

文章编号:1000-8055(2011)08-1808-06

磁控进气道的临界焓提取率研究 与数值验证

陈瑞锋, 魏志军, 王宁飞
(北京理工大学 宇航学院, 北京 100081)

摘 要: 为保证磁控进气道工作于起动状态,提出了临界焓提取率的概念,采用涡轮喷气发动机的模型对磁控进气道进行类比分析,推导得到了磁控进气道在临界起动状态下的模型.最后通过数值验算,磁控进气道的临界状态模型与数值结果符合较好,误差小于 5.7%,可为磁控进气道的设计提供参考.

关 键 词: 磁控进气道; 临界焓提取率; 起动状态; 超燃冲压发动机; 涡轮喷气发动机

中图分类号: V235.21

文献标志码: A

Study on critical enthalpy extraction ratio and numerical validation for magnetohydrodynamic inlet

CHEN Rui-feng, WEI Zhi-jun, WANG Ning-fei

(School of Aerospace Engineering,
Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: To ensure that the magnetohydrodynamic (MHD) inlet works in starting state, the concept of critical enthalpy extraction ratio was proposed for the MHD inlet. The quasi-one-dimensional model for the critical enthalpy extraction ratio state of MHD inlet was analyzed using the turbojet engine model, the variable cross-section pipe flow theory and the expressions of modified polytropic efficiencies. By comparison of this model with the computational fluid dynamics (CFD) method, the results show that this model fits good, and the error is less than 5.7%, thus providing a reference for design of the MHD inlet.

Key words: magnetohydrodynamic inlet; critical enthalpy extraction ratio; start state; scramjet; turbojet engine

近年来,随着磁流体技术的逐渐成熟,以及人们对高超飞行的不断追求,俄罗斯学者提出了将磁流体技术应用于冲压发动机的设想^[1-2],磁控进气道作为其中一个研究热点,得到了广泛研究. Macheret, Shneider 等对磁控进气道做了数值研究,重点分析了磁流体控制流场分布,优化了进气道流场^[3-4]. Sheikin 等考虑矢量磁场作用,采用数值方法计算了磁控进气道的流场在洛伦兹体积力作用下的影响^[5]. Deb 等在考虑有限化学反应情况下,对磁控进气道的流场进行了数值研究^[6]. 吕

浩宇等通过数值方法三元磁控进气道做了优化分析^[7]. 郑小梅等人考虑霍尔效应情况下对磁控进气道进行了二维数值分析^[8]. 鲍文等人对磁控进气道的设计影响因素做了分析^[9].

磁控进气道是在传统的进气道中通过磁流体装置引入磁流体作用,如图 1,图中 z 方向施加磁场强度 B ,导电气流从 x 方向进入进气道切割磁力线,产生 y 轴反方向电流 j ,并给外部载荷 R 提供电能.磁流体装置与传统的发电机(或电动机)的原理相同,都以法拉第电磁感应定律为基础,不

收稿日期:2010-10-22; 修订日期:2011-05-16

作者简介:陈瑞锋(1982—),男,湖北武汉人,博士生,主要从事专业研究方向为高超声速磁流体冲压发动机.

同在于前者采用导电流体代替后者中的固体导体,这样导电流体作为承担导电和体积力的介质,达到改变来流能量和流场的目的。

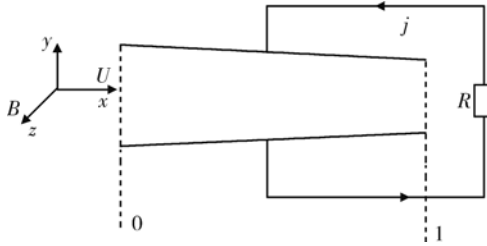


图 1 磁控进气道示意图

Fig. 1 Sketch of the magnetohydrodynamic inlet

进气道的工作状态对冲压发动机的性能有着重要的影响,国内外学者对进气道起动性能开展了大量的实验和数值研究^[10-12],但是磁控进气道的起动性能方面的研究较少.在磁控进气道工作过程中,磁流体装置提取流体的能量,降低流体的马赫数,可能引起进气道从起动状态转化为非起动状态.当进气道工作在非起动状态下时,冲压发动机的工作性能将极大地降低,因此应该避免这种情况发生,目前鲜有这方面的研究.另一方面,数值计算动辄需要大量的人力和物力,有必要采用简单快捷的方法,对磁控进气道在磁流体装置作用下由起动转化为非起动状态进行研究。

