

高超声速飞行器前缘流固耦合计算方法研究*

聂涛[†] 刘伟强

(国防科技大学, 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073)

(2011年12月1日收到; 2012年2月23日收到修改稿)

对高超声速流场和结构温度场进行了耦合计算分析, 同时基于准静态假设对结构应力进行了分析。流场部分采用基于非定常 Navier-Stokes (N-S) 方程的有限体积法, 湍流模型采用 SST $k-\omega$ 模型, 固体部分采用基于非稳态热传导方程的有限元法, 同时基于准静态假设对固体结构的应力应变进行了分析。在流固界面处, 高速流体从固体结构得到温度边界条件, 固体结构从高速流体得到热流边界条件, 从而实现了流场和固体温度场的紧耦合计算。通过与超声速无限长圆管绕流试验结果进行对比, 验证了该方法的可靠性。同时对二维圆管结构在气动加热过程中的温度、应力等的变化进行了比较详细的分析。研究结果表明: 随着气动加热时间的推进, 由于圆管结构的高温区在不断扩大, 导致了结构的热变形在不断地增大; 圆管最小变形区出现在 θ 为 60° 处; 同时研究发现在计算时间内圆管热变形对外部流场的影响可以忽略不计。

关键词: 高超声速, 数值模拟, 气动热, 耦合

PACS: 44.10.+i, 46.70.-p, 47.40.ki

1 引言

飞行器在出入大气层或在空间中做高超声速飞行时, 强烈压缩前方空气, 并与周围空气剧烈摩擦, 大部分动能转化为热能, 使得飞行器附近空气温度剧烈升高并加热飞行器壁面。当飞行高度为 24 km, 飞行马赫数为 7 时, 在半径为 20 mm 的前缘鼻锥表面上的热流密度高达 $2\text{--}3 \text{ MW/m}^2$ 。高温对高超声速飞行器材料的耐热性以及在高温条件下结构的承载能力提出了更高的要求, 因此气动热及其热防护技术已成为制约高超声速飞行器发展的关键问题之一^[1,2]。为高超声速巡航导弹和再入飞行器设计轻型结构和热防护系统离不开对飞行器表面气动热荷载、结构内部温度和结构变形与应力的准确预测^[3]。传统的方法是先将气动加热面设为等温面, 计算壁面上的热流密度以及压力分布, 然后根据热流密度计算固体结构内部的温度场, 最后根据温度分布和表面压力分布计算结构变形

以及应力。这种方法的缺点是需要在不同的分析方法之间传递数据, 而由于数学模型的不协调将导致被传递的数据需要进行大量的后处理。而且在分析过程中各学科间的耦合和交互不仅需要额外的附加变量, 同时还需要重新建模。因此迫切需要解决流场与结构的耦合计算问题, 这样不仅更加符合物理实际, 而且可以更加深入了解结构温度与热变形随时间的变化过程。

国外对这方面的研究起步较早, 1988 年 Allan 等完成了流场、传热与结构应力耦合计算, 通过与他们在 1987 年完成的试验相比较, 验证了该耦合方法的准确性^[3,4]。国内夏刚等在 2003 年分别用松耦合和紧耦合的方法以二维圆柱为例, 进行了流场和结构传热的耦合数值模拟研究^[5]; 对于热力耦合问题国内学者也进行了相关研究^[6,7]。

本文利用有限体积法对流体区域进行空间离散, 而对固体域采用有限元法进行空间离散, 在不同的区域采用各自不同的控制方程, 将高超声速非定常流场与固体温度场进行耦合求解计算, 并将计

* 国家自然科学基金(批准号: 90916018) 和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 200899980006) 资助的课题。

† E-mail: nietao2007@sohu.com

算结果与实验结果进行了比较分析, 同时对固体内部的应力应变进行了研究.

