

文章编号: 1000-8055(2012)05-0999-06

# 磁流体能量旁路超燃冲压发动机的混合 和燃烧性能数值研究

陈瑞锋, 魏志军, 王宁飞

(北京理工大学 宇航学院, 北京 100081)

**摘 要:** 为了研究磁流体能量旁路超燃冲压发动机(AJAX)的混合燃烧性能,采用三维数值方法,分别对磁流体发电机作用区和化学反应区进行模拟.在其他条件不变的情况下,改变磁场强度和载荷因子从而改变燃烧室的入口条件,得到不同磁流体条件下的混合效率和燃烧效率.计算结果显示:随着磁场强度的增加和载荷因子的减小,混合效率都提高了,最多提高了 11.4%,在热离解不明显的燃烧室前半段,燃烧效率也都有所提高;在燃烧室后半段,不出现热离解时燃烧效率最多提高 6.5%,此时磁流体装置的引入可使燃烧室长度缩短 25%,可降低飞行器的几何尺寸,减轻飞行器质量;出现热离解时,燃烧效率会有所降低甚至低于无磁流体作用时的情况,因此应尽量避免磁场强度过大或载荷因子过小引起燃烧室入口静温过高造成热离解降低燃烧效率.

**关 键 词:** 磁流体发电机; 隔离段; 混合效率; 燃烧效率; 超燃冲压发动机

**中图分类号:** V235.21

**文献标志码:** A

## Numerical study of mixing and combustion performance for magnetohydrodynamic-bypass scramjet

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

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

**Abstract:** In order to study the mixing and combustion performances of magnetohydrodynamic (MHD) -bypass scramjet (AJAX), the three-dimensional numerical methods were used for the MHD generator flow and the chemical reaction flow, respectively. The combustion entrance conditions were varied by altering the MHD conditions, the mixing efficiencies and combustion efficiencies were got. The results show that as the magnetic field strength increases or load factor decreases, the mixing efficiency is increase, the improved maximum value of mixing efficiency is 11.6%. In the front part of chamber where the thermal dissociation is not sensible, the combustion efficiency is increase; in the latter part of the chamber, while the thermal dissociation is no present, the combustion efficiency are increase, the improved maximum value of combustion efficiency is 6.5%, the combustion chamber is shorten by 25%, reduce the geometric sizes and mass of the vehicle; while the thermal dissociation is present, the combustion efficiency are reduced even lower than the no-MHD case, so it should try to avoid larger magnetic field strengths or smaller load factors to reduce the temperature of the combustion entrance, which cause the thermal dissociation reduce the combustion efficiency.

**收稿日期:** 2011-06-22; **网络出版地址:** [www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20120525.1516.201205.999\\_007.html](http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20120525.1516.201205.999_007.html)

**基金项目:** 国家自然科学基金(50906004)

**作者简介:** 陈瑞锋(1982—),男,湖北武汉人,博士生,主要研究磁流体能量旁路超燃冲压发动机.

**Key words:** magnetohydrodynamic generator; isolator; mixing efficiency; combustion efficiency; scramjet

上世纪 90 年代,俄罗斯学者提出了磁流体能量旁路超燃冲压发动机(AJAX)的概念,这个概念利用磁流体装置在超燃冲压发动机的不同热力循环间传递能量,通过磁流体(MHD)发电机提取来流的能量,降低燃烧室入口的总温,以解决燃烧室入口总温过高带来的混合燃烧难题. AJAX 被认为是下一代超高速飞行器的潜在发展方向<sup>[1-12]</sup>. 对于燃烧室前有磁流体发电器的超燃混合燃烧研究,目前还鲜有文献报道. 本文假定磁流体发电机置于超燃冲压发动机的隔离段处,对磁流体发电机作用下的燃烧室的混合燃烧性能进行了三维数值研究,通过改变磁流体作用的相关参数来分析其对燃烧室混合燃烧的影响.

