

高速稀薄流域防热减阻概念构型气动性能

张 帅

(中国航天科工集团有限公司 北京空天技术研究所, 北京 100074)

摘 要: 为探究高速稀薄流流域凹腔槽道的气动特性, 采用直接模拟蒙特卡罗(DSMC)方法, 建立了凹腔深宽比为 1, 槽道高度分别为 0、10、20、30、40 mm 以及基准高度为 20 mm 的唇口钝化半径为 2~20 mm 的凹腔槽道构型, 获得了不同算例的气动热系数和气动动力系数的变化情况, 分析了不同槽道高度以及不同唇口钝化半径的凹腔槽道构型对气动热与气动性能的影响。数值结果表明: 稀薄流流域中凹腔槽道构型能够达到预期的防热减阻效果, 较优构型(槽道高度为 20 mm)的防热率与减阻率分别达到 6.99% 和 4.44%; 槽道高度越高, 减阻效果越好, 但防热效率降低甚至出现防热反作用; 凹腔腔体内部气体由稀薄流转化为连续流, 凹腔内气体压力不断振荡; 唇口钝化处理可以在保证阻力系数增加不大的情况下显著降低峰值传热。

关 键 词: 高速稀薄流; 凹腔槽道构型; 直接模拟蒙特卡罗(DSMC)方法; 气动防热; 气动减阻

中图分类号: V423.6

文献标志码: A

Conceptual configuration aerodynamic performance of heat flux and drag reduction in high speed rarefied flow

ZHANG Shuai

(Beijing Aerospace Technology Institute,
China Aerospace Science and Industry Corporation Limited, Beijing 100074, China)

Abstract: To investigate the heat flux and drag reduction characteristics of the space vehicle combining the forward-facing cavity and the channel in high speed rarefied flow, numerical study of aerodynamic and aerothermodynamics performance on the space vehicle was conducted via direct simulation Monte Carlo (DSMC) method. Two groups of combinations were established. The aspect ratio of forward-facing cavity was set as 1. The first series of channel with channel heights of 0, 10, 20, 30, 40 mm, and the second series of lip bluntness with lip passivation radius of 2—20 mm and the baseline channel height with constant 20 mm had been taken into consideration. Results of the work for applying the cavity-channel concept to space vehicle showed a proposing heating and drag reduction performance. Compared with the original blunt cone, the cavity-channel configuration with channel height of 20 mm had the optimal performance within the range considered, and the heat flux and drag reduction rates reached approximately 6.99% and 4.44%, respectively. Higher channel height indicated better drag reduction, but the heat protection effectiveness was weakened. The gas inside the cavity changed from rarefied flow to continuous flow and the gas pressure oscillated. There could bring about apparent advantages of heat

收稿日期: 2020-12-19

基金项目: 国家重点研发计划(2019YFA0405304)

作者简介: 张帅(1995—), 男, 工程师, 硕士, 研究方向为高速飞行器气动热力设计。

引用格式: 张帅. 高速稀薄流域防热减阻概念构型气动性能[J]. 航空动力学报, 2022, 37(1): 124-141. ZHANG Shuai. Conceptual configuration aerodynamic performance of heat flux and drag reduction in high speed rarefied flow[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(1): 124-141.

reduction without any drag increment penalty by employing cavity lip bluntness.

Key words: high speed rarefied flow; cavity-channel configuration;
direct simulation Monte Carlo (DSMC) method;
aerodynamic heat flux reduction; aerodynamic drag reduction

高速飞行器在设计过程中,气动防热和气动减阻性能是相互关联且矛盾的。如何设计兼具气动防热与气动减阻的系统一直是人们关心的话题^[1-2]。防热主要是降低飞行器头部驻点附近的热流密度,减阻主要是减小激波阻力。目前常见的防热减阻技术主要通过控制流场结构来实现,如迎风凹腔、逆向喷流^[3-11]、能量投递^[12-18]、激波探针^[19-28]以及组合形式^[29-37]等流场控制技术,基本原理主要是将头部主激波推离物面,形成较大的激波脱体距离从而降低头部热流与气动力载荷。

用于防热设计凹腔概念构型最早被 Hartmann^[38]作为一种声源发生器提出。这种概念就是在飞行器头部开出凹腔,在高速气流的作用下,腔体内压力不断变化进而使得腔体头部激波发生高频振荡,这个过程中能量不断被消耗从而降低头部热流。20世纪60年代初,Burbank等^[39]利用计算流体力学方法对柱状腔体的气动热进行分析,结果表明,凹腔构型能在一定程度上降低前缘鼻锥热流,并在此基础上提出了迎风凹腔防热方法。Yuceil等^[40]使用红外摄像的方法研究了在马赫数为4.9的条件下凹腔结构的气动热特性,发现了“凹腔冷环”现象;Seiler等^[41]对无凹腔,有凹腔等3种结构模型进行了分析,得出了最深凹腔具有最小热通量的重要结论;Saravanan等^[42]将凹腔应用于高速钝头导弹外形中,结果表明最小的凹腔直径具有最高的升阻比和最佳的冷却效率;张帅等^[43]探究了稀薄流流域迎风凹腔的气动防热特性,结果表明稀薄流流域中迎风凹腔能够使鼻锥外壁面的热流密度下降7%左右。用于减阻设计的槽道概念构型首先由 Gupta等^[44]提出。通过在飞行器头部前缘处开槽形成通道,移除前缘壁面驻点附近的高压区,从而减小飞行器的气动阻力(主要为激波阻力)。张帅等^[45-46]利用求解 N-S (Navier-Stokes) 方程与 DSMC (direct simulation Monte Carlo) 方法对比了连续流与稀薄流流域槽道构型的气动特性,结果表明,较之连续流,槽道在稀薄流流域的减阻性能不佳。

本团队在之前的研究工作中充分利用两种构型在气动性能方面的优势,对连续流流动条件下

凹腔与槽道的组合构型进行了有益的尝试^[47],结果表明构型能够达到预期的防热减阻效果。然而航天器的气动加热受气动性能和再入轨道的影响很大,图1给出了几种锥体航天器典型位置的热流沿弹道的变化情况^[48]。由图可知,再入轨道航天器表面最大热流出现的高度,随气动性能的提高和再入轨道的优化而升高,文中气动性能最好的航天器在70 km高度,热流密度达到了最大。航天器在80 km以上的高空大气环境中高速飞行,其流动表现出明显的稀薄气体效应^[49]。随着航天器气动性能的不断提高,未来航天器再入过程中热流峰值也可能出现在稀薄流之中。此外,航天器在跨大气层飞行时,由于飞行器各部位几何尺寸差异较大,可能存在连续流、滑移流、过渡流或自由分子流之中的数种共存的混和流动,准确模拟跨流域气动热、力成为了高速飞行器必须解决的问题。本文采用 DSMC 方法对稀薄流流动条件下航天器凹腔槽道概念构型的气动防热与减阻效果进行分析讨论,旨在进一步发展凹腔槽道概念。

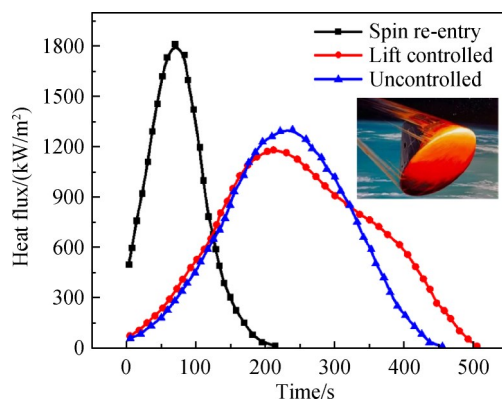


图1 不同轨迹下航天器再入过程中典型位置热流^[48]

Fig.1 Heat flux of spacecraft's typical position in the re-entry process for different trajectories^[48]

1 仿真构型及计算方法

1.1 仿真构型

原始构型选用戴姆勒-奔驰宇航公司(DA-SA)的钝双锥,它能更好地满足内部布局约束与运载系统约束,具有更大的实际应用价值。本文

仅取钝双锥前半部分进行分析。原始构型,迎风凹腔构型和凹腔槽道构型参数情况如图 2 所示。其中, θ 为钝锥圆锥母线与底面的夹角, l 为钝锥底部直径, R_n 为钝锥头部半径, L 为凹腔的深度, D 为凹腔的宽度, H 为槽道高度,下文中,迎风凹腔构型可认为是槽道高度 $H=0$ mm 的凹腔槽道构型。凹腔开在钝锥的头部,全流通的槽道开在凹腔的底部,两者沿着同一条中心轴线。

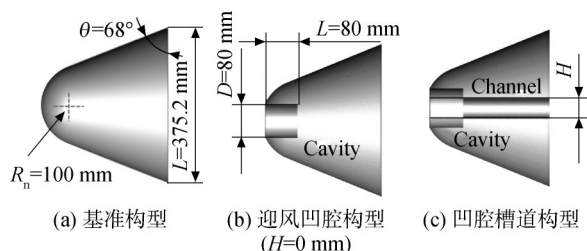


图 2 几何构型

Fig.2 Geometric configuration

1.2 计算方法

Bird^[50]引入并深入研究了 DSMC 方法,其通过追踪大量粒子的运动和碰撞来估算玻尔兹曼描述的物理现象。每一个模拟粒子代表了大量的真实气体分子,并包含了分子的能量等级和位置矢

$$N_i = \frac{n_\infty C_m S_i \Delta t}{2f\sqrt{\pi}} \{ \exp(-s^2 \cos^2 \theta) + \sqrt{\pi} \cos \theta [1 + \operatorname{erf}(s \cos \theta)] \} \quad (3)$$

式中 n_∞ 代表自由来流的分子数密度; C_m 为来流速度的最概然速度; S_i 为远场边界网格的来流面面积; Δt 为时间步长; f 为每一个模拟粒子代表的真实粒子的个数; s 为分子的速度比,其值为来流的宏观速度 C_0 与来流速度的最概然速度 C_m 之比,即有

$$s = C_0 \beta = \frac{C_0}{C_m} = \frac{C_0}{(2RT)^{1/2}} \quad (4)$$

函数 $\operatorname{erf}(\alpha)$ 的定义为

$$\operatorname{erf}(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\alpha \exp(-x^2) dx \quad (5)$$

DSMC 应用最为广泛的弹性截面模型就是可变硬球模型 (VHS),下文的计算中也采用硬球模型进行计算。可变硬球模型的截面公式为

$$\sigma = \sigma_{\text{ref}} \left(\frac{g}{g_{\text{ref}}} \right)^{-2\varpi} \quad (6)$$

式中 σ_{ref} 与 g_{ref} 是参考值; ϖ 取决于与温度相关的黏性,确切地说,气体的黏性与温度的关系式为

$$\mu = \mu_{\text{ref}} \left(\frac{T}{T_{\text{ref}}} \right)^{0.5+\varpi} \quad (7)$$

量、速度矢量、物理信息,如质量与大小。粒子运动与碰撞在一个时间步 Δt 内被解耦,该值小于当地的平均自由时间。因为应用 DSMC 方法来模拟碰撞时,忽略了网格单元内粒子相对位置的影响,所以这种方法要求每一个单元格的大小都小于流动的平均自由程,在下文的计算中,网格选取的基准为 $\Delta x/\lambda_{\text{local}}=1/3$,即网格的边长与当地平均自由程的比值为 $1/3$ 。这种无时间计数的方法广泛应用于碰撞问题,这种方法构造了大量的粒子对,其公式为

$$N_c = \frac{1}{2} n \bar{N} (\sigma g)_{\text{max}} \Delta t \quad (1)$$

式中 n 为分子数密度, $\bar{N}$ 为单元内的平均粒子数, σ 为碰撞截面, g 为相对速度。在单元内会随即构造 N_c 个粒子对,每个粒子对的碰撞的概率表达式为

$$P_c = \frac{\sigma g}{(\sigma g)_{\text{max}}} \quad (2)$$

当发生碰撞时,碰撞后的速度由动量守恒和能量守恒定律来计算。稀薄流动要处理的问题的模型一般都是非封闭的,假设远方来流速 C_0 ,速度与远场边界的网格的外法向矢量的夹角 θ ,那么每个时间步内由入口流入计算域的模拟粒子数为

