

文章编号: 1000-8055(2008)06-1024-07

磁控等离子体对收敛喷管性能的影响

张 炎, 黄护林

(南京航空航天大学 高新技术研究院, 南京 210016)

摘 要: 采用诱导磁场方程, Mixture 混合两相流和磁场修正的湍流两方程模型, 研究施加不同强度磁场时, 收敛喷管内等离子体的流动和传热特性以及等离子体对尾喷流的包裹情况. 结果表明, 随着气流在收敛喷管内加速, 等离子体被掺混的程度增加. 增强磁场可提高近壁面处等离子体体积分数, 抑制其湍流度, 降低高温气体向喷管壁面的传热. 当 $B_z = 1.3 \text{ T}$ 时, 磁控等离子体可降低 54.4% 的壁面温升, 增加 0.74% 的喷管推力系数, 在出口 4 倍当量直径处对尾气仍有一定的包裹.

关 键 词: 航空、航天推进系统; 等离子体; 诱导磁场方程; 收敛喷管; 对流传热; 推力系数

中图分类号: V231.1

文献标识码: A

Influence of magnetic plasma on performances of the convergent nozzle

ZHANG Yan, HUANG Hulin

(Academy of Frontier Science,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The characteristics of flow and heat transfer for plasma controlled by external magnetic fields in the convergent nozzle and the jet wrapped by the plasma were simulated using the models of magnetic induction equation, the multiphase flow mixture and modified turbulent two equations under magnetic forces. The results show that the plasma volume fraction decreases with the acceleration of flow in the convergent nozzle. Magnetic intensity increase may improve the plasma volume fraction near the wall and suppress its turbulence strength, thereby cutting down the increase of nozzle wall temperature effectively. The rising wall temperature is reduced by 54.4%, the thrust coefficient is increased by 0.74% and the jet is still wrapped at $4D^*$ from the nozzle exit after applying the 1.3 T magnetic field.

Key words: aerospace propulsion system; plasma; magnetic induction equation; convergent nozzle; convective heat transfer; thrust coefficient

收敛喷管因其结构简单, 重量轻, 落压比在 1.0 到 5.0 范围内能维持较好性能, 所以在亚声速飞行或只作短暂超声速飞行的多用途飞机上, 至今仍具有很大的吸引力. 但其较高的喷管壁面温度与较长的尾喷流不利于飞行器的红外隐身. 目前, 遮挡、隔热、冷却以及引射等技术被用来提

高其红外隐身能力, 而这些技术在提高红外隐身能力的同时都有可能降低喷管的性能, 因此, 在发展新的隐身技术的同时提高喷管的气动性能将具有重要的意义.

近年来, 针对超导磁材料的研究发展^[1]和人工电离技术的进步, 使运用磁流体(MHD)效应控

收稿日期: 2007-05-31; 修订日期: 2007-09-18

基金项目: 航空科学基金(04C52020)

作者简介: 张炎(1982-), 男, 江苏南通人, 硕士, 主要从事磁流体流动与传热研究.

制高超声速飞行器外部和内部流动的潜在应用成为了可能^[2]. 利用气动热发生电离或在低温下人工电离^[3]产生的等离子体在磁场中运动感应出的洛伦兹力, 可以实现对流动的控制. 其中包括, 应用磁场降低飞行器表面的压力和热流^[4], 控制边界层分离^[5]. Bityurin^[6]的实验和数值模拟结果表明, 在磁场作用下, 高速气流中钝体前缘弓形激波的脱体距离及下游尾迹的分布将发生改变, 通过适当的磁场作用可以减少驻点处的热流密度, 降低壁面压力. 俄罗斯空间局的研究组^[7]实验研究了等离子体射流在亚声速、跨声速和超声速流动中的影响, 发现等离子体的减阻作用在亚声速流中同样有效. 同时, 稳定的磁场将抑制湍流脉动, 减小导电流体的对流传热能力. 因此, 根据上述磁控等离子体具有降低壁面摩擦阻力和传热的性能, 我们在收敛喷管壁面与高温气体之间使用一层磁控等离子体来降低壁面摩擦, 提高其推力系数, 减小喷管壁面接受的热流, 降低其温度, 减小红外辐射强度; 同时喷出的等离子体还会继续包裹尾喷流, 提高对电磁波的吸收.

