

高超声速流场与结构温度场一体化计算方法

季卫栋, 王江峰, 樊孝峰, 赵法明
(南京航空航天大学 航空宇航学院, 南京 210016)

摘 要: 在对国内外流场与结构温度场一体化计算方法的不足进行细致讨论的基础上,提出了一种高超声速流场与结构温度场一体化计算方法.采用统一的积分方程组作为气动加热和结构传热物理过程的控制方程,对整个物理场进行统一的迎风格式有限体积方法离散,给出了流场与结构交界面上温度、温度梯度及导热系数等参数的计算方法.在时间推进方面,定常状态采用多步龙格库塔迭代格式,非定常状态则采用双时间步长方法.采用发展的一体化算法对二维圆管模型的气动加热和结构传热问题进行了数值模拟.结果表明:2 s 时驻点物面温度为 390 K,与其他文献的误差在 3.1 K 范围内;稳态时驻点物面温度为 647 K.

关 键 词: 流场与结构温度场一体化; 气动加热; 有限体积法; 一体化算法; 高超声速

中图分类号: V211.3 **文献标志码:** A

Algorithms for hypersonic fluid-structural-thermal integrated

JI Wei-dong, WANG Jiang-feng, FAN Xiao-feng, ZHAO Fa-ming
(College of Aerospace Engineering,
Nanjing University of Aeronautics and Astronautics,
Nanjing 210016, China)

Abstract: An fluid-structural-thermal integrated algorithm was presented based on detailed discussion about the deficiency in domestic and foreign study on algorithm of fluid-structural-thermal integrated. A unified integral equation system was developed as the control equation for physical process of aero-heating and structural heat transfer. The whole physical field was discretized by using an up-wind finite volume method. The corresponding algorithm were given to work out the value of the temperature, the temperature gradient and the heat transfer coefficient on the boundary between fluid and structure. In terms of time step, a multi-step Runge-Kutta iteration scheme was used in steady states while a dual-time step method was adopted in unsteady states. Numerical simulation of the aero-heating and structural heat transfer problem on a two-dimensional circular tube model was performed. Results show that the 2 s stagnation surface temperature is 390 K. Compared with other papers, the maximum absolute error is 3.1 K. The steady state stagnation surface temperature is 647 K.

Key words: fluid-structural-thermal integrated; aero-heating; finite volume method; integrated algorithm; hypersonic

随着现代飞行技术的发展,飞行器的飞行速度越来越高,由此引起的气动加热与结构传热问题不可忽视^[1-2].传统气动加热/结构传热计算通常采用耦合交替迭代的方法,主要分成以下两个

计算过程^[3-6]:一为将交界面的物面温度作为流场边界条件计算流场,得到交界边界的热流密度;二为将热流密度作为结构边界条件来计算结构温度场.但这样将统一的物理过程人为的划分成两个独立过程势必会带来误差,影响计算结果的精度.

国内外在流场与结构温度场一体化计算方面开展了一些研究. Wieting 等^[7]采用有限元法开展了气动加热/结构传热一体化研究,由于在有限元离散过程中,仍采用普通的插值函数,因此需要在激波处加密网格来捕捉激波. 姜贵庆等^[8]认为气动热力学所要解决的主要问题是气体-热-结构的三位一体化问题,并分析了有限元法在解决这一问题上的优越性. 同时指出有限元要实现对强激波和大范围分离流动的 Navier-Stokes(N-S)方程的求解存在很大的困难. 黄唐等^[9]开展了二维流场的气动加热/结构传热一体化研究,流场中采用 total variation diminishing(TVD)格式的差分法离散,传热采用迦辽金有限元法离散,在流场与结构的交界面上满足热流相等. 由于流场和结构中采用了不同的离散格式,在流场与结构交界面上会带来额外的误差. 耿湘人等^[10]将整个气体流场与固体结构温度场的控制方程写成统一形式,并采用差分格式对方程进行了离散,通过对不锈钢圆管的计算验证了方法的正确性,但是由于采用差分格式,因而对复杂外形的适应能力较差.

有限体积法从积分方程出发,物理意义直观,能适应复杂外形,捕捉激波也不需要太密的网格,在流体动力学计算方面具有其独特的优势. 鉴于此,本文提出了一种基于有限体积法的流场与结构温度场一体化计算方法,实现了流场与结构温度场一体化定常/非定常计算,并通过典型算例进行了验证.

