

高超声速飞行器前缘流-热-固一体化计算*

李佳伟,王江峰,杨天鹏,季卫栋

(南京航空航天大学 航空宇航学院,江苏 南京 210016)

摘要:针对高超声速流动气动加热与结构传热的复杂耦合问题,探索和研究基于有限体积法的高超声速流-热-固一体化求解方法,将流场与结构温度场进行统一建模与数值模拟。该方法避开了传统气动加热和结构传热耦合求解方法在时间域内进行流场与结构温度场耦合交替迭代计算所带来的大量数据交换与计算,将流场与结构温度场作为一个物理场,采用统一的控制方程进行求解。采用典型高超声速绕流二维圆管稳态或非稳态流-热-固耦合算例对该一体化方法进行验证,稳态时圆管驻点温度最高达到648 K,非稳态时的热流密度和结构温度与参考文献和实验值吻合较好,由此证明了该方法的可靠性和正确性。与耦合计算方法的对比分析结果表明:该一体化求解方法所得计算结果更接近实验值,并且计算量和网格依赖性都相对较小,具有更好的稳定性和计算精度,能为高超声速飞行器一体化热防护设计提供有效的理论和技术支撑。

关键词:流-热-固;一体化求解;结构传热;高超声速;数值模拟

中图分类号:V211.3 **文献标志码:**A **文章编号:**1001-2486(2018)06-009-08

Fluid-thermal-structural study of integrated algorithm for aerodynamically hypersonic heated leading edges

LI Jiawei, WANG Jiangfeng, YANG Tianpeng, JI Weidong

(College of Aerospace Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: A fluid-thermal-structural integrated method was presented based on finite volume method for hypersonic aeroheating-structural-thermal interaction. A system of unified integral equations was developed as the control equations for physical process of aero-heating and structural heat transfer. The whole physical field was discretized by using an up-wind finite volume method, which avoids the fussy data exchange and computational complexity in coupling method. To demonstrate its capability, applications for fluid-thermal-structural analysis of hypersonic flow over 2D stainless steel cylinder in steady and unsteady states, were performed and discussed. The numerical results show that the maximum temperature of about 648 K occurs at the stagnation point of stainless steel cylinder in a steady state and the objective physical processes in a good agreement with measured values in unsteady state. Compared with the coupling method, the integrated algorithm has shown a better stability with lesser grid-dependence, which provides theoretical and technical support for the thermal protection system of hypersonic vehicles.

Key words: fluid-thermal-structural; integrated algorithm; structural heat transfer; hypersonic; numerical simulation

飞行器以高超声速出入大气层或持续在空间飞行时,由于压缩效应以及飞行器表面与空气的剧烈摩擦,飞行器头部、进气道前缘等关键部位将承受巨大的气动加热,产生强烈的气动力、气动热及结构耦合问题,对飞行安全带来极大隐患^[1]。因此,准确预测气动加热与结构传热的物理过程,对高速飞行器的热防护系统轻量化设计,起到重要作用。由于此类问题的地面实验难度大、成本高,目前所采用的分析手段主要是数值模拟技术。

现阶段,高超声速飞行器气动热结构传热耦合问题的数值模拟主要分为分区耦合计算和一体化求解两种。传统的多场分区耦合方法^[2-3]将流场和结构温度场划分为独立的两个部分,以时间域上的耦合交替迭代方式,在耦合交界面上进行流场热流密度与结构表面温度两个参数的数据交换。Wieting等^[4]认为分区耦合方法的数学模型需要额外的数据传递策略,且将本来连续的物理过程进行人为划分,从而产生计算误差,会对计算结果的准确性产生影响。一体化求解方法的思想

* 收稿日期:2017-09-18

基金项目:国家自然科学基金资助项目(90716031);江苏省研究生科研与实践创新计划资助项目(KYCX17_0235)

作者简介:李佳伟(1992—),男,湖北天门人,博士研究生,E-mail:ljwnuaa2010@nuaa.edu.cn;

王江峰(通信作者),男,教授,博士,博士生导师,E-mail:wangjf@nuaa.edu.cn

在 20 世纪 70 年代末被提出,该方法是指在计算气动力、气动热、结构热响应等问题上,将流场和结构进行统一物理场建模,即同时考虑流场和结构的热力学性质,把流场和结构交界面上的边界条件当作整个物理场的内部边界条件,流场和结构联立的控制方程采用统一的数值计算方法。

