磁流体条件下气动热特性研究

王欣^{1*}, 李旭东¹, 甄华萍¹, 史增民¹, 许丁²

1. 北京航天长征飞行器研究所, 北京 100076;

2. 西安交通大学航天航空学院, 西安 710049

*联系人, E-mail: wangxincalt@163.com

收稿日期: 2021-03-16; 接受日期: 2021-08-12; 网络出版日期: 2021-09-16

摘要 运用一种适用于高马赫数、低雷诺数流动条件下的磁流体力学(MHD)计算方法研究气动力/热特性. 采用经典Hartmann流动验证计算方法的有效性和准确性, 通过布置磁场的分布形式、改变磁场强度研究磁场对磁流体流动的影响, 包括对激波的控制作用及对壁面压力和热流密度的影响, 进而得到磁流体条件下的气动热加热特性. 通过研究, 得到以下结论: 磁场对流动的影响主要通过无量纲干涉参数体现, 给定来流条件的情况下, 通过提高电导率或增强磁感应强度都可以起到增强磁场效应的效果; 磁场对流场作用主要表现为磁阻滞效果, 引入磁场后流场变化更为平缓, 随着机体内部磁场强度增大, 激波的脱体位置不断前移、强度逐渐变弱, 飞行器表面压力不断升高、热流逐渐下降.

关键词 磁流体力学, 磁场, 气动热

PACS: 02.70.-c, 47.65.-d, 52.25.Kn, 51.20.+d

1 引言

在高马赫数流动中, 由于边界层内的摩擦以及激波压缩效应的影响, 飞行器周围流场会出现很高的温度并且飞行器表面会产生很大的热流, 致使飞行器面临热防护等的严重问题. 由于高温效应的存在, 空气不能再视为完全气体, 而是由离子、电子等组成的真实气体, 空气比热容比不再是常数, 而且真实气体效应会随着飞行马赫数的增大而增强, 使得飞行器的飞行环境发生巨大的改变, 影响到飞行器的气动力/热特性. 但同时高温电离空气所产生的等离子体可以为磁

场控制气体流动, 实现减阻、降低壁面温度及热流等目的提供有力的支持^[1]. 目前, 国内外基于磁流体力学(MHD)对高速等离子体流动展开了许多的理论研究和数值模拟, 在诸如钝头体绕流^[2-4]、吸气式超燃冲压发动机^[5]等很多方面都取得了进展.

本文基于国内外的研究现状, 在实际问题中采取合理的假设, 以典型飞行器飞行环境所对应的低磁雷诺数流动作为主要研究对象, 将全MHD方程简化为以磁场作用力为源项的Navier-Stokes (NS)方程. 既克服了低磁雷诺数下全MHD方程具有较强刚性的问题, 也避免了磁场散度清零的运算, 从而提高了计算效率^[6],

引用格式: 王欣, 李旭东, 甄华萍, 等. 磁流体条件下气动热特性研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 104707

Wang X, Li X D, Zhen H P, et al. Study of aerodynamic heat characteristics under magnetofluid conditions (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 104707, doi: 10.1360/SSPMA-2021-0072

同时对于问题的研究给予了一定的理论支持. 针对高马赫数流动, 采用基于Boltzmann方程的气体动理学格式(Gas Kinetic Scheme, GKS)作为NS方程的通量求解器. 与传统基于黎曼求解器的迎风型格式不同, 气体动理学格式将无黏通量和黏性通量统一处理, 使中心格式和迎风格式有机结合. 实践表明GKS既能分辨边界层又能很好地捕捉激波, 同时格式本身是多维格式, 可以运用高精度重构技术提高数值精度^[7]. 本文采用MUSCL重构^[8]并使用van Albada限制器^[9], 时间离散采用隐式格式的LU-SGS方法^[10,11].

本文首先通过Hartmann流动验证计算方法的准确性和有效性, 其次通过布置磁场分布形式、改变磁场强度探究磁场对磁流体流动中激波的控制作用以及对壁面压力、热流和温度等分布形式和强度大小的影响, 最终得到磁流体条件下的气动加热特性.