1 控制方程及边界条件

不考虑彻体力及内热源,流场和结构温度场的控制方程统一采用积分形式的方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{W} d\Omega + \oint_{\partial\Omega} (\mathbf{F}_c - \mathbf{F}_v) dS = 0 \quad (1)$$

其中 $\mathbf{W}, \mathbf{F}_c, \mathbf{F}_v$ 的定义如下:

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix} \quad \mathbf{F}_c = \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + n_x p \\ \rho v V + n_y p \\ \rho w V + n_z p \\ \rho H V \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ n_x \tau_{xx} + n_y \tau_{xy} + n_z \tau_{xz} \\ n_x \tau_{yx} + n_y \tau_{yy} + n_z \tau_{yz} \\ n_x \tau_{zx} + n_y \tau_{zy} + n_z \tau_{zz} \\ n_x \Theta_x + n_y \Theta_y + n_z \Theta_z \end{bmatrix} \quad (2)$$

对于流体, ρ 为控制体内流体的密度, u, v, w 分别为控制体内流体 3 个方向的速度, E 为控制体内流体的能量. n_x, n_y, n_z 分别为控制体单元面 dS 的外法向单位向量分量, p 为该面上的压强, H 为总焓, V 为该面上的法向速度, 定义为 $V = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = n_x u + n_y v + n_z w$. 能量方程的黏性通量中

$$\begin{aligned} \Theta_x &= u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \\ \Theta_y &= u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \kappa \frac{\partial T}{\partial y} \\ \Theta_z &= u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \end{aligned} \quad (3)$$

其中 τ_{ij} 为黏性应力张量分量; κ 为导热系数; $\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial T}{\partial z}$ 为 3 个方向的温度梯度.

对于固体, 无结构变形时 $u=v=w=0$, 因此式(1)中的前 4 项自动满足, 而第 5 项即为结构内的热传导方程. 此时, ρ 为控制体内固体的密度, $E=c_s T$ 为控制体内固体的内能, c_s 为固体比热容. 能量方程的对流通量 $F_c=0$, 黏性通量中

$$\Theta_x = \kappa \frac{\partial T}{\partial x}, \Theta_y = \kappa \frac{\partial T}{\partial y}, \Theta_z = \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \quad (4)$$

流体边界采用黎曼边界条件, 固体边界则为热力学三类边界条件.

2 离散方法

流场及结构温度场守恒量存储在单元格心, 空间离散中对流通量计算采用 advection up-stream splitting method(AUSM)格式^[11], 黏性通量直接采用中心格式, 梯度计算公式为高斯格林公式, 湍流模型选用 Spalart-Allmaras(S-A)模型. 由于在这些方面许多文献都有详细讨论, 这里不再赘述.

在流体与结构的交界面上, 由于流体与固体的物性参数差别较大, 因此单元边界通量计算涉及的 $u, v, w, \rho, p, T, \nabla T, \kappa$ 等基本物理参数的插值函数需要重新定义. 在流体与结构交界面上, 应该满足无滑移边界条件^[10], 即

$$u = 0, v = 0, w = 0 \quad (5)$$

交界面上的温度值可简单的采用左、右单元

平均的方式来得到,即

$$T = (T_l + T_r)/2 \quad (6)$$

其中 T_l, T_r 为左、右单元的温度。

交界面上的压强 p 和密度 ρ 通过引入交界面压强梯度为 0 条件及理想气体公式来计算。

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, \rho = \frac{p}{RT} \quad (7)$$

其中 R 为理想气体常数。

交界面上的温度梯度及导热系数的插值算法十分关键,关系到整个计算的成败。温度梯度值在左、右单元平均的基础上要进行额外的修正,插值算法如下:

$$\begin{aligned} \overline{\nabla T} &= (\nabla T_l + \nabla T_r)/2 \\ \nabla T &= \overline{\nabla T} - \left(\overline{\nabla T} \cdot \mathbf{r}_{lr} - \frac{T_r - T_l}{L_{lr}} \right) \mathbf{r}_{lr} \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $\nabla T_l, \nabla T_r$ 分别为左、右单元的温度梯度; L_{lr} 为左、右单元中心之间的距离; $\mathbf{r}_{lr}$ 为左单元中心点到右单元中心点的单位向量; $\overline{\nabla T}$ 为修正前的交界面上的温度梯度; ∇T 为修正后的温度梯度。

导热系数的计算如果仅仅采用单元平均算法来计算会带来很大的误差,这里借鉴了固体传热中热阻抗的概念,插值公式如下:

$$\kappa = \left(\frac{\kappa_l}{L_l} + \frac{\kappa_r}{L_r} \right) L_{lr} \quad (9)$$

其中 κ_l, κ_r 分别为左、右单元的导热系数; L_l, L_r 分别为左、右单元中心到边界中心的距离。

在时间推进方面,对于稳态问题,采用多步 Runge-Kutta 迭代法来求解。对于非稳态问题,时间推进采用双时间步长推进方式,其中伪时间内采用多步 Runge-Kutta 迭代方法。

3 算 例

算例 1 无限长不锈钢圆管模型

通过无限长不锈钢圆管模型^[12-13]验证上述算法。文献[12]试验中采用的是 321 不锈钢,圆管内、外半径分别为 25.4, 38.1 mm。高超声速来流马赫数为 6.47,温度为 241.5 K,压强为 648.1 Pa。计算中固体材料属性与试验相近,其密度为 8 030 kg/m³,导热系数为 16.27 W/(m·K),比热容为 502.48 J/(kg·K)。计算中不考虑化学反应效应,不锈钢内壁面设为等温壁,温度值为 294.4 K,两侧为绝热壁。图 1 为二维计算网格,其中流场网格划分结构 59×59,不锈钢圆管网格划分为 59×29。

