

文章编号: 1000-8055(2010)08-1705-07

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

李鹏飞, 吴颂平

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191)

摘 要: 开展了高超声速流场与结构温度场的耦合数值计算. 流场部分求解了三维非定常全 Navier-Stokes(N-S) 方程, 空间差分采用 Harten Yee 的 TVD(总变差衰减)格式, 时间离散采用双时间步推进. 固体结构传热部分求解了三维非稳态的热传导方程. 通过流固交界面, 流体从固体部分得到温度边界条件, 固体从流体部分得到热流边界条件, 从而实现流场和固体温度场的紧耦合计算. 用绕无限长圆柱的气动加热计算验证了该算法的有效性, 并对类航天飞机前身结构在气动加热过程中的温度变化做了比较详细的分析. 计算结果表明, 固体结构在遭遇到气动加热后的一段时间内, 壁面温升对壁面热流的影响是很大的, 由于一体化计算能很好的综合考虑热壁的影响, 因此, 开展一体化计算是很有必要的.

关 键 词: 紧耦合; 高超声速; 气动加热; 固体传热; 航天飞机前身

中图分类号: V211.3

文献标识码: A

Numerical simulation of fluid-solid thermal interaction in hypersonic flows

LI Peng-fei, WU Song-ping

(School of Aeronautic Science and Engineering,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: The unsteady fully Navier-Stokes(N-S) equations were solved by Harten Yee's TVD (total variation diminishing) and dual time march for the flow field. The 3-D unsteady heat conduction equation was solved for the structure. The coupling was processed as follows: the flow field acquired temperature's boundary condition from the structure and the temperature field of the structure acquired heat flux's boundary condition from flow at the fluid-solid interface. The method proposed here was validated by aerodynamically infinite column. The transformation of head of space shuttle's temperature was analyzed in detail during pneumatic heating process. The results show that the increase of wall temperature strongly affects heat flux. Therefore, solid-fluid coupled iteration is very necessary in the simulation since the influence of the increase of wall temperature can be considered.

Key words: fully coupling; hypersonic; pneumatic heat; structural heat transfer;
head of space shuttle

目前, 世界各航天强国都在致力于发展可重复使用再入飞行器, 这类飞行器以高超声速在大气环境中沿轨道飞行时, 强烈压缩前方空气, 并与

周围空气发生剧烈摩擦, 使得周围空气温度剧烈升高, 形成气动加热. 飞行器表面的高温对其材料的耐热性和在高温情况下的承载性提出了更高的

收稿日期: 2009-07-21; 修订日期: 2010-04-14

作者简介: 李鹏飞(1982-), 男, 河北承德人, 博士生, 主要从事高超声速气动加热的数值计算方面研究.

要求. 设计轻型的结构和热防护系统离不开对飞行器表面气动热载荷、结构内温度的准确预测. 它们之间的耦合作用主要体现在流场和固体温度场之间的相互作用, 即流场的气动加热引起飞行器结构自身温度的重新分布, 固体表面温度变化又反过来影响外部流场.

由于计算时间和成本等原因, 当前在研究再入飞行器沿轨道的气动加热问题时, 常常采用松耦合的方法, 即事先选定一些轨道点, 在这些轨道点上做流体和固体的传热迭代, 从而确定气动加热对飞行器表面温度的影响. 但实际上, 飞行器周围的流场和其自身结构温度之间的耦合作用贯穿于整个再入过程, 而不仅仅是某一些轨道点. 因此这就需要在计算过程中将流场和固体结构温度场实时耦合, 即紧耦合.

1987年, Thornton 和 Dechaumphai^[1]用有限元法实现了不锈钢平板在高超声速气流中的流场、固体传热和固体结构热变形的一体化计算, 随后又在1988年和 Wieting 等人^[2,3]对高速气流中的不锈钢圆柱进行了流场、结构传热和结构热变形的一体化计算. 1995年 Chen 等人首次在航天领域应用一体化计算方法^[4]. 国内夏刚等人^[5]在2003年分别用松耦合和紧耦合的方法以二维圆柱为例, 研究了流场和结构传热的耦合数值模拟. 2004年, 黄春生等人^[6]对弹壁材料为硬铝和树脂的导弹进行了流场和固体温度场的耦合计算, 并指出温度场和流场耦合迭代时间步的大小直接影响温度平衡时间.

