

中国工程热物理学会

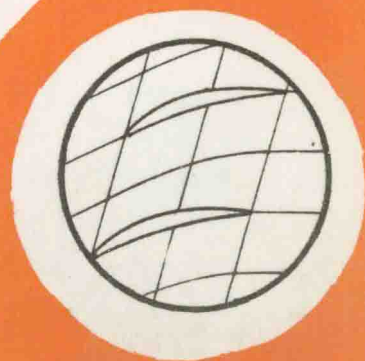
第七届年会论文集

第二分册

热机气动热力学

一九九〇

南京



目 录

I. 二维无粘流动

二元喷管跨音速流场的数值计算	郑小清 曾军	1-1-1-8
低红外辐射二元喷管射流流场的数值分布	潘锦珊 王新月 范文正	1-9-1-14
喷管中非平衡化学反应气体高速流动的数值模拟	都中秋 徐建中	1-15-1-20
使用 H-C 复合网格的 S_1 流场计算	李磊 吴仲华 华耀南	1-21-1-26
二维叶栅流场的准确快速 ϵ_{nler} 解	刘建军 蒋洪德 蔡睿贤	1-27-1-32
大功率汽轮机叶片顶部流动的数值模拟	刘建军 蒋洪德 蔡睿贤	1-33-1-38
透平叶栅跨音速流场计算及激波捕捉方法	刘顺隆 杨弘	1-39-1-44
数值模拟叶栅可压流场时的计算中断问题分析与防止措施	奉华林	1-45-1-48
后置蜗壳斜流叶轮的计算	蔡兆林 吴克启 区颖达	1-49-1-54
径流式 S_1 流面叶栅气动半反命题和 A 型杂交命题的变分原理族	郭齐胜	1-55-1-61
S_2 流面反问题流场矩阵解法及其程序的标准化		
.....	饶江 朱荣国	1-62-1-67
一种离心压气机子午流道的优化成形方法及其 CAD	饶江 李京平	1-68-1-73
一种快速准确的叶栅流动边界元方法	刘前智	1-74-1-78
非正交坐标 S_1 流面流函数跨音松驰计算方法的改进	楼一平 葛满初 刘洪胜	1-79-1-84

II. 粘性流动

叶轮机械三维边界层方程与湍壁边界层计算	张国庆 吴仲华 华耀南	2-1-2-7
粘性流三元流动叶轮附面层理论研究及应用	汤高陵	2-8-2-13
湍流输运的张量系数模型	陈义良	2-14-2-19
用 PDF 方法求解平均温度梯度平均速度梯度为常数的均匀湍流	韩春 陈义良	2-20-2-25
平面叶栅湍流流场的数值计算	武晓松 吴国钊	2-26-2-31
一种新的计算叶轮机械内流场的方法: 涡-速度方程组在数值求解叶轮机械内流场 的应用研究	李春 王仲奇 冯国泰	2-32-2-38
径流透平静叶轮内部分离流动的计算	李文学 丰镇平等	2-39-2-44

环型透平叶栅 S_1 和 S_2 流面 N-S 分析及总压损失的预测	吕盘明	2-45-2-50
考虑旋转或曲率影响的边界层以及分离边界层的微分方程数值解	徐瑞 谷传纲 苗永森	2-51-2-56
激波边界层干扰区的解析计算	赵晓路 秦立森	2-57-2-62
含流向粘性扩散与传热项的简化 N-S 方程	徐建中 余文胜	2-63-2-68
湍流耗散弥散特性的非线性热力学分析	丁中涛	2-69-2-74
绝热可压湍流的焓熵壁面律	刘洪胜 葛满初 楼一平 张国玲	2-75-2-80
固壁界面有传质的粘性流函数方程解法	葛满初 程文华等	2-81-2-86
Ⅲ. 三维流动		
三维全势函数多重网格数值方法的研究和应用	蒋洪德 蔡睿贤	3-1-3-6
跨音速压气机回转叶片排中三维流场的数值分析	宁卫 周新海 吕勇	3-7-3-15
单级跨音速涡轮中全三元流的计算	倪中	3-16-3-22
计算具有复杂几何边界管内三维粘性流动的一种通用方法	王尚锦 席光 苗永森	3-23-3-28
叶轮机械三维粘性流动直接解	张国庆 华耀南	3-29-3-34
粘性液体的三元流动叶轮优化结构形状设计	汤高陵	3-35-3-41
任意曲线坐标下三维粘性流动的一种数值解法	王正明 张武	3-42-3-47
用拟流函数求解叶轮机械三维可压流场	顾春伟 徐建中	3-48-3-53
叶轮机扩压叶栅流道内三维可压湍流流动的数值模拟	于光 焦德勇 冯国泰	3-54-3-60
Ⅳ. 非定常流动		
炮管非定常边界层传热研究	张国庆 金志明	4-1-4-6
涡扇发动机气动噪声的预测与分析	乔渭阳 李文兰 唐狄毅	4-7-4-12
进气畸变对涡喷发动机性能影响的研究	郑立志 陈辅群	4-13-4-18
旋转失速和喘振和统一模型	唐狄毅 郭捷 李立君 乔渭阳	4-19-4-24
轴承间隙振荡流场解法及失稳转速的确定	陈佐一 孙永忠	4-25-4-31
多级及其跨音速轴流压气机失速边界的预估	朱俊强 刘志伟	4-32-4-37
轴流压缩系统动态失速过程的研究	胡骏 汤国才 曹人精	4-38-4-49
二维振荡叶栅含激波跨声速非定常绕流的变分理论	刘高联	4-50-4-55
Ⅴ. 设计及计算		
超跨音叶轮机发展的研究	崔济亚	5-1-5-8
一个新的二步显隐差分格式及其反射边界条件	居鸿宾 刘斌 向一敏	5-9-5-14
流动与传热的四阶指数型紧凑差分格式	陈国谦 高智	5-15-5-19
旋转对管内流体流动和换热的影响	王宝官 丁小江	5-20-5-25