2 计算方法

三维不考虑磁场作用的无量纲NS方程形式为

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

其中, $\mathbf{Q}$ 为宏观守恒量, $\mathbf{F}$, $\mathbf{G}$, $\mathbf{H}$ 分别为 x , y , z 方向的完整通量, 其求法采用气体动理学格式(GKS), 具体见文献^[12].

考虑磁场作用后, 磁流体切割磁力线产生感应电流, 感应电流受到磁场的安培力作用(微观上就是运动电荷所受磁场给予的洛伦兹力), 又产生感应磁场改变总磁场, 严格来说磁场的变化规律由Maxwell方程控制, 最终磁流体的运动应将流体NS方程和Maxwell方程耦合联立得到所谓的全MHD方程组. 目前全MHD方程组的求解面临众多困难: (1) 方程组涉及未知量多, 数值求解计算量远大于传统无磁场的NS方程求解. (2) 磁场是一个无散场, 数值求解如何保证每步所得的磁场满足无散条件, 即磁场的伪散度处理问题. 目前文献中报道有投影技术、八波格式和输运约束类算法, 但都有各自的缺点和局限性. (3) 全MHD方程组中磁场方程的磁扩散项非常大, 带来很强的刚性, 求解时需要非常小的时间步长, 计算效率很低, 对于流场中存在局部零电导率的情况全MHD方程组将无法求解. 而对一般在流体运动远小于光速的情况下, 电场作用相对于磁场作用在常规宏观流动当中是小量, 这可以从

力与能量的角度分别得到验证^[13], 由此对问题进行简化, 忽略电场的求解.

低磁雷诺数流动是一类重要的磁流体力学问题, 对某些磁流体问题进行低磁雷诺数简化实际是将导电流体与磁场之间的耦合过程进行解耦处理. 这里考虑一个问题, 外加磁场 $\mathbf{B}_0$ 均匀, 导电流体的运动产生感应磁场 $\mathbf{B}'$, 合磁场为 $\mathbf{B}=\mathbf{B}_0+\mathbf{B}'$. 由于外加磁场均匀, 根据安培定律得到

$$\nabla \times \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{B}' = \mu_e \mathbf{J}. \quad (2)$$

另一方面, 根据欧姆定律得到

$$\mathbf{J} = \sigma_e(\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}) = \sigma_e(\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{U} \times \mathbf{B}'). \quad (3)$$

当感应磁场 $|\mathbf{B}'| \ll |\mathbf{B}_0|$ 时, 上式可简化为

$$\mathbf{J} = \sigma_e(\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}_0). \quad (4)$$

该式说明无外加电场时电流主要受外加磁场来决定. 将式(2)和(4)联立, 从量级上估计有

$$\frac{|\mathbf{B}'|}{|\mathbf{B}|} \sim \mu_e \sigma_e U L = Re_m, \quad (5)$$

其中, μ_e , σ_e , U , L 分别为磁导率、电导率、流动特征速度和物体特征长度, Re_m 称为磁雷诺数, 磁雷诺数反映感应磁场和外加磁场的相对大小. 要求 $|\mathbf{B}'| \ll |\mathbf{B}_0|$ 即要求 $Re_m \ll 1$. 目前文献中一般认为当 $Re_m < 1$ 时是低磁雷诺数, 对于低磁雷诺数磁流体流动感应磁场作用相比外加磁场可忽略, 全MHD磁流体控制方程解耦, 磁场的效应可用NS方程加上源项 $\mathbf{S}_{\text{MHD}}$ 处理, 即控制方程变为

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \mathbf{S}_{\text{MHD}}, \quad (6)$$

其中, 源项 $\mathbf{S}_{\text{MHD}}$ 无量纲形式为

$$\mathbf{S}_{\text{MHD}} = Q \begin{pmatrix} 0 \\ B_z(wB_x - uB_z) - B_y(uB_y - vB_x) \\ B_x(uB_y - vB_x) - B_z(vB_z - wB_y) \\ B_y(vB_z - wB_y) - B_x(wB_x - uB_z) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

这里无外加电场, 并且忽略电流焦耳热效应. Q 为新引入的无量纲数, 称为干涉参数, $Q = \frac{\sigma_e B_0^2 L}{\rho_\infty V_\infty}$, 其中 σ_e 为气体电导率, B_0 为参考磁感应强度, L 为物体特征长

度, ρ_∞ 为来流密度, V_∞ 为来流速度. 其物理意义代表磁作用力与惯性力的比值, 干涉参数综合考虑了磁感应强度、电导率、来流速度和密度以及物体特征长度对流动的影响.

