

文章编号: 1000 8055(2009)03-0581-07

磁控进气道二维性能计算

郑小梅, 徐大军, 蔡国飙

(北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100191)

摘 要: 超燃冲压发动机进气道通常都是针对某一特定的马赫数进行设计的, 当飞行马赫数不在设计马赫数时发动机性能急剧降低, 磁控进气道的应用很有可能解决这一技术难题. 对磁控进气道内的流动情况进行了二维数值模拟. 飞行马赫数大于设计马赫数时采用磁控进气道可以调整激波位置使激波回到设计点, 并减小燃烧室入口处的马赫数. 分析了霍尔效应对磁控进气道性能的影响, 结果表明分段电极可以有效减小霍尔效应的不利影响.

关 键 词: 高超声速飞行器; 超燃冲压发动机; 磁流体动力学 (MHD); 磁控进气道; 霍尔效应

中图分类号: V590.25

文献标识码: A

Numerical simulation of the two dimensional magnetohydrodynamic controlled inlet

ZHENG Xiaomei, XU Dajun, CAI Guobiao

(School of Astronautics,

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

Abstract: The numerical simulation of flows in magnetohydrodynamic (MHD) controlled inlet at flight Mach number larger than the design value was performed. The shocks could be moved back to the design point, and the outlet Mach number was decreased. Influence of load factor on the performance of MHD controlled inlet was analyzed. The role of the Hall Effect on MHD channel was investigated. The results show that continuous electrode Hall Effect causes serious performance deterioration, segmented electrode will efficiently reduce the adverse impact of Hall effect.

Key words: hypersonic vehicle; scramjet; magnetohydrodynamic (MHD); controlled inlet; Hall effect

近年来, 磁流体动力学 (MHD) 技术在高超声速飞行器上的应用越来越受到各航空航天大国的重视, 开展了一系列理论、数值和实验方面的研究, 取得了一定的进展^[1-12]. 研究的方向包括在超高速飞行器前体应用磁场的作用来解决高热流的问题、超燃冲压发动机 MHD 能量旁路、磁控进气道以及用在燃烧室加强混合燃烧等. MHD 在进气道上的应用也可以分为好几个方面, 包括使

用电磁场的作用来调整激波位置^[13], 使用激波和 MHD 发生器来共同将流体减速的联合减速概念^[14-15], 以及采用 MHD 来缩短或去掉双模态冲压发动机中的隔离段^[16]. 磁控进气道指的是利用电磁场对超燃冲压发动机进气道内的流动进行控制, 调整入射激波的位置, 使激波打在唇口上, 并增加进气道的空气捕获量. 应用磁控进气道可以扩大超燃冲压发动机的工作马赫数范围, 使其在

收稿日期: 2008 03 14; 修订日期: 2008 04 21

作者简介: 国家 863 高技术发展计划

作者简介: 郑小梅 (1982-), 女, 湖北武汉人, 博士生, 主要从事高超声速飞行器 MHD 技术数值模拟研究.

非设计状态下更好的工作。

本文的主要目的是研究当飞行马赫数大于设计马赫数时,磁控进气道对激波位置的调整,这时进气道通道也相当于MHD发生器,可以从流体中提取出一部分能量,提取出来的能量可以用来驱动电离设备,也可以通过MHD加速器重新加入到流体中。对磁控进气道内的流动情况进行了二维数值模拟,计算了不同磁场强度时流场的情况,分析了负载系数的大小对磁控进气道的影响,讨论了霍尔效应所带来的问题和解决的办法。为减小霍尔效应的影响,可以采用分段法拉第通道,本文分别分析了理想的法拉第通道和有限分段电极通道。

1 计算模型

在本文的计算中,流体为可压缩粘性流体,假设工作气体为理想气体,比热比恒定不变。在美国和俄罗斯的研究中广泛采用的产生等离子体的方法是向流体中射入高能电子束来使流体发生非平衡电离,电离器有不同的布置方案,在这里不进行详细的讨论。在本文中为了简化计算,不考虑电离器所需要的能量供给,并且假设流场中电离度均匀分布,不随时间变化。由于本文算例中流体的磁雷诺数很小,因此可以忽略感应电流所引起的感生磁场,外加磁场大小固定不随时间变化,方向为 z 轴正向。