物体振动诱发推力与升力	吴文权	5-26-5-31
一台汽轮机末级改型设计结果的分析	刘凤君 王仲奇	5-32-5-37
壁端收敛与倾斜叶片的综合应用	韩万令 谭青春 王仲奇	5-38-5-43
尾板对叶片弯曲作用的影响	王仲奇 韩万令 徐文远	5-43-5-48
有上反后掠的压气机叶片三元气动设计	苏杰先 冯国泰 闻洁 王仲奇	5-49-5-56
获得综合优化流型的叶片成型方法和设计方法	冯国泰 苏杰先 王仲奇 黄影虹等	5-57-5-64
VI. 实验研究		
轴流风机空气分流器的实验和应用	梁锡智 丁桂芬 吴海	6-1-6-6
改进风机空气动力特性的进一步探索	俞大邦 吴文权 贾衡 俞大锡 张达芳	6-7-6-12
流量反馈对离心风机性能的影响	冯奇 汤国材 史志达	6-13-6-18
园弧板风扇的气动设计研究	华耀南 梁锡智 陈宏冀	6-19-6-24
压气机叶栅端部流动的实验研究	吴国钊 胡兵 郑宏	6-25-6-30
多管旋流式分离器性能初步研究	邓兴勇 项利锋 凌志光	6-31-6-36
几种引射系统冷气掺混热气体的实验研究	张靖国 李立国 高潮	6-37-6-42

二元喷管跨音速流场的数值计算

西北工业大学 郑小清
航空航天部624所 曾 军

摘 要

本文采用有限体积法进行空间离散, Runge—Kutta 法进行时间推进的办法, 通过求解 Euler 方程来模拟二元收敛——扩散喷管跨音速流场。运用隐式残差平均技术和当地时间步长法加速计算收敛。为了消除气流参数的波动和激波前后的振荡, 在方程中添加了自适应耗散项。在 100 个时间步以内便可获得稳态解。计算结果与试验数据和其他数值方法吻合良好。

前 言

求解 N—S 方程模拟喷管跨音速流动, 需要大量计算费用, 因此在设计过程的初始阶段和喷管内流动粘性影响不大的情况下, 喷管内流动就可以通过求解 Euler 方程来模拟。

用 Euler 方程模拟跨音速流动的时间推进格式主要有两大类。一类是显式时间推进, 另一类是隐式或近式隐式时间推进。这两类方法在工程中应用很广。前者所占内存小, 编程简单, 易于矢量运算, 适用性广; 但由于受 CFL 条件的限制, 时间步长有限, 因而求解效率不高。后者由于可以采取相对大得多的时间步长, 具有较高的收敛率; 但要求内存较大, 程序实现困难。在我国现有的计算机水平状态下, 不易应用到复杂的工程问题中。

为了提高显式格式的计算效率, 又保持占内存小的优点, Jameson 等人发展了一种多步规格化 Runge—Kutta 法 (1) (2)。通过添加简单有效的自适应耗散项后, 能够较光滑地捕捉到跨音速流场中的激波; 配合使用其他加速收敛的方法, 计算效率可接近或超过隐式方法。因此成为计算流体动力学中广泛采用的一种数值方法。

本文将 Jameson 的格式应用到喷管流动计算中, 并采用隐式残差平均技术和当地时间步长加速计算收敛。通过对不同几何参数的二元喷管流场计算, 证明本数值方法具有较高的计算效率, 且在一般 PC 机上即可完成。计算结果与试验数据吻合良好, 证明本方法具有较高的计算精度, 将成为喷管气动研究中一种有效的研究工具。

控制方程

二维非定常Euler方程的积分形式为

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta A} \vec{U} dA + \int_s \vec{F} \cdot \vec{n} ds = 0 \quad (1)$$

ΔA 为某一有限面积, $\vec{n}$ 是面积周边 s 的外法向单位矢量, 且

$$\vec{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix} \quad \vec{F} = \begin{bmatrix} \rho u \vec{i}_x + \rho v \vec{i}_y \\ (\rho u^2 + p) \vec{i}_x + \rho u v \vec{i}_y \\ \rho u v \vec{i}_x + (\rho v^2 + p) \vec{i}_y \\ (e+p) \vec{u} \vec{i}_x + (e+p) \vec{v} \vec{i}_y \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中, p, ρ, u, v, e 分别为气流压力, 密度, x 和 y 方向分速, 单位体积总能量。对于完全气体

$$e = \frac{p}{k-1} + \rho \frac{u^2 + v^2}{2} \quad (3)$$

k 为比热比。

方程(1)~(3)构成封闭求解系统。

数值方法

将喷管流场划分为许多四边形有限体积单元, 将流场参数置于单元体中心, 对方程(1)进行空间离散, 得到半离散方程

$$\frac{d}{dt} (\vec{U}_{i,j} A_{i,j}) + \vec{Q}_{i,j} = 0 \quad (4)$$

$\vec{Q}_{i,j}$ 是流出单元体的净流量,

$$\vec{Q}_{i,j} = \vec{F} \cdot \vec{S}|_{i,j+\frac{1}{2}} - \vec{F} \cdot \vec{S}|_{i,j-\frac{1}{2}} + \vec{F} \cdot \vec{S}|_{i+\frac{1}{2},j} - \vec{F} \cdot \vec{S}|_{i-\frac{1}{2},j} \quad (5)$$