本文计算了不同强度磁场作用下, 等离子体对收敛喷管及其产生射流的影响. 由于磁流体动力学方程组具有强烈的非线性, 通常采用低磁雷诺数近似的方法将磁场与流场解耦合. 该方法虽然在一定条件下为磁流体流动的计算带来方便, 但最新的研究^[8]表明, 在强磁场下该方法得到的流场的详细结构和考虑磁场与流场耦合作用的磁流体方程组所得结果有着本质的不同, 低磁雷诺数的条件并不是保证低磁雷诺数近似法得到正确解的充分条件. 因此在本文中采用诱导磁场方程法求解诱导电流从而求解耦合的磁流体动力学方程组.

1 数学模型与算法

1.1 数学模型

磁流体动力学方程组由普通流体力学方程和麦克斯韦方程组组成, 由于该方程组的雅可比矩阵具有奇异性, 本文采用诱导磁场方程求解诱导电流. 诱导磁场方程可由欧姆定律和麦克斯韦方程推导出, 该方程反映了速度场和磁场的耦合.

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{b} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta^2 \mathbf{b} + [(\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}) \cdot \nabla] \mathbf{V} \tag{1}$$

式中 $\mathbf{b}$ 和 $\mathbf{B}_0$ 分别为诱导磁场和外加磁场的磁感应强度 (T), $\mathbf{V}$ 为速度矢量 (m/s), μ_0 为磁导率

(H/m), σ 为流体电导率 (S/m).

本文采用 Mixture 模型来模拟相之间的混合问题. 根据控制容积中高温气体和等离子体所占的空间份额, 高温气体相的体积分数 α_g 和等离子体相的体积分数 α_p 都可以在 0 到 1 之间变化. 由于高温气体的导电率比等离子体的导电率小, 因而在高温气体与等离子体的交界面处电导率有一跃变, 而不再为连续量. 采用 Mixture 模型后控制容积中电导率 σ 为

$$\sigma = \alpha_g \cdot \sigma_g + \alpha_p \cdot \sigma_p \tag{2}$$

磁场作用下的 k - ε 方程可表示成以下形式

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) k = \Delta \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{Pr_k} \right) \Delta k \right] + G_k - \rho \varepsilon - \varepsilon_{em} \tag{3}$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \varepsilon = \Delta \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{Pr_\varepsilon} \right) \Delta \varepsilon \right] + C_1 \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - \varepsilon_m \tag{4}$$

式中 G_k 表示由速度梯度引起的湍流动能, Pr_k , Pr_ε 是基于 k , ε 的湍流普朗特数; μ_t 是湍流粘度 (kg/(m·s)). 根据文献[9], 在湍流动能方程和湍流耗散率方程中, 反应电磁作用的两项 $-\varepsilon_m$ 和 $-\varepsilon_m$ 分别表示成 $-C_3 \sigma \mathbf{B}_0^2 k$ 和 $-C_4 \sigma \mathbf{B}_0^2 \varepsilon$ 其中常数 C_3 和 C_4 分别取为 0.5 和 1.0. Pr_k 和 Pr_ε 分别取为 1.0 和 1.3. C_1 和 C_2 分别取为 1.5 和 1.9. C_μ 取为 0.09.

将湍流粘度引入能量方程后, 能量方程可写成

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p (\mathbf{V} \cdot \nabla) T = \Delta \cdot \left[\left(\lambda + c_p \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \Delta T \right] + q_v \tag{5}$$

方程中 c_p 是比定压热容 (J/(kg·K)), λ 为导热率 (W/(m·K)), Pr_t 是湍流普朗特数. q_v 是热源项, 包括了焦耳热.

