

高超声速湍流流动磁流体动力学控制机理*

罗仕超[†] 吴里银 常雨

(中国空气动力研究与发展中心, 超高速空气动力研究所, 绵阳 621000)

(2022 年 5 月 11 日收到; 2022 年 7 月 11 日收到修改稿)

基于低磁雷诺数假设建立完全气体湍流流场、磁场耦合模型. 数值计算方法上, 通过 AUSMPW+格式和 LUSGS 隐式处理方法求解磁流体动力学湍流流动方程, 其中湍流模型采用 Spalart-Allmaras 模型. 分析了不同外加磁场条件下平板及压缩拐角湍流边界层流动控制效果. 研究表明: 湍流边界层磁流体动力学流动控制效果与洛伦兹力大小正相关; 外加磁场作用下, 洛伦兹力的方向和流动方向相反, 此时洛伦兹力起到减速的作用, 减少了近壁面流体的动量, 降低了边界层抵抗分离的能力; 逆流洛伦兹力减小了壁面的剪切应力, 从而降低湍流流场壁面摩擦阻力系数, 洛伦兹力对流体做负功, 边界层内温度增加; 磁相互作用位置对磁流体动力学分离区控制效果存在较大影响, 工程应用中需配置合理的磁场布局方案.

关键词: 磁流体动力学, 湍流边界层, 多场耦合, 流动控制**PACS:** 47.40.Ki, 47.85.L-, 52.30.Cv, 41.20.Gz**DOI:** 10.7498/aps.71.20220941

1 引言

在超声速/高超声速飞行器的研制和使用过程中, 均不可避免地会遇到由激波/边界层引起的各类问题, 包括激波/边界层干扰、激波/激波干扰、进气道不起动等, 这些可能导致推进系统工作效率下降、工作包线变窄, 并使得飞行器气动阻力增加、局部出现高热流乃至烧蚀现象等^[1,2]. 为此, 有必要采取措施对流动进行控制.

变几何调节是目前研究较多的一类流动控制方法, 其通过改变物面的几何位置、倾角等来实现对流动的控制. 然而, 由于变几何调节方法需要采用可转动或可平移的机械装置, 这样不仅会使结构复杂、附加质量增加, 还存在封严、热防护等问题. 为此, 各国学者一直在探索各种几何固定的流动控制方法, 以在不改变飞行器几何外形的前提下对流动进行控制, 避免变几何控制方法的不足. 磁流体

动力学 (magnetohydrodynamic, MHD) 流动控制是一项新型固定几何主动流动控制技术, 可以用来解决高超声速飞行器面临的一系列关键问题, 提升高超声速飞行器总体性能^[3]. 电磁流动控制技术是采用“热电离”或人工电离方法提供等离子体流场, 并在电磁激励的作用下对流场作用, 从而实现对高超声速流场结构的控制. 该固定几何流动控制方法具有非接触、响应快以及可重复利用等优点, 并且可以根据来流状态进行参数调整, 在控制方面有着很强的主动性, 在高超声速飞行器设计领域具有潜在的广泛应用前景^[4,5].

近 20 年来, 随着人工电离技术、超导磁体技术与计算机性能的突飞猛进, 高超声速飞行器磁流体流动控制技术迎来了新的研究热潮^[6-8], 相关学者提出将 MHD 技术应用于控制高超声速边界层的设想, 并开展了大量的研究. 2003 年, Bobashev 等^[9]基于 Ioffe 物理研究所激波风洞开展了高超声速边界层分离流动磁控实验研究. 风洞实验段马赫数

* 国家重点研发计划 (批准号: 2019YFA0405203, 2019YFA0405200) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: 13687311973@163.com

$Ma = 7.0$, 添加种子粒子后的电导率 $\sigma_e = 1700 \text{ S/m}$, 磁场强度为 1.5 T . 结果表明, 流场洛伦兹力与自由流方向相反时, 流场由未分离状态转为分离状态. 2004 年俄亥俄州立大学 Meyer 等^[10] 在 $Ma = 3.0$ 超声速气流条件下, 进行了洛伦兹力对边界层的影响实验研究, 外加磁场强度为 1.5 T . 分析对比实验结果可知, 加速洛伦兹力能够有效减少边界层内密度波动, 使边界层流动趋于稳定, 增强边界层抵抗分离的能力. 普林斯顿大学 Zaidi 等^[11] 在 2006 年提出“雪橇 (snowplow)”式边界层磁流体激励方式, 用于边界层分离流动控制. 东京工业大学 Saito 等^[12] 在 2008 年利用激波风洞, 在 $Ma = 1.5$ 超声速气流条件下, 开展了磁流体边界层流动控制实验研究, 实验结果表明, 在减速洛伦兹力作用下, 控制区域会出现显著的压升; 加速洛伦兹力作用下, 控制区域压力与无外加磁场工况基本一致; Saito 认为, 加速洛伦兹力虽然可以减小局部静压, 但是伴随产生的焦耳热效应会弱化加速洛伦兹力边界层分离控制效果. 2013 年, Nagata 等^[13] 研究了外加磁场对双锥模型层流流动中激波-激波相互作用、激波-边界层相互作用的影响. 磁场对分离泡及局部热流的特性有显著的影响, 分离泡的大小随着磁场强度的增大而增大. 2017 年, 李益文等^[14] 建立了磁流体控制技术试验系统, 采用电容耦合射频-直流组合放电对 $Ma = 3.5$ 气流进行电离, 在磁场作用下产生顺/逆气流方向的洛伦兹力控制流场. 结果表明, 在焦耳热和洛伦兹力的作用下, 局部磁控流动减速时静压升高. 2022 年, 王江峰等^[15] 将电磁源项引入欧拉方程, 建立了磁控进气道准一维简化模型, 分析了不同外加磁场对典型进气道流场结构及性能影响. 洛伦兹力作用下, 分离区尺度减小, 进气道内流结构显著改善.