其中,

$$\vec{S} = \Delta y \vec{i}_x - \Delta x \vec{i}_y \quad (6)$$

是单元外边长法矢, $A_{i,j}$ 是单元面积, 且

$$\vec{F}|_{i,j+\frac{1}{2}} = \vec{F} \left(\frac{1}{2} (\vec{U}_{i,j} + \vec{U}_{i,j+1}) \right) \quad (7)$$

其余类推。

为了消除计算中在光滑区出现伪非定常波动和激波前后振荡, 在方程(4)中添加自适应耗散项 $\vec{D}_{i,j}$, 半离散方程成为

$$\frac{d}{dt}(\bar{U}_{i,j} A_{i,j}) + \bar{Q}_{i,j} - \bar{D}_{i,j} = 0 \quad (8)$$

耗散项 $\bar{D}_{i,j}$ 由二个曲线坐标方向上二阶与四阶差分组成，它由两个一维算子作用项构成 (3)。在解的光滑区不影响解的精度，但可以抑制波动，加速收敛。在激波附近，格式退化成一阶精度，有效地抑制了激波前后的振荡。

采用四步Runge—Kutta方法 (1) 对方程 (8) 进行积分。为了加速收敛，提高格式的稳定性，推进过程中采用隐式残差平均技术

$$\bar{U}^{(0)} = \bar{U}^{(n)} \quad (9)$$

第一步

$$\bar{U}^{(1)} = \bar{U}^{(0)} - \frac{\Delta t}{4\Delta A} (\bar{Q}(\bar{U}^{(0)}) - \bar{D}(\bar{U}^{(0)})) \quad (10)$$

第二步

$$(1 - \epsilon_x \delta_x^2)(1 - \epsilon_y \delta_y^2) \Delta \bar{U}^{(2)} = - \frac{\Delta t}{3\Delta A} (\bar{Q}(\bar{U}^{(1)}) - \bar{D}(\bar{U}^{(0)})) \quad (11)$$

$$\bar{U}^{(2)} = \bar{U}^{(0)} + \Delta \bar{U}^{(2)} \quad (12)$$

第三步

$$\bar{U}^{(3)} = \bar{U}^{(0)} - \frac{\Delta t}{2\Delta A} (\bar{Q}(\bar{U}^{(2)}) - \bar{D}(\bar{U}^{(2)})) \quad (13)$$

第四步

$$(1 - \epsilon_x \delta_x^2)(1 - \epsilon_y \delta_y^2) \Delta \bar{U}^{(4)} = - \frac{\Delta t}{\Delta A} (\bar{Q}(\bar{U}^{(3)}) - \bar{D}(\bar{U}^{(2)})) \quad (14)$$

$$\bar{U}^{(4)} = \bar{U}^{(0)} + \Delta \bar{U}^{(4)} \quad (15)$$

$$\bar{U}^{(n+1)} = \bar{U}^{(4)} \quad (16)$$

其中， Δt 为当地时间步长，它与单元体几何形状和当地流动条件有关 (4)。采用当地时间步长能使收敛速度有所提高。 $n, n+1$ 表示时间推进步数。式 (11), (14) 中运用了隐式残差平均， δ_x^2, δ_y^2 为 x, y 方向上二阶空间差分算子， ϵ_x, ϵ_y 分别为二个方向上的光滑系数。采用残差平均可明显地改善格式稳定性，从而可以选较大的 Courant 数，而不会导致计算的发散。本文计算中 Courant 数最大可取到 10。采用四步 Runge—Kutta 法推进时，仅需在第二、四步采用隐式残差平均，它只需求解 x, y 方向上的三对角方程，增加的计算量较少，但在提高收敛速度方面有明显效果 (5)。

网格及边界条件

采用 TTM 方法 (6) 生成二元收敛——扩散喷管流场计算的贴体网格，网格在喉道附近较密。

进口边界给定总压、总温和气流方向角。壁面边界满足气流速度与壁面相切的条件，因而贴在固壁上的一面速度通量为零，仅边界压力在动量方程中起作用。本文采用三点插值公式求得壁面压力。中心边界气流速度分量 v 恒等于零。出口为亚音速时给定反压，超音速时所有参数均由外插求得。

结果与分析

根据上述方法编制了相应 FORTRAN 程序 (2DCD02)，程序在微机 IBM-PC/XT 上运行。初始条件以一维均匀流场给出，当全场无因次密度的最大残差小于 10^{-4} 时，认为获得收敛解。

采用二个二元收敛——扩散喷管作为算例，来验证本算法的计算精度和收敛速度。

算例 1 是一个无量纲喉道曲率半径(喉道壁面曲率半径与喉道半高之比)为 0.31 的典型小曲率半径喷管。其几何形状如图 1 所示，计算网格点数为 60×16 。喷管壁面压力计算值与试验值吻合良好(图 2)。由于具有较小的喉道曲率半径，在喉道附近，流动不均匀性迅速加剧，气流速度在喉道壁面附近迅速增大，而中心线附近，流速变化则比较缓慢，导致等 M 数线严重弯曲(图 3)。在喉道下游曲率半径不连续处，超音速气流过度膨胀后，又产生压缩波，引起壁面压力有所回升。

