

高速飞行器防热减阻新概念构型的气动性能

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: 提出了一种高速飞行条件下兼具防热减阻的凹腔槽道气动构型, 建立了凹腔深宽比为 1, 槽道高度分别为 0、10、20、30、40 mm 的凹腔槽道构型, 以及槽道入口高度固定为 30 mm, 出口高度分别为 35、40、45、50 mm 的扩张型凹腔槽道构型。采用求解 Navier-Stokes(N-S)方程方法进行计算, 获得了不同算例的鼻锥外壁面热流密度分布以及构型阻力系数的变化情况, 分析了凹腔槽道构型参数对气动热与气动力性能的影响。数值结果表明凹腔槽道构型能够达到预期的防热减阻效果。较优构型(槽道进出口高度比为 30/50)的防热率与减阻率分别达到 40.1% 和 16.8%。槽道高度越高, 减阻效果越好, 但防热效率降低。相较于平直型凹腔槽道, 扩张型凹腔槽道构型能够在保证防热率不变的情况下显著提升减阻性能。

关 键 词: 高速; 防热; 减阻; 凹腔槽道构型; Navier-Stokes 方程
中图分类号: V423.6 **文献标志码:** A

Aerodynamic performance of new conceptual configuration of high speed vehicle's heat flux and drag reduction

ZHANG Shuai

(Beijing Aerospace Technology Institute,

China Aerospace Science and Industry Corporation Limited, Beijing 100074, China)

Abstract: A heat flux and drag reduction conceptual configuration combining the forward-facing cavity and the channel was proposed with high speed. The length-to-depth ratio of forward-facing cavity was set as 1. The first series of channel height with 0, 10, 20, 30, 40 mm, and the second series of channel entrance height with 30 mm and channel exit height with 35, 40, 45, 50 mm were taken into consideration. The wall heat flux distributions and drag coefficient were extracted from the flow field structures to evaluate the heat flux and drag reduction characteristics via solving Navier-Stokes (N-S) equations. The results showed that the cavity-channel configuration can achieve the expected heat flux and drag reduction. Compared with the baseline blunt cone, the cavity-channel configuration (the channel entrance height to exit height ratio of 30/50) had the optimal but not best heat flux and drag reduction performance within the range considered, and the heat flux and drag reduction rates reached approximately 40.1% and 16.8%, respectively. Higher channel height indicated better the drag reduction, but the heat flux protection effectiveness became weakened. Moreover, higher channel exit height with a constant channel entrance height could enhance the drag reduction effectiveness without any heat flux reduction penalty.

收稿日期: 2020-11-08

作者简介: 张帅(1995—), 男, 助理工程师, 硕士, 主要从事高超声速气动防热减阻研究。E-mail: 317898841@qq.com

引用格式: 张帅. 高速飞行器防热减阻新概念构型的气动性能[J]. 航空动力学报, 2021, 36(11): 2292-2305. ZHANG Shuai. Aerodynamic performance of new conceptual configuration of high speed vehicle's heat flux and drag reduction[J]. Journal of Aerospace Power, 2021, 36(11): 2292-2305.

Key words: high speed; heat flux reduction; drag reduction;
cavity-channel configuration; Navier-Stokes equation

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,如逆向喷流^[3-10]、能量投递^[11-17]、激波探针^[18-27]以及组合形式^[28-36]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进而为波后形成低压回流区创造条件。一方面,激波脱体距离增大,高能量区远离物面,头部驻点附近热流密度得以下降;另一方面,低压回流区减缓了头部波后高压区的气动力载荷,从而减小了阻力。然而,逆向喷流和能量投递技术结构较为复杂,增加了飞行器整体结构设计集成难度,除此之外,需要飞行器携带大量额外的燃料,严重影响了飞行器的有效载荷质量分数;激波探针头部结构曲率半径远低于主体头部曲率半径,激波探针本身要承受着更为巨大的烧蚀热流,需要频繁更换维修。

凹腔构型概念最早被 Hartmann^[37]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,腔体底部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^[38]首先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^[39]使用红外摄像的方法研究了在自由来流马赫数为 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。Silton 等^[40]通过风洞实验与热导模拟的方法研究了自由来流马赫数为 5 的条件下,凹腔结构鼻锥烧蚀随着时间的变化情况,实验结果表明了两者烧蚀情况的一致性。Seiler 等^[41]对无凹腔、有凹腔等两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。Selvaraj 等^[42]将凹腔应用于高速钝头导弹外形中,研究了自由来流马赫数为 8 时弹体头部气动传热特性,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。

槽道构型概念首先由 Gupta 等^[43]提出。通过在飞行器头部前缘处开槽形成完全流通的通道,移除前缘壁面驻点附近的高压区,从而有效减小飞行器的气动阻力(主要为激波阻力)。通过合理的槽道设计使槽道内部气流发生壅塞,槽道头部产生与未开槽的基准构型头部类似的弓形激波,从而在大大降低飞行器气动阻力的同时不会带来任何气动防热方面的代价。而当槽道设计不合理时,槽道内的气流由壅塞流转变成启动流,头部弓形激波开始向槽道内部塌陷,相应的减阻性能消失,气动加热变得剧烈。壅塞流与启动流的流场结构如图 1 所示。

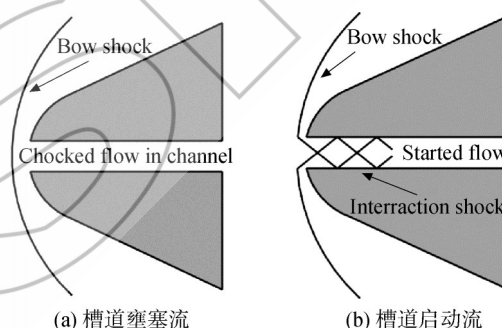


图 1 槽道流场结构

Fig.1 Flow field structure in channel

本文将凹腔和槽道构型进行有效组合,充分利用两种构型在气动性能方面的优势。凹腔开在钝锥的头部,槽道开在凹腔的底部,两者沿着同一条中心轴线。对于在合理设计范围之内的凹腔槽道构型,与未安装凹腔槽道的基准钝锥一样,正常的激波仍然停留在头部,槽道内形成壅塞流。腔体底部壁面压力振荡引发激波振荡耗能从而实现防热,槽道移除头部高压区实现减阻。文中对这种构型简单,易于一体化设计的凹腔槽道构型进行了尝试,对飞行器流场进行了数值模拟,计算了气动热与气动力参数,讨论了不同槽道构型对气动性能的影响,初步分析了凹腔槽道构型的防热减阻原理,总结了凹腔槽道概念应用于高速飞行器防热减阻的规律,旨在探究一种新型防热减阻气动构型。

1 仿真构型及计算方法

1.1 仿真构型

计算基准构型选用戴姆勒-奔驰宇航公司(DASA)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。基准构型、迎风凹腔构型以及凹腔槽道构型参数情况如图2所示。图中 L 为凹腔长度; D 为凹腔宽度; θ 为基准构型的钝锥锥角; R_n 为基准构型头部钝化半径;平直槽道高度用 H 表示,扩张型槽道进出口高度用 H_1/H_2 表示,迎风凹腔构型可认为是槽道高度 $H=0$ mm的凹腔槽道构型。

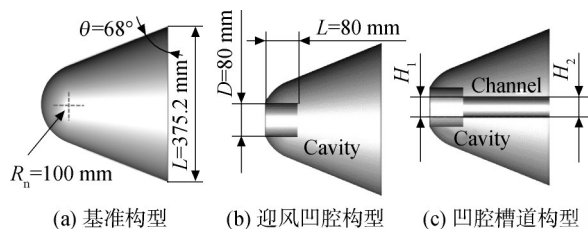


图2 几何构型

Fig.2 Geometric configurations

1.2 计算方法

仿真计算程序采用商业软件Fluent 19.2,网格生成采用商业软件ICEM 19.2。中国并行科学技术计算中心的128核处理器工作站为凹腔槽道构型的计算提供了一个并行计算环境。考虑到平均雷诺Navier-Stokes(RANS)方程能够在较粗的网格上进行求解,并且与其他数值方法(分离涡模拟、大涡模拟和直接数值模拟)相比,可以以较低的计算成本简化流动的计算,因此文中采用此方法进行求解^[44],湍流模型采用 $k-\omega$ shear stress transport(SST)湍流模型。

