

文章编号:1000-8055(2012)06-1375-09

基于电子束电离的磁流体力学进气道 流动控制数值模拟

张向洪, 伍贻兆, 王江峰

(南京航空航天大学 航空宇航学院, 南京 210016)

摘 要: 采用基于电子束电离的磁流体力学(MHD)控制系统,对高超声速流场附面层,以及非设计状态下的高超声速进气道流场的磁流体控制进行了深入研究.控制方程为低磁雷诺数 Navier-Stokes 方程,采用等离子体动力学模型与电子束模型模拟空气电离过程.研究表明:①电子束电离能有效提高流场的电导率,增强磁场对流场的控制效率;②基于电子束诱导电离的 MHD 控制系统能有效地控制高超声速流场的附面层,但其控制效率跟电子束能量大小相关;③基于电子束诱导电离的 MHD 控制系统能有效地改变非设计状态下高超声速飞行器的斜激波结构,使进气道重新满足 Shock-on-lip(SOL)条件,但进气道的总压恢复系数以及流量将会降低.

关 键 词: 磁流体力学(MHD); 等离子体; 高超声速; 进气道; 电子束

中图分类号: V211.3; O354.4

文献标志码: A

Numerical simulation for magnetohydrodynamic inlets control using electron beam ionization

ZHANG Xiang-hong, WU Yi-zhao, WANG Jiang-feng

(College of Aerospace Engineering,

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

Abstract: The magnetohydrodynamic (MHD) controlling of hypersonic boundary layer and hypersonic inlets in off-design conditions were studied by magnetohydrodynamic control system based on electron beam ionization. The governing equations were low magnetic Reynolds number Navier-Stokes (N-S) equations, and the plasma kinetics model coupled with electron beam model was developed to simulate air ionization. Results indicate: (1) The electron beam ionization can improve the conductivity of flow and the control efficiency of magnetic field. (2) The MHD system can effectively control the hypersonic boundary layer and the control efficiency closely related with the electron beam energy. (3) The MHD system can bring oblique shock in off-design conditions back to the location of shock-on-lip (SOL) condition, and the total pressure recovery coefficient and flow mass of inlets would be reduced.

Key words: magnetohydrodynamic (MHD); plasma; hypersonic; inlet; electron beam

随着磁流体力学(MHD)流动控制技术的发展,其在高超声速领域的应用成为国内外研究

的新热点.自从上世纪 90 年代,俄罗斯学者提出了 AJAX 高超声速飞行器设计概念^[1]后,各国研

收稿日期:2011-07-08

网络出版地址:http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20120704.1152.201206.1375_025.html

作者简介:张向洪(1983—),男,四川成都人,博士生,主要从事计算流体力学、等离子体与电磁场耦合对高超声速流场的影响等.

研究者就 MHD 控制系统在磁流体发电^[2-3]、磁流体能量分流^[4-5]以及高超声速飞行器进气道流动控制^[6-8]等方面的应用做了深入的研究,取得了大量的研究成果。

高超声速进气道通过前体压缩斜面产生的多道斜激波来实现对气流的压缩,最优化的前体与进气道外形需要满足 SOL(shock-on-lip)条件,如图 1 所示。由于斜激波的强度与来流马赫数的大小相关,若定义满足 SOL 条件的来流马赫数为设计马赫数 Ma_d ,则当飞行马赫数 Ma_0 大于设计马赫数时,激波将进入进气道,造成诸如总压损失、进气道内附面层分离、流场震荡以及发动机停车等问题;当飞行马赫数 Ma_0 小于设计马赫数时,会出现溢流现象,降低进气道的流量捕获能力。根据研究表明^[6-8],应用 MHD 控制系统可以有效地抑制上述问题的发生,图 2 为 MHD 控制系统布局图。在非设计状态下,由于气流通过磁场作用区域时受到电磁力 $j \times B$ 与焦耳热的影响,斜激波

的激波角将会发生改变,进气道将重新满足 SOL 条件。但是就如文献^[6]所述,磁场对流场的控制效率与空气的电导率密切相关,如何提高空气的电离度决定了 MHD 控制的成败。美国 Princeton 大学的 Macheret S O 等研究发现,高能电子束诱导电离能有效地提高空气的电导率,且具有能耗小及易于实现等优点,遂以此为基础研究了 MHD 控制系统对管道流动的影响。

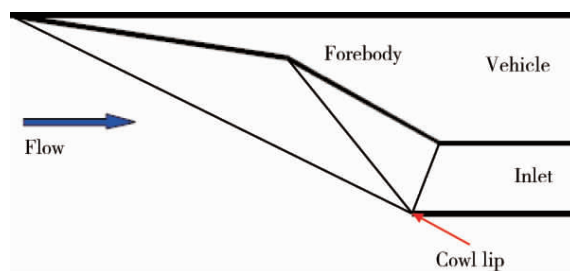


图 1 满足 SOL 条件的进气道与前体外形
Fig. 1 Design forebody and inlet geometry with shock-on-lip

