

耦合传热下激波对超声速气膜冷却影响

向纪鑫, 李志强, 刘 鹏, 王 菡
(太原理工大学 航空航天学院, 太原 030000)

摘 要: 针对离散孔式超声速平板气膜冷却, 在主流区引入楔角形成激波环境, 以研究激波与超声速气膜之间的相互作用。通过计算楔角在 0° 、 15° 、 20° 和 25° 产生的四种激波强度下, 超声速气膜与高温壁面的耦合传热。所得结果表明: 适当强度的激波能够抑制气膜入射后产生的反向涡旋对, 降低主流对气膜的卷吸, 增大壁面平均 H_2 摩尔分数并降低壁面温度。对金属层温度场的分析表明, 壁面冷却效果随着激波角的增加而先增加后降低, 其中楔角为 20° 时的流场结构最有利于壁面温度保护。小楔角生成的激波在低冷流马赫数下对冷却效果的改善更明显, 大楔角则在高冷流马赫数下更明显, 热障涂层(TBC)不影响这种变化趋势; 激波的存在削弱了TBC的影响范围。可以揭示超声速气膜在耦合传热条件下的传热机理, 为超声速气膜冷却的设计提供参考, 或为现有超声速气膜冷却结构的优化提供依据。

关 键 词: 激波; 超声速气膜冷却; 耦合传热; 表面传热系数; 雷诺时均数值模拟

中图分类号: V231.3

文献标志码: A

Effect of shock wave on supersonic film cooling under coupled heat transfer

XIANG Jixin, LI Zhiqiang, LIU Peng, WANG Han

(College of Aeronautics and Astronautics,
Taiyuan of University of Technology, Taiyuan 030000, China)

Abstract: To study the interaction between shock wave and supersonic film, a model of supersonic plate film cooling with discrete hole was simulated. A wedge was introduced into the mainstream to create shock wave environment. Coupled heat transfer of supersonic film and high temperature wall was studied under four different shock wave intensities, in which wedge angle was 0° , 15° , 20° and 25° respectively. The simulation result showed that the appropriate intensity of shock wave can effectively eliminate the reverse vortex pairs generated with film injection into mainstream, restrain the entrainment of film, increase the average mole fraction of H_2 and also reduce the wall temperature. The analysis of metal temperature field showed that the wall cooling effectiveness first increased and then decreased with the increase of the shock wave angle. The flow field structure with wedge angle of 20° was the most effective to wall temperature protection among all cases. In addition, the cooling effect of coolant at low Mach number could be more easily improved by a smaller wedge angle, whereas the situation was opposite for bigger wedge angles. The results showed that these trends couldn't be influenced by thermal barrier coating (TBC). The presence of shock waves weakened the scope of TBC's influence. For revealing the heat transfer mechanism of supersonic film under coupled heat transfer conditions, this method helps to provide a reference for the design of supersonic film cooling, or to provide a basis for the optimization of existing supersonic film cooling structure.

收稿日期: 2021-08-02

作者简介: 向纪鑫(1991—), 男, 讲师, 博士, 主要从事液体火箭发动机热防护研究。

引用格式: 向纪鑫, 李志强, 刘鹏, 等. 耦合传热下激波对超声速气膜冷却影响[J]. 航空动力学报, 2023, 38(2): 344-353. XIANG Jixin, LI Zhiqiang, LIU Peng, et al. Effect of shock wave on supersonic film cooling under coupled heat transfer[J]. Journal of Aerospace Power, 2023, 38(2): 344-353.

Keywords: shock wave; supersonic film cooling; coupled heat transfer;
surface heat transfer coefficient; Reynolds-averaged numerical simulation

气膜冷却是指沿高温壁面切线方向,或以一定的倾角射入冷却气体,形成一层贴近固体壁面的缓冲冷却膜,用以将壁面与高温气体环境隔离,对壁面进行热防护和化学防护的冷却方式^[1]。可为航空发动机、大型液体火箭发动机提供有效的热防护^[2]。其中超声速气膜冷却由于超声速气膜具有流动速度快、射流动量大、与主流的掺混性较小等优点受到越来越多的重视^[3],并被广泛应用于液体火箭发动机喷管、导弹外壳以及超燃冲压发动机进气道等主流为超声速的冷却^[4-6]。但超声速气膜冷却在实际应用中,如超燃冲压发动机燃烧室内部等高温高速的场合,存在激波干扰,会在近壁面产生很强的逆压梯度,从而导致气膜边界层发生分离并产生涡流,加剧与高温燃气的掺混,同时也会加强与热端壁面的对流换热^[7],因此研究激波对气膜冷却效果的影响非常重要。

Konopka 等^[8]采用数值的方法分析了槽缝式平板模型的超声速气膜和激波之间的相互干扰作用。结果发现在较高的冷流马赫数下,当激波位置靠近槽缝时,气膜分离区下游的冷却效率下降约 33%,当激波位置在远离槽缝的下游时,冷却效率下降约 17%。他们在文献^[9]中还发现当激波位置在远离槽缝的下游时,冷却效率下降约 17%。Peng 等^[10]对激波作用下的二维槽缝式平板气膜冷却模型进行了仿真研究。结果发现相比无激波条件下的气膜冷却,有激波干扰的气膜冷却由于激波减小当地马赫数,并加剧了主流和冷流的掺混,从而增加了绝热壁温。上述研究主要采用二维模型,其研究结果针对槽缝式气膜结构。但由于强度的原因,在工程实际中一般使用离散孔气膜。孙小凯等^[11]研究了不同激波撞击区域对离散孔气膜冷却的影响,数值计算结果表明,激波发生器在上游较远区域会导致边界层高压区增大,边界层涡量增强,因此会降低下游区域的冷却剂质量分数。倪航等^[12]根据激波入射破坏冷却效果的现象,研究了 5 种不同入口高度组合的冷却流分段注入结构。孙冰等^[13]研究了离散孔轴对称结构和平板结构超声速气膜冷却,并进一步分析了超声速条件下激波对气膜冷却效果的影响。结果发现在不同的吹风比下,气膜冷却效率均有明显的下降。以上研究中平板模型以绝热壁面为主,较少关注燃气区与金属壁面间的耦合传热。由于在大部分气膜冷却应用场景里,低温气膜能

够从壁面带走一部分高温燃气与发亮火焰的对流和辐射的热量,所以绝热壁面无法完全反映超声速气膜在实际情况下的流动和传热规律^[14]。

因此,本文以带射角的三维离散孔式平板气膜耦合传热模型为研究对象,对三维离散孔式平板超声速气膜冷却进行了数值计算,研究耦合传热条件下,不同激波强度,气膜马赫数以及热障涂层(TBC)对超声速气膜流动和传热效果的影响,揭示超声速气膜在耦合传热条件下的传热机理。