从现有的研究来看, 耦合磁场、等离子体流场、湍流的复杂多场高超声速流动控制研究难度极大, 国内外尚未建立完善的理论体系和研究手段. 耦合电磁场的高超声速湍流流场数值模拟研究方面, 国内已经在该领域开展了部分研究工作, 技术水平与国外相当. 但与国外已开展研究相比, 多场耦合模型研究的系统性、深入性, 以及相关的计算流体力学计算方法等研究手段还比较薄弱; 考虑电磁效应的湍流模型及其数值计算方法有待进一步研究. 电磁场耦合高超声速流动机理研究方面, 针对多场耦合流动控制机理、规律研究开展较少, 亦缺乏相

应的理论研究成果; 多场耦合模型相互作用机理有待进一步深入研究.

基于低磁雷诺数假设下的 MHD 模型, 建立了耦合电磁场的完全气体湍流流动 MHD 数值模拟方法, 针对典型构型开展等离子体流场与磁场耦合效应数值模拟研究, 较为系统地分析不同外加磁场条件下湍流边界层流动控制效果, 为发展电磁流动控制技术提供理论支撑.

2 完全气体湍流流场耦合外加磁场数值模拟方法

高超声速飞行器的实际飞行环境中, 流体介质通常以低电导率 ($\sigma_{\max} \leq 10^2 \text{ S/m}$) 为特征, 较低的电导率决定了低磁雷诺数. 此时, 感应磁场相对于外加磁场可以忽略不计, 考虑电磁效应的 Navier-Stokes (N-S) 方程, 即在低磁雷诺数假设下, 通过在 N-S 方程中添加电磁源项的方式来表征电磁场对导电流体运动的影响. 在笛卡尔坐标系中, 包含电磁源项 S_{MFD} 的三维守恒形式的 N-S 方程^[16] 为

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + \frac{\partial H_v}{\partial z} + S_{\text{MFD}}, \quad (1)$$

其中, Q 为守恒变量; F, G, H 分别为 x, y, z 三方向对流通量项; F_v, G_v, H_v 分别为 x, y, z 三方向黏性通量项.

$$\begin{aligned} Q &= [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad \rho e_t]^T, \\ F &= [\rho u \quad \rho u^2 + p \quad \rho uv \quad \rho uw \quad (\rho e_t + p)u]^T, \\ G &= [\rho v \quad \rho vu \quad \rho v^2 + p \quad \rho vw \quad (\rho e_t + p)v]^T, \\ H &= [\rho w \quad \rho wu \quad \rho wv \quad \rho w^2 + p \quad (\rho e_t + p)w]^T, \\ F_v &= [0 \quad \tau_{xx} \quad \tau_{xy} \quad \tau_{xz} \quad u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + q_x]^T, \\ G_v &= [0 \quad \tau_{xy} \quad \tau_{yy} \quad \tau_{yz} \quad u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + q_y]^T, \\ H_v &= [0 \quad \tau_{xz} \quad \tau_{yz} \quad \tau_{zz} \quad u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz} + q_z]^T. \end{aligned} \quad (2)$$

q_x, q_y, q_z 分别为 x, y, z 三方向热流密度. 外加磁场后附加了一个电磁源项, 即

$$S_{\text{MFD}} = \begin{bmatrix} 0 & (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_x & (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_y & (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_z & \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \end{bmatrix}^T, \quad (3)$$

其中, \mathbf{J} 为电流密度矢量, \mathbf{B} 为磁感应强度矢量. 完全气体无量纲的状态方程和总能、内能关系式为

$$p = \rho R_g T, \quad (4)$$

$$e_t = e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2), \quad (5)$$

$$e = C_v T, \quad C_v = \frac{5\Re}{2M}. \quad (6)$$

式中, u, v, w 分别为 x, y, z 三方向速度分量; ρ 表示气体密度, T 表示气体温度, C_v 为定容比热; e_t 为气体总能, e 为气体内能, M 为平均分子量; R_g 为气体常数, \Re 为阿伏伽德罗常数.

应力张量各分量为

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= -\frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{V}) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ \tau_{yy} &= -\frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{V}) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \tau_{yz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right), \\ \tau_{zz} &= -\frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{V}) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \tau_{yz} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right), \\ \nabla \cdot \mathbf{V} &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}. \end{aligned} \quad (7)$$

热流密度为

$$q_n = k \frac{\partial T}{\partial n}, \quad n = x, y, z. \quad (8)$$

在 (7) 式中, $\mu = \mu_L + \mu_T$, 其中 μ_L 为层流黏性系数 (单位为 $\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$), 可以用 Sutherland 公式求出:

$$\mu_L = \frac{\mu_L^*(T)}{\mu_\infty^*(T_\infty)}, \quad \mu_L^*(T) = 1.4584 \times 10^{-6} \frac{T^{3/2}}{T + 110.33}, \quad (9)$$

μ_T 为湍流黏性系数 (由湍流模型计算), $\mu_\infty^*(T_\infty)$ 为自由流黏性系数, 作为流场黏性系数无量纲的参考量. k 为热传导系数, 定义为

$$k = C_p \left(\frac{\mu_L}{Pr_L} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right), \quad (10)$$

式中, C_p 为等压比热, Pr_L 与 Pr_T 分别为层流与湍流普朗特数.

从 (3) 式可以看出, 考虑电磁场后, 动量方程增加了洛伦兹力相关项 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$. 能量方程增加了一个源项 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$, 该源项由两部分组成, 第一项为流动功, 第二项为耗散焦耳热, 具体表示为

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{U} + \frac{1}{\sigma} \mathbf{J} \cdot \mathbf{J}. \quad (11)$$

忽略霍尔效应的假设^[17,18]时, 该电磁能量源项为 0, 流动功全部转化为焦耳热耗散, 即 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = 0$. 此时, 相对于常规的 N-S 方程, 额外引入的量只有电流密度矢量 \mathbf{J} 和磁感应强度矢量 \mathbf{B} . 不考虑感应磁场后,

\mathbf{B} 由外加磁场给定. 为使方程封闭, 还必须引入广义欧姆定律和电导率模型. 电导率可以退化为一个标量, 且对于轴对称的外加磁场, 可认为是无感应电场, 并且激波层内的感应电流密度只有周向分量^[19], 如下式所示:

$$J_\theta = \sigma (u_x B_r - u_r B_x). \quad (12)$$

其中, σ 表示流场电导率.