粘性磁流体动力学方程组由经典的粘性流体运动学方程组加上由电磁场所引起的源项组成连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \Delta \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$

动量方程

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \Delta \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + \Delta \cdot \mathbf{p} - \Delta \cdot \boldsymbol{\tau} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

能量方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] + \Delta \cdot \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} u^2 \right) \mathbf{u} \right] = \Delta \cdot (\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\tau} + k \Delta T - p \mathbf{u}) + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$$

理想气体状态方程

$$p = \rho R T$$

其中 $\mathbf{j}$ 为流体中产生的感应电流, $\mathbf{B}$ 为所加的外部磁场强度, $\mathbf{E}$ 为电场强度。通道入口采用压力入口边界条件,出口为压力出口边界条件,壁面处为无滑移速度边界条件和绝热边界条件。

电磁场方程组由Maxwell方程组和广义欧姆定律组成。

Maxwell方程组

$$\Delta \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \Delta \times \mathbf{B} = \mu \left[\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right],$$

$$\Delta \cdot \mathbf{D} = q, \quad \Delta \cdot \mathbf{B} = 0$$

其中 $\mathbf{D}$ 为电位移矢量, μ 为磁导率, σ 为电导率, β 为霍尔参数。在磁控进气道中,流体的速度比光速小得多,所以Maxwell方程组中所包含的位移电流项 $\partial \mathbf{D} / \partial t$ 可以忽略不计。根据前面所做的假设,外加磁场也固定不变,即 $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ 。这样,由Maxwell方程组可以得到

$$\Delta \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (1)$$

$$\Delta \times \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

广义欧姆定律

$$\mathbf{j} = \alpha (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \beta (\mathbf{j} \times \mathbf{b}) \quad (3)$$

其中 $\mathbf{b} = \mathbf{B} / B$ 。由公式(2),可以得到 $\mathbf{E} = - \Delta \varphi$,其中 φ 为电势。再根据公式(1)和(3)可以得到

$$- \Delta \cdot (\sigma \Delta \varphi) = - \sigma [\Delta \cdot (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \beta \Delta \cdot \mathbf{u}] \quad (4)$$

这就是需要求解的电势方程。绝缘边界处的边界条件为 $\mathbf{j} \cdot \mathbf{n} = 0$,电极处电势取固定值 $\varphi = \text{const}$ 或者固定流量 $\sigma \Delta \varphi \cdot \mathbf{n} = \text{const}$ 。

求出电势之后再由广义欧姆定律求出电流

$$j_x = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} [(E_x + vB) - \beta(E_y - uB)] \quad (5)$$

$$j_y = \frac{\sigma}{1 + \beta^2} [(E_y - uB) + \beta(E_x + vB)] \quad (6)$$

对MHD通道,定义以下参数。MHD发生器的能量提取率的定义为 $\eta_g = w_g / w_0$,其中 $w_0 = c_p T_0 + u_0^2 / 2$ 为单位质量的流体所具有的能量, $w_g = W_g / \dot{m} = \int_0^L q A dx / \dot{m}$ 为从单位质量的流体中提取出来的能量;MHD通道的电效率定义为输送到外电路的电功率与靠电磁作用从气流中取出的功率之比

$$\eta = \frac{|\mathbf{E} \cdot \mathbf{j}|}{|\mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B})|} =$$

$$\frac{|\mathbf{E} \cdot \mathbf{j}|}{|\mathbf{E} \cdot \mathbf{j}| + |\mathbf{j}^2 / \sigma|} = \frac{-q}{-q + q_i}$$

磁控进气道的负载系数 $k = E_y / uB$ 。对连续电极MHD通道和理想分段电极MHD通道进行局部分析都可以得到 $\eta = k^{[17]}$ 。

霍尔参数 $\beta = eB / m_e n k_c$,其中 e 为单个电子的电量, m_e 为电子质量, n 为中性组分的密度, k_c 是一个表示电子离散率的常数。霍尔参数在流场

中的分布和流体的状态有关, 是不均匀的, 在本文的分析中, 为了简化计算, 假设通道中的霍尔参数的分布是均匀的.