一体化求解方法被提出以来,国内外研究人员已有一些研究成果。Dechaumphai 等^[5]采用有限元方法对流场与固体结构进行一体化求解研究,并在 2.438 4 m 的 NASA 兰利高焓风洞进行二维圆管气动加热试验^[6],验证了该方法的有效性;但是有限元方法离散过程仍然只采用简单的插值方法,使得计算时在激波等间断处出现明显的非物理振荡,激波分辨率较低,导致需要通过加密网格来捕捉激波,计算方法灵活性较差,应用受到限制。黄唐等^[7]对二维流场、热、结构一体化数值模拟开展了相关研究,流场采用基于总变差不增(Total Variation Diminishing, TVD)格式的有限差分法进行数值离散,结构传热采用成熟的有限单元方法,两者在耦合交界面满足能量平衡方程,但在流场与结构时间步长的数量级上的差异导致耦合计算量与计算误差大等问题。另外,姜贵庆^[8]认为随着航天技术与气动热力学的发展与深化,现代气动热力学必须解决气体-热-结构的三位一体化的求解问题,分析了有限元法求解该问题的优势,同时也说明强间断问题在有限元法中尚未得到良好解决。耿湘人等^[9]基于 Levelset 方法将不同介质的气体流场与固体结构统一到同一控制方程,采用差分方法进行数值离散计算,对二维、三维模型进行数值计算验证,结果表明与实验值吻合良好。该方法忽略了特征时间较小一方的时间变化细节,存在求解的刚性问题,并且对复杂气动外形的计算适应性有待改善。

本文在分析与总结目前一体化求解方法的优缺点的基础上,采用有限体积法将流场与结构温度场统一到同一积分方程中,对交界面上的物性参数进行重新定义以保证整个物理场的连续性,实现流-热-固一体化数值计算。

1 一体化数值计算方法

1.1 物理模型分析

热结构随高超声速飞行器在大气层内做高速机动飞行时,需要承受高动压的气动载荷与高热流的热载荷,外部流场与结构内部温度场、应力应变场等多个物理场紧密耦合,强烈相互作用,物理过程非常复杂,呈现高度的非线性。从物理上,这

是典型的高超声速流-热-固耦合过程,如图 1 所示。

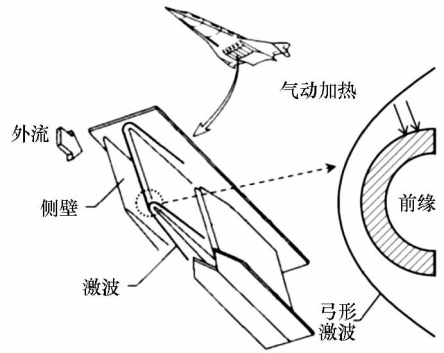


图 1 流-热-固耦合问题物理模型示意图
Fig. 1 Physical model of fluid-thermal-structural coupling process

一体化计算方法有如下假设:第一,暂不考虑结构材料的热应力与热变形;第二,暂不考虑高温真实气体效应;第三,结构材料各项同性。

1.2 控制方程及湍流模型

对于结构传热,在控制体 Ω_s (边界为 $\partial\Omega_s$) 上结构传热控制方程积分形式(不考虑热源)为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_s} \rho C_s T d\Omega - \oint_{\partial\Omega_s} k \nabla T dS = 0 \quad (1)$$

式中,下标“s”代表固体结构区域, C_s 为固体材料比热容, T 为结构温度, ρ 为材料密度, k 为导热系数, S 为控制体表面积。

流场计算采用可压缩雷诺平均 N-S 方程,因此,在控制体 Ω 上,可以将流体控制方程与结构传热控制方程统一到同一积分形式的控制方程中。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} W d\Omega + \oint_{\partial\Omega} (F_c - F_v) dS = 0 \quad (2)$$

式中, W 为守恒量, F_c 为对流通量, F_v 为黏性通量。

$$W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix}, F_c = \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + n_x p \\ \rho v V + n_y p \\ \rho w V + n_z p \\ \rho H V \end{bmatrix}, F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ n_x \tau_{xx} + n_y \tau_{xy} + n_z \tau_{xz} \\ n_x \tau_{yx} + n_y \tau_{yy} + n_z \tau_{yz} \\ n_x \tau_{zx} + n_y \tau_{zy} + n_z \tau_{zz} \\ n_x \Theta_x + n_y \Theta_y + n_z \Theta_z \end{bmatrix}.$$

$$F_v \text{ 中, } \begin{cases} \Theta_x = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + k \frac{\partial T}{\partial x} \\ \Theta_y = u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + k \frac{\partial T}{\partial y} \\ \Theta_z = u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + k \frac{\partial T}{\partial z} \end{cases}$$

对于流场计算,密度 ρ 、压强 p 和温度 T 满足

理想气体状态方程 $p = \rho RT$ 。 u 、 v 、 w 分别为控制体三个方向的速度, $V = n_x u + n_y v + n_z w$ 为法向速度。 E 为流体单元控制体总能, H 为总焓, $H = E + p/\rho$ 。 k 为导热系数, τ_{ij} 为黏性应力。 对于结构传热计算, 结构无变形满足 $u = v = w = 0$, \mathbf{W} 、 \mathbf{F}_c 、 \mathbf{F}_v 表达式的前4项自动满足式(2), 第5项则为结构传热方程, 且 $\mathbf{F}_c = \mathbf{0}$, 其中 $E = C_s T$ 为固体单元控制体内能。

