

高超声速喷管非平衡尺度效应的数值分析*

曾 明^{1,2}, 林贞彬¹, 冯海涛², 瞿章华²

(1. 中国科学院 力学研究所, 北京 100080 2. 国防科技大学 航天与材料工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘 要: 采用轴对称热化学非平衡全 N-S 方程, 数值分析了高超声速喷管流场中非平衡引起的尺度效应。并给出计算条件下喷管轴线上的物理量和化学组元分布。计算结果表明, 在喉部下游不远处流动趋近于化学冻结和热力冻结状态。流场 (特别是核心无粘流区) 的特性不仅取决于流动尺度的相对值, 也取决于其绝对值。

关键词: 高超声速飞行器; 喷管; 非平衡流; 尺度效应

中图分类号: V435.11 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2005) 01-0038-04

Numerical analysis of non-equilibrium scale effects in hypersonic nozzle

ZENG Ming^{1,2}, LIN Zhen-bin¹, FENG Hai-tao², QU Zhang-hua²

(1. Inst. of Mechanics, Academia Sinica, Beijing 100080, China

2. Inst. of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defence Technology, Changsha 410073, China)

Abstract Using axisymmetric full Navier-Stokes equations, the thermo-chemical nonequilibrium flow in hypersonic nozzle was simulated and the scale effects due to nonequilibrium were analysed numerically. The flow properties including chemical species distribution along axis of the nozzle were also presented. The results show that the flow tends to be in thermo and chemical frozen not far from throat. Flow characteristics, especially in inviscid region, are determined by absolute value as well as relative value of scale.

Key words Hypersonic vehicle; Nozzle; Nonequilibrium flow; Scale effect

1 引 言

流动的热化学状态对高超声速飞行器的压力中心、热流和流场的光电特性产生重要的影响^[1], 国内外学者对高温非平衡流开展了广泛的研究^[2~4]。高焓激波风洞喷管出口流场与实际飞行器前方自由流条件存在差别。高焓风洞除了与常规风洞共有的粘性边界层效应外, 还存在高焓气流经喷管快速膨胀后出现的非平衡效应。

非平衡的一个重要标志是它具有尺度效应。即当化学反应特征时间与流动特征时间同一量级时, 包括组元分布在内的流场特性不仅与喷管的相对位置有关, 而且与其绝对位置即喷管的尺寸有关。理论分析表明, 高超声速无粘非平衡流存在双尺度律^[5], 对于以二体碰撞为主的非平衡流 (如离解非平衡流),

双尺度因子为特征密度 ρ_∞ 和特征尺度 L 的乘积, 对于以三体碰撞为主的流动 (如复合非平衡流), 双尺度因子为 $\rho_\infty L$ 。而对于无粘的平衡流和冻结流, 方程的无因次解只取决于无因次坐标。喷管流动历经平衡、非平衡和冻结流动的各个阶段, 其尺度效应是复杂的。粘性带来的尺度效应局限于壁面附近的薄层, 在地面模拟时可设法避开; 非平衡的尺度效应影响到整个流场包括核心流区, 必须正视。

高焓风洞的实验结果与喷管流场的非平衡状态有关。在以前的研究中, 有的作了准一维或无粘的假设^[6~7], 有的限于讨论 5 个中性组元组成的混合气体, 未考虑电离非平衡的影响^[8]。还有人为地规定由喉部或喉部下游某位置起始作非平衡计算^[9], 在它的上游认为是平衡流动。这种假设虽然接近实际情况, 但也存在问题: 无粘的平衡流, 喷管喉部应是声

* 收稿日期: 2004-02-15 修订日期: 2004-08-10

基金项目: 国家自然科学基金 (90205027)。

作者简介: 曾 明 (1971—), 女, 博士生, 副教授, 研究领域为高超声速与高温气体动力学。

速;而无粘非平衡流由于流动不等熵,所以喉部不是声速,人为地在喉部或喉部下游某处作为平衡区与非平衡区的界面会遇到一定的困难。本文对喷管全程采用统一的非平衡程序计算,可以避免上述界面的选择和处理。由于流动特征时间和热化学反应特征时间不匹配带来的“刚性”问题在近平衡区变得尤为严重,这就给数值计算提出了挑战。

本文研究的高温空气模型包含 11 个组元,考虑了电离非平衡现象。控制方程的数目随着高温空气组元数目的增加而增加,选用的模型愈精细,计算的工作量和难度也愈大。如电离非平衡气体除需要考虑电子与正离子由于质量不同带来扩散系数的巨大差异之外,还要考虑电荷分离产生电场力的作用,对此必须作新的假设。本文通过求解轴对称热化学非平衡全 N-S 方程,初步分析了高超声速喷管中非平衡引起的尺度效应,并给出典型的计算结果。

