

文章编号: 1000-8055(2024)10-20220755-09

doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20220755

稀薄滑移流区超高速非矩形防热瓦缝隙流动 结构和热环境的数值模拟

靳旭红^{1,2,3}, 姚雨竹^{1,3}, 程晓丽^{1,3}, 周靖云^{1,3}

(1. 中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074;

2. 清华大学 航天航空学院, 北京 100084;

3. 中国航天科技集团有限公司 航天飞行器气动热防护实验室, 北京 100074)

摘 要: 为了量化高超声速飞行器表面防热瓦缝隙的局部压力和热载荷, 采用直接模拟 Monte Carlo (direct simulation Monte Carlo, DSMC) 方法模拟了稀薄滑移流区的防热瓦缝隙流动, 考虑 3 类缝隙外形, 即标准矩形缝隙、前部较浅缝隙和后部较浅缝隙, 获得缝隙底部形状变化对缝隙内部流动特征、缝隙表面压力和热环境的影响规律。结果表明: 缝隙底部形状的变化几乎不影响缝隙顶部及其附近的流场, 包括流线样式、涡核位置、分离/再附处的密度分布, 从而对缝隙下游侧面顶部表面压力和热流的影响也可以忽略。然而, 相对于标准矩形缝隙, 缝隙前部或后部变浅都会导致其底面热流变大, 尤其是缝隙后部变浅甚至会使得底面的峰值热流增大近 100 倍。防热瓦缝隙底面一般直接就是飞行器表面, 在航天器防热设计中, 应特别注意这类缝隙后部较浅情况下的底面压力和热载荷。

关 键 词: 稀薄流; 滑移流; 高超声速; 凹腔; 直接模拟 Monte Carlo (DSMC)

中图分类号: V411.3

文献标志码: A

Numerical simulation for the hypersonic flow structure and thermal environment of non-rectangular cavities in the rarefied slip regime

JIN Xuhong^{1,2,3}, YAO Yuzhu^{1,3}, CHENG Xiaoli^{1,3}, ZHOU Jingyun^{1,3}

(1. China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China;

2. School of Aerospace Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

3. Laboratory of Aero-thermal Protection Technology for Aerospace Vehicles,

China Aerospace Science and Technology Corporation, Beijing 100074, China)

Abstract: In order to quantify the local high pressure and heat loads due to cavities or imperfections on the surface of hypersonic vehicles, the direct simulation Monte Carlo (DSMC) was utilized to simulate the rarefied hypersonic flows over cavities in the slip regime. Three kinds of cavities were taken into account: the standard rectangular cavity, the shallower-front cavity, and the shallower-back cavity, for the purpose of gaining the effects of cavity-floor shape on flow characteristics inside the cavity, surface pressure and heat transfer to the cavity surfaces. Results showed that the cavity-floor shape had little influence on flow characteristics, including the streamline pattern, vortex-core position and density distribution, inside the upper part of cavities. Therefore, the surface pressure and heat transfer to the upper

收稿日期: 2022-09-30

基金项目: 国家自然科学基金(11902313)

作者简介: 靳旭红(1988—), 男, 高级工程师, 博士, 主要从事稀薄气体流动研究。E-mail: jinxuhong08@163.com

通信作者: 周靖云(1994—), 男, 工程师, 博士生, 主要从事高超声速非平衡流动研究。E-mail: jy_zhou@zju.edu.cn

引用格式: 靳旭红, 姚雨竹, 程晓丽, 等. 稀薄滑移流区超高速非矩形防热瓦缝隙流动结构和热环境的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2024, 39(10): 20220755. JIN Xuhong, YAO Yuzhu, CHENG Xiaoli, et al. Numerical simulation for the hypersonic flow structure and thermal environment of non-rectangular cavities in the rarefied slip regime[J]. Journal of Aerospace Power, 2024, 39(10): 20220755.

part of the aft wall of the cavity was kept unchanged when the front or back part of the cavity floor became shallower. However, in comparison with the standard rectangular cavity, both the shallower-front and shallower-back cavities suffered more severe heat loads on the cavity floor. Especially, the peak value of heat transfer to the cavity floor in the case of shallower-back cavity was 100 times larger than the corresponding value in the standard rectangular cavity. In the design of spacecraft, the cavity floor is exactly taken as the spacecraft surface, so much attention should be paid to the pressure and heat loads on the cavity floor in case of shallower-back cavity.

Keywords: rarefied gas flows; slip regime; hypersonic flows; cavity;
direct simulation Monte Carlo (DSMC)

为了保护飞行器的外部表面和内部设备,高超声速飞行器表面一般都覆盖了大量的防热瓦。比如, X-37B 空天飞机表面就覆盖了超过 32 000 块防热瓦^[1]。这些防热瓦通常以对齐或者交错的方式相连,不可避免地产生了防热瓦缝隙。防热瓦缝隙的存在会产生局部分离和再附现象,对局部热防护系统会产生重要的影响,甚至导致局部防热结构的破坏^[2]。然而,在现有热防护系统热载荷的计算和分析中,出于简化问题的考虑,通常忽略了缝隙的存在,假设航天器具有光滑连续的表面^[3]。

对于连续流区的高超声速缝隙绕流问题,前人在理论、实验和计算方面都做过大量的研究, Lawson 和 Barakos^[4]在其综述文章作了比较全面的介绍。考虑到这方面研究文献的巨大数量,仅仅叙述与高超声速热环境相关的代表性研究。

早在 20 世纪 50 年代, Chapman^[5]通过理论分析证明处于层流分离区的缝隙底面积分热流不大于对应附着流积分热流的一半,表明缝隙可以作为降低关键部位热流的有效手段。之后, Princeton 大学的 Nicoll^[6]采用实验手段获得来流 Mach 数为 11、半锥角为 20°的圆锥表面缝隙的热流分布,该实验结果验证了 Chapman 理论。在连续流区高超声速缝隙绕流的数值研究方面,为了对计算方法进行校验, Jackson 等^[7]采用实验和计算的双重手段对高超声速轴对称缝隙绕流进行了研究,来流 Mach 数为 8.9,来流单位 Reynolds 数为 954 万,长深比范围为 1~8。结果表明:高超声速条件下的缝隙分离流动一般不会产生低速条件下的脱落涡结构,大多数高超声速缝隙绕流,尤其当剪切层为层流时,都是定常的。邱波等^[8]通过求解可压缩的 Navier-Stokes (N-S) 方程,对横缝流场漩涡结构和热流分布进行了数值模拟,发现缝隙壁面上形成了多个局部高热流区。同时,他