在进行了湍流模型综合分析后, 选取Menter^[10]提出的SST $k - \omega$ 两方程湍流模型, 该模型是将Wilcox的 $k - \omega$ 模型与高雷诺数的 $k - \varepsilon$ 模型的优点相结合。 $k - \omega$ 模型不需要阻尼函数, 能较好模拟近壁面湍流的发展, 在边界层黏性干扰强烈区域得到应用。 同时因为 $k - \varepsilon$ 模型可以更好地模拟自由剪切层, 在远离壁面的湍流中得到应用。 SST $k - \omega$ 两方程模型在文献[10]中有详细说明, 这里不再赘述。

1.3 离散方法及边界条件

流场空间离散时对流通量采用基于格心格式的AUSM+格式^[11], 该数值格式兼有Roe格式的间断高分辨率和VanLeer格式计算效率, 具有较强的激波、滑流等物理间断分辨能力, 且计算高马赫数时不会产生红宝石现象, 无须熵修正。 黏性通量离散采用二阶中心差分格式。

结构传热方程空间离散时, 对流通量为零, 黏性通量部分, 结构无变形, 满足 $u = v = w = 0$, 即 $\Theta_x = k\partial T/\partial x$, $\Theta_y = k\partial T/\partial y$, $\Theta_z = k\partial T/\partial z$ 。 因此, 控制体边界上的温度、温度梯度、传热系数等需要通过边界两侧的参数来插值。 温度及温度梯度计算可直接采用中心格式计算。 另外, 为了加速计算, 时间离散时, 非定常计算采用双时间隐式时间迭代, 定常计算采用上下对称高斯-赛德尔(Lower Upper-Symmetric Gauss Seidel, LU-SGS)隐式时间迭代。

流场边界条件采用Riemann边界条件, 结构热传导边界条件为热力学边界条件^[12](Dirichlet温度边界条件与Neuman热流密度边界条件)。 交界面边界条件满足无滑移边界条件($u = v = w = 0$)以及压强梯度为零($\partial p/\partial n = 0$)。

1.4 交界面参数定义

流体与固体的物理特性存在较大差异^[13], 为了满足交界面热力学连续条件, 耦合交界面的参数计算需要特别定义。 这是该一体化计算方法的关键部分。

交界面温度计算采用中心平均方法。

$$T = (T_l + T_r)/2 \quad (3)$$

式中, T_l 、 T_r 分别为交界面左右控制单元的温度。

温度梯度 ∇T 的计算需要进行修正, 计算方法为:

$$\begin{cases} \nabla T^* = (\nabla T_l + \nabla T_r)/2 \\ \nabla T = \nabla T^* - \left[\nabla T^* \cdot \mathbf{r}_{lr} - \frac{T_r - T_l}{L_{lr}} \right] \mathbf{r}_{lr} \end{cases} \quad (4)$$

其中, ∇T^* 为修正前的温度梯度, ∇T_l 、 ∇T_r 分别为交界面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。

另外, 温度梯度的计算方法采用高斯格林方法^[14], 通过单元边界的值及法向量来计算。

$$\nabla T = \frac{1}{\Omega} \int_{\partial\Omega} T \mathbf{n} dS \quad (5)$$

交界面的导热系数计算对一体化传热计算起到关键作用。 为了提高计算的准确性, 引入固体传热中热阻抗的概念, 定义热阻抗为:

$$R_t = \frac{d}{kA} \quad (6)$$

热阻抗表征的物理意义为当热以传导的方式传递时所遇到的阻力。 式(6)中, d 为热流方向的厚度, A 为垂直于热流方向的截面面积。 通过引入热阻抗的概念可以得到交界面的热阻抗关系式:

$$R_{t, \text{bnd}} = R_{t, l} + R_{t, r} \quad (7)$$

将式(6)代入式(7), 可得交界面导热系数 k 。

$$k = \frac{k_l k_r}{k_l L_r + k_r L_l} \cdot L_{lr} \quad (8)$$

式中, k_l 、 k_r 分别为左右单元的热传导系数, L_l 、 L_r 分别为左右单元中心到边界中心的距离。

2 验证算例与分析

2.1 计算条件以及模型网格

Wieting等在美国NASA兰利研究中心的2.438 4 m的高焓风洞完成了不锈钢圆管前缘气动加热试验^[15], 该试验已经被多次用于验证流场结构传热耦合计算的准确性。 本文选取与该实验条件完全相同的无限长不锈钢圆管模型, 圆管尺寸为外径 $R_{\text{out}} = 0.038 1 \text{ m}$ 、内径 $R_{\text{in}} = 0.025 4 \text{ m}$, 结构材料为AISI321系列不锈钢, 其热力学参数为: 密度 $\rho_s = 8030 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 比热 $C_s = 502.48 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 热传导系数 $k_s = 16.27$ 。 来流条件计算参数见表1。