2 数值方法

采用 Fluent 耦合隐式求解器, Spalart Allmaras 粘性模型, 二阶求解精度. 电势方程由用户自定义标量(UDS)输运方程求解.

3 MHD 通道性能分析

MHD 通道外形和网格分布如图 1 所示, 入口尺寸为 100 mm, 压缩角为 10° , 通道长度为 200 mm, 网格规格 50×100 , 边界层厚度 2 mm. 计算参数: 入口马赫数 $Ma_0 = 6$, 静压 $p_0 = 5529.3 \text{ Pa}$, 静温 $T_0 = 216.7 \text{ K}$, 总压 $p_0^* = 8779118 \text{ Pa}$, 总温 $T_0^* = 1773 \text{ K}$; 假设空气的电离度为 $\sigma = 20 \text{ S/m}$.

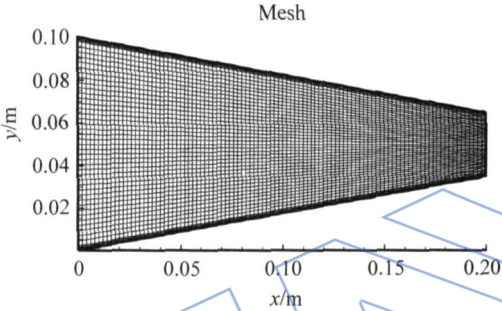


图1 MHD 通道几何外形
Fig. 1 Geometry of the MHD channel

3.1 连续电极 MHD 通道

在本节中, 不考虑霍尔效应的影响, 电极为连续电极. 无 MHD 作用时, 通道内的压强分布如图 2 所示, 出口处马赫数为 3.78.

当取电场强度 $B = 1.5 \text{ T}$, 电极电势差为 $\Delta\varphi = 6 \text{ V}$ 时, 通道内的负载系数的平均值为 $k = 0.05$,

通道内的压强和电流密度分布如图 3 所示, 其中电流密度的分布图显示了电流密度的大小和流动方向, 出口处的马赫数为 2.87. 比较可知, MHD 的作用使激波向前移动, 在合适的参数选择下, 激波刚好回到设计点上; MHD 的作用使进气道出口处的马赫数减小, 压强增加.

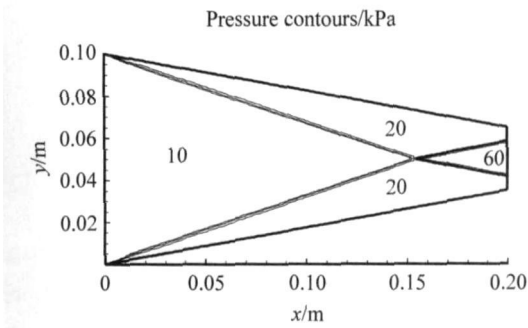


图 2 无 MHD 作用时通道中的压强分布
Fig. 2 Pressure contours of the flow field without MHD

取电场强度 $B = 1.5 \text{ T}$, 电极电势差为 $\Delta\varphi = 80 \text{ V}$ (上级板电势为 -40 , 下级板电势为 40) 时, 通道内的压强和电流密度分布如图 4 所示, 此时通道内的负载系数的平均值为 $\bar{k} = 0.49$, 出口处的马赫数为 3.35. 比较图 3 和图 4 可知, 增加上下级板之间的电势差, 也即增加平均负载系数, 使电磁场的减速作用削弱了. 而且, 由电流密度分布可见, 在通道的后部, 电流在流体中旋转自成回路, 这部分流体中电磁力所做的功全部消耗于焦耳耗散, 这样对于通道的性能是极其不利的. 形成旋转电流回路的原因是在较长的连续电极上电势相等, 在通道的后部向上的电场强度较大, 使得电流不能顺利从上级板流向下级板. 解决的办法有两种, 一种是减小上下级板之间的电势, 这种方法降低了对 MHD 通道进行控制的灵活性; 另外一种方法就是采用分段电极, 使通道中的电场强度