本文对流体区域和固体区域都用同一种空间离散方法——有限差分法, 将高超声速非定常流场解算和固体热传导计算实时迭代, 从而实现流场和固体温度场的紧耦合计算. 计算中, 对流体和固体交界面上的变量传输设置了松弛因子. 根据松弛因子取值的不同, 可以分别实现流固并行推进计算、流固交互推进计算和欠松弛的交互推进计算. 本文的计算结果与文献和试验数据吻合很好. 本文还对气动加热引起固体表面温度变化这一过程做了详细的分析.

1 物理模型描述

如图1所示, 高超声速来流条件下飞行器的气动加热过程由两个环节组成: ①外部气流以一定的热流密度对飞行器壳体表面加热, 造成固体内部温度分布不均; ②壳体内部的导热过程. 在这一过程中, 外部流场的变化会改变壳体外表面的

温度, 从而影响壳体内部的温度分布; 而壳体内温度的重新分布又会反过来改变壳体外表面的温度从而影响流场. 耦合性指的就是这些环节之间相互影响、相互制约和相互关联的特性.

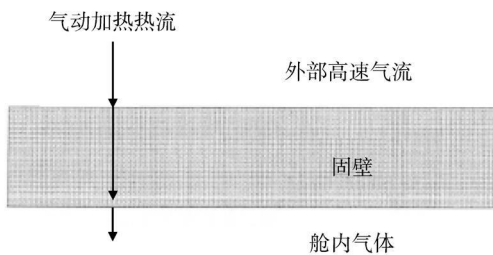


图1 高速飞行器气动加热示意图

Fig.1 Sketch map of hypersonic aircraft's pneumatic heat

2 流场和固体温度场的控制方程及算法

2.1 流场控制方程

计算坐标系下, 三维非定常可压缩 Navier-Stokes (N-S) 方程组形式如下:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_e}{\partial \xi} + \frac{\partial G_e}{\partial \eta} + \frac{\partial H_e}{\partial \zeta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial F_v}{\partial \xi} + \frac{\partial G_v}{\partial \eta} + \frac{\partial H_v}{\partial \zeta} \right) \quad (1)$$

方程(1)中, Q 是守恒变量, F_e, G_e, H_e 为无黏通量, F_v, G_v, H_v 为黏性通量, ξ, η, ζ 为计算坐标系下三个方向上的坐标, Re 是雷诺数. 为了模拟非定常过程, 时间离散采用双时间步法, 引入伪时间项的目的是尽可能消除第 n 层到第 $n+1$ 层的推进误差. 伪时间的内迭代中对无黏通量进行线性化处理, 得到如下算子形式的方程:

$$\left[\left(\frac{1}{\Delta \tau} + \frac{3}{2\Delta t} \right) \cdot \mathbf{I} + \delta_\xi \mathbf{A} + \delta_\eta \mathbf{B} + \delta_\zeta \mathbf{C} \right] \Delta Q^m = - \frac{3Q^m - 4Q^n + Q^{n-1}}{2\Delta t} + R_{hs} \quad (2)$$

式中 τ 为伪时间, t 为真实时间, $\mathbf{I}$ 为单位矩阵, $\delta_\xi, \delta_\eta, \delta_\zeta$ 为空间方向上的差分算子, $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$ 为无黏通量的雅可比矩阵. R_{hs} 为右端项, 其中无黏通量采用 Hartner Yee 的 TVD (total variation diminishing) 格式^[7,8]进行离散, 黏性部分直接采用中心差分计算, 具体的表达形式和含义见文献[9]. m 代表对伪时间的“内迭代”过程, n 代表对物理时间的“外迭代”过程. Q^m 是 Q^{n+1} 的第 m 次内迭代. $\Delta Q^m = Q^{m+1} - Q^m$. 第 $n+1$ 层的变量值取为“内迭代”过程的收敛值. 内迭代采用 Yoon

和 Jameson^[10]提出的全隐式 LU-SGS(lower upper symmetric Gauss-Seidel) 算法. 在 TVD 格式中采用如下形式的各向异性熵修正函数^[9]:

$$\varepsilon = \delta r_i, \quad i = A, B, C \tag{3}$$

式中 ε 为熵修正函数, $i = A, B, C$ 代表三个坐标方向, $\delta = \delta \frac{|p_{i+1} - 2p_i + p_{i-1}|}{p_{i+1} + 2p_i + p_{i-1}}$, δ 是可调参数, $0.05 \leq \delta \leq 1$, r_i 为该方向上通量雅可比矩阵的谱半径.