在个人台式计算机上(主频为 2.9 GHz,内存为 3.0 Gb)开展数值模拟,定常状态约需 300 s cen-

tral processing unit(CPU)机时,非定常状态的结构传热时间为 2 s,计算真实时间步长取 0.01 s,约需 12 h CPU 机时。图 2 为流场与结构达到稳态时的结构内温度分布,图 3 为稳态时流场内的压强和温度分布。达到稳态时,圆管内驻点处温度最高,为 647 K。图 4 为 2 s 内结构温度场随时间的变化图,图中 t 表示时间。驻点温度在 2 s 内从 294.4 K 升高到了 390 K,2 s 时的温度比文献[5]计算得到的 387 K 高了 3 K,比文献[14]计算得到的 388.72 K 高了 1.28 K,比文献[10]计算得到的 393.1 K 低了 3.1 K。计算结果与文献[5, 10, 14]符合较好。

图 5 为 2 s 内驻点附近流体温度场随时间的变化图,图 6 为不同时刻对称面($y=0$ m)上温度分布。从图 5 和图 6 中可以看出,2 s 内靠近物面

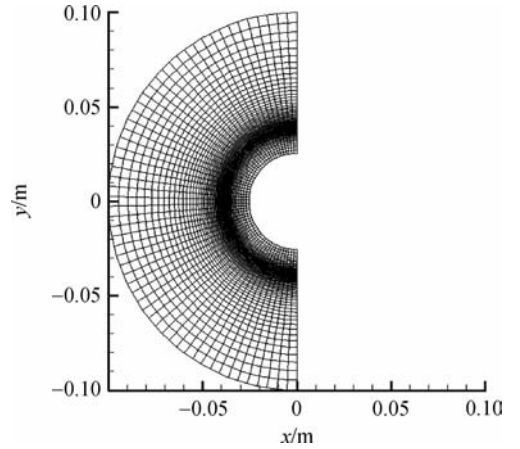


图 1 二维计算网格