表 1 来流条件参数

Tab. 1 Freestream condition parameters

Ma_∞	T_∞ / K	P_∞ / Pa	Re_∞ / m
6.47	241.5	648.1	1.31×10^6

流场计算与结构计算为同一套网格,如图 2 所示。流场计算网格量约为 37 100,圆管结构计算网格量约为 3800,近物面第一层网格高度约为 5×10^{-5} m。其中计算模型的边界条件为:圆管两端为绝热壁、内壁为等温壁,圆管初始温度为 294.4 K。

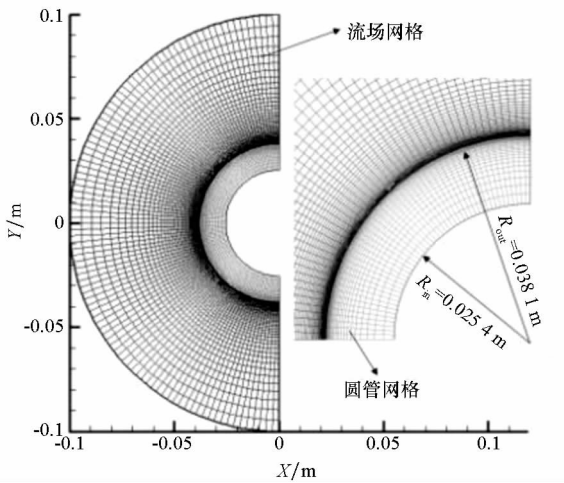


图 2 计算模型与计算网格

Fig. 2 Computational model and computational grid

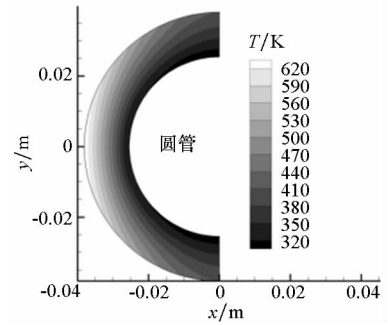
2.2 计算结果分析

对不锈钢材质圆管开展高超声速流-固-热一体化定常与非定常数值计算,其中非定常状态,真实计算物理时间为 2 s,真实时间步长取 0.001 s。

2.2.1 稳态状态结果分析

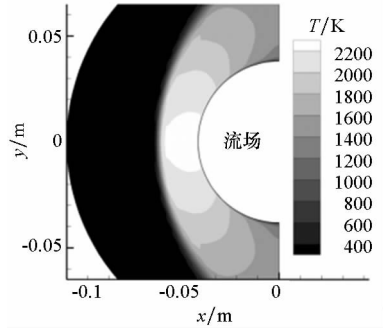
图 3(a)给出了稳态时圆管的结构温度分布,由图中可以看出,稳态时圆管结构高温区分布在驻点区域,驻点区温度最高为 648 K,温升为 353.6 K,内壁温度由初始 294.4 K 升高到 305 K,内壁温升仅为 10.6 K。图 3(b)给出了稳态时圆管外的流场温度分布,流场经过弓形激波加热后,流场最高温度达到 2263 K。图 3 很好地展示了所提方法的优势之一——可以较快计算出稳态结构与流场的温度分布,可以很好地改善参数交换所带来的计算效率降低的问题,解决高超声速流-固-热稳态求解问题。

图 4(a)是计算得到的密度等值线图与实验纹影图对比,上半部分为实验纹影照片^[5],下半部分为计算所得的密度云图,对比发现激波位置



(a) 圆管区域

(a) Structure domain



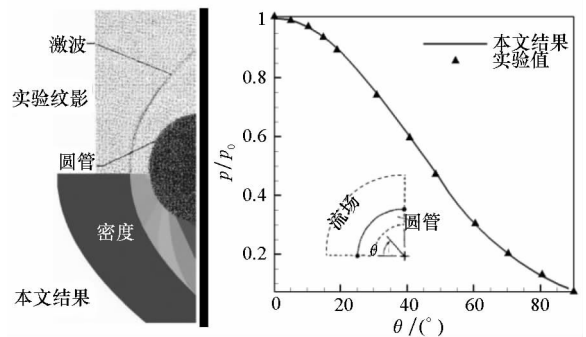
(b) 流场区域

(b) Fluid domain

图 3 稳态计算结果

Fig. 3 Steady computed results

基本吻合。同时,图 4(b)给出了圆管表面压强分布(归一化)与实验值的对比,压强沿圆管的分布和实验值重合度较好,由此说明了本文方法在稳态流场计算上的正确性。



(a) 密度云图

(b) 圆管表面压强分布

(a) Density contours

(b) Surface pressure distributions

与实验值对比

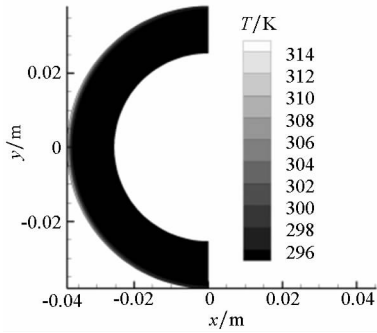
图 4 Comparison of density contours and surface pressure distributions with experimental data