本文选取基于密度的双精度解算器,模拟了具有组合凹腔槽道结构的钝锥周围流场。首先,采用一阶空间精确迎风格式和对流上游分裂法(AUSM)来加快收敛速度,并通过FLUENT 19.2中的高速求解器进行计算引导,逐步提高二阶精度求解器占比,并最终控制二阶空间精度模型占比在10%左右,这种控制方式是因为在一阶精度结果收敛后,引入二阶空间精度模型时,残差曲线波动逐渐变得剧烈,而且计算云图、壁面压强与热流密度等分布情况同样变得不稳定,也有些学者认为,二阶空间精度模型在使用轴对称网格

时不宜使用。在适当的欠松弛因子下,首先将Courant-Friedrichs-Levy数设为0.5以保证计算的稳定性,随收敛过程的进行以及残差曲线的下降自动增加到2。当连续性残差曲线下降超过两个数量级,其他参数残差曲线下降超过四个数量级后,可以认为求解过程已经收敛。需要强调的是,本文的计算存在一定的非定常性,而本文对于气动参数的计算主要用于方案评估,此时定常假设可以接受的,因此文中涉及定常气动热与气动力参数数据均采集于求解过程收敛时,只有在揭示防热减阻的机理,获得凹腔底面的压力脉动过程时才对非定常压力数据点进行了采集。

在本文研究中,气流由左向右流动,其边界条件类型设定为压力远场。流场由自由来流填充,气体被认为是理想气体,采用质量加权黏度混合定律。假设壁面上无滑移,并设置等温壁面温度为300 K。与之前的研究类似,本研究使用的边界条件如表1所示,这些条件已在Selvaraj等的实验中得到了详细的描述^[42]。

表1 边界条件

Table 1 Boundary conditions

参数	数值
自由来流马赫数 Ma_∞	7.96
自由来流静压 p_∞ /Pa	205.2
自由来流静温 T_∞ /K	143
自由来流密度 ρ_∞ /(g/m ³)	4.9
自由来流速度 V_∞ /(m/s)	1 908
壁面温度 T_w /K	300

2 计算方法及网格无关性校验

2.1 计算方法校验

由于公开文献中鲜有对组合凹腔槽道结构进行风洞或者数值实验,因此本节对之前研究过的迎风凹腔结构进行了数值模拟计算分析,以验证本文中采用的数值方法的正确性以及有效性。基准构型是一个具有20.5°锥角的钝锥构型,头部钝化半径为15 mm。迎风凹腔构型的长度 $L=24$ mm,直径 D 分别为6 mm和12 mm^[42]。计算模型和边界参数与实验保持一致,如表1所示。图3给出了 $D=6$ mm的基准构型与迎风凹腔构型的温度分布云图,图中 X 表示平行于来流方向的位置, Y 表示垂直于来流方向的位置。实验结果表明,

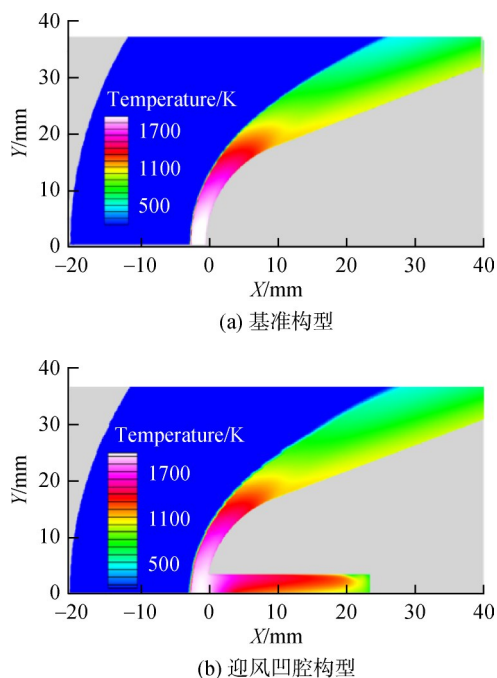


图 3 总温云图

Fig.3 Total temperature contours

相较于基准构型,迎风凹腔构型的凹腔内部的温度变化很大,凹腔上游部分的温度相对均匀且差异较小。在凹腔边缘附近可以看到局部的表面加热。两种构型的最高温度都出现在头部鼻锥附近,处于此位置的气流通常会减速,并降到接近零速度。此外,在本研究中所考虑的情形下,激波的脱体距离几乎相同。

上述三种构型的外表面热流密度分布与实验结果的比较如图 4 所示,斯坦顿数的定义在文献

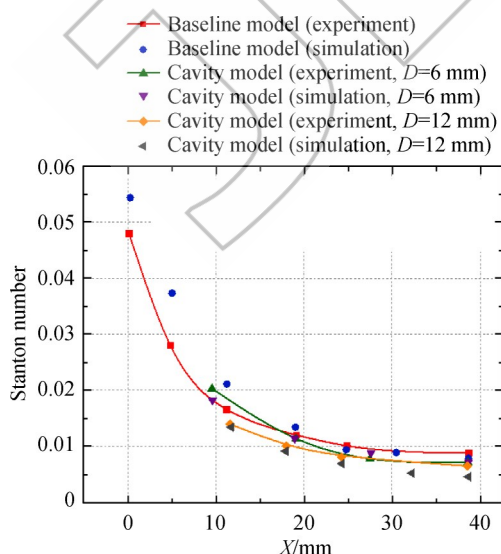


图 4 热流密度的仿真与实验结果对比

Fig.4 Comparison of the heat flux between simulation and experiment

[42]中有明确的说明。通过应用 6 mm 和 12 mm 直径的凹腔,可以清楚地看到壁面热流密度的减少。仿真结果与实验结果相差不大,斯坦顿数的最大值出现的位置具有很高的 consistency,这表明了本文采取的仿真方法的有效性与准确性。

2.2 网格无关性校验

气动热计算一直是 CFD 领域中的一个难点问题,网格的划分对热流密度的计算结果有很大的影响^[45]。为了保证计算精度,本文的网格生成借鉴了潘静等的实验结果^[46]。第一层网格的切向尺寸对计算结果的影响较小,而法向尺寸对热流密度的计算有本质的影响,尤其是在有激波-边界层相互作用、激波-激波相互作用等复杂流动结构发生时。初步网格参数根据精准热流密度计算时的法向第一层网格高度进行选取:

$$\epsilon = \frac{5.666 \times 10^{-5}}{\sqrt{R_n \rho_\infty}} \left(4.341 - \frac{23.256}{Ma_\infty} \right) f(T_\infty),$$

$$f(T) = \begin{cases} 1.568 - (22.5/T) & (T < 180 \text{ K}) \\ 1.48 & (T \geq 180 \text{ K}) \end{cases} \quad (1)$$

式中 ϵ 为法向第一层网格高度 λ 与驻点曲率半径 R_n 之比,表征物面法向网格松弛系数。考虑到本文的流动条件,根据式(1),得到了第一层网格高度 λ 的阶数为 $1.0 \times 10^{-5} \text{ m}$ 。然后,对槽道高度 $H = 30 \text{ mm}$ 的凹腔槽道构型进行了网格无关性验证分析。网格划分如图 5 所示,对近壁面以及激波可能出现的位置进行了细化。与上述研究类似,本部分采用的边界条件见表 1,为了得到更真实的计算结果,计算采用了轴对称假设。

第一层网格高度围绕 $1.0 \times 10^{-5} \text{ m}$ 量级变化,法向高度分别设置为 1.6×10^{-5} 、 $8.0 \times 10^{-6} \text{ m}$ 和 $1.6 \times 10^{-6} \text{ m}$,而径向的节点数保持不变。采用指数拉伸公式,以指数为 1.1 的分布律在壁面法向生成逐渐稀疏的流场网格。图 6 为上述三种网格下系统计算的鼻锥外壁面压力系数和热流密度分布的比较。需要强调的是,由于凹腔槽道构型唇口处存在尖点,在数值计算中出现了理论极值,但考虑到其非物理特性,在数据采集时予以剔除。结果表明,与压力相比,热流密度的计算对网格尺寸更为敏感,网格尺度对压力数值计算结果影响较小。不同网格尺度下的计算结果差异不大,最大差异出现在流场复杂的驻点附近。

