

文章编号:1000-8055(2012)10-2390-11

三维磁流体强化超燃冲压发动机数值模拟

郑小梅, 杨兴宇

(北京航空工程技术研究中心, 北京 100076)

摘 要: 建立了三维磁流体强化超燃冲压发动机内部黏性流场的求解模型. 针对马赫数为 6 设计了联合应用磁控进气道和磁流体能量旁路的磁流体强化超燃冲压发动机模型. 针对该模型进行了数值模拟研究, 分析其中的三维流场结构、电参数分布规律以及能量转换特性. 结果表明: 当飞行马赫数为 8 时, 磁控进气道的应用能够使头部压缩激波回到唇口, 使分离区消失, 内进气道中的流动恢复到设计状态. 磁流体能量旁路可有效降低燃烧室入口处的马赫数, 从而改善发动机性能. 其中发生器中的流动参数和电参数的分布比较理想, 效果显著; 而加速器要取得显著的加速效果则需要大量的能量输入. 在加速器中, 电极附近焦耳耗散严重, 导致局部高温以及流动的复杂性, 性能不够理想.

关 键 词: 超燃冲压发动机; 磁流体动力学 (MHD); 磁控进气道; 磁流体能量旁路; 黏性

中图分类号: V235.21⁺1

文献标志码: A

Simulation of three-dimensional magnetohydrodynamic enhanced scramjet

ZHENG Xiao-mei, YANG Xing-yu

(Beijing Aeronautical Engineering Technical Research Center, Beijing 100076, China)

Abstract: Simulation model of the three-dimensional magnetohydrodynamic (MHD) enhanced scramjet viscous inner flow field was established. Geometry of a scramjet applied both MHD controlled inlet and MHD energy bypass was designed at $Ma=6$. Numerical simulation was performed, and three-dimensional flow field structure, distribution pattern of the electric parameters, and characteristics of energy transformation were analyzed. The results show when flight $Ma=8$, MHD controlled inlet can be used to draw the compressive shock waves back to the cowl lip, the separation zone disappears, and the flow field of the inner inlet recovers to the design condition. The MHD energy bypass can decrease Ma of the flow before combustor efficiently, so as to improve engine performance. In the MHD generator, distributions of flow and electric parameters are comparatively ideal to make efficient effect, while the MHD accelerator needs large amount of energy input to make a significant acceleration. In the MHD accelerator, Joule heating dissipation is severe near the electrodes, which results in local high temperature, flow field complication and performance deterioration of the MHD accelerator.

Key words: scramjet; magnetohydrodynamic (MHD); MHD controlled inlet; MHD energy bypass; viscous

高超声速飞行器在未来军事斗争中有着巨大的战略意义, 因此受到各军事大国的重视. 超燃冲

压发动机是最关键的部件, 也是其研究的难点之一. 大量理论分析、数值模拟、地面风洞试验

收稿日期: 2012-05-18

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20121015.1020.201210.2390_033.html

作者简介: 郑小梅(1982—), 女, 湖北武汉人, 工程师、博士, 主要从事高超声速飞行器磁流体流动控制研究.

以及飞行试验所取得的研究成果充分证明了超燃冲压发动机的可行性。然而到目前为止仍然存在很多技术问题有待解决, 包括非设计状态下性能恶化、高热载、燃烧效率低等。

磁流体动力学 (magnetohydrodynamic, 简称 MHD) 技术为解决这些难题提供了可行方案。Freishtadt 在上世纪 80 年代提出了 AJAX (古希腊一个神的名字——埃阿斯) 概念, 从此启动了一轮磁流体技术的研究热潮, 其应用形式扩展到许多方面, 包括飞行器的气动减阻、前缘气动加热、热管理、气动减速、高超声速进气道激波位置控制 (磁控进气道)、磁流体能量旁路推进、机载供能系统、控制边界层分离、加强混合与燃烧等^[1]。其中磁控进气道可对头部压缩激波的位置进行调节, 改善非设计状态下进气道性能, 受到广泛关注。而磁流体能量旁路则可降低燃烧室入口处流体的总温, 并提取出能量, 提取出来的能量可用于机载供能, 也可从燃烧室后通过磁流体加速器返回到燃气中, 从而提高高马赫数下发动机的性能。

针对磁控进气道的应用开展了一些数值模拟和试验研究, 充分表明电磁力的作用可以对激波的位置进行有效调节。Macheret, Shneider 等采用二维无黏模型对磁控进气道性能进行了研究, 并对关键作用参数的影响进行了定性的分析^[2-3]。Bobashev 等采用稀有气体为工质, 试验证明了 MHD 技术对激波的有效控制^[4]。文献^[5]分析了磁流体作用位置、宽度和深度等关键控制参数对进气道性能的影响, 并研究了黏性下磁控进气道的性能, 结果表明在优化参数下磁流体作用可使激波回到唇口处, 从而抑制边界层分离, 使燃烧室入口处的流动变均匀, 并减小进气道流道中的最高温度。LÜ Haoyu 等^[6]采用三维无黏模型行了数值模拟研究。众所周知, 在高超声速环境下, 黏性和三维效应对流动有突出的影响, 要想深入探索磁控进气道的性能必须采用黏性模型进行三维数值模拟研究。

磁流体能量旁路是 AJAX 概念的核心技术, 对此开展了许多研究。准一维和一维研究结果表明磁流体能量旁路的应用可以扩大超燃冲压发动机的工作马赫数范围, 在一定的飞行范围内能够提高发动机的比冲^[7-12]。Gaitonde 等对磁流体能量旁路进行了三维数值模拟研究, 分析了通道中的三维黏性流动现象和电参数的分布规律^[13-14]。

本文在前期研究的基础上设计联合应用磁控进气道和磁流体能量旁路的三维超燃冲压发动

机。进气道设计马赫数为 6, 当飞行马赫数为 8 时应用磁控进气道使激波回到唇口处, 并联合应用磁控进气道进一步改善发动机性能。

1 求解模型

1.1 磁流体动力学方程组

由文献^[15]可知: 由于受到流动条件和材料耐热性的制约, 流场的气体电导率很低, 即使采用电离效率最高的电子枪在通道的两侧对气体进行电离, MHD 通道中磁流体流动的磁雷诺数 $Re_m \ll 1$ 。因此, 在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。假设气体为理想气体, 且比热比恒定, 则包含电磁源项的 N-S 方程组可写为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + \nabla p - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} = \mathbf{F}_e \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e_i + \frac{1}{2} u^2 \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \left(e_i + \frac{1}{2} u^2 \right) \mathbf{u} \right] = \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\tau} + \lambda \nabla T - p \mathbf{u}) + E_e + q_c \quad (3)$$