为保证磁控进气道工作于起动状态下,文章通过涡轮喷气发动机模型类比分析,推导了磁控进气道在起动状态下,可提取的最大能量的准一维模型,并通过数值计算对模型进行验证。

1 理论模型

1.1 模型假设

模型假设:①流体具有均匀导电性,常物性;②不考虑斜激波、黏性、摩擦引起的总压损失。

1.2 变截面管流理论

由变截面管流的质量流量方程,对某个选定的截面有^[13]

$$\dot{m} = \frac{Ap_1}{\sqrt{T_1}} \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} Ma \quad (1)$$

对图 1 中截面 0 和 1,由 $\dot{m}_0 = \dot{m}_1$ 得到

$$\frac{A_1}{A_0} = \frac{p_{t0}}{p_{t1}} \sqrt{\frac{T_{t1}}{T_{t0}}} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_0^2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{Ma_0}{Ma_1} \quad (2)$$

其中 $\dot{m}$, A , p , T , γ , R , Ma 分别表示质量流率、截面积、压强、温度、比热比、气体常数及马赫数.下标 0, 1, t 分别表示来流截面、进气道出口截面和滞止参数.由式(2)可知,需要求得滞止温度比和滞止压比。

1.3 磁控进气道模型

1) 滞止温度比

用于提取来流能量的磁流体装置是磁流体发电机.对磁流体发电机,其滞止温度比为

$$\tau = \frac{T_{t1}}{T_{t0}} = \frac{c_p T_{t0} - W}{c_p T_{t0}} = 1 - \beta \quad (3)$$

式中 W 为提取的电能, β 称为焓提取率^[3-4],定义为磁流体提取的电能与磁流体发电机入口的总焓之比: $\beta = W / c_p T_{t0}$.

2) 滞止压比

磁流体发电机与涡轮喷气发动机的涡轮功能相当;前者通过磁流体发电机提取流体的动能,后者通过机械装置提取流体的动能,且提取能量的过程中,两种部件的效率都小于 1^[3,13].文献[13]给出的涡轮的滞止压比表达式与文献[14]中给出的磁流体发电机的滞止压比表达式相同,这一点也说明了两种部件的类比性

$$\pi = \tau^{\frac{\gamma}{\gamma-1}\eta} \quad (4)$$

其中 π 表示滞止压比, η 表示多变效率.由文献[14]可知,磁流体发电机的局部多变效率为

$$\eta = \frac{k}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 (1-k)} \quad (5)$$

式中 k 为负载系数,为发电机负载电阻与回路总电阻即负载电阻和发电机内电阻之和之比^[15],对磁流体发电机, k 一般取小于 1 的常数,即 $0 < k < 1$ ^[2-4,15].

式(5)是由一维模型推导而来的局部多变效率,对准一维模型来说,需要采用总体考虑的参数.因此,式(5)中的当地马赫数 Ma 须采用总体参数,这里做近似处理,用入口马赫数和出口马赫数的平均值来替代式中当地马赫数 Ma ,即 $\overline{Ma} = \frac{Ma_0 + Ma_1}{2}$,这样平均值 $\overline{Ma}$ 就可作为发电器的一个总体考虑的参数用于式(5).因此多变效率 η 的表达式为

$$\eta = \frac{k}{1 + \frac{\gamma-1}{2} \left(\frac{Ma_0 + Ma_1}{2} \right)^2 (1-k)} \quad (6)$$