2 物理模型描述

如图 1 所示, 在高超音速来流条件下, 飞行器受气动热影响产生变形由以下三个环节组成: 1) 外部气流以一定的热流密度对飞行器表面加热; 2) 固体内部热传导; 3) 固体内部温度分布不均产生热变形.

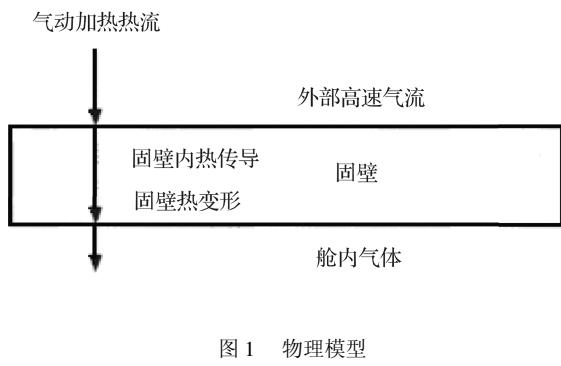


图 1 物理模型

3 数值方法

3.1 流场控制方程及湍流模型

目前, 处理湍流计算问题时, 在工程计算中应用最为广泛的是雷诺平均 N-S 方程. 其基本思想是将湍流运动分解为平均运动和脉动运动, 同时将脉动运动对平均运动的贡献通过雷诺应力项进行模型化, 即湍流模型. 而在两方程涡黏性湍流模型中, $k-\varepsilon$ 模型能够较好地模拟远离壁面充分发展的湍流流动, 而 $k-\omega$ 模型则更为广阔地应用于各种压力梯度下的边界层问题^[8]. 为了结合两种模型的优点, Menter 于 1993 年提出了 SST $k-\omega$ 两方程模型^[9]. 它是一种在工程上得到广泛应用的混合模型, 在近壁面保留了原始 $k-\omega$ 的模型, 在远离壁面的地方应用了 $k-\varepsilon$ 模型, 用开关函数 F_1 将两个模型结合起来:

$$\begin{aligned} \frac{D\rho k}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ &\quad + \tau \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

$$- \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \quad (2)$$

开关函数 F_1 的定义为

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \right. \\ \times \left. \frac{4 \rho \sigma_{\omega^2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left[2 \rho \sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right], \quad (5)$$

式中 y 表示当前点到物面的最短距离.

F_1 在紧靠壁面处为 1, 激活 $k-\omega$ 模型, 离开壁面向 0 趋近, 转化为 $k-\varepsilon$ 模型.

3.2 固体结构温度场控制方程

基于各向同性假设的二维非稳态热传导方程形式如下:

$$\rho c_p \frac{\partial t}{\partial \tau} = k \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) + Q. \quad (6)$$

式中, c_p 为固体定压比热, k 为固体导热系数, Q 为飞行器表面的气动热.

3.3 固体结构响应控制方程

当物体内温度发生变化 $\Delta T = T_1 - T_2$ 时, 物体中的微元体就会发生热膨胀, 如果结构膨胀受到某种约束微元体就会产生热应力. 热应力控制方程为^[10]

$$\frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} -\sigma_x \\ -\tau_{xy} \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} -\tau_y \\ -\sigma_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$\sigma = \mathbf{D} \mathbf{B} \boldsymbol{\delta} = \mathbf{S} \boldsymbol{\delta}, \quad (8)$$

式中, $\sigma_x, \tau_{xy}, \sigma_y$ 为固体的应力分量, \mathbf{D} 为与单元材料性质相关的弹性矩阵, \mathbf{B} 为应变矩阵, $\boldsymbol{\delta}$ 是位移矩阵.