们还研究了来流马赫数、雷诺数和攻角等对防热瓦横缝旋涡结构及热环境的影响。

然而,几乎所有高超声速缝隙绕流的研究都只考虑连续流区的层流和湍流,而涉及临近空间跨流域缝隙绕流现象的研究较少^[9]。考虑到航天飞机等可重复使用飞行器再入时在高空仍然面临严峻的热防护挑战, Palharini 等^[10]采用直接模拟 Monte Carlo (direct simulation Monte Carlo, DSMC) 方法研究了 80 km 高度稀薄流区高超声速防热瓦缝隙绕流问题。他们发现稀薄过渡流区几何尺寸对高超声速缝隙绕流的影响与连续流区存在不同,主要表现为当长深比等于 4 时缝隙内部就出现了双涡结构和剪切层在缝隙底面再附,而连续流区产生类似现象对应的长深比为 14。Paolicchi 等^[11]也进行了类似的研究,只不过他们考虑的缝隙更深,更接近真实防热瓦缝隙的形状。靳旭红等^[12]采用 DSMC 方法对稀薄流区高超声速缝隙绕流问题进行了数值模拟,考虑稀薄气体效应、三维效应、气固相互作用模型^[13]、分离/再附位置圆角^[14]和缝隙入口边界层厚度^[15]等因素对缝隙内部流场结构和壁面热流的影响规律。Guo 等^[16]同样采用 DSMC 方法研究了一系列缝隙绕流流场特征,他们的来流条件覆盖了从近连续流到稀薄流的宽流域。

目前,大多数有关防热瓦缝隙流动的研究都假定缝隙形状为矩形,工程实践中往往不是这样的理想状况。防热瓦一般由手工进行贴片安装,难免会产生各种形状的缝隙。而且,飞行器表面为曲面时,防热瓦的连接形状也会出现前部较浅或者后部较浅的非矩形缝隙结构。此外,制造公差、传感器安装、非相似材料的不均匀膨胀或烧蚀等诸多原因也会导致航天器表面存在各种形状的缝隙结构^[17]。因此,研究非矩形防热瓦缝隙的内部流动结构和热环境对于防热系统的设计至关重要。

因此, 本文针对高超声速飞行器表面各种形状的防热瓦缝隙, 采用 DSMC 方法模拟稀薄滑移流区的防热瓦缝隙流动, 考虑 3 类防热瓦缝隙形状, 即标准矩形缝隙、前部较浅的缝隙和后部较浅的缝隙, 研究其内部流动结构和表面压力、热流分布, 分析缝隙底部形状变化对流动结构和热环境的影响规律, 为高超声速飞行器再入过程中稀薄滑移流阶段的热防护设计提供支撑。

1 流动问题

1.1 几何模型

缝隙绕流如图 1 所示, 缝隙上游的平板长度为 L_u , 下游长度为 L_d 。图 1 还给出了参考坐标系,

坐标原点位于平板缝隙几何中心在平板表面的投影点, x 轴指向来流方向, y 轴指向平板的法向量方向。为便于下文分析, 把凹腔的上游壁面表示为 FW, 其位置 $x_{FW}=-1.5$ mm, 凹腔底面表示为 CF, 其位置 $y_{CF}=-3$ mm, 下游壁面 AW, 其位置 $x_{AW}=1.5$ mm。

为了分析缝隙底部形状变化对流动结构和热环境的影响, 本文考虑 3 类缝隙: 1 个标准矩形缝隙 ($L=3$ mm, $D=6$ mm)、2 个前部较浅的缝隙 ($L=3$ mm, 上游侧面深度 $D_{FW}=4$ mm 和 2 mm) 和 2 个后部较浅的缝隙 ($L=3$ mm, 下游侧面深度 $D_{AW}=4$ mm 和 2 mm), 总共考虑了 5 种缝隙外形, 具体如图 1 和图 2 所示。

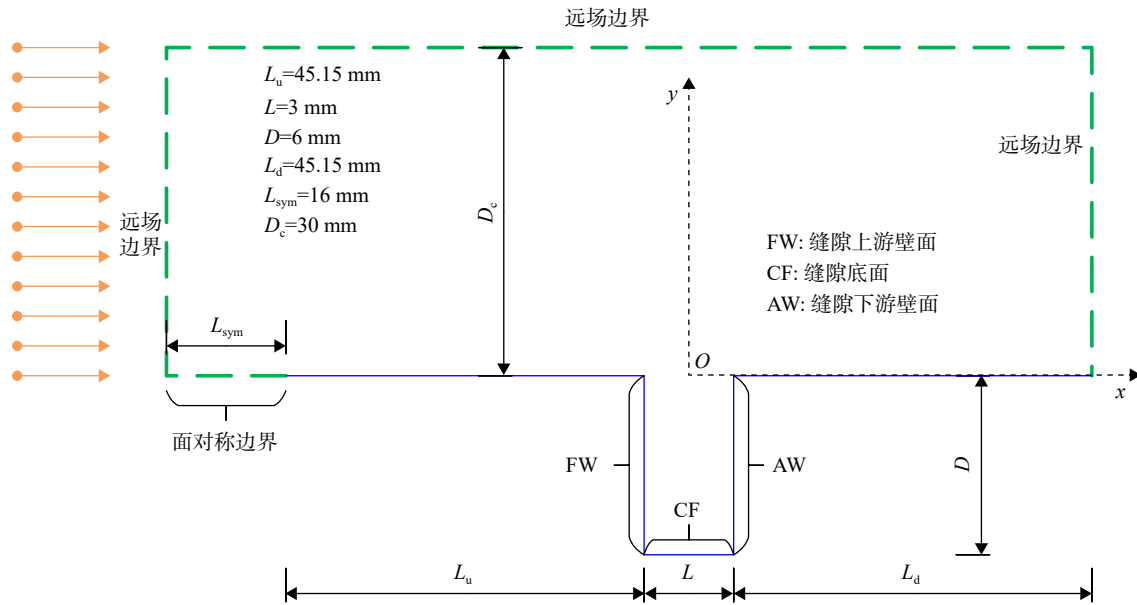


图 1 缝隙绕流、计算域和边界条件示意图

Fig. 1 Schematic drawing of flows past cavities, computational domain and boundary condition