本文计算中,内能仅考虑了平动能和转动能的激发,未考虑振动能的激发。为区分 Sparta 在计算不同温度时的差异,以下对 Sparta 温度计算方法加以阐述,为读者提供对比参考。Sparta 对网格中的总温(经典热力学温度)的计算公式为

$$\begin{cases} C_{mx} = \left(\sum_i^N m_i V_{xi} \right) / \left(\sum_i^N m_i \right), C_x = V_x - C_{mx} \\ C_{my} = \left(\sum_i^N m_i V_{yi} \right) / \left(\sum_i^N m_i \right), C_y = V_y - C_{my} \\ C_{mz} = \left(\sum_i^N m_i V_{zi} \right) / \left(\sum_i^N m_i \right), C_z = V_z - C_{mz} \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} C_{sq} = C_x^2 + C_y^2 + C_z^2 \\ K_e = \sum_i^N \left(\frac{1}{2} m_i C_{sqi} \right) \\ T = K_{e,t} / \left(\frac{3}{2} N k \right) \end{cases} \quad (9)$$

式中 C_{mx} 、 C_{my} 和 C_{mz} 为某一个计算网格中的 x 、 y 、 z 三个方向的质心速度; m_i 为每个粒子的质量; V_x 、

V_x 和 V_z 为网格内每个粒子的 3 个方向的速度; C_x 、 C_y 和 C_z 为网格内每个粒子的 3 个方向的热力学速度, $K_{e,t}$ 为总能量; T 为计算的总温; N 为网格内的粒子数, k 为玻耳兹曼常量。对于 DSMC 的非弹性碰撞过程, 如内能交换等, 通过给定每个粒子的旋转、振动和电子能来模拟原子或分子的内部能量模态。Sparta 对网格中平动温度(统计力学温度)的计算公式为

$$\begin{cases} V_{sq} = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2 \\ K_e = \sum_i^N \left(\frac{1}{2} m_i V_{sqi} \right) \\ T_{tra} = K_e / \left(\frac{3}{2} Nk \right) \end{cases} \quad (10)$$

式中 K_e 为平动能量, 其余物理量与以上描述相同, T_{tra} 为计算所得的平动温度。Sparta 对网格中转动温度(统计力学温度)的计算公式为

$$\begin{cases} f(\epsilon_r) d\epsilon_r = \frac{1}{\Gamma\left(\frac{\xi}{2}\right)} \left(\frac{\epsilon_r}{kT} \right)^{\frac{\xi}{2}-1} \exp\left(-\frac{\epsilon_r}{kT}\right) d\left(\frac{\epsilon_r}{kT}\right) \\ T_{rot} = \frac{2}{k} \sum_i^N \epsilon_{ri} / \sum_i^N \xi_i \end{cases} \quad (11)$$

旋转模态的模拟一般使用经典的物理方法, 在该方法中, 旋转能量为 ϵ_r , 根据玻耳兹曼方程, 该值呈连续分布。上式中 ξ 为旋转自由度(双原子为 2, 多原子为 3); T 为总温温度; T_{rot} 为计算所得旋转温度。

许多 DSMC 方法都用到一个调节系数 α 来模拟漫反射与镜面反射的混和, 下文中设置 α 为 0.9 也符合一般的实际工程需要。表 1 中对下文计算中出现的一些物性参数给出了定义。

表 1 中 Q_w 为壁面的法向热流(单位时间内气体传递到单位表面积模型上的热量), DSMC 方法通过计算碰撞壁面的模拟粒子的净能量通量来计算该值。 ρ_∞ 为自由来流的密度; v_∞ 为自由来流的速度; p_w 为模型单位面元素上所受的总压力; p_∞ 为来流压力; τ_w 为模型单位面元素上所受的剪切力; p_x 为模型在平行于来流轴向上所受的总压力; τ_x 为模型在平行于来流轴向上所受的总剪切力; F_x 为模型在平行于来流轴向上所受的力; λ 为粒子平均自由程; L 为物体特征长度(基于锥体前缘半径: $L=R_n=100$ mm)。此外计算中采用完全气体模型, 考虑了 O_2 、 N_2 两种组分, 其摩尔比值近似取为 0.76、0.24, 不考虑来流气体组分、摩尔比值等

表 1 参数定义

Table 1 Parameter definition

物性参数	计算公式
物面传热率	$C_h = Q_w / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^3 \right)$
物面压力系数	$C_p = (p_w - p_\infty) / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^2 \right)$
物面摩阻系数	$C_f = \tau_w / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^2 \right)$
波阻系数	$C_{dp} = p_x / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^2 L \right)$
摩阻系数	$C_{df} = \tau_x / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^2 L \right)$
阻力系数	$C_d = F_x / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty v_\infty^2 L \right)$
克努森数	$Kn = \lambda / L$

随高度的变化。

2 计算方法及网格无关性校验

2.1 计算方法校验

在过去的研究中, 相关学者已经进行了大量的 DSMC 可行性验证工作, 本文 DSMC 计算程序采用美国 Sandia 国家实验室的 SPARTA(Stochastic Parallel Rarefied-gas Time-Accurate Analyzer)程序, SPARTA 采用了一种基于领域分解方法的并行处理技术, 处理器之间的通信由信息传递接口(MPI)通信协议处理, 这种方法对其计算效率进行了多个数量级的改进。

通常情况下, 高速飞行器在高速飞行时, 部分结构局部的速度梯度、温度梯度以及密度梯度很大, 会形成的复杂的流场结构, 涉及到激波间的相互干扰、气体的剧烈压缩、加速膨胀等物理现象, 这些复杂的物理现象会对飞行器的热流烧蚀, 气动性能产生严重的影响, 反过来这也对飞行器的热防护和气动控制提出严峻的要求, 与此同时, 复杂的流场环境对数值仿真模拟带来了一定的挑战。为了验证 SPARTA 程序捕捉复杂物理现象的能力以及其在数值模拟计算上的精度与准确性, 首先采用 70° 钝锥飞行器模型进行计算^[51], 其为火星探路者(Mars Pathfinder)探测飞行器的简化缩比模型。在之前的工作中, Allegre、Bisch 以及 Lengrand 等选取该模型进行了多组独立风洞稀薄气体流动实验, 给出了大量传热的可用于验

证的实验数据,计算工况条件如表 2 所示。 T_0 为来流总温, p_0 为来流总压,雷诺数 Re 和气体稀薄程度参数 V_r ($V_r=Ma/Re^{1/2}$) 在基于钝锥头部直径 50 mm 的情况下计算得出。

表 2 计算工况
Table 2 flow conditions

参数	数值及说明	
	工况 1	工况 2
气体	N_2	N_2
Ma	20.2	20
T_0/K	1 100	1 100
p_0/MPa	0.35	1
Re	1 420	4 175
V_r	0.53	0.31

模型主要由头部 70° 三角钝锥和后缘的长形钉杆组成,其参数示意图如图 3(a) 所示,低密度 SR3 风洞实验中测试点分布情况如图 3(b) 所示。模型中, R_n 为三角钝锥鼻锥出钝化半径, R_c 为三角钝锥拐角处钝化半径, R_j 为三角钝锥和后缘长钉连接处钝化半径,测试点热流为测试点到前缘驻点距离 S 的函数,文中对该距离进行无量纲化处理,得到 S/R_n 。

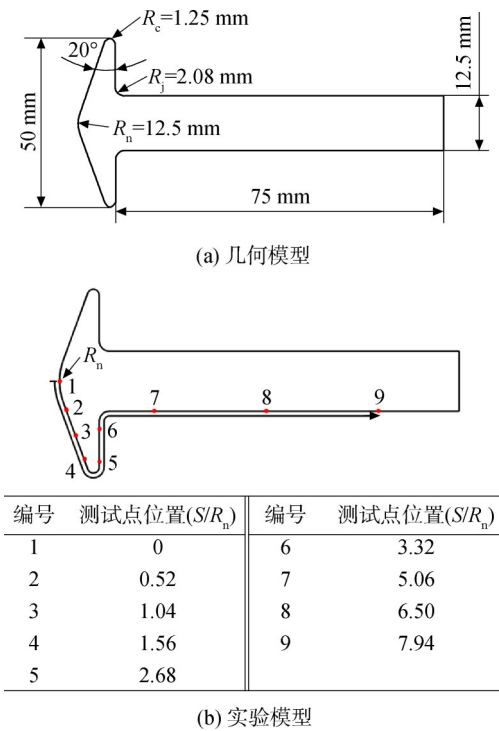


图 3 实验模型
Fig.3 Experiment model

计算中,采用基于笛卡儿坐标系的结构网格,一级全局网格尺寸划分为 800×800 ,二级网格采用局部自适应技术进行划分,根据粒子的平均自由程在锥体迎风头部位置进行加密划分。周向以及右边界条件采用自由出流边界,左边界条件为自由来流边界,来流方向平行于钉杆上表面。图 4(a) 和图 4(b) 分别给出两组实验条件下 SPARTA 软件计算得到的热流密度分布与实验值的对比。由图可知,在三角锥头部热流密度较高,驻点处峰值热流为 $10 \sim 20 \text{ kW/m}^2$,且在整个头部迎风面,热流均保持同一较高水平,肩部的热流密度急剧降低,而在钉杆处又有上升趋势。值得注意的是,流经肩部的气体发生气动分离,流场参数变化梯度变大,SPARTA 仿真计算得到的数据与实验数据一致性不佳,局部流场捕捉不够理想,仿真数据要低于实验数据。此处出现了明显的气动分离并形成了一定的回流区,局部的温度梯度很大,形成了复杂的流场结构,涉及到气体的加速膨胀等物理现象,这些对数值仿真模拟带来了一定的挑

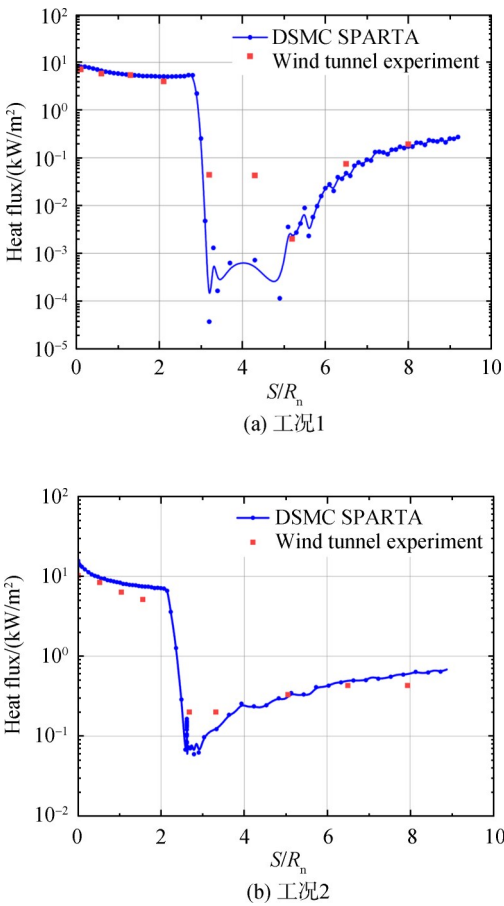


图 4 热流计算和实验结果对比
Fig.4 Comparison of calculated and experiment heat flux

战,这也导致了此处的数值结果与实验结果差异偏大,此外,对于 DSMC 方法来说,此处的模拟粒子数势必会大幅度减少,从而降低了模拟仿真的精度,这也是计算结果存在较大差异的原因之一。但是数据整体上一致性较好,在很大程度上证明了 SPARTA 计算程序的正确性与可靠性。

