

# 引射工质对高温高超声速层/湍流边界流动的影响

吴心怡, 张 伦, 张雨秋, 江中正, 吴昌聚, 陈伟芳

(浙江大学 航空航天学院, 浙江 杭州 310027)

**摘 要:** 高超声速飞行器面临剧烈气动热问题, 对飞行器热防护构成威胁, 通过质量引射的主动热防护技术能够有效降低壁面的摩擦阻力和热流, 成为热防护研究的热点。然而, 不同工质引射对高温高超声速层/湍流边界层流动的影响规律及区别仍不十分明确, 是主动热防护设计亟须解决的气动问题。因此, 本文拟选取二维平板模型, 采用剪切应力输运(SST)湍流模型, 开展考虑质量引射的降热减阻数值模拟研究, 分析了3种不同引射工质(水蒸汽、二氧化碳、热解气体)对高温高超声速层/湍流流动的影响。计算结果说明: 热解气体引射条件下, 层/湍流激波层速度和温度分布差异明显。与无引射相比, 3种不同工质引射气体均有效降低了湍流边界层处的速度与温度梯度, 进而降低了壁面的摩擦阻力和热流, 并且相较于其他2种工质, 热解气体引射降热减阻效果最为显著。研究结果还表明: 3种引射工质均使得雷诺应力大幅度提升, 加剧了湍流的脉动。

**关键词:** 壁面质量引射; 剪切应力输运(SST)模型; 边界层; 降热减阻; 化学反应

**中图分类号:** V 211.3

**文献标志码:** A

**DOI:** 10.19328/j.cnki.2096-8655.2025.01.018

**引用格式:** 吴心怡, 张伦, 张雨秋, 等. 引射工质对高温高超声速层/湍流边界流动的影响[J]. 上海航天(中英文), 2025, 42(1): 169-179.

## Effects of Injection Gases on High-temperature Hypersonic Laminar/turbulent Boundary Layer Flow

WU Xinyi, ZHANG Lun, ZHANG Yuqiu, JIANG Zhongzheng, WU Changju, CHEN Weifang

(School of Aeronautics and Astronautics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, Zhejiang, China)

**Abstract:** The thermal protection of hypersonic aircrafts in flight are under the threat of severe aerodynamic thermal problems. The active thermal protection technology through mass injections can effectively reduce the skin-friction and heat flux on the wall, and thus has become a hot topic in thermal protection research. However, the laws and differences in the effects of injection gases on the high-temperature hypersonic laminar/turbulent boundary layer flow are still unclear, and this is an urgent aerodynamic problem to be solved in active thermal protection design. This paper selects a two-dimensional flat model and adopts the shear stress transport (SST) model to conduct numerical simulation research on the heat flux and skin-friction reduction considering injection gases. The effects of three injection gases, i. e., water vapor, carbon dioxide, and pyrolysis gas, on the high-temperature hypersonic laminar/turbulent flow are analyzed. The results show that under the pyrolysis gas injection, there are significant differences in the velocity and temperature distributions of the laminar/turbulent shock layer. Compared with no injection, the three gases all effectively reduce the velocity and temperature gradient at the turbulent boundary layer, and then reduce the skin-friction and heat flux on the wall. Compared with the other two gases, the pyrolysis gas has the most significant effects on the skin-friction and heat flux reduction. The research results also indicate that the three gases significantly increase the Reynolds stress and intensify the turbulent fluctuation.

**Key words:** wall mass injection; shear stress transport (SST) model; boundary layer; heat flux and skin-friction reduction; chemical reaction

收稿日期: 2024-12-06; 修回日期: 2024-12-12

作者简介: 吴心怡(1999—), 女, 硕士研究生, 主要研究方向为RANS湍流模拟仿真。

通信作者: 江中正(1990—), 男, 副研究员, 博士, 主要研究方向为流动稳定性与湍流、稀薄气体动力学。

## 0 引言

高超声速飞行器在临近空域飞行时,会受到强烈的激波压缩,壁面与大气产生摩擦,导致大量的动能被转化为热能,使得壁面温度急剧升高,引发严重气动加热现象<sup>[1-7]</sup>。剧烈的气动加热会使飞行器表面的热防护涂层分解,影响飞行进程。当飞行高度降低时,来流雷诺数增大,此时会发生边界层转捩现象。当来流转变为完全湍流时,飞行器表面的摩擦阻力和热流进一步增大,飞行器飞行能力进一步降低。因此,对飞行器热防护系统提出了更加严格的要求,如何有效减小飞行器表面的摩擦阻力,降低其热流成为高超声速飞行器研究的重要课题<sup>[8-11]</sup>。

为实现高超声速飞行器的降热减阻,将气体通过质量引射的方式主动引至飞行器表面成为目前的主流方法之一<sup>[12-14]</sup>。国外已经开展了大量壁面质量引射研究,SUMITANI等<sup>[15]</sup>对均匀壁面吹气的完全发展低速湍流槽道的流动和传热进行了直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS),研究结果表明,质量引射降低了黏性系数,但往往会促进近壁湍流活动,从而增加雷诺应力和湍流热通量。ORLIK等<sup>[16]</sup>利用隐式大涡模拟研究了壁面质量引射对马赫数为 4.6 的平板边界层的层流-湍流过渡,发现低压引射可以实现有效减阻,并且非脉冲引射比脉冲引射更有效。JOHNSON等<sup>[17]</sup>开展了在低焓气流中注入 CO<sub>2</sub> 的边界层稳定性分析,结果发现影响并不大。BARTH等<sup>[18]</sup>探究了注入氢气的层流边界层,发现近壁面黏度、密度的变化和燃烧会减小雷诺应力,低动量燃料流会增厚边界层,同时改变壁面法向速度梯度。MIRÓ等<sup>[19]</sup>则研究了不同引射气体对边界层稳定性影响,发现注入气体成分的不同会导致吹气不连续性、孔隙率和小激波的出现。相较于国外,国内开展相关研究则起步较晚。雷云涛等<sup>[20]</sup>通过改变吹气比开展平板气膜数值模拟研究,发现随着吹气比的增大,气膜冷却效率降低。GAO等<sup>[21]</sup>采用 RANS 方法对超音速湍流边界层中氢气燃烧放热的影响进行了数值模型研究,研究发现固定氢气质量流量时,在高空采用低引射速度的引射方法有助于在保持较低壁面热通量的同时有效减小摩擦阻力(摩阻)。LIU等<sup>[22]</sup>研究了均匀引射条件下层流边界层的流动和传热特性,发现随着引射气体强度的增

加,壁面温度显著降低,并且入射马赫数越大,壁面温度越高。樊宇翔等<sup>[23]</sup>针对高超声速钝楔模型开展研究,发现热解气体引射相比空气引射降热减阻效果有显著提升。张绪等<sup>[24]</sup>在樊宇翔等<sup>[23]</sup>的研究基础上,采用相同的钝楔模型对比研究了 3 种不同引射工质(热解气体、水蒸汽、二氧化碳),发现热解气体引射降低速度梯度最大,减阻效果最好。最近,ZHANG等<sup>[25]</sup>采用直接数值模拟方法和积分分析方法,研究了质量引射对超声速边界层斜波转捩过程及其摩阻、热流生成演化机制的影响,并且对不同引射区域位置的影响开展了分析。