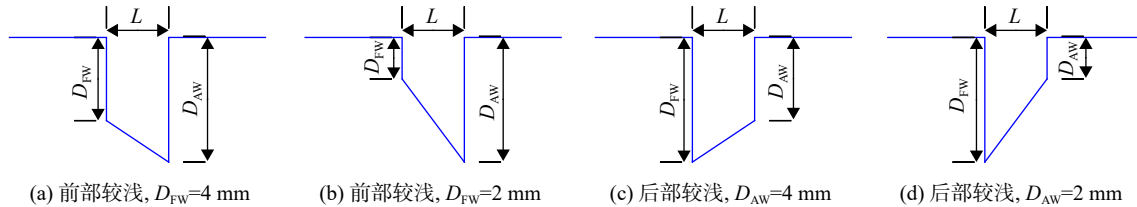


图 2 非矩形缝隙示意图 ($L=3$ mm, $D=6$ mm)

Fig. 2 Schematic drawing of non-rectangular cavities ($L=3$ mm, $D=6$ mm)

1.2 边界条件

计算域的高度 $D_c=30$ mm, 其左侧、上侧和右侧边界均为远场边界条件, 下侧边界的左边为面对称边界, 其长度 $L_{sym}=10$ mm, 平板和缝隙表面为固体壁面边界, 如图 1 所示。平板和缝隙表面为

完全漫反射表面, 其温度均保持为 880 K, 接近再入飞行器驻点附近的温度^[1]。

自由来流为 60 km 高度的大气, N_2 和 O_2 的摩尔分数分别为 76.3% 和 23.7%。来流 Mach 数固定为 $Ma_\infty=25$, 攻角 $\alpha=0^\circ$, 来流温度 T_∞ 、压力 p_∞ 和

密度 ρ_∞ 采用美国标准大气 (1976) 确定, 具体的来流参数列于表 1 中。以缝隙长度 $L=3\text{ mm}$ 为参考长度, 对应的来流 Knudsen 数 $Kn_\infty=0.087\ 464$, Reynolds 数 $Re_\infty=463.20$ 。因此, 这是一个典型的稀薄滑移流区高超声速低 Reynolds 数问题。

表 1 自由来流条件参数

Table 1 Freestream parameters

参数	数值
海拔高度 H/km	60
来流速度 $u_\infty/(\text{m/s})$	7 900.63
来流温度 T_∞/K	247.021
来流压力 p_∞/Pa	21.96
来流密度 $\rho_\infty/10^{-4}\ (\text{kg/m}^3)$	3.095

2 计算方法及验证确认

2.1 计算方法

目前, 稀薄气体流动最为广泛使用的计算方法是由 Bird^[18] 提出的 DSMC 方法, 其前提是分子混沌和稀疏气体假设, 即气体分子之间的距离远大于其直径。上述假设直接导致气体分子运动和碰撞实现解耦。目前已经有学者证明, 当仿真分子数趋于无穷大时, DSMC 收敛到稀薄气体动力学的 Boltzmann 方程^[19]。DSMC 方法通过模拟大量仿真分子来实现对气体流动的计算。每一个仿真分子都代表大量真实气体分子, 并具有位置、速度和内能等属性。随着模拟过程的进行, 通过跟踪仿真分子的轨迹、计算仿真分子之间的碰撞以及仿真分子和固体表面之间的相互作用, 从而实现仿真分子信息的不断更新^[20]。跟踪足够多的时间步以保证流场收敛且统计误差足够小之后, 统计出流场宏观量(速度、温度、压力场等)和气动表面量(表面压力、热流等)^[21]。

基于 DSMC 方法, 课题组自主开发了一套通用的三维并行稀薄气体流动分析软件, 其核心计算模块为一套非结构/直角网格 DSMC 程序^[22], 并已成功应用于我国的大量航天工程问题, 包括探月三期返回舱、火星着陆巡视器和小行星探测器。在该 DSMC 软件中, 气体分子模型为变径硬球 (variable hard sphere, VHS) 模型^[20], 气体分子之间的碰撞采用非时间计数 (no time counter, NTC) 采样技术^[20], 气体分子之间的内能交换采用 Larsen-Borgnakke 模型^[23]。

2.2 方法验证

本小节以标准矩形缝隙为研究对象, 对研究方法进行验证。为了进行定量对比验证, 来流及边界条件取自文献 [11], 具体来流条件列于表 2 中。令表面压力和热流分别为 p 和 q , 则表面压力和传热系数的定义为

$$C_p = (p - p_\infty) / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2 \right)$$
$$C_h = q / \left(\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^3 \right)$$

图 3 给出了缝隙下游壁面的表面压力和传热系数分布, 同时还给出了 Paolicchi 等^[11] 的计算结

表 2 验证算例来流条件

Table 2 Freestream parameters for validation cases

参数	数值
H/km	70
$u_\infty/(\text{m/s})$	7 456.00
T_∞/K	220.0
p_∞/Pa	5.53
$\rho_\infty/10^{-5}\ (\text{kg/m}^3)$	8.753