采用圆锥半角 $25^{\circ}(55^{\circ})$ 双锥飞行器^[52]模型进行计算,这种特定的构型最初由 NATO RTO(北约研究技术组织)提出。本算例的计算工况条件与对照数据来自于 Holden 和 Wadhams 所做的激波风洞实验。计算工况如表 3 所示,其中, T_w 为壁面温度, T_0 为来流总温, ρ 为来流密度, V 为来流速度。图 5(a)和图 5(b)分别给出 SPARTA 计算得到的壁面压力和热流分布与实验值的对比, X 表示到双锥头部顶点的距离, p 表示双锥表面压强。由图可知, SPARTA 仿真计算得到的数据整体上一致性良好,证明了 SPARTA 计算程序的正确性与可靠性。图 6(a)和图 6(b)分别给出了双锥壁面的热流与压力分布,可见肩部的气动力载荷要大于尖点处。

表 3 计算工况参数

Table 3 Calculation conditions parameter	
参数	数值及说明
气体	N_2
T_w/K	297.2
T_0/K	42.6
$\rho/10^{21}m^{-3}$	3.78
$V/(m/s)$	2 073

2.2 网格无关性校验

驻点热流随着再入高度呈现出先增高后降低的趋势,现根据文献[43]中的讨论,研究 80 km 高度处(对于选定模型,气体流域主要处于滑移流区域)凹腔槽道结构的气动特性。通过航天返回“再入走廊”^[53]确定再入速度。来流速度为 6 730 m/s, 分子数密度为 $3.831\,7\times10^{20}/m^3$, Kn 约为 0.044。坐标原点位于前缘驻点,为了消除由于网格划分的疏密程度导致的计算结果的偏差,对不同全局尺寸初步划分的、基于分子平均自由程正交自适应结构划分的 3 种网格系统进行无关性验证,通常情况下,在远场密度较低处,网格尺寸的选取应当与当地平均自由程相一致,在近场密度较高的地方,网格也要相应地变密。按照 Bird 的建议,

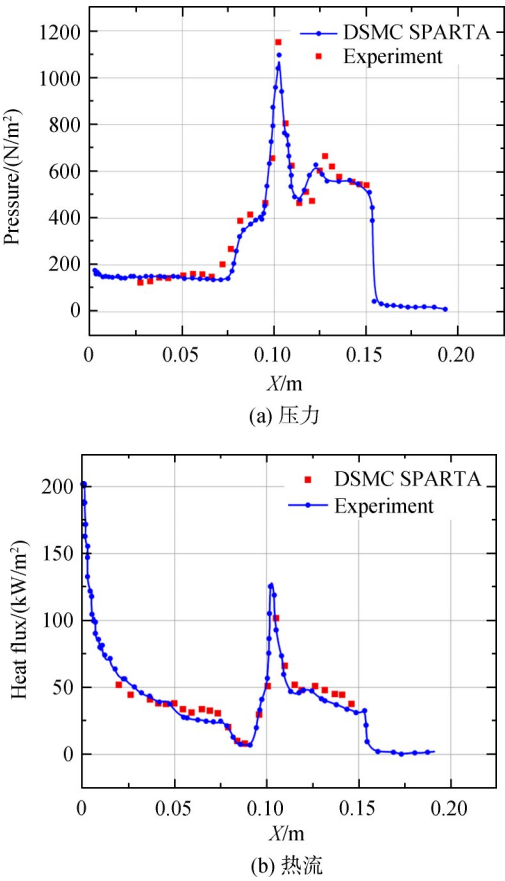


图 5 数值计算与实验结果对比
Fig.5 Comparison of numerical calculation and experimental results

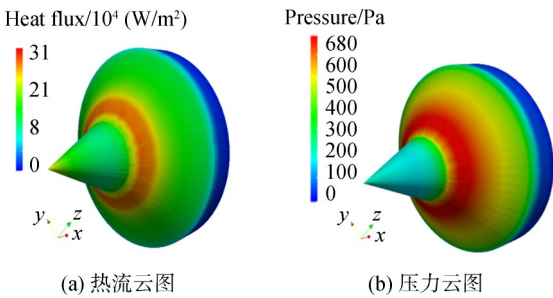


图 6 双锥壁面云图
Fig.6 Contours of the bicone surface

网格尺寸选取约为当地平均自由程的 1/3,按照这样的设计原则,3 种网格系统采用的一级全局网格尺寸分别设置为 $300\times300\times300$ 、 $320\times320\times320$ 、 $340\times340\times340$,自适应条件保持均为 $\Delta X/\lambda_{local}=1/3$ 。计算域上下以及右边界条件采用自由出流边界,左边界条件为自由来流边界,来流方向平行于凹腔侧壁面。

计算网格划分情况如图 7(a)所示,由图可知, Sparta 程序在腔体内部进行了三级自适应网

格划分,近壁面气体分子与壁面碰撞激烈、腔体内部气体分子堆积,分子局部自由程变小,相应自适应网格划分较密。图 7(b)给出了每个网格内的模拟粒子数分布情况,由图可知,由于气体的堆积,在凹腔底部拐点处以及槽道内部的网格内模拟粒子数很大,整体上每个网格内的模拟粒子数均大于 10,满足 DSMC 在工程上的计算要求。3 种不同网格划分系统计算的鼻锥外壁面物面传热率、物面压力系数、物面摩阻系数的结果如图 8(a)~图 8(c)所示。由图可知,3 种不同密度的自适应网格计算结果差别很小。当全局网格的划分尺寸为 $300 \times 300 \times 300$ 时,计算结果已经能够保证一定精度,为了节省计算资源,最终选用该尺寸的正交自适应结构网格进行计算。

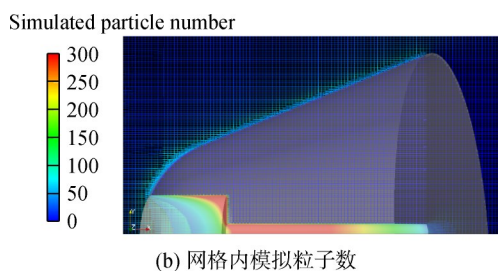
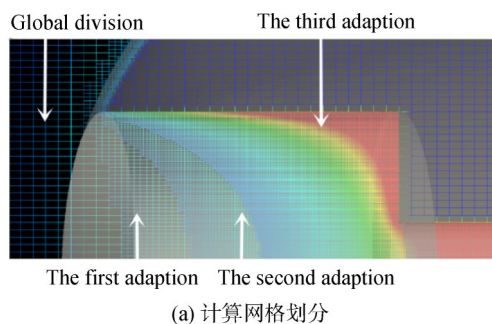


图 7 网格示意图

Fig.7 Schematic diagram of grid

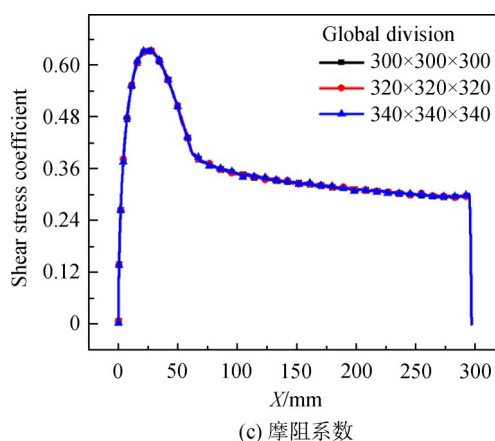
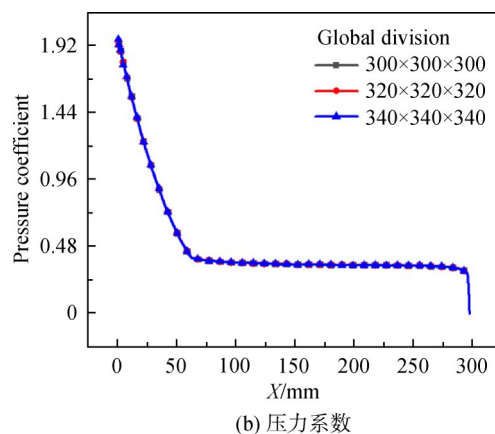
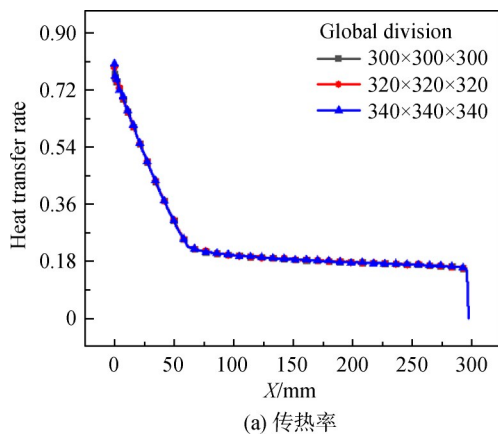


图 8 网格密度对比

Fig.8 Comparison of grid density

3 计算结果与分析

为了探究不同槽道高度构型的气动性能,各算例凹腔的深度和宽度均为 80 mm,槽道的长度固定,高度为 0、10、20、30 mm 和 40 mm。在此基础上选取了槽道高度 $H=20$ mm 的构型为基准构型,进一步分析了再入高度(经计算,来流马赫数对无量纲气动参数影响微弱,下文未展开阐述。)以及构型唇口钝化半径($R_n=2\sim 20$ mm)对气动性能的影响。计算边界条件与上文网格无关性验证的条件相一致。当克努森数 Kn 值大于 0.01 时开始出现滑移流,随着气体变得越来越稀薄,当 Kn 达到 0.1 和 10 时,其流动特征分别处于过渡流区和自由分子流区^[54],对于典型的再入弹道,特征尺寸为 0.1~0.5 m 量级航天器周围空气绕流的克努森数划分如图 9 所示。

3.1 气动热性能分析

不同算例计算的鼻锥外壁面的物面传热率 C_h 计算结果如图 10(a)和图 10(b)所示。由图可

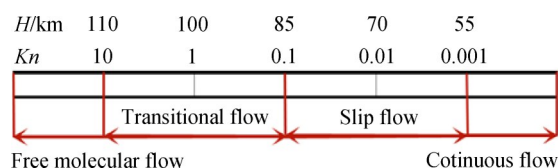


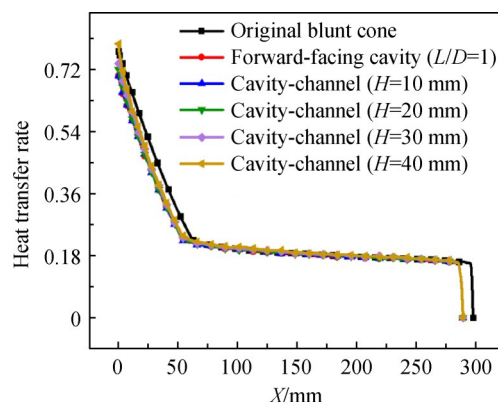
图9 航天器再入大气空气绕流流域示意图

Fig.9 Schematic diagram of air flow regimes for spacecraft re-entry Earth's atmosphere