这种改进的熵修正函数可以大大提高数值方法和计算程序的鲁棒性, 并放宽对 CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) 数的限制, 提高了计算效率. 这一改进同时可以降低壁面附近的非物理黏性的影响, 提高数值模拟流场的质量, 提高热流计算的精度, 降低热流计算对法向网格尺寸的敏感性^[9].

2.2 固体温度场控制方程

计算坐标系下, 基于各向同性假设的非稳态变物性热传导方程形式如下:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{\partial g}{\partial \eta} + \frac{\partial h}{\partial \zeta} \right) \tag{4}$$

方程(4)中, ρ 为固体的密度, c_p 为固体的比定压热容, κ 为固体的导热系数, 其中 κ 随温度的变化而变化, T 为温度, f, g, h 为温度的空间导数, 时间方向同样采用双时间步推进.

3 耦合求解过程

所谓紧耦合, 即流场与结构温度场通过在流固交界面实时交换数据, 反复迭代. 主要体现在流固交界面上的边界条件处理. 为了使迭代具有最大的数值稳定性, 对于流体应该给温度边界条件, 对于固体应该给热流边界条件^[11-12]. 具体计算步骤如下:

- 1) 以定壁温边界条件求得一个稳态流场(用下标+ 表示), 将它和恒定壁温的固体温度场(用下标- 表示)作为耦合计算的初场.
- 2) 按照如下步骤在流固交界面上传递变量信息:

① 在不考虑热辐射的情况下, 由流场计算得到的温度分布求出热流密度 q_w^n , 边界条件为

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial n} = q_w^n \tag{5}$$

在固体区域求解方程(4)得到固体场的温度分布(T^{n+1}_-).

② 在流固交界面上用如下温度边界条件:

$$T^+_n = (1 - \alpha) T^n_- + \alpha T^{n-1}_- \tag{6}$$

求解方程(2), 求得流场及 q^{n+1}_+ .

③ 在流固交界面上, 更新固体的边界条件

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial n} = (1 - \beta) q^n_+ + \beta q^{n+1}_+ \tag{7}$$

回到步骤 ①

在此算法中, “ n ” 代表时间步, α 和 β 为流固交界面上的变量在 n 层和 $n + 1$ 层插值的加权系数. 实际上, 这种算法中, 流固交界面不是由控制方程作用, 而是强制其满足一定的连续条件. 在计算固体温度场的时候, 要求在流固交界面上 $q = q_+$; 在计算流场时, 要求在流固交界面上 $T_+ = T_-$; 当 $\alpha = 0$ 和 $\beta = 0$ 时, $n + 1$ 层上的信息被忽略. 此时上一个时间步上的信息被传送到各自的区域中, 流体和固体计算是一个并行的推进过程; 当 $\alpha = 1$ 和 $\beta = 1$ 时, 第 n 层上的信息被忽略, 流体和固体计算交互推进.

由于流体流动的时间尺度比固体传热的时间尺度要小几个数量级, 在计算中加大时间步长会提高计算效率, 节省计算时间, 但是这样会使计算误差变大^[6]. 且气动加热问题本身就属于强耦合问题, 因此为了更好地反映这种强耦合的本质, 最大程度地保证计算精度, 本次计算中采用流体的时间步长进行迭代计算.

4 程序的有效性验证

现以高超声速气流流过无限长圆管为例来对本文的计算方法进行验证说明. 来流和圆管材料的物性参数见文献[2], 采用 Gridgen 软件生成结构化网格, 流体和固体部分的网格数分别为 $60 \times 90 \times 6$ 和 $60 \times 30 \times 6$. 对流体的近壁面网格进行加密, 使得边界层内分布至少 10 个网格, 即边界层内法向网格尺寸要比边界层厚度小一个数量级^[9]. 固体区域采用流体壁面第一层网格距离均匀分布. 计算网格如图 2 所示. 由于模拟的飞行时间段较短(2s), 圆管内壁和舱内气体对流引起的热量交换还较弱, 因此将内壁面假设为绝热壁.