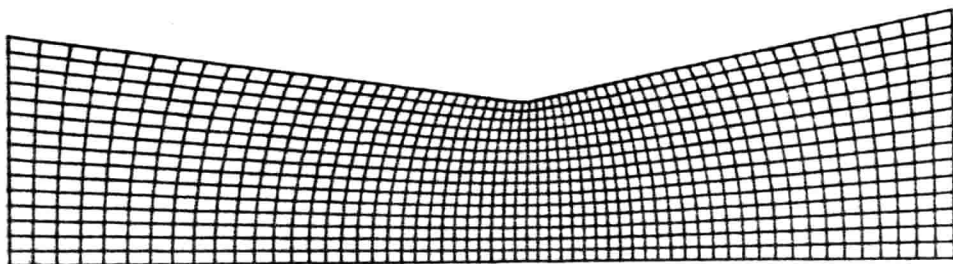


图1 喷管几何形状和计算网格(60×16)

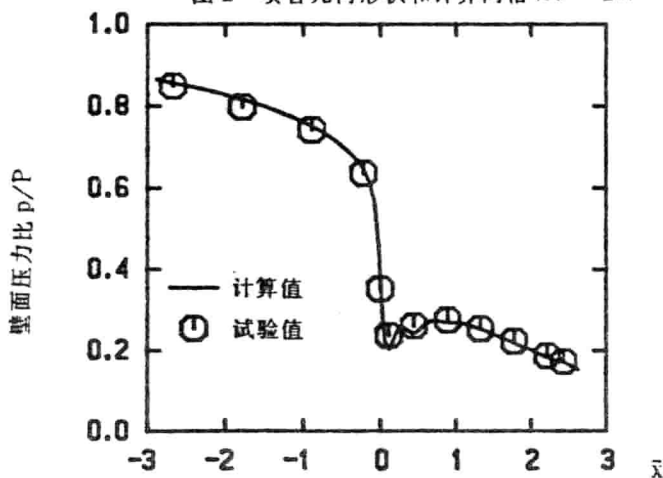


图2 喷管壁面压力分布

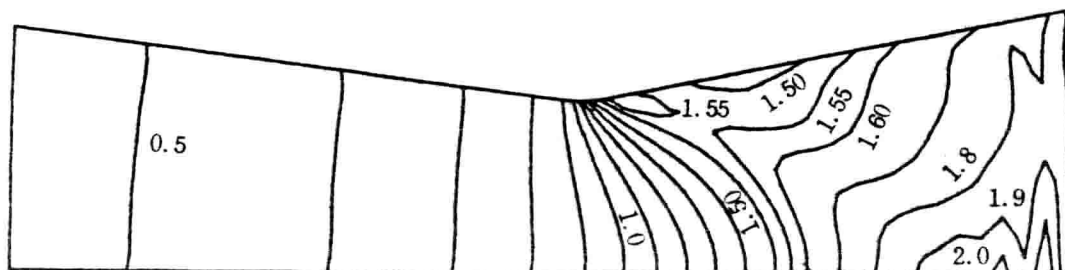


图3 喷管等马赫数线分布

以上结果在微机上运行100分钟，95个时间步获得的。

图4是喷管内有激波时的计算结果与试验结果比较。计算结果是一道无粘强激波，而试验测得的是一道弱激波。差别产生的原因在于实际流动中，壁面附面层在激波区的作用迅速增强。而Euler方程没有考虑粘性的作用。从而说明，当喷管落压比较低时，管内流动必须通过求解N-S方程来模拟。

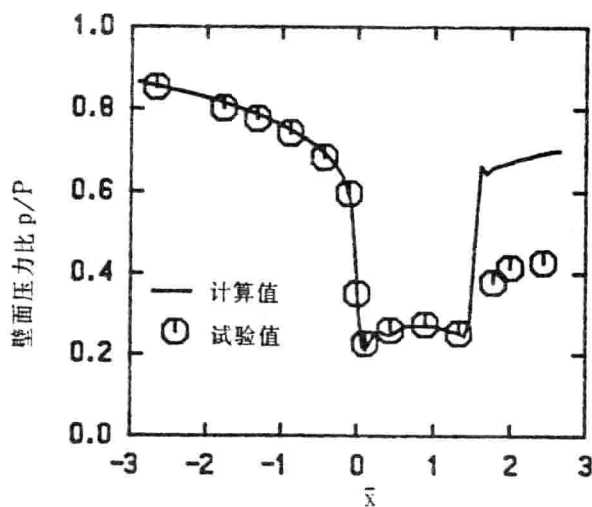


图4 喷管壁面压力分布

算例2是一个无量纲喉道曲率半径为2的喷管。流场计算结果(图6、7)是在网格 50×14 下获得的(图5)。喷管壁面压力计算值与试验值吻合亦很好。由于具有较大的喉道曲率半径，相对于算例1，等M数线分布比较均匀，壁面压力呈单调下降，在曲率半径不连续处也无压缩波产生。