诱导磁场边界条件由壁面材料的电导率所控制. 对于绝缘壁面, 没有电流从等离子体进入绝缘壁. 即

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \mathbf{b} &= 0 \\ \mathbf{n} \times \mathbf{b} &= 0 \end{aligned} \tag{6}$$

对于导电壁面, 电流可以穿过等离子体和固体壁的交界面. 对于薄管壁的情况, 即壁厚 t_w 相对截面的特征尺度很小的情况, 在导电壁面与等离子体的界面处有

$$\frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial \mathbf{n}} = \frac{1}{\mu_{mw} \sigma_w} \frac{\partial \mathbf{b}_w}{\partial \mathbf{n}} \tag{7}$$

σ_w 为壁面电导率, 壁内的诱导磁场用泰勒级数展

开,对于非铁磁性的壁面材料 $\mu_{mw} = \mu_m$, 式(7)可以写成

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial n} = \frac{\sigma}{\sigma_w} \frac{1}{t_w} \mathbf{b} \tag{8}$$

在每个时间步内,利用上一个时间步的流场信息,求解诱导磁场方程(1)得到诱导磁场 $\mathbf{b}$;由安培定律解得诱导电流密度 $\mathbf{J}$,从而获得洛伦兹力和焦耳热,然后将洛伦兹力和焦耳热作为源项,分别添加到动量方程、能量方程中,求解下一时间步的流场和温度场。

1.2 物理模型

图1和图2给出了使用磁控等离子体的轴对称收敛喷管的横截面图和局部的计算网格。流动方向为 x 方向,在高温气体和固体壁面间流动的是冷等离子体,固体壁面位于求解区域内部。壁面材料为铝,材料的磁导率为 $4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ 。磁场沿 y 方向,大小是分别为 0.3 T, 0.6 T, 1.0 T 和 1.3 T 的均匀磁场。喷管当量直径为 D^* ,计算域在射流方向为 $25D^*$, y 和 z 方向均为 $9D^*$ 。壁面附近网格进行了加密。网格总量为 38.5 万。

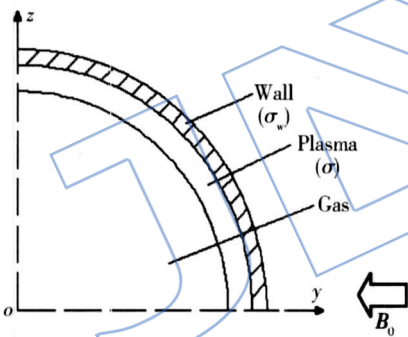


图1 收敛喷管横截面示意图

Fig. 1 Scheme of convergent nozzle cross section

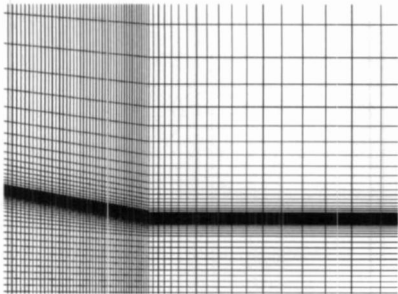


图2 计算网格示意图

Fig. 2 Illustration of the computational mesh

1.3 边界条件与算法

模拟的喷管模型尺寸与文献[10]中的 AR0-C/4.3 模型相同,入口直径 0.21 m,出口直径 0.16 m,喷管长 0.145 m,壁厚为 3 mm。进口条件

分别为主流高温气体温度 391 K,速度 70 m/s。冷等离子体导电率为 $1\,000 \text{ S/m}^{[11]}$,重粒子温度为 217 K,速度 27 m/s,入口等离子体厚度为 5 mm。出口为环境温度 217 K,压力 101 kPa。由于流动是具有强体积力的流动,因此在近壁面处采用双层区模型处理。计算采用分离格式,压力速度耦合采用 SIMPLEC 算法,并采用流固耦合求解。