其中 ρ 为流体密度, t 为时间, $\mathbf{u}$ 为流体速度矢量, u 为流体速度的大小, p 为流体压强, $\boldsymbol{\tau}$ 为黏性应力张量, $e_i = c_v T$ 为流体的内能, λ 为导热系数, $\mathbf{F}_e$ 为洛伦兹力, 表示外加电磁场对流体微团所施加的电磁力, E_e 为由于电磁作用流体微团和外界的能量交换, q_c 为燃烧室加入的热量。

理想气体状态方程

$$p = \rho R T \quad (4)$$

由于磁雷诺数很小, 因此可忽略电流引起的感生磁场, 另外假设外加磁场固定不变, 即 $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$, 则广义欧姆定律可写为

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \beta \mathbf{j} \times \mathbf{b} \quad (5)$$

同样, 洛伦兹力可简化为

$$\mathbf{F}_e = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

从而推导出电势泊松方程

$$-\nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = -\sigma [\nabla \cdot (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \beta \mathbf{B} \cdot \nabla \cdot \mathbf{u}] \quad (6)$$

1.2 电导率模型

根据参考文献^[16], 电导率的分布采用高斯分布

$$\sigma(A, a, s, s_0, n) = A e^{-a(s-s_0)^n} \quad (7)$$

其中 A 为电导率的峰值, a 为确定曲线分布的参数, s 为位置参数, s_0 为电导率分布的中心位置, n 为指数参数, 设为 6。假设某一点到中心的距离为

δ , 该点的电导率为 ϵ , 则有

$$a = (1/\delta^n) \lg(A/\epsilon) \quad (8)$$

由式(7)可得

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= Ae^{-a_x(x-x_0)^6} \\ \sigma_y &= Ae^{-a_y(y-y_0)^6} \\ \sigma_z &= Ae^{-a_z(z-z_0)^6} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\sigma = \frac{1}{A^2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z = Ae^{-[a_x(x-x_0)^6 + a_y(y-y_0)^6 + a_z(z-z_0)^6]} \quad (10)$$

其中 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ 分别为电导率在 x, y, z 方向中心线上的函数, σ 为电导率的空间分布函数。

1.3 燃烧室加热模型

在能量方程式(3)右边加入能量项 q_c 来表示燃烧所加入的热量。同样, 假设 q_c 的分布为高斯分布, 采用和确定电导率分布相同的方法来确定的 q_c 分布。

1.4 磁流体强化超燃冲压发动机设计

超燃冲压发动机设计马赫数为 6, 飞行高度为 22.47 km。其中进气道采用参考文献[17]的设计, 由头部的压缩楔面产生的 4 道斜激波汇聚于唇口处, 唇口处产生的反射激波打到肩部转折处, 使得激波被膨胀波完全吸收。发动机全长为 15 m, 高度为 1.194 4 m, 宽度为 1 m, 其中进气道长度为 7 m, MHD 发生器长度为 1 m, 燃烧室长度为 2 m, MHD 加速器长度为 1 m, 喷管长度为 4 m, 如图 1 所示。

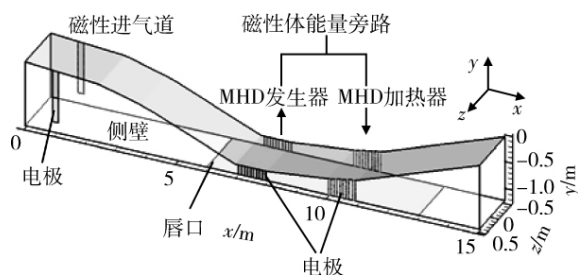


图 1 磁流体强化超燃冲压发动机外形

Fig. 1 Geometry of MHD enhanced scramjet

在进气道压缩楔面的侧壁上装有 1 对电极, 可对激波的位置进行调节并控制进气道流量。磁控进气道电极位置的根文献[17]的结果确定, 电极中心位置 $x_c = 1.0$ m, 宽度为 0.2 m, 深度为 1.0 m。根据文献[18], 为避免霍尔效应的不利影响, 磁流体能量旁路中的电极采用分段电极。在燃烧室前的等截面通道中安装 5 对发生器电极, 燃烧室后的扩张通道中安装 5 对加速器电极, 电极宽

度和间距都为 0.1 m。发生器从流体中提取出电能, 提取出来的能量通过安装在燃烧室下游的加速器返回到流体中, 从而构成能量旁路系统。

2 求解方法和边界条件

2.1 电势方程的求解

忽略霍尔效应并假设磁场强度 $B = (0, B, 0)$ 为固定值时, 电势方程可以简化为

$$-\nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) = -\nabla \cdot (\sigma \mathbf{u} \times \mathbf{B}) = B \left(\frac{w}{\partial x} \frac{\partial \sigma}{\partial x} + \frac{\sigma}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{u}{\partial z} \frac{\partial \sigma}{\partial z} - \frac{\sigma}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (11)$$

为了求解该方程, 需要给出电导率在 3 个坐标方向的梯度, 由式(9)、式(10)可得

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = -6a_x \sigma (x - x_0)^5 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial y} = -6a_y \sigma (y - y_0)^5 \quad (13)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial z} = -6a_z \sigma (z - z_0)^5 \quad (14)$$

将上述 3 个方程代入式(11), 利用 Fluent 软件中用户自定义标量 (user-defined scalar, UDS) 输运方程求解出流场中的电势分布。

2.2 N-S 方程组的求解

对 N-S 方程组的求解采用 2 阶迎风差分格式, 求解器采用 Fluent 软件隐式耦合求解器。电势方程采用 Fluent 软件中 UDS 的输运方程求解。Fluent 中 UDS 输运方程为

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_i}) = S \quad (15)$$

其中 ϕ 为任意标量, Γ 为扩散系数, S 为源项。对于稳定流动, 且无对流项时, 方程可以简化为

$$-\nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) = S \quad (16)$$

对于本文所要求解的电势方程, 等式左边的为扩散项, 扩散系数为 σ , 方程右边为源项。电磁参数由用户自定义函数 (user-defined function, UDF) 表达和计算; 动量守恒和能量守恒方程中电磁力所表达的项由 UDF 的源项 (define-source) 引入。

2.3 边界条件

对于 N-S 方程组, 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; 壁面处采用无滑移速度边界条件, 热边界条件为等温壁, 设为 1000 K。对于电势方程, 通道进出口以及绝缘壁电流通量密度为 0 A/m², 电极处电势根据负载系数和当地平均速度给定。

计算网格如图 2 所示, 网格尺寸为 $36 \times 36 \times 341$, 壁面处有边界层, 电极附近也进行了加密处理. 电极和绝缘壁处的突跃会导致计算的不稳定性, 局部网格加密可在一定范围内有效解计算不稳定的问题.