Fig. 1 Two-dimensional computational grid

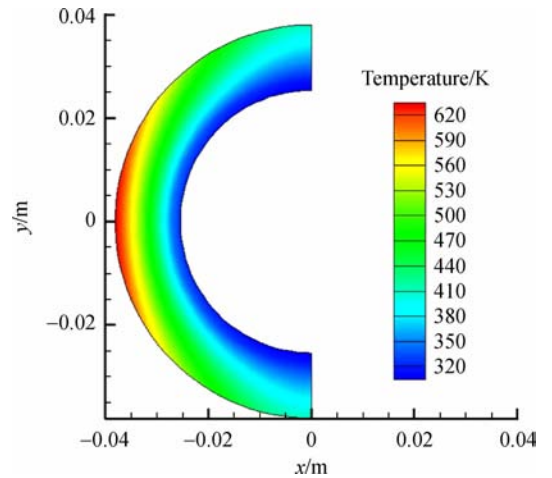


图 2 稳态结构温度分布

Fig. 2 Steady-state structural temperature distribution

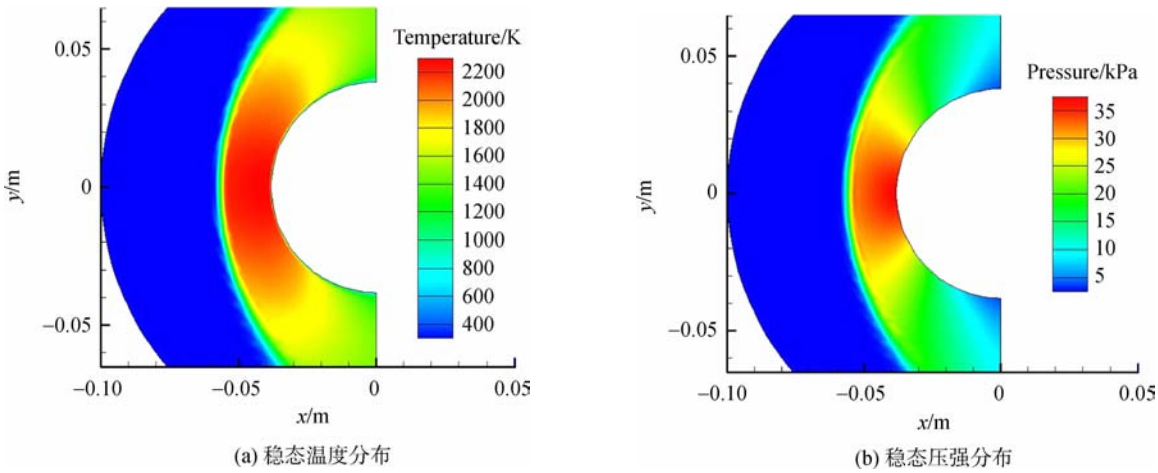


图 3 稳态流动参数分布
Fig. 3 Steady-state flow parameters distribution

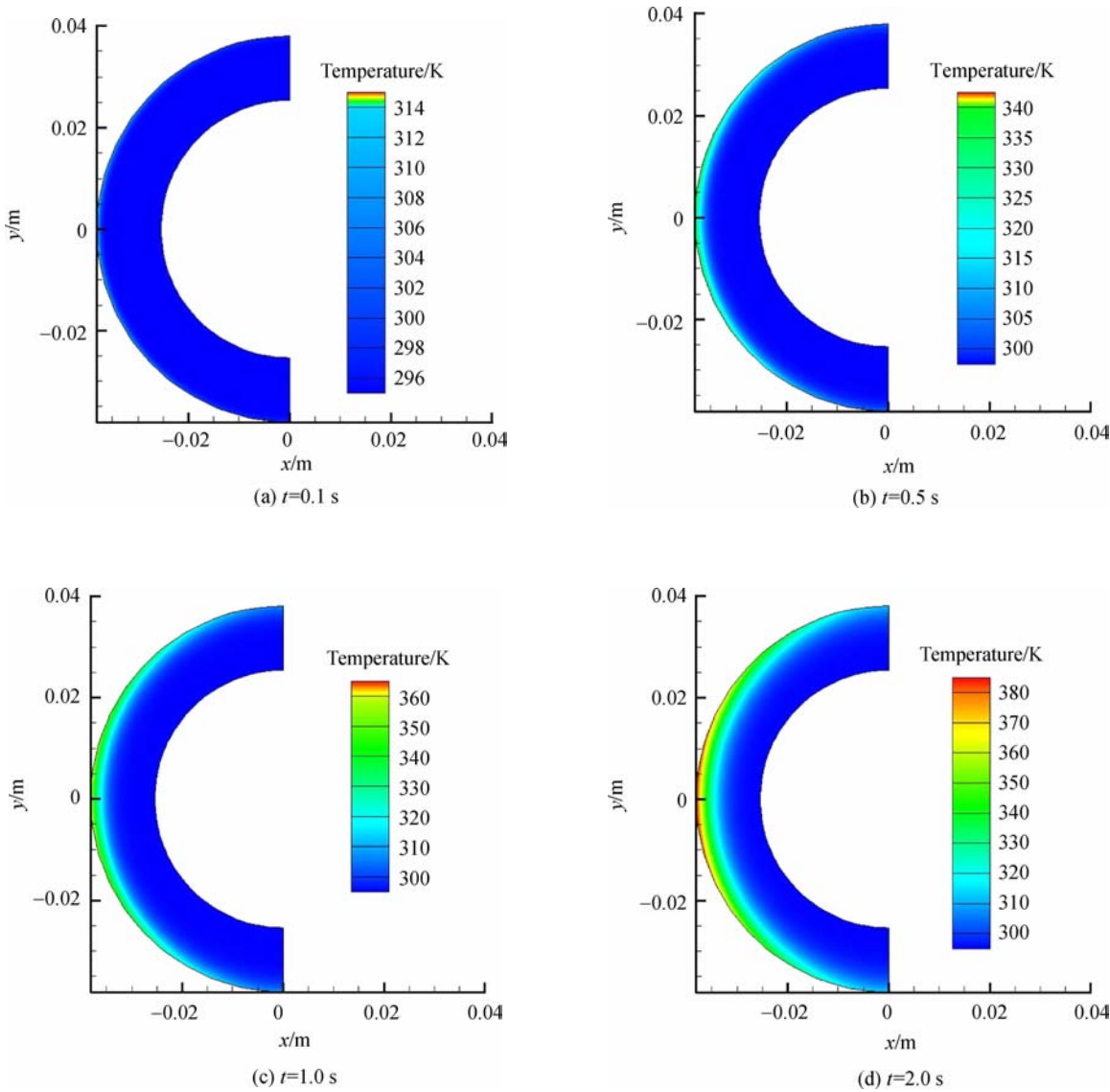


图 4 结构温度场随时间变化
Fig. 4 Time-dependent structure temperature distribution

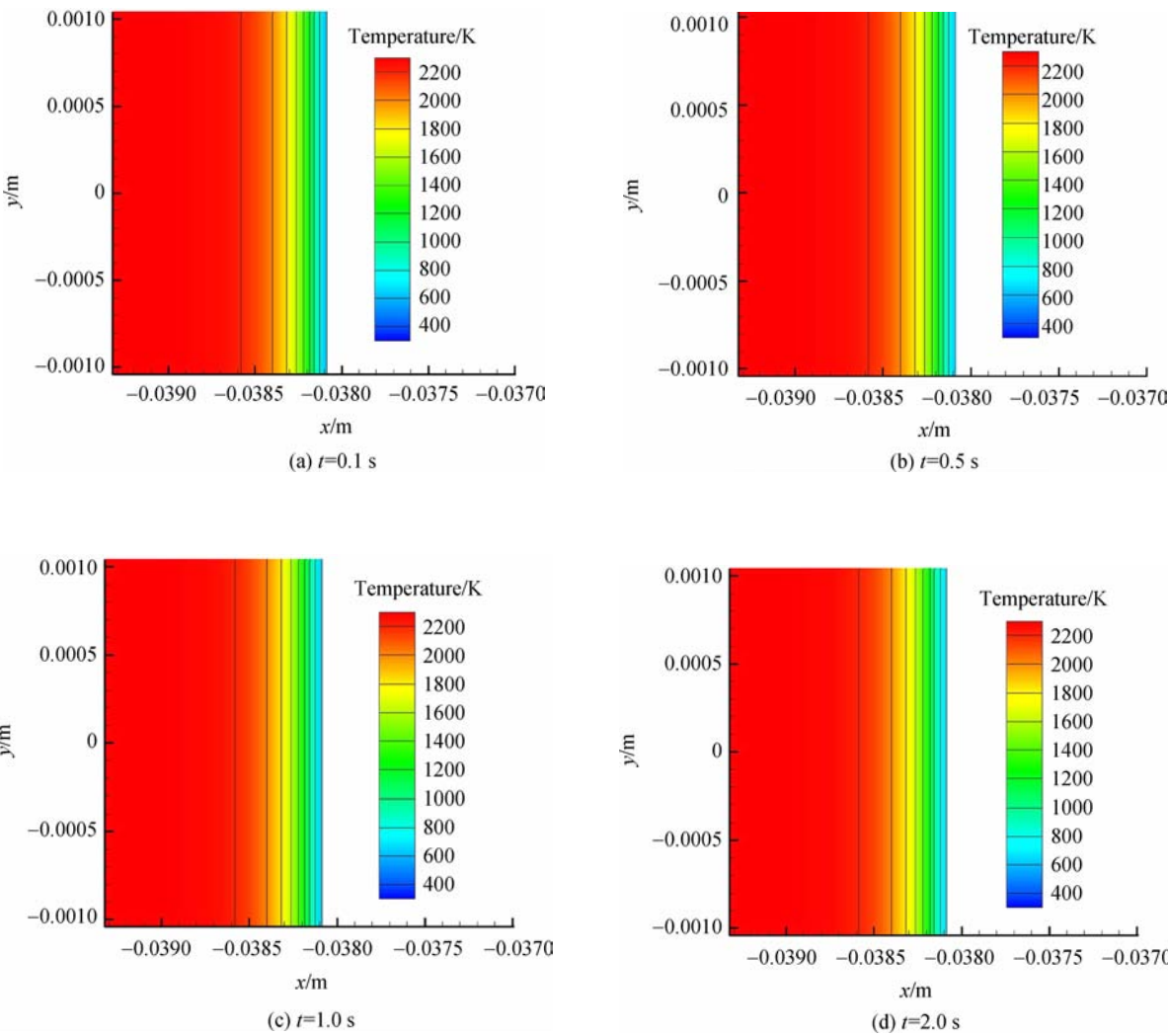


图 5 流体温度场随时间变化

Fig. 5 Time-depend fluid temperature distribution

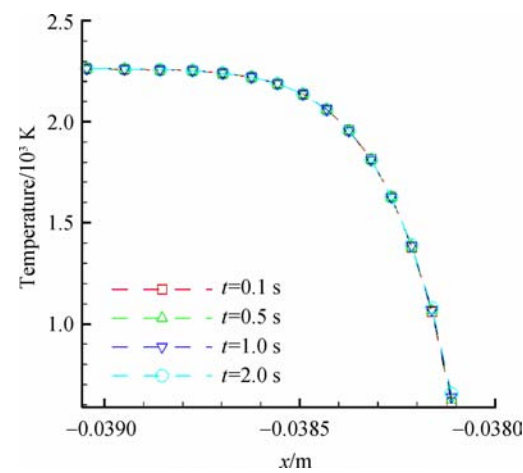


图 6 对称面温度分布

