

文章编号:1000-8055(2013)02-0365-07

基于磁流体控制的高超声速进气道黏性效应

何淼生, 杨文将, 郑小梅, 刘 宇

(北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100191)

摘 要: 建立引入电磁源项的二维低磁雷诺数磁流体动力学(MHD)方程组,对高超声速二维前体/进气道黏性流场进行了数值模拟.在给出了进气道高于设计马赫数的非设计工况下黏性流场的基本特征基础上,进一步分析了施加 MHD 控制对进气道黏性效应的影响.结果表明:施加 MHD 控制可以有效抑制非设计工况下内进气道表面的附面层分离,改善上壁面的热状况,平衡上、下壁面之间的热负担;黏性作用下,进气道流场及性能参数随磁感强度的变化规律与无黏模型计算结果存在较大差别,对磁流体控制的高超声速进气道研究不可忽略黏性的影响.

关 键 词: 高超声速; 进气道; 磁流体动力学; 磁流体动力学(MHD)控制; 黏性效应

中图分类号: V235.21

文献标志码: A

Viscosity effect of hypersonic inlet based on magnetohydrodynamic control

HE Miao-sheng, YANG Wen-jiang, ZHENG Xiao-mei, LIU Yu

(School of Astronautics,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: Two-dimensional steady-state flow equations coupled with low Reynolds number MHD (magnetohydrodynamic) effects were solved with MHD equations to study the viscosity effects of a MHD controlled hypersonic forebody/inlet. The numerical results showed some typical characteristics of viscous flowfield at the inlet when flight Mach number was larger than the designed value. Furthermore, the viscosity effect of inlet with MHD interaction was taken into discussion. The result analysis indicates that shock-induced boundary layer separation at the inlet can be restrained, and the maximum temperature near the interface of the inlet can be significantly lowered by implementing MHD control. Additionally, it is particularly true that the flow and performance parameters of MHD controlled inlet profiles versus magnitude force of the magnetic are fairly different when the viscosity is taken into consideration.

Key words: hypersonic; inlet; magnetohydrodynamics;
magnetohydrodynamic (MHD) control; viscosity effect

超燃冲压发动机通常是针对某一固定马赫数设计,因此飞行速度高于设计马赫数时,发动机进

收稿日期:2012-02-19

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130131.0829.201302.365_017.html

基金项目:中央高校基本科研业务费专项资金(YMF-11-03-Q-071)

作者简介:何淼生(1987—),男,江西宜春人,博士生,主要从事先进航天推进技术研究.

气道将工作于非设计工况. 由于激波进入进气道内部并形成反射波系, 诱导边界层产生大面积分离, 使得进气道质量流量降低, 熵增变大, 发动机性能恶化.

为了改善飞行速度大于设计马赫数的非设计工况进气道性能, 近年来, 国内外学者对应用 MHD 控制的高超声速进气道进行了广泛研究. 俄罗斯的一些学者^[1-6]研究了非设计马赫数下进气道上游的磁流体区域对流动的影响, 表明激波结构可以恢复到设计状态. Princeton 大学的 Macheret, Miles 和 Shneider 等人^[7-11]采用二维无黏方法研究了放置在飞行器前体下表面的磁流体装置的工作特点, 并对 MHD 作用区域进行了定性分析. 俄罗斯 Lofte 物理技术研究所与美国约翰霍普金斯大学合作进行数值和试验研究, 其研究结果证明了采用 MHD 技术进行超声速流体流动控制的可行性^[12]. 国内郑小梅等^[13]采用无黏模型对飞行速度大于设计马赫数的超燃冲压发动机磁控进气道进行了数值模拟, 并定量分析了磁流体区域及磁场控制参数对进气道流动和性能的影响规律. 空军工程大学利用磁流体进行了超声速冷流斜激波控制的磁流体主动流动控制研究^[14].

基于 MHD 控制的高超声速进气道研究主要关注磁流体控制机理分析, 进行数值模拟通常不考虑流体黏性. 而高超声速进气道中流体的黏性效应是非常显著的, 尤其是非设计工况下, 反射激波作用于前体或进气道壁面边界层, 会产生激波-附面层相互干扰作用.

本文针对 MHD 控制的飞行速度高于设计马赫数的情况, 通过建立引入电磁源项的二维低磁雷诺数磁流体动力学方程组, 进行高超声速进气道黏性流场的数值模拟. 研究在给出高于设计马赫数的非设计工况黏性基本特征基础上, 进一步讨论施加 MHD 控制对进气道黏性效应的影响.