2 计算结果

为验证计算程序的可靠性和网格的合理性,采用与文献[10]相同的入口边界条件,并将计算所得结果与实验所得结果进行了比较。图3给出了上述模型在距喷管出口分别为 $0.1D^*$, $0.5D^*$, $1D^*$, $4D^*$ 和 $8D^*$ 的距离上速度 u 在径向上的变化。速度采用出口截面的平均速度 u_0 进行无量纲化,横坐标采用当量直径 D^* 进行无量纲化。连续曲线代表计算值,离散点代表实验值,从图中可以看出实验点与数值解两者符合较好。

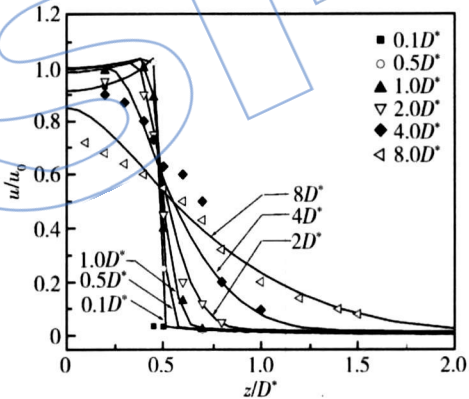


图3 收敛喷管尾喷流速度分布图

Fig. 3 Velocity distribution of the jet from the convergent nozzle

图4(a)和(b)所示分别为喷管内只存在高温气体以及高温气体和 0.6 T 磁场控制的等离子体两种情况下, xoy 截面上 x 方向的速度分量 u 等值线图。使用磁控等离子体后可以看出喷管内的流场明显发生改变。由于等离子体在磁场内流动受到洛伦兹力的作用,使得等离子体在与高温气体交界面附近保持较低的流速,在喷管壁内部形成一层缓冲等离子体层,从而可以避免内部高温气体对喷管壁面的冲刷,减少了高温气体与壁面的直接换热。

图5给出了无磁控等离子体和使用 1 T 磁场控制的等离子体在距喷管出口下游 $1D^*$ 距离截面上二次流速度分布。不使用磁控等离子体时,射流引起的二次流几乎都是沿径向向内流动;而使

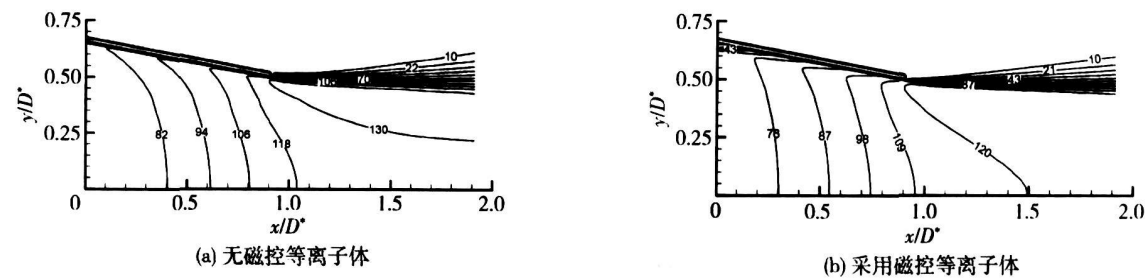


图 4 xoy 截面上 x 方向速度 u 等值线图
Fig. 4 x direction velocity contours at xoy cross section