此外,三种网格系统计算下的局部马赫数云图如图 7 所示。观察到这些局部马赫数云图变

化不大,这意味着三种网格系统捕捉激波的能力相似。因此,在后续研究中,为了保证数值精度

和节省计算资源,采用了 $\lambda=8.0\times 10^{-6}$ m的中等网格。

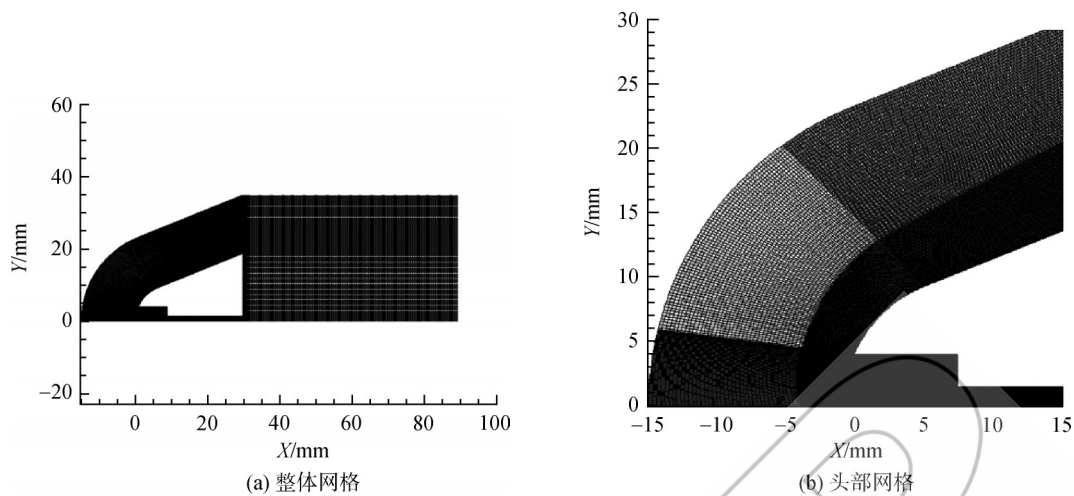


图5 网格划分

Fig.5 Grid system

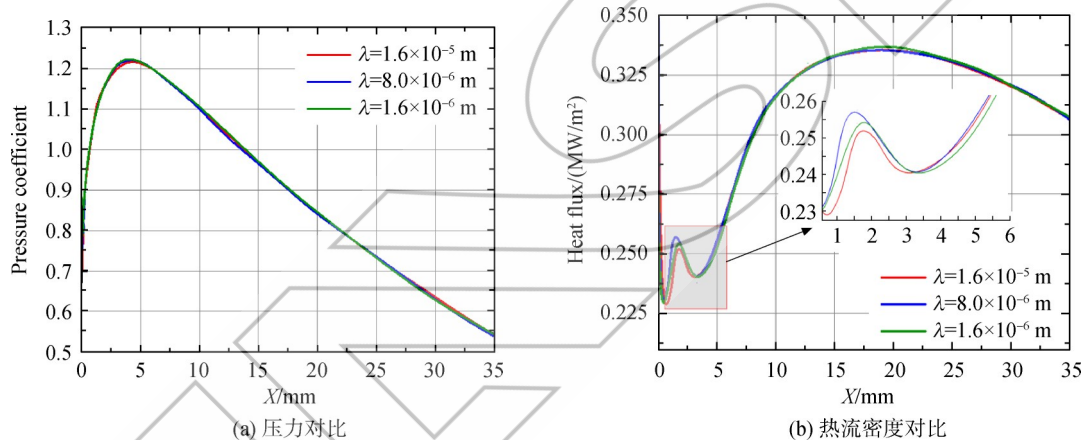


图6 三种网格结果对比

Fig.6 Results comparison of three grids

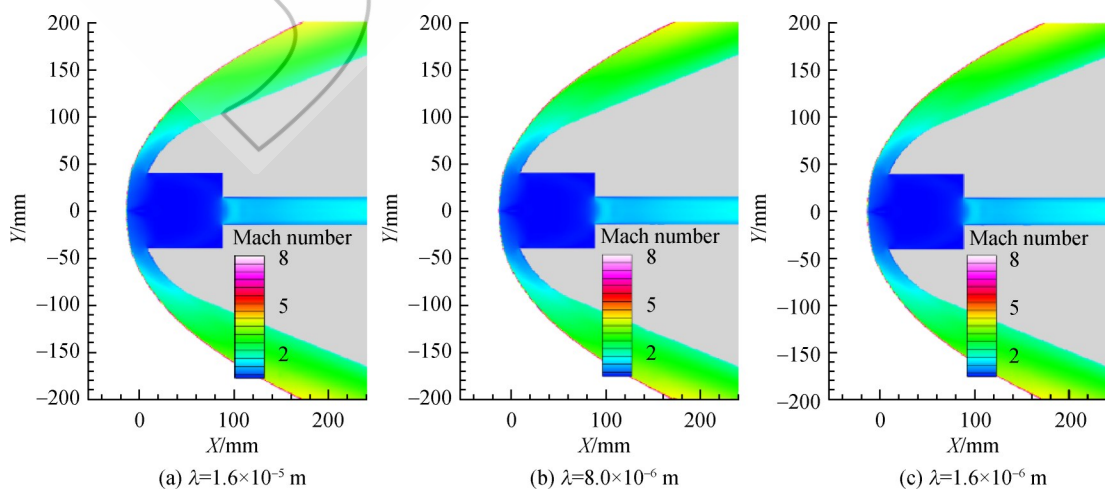


图7 三种网格下局部马赫数云图对比

Fig.7 Comparison of local Mach number contours with three grids

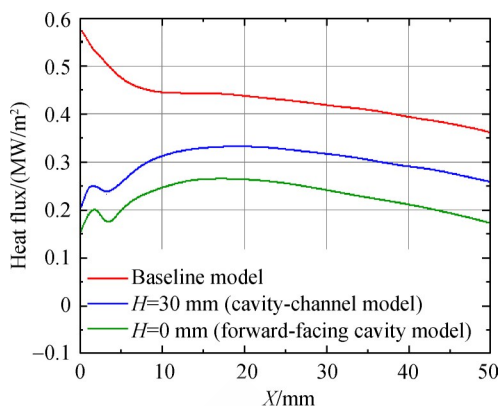
3 结果与分析

为了探究不同凹腔槽道构型对气动热与气动力的影响,设计了不同槽道高度以及不同出口高度的凹腔槽道构型,并对其进行了计算分析。各算例凹腔的深度和宽度均为 80 mm;槽道的长度固定,平直槽道高度分别为 0、10、20、30、40 mm。扩张型槽道入口高度 H_1 固定为 30 mm,出口高度 H_2 为 35、40、45、50 mm。计算中假设无壁面滑移与温度跳跃,来流条件与表 1 中设定条件相一致。需要注意的是,由于哈特曼-哨声效应,带有迎风凹腔的钝锥周围的流场在严格意义上总是不稳定的^[37]。这种不稳定的数值模拟在公开文献中很少报道,而在用于方案评估时,定常假设可以接受的^[47]。文中假设热流密度、阻力系数和流场的计算与以往的数值模拟研究一样是稳定的^[40,42,47],只有在揭示防热减阻的机理,获得凹腔底面的压力脉动过程时才模拟了空腔中的非定常流动。

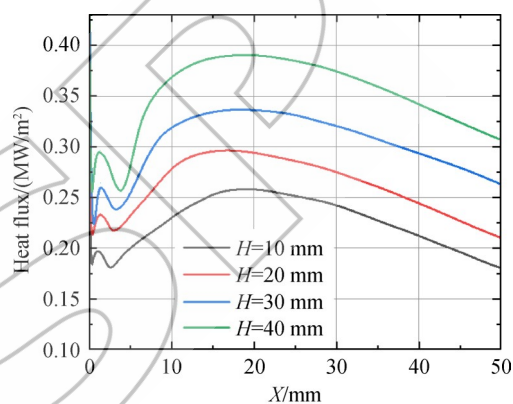
3.1 防热性能分析

图 8(a) 给出了基准构型、迎风凹腔构型和 $H=30$ mm 的凹腔槽道构型在零升力条件下的外壁面热流密度分布比较。结果表明,凹腔槽道构型外壁面热流密度低于基准构型的外壁面热流密度,凹腔槽道概念的引入可以有效地降低局部热流密度。同时,槽道高度 $H=10, 20, 30, 40$ mm 构型的热流密度变化如图 8(b) 所示。观察到各算例表面热流密度最大值出现的位置几乎相同。值得注意的是,鼻锥外壁面峰值热流密度并未出现在唇缘附近处,而是出现在靠近唇缘的下游位置。总的来说,随着 X 轴向距离的增加,热流密度先增大到较高值,然后沿着轴向继续下降,随之再增大到峰值继而逐渐下降。