2.2.2 非稳态结构温度场特性分析

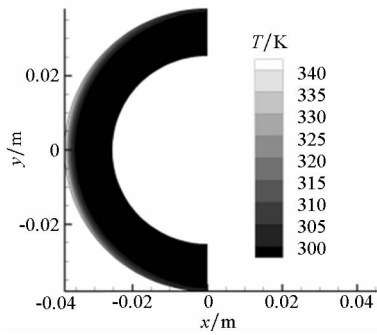
高超声速流场与结构温度场耦合传热过程是一个典型的非定常物理过程,为了更好地展现这一过程中高超声速流场与圆管结构温度场的变

化,计算并给出了2 s内流场与圆管结构温度场的非稳态计算结果。

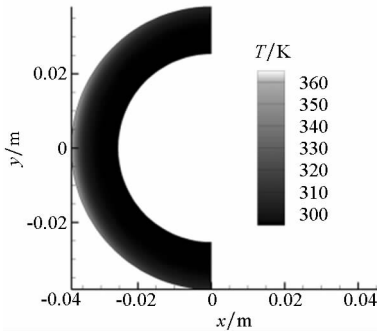
图5给出了非稳态计算中圆管结构在不同时刻(t 为0.1 s,0.5 s,1.0 s,2.0 s)的温度云图。



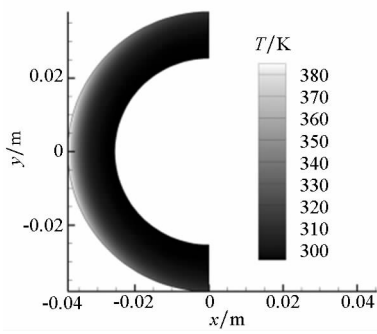
(a) $t = 0.1$ s



(b) $t = 0.5$ s



(c) $t = 1.0$ s



(d) $t = 2.0$ s

图5 不同时刻圆管结构温度云图

Fig.5 Temperature contours of cylinder at different time

从图5中可以明显看出2 s内圆管结构内温度分布的变化,随着时间的推移,气动加热产生的

热量在结构内传导,结构整体温度升高,高温区域从驻点区域开始逐渐增大,且驻点温度始终最高。2 s内,驻点温度从294.4 K升高到390.2 K,比Dechaumphai所计算的388.8 K略高,误差在0.4%左右。同时,圆管内壁温度基本保持初始温度294.4 K,这说明2 s内气动加热引起的结构热响应暂未影响结构内壁面。

图6给出了圆管驻点温度随时间的变化,并与文献[9,16]进行了对比。计算结果与参考文献结果吻合良好,2 s时驻点温度最大误差为3.2 K。从图中可以看出,初始时刻驻点温度剧烈升高,随着时间的推移,温升程度逐渐趋于平缓,这是由于初始时刻驻点热流最大,随着热量在结构中的传递,结构温度升高,驻点热流率逐渐下降,温升趋势逐渐减小。