由式(2)~(4)得到

$$\frac{A_1}{A_0} = (1 - \beta)^{-\frac{\gamma}{(\gamma-1)\eta}} \sqrt{1 - \beta} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_0^2} \right]^{\frac{r+1}{2(\gamma-1)}} \frac{Ma_0}{Ma_1} \quad (Ma_1 \geq 1) \quad (7)$$

式(6)和(7)为磁流体发电机模型的准一维模型。当进气道工作于起动状态时,即 $Ma_1 \geq 1$ 时,焓提取率对应各参数的表达式。

1.4 磁控进气道的临界焓提取率模型

以内压式进气道通过喉道面积柔性变化为例,来说明进气道由起动状态转化为非起动状态的过程。当 $Ma_1 > 1$ 时,质量流量可以全部通过喉部,但此时比流量 ρv 不是最大值,通过减小喉部面积提高 ρv ,直到 $Ma_1 = 1$ 时,比流量 ρv 达到最大值,此时来流的质量流量仍可完全通过喉道处,激波位于喉部,进气道工作于起动状态转化为非起动状态的临界点,当进一步减小喉道面积时,激波被推出进气道,进气道转化为非起动状态。

对磁控进气道来说,在面积比不变的情况下,通过磁流体装置逐步提高焓提取率,降低来流总温以减小临界声速,使 $Ma_1 > 1$ 逐渐降低到 $Ma_1 = 1$ 时,正激波位于喉部,此时是磁控进气道工作于起动状态和非起动状态的临界点,对应的焓提取率即为临界焓提取率。只要再稍稍提高焓提取率,正激波将由喉道处推出至唇口处,造成进气道的不起动。继续提高焓提取率时,唇口激波成为脱体激波。因此,临界焓提取率也是进气道起动状态下的最大焓提取率,即 $Ma_1 = 1$ 时的焓提取率为临界焓提取率 β^* ,满足下式

$$\frac{A_1}{A_0} = (1 - \beta^*)^{-\frac{\gamma}{(\gamma-1)\eta}} \sqrt{1 - \beta^*} \cdot \left[\frac{\frac{r+1}{2}}{1 + \frac{r-1}{2} Ma_0^2} \right]^{\frac{r+1}{2(\gamma-1)}} Ma_0 \quad (8)$$

其中

$$\eta = \frac{k}{1 + \frac{\gamma-1}{2} \left[\frac{Ma_0 + 1}{2} \right]^2 (1 - k)} \quad (9)$$

式(8),(9)即为临界焓提取率状态下的磁控进气道的准一维模型,该模型有5个参数: Ma_0 , A_1/A_0 , k , β^* , η ,在前三者给定时,可通过牛顿迭代法求解非线性方程组(8)和(9)得到 β^* 和 η 。

这里要把临界焓提取率对应的状态和进气道的临界工作状态进行区分。前者是进气道由起动转化为非起动状态的临界点,激波位于喉道处,后者是进气道由非起动转化为起点状态的临界点,

激波位于唇口处。激波的不同位置,也是超声速进气道迟滞环产生的原因^[12]。

2 数值计算方法及其验证

为验证推导准一维模型的准确性,有必要采用数值方法对其进行验证。本文采用 Hoffman 的低磁雷诺数磁流体方程^[16]

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} = \frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}_v}{\partial z} + \mathbf{S}_{mhd} \quad (10)$$

其中 $\mathbf{Q}$ 为瞬态项, $\mathbf{E}, \mathbf{F}, \mathbf{G}$ 为无黏项, $\mathbf{E}_v, \mathbf{F}_v, \mathbf{G}_v$ 为黏性项, $\mathbf{S}_{mhd}$ 表示磁流体源项,各项表示如下:

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix} \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u u + p \\ \rho u v \\ \rho u w \\ \rho u H \end{bmatrix} \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ \rho v v + p \\ \rho v w \\ \rho v H \end{bmatrix} \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho w u \\ \rho w v \\ \rho w w + p \\ \rho w H \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{E}_v = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + q_x \end{bmatrix} \quad \mathbf{F}_v = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + q_y \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{G}_v = \frac{1}{Re} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + q_z \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{S}_{\text{mhd}} = Re_m \begin{bmatrix} 0 \\ B_z(E_y + \omega B_x - uB_z) - B_y(E_z + uB_y - vB_x) \\ B_x(E_z + uB_y - vB_x) - B_z(E_x + vB_z - \omega B_y) \\ B_y(E_x + vB_z - \omega B_y) - B_x(E_y + \omega B_x - uB_z) \\ E_x(E_x + vB_z - \omega B_y) + E_y(E_y + \omega B_x - uB_z) + E_z(E_z + uB_y - vB_x) \end{bmatrix}$$

其中 $Re_m = \mu_e \sigma UL$ 为磁雷诺数, $\mathbf{Q}, \mathbf{E}, \mathbf{F}, \mathbf{G}, \mathbf{E}_v, \mathbf{F}_v, \mathbf{G}_v$ 表示是与普通 Navier-Stokes(N-S)方程相同,不同在于多了磁流体源项 $\mathbf{S}_{\text{mhd}}$. 外加磁场为 $(0, 0, B_z)$, 外加电场为 $(0, kuB_z, 0)$, 详细参见文献[16-17].

为验证数值方法的正确性,本文对数值方法进行了验证. 层流 Hartmann 流是具有解析解的磁流体流动,因此作为磁流体数值模拟的验证算例,层流 Hartmann 流的解析解法由文献[18]给出. 计算条件如表 1,二维几何尺寸为 $400\text{ mm} \times 10\text{ mm}$,网格划分为 200×500 ,为模拟充分发展流体,采用自定义速度入口. 计算结果如图 2,不同哈特曼数 Ha 下,磁流体数值结果和解析解,模拟吻合较好. 计算结果表明,本文数值方法是正确的.

表 1 Hartmann 流入口条件
Table 1 Inlet conditions for Hartmann flow

参数	数值
Density $\rho / (\text{kg}/\text{m}^3)$	1.225
Viscosity $\mu / 10^{-5} (\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s}))$	1.8
Electrical conductivity $\sigma / (\text{mho}/\text{m})$	800

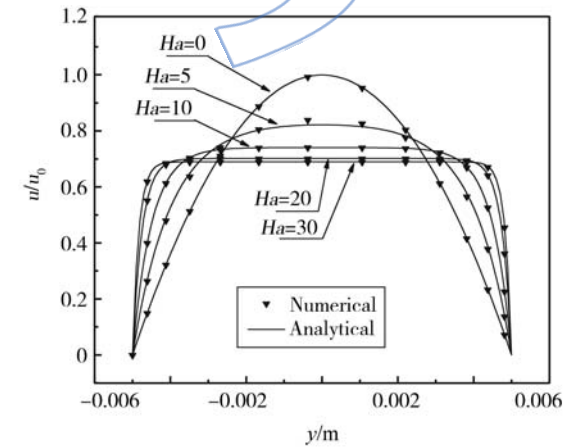


图 2 Hartmann 层流速度分布
Fig. 2 Hartmann laminar flow velocity profiles

3 计算结果与分析

选取两种二维几何模型进行计算,入口处 y

向尺寸均为 0.2 m ,面积比和 x 向长度见表 2,图 3 为几何图,网格均为 50×50 . 数值计算采用上文的计算流体动力学(CFD)模型,采用无黏假设,入口条件见表 3.