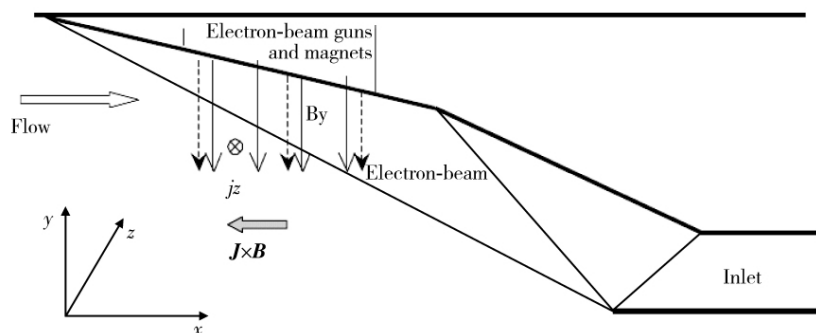


图 2 MHD 控制系统布局
Fig. 2 Configuration of MHD

国内外的学者在这方面已经做了比较深入的研究^[6-9],取得了一定的成果,但上述研究都是以无黏流体假设为前提,忽略了 MHD 对附面层的影响,同时对于电子束诱导电离过程,国内研究者均采用简化模型,这对于流场电导率分布的计算是有影响的。有鉴于此,本文采用等离子体动力学模型与电子束模型耦合的方法模拟了电子束诱导空气电离过程,并在此基础上,针对 MHD 控制系统对高超声速流场附面层以及非设计状态下 ($Ma_0 > Ma_{design}$) 的进气道性能的影响做了详细研究。

1 控制方程与计算模型

1.1 控制方程

控制方程采用了三维低磁雷诺数 Navier-

Stokes 方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho U \\ \rho e_t \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho U U + p I \\ \rho e_t + p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \nabla \tau \\ \nabla (\tau \cdot U) + \nabla \cdot q \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ J \times B \\ Q \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中 ρ, U, p, e_t 分别为流场的密度、速度、压强与内能; I 为单位矩阵; τ 为剪切应力张量; q 为热流密度矢量; J 为电流密度; B 为磁场强度; Q 为能量源项。电流密度 J 由广义欧姆定律给出

$$J = \sigma(E + U \times B) \quad (2)$$

电场 E 以负载因子 k 的形式给出

$$E = -k \cdot (U \times B) \quad (3)$$

电导率 σ 按如下公式计算:

$$\sigma = e\mu_e n_e \quad (4)$$

公式中 e 为电子电量; μ_e 与 n_e 分别为电子动能与电子数密度. 能量源项计算如下

$$Q = J \cdot E + Q_b \quad (5)$$

式中 Q_b 为电子束功率沉积.

1.2 等离子体动力学模型

本文采用等离子体动力学模型来模拟带电微粒的生成与输运过程^[6,10-11], 如下

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} \Gamma_e = & \\ \alpha |\Gamma_e| + q_i + k_d N n_- - \nu_a n_e - \beta n_+ n_e & \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} \Gamma_+ = & \\ \alpha |\Gamma_e| + q_i - \beta_{ii} n_- n_+ - \beta n_+ n_e & \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div} \Gamma_- = & \\ -k_d N n_- + \nu_a n_e - \beta_{ii} n_- n_+ & \end{aligned} \quad (6)$$

模型中 n_e, n_+ 与 n_- 分别表示电子、正离子与负离子的数密度, 整个流场满足准中性假设: $n_+ \approx n_e + n_-$; 带电离子动力学方程中包含了电子束诱导电离 (q_i 项), Townsend 电离 (α 为 Townsend 电离系数, 计算公式参见文献^[10]), 电子与分子结合形成负离子, 负离子分解出电子以及电子与正离子、负离子与正离子之间的重组 (ν_a, k_d, β 与 β_{ii} 为相应系数, 计算公式参见文献^[11]); 方程中的 Γ_e, Γ_+ 与 Γ_- 为对应组分的通量.

1.3 电子束模型

本文采用的控制方程中耦合了电子束功率沉积的影响(源项 Q_b), 等离子体动力学模型中也考虑了电子束诱导电离的影响(诱导电离项 q_i), 因此合理模拟电子束的传播过程对本文的研究至关重要. Macheret S O 通过研究发现, 电子束功率沉积 Q_b 接近高斯分布如下^[6]:

$$Q_b[\xi(x, z)] = a + \frac{b}{w} \exp \left\{ -2 \left[\frac{\xi(x, z) - \xi_m}{w} \right]^2 \right\} \quad (7)$$

式(7)中

$$\begin{aligned} \xi(x, z) &= \Delta y(x, z), \\ \xi_m &= L_r/3.21, \quad w = 1.64 \xi_m \end{aligned}$$

系数 a 与 b 由以下条件决定:

$$\begin{aligned} Q_b(L_r) &= 0, \\ \int_0^{L_r} Q_b(\xi) d\xi &= \frac{|j_b| \varepsilon_b}{e} \end{aligned} \quad (8)$$

上述关系中, ε_b 与 j_b 为电子束在注入点的能量与

电流, L_r 为电子束松弛长度, 采用 Bychkov V L 的经验公式^[12] 计算

$$L_r = 1.1 \cdot 10^{21} \varepsilon_b^{1/7} / \bar{N} \quad (9)$$

式中 $\bar{N}$ 为沿电子束方向的平均分子数密度. 由式(7)~式(9)得到电子束的功率沉积后, 电子束诱导电离项计算如下:

$$q_i = Q_b(\xi) / (e W_i) \quad (10)$$

$W_i = 34 \text{ eV}$ 为高能电子束诱导电离所消耗的能量. 图3对比了由式(7)~式(9)得到的功率沉积 Q_b 与文献^[9]的结果.