国内外学者已经开展了大量关于质量引射的研究,对于工程中飞行器的降热减阻应用有重大意义。化学非平衡效应和湍流耦合时会使边界层处的流动特性发生显著变化,但是考虑湍流与化学反应非平衡效应耦合情况下的质量引射规律相对较少,其也是主动热防护设计亟须解决气动问题之一。本文首先建立了耦合化学非平衡效应的 SST 湍流模型;其次针对 20 Ma 的高超声速平板湍流边界层开展了数值模拟研究,分析了同等质量流率和相同引射工质下,来流条件分为层流和湍流时的质量引射降热减阻效果;最后进一步分析 3 种不同引射气体(水蒸汽、二氧化碳、热解气体)对湍流边界层、摩阻以及热流的影响规律,旨在为工程中气动热和降热减阻预示提供理论支撑。

## 1 高温湍流模型与计算方法

### 1.1 化学非平衡耦合 SST 湍流模型控制方程

对于考虑质量引射的高温湍流流动模拟,需在考虑多组元混合气体与化学反应的质量、动量和能量三大守恒方程基础上,结合  $k-\omega$  剪切应力输运(Shear-Stress Transport, SST)两方程湍流模型。 $k-\omega$  SST 模型结合了  $k-\omega$  模型在近壁处(内层)和  $k-\epsilon$  模型在边界层外缘(外层)的优点,在逆压梯度流动、分离流动当中具有明显的优势。因此,本文推导得到了化学非平衡耦合  $k-\omega$  SST 模型的可压缩流控制方程,其在笛卡尔坐标系下可写为

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} + S \quad (1)$$

式(1)中各个矩阵的形式展开如下所示:

$$\begin{aligned}
\mathbf{Q} &= (\rho C_i \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad \rho E \quad \rho k \quad \rho \omega)^T \\
\mathbf{E} &= (\rho C_i u \quad \rho u^2 + p \quad \rho uv \quad \rho uw \quad (\rho E + p)u \quad \rho uk \quad \rho u\omega)^T \\
\mathbf{F} &= (\rho C_i v \quad \rho uv \quad \rho v^2 + p \quad \rho vw \quad (\rho E + p)v \quad \rho vk \quad \rho v\omega)^T \\
\mathbf{G} &= (\rho C_i w \quad \rho uw \quad \rho vw \quad \rho w^2 + p \quad (\rho E + p)w \quad \rho wk \quad \rho w\omega)^T \\
\mathbf{E}_v &= \left( \rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial x} \quad \tau_{xx} \quad \tau_{yx} \quad \tau_{zx} \quad q_x - u_i \tau_{xi} + \rho \sum_{i=1}^{ns} D_i h_i \frac{\partial C_i}{\partial x} \quad (\mu_1 + \sigma_k \mu_1) \frac{\partial k}{\partial x} \quad (\mu_1 + \sigma_\omega \mu_1) \frac{\partial \omega}{\partial x} \right)^T \\
\mathbf{F}_v &= \left( \rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \quad \tau_{xy} \quad \tau_{yy} \quad \tau_{zy} \quad q_y - u_j \tau_{yj} + \rho \sum_{i=1}^{ns} D_i h_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \quad (\mu_1 + \sigma_k \mu_1) \frac{\partial k}{\partial y} \quad (\mu_1 + \sigma_\omega \mu_1) \frac{\partial \omega}{\partial y} \right)^T \\
\mathbf{G}_v &= \left( \rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial z} \quad \tau_{xz} \quad \tau_{yz} \quad \tau_{zz} \quad q_z - u_z \tau_{zk} + \rho \sum_{i=1}^{ns} D_i h_i \frac{\partial C_i}{\partial z} \quad (\mu_1 + \sigma_k \mu_1) \frac{\partial k}{\partial z} \quad (\mu_1 + \sigma_\omega \mu_1) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right)^T \\
\mathbf{S} &= \left( \dot{\omega}_i \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad P - \beta^* \rho \omega k \quad \frac{\gamma}{v_i} P - \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k \partial \omega}{\partial x_j \partial x_j} \right)^T
\end{aligned} \quad (2)$$

式中:  $C_i = \rho_i / \rho$ , 为组元质量分数;  $u, v, w$  分别为  $x, y, z$  方向的速度分量;  $\rho, p$  分别为气体的密度和压强;  $E, H$  分别为单位质量的总能和总焓;  $D, Y, \dot{\omega}$  分别为组元的质量扩散系数、质量分数和质量生成率;  $\tau_{ij}$  为黏性剪切应力张量;  $P$  为湍动能生成项;  $F_1, F_2$  为混合函数;  $v_i$  为涡黏性系数;  $k$  为湍动能;  $\omega$  为比耗散率;  $\sigma_k, \sigma_\omega, \sigma_{\omega 2}, \gamma, \beta, \beta^*$  为模型系数。

黏性系数  $\mu$  是温度与流动状态的函数, 表示为

$$\mu = \mu_1 + \mu_t \quad (3)$$

式中:  $\mu_1$  为层流黏性系数;  $\mu_t$  为湍流黏性系数。

湍流黏性系数  $\mu_t$  为

$$\mu_t = C_{\mu t} \rho \frac{k}{\omega} \quad (4)$$

层流黏性系数通过 Sutherland 公式获得, 表示为

$$\frac{\mu_1}{\mu_0} = \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1.5} \left( \frac{T_0 + T_s}{T + T_s} \right) \quad (5)$$

式中:  $\mu_0$  为 273.16 K 时空气动力黏性系数,  $\mu_0 = 1.7161 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ;  $T_s$  为 Sutherland 温度,  $T_s = 124 \text{ K}$ ;  $T_0$  为绝对温度,  $T_0 = 273.16 \text{ K}$ 。

混合气体状态方程为

$$p = \sum_{i=1}^{N_s} \rho_i R_i T \quad (6)$$

混合气体中各组元的气体常数  $R_i$  为

$$R_i = \frac{R_0}{M_{wi}} \quad (7)$$

式中:  $R_0$  为普适气体常数, 为  $8.314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ ;  $M_{wi}$  为气体组分摩尔质量。

Fourier 热流项  $q_j$  的表达式为

$$q_j = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (8)$$

式中:  $\kappa$  为热传导系数, 也由层流热传导系数  $\kappa_1$  和湍流传热系数  $\kappa_t$  组成, 一般通过引入普朗特数  $Pr$  进行计算, 即:

$$\kappa = \kappa_1 + \kappa_t = \frac{\mu_1 c_p}{Pr_1} + \frac{\mu_t c_p}{Pr_t} \quad (9)$$

式中:  $c_p$  为定压比热; 层流普朗特数  $Pr_1 = 0.72$ ; 湍流普朗特数  $Pr_t = 0.9$ 。

黏性剪切应力张量  $\tau_{ij}$  表示为层流应力张量  $\tau_{ij}^1$  与湍流应力张量  $\tau_{ij}^t$  之和:

$$\tau_{ij} = \tau_{ij}^1 + \tau_{ij}^t = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (10)$$

定义声速为

$$a = \sqrt{\bar{\gamma} \frac{P}{\rho}} \quad (11)$$

式中:  $\bar{\gamma}$  为等效比热比,  $\bar{\gamma} = \frac{\partial p}{\partial(\rho E)} + 1$ ;  $P$  为湍动能生成项, 其具体表达式为

$$P = \mu_t \boldsymbol{\Omega}^2 - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (12)$$

式中:  $\boldsymbol{\Omega}$  为涡量张量。

$$P = \min(P, 10\beta^* \rho \omega k) \quad (13)$$

涡黏性系数为

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \boldsymbol{\Omega} F_2)} \quad (14)$$

式中:  $a_1$  为模型系数, 且  $a_1 = 0.31$ ;  $F_2$  为混合函数。

涡量张量为

$$\boldsymbol{\Omega} = \sqrt{2S_{ij} S_{ij}} \quad (15)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (16)$$