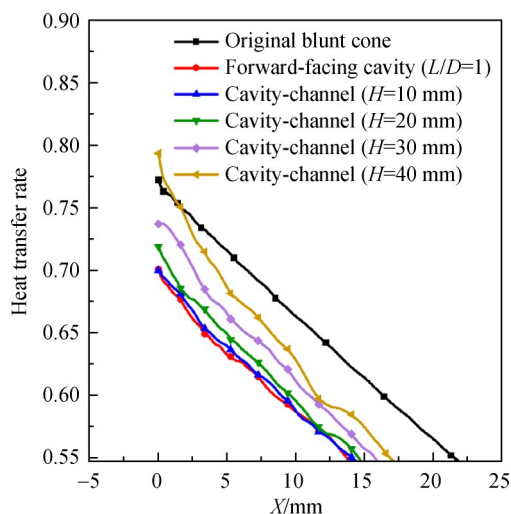
知,在高速稀薄流流域中,热流在鼻锥驻点处达到最大,具有较低槽道高度($H \leq 30 \text{ mm}$)的凹腔槽道结构能降低鼻锥处的热流密度,改善驻点热环境。外壁面热流密度分布规律受凹腔槽道的影响很小,在 $X \leq 50 \text{ mm}$ 范围内,传热率下降较快,从 0.7 下降到 0.2,而在 $X \geq 50 \text{ mm}$ 以后,传热率下降趋势明显变缓,这主要是由于在头部驻点处,单位面元素轴向有效面积很大,气体在流过激波后被剧烈压缩并在接近壁面处减速,动能下降,内能增高明显,气体又通过与壁面接触放热,使得头部驻点附近的传热率很大,随着轴向距离的增加,面元素的轴向有效面积急剧变小,动能向内能转化效率低,从而使得热流下降明显。在 $X \geq 50 \text{ mm}$ 以后,不同位置面元素轴向有效面积变化不大,致使传热率下降变缓慢。

除此之外可以发现,随着槽道高度的增加,凹腔槽道构型的防热效率开始下降,甚至开始出现防热反效。无凹腔鼻锥驻点传热率为 0.773,迎风凹腔($H=0 \text{ mm}$)鼻锥驻点传热率为 0.700 左右,相对防热率约为 9.44%,槽道高度 $H=10 \text{ mm}$ 的凹腔槽道构型与其相比变化不大,防热效果处于同一水平,槽道高度 $H=20 \text{ mm}$ 和 $H=30 \text{ mm}$ 的凹腔槽道构型驻点传热率逐渐增加到 0.719 和 0.737,相对防热率也下降为 6.99% 和 4.66%。值得注意的是,槽道高度 $H=40 \text{ mm}$ 构型驻点传热率骤增到 0.794,开始高于无凹腔鼻锥驻点传热率,出现防热反作用。

图 11(a)和图 11(b)分别给出了各个算例沿着凹腔侧壁面和凹腔底面的传热率分布情况。由图 11(a)可知,侧壁面热流值较低,峰值传热率基本维持在 0.027~0.345 之间。此外,相较于鼻锥外壁面,槽道高度对侧壁面传热率的影响规律有很大的不同。在凹腔唇口处,传热率随着槽道高度的增加呈现出下降趋势,且槽道高度越高,唇口处热流下降越明显,这与外壁面结果截然相反。此外,对于槽道高度 $H \leq 20 \text{ mm}$ 构型,峰值传热率出现在唇口处,侧壁面轴向传热率单调下降,而对



(a) 外壁面传热率



(b) 局部放大传热率

图10 鼻锥外壁面传热率对比

Fig.10 Comparison of heat transfer rate along the outer wall surface

于槽道高度 $H=30 \text{ mm}$ 和 $H=40 \text{ mm}$ 的构型,峰值传热率开始出现在唇口下游处,传热率呈现出先上升后下降的趋势,且槽道高度越高,热流下降段线性越好。值得注意的是,虽然在唇口尖点附近传热随着槽道高度的增加而下降,但是在轴向的后半段,对于不同构型的同一轴向位置,槽道大的构型的传热率又要高于槽道小的构型。

图 11(b)为凹腔底面传热率分布情况中,图中数据点为该点到槽道唇口尖点距 L_i 的函数,文中对该距离进行无量纲化处理,得到 L_i/L_{total} ,其中 L_{total} 为底面长度。由图 11(b)可知,传热峰值出现在槽道唇口处,且峰值随着槽道高度的增大而增加,各算例底面传热率均呈现出由槽道唇口处向凹腔底部拐点处降低的趋势,在凹腔底部拐点处几乎下降到零值,整体上底部热流均维持在较低水平,相较于鼻锥外壁面,底部传热几乎可忽略不

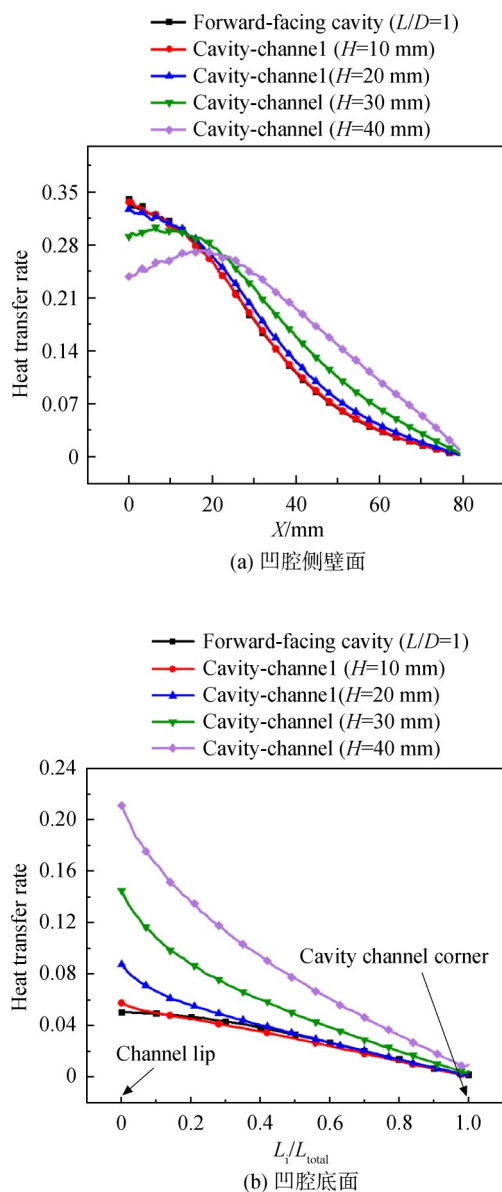


图 11 内壁面传热率对比

Fig.11 Comparison of heat transfer rate along the inner wall surface

计, $H=40$ mm 算例的底部峰值(槽道唇口尖点)传热率仅为鼻锥外壁面峰值(凹腔唇口尖点)的 25% 左右。

为了更为直观地观察凹腔槽道的冷却作用,图 12 分别给出了不同算例的壁面传热率分布情况。由图可知,在头部开槽之后,传热最大值出现在外壁面驻点处,具有较低槽道高度($H \leq 30$ mm)的凹腔槽道结构唇口处的传热要低于无凹腔槽道的构型,改善驻点热环境。此外,相较于无凹腔槽道结构的基本钝锥,凹腔槽道构型具有高热流值的头部面积也较小,这在通过积分计算头部整体热环境时,也显现出了凹腔槽道构型在气动热方

面的优势。槽道高度 $H \leq 20$ mm 的凹腔槽道构型底面的热流分布较为均匀,各位置热流值差异不大,但是对于 $H=30$ mm 和 $H=40$ mm 的构型,在靠近槽道唇口处的底面传热值明显较其他部位高,且槽道高度越高,槽道唇口处的传热值越大。由此可见,槽道高度的增加,不仅使得鼻锥外壁面驻点处传热增高,而且使槽道唇口附近处的传热也升高,从而削弱了凹腔槽道结构的气动耐热特性。

图 13 和图 14 给出了热非平衡流场的平动与旋转温度分布,可以发现,平动温度与转动温度的分布规律完全不同。整体上,平动温度先激发,温度升高的起始位置距头部驻点较远,而旋转温度升高的起始位置距头部驻点很近;平动温度在头部驻点前的激波后区域形成了明显的高温带,而转动温度有所不同,除了在驻点附近形成高温带,位于两端肩部区域同样形成较为明显的高温带,这主要是由于转动温度的交换速度较慢导致的,旋转温度需要更长的历程进行能量交换。相较于一般的中低空连续流的计算,流场出现了明显的稀薄气体效应,即在稀薄效应的影响下,流场激波厚度明显更大,激波脱体距离也更大,压缩性更弱,激波强度更弱,激波结构并不是很明显,流场等值线更趋于圆弧状分布。

由图 13 平动温度分布图可以发现,较于无凹腔槽道的原始构型,凹腔槽道构型前缘形成了更宽的高温带流域,且高温带中心区域略高于原始构型, $H=10$ mm 构型高温带中心区域温度高达 21 000 K,而原始构型中心区域温度仅为 19 000 K 左右。

并且随着槽道高度的增加,高温区域更加贴体,高温带中心区域温度峰值逐渐降低,这是因为槽道高度越大,越多的气体微元在流经弓形激波后仍能沿着轴向保持一定的动能,削弱了来流气体微元自身动能向内能转化的趋势,而对于无槽道的凹腔构型或者槽道高度较小的凹腔槽道构型,大部分气体微元在流过激波后被剧烈压缩,动能急剧下降,内能增高更为明显。此外,随着槽道高度的增加,高温带流域逐渐变窄,尤其是在凹腔唇口处附近,这一现象更为明显。高温带中心区域逐渐向凹腔内部塌陷,但塌陷深度很浅,各算例凹腔腔体内部的气体温度均保持较低水平。