边界条件对于计算有重要的作用, 边界条件的处理对计算的稳定性和数值误差有直接影响. 本文考虑低磁雷诺数假设下的磁流体动力学控制方程, 并且忽略霍尔效应. 因此, 流场的初始条件只需要给定外加磁场并且对流场进行初始化. 计算过程中, 磁场固定不变, 边界条件只包括流动边界. 本文以自由来流条件为初场, 而速度则在壁面上给定无滑移条件, 计算域其余部分则赋值为来流. 计算区域一般包括远场/入口边界、出口边界、对称边界以及壁面边界. 并行计算中, 各分区还包括分区交界面边界.

远场/入口边界为自由来流条件: $\Phi_{in} = \Phi_\infty$. 出口边界一般位于超声速区域, 采用线性外插法: $\Phi_N = 2\Phi_{N1} - \Phi_{N2}$. 对称面边界, 采用零梯度对称条件: $\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$, Φ 为原始变量, Φ_{in} 为远场/入口边界原始变量, Φ_∞ 为自由流原始变量, Φ_{N1} 和 Φ_{N2} 分别为第一层和第二层虚拟网格原始变量.

壁面边界具体包括:

- 1) 速度无滑移条件: $u_{\text{Wall}} = v_{\text{Wall}} = w_{\text{Wall}} = 0$;
- 2) 等温壁条件: $T_W = T_{\text{Const}}$;
- 3) 绝热壁条件: $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$;
- 4) 边界层零压力梯度条件: $\frac{\partial p}{\partial n} = 0$.

基于以上数学物理模型, 我们采用有限体积法对方程 (1) 进行离散求解, 对流项采用 AUSMPW+ (advection upstream splitting method by pressure-based weight functions) 格式离散, 黏性项采用二阶中心差分法进行离散, 隐式求解基于 LUSGS (lower-upper symmetric Gauss Seidel) 方法, 对电磁源项进行隐式处理以削弱源项过大而产生的刚性问题, 从而可以提高程序的收敛性, 湍流模型则选用 SA (Spalart-Allmarars) 方程. 图 1 是完全气体湍流流场、外加电磁场和霍尔电场耦合计算程序流程图, 程序主要通过控制各参数来实现各类计算子程序模块的调用.

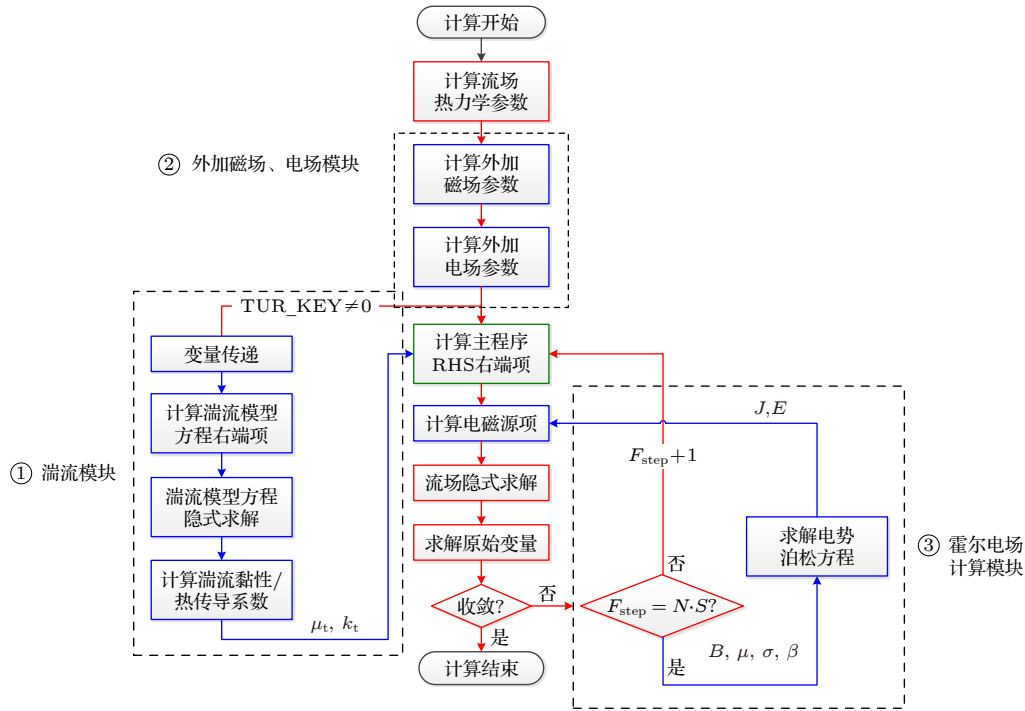


图 1 完全气体磁流体湍流流场计算示意图 (μ_t 为湍流黏性系数, k_t 为湍流热传导系数, F_{step} 为耦合计算过程流场迭代步数)

Fig. 1. Schematic of coupling computations of the magnetohydrodynamic turbulent flows based on the perfect gas model (μ_t is the turbulent viscosity coefficient, k_t is the turbulent heat transfer coefficient, F_{step} is the number of iteration steps of the flow field in the coupling calculation process).

3 数值计算方法验证及网格无关性

3.1 超声速平板湍流流动验证算例

为考核本文数值计算方法对湍流边界层预测的准确性, 选用超声速平板湍流流动计算模型进行验证^[20], 计算工况见表 1. 此外, 平板长度 $L = 1.0$ m, 计算区域的高度为 0.8 m, 网格规模为 $101 \times 69 \times 3$ (流向 \times 法向 \times 周向). 壁面附近法向网格加密, 近壁面网格最小尺度 $y^+ < 1.0$.

图 2 为绝热壁面条件下 SA 湍流模型计算得到的壁面律 (速度剖面, $x = 1$ m 处) 和理论上的壁面律、参考文献 [21] $k-\omega$ 模型计算结果的对比. 结果表明, SA 湍流模型能很好地模拟无分离平板湍流流动壁面律. 图 3 给出了绝热壁面条件下 SA 湍流模型计算得到的壁面摩擦系数 (C_f) 与范德莱斯特 (Van Driest) 的理论值、参考文献 [21] $k-\omega$ 湍流模型计算值的比较. 可以看出, 在选定的网格间距下, 本文 SA 湍流模型计算得到的超声速平板湍流壁面摩擦系数与理论解、参考文献 $k-\omega$ 湍流模型计算值符合较好, 本文数值方法能够较准确地模拟无分离平板湍流边界层流动.