$F_1$  和  $F_2$  为混合函数,其表达式如下:

$$N_1 = \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\mu}{\rho \omega y^2} \right) \quad (17)$$

$$F_1 = \tanh \left[ \min \left( N_1, \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{N_2 y_1^2} \right) \right]^4 \quad (18)$$

$$F_2 = \tanh \left[ \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y_1}, \frac{500\mu}{\rho \omega y_1^2} \right) \right]^2 \quad (19)$$

$$N_2 = \max \left( \frac{2\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k \partial \omega}{\partial x_j \partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (20)$$

式中: $y_1$ 为网格单元到最近物面的距离。

对于模型中的一些参数采用内外层系数加权得到:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2, \phi = \{\sigma_k, \sigma_\omega, \beta, \gamma\} \quad (21)$$

式中: $\phi_1$ 为内层系数,取值为 $\sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{\omega 1} = 0.5, \beta_1 = 0.075, \gamma_1 = 5/9$ ;  $\phi_2$ 为外层系数,取值为 $\sigma_{k2} = 1.0, \sigma_{\omega 2} = 0.856, \beta_2 = 0.0828, \gamma_2 = 0.44$ 。

相关模型参数有 $a_1 = 0.31, \beta^* = 0.09, C_\mu = 0.09$ 。

## 1.2 空气化学反应动力模型

针对高超声速流动,现阶段常用的空气反应模型主要分为五组元、七组元和十一组元模型。DUNN、PARK、BORTTNER、GUPTA 等<sup>[26-29]</sup>都提出了各自的反应与温度模型。

本文采用 Gupta 五组元化学反应模型,涉及的组分包括  $O_2, N_2, NO, N, O$ 。由于本文考虑了不同引射气体,则在 Gupta 五组元化学反应的基础上需要增添不同引射气体与空气五组元之间的化学反应<sup>[23,30-32]</sup>,具体反应式见表 1。

表 1 化学反应模型<sup>[18]</sup>

Tab.1 Chemical reaction models<sup>[18]</sup>

反应序号	反应式	$A_{f,j}/(\text{cm}^3 \cdot (\text{mol} \cdot \text{s})^{-1})$	$n_{f,j}$	$E_{f,j}/\text{K}$
1	$N_2 + M_1 \rightleftharpoons N + N + M_1$	$7.0 \times 10^{21}$	-1.6	113 200
2	$N_2 + M_2 \rightleftharpoons N + N + M_2$	$3.0 \times 10^{22}$	-1.6	113 200
3	$O_2 + M_1 \rightleftharpoons O + O + M_1$	$2.0 \times 10^{21}$	-1.5	59 500
4	$O_2 + M_2 \rightleftharpoons O + O + M_2$	$1.0 \times 10^{22}$	-1.5	59 500
5	$NO + M_1 \rightleftharpoons N + O + M_1$	$5.0 \times 10^{15}$	0	75 500
6	$NO + M_2 \rightleftharpoons N + O + M_2$	$1.1 \times 10^{17}$	0	75 500
7	$CO_2 + M_1 \rightleftharpoons CO + O + M_1$	$6.9 \times 10^{21}$	-1.5	63 275
8	$CO_2 + M_2 \rightleftharpoons CO + O + M_2$	$1.4 \times 10^{22}$	-1.5	63 275
9	$H_2 + M_3 \rightleftharpoons H + H + M_3$	$9.0 \times 10^{14}$	0	48 400
10	$H_2 + M_4 \rightleftharpoons H + H + M_4$	$8.5 \times 10^{19}$	-1.1	52 335
11	$H_2O + M_5 \rightleftharpoons OH + H + M_5$	$1.3 \times 10^{21}$	-1.0	60 000
12	$N_2 + O \rightleftharpoons NO + N$	$6.4 \times 10^{17}$	-1.0	38 400
13	$NO + O \rightleftharpoons O_2 + N$	$8.4 \times 10^{12}$	0	19 450
14	$CO_2 + O \rightleftharpoons CO + O_2$	$2.1 \times 10^{13}$	0	27 800
15	$CO + NO \rightleftharpoons CO_2 + N$	$8.0 \times 10^6$	0.88	13 300
16	$H_2 + CO_2 \rightleftharpoons CO + OH$	$1.6 \times 10^{14}$	0	13 200
17	$H_2 + H_2O \rightleftharpoons H_2 + OH$	$1.0 \times 10^{10}$	1.2	9 620
18	$H + NO \rightleftharpoons N + OH$	$2.2 \times 10^{10}$	0	24 900
19	$H_2 + O_2 \rightleftharpoons OH + OH$	$2.5 \times 10^{12}$	0	19 600
20	$CH_4 + CH_4 + O_2 \rightleftharpoons H_2 + H_2 + H_2 + H_2 + CO + CO$	$2.06 \times 10^{14}$	0	24 358

$M_1 = N_2, O_2, NO, CO, CO_2; M_2 = N, O; M_3 = N_2, O_2, NO, CO, CO_2, H_2, N, O; M_4 = H, H_2O; M_5 = H, H_2O, N, O$

在有限速率化学反应系统中,包含  $N_s$  个组元的  $N_R$  个化学反应方程式可以写成:

$$\sum_{i=1}^{N_j} \nu_{ji} C_i \xrightleftharpoons[k_{b,j}]{k_{f,j}} \sum_{i=1}^{N_j} \nu_{ji}'' C_i, j = 1, 2, \dots, nr \quad (22)$$

式中: $\nu_{ji}, \nu_{ji}''$ 分别为正向和逆向化学反应计量系数; $C_i$

为组分  $i$  的摩尔浓度; $N_j$ 为组元数与催化体(催化体在反应中只充当催化剂,可以为一个或多个组元的线性组合)的总和; $k_{f,j}, k_{b,j}$ 为正向和逆向化学反应速率,正向反应速率系数由阿伦尼乌斯(Arrhenius)公式给出,逆向反应速率系数由平衡常数法求解<sup>[26-28]</sup>。

$$\begin{aligned} k_{f,j} &= A_{f,j} T_k^{n_{f,j}} \exp(-E_{f,j}/T_k), \\ k_{b,j} &= k_{f,j}(T_k)/K_{eq}(T_d) \end{aligned} \quad (23)$$

式中:  $E_{f,j}$ 、 $T_k^{n_{f,j}}$ 、 $n_{f,j}$  均为反应参数;  $T_k$  为反应控制温度;  $K_{eq}$  为平衡常数。

对于组分  $i$  的摩尔浓度  $C_i$ , 考虑到催化体的存在, 可由式(24)得到:

$$C_i = \begin{cases} \frac{\rho_i}{M_i}, j = 1, 2, \dots, N_s \\ \sum_{i=1}^{N_s} Z_{(j-N_s),i} C_i, j = N_s + 1, \dots, N_j \end{cases} \quad (24)$$

式中:  $\rho_i$  为组分  $i$  的密度;  $M_i$  为组分  $i$  的单位摩尔质量;  $Z_{(j-N_s),i}$  为催化体三体效率, 依赖于  $N_s$  个组元中构成催化体的线性组合。

$i$  组元在  $j$  反应中的摩尔浓度变化率为

$$\begin{aligned} (\dot{C}_i)_j &= (v_{j,i}'' - v_{j,i}') \left[ k_{f,j} \prod_{m=1}^{N_i} (C_m)^{v_{j,m}'} - \right. \\ &\quad \left. k_{b,j} \prod_{m=1}^{N_i} (C_m)^{v_{j,m}''} \right] \end{aligned} \quad (25)$$