表 2 不同的几何模型
Table 2 Geometry graphs for different area ratios

Case	A_1 / A_0	x/m
A	0.6	1
B	0.8	1

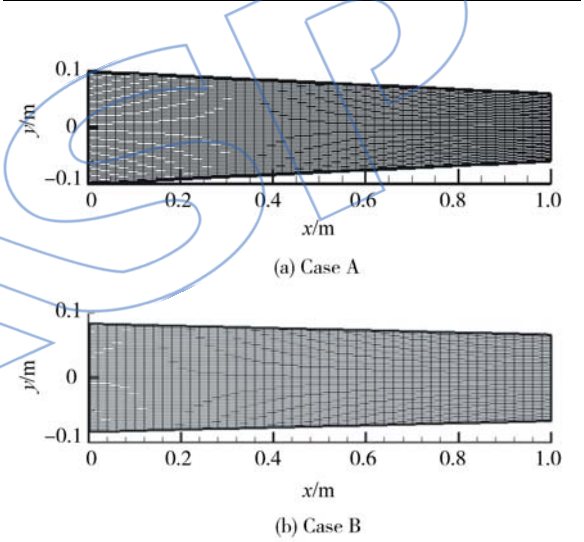


图 3 不同面积比管流几何图
Fig. 3 Pipe flow geometry graphs for different area ratios

表 3 磁流体管入口条件
Table 3 Inlet conditions for magnetohydrodynamic flow

参数	数值
p_{t0} / kPa	1013
p_0 / kPa	202.6
T_{t0} / K	3000
γ	1.399
$R / (\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K}))$	287.036

3.1 磁控进气道的临界状态分析

为说明磁流体发电器的电磁体体积对流体的影响,分别列出了 $k=0.9$,面积比为0.6时,三种不同焓提取率下,数值计算得到的马赫数分布图,仅截取了后半部分,如图4所示.图中 x, y 分别为几何图的坐标轴.由于磁场强度越大,焓提取率越大,因此在数值计算中,通过改变磁场强度来改变焓提取率;即图4(a) $B_z=0$ T;图4(b) $B_z=2.4613$ T;图4(c) $B_z=2.4614$ T.

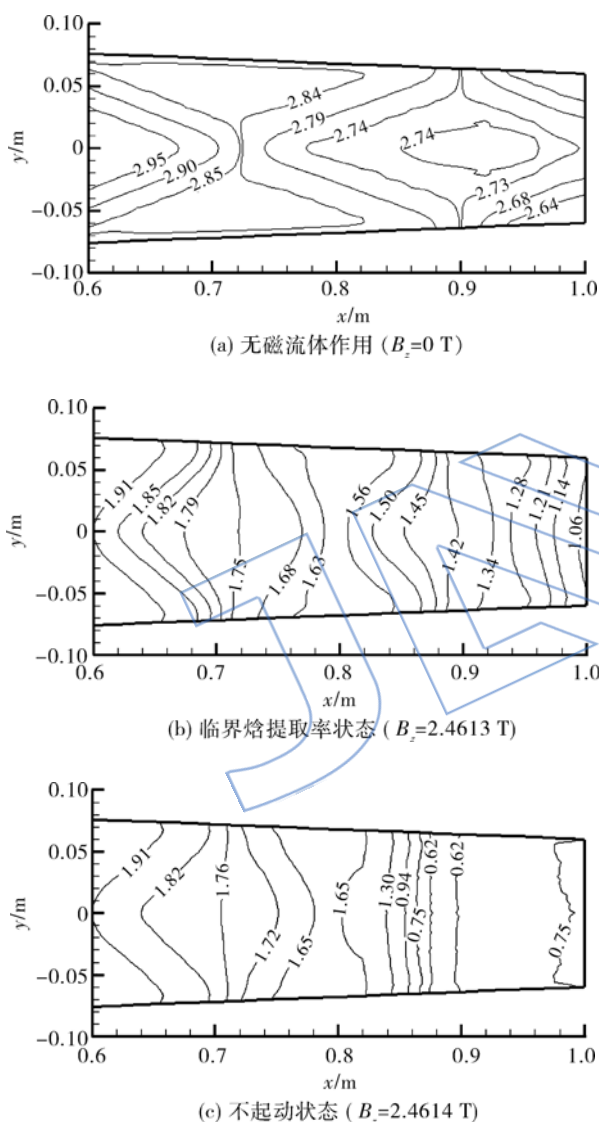


图4 三种不同磁场强度下的马赫数分布

Fig. 4 Mach number distributions for three different magnetic field strengths

在数值计算过程中,采用手动改变磁场强度值来达到改变焓提取率的目的,为尽量保证精度,磁场强度值保留了小数点后4位. $B_z=0$ T时,为无磁流体作用时结果,即 $\beta=0$. $B_z=2.4613$ T