表 1 超声速平板湍流流动计算自由流条件

Table 1. Freestream conditions for the supersonic flat plate flow.

参数	符号	数值
马赫数	Ma_∞	2.244
来流温度	T_∞/K	278
单位雷诺数	Re_∞	4.31×10^7
来流密度	$\rho_\infty/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	1.0

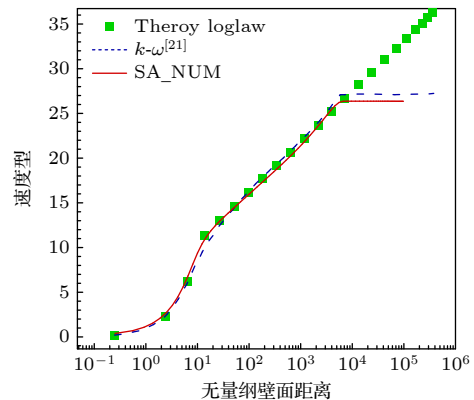


图 2 绝热壁面下 SA 湍流模型计算得到的壁面律 (速度剖面, $x = 1$ m 处) 和其他结果 [21] 的对比

Fig. 2. Comparison of the wall law calculated by the SA turbulence model (velocity profile, at $x = 1$ m) under the adiabatic wall conditions with other results^[21].

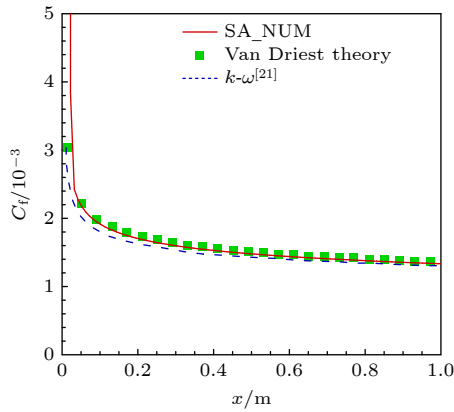


图 3 绝热壁条件下, 壁面热流分布对比

Fig. 3. Comparison of wall heat flow distribution under the adiabatic wall.

3.2 低磁雷诺数 MHD 层流流动验证算例

选取圆球算例来验证低磁雷诺数 MHD 层流流动计算模块的可靠性. 表 2 整理了圆球绕流算例计算的工况.

表 2 圆球绕流算例计算自由流条件

Table 2. Freestream conditions for the hemisphere flow.

参数	符号/单位	数值
马赫数	Ma_∞	5.0
来流温度	T_∞/K	100
来流压力	P_∞/Pa	1587
球头半径	r/m	0.01
壁面温度	T_w/K	130
电导率	$\sigma_e/(\text{S} \cdot \text{m}^{-1})$	794

外加磁场与流场相互作用产生洛伦兹力, 激波层内流动减速, 激波脱体距离增加. 图 4 给出了当外加磁场 $B_y = 6.472 \text{ T}$ 时, 低磁雷诺数 MHD 流场计算程序计算得到的流场压力轮廓图及文献 [22] 的结果, 通过对比可知, 本文计算结果与文献 [22] 结果符合良好. 图 5 是当外加磁场 $B_y = 6.472 \text{ T}$ 时无量纲压力沿驻点线分布的对比图. 可以看出, 本文 MHD 程序计算结果与文献 [22] 计算结果一致, 验证了本文耦合磁场的低磁雷诺数 MHD 层流流动计算模块的可靠性.

3.3 网格无关性分析

选用轨道再入试验飞行器 (orbital reentry experiment, OREX) 验证程序的网格无关性. 令试验速度 $U_\infty = 3873.4 \text{ m/s}$, 高度 $h = 51.99 \text{ km}$, OREX 外形见图 6. 建立了六套网格进行网格收敛性分析,

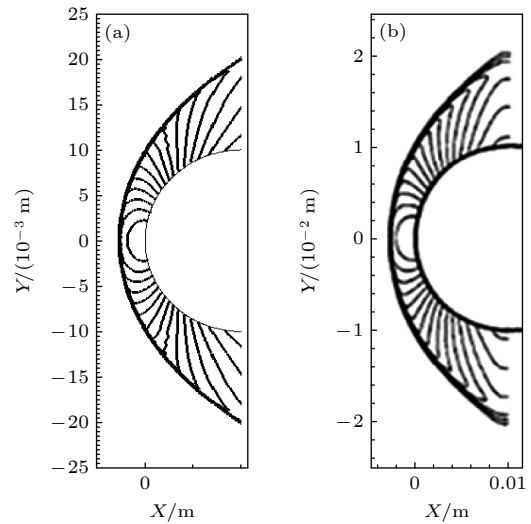


图 4 $B_y = 6.472 \text{ T}$ 时的流场压力轮廓图 (a) 本文计算; (b) 文献 [22] 的结果

Fig. 4. Pressure profile of flow field with $B_y = 6.472 \text{ T}$: (a) Paper results; (b) results from Ref. [22].

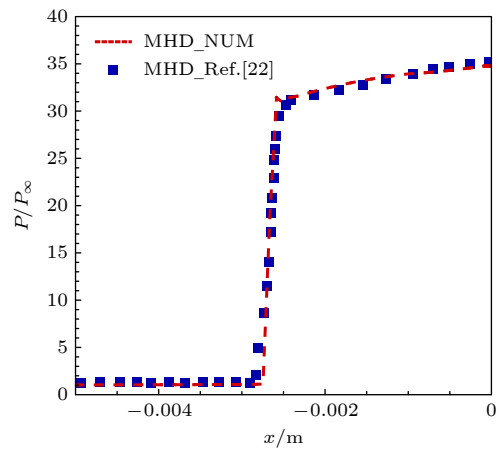

 图 5 $B_y = 6.472 \text{ T}$, 压力沿驻点线线压力分布对比

Fig. 5. Comparison of the pressure distribution along axial line with $B_y = 6.472 \text{ T}$.