式中:  $v_{j,i}$ 、 $v_{j,i}''$  分别为正向和逆向化学反应计量系数。

流动控制方程中的组元质量生成率  $\dot{\omega}_i$  (一共  $N_R$  个反应) 为

$$\dot{\omega}_i = M_{wi} \sum_{j=1}^{N_R} (\dot{C}_i)_j \quad (26)$$

### 1.3 数值计算方法

有限体积法 (Finite Volume Method, FVM) 将流动域划分为离散的控制体积单元, 在每个控制体积内应用积分形式的流动控制方程, 适用于不规则的结构网格和复杂几何形状的情况, 保持质量守恒和计算稳定性。因此, 本文开展数值模拟采用二阶精度 FVM 方法对流动控制方程离散。

差分格式是计算流体力学理论中核心的部分, 目前计算流体力学中, 使用主流差分格式矢通量分裂 (Flux Vector Splitting, FVS) 格式和通量差分分裂 (Flux Difference Splitting, FDS)。AUSMPW+ 格式作为 FVS 与 FDS 的混合型格式, 兼具了 FVS 格式 FDS 格式的优点, 在高速流场数值模拟中有显著的优势。因此, 无黏通量采用 AUSMPW+ 格式进行数值计算, 黏性通量采用 minmod 限制器下的二阶 MUSCL 重构。

时间推进方法主要分为显式格式和隐式格式, 在流体力学领域中, 常用的时间推进方法包括

Runge-Kutta 方法和 LU-SGS 方法。显式格式的特点是构造简单、计算效率高, 但是受到当地时间步长的限制, 可能会导致数值不稳定或收敛效果不佳。隐式格式的特点是计算内存需求大且计算效率相对较低, 但是在稳定性和收敛性上具有优势, 可以更好地处理复杂流动问题。因此, 为了提高稳定性和计算效率, 本文时间推进格式采用隐式 LU-SGS 格式。

### 1.4 壁面质量引射边界条件的建立

除了传统边界条件建立准则外, 还需要针对壁面质量引射效应, 建立相应的质量引射壁面边界条件, 即需要建立壁面和第一层网格间距之间的动量守恒关系<sup>[33-35]</sup>, 如式(27)所示。

$$p_w + \rho_w u_w^2 = p_0 + \rho_0 u_0^2 \quad (27)$$

式中:  $p_w$ 、 $\rho_w$ 、 $u_w$  分别为壁面上的压力、速度、密度;  $p_0$ 、 $\rho_0$ 、 $u_0$  分别为相邻第一层网格点的压力、速度、密度。

壁面处质量流率表示为

$$m_w = \rho_w u_w \quad (28)$$

壁面压力可表示为

$$p_w = \sum_{i=1}^{S_i} \rho_i T_w \frac{R}{M_i} = \rho_w R_{gas} T_w \quad (29)$$

式中:  $\rho_i$  为混合气体组分  $i$  的密度;  $M_i$  为混合气体组分  $i$  的摩尔质量;  $R_{gas}$  为混合气体常数;  $T_w$  为壁面温度。

令  $p_1 = p_0 + \rho_0 u_0^2$ , 则由式(27)~式(29)可得壁面质量引射处的密度、引射速度、压力为

$$\rho_w = \frac{p_1 + \sqrt{p_1^2 - 4R_{gas} T_w m_w^2}}{2R_{gas} T_w} \quad (30)$$

$$u_w = \frac{2R_{gas} T_w m_w}{p_1 + \sqrt{p_1^2 - 4R_{gas} T_w m_w^2}} \quad (31)$$

$$p_w = \frac{p_1 + \sqrt{p_1^2 - 4R_{gas} T_w m_w^2}}{2} \quad (32)$$

## 2 仿真计算及结果分析

### 2.1 计算模型与网格无关性验证

#### 2.1.1 计算模型和来流条件

本文采用长度 2 m 的二维平板作为计算模型, 引射端为平板下表面, 引射区域为整个平板。计算来流速度为  $U_\infty = 6343.78$  m/s, 来流温度为  $T_\infty = 250.35$  K, 来流压力为  $P_\infty = 287.144$  Pa, 来流攻角  $\alpha_{AOA} = 5^\circ$ , 采用 SST 湍流模型进行计算。针对壁面边界条件, 设置等温壁壁温为  $T_w = 1500$  K, 引射质

量流率为  $0.005 \text{ kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$ , 远场边界条件设置为来流条件。为研究不同工质的质量引射带来的影响, 设置了包括水蒸汽( $\text{H}_2\text{O}$ )、二氧化碳( $\text{CO}_2$ )、热解混合气体( $\text{CO}$ 、 $\text{CO}_2$ 、 $\text{H}_2\text{O}$ 、 $\text{CH}_4$ 、 $\text{H}_2$ ) 的 3 种不同引射方式, 其质量分数见表 2。

表 2 引射方式及其对应引射气体的组分质量分数

Tab.2 Injection modes and their components' mass fractions

气体组分	引射气体质量分数		
	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{CO}_2$	热解气体
CO	0	0	0.04
$\text{CO}_2$	0	1	0.01
$\text{H}_2\text{O}$	1	0	0.66
$\text{CH}_4$	0	0	0.06
$\text{H}_2$	0	0	0.23

### 2.1.2 网格无关性验证件

为验证计算结果的正确性, 采用了 3 套不同分辨率的网格, 开展了网格无关性分析。下面给出了水蒸汽质量引射情况下的计算结果。网格参数见表 3, 其中  $y^+$  表示第一层网格间距;  $Re_{\text{grid}}$  表示网格雷诺数。

表 3 计算模型网格设置

Tab.3 Settings of the calculation model grids

编号	网格分布( $N_x \times N_y \times N_z$ )	网格量/万个	$x^+/\text{m}$	$y^+/\text{m}$	$Re_{\text{grid}}$
1	$401 \times 121 \times 11$	48.0	$1 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-5}$	15.87
2	$481 \times 161 \times 11$	76.8	$1 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-6}$	7.93
3	$561 \times 201 \times 11$	112.0	$1 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{-6}$	4.76

不同网格热流  $q$  和摩阻  $C_f$  计算结果如图 1 和图 2 所示, 由图可发现 3 种网格的计算结果符合精度要求, 验证了仿真计算结果的正确性。其他引射工质下的网格无关性分析结果与此类似, 这里不再给出。综合考虑网格精度和网格数量, 本文选择  $y^+ = 5 \times 10^{-6} \text{ m}$  的网格开展后续研究和分析, 计算网格如图 3 所示, 平板的计算域选择为  $x=0 \sim 2 \text{ m}$  处。

## 2.2 层流与湍流对比分析

### 2.2.1 流场结果分析

平板  $x=0.4/1.2 \text{ m}$  处的无引射及热解气体引射的层/湍流近壁面法向速度分布情况如图 4 所示,  $y$  为壁面法向距离,  $U^*$  为来流速度。根据图 4 比较不同站位的边界层厚度, 发现  $x=0.4 \text{ m}$  处层/湍流速度分布差异不大。  $x=1.2 \text{ m}$  处, 热解气体引射下, 湍流激波