4 数值结果与实验对比

4.1 仿真条件及模型网格

1987 年 Allan 完成的关于无限长圆管前缘加热的试验被多次用于验证气动热 - 结构响应计算的准确性^[3,5,11,12]. 来流条件为: $Ma = 6.47$,

$T = 241.5 \text{ K}$, $P = 648.1 \text{ Pa}$, 圆管内壁温度为 $T_w = 294.4 \text{ K}$, 内外半径分别为 $R_{\text{in}} = 25.4 \text{ mm}$ 和 $R_{\text{out}} = 38.1 \text{ mm}$. 结构材料为不锈钢, 密度为 $\rho = 8030 \text{ kg/m}^3$, 比热容 $c = 502.48 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$, 导热系数 $\lambda = 16.27 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$. 同时在计算的过程中对材料做了如下假设: 1) 完全弹性形变; 2) 介质连续均匀; 3) 材料各向同性等. 对瞬态传热的热应力计算还做出了准静态假设. 在准静态假设下, 定常与非定常热应力计算惟一的差别在于热传导方程, 所以在温度场已知的情况下, 当前时刻的热应力不受前一时刻热应力场的影响.

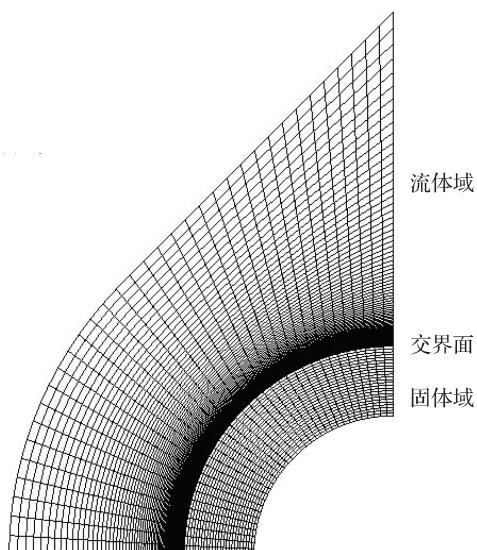


图 2 圆管网格

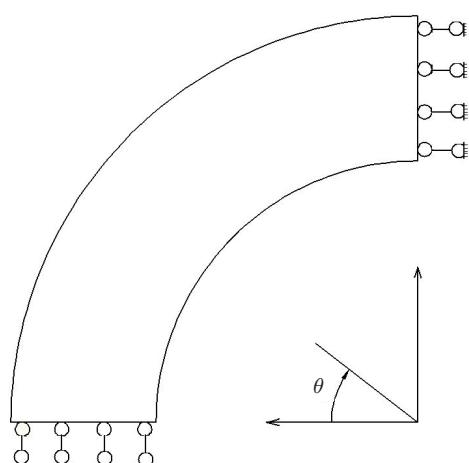


图 3 结构约束方式

二维圆管外型及网格划分如图 2 所示, 计算域取 1/4 象限. 为了得到准确的壁面热流, 对壁面附近网格进行了加密处理. 图 3 给出了结构的约束方式.

4.2 耦合求解方法

本文采用的是紧耦合的耦合方法, 其特点是流场域与结构域在接触面实时交互数据, 耦合迭代. 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^[2,13,14]. 具体方法如下:

- 1) 提取流体域;
- 2) 给定 $t = 0 \text{ s}$ 流体域初场并将流体域交界面设为等温壁面 ($T_w = 294.4 \text{ K}$), 利用有限体积法计算流体域, 得到 Δt 时间后界面上的热流分布;
- 3) 以上一步计算得到的热流密度为边界条件计算固体域温度场, 得到界面的温度分布.

到此, 完成了耦合计算的一个周期. 如此反复迭代, 直到达到满足收敛要求时停止计算. 需要说明的是, 由于流场部分达到平衡状态的特征时间相对固体温度场达到平衡状态的特征时间要小很多, 故将 $t = 0 \text{ s}$ 时刻的初场假定为在来流条件下由等温壁假设得到的稳态解. 该假设符合物理实际, 并有利于加速计算^[5]. 由于本文考察的时间段很短 ($t = 2 \text{ s}$), 所以在计算过程中圆管内表面取等壁温边界条件 $T_w = 294.4 \text{ K}$ 是较为合理的. 根据准静态假设, 将迭代收敛后的固体温度场以及交界面压力作为应力计算的边界条件, 就可以得到相应时刻的结构应力场分布.