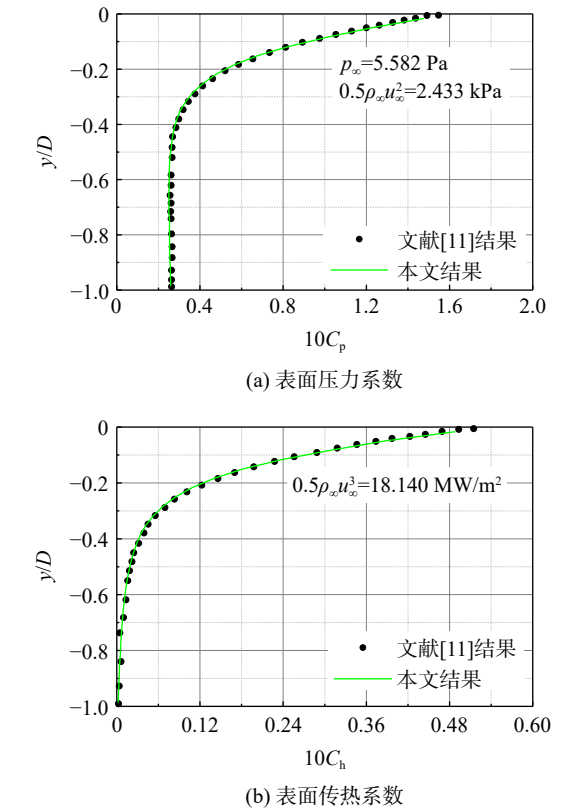


图 3 缝隙下游侧面压力和热流分布 (Paolicchi 等的结果取自文献 [11])

Fig. 3 Distributions of surface pressure and heat flux over the aft wall (results from Paolicchi et al^[11])

果, 纵坐标 y 采用缝隙深度 D 进行了无量纲化。显然, 无论是表面压力系数还是传热系数, 本文结果与 Paolicchi 等^[1]的结果都比较一致, 表明发展的 DSMC 软件能准确预测表面压力和热流等宏观量, 具备可靠性。

2.3 方法确认

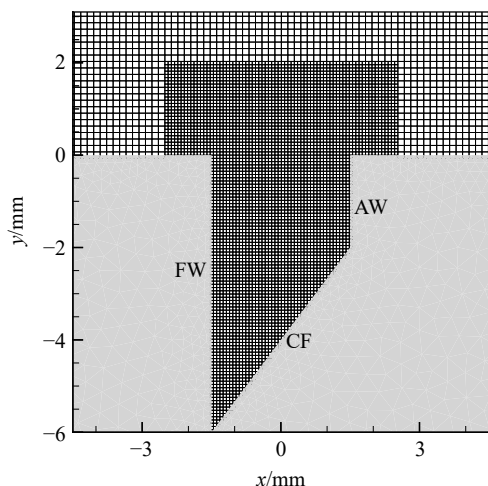
本小节以后部较浅缝隙 ($D_{AW}=2\text{ mm}$) 为研究对象, 设计 3 个算例对本文所采用的网格尺寸和时间步长 Δt 进行确认, 表 3 列出了对应的网格和时间步长条件。以算例 2 为标准算例, 对照算例 1 的网格尺寸和时间步长都是标准算例 2 的 1.4 倍, 保守算例 3 的网格尺寸和时间步长都是标准算例 2 的 2/3。图 4 是上述 3 套网格示意图, 给出了缝隙附近的计算网格。

表 3 确认算例的网格和时间步长条件

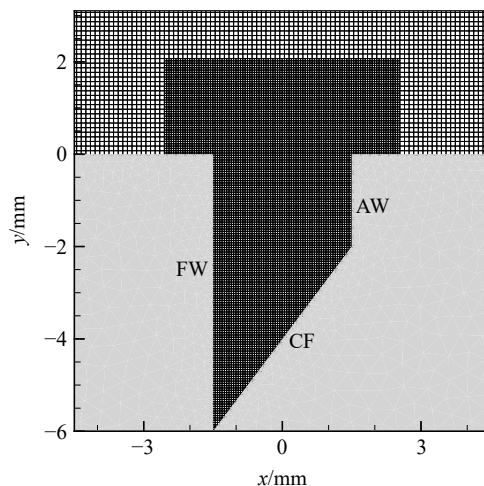
Table 3 Grid sizes and time steps in verification cases

算例	网格数量	时间步长/ 10^{-9} s
1	265 515	7.0
2	522 420	5.0
3	1 026 051	3.5

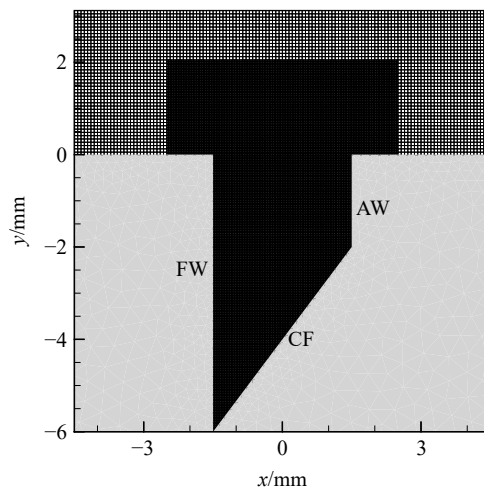
准确的 DSMC 模拟需要网格尺寸不大于当地分子平均自由程, 也要求时间步长不大于当地分子平均碰撞时间^[20]。图 5 给出了标准算例 2 中网格尺寸与当地平均自由程之比 ($r_{dx2lamda}$) 等值线, 图 6 给出了时间步长与当地平均碰撞时间之比 ($r_{dt2collt}$) 等值线。显然, 网格尺寸均小于当地平均自由程, 时间步长则比当地平均碰撞时间小 1 个数量级, 表明所采用的网格尺寸和时间步长满足 DSMC 的模拟要求。



(a) 算例1 (对照算例) 的网格



(b) 算例2 (标准算例) 的网格



(c) 算例3 (保守算例) 的网格

图 4 后部较浅缝隙 ($D_{AW}=2\text{ mm}$) 的 3 套网格

Fig. 4 Three sets of grids for the case of the shallower-back cavity ($D_{AW}=2\text{ mm}$)