## 1 控制方程与数学模型

数值计算过程中,将整个计算区域分为两部分,即磁流体作用区和化学反应区域,分别为隔离段和燃烧室. 磁流体作用区采用 Hoffman 的低磁雷诺数磁流体方程<sup>[13-14]</sup>,化学反应区域采用有限速率化学反应模型. 三维数值模型如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \\ \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} + S \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $Q$  为瞬态项,  $E, F, G$  为无黏项,  $E_v, F_v, G_v$  为黏性项,各项表示如下:

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{pmatrix} \quad E = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u u + p \\ \rho u v \\ \rho u w \\ \rho u H \end{pmatrix}$$

$$S_{\text{mhd}} = Re_m \begin{pmatrix} 0 \\ B_z(E_y + wB_x - uB_z) - B_y(E_z + uB_y - vB_x) \\ B_x(E_z + uB_y - vB_x) - B_z(E_x + vB_z - wB_y) \\ B_y(E_x + vB_z - wB_y) - B_x(E_y + wB_x - uB_z) \\ E_x(E_x + vB_z - wB_y) - E_y(E_y + wB_x - uB_z) + E_z(E_z + uB_y - vB_x) \end{pmatrix} \quad (3)$$

$Re_m = \mu_e \sigma u L$  为磁雷诺数,其中  $\mu_e$  为真空磁导率,  $\sigma$  为电导率,  $u$  为速度,  $L$  为磁流体作用的特征长度.  $S_{\text{mhd}}$  源项通过商业软件 Fluent 的用户自定义函数 UDF 加载磁流体的动量源项和能量源项得到. 外加磁场  $B = (0, 0, B_z)$ , 外加电场为  $E = (0, kuB_z, 0)$ ,  $k$  为载荷因子,是外加电场与感生电动

$$F = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ \rho v v + p \\ \rho v w \\ \rho v H \end{pmatrix} \quad G = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho w u \\ \rho w v \\ \rho w w + p \\ \rho w H \end{pmatrix}$$

$$E_v = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + q_x \end{pmatrix}$$

$$F_v = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + q_y \end{pmatrix}$$

$$G_v = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{zx} + v\tau_{zy} + w\tau_{zz} + q_z \end{pmatrix}$$

另外有

$$\rho e_t = \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) + \frac{p}{\gamma - 1} \quad (2)$$

其中对磁流体作用区域  $S$  为磁流体源项  $S_{\text{mhd}}$

势之比

$$k = E_y / u B_z \quad (4)$$

对发电机,感生电动势高于外加电动势,这样感生电动势作为电源向外部输出能量,降低燃烧室入口总温,此时有  $0 < k < 1$ <sup>[5-6]</sup>.  $k$  在某种程度上决定着磁流体发电器的效率,当  $k$  趋近于 1 时,

磁流体装置的等熵效率也趋于1,此时磁流体发电机提取的焓值为0,当 $k$ 为0.5时,提取的焓值最大,但等熵效率也较低。

燃烧动力学模型采用 $H_2/O_2$ 的7组分8方程模型<sup>[15]</sup>。整个计算过程由Fluent软件完成,基于密度算法,采用AUSM(advective upwind splitting method)二阶迎风格式,RNG(renormalization group) $k-\epsilon$ 湍流模型,Sutherland黏性定律,比热比采用混合法则。