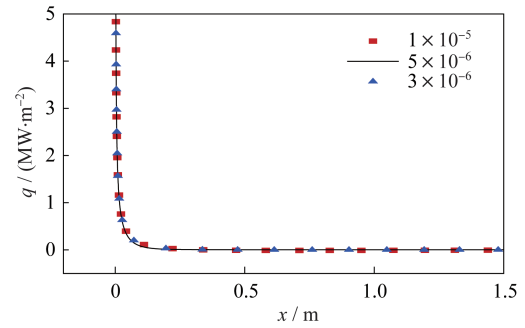


图 1 不同网格下壁面热流  $q$

Fig.1 Wall heat fluxes of different grids

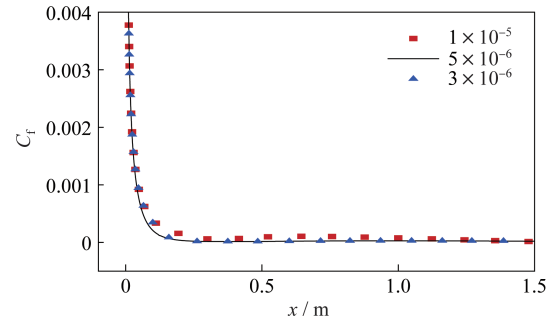


图 2 不同网格下壁面摩擦阻力系数  $C_f$

Fig.2 Skin-friction coefficient on the wall with different grids

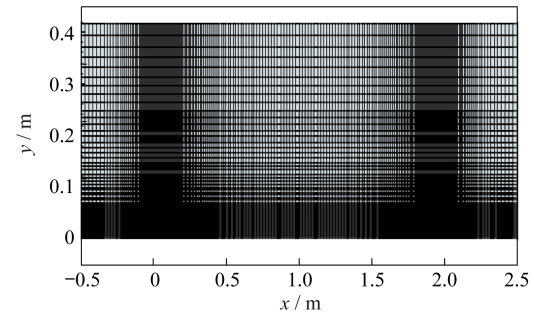


图 3 计算网格

Fig.3 Calculation grids

层厚度小于层流激波层, 湍流激波层内的速度提升提前, 速度梯度改变, 且由于热解气体引射的存在, 层/湍流速度分布和无引射相比差异明显。

$x=1.2 \text{ m}$  处热解气体引射组分分布如图 5 所示, 发现湍流来流条件下, 热解气体离解反应速率在近壁面低于层流来流, 之后离解反应速率加剧。

无引射与热解气体引射在  $x=1.1 \sim 1.2 \text{ m}$  处的层/湍流  $Ma$  如图 6 所示, 发现湍流斜激波厚度减小。

### 2.2.2 降热减阻规律分析

无引射与热解气体引射的层/湍流壁面摩阻分布图如图 7 所示。由图 7 可见, 相比无质量引射情况, 热解气体引射能有效降低层流和湍流边界层的

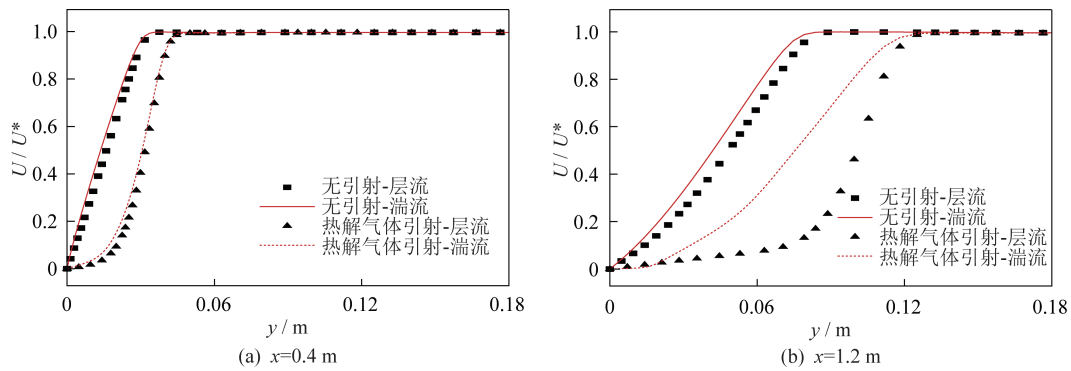


图 4 不同站位无引射与热解气体引射层/湍流法向速度分布

Fig.4 Velocity distributions of the laminar/turbulent flow in the normal direction at different positions with no and pyrolysis gas injections

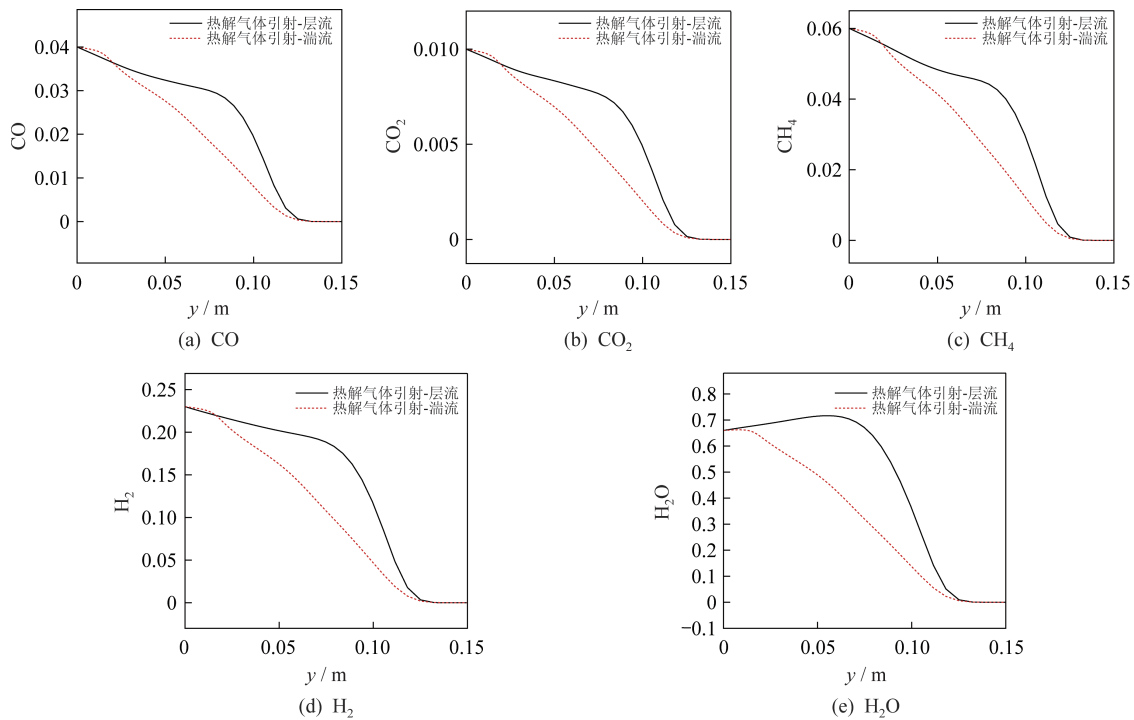


图 5  $x=1.2$  m 热解气体引射层/湍流组分分布

Fig.5 Component distributions of the laminar/turbulent flow at  $x=1.2$  m with the pyrolysis gas injection

壁面摩擦阻力。但是热解气体引射条件下,层/湍流壁面摩阻分布没有显著差异,这是由于热解气体引射与空气五组元之间发生了显著的离解吸热化学反应,壁面的湍动能被大幅度抑制。

无引射与热解气体引射的层/湍流壁面热流和斯坦顿数  $St$  分布如图 8 和图 9 所示。可以看出,相比无引射条件下,热解气体引射使得层/湍流边界层壁面热流和换热都显著降低。但是热解气体引射条件下,层/湍流壁面热流分布、斯坦顿数分布都没有显著差异,这也是由于热解气体引射与空气五组元之间发生了吸热化学反应,壁面的湍动能被大