在工程实践中, 常见的磁流体并非良导体, 对应磁雷诺数通常满足 $Re_m < 1$, 即小磁雷诺数假设. 如一般气体电离电导率 σ_e 通常满足 $\sigma_e < 10$ mho/m, 对于一般飞行器来流速度为 4524 m/s, 磁导率取真空磁导率为 $\mu_e = 4\pi \times 10^{-7}$ N/A², 特征长度取为 $L = 1$ m, 则磁雷诺数:

$$Re_m = \mu_e \sigma_e UL \approx 0.057 < 0.1. \quad (8)$$

可见本文中的计算采用低磁雷诺数假设是合理的.

3 计算方法验证

Hartmann 流动^[14]为经典低磁雷诺数 MHD 流动验证算例, 即横向磁场作用下的两平行平板间的完全发展流动, 示意图见图 1.

磁场平板间距离 $2h$, y 方向均布磁场 B_0 , 全流场均匀电导率 σ_e , x 方向存在压力梯度 $\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho G$, 其中 G 是驱动流体运动的单位质量力. Hartmann 流动存在理论上的精确解, 水平速度为

$$\frac{u(y)}{V} = 1 - \frac{\cosh\left(Ha \cdot \frac{y}{h}\right)}{\cosh(Ha)}, \quad (9)$$

其中, V 为最大速度,

$$V = \frac{\rho G}{\sigma_e B_0^2}. \quad (10)$$

Hartmann 数为本问题的相似参数:

$$Ha = B_0 h \sqrt{\frac{\sigma_e}{\mu}}. \quad (11)$$

壁面处满足无滑移边界条件, 我们对不同 Ha 数下的流动进行模拟并与精确解比较. 计算网格为 20×40 , 如图 2 所示, 计算结果如图 3 所示, 从内到外的 Ha 数为 1, 2, 5, 10, 20, 速度用最大速度 $V_{\max}$ 进行无量纲化. 随着 Ha 数的增加, 平板间的无量纲速度分布趋于均匀, 壁面附近形成了所谓的 Hartmann 层.

从图 3 中我们可以看出, 数值结果与精确解符合得很好, 验证了计算方法的可靠性.

4 磁流体对气动热特性影响

4.1 超声速钝头绕流

考察超声速半圆柱的绕流^[15], 来流马赫数 $Ma = 8.03$, 温度为 $T = 124.94$ K, 雷诺数 $Re = 1.835 \times 10^5$, 壁面为等温壁条件 $T_w = 294.44$ K, 施加的磁场方向沿周向方向, 磁场源点位于圆柱圆心, 磁场具体分布形式如下:

$$\mathbf{B} = \begin{cases} \frac{B_0 r}{R} \mathbf{e}_\theta, & r < R, \\ \frac{B_0 R}{r} \mathbf{e}_\theta, & r \geq R, \end{cases} \quad (12)$$

其中, R 为圆柱半径, $\mathbf{e}_\theta$ 为方向向量. 计算网格 200×80 , 壁面网格雷诺数约为 $Re_{\text{cell}} = 1.835$, 如图 4 所示.

不同干涉参数 Q 值下的温度云图如图 5 所示, 由于

图 1 Hartmann 流动示意图
Figure 1 Hartmann flow diagram.

图 2 计算网格 20×40
Figure 2 Computational grid 20×40 .

图 3 (网络版彩图) Hartmann 流动速度分布
Figure 3 (Color online) Hartmann flow velocity distribution.

图 4 计算网格200×80

Figure 4 Computational grid 200×80.

钝头体在前缘形成了脱体激波, 而磁场的加入使得流场在距离壁面前驻点较远的地方就开始出现减速, Q 越大减速效果越明显, 最终使得脱体激波位置向上游移动, 因而在形成脱体激波位置附近加入磁场可以有效地改变流场形态.