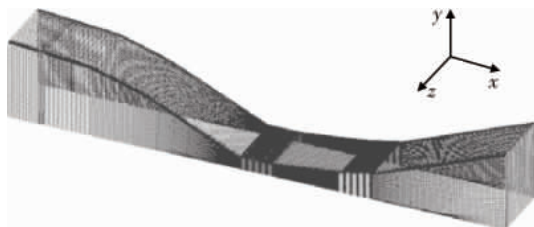


图 2 磁流体强化超燃冲压发动机网格结构图

Fig. 2 Grid structure of MHD enhanced scramjet

2.4 电导率和燃烧室加热量的分布

在磁流体发生器中电极的起止位置分别为 7.0485 m 和 7.9485 m, 为了使电极区域有足够的电离度, 电离区域在 x 方向上的起止位置分别为 $x_1 = 7.0485 - 0.2$ m, $x_2 = 7.9485 + 0.2$ m, 设边界处电导率和峰值的比值为 $\epsilon/A = 0.001$. 在 y 方向的边界为壁面, 起止位置分别为 $y_1 = -1.1944$ m, $y_2 = -1.0178$ m, 设壁面处电导率和峰值的比值 $\epsilon/A = 0.1$. z 方向的边界处为壁面, 包含电极和绝缘壁, 设边界处电导率和峰值的比值为 0.3.

同样的, 磁流体加速器中电极的起止位置分别为 10.0 m 和 10.9 m, 电离区域在 x 方向上的起止值分别为 $x_1 = 10.0 - 0.2$ m, $x_2 = 10.9 + 0.2$ m, 边界处的电导率为 $\epsilon/A = 0.001$. 在 y 方向的边界为壁面, 起止位置分别为 $y_1 = -1.1944$ m, $y_2 = -0.8444$ m, 壁面处的电导率 $\epsilon/A = 0.1$. z 方向的边界处为壁面, 包含电极和绝缘壁, 设边界处的电导率和中心处电导率的比值为 0.3.

在磁控进气道中, 电极的起止位置分别为 0.9 m 和 1.1 m, 电离区域的起止值分别为 $x_1 = 0.8$ m, $x_2 = 1.2$ m, 边界处的电导率为 $\epsilon/A = 0.001$. y 方向电离区域的起止值分别为 $y_1 = 0$ m, $y_2 = -1.1$ m, 边界处的电导率 $\epsilon/A = 0.001$. z 方向的边界处为壁面, 设边界处的电导率和中心处电导率的比值为 0.3.

若取 $A = 20$, 则磁控进气道、MHD 发生器和 MHD 加速器同时开启时通道中电导率的分布如图 3 所示.

燃烧室加热区的起止位置分别为 8 m 和 10 m. 若采用液氢为燃料, 且燃烧效率为 1, 则当量燃

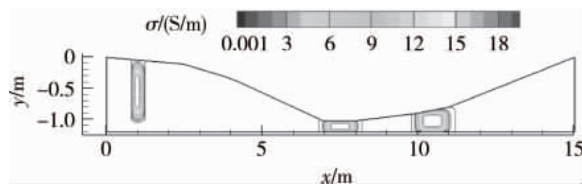


图 3 电导率在 $z=0$ 截面上的分布图

Fig. 3 Distribution of electrical conductivity on section $z=0$

料/空气比为 $f_0 = 0.0229$. 根据文献[12], $f = 0.01$ 时加入的热量足够体现燃烧室加热的现象, 又不至于导致堵塞, 对应的平均加热量 $\bar{q}_c$ 约为 3×10^8 W/m³. 因此, 假设 q_c 的峰值为 3×10^8 W/m³, 得到的燃烧室加热量分布如图 4 所示.

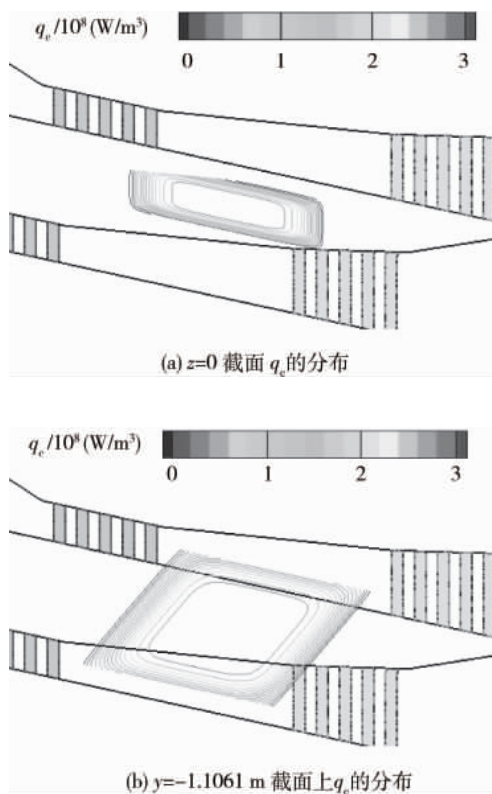


图 4 燃烧室加热量 q_c 的分布

Fig. 4 Distribution of combustion heat addition q_c

3 超燃冲压发动机流场

飞行马赫数 Ma_0 等于设计马赫数 Ma_d 都为 6, 且不考虑黏性和燃烧室加热进行计算时, 发动机流道中的激波系结构如图 5 所示. 由压缩楔面产生 4 道压缩激波汇聚到唇口处, 反射激波打在肩部转折点处, 内进气道中流场均匀, 符合设计初表.

同样是在设计马赫数下, 采用黏性计算模型

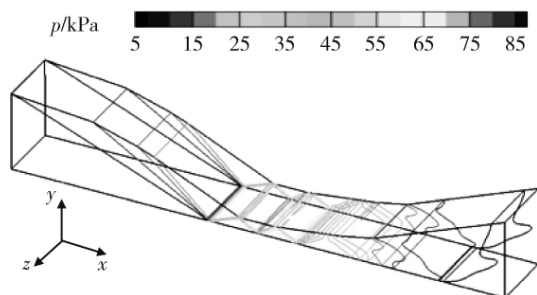


图 5 $Ma_0 = Ma_d$ 不考虑黏性时通道中的激波系

Fig. 5 Pressure distribution of the engine when $Ma_0 = Ma_d$ and the flow is inviscid

并考虑燃烧室加热对发动机通道的流场进行计算. 由于壁面边界层的存在使得实际可用的流通面积减小, 导致在设计马赫数下, 压缩斜激波并没有打在唇口上. 由于侧壁黏性力的影响, 靠近侧壁的激波的角度较大, 离唇口的距离较远, 而中心处的激波角度较小, 离唇口的距离较近, 整个激波面成弧形. 由唇口处所产生的斜激波打到肩点前部, 内进气道中产生复杂的激波系. 图 6 给出了 $z=0$ 截面上的压强分布, 可以比较清楚地观察通道中截面上的压强分布以及激波反射的情况. 进气道内肩部转折点附近及下游截面上的马赫数分布如图 7 所示. 壁面附近可以明显观察到边界层, 在通过肩部转折点的横截面上有两个小范围的低马赫数区域, 为二次流区域.