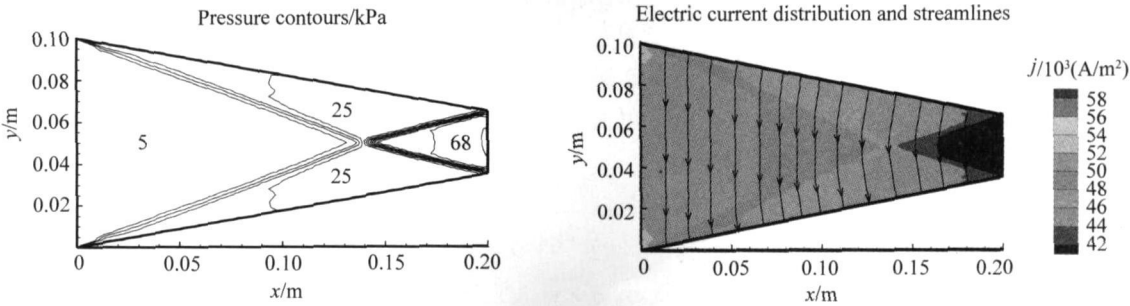


图 3 $B = 1.5 \text{ T}$, $\Delta\varphi = 6 \text{ V}$ 时的压强和电流密度分布
Fig. 3 Pressure contours and current distributing of the flowfield, $B = 1.5 \text{ T}$, $\Delta\varphi = 6 \text{ V}$

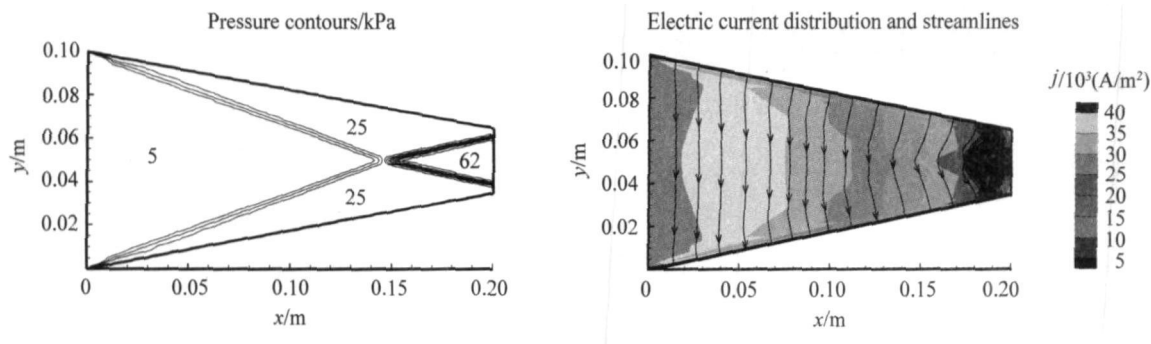


图 4 $B=1.5\text{ T}$, $\Delta\varphi=80\text{ V}$ 时的压强和电流密度分布

Fig.4 Pressure contours and current distributing of the flowfield, $B=1.5\text{ T}$, $\Delta\varphi=80\text{ V}$

表 1 不考虑霍尔效应时磁场强度和负载系数对通道性能的影响

Table 1 Inlet performance parameters without MHD at Mach 6

B/T	$\Delta\varphi/\text{V}$	$\bar{k}$	Ma_2	$u_2/(\text{m/s})$	p_2/Pa	T_2/K	$q/10^6$ (W/m^3)	$q_i/10^7$ (W/m^3)	η_e	η
0	—	—	3.78	1 598.0	42 987	485.6	—	—	—	—
1	6	0.05	3.29	1 539.8	52 786	577.7	2.88	5.18	0.0013	0.053
1.5	6	0.033	2.87	1 468.5	66 765	682	4.30	11.7	0.002	0.036
1.5	8.8	0.05	2.89	1 472.7	65 891	676.3	6.21	11.3	0.003	0.052
1.5	20	0.12	2.96	1 483.4	62 624	655.0	13.0	9.80	0.006	0.118
1.5	80	0.49	3.35	1 539.8	51 035	557.6	27.7	3.95	0.013	0.412

和负载系数分布更均匀一些. 分段电极还有一个好处就是可以有效减小霍尔效应的不利影响, 关于这一点会在后面详细说明.