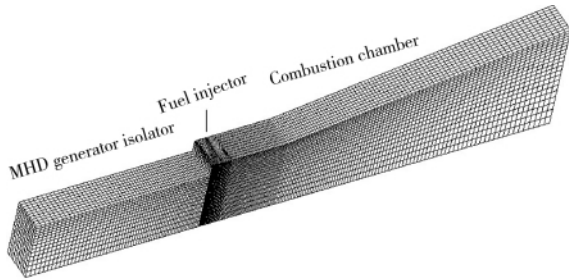


图1 长宽高比为1:5:5的网格图

Fig. 1 Grid of three dimensions ratio 1:5:5

## 2 物理模型与边界条件

采用文献<sup>[16]</sup>中的几何模型,截取其中一个完整对喷1/4的三维区域,详细几何尺寸由文献<sup>[16]</sup>给出。隔离段尺寸为 $220\text{ mm} \times 16\text{ mm} \times 8\text{ mm}$ ,网格为 $60 \times 14 \times 10$ ,燃烧室等直段尺寸为 $96\text{ mm} \times 19.2\text{ mm} \times 8\text{ mm}$ ,对燃料入口附近进行了局部加密,网格为 $82 \times 20 \times 10$ ,扩张段尺寸长度和宽度分别为 $350\text{ mm}$ 和 $8\text{ mm}$ ,扩张角为 $1.7^\circ$ ,网格为 $80 \times 20 \times 10$ 。计算条件如表1。隔离段入口相当于海拔 $30\text{ km}$ 左右,来流马赫数为 $7.8$ 时,经前体预压缩后的条件。磁感应强度 $B_z$ 取值在 $1 \sim 3\text{ T}$ 之间, $k$ 取值在 $0.70 \sim 0.90$ 之间, $\sigma$ 取值为 $100\text{ S/m}$ ,这些在现有条件下都是可以满足的<sup>[6]</sup>。 $H_2$ 为质量流率入口 $\dot{m}_{H_2} = 2.695 \times 10^{-4}\text{ kg/s}$ ,对应的化学当量比为 $\varphi = 0.5$ 。

表1 MHD发电机隔离段的入口条件

Table 1 Inlet conditions for MHD isolator

| $p_{10}/\text{Pa}$ | $T_{10}/\text{K}$ | $Ma_0$ | $R/(\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K}))$ |
|--------------------|-------------------|--------|-------------------------------------------|
| 1013250            | 3000              | 3      | 287.04                                    |

## 3 计算结果与分析

### 3.1 混合效率

$H_2$ 在燃烧室中的混合程度在某种程度上决定着燃烧性能,混合效率 $\eta_m$ 可由下式得到<sup>[17]</sup>:

$$\eta_m = \frac{\dot{m}_{f,\text{mix}}}{\dot{m}_{f,\text{tot}}} = \frac{\int \alpha_r \rho u dA}{\int \alpha \rho u dA} \quad (5)$$

式中 $\dot{m}_{f,\text{mix}}$ 表示混合后可用于化学反应的质量流量, $\dot{m}_{f,\text{tot}}$ 表示注入燃烧室的总质量流量,下标 $f$ 表示燃料。其中

$$\alpha_r = \begin{cases} \alpha & \alpha \leq \alpha_s \\ \frac{1-\alpha}{1-\alpha_s} & \alpha > \alpha_s \end{cases}$$

$\alpha_r$ 为计算化学比,即可用于化学反应的质量分数, $\alpha$ 为实际化学比, $\alpha_s$ 为恰当化学比,对 $H_2$ , $\alpha_s = 0.0292$ 。

图2为燃烧室出口截面处的 $H_2$ 质量分数分布图。由图2(a)、图2(b)、图2(c)可知,随着磁场强度的增加,质量分数最大值越来越小,边缘处的质量分数值越来越大,即质量分数等高线梯度越来越小,表明混合越均匀。由图2(a)、图2(c)、图2(d)可知,磁场强度相同的条件下, $k$ 越小,表明混合越均匀。