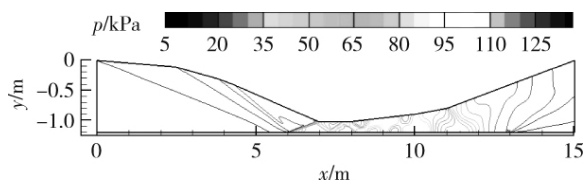


图 6 $Ma_0 = Ma_d = 6$ 时 $z=0$ 截面上的压强分布

Fig. 6 Pressure distribution of the engine on section $z=0$ when $Ma_0 = Ma_d = 6$

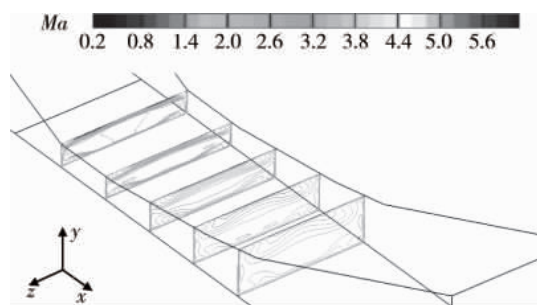


图 7 $Ma_0 = Ma_d = 6$ 时通道中的马赫数分布

Fig. 7 Ma distribution of the engine when $Ma_0 = Ma_d = 6$

4 磁流体强化超燃冲压发动机特性分析

当飞行马赫数大于设计马赫数时, 激波进入进气道内部并且不断反射, 引起边界层分离, 甚至有可能导致发动机不启动. 这时可采用发生器模式的磁控进气道来对激波位置进行调整, 使激波回到唇口处. 同时采用磁流体能量旁路来控制燃烧室入口的速度、马赫数以及温度, 并将提取出来的能量通过加速器从燃烧室后加入到流体中, 以提高发动机的性能.

为了比较各磁流体单元所起的作用, 计算 $Ma=8$ 时以下 5 种情况: base 为无 MHD 的情形; case A 为只开启磁控进气道的情况, 磁场强度为 1.2 T, 电极间电压为 1 440 V; case B 为开启磁控进气道和磁流体发生器的情况, 磁流体发生器中的磁场强度为 4 T, 电极间电压为 3 400 V; case C 和 case D 为磁控进气道、磁流体发生器和磁流体加速器全都开启的情况, case C 的磁流体加速器中磁场强度为 2 T, 电极间电势差为 5 000 V; case D 的磁流体加速器中磁场强度为 4 T, 电极间电势差为 10 000 V.

4.1 流场结构

当马赫数为 8, 无 MHD 作用时, 通道中截面上的压强分布如图 8 所示. 可见由前体产生的压缩激波进入进气道内部, 其反射波与膨胀波相交, 并在内部通道中不断反射, 在肩部转折点的下游存在局部低压区. 图 9 中所示的是中截面上的局部流线图, 可以更清楚地观察到肩部转折点下游的流动分离现象. 在分离区内流体的温度比较高, 最高温度达到 2 600 K, 使附近壁面的热流增加, 给冷却带来困难. 图 10 所示的是分离区附近横截面上的马赫数分布. 可见, 分离区只发生在上壁面的中心区附近, 靠近侧壁的区域受到侧壁黏性的影响没有发生分离.

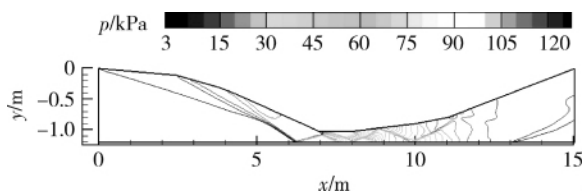


图 8 $Ma_0 = 8$ 时通道中截面的压强分布

Fig. 8 Pressure distribution of the engine when $Ma_0 = 8$

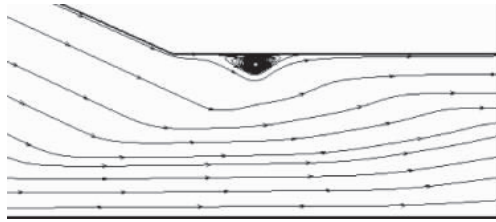
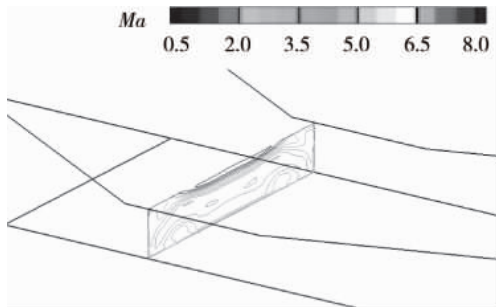
图 9 $z=0\text{ m}$ 截面电流流线Fig. 9 Current lines on section $z=0\text{ m}$ 图 10 肩部转折点附近的 Ma 分布Fig. 10 Ma distribution near the shoulder

图 11 中所示的是应用磁控进气道并调节电磁作用强度使激波回到唇口时(case A)通道中截面上的压强分布. 由图中可见, 由压缩楔面产生的激波回到唇口处, 唇口处的反射激波打到肩点处被膨胀波吸收, 内进气道中的流动回到设计状态, 分离区消失. 燃烧室入口处的马赫数均匀系数^[18]由 0.136 减小到 0.109. 这表明: 磁控进气道的应用使燃烧室入口处的流动参数变均匀了.

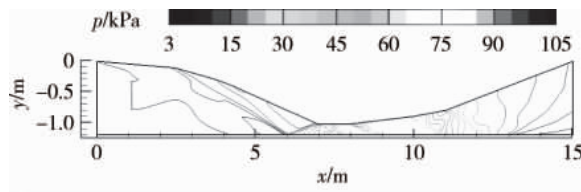


图 11 Case A 通道中截面的压强分布

Fig. 11 Pressure distribution of case A on middle section of the channel

图 12 中所示的是 case D 所对应的通道中截面上的压强分布, 和 case A 所对应的激波结构相比较可以发现, 在 MHD 发生器中流体被显著压缩了; 和 case B 所对应的激波结构相比较可知流动在 MHD 加速器中得到了一定程度的膨胀.