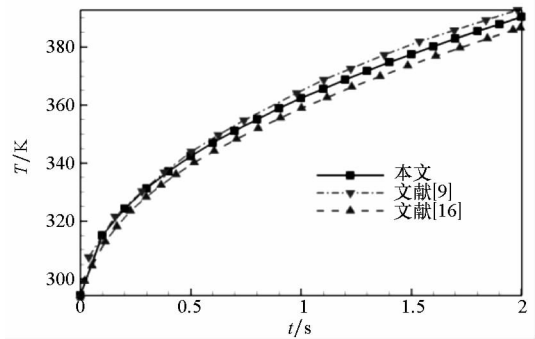


图6 圆管驻点温度随时间的变化

Fig.6 Stagnation temperature varies with time on cylinder

2.2.3 非稳态流场特性分析

图7为不同时刻沿对称线($y = 0$)流场温度变化曲线。从图中可以看出,来流通过弓形激波加热后,温度从241.5 K急剧升高到2163 K,与文

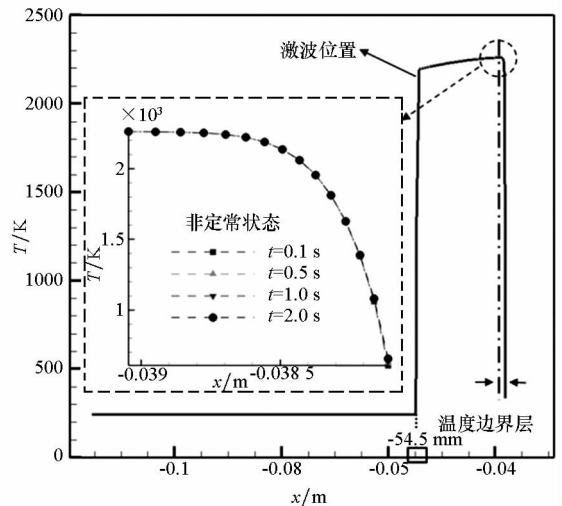


图7 流场沿对称线温度变化

Fig.7 Fluid temperature distribution along centerline of cylinder

献[5]2166.7 K的结果相差不大。从图中可以看出,弓形激波的位置在-54.5 mm左右,与完全气体状态下通过经验公式^[17]计算得到的-54.5 mm吻合较好,这说明本文计算条件不考虑化学非平衡效应是合理的。靠近驻点附近存在温度边界层区域,该区域的厚度约为弓形激波厚度的3%,温度边界层中存在较大的温度梯度,温度从2163 K急剧下降到294.4 K,因此在驻点区域产生较大的热流密度。

从图7发现,不同时刻温度边界层外区域温度分布基本无变化(基本重合),温度的变化仅发生在温度边界层区域。为了清楚分析温度变化趋势与差异,图8给出了温度边界层内不同时刻与0.1 s时刻温度差值沿对称线的分布。通过差值对比发现,随着时间的增加,靠近物面附近的流场温度逐渐增加,t=2 s时温度最大差值约为48.2 K。同时发现,在-38.3 mm处,温度边界层内存在温度平衡点,在该点不同时刻温度值相等,且在该点附近,随着时间的推进,温度呈现先减小后增大的趋势。

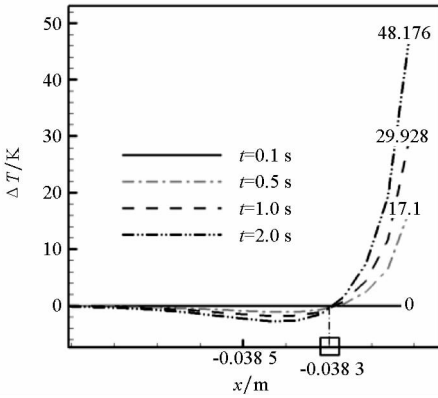


图8 温度边界层对称面内不同时刻与0.1 s时刻温度差
Fig.8 Deviation of the temperature at 0.1 s from different time in symmetry surface of temperature boundary layer

图9为初始时刻(t=0 s)圆管表面热流分布与试验值的对比,本文热流计算分布结果(归一化处理)与实验值吻合较好。初始时刻的热流值在驻点处最大,计算所得最大热流为 $49.71 \times 10^4 \text{ W/m}^2$,略高于Fay-Riddell公式^[18]计算得到的 $48.27 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ 和黏性激波层公式^[19]计算得到的 $47.02 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ 。但是远小于实验值 $67 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ 。由于热流计算对来流湍流度比较敏感,这种差异可能是目前暂未考虑实验来流的湍流度与计算来流状态的差异所引起的,具体的数值对比详见表2。表2为2 s时刻驻点温度和初始时刻热流值。

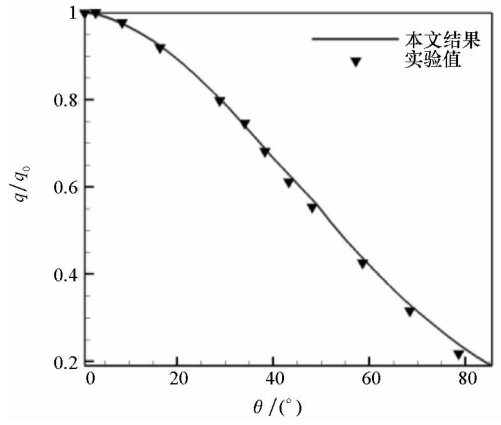


图9 0 s时刻圆管表面热流分布对比
Fig.9 Comparative surface heating-rate distributions on cylinder at 0 s

表2 2 s时刻驻点温度和初始时刻热流值对比
Tab.2 Stagnation temperature(2 s) and heat flux(0 s)

	本文	文献 [5]	文献 [6]	文献 [9]	文献 [16]
T_s/K	390.2	388.8	—	393.1	387
$q_s/(\text{W/m}^2)$	49.7×10^4	48×10^4	67×10^4	—	50×10^4

图10为驻点热流随时间变化曲线,从图中可以看出,随时间推进,驻点热流逐渐降低,而且下降趋势逐渐平缓,这是由于热量在圆管结构中传导,驻点温度逐渐升高,温度边界层内的厚度增大,温度梯度逐渐减小,热流密度因此逐渐降低。2 s时热流密度较初始时刻下降约6.3%,与文献[5]中2 s内热流下降8%接近。