幅度抑制,壁面附近的流动接近层流流动。

$x=1.2$  m 处无引射与热解气体引射的层/湍流温度分布如图 10 所示, $y$  为壁面法向距离, $T^*$  为壁面温度 1 500 K。可以发现,热解气体引射条件下,层/湍流边界层内的温度分布差异明显,但是在壁面处的层/湍流温度分布差异较小。热解气体引射相比于无引射时边界层温度梯度显著减小。

### 2.3 不同引射工质结果分析

#### 2.3.1 流场结果分析

为  $x=1.2$  m 处不同引射工质的法向速度分布

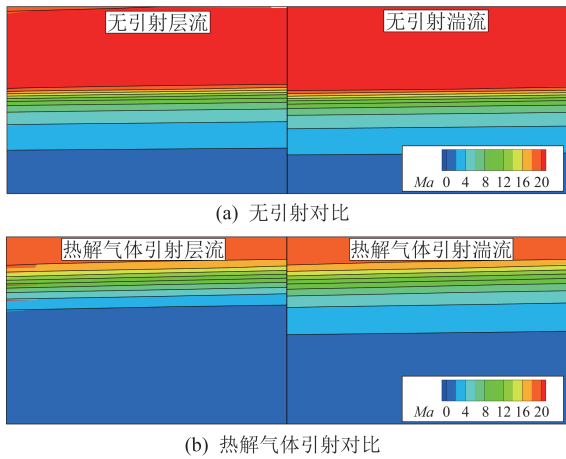


图 6 无引射与热解气体引射层/湍流  $Ma$   
Fig.6  $Ma$  cloud maps of the laminar/turbulent flow with non and pyrolysis gas injections

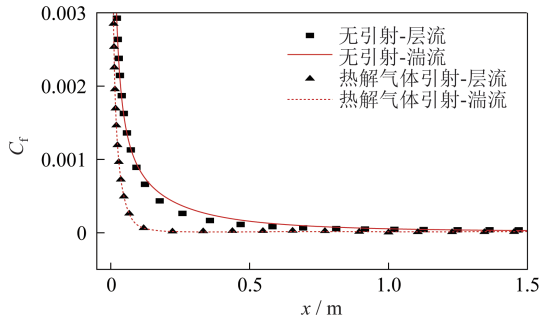


图 7 无引射与热解气体引射层/湍流摩擦系数分布  
Fig.7 Skin-friction coefficient distributions of the laminar/turbulent flow with non and pyrolysis gas injections

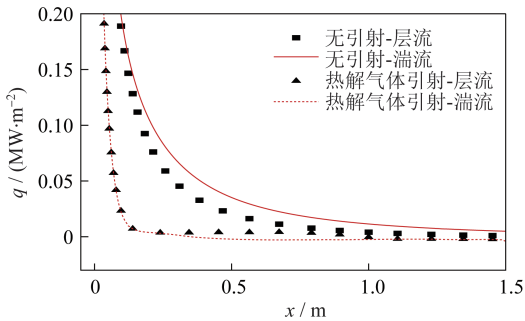


图 8 无引射与热解气体引射层/湍流壁面热流分布  
Fig.8 Wall heat flux distributions of the laminar/turbulent flow with non and pyrolysis gas injections

如图 11 所示,  $U^*$  为来流速度。从图 11 中可以发现, 与无引射时相比, 不同引射工质都使近壁面速度梯度减小, 增大了激波层厚度, 不同引射工质对激波层的抬升效果热解气体 > 水蒸汽 > 二氧化碳。

平板在  $x=1.1\sim 1.2$  m 处不同引射工质下的流场如图 12 所示, 发现高超声速气流在近壁面形成了

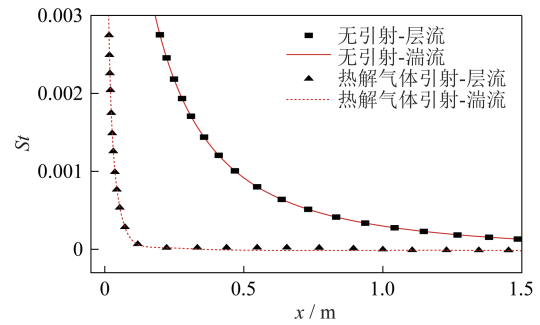


图 9 无引射与热解气体引射层/湍流斯坦顿数分布  
Fig.9 Stanton number distributions of the laminar/turbulent flow with non and pyrolysis gas injections

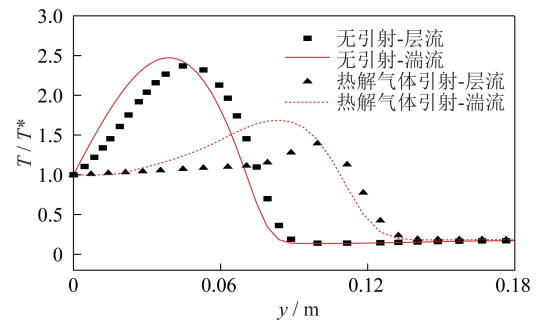


图 10  $x=1.2$  m 无引射与热解气体引射层/湍流温度分布  
Fig.10 Temperature distributions of the laminar/turbulent flow with non and pyrolysis gas injections at  $x=1.2$  m

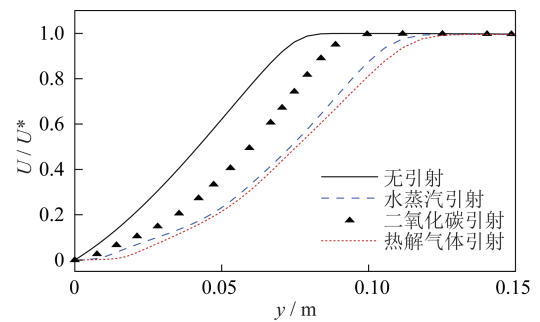


图 11  $x=1.2$  m 不同引射工质法向速度分布  
Fig.11 Velocity distributions of different injection gases in the normal direction at  $x=1.2$  m

斜激波。对比无引射时的流场云图, 二氧化碳引射、热解气体、水蒸汽均增大了斜激波厚度, 且热解气体引射对斜激波抬升效果更明显。

为进一步解释图 12 中结果的原因, 给出了不同引射工质的摩尔质量, 见表 4。空气的摩尔质量为 28.96 g/mol, 在相同的质量流率 ( $m_w = \rho v$ ) 下, 气体摩尔质量越大。在同一体积下的密度也越大, 引射速度则越小。而热解气体的摩尔质量最小, 其引射速度最大, 迎风面外推距离也最大。



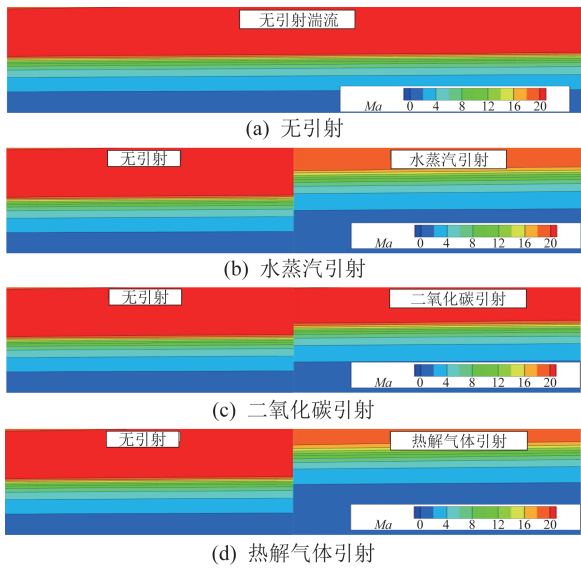


图 12 不同引射工质  $Ma$

Fig.12  $Ma$  cloud maps of different injection gases

表 4 引射工质摩尔质量

Tab.4 Molar mass of the injection gases

引射工质	水蒸汽	二氧化碳	热解气体
摩尔质量/( $\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$ )	18.02	44.01	14.04

