

文章编号: 1000-8055(2010)05-0963-18

激波后高温高速流场中的传热特性研究

王保国¹, 李 翔¹, 黄伟光^{1,2}

(1. 北京理工大学 宇航学院, 北京 100081;

2. 中国科学院 工程热物理研究所, 北京 100190)

摘 要: 激波后高温、高速流场中的热力学与传热特性分析是直接涉及到飞行器热防护设计与传热分析的关键问题之一, 借助于多组分、考虑非平衡态气体的振动以及激波与热化学非平衡态效应的守恒积分型 Navier-Stokes 方程组, 并用高分辨率总变差减小 (TVD) 格式进行求解, 计算与研究了 Apollo 工程 AS 202 返回舱再入地球大气层的 6 个飞行工况 (飞行马赫数 15.52~22.63) 以及 Huygens 飞行器再入土卫六大气层的 6 个工况 (飞行马赫数 17.29~24.47), 分析了不同工况下弓形脱体激波后高温高速流场的热力学与传热特性, 计算得到了沿壁面的热流密度分布、温度分布以及 Stanton 数分布, 并与国外相关飞行数据进行了比较, 两者吻合较好。相关计算可以指导有关飞行器的热防护设计。

关 键 词: 高温传热分析; 高温热化学; 热防护设计; 非平衡态流动; 再入飞行
中图分类号: V43 **文献标识码:** A

Analytical study of heat transfer of high-temperature and high-velocity flow field behind shock waves

WANG Bao guo¹, LI Xiang¹, HUANG Wei guang^{1,2}

(1. School of Aerospace Engineering,
Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

2. Institute of Engineering Thermophysics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: Analytical study of thermodynamics and heat transfer of high-temperature and high-velocity flow field behind shock waves is an important problem involving the design and heat transfer analysis of vehicle thermal protection system (TPS). The flow fields of the Apollo AS 202 return capsule aviating in the earth atmosphere of six cases (the Mach number varying from 15.52 to 22.63) and the Huygens vehicle aviating in the Titan atmosphere of six cases (the Mach number varying from 17.29 to 24.47) were simulated by using conservation integral form of Navier-Stokes equations with multi-species, nonequilibrium molecular thermal excitation and chemical reactions, based on the high-resolution total variation diminishing (TVD) scheme. Thermodynamics and heat transfer of high-temperature and high-velocity flow field behind bow shock were studied, and the wall heat flux density, wall temperature and Stanton number were in good agreement with the flight data. These results are useful for design of correlative vehicles' TPS.

Key words: high temperature heat transfer; high temperature chemistry;
thermal protection system (TPS) design; nonequilibrium flow; reentry flight

收稿日期: 2009-09-01; 修订日期: 2009-10-13

基金项目: 国家自然科学基金(50376004); 高等学校博士学科点专项基金(20030007028)

作者简介: 王保国(1947-), 男, 山东临清人, 教授、博士生导师, 博士, 研究领域为计算流体力学、气动热力学。

1 高温高速流场流动物理模型

三维高超声速流动的数值计算起源于 20 世纪 80 年代,较细致地考虑激波后高温高速流场中的化学反应机制、分子振动离解、壁面催化以及气体输运特性等影响的守恒型 Navier-Stokes(N-S)方程组仅是近十年间的事^[1]. 本文从多组分、考虑非平衡态气体的振动激发与化学反应过程的守恒积分型 Navier-Stokes 方程组出发,对壁面采用热辐射平衡条件,想以此去探讨不同飞行工况下飞行器头部弓形脱体激波后高温高速流场中的壁面热流密度值,壁面温度分布及热力学非平衡态等传热问题,从而为热防护与传热设计提供理论依据.

1.1 守恒积分型 N-S 方程组

对于三维高超声速流动,本文采用了双温模型的控制方程组,并由多组元连续方程、动量方程、能量方程以及振动动能方程组成了 N-S 方程组,其表达式如下^[2]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} U d\Omega + \iint_{\partial\Omega} (F - F_v) n_x dS + \iint_{\partial\Omega} (G - G_v) n_y dS + \iint_{\partial\Omega} (H - H_v) n_z dS = \iiint_{\Omega} W d\Omega \quad (1)$$

其中 Ω 和 $\partial\Omega$ 分别为控制体及其表面, U 为基本变量, F , G 和 H 为无黏通量, F_v , G_v 和 H_v 为黏性通量, W 为源项,相关表达式参阅文献[3].

1.2 热化学非平衡流态模型

对于地球大气,化学反应机制选取如表 1 所示的 5 组元(N_2 , O_2 , NO , N 和 O)、17 个基元反应模型(见表 1),其中 M 为反应碰撞单元. 对于土卫六大气,化学反应机制选取如表 2 所示的 13 组元(C , C_2 , H , H_2 , N , N_2 , CH , CH_2 , CH_3 , CH_4 , CN , HCN 和 Ar)、143 个基元反应模型(见表 2),其中 M 为反应碰撞单元. 正向反应速率 $k_f(T_a)$ 为

$$k_f(T_a) = C_f T_a^{\eta} \exp\left(\frac{\theta_d}{T_a}\right) \quad (2)$$

其中对于表 1 所示的 1 至 3 的离解反应,则有

$$T_a = T^{0.5} T_v^{0.5} \quad (3)$$

对于表 1 所示的 4 至 5 的置换反应,则有

$$T_a = T \quad (4)$$

式中 C_f , η 和 θ_d 的数值采用 Park C 给出的结果. 在本文的计算中,逆向反应速率 $k_b(T)$ 的形式为

$$k_b(T) = k_f(T)/K_{eq}(T) \quad (5)$$

其中

$$K_{eq} = \left(\frac{p^0}{R_u T}\right)^{\sum_{s=1}^{ns} (v_s'' - v_s')} \cdot \exp\left[\frac{\sum_{s=1}^{ns} (v_s'' - v_s') (H_s - TS_s)}{R_u T}\right] \quad (6)$$

其中 v_s' 和 v_s'' 是每一个特定基元反应中组元 s 作为反应物和生成物的系数, H_s 和 S_s 是组元 s 的焓值与熵值. 对于每种组元

$$\frac{H_s}{R_u T} = a_1 + a_2 T/2 + a_3 T^2/3 + a_4 T^3/4 + a_5 T^4/5 + a_6 \quad (7)$$

表 1 地球大气化学反应机制及其速率系数
Table 1 Earth atmosphere reaction rate coefficients

化学反应		$C_f/$ ($m^3/(mol \cdot s)$)	η	θ_d/K
1	$N_2 + M \rightleftharpoons N + N + M$			
	$M = N_2, O_2, NO$	7.00×10^{15}	-1.60	113200
	$M = N, O$	3.00×10^{16}	-1.60	113200
2	$O_2 + M \rightleftharpoons O + O + M$			
	$M = N_2, O_2, NO$	2.00×10^{15}	-1.50	59750
	$M = N, O$	1.00×10^{16}	-1.50	59750
3	$NO + M \rightleftharpoons N + O + M$			
	$M = N_2, O_2, NO$	5.00×10^9	0	75500
	$M = N, O$	1.10×10^{11}	0	75500
4	$NO + O \rightleftharpoons N + O_2$	8.40×10^6	0	19450
5	$N_2 + O \rightleftharpoons NO + N$	5.69×10^6	0.42	42938

表 2 土卫六大气化学反应机制及其速率系数
Table 2 Titan atmosphere reaction rate coefficients

化学反应		$C_f/$ ($m^3/(mol \cdot s)$)	η	θ_d/K
1	$N_2 + M \rightleftharpoons N + N + M$			
	$M = Ar, N_2, C_2, H_2,$	7.00×10^{15}	-1.60	113200
	$CH, CH_2, CH_3,$		-1.60	113200
	CH_4, CN, HCN			
	$M = H, C, N$	3.00×10^{16}		
2	$CH_4 + M \rightleftharpoons CH_3 + H + M$	4.70×10^{11}	-8.20	59200
3	$CH_3 + M \rightleftharpoons CH_2 + H + M$	1.02×10^{10}	0	45600
4	$CH_3 + M \rightleftharpoons CH + H_2 + M$	5.00×10^9	0	42800
5	$CH_2 + M \rightleftharpoons CH + H + M$	4.00×10^9	0	41800
6	$CH_2 + M \rightleftharpoons C + H_2 + M$	1.30×10^8	0	29700
7	$CH + M \rightleftharpoons C + H + M$	1.90×10^8	0	33700
8	$C_2 + M \rightleftharpoons C + C + M$	1.50×10^{10}	0	71600
9	$H_2 + M \rightleftharpoons H + H + M$	2.23×10^8	0	48350
10	$NH + M \rightleftharpoons N + H + M$	1.80×10^8	0	37600
11	$HCN + M \rightleftharpoons H + CN + M$	3.57×10^{20}	-2.60	62845

$$S_s/R_u= a_1\ln T+ a_2T+ a_3T^2/2+ a_4T^3/3+ a_5T^4/4+ a_7$$

(8)

每一种组元均对应一组不同的 $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6$ 和 a_7 值^[4].

1.3 高温流场中的能量传递模型

对于气体分子组元 s , 其平动能和振动能的传递速率为

$$Q_{T_{vs} \rightarrow T} = \rho \frac{e_{vs}^*(T) - e_{vs}}{\langle \tau_{s \rightarrow T} \rangle} \left| \frac{T_{shk} - T_{vs}}{T_{shk} - T_{vs,shk}} \right|^{S_s - 1}$$

(9)

其中 e_{vs} 是单位质量气体分子组元 s 所具有的振动能, $e_{vs}^*(T)$ 是在平动温度 T 下处于热力学平衡态时单位质量气体分子组元 s 所具有的振动能; $\langle \tau_{s \rightarrow T} \rangle$ 是组元 s 平动能与振动能的摩尔平均 Landau-Teller 特征松弛时间.

1.4 高温流场的输运模型

对混合气体, 常采用文献[5]的处理办法, 这里采用 Wilke 半经验混合律去计算其黏性系数 μ , 平动导热系数 k_r 和振动导热系数 k_{vb} 等; 对所有组元, 其 Schmidt 数均取 0.5.

1.5 壁面热平衡边界条件

由于在不同飞行工况下, 壁面的温度值是变化的, 并且即使是在同一个工况下, 飞行器表面不同位置处的温度值也是不同的, 因此通常所采用等温壁边界条件是不准确的. 为了准确计算出不同来流工况下飞行器壁面的温度与热流密度值, 本文采用辐射热平衡边界条件

$$\sigma \epsilon T_w^4 - (K_r + K_{vb})(T_{tr,d} - T_w)/\Delta n = 0$$

(10)

其中 T_w 是壁面温度值; $T_{tr,d}$ 为紧靠物面第一层网格单元体心处的温度; ϵ 是壁面发射率常数; $\sigma = 5.6687 \times 10^{-8} \text{ (W/(m}^2 \cdot \text{K}^4))$, 是 Stefan-Boltzmann 常数.

2 数值方法以及源程序

数值方法采用了高分辨率总变差减小 (TVD) 格式^[6], 在化学反应源项的处理上采用了点隐式处理的技巧^[7-8], 并对壁面采用热辐射平衡条件. 为完成三维非平衡态流场的计算, 将文献[7]所发展的二维化学非平衡、热力学平衡态流场的计算程序作了进一步的拓展与完善, 并将其发展为三维化学非平衡、热力学非平衡态流场的计算程序, 完成了如下的两个典型算例.

3 典型算例与计算结果分析

3.1 Apollo AS 202 算例

阿波罗工程 AS-202 返回舱的几何外形如图 1(a) 所示^[9], 计算的三维网格如图 1(b) 所示, 其中 $Z=0$ 平面为流动对称面. 计算选取了连续区域内海拔高度自 77.2~54.6 km 的 6 个飞行工况点, 其飞行马赫数在 22.63~15.52 范围内变化, 具体来流条件如表 3 所示. 壁面的发射率常数 $\epsilon = 0.85$.