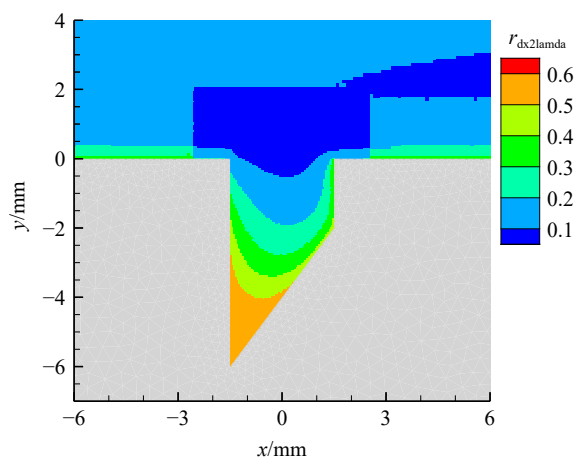


图 5 后部较浅缝隙 ($D_{AW}=2\text{ mm}$) 算例中网格尺寸与分子平均自由程之比等值线

Fig. 5 Contours of the ratio of grid size to local mean free path in the shallower-back cavity ($D_{AW}=2\text{ mm}$)

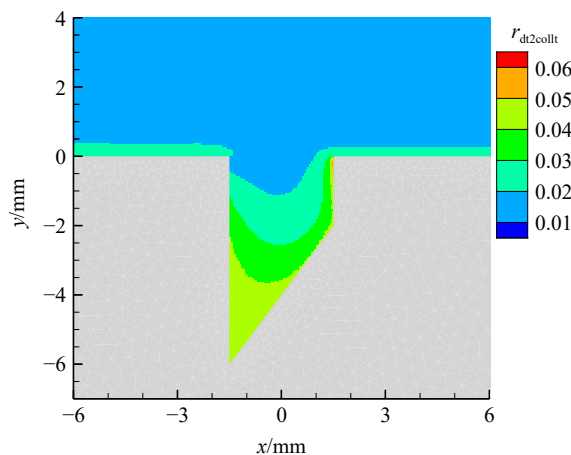
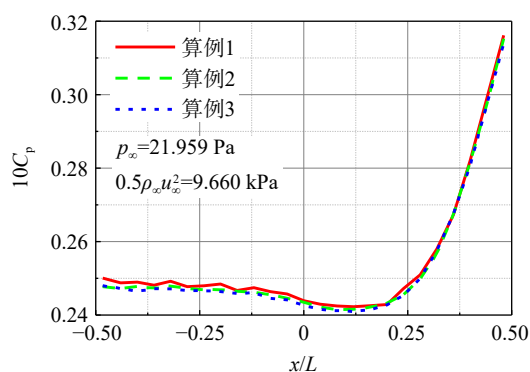


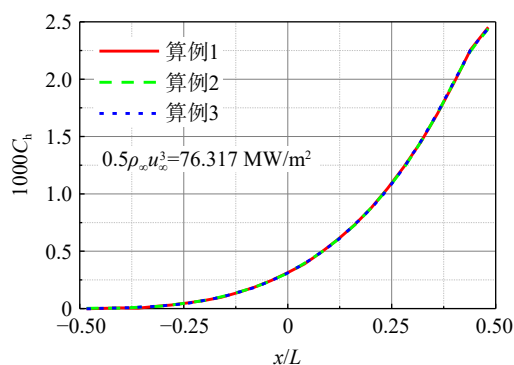
图 6 后部较浅缝隙 ($D_{AW}=2$ mm) 算例中时间步长与平均碰撞时间之比等值线

Fig. 6 Contours of the ratio of time step to local mean collision time in the shallower-back cavity ($D_{AW}=2$ mm)

图 7 是算例 1、算例 2 和算例 3 给出的缝隙底面的表面压力和传热系数分布,横坐标 x 采用缝隙长度 L 进行了无量纲化。显然,上述 3 个算例给出的压力和热流几乎没有变化,确认了计算



(a) 表面压力系数



(b) 表面传热系数

图 7 不同网格/时间步长给出的后部较浅缝隙 ($D_{AW}=2$ mm) 底面表面压力系数和表面传热系数分布

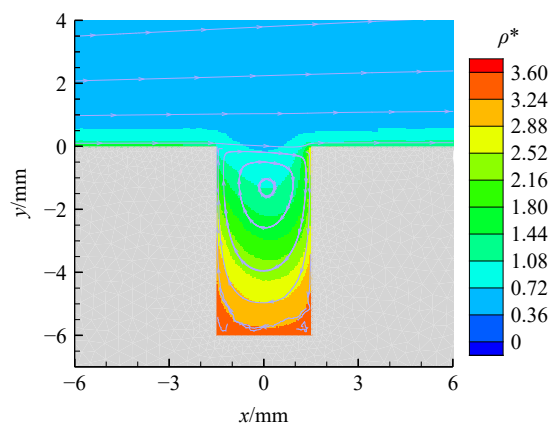
Fig. 7 Distributions of surface pressure coefficients and surface heat transfer coefficients over the cavity floor of the shallower-back cavity ($D_{AW}=2$ mm) for the differernt grids and time steps

结果的网格无关性和时间步长无关性。因此,后文均采用标准算例 2 的网格尺寸和时间步长进行计算。

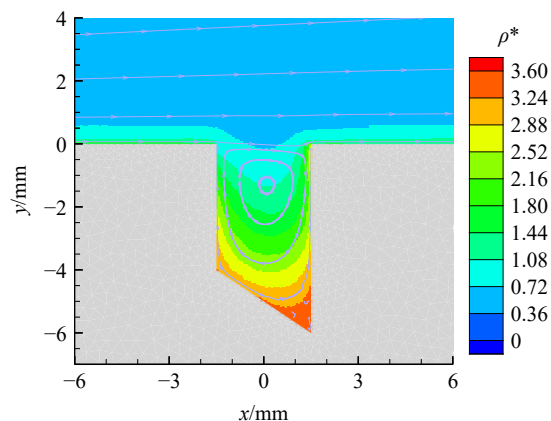
3 流动特征

图 8 给出了缝隙内部和附近的流线样式和无量纲密度 ρ^* (当地密度与来流密度的比值,即 $\rho^*=\rho/\rho_\infty$) 等值线,考虑了上述 5 种缝隙外形。