3.2 MHD 通道参数分析

磁控进气道除了对激波位置进行调整之外, 还有一个重要的作用, 就是从流体中提取出能量, 用于电离设备、能量旁路以及其他机载用电设备. 影响能量取出量 $q = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ 的一个重要参数就是负载系数 k 的大小. 磁控进气道的负载系数 $k = E_y/uB$, 改变电极间的电势差 $\Delta\varphi$ 就可以改变 k 的取值, 从而影响 MHD 通道的工作状况. 表 1 所示的是不考虑霍尔效应时磁场强度 B 和负载系数 k 的平均值对通道性能的影响. 由其中的数据进行分析可以得到: ①增加磁场强度的大小可以增加电磁作用的强度, 加强对流体的压缩. ②在其他参数相同时, 增加负载系数削弱了磁场对流动的减速作用, 但是能量取出率增加了. 这和理论

分析是相符的, 对于理想的法拉第型 MHD 通道, 电磁场所产生的洛伦兹力 $F = jB = -(1 - k)\sigma uB^2$, 取出能量的比功率 $q = -jE = k(1 - k)\sigma u^2B^2$, 由这两个公式可以很容易看出来. ③当负载系数较小时, 焦耳加热 q_i 比输出的电功率 q 大很多, 这表明电磁力所做的功的大部分都以焦耳热的形式消耗了, 这时 MHD 通道的电效率很低.

3.3 霍尔效应分析

在连续电极磁流体中, 存在霍尔电流 j_x , 这部分能量最终以焦耳热的形式耗散, 使 MHD 通道的性能降低, 本节将分析霍尔现象对连续电极 MHD 通道的性能影响.

当 $B=1.5\text{ T}$, $\Delta\varphi=6\text{ V}$, 霍尔参数 $\beta=0.5$ 时, MHD 通道中的马赫数和电流密度分布如图 5 所示, 通道内的负载系数的平均值为 $\bar{k}=0.03$.

当 $B=1.5\text{ T}$, $\Delta\varphi=6\text{ V}$, 霍尔参数 $\beta=1.5$ 时, 通道中的马赫数和电流密度分布如图 6 所示, 通

道内的负载系数的平均值为 $\bar{k} = 0.027$.

由图 5 和图 6 可见, 由于霍尔效应的影响, 通道中出现霍尔电压和霍尔电流, 霍尔电流的存在会增加焦耳耗散, 使通道的效率降低; 在上级板的前端和下级板的后端出现了电流集中, 当 $\beta = 1.5$ 时最大电流密度是平均电流密度的 10 倍, 这种电流集中会导致什么不利影响还需要进一步的分析; 由于霍尔电流的存在, 对等离子体产生了横向的洛伦兹力, 使流体发生了不对称的效应, 这种不对称效应导致通道出口的流动更加不均匀, 从而

降低了进气道的性能. 比较可知, 霍尔参数越大, 以上各种不利的效应就越明显.

3. 4 理想分段电极

若 MHD 通道为理想分段法拉第电极, 则对外电路来说, 霍尔电流不能形成回路, 因此在理想情况下 $j_x = 0$. 本算例中电势方程的边界条件为电极处的电势通量为固定值. 图 7 所示的是 $B = 1.5, \beta = 0.5$, 上下边界处设电势通量为 39000 A 时通道中的压强和电流密度分布, 负载系数的平