本文通过自主开发流场解算程序和固体计算程序, 对流场和结构传热进行了紧耦合数值模拟, 计算中取 $\alpha = 1$ 和 $\beta = 1$, 采用流场和固体温度场交互推进的形式, 实现气动加热的紧耦合迭代.

1) 图 3 给出了 $t = 0$ 时刻流体的壁面热流密度分布(用驻点热流密度值归一化), 结果与实验吻合. 驻点热流密度值为 57.02 W/cm^2 , Fay-Riddell 公式给出的值为 57 W/cm^2 , 文献[5] 为 54.1 W/cm^2 , 实验值为 67.0 W/cm^2 . 由此可以看出,

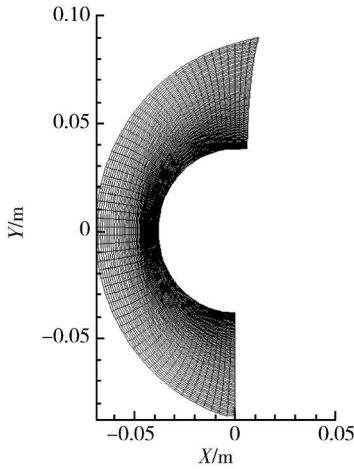


图 2 流场和固体温度场耦合计算网格示意图
Fig. 2 Grids for simulations of fluid solid thermal interaction in hypersonic flows

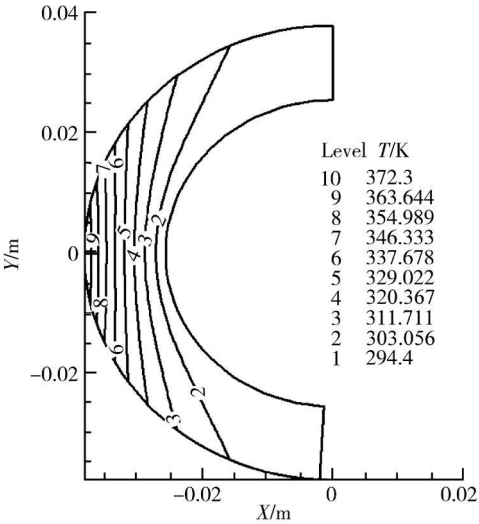


图 4 $t = 1\text{ s}$ 时刻圆管温度等值线图
Fig. 4 Contour of pipe temperature at $t = 1\text{ s}$

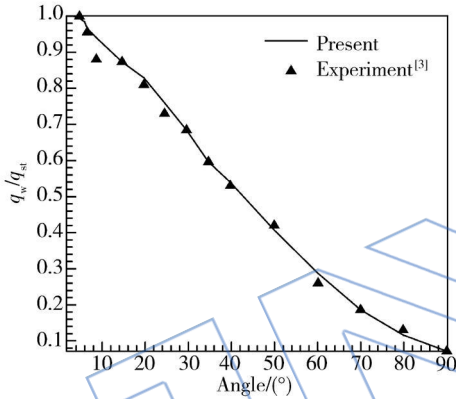


图 3 $t = 0$ 时刻驻点归一化的壁面热流密度与试验结果对比
Fig. 3 Comparison between simulation data and experimental data normalized by wall heat flux at $t = 0$

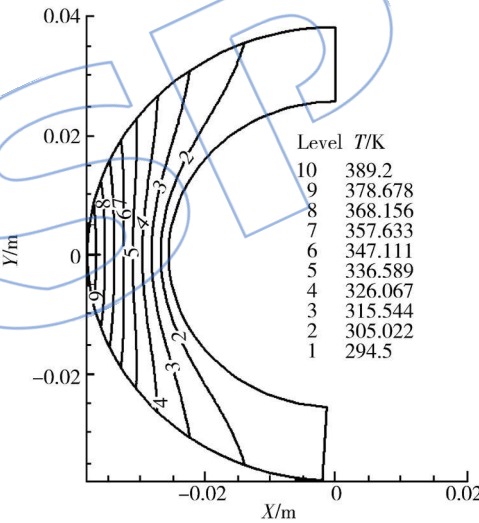


图 5 $t = 2\text{ s}$ 时刻圆管温度等值线图
Fig. 5 Contour of pipe temperature at $t = 2\text{ s}$