1 物理模型与计算方法

1.1 高超声速磁控进气道模型

高于设计马赫数下的 MHD 控制高超声速进气道原理如图 1 所示^[15-16]. 磁流体发生器作用于进气道前体下部, 磁感应强度 B 垂直于高超声速来流方向, 电子束沿平行于磁感应强度的方向射入. 电子束电离空气形成的等离子体在磁场作用下产生垂直于 xOy 平面内的电流 j_z , 并产生与来流方向相反的洛伦兹力, 使得来流经过磁场作用区域后进一步减速, 从而实现激波结构和流动参

数的调整.

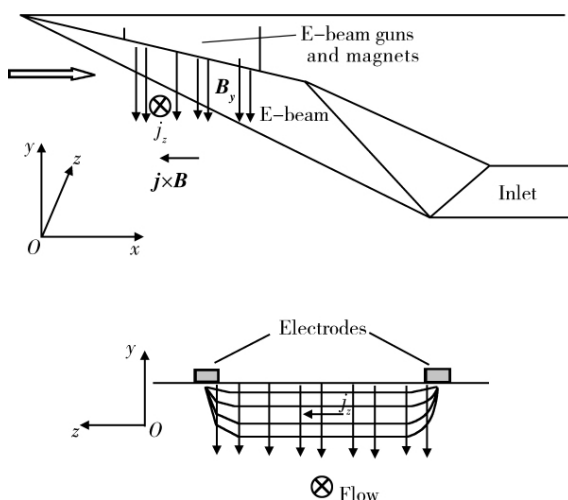


图 1 MHD 控制进气道原理

Fig. 1 Sketch of MHD controlled inlet

1.2 磁流体动力学方程及参数模型

研究表明, 磁流体强化超燃冲压发动机内的流动一般都是低磁雷诺数流动, $Re_m \ll 1$, 因此, 参考文献^[11]的研究方法, 建立磁流体动力学模型, 流体的控制方程由加入了电磁源项的欧拉方程组和理想气体方程组成, 若忽略磁流体各组分的变化, 则控制方程可以写成如下形式:

1) 欧拉方程组

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \\ \frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u) + \nabla p - \nabla \cdot \tau = F_e \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e_i + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \left(e_i + \frac{1}{2} u^2 \right) u \right] = \nabla \cdot (u \cdot \tau + \lambda \nabla T - p u) + E_e \end{cases} \quad (1)$$

式中 F_e 为动量源项, E_e 为由于电磁作用流体微团和外界的能量交换源项.

2) 理想气体状态方程

$$p = \rho R T \quad (2)$$

式(1)中的动量源项 F_e 代表洛伦兹力, 由下式计算得到:

$$F_e = j \times B \quad (3)$$

式中 j 为电流密度矢量, 由广义欧姆定律求得. 假设磁流体发生器为理想法拉第型发生器, 则霍尔效应和离子潜行可以忽略, 由广义欧姆定律

$$j = \sigma(E + u \times B) = \sigma(1 - k)u \times B \quad (4)$$

式中 σ 为电导率, k 为负载系数, E 为电场强度.

能量源项 E_e 由下式计算得到:

$$E_e = q_i + q \quad (5)$$

式中 q_i 为单位时间内往单位体积的流体中导入的电离能量; q 为 MHD 作用区提取能量的电功率。

等离子体电导率由气体放电决定, 本文采用国内外广泛使用的电子束电离方法, 电导率由以下公式计算得到^[15]:

$$\sigma = (e^2 n_e) / (m_e n k_c) \quad (6)$$

$$n_e = \sqrt{q_i / (\omega_i k_{dr})}$$

式中 e 为单个电子的带电量, m_e 为电子质量, n 为中性粒子的密度, k_c 为电子扩散率常数; n_e 为电子数密度, ω_i 为使中性粒子电离所需的能量, 对电子束方法, 为 34 eV; k_{dr} 为离散结合率常数。

1.3 数值计算方法

数值模拟基于商用 CFD 软件 Fluent 6.3.26 平台。空间离散采用有限体积方法, 应用基于密度隐式算法的时间推进求解技术, 对流通量用迎风型矢通量分裂方法 (AUSM) 计算, 流动基本方程以及湍动能、湍动能耗散方程均采用 2 阶迎风格式离散; 控制方程对流项采用 2 阶迎风格式离散, 扩散项采用中心差分格式离散; 湍流模型为 renormalization group (RNG) $k-\epsilon$ 两方程模型, 壁面为绝热无滑移边界; 考虑温度对黏性的影响, 应用 Sutherland 定律; 电磁源项由用户自定义函数 (UDF) 表达和计算。对黏性效应的讨论暂不考虑出口反压对进气道内流场的影响。