不同槽道高度算例的峰值热流密度和激波脱体距离变化情况如图 9 所示,可以看出,对于 $0 \text{ mm} \leq H \leq 30 \text{ mm}$ 的不同凹腔槽道构型,激波脱体距离变化不大,数值在 22.1~22.9 mm 之间波动。当槽道高度达到 40 mm 时,激波脱体距离明显下降,接近 17.8 mm。在整个研究范围内,凹腔槽道激波脱体距离比基准构型 14.6 mm 的激波脱体距离要大。峰值热流密度对槽道高度的变化较为敏感,此值随着槽道高度的增加呈变大趋势,维持在 0.234~0.392 MW/m^2 之间,与无凹腔槽道的基准构型相比,总体上热流密度下降了 60.07%~33.11%。此外,与预期的一样,可以看出激波脱



(a) 基准构型和凹腔槽道构型



(b) 不同槽道高度的凹腔槽道构型

图 8 不同构型热流密度对比 ($L=D=80$ mm)

Fig.8 Heat flux distribution of different models ($L=D=80$ mm)

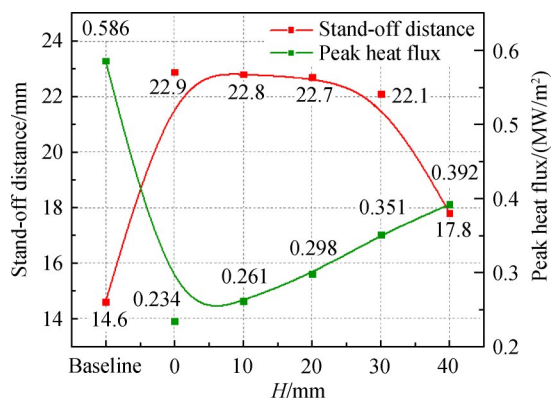


图 9 不同槽道高度的峰值热流密度和激波脱体距离

Fig.9 Peak heat flux and shock wave stand-off distance of cavity-channel with different channel heights

体距离与峰值热流密度之间的关系是明显的,脱体激波距离越大,激波与物体表面之间的气体流域越宽,波后导致气动加热的能量得以耗散,避免了高能量气体向物面传入大量的热,对应的峰值

热流密度也就越小。因此,首先可以推测,凹腔槽道构型可以通过推离主体激波来降低热流密度。

图10为非定常特性下腔体底面的压力脉动,横坐标为计算迭代步数,纵坐标为凹腔底面平均压力系数,考虑到不同算例凹腔底面的面积不同,文中通过式(2)计算平均压力系数。

$$C_p = \frac{2(F/A - p_\infty)}{\rho_\infty V_\infty^2} \quad (2)$$

其中 F 为面积为 A 的凹腔底部壁面的轴向力。结果表明,凹腔槽道构型空腔内的流动是非定常的并且存在一定的周期性,槽道高度越高,空腔内的振荡频率越低,振幅越小,相应振荡越为平缓。槽道高度 $H=40$ mm构型的振幅仅为槽道高度 $H=0$ mm构型振幅的50%左右,且自身振荡呈现出趋于稳定的趋势。由此可见,具有较低槽道高度的凹腔槽道构型保留了单一迎风凹腔构型的气动

结构方面的特性。而具有较高槽道高度的构型则将大部分来流通过槽道引流到腔体外,这显然有利于维持流场的稳定性,但也势必带来了防热性能方面的不利影响。

图11给出了各构型的流场温度图。图中显示了凹腔槽道构型腔体内的温度低于不存在振荡的基准构型的钝锥头部定常流动条件下的温度。通过对比迎风凹腔与凹腔槽道构型的腔体内温度分布以及凹腔底面压力振荡的特性,可以发现两者之间有很大的相似性,因此有理由认为,凹腔槽道构型与迎风凹腔构型的防热机理有相同之处,尤其是具有较低槽道高度的凹腔槽道构型。凹腔底面的压力振荡可以冷却进入腔体的气流,从而降低钝锥外壁面上的热流密度。振荡越强,冷却效果越明显^[42,48-49]。由此可以进一步预测,当激波向凹腔唇口移动时,激波与壁面之间形成的流域空间变窄,气体压缩剧烈,激波强度变强,波后局部马赫数下降,温度随着激波向近壁面靠近而升高,而在能量守恒的情况下,波后气流的能量下降,滞止温度降低,从而实现了削弱气动加热的效果。而当激波背向凹腔唇口移动时,波后局部马赫数上升,滞止温度升高,然而随着激波的前移,下游的低温气体不断补充变宽的流域,在鼻锥附近形成“气膜”,在一定程度上避免了热空气的影响,降低了气动加热。然而可以发现,对于 $H=40$ mm的凹腔槽道构型,振荡压力不明显,且凹腔大体部分区域温度没有降低,这也导致了其防热效果不佳。

最后,从能量角度来看,也能合理地解释凹腔槽道构型热流密度下降的原因:飞行器在同一高

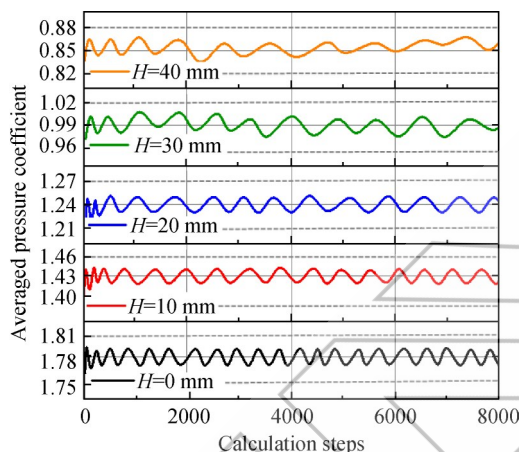


图10 凹腔底部压力脉动

Fig.10 Pressure pulsation at the bottom of cavity

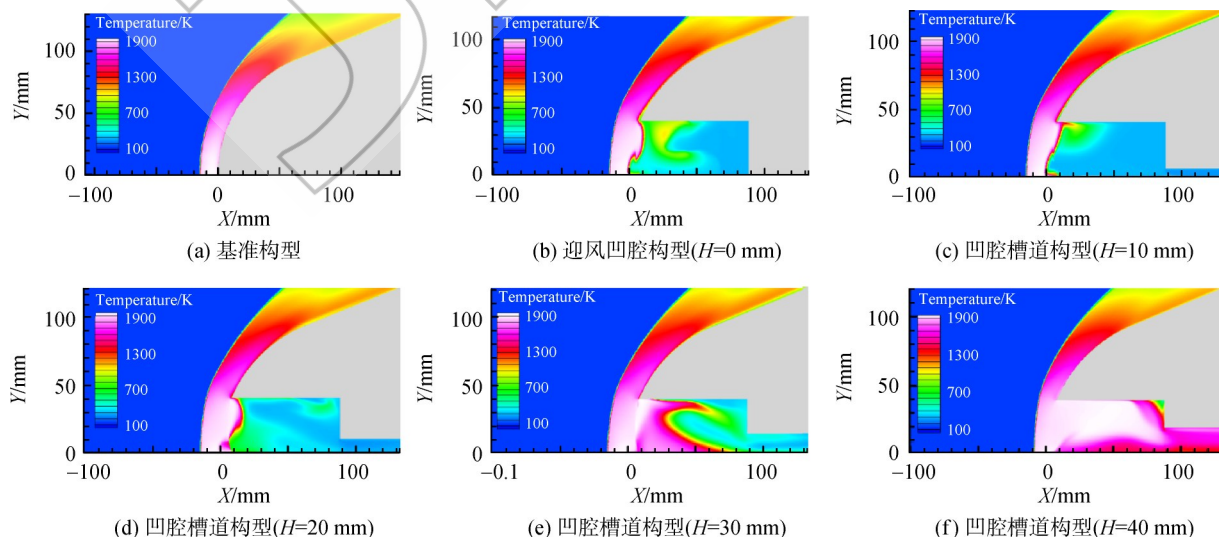


图11 不同构型流场温度云图

Fig.11 Flow field temperature contours of different configurations

度同一自由来流马赫数下飞行时总的动能和重力势能是一定的,这些机械能在飞行过程中不断以气动阻力做功的方式耗散。对于基准构型,气体微元在流过弓形激波后被剧烈压缩并滞止于头部壁面,动能下降为零,机械能全部转化为气体微元的内能,而这些微元又通过与壁面接触放热,使得头部驻点附近热流密度急剧增高。而对于凹腔槽道构型,气体微元流过弓形激波被剧烈压缩后仍然能够沿着轴向保持一定的流速,保留了部分动能,削弱了气体微元自身的动能向内能的转化,从而实现了凹腔槽道构型的防热特性。