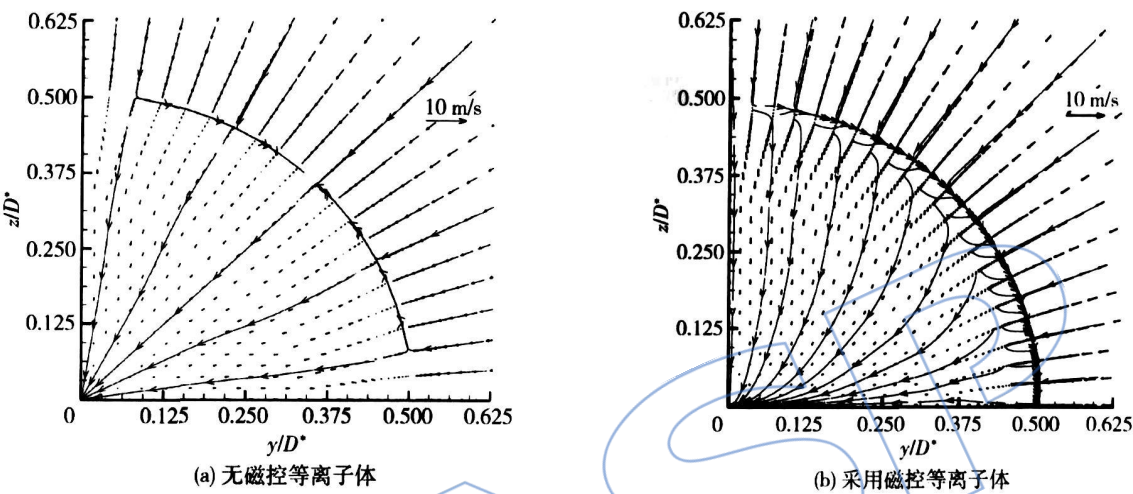


图 5 出口下游 $1D^*$ 截面上二次流速度分布
Fig. 5 Velocity distribution of secondary flow at cross section $1D^*$ from nozzle exit

用磁控等离子体后,二次流呈现旋转特性,并且流动分成三股。一股二次流呈顺时针向中心流动,另一股二次流呈逆时针向外侧流动并与最外侧的二次流汇聚在半径约为 $0.5D^*$ 的圆周上。旋转特性的二次流将使包裹尾喷流的等离子体分布出现各向异性的特性。

等离子体内感应出的洛伦兹力较强地抑制了等离子体的湍流脉动。图 6 所示为应用不同强度磁场时,喷管内沿流动方向的两组不同平面 y 轴上的湍流动能分布(以当地截面半径 R_x 以及中心处的速度 u_c 进行无量纲化)。从图中可以看出,在应用相同强度磁场时,下游截面上等离子体的湍流动能要大于上游的湍流动能。这是因为随着流动向下游发展,气流在收敛喷管内加速,反映电磁力与惯性力之比的相互作用参数减小。磁场对湍流的抑制随磁场强度的增加而增强,在喷管同一位置处等离子体的湍流动能减小,传热能力也就随之降低。

图 7 给出了在 xoy 平面内距壁面 1 mm 处的等离子体体积分数在流动方向的变化。从图中可以看出,应用磁场可以提高壁面处等离子体的体积分数,应用 0.6 T 、 1.0 T 和 1.3 T 磁场后, xoy 平面