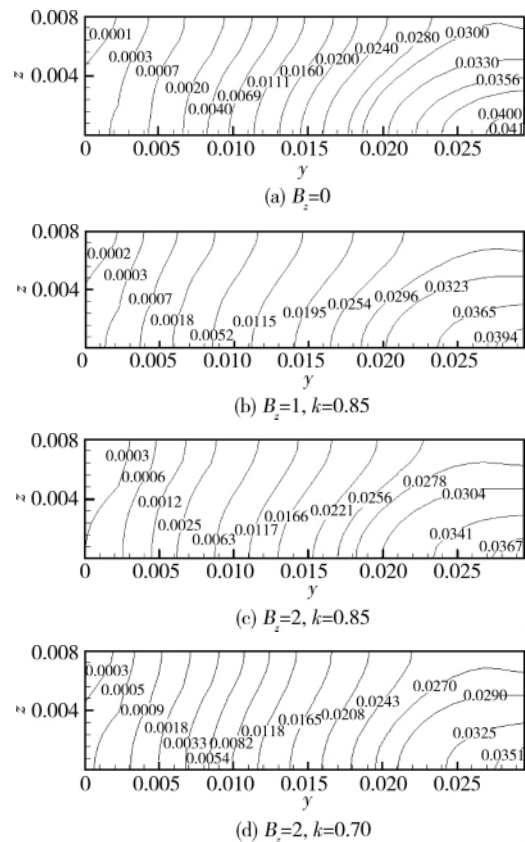


图2 燃烧室出口氢气质量分数等高线图

Fig. 2 Mass fraction contours of  $H_2$

根据Cristian关于燃料混合的一维模型,当降低燃烧室入口的速度时,将减小燃料所需的完

全混合长度,提高混合效率<sup>[18]</sup>.当  $k=0.85$  时,对燃料入口与出口之间取 13 个截面,采用式(5)对这些截面的  $H_2$  质量分数进行计算,得到图 3.随着磁场强度的增加,磁流体发电机提取的能量越多,燃烧室入口速度越低(见表 2),静温升高(见表 3),混合效率  $\eta_m$  越大,说明通过数值计算改变  $B_z$  值大小对混合效率的影响,定性地符合 Cris-tian 的模型.表 2 和表 3 为不同计算条件下,燃烧室入口的质量加权平均值.

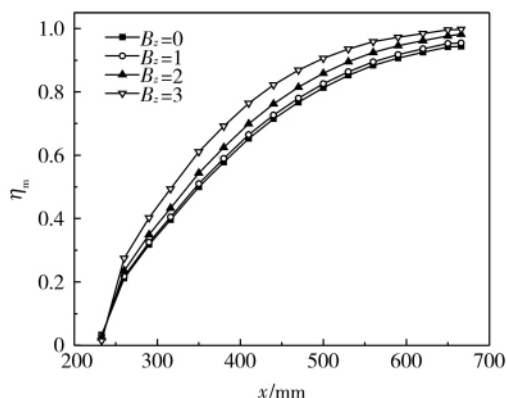


图 3 不同磁场时  $\eta_m$  随  $x$  变化图

Fig. 3 Mixing efficiencies of  $H_2$  for different magnetic field strengths

$B_z=0$  时,无磁流体作用时出口处的  $\eta_m=0.944$ ,  $B_z=1$  时混合效率有所增加,但不明显;当  $B_z=2$  时,增加幅度略有提高,较  $B_z=0$  时  $\eta_m$  仅提高为 2.3%~4.7%之间;当  $B_z=3$  时,  $\eta_m$  较  $B_z=0$  时提高在 3%~11.4%之间,其中  $x \in (350, 470)$  区间时,  $\eta_m$  的增加维持在 10%以上,混合提高效果明显.

表 2 燃烧室入口速度

Table 2 Dynamic pressure of combustion inlet

| $B_z/T(k=0.85)$ | $u/(m/s)$ | $k(B_z=2\text{ T})$ | $u/(m/s)$ |
|-----------------|-----------|---------------------|-----------|
| 0               | 2015.2    | 0.70                | 1599.9    |
| 1               | 1964.6    | 0.75                | 1675.1    |
| 2               | 1816.6    | 0.80                | 1747.0    |
| 3               | 1578.1    | 0.90                | 1884.3    |

图 4 为  $B_z=2$  时,  $\eta_m$  随载荷因子  $k$  的变化趋势,图中仅选取了  $k$  的 5 个值,  $k$  越低,磁流体作用的等熵效率越低,造成燃烧室入口静温较高,速度较低(见表 2),混合效率  $\eta_m$  越大.当  $k=0.70$  时,  $\eta_m$  的增加最大,在 5%~11.2%之间,当  $x \in (350, 470)$  区间时,  $\eta_m$  增加在 10%左右.

表 3 燃烧室入口静温

Table 3 Static temperature of combustion inlet

| $B_z/T(k=0.85)$ | $T/K$  | $k(B_z=2\text{ T})$ | $T/K$   |
|-----------------|--------|---------------------|---------|
| 0               | 1469.3 | 0.70                | 1750.6  |
| 1               | 1492.0 | 0.75                | 1673.82 |
| 2               | 1559.1 | 0.80                | 1611.2  |
| 3               | 1676.3 | 0.90                | 1517.1  |

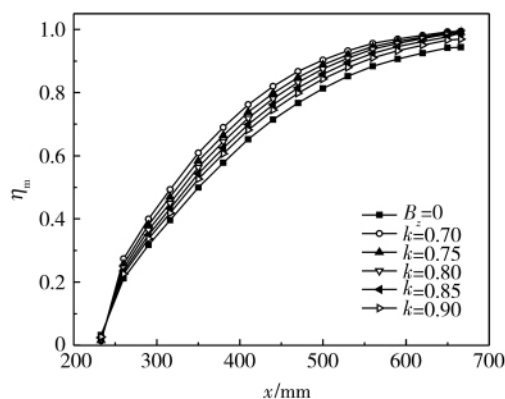


图 4 不同载荷系数时  $\eta_m$  随  $x$  变化图

Fig. 4 Mixing efficiencies of  $H_2$  for different load factors

### 3.2 燃烧效率

对燃烧效率  $\eta_{ch}$  采用下式进行分析<sup>[17]</sup>:

$$\eta_{ch} = \frac{(\dot{m}_{x,H_2O} - \dot{m}_{1,H_2O})/W_{H_2O}}{\dot{m}_{H_2}/W_{H_2}} \quad (6)$$