4.3 结果分析

图 4 给出了 0 s 时外流场温度云图, 驻点区最高温度达到了 2255 K . 图 5 和图 6 分别给出了驻点温度随时间的变化趋势以及 $t = 0 \text{ s}$ 时表面热流密度分布(用驻点热流密度进行了归一化处理), 并将模拟值与实验值^[3,15]进行了比较. 驻点热流密度计算值为 48.6 W/cm^2 , 而文献[3]的计算值为 48.2 W/cm^2 . 从图 5 中可以看出, 随着时间的推移, 在气动热的作用下驻点温度逐渐上升; 而从图 6 中, 可以看出随着 θ 的增大表面热流密度是逐渐减小的, 同时可以看出计算值与实验结果符合的很好, 证明了该方法的有效性. 图 7 给出了不同时刻圆管的温度分布, 从图中可以看出在气动热的作用下随

着加热时间的推进,圆管的高温区在不断扩大而低温区在减小,高温区所在的位置正好是圆管驻点区域附近,而高温区的扩大必然会带来了圆管大热应变区相应的扩大(如图8所示).

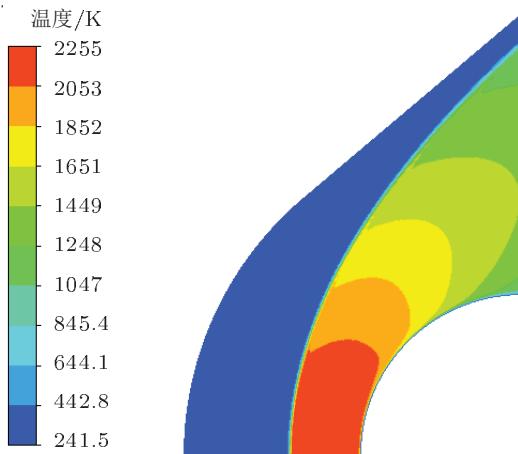
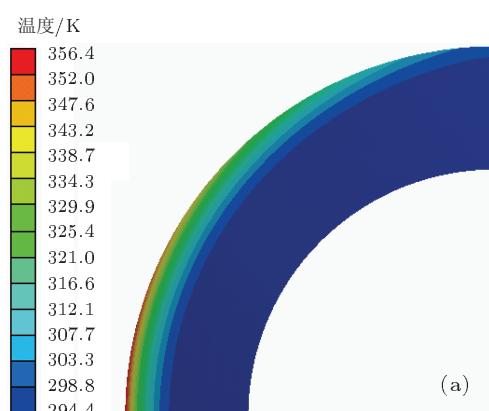


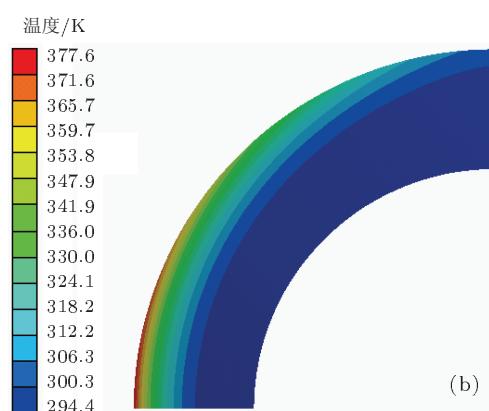
图4 0 s时流场温度云图

图9给出了 $t=2\text{ s}$ 时,不同方向圆管正应力分布.从图9(a)中可以看出 X 方向最大拉应力和最大压应力都出现在圆管上部.在 X 方向圆管外部都处于受拉状态,而内部大部处于受压状态.从图9(b)中可以知道 Y 方向最大拉应力和最大压应力则出现在圆管迎风前缘.在 Y 方向圆管外部大部分处于受拉状态而内部处于受压状态.