1 计算模型与参数

本文所使用的计算模型如图 1(a)所示。主流通道尺寸为 $L \times H \times G = 50D \times 10D \times 4D$,其中 L 、 H 和 G 分别为模型长、宽和高,收缩扩张式射流孔喉部直径 $D = 3 \text{ mm}$,金属区域厚度 $W = 5 \text{ mm}$ 。射流孔倾角为 15° ,入口中心位于原点,距主流入口 $10D$ 。为了模拟超燃发动机燃烧室内部的激波环境,在上壁面设计角度为 θ 的楔角。无激波的工况下 $\theta = 0^\circ$,为了进行对比,分别设计了 $\theta = 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$ 三种楔角以产生不同强度的激波。

为了在离散孔式平板气膜冷却模型中产生稳定的超声速气膜,本文采用的气膜孔为轴向截面如图 1(b)所示的收缩扩张孔结构,其几何外形采用以下等熵面积比公式确定:

$$\frac{A}{A_{cr}} = \frac{1}{Ma} \left[\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \right) \frac{2}{\gamma+1} \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (1)$$

式中 A 为射流孔任意截面面积; A_{cr} 为喷管喉部面积; γ 为 H_2 的比热比,取 $\gamma = 1.40$; Ma 为截面马赫数。

金属与燃气区之间采用 TBC 隔开,如图 1 所示,TBC 所在壁面位于主流气体之下,铜金属层之上。此处的 TBC 采用双层模型^[15],其中陶瓷材料层为含质量分数为 8% Y_2O_3 的氧化锆(8YSZ),金属黏结层为 NiCoCrAlY,具体厚度和常温下导热系数如表 1 所示。

本文的计算中主流工质用空气来模拟高温燃气,在大推力氢氧发动机(如 Vulcain-II)喷管扩张段中,会将排放冷却的氢或者涡轮排气中的富燃燃气作为冷却剂对扩张段壁面进行冷却,因此本文将氢作为冷却剂工质。主流的静压为 80 911 Pa,静温为 525 K,冷流静压为 80 000 Pa,主流压

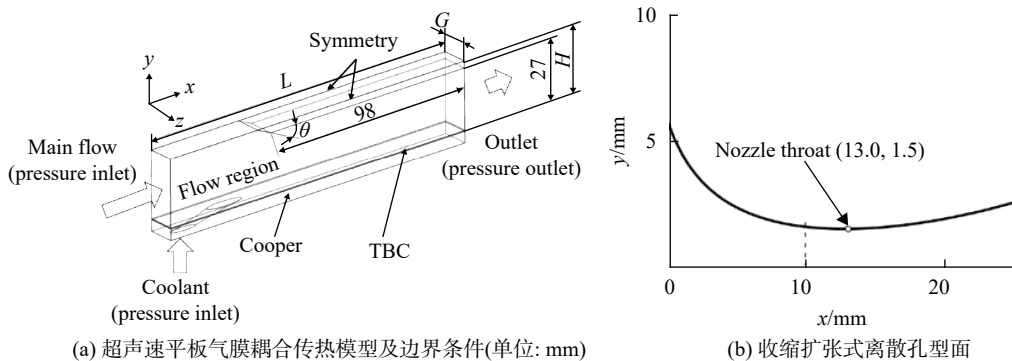


图 1 计算模型示意图

Fig. 1 Schematic of computational model

表 1 固体域材料参数

Table 1 Material parameters of solid region

材料	厚度/mm	导热系数/(W/(m·K))
8YSZ(陶瓷基体)	0.3	2.16
NiCoCrAlY(黏结层)	0.2	4.00
Cooper(金属平板)	5.0	387.60

力和冷流压力基本匹配。由于冷流与主流掺混后,会在冷流入口处产生复杂波系,进而影响到主流区内激波的精确控制,所以各工况入口参数的设计以主流和冷流静压的合理匹配为原则,以避免冷流静压过大产生膨胀波,或者过低产生压缩波,从而使冷流对主流区的干扰最小。经过匹配后的入口参数如表 2 所示,表中 p^* 为气流总压; T^* 为气流总温; 吹风比为 M , 是用来衡量掺混流中冷气流量所占的比例,可表示为

$$M = \frac{\rho_2 v_{g2}}{\rho_1 v_{g1}} \quad (2)$$

式中 ρ 表示气流密度; v_g 表示气流速度,下标 1 表示主流参数,下标 2 表示冷却气流参数。

表 2 不同工况下的入口参数

Table 2 Inlet parameters of different conditions

工质		Ma	p°/kPa	T°/K	M	
主流	空气	3.2	4 000	1 600		
冷却剂	工况 1	H ₂	1.9	750	400	0.3
	工况 2	H ₂	1.6	500	400	0.25
	工况 3	H ₂	1.3	350	400	0.17

2 数值方法与验证

2.1 数值计算方法

采用 Fluent 16.0 密度基求解器进行计算,流

体域控制方程为稳态三维 Navier-Stokes(N-S)方程的通用简化形式:

$$\text{div}(\rho \mathbf{U} \phi) = \text{div}(\Gamma_\phi \text{grad } \phi) + S_\phi \quad (3)$$

其中 $\mathbf{U}$ 代表速度矢量; ϕ 为通用变量,分别代表 x 、 y 、 z 方向的分速度 u 、 v 、 w 和温度 T 以及各组分的质量分数等变量; Γ_ϕ 为广义扩散系数; S_ϕ 为广义源项。湍流模型选用能够更好地模拟近壁自由流的 $k-\omega$ SST(shear stress transfer)模型^[16],此模型广泛应用于超声速气膜冷却数值模拟当中^[17-18]。固体域热传导控制方程为各项同性傅里叶导热微分方程:

$$\nabla \cdot (\lambda_s \nabla T) = 0 \quad (4)$$

其中 λ_s 为固壁区域材料导热系数; 温度 T 在计算时通过插值的方式考虑材料导热系数随着温度的变化。

在流热耦合的工程计算中,流体域和固体域分别遵循着不同的控制方程。为了实现不同区域之间的数值计算结果的交换,流体和固体之间的耦合交界面上必须满足连续的边界条件,其表现形式为

$$T_w|_{\text{solid}} = T_w|_{\text{fluid}} \quad (5)$$

$$-\lambda_s \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right) \bigg|_{w|_{\text{solid}}} = h(T - T_w|_{\text{fluid}}) \quad (6)$$