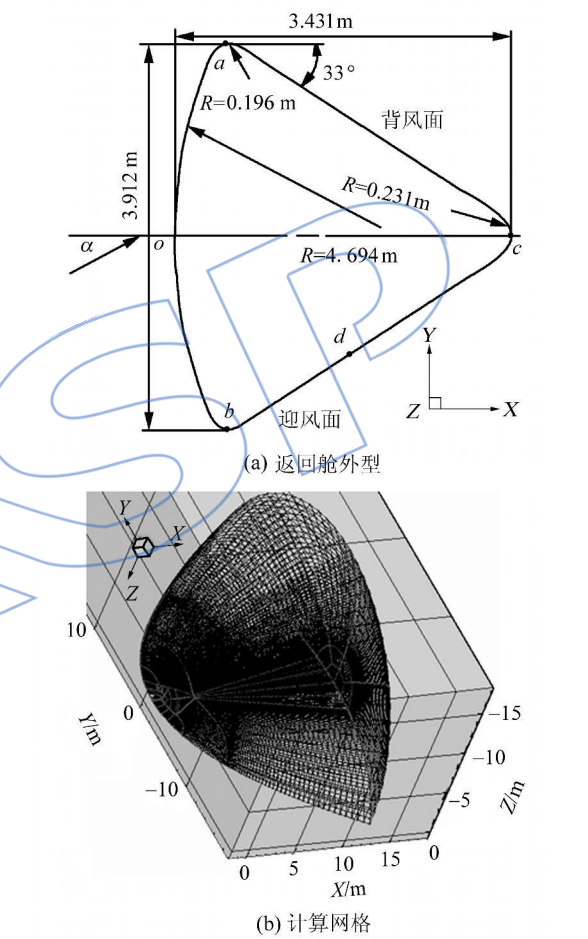


图 1 Apollo 返回舱外形及计算网格
Fig. 1 Apollo capsule outer mold line and mesh

表 3 AS 202 返回舱飞行工况

Table 3 Free stream condition for AS 202 capsule

飞行 时间/s	海拔 高度/km	飞行 速率/(m/s)	来流 温度/K	攻角/ (°)
4 700	77.2	6490	203	18.5
4 750	74.5	6390	210	18.4
4 800	67.3	6210	227	18.4
4 825	62.9	5970	239	18.3
4 850	58.2	5620	252	18.3
4 875	54.6	5070	262	18.4

流场平动-转动温度 T 的分布如图 2 所示,再入过程中头部区域高温区的温度在 4700 s 工况下已达到了 13 361.9 K。随着流动向两个肩部低速流动,温度缓慢降低,在两个肩部端点 a 点和 b 点后方,由于几何外型的因素,存在着较大的压力梯度,流动增速减压的现象十分显著,从而导致 T 的数值迅速降低。随着飞行时间的增加,飞行的马赫数也逐渐降低,头部高温区的温度也逐渐降低到最后的 7364.2 K。

选取再入飞行数据中的第 4700, 4750, 4800, 4825, 4850 s 和 4875 s 作为本文计算的 6 个工况。6 个工况点下流场马赫数的分布如图 3 所示,激波层在迎风面处被压缩地很明显,在头部区域,亚声速区紧贴壁面,并偏向于迎风面肩部的 b 点,声速线紧贴着壁面 bc ;而在被风面肩部 a 点后方,亚声速区分布在壁面 ac 附近的一块较大的区域。

流场内气体分子的振动温度 T_v 的分布如图 4 所示,在飞行的最初阶段,由于马赫数已达到 22.63,头部高温区的分子振动温度已达到 10 413.8 K,分子的热振动十分显著;随着马赫数的降低,头部区域的分子热振动的程度也逐渐降低,高温区内分子的振动温度最后降低到了 6 554.4 K。与头部区域相比,在肩部后方渐远的区域和回流区域内,热力学激发态较弱。在肩部后方的区域, T_v 的分布特性与 T 差别较大,受飞行器外型因素影响较小,振动温度在肩部的后方温度的降低趋势没有 T 体现的明显,在回流区内, T_v 的数值达到最低,并且振动温度的分布具有十分明显的分层特性。这可能是由于气体分子的热力学松弛速率较小,松弛时间较大的原因,从而使振动温度的变化滞后于流动的变化。

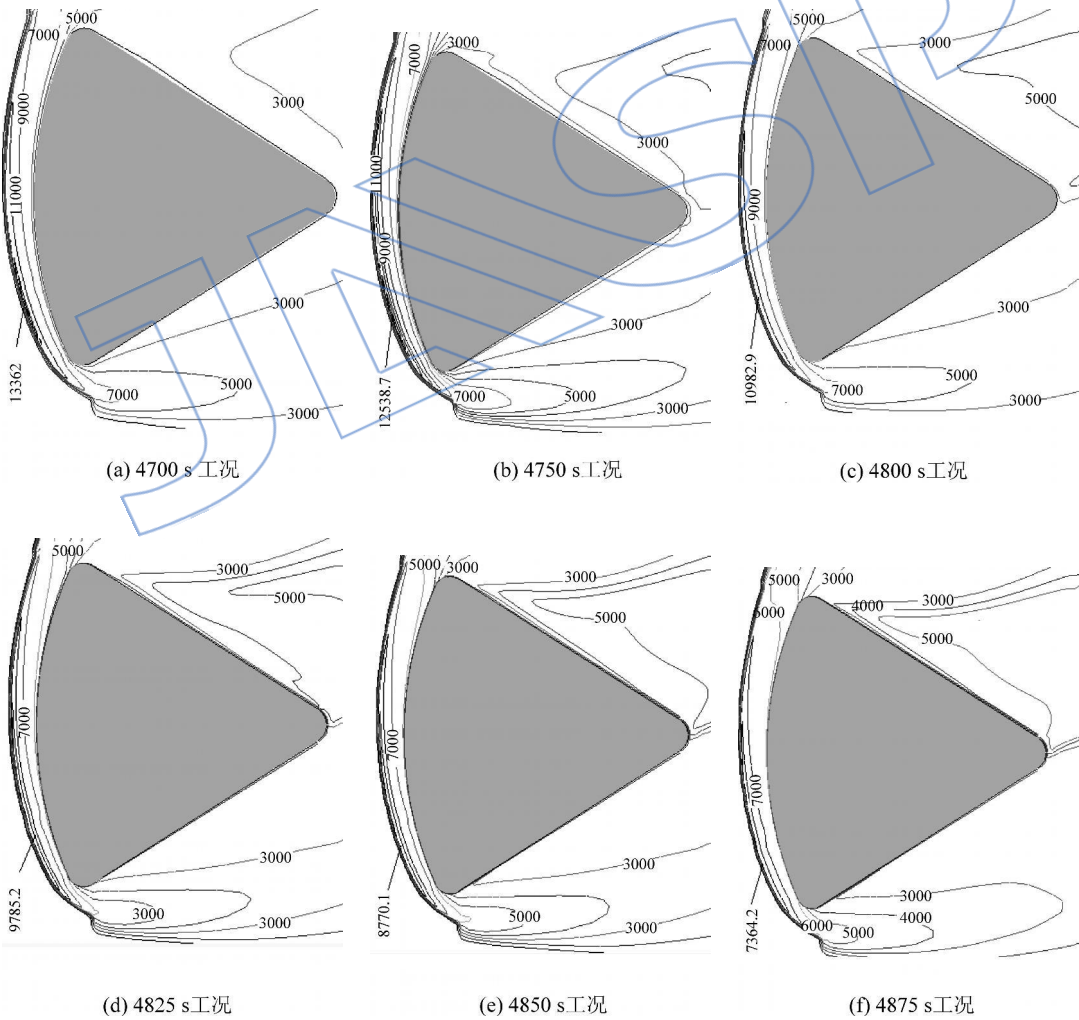


图 2 流场平动温度等值线分布(单位: K)

Fig. 2 Translational-rotational temperature contours (unit: K)

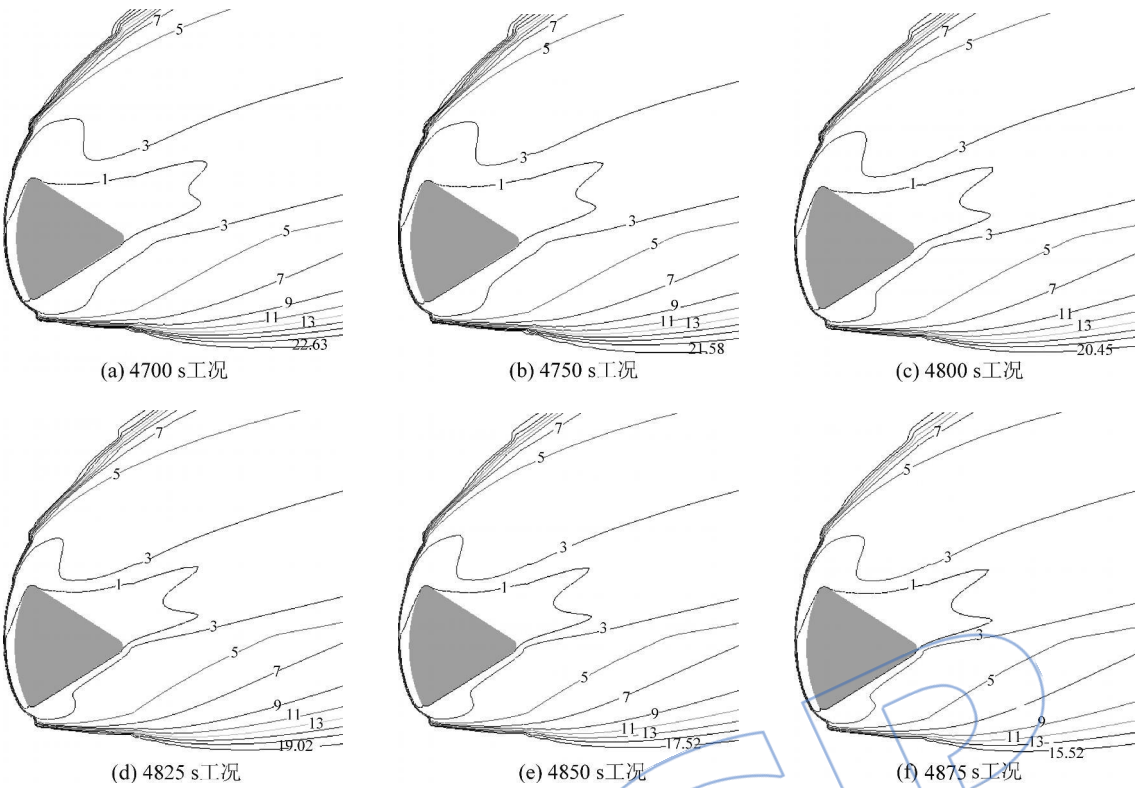


图 3 流场马赫数等值线分布
Fig. 3 Mach number contours

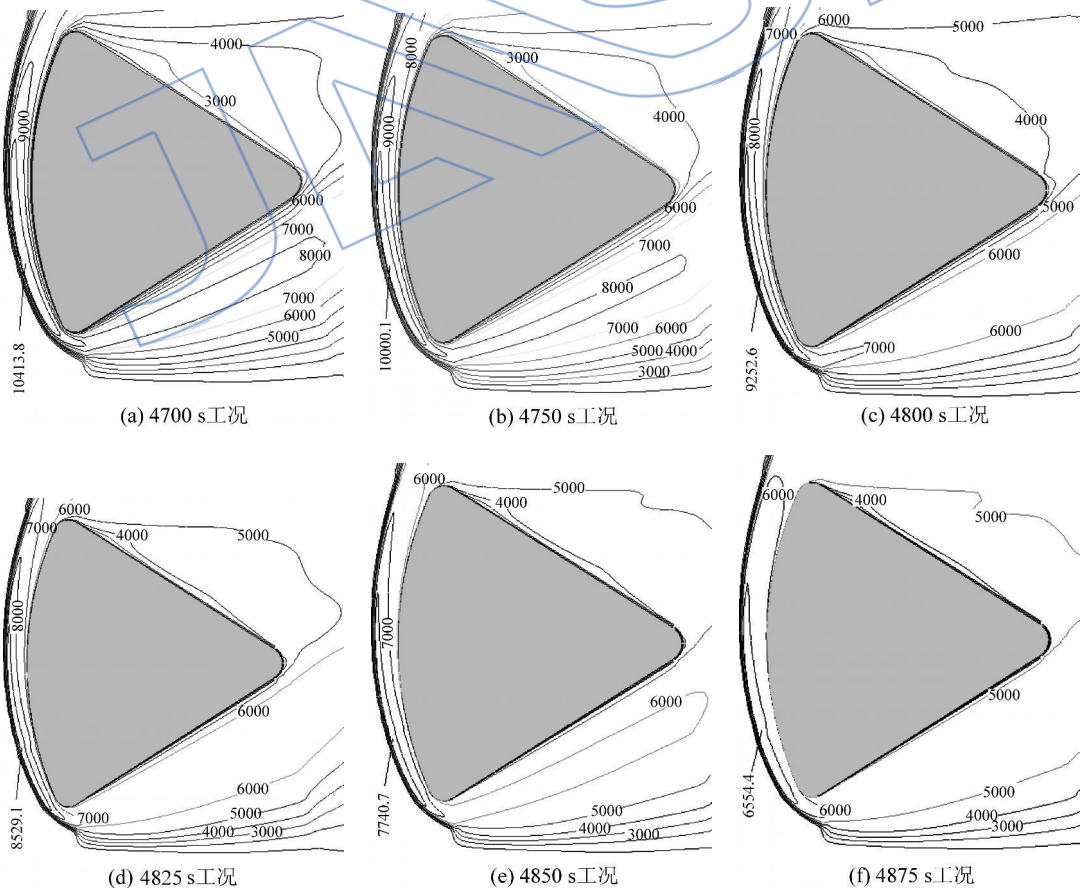


图 4 流场振动温度等值线分布(单位: K)