算例2运行60分钟，85个时间步达到收敛。

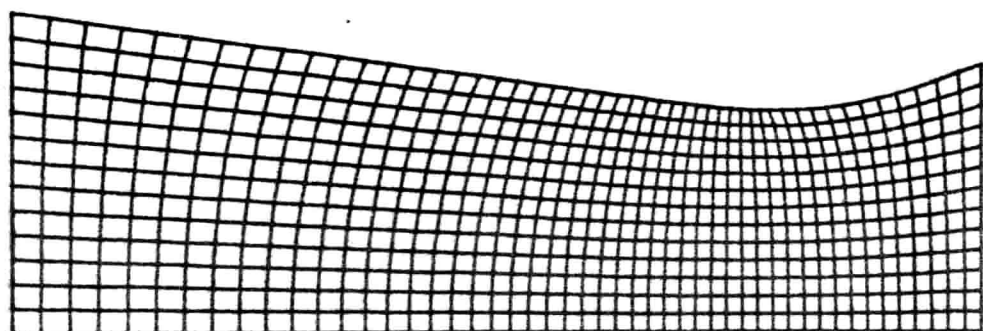


图5 喷管几何形状和计算网格 (50×14)

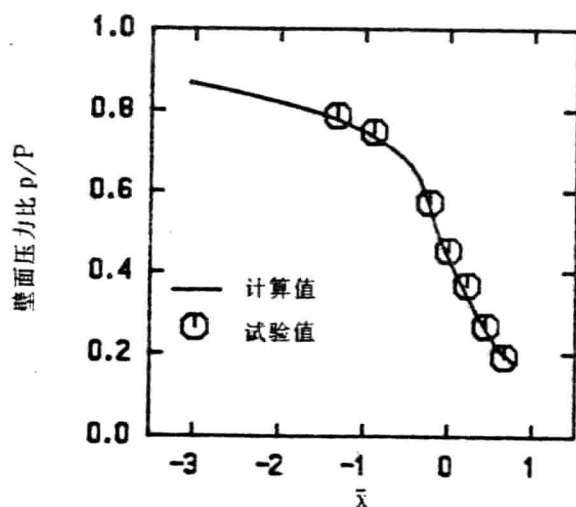


图6 喷管壁面压力分布

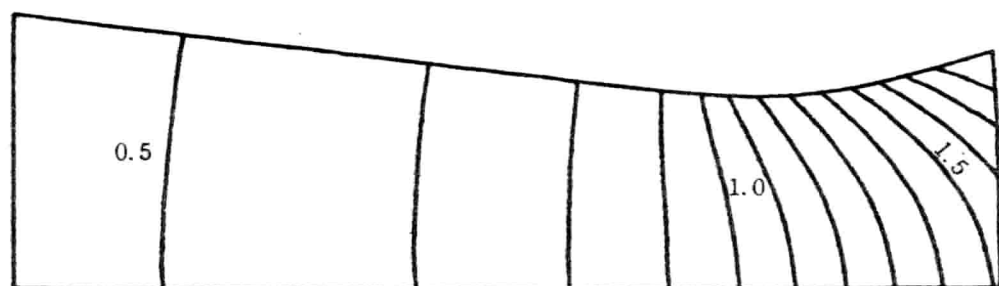


图7 喷管等马赫数线分布 ($\Delta M=0.1$)

采用四步Runge—Kutta法收敛速度有明显提高(图8)。达到稳态解(算例2),显式预校两步MacCormack格式需467个时间步(7),而四步Runge—Kutta法只需85个时间步,且在整个计算过程中,残差无明显波动,呈稳步下降。

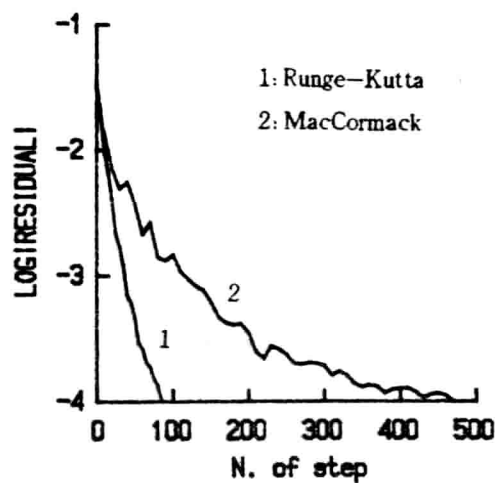


图8 收敛史的比较

在相同的计算条件下(算例1),两种数值方法所得的喷管中心线压力分布吻合良好(图9)。

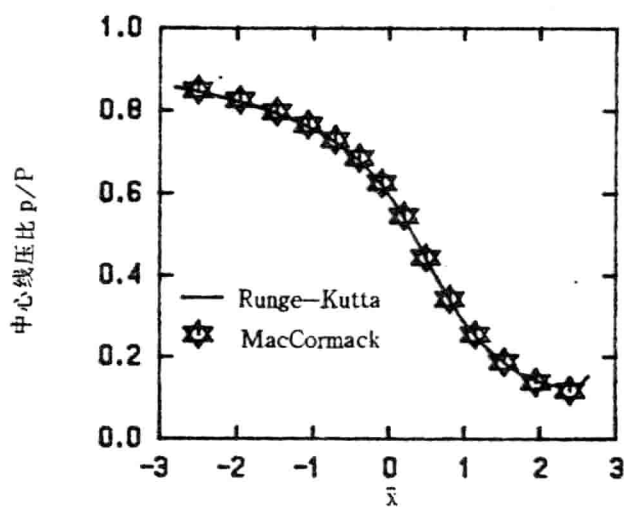


图9 喷管中心线压力分布比较

结 论

本文发展了一种求解喷管无粘跨音速流场的数值方法。通过多个算例,证实了本方法的有效性,并得到以下几点结论:

1、当喷管内无激波时,采用Euler方程模拟喷管跨音速流场,能得到与试验数据吻合良好的数值结果。

2、同以前的数值方法相比, Runge—Kutta时间推进法的收敛速度、计算精度都有明显提高。

3、求解喷管内有激波的跨音速流场时, 通过添加自适应耗散项, 能捕获到高质量的无粘激波。同时计算表明, 欲想准确模拟管内实际激波, 必须求解 N—S 方程。

致 谢

作者得到了燃气涡轮研究所六室赵景芸高工、张明恒高工的热情鼓励和支持, 并审阅了全文, 对文章的修改提出了宝贵意见, 在此致以诚挚的谢意。

参 考 文 献

- (1) Jameson, A., Schmidt, W., Turkel, E., " Numerical Solutions of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge—Kutta Time—Stepping Schemes ", AIAA 81—1259
- (2) Jameson, A., Baker, T. J., " Solution of the Euler Equations for Complex Configurations ", AIAA 83—1929
- (3) Jameson, A., " Transonic Flow Calculations ", MAE Report 1651, MAE Department, Princeton University, 1983
- (4) 曾军、郑小清、赵景芸, 轴对称喷管流场分析的有限体积法, 《燃气涡轮试验与研究》, Vol. 3, No. 1, 1990
- (5) 郑小清, 进气道内外流场的计算分析, 西北工业大学博士论文, 1990. 2
- (6) Thompson, J. F., Thames, F. C. and Mastin, C. S., " Boundary—Fitted Curvilinear Coordinate Systems for Solution of Partial Differential Equations Containing any Number of Arbitrary Two Dimensional Bodies ", J. Comp Physics, Vol. 15, 1974, pp299—319
- (7) 郑小清、曾军, 二元喷管无粘流的有限体积法分析, 《燃气涡轮试验与研究》, Vol. 2, No. 1, 1989。

低红外辐射二元喷管射流流场的数值分析

潘锦珊 王新月 范文正

〔摘要〕 本文应用一种换算法,将轴对称喷管射流流场的计算结果通过换算系数的概念进行换算,即可得到二元喷管射流流场的解。此外,本文还对二元喷管射流温度场进行了比较,取得了一些重要的结论。

一 前 言

目前,开展飞机隐身技术的研究,对提高作战飞机的生存性具有重大的意义。红外隐身技术对飞机生存性的影响与雷达隐身技术占有同样重要的地位。飞机尾喷管的燃气射流是红外辐射的主要来源,由于二元喷管具有明显衰减射流红外辐射的特性,因此,二元喷管的应用是飞机红外抑制的有效方法之一。为了寻求低红外辐射二元喷管的设计方法,本文对二元喷管射流流场的数值计算进行了探讨。

二元喷管射流是三维流场,若直接求解三维 $N-S$ 方程则比较复杂,因此,本文采用了文献〔2〕、〔3〕所提出的一种换算法。此法首先计算轴对称喷管射流流场,然后将计算结果通过换算而得到二元喷管射流流场。

本文还对二元喷管射流温度场与轴对称喷管射流温度场进行了分析比较,证实二元喷管具有明显衰减射流红外辐射的特性。

二 二元喷管射流流场的计算方法

本文应用换算法对二元喷管射流流入静止大气的情况进行了流场特性的计算。

换算法的关键在于必须先给出一个准确的轴对称喷管射流流场。本文应用文献〔7〕、〔1〕的方法计算了轴对称喷管高温高速的射流流场。

图1近似地描述了二元喷管射流的形状。非轴对称射流的截面由两个半圆的侧面和在两个半圆侧面之间的矩形截面所组成,这与在外界大气为静止的条件下,所观察到的实验情况〔5〕相符。中间矩形截面宽度随射流的发展而变窄,到足够远处矩形截面消失,射流变为轴对称射流。在半圆侧面中的流动特性可以由轴对称射流的特性换算而得到,在截面中间部分即矩形截面上,流动特性在连接两侧面的直线上保持不变。构成射流模型的三个基本要素是:从喷管出口到射流横截面变为圆形截面处的距离 x_a ,换算系数 f 及矩形截面的宽度 w 。

假设二元喷管出口处的高、宽分别为 d 、 w ， x_a 由下式确定〔2〕，

$$x_a/d = C(AR)^2/(1+AR) \quad (1)$$

式中， $AR=w/d \geq 1$ ，根据实验结果，取 $C=12$ 所得的计算结果都比较令人满意。

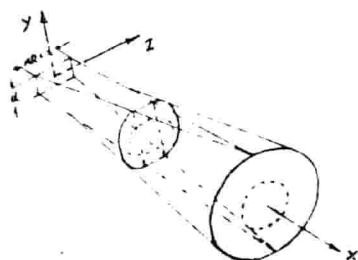


图 1

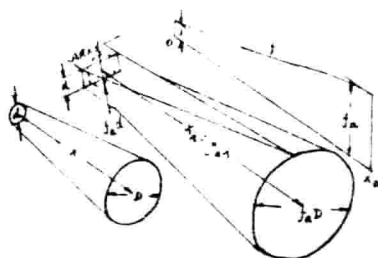


图 2

参看图 2。喷管出口直径 d （二元喷管的出口高度也为 d ）的基本轴对称射流流动特性为已知，这种基本轴对称射流用一换算系数来换算就可以提供非轴对称射流的特性。换算系数 f 定义为一乘数，当它乘以基本轴对称射流流场中某点的径向、轴向坐标后，就给出了非轴对称射流具有相同流动特性的相应点的位置。现在来推导换算系数 f 随轴向距离 x 变化的公式。