壁面压力与热流的分布和实验结果的对比如图6所示, 压力和热流均以无磁场作用时的驻点值作为无量纲参考值. $Q=1$ 的工况相比于无磁场作用时, 压力峰值基本没有变化, 沿壁面的分布比较平缓且绝对值有所增加, 而热流的变化非常明显, 热流峰值下降了约23.9%, 沿壁面的分布也趋于平缓.

主要原因是激波脱体位置前移, 使激波后高温气体有更多的空间沿流向流到下游, 从而降低了驻点附近的强加热效应. 这个算例说明磁场的加入可以有效地降低热流峰值, 并且减缓流场的变化.

4.2 菱形薄翼绕流

为了研究磁场对飞行器热环境的影响, 本文设计了一个菱形翼, 菱形薄翼全长0.1 m, 半顶角 8° , 坐标原点位于菱形薄翼中心, 其结构如图7所示.

对薄翼添加磁场, 磁场具体分布形式同式(12), 磁

图 5 (网络版彩图)不同 Q 值下温度云图. (a) $Q=0$; (b) $Q=0.1$; (c) $Q=0.5$; (d) $Q=1$ Figure 5 (Color online) Temperature cloud chart under different Q values. (a) $Q=0$; (b) $Q=0.1$; (c) $Q=0.5$; (d) $Q=1$.

图 6 (网络版彩图)壁面压力(a)和热流(b)分布

Figure 6 (Color online) Wall pressure (a) and heat flow (b) distribution.

图 7 (网络版彩图)菱形薄翼
Figure 7 (Color online) Rhombus thin wing.

场方向沿周向方向, 磁场中心距前缘 $d=3.5\times 10^{-3}$ m处, 半径 $R=d$, 如图7虚线圆所示. 计算网格 400×208 , 如图8所示. 在翼型表面附近进行了网格加密以分辨边界层, 同时在前缘加密以捕捉前缘激波. 边界条件对于左边界是自由来流条件, 下游右边界采用外推, 上下远场边界采用基于一维Riemann不变量的特征边界条件, 翼型表面采用黏性流动的无滑移无穿透条件.

图 8 计算网格 400×208
Figure 8 Computational grid 400×208 .

设定高度40 km、来流马赫数 $Ma=10$ 、攻角 0° 、压力 $p=9882$ Pa、温度 $T=216.6$ K作为来流条件, 壁面条件为无滑移绝热壁.

首先给出不加磁场即 $Q=0$ 的结果, 图9给出密度、压力、 Ma 数和竖直速度云图, 其中密度、压力和速度

图 9 (网络版彩图) $Q=0$ 时流场密度(a)、压力(b)、 Ma 数(c)、竖直速度(d)云图
Figure 9 (Color online) Cloud maps of flow field density (a), pressure (b), Mach number (c), and vertical velocity (d) when $Q=0$.

已用来流密度、压力和速度进行无量纲化,下同.从图中可以清楚看到前缘附体激波,经过附体激波气体显著压缩,密度和压力升高, Ma 数降低.紧接着壁面附近气流绕过菱形翼表面顶点时气体发生膨胀,密度和压力降低, Ma 数升高.上下表面气流在尾缘处汇合时又经历一次压缩过程,密度和压力提升.由于本问题考虑的是绝热壁,壁面温度接近理想滞止温度,温度很高.本问题几何外形上下对称,攻角为 0° ,因此流动上下对称,图9显示的结果很好地反映了流动上下对称性.

下面考虑引入磁场后的流动,本文计算了5组干涉参数 Q 分别取 $Q=1$, $Q=2$, $Q=3$, $Q=4$ 和 $Q=5$ 时的流动.磁场的引入对流动起到了明显的磁阻滞作用,这可以从图10给出的 $Q=5$ 时的 Ma 数云图看出,在翼前方出现 Ma 数提前下降的现象.为了对比清晰,将 $Q=0$ 和 $Q=5$ 时的结果展示在图11(a)和(b)中.其中 $y>0$ 上半平面给出不加磁场即 $Q=0$ 的结果,而 $y<0$ 下半平面是 $Q=5$ 的结果.磁场的加入,原附体激波前移并偏离翼型表面,激波层变厚,激波强度变弱.图11(c)给出了 $Q=2$ 和 $Q=5$ 时的 Ma 数云图,再次反映出相同的规律.