Fig. 4 Vibrational temperature contours (unit: K)

为反映流场的热力学特性,图 5 给出了 $|T - T_v|/T$ 的等值线分布,可以看出,由于在头部高温区内平动转动温度 T 与分子振动温度 T_v 的数值较为接近,从而导致 AS202 返回舱头部激波后流场内的大部分区域都是处于热力学平衡态的,只是在紧贴着激波后方的薄层区域内出现了较为微弱的热力学非平衡态现象;肩部两个端点 a 和 b 点后方与回流区之间的区域内,由于分子振动温度 T_v 的变化速率远低于平动温度 T 降低的速率,从而导致在该区域内, T_v 的数值很显著地高于 T ,热力学非平衡态现象十分明显,在 4750 s 工况下 $|T - T_v|/T$ 的值达到了 1.8272,随着飞行马赫数的降低,肩部后方平动温度与分子振动温度的数值都有明显的降低,两者间的差值也减小,非平衡态的程度也随之减弱。

显然在上述 6 个工况点下,激波层后温度均在 4000 K 以上,因此激波层内 O_2 已基本全部离解为 O 原子,图 6 给出了流场中 NO 分子的质量

分数分布,与 O 原子的分布特性不同,NO 分子主要分布在激波层后紧贴激波的薄层区域内,并且在肩部附近的区域内达到了最大值,在 4875 s 工况下,NO 质量分数在肩部区域达到最大值 0.0771。

图 7 给出了在 6 个工况下,计算得到的壁面温度 T_w 沿壁面中心线 $\sigma a-c-b-o$ 的分布,壁面温度值在 σb 段壁面达到最高值,在肩部端点 a 与 b 点后方则逐渐降低。 σb 段壁面温度值均在 1200 K 以上,其中在 4825 s 工况下,在 o 点与 b 点间的壁面驻点处温度达到了最高值 1642 K。而在尾部端点 c 处,壁面温度已降至 700~ 800 K 的范围内。本文计算表明:在实际的高超声速飞行中,飞行器的壁面温度沿着壁面的变化是较为显著的。

图 8 给出了在 6 个工况下,计算得到的壁面热流密度 q_w 沿壁面中心线 $\sigma a-c-b-o$ 的分布,与壁面温度值的分布类似,热流密度值也在 σb 段壁面达到最高值,在肩部端点 a 与 b 点后方则逐

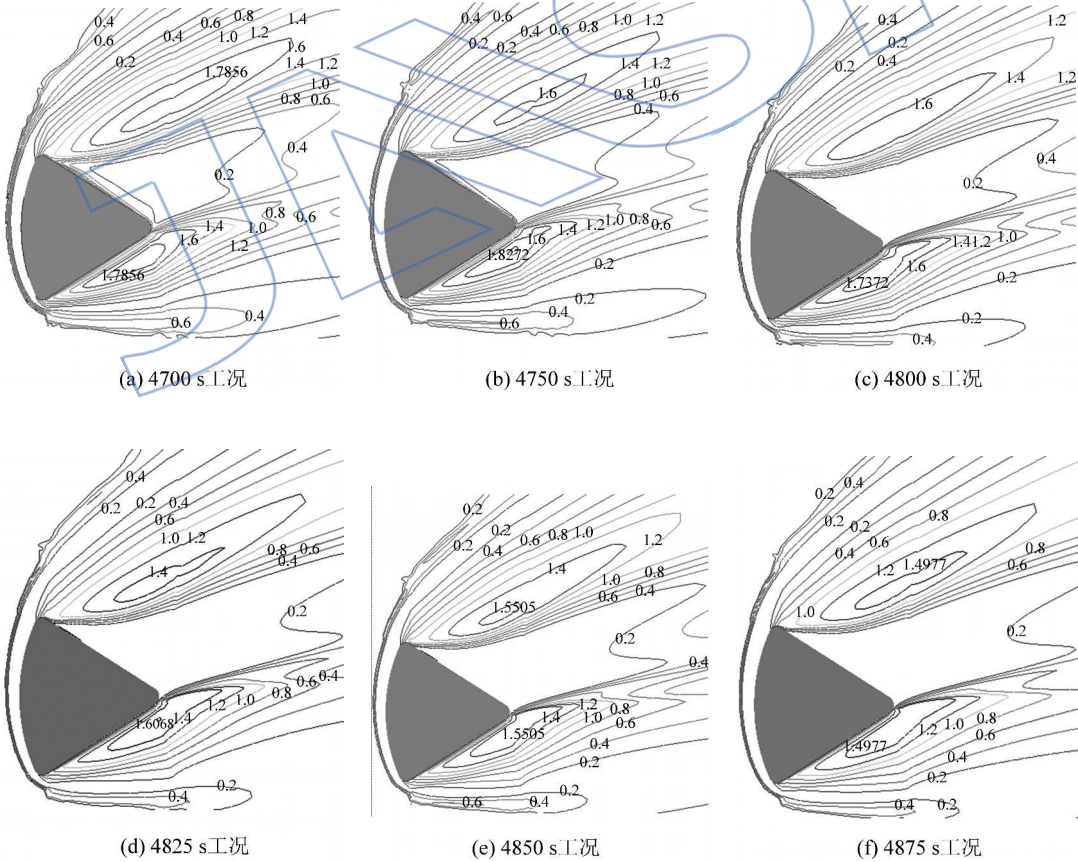


图 5 流场中 $|T - T_v|/T$ 等值线分布

Fig. 5 $|T - T_v|/T$ contours

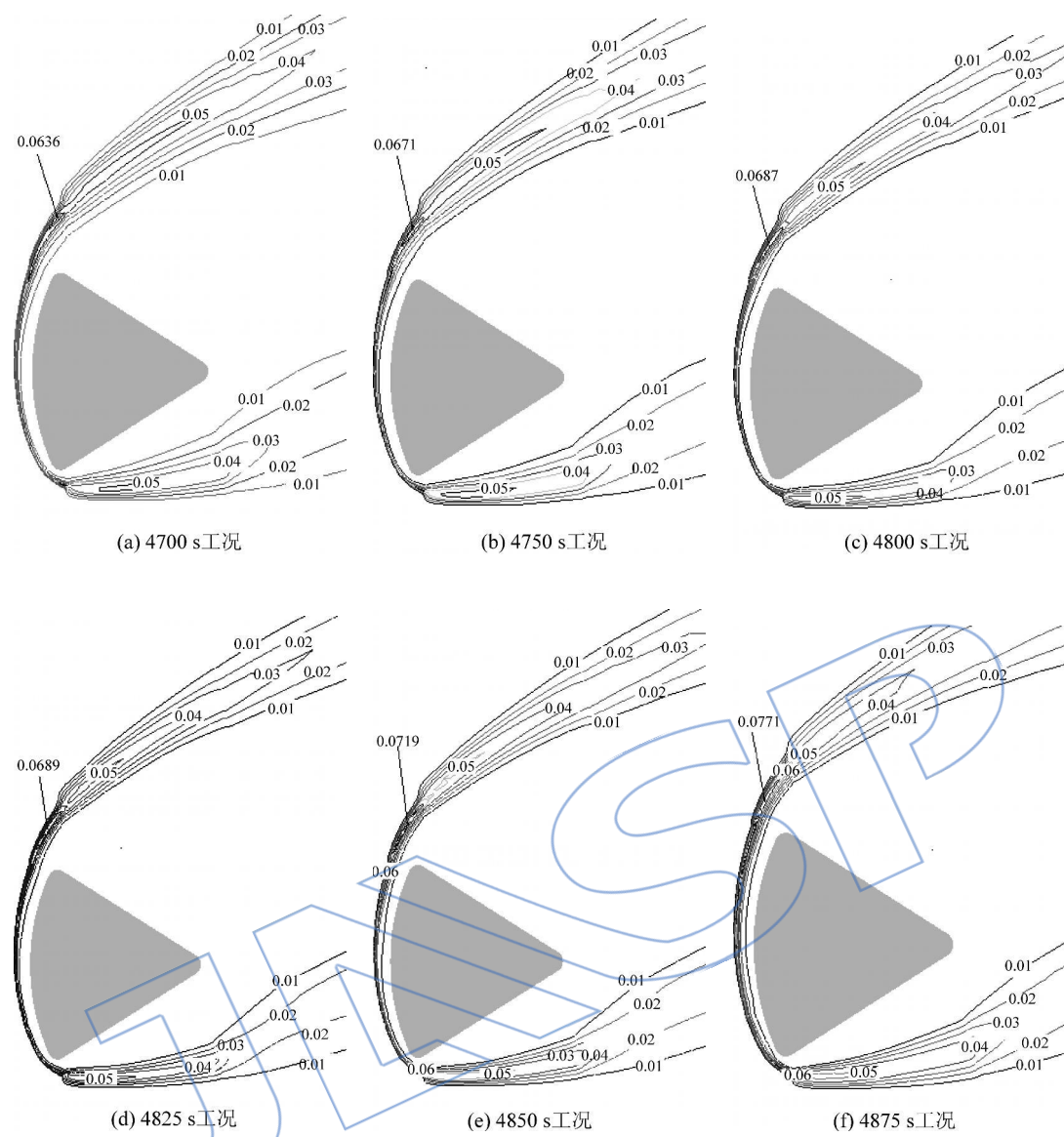
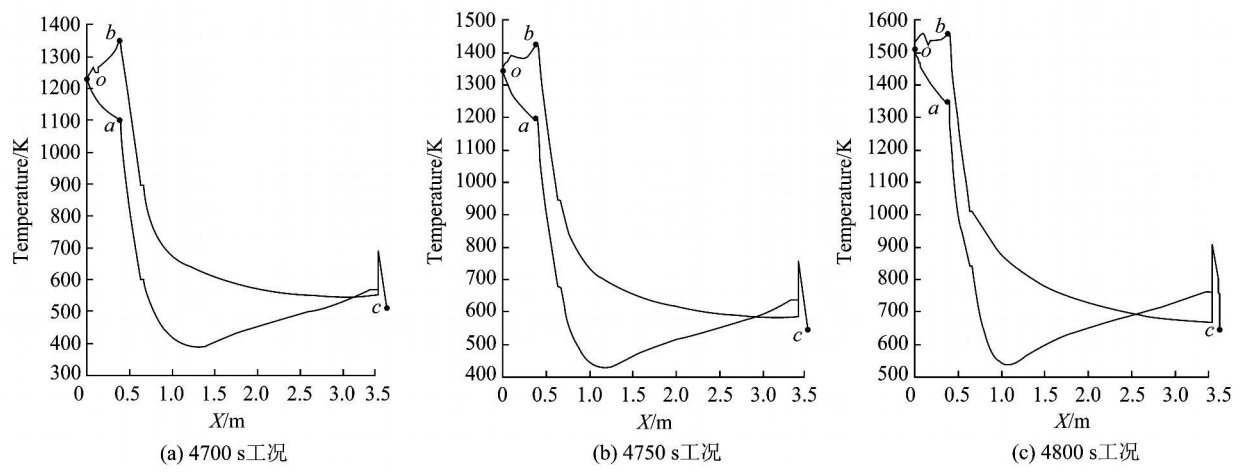