式(6)表示参加化学反应生成  $H_2O$  的  $H_2$  与注入的  $H_2$  的质量流率之比.其中  $\dot{m}_{x,H_2O}$  为  $x$  坐标处  $H_2O$  的质量流率,  $\dot{m}_{1,H_2O}$  为入口处  $H_2O$  的质量流率,  $\dot{m}_{H_2}$  为注入  $H_2$  的质量流率,  $W_{H_2O}$  为  $H_2O$  的分子量,  $W_{H_2}$  为  $H_2$  的分子量.对于存在离解的燃烧来说,式(6)得到的结果相对来说偏低,因为离解得到的生成物并不全是  $H_2O$ ,不完全燃烧仍然是放热过程,式(6)则没有计入这部分发热.

图 5 为  $k=0.85$  时,不同的磁场强度下  $\eta_{ch}$  的变化曲线,图中当  $B_z=2$  时,  $\eta_{ch}$  是最佳的,相对  $B_z=0$  时  $\eta_{ch}$  最大提高了 5.5%.图 6 为  $B_z=2$  时,不同的载荷因子下  $\eta_{ch}$  的变化曲线,当  $k=0.80$  时,  $\eta_{ch}$  是最佳的,相对  $B_z=0$  时  $\eta_{ch}$  最大提高了 6.5%.对比图 3 和图 5、图 4 和图 6 可知,燃烧效率与混合效率趋势不同.

一般认为超声速燃烧是受混合控制的有限化学反应速率的非均匀混气扩散燃烧,燃烧室内都燃烧效率除了受到混合的影响,还取决于燃烧室

内单位体积的活性分子数,而影响化学反应速率的因素,如反应物的静温、静压和摩尔浓度其实质是通过改变单位体积内的活性分子数来实现的。

当引入磁流体相互作用时,燃烧室入口气体的动压降低,静温升高,速度降低,静压升高。入口动压降低,混合效率提高,有利于提高燃烧效率。

一般说来,当反应物的静温、静压和摩尔浓度越大,引起单位体积内的活性分子数越多时,反应速率越快,但并不是所有情况下都是如此,下面来详细分析下一些因素的影响:①静温升高时,单位体积内的活性分子数增加,反应速率越高;另一方面,当燃烧静温过高时,燃气中的自由原子和基较多,在超声速燃烧中,这些自由原子和基中蕴藏的化学能有时来不及释放就直接喷出,造成一定的能量损失,因此燃烧室入口静温不能无限地升高,一般以 1560 K 作为静温上限<sup>[19]</sup>,需要说明的是 1560 K 是一个大约数,因为离解随温度是连续变化,并不是该温度值作为离解与否的临界点。②入口速度的降低时,对给定长度的燃烧室来说,燃料  $H_2$  流过的时间增加,意味着  $H_2$  的物质的量浓度提高,单位体积内的活性分子数增加。③静压的升高,只是作为一个气体状态表征,物质的量浓度增加在入口速度降低中已经提出,因此可以认为静压升高对单位体积的活性分子数没有影响。综上可知,通过改变磁流体作用参数,进而影响混合效率和燃烧室入口的静温和速度,从而大致确定内部的活性分子数,从这两个方面对燃烧分析磁流体参数改变对燃烧效率的影响。