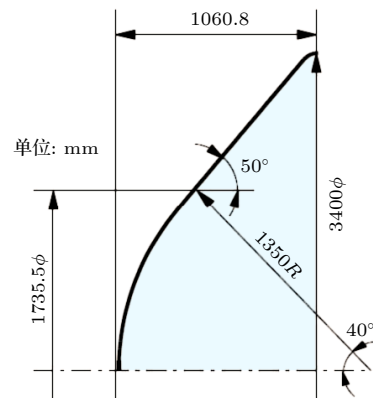


图 6 OREX 外形

Fig. 6. Geometry for the OREX.

网格雷诺数分别为 0.8, 1.6, 5.5, 11.0, 28.0, 56.0; 图 7 对比了六套网格下的壁面热流计算结果, 基于自由流参数网格雷诺数 $Re_{\Delta n, \infty} \leq 1.6$ 时, 相应网格下的驻点热流峰值计算结果相对误差不超过 1%, 程序网格无关性得到了有效验证。

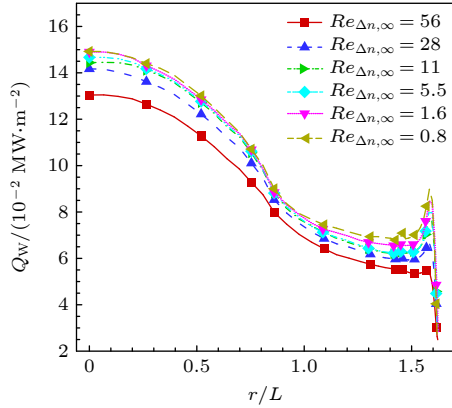


图 7 不同网格下壁面热流计算结果对比

Fig. 7. Heat flux distributions under different normal grid spacing at the wall.

4 平板磁流体湍流流动

选取典型的低磁雷诺数 MHD 平板流动算例, 以分析不同外加磁场条件下平板湍流边界层流动控制效果. 超声速平板磁流体湍流流动计算工况如表 3 所列, 入口边界为给定的自由来流条件. 此外, 外加均匀磁场作用于整个平板流动计算域, 磁场方向垂直于平板, 磁感应强度 $B_{\max} = 0\text{--}1.3\text{ T}$, 此时洛伦兹力方向与流动方向相反. 外加磁场平板湍流计算网格规模为 $100 \times 80 \times 3$ (流向 \times 法向 \times 周向), 近壁面附近法向网格加密, 第一层网格的高度为 $2.0 \times 10^{-7}\text{ m}$.

表 3 超声速平板磁流体湍流流动计算自由流条件
Table 3. Freestream conditions for the flat plate magnetohydrodynamic turbulent flows.

参数	符号/单位	数值
马赫数	Ma_{∞}	2.0
来流温度	T_{∞}/K	300
雷诺数	$Re_{\infty, L}$	3.75×10^6
来流压力	$P_{\infty}/(\text{N}\cdot\text{m}^{-2})$	1.706×10^5
平板长度	L/m	0.08
电导率	$\sigma_e/(\text{S}\cdot\text{m}^{-1})$	800

首先进行耦合磁场的平板层流流动算例分析, 将计算结果与文献 [23] 中平板层流边界层速度剖面

进行比较. 图 8 为不同磁感应强度下的平板层流边界层速度剖面图, 纵轴表示平板无量纲法向距离, 无量纲参考长度为平板长度 L , y 为壁面法向距离, 计算结果和文献 [23] 符合良好 (误差在 1% 以内). 结果表明, 本程序能准确可靠地模拟低磁雷诺数下的平板磁流体层流流动。

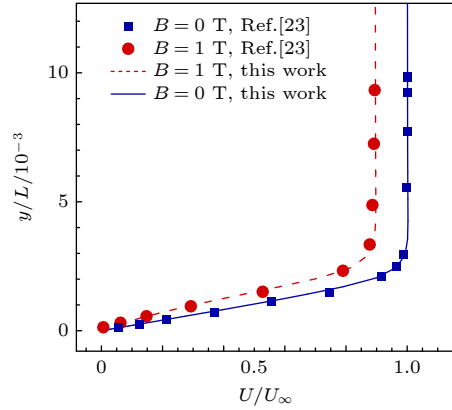


图 8 $x = 0.06\text{ m}$ 时, 不同磁感应强度下的层流边界层速度分布的对比

Fig. 8. Comparison of laminar velocity profiles under the different magnetic field strength with $x = 0.06\text{ m}$.

图 9 和图 10 是 $x = 0.06\text{ m}$ 位置不同外加磁场作用下, 平板湍流边界层速度、温度剖面的对比图. 外加磁场作用下, 洛伦兹力的方向和流动方向相反, 此时洛伦兹力起到减速作用, 边界速度型面更陡峭; 此外, 洛伦兹力对流体做负功, 在外加磁场作用下边界层内温度增加; 湍流边界层流动控制效果与洛伦兹力大小正相关. 图 11 给出了外加磁场作用下层流/湍流摩擦阻力系数的对比, 给定 $x = 0.04\text{ m}$ 为流场强制转捩点, 转捩点前计算流场全为层流

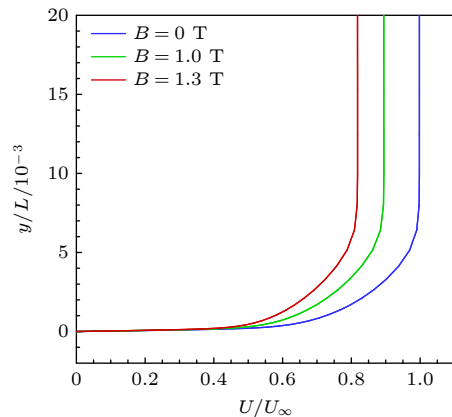


图 9 $x = 0.06\text{ m}$ 时, 不同磁感应强度下的湍流边界层速度型面对比

Fig. 9. Comparison of turbulent velocity profiles under the different magnetic field strength with $x = 0.06\text{ m}$.

流动, 转捩点后计算流场全为湍流. 磁场与流场相互作用产生的逆流向洛伦兹力减小了壁面的剪切应力, 从而降低层流/湍流流场壁面摩擦阻力系数. 施加 1.0 T 磁场时, $x = 0.03$ m 站位层流流场局部壁面摩擦系数减小 25.5%; $x = 0.06$ m 站位湍流流场局部壁面摩擦系数最大减小 7.2%.