式中 w 表示流体域和固体域之间的交界面; h 为流体侧的表面传热系数; n 代表交界面法向。

流体区域内,混合物的物性采用理想气体状态方程,比定压热容通过将各组分的比定压热容进行质量加权平均计算。混合物的导热系数和黏度通过基本分子运动论得到各组分的参数,然后通过理想气体混合定律计算。

上述方程对流项采用 2 阶迎风格式进行离散,

扩散项采用中心差分格式离散。计算时,各方程收敛标准为残差小于 10^{-4} ,流体域与固体域界面热流密度值相对变化不超过 5%,并保证所有进出口质量和能量守恒。如图 1 所示,主流及冷流均采用压力入口,主流出口为压力出口,计算域两侧面为对称边界条件,其他壁面均设置为无滑移绝热壁面。

2.2 算例验证

图 2 为计算网格示意图。所有计算域均采用 ICEM 16.0 进行分块结构化网格划分。射流出口与激波反射点、边界层附近等流动较为复杂的区域进行加密处理。

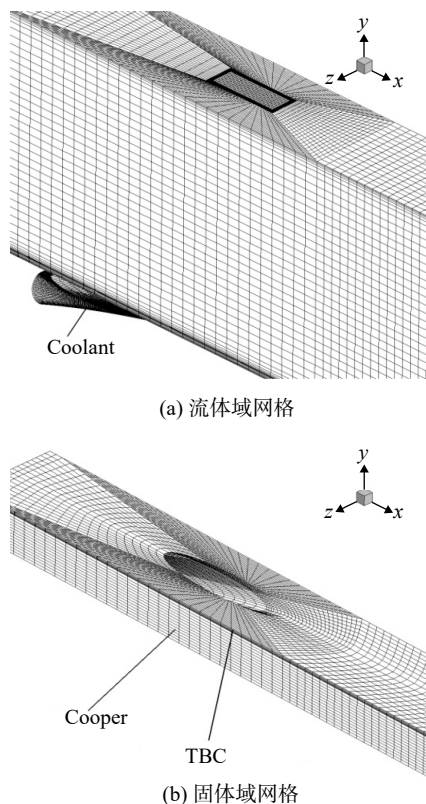


图 2 计算域网格模型

Fig. 2 Grids of computational model

为了验证上述计算方法的可靠性,采用文献 [14] 中的实验工况进行仿真,并将仿真结果与实验数据进行对比,计算结果如图 3 所示。图中选用的实验数据为气膜孔径 $d=2$ mm,冷流马赫数 $Ma_c=1.9$,吹风比 M 为 0.3 的单孔射流的气膜孔中心线处的壁面冷却效率 η 。对比结果显示,本文所采用的数值方法得到的计算结果与文献 [14] 的实验结果相比相差不大,且变化趋势相同。可以认为本文所使用的仿真方法是可靠的。

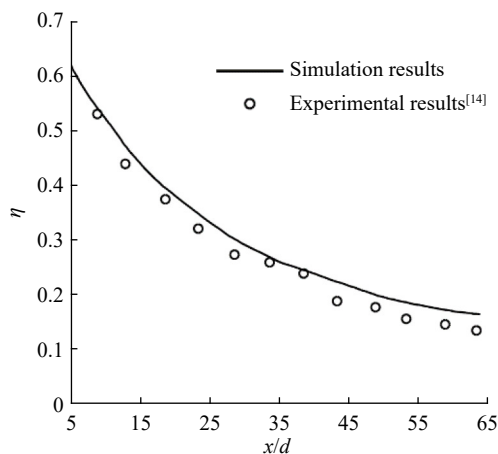


图 3 仿真结果与实验对比

Fig. 3 Comparison of simulation results with experiment data

2.3 网格无关系验证

为了确认计算结果的可靠性,利用 3 套不同密度的网格对主流马赫数 $Ma_m=3.2$ 、冷流马赫数 $Ma_c=1.9$ 的工况进行网格无关性验证,并取气膜孔下游中心线处壁面热流密度 (q) 比较,结果如图 4 所示,确定网格数量对计算结果基本无影响。所有算例最终计算网格数量确定在 50 万~70 万之间。近壁面网格的 y^+ 限制在 5 以内,以满足 $k-\omega$ SST 模型湍流模型计算要求。