图 6 流场 NO 分子质量分数等值线分布
Fig. 6 NO mass concentration contours



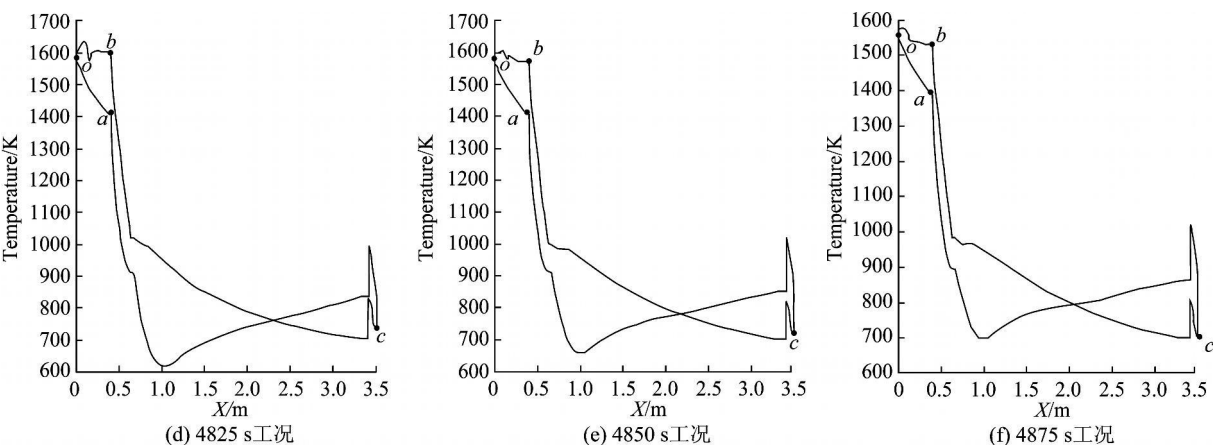


图 7 沿壁面中心线 $\sigma\alpha c b o$ 的温度分布
Fig. 7 Wall temperature along $\sigma\alpha c b o$

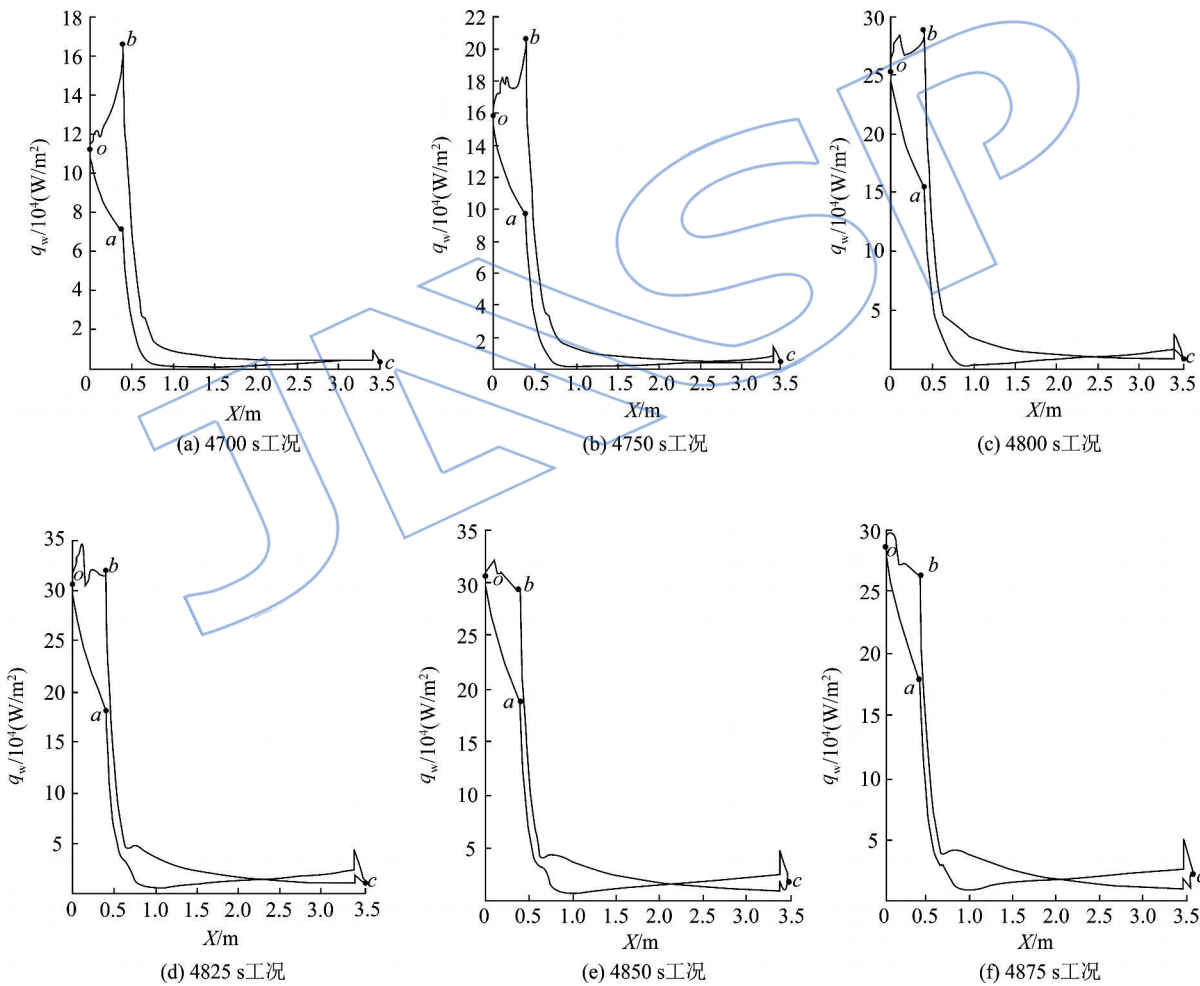


图 8 沿壁面中心线 $\sigma\alpha c b o$ 的热流密度分布
Fig. 8 Wall heat flux density along $\sigma\alpha c b o$

渐降低. 其中在 4825 s 工况下, 在 o 点与 b 点间的壁面驻点处热流密度达到了最高值 $347\,300\text{ W/m}^2$. 而在尾部端点 c 处, 壁面热流密度已降

至 $10\,000\sim 20\,000\text{ W/m}^2$ 的范围内.

6 个工况下计算得到的 Stanton 数沿壁面中心线 $\sigma\alpha c b o$ 的分布如图 9 所示, 与热流密度和

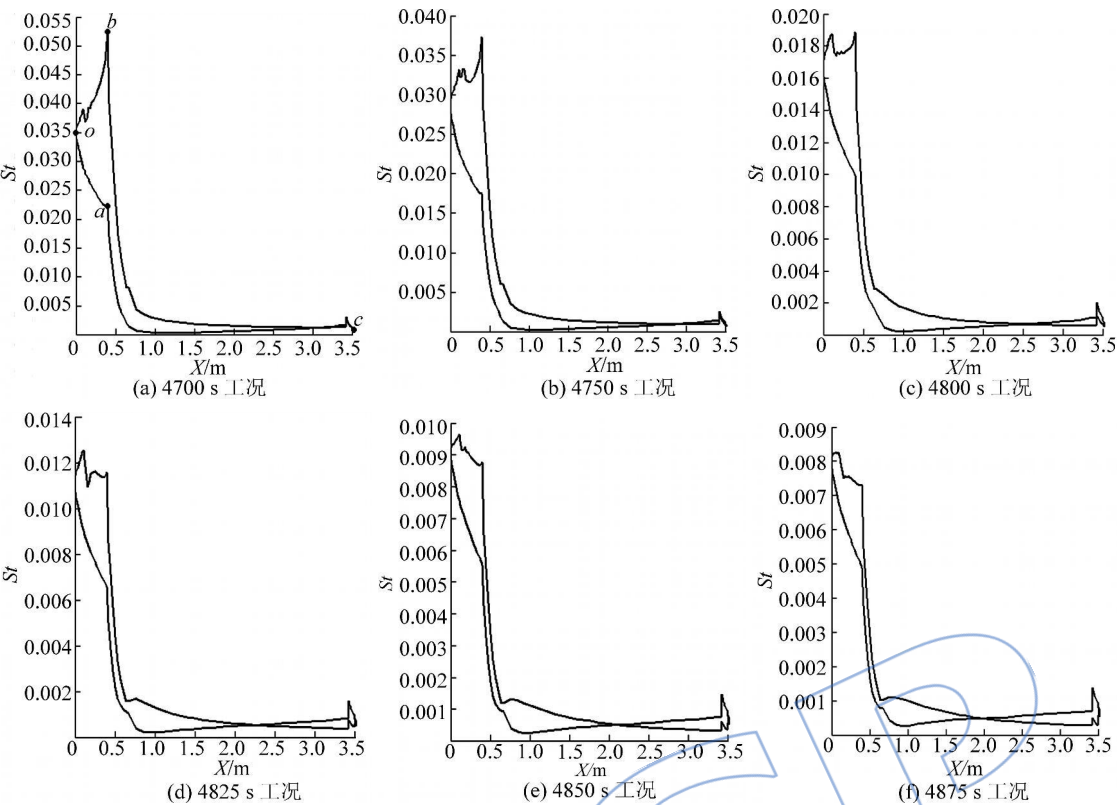


图 9 沿壁面中心线 $\sigma a c b o$ 的 Stanton 数分布
Fig. 9 Stanton number along $\sigma a c b o$

壁面温度的分布类似, 同样也是在 σb 段壁面达到最高值, 在肩部端点 a 与 b 点后方则逐渐降低. 并且随着飞行速度的降低, 来流密度的增大, Stanton 数也逐渐降低, 在 4 700 s 工况下, Stanton 数在端点 b 处达到最大值 0. 053; 而在 4 875 s 工况下, Stanton 数在头部顶点 o 处附近的驻点处最大值仅为 0. 008 3

为了进一步说明飞行器壁面温度与热流密度分布特性, 分别给出了图 10 中 $Z = - 0. 5 \text{ m}$,

$Z = - 1. 0 \text{ m}$ 和 $Z = - 1. 5 \text{ m}$ 平面与飞行器壁面相交而得到的曲线 $o_1-a_1-c_1-b_1-o_1$, $o_2-a_2-c_2-b_2-o_2$ 和 $o_3-a_3-c_3-b_3-o_3$ 在 4 750 s 工况下的温度和热流密度分布, 分别如图 11 和 12 所示. 这 3 个壁面上温度与热流密度值的分布规律与中心线 $\sigma a c b o$ (见图 1(a) 所示) 的分布类似, 并且离中心线的距离越远, 温度和热流密度值越低.

图 13 给出了返回舱壁面 4 个传感器 a , c , d 和 s 处热流密度的飞行数据与本文计算结果的比较. 由于飞行数据具有一定的不确定度, 因此给出的飞行数据是在一定的区间范围内的. 计算表明: 除了 a 点处在 4 800 s 和 4 825 s 工况段内热流密度高出飞行数据 15% 外, 其它工况的计算结果均处于飞行数据的区间内, 这表明本文的计算是令人满意的.

3 2 Huygens 飞行器算例

由于 Huygens 探测器在高速进入土卫六大气层的过程中气动加热十分显著, 因此对其激波后流场传热特性的研究就显得至关重要. Huygens 号探测器的外型如图 14(a) 所示, 二维轴对称计算网格如图 14(b) 所示^[10].