由图 14 转动温度分布图可以发现,转动温度值显著低于平动温度值,槽道高度对转动温度高

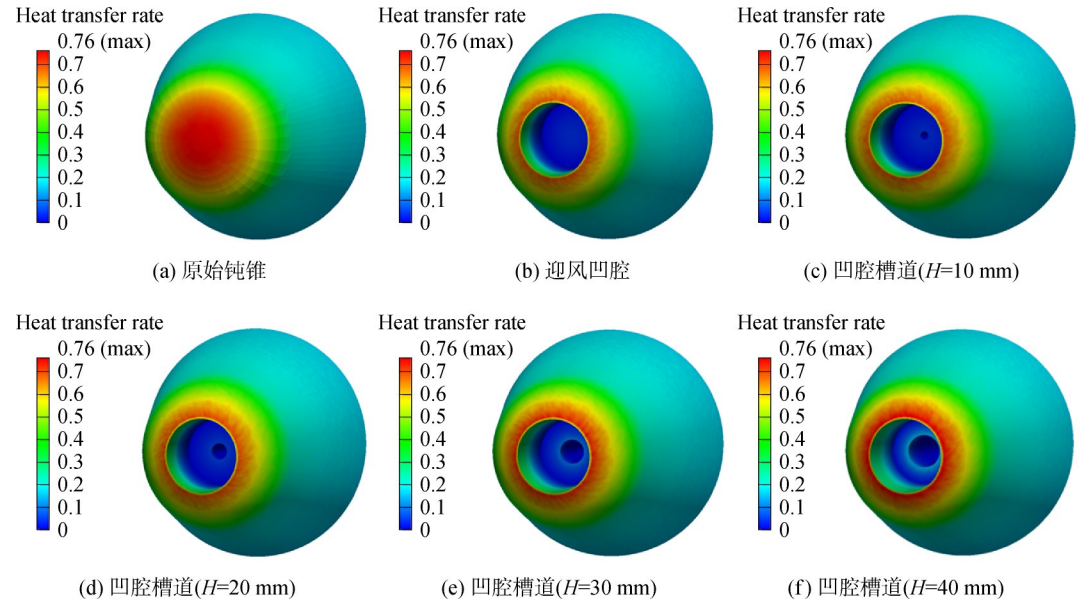


图 12 壁面传热率云图对比
Fig.12 Comparison of heat transfer rate contour

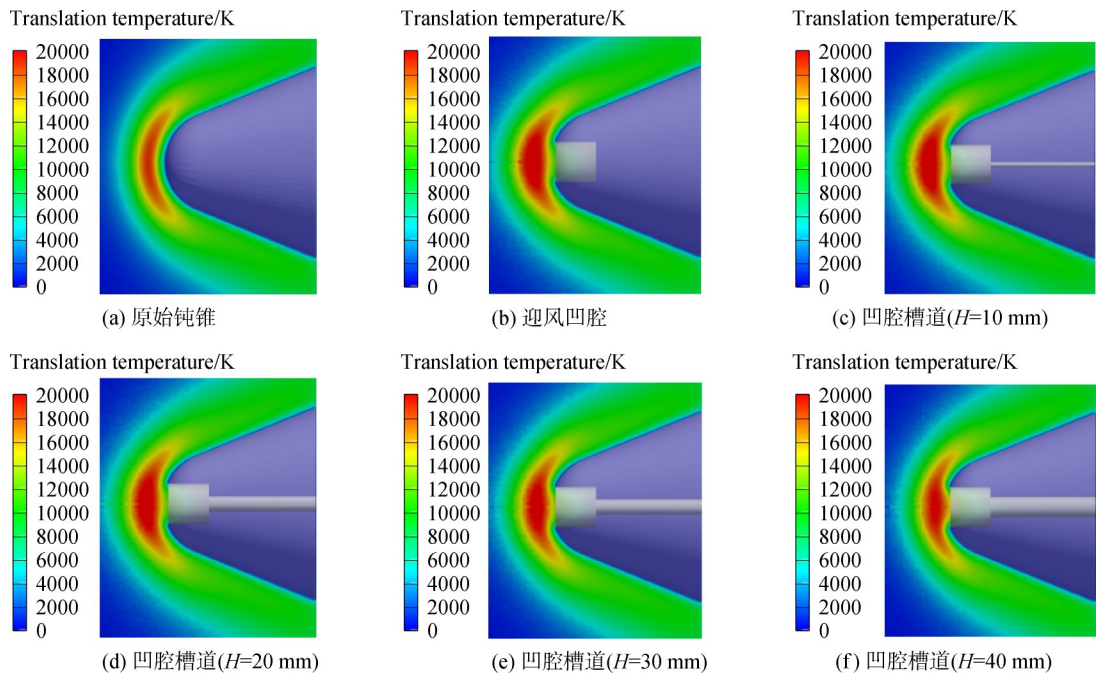


图 13 平动温度云图对比
Fig.13 Comparison of translation temperature contour

温带的影响规律与其对平动温度的影响规律类似。不同的是,随着槽道高度的增加,头部驻点高温带与凹腔唇口附近肩部高温带变窄以及高温带中心区域向凹腔内部塌陷的现象更为显著,凹腔内部也形成了明显的转动高温区域,这是因为腔体内部气体堆积,致使气体密度、粒子数密度增加,分子的碰撞频率加大,内能的转化速率更快,使得气体分子的内能快速增加,旋转能量升高,腔体内转动温度随之升高。而凹腔唇口下游肩部高温带受槽道高度的影响不大,槽道内部的转动温度处于较低水平。

3.2 气动力性能分析

图 15(a)给出了不同槽道高度凹腔槽道构型的阻力系数 C_d 、波阻系数 C_{dp} 和摩阻系数 C_{df} 比较,由图 15(a)可知,不同构型的阻力系数值维持在 0.845~0.915 之间,波阻系数和摩阻系数分别维

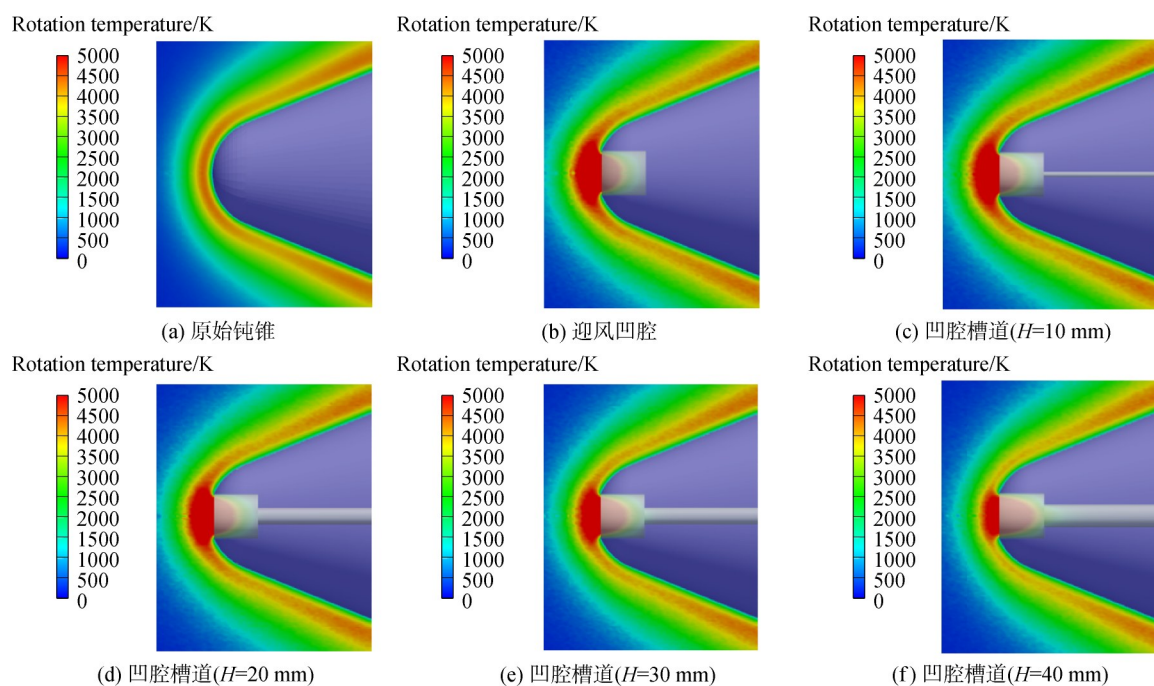
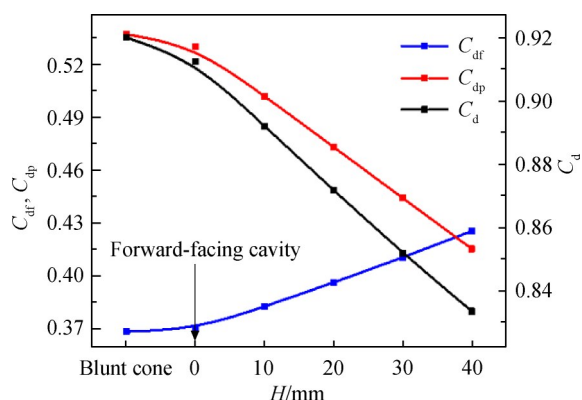


图 14 旋转温度云图对比

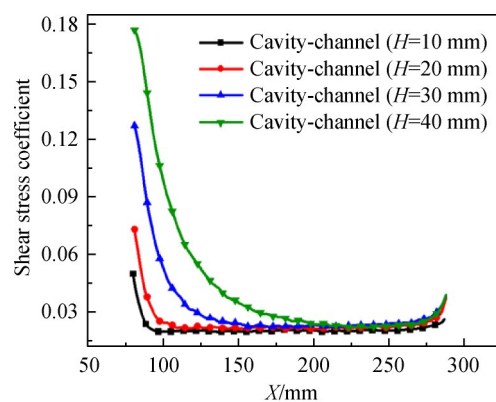
Fig.14 Comparison of rotation temperature contour

持在 0.417~0.550 和 0.365~0.428 之间。整体来看,随着槽道高度的增加,阻力系数与波阻系数逐渐下降,摩擦系数逐渐上升,虽然摩擦阻力在增大,但激波阻力的减小弥补了摩擦阻力的上升从而使得总阻力依旧呈现出下降趋势。波阻系数的下降的主要原因是凹腔槽道结构将激波后驻点高压区域移除从而降低了构型的激波阻力,较大的槽道高度可以移除更多的驻点壁面面积和激波阻力,从而提供更好的减阻效果。相较于单一凹腔构型,凹腔槽道构型增加了槽道的湿润面积,理论上湿润面积的增加会引起摩擦阻力增大,从而带来气动减阻方面的负面影响。图 15(b)给出了不同构型槽道壁面的物面摩擦系数 C_f 分布情况,观察图 15(b)可知,各算例沿着槽道壁面的物面摩擦系数逐渐下降,在轴向位置 $X=200$ mm 处物面摩擦系数降为同一值并在下游位置处保持不变。随着槽道高度的增大,槽道唇口附近物面摩擦系数越大,影响范围也越大,其值趋于稳定的轴向位置越大,积分后的结果使得构型的摩擦系数随槽道高度的增加而增加。可以发现,槽道高度的影响主要存在于量值上,尤其是在槽道入口附近,而槽道高度对沿着轴向的物面摩擦系数变化规律不会产生明显影响。

图 16 给出了不同构型的减阻率 γ 、波阻占比 C_{dp}/C_d 与摩擦占比 C_{df}/C_d 的比较,图例中 $C_{d,origin}$ 为



(a) 阻力系数、波阻系数和摩擦系数



(b) 物面摩擦系数

图 15 阻力系数对比

Fig.15 Comparison of drag coefficient

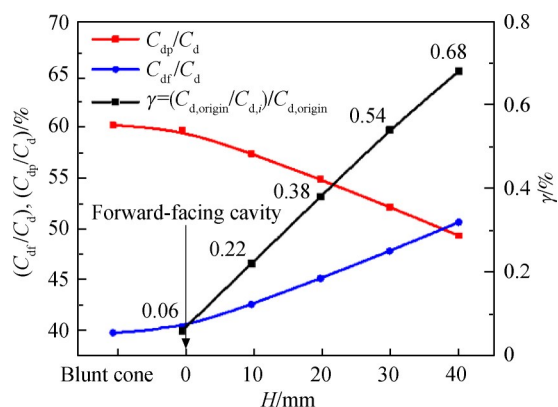


图 16 减阻率、波阻占比与摩阻占比

Fig.16 C_{dp}/C_d , C_d/C_d and drag reduction efficiency

无凹腔槽道基准钝锥模型的阻力系数, $C_{d,i}$ 为不同槽道高度模型阻力系数, 如 $C_{d,20}$ 为 $H=20$ mm 槽道构型的阻力系数。观察图 16 可以看到, 随着槽道高度的增加, 波阻的占比逐渐降低, 摩阻的占比逐渐升高。槽道高度 $H=0$ mm 与 $H=10$ mm 的凹腔槽道构型几乎没有或只有轻微的减阻作用, 但是当 $H>20$ mm 时, 相对于基准钝锥构型, 总阻力降低约 4%~8%。减阻效率随槽道高度的增加而增大, 当槽道高度达到 $H=40$ mm 时, 减阻率提高到 7.8% 的最佳减阻值, 尽管如此, 此效率也明显低于连续流中的计算结果, 这主要是因为计算的稀薄流工况下, 摩阻所占比例较高, 摩阻成为阻力的重要来源。而凹腔槽道构型虽然可以降低波阻, 但是由于槽道壁面增加的湿润面积