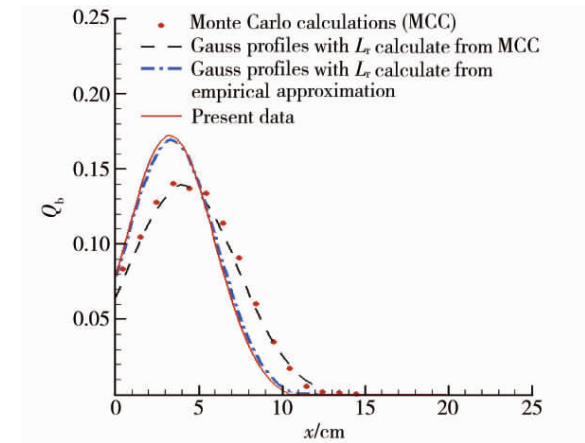


图3 电子束功率沉积

Fig. 3 Power deposition profiles of electron beam

1.4 湍流模型

为了模拟湍流的影响, 本文采用了 S-A 一方程湍流模型. 控制方程如下^[13]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{\nu} v_j) &= C_{b1} (1 - f_{t2}) \tilde{S} \tilde{\nu} + \\ \frac{1}{\sigma} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu_1 + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] + C_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} - & \\ \left[C_{w1} f_w - \frac{C_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right] \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 & \end{aligned} \quad (11)$$

其中层流运动黏度 $\nu_1 = \mu_l / \rho$

湍流黏度 $\mu_t = f_{v1} \rho \tilde{\nu}$

式(11)中的系数详见文献^[13], 在此不再累述.

2 数值求解方法

方程(1)、方程(6)与方程(11)都采用有限体积方法进行求解, 空间离散采用 HLLC (Harten-Lax-Van Leer with contact) 近似黎曼解方法^[14], 并采用 MUSCL (monotone upstream-centered schemes for conservation laws) 插值方法将其扩展到二阶精度, 使用 Van albad^[15] 限制器抑制二阶精度格式在激波处产生的振荡; 时间离散采用

隐式 LU-SGS (lower-upper symmetric Gauss-Seidel) 格式^[16]; 远场采用基于黎曼不变量的无反射边界条件; 物面采用无滑移、绝热壁条件。

3 计算结果与分析

3.1 高超声速平板边界层流动

为了验证 MHD 控制系统对流场附面层的影响, 本文研究了磁场作用下的高超声速平板边界层流场。平板长度为 1 m, 图 4 给出了计算网格, 该网格包括 30 000 个单元, 来流马赫数 $Ma_\infty = 7.0$, 来流压强 $p_\infty = 2\,188\text{ Pa}$, 来流温度 $T_\infty = 223\text{ K}$ 。磁场与电子束沿 x 均匀分布于 $0.25\text{ m} \leq x \leq 0.35\text{ m}$ 的区域, 磁场沿 y 坐标轴呈高斯分布: $b_y = -b_{\max} \cdot \exp(-\Delta y^2 \cdot 10^4 / 0.85^2)$, 负载因子 $k = 0.5$, 电子束参数与 $b_{\max}$ 取值见表 1, 在本文的研究中, 电子束电流 j_b 取定值, 而电子束能量的大小可以改变。

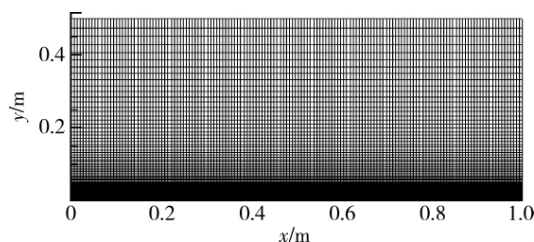


图 4 平板计算网格

Fig. 4 Computational grids of plane

表 1 电子束与磁场参数

Table 1 Parameter of electron beam and magnet field

方案	电子束能量 ϵ_b/keV	电流 $j_b/(\text{A}/\text{m}^3)$	磁场 $b_{\max}/\text{T}$
1	1	10	10
2	2	10	10
3	3	10	10
4	3	10	10
5	4	10	10
6	5	10	10
7	6	10	10
8	15	10	10

图 5 为 $\epsilon_b = 2\text{ keV}$ 时流场中的正离子、负离子与电子数密度分布, 图 6 为流场压强分布。由图 5. 可知, 带电粒子分布于电子束下游区域, 其峰值出现在电子束作用区域, 正离子与电子的最大数