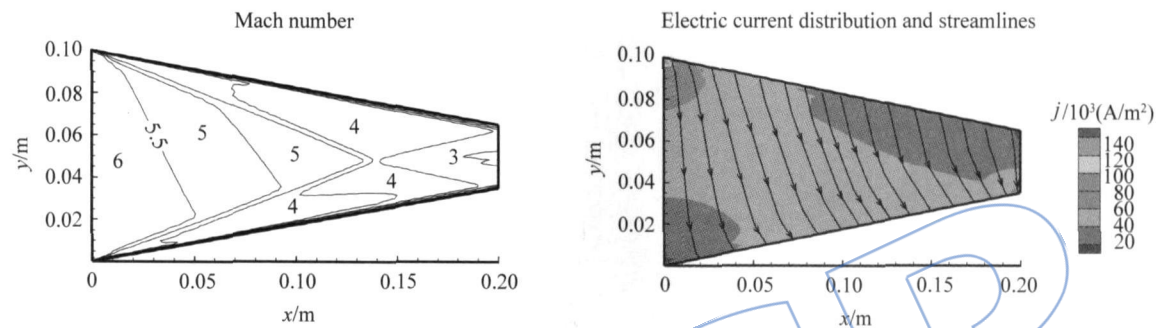


图 5 $B = 1.5\text{ T}, \Delta\Phi = 6\text{ V}, \beta = 0.5$ 时 Ma 数和电流密度分布

Fig. 5 Mach number contours and current distributing of the flow field, $B = 0.5\text{ T}, \Delta\Phi = 6\text{ V}, \beta = 0.5$

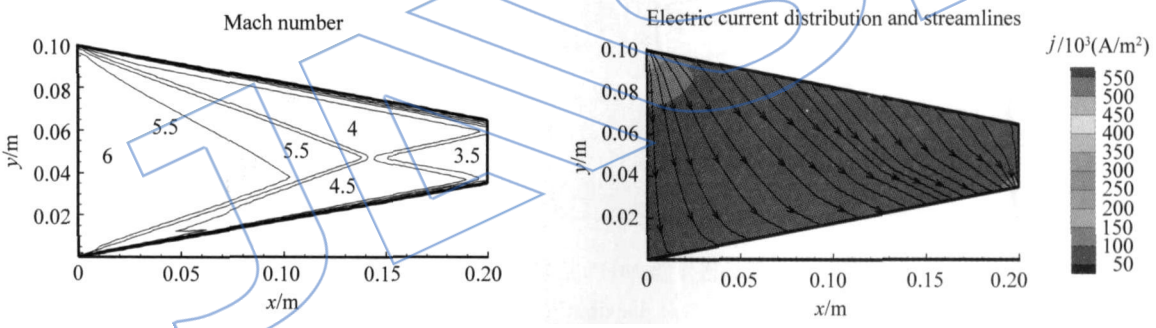


图 6 $B = 1.5\text{ T}, \Delta\Phi = 6\text{ V}, \beta = 1.5$ 时 Ma 数和电流密度分布

Fig. 6 Mach number contours and current distributing of the flow field, $B = 1.5\text{ T}, \Delta\Phi = 6\text{ V}, \beta = 1.5$

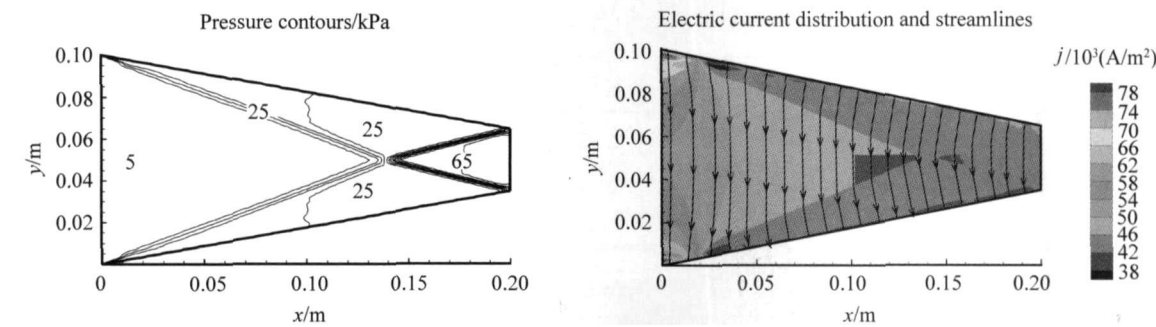


图 7 $B = 1.5\text{ T}, \beta = 0.5$, 电势通量为 39000 A 时理想分段电极的压强和电流密度分布

Fig. 7 Pressure contours and current distributing of the ideal Faraday channel flow field, $B = 1.5\text{ T}, \beta = 0.5$, potential flux is 390000 A

均值 $\bar{k} = 0.04$. 比较图 3, 图 5 和图 7 可知, 采用理想法拉第电极可以有效减小霍尔效应的影响.