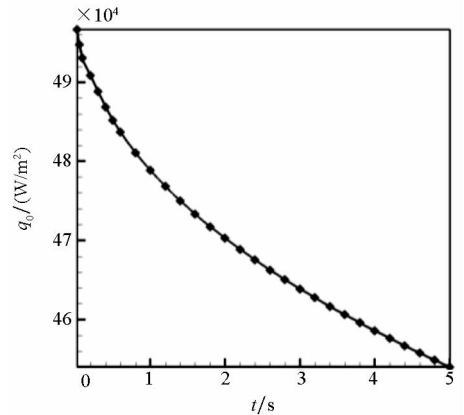


图10 驻点热流随时间变化
Fig.10 Stagnation point heating rate change with time

2.3 一体化求解与耦合求解的相互比较

为了验证本文一体化求解方法的优势,将其

与传统耦合求解方法^[20]进行了对比。耦合求解方法的时间迭代计算流程如图 11 所示,该耦合方案为串行迭代耦合方案,建立在结构传热的特征时间远大于流场特征时间的基础上。与结构传热计算相比,可以假设流场是瞬态稳定的,结构与流场只在真实时间节点上进行数据交换。

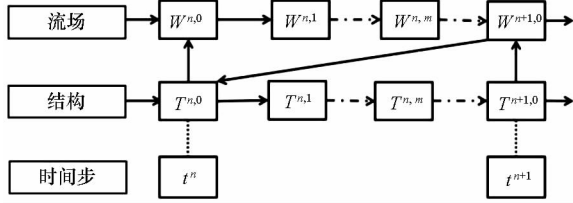


图 11 串行耦合迭代方法示意图

Fig. 11 Flowchart of serial coupled iterative method

通过非定常气动加热与结构传热算例来对比耦合算法和一体化算法的计算准确度和网格敏感性^[21]。计算时间步长为 0.001 s,计算总时间为 2 s。分别取两套不同的网格,第一套网格交界处流场网格尺度和结构网格尺度均为 1×10^{-6} m,第二套网格交界处流场网格尺度和结构网格尺度均为 5×10^{-5} m。

图 12 为不同网格尺度时的驻点温度随时间变化曲线。从图中可以看出:当网格细分时,两种算法的计算结果基本重合,2 s 时的驻点温度约为 388 K,说明在该网格尺度下,两种算法计算结果均合理;而当网格粗分时,两种算法的计算结果差别很大,一体化算法 2 s 时的驻点温度约为 360 K,计算结果正确,耦合算法 2 s 时的驻点温度不到 360 K,计算结果不合理。这两个算例的计算结果表明,一体化算法对网格尺度的依赖性小于耦合算法,具有较高的网格适应性。

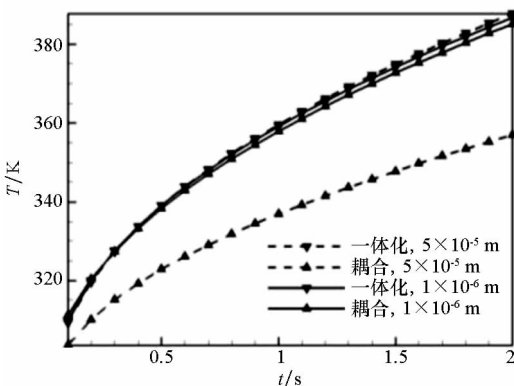


图 12 驻点温度随时间变化

Fig. 12 Stagnation point temperature change with time

一体化算法对网格尺度依赖小于耦合算法的主要原因是一体化算法中流场与结构的交界面上的温度、温度梯度及传热系数由流场与结构内近

物面参数插值得到,而耦合算法中的交界温度和热流计算结果仅与流场或结构有关。

图 13 为两种算法计算出的温度差随时间的变化曲线。图中,耦合算法和一体化算法的驻点温度差初期变化剧烈,随着时间的推移,温度差变化率快速减小,最后趋于平缓。同时,网格尺度越大,两种方法的温度差值越大。从图中可以看出,网格尺度为 1×10^{-6} m 时,传热初期一体化算法计算得到的驻点温度值小于耦合算法计算得到的驻点温度值,后期则一体化算法计算得到的驻点温度值大于耦合算法计算得到的驻点温度值。原因是初始迭代时耦合算法计算时假定了一个交界面驻点温度值,然后计算流场,得到交界面热流,此时得到的驻点热流值相对真实热流值偏大。而一体化算法中,交界面的驻点温度值是实时计算出来的,因此得到的驻点热流值更接近真实热流。^[22]