2 黏性效应分析

2.1 高超声速进气道设计与数值验证

对于高超声速飞行器磁控进气道, 出于简化问题考虑, 一般采用多波系外部压缩。这种进气道结构简单, 流场波系结构特征明显, 非常适合用来分析 MHD 控制流动问题。

按照斜激波贴口原则, 采用无黏斜激波理论设计进气道气动型面, 二维进气道前体采用 3 级压缩面设计, 设计马赫数 $Ma = 6.0$, 飞行高度 22 km, 设计工况下的流场马赫数分布如图 2 所示, 前体压缩波汇聚于唇口位置, 反射激波恰好打在进气道入口肩部, 使得激波被膨胀波完全吸收, 进气道内流动均匀, 符合设计初衷。

2.2 进气道黏性效应基本特征

2.2.1 设计工况下的黏性效应基本特征

高超声速进气道中流体的黏性效应是非常显著的。由于进气道是按无黏设计, 为方便对比, 本

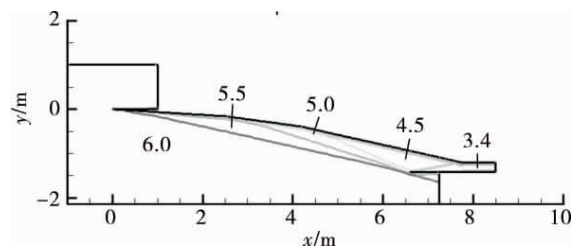
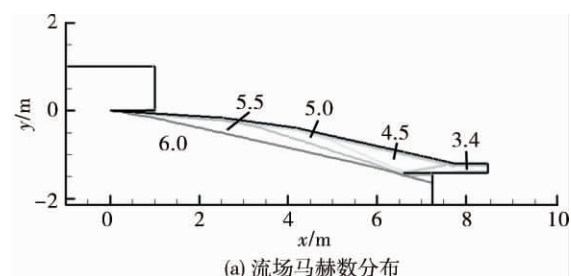


图2 设计工况下的流场马赫数分布

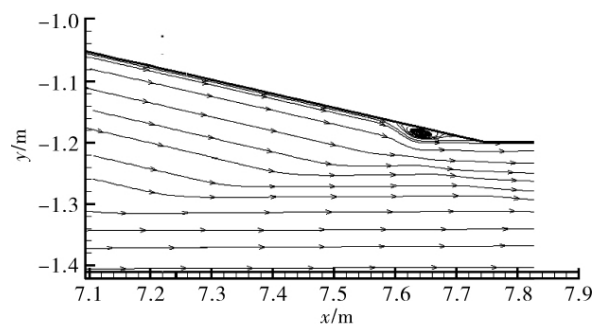
Fig. 2 Mach number contours at design condition

文首先给出了设计工况下的黏性效应特征。

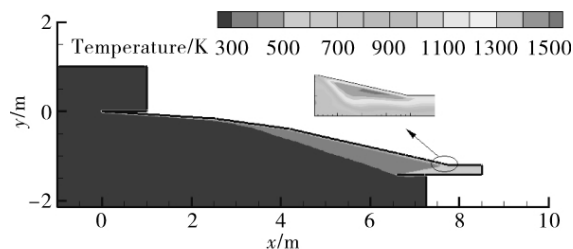
进气道在设计工况下的流场马赫数分布如图 3(a) 所示。计算结果表明, 高超声速进气道存在显著的黏性效应特征: 一是前体表面存在附面层的发展, 由于附面边界层的存在, 增加了来流的折转角, 使得第 1 级斜激波偏出了唇口外缘; 二是由于下腹板压缩面产生的激波作用于进气道上缘壁面边界层, 使得肩部转折点上游附面层发生分离, 如图 3(b) 所示; 另外, 肩部转折点上游附面层分离区出现流场温度的极值, 约为 1525 K, 前体表面热环境存在显著差异, 如图 3(c) 所示。



(a) 流场马赫数分布



(b) 流场流线分布



(c) 流场静温分布

图3 设计工况下考虑黏性的进气道流场计算结果

Fig. 3 Viscous inlet flowfield results at design condition

2.2.2 高于设计马赫数下黏性效应基本特征

在高于设计马赫数情况下,实际工作马赫数 $Ma_0=10$ 流场计算结果如图 4(a)所示. 流场马赫数分布显示,由于黏性效应,前体压缩面形成了较厚的附面层,与设计工况不同,入口激波作用于内进气道上表面,使附面层产生了分离,如图 4(b)所示;而且受到边界层的影响,激波进入内进气道后不断反射,使得流场进一步恶化. 图 4(c)给出了流场的温度分布,计算结果显示,在内进气道上表面分离区温度出现极值,约 3505 K. 显然,这一温度值远远超出了主流区的气流温度,将给内进气道的冷却带来极大的热流负担.