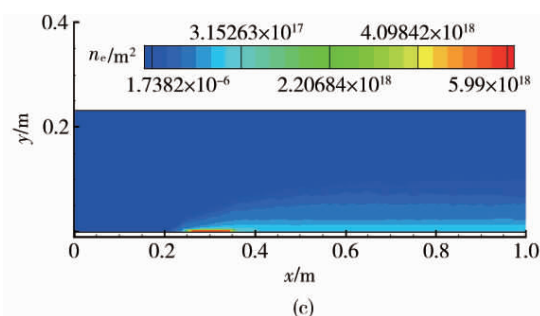
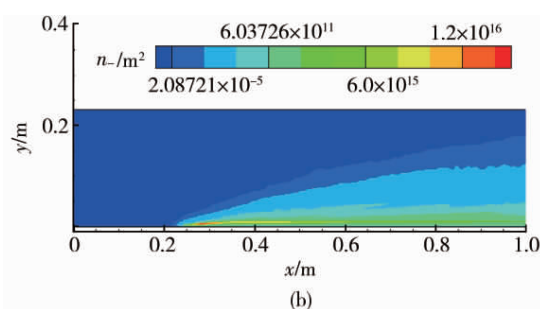
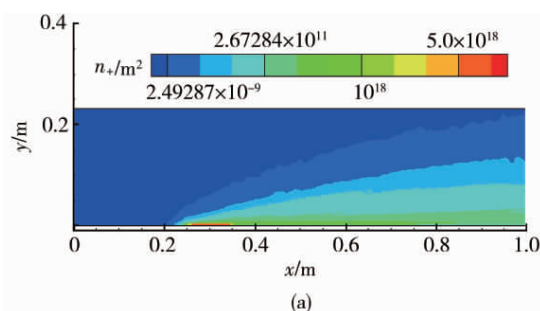


图 5 $\epsilon_b = 2\text{ keV}$ 时的正离子、负离子与电子数密度

Fig. 5 Number density of positive ions, negative ions and electron of $\epsilon_b = 2\text{ keV}$

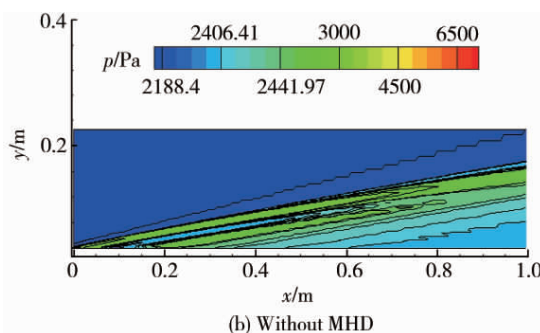
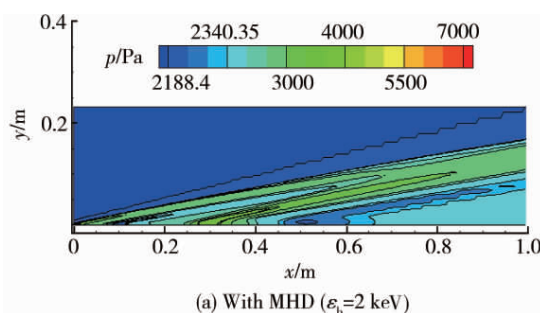


图 6 流场压强分布

Fig. 6 Pressure contour of flows

密度约为 $5.99 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$, 而负离子的最大数密度约为 $1.55 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$, 远远低于电子与正离子的数密度。

图7与图8分别给出了 $x=0.282 \text{ m}$ 处的速度型曲线与电导率分布曲线。由图7可知, 磁场对附面层的控制效率与电子束能量大小紧密相关, 当电子束能量小于 5 keV 时, 随着电子束能量的增加, 磁场对附面层的影响将逐渐增大; 当电子束能量大于 5 keV 时, 随着电子束能量的增加, 磁场对附面层的影响将逐渐减弱, 而对流场主流区的影响将逐步增强。图8的结果表明, 电子束能量 ϵ_b 之所以对磁场的控制效率有如上影响, 主要是因为其与流场的电导率 σ 分布直接相关, 随着 ϵ_b

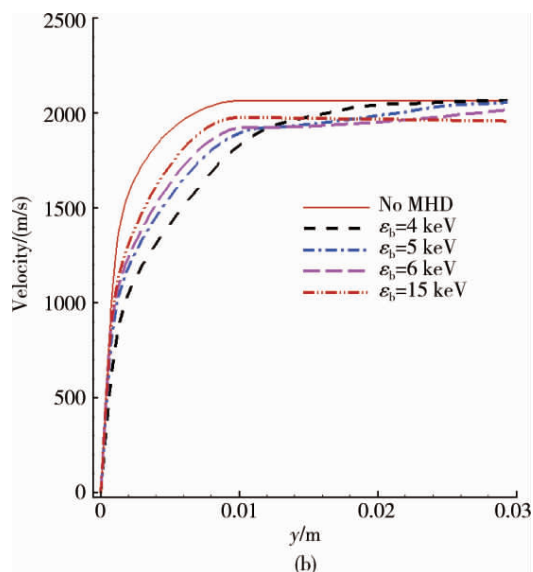
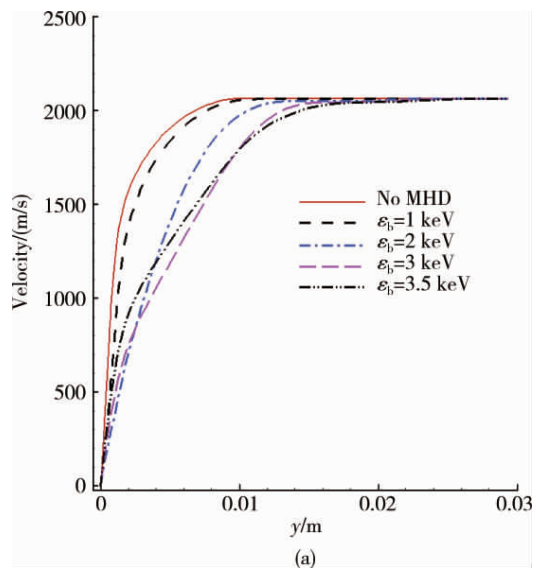