考虑到火箭发动机拉瓦尔喷管的结构特点,喷管前部缩小到中间位置至窄喉处,窄喉后由小到大向外扩展到箭体的底部。箭体中的气体在高压作用下流入喷嘴前部,通过窄喉后向外喷出。这使得气流的速度根据射流横截面积的改变而变化,进而使气流从亚声速加速到声速直至超声速。如果将凹腔槽道的出口处设置成扩张型,则这种

凹腔槽道构型和拉瓦尔喷管在结构上就有一定的相似之处。那么就产生了这样一个问题,这种拉瓦尔喷管结构特性的气动优势是否有利于新型的凹腔槽道构型的设计?本节选取具有平直槽道($H_1=H_2=30$ mm)的凹腔槽道构型作为基准模型,得到一组 $H_2=35, 40, 45, 50$ mm 的扩张型凹腔槽道构型,试图解决以上问题并进一步探索改进的方案。

峰值热流密度和脱体激波距离变化如图 12(a)所示。从图中可以看出,激波的脱体距离和峰值热流密度值随 H_2 的变化不大。脱体距离在 22.0~22.9 mm 之间波动,峰值热流密度在 0.342~0.362 MW/m² 之间波动。这说明,当槽道入口的高度确定时,峰值热流密度对槽道出口的高度变化并不敏感,拉瓦尔喷管的构型对于气动防热方面没有表现出有益或者有害的影响。图 12(b)为非定常特性下腔体底面的压力脉动,由图可知,压力振荡幅值和频率无明显差异。

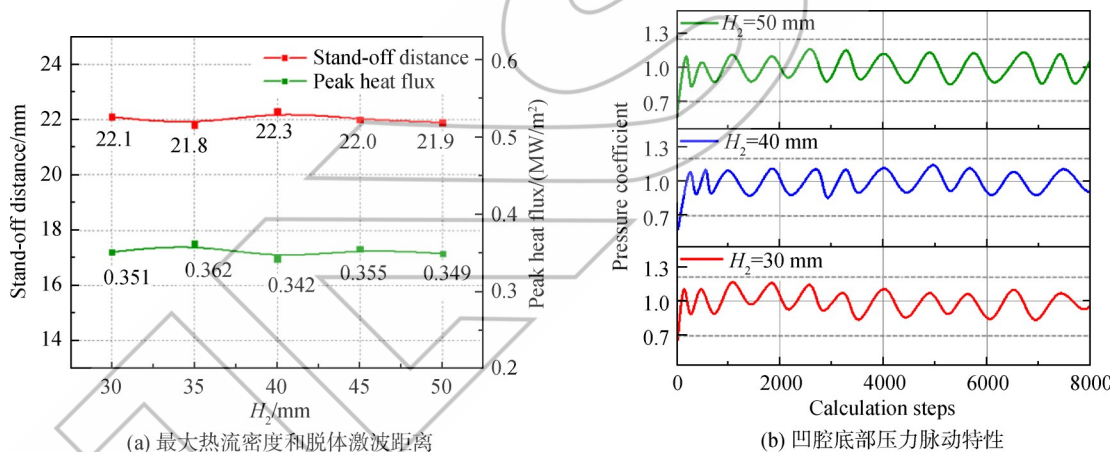


图 12 扩张型凹腔槽道构型结果对比($H_1=30$ mm)

Fig.12 Results comparison of diverging cavity-channel configurations ($H_1=30$ mm)

3.2 减阻性能分析

相较于基准构型,凹腔槽道构型增加了湿润面积,理论上湿润面积的增加会引起摩擦阻力的增大,从而带来气动减阻方面的负面效果。为了

说明这部分由于湿润面积增加而增大的摩擦阻力在飞行器总体摩擦阻力中的占比情况,现对凹腔槽道构型外部流动和凹腔槽道内部流动所产生的摩擦阻力进行量纲分析

$$\frac{f_{\text{int}}}{f_{\text{ext}}} = \frac{f_{\text{int1}} + f_{\text{int2}}}{f_{\text{ext}}} = \frac{0.5\rho_{\text{int1}}V_{\text{int1}}^2C_{f,\text{int1}}l_{\text{int1}}}{0.5\rho_{\text{ext}}V_{\text{ext}}^2C_{f,\text{ext}}l_{\text{ext}}} + \frac{0.5\rho_{\text{int2}}V_{\text{int2}}^2C_{f,\text{int2}}l_{\text{int2}}}{0.5\rho_{\text{ext}}V_{\text{ext}}^2C_{f,\text{ext}}l_{\text{ext}}} \quad (3)$$

式中 f_{int1} 、 f_{int2} 和 f_{ext} 为凹腔槽道构型内部凹腔壁面、槽道壁面以及构型外部壁面的摩擦阻力,以下物理量下标与此相对应。 ρ 为局部气体密度, V 为局部气体流速, C_f 为摩擦阻力系数,该系数值与雷诺数有关, l 为特征长度(文中取各部分壁面的

流向长度)。考虑到实际飞行条件,除了飞行器头部激波后气体流速下降之外,下游大部分部位处于自由来流中,故认为构型外部壁面气体流速 $V_{\text{ext}}=V_{\infty}$,将上式整理可得

$$\frac{f_{\text{int}}}{f_{\text{ext}}} + \frac{f_{\text{int1}} + f_{\text{int2}}}{f_{\text{ext}}} = \left(\frac{0.5\rho_{\text{int1}}V_{\text{int1}}}{0.5\rho_{\text{ext}}V_{\text{ext}}} \right) \left(\frac{V_{\text{int1}}}{V_{\text{ext}}} \right) \left(\frac{C_{f,\text{int1}}}{C_{f,\text{ext}}} \right) \left(\frac{l_{\text{int1}}}{l_{\text{ext}}} \right) \approx \frac{V_{\text{int1}}}{V_{\infty}} \approx 0 + \left(\frac{0.5\rho_{\text{int2}}V_{\text{int2}}}{0.5\rho_{\text{ext}}V_{\text{ext}}} \right) \left(\frac{V_{\text{int2}}}{V_{\text{ext}}} \right) \left(\frac{C_{f,\text{int2}}}{C_{f,\text{ext}}} \right) \cdot \left(\frac{l_{\text{int2}}}{l_{\text{ext}}} \right) \approx 2.0 \approx \frac{V_{\text{int2}}}{V_{\infty}} \approx 0.12 \approx \left(\frac{Re_{\text{int2}}}{Re_{\text{ext}}} \right)^{-1/7} \approx 0.67 \quad (4)$$

其中 $V_{\text{int1}}/V_{\text{ext}}$ 为内流与外流速度之比,腔内气流近乎处于滞止态,故此项为零,又因为其他项为有限值,则第一相加项整体为零。式中 $0.5\rho_{\text{int2}}V_{\text{int2}}/(0.5\rho_{\text{ext}}V_{\text{ext}})$ 为质量通量之比,现对其进行推导。来流在凹腔唇口处被切削成内流与外流两部分,设其气动参数分别为 ρ_1V_1 和 ρ_2V_2 ,由于两部分气流分离于同一起来流,两者相等。之后外流的流域面大,认为气动参数基本不变。而内流流经的流域面发生变化,假设槽道内气动参数变为 ρ_3V_3 ,构型纵向距离为单位长度,考虑到凹腔槽道内部部分气体有可能在反压的作用下外溢到外流域,则根据质量守恒方程有

$$\rho_2V_2\Delta th_2 \geq \rho_3V_3\Delta th_3 \quad (5)$$

其中 h_2 为凹腔的高度, h_3 为槽道的高度, Δt 为任意一段时间间隔,又因为 $\rho_1V_1 = \rho_2V_2$,则有

$$\frac{\rho_3V_3}{\rho_2V_2} = \frac{\rho_3V_3}{\rho_1V_1} = \frac{\rho_{\text{int2}}V_{\text{int2}}}{\rho_{\text{ext}}V_{\text{ext}}} \leq \frac{h_2}{h_3} \quad (6)$$

假设内部气流无外溢,考虑本文所采用的模型, $0.5\rho_{\text{int2}}V_{\text{int2}}/(0.5\rho_{\text{ext}}V_{\text{ext}})$ 为 2.0。速度之比 $V_{\text{int2}}/V_{\infty}$ 约为 0.12,摩擦阻力系数之比 $C_{f,\text{int2}}/C_{f,\text{ext}}$,根据摩擦阻力与雷诺数之间的关系可写成雷诺数之比; $l_{\text{int2}}/l_{\text{ext}}$ 特征长度之比,根据模型可选弦长和槽道长度作为特征长度,比值近似为 0.67。根据雷诺数与黏度之间的关系式以及 Sutherland 公式

$$Re = \frac{\rho_{\infty}V_{\infty}L'}{\mu}, \quad \mu \approx \mu_0 \left(\frac{T'}{T_0} \right)^{3/2} \quad (7)$$