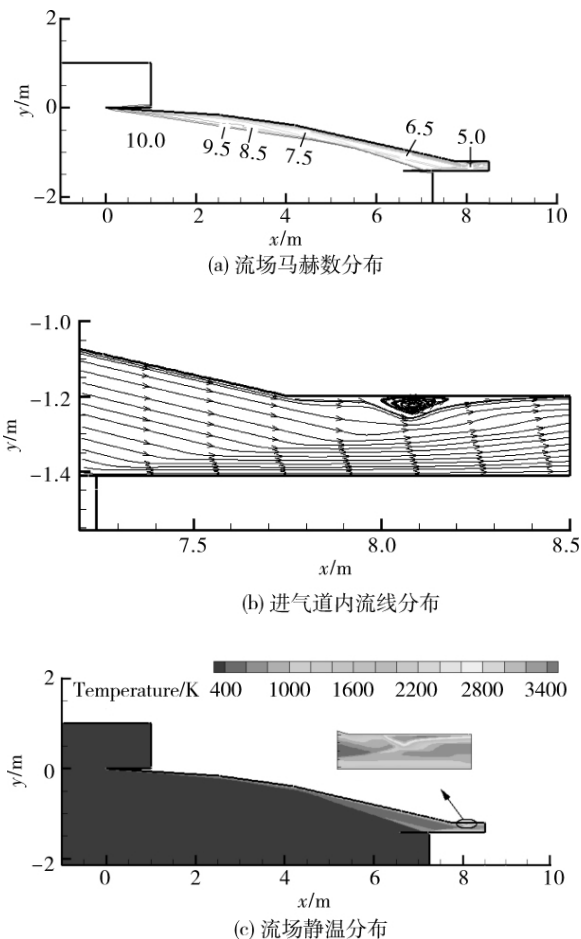


图 4 $Ma_0=10$,考虑黏性的进气道流场计算结果

Fig. 4 Viscous inlet flowfield results at $Ma_0=10$

图 5 给出了无黏和考虑黏性 2 种情况下进气道出口端面的马赫数分布对比,图中横坐标起点对应进气道下壁面,由图可知:高于设计马赫数的非设计状态下受到黏性影响,进气道内壁面形成较厚的速度边界层;考虑黏性影响的马赫数分布与无黏计算结果大体一致,但是由于存在黏性耗散,

主流区的平均马赫数相对减小,幅度在 0.2~0.3.

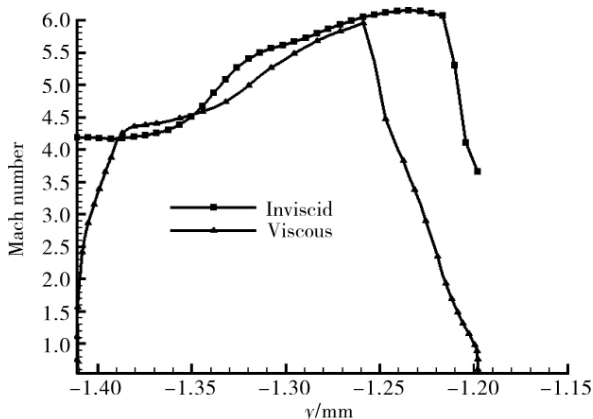


图 5 $Ma_0=10$,进气道出口端面的马赫数分布

Fig. 5 Mach number contours of outlet face
at $Ma_0=10$

2.3 MHD 控制下的进气道黏性效应

为了改善飞行速度大于设计马赫数的非设计工况进气道性能,应用 MHD 控制调整前体激波结构和进气道出口流动参数.

选取电子枪的有效作用深度为 $L_r=1.0$ m,其他参数如表 1 所示,假设磁场参数和输入电离能量沿磁场区域均匀分布. 其中 X_c 为磁场作用区域中线距离飞行器前缘距离,代表磁场作用位置, D 为磁场作用区域宽度, k 为负载因子, q_i 为电离能量密度.