本文流场计算是正确的。

2) 图 4 和图 5 分别是 $t = 1\text{ s}$ 和 $t = 2\text{ s}$ 时刻圆管温度等值线图. $t = 2\text{ s}$ 时圆管驻点温度为 389.19 K, 试验值为 388.72 K, 误差为 0.12%, 表明本文对固体温度场的计算是正确的。

5 类航天飞机前身结构的耦合传热分析

5.1 模型描述与网格生成

本次计算所采用的固体结构为有一定厚度的双椭球模型, 它由两个相贯的双椭球组成, 具有航天飞机前机身与座舱罩组合部件的基本特征, 可作为研究高超声速飞行器绕流的一个标准模型。

本算例所采用的双椭球模型的外壁面具体外

形数据为: 模型长度 $L = 215\text{ mm}$, 参考面积 $S = 692.7687\text{ mm}^2$, 两椭球外形由下列表达式给出:

$$\begin{cases} \left(\frac{x_1}{157.9}\right)^2 + \left(\frac{x_2}{39.47}\right)^2 + \left(\frac{x_3}{65.79}\right)^2 = 1 & x_1 \geq 0 \\ \left(\frac{x_1}{92.11}\right)^2 + \left(\frac{x_2}{65.79}\right)^2 + \left(\frac{x_3}{46.05}\right)^2 = 1 & x_1 \leq 0 \end{cases}$$

厚度为 17.84 mm, 图 6 为该固体结构的半模外形。

计算中的来流参数为 $T = 240.0\text{ K}$, $Ma = 6.0$, $Re = 7.35 \times 10^6$. 固体材料为不锈钢, 其物性参数为: $\rho = 7850\text{ kg/m}^3$, $c_s = 502\text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$, $T = 373\text{ K}$ 时, $\kappa = 19.7\text{ W/(m} \cdot \text{K)}$; $T = 873\text{ K}$ 时 $\kappa = 25.1\text{ W/(m} \cdot \text{K)}$, 在计算中, 不同温度下固体的热传导系数由上述参数插值得到. 采用代数方法生成网格, 流体区域的网格数为 $50 \times 60 \times 30$, 近

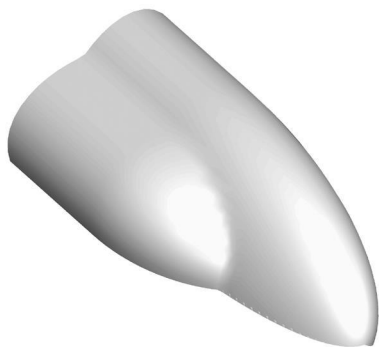


图 6 双椭球结构外形
Fig. 6 Double ellipsoid model

壁面法向第一层网格间距为 1.2×10^{-5} m, 固体结构网格数为 $50 \times 30 \times 30$, 其壁面法向网格按流体区域第一层网格间距均匀分布. 图 7 给出了半模网格分布示意图.

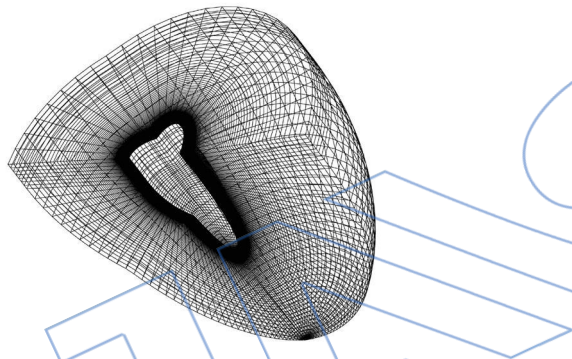


图 7 半模网格示意图
Fig. 7 Grids of double ellipsoid

5.2 计算结果与分析

1) 图 8 给出了 $t=0$ 时刻双椭球表面径向热流密度变化情况, 从图中可以看出, 总体上壁面热流密度满足从驻点向出口逐渐减小的趋势, 但是在第二椭球面上产生镶嵌激波的位置之后会出现热流密度的第二峰值, 这是由于气流通过镶嵌激波后被第二次压缩, 波后温度进一步升高, 导致了热流密度第二峰值的出现.