式中 L' 为流场的特征长度, μ 为动力黏度, μ_0 为对应的动力黏度参考值, T' 为气体的特征温度, T_0 为绝对温度参考值。

可以将 $f_{\text{int}}/f_{\text{ext}}$ 继续简化为

$$\frac{f_{\text{int}}}{f_{\text{ext}}} \approx 0.15 \left(\frac{\mu_{\text{int}}}{\mu_{\infty}} \right)^{1/7} \approx 0.15 \left(\frac{T_{\text{int}}^{3/2}}{T_{\infty}^{3/2}} \right)^{1/7} \quad (8)$$

将参数以及结果代入式(8)有 $f_{\text{int}}/f_{\text{ext}} \approx 0.24$ 。由此可见,相较于凹腔槽道构型的外壁面,内壁面所产生的摩擦阻力占比很小,实际上当考虑气流外溢时,此值更小。相对于飞行器整体阻力,这部分摩擦阻力增量可以忽略不计,故本文气动力分析不予考虑摩擦阻力的增量。根据以上量纲分析可知,理论上在全流通流动情况下,增加凹腔长

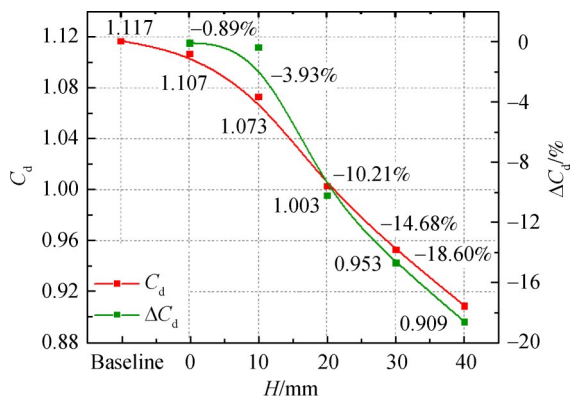
度、减小槽道长度可以提高 $l_{\text{int1}}/l_{\text{ext}}$ 值,降低 $l_{\text{int2}}/l_{\text{ext}}$ 值,从而进一步降低内部流动所产生的摩擦阻力占比。

图 13(a)显示了不同槽道高度 H 的凹腔槽道构型的阻力系数 C_d (基于钝头头部钝化半径) 和减阻效率 ΔC_d 的比较。减阻效率定义为

$$\Delta C_d = \frac{C_{d,H} - C_{d,\text{baseline}}}{C_{d,\text{baseline}}} \quad (9)$$

式中 $C_{d,H}$ 为不同槽道高度构型的阻力系数, $C_{d,\text{baseline}}$ 为基准构型的阻力系数。可以看到阻力系数值在 0.909~1.107 之间,槽道高度 $H=0$ mm 的凹腔槽道几乎没有或只有轻微的减阻作用,但是当 $H>0$ mm 时,相对于基准构型,总阻力降低约 4%~19%。减阻效率随槽道高度的增加而增大,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。当 H 达到 40 mm 时,减阻效率提高到 18.60% 的最佳减阻值。图 13(b)显示了不同构型的非黏性阻力(激波阻力)和黏性阻力(表面摩擦阻力)的比较图。结果表明,非黏性阻力比黏性阻力在总阻力中的占比要高,与基准构型相比,凹腔槽道结构的非黏性阻力下降了 13.4%~42.7%,而黏性阻力略有增加,但整体上,非黏性阻力的减小弥补了黏性阻力的增加,进而使得总阻力得以减小。此外,虽然黏性阻力的增量不大,但随着槽道高度的增加,黏性阻力呈增加趋势。这是由于较高的槽道内,气体流速与相应的动压较大,从而使其黏性阻力略有增加。

图 14(a)给出了基准构型的局部马赫数分布



(a) 阻力系数和减阻效率

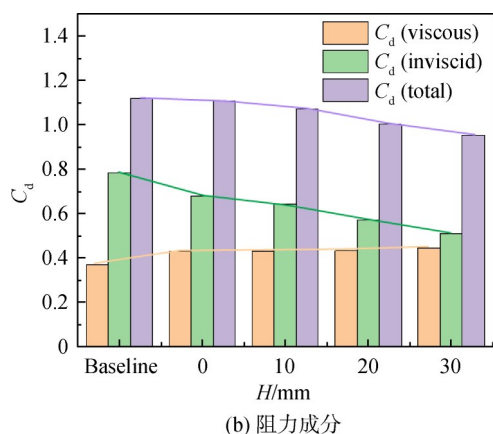


图 13 不同构型阻力

Fig.13 Drag of different configurations

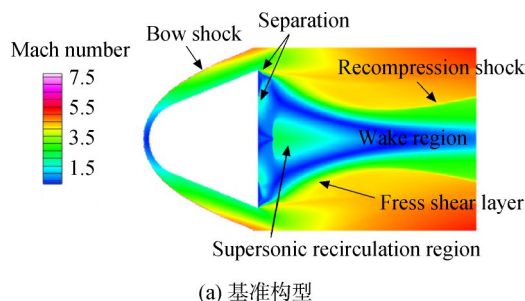
云图。如图所示,气流通过头部的弓形激波减速,并在钝锥肩部周围迅速膨胀成为超声速气流。边界层在锥体壁面不断发展,当流动在底部拐角处扩展时,边界层分离形成自由剪切层。自由剪切层向下收缩进入尾迹区,然后转向自由流方向,产生再压缩斜激波。通过对计算的速度矢量的分析,发现在构型底面区域形成了一对反向旋转的回流涡。图 14(b)显示了 $H=30$ mm 凹腔槽道构型的局部马赫数分布。其头部激波结构与基准构型的钝锥头部的激波结构相似,槽道内形成壅塞流,形成了有效钝前缘。对于这里所考虑的几何结构,内部流动与在膨胀状态下的射流和排气管下形成的高压气流结构相似,形成了类似于射流羽流的清晰可见的筒体激波结构。同时,两个急剧膨胀的气流的存在严重地缩小了底部回流区的大小,流动结构类似于两个反向旋转的旋涡,尾部也形成了类似于喷管出口处的马赫盘形状流场。

此外,研究扩张型凹腔槽道构型的减阻效果。图 15 显示了扩张型槽道的阻力系数和减阻效率,此处减阻效率定义为

$$\Delta C_d' = \frac{C_{d,H} - C_{d,30}}{C_{d,30}} \quad (10)$$

式中 $C_{d,30}$ 为槽道高度为 30 mm 构型的阻力系数。可以看出,扩张型槽道的阻力比平直槽道的阻力要小一些。 $H_2=35\sim 50$ mm 构型的总阻力降低约 0.63%~2.52%。当使用扩张型槽道时,槽道壁面上的压力会产生一个逆来流方向的分量,从而进一步降低阻力。

图 16 是不同构型的局部马赫数云图。在图中可以看到,对于不同算例,气流以亚声速从凹腔流入槽道,随后气流在喉部之后加速到超声速。



(a) 基准构型

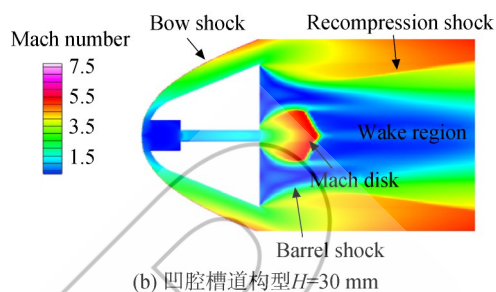
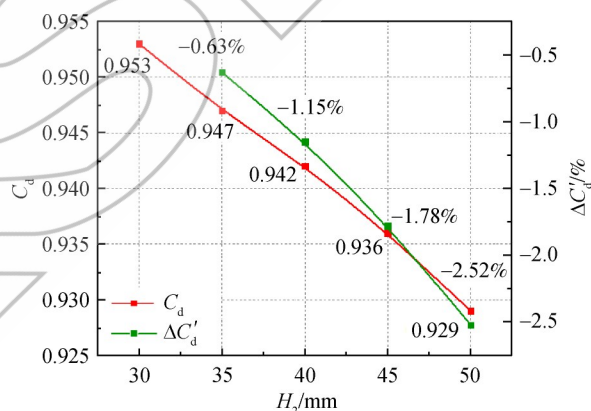
(b) 凹腔槽道构型 $H=30$ mm