图7 $x=0.34 \text{ m}$ 处的速度型曲线

Fig. 7 Velocity profiles at $x=0.34 \text{ m}$

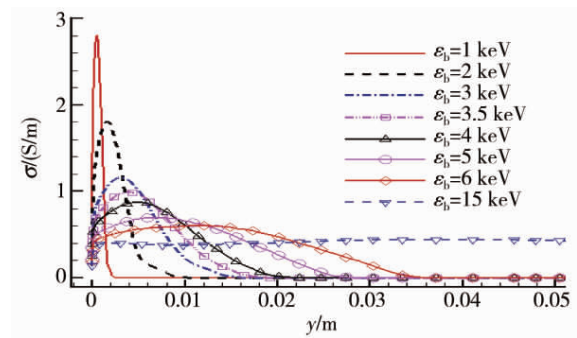


图8 电子束能量对电导率的影响($x=0.34 \text{ m}$ 处)

Fig. 8 Conductivity for various electron-beam energy at $x=0.34 \text{ m}$

的增加, 电子束电离区域将逐渐扩大, 磁场的控制范围将逐步进入主流区。由此我们可以得出结论: 在保证磁场对流场的控制效率的前提下, 选用初始能量较大的电子束, 能显著降低磁场对附面层的影响。

3.2 高超声速进气道磁流体控制数值模拟

计算模型如图2所示, 飞行器前体压缩面的偏角分别为 10° 与 20° , 设计飞行马赫数为7, 飞行高度为海拔 26 km , 图9为计算网格, 该网格包含5块, 共计567000个单元。设计状态下的流场结构如图10与图11所示, 由压缩斜面产生的两道

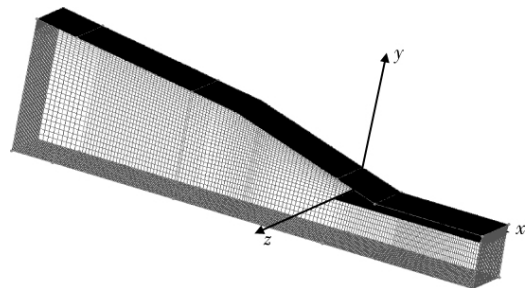


图9 进气道计算网格

Fig. 9 Computational grids of inlet

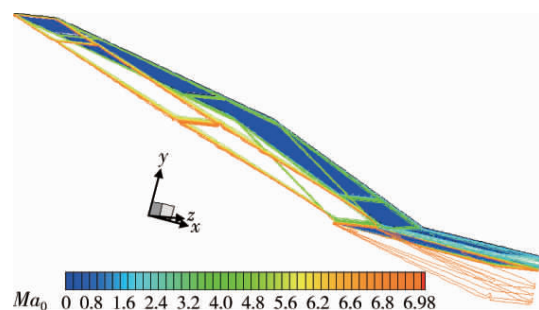


图10 设计状态时的流场马赫数分布云图

Fig. 10 Mach number contours of design case

斜激波汇聚于进气道的唇口处, 流场满足 SOL 条件.

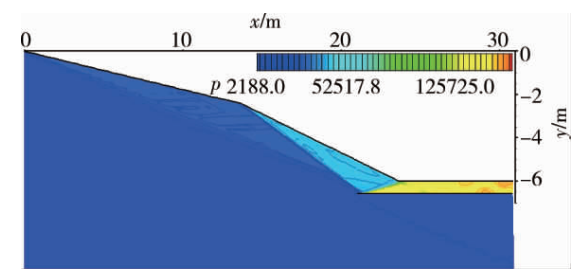


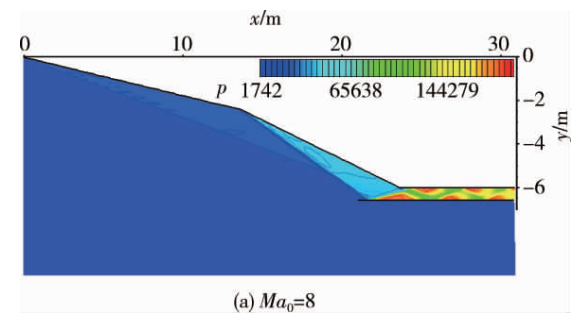
图 11 设计状态时的压强分布云图(x - y 平面)
(单位:Pa)

Fig. 11 Pressure contours of design case on x - y mid-plane (unit:Pa)

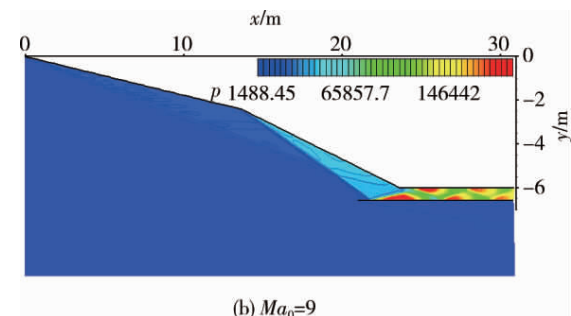
采用上述计算模型, 本文对 $Ma_0 > Ma_{design}$ 的三种飞行状态进行了数值模拟研究 ($Ma_0 = 8, 9, 10$). 为了保证来流的动压不变, 随着马赫数的增加, 飞行高度也应该增加, 具体见表 2 所示. 图 12 揭示了三种非设计状态下的流场波系结构. 如图