图10给出了不同时刻圆管的变形分布.从图中可以看出最大变形发生在驻点区附近,而最小变形区则出现在圆管外侧 θ 角约为 60° 处;从图中还可发现随着气动加热时间的推进,圆管的热变形量



(a)



(b)

图7 不同时刻圆管的温度分布 (a) $t=1\text{ s}$; (b) $t=2\text{ s}$

是逐渐增加的,但在计算时间内圆管的变形量相对于圆管直径很小可以忽略不计,因而圆管变形对外部流场分布的影响是可以忽略的.

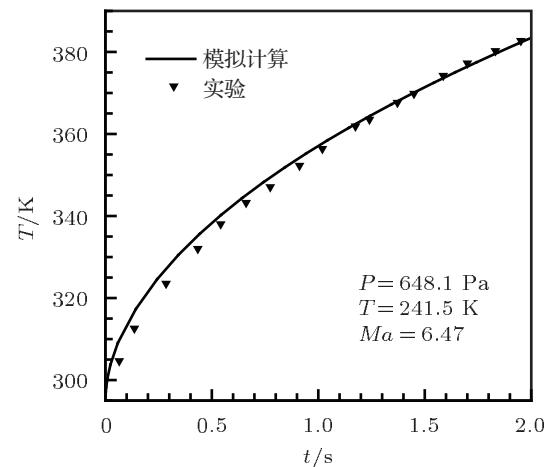
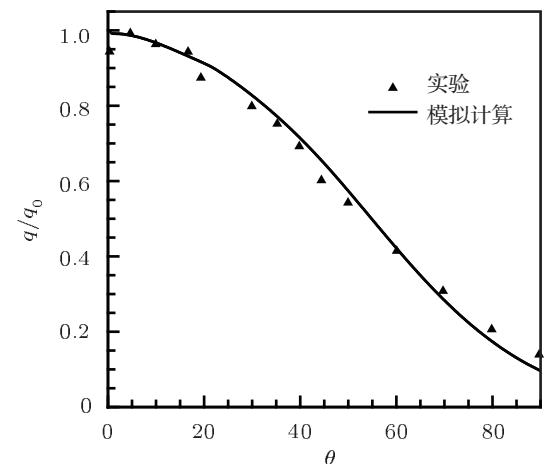
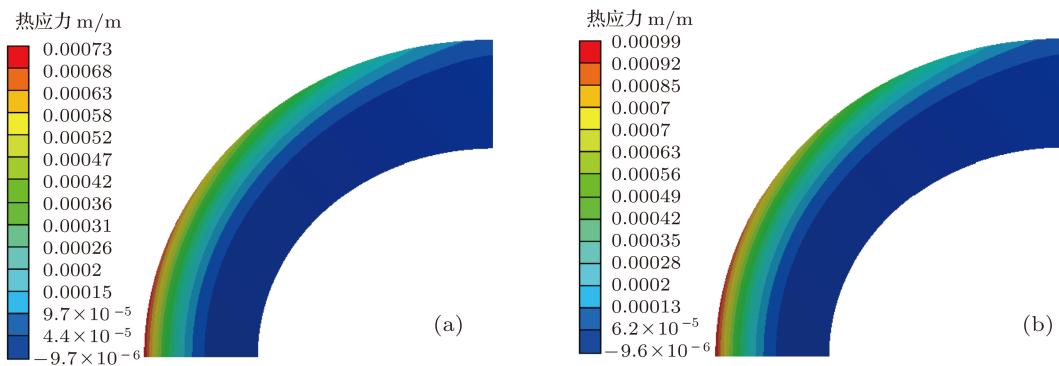
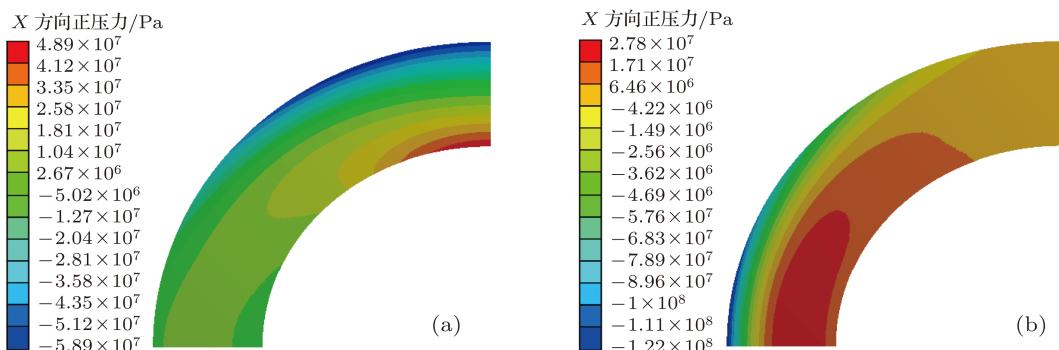
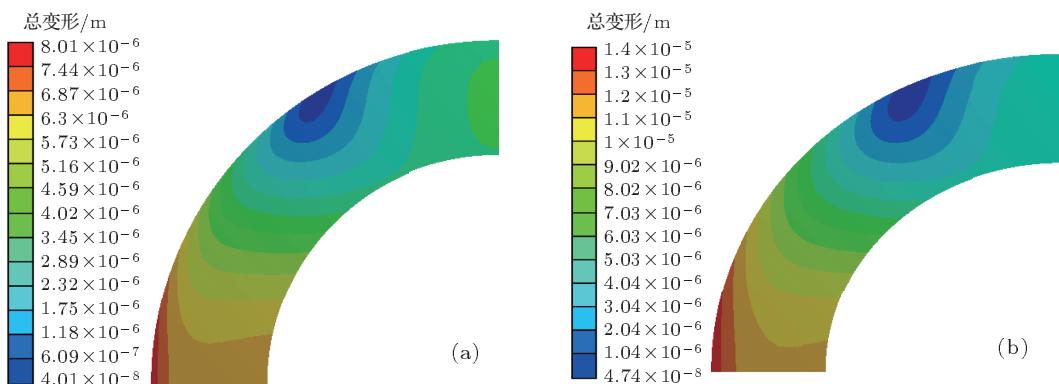