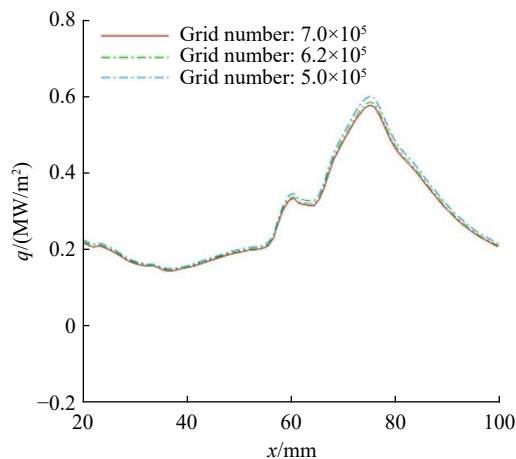


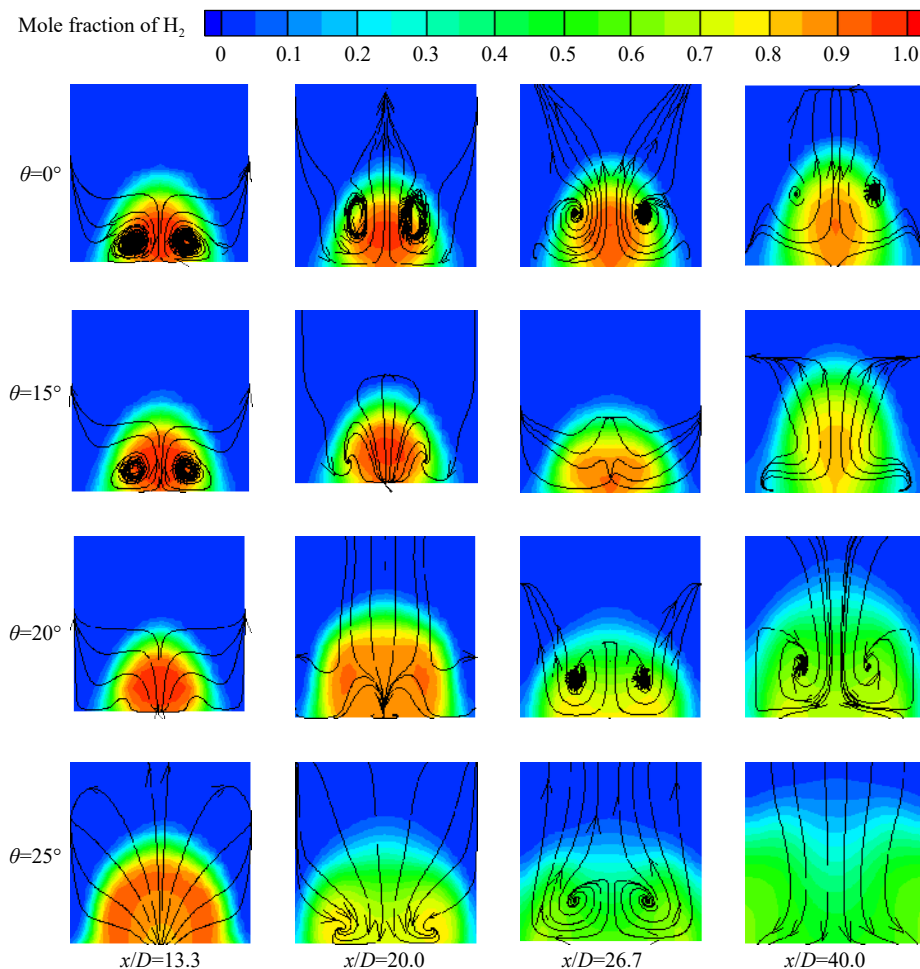
图 4 网格无关性验证

Fig. 4 Grid independent verification

3 计算结果分析

3.1 超声速气膜展向流场分析

图 5 所示为冷流马赫数 $Ma_c=1.9$ 时沿着主流流向不同的 x 截面近壁处的低温 H_2 摩尔分数。分析图 5 可以看出,当 $\theta=0^\circ$ 时,低温气膜射入主流后会在肩部产生一对反向涡旋。该涡旋对在随着

图 5 $Ma_c=1.9$ 时近壁面 H_2 摩尔分数分布Fig. 5 Distribution of H_2 mole fraction near the wall at $Ma_c=1.9$

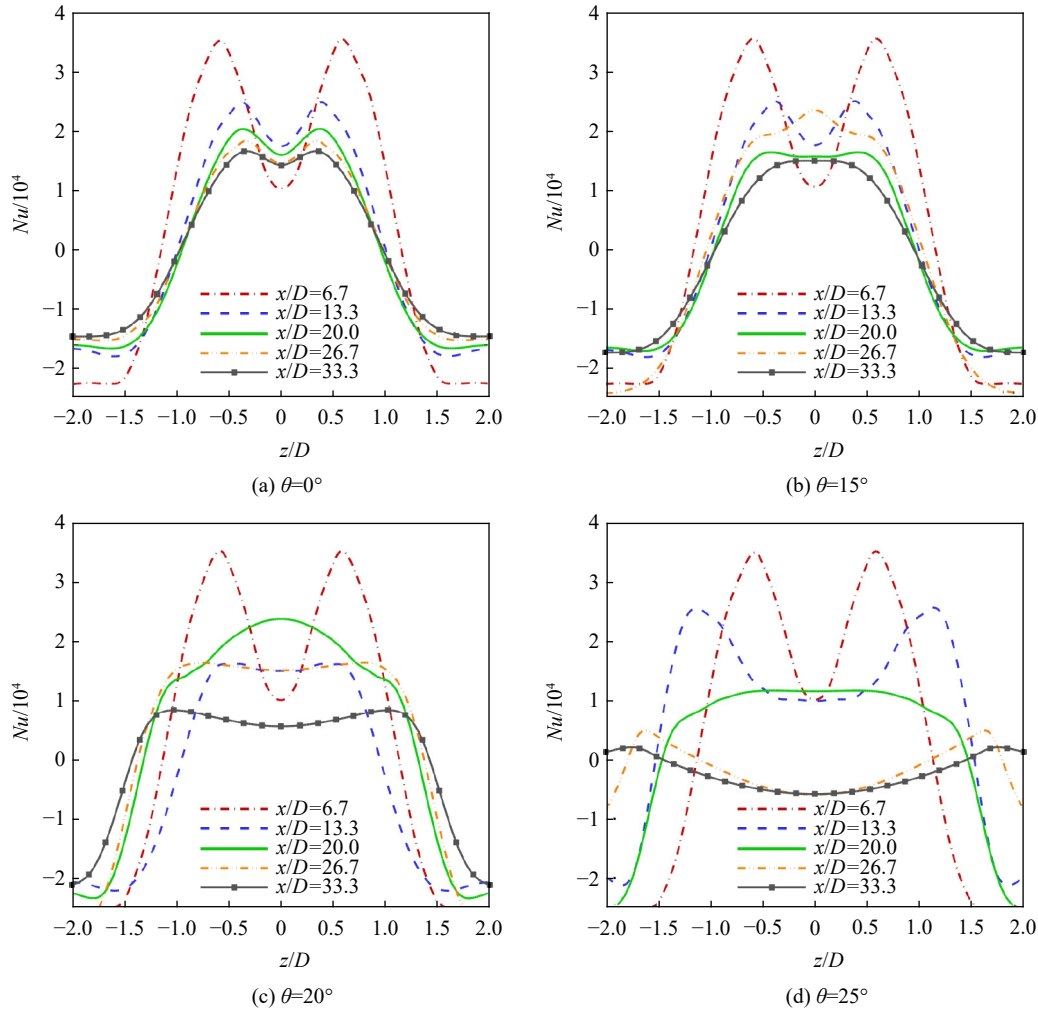
气膜向下游发展的过程中不断上移,并不断卷吸气膜,加剧了与主流的掺混,进而降低近壁处的 H_2 摩尔分数。这对反向涡旋把冷却 H_2 向中心聚集,使得 H_2 摩尔分数呈两边低中间高的不均匀分布,当 θ 大于 0° ,也就是流场内存在激波时,激波在边界层内产生的高压扰动会改变近壁处的流场结构。在 $x/D=13.3, 20.0$ 的两处涡旋结构相比 $\theta=0^\circ$ 明显受到抑制,这种抑制随着激波角度的增加而增强,使得冷却气膜的卷吸和抬升减弱,反向涡旋的能量不断耗散,底部 H_2 高摩尔分数区域更大。在 $x/D=26.7$ 下游区域,上游涡旋结构被抑制消失,流场中产生了一对与上述涡旋对反向的涡旋。此涡对是上游涡旋两侧产生的附加旋涡,该涡旋将冷却气膜重新压回壁面,并驱使 H_2 向壁面两侧流动,增加气膜的贴壁性和沿展向的均匀性。

图 6 所示为 $Ma_c=1.9$ 时,各截面处的壁面表面努塞尔数 Nu 分布,其表达式为

$$Nu = \frac{h_{\text{eff}} L_{\text{ref}}}{\lambda_f} = \frac{q}{(T_{\text{ref}} - T_{\text{wall}})} \cdot \frac{L_{\text{ref}}}{\lambda_f} \quad (7)$$