下面比较 $Ma=8$ 时所计算的 5 种情况 (base, case A~case D) 中流体参数沿通道中线的分布. 由于发动机外形的不对称性, 不存在严格意

义上的中心线, 因此设经过点 $(7.5, -1.1061, 0)$ 的流线为发动机的中线, 如图 13 所示. 图 14 中所示的为以上计算的 5 种情况下流动参数沿所定义中心线的分布. 从图中可见: 没有电磁作用时 (base), 速度曲线在发动机内通道中有明显的波动, 这是由于通道中的激波串所引起的. 应用磁控进气道使激波回到唇口时 (case A), 内通道中的速度波动明显减弱. 磁控进气道的应用使流体速

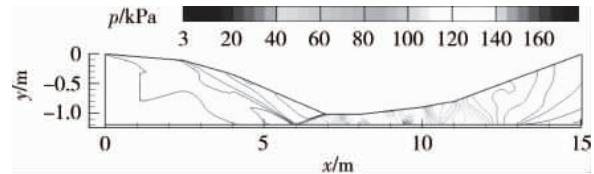


图 12 Case D 时通道中截面的压强分布

Fig. 12 Pressure distribution of case D on middle section of the channel

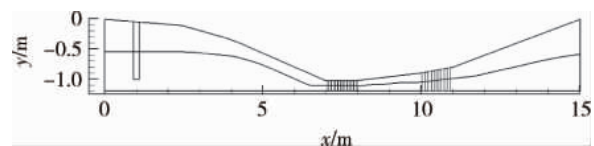
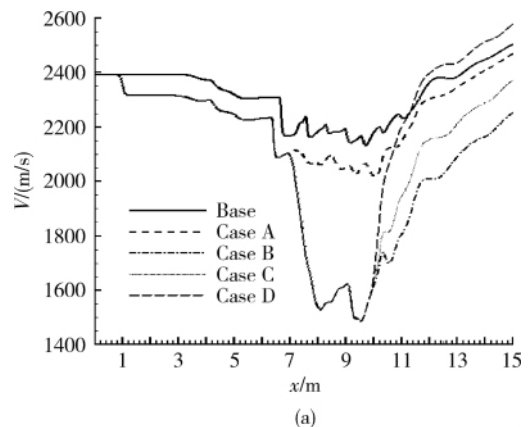
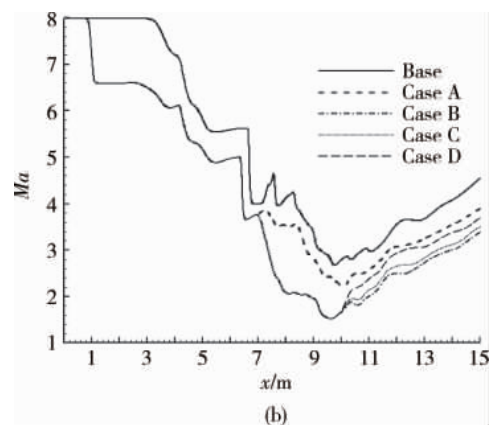


图 13 通道中心线示意图

Fig. 13 Sketch of center line of the channel



(a)



(b)

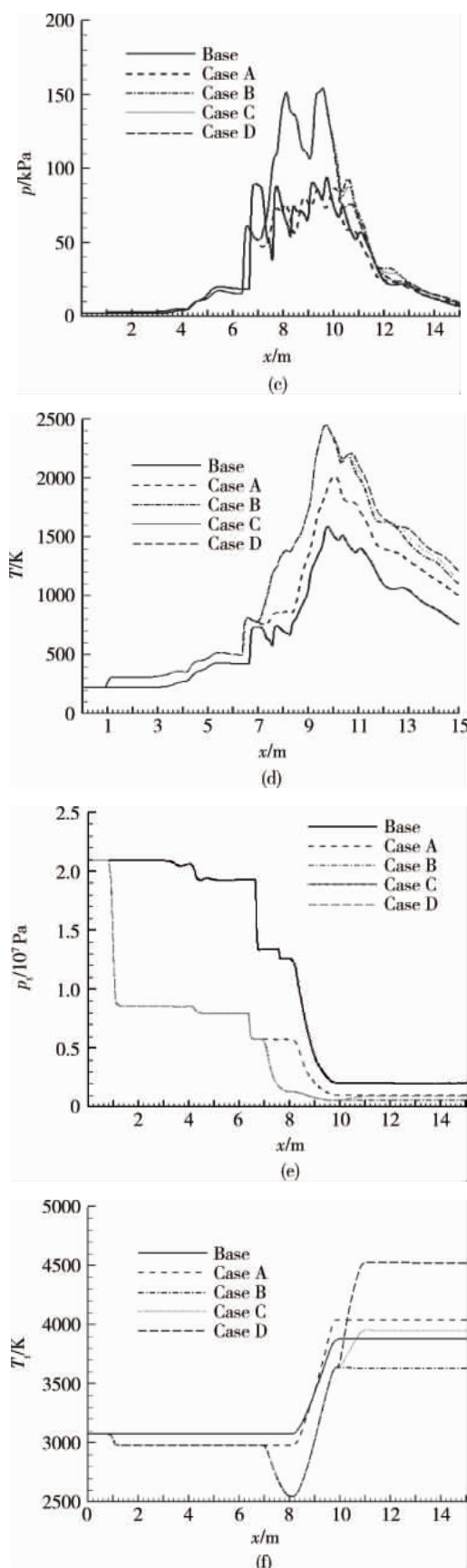


图 14 5 种情况下通道中心线上的参数沿 x 轴变化的比较

Fig. 14 Parameters distributions on the center line of the channel for five cases

度和马赫数减小, 压强和温度增加, 总温和总压减小. MHD 发生器的应用 (case B) 使流体的速度、马赫数、总温降低, 温度和压强增加, 且效果比较明显. 燃烧室前速度和马赫数的降低有利于燃烧效率的提高; 温度和压强的增加, 则有利于发动机循环效率的提高; 总温降低则可以往燃烧室中加入更多的能量. 但是 MHD 发生器中的总压损失也比较明显. 在 MHD 加速器中 (case C, case D), 流体的速度、温度和总温显著增加, 马赫数的增加却不明显, 压强也有所提高, 总压则是进一步减小.

4.2 电场参数分析

图 15 中给出了 case D 条件下发动机通道中的电流流线和电势分布图, 其中 MHD1 指的是磁控进气道, 而 MHDG 和 MHDA 分别指能量旁路系统中的 MHD 发生器和 MHD 加速器. 为了便于观察, 只画出了部分电流流线, 并且用不同的色阶来区分电流密度的大小. 可见在磁控进气道和 MHD 发生器中电流由阴极流向阳极, 而在 MHD 加速器中电流由阳极流向阴极. 磁控进气道事实上也是磁流体发生器的应用, 因此其中的电参数分布规律和 MHDG 类似, 因此下面只分析能量旁路中 MHDG 和 MHDA 的电场参数分布.