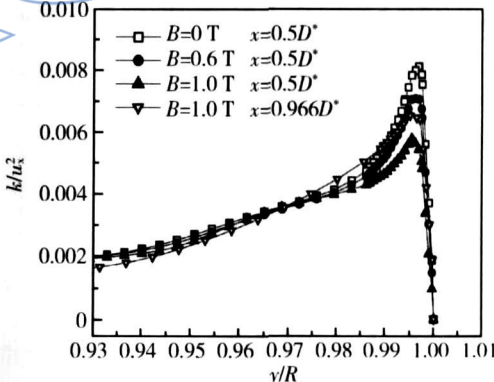


图 6 径向湍流动能变化
Fig. 6 Turbulence kinetic energy in radial direction

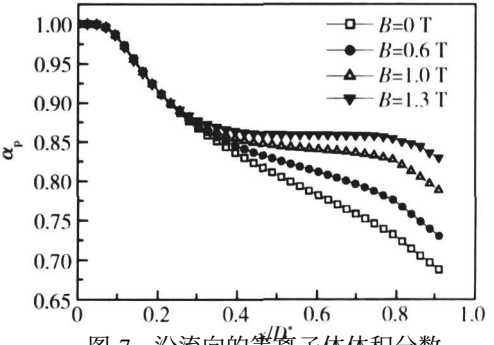


图 7 沿流向的等离子体体积分数
Fig. 7 Plasma volume fraction along flow direction

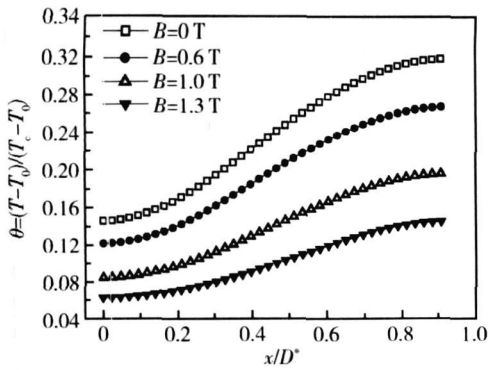


图 8 沿流向的壁面温度变化

Fig. 8 Wall temperature along flow direction

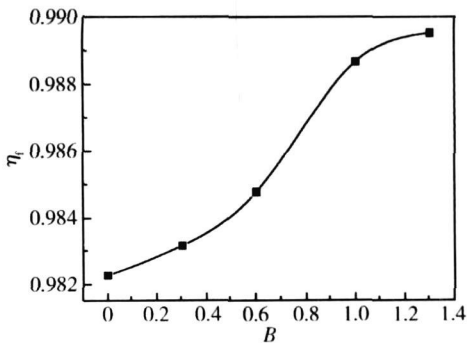
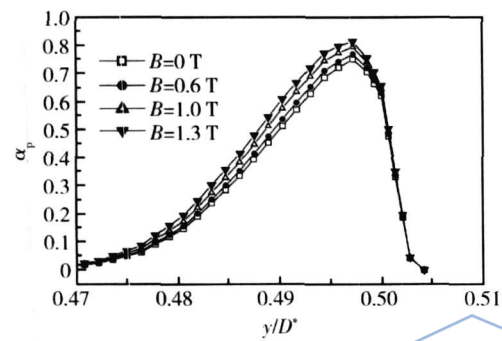
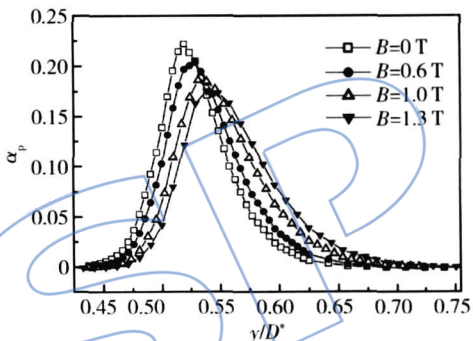


图 9 推力系数随磁场的变化

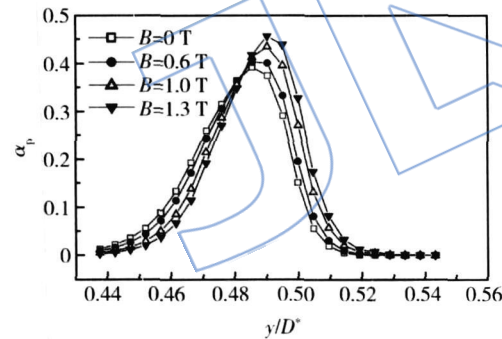
Fig. 9 Thrust coefficient varies with magnetic strength