图 14 不同构型的腔体局部马赫数云图

Fig.14 Mach number contours in cavity of different configurations

图 15 扩张型凹腔槽道构型的阻力系数和减阻效率对比 ($H_1=30$ mm)Fig.15 Comparison of drag coefficient and drag reduction efficiency of diverging cavity-channel configurations ($H_1=30$ mm)

然而,在 H_2 较低的扩张型槽道中,大部分槽道内的气体流速仍然相对较低。随着 H_2 的增加,气流提前在槽道上游处加速到较高的局部马赫数,动压随 H_2 的增加而增大。这部分动压将会在来流的反向产生一个更大的力分量,从而进一步降低阻力。此外可以发现,各算例头部鼻锥附近的流场差别不大。

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 给出了基准构型、迎风凹腔构型和 $H=30$ mm 凹腔槽道构型三维定常流场模拟下的壁面

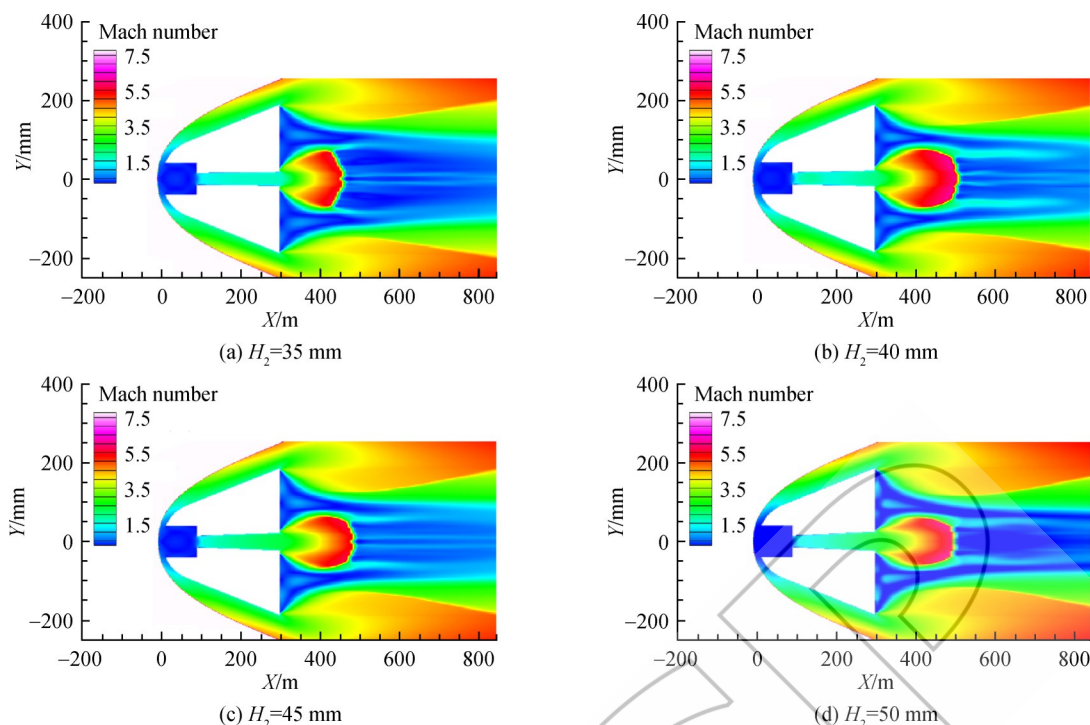


图16 扩张型凹腔槽道腔体构型的局部马赫数云图

Fig.16 Local Mach number contours of diverging cavity-channel configurations

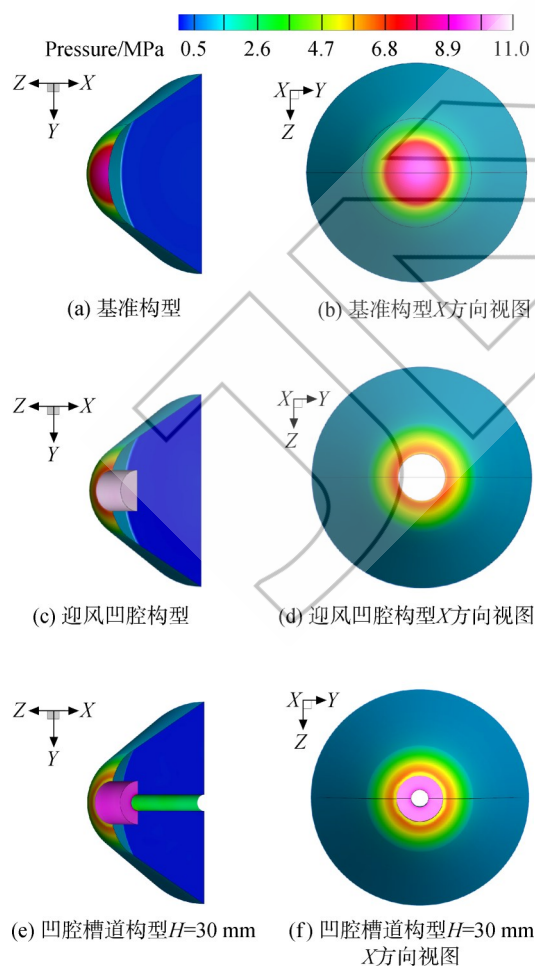


图17 不同构型压力云图

Fig.17 Pressure contours of different configurations

压力分布图。

由图17可知,基准构型鼻锥处形成了明显的波后驻点高压区。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的滞留,在凹腔底部仍会形成高压区域。除此之外还注意到外壁面压力峰值仍然出现在鼻锥唇口驻点附近,而腔体内部侧壁面和底面的压力要高于基准构型头部的驻点压力,结合图13(a)可知相应的单一迎风凹腔构型的减阻效果并不明显。对比以上两种构型, $H=30\text{ mm}$ 的凹腔槽道构型在移除头部驻点高压区壁面的同时,虽然在凹腔底部形成局部高压区,但是槽道却能进一步对这部分高压区进行移除,不仅减小了轴向有效面积,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减阻作用。值得注意的是:①经过槽道的压力移除作用,凹腔构型侧壁面以及底面的压力值均明显低于无槽道的迎风凹腔构型的同部位压力值,这对凹腔槽道构型的减阻作用有益。②对于鼻锥外壁面,壁面压力峰值已经不再出现在唇口驻点附近处,而是出现在唇口的下游部位。

3.3 本文探究思路与不足

综上所述,在高速钝体飞行器中应用凹腔槽道新概念构型确实能够实现兼具防热减阻的目的。

的,对于凹腔槽道构型,在保证凹腔几何尺寸一定的条件下,仅通过控制槽道构型的几何参数,对构型参数不断设计优化,有望达到防热减阻的最优效果。整体来看,凹腔槽道构型流场结构主要分为两部分:一部分为椭圆形的亚声速区,此区域内的流动信息可以沿着各个方向传递;另一部分为双曲线形的超声速流动区,这部分区域信息只能沿着来流方向向下传递。较低槽道高度的凹腔槽道构型凹腔底面的压力脉动引起的扰动向逆向传递,势必会引起激波的变化从而实现防热甚至是减阻的作用。此外,通过槽道的头部波后高压区壁面的移除作用,加上槽道对凹腔内部壁面压力值削弱的影响,也势必会出现显著的减阻作用。此外,凹腔槽道构型还存在提供可变阻力系数的可能性,例如,对于空间飞行器,在进入大气层的初始阶段,在槽道关闭的情况下具有相对较高的阻力,实现减速。然后打开槽道,以获得较低的阻力,以改善横向航程、弹道控制或机动性。无论槽道处于打开状态还是关闭状态,凹腔槽道构型始终具有出色的热防护能力。

在整个新概念防热减阻构型的设计过程中采用了迂回行进的方法,如图 18 所示,图中 $q_{\max}$ 为飞行器头部峰值热流密度。首先,采用单一迎风凹腔来解决气动加热问题,其中最重要的结构参数是 L/D ,文中 L/D 设为 1, $L=D=80\text{ mm}$,得到理想的防热效果(0→1)。其次,张帅等^[50]对槽道的减阻效果进行了研究,验证了带有槽道的 DASA 钝双锥能够在没有过多的防热损失的情况下实现显著的减阻效率(0→2)。接下来,对迎风凹腔与槽道构型进行结合,以弥补彼此的气动性能方面的不足,达到预期的防热和减阻效果(0→3)。但