时,出口平均马赫数为1.05, $\beta=0.253$,如图4(b).当稍稍提高磁场强度到 $B_z=2.4614$ T时,激波位于收缩管中,如图4(c),随着计算的进行,收缩管中的激波将稳定在唇口处,即进气道出现不起动.实际上,对图4(c),尽管提高了 B_z 值, β 反而会减小,这是因为进气道唇口处出现了激波,极大地降低了磁流体发电机内部的气流速度,造成 β 下降.因此,可以认为 $B_z=2.4613$ T时, $\beta=0.253$ 为最大焓提取率,即临界焓提取率 $\beta^*=0.253$.

3.2 与数值结果对比

采用牛顿迭代法^[13]求解式(8)和(9).对数值计算,为减少计算量,负载系数 k 仅取5个值,分别为0.70, 0.75, 0.80, 0.85, 0.90.图5为面积比为0.6和0.8(分别对应表2中case A和case B)时,本文模型和数值计算得到的 β^* 随 k 变化的对比图.由图可知,符合较好,数值结果略低于本文模型得到结果.对 k 的5个值进行误差计算可知, β^* 的误差小于5.7%.

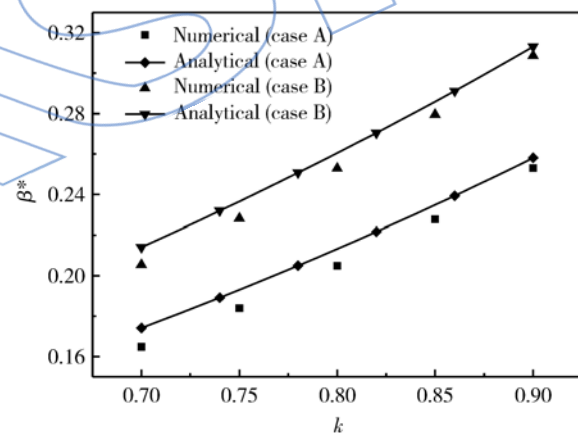


图5 不同面积比时, β^* 随 k 变化趋势

Fig. 5 β^* vs k for different area ratios

误差的出现原因有二:其一,数值计算过程中,采用手动改变磁场强度,尽管磁场强度值保留了小数点后4位,但为保证激波不出现在收缩段,其出口马赫数仍然高于1,例如如图4(b)尽管被认为是临界状态,但其出口平均马赫数为1.05.因此,实际可以再稍稍提高磁场强度值,这样造成数值计算的 β^* 值小于本文模型得到的结果.其二,数值计算过程中,斜激波的存在使流体的速度降低,静温升高.速度的降低必然导致提取能量的降低,进而使临界焓提取率降低,而本文模型中没有考虑斜激波的影响,因此本文模型得到的 β^* 略高

于数值结果.

4 结 论

通过上述分析可以得出如下结论:

1) 提出磁控进气道的临界焓提取率状态,并采用数值方法,通过改变磁流体作用的参数对该状态进行了捕捉,并验证了该状态的存在;

2) 采用变截面管流理论和涡轮喷气发动机的模型对磁流体装置进行类比分析,引入改进的多变效率表达式,推导了磁控进气道临界焓提取率状态下的磁控进气道准一维模型,该模型得到的结果与数值结果符合较好,表明了模型推导的正确性,为保证磁控进气道工作在起动状态下提供了快速判断的方法,给磁控进气道的设计提供了参考;

3) 本文模型得到结果相比数值结果较大,误差值在5.7%以内,造成误差的原因是前者没有考虑斜激波引起的熵增以及数值计算中无法完全保证得到临界焓提取率的状态而引起.