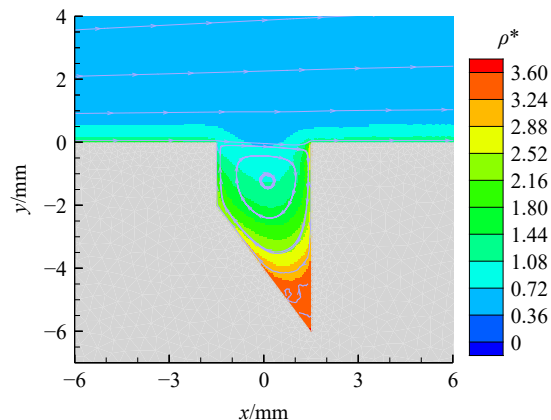
对于标准矩形缝隙,来流直接绕过缝隙,在缝隙前缘分离的剪切层再次附着在缝隙后缘,在缝



(a) 标准矩形缝隙



(b) 前部较浅缝隙 ($D_{FW}=4$ mm)



(c) 前部较浅缝隙 ($D_{FW}=2$ mm)

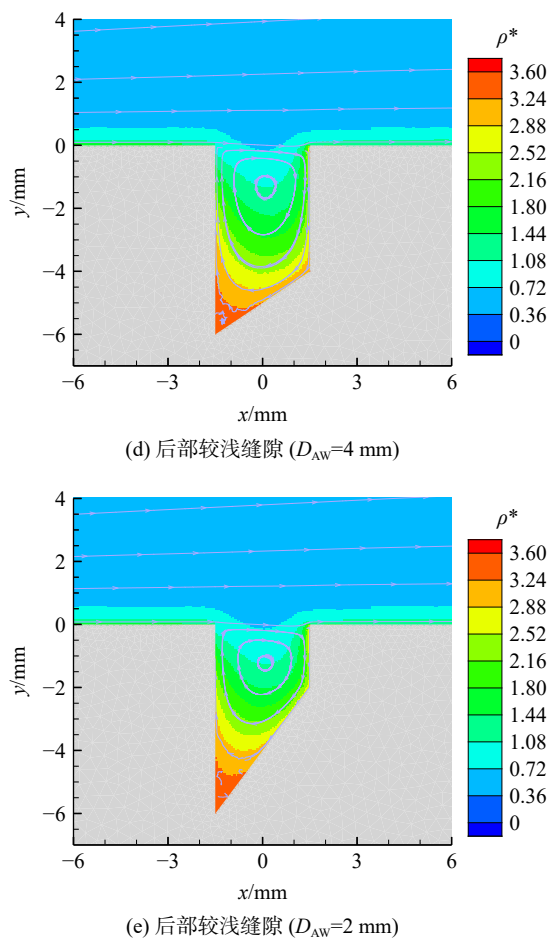


图 8 不同形状的缝隙内部无量纲密度等值线及
流场结构

Fig. 8 Contours of the dimensionless density and streamline
traces for different cavities

隙内部形成一个几乎充满缝隙的单涡结构,这是开式缝隙流动的典型流场特征。此外,缝隙底部的 2 个直角附近还形成了较小的“死水区”。相对于标准矩形缝隙而言,前部较浅缝隙 ($D_{FW}=4\text{ mm}$ 和 $D_{FW}=2\text{ mm}$) 和后部较浅缝隙 ($D_{AW}=4\text{ mm}$ 和 $D_{AW}=2\text{ mm}$) 给出的流场特征变化不大,尤其是缝隙顶部的流场特征,包括涡核位置、流线样式和密度分布基本没有变化。这个现象表明缝隙底部形状的变化基本不影响缝隙顶部流场特征。

表 4 列出了不同形状缝隙对应的涡核位置,除了前部最浅 ($D_{FW}=2\text{ mm}$) 和后部最浅 ($D_{AW}=2\text{ mm}$) 的缝隙给出的涡核分别略微往右上方和左上方移动之外,其他 2 个缝隙外形的涡核位置与标准矩形的相同,进一步定量证明缝隙底部形状的变化基本并不影响涡核位置。

但是,相对于标准矩形缝隙,前部或者后部较浅缝隙底部锐角处产生的“死水区”面积更大。此

表 4 不同形状缝隙对应的涡核位置	
Table 4 Positons of vortex core for different cavities	
缝隙形状	涡核位置/(mm, mm)
标准矩形	(0.103 760 886, -1.295 302 695)
$D_{FW}=4\text{ mm}$	(0.098 350 767, -1.298 841 339)
$D_{FW}=2\text{ mm}$	(0.119 020 723, -1.236 596 170)
$D_{AW}=4\text{ mm}$	(0.098 017 992, -1.296 382 456)
$D_{AW}=2\text{ mm}$	(0.087 573 748, -1.229 323 613)

外,由于受到上方气流的强压缩作用,“死水区”的密度较标准矩形缝隙的情形大。而且,该“死水区”随着缝隙前部变浅逐渐上移。相比之下,由于变形方向与漩涡旋转方向一致,后部较浅缝隙“死水区”的密度与标准矩形缝隙相当。