本文的计算程序在计算再入体辐射流场和弹道靶圆球模型的辐射流场时,曾与相关实验进行了比较,结果是可信的^[10-11]。这也在某种程度上反映本文的计算具有一定的实验基础。

2 控制方程

本文采用热力与化学都是非平衡的模型(双温度模型)。11 组元模型^[12]的化学组分为: N_2 , O_2 , N , O , NO , NO^+ , N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+ , e^- 。在双温度近似下,不同的反应采用不同的控制温度。如离解反应由平动温度 T 和振动温度 T_v 共同作用,反应特征温度为 $T_d = \sqrt{TT_v}$ 。振动松弛时间采用 Park 修正的 Milikan 和 White 振动松弛模型^[13]。

轴对称化学非平衡流的 N-S 方程为^[14]

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + H = \frac{1}{Ra} \left[\frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + H_v \right] + W \quad (1)$$

式中 $U = (\rho C_1, \rho C_2, \dots, \rho C_{ns}, \rho u, \rho v, E, E_v)^T$, $W = (\dot{w}_1, \dot{w}_2, \dots, \dot{w}_{ns}, 0, 0, 0, S_v)^T$, 式中 C_i 是组元质量分数, $\dot{w}_i$ 是化学反应源项, E_v 为总振动能, S_v 为振动能生成率。

3 数值计算方法

本文采用 NND 格式^[15]数值求解轴对称热化学非平衡 N-S 方程组,为了解决化学源项与振动源项给计算带来的“刚性”问题,采用时间预处理技术。对

原始的控制方程(1)的求解问题改为求新方程的时间渐近解。

$$S \frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{\partial F}{\partial x} - \frac{\partial G}{\partial y} - H + \frac{1}{Ra} \left[\frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + H_v \right] + W \quad (2)$$

式中时间预处理矩阵 S 取为

$$S = I - \Delta DW \quad (3)$$

式中 I 为单位矩阵, DW 为

$$DW = \text{diag} \left[\frac{\dot{\partial v}_1}{\partial \rho_1}, \frac{\dot{\partial v}_2}{\partial \rho_2}, \dots, \frac{\dot{\partial v}_{ns}}{\partial \rho_{ns}}, 0, 0, 0, 0, \frac{\partial S_v}{\partial E_v} \right] \quad (4)$$

式中 $\partial S_v / \partial E_v$ 是热力非平衡时振动项的贡献。式(2)的时间渐近解即为式(1)的解。

边界条件确定如下:

(1) 中轴线(径向网格节点标号 $k=1$)上应用镜像反射法则,径向速度 $v_{j1} = 0$ (j 为轴向网格节点标号);其余物理量满足 $\partial \phi / \partial y = 0$ (ϕ 代表物理量 $C_1, C_2, \dots, C_{ns}, \rho, u, E, E_v, p, T$)。

(2) 壁面 ($k=K_1$) 上满足速度无滑移条件 $u_{jK_1} = v_{jK_1} = 0$ 近似给出零压力梯度条件 $\partial p / \partial n|_w$, n 代表壁面法向。采用绝热及完全非催化壁时 $\partial T / \partial n|_w = \partial T_v / \partial n|_w = 0$, $\partial C_i / \partial n|_w = 0$ 。

(3) 入口 ($j=1$) 给出总温总压条件,轴向流速由内点外插得到,径向流速取为 0。包括电离组元、电子组成在内的高温气体组成由驻室温度、压力按照热化学平衡条件计算。

(4) 出口外边界 ($j=J_1$) 上所有物理量由内点外插得到。

对于初场的确定,可根据喷管面积比沿轴向分布马赫数,进而确定热化学平衡条件下的压力、温度、密度、组元质量分数等分布作为初场。

4 算例

本文对高焓风洞的喷管流场进行了数值计算。总压 $p_0 = 19 \text{ MPa}$ 总温 $T_0 = 8000 \text{ K}$ 。喷管外形曲线为双曲线,其渐近线斜率为 $1/8$ 喉道壁面是双曲线顶点。出口截面积 $A_{out} = 6669 \text{ A}^*$, 式中 A^* 为喉道截面积。

为研究非平衡的尺度效应,计算了如下 3 个外形相似的喷管算例。

计算采用绝热非催化壁面条件。以下给出了各算例流动参数和化学组成沿轴线分布,喉道坐标为 $x/L = 0$ 。

Table 1 Geometrical dimensions of the nozzles

Case	Nozzle length/m	Throat radius/m	Distance from inlet to throat/m
A	1.0	0.0015	0.02
B	2.0	0.0030	0.04
C	4.0	0.0060	0.08