对图 5 和图 6,随着  $B_z$  的增加或  $k$  的减小,混合效率提高,燃烧室入口的静温提高,速度降低,单位体积内的活性分子数增加,反应速率提高,因此在燃烧放热初期,热离解不明显时,燃烧效率也越高,如图 5 和图 6 中  $x \in (232, 300)$  区间。随着  $B_z$  的增加或  $k$  的减小,燃烧室入口静温接近甚至超过了 1560 K 的静温上限(见表 3),且单位体积内的活性分子数增加,反应速率增加,燃烧室内在高温下高速燃烧放热,引起离解,降低燃烧效率。这样在混合效率,静温和入口速度共同作用下,  $x \in (300, 666)$  区间内出现不同程度的热离解,  $B_z$  越大或  $k$  越小,热离解越严重。如图 5 中 4 条曲线中  $B_z = 3$  的燃烧效率随  $x$  方向,从入口时的最大值到逐渐成为出口时的最小值,尽管混合效率最大,反应速率最高,但是因为入口静温高达 1676.3 K,存在热离解造成燃烧效率下降,另外式(6)对出现热离解得到结果偏小也是一个原因。  $B_z = 2$

时,入口静温为 1559.1 K,也出现热离解,但不如  $B_z = 3$  时严重,但是入口静温的升高和速度的降低对于提高反应速率和混合效率方面的优势发挥出来,出口处的燃烧效率最高。

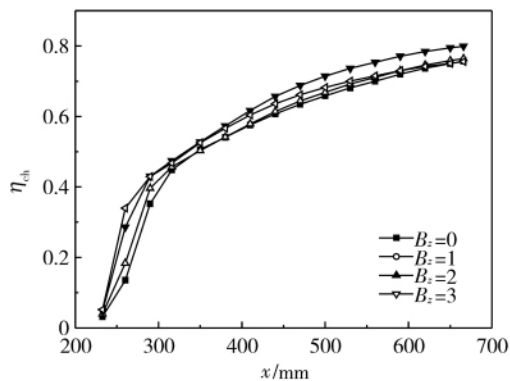


图 5 不同载荷因子时  $\eta_{ch}$  随  $x$  变化图

Fig. 5  $\eta_{ch}$  for different load factors

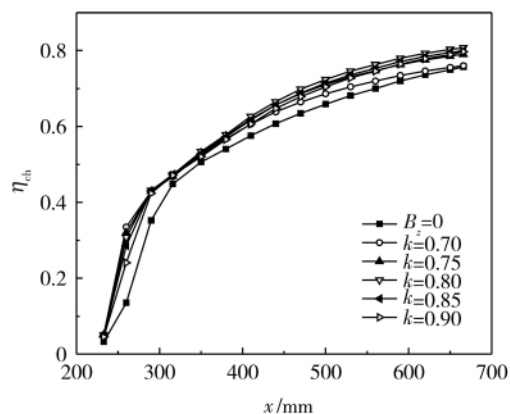


图 6 不同载荷因子时  $\eta_{ch}$  随  $x$  变化图

Fig. 6  $\eta_{ch}$  for different magnetic field strengths

同样,图 6 中 6 条曲线中  $k = 0.70$  的燃烧效率随  $x$  方向,从入口时的最大值到逐渐成为出口时仅次于无磁流体作用 ( $B_z = 0$ ) 的最小值。对比无磁流体和有磁流体引入情况,  $B_z = 0$  时出口处燃烧效率为 76.7%,相当于  $B_z = 2, k = 0.80$  时,  $x = 550$  附近的燃烧效率值,说明达到同样的燃烧效率,磁流体的引入可以缩短燃烧室的长度 25% 以上。

还有一个现象需要说明一下,以  $k = 0.85$  时,  $B_z = 3$  和  $B_z = 1$  为例说明燃烧室内的最大静温。前者的入口静温高于后者,分别为 1676 K 和 1469 K,前者高出 207 K,但后者燃烧室内的最大静温值高于前者,最大静温值均出现在壁面处,分别为 3553 K 和 3676 K,后者高出 122 K,但就平均静温来说,  $B_z = 3$  时仍高于  $B_z = 1$  时,其中燃烧室前半段高出 200 K 左右,后逐渐降低,后半段维

持在 50 K 左右. 按照文献[20]中的说法, “初始温度越高, 燃烧温度也越高”. 出现本文计算结果的原因是, 前者入口总温低于后者, 分别为 2 586 K 和 2 944 K, 后者高出 358 K. 壁面处静温升高很大程度上是由于边界层内摩擦和燃烧滞止引起的, 部分动能转化热能, 表现为静温升高, 总温越高动能转化越多, 最后造成静温反而更高, 所以这样现象并不违背文献[20]中的说法, 当  $B_z = 2$  时,  $k = 0.70$  和  $k = 0.90$  也出现类似的情况.