如上所述，从高为 d 、宽高比为 AR 的二元喷管射出的射流在 x_a 处变为圆形轴对称射流，这与从具有相同出口动量的圆形喷管射出的射流是相当的。假定喷管出口处单位面积具有相同的平均动量，那么当量喷管就具有与二元喷管相同的出口面积，其当量圆形喷管的直径为 $2\sqrt{AR/\pi}d$ ，当量喷管射流，可以通过相似性，由基本轴对称喷管射流流场内某点的径向和轴向坐标乘以一换算系数 $2\sqrt{AR/\pi}$ 而得到具有相同流动特性的当量喷管射流流场相应点的位置。

令 $X_a = x_a/d$ ， $X = x/d$ 。则在 $X = X_a$ 处的换算系数 $f = f_a = 2\sqrt{AR/\pi}$ ，并且在 $X \geq X_a$ 处， $\frac{df}{dX} = 0$ 。在喷管出口处（ $X = 0$ ）， $f = 1$ ，在射流完全膨胀的情况下， $\frac{df}{dX} = f'_1 = \tan \delta$ （ δ 为二元喷管半扩张角）。

设 $f = A + BX + CX^2 + DX^3$ 则

$$f = 1 + f'_1 X + (3f_a - 2f'_1 X_a - 3)\left(\frac{X}{X_a}\right)^2 + (2 + f'_1 X_a - 2f_a)\left(\frac{X}{X_a}\right)^3 \quad (2)$$

在距喷管出口任一 x 处的射流中间矩形截面宽度 w 由流量守恒可得〔2〕，

$$w/d = AR - \pi f^2/4 \quad (3)$$

在二元喷管内的发动机旋流对红外辐射信号有重大影响，根据 Chu 等人的水洞实验，当二元喷管进口气流有旋转时，在出口处流动逐渐分裂为两个同向旋转的大涡，

这两个大涡在出口外会加剧射流与外界的掺混并把大量外界流体卷入射流中, 这个现象在喷管进口气流有旋转的轴对称射流和无旋转的二元喷管射流中不存在, 这是进口气流有旋转的二元喷管更能降低红外辐射的重要原因。

旋转涡是一个固体涡。作为初步近似, 假定旋涡从出口开始旋转一周后, 射流完全混合, 即射流总温降低到环境温度。设在距喷管出口 x_c 处旋涡旋转了一周, x_c 值取决于发动机涡的最大旋角 θ_s 。定义温度系数 f_t 如下:

$$T_t(\text{swirl}) - T_d(\text{环境温度}) = f_t [T_t(\text{nonswirl}) - T_d(\text{环境温度})] \quad (4)$$

式中 f_t 由下式确定〔3〕,

$$f_t = 1 - x/x_c + \frac{1}{2}(x/x_c)^2 \quad (5)$$

三 计算结果

1) 本文用换算法求解了 $AR=10$ 、 $U_0=540\text{m/s}$ 、总温 $T_0^*=621.3\text{K}$ 、喷管出口高度 $D=0.157''$ 、进口气流无旋转情况下的二元喷管射流。计算结果见附图 1—5。附图 1、2 是温度、速度沿流向的衰减情况, 由图可见, 温度和速度的衰减情况与实验结果〔4〕基本相符。附图 3 给出了不同 x 截面上侧向 (z 向) 速度分布和温度分布, 计算结果与实验结果〔4〕吻合较好。但从附图 4、5 上看, 在横截面上 y 向速度分布和温度分布在个别点计算结果与实验数据相差较大。

2) 对于旋转射流也进行了计算。参看附图 6, 由于缺乏实验数值, 本文假定了一个 $AR=4.0$ 的二元喷管射流出口的初值, 对 $\theta_s=10^\circ$ 的旋转射流进行了计算, 计算结果的规律是合理的。此外, 本文在同样的出口条件下, 将有旋转射流与无旋转射流的计算结果进行了对比, 从附图 6 可见, 有旋转射流的总温沿轴向的衰减要比无旋转射流的快得多。

3) 参看图 7, 对于二元喷管在相等的出口面积和相同的出口气流参数的条件下, 当喷管进口气流无旋转时, 喷管出口矩形截面的宽度比 AR 愈大, 流场中相同轴向距离的截面上的最大总温值愈小。但当 $AR>20$ 以后, 宽高比对射流流场的影响则很小。

4) 为了能在相等的出口面积和相同的出口条件下对二元喷管射流与轴对称喷管射流进行比较, 本文选取了一实例如下: 轴对称喷管出口直径 $D=2''$, 气流出口马赫数 $M_0=0.8$, 总温 $T_0^*=700\text{K}$, 环境温度 $T_d=288\text{K}$ 。二元喷管出口面积与轴对称喷管出口面积相等, 气流性质同上, $AR=4.0$ (有旋转情况下取 $\theta_s=5^\circ$)。

计算结果见图 8、9。由图 8 可见: 1) 二元喷管射流的核心区显著缩短。2) 二元喷管射流 (无旋转情况) 流场中某截面的最大总温值比轴对称喷管射流流场中具有与前者相同的轴向距离的截面上的最大总温值有明显的降低 (当 $x/D=5$, 总温相对值下降 25%)。3) 有旋转的二元喷管射流流场中某截面的最大总温值比轴对称喷管射流流场中具有与前者相同轴向距离的截面上的最大总温值有更明显的降低 (当 $x/D=5$, 总温相对值下降 33%)。