4 表面压力和热流

4.1 缝隙底面

为了分析缝隙底部形状改变对缝隙底面压力和热流的影响,图 9 给出了 5 种形状缝隙底面的表面压力和热流分布,以无量纲形式的压力系数和传热系数给出。

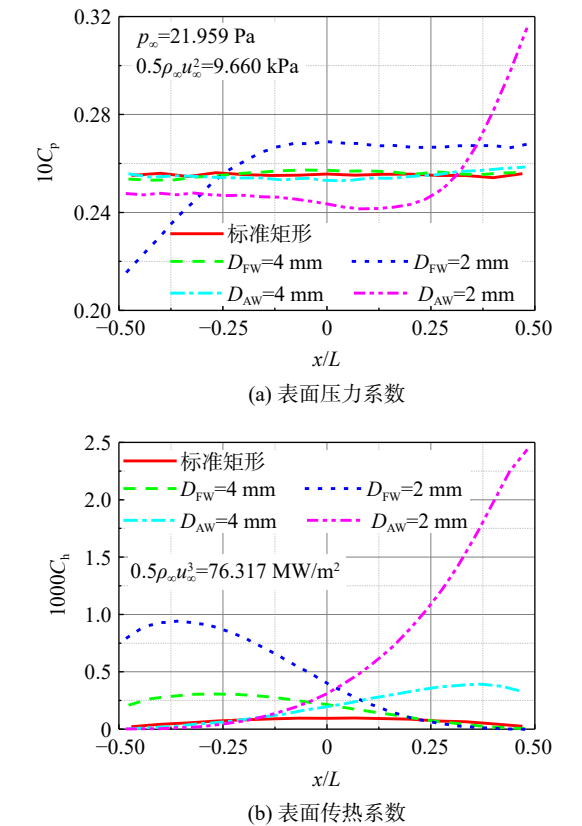


图 9 不同形状缝隙的底面表面压力系数和
表面传热系数分布

Fig. 9 Distributions of surface pressure and surface heat transfer
coefficients over the cavity floor for different cavities

对于标准矩形缝隙, 表面压力沿着底面几乎是均匀分布, 这也是开式缝隙流动的一个典型特征。 $D_{FW}=4\text{ mm}$ 和 $D_{AW}=4\text{ mm}$ 这 2 种缝隙给出的表面压力与标准矩形缝隙类似。与标准矩形缝隙相比, $D_{FW}=2\text{ mm}$ 缝隙底面左侧的压力明显较低。这是因为, 对于 $D_{FW}=2\text{ mm}$ 的缝隙, 缝隙前部明显变浅使得底面的左侧接近流动分离点, 而分离点附近是典型的低压区, 从而导致其压力变小。同理, 缝隙后部变浅使得缝隙底面的右侧接近流动再附点, 而再附点是典型的高压区, 从而导致该部位的压力明显变大。

由于标准缝隙底面附近的气体运动速度很小, 表面热流主要来源于热传导, 所以标准缝隙的表面热流沿着底面几乎是均匀分布。缝隙底部形状的改变对缝隙底面热流分布的影响比较直观: 缝隙前部变浅使得底面左侧的热流增大, 缝隙后部变浅则导致底面右侧的热流变大。这是因为缝隙底面变浅会使得缝隙底面遇到的气流速度更快, 两者产生的剪切作用更强, 从而导致该部位的热流变大。

需要注意到, $D_{AW}=2\text{ mm}$ 缝隙给出的底面峰值压力是标准缝隙的近 1.3 倍, 而峰值热流更是标准矩形的近 100 倍。防热瓦缝隙底面一般直接就是飞行器表面, 因此, 在航天器防热设计中, 当飞行器表面产生这种后部较浅的防热瓦缝隙时, 应特别留意对应的压力和热载荷。

4.2 缝隙下游侧面

图 10 是上述 5 种形状缝隙下游侧面的表面压力和热流分布。由于再附点附近的气流速度快、密度大, 故下游侧面顶部的压力和热流都较大, 沿着下游侧面往下到缝隙底部, 表面压力和热流都迅速降低, 这也是开式缝隙流动中缝隙下游侧面压力和热流分布的典型特征。

此外, 5 种外形缝隙下游侧面的表面压力和热流几乎没有差异, 说明缝隙底部形状的变化对下游侧面的压力和热流分布几乎没有影响。产生该现象的原因如下: 首先, 相对于下游侧面顶部, 该表面底部的表面压力和热流都是小量, 也就是说, 缝隙下游侧面的压力和热流分布主要由其顶部的分布来表征。其次, 根据前述的流场特征, 知道缝隙底部形状的变化几乎不影响缝隙顶部的流场, 从而也就不影响顶部高速气流与下游侧面顶部之间的相互作用。因此, 缝隙底部形状的变化对下游侧面的压力和热流分布几乎没有影响。

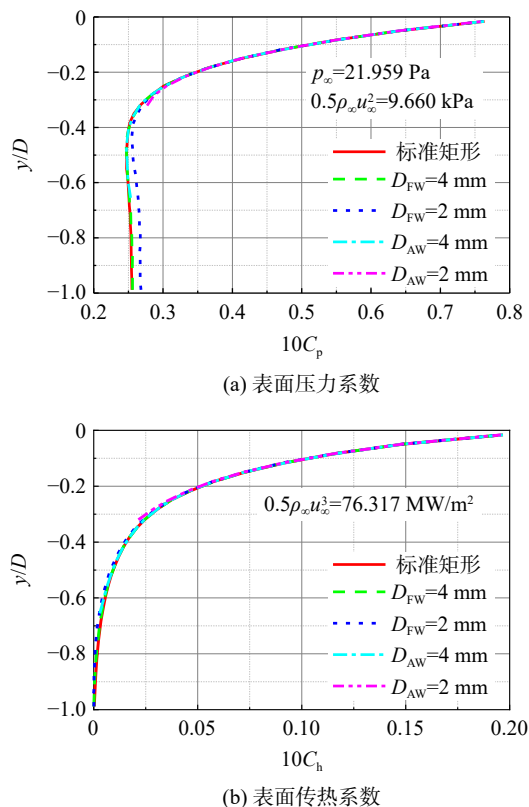


图 10 不同形状缝隙的下游侧面表面压力系数和表面传热系数分布

Fig. 10 Distributions of surface pressure and surface heat transfer coefficients over the aft wall for different cavities

5 结 论

采用 DSMC 方法模拟了稀薄滑移流区的高超声速防热瓦缝隙流动, 考虑 3 类缝隙外形, 即标准矩形缝隙、前部较浅缝隙和后部较浅缝隙, 分析缝隙底部形状变化对流动结构和热环境的影响规律, 形成结论如下:

1) 缝隙底部形状的变化不影响缝隙顶部流场特征, 包括涡核位置、流线样式和密度分布, 从而对下游侧面的压力和热流分布几乎没有影响。

2) 缝隙底部形状的变化对下游侧面的压力几乎没有影响, 但是会明显改变底面的压力: 缝隙前部变浅使得底面左侧的压力降低, 缝隙后部变浅则导致底面右侧的压力变大, 使得峰值压力增大 30%。由于防热瓦缝隙底面一般直接就是飞行器表面, 在航天器结构设计中, 需要特别注意这类缝隙后部较浅情况下的底面压力载荷。

3) 缝隙底部形状的改变几乎不会改变下游侧面的热流, 但是对底面热流分布具有明显的影响: 缝隙前部变浅使得底面左侧的热流增大, 缝隙后部变浅则导致底面右侧的热流变大, 使得峰

值热流增大近 100 倍。由于防热瓦缝隙底面一般直接就是飞行器表面, 在航天器防热设计中, 应特别这类缝隙后部较浅情况下的底面热载荷。

参考文献:

- [1] PALHARINI R C, SCANLON T J, WHITE C. Chemically reacting hypersonic flows over 3D cavities: flowfield structure characterisation[J]. *Computers and Fluids*, 2018, 165: 173-187.
- [2] NESTLER D E, SAYDAH A R, AUXER W L. Heat transfer to steps and cavities in hypersonic turbulent flow[J]. *AIAA Journal*, 1969, 7(7): 1368-1370.
- [3] EVERHART J L, GREENE F A, PALMER G E, et al. Turbulent supersonic/hypersonic heating correlations for open and closed cavities[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2010, 47(4): 545-553.
- [4] LAWSON S J, BARAKOS G N. Review of numerical simulations for high-speed, turbulent cavity flows[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2011, 47(3): 186-216.
- [5] CHAPMAN D. A theoretical analysis of heat transfer in regions of separated flow: NACA, Technical Note TN 3792 [R]. Washington DC: National Advisory Committee for Aeronautics, 1956.
- [6] NICOLL K M. A study of laminar hypersonic cavity flows[J]. *AIAA Journal*, 1964, 2(9): 1535-1541.
- [7] JACKSON A P, HILLIER R, SOLTANI S. Experimental and computational study of laminar cavity flows at hypersonic speeds[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, 427: 329-358.
- [8] 邱波, 张昊元, 国义军, 等. 高超声速飞行器表面横缝旋涡结构及气动热环境数值模拟[J]. *航空学报*, 2015, 36(11): 3515-3521.
QIU Bo, ZHANG Haoyuan, GUO Yijun, et al. Numerical investigation for vortexes and aerodynamic heating environment on transverse gap on hypersonic vehicle surface[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2015, 36(11): 3515-3521. (in Chinese)
- [9] PALHARINI R C, SCANLON T J, REESE J M. Aerothermodynamic comparison of two- and three-dimensional rarefied hypersonic cavity flows[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2014, 51(5): 1619-1630.
- [10] PALHARINI R C, SANTOS W F N. The impact of the length-to-depth ratio on aerodynamic surface quantities of a rarefied hypersonic cavity flow[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2019, 88: 110-125.
- [11] PAOLICCHI L T L C, SANTOS W F N. Length-to-depth ratio effects on aerodynamic surface quantities of a hypersonic gap flow[J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(2): 780-792.
- [12] 靳旭红, 黄飞, 程晓丽, 等. 稀薄流区高超声速飞行器表面缝隙流动结构及气动热环境的分子模拟[J]. *航空动力学报*, 2019, 34(1): 201-209.
JIN Xuhong, HUANG Fei, CHENG Xiaoli, et al. Monte Carlo simulation for the flow-field structure and aerodynamic heating due to cavities on hypersonic vehicle surfaces in the rarefied flow regime [J]. *Journal of Aerospace Power*, 2019, 34(1): 201-209. (in Chinese)
- [13] 靳旭红, 黄飞, 程晓丽, 等. Maxwell 气固相互作用模型对稀薄高超声速凹腔绕流流动特征和热环境的影响[J]. *航空学报*, 2021, 42(3): 124118.
JIN Xuhong, HUANG Fei, CHENG Xiaoli, et al. Effect of Maxwell gas-surface interaction models on flow characteristics and thermodynamic properties of rarefied hypersonic cavity flows[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2021, 42(3): 124118. (in Chinese)
- [14] JIN Xuhong, WANG Bing, CHENG Xiaoli, et al. Effects of corner rounding on aerothermodynamic properties in rarefied hypersonic flows over an open cavity[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2021, 110: 106498.
- [15] JIN Xuhong, HUANG Fei, MIAO Wenbo, et al. Effects of the boundary-layer thickness at the cavity entrance on rarefied hypersonic flows over a rectangular cavity[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33(3): 036116.
- [16] GUO Guangming, LUO Qin. Flowfield structure characteristics of the hypersonic flow over a cavity: from the continuum to the transition flow regimes[J]. *Acta Astronautica*, 2019, 161: 87-100.
- [17] MORGENSTERN A Jr, CHOKANI N. Hypersonic flow past open cavities[J]. *AIAA Journal*, 1994, 32(12): 2387-2393.
- [18] BIRD G A. Approach to translational equilibrium in a rigid sphere gas[J]. *Physics of Fluids*, 1963, 6(10): 1518-1519.
- [19] WAGNER W. A convergence proof for Bird's direct simulation Monte Carlo method for the Boltzmann equation[J]. *Journal of Statistical Physics*, 1992, 66: 1011-1044.
- [20] BIRD G A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows[M]. Oxford, UK: Clarendon Press, 1994.
- [21] BIRD G A. Monte Carlo simulation of gas flows[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1978, 10: 11-31.
- [22] JIN Xuhong, CHENG Xiaoli, WANG Qiang, et al. Numerical simulation for rarefied hypersonic flows over non-rectangular deep cavities[J]. *Physics of Fluids*, 2022, 34(8): 086108.
- [23] BORGNAKKE C, LARSEN P S. Statistical collision model for Monte Carlo simulation of polyatomic gas mixture[J]. *Journal of Computational Physics*, 1975, 18(4): 405-420.

(编辑: 王碧琚)