雷诺应力表示的是湍流脉动动量通量的平均值,包括附加法向应力和附加剪应力。不同引射工质下各个方向的雷诺应力法向分布如图 13 所示,发现热解气体引射、水蒸汽引射、二氧化碳引射都大幅度地增加了  $\langle u'u' \rangle$ 、 $\langle v'v' \rangle$ 、 $\langle w'w' \rangle$ 、 $\langle u'v' \rangle$  雷诺应力,且热解气体引射对雷诺应力影响最大,这表明了流体中湍流脉动的加剧。

### 2.3.2 降热减阻规律分析

不同引射工质下的壁面摩擦分布如图 14 所示,可以发现,与无质量引射时的壁面摩擦相比,在同等引射质量流率下,所有引射工质都有效减小了摩擦,且热解气体引射的减阻效果最好,二氧化碳引射减阻效果一般。

不同引射工质下的壁面热流分布和斯坦顿数分布如图 15 和图 16 所示。可以发现不同引射工质均有效减小了壁面热流和换热,热解气体引射降低热流和换热效果最显著,二氧化碳引射降低热流和换热效果最差。

为进一步分析热流和换热降低的原因,  $x=1.2\text{ m}$  处不同引射工质法向温度分布如图 17 所示,  $y$  为壁面法向距离,  $T^*$  为壁面温度  $1\ 500\text{ K}$ 。可以发现,相较于无引射的情况,不同引射工质下壁面的温

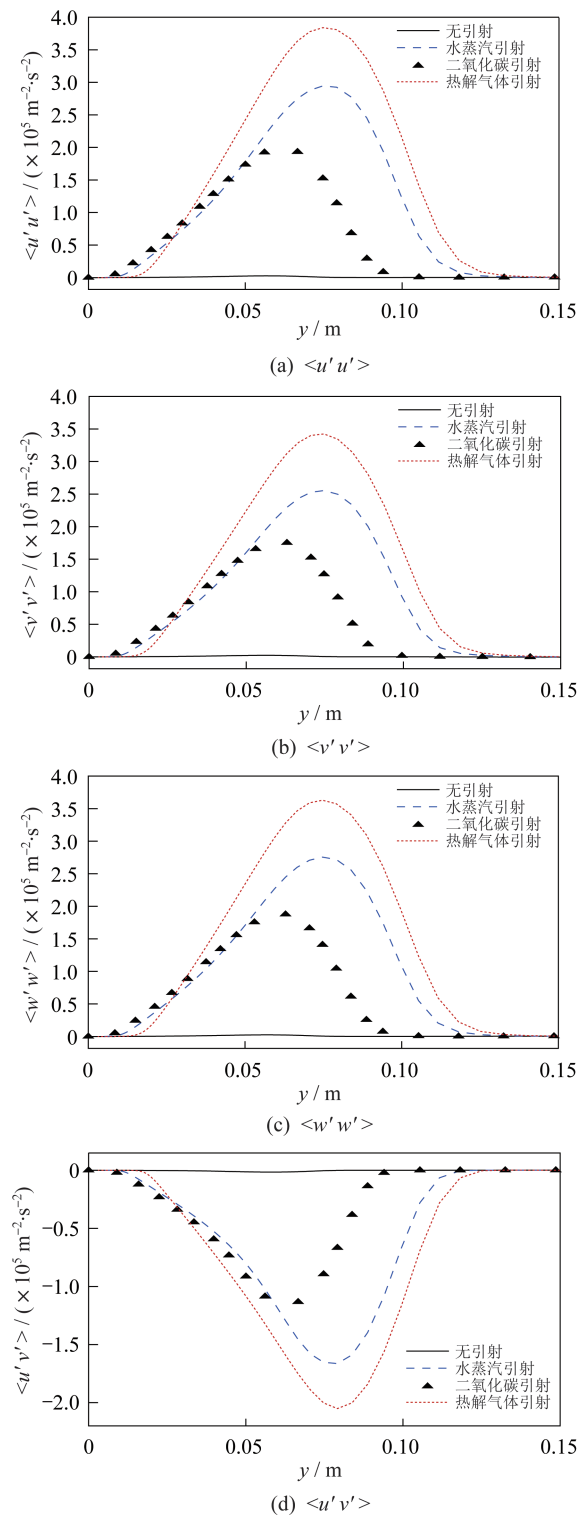


图 13  $x=1.2\text{ m}$  雷诺应力法向分布

Fig.13 Reynolds stress distribution in the normal direction at  $x = 1.2\text{ m}$

度梯度都有所降低,其中热解气体引射下的温度梯度显著减小,二氧化碳下的温度梯度下降最小,引射区温度梯度的降低也导致了壁面热流的减少。

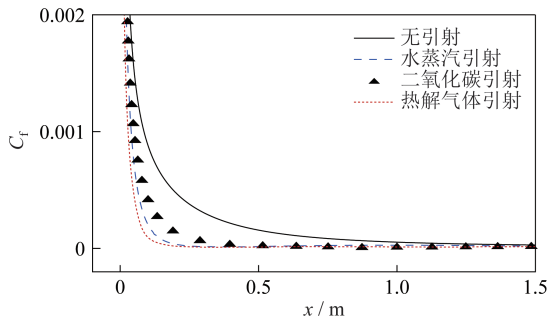


图 14 不同引射工质壁面摩擦分布

Fig.14 Wall skin-friction coefficient distributions of different injection gases

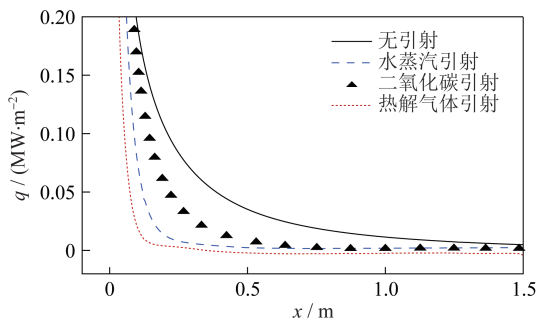


图 15 不同引射工质壁面热流分布

Fig.15 Wall heat flux distributions of different injection gases

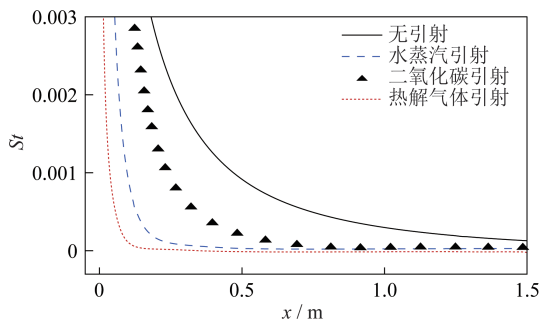


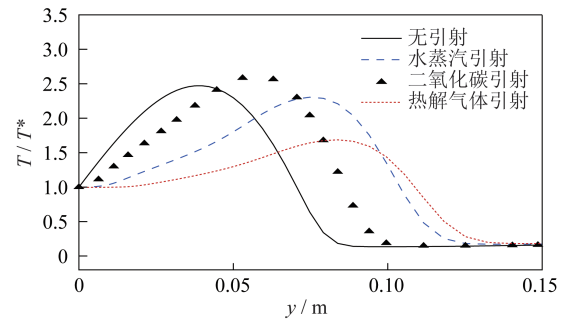
图 16 不同引射工质下斯坦顿数分布

Fig.16 Stanton number distributions of different injection gases

### 3 结束语

本文针对高超声速平板模型,将  $k-\omega$  SST 湍流模式考虑进化学非平衡效应当中,开展了 3 种不同引射工质(水蒸汽、二氧化碳、热解气体)对边界层内雷诺应力、温度以及壁面热流和摩擦阻的影响机理研究,得到了以下结论:

1) 热解气体引射工质下,层/湍流边界层内速度和温度梯度差异明显,但壁面处速度和温度梯度接近,壁面摩擦阻和热流不会发生显著变化,湍流平

图 17  $x=1.2$  m 不同引射工质法向温度分布Fig.17 Temperature distributions of different injection gases in the normal direction at  $x = 1.2$  m

板斜激波厚度减小;

2) 同等质量流率下,二氧化碳、水蒸汽、热解气体引射均会增大斜激波厚度,且热解气体引射抬升效果最明显;

3) 考虑湍流存在时,二氧化碳引射、水蒸汽引射、热解气体引射均会使得雷诺应力增大,加剧边界层内的湍流脉动,且热解气体引射对湍流脉动影响最大;

4) 3 种引射工质均可以有效减小摩擦阻和热流,并且降低边界层处的温度梯度,且热解气体引射降热减阻效果最显著,二氧化碳引射降热减阻效果最差。

### 参考文献

- [1] 唐志共,许晓斌,杨彦广,等.高超声速风洞气动力试验技术进展[J].航空学报,2015,36(1):86-97.
- [2] 孙培杰,严立,李双菲,等.固液捆绑火箭起飞喷流特性及对发射台影响研究[J].上海航天(中英文),2022,39(5):58-65.
- [3] 朱广生,姚世勇,段毅.高速飞行器减阻降热流动控制技术进展及工程应用[J].航空学报,2023,44(15):1-16.
- [4] 赵瑾,孙向春,张俊,等.热防护材料气固界面传热传质问题研究进展[J].航空学报,2022,43(10):81-101.
- [5] 叶友达.高超声速空气动力学研究进展与趋势[J].科学通报,2015,60(12):1095-1103.
- [6] 时圣波,王韧之,严立,等.运载火箭尾段防热/承载一体化热防护系统设计及性能分析[J].上海航天(中英文)2020,37(4):64-73.
- [7] 杜晨慧.高超声速飞行器综合热管理及关键技术研究进展[J].装备环境工程,2023,20(1):43-51.
- [8] 赵一朴.含化学非平衡效应的钝体绕流的发汗型降热减阻数值研究[D].北京:北京交通大学,2022.
- [9] 张益荣,张毅锋,解静,等.典型高超声速翼身组合体黏性干扰效应模型研究[J].空气动力学学报,2017,

- 35(2):186-191.
- [10] 段毅,姚世勇,李思怡,等.高超声速边界层转捩的若干问题及工程应用研究进展综述[J].空气动力学学报,2020,38(2):391-403.
- [11] 胡励,王立扬,宋佳,等.固液捆绑火箭热振防护涂层及其防热性能评价[J].上海航天(中英文),2022,39(5):15-20
- [12] 严立,孙培杰,赵一霖,等.固液捆绑火箭上升过程喷流干扰特性及底部热环境研究[J].上海航天(中英文),2022,39(5),41-50.
- [13] WANG C Y, LIOU W W, XU S X. Skin-friction prediction for high-speed turbulent boundary layers with ablation [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2004, 41(5):893-895.
- [14] 吴晓宏,陆小龙,李涛,等.轻质烧蚀材料研究综述[J].航天器环境工程,2011,28(4):313-317.
- [15] SUMITANI Y, KASAGI N. Direct numerical simulation of turbulent transport with uniform wall injection and suction [J]. *AIAA Journal*, 1995, 33(7):1220-1228.
- [16] ORLIK E, FEDIOUN I, LARDJANE N. Hypersonic boundary-layer transition forced by wall injection: a numerical study [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2014, 51(4):1306-1318.
- [17] JOHNSON H, GRONVALL J, CANDLER G V. Reacting hypersonic boundary layer stability with blowing and suction [C]// 7th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Florida: AIAA, 2009.
- [18] BARTH J E, WHEATLEY V, SMART M K. Hypersonic turbulent boundary-layer fuel injection and combustion: skin-friction reduction mechanisms [J]. *AIAA Journal*, 2013, 51(9):2147-2157.
- [19] MIRÓ F M, PINNA F. Injection-gas-composition effects on hypersonic boundary-layer transition [J]. 2020 (890):4-14.
- [20] 雷云涛,林智荣,袁新.不同吹风比下平板气膜冷却数值模拟[J].清华大学学报(自然科学版),2008(8):1331-1334.
- [21] GAO Z X, JIANG C W, PAN S W, et al. Combustion heat-release effects on supersonic compressible turbulent boundary layers [J]. *AIAA Journal*, 2015, 53(7):1949-1968.
- [22] LIU Y, ZHANG Y, WANG W, et al. Hypersonic boundary layer flow and heat transfer analysis of compressible fluid over a permeable wall with gas injection [J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer: A Rapid Communications Journal*, 2021, 129:105688.
- [23] 樊宇翔,赵瑞,左政玄,等.气体引射效应对壁面热流和摩擦阻力的影响[J].航空学报,2023,44(21):365-376.
- [24] 张绪,赵瑞,李宇,等.引射气体组分对壁面热流和摩擦阻力的影响规律研究[J/OL].北京航空航天大学学报,doi:10.13700/j.bh.1001-5965.2024.0009
- [25] ZHANG L, JIANG Z Z, QIU Y L, et al. Direct numerical simulations of first-mode oblique breakdown in a supersonic boundary layer under wall transpiration [J]. *Aerospace Science and Technology* 2024, 150:109165.
- [26] DUNN M G, KANG W S. Theoretical and experimental studies of reentry plasmas [R]. Washington, D.C: NASA CR-2232, 1973.
- [27] PARK C, JAFFE R L, PARTRIDGE H. Chemical-kinetic parameters of hyperbolic earth entry [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2001, 15(1):76-90.
- [28] BLOTTNER F G. Viscous shock layer at the stagnation point with nonequilibrium air chemistry [J]. *AIAA Journal*, 1969, 7(12):2281-2288.
- [29] GUPTA R, YOS J, THOMPSON R, et al. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000K: NASA RP-1232 [R]. Washington, D.C: NASA, 1990.
- [30] PARK C. Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. I: Earth entries [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1993, 7(3):385-398.
- [31] PARK C, HOWE J T, JAFFE R L, et al. Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. II: Mars entries [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1994, 8(1):9-23.
- [32] COHEN N, WESTBERG K. Evaluation and compilation of chemical kinetic data [J]. *The Journal of Physical Chemistry*, 1979, 83(1):46-50.
- [33] THOMPSON R, GNOFFO P. Implementation of a blowing boundary condition in the LAURA Code: AIAA-2008-1243 [R]. Reston: AIAA, 2008.
- [34] MARTIN A, BOYD I. Modeling of heat transfer attenuation by ablative gases during the Stardust re-entry [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2012, 3(29):450-466.
- [35] YOU Q, YANG X F, ZENG L, et al. Coupled heat transfer characteristics on chemically reacting interface of high-speed aircraft considering wall injection [C]// 32nd Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences. Shanghai: ICAS, 2021.