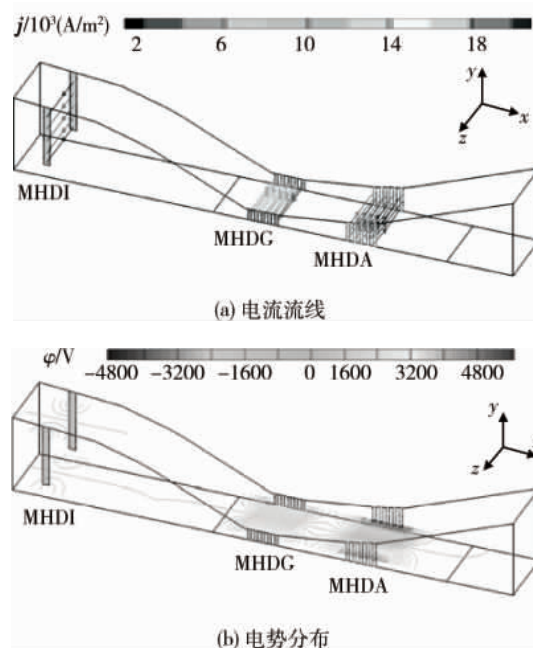


图 15 Case D 发动机流道中的电参数分布

Fig. 15 Electric parameters distributions of case D in the channel

图 16(a) 和图 16(b) 中所示的为 $y = -1.1$ m 截面上 MHD 发生器和加速器中的电流矢量图.

由于电导率的分布采用高斯分布(如图 3 所示), 电流密度的分布也是在电磁作用区域的中间较大, 在作用区域上下游以及上下壁面处较小. 在电极和绝缘壁的交会处由于电流集中效应电流密度达到最大. 电流的绝大部分都是通过电极流通的, 只有少数会通过绝缘壁, 这是由于网格划分和数值计算的精度有限所引起的. 在电极和绝缘壁之间电流密度由 0 跃变为最大值, 而且在边界层内速度急剧减小, 从而导致的计算不稳定给收敛带来困难. 增加电极和绝缘壁附近以及边界层内的网格密度可以有效缓解该问题, 但是由此所带来的计算量会大大增加, 在目前是单机计算所难以承受的. 在 MHD 发生器作用区域的上下壁面附近存在反向电流(没有画出), 这是由于壁面处速度减小为 0 所引起的. 在 MHD 加速器通道中电极之间的绝缘壁附近存在反向电流, 是由于该处的电场强度减小不足以克服电动势.

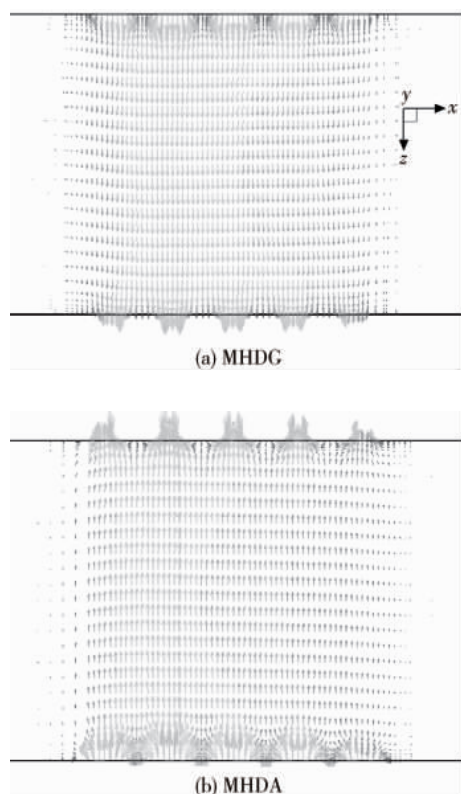


图 16 Case D 中 MHD 发生器和加速器中的电流密度分布

Fig. 16 Current density distribution of case D in MHD generator and accelerator

图 17 中所示的是 $y = -1.1 \text{ m}$ 截面上 MHD 发生器和加速器中的电场矢量图. 在 MHD 发生器通道的中心区域电场的方向和电极上电势差的

方向相同, 但是在电极附近电场方向和中心区域的相反. 这是由电流守恒定律和边界处的无滑移条件所决定的, 在边界处流体速度减小为 0, 电场反向是为了保持电极附近电流守恒. 在加速器通道中电场的方向则相当的一致, 都是由电极的阳极指向阴极. 加速器中的电场比发生器中的要大得多, 因为它需要克服电动势使电流流向和电动势相反的方向.

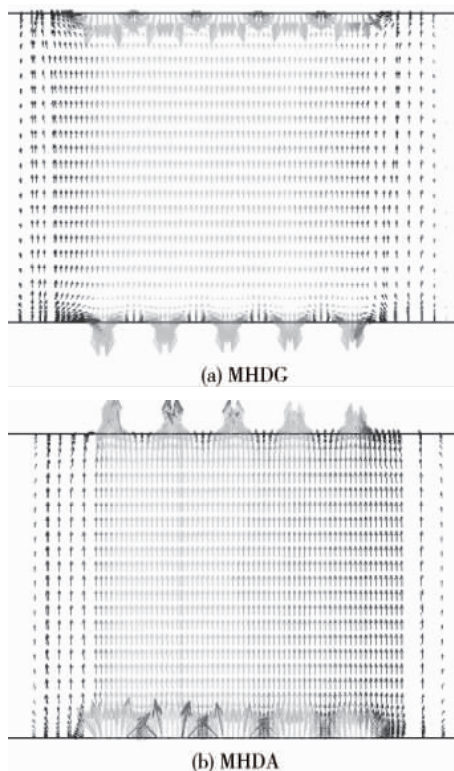


图 17 Case D 中 MHD 发生器和加速器中的电场分布

Fig. 17 Electric field distribution of case D in MHD generator and accelerator

图 18 中所示的是 $y = -1.1 \text{ m}$ 截面上 MHD 发生器和加速器中的洛伦兹力矢量图. 由于磁场的大小和方向都不变, $f = j \times B$, 洛伦兹力可由电流直接得到. 由图中可见: 在 MHD 发生器中洛伦兹力的方向和流动方向相反, 且方向较为一致, 只是在通道上下壁面的边界处方向相反, 指向 x 轴的正方向, 这和电流的分布规律是一致的. 在 MHD 加速器中, 洛伦兹力的方向指向流体流动方向, 从而使流动加速.