表 2 $Ma_0 > Ma_d$ 时的流场参数
Table 2 Parameter of flows of $Ma_0 > Ma_d$

Ma_0	海拔高度/km	压强/Pa	温度/K
8	27.5	1742	224
9	29.0	1390	225
10	31.0	1031	228



(a) $Ma_0=8$



(b) $Ma_0=9$

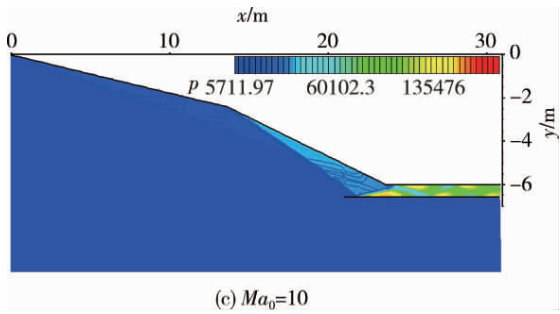


图 12 非设计状态下的流场压强分布(x - y 平面)
(单位:Pa)

Fig. 12 Pressure contours of off-design regime on x - y mid-plane (unit:Pa)

所示, 随着来流马赫数增加, 斜激波的激波角将逐渐减小, 激波与进气道唇口的接触点逐渐移向进气道内部(非 SOL 状态), 促使进气道内出现很强的反射激波系, 这将导致进气道内出现严重的激波-附面层干扰, 影响发动机的性能.

在 $Ma_0 > Ma_d$ 情况下, 为了使进气道重新满足 SOL 条件, 本文考虑在上述模型的压缩斜面设置 MHD 控制系统, 如图 2 所示. 计算网格与来流条件同上, 以下将不再累述. 磁场与电子束分布于 $2.75 \text{ m} \leq x \leq 8 \text{ m}$ 的区域, 磁场沿 y 坐标轴呈高斯分布: $b_y = -b_{\max} \cdot \exp(-\Delta y^2 \cdot 10^4 / 0.85^2)$, 优化的 $b_{\max}$ 取值见表 3, 负载因子 $k = 0.5$. 基于上一节的计算结果, 为了降低磁场对附面层的影响, 本算例采用了初始能量较高的电子束, 参数如下:

$$\epsilon_b = 40 \text{ keV}, j_b = 10 \text{ A/m}^3$$

表 3 磁场参数

Table 3 Parameter of magnet feild

Ma_0	$b_{\max}/\text{T}$
8	5.1
9	4.8
10	4.4

图 13 为电子束功率沉积分布云图. 图 14 为不同来流条件下的流场马赫数分布云图. 从图中可以看出, 由于磁场的作用, 三种非设计状态流场的斜激波角都增大, 激波重新汇聚在进气道唇口处, 流场满足 SOL 条件, 进气道中的反射激波系也明显变弱.

图 15 与图 16 为不同马赫数条件下流场电子数密度与电导率分布云图. 三种来流马赫数条件下, 电子数密度都达到了 10^{18} 量级, 流场最大电离

度达到了 6.78×10^{-6} , 最大电导率为 0.78 S/m . 同时有少量的带电微粒进入了进气道, 这可能会对进气道性能带来影响.

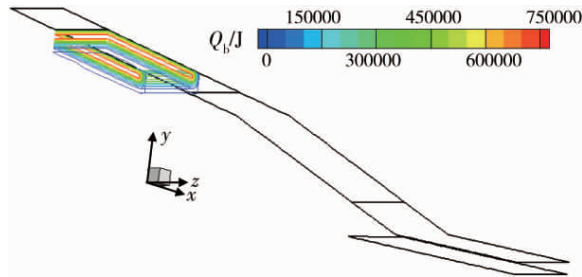


图 13 电子束功率沉积分布

Fig. 13 Contours of electron-beam power deposited

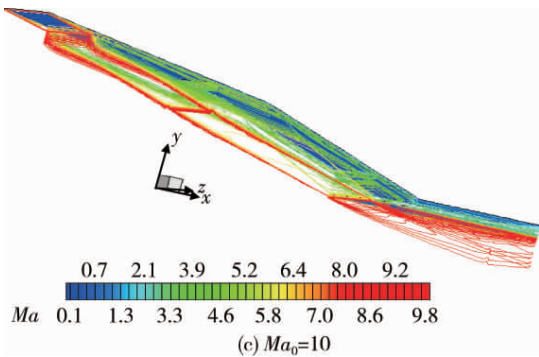
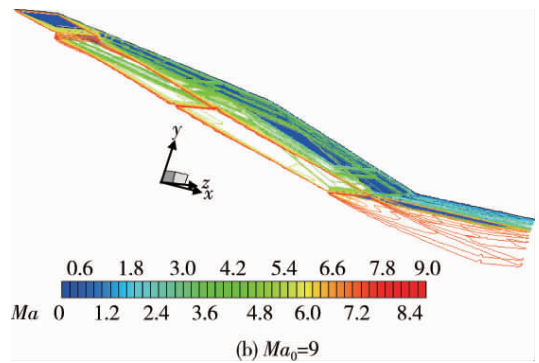
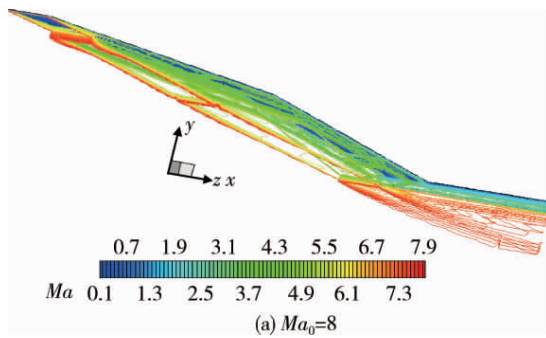