Fig. 6 Symmetric surface temperature distribution

的温度变化最为剧烈,升高了 48 K,远离物面的温度基本无变化。

图 7 为初始时刻圆管表面热流及压强分布与

文献[14]的对比,可以看出热流 q 及压强 p 分布均与文献[14]符合的很好。图中 q_0 和 p_0 分别为驻点热流和驻点压强, θ 为物面到圆心的连线与 x 轴的夹角。本文计算得到的初始热流值为 $49.8 \times 10^4 \text{ kW/m}^2$, 比文献[14]计算得到的 $48 \times 10^4 \text{ kW/m}^2$ 略高,但还是远远低于文献[12]中的实验值 $67 \times 10^4 \text{ kW/m}^2$ 。可能原因为流场物面网格高度不是最优的高度导致计算得到的热流值偏低^[15-18]。表 1 分别列出了本文与文献[5, 10, 12, 14]计算的 2 s 驻点物面外层温度及 0 s 驻点热流。

图 8 为驻点温度及驻点热流随时间变化曲线。图中可以看出驻点温度及驻点热流均随着时间的推移逐渐变小,且变化趋于缓和。从图 8(a) 可以看出,本文计算的 2 s 内温度变化是合理的。图 8(b)中,2 s 内驻点热流下降了 5.2%,与文献[10]结果相符。