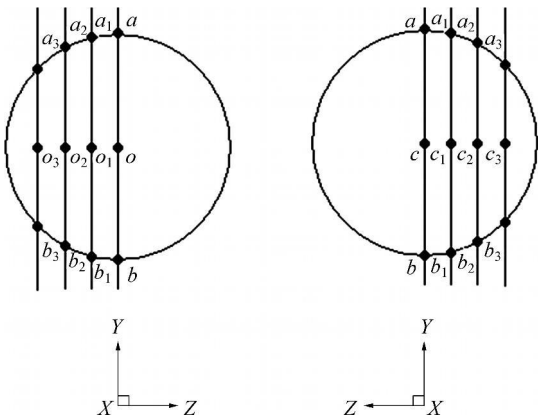


图 10 返回舱沿 X 轴的前视与后视图
Fig. 10 Front view and rear view along X axis

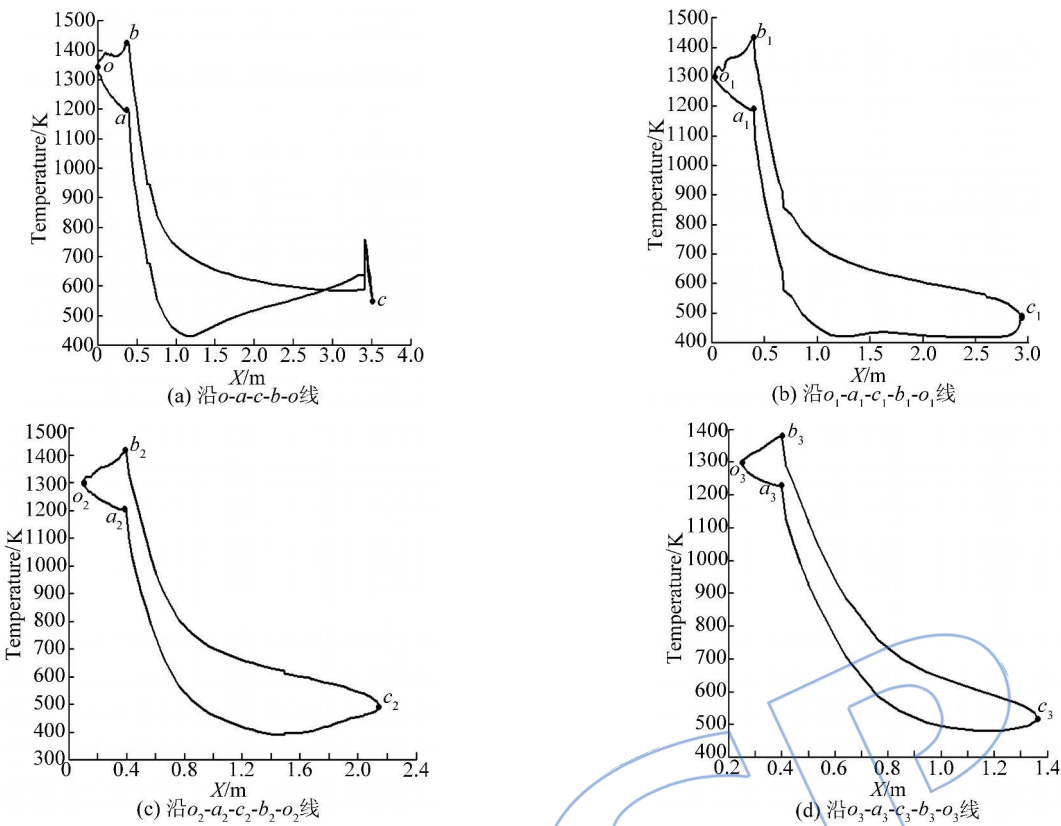


图 11 4750 s 工况下沿不同壁面处的温度分布

Fig. 11 Wall temperature along four lines for 4750 s case

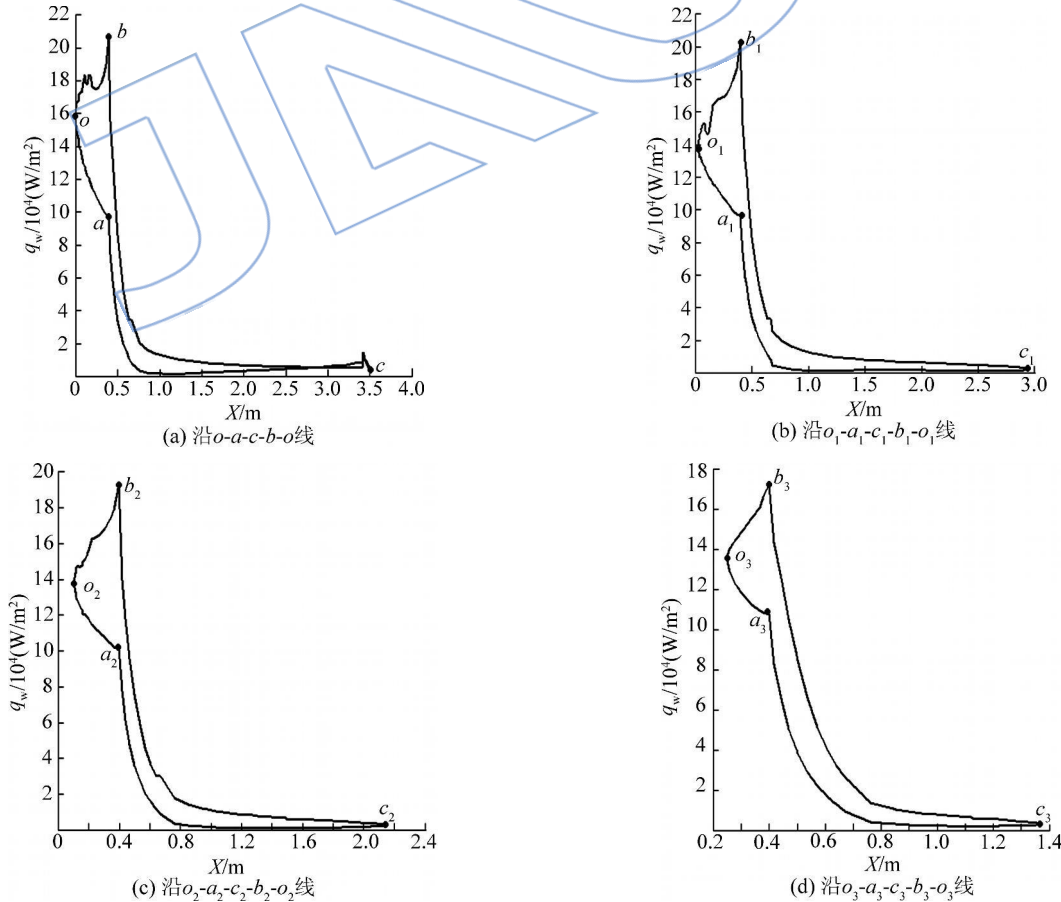


图 12 4750 s 工况下沿不同壁面的热流密度分布

Fig. 12 Wall heat flux density along four lines for 4750 s case

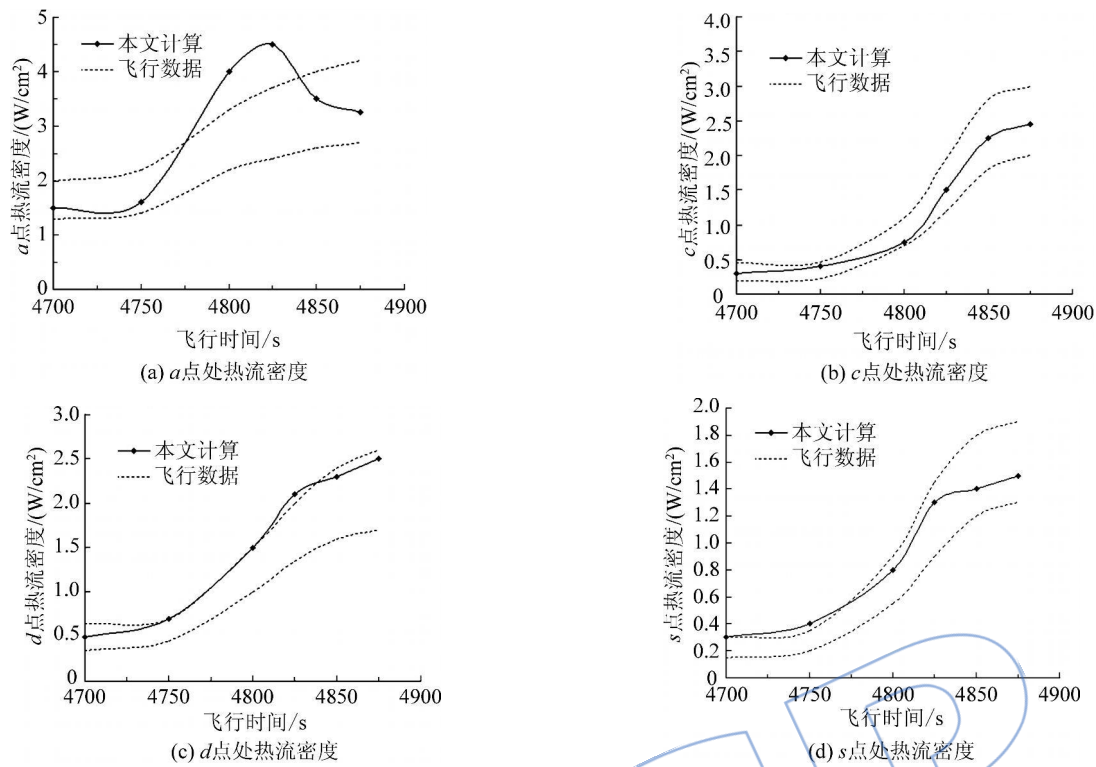


图 13 AS202 返回舱壁面传感器处的热流密度
Fig. 13 Wall heat flux density of calorimeters

土卫六的大气层其主要气体组分的质量分数: N_2 为 97%, CH_4 为 2.3%, Ar 为 0.7%. 计算选取了进入土卫六大气过程中自 169.02 ~ 201.02 s 时间段内 6 个典型高超声速工况点, 其飞行马赫数在 24.47~17.29 范围内变化其来流条件如表 4 所示. 飞行器壁面的发射率常数 $\varepsilon=0.9$.

表 4 Huygens 飞行工况

Table 4 Free stream condition for Huygens probe

飞行 时间/s	海拔 高度/km	飞行速度/ (m/s)	来流 温度/K	来流密度/ (kg/m ³)
151.02	460.2	6166.6	150.8	6.22×10^{-6}
169.02	367.9	6048.8	171.3	3.64×10^{-5}
177.02	328.5	5886.3	175.8	7.20×10^{-5}
185.02	291.1	5489.6	177.0	1.83×10^{-4}
189.17	273.2	5126.3	176.6	2.96×10^{-4}
193.02	257.8	4705.2	175.8	3.79×10^{-4}

流场的平动-转动温度 T 的分布如图 15 所示, 激波后方的头部区域内存在着非常显著的高温区, 在 151.02 s 工况点下, 最高温度以达到了 14283 K, 高温效应非常明显; 随着飞行速率的降低,

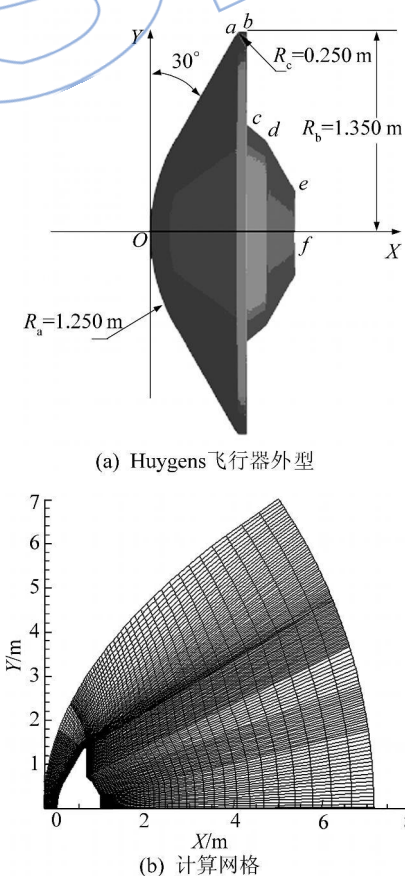


图 14 Huygens 探测器外型及计算网格
Fig. 14 Huygens probe outer mold line and mesh

在最后一个工况点下,最高温度已经低到 6 846. 3 K. 由于 T 的分布受飞行器外型的影响较为显著,因此,在肩部端点的后方区域内,由于加速减压的趋势很明显,平动温度也随着流动而迅速降低.

图 16 给出了流场马赫数的分布,在 151. 02 s 工况点下,马赫数最大值达到了 24. 47,随着飞行速率的不断降低,来流马赫数也随之减小,在 193. 02 s 工况下,已降为 17. 29;激波后,流动在肩部端点后方存在着明显的加速趋势,并且在肩部后方贴近壁面的尾部区域内,由于回流的存在,大部分区域是处于亚声速流动的.

计算出的流场内气体分子的振动温度 T_v 的分布如图 17 所示,在再入飞行的最初阶段,由于马赫数很高,头部高温区的分子振动温度已达到 9 046. 68 K,分子的热振动十分显著,并且在 169. 02 s 工况下达到了最大值 9 363. 9 K;随着马

赫数的降低,头部区域的分子热振动的程度也逐渐降低,高温区内分子的振动温度最后降低到了 6 402. 4 K. 与头部区域相比,在肩部后方渐远的区域和回流区域内,热力学激发态较弱. 在肩部后方的区域, T_v 的分布特性与 T 差别较大,受飞行器外型因素影响较小,振动温度在肩部的后方温度的降低趋势没有 T 体现的明显并且振动温度的分布具有十分明显的分层特性.

