流动, 而且初始激波引起边界层严重分离 (如图 11 所示), 湍流粘性力非常大, 造成部分气流动能转化为气流内能。此外, 管道出口马赫数约为 0.7, 高于正激波所对应的 0.5, 因此可以判断未出现马赫反射。

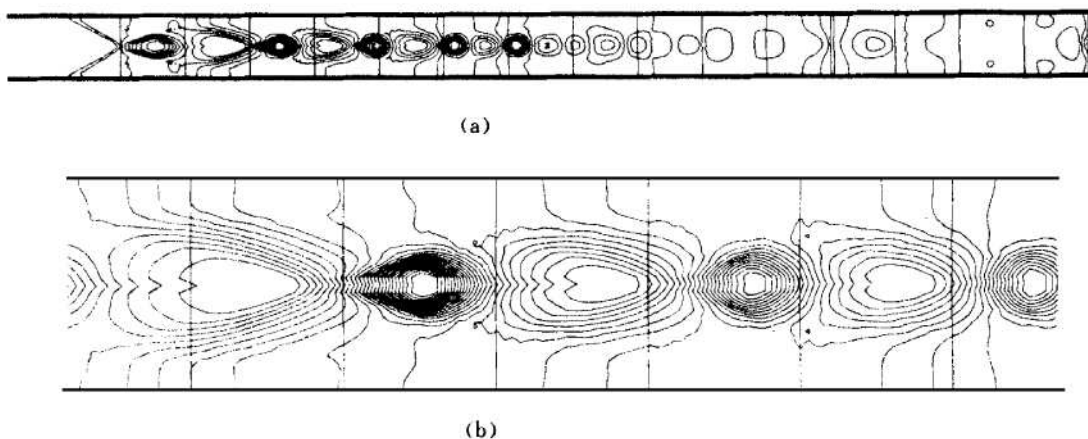


Fig. 7 Pressure contour of the shock wave reflection on the laminar boundary layers in the pipe ($Ma_\infty = 3.1$)

(a) Whole flow field (b) Zone view

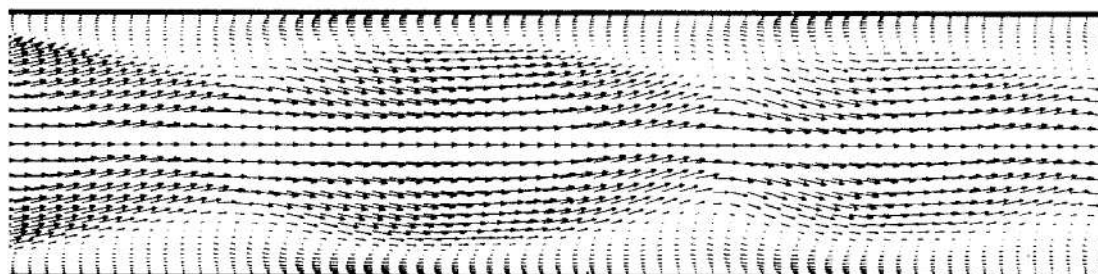


Fig. 8 Zone view of the velocity profiles in the flow field ($Ma_\infty = 3.1$)



Fig. 9 Mach number contour of the shock wave reflection on the laminar boundary layers in the pipe ($Ma_\infty = 3.1$)

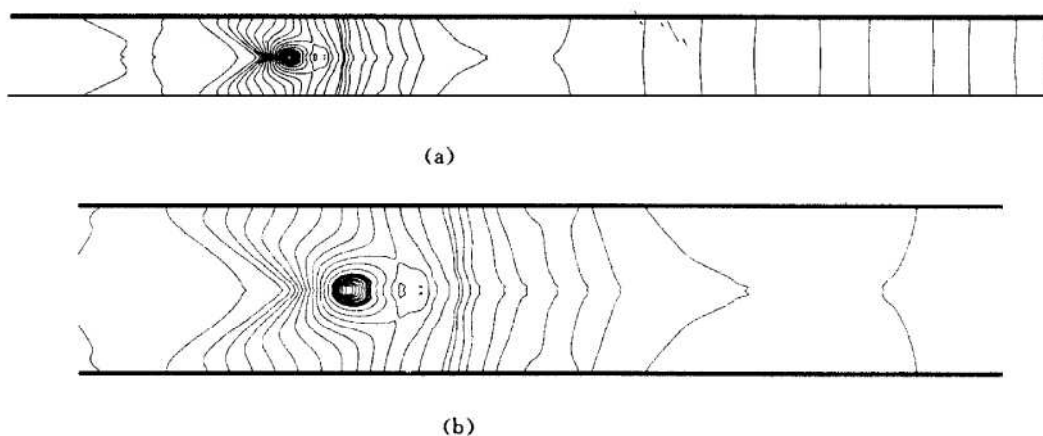


Fig. 10 Pressure contour of the shock wave reflection on the turbulent boundary layers in the pipe ($Ma_\infty = 2.5$)

(a) Whole flow field (b) Zone view

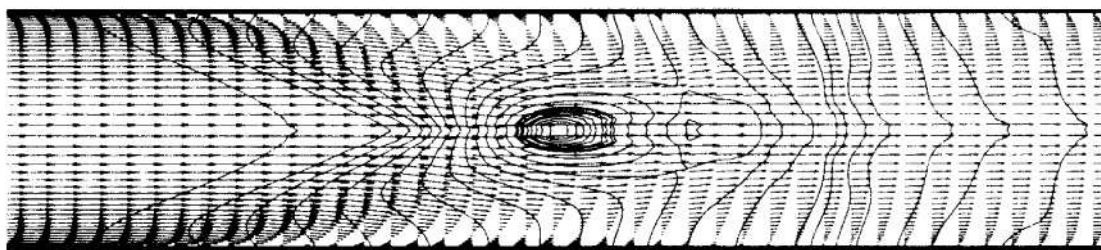


Fig. 11 Zone view of the velocity profiles and pressure contour in the flow field ($Ma_\infty = 2.5$)

激波和层流边界层相互作用与激波和湍流边界层相互作用是不同的。由于湍流边界层中存在较大的动量交换, 因此湍流边界层能更好地克服逆压梯度, 其相互作用要弱一些, 而且对上游和下游的影响要小。

4 结 论

采用新的表算流体力学 SFD 方法, 利用 NND 计算格式, 模拟了在高超声速进气道内出现的激波与边界层相互作用的现象。该方法具有不须编程、简单和直观等优点。激波与层流边界层之间的相互作用, 导致了边界层的分离, 产生了分离斜激波、膨胀波和再附斜激波, 当入射斜激波波角增大时, 在边界层上发生马赫反射。在模拟等直管道中斜激波串现象时, 由于管道中心线上压力和管壁压力的不同, 管壁上的边界层不断呈现分离和再附趋势, 管道内交替产生斜

激波和膨胀波。中心线上气流马赫数虽然不断增大和减小, 但总体上呈现减小趋势, 直至管壁压力和中心线上压力基本相同。当管壁上边界层为湍流时, 斜激波串的长度比层流情况下斜激波串的长度要短。

参 考 文 献

- 1 Morishita E, Tanaka H. Spreadsheet fluid dynamics [C]. Proc. 29th Annual Meeting, JSASS, Tokyo: April 1988.
- 2 Ping-Hong Y, Morishita E. Conical Euler equation's solution base on unstructured grid and its application to a vortical flow over a highly swept delta wing [R]. ICAS-98-7, 4, 2, 1998.
- 3 张涵信. 差分计算中激波上、下游解出现波动的探讨 [J]. 空气动力学学报, 1984 (1).

(责任编辑: 史亚红)