式中 h_{eff} 为表面传热系数; λ_f 为流体导热系数; T_{ref} 为参考温度,这里取主流的静温; L_{ref} 为参考尺寸; q 为流入固体壁面的热流密度; T_{wall} 为壁面温度; Nu 的绝对值可以表示对流换热强度,本文中 Nu 的正负号与 q 的符号一致,但仅代表热流传递方向,不代表大小,热流由流体域向固体域传递表示为正,反之则为负。

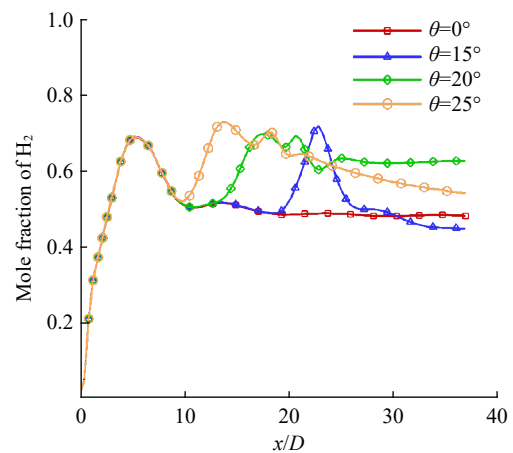
综合图 5 的分析结果,对图 6 进行分析可以看出,近壁面处的反向涡旋对壁面换热产生了重要影响。当 $\theta=0^\circ$ 时,反向涡旋对的涡核中心正对两个 Nu 的峰值,这说明涡旋的强扰动增强了壁面的对流换热。沿流向随着涡对的抬升, Nu 不断下降。这也使得在展向上的 Nu 分布很不均匀。当 $\theta=15^\circ$ 时,由于激波强度较低 Nu 分布相比 $\theta=0^\circ$ 时没有明显区别,仅在 $x/D=20.0$ 和 $x/D=33.3$ 处 Nu 峰值略有降低,而对于 $x/D=26.7$,由于主流产生的激波接触到此区域下壁面,其 Nu 值略有增加。

图6 $Ma_c=1.9$ 时不同激波强度下的 Nu 分布Fig. 6 Nu distribution of different shock wave intensities at $Ma_c=1.9$

当 $\theta=20^\circ$ 时, 激波接触下壁面区域前移至 $x/D=20.0$ 处附近, Nu 线中心出现明显峰值, 但是此区域之后, 由于出现和上游相反流向的旋涡结构(如图5所示), 各截面处的 Nu 峰值被抹平, Nu 绝对值降低, 这意味着此时沿展向的壁面气膜隔热效果分布更加均匀。当 $\theta=25^\circ$ 时, $x/D=20.0, 26.7$ 和 33.3 截面处的 Nu 线明显变得更加平坦, 尤其是 $x/D=33.3$ 截面肩部附近 Nu 接近 0, 这说明此时气膜下游的隔热效果出现明显增强。

3.2 超声速气膜流向场分析

图7所示为 $Ma_c=1.9$ 时壁面 H_2 气膜在展向上的平均摩尔分数沿流向的变化, 图中 $x/D=0$ 处为气膜进入主流处出口中心。当 $\theta=0^\circ$ 时, 气膜孔下游的壁面 H_2 摩尔分数变化比较平缓, 基本维持在 0.5 左右。当流场存在激波时, 由于激波对流动场的影响, 在靠近激波反射点位置 H_2 的平均摩尔分数变化比较剧烈, 摩尔分数峰值均可达 0.7 左

图7 $Ma_c=1.9$ 时壁面平均 H_2 摩尔分数沿流向变化Fig. 7 Transverse distribution of H_2 averaged mole fraction on the wall at $Ma_c=1.9$

右。当 $\theta=15^\circ$ 时, 在 $x/D=20\sim 25$ 处, H_2 摩尔分数分布出现改善, 但当 $x/D>25$ 时, H_2 摩尔分数分布出现恶化; 当 $\theta=20^\circ$ 和 $\theta=25^\circ$ 时, 冷却气膜在 $x/D>$

10 处均具有更好的摩尔分数分布,其中,当 $\theta=20^\circ$ 时,气膜孔下游的 H_2 摩尔分数均高于 0.6,激波下游 H_2 摩尔分数较 $\theta=0^\circ$ 时提高了 0.14 左右。

图 8 所示为 $Ma_c=1.9$ 时的壁面平均表面传热系数 h_{av} ,图中 $x/D=0$ 处为气膜进入主流处出口中心, $q<0$ 表示热量从壁面传递到流场中。对比图 7、图 8 发现,展向平均的 H_2 摩尔分数和壁面平均表面传热系数 h_{av} 存在明显的正相关,说明激波通过改变壁面低温 H_2 摩尔分数来影响表面传热系数。从图 7 可知,无论 θ 为何值,由于气膜孔出口两侧壁面冷却剂 H_2 摩尔分数较低,气膜孔上游壁面温度较高,热流会沿着固壁区域传递到下游壁面从而导致负热流的产生,在气膜孔下游的绝大部分区域,这种现象随着低温 H_2 的摩尔分数增加,冷却作用增强而消失。同时,这一现象说明当考虑壁面耦合传热效应时,从上游壁面的热流会传递到下游,这会抵消下游冷却剂的部分冷却效果。从图 8 还可以看出, $\theta=0^\circ$ 时气膜孔下游表面传热系数 h_{av} 维持在 $50 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ 左右。当 $\theta=15^\circ$ 时,在 x/D 介于 $20\sim 26$ 范围内, h_{av} 明显优于 $\theta=0^\circ$ 时,但当 $x/D>32$ 时, h_{av} 急剧降至 $-50 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ 以下。当 $\theta=25^\circ$ 时,在 x/D 介于 $10\sim 24$ 范围内,壁面平均表面传热系数 h_{av} 同样优于 $\theta=0^\circ$ 时,但当 $x/D>24$ 时, h_{av} 降至 $-100 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ 。 $\theta=20^\circ$ 时的 h_{av} 在 x/D 介于 $14\sim 40$ 这一较长的范围内保持较高值,且相比其他激波角度,其 h_{av} 在这一范围内沿流向分布更加均匀。一般来说,冷却膜主要具有隔热作用和冷却作用:隔热作用是指冷却膜将高温燃气与壁面隔开,避免高温燃气直接对壁面进行换热;冷却作用是指在一定的范围内冷却膜将燃气与火