$|T - T_v|/T$ 的等值线分布如图 18 所示,可以看出,由于在头部高温区内,最大值仅为 0. 8,热力学非平衡态现象不是太显著,并且仅存在头部紧贴激波后方的一段薄层区域内,头部壁面附近的区域基本上处于热力学平衡态的. 肩部两个端点后方与回流区之间的区域内,由于分子振动温度 T_v 的变化速率远低于平动温度 T 降低的速率,从而导致在该区域内, T_v 的数值很显著地

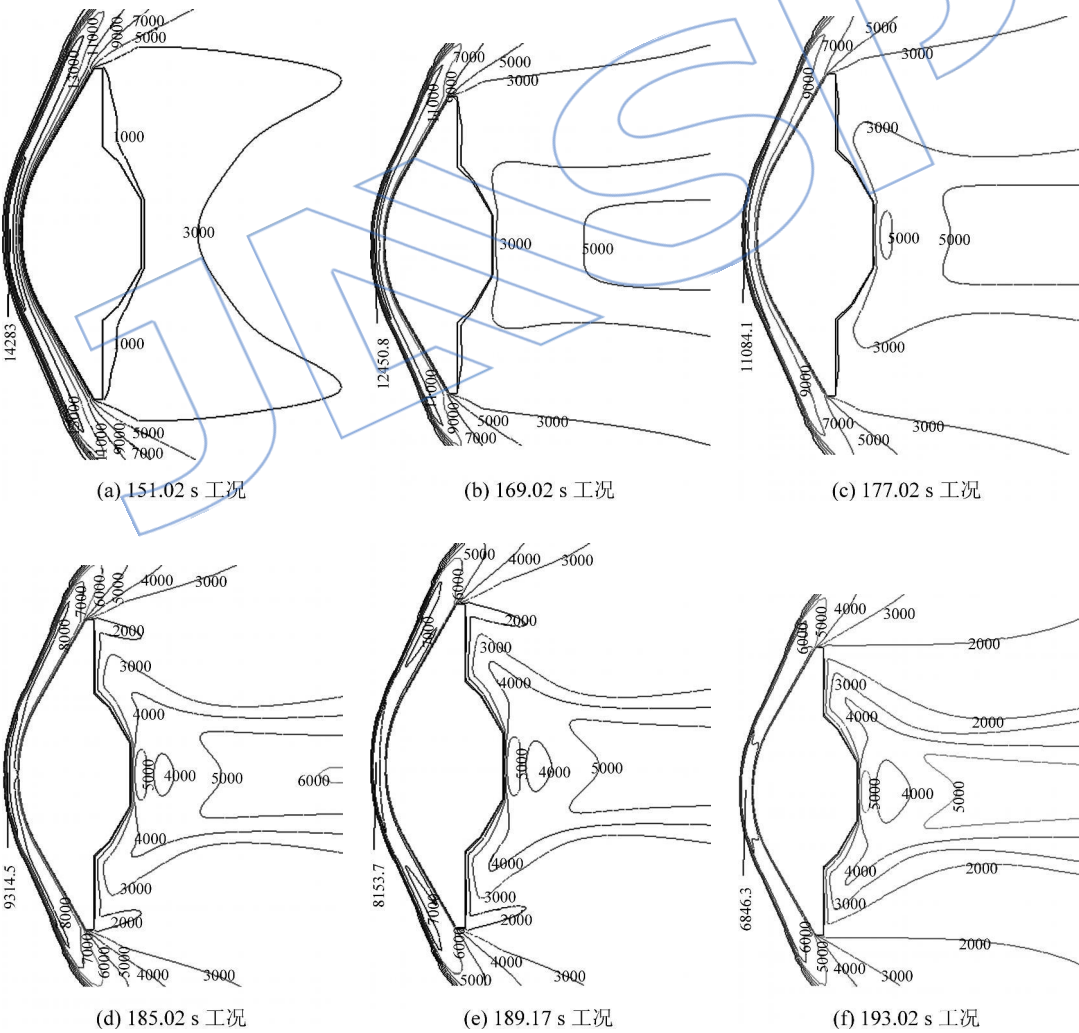


图 15 流场平动温度等值线分布(单位: K)

Fig. 15 Translational-rotational temperature contours (unit: K)

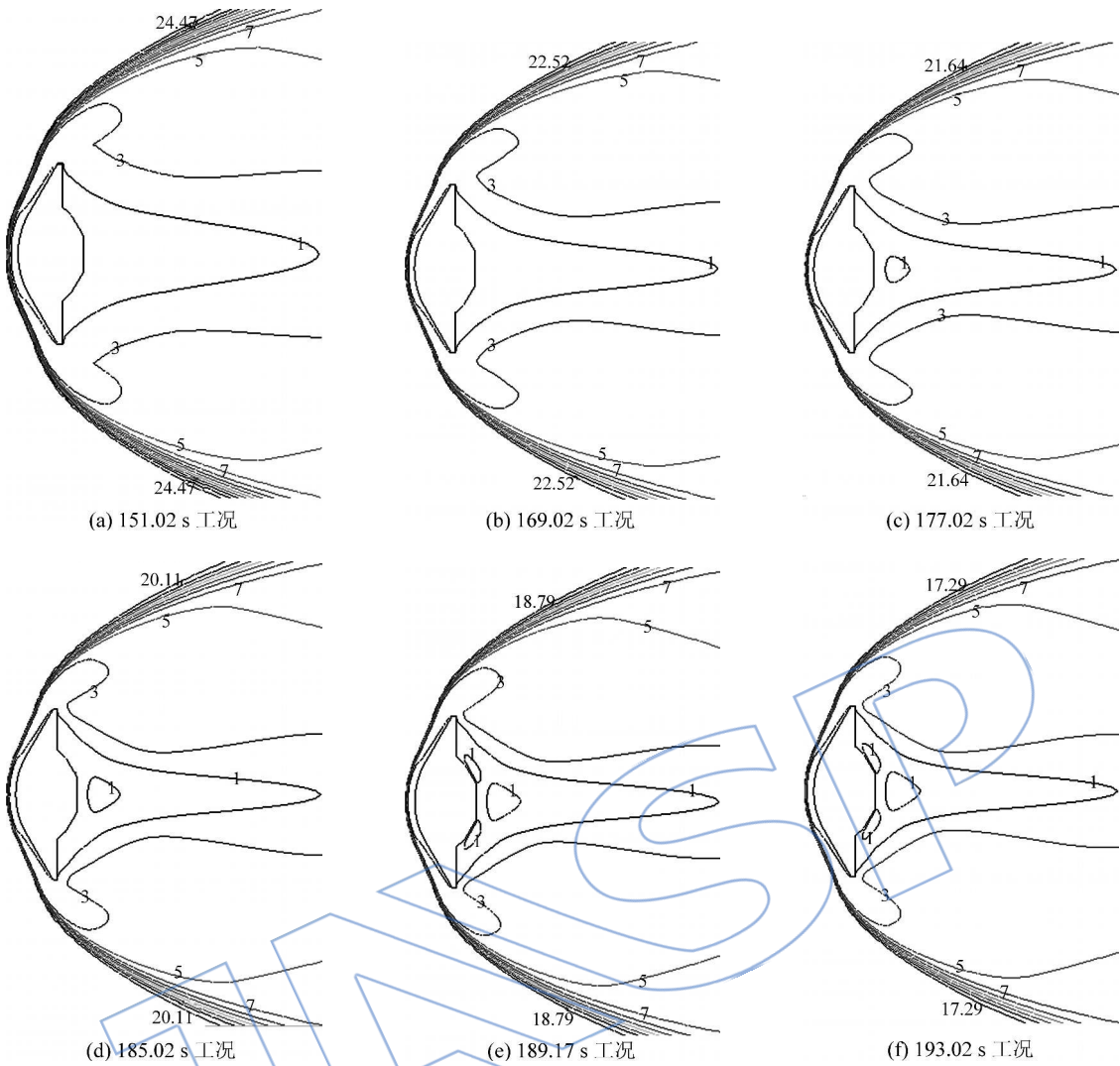


图 16 流场马赫数等值线分布
Fig. 16 Mach number contours

高于 T , 热力学非平衡态现象十分明显. 在 151. 02 s 和 169. 02 s 工况下, 热力学非平衡态现象最显著的地方出现在了壁面 c 点处的流场区域. 随着飞行马赫数的降低, 肩部后方平动温度与分子振动温度的数值都有明显的降低, 两者间的差值也减小, 非平衡态的程度也随之减弱, 并且后 4 种工况下流动热力学非平衡最显著的区域均已移至远离 c 点的后方区域. 在 151. 02 s 工况点下, 由于气体十分的稀薄, 头部激波层的厚度最大, 并且由于分子的碰撞频率极低, 激波本身的厚度也远高于其他工况点的值, 热流学非平衡态较为明显, 且区域也较大. 随着来流密度的增大及飞行速率的降低, 激波层的厚度也逐渐减小, 热力学非平衡态现象也逐渐减弱.

由于激波后流场区域内温度非常高, 从而使

化学反应也很剧烈, 图 19 给出了流场中组元 CH_4 质量分数分布. CH_4 组元在激波后方的肩流区域内因化学反应已基本消耗完.

图 20 给出了在 6 个工况下, 计算得到的壁面温度 T_w 沿壁面 $\sigma a b c d e f$ 的分布, 壁面温度值在端点 a 处达到最高值, σb 段壁面温度值均在 1000 K 以上, 其中在 185. 02 s 工况下, 端点 a 处温度达到了最高值 1923 K. 而在尾部端点 f 处, 壁面温度已降至 700~ 900 K 的范围内. 这说明在 Huygens 飞行器的飞行中, 飞行器的壁面温度沿着壁面的变化也是较显著的.

185. 02 s 工况下全流场中流线分布如图 21 (a) 所示, 在 σa 段壁面处, 流线紧贴着壁面, 而在 σb 段之后, 流线则迅速向后方扩散, 并且在 $b c d e f$ 壁面附近的流场中出现了非常明显的涡. 在

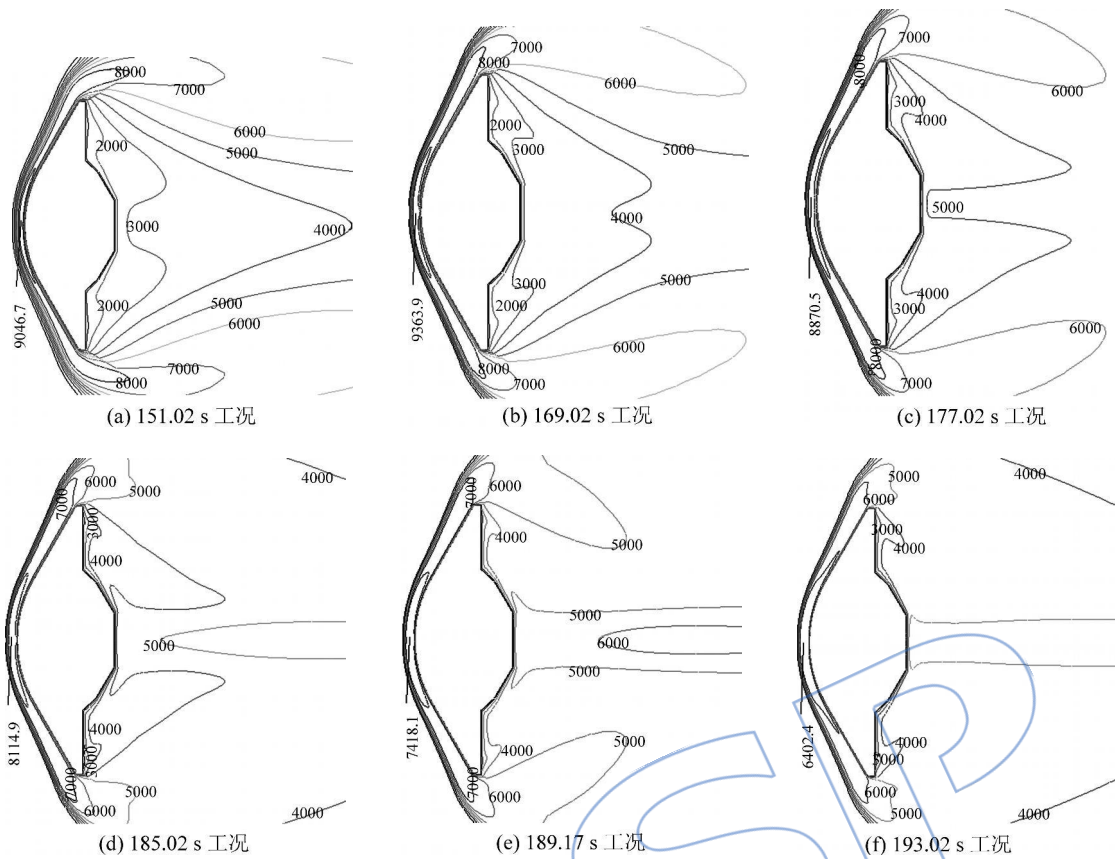


图 17 流场振动温度等值线分布(单位: K)