这一结果我们也可以由不同站位的密度分布得到,如图12所示,选取4个站位,分别是 $x=0$, $x=0.05$, $x=0.1$ 和 $x=0.2$,根据流动上下对称性,图中只展示了 $y>0$ 部分.可以看到随着 Q 增加即磁场作用加强,附体激波越偏离无磁场时原激波所在的位置,并且激波强度被弱化,激波厚度明显变宽.

图13给出翼型上表面密度、温度和压力分布,翼

图10 (网络版彩图) $Q=5$ 时 Ma 数云图

Figure 10 (Color online) Mach number cloud chart at $Q=5$.

型对应 x 范围为 $-0.05<x<0.05$,而 $x<-0.05$ 和 $x>0.05$ 分别对应中轴线($y=0$)处翼型上游和翼型下游.本问题前缘激波是附体激波,前缘处跨过激波时气体经历了很

图11 (网络版彩图)不同 Q 值流场结构对比. (a) $Q=0$ 和 $Q=5$ 的密度云图对比; (b) $Q=0$ 和 $Q=5$ 的 Ma 数云图对比; (c) $Q=2$ 和 $Q=5$ 的 Ma 数云图对比

Figure 11 (Color online) Comparison of flow field structures with different Q values. (a) Comparison of density cloud maps of $Q=0$ and $Q=5$; (b) comparison of Mach number contours of $Q=0$ and $Q=5$; (c) comparison of Mach number contours of $Q=2$ and $Q=5$.

图 12 (网络版彩图)不同站位下密度沿y轴的分布. (a) $x=0$; (b) $x=0.05$; (c) $x=0.1$; (d) $x=0.2$

Figure 12 (Color online) Distribution of density along the y-axis at different stations. (a) $x=0$; (b) $x=0.05$; (c) $x=0.1$; (d) $x=0.2$.

强的压缩, 受到前缘壁面的约束气体速度滞止为零, 考虑绝热壁, 此处的温度接近滞止温度 T_0 , 根据完全气体来流滞止温度 T_0 与静温 T_∞ 关系式 $T_0/T_\infty = 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2$, 当来流马赫数 $Ma=10$, 可得滞止温度与静温比 $T_0/T_\infty=21$. 从图中可以看出该菱形翼前缘处壁面温度确实接近来流滞止温度 $T \approx T_0 = 21T_\infty$. 跨过激波后前缘壁面压力也出现局部峰值, 但需注意前缘壁面处黏性作用很强, 并不能使用无黏斜激波理论来预测激波后壁面压力. 相比来说压力提升没有温度提升倍数高, 因此壁面高温的作用使气体密度降低, 在前缘壁面处出现一个密度极小值. 众所周知, 高超声速流动下边界

层厚度和来流 Ma 数平方成正比, 边界层相比低速流动要厚很多, 随着向下游发展, 边界层进一步发展变厚, 会出现薄激波层和厚边界层交织, 整个激波层都受到很强的黏性作用支配, 即黏性干扰作用. 气体压力、温度被进一步提升, 结合本问题采用的是绝热壁边界条件, 热量在壁面处堆积从而壁面温度在离开前缘后又出现新的峰值. 随着流动继续向下游发展, 激波层与边界层逐渐分离, 黏性干扰作用降低, 壁面温度又逐渐降低, 图 13 清楚地反映出这一点.

磁场的引入减弱了前缘激波作用, 随着 Q 的增加前缘密度梯度减小. 从温度和压力图上再次看出, 由于磁阻滞作用, 前缘激波前移, 引入磁场后翼型上游

图 13 (网络版彩图)翼型上表面密度(a)、温度(b)和压力(c)分布

Figure 13 (Color online) Surface density (a), temperature (b) and pressure (c) distribution on the airfoil.