2) 图 9 和图 10 分别给出了流体驻点热流密度和固体驻点温度随时间的变化情况, 图 11 和图 12 给出了双椭球内部固体结构等温线图. 可以看到, 壁面温度随着加热时间的延长逐渐升高, 在加热的前 1s 时间内, 流体的驻点温度下降了 13%, 固体的驻点温度上升趋势明显, 最大温度从 288 K 上升至 451. 52K, 上升了 57. 8%.

3) 随着加热时间的继续延长, 流体驻点热流密度上升和固体最高温度下降的趋势逐渐变缓,

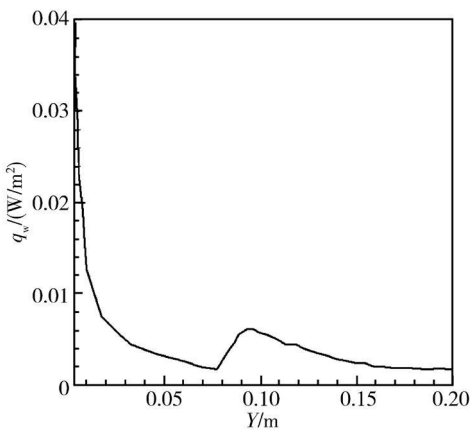


图 8 $t=0$ 时刻双椭球表面径向热流密度分布
Fig. 8 Heat flux distribution on the surface of double ellipsoid temperature at $t=0$

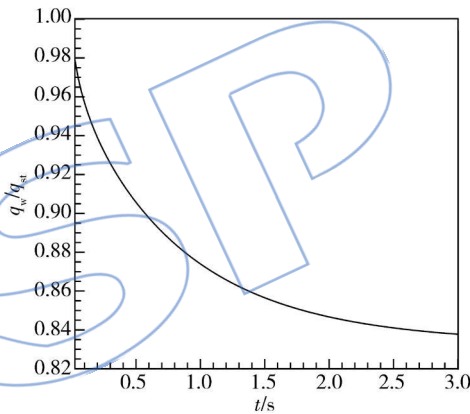


图 9 驻点热流密度(以 $t=0$ 时刻归一化) 随时间变化历程
Fig. 9 History of heat flux at stagnation point normalized by the value at $t=0$

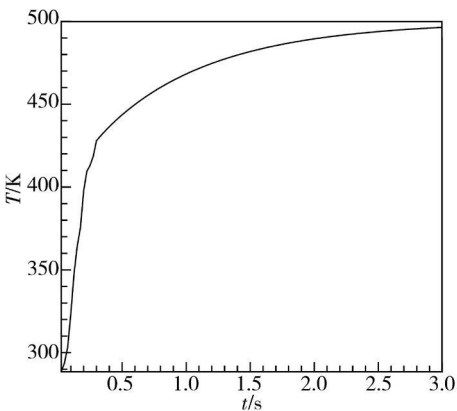
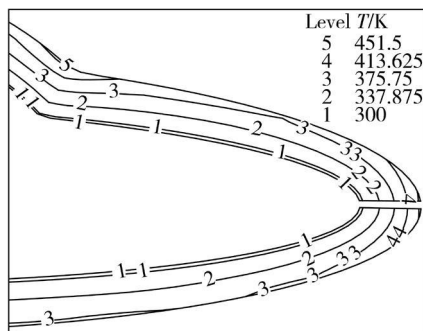
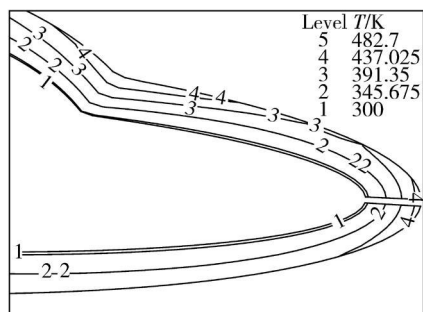