Fig. 17 Vibrational temperature contours (unit: K)

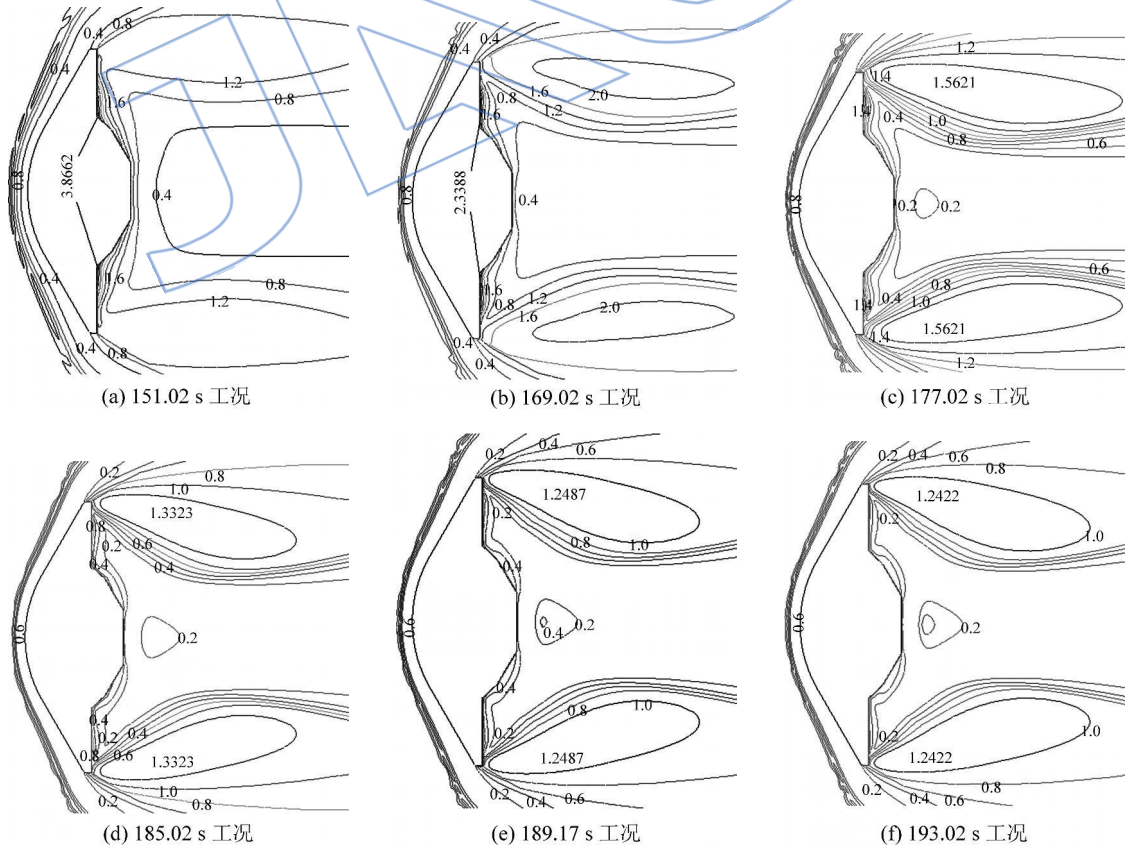


图 18 流场中 $|T - T_v|/T$ 等值线分布

Fig. 18 $|T - T_v|/T$ contours

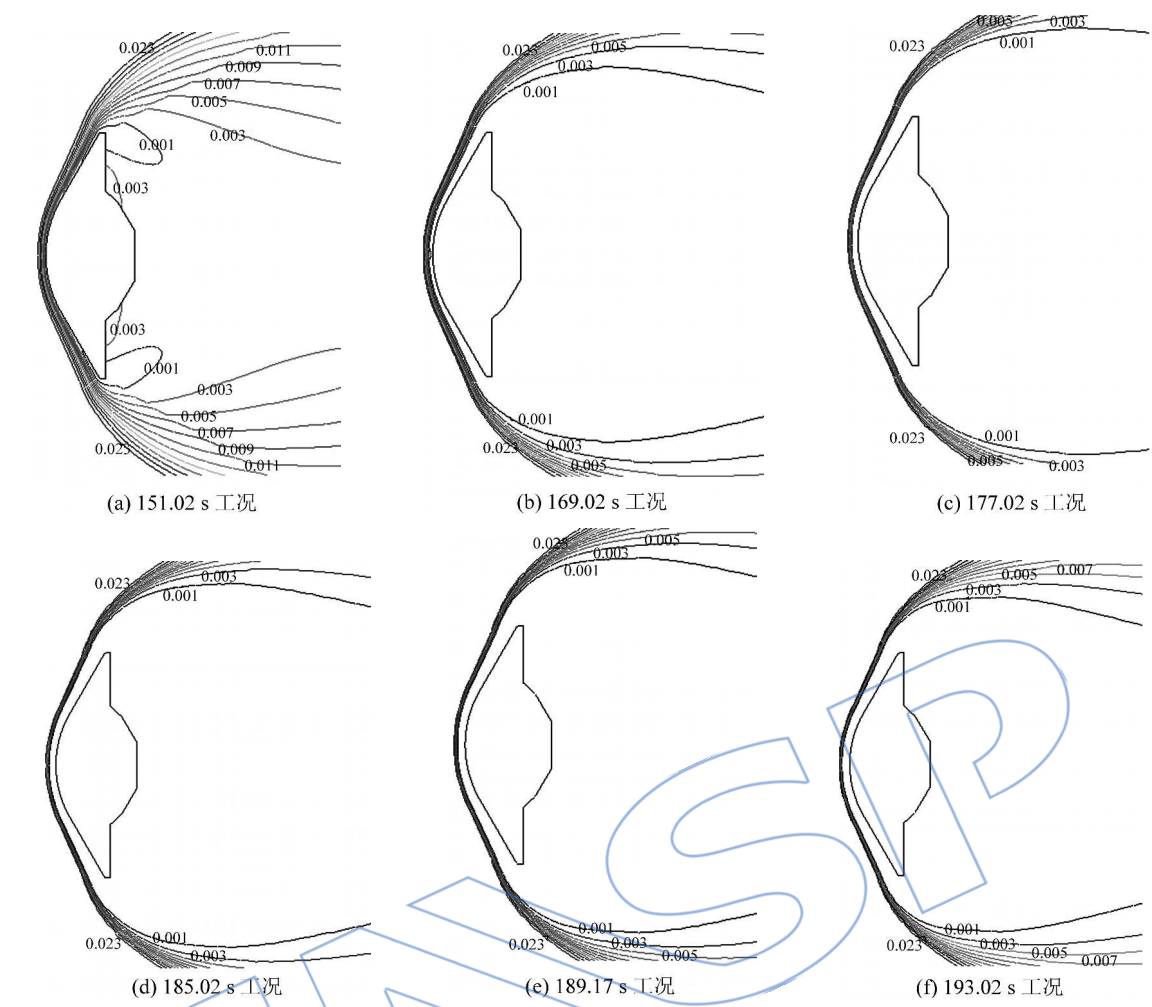


图 19 流场 CH_4 分子质量分数等值线分布
Fig. 19 CH_4 mass concentration contours

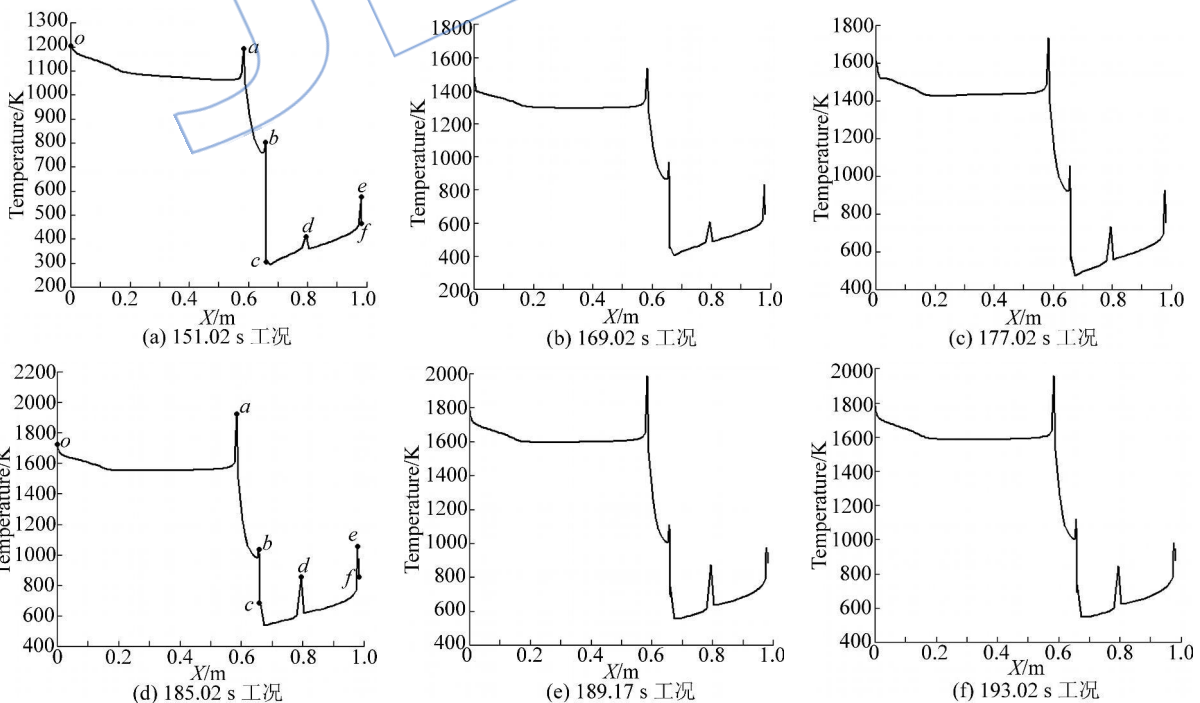


图 20 沿壁面中心线 $\sigma\alpha bcd\text{-}ef$ 的温度分布
Fig. 20 Wall temperature along $\sigma\alpha bcd\text{-}ef$

图 21(b) 中可以看出, 在 $bc-d-e-f$ 壁面处存在很明显的回流现象, 并且由于几何外型的因素, 在 d 点和 e 点处, 流动受到一定程度的阻碍, 从而导致 d 点和 e 点处的温度出现了一定程度的跳跃.