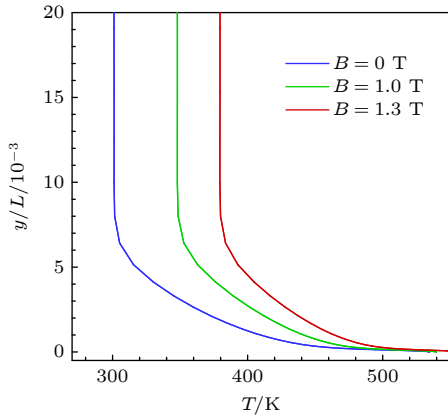


图 10 $x = 0.06$ m 时, 不同磁感应强度下的湍流边界层温度剖面对比

Fig. 10. Comparison of the turbulent temperature profiles under the different magnetic field strength with $x = 0.06$ m.

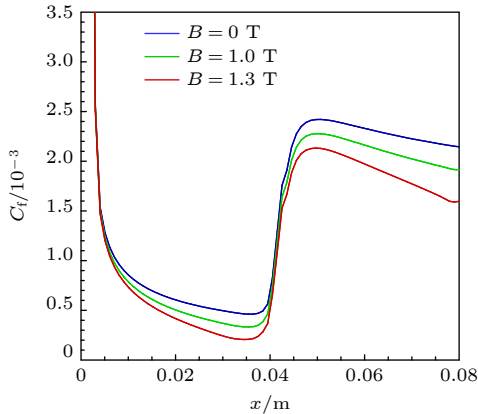


图 11 $x = 0.06$ m 时, 不同磁感应强度下湍流摩擦系数对比

Fig. 11. Comparison of turbulent skin friction coefficients under the different magnetic field strength with $x = 0.06$ m.

5 高超声速压缩拐角磁流体湍流流动

压缩拐角是一类经典的激波/边界层干扰问题, 虽然外形比较简单, 但局部的激波、边界层分离等流动现象复杂, 给数值模拟带来了很大的挑战. 选取 Settles 和 Dodson^[24] 实验数据库中的 34° 高超声速压缩拐角为研究对象, 进行激波/边界层干扰磁流体湍流数值模拟研究. 自由流条件如表 4 所列, 高超声速压缩拐角计算网格数为 $149 \times 180 \times 4$

(流向 \times 法向 \times 周向), 近壁面区域、拐角区域网格加密, 近壁面区域网格最小尺度 $y^+ < 1.0$.

表 4 34° 压缩拐角磁流体湍流流动自由流条件

Table 4. Freestream conditions for the 34° ramp magnetohydrodynamic turbulent flows.

参数	符号/单位	数值
马赫数	Ma_∞	9.22
来流温度	T_∞/K	64.5
单位雷诺数	Re_∞	4.31×10^7
来流密度	$\rho_\infty/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	0.1368
前平板长度	L/m	0.56
壁面温度	T_w/K	295

高超声速拐角流动分离控制系统包含外加磁场系统以及人工电离系统 (电子枪) 等设备. 由于来流工况与电离设备的制约, 绕流介质所能获得的电导率较低, 属于低磁雷诺数磁流体流动. 文献 [25] 指出, 当电子束电流密度为 $5 \text{ mA}/\text{cm}^2$, 电子束能为 30 keV 时产生了约 $5.0 \text{ S}/\text{m}$ 的电导率, 为简化计算, 电导率的分布简化处理为均匀分布. 图 12 是压缩拐角流动控制系统局部受力机理分析原理图, 在外加均匀磁场条件下对压缩拐角湍流流动控制局部受力进行机理分析. \mathbf{U} 为流体的速度矢量, \mathbf{B} 为磁感应强度矢量. 外加磁场和导电流体相互作用产生一个垂直 X - Y 平面向外的感应电流 \mathbf{J} , 电流和磁场相互作用产生一个逆流向的洛伦兹力 \mathbf{F} , 逆流向洛伦兹力 \mathbf{F} 主要作用是减速流体.

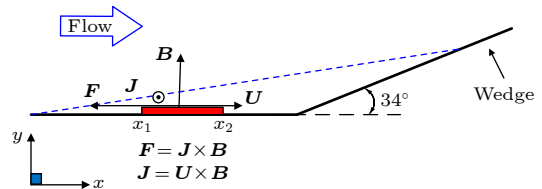


图 12 34° 压缩拐角 MHD 流动控制系统局部受力机理分析

Fig. 12. Analysis of local force mechanism of 34° the ramp compression corner MHD flow control system.

MHD 控制压缩拐角湍流边界层分离, 宏观上表现为分离泡尺度变化, 分离激波和再附激波位置改变, 本质上是外加磁场与导电流场相互作用产生的洛伦兹力改变边界层速度, 从而拐角点附近压升的幅度发生变化. 为研究电磁相互作用位置对压缩拐角流动 MHD 控制效果影响, 选定控制区域位于平板区域, 共设计了 4 组计算算例, 具体电磁控制参数如表 5 所列. 其中, 无外加磁场条件下, 34° 高超声速压缩拐角湍流流场分离点位于 $x_s = 0.550 \text{ m}$,

再附点位于 $x_R = 0.569$ m; x_1 为磁相互作用位置的起点, x_2 为磁相互作用位置的终点; 控制区域局部电导率高度取 10 mm.

表 5 电磁流动控制参数

Table 5. Electromagnetic flow control parameters.

计算工况	x_1 /m	x_2 /m	B_{\max} /T	σ_e /($\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$)
Case 1	0.30	0.40	4.0	4.0
Case 2	0.35	0.45	4.0	4.0
Case 3	0.40	0.50	4.0	4.0
Case 4	0.45	0.55	4.0	4.0

图 13(a) 是平板区域不同 MHD 作用位置壁面压力分布对比结果. 可清楚地看到: 无控制时流动发生小分离, 分离泡 (压力平台区) 尺度较小; 外加磁场作用下, 压力平台区域明显增大, Case 1 控制效果最好; 不同 MHD 作用位置对分离流动控制效果影响很大, 在不同位置施加 MHD 控制时, 分离

泡长度最大相差 45.2%. 特定控制区域内, MHD 区域越靠近原分离点上游, 控制效果越显著, 压力平台区显著增大. 图 13(b) 为平板区域不同 MHD 作用位置壁面摩擦系数对比结果, 随着 MHD 区域前移, 分离点向上游移动, 再附点向下游移动, 分离区尺寸变大. 外加磁场作用下, 控制区域逆流洛伦兹力减小了壁面的剪切应力, 从而降低了湍流流场壁面摩擦阻力系数.