表 1 前体磁流体发生器参数

Table 1 MHD generator parameters of forebody

参数	X_c/m	D/m	k	$q_i/(W/m^3)$
数值	1.0	0.2	0.5	1.0×10^6

磁感应强度为 2.7 T 时的磁控进气道黏性流场计算结果如图 6 所示,与不施加 MHD 控制的流场结果(如图 4)对比可以发现,MHD 控制下的进气道黏性流场特征发生显著变化. 流场马赫数和进气道内流线分布显示,当前磁感应强度下前体激波重新汇聚于唇口外缘,经唇口压缩后恰好打在进气道入口上缘肩部折转点,进气道内流动趋于均匀,分离区消失;磁控进气道温度分布接近于设计工况,内进气道的温度分布相对均匀,温度上限出现在内进气道入口上缘附近,约 3100 K,相比不应用 MHD 控制时下降了 400 K. 但是,由于 MHD 作用使得进气道内马赫数下降,以及焦耳加热效应,导致主流区气流温度升高,对燃烧室的燃烧过程产生不利影响.

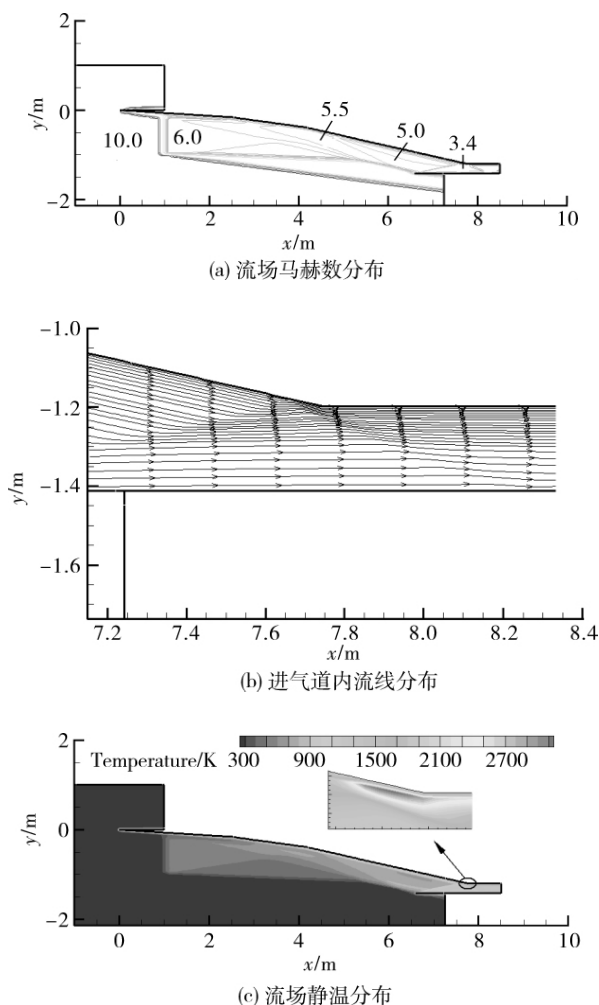
图6 $Ma_0 = 10, B = 2.7 \text{ T}$, 黏性流场计算结果

Fig. 6 Viscous flowfield results at $Ma_0 = 10$,
 $B = 2.7 \text{ T}$

为进一步分析应用磁流体控制对进气道黏性流场的影响,本文对不同磁感应强度下的进气道黏性流场进行数值计算。

图7(a)~图7(d)分别给出了磁感应强度为0.5、1.5、2.0 T和2.7 T时,进气道内的流线分布。计算显示:随着磁感应强度的增加,进气道入口激波诱导的分离区在逐渐减小;当磁感应强度增加到2.0 T时,分离区基本消失。这是因为随着磁感应强度的增加,进气道上游的气流磁流体作用增强,前体压缩激波向唇口外缘移动,前体后端压缩面的入射马赫数逐渐减小,使得进入到内进气道的入射激波和反射激波强度减弱,进气道入口激波角减小,相应的激波后的压强随之减小,因而分离区的气流压强逆压梯度降低,当磁感应强度增大到一定值时,气流的压力梯度降低到分离点以下,气流便不再产生分离。