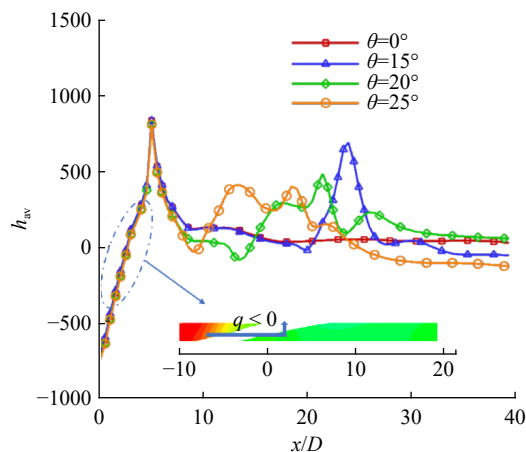


图 8 $Ma_c=1.9$ 壁面平均表面传热系数沿流向变化

Fig. 8 Transverse distribution of averaged heat transfer coefficient on the wall at $Ma_c=1.9$

焰的热量通过对流和辐射带走一部分。表面传热系数大,说明后者作用强。综合对比 3 种不同强度的激波, $\theta=20^\circ$ 时的 H_2 表面传热系数分布和平均对流换热效果最优。

3.3 超声速气膜冷却效果分析

图 9 所示为 $Ma_c=1.9$ 时金属层对称面处的温度分布。从图中可知,低温气膜对金属区域的冷却作用分为两部分:首先在射流孔内从冷却通道带走一部分热量,其次从金属壁面带走另一部分热量,综合来看,气膜带走的热量以后者为主。当 $\theta=0^\circ$ 时,带 TBC 的金属层温度在接近射流孔处最低,约为 800 K ,沿流向温差约为 100 K 。对于无 TBC 的金属区域,射流孔下游的金属层温度分布比较均匀,流向温差小于 40 K 左右,但整体温度要比有 TBC 的高。

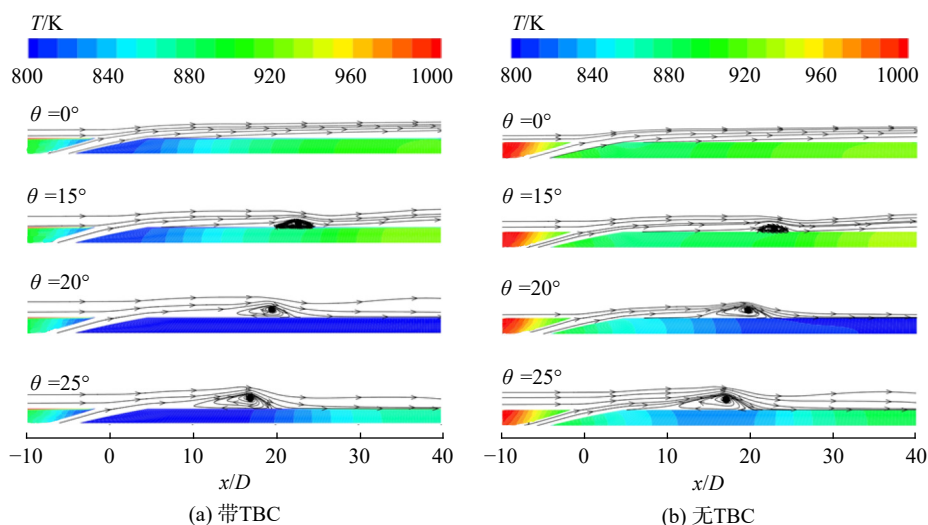


图 9 固体域对称面温度分布 ($Ma_c=1.9$)

Fig. 9 Temperature distribution of symmetrical surface in solid region ($Ma_c=1.9$)

另外,当流场中存在激波时,随着 θ 增大,激波/边界层干扰诱发的分离越大,且越靠近流场上游。当 $\theta=15^\circ$ 时,金属层的温度分布与 $\theta=0^\circ$ 时的温度分布无明显区别。当 $\theta=20^\circ$ 时,激波反射点下游金属层的温度明显低于 $\theta=0^\circ$ 时的温度分布,大部分区域维持在800 K左右。当 $\theta=25^\circ$ 时,在激波下游 $x/D>20$ 区域内的金属层温度分布较 $\theta=20^\circ$ 时高80~100 K。壁温出现上述变化这是由于当流场中存在激波时,在激波下游出现了一对沿展向流动的旋涡结构(如图5所示),低温冷却气膜沿展向流动更加均匀,气膜利用率更高,从而壁面温度降低。而随着 θ 增大时,激波强度增强,下游涡旋结构也越强,这使得壁温进一步变低。但当 θ 增加到 25° 时,由于激波反射点附近产生的逆压梯度引起回流涡变得更强,使得更多的 H_2 滞留

在激波上游,下游气膜 H_2 摩尔分数降低(如图7所示),因此壁温较 $\theta=20^\circ$ 时有所增加。

此外,从图9中还可以发现,相同的激波强度下,在激波导致的回流区及上游,带有TBC的金属层温度明显低于不带TBC的。但在激波下游,有无TBC对金属层的温度无明显影响。这是由于TBC隔离了大量气膜孔上游的高温燃气对无气膜保护壁面的热量传递,因此,这一部分热流沿气膜两侧固壁传递到下游壁面热流降低,但降低的热流仅仅影响激波上游区域,在激波/边界层干扰诱发的分离区,由于对流换热增加,进一步削弱了上游热流的向下传递,所以对下游固壁区域温度影响较小。

图10、图11分别给出了当 $Ma_c=1.6$ 和 $Ma_c=1.3$ 时有无TBC金属层对称面处的温度分布。由图9

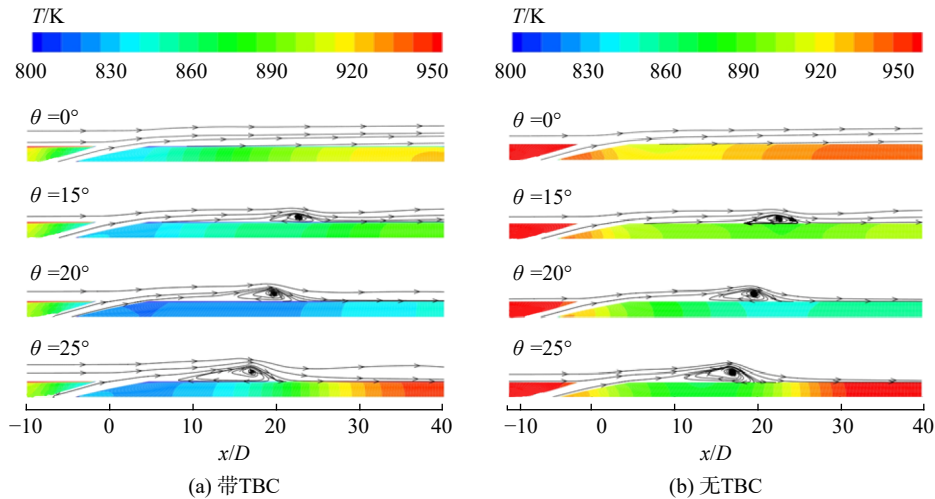


图10 固体域对称面温度分布($Ma_c=1.6$)