图 14(a) 是不同 MHD 作用位置时, $x = 0.4$ m 站位截面速度分布, 可看出施加逆流洛伦兹力能明显减速边界层, 使近壁面区速度型面更加陡峭, 减少了局部控制区域近壁面流体的动量, 从而降低了边界层抵抗分离的能力. 图 14(b) 为不同 MHD 作用位置时, $x = 0.4$ m 站位截面温度分布, 等温壁面边界条件下, 逆流洛伦兹力, 对流体做负功, 边界层内温度增加.

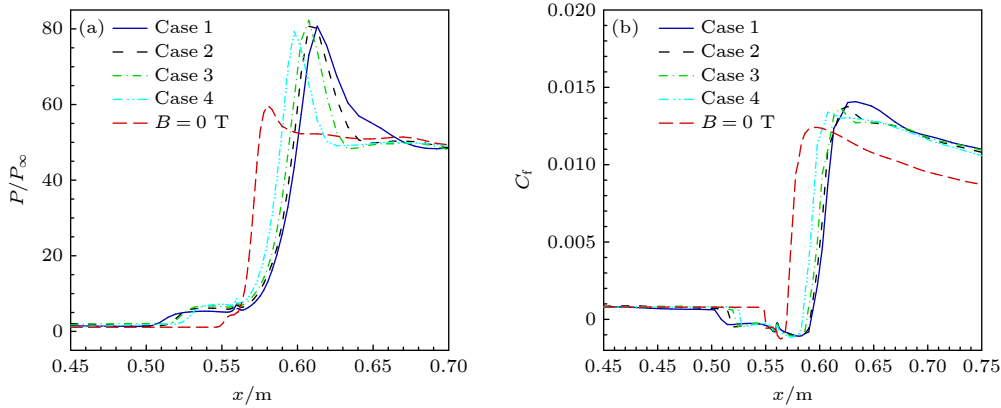


图 13 MHD 作用位置对壁面压力系数及摩擦系数分布影响 (a) 壁面压力系数分布; (b) 摩擦系数分布

Fig. 13. Effect of MHD position on wall pressure coefficient and skin friction coefficient distribution: (a) Wall pressure distribution; (b) skin friction coefficient distribution.

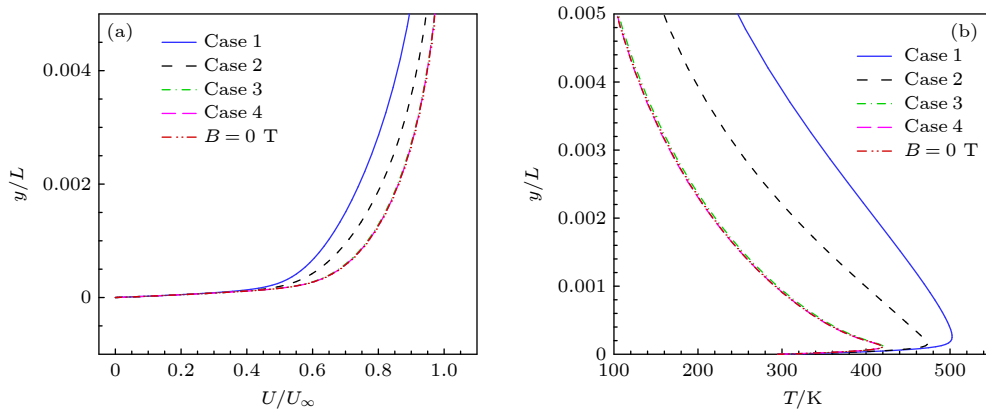


图 14 MHD 作用位置对 $x = 0.4$ m 站位截面速度及温度分布影响 (a) 速度剖面; (b) 温度剖面

Fig. 14. Effect of MHD position on velocity and temperature distribution at $x = 0.4$ m station section: (a) Profiles of velocities; (b) profiles of temperatures.

6 结 论

理论研究基础上建立基于低磁雷诺数假设的完全气体湍流流场与磁场耦合数值计算方法, 通过典型算例对数值计算程序和计算结果进行验证; 分析不同外加磁场条件下平板及压缩拐角湍流边界层 MHD 流动控制效果, 研究结果表明:

1) 高超声速湍流流动电磁控制效果主要体现在洛伦兹力对湍流边界层内流动参数影响, 湍流边界层 MHD 流动控制效果与洛伦兹力大小正相关;

2) 外加磁场作用下, 洛伦兹力的方向和流动方向相反, 此时洛伦兹力起到减速的作用, 减少了近壁面流体的动量, 降低了边界层抵抗分离的能力;

3) 逆流洛伦兹力减小了壁面的剪切应力, 从而降低湍流流场壁面摩擦阻力系数, 洛伦兹力对流体做负功, 边界层内温度增加;

4) 磁相互作用位置对 MHD 分离区控制效果存在较大影响, 特定控制区域内, 激励位置越靠近原分离点上游, 控制效果越显著.