## 4 结 论

1) 通过引入磁流体发电机降低燃烧室入口总温, 混合效率得到显著提高. 磁场强度越大, 载荷因子越小时, 入口动压降低越多, 混合效率越高. 本文条件下, 在磁感应强度为 3 T, 载荷因子为 0.85 时, 混合效率最多提高 11.4%.

2) 通过改变增加磁场强度或降低载荷因子, 提高了混合效率, 提高了燃烧室入口静温和降低了入口速度, 进而提高了燃烧速率. 在  $x \in (232, 300)$  区间, 热离解不明显, 燃烧效率和混合效率均提高; 在  $x \in (300, 666)$  区间内, 燃烧室入口静温较低, 即不出现热离解时, 燃烧效率提高 6.5%; 燃烧室入口静温较高时, 热离解现象趋于严重, 导致在这个区间内燃烧效率甚至低于无磁流体情况, 因此应尽量避免燃烧室入口温度过高引起燃烧效率降低.

3) 本文条件下, 达到同样的燃烧效率时, 磁流体的引入可使燃烧室长度缩短 25%, 可降低飞行器的几何尺寸, 减轻飞行器质量.

## 参考文献:

- [1] Harsha P, Gur'janov E P. AJAX: new directions in hypersonic technology[R]. AIAA-1996-4609, 1996.
- [2] Fraishtadt V L, Kuranov A L, Sheikin E G. Use of MHD systems in hypersonic aircraft[J]. Technical Physics, 1998, 43(11): 1309-1313.
- [3] 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.
- [4] Sheikin E G, Kuranov A L. Scramjet with MHD bypass under ajax concept[R]. AIAA-2004-1192, 2004.
- [5] 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.
- [6] Park C, Bogdanoff D, 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.
- [7] Riggins D W. Analysis of the magnetohydrodynamic energy bypass engine for high-speed airbreathing propulsion[J]. Journal of Propulsion and Power, 2004, 20(5): 779-792.
- [8] Litchford R J, Cole J W, Bityurin V A, et al. Thermodynamic cycle analysis of magnetohydrodynamic-bypass hypersonic airbreathing engines[J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(2): 477-480.
- [9] Gaitonde D V. Magnetohydrodynamic energy-bypass procedure in a three-dimensional scramjet[J]. Journal of Propulsion and Power, 2006, 22(3): 498-510.
- [10] Bottini H, Bruno C, Czysz P A. Is the MHD scramjet really an advantage? [R]. AIAA-2003-5046, 2003.
- [11] Lee Chunnian, LU Haoyu. Quasi-one-dimensional parametric study for MHD Generator in MHD bypass scramjet system[R]. AIAA-2007-644, 2007.
- [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.  
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)
- [13] Dietiker J F, Hoffmann K A. Modified one-equation turbulence models for turbulent magnetohydrodynamic flows[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2003, 17(4): 509-520.
- [14] Kato H, Tannehill J C, Mehta U B. Numerical simulation of turbulent MHD flows using an iterative PNS algorithm[R]. AIAA-2003-0326, 2003.
- [15] Evan J S, Charles J S. Influence of chemical kinetics and unmixedness on burning in supersonic hydrogen flames[J]. AIAA Journal, 1980, 18(2): 188-193.
- [16] Mohieldin T O, Tiwari S N, Olynciw M J. Asymmetric flow-structures in dual mode scramjet combustor with significant upstream interaction[R]. AIAA-2001-3296, 2001.
- [17] Eklund D R, Northam G B. A numerical study of the effects of geometry on the performance of a supersonic combustor[C]//Proceedings of Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno; US National Research Council, 1992: 6-9.
- [18] Birzer C, Doolan C J. Quasi-one-dimensional model of hydrogen-fueled scramjet combustors[J]. Journal of Propulsion and Power, 2009, 25(6): 1220-1225.
- [19] Heiser W H, Pratt D T. Hypersonic airbreathing propulsion[M]. Washington D C: AIAA Education Series, 1994: 205-206.
- [20] 刘陵, 刘敬华, 张榛, 等. 超音速燃烧与超音速燃烧冲压发动机[M]. 西安: 西北工业大学出版社, 1993.