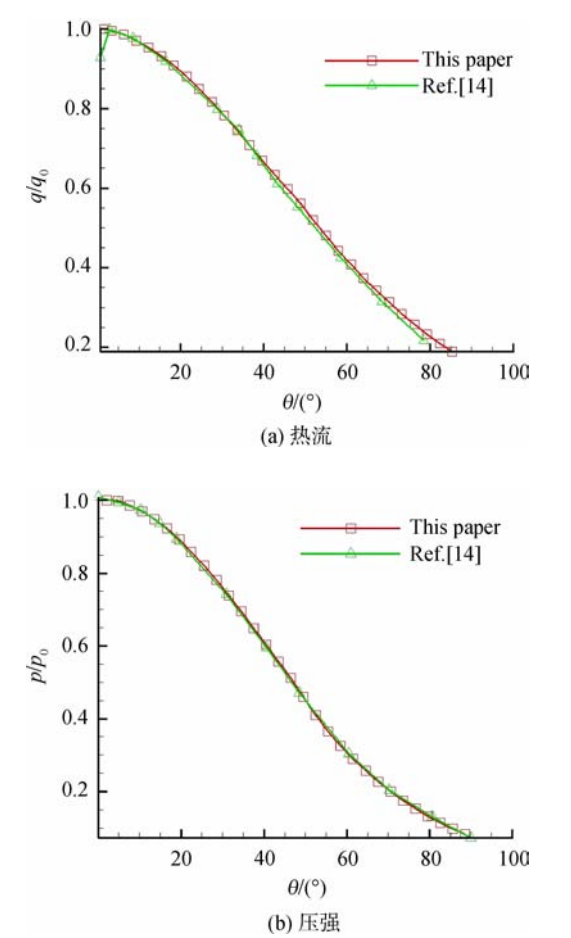


图 7 初始时刻表面热流及压强分布

Fig. 7 Distribution of surface heat flux and pressure at initial time

表 1 本文计算结果与文献值对比

Table 1 Comparison of calculation result this paper and reference		
数据来源	2 s 驻点温度 T_s/K	0 s 驻点热流 $q_s/$ $10^4 (\text{kW}/\text{m}^2)$
本文	390	49.8
文献[14]	388.72	48
文献[10]	393.1	
文献[5]	387	50
实验值(文献[12])		67

算例 2 典型三维不锈钢高超声速机翼

图 9 为高超声速机翼模型,翼型为菱形翼,展长为 1 m,翼根最大厚度为 0.2 m. 高超声速来流马赫数为 6.0,温度为 226.5 K,压强为 1 197 Pa,飞行攻角为 3°. 计算中假设机翼为不锈钢实体模型,翼根处设为等温壁,温度为 226.5 K.

图 10 为三维计算网格,其中流场网格单元数

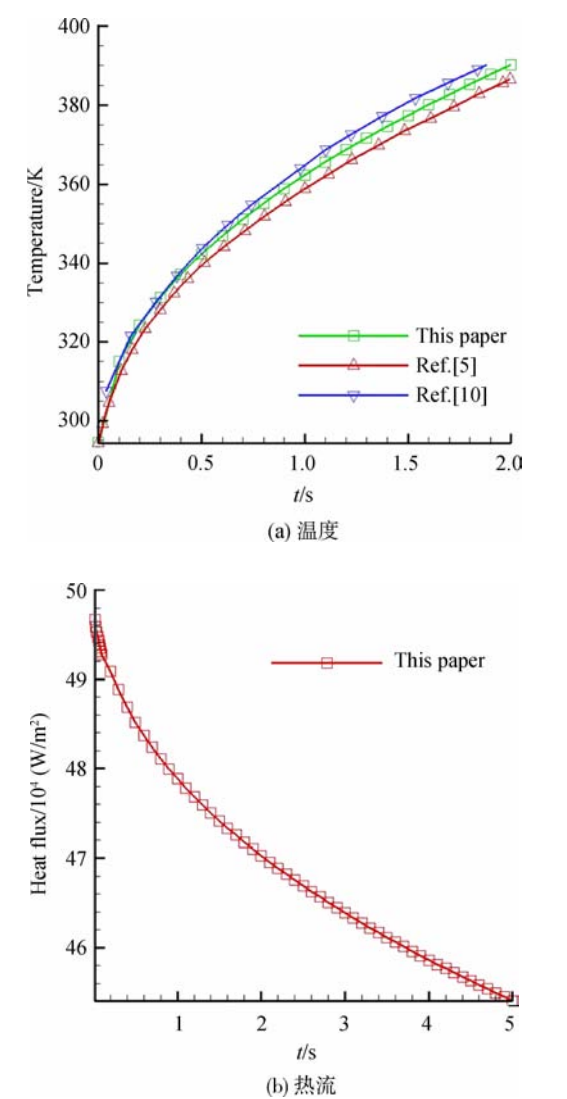


图 8 驻点温度及驻点热流随时间变化

Fig. 8 Variation of stagnation point temperature and heat flux

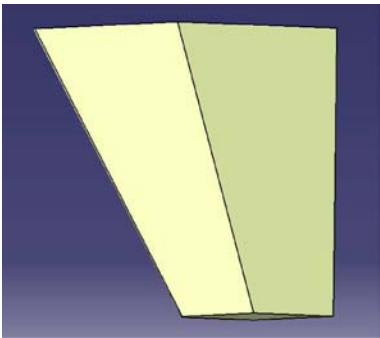


图 9 典型高超声速机翼模型

Fig. 9 Typical hypersonic wing model

为 322 520,结构网格单元数为 49 343.