6 个工况点下, 壁面 σa 段热流密度沿 Y 轴

方向的热流密度分布如图 22 所示, 并且与 Hollis 等人使用美国航空航天局 (NASA) 研究中心的 LAURA 程序的计算结果进行了对比. 可以看出, 本文得到的热流密度的分布趋势与 LAURA 的结果基本上是一致的, 热流密度值均在驻点 o 处达到

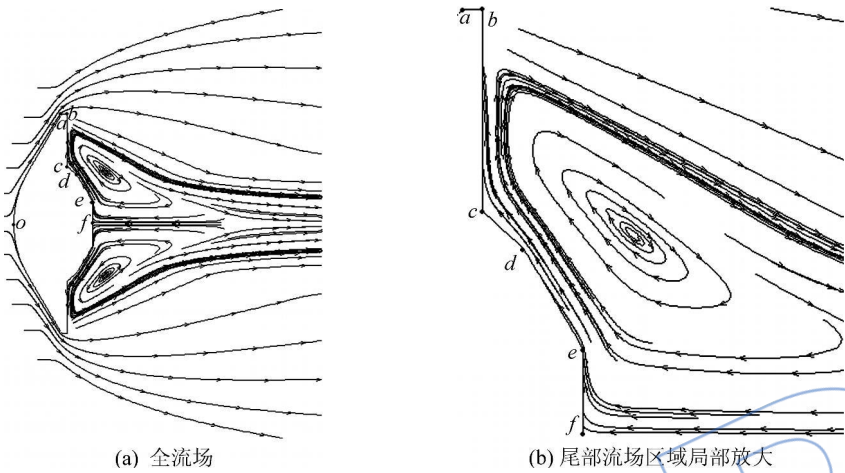


图 21 185.02s 工况下流线分布
Fig. 21 Stream lines for 185.02s case

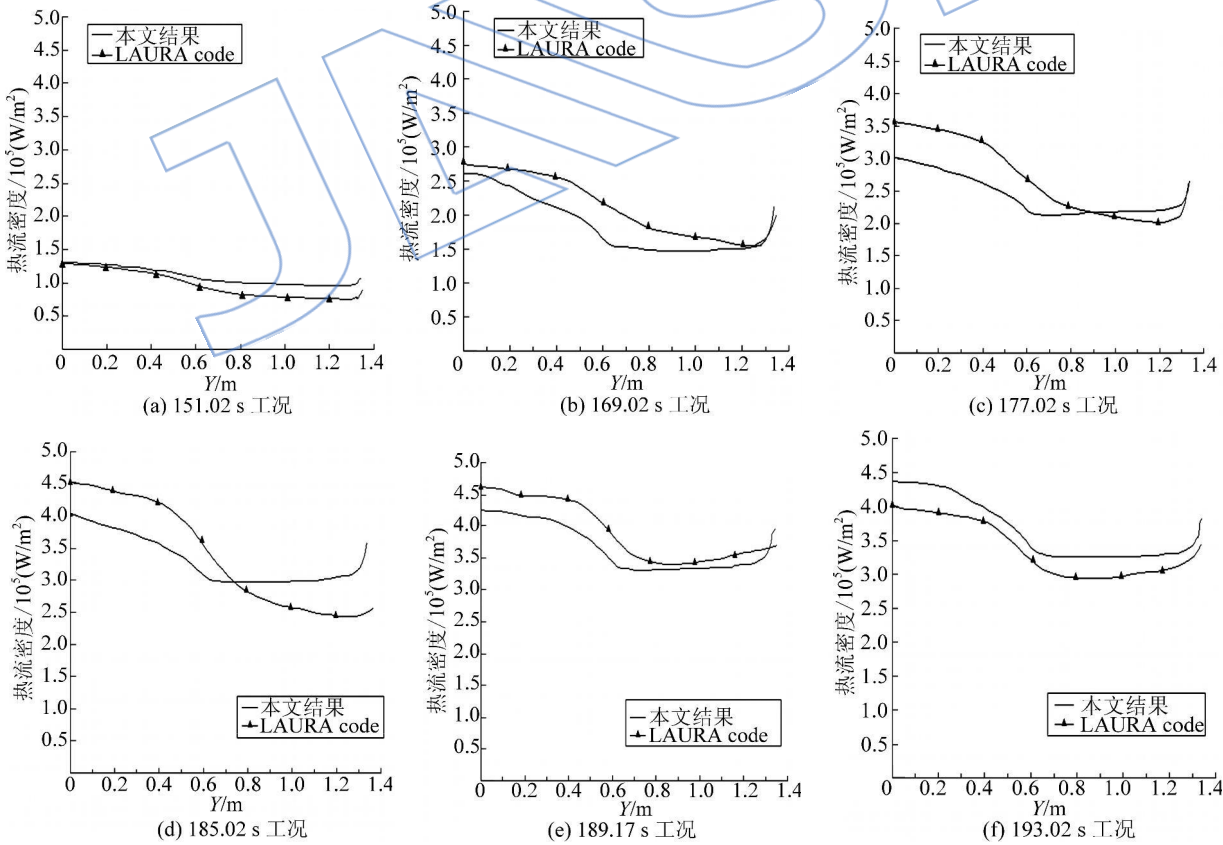


图 22 壁面热流密度
Fig. 22 Wall heat flux density along $\sigma a b$

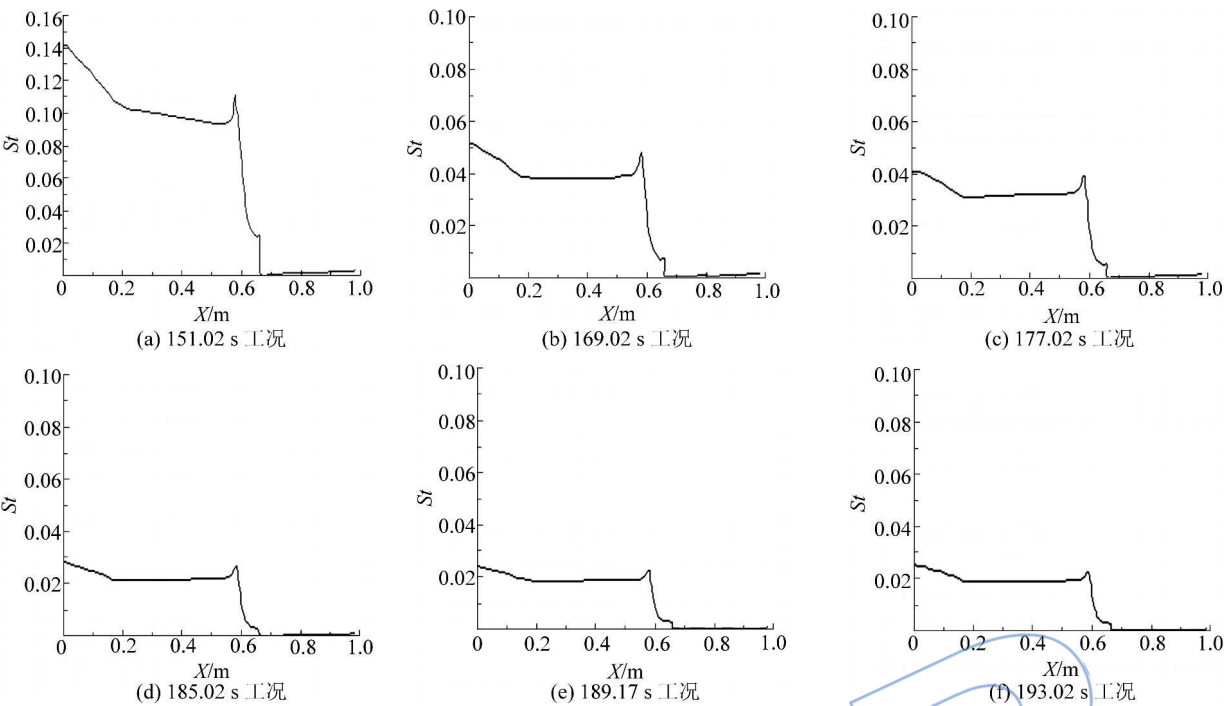


图 23 Huygens 飞行器壁面 Stanton 数分布
Fig. 23 Stanton number along σ - a - b - c - d - e - f

了最大值, 随后沿着壁面不断下降, 并且在端点 a 处又出现了明显的上升趋势; 在数值上, 两者之间的差值基本上是在 10% 以内。

6 个工况下计算得到的 Stanton 数沿壁面 σ - a - b - c - d - e - f 的分布如图 23 所示, 在驻点 o 处与肩部端点 a 处达到最高值, 在 a 点后方则逐渐降低。并且随着飞行速度的降低, 来流密度的增大, Stanton 数也逐渐降低, 在 151.02 s 工况下, Stanton 数在驻点 o 处达到最大值 0.142; 而在 193.02 s 工况下, Stanton 数在头部顶点 o 处附近的驻点处最大值仅为 0.025。

4 结 论

1) 本文将文献 [7] 所发展的二维流动化学非平衡、热力学平衡态流场的计算程序作了进一步拓展, 并将其发展为三维流动化学非平衡、热力学非平衡态流场计算的源程序, 完成了两个典型算例(这里共计算了 12 个工况, 其中飞行马赫数在 15.52~24.47 之间变化)的流场分析; 计算结果与飞行数据以及国外权威计算结果吻合较好, 初步显示了本文所编程序的可行性与有效性。

2) 数值计算表明: 在所讨论的 12 个工况下, 高超声速飞行器的头部高温区内都发生了剧烈的化学反应以及分子热振动; 计算发现, 对于地球大气, 在其海拔高度 50 km 以上时热力学非平衡态

区域很大, 这种现象十分显著; 对于土卫六大气, 在其海拔高度 250 km 以上时热力学非平衡态区域很大; 另外, 对于阿波罗 AS-202 返回舱返回地球大气层的 6 个工况, 计算得到的激波后气流最高温度从 13361.9 K 变化到 7364.3 K, 相应的飞行器壁面最高温度由 1360 K 变化到 1642 K, 显然在所考查的激波后流动区域内温度的梯度变化是非常剧烈的。此外, 对于 Huygens 飞行器再入土卫六大气层的 6 个工况, 计算得到的激波后气流最高温度从 14283 K 变化到 6846.3 K, 相应的飞行器壁面最高温度由 1209 K 变化到 1943 K, 显然在所考查的激波后流动区域内温度的梯度变化是非常剧烈的。计算中还发现: 高超声速飞行器壁面的温度分布并不是常数, 头部和肩部壁面处的温度较高, 是热防护设计与传热分析^[11-12]时要重点考虑的。

3) 数值计算还表明: 高超声速飞行器飞行过程中头部顶点和迎风面肩部端点处的热流密度值很高, 例如对于 AS-202 算例, 在再入飞行时间为 $t = 4850$ s, 来流速度为 5620 m/s, 马赫数为 17.52 工况下, 迎风面肩部端点 b 处的热流密度值已达到 3.2×10^5 W/m²; 例如对于 Huygens 飞行器算例, 在飞行时间为 $t = 185.02$ s, 来流速度为 5489.6 m/s, 马赫数为 20.11 工况下, 头部驻点 o 处的热流密度值已达到 4.63×10^5 W/m², 显然这些位置是

热防护设计与传热分析中必须要关注的。

参考文献:

- [1] McDaniel R D, Wright M J, Songer J T. Aeroheating predictions for Phoenix entry vehicle[R]. AIAA Paper 2008-1279, 2008
- [2] 王保国, 刘淑艳, 黄伟光. 气体动力学[M]. 北京: 北京理工大学、北京航空航天大学、西北工业大学、哈尔滨工业大学、哈尔滨工程大学出版社, 2005: 527-576
- [3] 王保国, 李翔. 多工况下高超声速飞行器再入时流场的计算[J]. 西安交通大学学报, 2010, 44(1): 16-21
WANG Baoguo, LI Xiang. CFD prediction of hypersonic vehicle reentry flowfield of multiple cases[J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2010, 44(1): 16-21 (in Chinese)
- [4] McBride B J, Heimerl T, Ehlers J G, et al. Thermodynamic properties to 6000° K for 210 substances involving the first 18 elements[R]. NASA SP-3001, 1963
- [5] Wilke C R. A Viscosity equation for gas mixtures[J]. Journal of Chemical Physics, 1950, 18(4): 517-519
- [6] 王保国, 刘淑艳, 张雅. 双时间步长加权ENO-强紧致高分辨率格式及在叶轮机械非定常流动中的应用[J]. 航空动力学报, 2005, 20(4): 534-539.
WANG Baoguo, LIU Shuyan, ZHANG Ya. Pseudotime method of weighted ENO-strongly compact high resolution schemes and its application to turbomachinery unsteady flow[J]. Journal of Aerospace Power, 2005, 20(4): 534-539 (in Chinese)
- [7] 王保国, 刘淑艳, 姜国义, 等. 高超声速化学非平衡流动的数值计算[J]. 气体物理理论与应用, 2007, 2(2): 150-153
WANG Baoguo, LIU Shuyan, JIANG Guoyi, et al. Numerical computation of hypersonic chemical nonequilibrium flows[J]. Physics of Gases Theory and Applications, 2007, 2(2): 150-153 (in Chinese)
- [8] 姜国义. 高超声速飞行器气动加热数值计算及特性分析[D]. 北京: 北京理工大学, 2006
JIANG Guoyi. Numerical computation and analysis of thermodynamics of hypersonic vehicles[D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2006. (in Chinese)
- [9] Michiko F, Reiji T, Kanako Y. Three dimensional calculation of hypersonic flowfield over atmospheric entry body[R]. AIAA Paper 2008-6560, 2008
- [10] Mazoue F, Marraffa L. Flow-field/radiation coupling analysis for Huygens probe entry into Titan atmosphere[R]. AIAA Paper 2005-5392, 2005
- [11] 陶文铨. 传热学[M]. 西安: 西北工业大学、北京理工大学、北京航空航天大学、哈尔滨工业大学、哈尔滨工程大学出版社, 2006: 393-400
- [12] 王保国, 刘淑艳, 王新泉, 等. 传热学[M]. 北京: 机械工业出版社, 2009