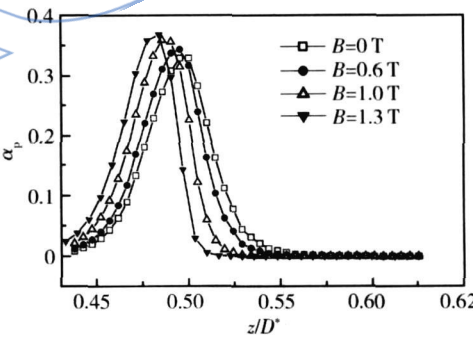
(a) y 方向 (出口截面)



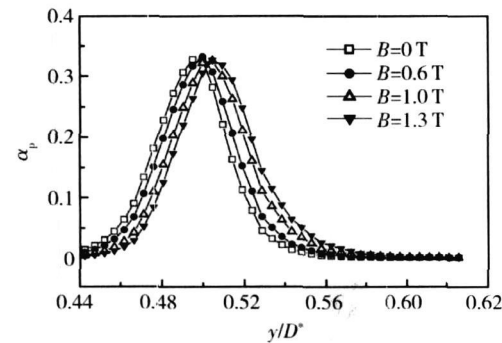
(d) y 方向 (距离出口截面位置 4D^*)



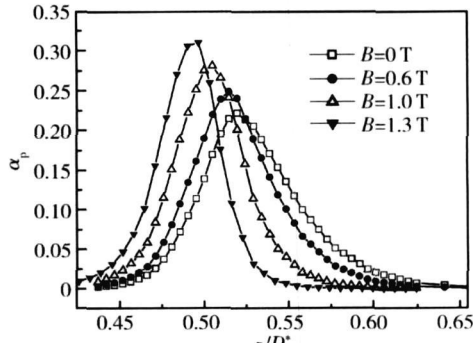
(b) y 方向 (距离出口截面位置 1D^*)



(e) z 方向 (距离出口截面位置 2D^*)



(c) y 方向 (距离出口截面位置 2D^*)



(f) z 方向 (距离出口截面位置 4D^*)

图 10 尾喷流的等离子体体积分数

Fig. 10 Plasma volume fraction distribution of the jet

内等离子体体积分数相对无磁场时分别提高了 6.1%、14.5%和 20.5%。无磁场作用时,隔离喷管内部高温气体与壁面的等离子体受到内部气流的掺混,随着气流向下游的加速流动,等离子体体积分数迅速减小;而随磁场强度的增加,等离子体内感应出的洛伦兹力越强,可有效地抑制等离子体被掺混的程度。增加磁场强度可以明显提高等离子体隔离高温气体与喷管壁面的能力。

图 8 给出了在不同强度磁场下,壁面温度值在流动方向的变化。该处采用无量纲温度 $\theta = (T - T_0)/(T_c - T_0)$ 来反映温度的变化,其中 T_c 为喷管中心温度, T_0 为环境温度, T 为当地温度。由于磁控等离子体隔离了高温气体和喷管壁面,并且磁场抑制了等离子体的湍流,降低了其传热能力,因此,作用磁场后壁面温度要小于无磁场作用时的壁面温度;磁场增强,壁面温度上升的程度减小。在应用 1.3 T 磁场时,壁面温度上升的量可以减小 54.4%。

由于在高温气体与壁面间存在一层受磁场控制的等离子体,减小了湍流摩擦,从而降低了由于喷管壁面摩擦所带来的损失,增加了喷管的实际推力。从图 9 中可以看出,使用磁控等离子体能够提高喷管的推力系数。当磁场强度为 1.3 T 时,喷管推力系数相比没有磁控等离子体的推力系数增加了 0.74%。