图 1为三算例轴线上的压力分布。三算例的压力分布曲线重合,可见尺度绝对值对压力分布影响可以忽略,即压力分布受非平衡影响甚微。

图 2为三算例轴线上平动温度和振动温度分布。由图可知:在喉道以前,气体处于热力平衡状态;在经过喉道之后,振动温度和平动温度即发生分离,出现振动非平衡现象;而后随着气体速度的逐渐升高,振动温度又冻结。故在喷管流场中存在着平衡、非平

衡、冻结三种区域。这一特性对三算例均成立。

绝对尺度对轴线上平动温度分布略有影响。在喉道后至轴向无量纲距离 0.4以前,尺度大的喷管平动温度稍高。绝对尺度对轴线上振动温度分布的影响则大得多。尺度越小,振动温度冻结越早,从而振动温度越高。算例 A 的振动温度冻结在 4000K,算例 B 的振动温度冻结在 3500K,算例 C 的振动温度则冻结在 3100K。

图 3~图 6为喷管轴线上的组元质量分数分布。在喉道下游不远处,随着气体速度的快速升高,平动温度迅速降低,振动温度冻结,化学反应也几乎不再进行,组元质量分数冻结。

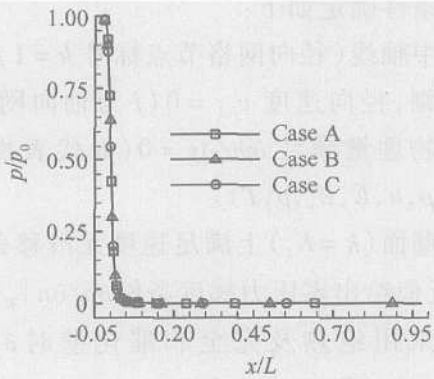


Fig. 1 Pressure distribution along axis

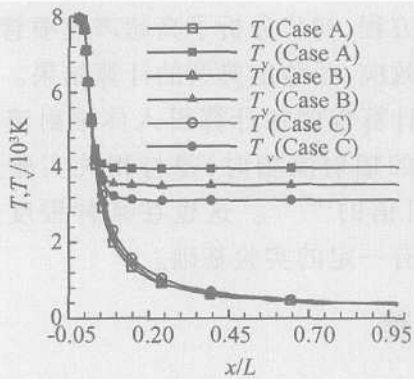


Fig. 2 Temperature distribution along axis

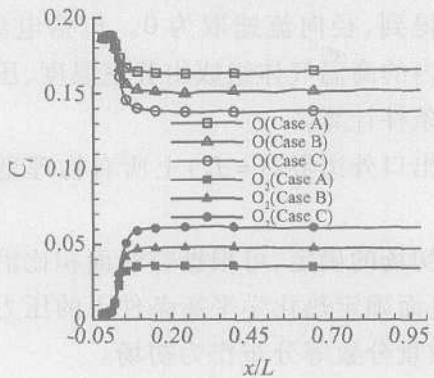


Fig. 3 Mass fraction distribution of O₂, O along axis

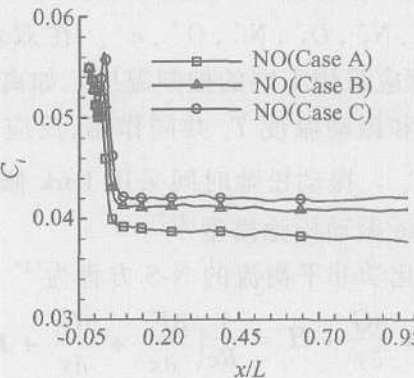


Fig. 4 Mass fraction distribution of NO along axis

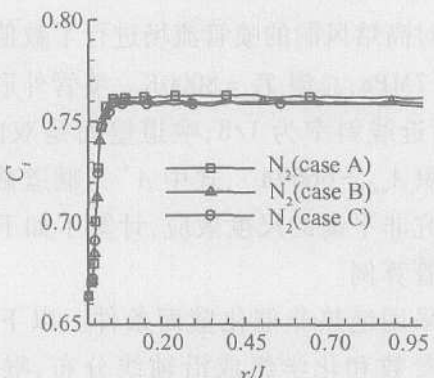


Fig. 5 Mass fraction distribution of N₂ along axis

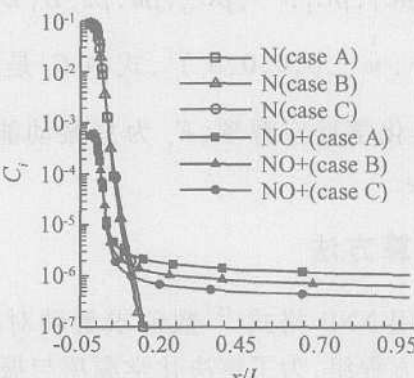


Fig. 6 Mass fraction distribution of NO⁺, N along axis

图 3 为三算例的轴线上 O_2 , O 质量分数分布。绝对尺度的影响在此也很明显。算例 A 的 O 原子质量分数冻结在 0.165 左右, 算例 B 在 0.151, 算例 C 则在 0.138 附近。算例 A 的 O_2 分子质量分数冻结在 0.035, 算例 B 在 0.048, 算例 C 则在 0.061。联系到绝对尺度对振动温度的影响, 在此也可反映出振动温度对离解反应的控制作用。

图 4 为三算例的轴线上 NO 质量分数分布。绝对尺度大小对 NO 分布的影响与 O 原子的情况相反。算例 A 的 NO 分子质量分数冻结在 0.038, 算例 B 在 0.041, 算例 C 则在 0.042。这是因为 NO 分子随温度的变化并非单调的, 更高的温度可能导致 NO 分解。

图 5 为三算例轴线上 N_2 质量分数分布, 图 6 为 N , NO^+ 质量分数分布, 在此同样可见尺度效应。

另外经计算, 在本文条件下 N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+ 质量分数在喉部下游就很快降至 10^{-10} 量级以下, 是微量组元, 这里不再给出分布曲线。

5 结 论

(1) 高超声速喷管喉道下游不远处流动处于热化学冻结状态。

(2) 除去粘性边界层带来的尺度效应之外, 非平衡还给全流场带来新的尺度效应, 包括核心无粘流区。

(3) 非平衡尺度效应对压力 p 和平动温度 T 影响不大, 对振动温度 T_v , 组元 O_2 , O , NO , NO^+ 的质量分数影响明显。