使得摩阻增加, 从而使得凹腔槽道构型在高空稀薄流流域的减阻效果不如中空连续流。阻力是飞行器设计中一个重要的参数, 对于一类钝头的飞行器(主要通过把钝头或平底向来流来达到减速目的航天器), 阻力是可以利用的, 对于这类航天器, 可以通过调节槽道到较小高度, 在保证总阻力下降不大的情况下提高摩阻占比, 降低波阻占比, 利用槽道壁面产生的附加摩擦阻力来消耗机械能, 这样的好处是减缓了飞行器外表面的气动力载荷。然而对于弹道式、跳跃式以及滑翔式弹道, 射程是很重要的, 通过减小飞行器的阻力, 提高升阻比的设计来自增加飞行器的航程, 使得飞行器能够在高空稀薄流流域飞得更远, 这样产生的一个附加好处就是高空空气稀薄, 气动热载荷较低, 对于这类飞行器, 可通过调节槽道到较大高度以实现稀薄流中的减阻, 实现更优的飞行性能。

为了直观地观察凹腔槽道构型通过移除鼻锥头部波后驻点高压壁面从而实现气动减阻的效果, 图 17 给出了各算例构型三维定常流场模拟下的壁面压力分布图。由图可知, 无凹腔的原始构型鼻锥驻点处形成了明显的高压区; 迎风凹腔构型能够将这部分驻点高压区移除, 但是由于腔体内部气体滞留, 在凹腔底部仍会形成压力较高的高压区。结合图 15(a) 可知相应的单一迎风凹腔构型的激波减阻效果并不明显; 相较于以上两种构型, 凹腔槽道构型也可以移除头部驻点高压区

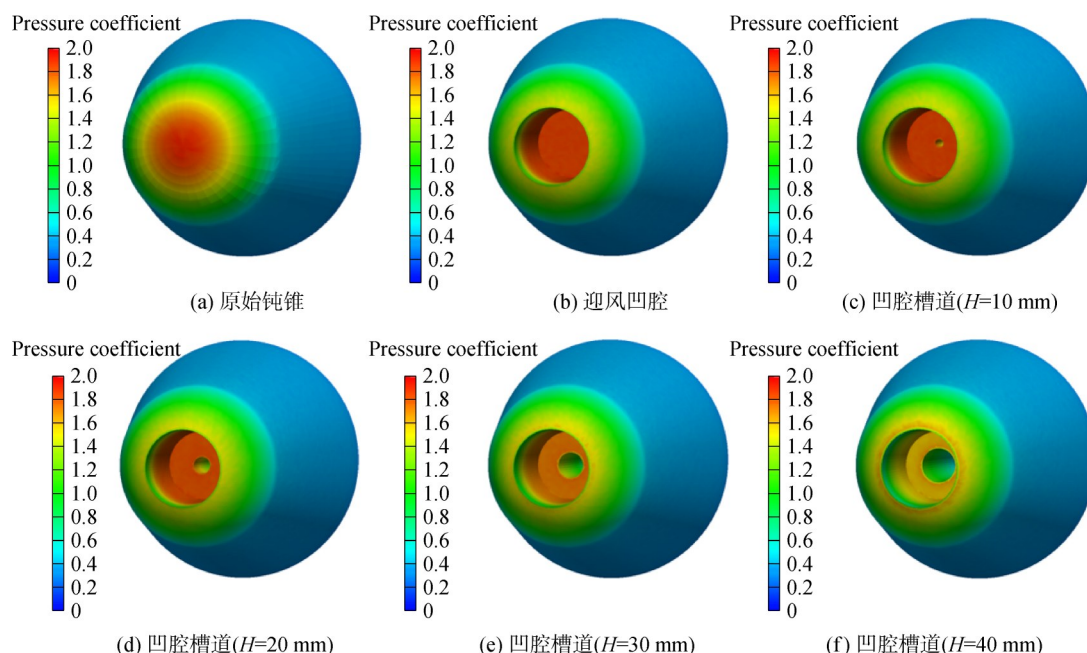


图 17 壁面压力系数云图对比

Fig.17 Comparison of wall surface pressure coefficient contour

壁面,虽然在凹腔底部同样会形成局部高压区,但槽道却能进一步对这部分高压区进行移除,这不仅减小了轴向有效面积,而且使得凹腔槽道构型底部的壁面压力值小于单一的迎风凹腔构型,从而达到更为显著的激波减阻效果,且槽道高度越高,这种效果越明显。值得注意的是,虽然腔体内部壁面压力随着槽道高度的增加而显著下降,但由于激波的脱体距离变小,鼻锥外壁面,尤其是鼻锥外壁面驻点附近的压力值出现了较为明显的上升。

3.3 气体参数分析

为了进一步分析讨论凹腔内部气体状态情况,图 18(a)和图 18(b)给出了各算例驻点线的克努森数变化曲线。观察图 18 可知,沿着驻点线,克努森数先升高再降低并在槽道内部下降至接近零值。在靠近头部的驻点线前有一层克努森数很大的区域,此区域与激波过渡区有一定的重合度,但是该区域的克努森数峰值仍然小于滑移流的上边界 0.1,在此区域内,稀薄气体效应更为明显。激波后密度和流场梯度都将增大,克努森数是增大还是减小,即稀薄气体效应显著与否需要进一步研究。在气流流进凹腔入口后,克努森数急剧下降到 0.01 以下,这意味着气体的密度不断增高,气流在凹腔内部不断堆积,气流流态已经由滑移流转化为连续流。而在气流流进槽道入口后,各算例克努森数趋向于连续流极限 0。除此之外,还可以观察到,更高槽道的构型可以在一定程度上阻碍稀薄流态向连续流转变。

图 19 给出了各个算例驻点线的平动与转动温度变化情况。观察图 19 可以看出较为明显的热力学非平衡现象,经过激波后气体被压缩,气体动能不断向热量转化,温度增高,由于平动能的松弛速率高于转动能的松弛速率,因此平动温度在旋转温度之前开始上升,由于气体压缩明显,气体密度在物面附近增加显著,分子的碰撞频率也发生了相应的增加,平动能和内能之间的交换更快,使得气体分子的转动内能快速增加,转动温度随之增加。随着槽道高度的增大,虽然激波脱体距离减小,平动温度激发的位置距离鼻锥驻点变近,但是激波后的平动温度也不断降低。旋转温度激发的距离更近,槽道高度 $H=40$ mm 构型转动温度高温带最大值更是出现在了凹腔内部,与平动温度不同的是,不同槽道高度构型的旋转温度高温带区域的峰值差别不大。

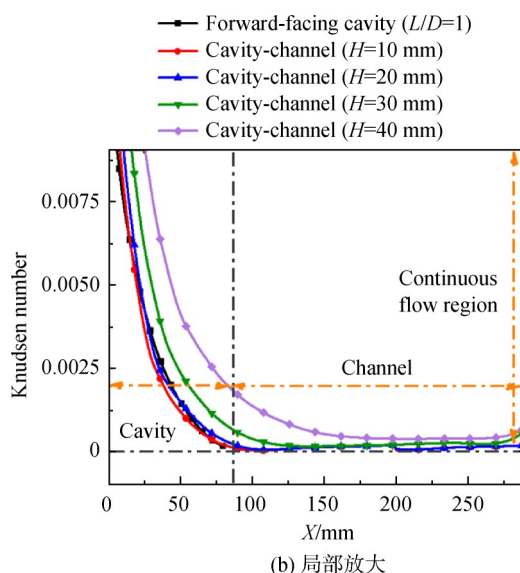
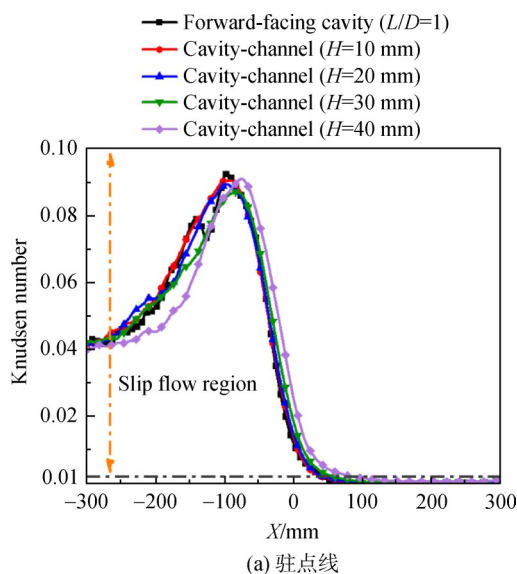


图 18 克努森数变化曲线

Fig.18 Change curve of Knudsen number

图 20(a)给出了各个算例驻点线的压力变化情况,观察图 20(a)可知,气体压力在激波后的位置开始逐渐升高并在凹腔内部达到峰值,槽道高度越高,压力值越小。凹腔腔体内部气体压力值剧烈波动振荡,这是由于气体冲击到凹腔底部时会形成气流反弹,形成逆向流动,而与此同时,受高速来流的影响,凹腔内部又有与来流方向一致的气流,如此一来,腔体内的流动就会有自发振荡的特点。除此之外,由于凹腔唇口对高速气流的切削作用,凹腔内部会形成高强度的非连续频率的噪声,压力受自由来流噪声的扰动较为敏感,腔体内部也会产生振动流动。气体在流经槽道后,压力值逐渐下降,并在槽道出口处接近于真空状

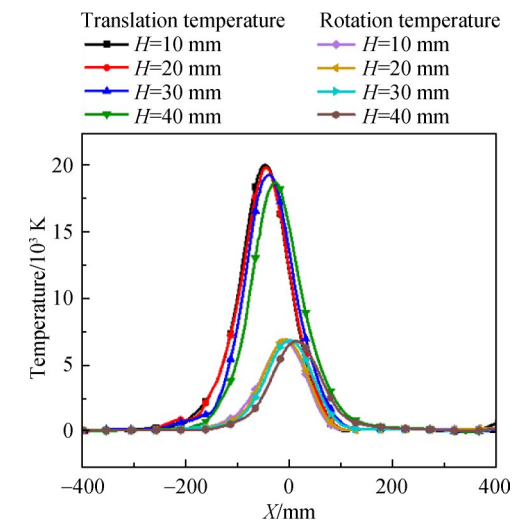


图 19 驻点线处平动与转动温度分布

Fig.19 Distribution of translation and rotation temperature along the central line

态。图 20(b)给出了各个算例驻点线的速度变化情况,观察可知,受到压力振荡的影响,凹腔轴线上的速度也有一定的波动,而槽道轴线的速度较为稳定,槽道高度越高,中心线流速越大。

图 21(a)和图 21(b)分别给出了基准钝锥构型与 $H=20\text{ mm}$ 的凹腔槽道构型的马赫数分布云图。由图可知,受到稀薄气体效应的影响,流动压缩形成的激波已经不再明显,只存在较为模糊的类激波,这与连续流中的流场有显著的不同,从迎风区到物面,气流速度持续降低。当流动在底部拐角处扩展时,边界层分离形成自由剪切层。凹腔槽道构型头部激波结构与基准钝锥构型头部的激波结构相似,激波脱体距离变大,头部激波过渡