不同磁感应强度下的进气道内壁面压强分布

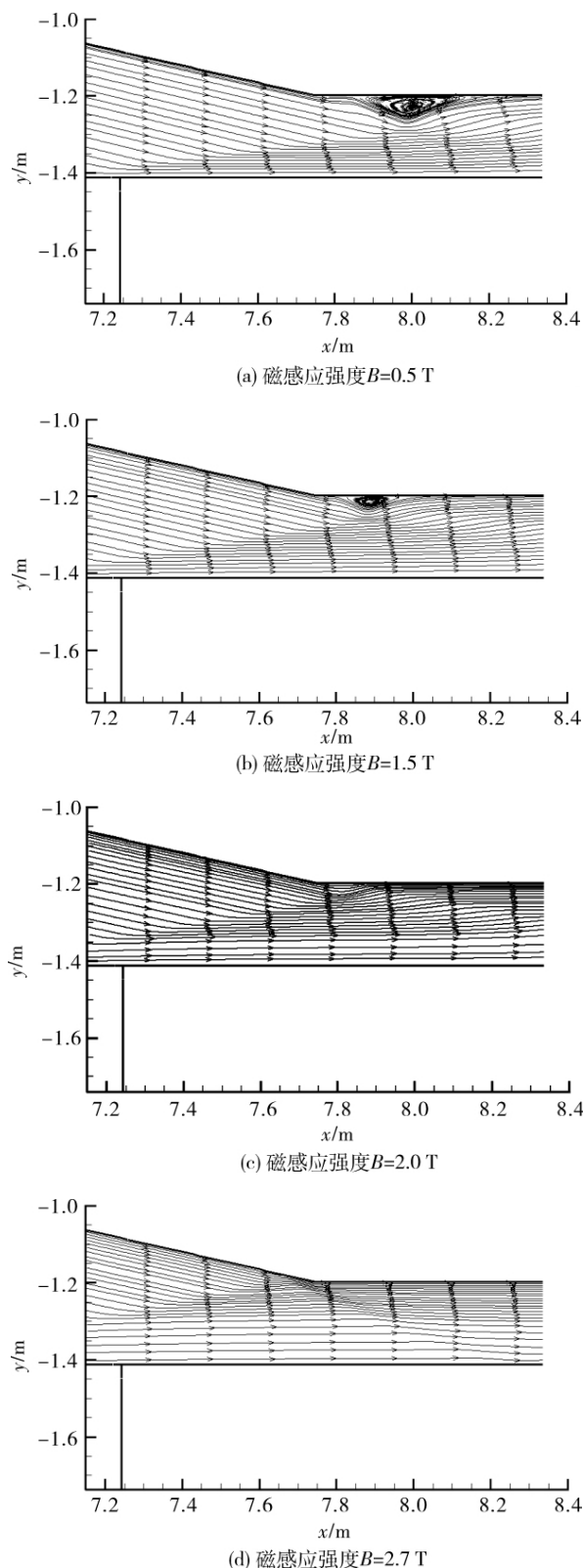


图7 不同磁感应强度下的进气道流线分布

Fig. 7 Flow streamline distribution with
different magnetic induction

如图8所示,图中坐标起点对应入口肩部转折点,可以看出:随着磁感应强度的增加,反射激波后的进气道出口压强逐渐降低,因而压力梯度下降;而

且,压力平台区长度逐渐减小,至 B 增大到 2.0 T 时消失,表明分离区基本消除。显然,压力分布规律与上述流线分布的结果分析一致。

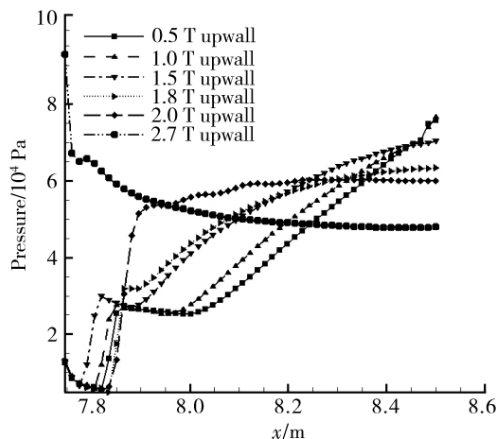


图 8 进气道上表面压力分布

Fig. 8 Pressure distribution on the up wall of inlet

考虑进气道的流量系数 Φ 、增压比 p_r 、总压恢复系数 σ 、出口流动均匀系数 $\bar{\epsilon}$ 等性能参数,其中增压比定义为进气道出口压强与来流静压的比值,出口流动均匀系数定义为

$$\bar{\epsilon} = \sqrt{\left(\frac{Ma_3 - \overline{Ma_3}}{\overline{Ma_3}}\right)^2} \quad (7)$$