图 14 流场马赫数分布

Fig. 14 Mach number contours of flows

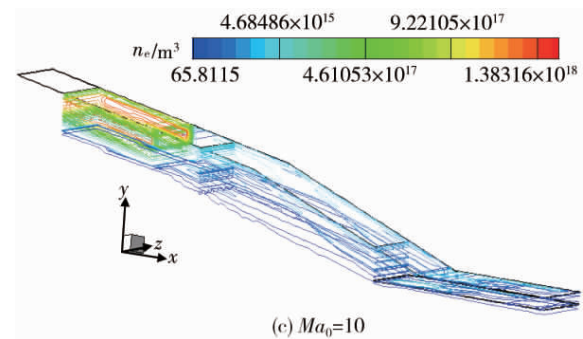
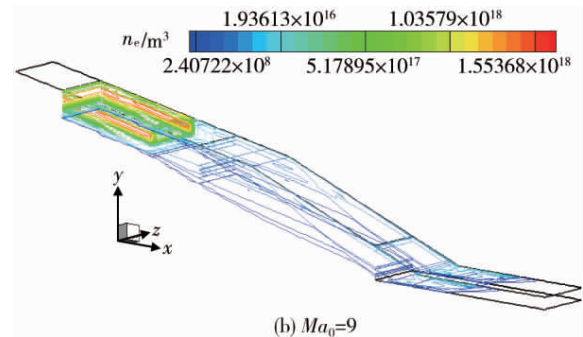
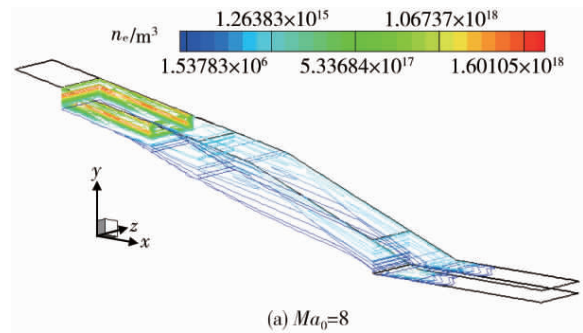
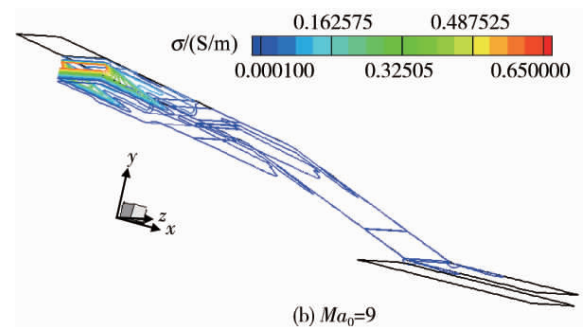
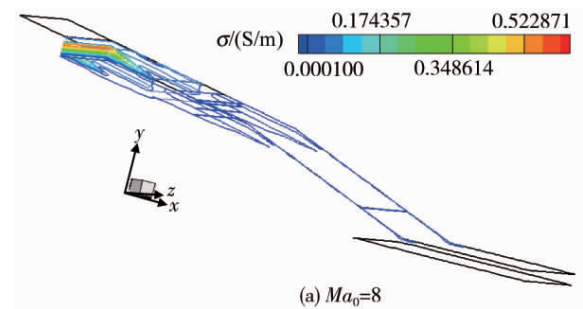


图 15 电子数密度分布

Fig. 15 Number densities of electron



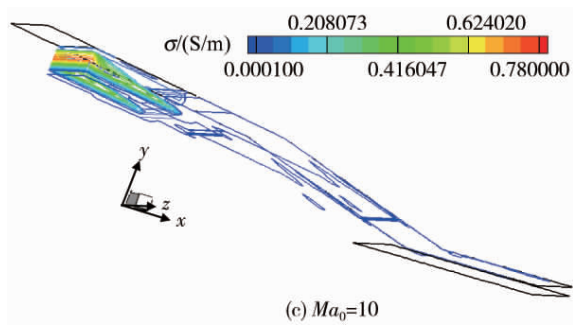


图 16 流场电导率分布

Fig. 16 Electric conductivity contours of flows

图 17 为不同来流马赫数条件下,最优化的磁场参数 $b_{\max}$ 随负载因子 k 的变化关系.由电流与电磁力的计算公式可知,当 k 增大时,电流与电磁力都将减小,在电子束参数不变的条件下,若要保持磁场的控制效率,必须增大磁场的强度.