($x < -0.05$) 流动温度和压力都有所提升. 翼型上表面最大温度随着 Q 增加而降低, $Q=5$ 时相对温度峰值 $\frac{T_{Q=0,max} - T_{Q=5,max}}{T_{Q=0,max} - T_{\infty}}$ 降低达到 22.2%. 翼型上表面前半部分 ($-0.05 < x < 0$) 压力随着 Q 增加而显著增加, 上表面压力峰值也出现在前半部分, $Q=5$ 时相对压力峰值 $\frac{P_{Q=5,max} - P_{Q=0,max}}{P_{Q=0,max} - P_{\infty}}$ 增加达到 160%, 翼型上表面后半部分 ($0 < x < 0.05$) 表面压力随 Q 增加而稍有增加, 可见本问题引入式(12)给出的磁场加剧了翼型前后表面压力分布的不对称性, 因此会显著增加翼型压差阻力. 图 14 给出翼型总阻力、压差阻力和摩擦阻力随 Q 变化曲线, 所有阻力都以 $Q=0$ 时的对应值进行了无量化, 可以看出压差阻力随 Q 的变大而增加明显, $Q=5$ 时的压差阻力相比 $Q=0$ 时增加 87.8%. 相反摩擦随 Q 的变大而降低, $Q=5$ 时的摩擦相比 $Q=0$ 时降低 34.7%. 最终总阻力随 Q 的变大而增加, $Q=5$ 时的总阻力相比 $Q=0$ 时增加约 51.6%.

本流动中壁面温度随 Q 变大而降低的原因可以从图 15 上表面速度矢量图给出合理的解释. 图 15 中蓝色线代表无磁场 ($Q=0$) 的速度矢量, 红色线代表引入磁场 ($Q=5$) 时的速度矢量. 可以看出加入磁场后, 壁面附近的流动受磁阻滞影响较强, 速度明显降低, 随着空间点远离壁面磁感应强度 B 衰减很快 (见式(12)), 磁阻滞作用随之减小, 流动受到磁场的影响也迅速降低, 整体

图 14 (网络版彩图)翼型总阻力、压差阻力和摩擦随 Q 变化曲线

Figure 14 (Color online) Curve of airfoil total resistance, differential pressure resistance and friction with Q .

图 15 (网络版彩图)翼型上表面速度矢量图(蓝色对应无磁场 $Q=0$, 红色对应加磁场 $Q=5$)

Figure 15 (Color online) Airfoil upper surface velocity vector diagram (blue corresponds to no magnetic field $Q=0$, red corresponds to magnetic field $Q=5$).

来说本问题磁场加入后边界层变厚, 速度梯度减小, 与壁面热传导减弱, 因此壁面温度降低.

5 结论

本文运用一种高马赫数、低雷诺数磁流体计算方法, 开展了引入磁场后对流场结构、激波位置以及气动加热物理参数影响的研究, 得到了以下结论.

(1) 磁场对流动的影响主要通过无量纲干涉参数 Q 体现, 在来流条件给定的情况下, 通过提高电导率 σ_e 或增强磁感应强度 B_0 起到增强磁场效应的效果.

(2) 对于钝体绕流, 磁场作用主要体现为磁阻滞效果. 随着磁场作用增强, 弓形激波的脱体位置不断前移, 驻点区域压力峰值基本没有变化, 沿壁面的分布比较平缓且绝对值有所增加, 而热流下降非常明显, 沿壁面的分布也趋于平缓.

(3) 对于菱形翼绕流, 磁场的磁阻滞作用对平滑流场波动效果很明显, 随着磁场强度增大, 附体激波往外偏离越远, 激波强度不断弱化, 激波厚度不断增厚. 在翼型表面, 磁场加入后边界层变厚, 速度梯度减小, 壁面温度降低, 但压力升高.