在个人台式计算机上(主频为 2.9 GHz,内存为 3.0 G)开展了定常状态的数值模拟,耗时约为 38 h CPU 机时. 图 11 为稳态时机翼表面温度分

布,图 12 为展向 $z=0.01,0.25,0.5,0.75,0.99\text{m}$ 的 5 个截面上的温度分布,稳态时机翼前缘靠近翼根处温度最高,约为 955 K.

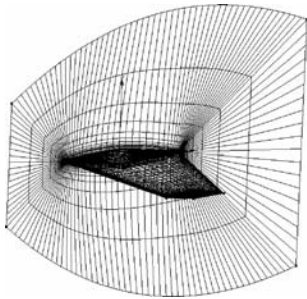


图 10 三维计算网格
Fig. 10 Three-dimensional computational grid

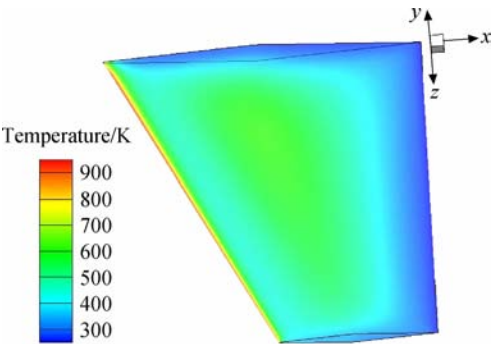


图 11 表面温度分布
Fig. 11 Surface temperature distribution

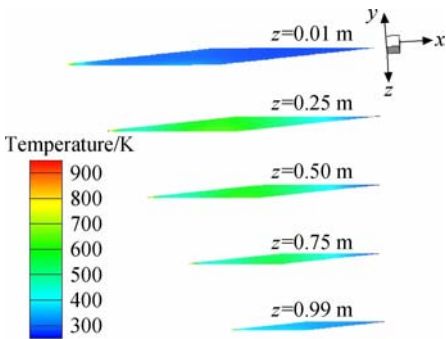


图 12 截面温度分布
Fig. 12 Cross section temperature distribution

从图 11 和图 12 可以看处沿机翼展向,翼稍和翼根处温度较低,沿机翼弦向,头部驻点处温度最高,过驻点后温度逐渐降低,在最大厚度处温度略有回升,过最大厚度后,温度逐渐降低.该算例表明本文发展的高超声速流场与结构温度场一体化计算技术可用于三维外形高速飞行器结构温度场的预测.

4 结 论

本文提出了一种基于限体积法的高超声速气动加热/结构传热一体化计算方法,实现了流场与结构温度场的定常/非定常统一计算,研究了高超声速气流中无限长不锈钢圆管热响应,通过数值计算结果与文献[5,10,14]对比可以得到以下结论:

- 1) 本文提出的基于有限体积法的一体化计算方法有良好的可行性,能用于高超飞行器结构温度场的分析.与传统方法比较,该方法的一个显著优势在于能用于流场与结构温度场稳态问题的分析.
- 2) 本文计算的无限长不锈钢圆管在 2 s 时刻驻点温度为 390 K,与其他文献[10]相比计算结果的绝对误差为 3.1 K,验证了本文发展的一体化计算方法的正确性与可靠性.
- 3) 无限长不锈钢圆管的驻点温度随着时间的推移逐渐升高,驻点热流随着时间的推移逐渐减小,两者的变化都趋于缓和,最终到达一个稳定的状态.稳定时,驻点物面外层温度为 647 K.
- 4) 后续将开展不同数值格式、网格尺度等对该算法精度的影响研究,并将该方法扩展到三维真实飞行器的气动加热/结构传热计算中.

参考文献:

[1] 王江峰,伍贻兆,季卫栋,等.高超声速复杂气动问题数值方法研究进展[J].航空学报,2015,36(1):159-175.
WANG Jiangfeng,WU Yizhao,JI Weidong,et al. Progress in numerical simulation techniques of hypersonic aerodynamic problems[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica,2015,36(1):159-175. (in Chinese)

[2] 杨超,许赞,谢长川.高超声速飞行器气动弹性力学研究综述[J].航空学报,2010,31(1):1-11.
YANG Chao,XUN Yun,XIE Changchuan. Review of studies on aeroelasticity of hypersonic vehicles[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica,2010,31(1):1-11. (in Chinese)

[3] 潘沙,田正雨,冯定华,等.超燃冲压发动机唇口气动热计算研究与分析[J].航空动力学报,2009,24(9):2096-2100.
PAN Sha,TIAN Zhengyu,FENG Dinghua,et al. Computation and analysis of aeroheating of scramjet inlet cowl lip [J]. Journal of Aerospace Power,2009,24(9):2096-2100. (in Chinese)

[4] 夏刚,刘新建,程文科,等.钝头体超声速气动加热与结构传热耦合的数值计算[J].国防科学技术大学学报,2003,25(1):35-39.