Fig. 10 Temperature distribution of symmetrical surface in solid region ($Ma_c=1.6$)

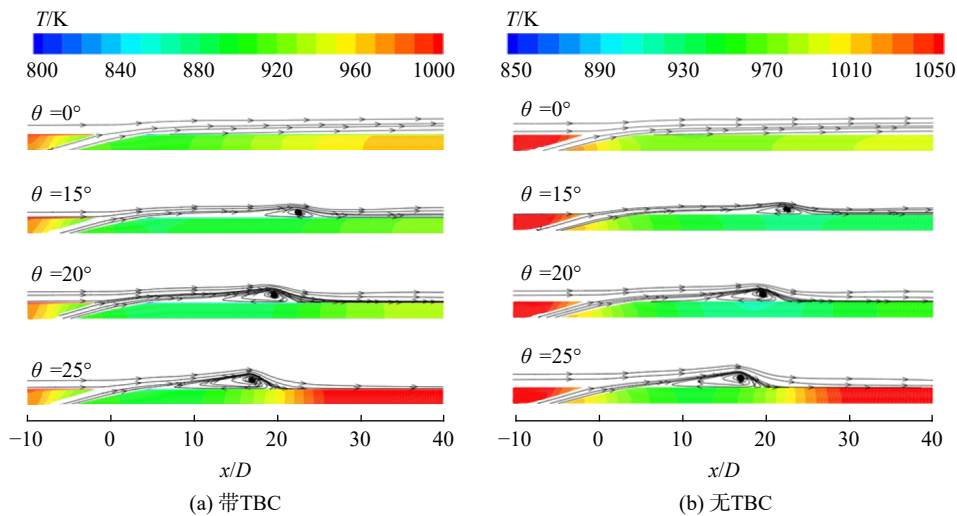


图11 固体域对称面温度分布($Ma_c=1.3$)

Fig. 11 Temperature distribution of symmetrical surface in solid region ($Ma_c=1.3$)

可知,在 $\theta=15^\circ, 20^\circ$ 产生的激波环境下,金属层温度分布明显低于 $\theta=0^\circ$ 时的温度,对于效果最好的 $\theta=20^\circ$ 而言,带 TBC 和不带 TBC 的金属区域均有 60~80 K 的改善。但当 $\theta=25^\circ$ 时,在 $x/D>30$ 的区域内,温度较 $\theta=0^\circ$ 时提高了 20~30 K。同样分析图 10 可知,当 $Ma_c=1.3$ 时, $\theta=15^\circ, 20^\circ$ 时的温度分布较 $\theta=0^\circ$ 时的温度都有 30~40 K 的改善,但当 $\theta=25^\circ$ 时,在 $x/D>20$ 的区域内,温度较 $\theta=0^\circ$ 时提高了 30~40 K, TBC 存在与否对激波的作用无明显影响。比较图 10 和图 11 还可知,随着气膜马赫数的增加, TBC 对于壁面温度的降低幅度越来越低。

综合图 9~图 11 进行分析,可知无论主流马赫数高低,激波/边界层干扰诱发的分离对壁面换热的影响主要表现在两方面:激波反射引起流场逆压梯度使低温 H_2 在壁面处的驻留,产生回流,此回流区产生了很高的流阻,使得部分低温 H_2 产生沿展向的流动从而使得展向的换热效果更加均匀,气膜利用率变高,壁面温度降低。其次,激波/边界层干扰诱发的分离也会让更多的 H_2 驻留在激波上游,加剧高温主流和冷却气膜之间的卷吸和掺混,使得两者间的热量传递更加剧烈,从而提高气膜温度,恶化冷却效果。当 $\theta=15^\circ$ 和 20° 时,以前者的影响为主,当激波强度不断增强时, $\theta=25^\circ$ 时,后者的影响为主。

为了更好地量化激波对金属层温度的整体影响,引入体平均温度:

$$V_t = \frac{\iiint_{V_c} T(x, y, z) dV_c}{V_t} \quad (8)$$

其中 V_c 表示金属层单元体积; V_t 表示金属层总体积。

图 12 所示为不同工况下的金属层体平均温度分布。比较图 11(a)和图 11(b)可知,带有 TBC 的体平均温度较无 TBC 的低 40~60 K。同一进口流动参数下, $\theta=20^\circ$ 条件下的体平均温度最低。当冷流马赫数 Ma_c 分别为 1.9、1.6 和 1.3 时, $\theta=20^\circ$ 时的体平均温度比 $\theta=0^\circ$ 时的分别低约 69、53 K 和 29 K,不带 TBC 的上述值分别为 71、57 K 和 35 K。对比之下,在这 3 种不同的激波强度下, $\theta=20^\circ$ 时的流场结构对金属层的冷却效果最好。

此外,与无激波 $\theta=0^\circ$ 相比,在对应马赫数下,带 TBC 工况中激波对壁面温度的改善比无 TBC 工况明显。且当 $\theta=15^\circ, 20^\circ$ 时,随着冷流马赫数的减小,激波对冷却效果的改善越来越明显,而对于 $\theta=25^\circ$ 时,随着冷流马赫数的减小,激波对壁温

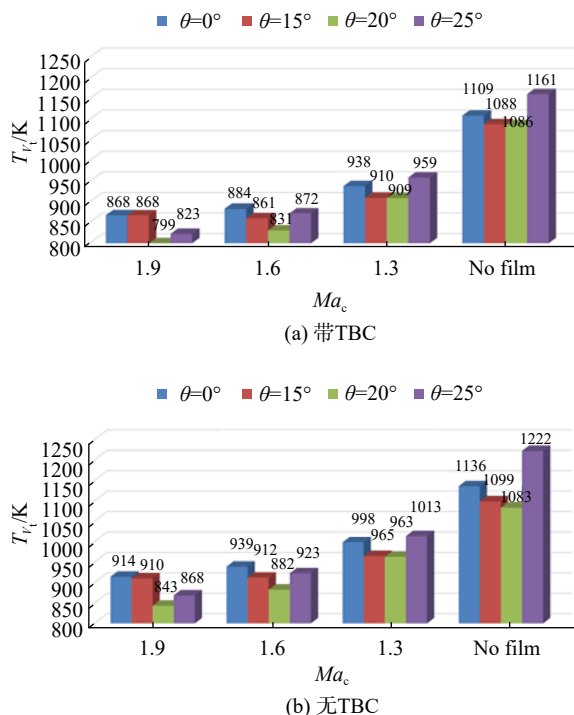


图 12 不同冷流马赫数下的金属层体平均温度

Fig. 12 Volume-averaged temperature of metal layer at different coolant Mach numbers