$$\overline{Ma_3} = \frac{\int Ma_3 dA}{\int dA}$$

$\bar{\epsilon}$ 越小,代表进气道出口的气流速度分布越均匀。

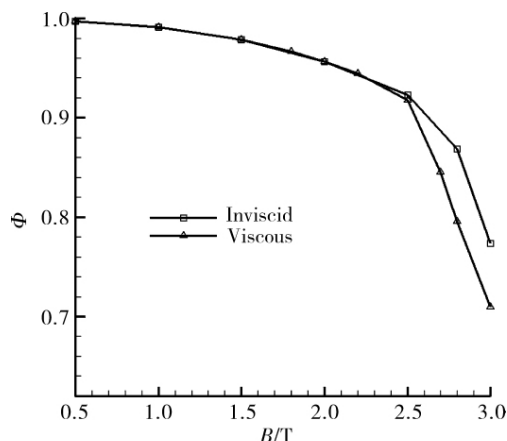
各性能参数随磁感应强度 B 的变化曲线如图 9(a)~图 9(d) 所示。流量系数 Φ 随 B 的变化关系为:磁感应强度较小时,黏性对进气道流量系数影响很小,随着磁感应强度进一步增大,流量系数急剧减小,这是因为黏性的作用改变了前体的压缩角,使得溢流进一步增大,如图 9(a) 所示。

随着磁感应强度的增加,对于无黏进气道,激波位于唇口附近时进气道的增压比达到极大值。而黏性效应下,增压比则呈现波浪式的变化趋势,数值上偏大 20%~45%,如图 9(b) 所示。

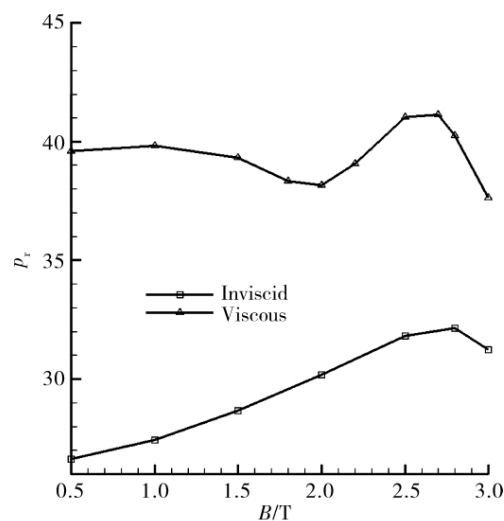
总压恢复系数随 B 的增大而减小,由于黏性损耗,总压损失相比不考虑黏性计算结果偏大,如图 9(c) 所示。

进气道出口流动均匀系数随磁感应强度的变化关系如图 9(d) 所示。黏性对进气道内流动均匀程度影响显著,2 种模型下的计算结果存在显著差别:相同磁感应强度下,考虑黏性时的流动均匀

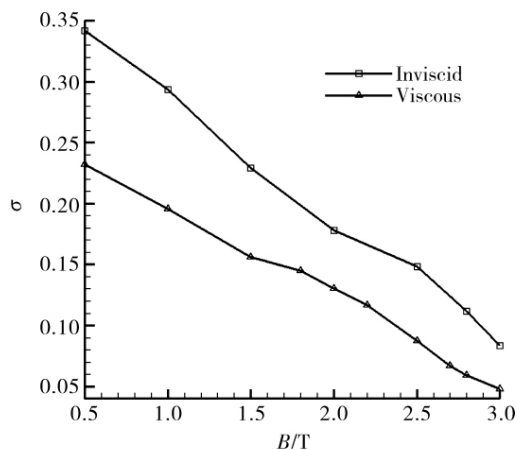
系数要大得多;不考虑黏性时,随着磁感应强度的增大,流动均匀系数逐渐减小,但增大到一定值后,流动均匀系数不再呈单调变化,而是在临界磁感应强度 (B_{sol}) 前后呈波浪式震荡,而黏性进气道在临界磁感应强度下达到极小值。