表 4 分别给出各种状态下进气道的相应参数.

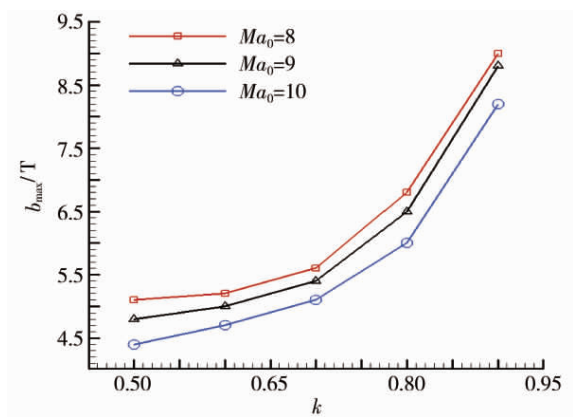


图 17 负载因子对优化磁场参数 $b_{\max}$ 的影响

Fig. 17 $b_{\max}$ for various load factor

表 4 进气道性能参数

Table 4 Parameters of inlets

Ma_0	状态	总压恢复系数	压缩比	流量/(kg/s)
7	(设计状态)	0.342	71.1	1385
8	(无磁场干扰)	0.260	58.2	1260
	(磁场干扰)	0.196	88.0	1223
9	(无磁场干扰)	0.203	76.7	1129
	(磁场干扰)	0.114	112.0	1113
10	(无磁场干扰)	0.156	92.0	927
	(磁场干扰)	0.054	135	907

从表中的数据可以看出,外加磁场虽然使进气道流场重新满足了 SOL 条件,但由于磁场对流场做负功,流场的总能量将降低,进气道的总压恢复系数与流量也会有较明显的下降.

4 结 论

本文研究了基于电子束诱导电离的等离子体生成模型,并将该模型与磁场耦合应用于高超声速流场控制研究之中,研究结果表明:

- 1) 电子束诱导电离能有效地提高流场的电离度,增强磁场对流场的控制效率.
- 2) 电子束诱导电离与磁场耦合作用能有效地改变高超声速流场的附面层特性,但这种影响跟电子束能量大小紧密相关:当电子束能量较小时,随着电子束能量的增加,磁场对附面层的影响将增强;当电子束能量较大时,随着电子束能量的增加,磁场对附面层的影响将减弱.
- 3) 电子束诱导电离与磁场耦合作用能有效地改变高超声速飞行器的斜激波结构,使飞行器重新满足 SOL 条件,但磁场的作用会降低进气道的总压恢复系数与进气道的流量.

在本文的研究中,并没有考虑热力学非平衡过程对电子束诱导空气电离的影响,我们将对此做更进一步的研究.

参考文献:

[1] Gurijanov E P, Harsha P T. AJAX: new directions in hypersonic technology[R]. AIAA Paper 1996-4609, 1996.

[2] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B. MHD power extraction from cold hypersonic air flows with external ionizers[R]. AIAA Paper 1999-4800, 1999.

[3] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B. Potential performance of supersonic MHD power generators[R]. AIAA Paper 2001-0795, 2001.

[4] Chase R L, Mehta U B, Bogdanoff D W, et al. Comments on an MHD energy bypass engine powered spaceliner[R]. AIAA Paper 1999-4965, 1999.

[5] Park C, Mehta U B, Bogdanoff D W. Real gas calculation of MHD-bypass scramjet performance [R]. AIAA Paper 2000-3702, 2000.

[6] 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.

[7] LU Haoyu, LEE Chunhian, DONG Haitao, et al. Numerical analysis and optimization of three-dimensional MHD controlled inlets[R]. AIAA Paper 2008-1390, 2008.

[8] 郑小梅, 吕浩宇, 徐大军, 等. MHD 加速器模式磁控进气道

- 的优化设计[J]. 航空学报, 2010, 31(2): 223-230
- ZHENG Xiaomei, LÜ Haoyu, XU Dajun, et al. Optimization of accelerator mode MHD controlled inlet[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2010, 31(2): 223-230. (in Chinese)
- [9] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B. Non-equilibrium magnetohydrodynamic control of scramjet inlets [R]. AIAA 2002-2251, 2002.
- [10] Raizer Y P. Gas discharge physics [M]. Berlin: Springer, 1991.
- [11] Sheikin E G. Self-consistent approach in MHD flow control simulation[R]. AIAA Paper 2007-1379, 2007.
- [12] Bychkov V L, Vasilev M N, Zuev A P. An experimental and theoretical investigation of the properties of surface electron-beam Nitrogen plasma [J]. High Temperature, 1994, 32(3): 303-312.
- [13] Spalart P R, Allmaras S R. A One-equation turbulence model for aerodynamic flows[R]. AIAA Paper 1992-0439, 1992.
- [14] Toro E F, Spruce M, Speares W. Restoration of the contact surface in the HLL-riemann solver [J]. Shock Waves, 1994, 4(1): 25-34.
- [15] Van Albada, Van Leer, Roberts W W. A comparative study of computational methods in cosmic gas dynamics[J]. Astron and Astrophys, 1982, 108(1): 76-84.
- [16] Jameson A, Turkel E. Implicit scheme and LU decompositions[J]. Mathematics of Computation, 1981, 37(156): 385-397.