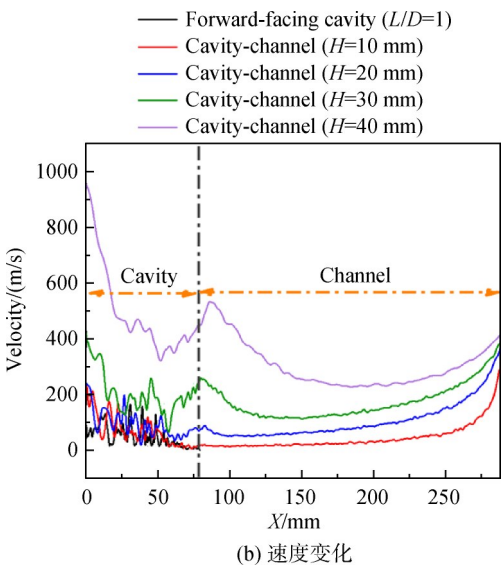
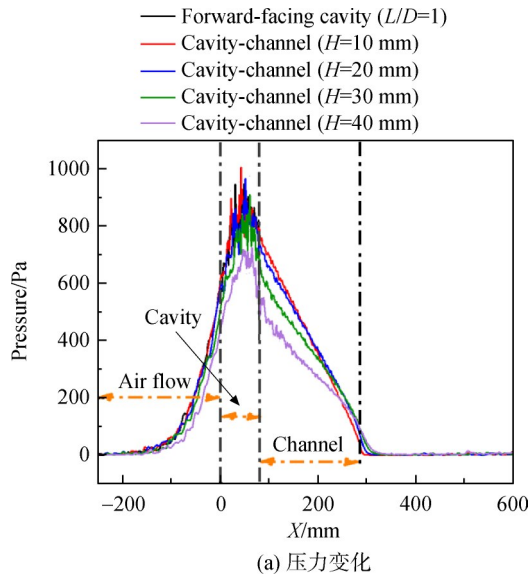


图 20 驻点线处参数变化曲线

Fig.20 Change curve of parameters along the central line

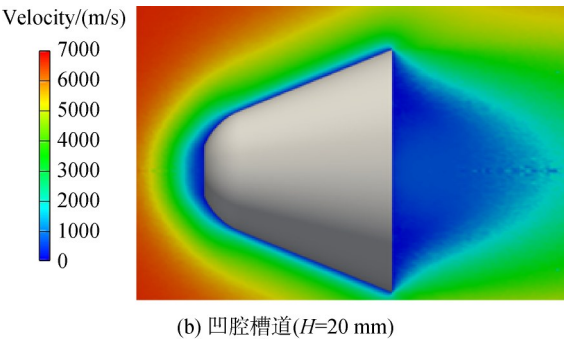
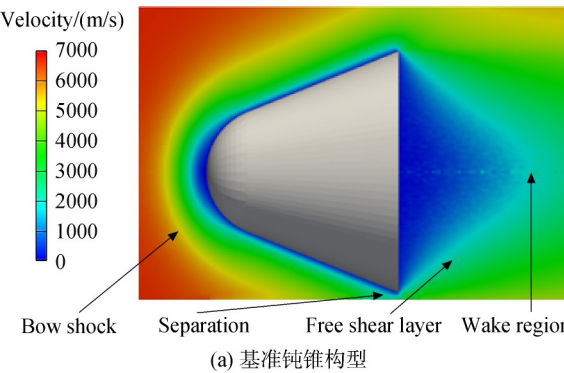


图 21 速度云图

Fig.21 Velocity distribution contour

区与底部的尾迹区变大,自由剪切层向轴线收缩进入尾迹区时在构型肩部拐角处出现了较为明显的弯折。

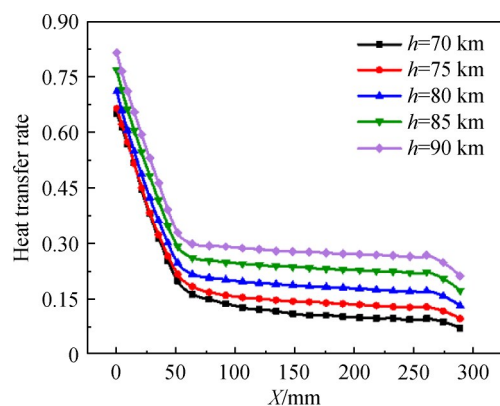
3.4 再入高度与钝化半径对气动性能的影响

选取了槽道高度 $H=20\text{ mm}$ 的构型为基准构

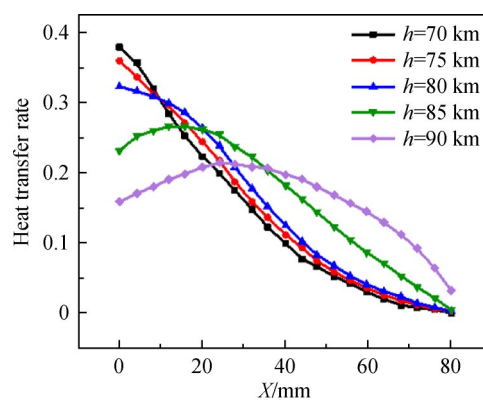
型,进一步分析了再入高度(再入高度越大,气体密度越小,克努森数越大)对气动性能的影响。不同再入高度(h)情况下计算的鼻锥外壁面和凹腔侧壁面的传热率计算结果如图 22(a)和图 22(b)所示。由图 22(a)可知,再入高度对鼻锥外壁面传热的影响仅存在于量值上,而对传热分布规律影响不大。随着再入高度的升高,无量纲化传热率随之变大。在 $X \geq 50$ mm 范围内的传热率受高度的影响更显著,在同一轴向位置的传热率变化率要比 $X < 50$ mm 范围内同一轴向位置的传热率变化率大,当再入高度由 70 km 变为 90 km 时,在 $X=20$ mm 位置的传热由 0.445 变为 0.600,相对增加率为 34.83%,在 $X=150$ mm 位置的传热率由 0.109 变为 0.278,相对增加率高达 155.05%。由图 22(b)可知,再入高度对凹腔侧壁面传热的影响不仅仅存在于量值上,而对传热分布规律也有明显影响,且其影响规律与槽道高度对其影响规律具有很大相似性。在结合图 11 和图 18 的分析,可以初步判定,槽道高度主要是通过影响凹腔体内的克努森数来影响凹腔侧壁面传热率。凹腔唇口处的传热率随着再入高度的增加呈现出下降趋势,且再入高度越高,唇口处热流下降越明显,虽然在唇口附近传热随着槽道高度的增加而下降,但是在轴向的后半段($X \geq 40$ mm),又呈现出相反的规律,即槽道高度越高,不同算例的同一轴向位置对应传热越大。

不同情况下计算的阻力系数 C_d 、波阻系数 C_{dp} 和摩阻系数 C_{df} 如图 23 所示。观察图 23 可知,随着再入高度的升高,阻力系数、波阻系数和摩阻系数均呈现出增加的趋势。相较于摩阻系数,波阻系数增加的趋势更为明显,当再入高度由 70 km 变为 90 km 时,摩阻系数由 0.447 变为 0.497,但波阻系数由 0.316 变为 0.592,由此可见,随着稀薄度的增加,波阻增加幅度较大,对它的正确预测显得尤为重要。

图 24 给出了驻点处峰值传热率 $C_{h, \max}$ 、阻力系数 C_d 、波阻系数 C_{dp} 和摩阻系数 C_{df} 随鼻锥钝化半径 R_n 的变化曲线。观察图 24 可以直观发现,传热率和摩阻系数随着鼻锥钝化半径的增加单调下降,阻力系数和波阻系数随着鼻锥钝化半径的增加而单调增加。相较于气动参数,气动热参数对钝化半径的变化更为敏感,当钝化半径由 2 mm 增到 20 mm 时,传热率由 0.773 下降到 0.689,相对下降率为 10.87%,而阻力系数由 0.917 增大到



(a) 鼻锥外壁面



(b) 凹腔侧壁面

图 22 传热率变化曲线

Fig.22 Change curve of heat transfer rate

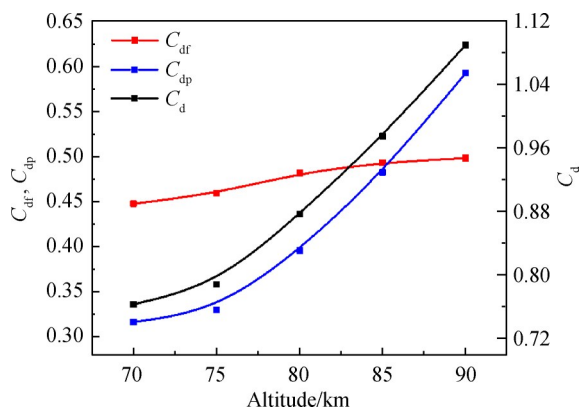


图 23 阻力系数、波阻系数和摩阻系数分布

Fig.23 Comparison of drag coefficient, wave drag coefficient and friction drag coefficient

0.924, 相对增加率不到 1%, 同样, 波阻系数和摩阻系数的变化率也不明显。由以上分析可知, 相较于具有无限尖锐鼻锥前缘的凹腔槽道, 前缘钝化处理后的优势显著。因此在超声速稀薄流中进行凹腔槽道结构气动防热减阻设计时, 应着重考

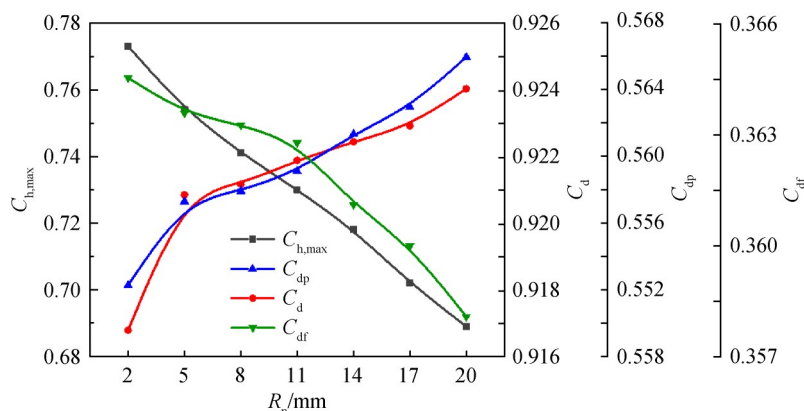


图24 驻点处峰值传热率、阻力系数、波阻系数和摩阻系数分布

Fig.24 Comparison of peak heat transfer rate, drag coefficient, wave drag coefficient and friction drag coefficient with nose cone passivation radius

虑凹腔唇口尖点钝化的处理。

4 结 论

采用DSMC方法对高速稀薄流域凹腔槽道概念构型的气动性能进行数值研究,得到的结论如下:

1) 在所研究的范围内,槽道高度 $H=20\text{ mm}$ 的凹腔槽道构型具有较优的气动性能,相较于基准钝锥构型,其防热率与减阻率分别为6.99%和4.44%。

2) 鼻锥驻点峰值传热率随槽道高度的变大而增加,防热效果随之削弱甚至出现防热反作用。减阻率随槽道高度的增加而提高。相对于原始构型,总阻力降低了2.5%~7.8%。由于槽道高度对波阻系数和摩阻产生效应正好相反,导致了叠加后所得的总阻力的减阻效果不如连续流。

3) 在气流流进凹腔入口后,克努森数急剧下降到0.01以下,气体流态由滑移流转化为连续流。凹腔内流态具有一定的不稳定性,压力不断振荡。

4) 随再入高度的增大,峰值传热率、阻力系数、波阻系数和摩阻系数均呈现出增加的趋势。随着稀薄度的增加,波阻增加幅度较大,对它的正确预测显得尤为重要。

5) 鼻锥驻点峰值传热率和摩阻系数随着鼻锥钝化半径的增加单调下降,阻力系数和波阻系数随着鼻锥钝化半径的增加而单调增加。相较于气动力参数,气动热参数对钝化半径的变化更为敏感。

参考文献:

- [1] HUANG Wei. A survey of drag and heat reduction in supersonic flows by a counterflowing jet and its combinations[J]. Journal of Zhejiang University (Science A), 2015, 16 (7): 551-561.
- [2] WANG Zhenguo, SUN Xiwan, HUANG Wei, et al. Experimental investigation on drag and heat flux reduction in supersonic/hypersonic flows: A survey[J]. Acta Astronautica, 2016, 129:95-110.
- [3] LI Shibin, WANG Zhenguo, HUANG Wei, et al. Analysis of flowfield characteristics for equal polygon opposing jet on different freeflow conditions[J]. Acta Astronautica, 2017, 133: 50-62.
- [4] GERDROODBARY M B, FALLAH K, POURMIRZAAGHA H. Characteristics of transverse hydrogen jet in presence of multi air jets within scramjet combustor[J]. Acta Astronautica, 2017, 132:25-32.
- [5] ZHANG Ruirui, HUANG Wei, LI Langquan, et al. Drag and heat flux reduction induced by the pulsed counterflowing jet with different periods on a blunt body in supersonic flows[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 127: 503-512.
- [6] ZHANG Ruirui, HUANG Wei, LI Yan, et al. Drag and heat flux reduction induced by the pulsed counterflowing jet with different waveforms on a blunt body in supersonic flows[J]. Acta Astronautica, 2019, 160:635-645.
- [7] DONG Hao, DENG Fan, XIE Feng, et al. Drag reduction effect for hypersonic lifting-body vehicle with counterflowing jet[J]. Transactions of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2018, 35(5):789-799.
- [8] RONG Yisheng. Drag reduction research in supersonic flow with opposing jet[J]. Acta Astronautica, 2013, 91:1-7.
- [9] DASO E O, PRITCHETT V E, WANG T S, et al. The dynamics of shock dispersion and interactions in supersonic freestreams with counterflowing jets[J]. AIAA Journal, 2009,

- 47(6):1313-1326.
- [10] GERDROODBARY M B, FALLAH K, POURMIRZAAGHA H. Characteristics of transverse hydrogen jet in presence of multi air jets within scramjet combustor[J]. *Acta Astronautica*, 2017, 132:25-32.
- [11] GERDROODBARY M B, BISHEHSARI S, HOSSEINALIPOUR S M, et al. Transient analysis of counterflowing jet over highly blunt cone in hypersonic flow[J]. *Acta Astronautica*, 2012, 73:38-48.
- [12] SATHEESH K, REDDY K, JAGADEESH G. Concentrated electrical energy deposition can reduce the wave drag around blunt bodies flying at hypersonic Mach number[J]. *Physical Review:B*, 2006, 57(20):13235-13240.
- [13] GANESH A M, JOHN B. Concentrated energy addition for active drag reduction in hypersonic flow regime[J]. *Acta Astronautica*, 2018, 142:221-231.
- [14] SATHEESH K, JAGADEESH G. Effect of concentrated energy deposition on the aerodynamic drag of a blunt body in hypersonic flow[J]. *Physics of Fluids*, 2007, 19(3):031701.1-031701.4.
- [15] BIBIN J, VINAYAK K. Investigation of energy deposition technique for drag reduction at hypersonic speeds[J]. *Applied Mechanics and Materials*, 2013, 367:222-227.
- [16] TAGUCHI S, OHNISHI N, FURUDATE M, et al. Numerical analysis of drag reduction for supersonic blunt body by pulse energy deposition[R]. AIAA-2007-1235, 2007.
- [17] SPERBER D, ECKEL H A, STEIMER S, et al. Objectives of laser-induced energy deposition for active flow control[J]. *Contributions to Plasma Physics*, 2012, 52(7):636-643.
- [18] JOARDER R. On the mechanism of wave drag reduction by concentrated laser energy deposition in supersonic flows over a blunt body[J]. *Shock Waves*, 2018, 29:487-497.
- [19] KALIMUTHU R, RATHAKRISHNAN E. Aerospoke for drag reduction in hypersonic flow[R]. AIAA-2008-4707, 2008.
- [20] YADAV R, GUVEN U. Aerothermodynamics of a hypersonic projectile with a double-disk aerospoke[J]. *Aeronautical Journal*, 2013, 117(1195):913-928.
- [21] YADAV R, VELIDI G, GUVEN U. Aerothermodynamics of generic re-entry vehicle with a series of aerospikes at nose [J]. *Acta Astronautica*, 2014, 96:1-10.
- [22] HUANG Wei, LI Langquan, YAN Li, et al. Drag and heat flux reduction mechanism of blunted cone with aerodisks[J]. *Acta Astronautica*, 2017, 138:168-175.
- [23] SAHOO D, DAS S, KUMAR P, et al. Effect of spike on steady and unsteady flow over a blunt body at supersonic speed[J]. *Acta Astronautica*, 2016, 128:521-533.
- [24] KULKARNI V, MENEZES V, REDDY K P J. Effectiveness of aerospoke for drag reduction on a blunt cone in hypersonic flow[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2010, 47(3):542-544.
- [25] ESFEH M K, TAJALLI S M, LIU Pengfei. Evaluation of aerospoke for drag reduction on a blunt nose using experimental and numerical modeling[J]. *Acta Astronautica*, 2019, 160:656-671.
- [26] WYSOCKI O, SCHÜLEIN E, SCHNEPF C. Experimental study on wave drag reduction at slender bodies by a self-aligning aerospoke[J]. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, 2014, 124:583-590.
- [27] GERDROODBARY M B, HOSSEINALIPOUR S M. Numerical simulation of hypersonic flow over highly blunted cones with spike[J]. *Acta Astronautica*, 2010, 67(1/2):180-193.
- [28] PISH F, MORADI R, EDALATPOUR A, et al. The effect of coolant injection from the tip of spike on aerodynamic heating of nose cone at supersonic flow[J]. *Acta Astronautica*, 2018, 154:52-60.
- [29] MinOU, YAN Li, HUANG Wei, et al. Design exploration of combinational spike and opposing jet concept in hypersonic flows based on CFD calculation and surrogate model[J]. *Acta Astronautica*, 2018, 155:287-301.
- [30] ZHANG Ruirui, DONG Minzhou, HUANG Wei, et al. Drag and heat flux reduction mechanism induced by the combinational forward-facing cavity and pulsed counterflowing jet configuration in supersonic flows[J]. *Acta Astronautica*, 2019, 160:62-75.
- [31] HUANG Wei, CHEN Zheng, YAN Li, et al. Drag and heat flux reduction mechanism induced by the spike and its combinations in supersonic flows: A review[J]. *Progress in Aerospace sciences*, 2019, 105:31-39.
- [32] HUANG Wei, YAN Li, LIU Jun, et al. Drag and heat reduction mechanism in the combinational opposing jet and acoustic cavity concept for hypersonic vehicles[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2015, 42:407-414.
- [33] HUANG Wei, LIU Jun, XIA Zhixun. Drag reduction mechanism induced by a combinational opposing jet and spike concept in supersonic flows[J]. *Acta Astronautica*, 2015, 115:24-31.
- [34] HUANG Wei, JIANG Yanping, YAN Li, et al. Heat flux reduction mechanism induced by a combinational opposing jet and cavity concept in supersonic flows[J]. *Acta Astronautica*, 2016, 121:164-171.
- [35] SUN Xiwan, HUANG Wei, GUO Zhenyun, et al. Multiobjective design optimization of hypersonic combinational novel cavity and opposing jet concept[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2017, 54(3):662-671.
- [36] GERDROODBARY M B. Numerical analysis on cooling performance of counterflowing jet over aerodisk blunt body [J]. *Shock Waves*, 2014, 24(5):537-543.
- [37] ZHANG Ruirui, HUANG Wei, YAN Li, et al. Numerical investigation of drag and heat flux reduction mechanism of the pulsed counterflowing jet on a blunt body in supersonic flows [J]. *Acta Astronautica*, 2018, 146:123-133.
- [38] HARTMANN J. On a new method for the generation of sound-waves[J]. *Physical Review*, 1922, 20(6):719-727.
- [39] BURBANK P B, STALLINGS R L. Heat-transfer and pressure measurements on a flat-face cylinder at a Mach number

- range of 2.49 to 4.44[R].NASA-TM-X-19,1959.
- [40] YUCEIL B, DOLLING D, WILSON D. A preliminary investigation of the Helmholtz resonator concept for heat flux reduction[R].AIAA 1993-2742, 1993.
- [41] SEILER F, SRULIJES J, PASTOR M G, et al. Heat fluxes inside a cavity placed at the nose of a projectile measured in a shock tunnel at Mach 4.5[C]//Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. Berlin: Springer, 2007:309-316.
- [42] SARAIVANAN S, JAGADEESH G, REDDY K P J. Investigation of missile-shaped body with forward-facing cavity at Mach 8[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2009, 46(3): 577-591.
- [43] 张帅,方蜀州,许阳.稀薄流航天器鼻锥迎风凹腔气动力和气动热性能研究[J].推进技术,2021,42(9):2002-2010.
ZHANG Shuai, FANG Shuzhou, XU Yang. Aerodynamics and aerothermodynamics analyses of space vehicle nose with forward-facing cavity in rarefied flow[J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 42(9):2002-2010. (in Chinese)
- [44] GUPTA A, RUFFIN S, NEWFIELD M, et al. Aerothermodynamic performance enhancement and design of sphere-cones using the artificially blunted leading edge concept[R]. AIAA-1999-897, 1999.
- [45] 张帅,方蜀州,郭建.头部钝化的无翼航天器气动性能研究[J].飞行力学,2020,38(6):56-62,69.
ZHANG Shuai, FANG Shuzhou, GUO Jian. Study on aerodynamic performance of wingless spacecraft with head blunted[J]. Flight Dynamics, 2020, 38(6):56-62,69. (in Chinese)
- [46] ZHANG Shuai, FANG Shuzhou, GUO Jian. Aerodynamic performance analysis of a curved-channel ABL airfoil in supersonic continuous and hypersonic rarefied flows[R]. Chengdu: the 4th International Conference on Aeronautical Materials and Aerospace Engineering, 2020.
- [47] ZHANG Shuai, FANG Shuzhou, XU Yang, et al. Aerodynamic performance analyses of blunt cone with new cavity-channel conception in the hypersonic flow [R]. Moscow: the 6th International Conference on Mechanical Engineering and Automation Science (ICMEAS), 2020.
- [48] 方方,周璐,李志辉.航天器返回地球的气动特性综述[J].航空学报,2015,36(1):24-38.
FANG Fang, ZHOU Lu, LI Zhihui. A comprehensive analysis of aerodynamics for spacecraft re-entry earth's atmosphere surroundings[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(1):24-38. (in Chinese)
- [49] 黄飞,程晓丽,沈清.高超声速平板近空间气动特性的计算分析研究[J].宇航学报,2009,30(3):900-907.
HUANG Fei, CHENG Xiaoli, SHEN Qing. Numerical investigation of hypersonic aerodynamics of flat plate flying in near space[J]. Journal of Astronautics, 2009, 30(3):900-907. (in Chinese)
- [50] BIRD G A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows[M]. New York: Oxford University Press, 1994.
- [51] MOSS J N, BIRD G A. Direct simulation monte carlo simulations of hypersonic flows with shock interactions[J]. AIAA Journal, 2005, 43(12):2565-2573.
- [52] ALLEGRE J, BISCH D, LENGEND J C. Experimental rarefied aerodynamic forces at hypersonic conditions over 70degree blunted cone[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1997, 34(6):719-723.
- [53] MÜLLER-EIGNER R, KOPPENWALLNER G, FRITSCHE B. Pressure and heat flux measurement with RAFLIX II during MIRKA re-entry[J]. Aerothermodynamics for Space Vehicles, 1999, 426:685-694.
- [54] PITAKARNNOP J, WONGPITHAYADISAI R, PHANAKULWIJIT S. Alternative models and numerical simulations of rarefied gas flow in vacuum systems[J]. Measurement, 2018, 126:417-420.

(编辑:王碧珺)