(a) 流量系数随磁感应强度变化曲线



(b) 增压比随磁感应强度变化曲线



(c) 总压恢复系数随磁感应强度变化曲线

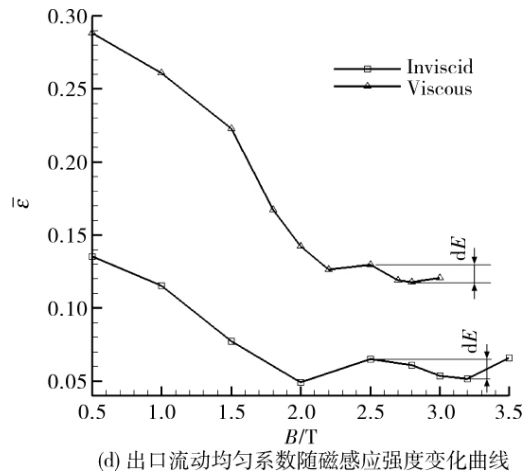


图 9 进气道主要性能参数随磁感应强度变化

Fig. 9 Performance parameters of inlet varying with magnetic induction

3 结 论

本文通过建立引入电磁源项的二维低磁雷诺数磁流体动力学方程组,对 MHD 控制的飞行速度高于设计马赫数下的高超声速进气道进行了数值模拟,研究表明:

1) 施加一定强度的磁场作用,可以将高于设计马赫数的进气道入口激波结构调整到唇口,且黏性效应下需要的磁场强度更小。

2) 施加 MHD 控制可以有效抑制非设计工况下内进气道表面激波干扰导致的边界层分离,改善上壁面的热状况,平衡上、下壁面之间的热负担。

3) 通过黏性作用可以进一步使得主流区的流动趋于均匀,但是,由于能量输出和焦耳热耗散使得总压损失进一步增大,受到电磁作用力和焦耳热对流动的干扰,流量系数将有一定程度的降低。

4) 黏性作用下,进气道流场及性能参数随磁感应强度的变化规律与无黏模型计算结果存在较大差别。本文认为,对磁流体控制的高超声速进气道研究不可忽略黏性的影响。

参考文献:

- [1] Gurijanov E P, Harsha P T. AJAX: new directions in hypersonic technology[R]. AIAA-96-4609, 1996.
- [2] Van Wie D M, Risha D J, Suchomel C F. Research issues resulting from an assessment of technologies for future hy-

personic aerospace systems[R]. AIAA 2004-1357, 2004.

- [3] Fraishtadt V L, Kuranov A L, Sheikin E G. Use of MHD systems in hypersonic aircraft [J]. Technical Physics, 1998, 43(11): 1309-1313.
- [4] Bituryn V, Klimov A, Leonov S, et al. Assessment of a concept of advanced flow flight control for hypersonic flights in atmosphere[R]. AIAA-99-4820, 1999.
- [5] Golovachev Y P, Sushikh S Y, Van Wie D M. Numerical simulation of MGD flows in supersonic media[R]. AIAA 2000-2666, 2000.
- [6] Vatazhin A, Kopchenov V, Gouskov O. Some estimations of possibility to use the MHD control for hypersonic flow deceleration[R]. AIAA-99-4972, 1999.
- [7] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B. External supersonic flow and scramjet inlet control by MHD with electron beam ionization[R]. AIAA 2001-0492, 2001.
- [8] Miles R B, Macheret S O, Martinelli L, et al. Plasma control of shock waves in aerodynamics and sonic boom mitigation[R]. AIAA 2001-3062, 2001.
- [9] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B. Magnetohydrodynamic control of hypersonic flows and scramjet inlets using electron beam ionization[J]. AIAA Journal, 2002, 40(1): 74-81.
- [10] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B, et al. Optimum performance of electron beam driven MHD generators for scramjet inlet control[R]. AIAA 2003-3763, 2003.
- [11] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Analysis of magnetohydrodynamic control of scramjet inlets [J]. AIAA Journal, 2004, 42(11): 2303-2310.
- [12] Bituryn V, Bocharov A, Lineberry J. MHD flow control in hypersonic flight[R]. AIAA 2005-3225, 2005.
- [13] 郑小梅, 吕浩宇, 徐大军, 等. 二维超燃冲压发动机磁控进气道的数值模拟[J]. 推进技术, 2010, 31(1): 12-17. ZHENG Xiaomei, LÜ Haoyu, XU Dajun, et al. Numerical simulation of a two-dimensional scramjet MHD controlled inlet[J]. Journal of Propulsion Technology, 2010, 31(1): 12-17. (in Chinese)
- [14] SU Changbing, LI Yinghong, CHENG Bangqin, et al. MHD flow control of oblique shock waves around ramps in low-temperature supersonic flows[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2010, 23(1): 22-32.
- [15] Kuranov A L, Sheikin E G. Magnetohydrodynamic control on hypersonic aircraft under "AJAX" concept[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2003, 40(2): 174-182.
- [16] Kuranov A L, Sheikin E G. MHD control on hypersonic aircraft under "AJAX" concept: possibilities on MHD generator[R]. AIAA 2002-0490, 2002.