(4) 考虑组元 O , NO 对辐射的贡献较大, 研究流场光谱特性时有必要考虑非平衡的尺度效应。

参考文献:

- [1] Anderson J D Jr Hypersonic and high temperature gas dynamics[M]. New York: McGraw-Hill Book Company, 1989
- [2] Gnoff P A, Gupta R N, Shin J L Conservation equations and physical models for hypersonic air flows in thermal and

chemical nonequilibrium[R]. NASA TP-2867, 1989

- [3] 沈建伟, 瞿章华. 电离非平衡粘性激波层低雷诺数钝体绕流[J]. 空气动力学学报, 1986, 4(4).
- [4] 黎作武. 含激波、旋涡和化学非平衡流的高超声速复杂流场数值模拟[D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 1994
- [5] 瞿章华, 刘伟, 曾明, 等. 高超声速空气动力学[M]. 长沙: 国防科技大学出版社, 2001
- [6] 张若凌. 高超声速非平衡流动的计算和实验研究[D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2004
- [7] 黄华, 瞿章华. 热化学非平衡喷管流场的数值研究[J]. 推进技术, 1998, 19(3). (HUANG Hua QU Zhang-hua Numerical simulation of thermochemical non-equilibrium nozzle flow[J]. Journal of Propulsion Technology, 1998, 19(3).)
- [8] Kaneko M, M enshov I Nakamuka Y. Numerical simulation of nonequilibrium flow in high-enthalpy shock tunnel with EH scheme[R]. AIAA 2001-2860
- [9] Sagnier Ph, Marraffa L. Parametric study of thermal and chemical nonequilibrium nozzle flow[J]. AIAA Journal, 1991, 29(3).
- [10] 黄华, 曾明, 瞿章华. 热化学非平衡流辐射流场数值研究[J]. 力学学报, 2000, 32(5).
- [11] 柳军. 热化学非平衡流及其辐射现象的实验和数值计算研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2004
- [12] Gupta R N. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal non-equilibrium calculations to 30000K[R]. NASA RP 1232, 1990
- [13] Park C. Problems of rate chemistry in flight regime of aeroassisted orbital transfer vehicles[J]. Progress in Aeronautics and Astronautics, 1985, 96: 511~537.
- [14] 曾明, 柳军, 瞿章华. 载人飞船等离子体鞘电子密度分布的数值计算[J]. 国防科技大学学报, 2001, 23(1).
- [15] 张涵信. 无波动、无自由参数耗散差分格式[J]. 空气动力学学报, 1989, 6(2).

(编辑: 梅 瑛)