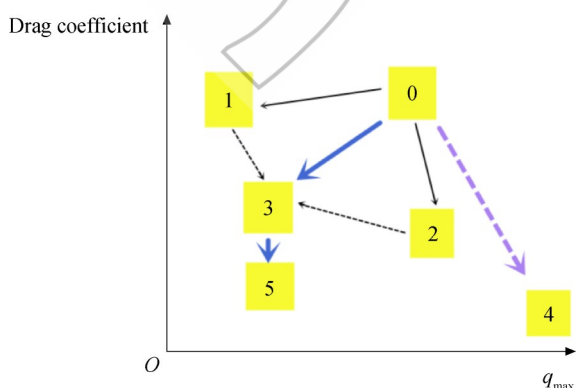


图 18 凹腔槽道迂回行进设计过程

Fig.18 Circuitous marching process in the cavity-channel design

是,如果凹腔槽道构型超出设计范围,槽道内则会出现启动流并出现热防护反作用(0→4)。最后,考察了拉瓦尔喷管的形状,旨在进一步改进凹腔槽道构型,随着 H_2 的增加,热流密度的变化很小, H_2 越大,减阻效果越好,热防护效率受其影响较小,从而得到了更为理想的结果(3→5)。

在高速飞行器的设计中要尽量避免尖点的出现以防止热流密度集中,这也是钝头体产生的原因。目前大部分关于迎风凹腔尺寸构型设计等研究很少考虑唇口尖点钝化,为了避免唇口的烧蚀,可以将唇口尖点进行一定的钝化。此外,贯穿飞行器整体的槽道必定会引起飞行器整体强度、有效体积利用率等性能的下降,同时考虑到为避免增加过多的湿润面积而引起摩擦阻力的升高,可以将开槽在前缘附近向下偏出,为避免喷流对流场的影响,出口处可以设计成内面曲线与外面曲线相切。图 19 给出了优化构型的设想,以期达到更优的气动效果。最后,凹腔槽道构型的防热减阻机理比较复杂,且是多方面的,对其减阻机理进行更全面、更详细的研究,并考虑以上分析的设计要素将是本实验室后续工作的重点。

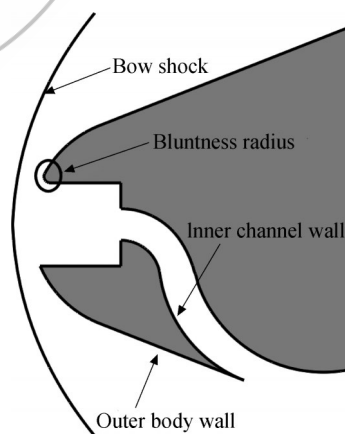


图 19 优化构型设想

Fig.19 Hypothetical optimal configuration design

4 结 论

通过求解二维轴对称 RANS 方程,结合 SST $k-\omega$ 湍流模型,对一种应用新型凹腔槽道概念钝锥的流场进行了数值模拟,结果表明:

- 1) 在本文考虑的范围内, $H_1/H_2=30/50$ 的凹腔槽道构型具有较优的防热和减阻性能,热流密度下降率和减阻率分别达到 40.1% 和 16.8%。
- 2) 头部峰值热流密度对槽道高度的变化敏感,随槽道高度的增加,此热流密度值呈上升趋势

势,各算例最大值在 $0.234\sim 0.392\text{ MW/m}^2$ 之间,与基准构型相比,总体上热流密度降低了 $33.11\%\sim 60.07\%$ 。

3) 减阻率随槽道高度的增加而提高,较高槽道高度的构型可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。相对于基准构型,总阻力降低了约 $4\%\sim 19\%$ 。

4) 迎风凹腔构型对钝锥的减阻效果不明显,在本研究考虑的范围内,其减阻率在 1.0% 以内。

5) 扩张型凹腔槽道构型头部峰值热流密度受槽道出口高度 H_2 的影响不明显,头部流场结构变化也不大。而阻力系数随 H_2 的增加呈下降趋势。

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 Applied Physics and Engineering, 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, YAN Li, 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[R]. AIAA-2007-1423, 2007.
- [10] GERDROODBARY M B, BISHEHSARI S, HOSSEIN-ALIPOUR S M, et al. Transient analysis of counterflowing jet over highly blunt cone in hypersonic flow[J]. Acta Astronautica, 2012, 73:38-48.
- [11] 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.
- [12] GANESH A M, JOHN B. Concentrated energy addition for active drag reduction in hypersonic flow regime[J]. Acta Astronautica, 2018, 142:221-231.
- [13] 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):31701.1-31701.4.
- [14] BIBIN J, VINAYAK K. Investigation of energy deposition technique for drag reduction at hypersonic speeds[J]. Applied Mechanics and Materials, 2013, 367:222-227.
- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] JOARDER R. On the mechanism of wave drag reduction by concentrated laser energy deposition in supersonic flows over a blunt body[J]. Shock Waves, 2019, 29(4):487-497.
- [18] KALIMUTHU R, RATHAKRISHNAN E. Aerospikes for drag reduction in hypersonic flow[R]. AIAA-2008-4707, 2008.
- [19] YADAV R, GUVEN U. Aerothermodynamics of a hypersonic projectile with a double-disk aerospikes[J]. Aeronautical Journal, 2013, 117(1195):913-928.
- [20] 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.
- [21] 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.
- [22] 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.
- [23] KULKARNI V, MENEZES V, REDDY K. Effectiveness of aerospikes for drag reduction on a blunt cone in hypersonic flow[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2010, 47(3): 542-544.
- [24] ESFEH M K, TAJALLI S M, LIU P. Evaluation of aerospikes for drag reduction on a blunt nose using experimental and numerical modeling[J]. Acta Astronautica, 2019, 160: 656-671.
- [25] WYSOCKI O, SCHÜLEIN E, SCHNEPF C. Experimental study on wave drag reduction at slender bodies by a self-aligning aerospikes[J]. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, 2014, 124:583-590.

- [26] 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.
- [27] 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*, 2019, 154:52-60.
- [28] OU Min, 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*, 2019, 155:287-301.
- [29] 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.
- [30] 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.
- [31] 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.
- [32] 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.
- [33] 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.
- [34] 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.
- [35] GERDROODBARY M B. Numerical analysis on cooling performance of counterflowing jet over aerodisk blunt body[J]. *Shock Waves*, 2014, 24(5):537-543.
- [36] 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.
- [37] HARTMANN J. On a new method for the generation of sound-waves[J]. *Physical Review Journals Archive*, 1922, 20(6):719-727.
- [38] 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.
- [39] YUCEIL B, DOLLING D, WILSON D. A preliminary investigation of the Helmholtz resonator concept for heat flux reduction[R]. AIAA-1993-2742, 1993.
- [40] SILTON S I, GOLDSTEIN D B. Ablation onset in unsteady hypersonic flow about nose tip with cavity[J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2000, 14(3):421-434.
- [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[J]. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, 2008, 96:309-316.
- [42] SELVARAJ S, GOPALAN J, REDDY K. Investigation of missile-shaped body with forward-facing cavity at Mach 8[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2009, 46(3):577-591.
- [43] GUPTA A, RUEFFIN 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.
- [44] ANAZADEHSAYED A, GERDROODBARY M B, AMINI Y, et al. Mixing augmentation of transverse hydrogen jet by injection of micro air jets in supersonic crossflow[J]. *Acta Astronautica*, 2017, 137:403-414.
- [45] LI Junzhe, YAN Chao, KE Lun, et al. Research on scheme effect of computational fluid dynamics in aerothermal[J]. *Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics*, 2003, 29(11):1022-1025.
- [46] PAN Jing, YAN Chao, GENG Yunfei. Aerothermodynamic of the waveriders applying artificially blunted leading edge concept[R]. AIAA-2009-748, 2009.
- [47] SUN Xiwan, HUANG Wei, OU Min, et al. A survey on numerical simulations of drag and heat reduction mechanism in supersonic/hypersonic flows[J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2019, 32(4):771-784.
- [48] ENGBLOM W A, GOLDSTEIN D B, LADOON D, et al. Fluid dynamics of hypersonic forward-facing cavity flow[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1997, 34(4):437-444.
- [49] ENGBLOM W A, YUCEIL B, GOLDSTEIN D B, et al. Experimental and numerical study of hypersonic forward-facing cavity flow[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1996, 33(3):353-359.
- [50] 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 blunt-ed[J]. *Flight Dynamics*, 2020, 38(6):56-62, 69. (in Chinese)

(编辑:陈 越)