参考文献

- [1] Tan H J, Li C H, Zhang Y, Li G S 2016 *J. Propuls. Technol.* **37** 11 (in Chinese) [谭慧俊, 李程鸿, 张悦, 李光胜 2016 *推进技术* **37** 11]
- [2] Babinsky H, Harvery J K 2011 *Shock Wave Boundary Layer Interactions* (New York: Cambridge University Press) pp5, 6
- [3] Van D M, Nedungadi A 2004 *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Fort Lauderdale, Florida, July 11–14 2004, AIAA 2004–4129
- [4] Bisek N J, Gosse R, Poggie J 2013 *J. Spacecraft Rockets* **50** 927
- [5] Ding M S, Jiang T, Dong W Z, Gao T S, Liu Q Z, Fu Y A X 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 174702 (in Chinese) [丁明松, 江涛, 董维中, 高铁锁, 刘庆宗, 傅杨奥骁 2019 *物理学报* **68** 174702]
- [6] Li K, Liu J, Liu W Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 054701 (in Chinese) [李开, 柳军, 刘伟强 2017 *物理学报* **66** 054701]
- [7] Li Y X, Wang Q, Luo K, Li J P, Zhao W 2021 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **53** 2493 (in Chinese) [李逸翔, 汪球, 罗凯, 李进平, 赵伟 2021 *力学学报* **53** 2493]
- [8] Fujino T, Matsumoto Y, Ishikawa M 2016 *J. Spacecraft Rockets* **53** 528
- [9] Bobashev S V, Mende N P, Sakharov V A 2003 *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, Nevada, January 6–9 2003, AIAA 2003–169
- [10] Meyer R, Chintala N, Bystrivky B 2004 *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, Nevada, January 5–8 2004, AIAA 2004–510
- [11] Zaidi S H, Smith T, Macheret S 2006 *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, Nevada, January 9–12 2006, AIAA 2006–1006
- [12] Saito S, Udagawa K, Kawaguchi K 2008 *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, Nevada, January 7–10 2008, AIAA 2008–1091
- [13] Nagata Y, Yamada K, Abe T 2013 *J. Spacecraft Rockets* **50** 981
- [14] Li Y W, Fan H, Zhang B L 2017 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **38** 120368 (in Chinese) [李益文, 樊昊, 张百灵 2017 *航空学报* **38** 120368]
- [15] Wang D, Wang J F, Li L F 2022 *Aerosp. Sci. Technol.* **126** 107598
- [16] Tian Z Y 2008 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [田正雨 2008 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [17] Ding M S, Jiang T, Dong W Z, Gao T S, Liu Q Z 2017 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **38** 121030 (in Chinese) [丁明松, 江涛, 董维中, 高铁锁, 刘庆宗 2017 *航空学报* **38** 121030]
- [18] Li K 2017 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [李开 2017 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [19] Li K, Liu W Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 064701 (in Chinese) [李开, 刘伟强 2016 *物理学报* **65** 064701]
- [20] Sinha K, Candler G 1998 *29th AIAA, Fluid Dynamics Conference* Albuquerque, NM, June 15–18 1998, AIAA 98–2649
- [21] He X Z 2007 *Ph. D. Dissertation* (Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center) (in Chinese) [贺旭照 2007 博士学位论文 (绵阳: 中国空气动力研究与发展中心)]
- [22] Yao X, Liu W Q, Tan J G 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 174702 (in Chinese) [姚霄, 刘伟强, 谭建国 2018 *物理学报* **67** 174702]
- [23] Dietiker J K 2002 *Ph. D. Dissertation* (Wichita: Wichita State University)
- [24] Settles G S, Dodson L J 1991 *AIAA 22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics & Lasers Conference*, Honolulu, HI, June 24–26 1991, AIAA 91–1763
- [25] Aithal S, Munipalli R, Shankar V 2004 *Performance Enhancement of High Speed Inlets Using MHD* (USA: Defense Technical Information Center) pp13–23

Mechanism analysis of magnetohydrodynamic control in hypersonic turbulent flow^{*}

Luo Shi-Chao[†] Wu Li-Yin Chang Yu

(*Hypervelocity Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China*)

(Received 11 May 2022; revised manuscript received 11 July 2022)

Abstract

Under the assumption of the low magnetic Reynolds number, the coupled model is established for the turbulent flow field and the externally applied magnetic field. The AUSMPW+ scheme and LUSGS method are used to solve turbulent magnetohydrodynamics (MHD) flow equations, in which the Spalart-Allmaras one-equation turbulence model is used. A series of numerical simulations over various geometry configurations, namely, a flat plate and a compression corner, is conducted by using an external electromagnetic field. Results show that the performance of MHD boundary layer flow control is determined mainly by the Lorentz force in the streamwise direction. With an external magnetic field used, the low velocity fluid in the boundary layer can decelerate and increase the static temperature locally. Moreover, the counter-flow Lorentz force always brings a negative effect on the turbulent skin friction coefficient, and the location for the MHD zone has a great influence on the control efficiency of the ramp-induced separation. A reasonable magnetic field layout scheme should be configured in practical engineering application.

Keywords: magnetohydrodynamics, turbulent boundary layer, multi-field coupling, flow control

PACS: 47.40.Ki, 47.85.L-, 52.30.Cv, 41.20.Gz

DOI: 10.7498/aps.71.20220941

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2019YFA0405203, 2019YFA0405200).

[†] Corresponding author. E-mail: 13687311973@163.com



高超声速湍流流动磁流体动力学控制机理

罗仕超 吴里银 常雨

Mechanism analysis of magnetohydrodynamic control in hypersonic turbulent flow

Luo Shi-Chao Wu Li-Yin Chang Yu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 214702 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220941

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220941>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高超声速磁流体力学控制霍尔效应影响

Influence of Hall effect on hypersonic magnetohydrodynamic control

物理学报. 2020, 69(21): 214703 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200630>

超声速湍流边界层密度脉动小波分析

Wavelet analysis of density fluctuation in supersonic turbulent boundary layer

物理学报. 2020, 69(21): 214702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200748>

热化学模型对高超声速磁流体控制数值模拟影响分析

Numerical analysis of influence of thermochemical model on hypersonic magnetohydrodynamic control

物理学报. 2019, 68(17): 174702 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190378>

黏性各向异性磁流体Kelvin-Helmholtz不稳定性: 二维数值研究

Kelvin-Helmholtz instability in anisotropic viscous magnetized fluid

物理学报. 2019, 68(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181747>

飞翼模型纵向气动特性等离子体流动控制试验

Experiment on longitudinal aerodynamic characteristics of flying wing model with plasma flow control

物理学报. 2022, 71(2): 024702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211425>

等离子体合成射流对超声速混合层的混合增强

Mixing enhancement for supersonic mixing layer by using plasma synthetic jet

物理学报. 2019, 68(17): 174701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190683>