4.3 能量分析

在 MHD 通道中, 根据欧姆定律有

$$E \cdot j = (j/\sigma - u \times B) \cdot j = j^2/\sigma - u \times B \cdot j$$

因此,

$$u \cdot (j \times B) = -u \times B \cdot j = -j^2/\sigma + j \cdot E$$

其中 $u \cdot (j \times B)$ 为洛伦兹力对流体所做的功, 记为 q_t ; j^2/σ 为焦耳热, 记为 q_j ; $j \cdot E$ 为外部系统和流体的能量交换, 记为 q_g . 即

$$q_t = -q_j + q_g$$

由于电导率、速度等参数的不均匀分布, 以及电极和绝缘壁之间电流密度的不均匀分布, 电参数的分布也很不均匀, 这样就导致了能量项的不均匀分布. 下面分别给出上述能量项沿 3 条直线的分布, 首先我们定义了这 3 条线:

Line 1 $z=0$ m, $y=-1.1$ m, MHD 发生器的中心线;

Line 2 $z=0$ m, $y=-1.19$ m, $z=0$ m 截面上接近下壁面的直线;

Line 3 $z=0.49$ m, $y=-1.1$ m, $y=-1.1$ m 截面上接近电极的直线.

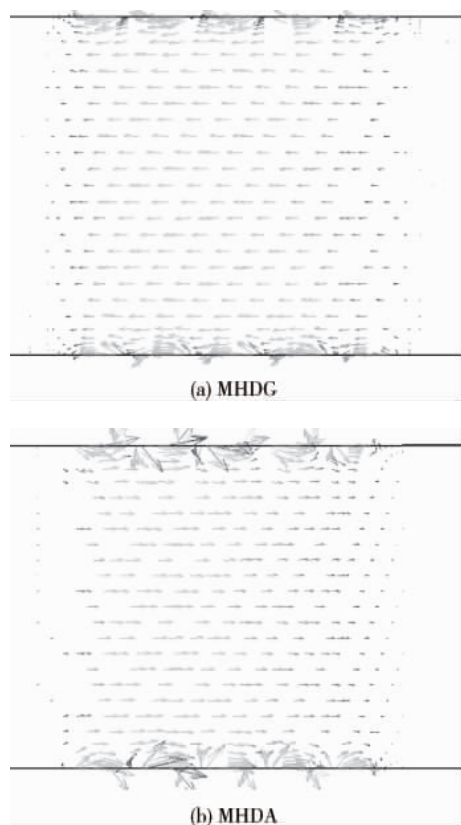


图 18 Case D 中 MHD 发生器和加速器中的洛伦兹力分布

Fig. 18 Lorentz force distribution of case D in MHD generator and accelerator

图 19 中所示的为 q_j , q_g 和 q_t 沿上述 3 条直线的分布. 图 19(a) 代表了能量项在通道中线上沿 x 轴的分布, 在 MHD 发生器中 q_j 和 q_g 的大小

相当, 这表示电磁制动功率中几乎有一半耗散于焦耳热, 另外一部分输送到外部电路中. q 的值在两端处较小是由于电导率的高斯分布所引起的, 在中间的波动是由激波所引起的, 中间段 q 的值逐渐减小是由于电磁的制动作用使流体的速度减小. 在 MHD 加速器中 q_t 大约是 q_j 的 2 倍, 这表明外部所加入的能量中的大部分用于使流体加

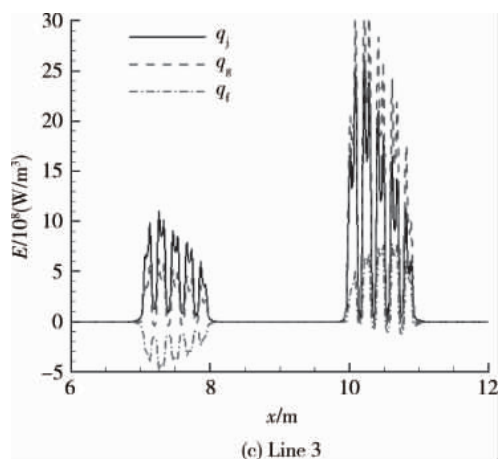
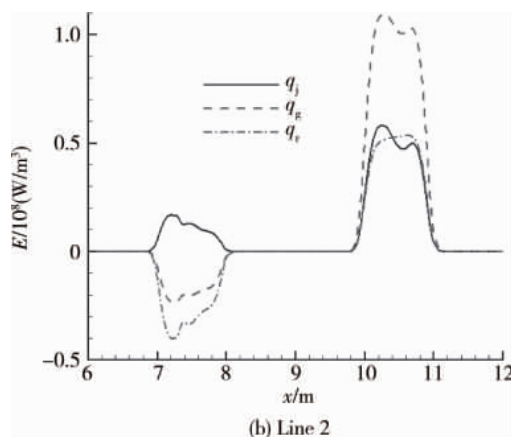
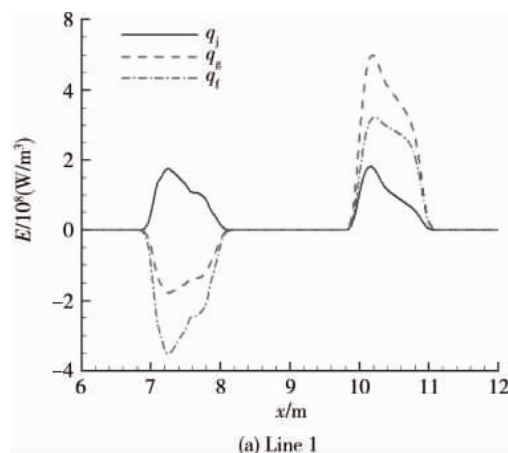


图 19 q_j , q_g 和 q_t 沿 3 条直线的分布

Fig. 19 Distribution of q_j , q_g and q_t along three lines

速,小部分耗散与焦耳热, q 的值逐渐减小是由于电磁力的加速作用使流体的速度增加. 图 19(b) 图所示的表示贴近上下壁面处能量项沿 x 轴的分布,发生器中的分布规律和图 19(a)中的相似,只是量级要小一些;在加速器中 q_j 和 q_i 相当. 图 19(c)中所示的表示贴近电极处能量项沿 x 轴的分布,其规律与图 19(a)和图 19(b)有明显的不同. 能量项的波动非常剧烈,分别在电极的两端达到局部最大值;在 MHD 发生器通道电极附近, q_j 的值超过 q_i 和 q_g ;在 MHD 加速器通道电极之间的绝缘壁附近, q_i 的值存在负值,这是因为在电极之间的绝缘壁附近存在反向的电流. MHD 加速器电极附近的焦耳热的最大值约为中心区域的 15 倍,这就导致了加速器电极附近的局部高温.