参考文献:

- [1] Gurijanov E P, Harsha P T. AJAX—new directions in hypersonic technology[R]. Norfolk, VA: 7th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 1996.
- [2] Park C, Bogdanoff D, Mehta U B. Theoretical performance of frictionless magneto hydrodynamic bypass scramjets[J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(3): 591-598.
- [3] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B. Optimum performance of electron beam driven magnetohydrodynamic generators for scramjet inlet control[J]. AIAA Journal, 2007, 45(9): 2157-2163.
- [4] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Analysis of magnetohydrodynamic control of scramjet inlets[J]. AIAA Journal, 2004, 42(11): 2303-2310.
- [5] Sheikin E G, Kuranov A L. Scramjet with MHD controlled inlet[R]. AIAA 2005-3223, 2005.
- [6] Deb P, Agarwal R K. Numerical study of MHD-bypass scramjet inlets with finite rate chemistry[R]. AIAA 2001-794, 2001.
- [7] LÜ Haoyu, Lee C H, DONG Haitao, et al. Numerical analysis and optimization of three-dimensional MHD controlled inlets[R]. AIAA 2008-1390, 2008.
- [8] 郑小梅, 徐大军, 蔡国飙. MHD 能量旁路超燃冲压发动机可行性分析[J]. 北京航空航天大学学报, 2009, 35(3): 272-275.
ZHENG Xiaomei, XU Dajun, CAI Guobiao. Feasibility study of MHD energy bypass scramjet[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2009, 35(3): 272-275. (in Chinese)
- [9] 鲍文, 常军涛, 牛文玉, 等. 超燃冲压发动机磁控进气道设计影响因素分析[J]. 航空动力学报, 2005, 20(3): 368-372.
BAO Wen, CHANG Juntao, NIU Wenyu, et al. Influence factor analysis of the MHD controlled scram jet inlet design[J]. Journal of Aerospace Power, 2005, 20(3): 368-372. (in Chinese)
- [10] Heiser W H, Pratt D T. Hypersonic air-breathing propulsion[M]. Washington, DC: AIAA Education Series, 1994.
- [11] Van Wie D M, Kwok F T, Walsh R F. Starting characteristics of supersonic inlets[R]. Lake Buena Vista, FL: ASME, SAE, and ASEE, Joint Propulsion Conference and Exhibit, 1996.
- [12] 梁德旺, 袁化成, 张晓嘉. 影响高超声速进气道起动能力的因素分析[J]. 宇航学报, 2006, 27(4): 714-719.
LIANG Dewang, YUAN Huacheng, ZHANG Xiaojia. Research on the effects of start ability of hypersonic inlet[J]. Journal of Astronautics, 2006, 27(4): 714-719. (in Chinese)
- [13] Oates G C. Aerothermodynamics of gas turbine and rocket propulsion[M]. Reston: AIAA Education Series, 1997.
- [14] Rosa R J. 磁流体发电[M]. 南京工学院磁流体发电科研组译. 北京: 科学出版社, 1975.
- [15] 居滋象, 吕友昌, 荆伯弘. 开环磁流体发电[M]. 北京: 北京工业大学出版社, 1998.
- [16] Dietiker J, Hoffmann K A. Modified one-equation turbulence models for turbulent magnetohydrodynamic flows[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2003, 17(4): 509-520.
- [17] Kato H, Tannehill J C, Mehta U B. Numerical simulation of turbulent MHD flows using an iterative PNS algorithm[R]. Reno, Nevada, USA: 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2003.
- [18] TCowling T G. 电磁流体力学[M]. 唐戈, 郭均, 译. 北京: 科学出版社, 1960.