3.5 有限分段电极

在实际的应用中不可能做到电极的无限细分, 本小节将讨论电极有限分段的 MHD 通道中的流动情况和电流密度分布. 有限分段电极通道外形如图 8 所示.

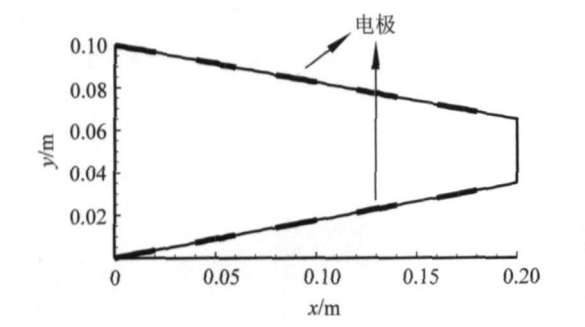


图 8 有限分段电极的电极布置
Fig.8 Segmented electrode position

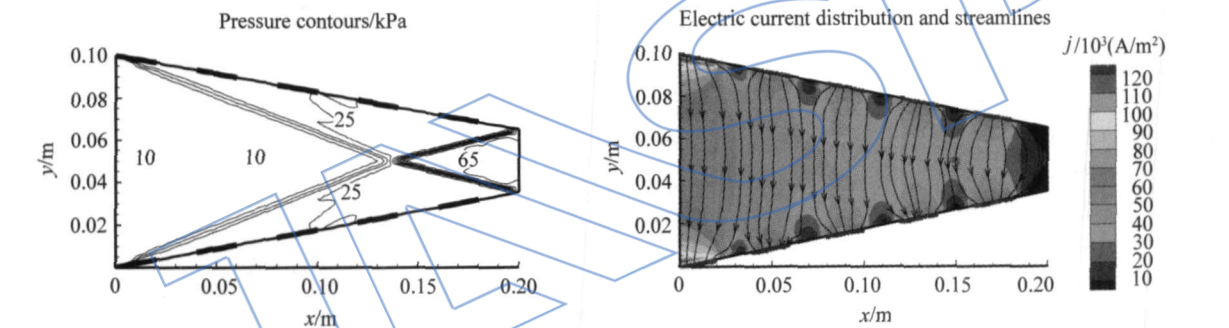


图 9 有限分段电极 MHD 通道的压强和电流密度分布
Fig. 9 Pressure contours and current distributing of the flow field with segmented electrode

表 2 不考虑霍尔效应时磁场强度和负载系数对通道性能的影响
Table 2 Inlet performance parameters without MHD at Mach 6

类型	B/T	β	$\Delta\varphi/\text{V}$	$\bar{k}$	Ma_2	p_2/Pa	$q/10^6$ (W/m^3)	$q_i/10^7$ (W/m^3)	η_g	η
无 MHD	0	—	—	—	3.78	42 987	—	—	—	—
连续电极	1.5	—	6	0.033	2.87	66 765	4.3	11.7	0.002	0.036
	1.5	0.5	6	0.032	2.96	62 619	3.54	9.95	0.001 6	0.034
	1.5	1.5	6	0.027	3.27	53 200	0.054	9.32	0.000 025	0.001
类型	B/T	β	Flux of φ/A	$\bar{k}$	Ma_2	p_2/Pa	$q/10^6$ (W/m^3)	$q_i/10^7$ (W/m^3)	η_g	η
理想分段	1.5	0.5	40 000	0.032	2.86	66 973	3.47	11.7	0.001 6	0.03
有限分段	1.5	0.5	70 000	0.035	2.89	66 063	— 2.17	10.8	—	—
	1.5	0.5	40 000	0.45	3.25	52 648	23.2	4.88	0.01	0.32