图 10 固体区驻点温度随时间变化历程
Fig. 10 History of stagnation point temperature inside the solid

从 1s 到 3s 的时间内, 固体的驻点温度只升高到了 482. 7 K, 而流体驻点热流密度也只下降了

图 11 $t = 1\text{ s}$ 时刻双椭球温度等值线图Fig. 11 Contour of double ellipsoid temperature
at $t = 1\text{ s}$ 图 12 $t = 3\text{ s}$ 时刻双椭球温度等值线图Fig. 12 Contour of double ellipsoid temperature
at $t = 3\text{ s}$

4%. 可以预见, 随着加热时间的延长, 固体温度将继续升高, 从流体吸收能量的能力进一步减弱, 流体驻点热流密度继续下降, 最终两者达到一种动态的平衡。

6 结 论

1) 本文所采取的紧耦合算法强调了流场气动加热与固体结构热传导之间的密切耦合, 体现了飞行器连续飞行时受热与时间历程有关这一物理本质, 并通过流固交界面上变量的传输成功地模拟了这一过程。

2) 利用高超声速气流流过无限长圆管的气动加热算例对本文的程序做了有效性验证, 结果表明, 对流体区域和固体区域的计算是正确的。

3) 本文对类航天飞机前身结构与高超声速流场耦合传热进行了数值模拟, 分析表明, 固体结构在遭遇到气动加热后的一段时间内, 壁面温升对壁面热流密度的影响是很大的, 在这段时间内驻点热流密度下降和固体温度升高的趋势明显, 但是随着加热时间的延长, 这种趋势会逐渐变缓。由于一体化计算能很好的综合考虑热壁对结构热

响应和热流密度的影响, 因此, 开展一体化计算是很有必要的。

参考文献:

- [1] Thornton E A, Dechaumphai P. Finite element prediction of aerothermal structural interaction of aerodynamically heated panels[R]. AIAA Paper 87-1610, 1987.
- [2] Dechaumphai P, Thornton E A, Wieting A R. Flow-thermal structural study of aerodynamically heated leading edges[R]. AIAA Paper 88-2245, 1988.
- [3] Wieting A R, Dechaumphai P, Bey K S. Application of integrated fluid thermal structural analysis methods [R]. ICAS-88 2.3.3, 1988.
- [4] Chen Y K, Henline W D, Tauber M E. Mars pathfinder trajectory based heating and ablation calculations[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1995, 32(2): 225-230.
- [5] 夏刚, 刘新建, 程文科, 等. 钝体高超声速气动加热与结构热传递的耦合数值计算[J]. 国防科技大学学报, 2003, 25(1): 35-39.
XIA Gang, LIU Xinjian, CHENG Wenke, et al. Numerical simulation of fluid solid thermal interaction in hypersonic flows blunt aircraft[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2003, 25(1): 35-39. (in Chinese)
- [6] 黄春生, 吴杰, 范绪箕. 飞行器流场与结构温度场耦合数值分析[J]. 力学与实践, 2004, 26(2): 24-26.
HUANG Chunsheng, WU Jie, FAN Xuji. Analysis of fluid structure thermal simulations on the aircraft[J]. Mechanics in Engineering, 2004, 26(2): 24-26. (in Chinese)
- [7] Yee H C, Kutler P. Application of second-order accurate total variation diminishing (TVD) schemes to the Euler equations in general geometries [R]. NASA TM-85845, 1983.
- [8] Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws[J]. Journal of Computational Physics, 1983, 49: 357-393.
- [9] 谢锦睿. 高超音速流动数值模拟与热流数值计算[D]. 北京: 北京航空航天大学, 2007.
XIE Jinrui. Numerical simulation of hypersonic flows and calculation of aerothermal heating[D]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2007. (in Chinese)
- [10] Yoon S, Jameson A. Lower-upper symmetric Gauss-Seidel method for the Euler and Navier-Stokes equation[J]. AIAA Journal, 1988, 26(9): 35-39.
- [11] Ramon C, Houzeaux G. Numerical approximation of the heat transfer between domains separated by thin walls[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2006, 52: 963-986.
- [12] Giles M B. Stability analysis of numerical interface conditions in fluid structure thermal analysis[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1997, 25: 421-436.