4.4 性能比较

在不同算例条件下发动机性能参数如表 1,其中参数下标 2,3,5 分别表示磁控进气道入口、燃烧室和入口和磁流体加速器的出口,下标 i,g,a 分别表示磁控进气道、磁流体发生器和磁流体加速器. 在 case A 中只开启磁控进气道,磁控进气道的应用使磁流体发生器入口处的速度和马赫数减小,温度和压强增加,总温和总压减小. 磁控进

气道的电效率为 0.481,提取出来的能量为 4.30 MW. 在 case B 中开启磁控进气道和能量旁路中的 MHD 发生器,MHD 发生器的应用使燃烧室入口处的马赫数由 3.36 减小到 2.03,可见其减速的效果是非常明显的. MHD 发生器的电效率为 0.483,提取出来的能量为 23.37 MW. case C 和 case D 中加速器开启,加速器中磁场强度分别为 2 T 和 4 T. 在 case C 中加速器出口处的马赫数由 1.93 增加到 2.04,电效率为 0.699,加入的能量为 23.07 MW,略小于发生器提取出来的能量. 在 case D 中加速器出口处的马赫数增加到 2.29,电效率为 0.746,加入的能量为 70.94 MW. 比较可见,在 MHD 加速器中,马赫数的增加并不显著,这是因为流体的速度和温度都增加了. 加速器的电效率在 0.7 到 0.75 之间,损失较小. 值得注意的是:MHD 发生器提取出来的能量为 23.37 MW,而加速器中磁场强度为 4 T 时需要加入的能量为 70.94 MW,大大超过了所提取出来的能量,这表明加速器需要额外的能量源. 若限制加速器中加入的能量小于发生器提取的能量,例如 case C,则加速器的效果就不太明显了.

表 1 计算的几种情况的发动机性能比较
Table 1 Engine performance of several cases

Case	Ma_2	$V_2/(m/s)$	T_2/K	p_2/Pa	T_{i2}/K	p_{i2}/Pa	η_i	P_i/MW
Base	3.81	2120.0	796.8	57004.1	3041.0	6916153.0		
A	3.52	2053.1	877.9	58588.1	2986.5	4669134.9	0.481	4.30

Case	Ma_3	$V_3/(m/s)$	T_3/K	p_3/Pa	T_{i3}/K	p_{i3}/Pa	η_g	P_g/MW
Base	3.66	2083.1	850.4	63840.7	3022.4	7545862.1		
A	3.36	2018.9	928.8	62507.7	2967.7	4024577.4		
B	2.03	1541.3	1487.6	133125.4	2682.9	1078649.9	0.483	23.37

Case	Ma_5	$V_5/(m/s)$	T_5/K	p_5/Pa	T_{i5}/K	p_{i5}/Pa	η_a	P_a/MW
Base	2.59	2069.3	1627.3	53627.8	3773.7	1074403		
A	2.42	2021.3	1745.9	52701.3	3793.3	817228.7		
B	1.93	1725.6	2012.6	71020.5	3504.1	500458.5		
C	2.04	1855.0	2084.6	68317.2	3807.9	572054.3	0.699	23.07
D	2.29	2115.2	2177.1	62428.8	4418.0	765055.1	0.746	70.94

5 结 论

针对马赫数为 6 设计了适用于进行初步研究的磁流体强化超燃冲压发动机外形,在该设计下

采用三维黏性磁流体动力学模型研究了应用磁控进气道和磁流体能量旁路的发动机的流场结构特性、电磁场参数的分布规律,以及能量转换特性:

- 1) 当飞行马赫数为 8 时,头部压缩激波进入

进气道内部,肩部转折点的下游产生分离流动;应用磁控进气道能够使头部压缩激波回到唇口,使分离区消失,且燃烧室入口处的流动参数变均匀。

2) 应用磁流体能量旁路可以有效降低燃烧室入口处的马赫数,并使燃烧室入口处的温度增加,这有利于燃烧的组织并可以增加热循环效率。而 MHD 加速器要取得显著的加速效果则需要大量的能量输入。

3) 在 MHD 发生器中,流动参数和电参数的分布比较理想,焦耳热损耗的比率可以由负载系数来控制。在加速器中,中心流动区的损失不大,加入的能量主要用于使流体加速;然而在边界层中,电极附近焦耳耗散严重,导致了加速器电极附近的局部高温以及流动的复杂性,从而降低了加速器的性能。

参考文献:

- [1] Lineberry J T, Rosa R J, Bityurin V A, et al. Prospects of MHD flow control for hypersonics [R]. AIAA 2000-3057, 2000.
- [2] 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.
- [3] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Analysis of magnetohydrodynamic control of scramjet inlets [J]. AIAA Journal, 2004, 42(11): 2303-2310.
- [4] Bobashev S V, Golovachov Y P, Van Wie D M. Deceleration of supersonic plasma flow by an applied magnetic field [J]. Journal of Propulsion and Power, 2003, 19(4): 538-546.
- [5] ZHENG Xiaomei, LU Haoyu, XU Dajun, et al. Parameter research of MHD controlled inlet and the viscous effects analysis[R]. IAC-09-C4. 5. 8, 2009.
- [6] LU Haoyu, Lee C H, DONG Haitao, et al. Numerical analysis and optimization of three-dimensional MHD controlled inlets[R]. AIAA 2008-1390, 2008.
- [7] 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.
- [8] Freishtadt V L, Kuranov A L, Sheikin E G. Use of MHD systems in hypersonic aircraft[J]. Technical Physics, 1998, 43(11): 1309-1313.
- [9] Park C, Bogdanoff D, Mehta U B. Theoretical performance of frictionless magnetohydrodynamic-bypass scramjets[J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(3): 591-598.
- [10] Park C, Mehta U B, Bogdanoff D W. Magnetohydrodynamics energy bypass scramjet performance with real gas effects[J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(5): 1049-1057.
- [11] Park C, Bogdanoff D W, Mehta U B. Theoretical performance of a magnetohydrodynamic-bypass scramjet engine with nonequilibrium ionization[J]. Journal of Propulsion and Power, 2003, 19(4): 529-537.
- [12] 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, 295.
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, 295. (in Chinese)
- [13] Gaitonde D V, Poggie J. Preliminary analysis of 3-D scramjet flowpath with MGD control[R]. AIAA 2002-2134, 2002.
- [14] Gaitonde D V. Magnetohydrodynamic energy-bypass procedure in a three-dimensional scramjet[J]. Journal of Propulsion and Power, 2006, 22(3): 498-510.
- [15] Nakamura T, Riedmüller W. Stability of nonequilibrium MHD plasma in the region of fully ionized seed[J]. AIAA Journal, 1974, 12(5): 661-668.
- [16] Gaitonde D V. Magnetohydrodynamic energy-bypass procedure in a three-dimensional scramjet[J]. Journal of Propulsion and Power, 2006, 22(3): 498-510.
- [17] 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)
- [18] ZHENG Xiaomei, LU Haoyu, XU Dajun, et al. Numerical simulation of 2-D supersonic magneto-hydro-dynamic channel and study on the hall effects[J]. Chinese Journal of Aeronautics Accepted, 2011, 24(2): 136-144.