的降低急剧减少,冷却效果的作用甚至出现恶化的趋势。这些结果表明当 θ 较小时,低马赫数对冷却效果改善显著,而 θ 较大时,高马赫数下冷却效果改善更为明显。对比无气膜工况,气膜的引入可以明显降低固壁区域温度,相比与不带 TBC 的工况,带 TBC 中固壁区域的体平均温度下降得更多。这是由于当存在 TBC 时,本身高温燃气向固体壁面传递热量会降低,当气膜吸收的热量一定时,壁面温度也会降低更明显。

4 结 论

本文采用数值模拟的方法研究了 $\theta=0^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$ 产生的 4 种不同激波强度下,主流马赫数为 3.2,冷流马赫数分别为 1.9、1.6 和 1.3 时超声速气膜与高温壁面的耦合传热。通过对流场结构和冷却效果的分析得到了如下几点结论:

1) 适当强度的激波可以有效抑制气膜肩部的反向涡旋对,抹平壁面 Nu 的峰值,减弱气膜的卷吸,使得冷却气膜的展向分布更好,并能够提高沿流向的 H_2 摩尔分数,改善沿程冷却效果。

2) 对给定的平板气膜冷却模型,在激波反射点的下游, $\theta=15^\circ$ 时气膜冷却效果的改善并不明显, $\theta=20^\circ$ 时改善最为明显, $\theta=25^\circ$ 时冷却效果出现恶化。小 θ 角产生的激波在低冷流马赫数下对冷却

效果的改善更明显,大 θ 角反之。有无TBC不影响这种变化趋势。

3) 激波产生激波/边界层干扰诱发的分离的影响主要表现在两方面,分离回流区内的高流阻使得部分低温 H_2 沿展向流动,壁面换热更加均匀;其次,分离回流区的逆压梯度阻碍气膜向下流动,加剧了高温主流和气膜间的掺混,从而提高了气膜温度,恶化冷却效果。当前者作用大于后者时,冷却效果改善,反之则会恶化。

4) 激波的存在削弱了TBC的影响范围,使得TBC在激波上游影响显著,而在激波下游区域,TBC影响明显减小。

参考文献:

- [1] 葛绍岩,刘登瀛,徐靖中,等.气膜冷却[M].北京:科学出版社,1985.
- [2] 商圣飞,向树红,姜利祥,等.不同孔型对高超声速逆喷流气膜冷却影响[J].航空动力学报,2020,35(8):1612-1621.
SHANG Shengfei, XIANG Shuhong, JIANG Lixiang, et al. Numerical simulation of supersonic gaseous film cooling[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(8): 1612-1621. (in Chinese)
- [3] 王建,孙冰,魏玉坤,等.超声速气膜冷却数值模拟[J].航空动力学报,2008,23(5):865-870.
WANG Jian, SUN Bing, WEI Yukun, et al. Numerical simulation of supersonic gaseous film cooling[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(5): 865-870. (in Chinese)
- [4] GROSDÉMANGE H. Advanced nozzle extension demonstration for Vulcain Mark II application[R]. AIAA-1999-2537, 1999.
- [5] FUKUSHIMA Y, NAKATUZI H, KISHIMOTO K, et al. Development status of LE-7A engine[R]. AIAA-1997-2817, 1997.
- [6] 丁兆波,孙纪国,路晓红,等.国外典型大推力氢氧发动机推力室技术方案综述[J].导弹与航天运载技术,2012(4):27-30.
DING Zhaobo, SUN Jiguo, LU Xiaohong, et al. Review on technical schemes of foreign large LOx/LH₂ thrust chamber[J]. Missiles and Space Vehicles, 2012(4): 27-30. (in Chinese)
- [7] 彭威,姜培学.直通道和弯曲通道中超声速气膜冷却研究[J].航空动力学报,2008,23(3):406-409.
PENG Wei, JIANG Peixue. Investigation of supersonic film cooling in flat and convex channels[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(3): 406-409. (in Chinese)
- [8] KONOPKA M, MEINKE M, WOLFGANG S, et al. Large-eddy simulation of shock/cooling-film interaction[J]. Angewandte Chemie, 2013, 45(18): 2962-2965.
- [9] KONOPKA M, MEINKE M, SCHRODER W, et al. Large-eddy simulation of high Mach number film cooling with shock-wave interaction[J]. Progress in Flight Physics, 2013, 5(6): 309-326.
- [10] PENG Wei, JIANG Peixue. Influence of shock wave on supersonic film cooling[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2009, 46(1): 67-73.
- [11] SUN Xiaokai, NI Hang, PENG Wei, et al. Influence of shock wave impinging region on supersonic film cooling[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2021, 34(5): 452-465.
- [12] 倪航,王明军,彭威,等.冷却流分段注入对超声速气膜冷却的影响[J].工程热物理学报,2021,42(8):2090-2096.
NI Hang, WANG Mingjun, PENG Wei, et al. Effect of segmented cooling-stream injection on supersonic film cooling[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2021, 42(8): 2090-2096. (in Chinese)
- [13] 孙冰,王太平,张佳.离散孔结构超声速气膜冷却数值模拟[J].航空动力学报,2017,32(5):452-465.
SUN Bing, WANG Taiping, ZHANG Jia. Numerical simulation of discrete holes supersonic gaseous film cooling[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(5): 452-465. (in Chinese)
- [14] ZHANG Jia, SUN Bing. Experiments on film cooling with sonic injection into a supersonic flow[J]. Journal of Aerospace Power, 2015, 30(5): 1084-1091.
- [15] 曹学强.热障涂层材料[M].北京:科学出版社,2007.
- [16] HYDE C R, SMITH B R, SCHETZ J A, et al. Turbulence measurements for heated gas slot injection in supersonic flow[J]. AIAA Journal, 1990, 28(9): 1605-1614.
- [17] PENG Wei, JIANG Peixue. Effect of shock wave on supersonic film cooling with a slotted wall[J]. Applied Thermal Engineering, 2014, 62(1): 187-196.
- [18] ZUO J, ZHANG S, QIN J, et al. Effects of shock waves interaction on hydrocarbon fueled supersonic film cooling with combustion[J]. Aerospace Science and Technology, 2021, 113(6): 106693.1-106693.14.

(编辑:陈越)