喷出尾喷管的等离子体会继续包裹尾喷流。图 10 给出了喷管出口和距离喷管出口分别为 $1D^*$ 、 $2D^*$ 和 $4D^*$ 截面上沿 y 、 z 方向的等离子体体积分数。从图中可以看出,在距喷管出口 $4D^*$ 距离时,包裹尾喷流的等离子体体积分数仍具有较大值。沿 y 方向,在距喷管出口 $2D^*$ 距离内,应用强磁场时包裹尾喷流的等离子体体积分数要大于弱磁场作用下所对应的值,而随着向下游发展, y 方向的等离子体的体积分数迅速衰减。在 z 方向,包裹尾喷流的等离子体体积分数随着磁场的增强而提高。在 y 方向的等离子体体积分数峰值有向外偏移的趋势,而在 z 方向的趋势与此相反,这与图 5 所示的二次流速度分布是对应的。因为二次流速度方向在 y 、 z 轴上分别沿 y 轴正方向和 z 轴负方向。

3 结 论

本文运用诱导磁场方程求解诱导电流,采用磁场修正的湍流两方程以及 Mixture 多相流模型研究了收敛喷管内应用磁控等离子体后,喷管内

部以及所形成的射流的流动特性,得出如下结论:

1) 在收敛喷管中,磁控等离子体内感应出的洛伦兹力抑制了高温气体对等离子体的掺混,使等离子体在壁面处形成一层等离子体流动区。随着气流在收敛喷管内加速,等离子体被掺混的程度增加,但提高磁场强度可以有效抑制等离子体被掺混的程度。

2) 使用磁控等离子体后改变了热喷流的二次流分布,喷出尾喷管的等离子体可以继续包裹热喷流,且在距喷管出口 $4D^*$ 距离内包裹热喷流的等离子体体积分数仍具有较大值。

3) 等离子体内感应出的洛伦兹力减小了壁面的切应力,从而减少了等离子体与喷管间的摩擦损失,提高了喷管的推力系数。施加 1.3 T 强度的磁场时,推力系数提高了 0.74%。

4) 运用磁控等离子体可以隔离高温气体与壁面,减少高温气体与壁面的直接换热, $B_y = 1.3$ T 时,磁场控制的等离子体对壁面温度上升的抑制程度可达 54.4%。

参考文献:

- [1] Chapman J N, Schmidt H J, Ruoff R S, et al. Flight weight magnets for space application using carbon nanotubes[R]. AIAA 2003-330, 2003.
- [2] Bityurin V A, Bocharov A N, Baranov D S, et al. Study of MHD and on-board electrical power generation[R]. AIAA 2006-1008, 2006.
- [3] Bobashev S V, Erofeev A V, Lapushkina T A, et al. Air plasma produced by gas discharge in supersonic MHD channel[R]. AIAA 2006-1373, 2006.
- [4] Bityurin V A, Bocharov A N, Lineberry J. MHD flow control in hypersonic flight[R]. AIAA 2005-3225, 2005.
- [5] Udagawa K, Kaminaga S, Asano H, et al. MHD boundary layer flow acceleration experiments[R]. AIAA 2006-3233, 2006.
- [6] Bityurin V A, Bocharov A N, Lineberry J T, et al. Studies on MHD interaction in hypervelocity ionized air flow over aerodynamic surfaces[R]. AIAA 2003-4303, 2003.
- [7] Ganiev Y C, Gordeev V P, Krasilnikov A V, et al. Theoretical and experimental study of the possibility of reducing aerodynamic drag by employing plasma injection[R]. AIAA 99-0603, 1999.
- [8] Khan O U, Hoffmann K A, Dietiker J F. Numerical study of magnetogasdynamic high speed flows over blunt bodies[R]. AIAA 2006-966, 2006.
- [9] Dietiker J F, Hoffmann K A. Numerical simulation of turbulent magnetohydrodynamic flows[R]. AIAA 2001-2737, 2001.
- [10] 张勃. 大宽高比矩形喷管的射流掺混与红外抑制特性研

究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2005.

ZHANG Bo. Study of flow mixing and infrared suppression for rectangular nozzles with large aspect ratio[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2005.

[11] Damevin H M, Dietiker J F. Hypersonic flow computations with magnetic field[R]. AIAA 2000-0451, 2000.