图 9 给出了轴对称喷管射流、二元喷管无旋转和有旋转射流在不同横截面上等温线的分布情况。由图可见，轴对称喷管射流、二元喷管无旋转和有旋转射流，在距喷管出口相同距离的某一截面处，高温区依次缩小，这说明射流的红外辐射的强度依次减弱。

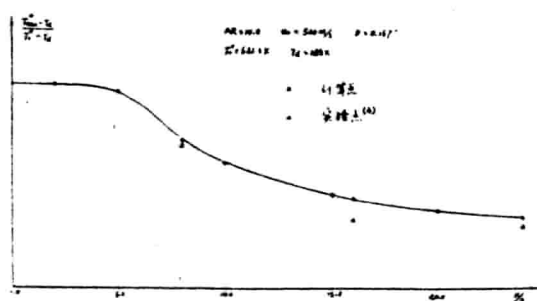
四 结 论

三维的二元喷管射流采用换算法进行计算，比较简单、方便又能节省机时，并且从计算结果与实验结果比较来看，该方法是可行的。由计算结果可得下列结论：1) 采用二元喷管较之轴对称喷管可以明显地降低高温射流的红外辐射；2) 二元喷管出口的宽高比 AR 应适当大一些；3) 为了强化高温射流与周围大气的混合，使喷流温度衰减加快，在二元喷管前可安装旋流装置，最佳旋流角度的选择应兼顾推进系统的推力损失。

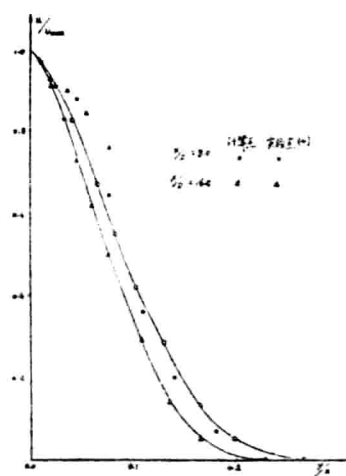
参 考 文 献

- [1] 《国外航空技术》 发动机类 1, 1977.
- [2] Chong-Wei Chu, Joe Der Jr., and Wyman Wun, "Simple Two-Dimensional-Nozzle Plume Model for Infrared Analysis", AIAA Paper 80-1808 Aug. 1980.
- [3] Chong-Wei Chu and Joe Der, Jr., "Modeling of 2D-Nozzle Plume for IR Signature Prediction under Static Conditions", AIAA Paper 81-1108 June 1981.
- [4] F.P. Saheli, "Experimental and Analytical Evaluation of Three-Dimensional Exhaust Plumes", AIAA Paper 80-1399, July. 1980.
- [5] A.G. Kurn, "Observations of The Flow from A Rectangular Nozzle", CP No. 1316, March 1974.
- [6] 潘锦珊等编：《气体动力学基础》，国防工业出版社，1989.
- [7] 潘锦珊、王新月、范文正：二元喷管射流流场的计算（技术报告）
西工大 1989.

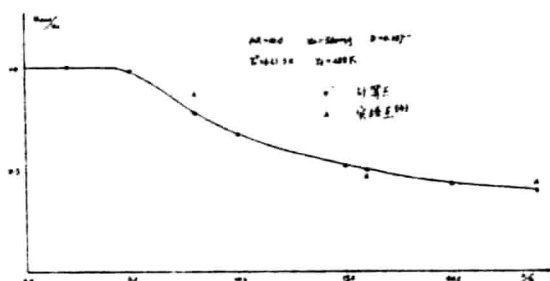
附图



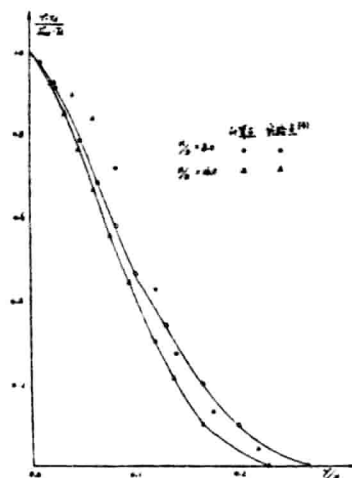
附图 1



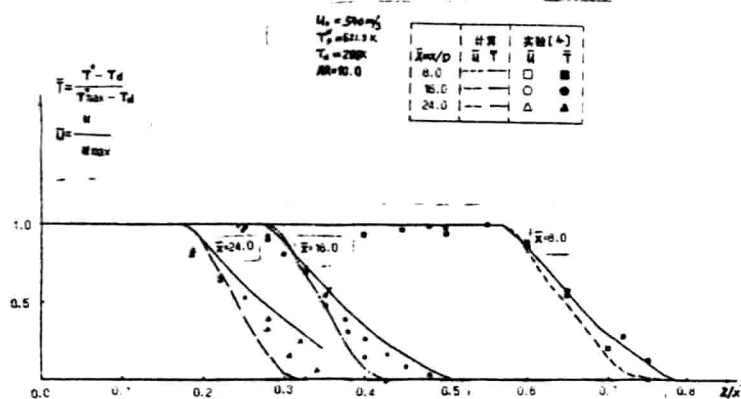
附图 4



附图 2



附图 5



附图 3