- XIA Gang, LIU Xinjian, CHENG Wenke, et al. Numerical simulation of coupled aeroheating and solid heat penetration for a hypersonic blunt body[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2003, 25(1): 35-39. (in Chinese)
- [5] 黄杰. 高超声速飞行器流热固多物理场耦合计算研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2013.
- HUANG Jie. Study on hypersonic vehicle fluid-thermal-structure multi-physics coupling calculation[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2013. (in Chinese)
- [6] 李鹏飞, 吴颂平. 类航天飞机前身结构与高超声速流场的耦合传热模拟分析[J]. 航空动力学报, 2010, 25(8): 1705-1710.
- LI Pengfei, WU Songping. Numerical simulation of fluid-solid-thermal interaction in hypersonic flows[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(8): 1705-1710. (in Chinese)
- [7] Wieting A R, Dechaumphai P, Bey K S, et al. Application of integrated fluid-thermal-structural analysis methods[J]. Thin-Walled Structures, 1991, 11(1): 1-12.
- [8] 姜贵庆, 童秉纲, 曹树声. 以有限元方法为主体的计算气动热力学[J]. 力学与实践, 1992, 14(3): 1-8.
- JIANG Guiqing, TONG Binggang, CAO Shusheng. Computational aero thermodynamics based on finite element method[J]. Mechanics and Engineering, 1992, 14(3): 1-8. (in Chinese)
- [9] 黄唐, 毛国良, 姜贵庆, 等. 二维流场、热、结构一体化数值模拟[J]. 空气动力学学报, 2000, 18(1): 115-119.
- HUANG Tang, MAO Guoliang, JIANG Guiqing, et al. Two dimensional coupled flow-thermal-structural numerical simulation[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2000, 18(1): 115-119. (in Chinese)
- [10] 耿湘人, 张涵信, 沈清, 等. 高超飞行器流场和固体结构温度场一体化计算新方法的初步研究[J]. 空气动力学学报, 2002, 20(4): 422-427.
- GENG Xiangren, ZHANG Hanxin, SHEN Qing, et al. Study on an integrated algorithm for the flowfields of high speed vehicles and the heat transfer in solid structures[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2002, 20(4): 422-427. (in Chinese)
- [11] 刘毅, 王刚, 叶正寅. 典型外形高超声速气动力/气动热数值计算研究[J]. 西北工业大学学报, 2014, 32(2): 169-175.
- LIU Yi, WANG Gang, YE Zhengyin. Numerical investigation of aerodynamic and aero-thermal effects for hypersonic vehicles[J]. Journal of Northwestern Polytechnical University, 2014, 32(2): 169-175. (in Chinese)
- [12] Wieting A R. Experimental study of shock wave interference heating on a cylindrical edge[R]. NASA-TM-100484, 1987.
- [13] Wieting A R, Holden M S. Experimental study of shock wave interference heating on a cylindrical leading edge at Mach 6 and 8[R]. AIAA 87-1511, 1987.
- [14] Dechaumphai P, Thomson E A, Wieting A R. Flow-thermal-structural study of aerodynamically heated leading edges[J]. Journal of Spacecraft, 1989, 26(4): 201-209.
- [15] 阎超, 禹建军, 李君哲. 热流 CFD 计算中格式与网格效应若干问题研究[J]. 空气动力学学报, 2006, 24(1): 125-130.
- YAN Chao, YU Jianjun, LI Junzhe. Scheme effect and grid dependency in CFD computations of heat transfer[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2006, 24(1): 125-130. (in Chinese)
- [16] 潘沙, 冯定华, 丁国昊. 气动热数值模拟中的网格相关性及收敛[J]. 航空学报, 2010, 31(3): 493-499.
- PAN Sha, FENG Dinghua, DING Guohao. Grid dependency and convergence of hypersonic aerothermal simulation[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2010, 31(3): 493-499. (in Chinese)
- [17] 张智超, 高振勋, 蒋崇文, 等. 高超声速气动热数值计算壁面网格准则[J]. 北京航空航天大学学报, 2015, 41(4): 594-600.
- ZHANG Zhigao, GAO Zhenxun, JIANG Chongwen, et al. Grid generation criterions in hypersonic aeroheating computations[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2015, 41(4): 594-600. (in Chinese)
- [18] 程晓丽, 艾邦成, 王强. 基于分子平均自由程的热流计算壁面网格准则[J]. 力学学报, 2010, 42(6): 1083-1089.
- CHENG Xiaoli, AI Bangcheng, WANG Qiang. A wall grid scale criterion based on the molecule mean free path for the wall heat flux computations by the Navier-Stokes equations[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2010, 42(6): 1083-1089. (in Chinese)

(编辑: 王碧珺)