图5 驻点温度变化趋势

图6 $t=0\text{ s}$ 时表面热流密度分布

图 8 不同时刻圆管的热应变分布 (a) $t = 1\text{ s}$; (b) $t = 2\text{ s}$ 图 9 $t = 2\text{ s}$ 时, 不同方向正应力分布 (a) X 方向; (b) Y 方向图 10 不同时刻圆管的总变形分布 (a) $t = 1\text{ s}$; (b) $t = 2\text{ s}$

5 结 论

本文对流场与结构传热进行了非稳态的耦合

数值模拟, 并根据准静态假设研究了不同时刻结构的应力分布.

1) 对高超声速气动加热二维圆管的流动 - 热 -

结构进行了非稳态的数值分析, 并将驻点温度随时间变化趋势与实验结果做了对比, 验证了该方法的可靠性。

2) 随着气动加热时间的推进, 圆管驻点高温区的温度逐渐上升, 从而导致热应变、总变形不断增大; 同时驻点高温区的热应变也是最大的, 而最小

变形区出现在圆管外侧 θ 约为 60° 处; 同时得到圆管结构变形对于外部流场的影响可以忽略不计.

3) 在 X 方向圆管外侧局部(上部)受拉, 而其他部位处于受压状态, 圆管内侧则全部处于受压状态; 在 Y 方向圆管外侧局部(左侧)受拉, 而其他部位处于受压状态, 圆管内侧全部处于受压状态.