参考文献

- 1 Pan Y. Research on Numerical Simulation Method of Magnetic Interference Effect in Hypersonic Flow Field (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2007. 1–10 [潘勇. 高超声速流场磁场干扰效应数值模拟方法研究. 博士学位论文. 南京: 南京航空航天大学, 2007. 1–10]
- 2 Poggie J, Gaitonde D V. Magnetic control of flow past a blunt body: Numerical validation and exploration. *Phys Fluids*, 2002, 14: 1720–1731
- 3 Gaitonde D, Miller J. Numerical exploration of shock interaction control with plasma-based techniques. In: 34th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference 2003. Orlando, 2003. AIAA Paper 2003-3483
- 4 Gaitonde D, Datta V. Simulation of local and global high-speed flow control with magnetic fields. In: 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, 2005. AIAA Paper 2005-560
- 5 Macheret S O, Miles R B, Shneider M N. Magnetohydrodynamic control of hypersonic flows and scramjet inlets using electron beam ionization. *AIAA J*, 2012, 40: 74–81
- 6 Li H, Tian Z Y. Numerical Simulation Study of Hypersonic Flow Magnetohydrodynamics Control (in Chinese). Changsha: National University of Defense Technology Press, 2010 [李桦, 田正雨. 高超声速流动磁流体动力学控制的数值模拟研究. 长沙: 国防科技大学出版社, 2010]
- 7 Xu K, Chen S Z. Gas kinetic scheme in hypersonic flow simulation (in Chinese). *Acta Aeronaut Astronaut Sin*, 2015, 36: 135–146 [徐昆, 陈松泽. 高超声速计算中的气体动理学格式. 航空学报, 2015, 36: 135–146]
- 8 van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov's method. *J Comput Phys*, 1979, 32: 101–136
- 9 van Albada G D, van Leer B, Roberts W W. A comparative study of computational methods in cosmic gas dynamics. In: Hussaini M Y, van Leer B, van Rosendale J, eds. *Upwind and High-Resolution Schemes*. Berlin: Springer, 1997. 95–103
- 10 Yoon S, Jameson A. An LU-SSOR scheme for the Euler and Navier-Stokes equations. In: 25th AIAA Aerospace Sciences Meeting. Reno, 1987. AIAA Paper 1987-0600
- 11 Yoon S, Jameson A. Lower-upper Symmetric-Gauss-Seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations. *AIAA J*, 1988, 26: 1025–1026
- 12 Xu K. A gas-kinetic BGK scheme for the Navier-Stokes equations and its connection with artificial dissipation and Godunov method. *J Comput*

Phys, 2001, 171: 289–335

- 13 Wu Q F, Li H. *Magnetohydrodynamics* (in Chinese). Changsha: National University of Defense Technology Press, 2007 [吴其芬, 李桦. 磁流体力学. 长沙: 国防科技大学出版社, 2007]
- 14 Sutton G W, Sherman A. *Engineering Magnetohydrodynamics*. New York: McGraw-Hill Book Company, 1965
- 15 Wieting A R. Experimental study of shock wave interference heating on a cylindrical leading edge at Mach 6 and 8. In: 22nd AIAA Thermophysics Conference. Honolulu, 1987. AIAA Paper 1987-1511

Study of aerodynamic heat characteristics under magnetofluid conditions

WANG Xin^{1*}, LI XuDong¹, ZHEN HuaPing¹, SHI ZengMin¹ & XU Ding²

¹ *Institute of Space Long March Vehicle, Beijing 100076, China;*

² *School of Aerospace, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*

This article uses a magnetohydrodynamics calculation method suitable for high-Mach number and low-Reynolds number flow conditions. The classical Hartmann flow is used to verify the validity and accuracy of the calculation method. By arranging the distribution form and changing the intensity of the magnetic field to study the influence of the magnetic field on the magnetic fluid flow, including the control effect on the shock wave and influence on wall pressure and heat flow density, the aerodynamic heating characteristics under magnetic fluid conditions are obtained. The following conclusions are obtained: the influence of the magnetic field on the flow is mainly reflected by the interaction parameters; given the incoming flow conditions, the effect of the magnetic field can be enhanced by increasing the electrical conductivity or magnetic induction intensity. The effect of the magnetic field on the flow field is mainly manifested as a magnetic retardation effect; after the introduction of the magnetic field, the flow field changes more smoothly, and as the intensity of the magnetic field in the aircraft increases, the shock wave's detachment position continues to move forward and its intensity gradually weakens. The surface pressure on the aircraft continues to increase, and the heat flow gradually decreases.

magnetohydrodynamics, magnetic field, aerodynamic heat

PACS: 02.70.-c, 47.65.-d, 52.25.Kn, 51.20.+d

doi: [10.1360/SSPMA-2021-0072](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2021-0072)