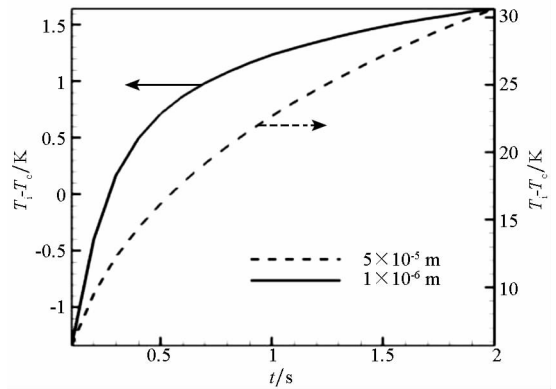


图 13 温度差随时间变化

Fig. 13 Temperature difference change with time

3 结论

本文探索和研究了一种基于有限体积法的高超声速流-热-固一体化求解方法,对高超声速无限二维圆管流场与结构传热进行稳态与非稳态数值模拟,结合参考文献分析了流场与结构温度场的相关特性,并与耦合算法进行对比,得到以下结论:

1) 所提出的高超声速流-热-固一体化求解方法可以很好地解决流场与结构传热稳态求解问题,进行全物理场迭代,规避了耦合算法多次迭代的高计算量问题,最终得到圆管稳态时驻点最高温度为 648 K,流场最高温度为 2263 K。

2) 得到 2 s 内圆管流场与结构一体化传热的非稳态计算结果,并与参考文献和实验结果进行对比,热流分布与温度分布都吻合较好。同时,本文方法很好地捕捉到温度边界层的相关参数与特

性,由此证明了高超声速流-热-固一体化求解方法的可靠性与正确性。

3)与耦合算法进行稳定性与准确度对比,结果证明,一体化算法对网格尺度的依赖性小于耦合算法,具有较高的网格适应性。

参考文献 (References)

- [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] 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耦合的数值计算[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 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)
- [3] 聂涛, 刘伟强. 高超声速飞行器前缘流固耦合计算方法研究[J]. 物理学报, 2012, 61(18): 281-287. NIE Tao, LIU Weiqiang. Study of coupled fluid and solid for a hypersonic leading edge[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(18): 281-287. (in Chinese)
- [4] Wieting A R, Dechaumphai P, Bey K S, et al. Application of integrated fluid-thermal-structural analysis methods[J]. Thin-Walled Structures, 1988, 11(1/2): 1-23.
- [5] Dechaumphai P, Thomton E A, Wieting A R. Flow-thermal-structural study of aerodynamically heated leading edges[J]. Journal of Spacecraft, 1989, 26(4): 201-209.
- [6] Wieting A R. Experimental study of shock wave interference heating on a cylindrical edge; NASA-TM-100484 [R]. USA: NASA Technical Reports Server, 1987.
- [7] 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)
- [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] 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)
- [10] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications [J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [11] Liou M S. A sequel to AUSM; AUSM+ [J]. Journal of Computational Physics, 1996, 129(2): 364-382.
- [12] 陶文铨. 数值传热学[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2002: 88-90. TAO Wenquan. Numerical heat transfer[M]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 2002: 88-90. (in Chinese)
- [13] 季卫栋, 王江峰, 樊孝峰, 等. 高超声速流场与结构温度场一体化计算方法[J]. 航空动力学报, 2016, 31(1): 153-160. JI Weidong, WANG Jiangfeng, FAN Xiaofeng, et al. Algorithms for hypersonic fluid-structural-thermal integrated[J]. Journal of Aerospace Power, 2016, 31(1): 153-160. (in Chinese)
- [14] Blazek J. Computational fluid dynamics: principles and applications [M]. UK: Elsevier Science Ltd, 2001: 159-160.
- [15] Wieting A R, Holden M S. Experimental study of shock wave interference heating on a cylindrical leading edge at mach 6 and 8[C]//Proceedings of 22nd Thermophysics Conference, 1987.
- [16] 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: 33-36. HUANG Jie. Study on hypersonic vehicle fluid-thermal-structure multi-physics coupling calculation [D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2013: 33-36. (in Chinese)
- [17] Billig F S. Shock-wave shapes around spherical and cylindrical-nosed bodies [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1967, 4(6): 822-823.
- [18] Fay J A, Riddell F R. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air [J]. Journal of the Aeronautic Sciences, 1958, 25(2): 73-85.
- [19] Holcomb J E, Curtis J T, Shope F L. A new version of the CVEQ hemisphere viscous shock layer program for equilibrium air; NASA TN AEDC-TMR-85-V7 [R]. USA: Arnold Engineering Development Center, Arnold Air Force Station, 1985.
- [20] 孙健, 刘伟强. 高超声速飞行器热管冷却前缘结构一体化建模分析[J]. 物理学报, 2013, 62(7): 239-246. SUN Jian, LIU Weiqiang. Investigation on integral model of heat-pipe-cooled leading edge of hypersonic vehicle[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(7): 239-246. (in Chinese)
- [21] 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)
- [22] 季卫栋. 高超声速气动/热/结构多场耦合问题数值模拟技术研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2016. JI Weidong. Numerical simulation of hypersonic fluid-thermal-structural coupled problem[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2016. (in Chinese)