-
- [1] Yan C, Yu J J, Li J Z 2006 *Acta Aero. Sin.* **24** 125 (in Chinese) [阎超, 禹建军, 李君哲 2006 空气动力学学报 **24** 125]
 - [2] Li P F, Wu S P 2010 *J. Aero. Power* **25** 1705 (in Chinese) [李鹏飞, 吴颂平 2010 航空动力学报 **25** 1705]
 - [3] Pramote D, Earl A T, Allan R W 1988 AIAA 1988-2245
 - [4] Allan R W, Michael S H 1987 AIAA 1987-1511
 - [5] Xia G, Liu X J, Cheng W K, Qin Z Z 2003 *J. National Univ. Defense Tec.* **25** 35 (in Chinese) [夏刚, 刘新建, 程文科, 秦子增 2003 国防科技大学学报 **25** 35]
 - [6] Feng Y P, Cui J Z, Deng M X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 327 (in Chinese) [冯永平, 崔俊芝, 邓明香 2009 物理学报 **58** 327]
 - [7] Yao X H, Han Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5056 (in Chinese) [姚小虎, 韩强 2008 物理学报 **57** 5056]
 - [8] Zhou Y, Qian W Q, Deng Y Q, Ma M S 2010 *Acta Aero. Sin.* **28** 213 (in Chinese) [周宇, 钱伟祺, 邓有奇, 马明生 2010 空气动力学报 **28** 213]
 - [9] Menter F R 1993 AIAA 1993-2906
 - [10] Peng Z Q, Zhang J F, Niu B, Mu D 2011 *Mechanics Engineering* **33** 18 (in Chinese) [彭志琦, 张均峰, 牛斌, 穆丹 2011 力学与实践 **33** 18]
 - [11] Li P F, Wu S P 2010 *Missiles Space Vehicle* **6** 34 (in Chinese) [李鹏飞, 吴颂平 2010 导弹与航天运载技术 **6** 34]
 - [12] Huang T, Mao G L, Jiang G Q, Zhou W J 2000 *Acta Aero. Sin.* **18** 115 (in Chinese) [黄唐, 毛国良, 姜贵庆, 周伟江 2000 空气动力学报 **18** 115]
 - [13] Giles M B 1997 *Int. J. Numerical Methods Fluids* **25** 421
 - [14] Ramon C, Houzeaux G 2006 *Int. J. Numerical Methods Fluids* **52** 963
 - [15] Allen R W 1987 NASA TM-100484

Study of coupled fluid and solid for a hypersonic leading edge*

Nie Tao[†] Liu Wei-Qiang

(Science and Technology on Scramjet Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 1 December 2011; revised manuscript received 23 February 2012)

Abstract

Coupled simulation of hypersonic flow and heat exchange is investigated. Moreover, structural stress based on pseudo static assumption is also studied. The unsteady Navier-Stokes equations are solved for the flow field, and SST $k-\omega$ model is used as the turbulent model. The unsteady heat conduction equation is solved for the structure. At the fluid-structure interface the flow field acquires temperature boundary condition from the structure and the structure temperature field obtains heat flux boundary condition from flow field. The method proposed here is proved by the slipstream experiment of the infinite circular pipe. The transformation of the temperature and stress of the two-dimensional circular pipe is analyzed in detail during aerodynamic heating. The results show that the high temperature field is gradually enlarged with the increase of aerodynamic heating time. At the same time the structural thermal strain is also gradually enhanced. The minimal deformed area will appear when θ is equal to 60° . The thermal deformation of circular pipe has very little effect on the flow field.

Keywords: hypersonic, numerical simulation, aerodynamic heating, coupling

PACS: 44.10.+i, 46.70.-p, 47.40.ki

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 90916018), and the Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 200899980006).

† E-mail: nietao2007@sohu.com