条件下,理想分段电极可以有效减小霍尔效应的影响。比较理想分段和有限分段电极,当理想分段电极的电极边界处电势通量为 40 000 A 时,有限分段电极的边界电通量为 70 000 A 时,可以达到相近的减速效果,但是不能输出电功率,反而需要输入一定量的电能。这是因为在计算理想分段电极时,边界中没有考虑绝缘的部分,假设壁面上每一处的电通量都是相等的,而在有限分段电极 MHD 通道的计算中,把绝缘的部分分开考虑了,故而需要将近两倍的边界电通量才能达到相同的减速效果。

4 结 论

本文对磁控进气道内的流动情况进行了二维数值模拟。计算结果表明,当飞行马赫数大于设计马赫数时采用磁控进气道可以调整激波位置使激波回到设计点,并减小燃烧室入口处的马赫数。在一定的范围内分析了负载系数的大小对磁控进气道的影响,随着负载系数的增加,能量提取率增加,但是磁场对流体的减速作用减弱。讨论了霍尔效应对磁控进气道性能的影响,结果表明,在连续电极法拉第通道中霍尔效应会大大降低通道的性能,必须采取措施来抑制霍尔效应的不利影响。分析了理想法拉第通道中的电磁作用情况,结果验证了理想分段的电极可以有效的减小霍尔效应的不利影响。并结合实际情况,分析了有限分段通道中的参数分布,结果表明,有限分段通道可以在一定程度上减小霍尔效应的影响。

参考文献:

- [1] Golovachov Y P, Sushchikh S Y, Van Wie D M. Numerical simulation of MGD flows in supersonic inlets [R]. AIAA 2000-2666.
- [2] Golovachov Y P, Kurakin Y A, Schmidt A A. Numerical investigation of nonequilibrium MGD flows in supersonic intakes [R]. AIAA 2001-2883.
- [3] Bobashev S V, D'yakonova E A, Erofeev A V, et al. Shock tube facility for MGD supersonic flow control [R]. AIAA 2000-2647.
- [4] Bobashev S V, Golovachov Y P, Van Wie D M. Deceleration of supersonic plasma flow by an applied magnetic field [R]. AIAA 2002-2247.
- [5] Bobashev S V, Erofeev A V, Lapushkina T A, et al. Experiments on MHD control of attached shocks in diffuser [R]. AIAA 2003-169.
- [6] Bobashev S V, Erofeev A V, Lapushkina T A, et al. Recent results on MHD flow control at Ioffe institute [R]. AIAA 2006-8012.
- [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.
- [8] Macheret S O, Mikhail N S, Richard B M. Magnetohydrodynamic control of hypersonic flows and scramjet inlets using electron beam ionization [J]. AIAA Journal, 2002, 40(1): 74-81.
- [9] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Nonequilibrium magnetohydrodynamic control of scramjet inlet [R]. AIAA 2002-2251.
- [10] Shneider M N, Sergey O M, Richard B M. Comparative analysis of MHD and plasma methods of scramjet inlet control [R]. AIAA 2003-170.
- [11] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B. Scramjet inlet control by off body energy addition: a virtual cowl [R]. AIAA 2003-032.
- [12] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B, et al. MHD power generation in scramjet engines in conjunction with inlet control [R]. AIAA 2004-1197.
- [13] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Analysis of magnetohydrodynamic control of scramjet inlets [J]. AIAA Journal, 2004, 42(11): 2303-2310.
- [14] Kopchenov V I, Vatazhin A B, Gouskov O V. Estimation of possibility of use of MHD control in scramjet [R]. AIAA 99-4971.
- [15] Vatazhin A B, Kopchenov V I, Gouskov O V. Some estimations of possibility to use the MHD control for hypersonic flow deceleration [R]. AIAA 99-4972.
- [16] Shneider M N, Macheret S O. Modeling of plasma virtual shape control of ram/scramjet inlet and isolator [J]. Journal of Propulsion and Power, 2006, 22(2): 447-454.
- [17] 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.
- JU Zixiang, LU Youchang, JING Bohong. Open cycle MHD power generation [M]. Beijing: Publisher of Beijing University of Technology, 1998. (in Chinese)