

文章编号:1000-8055(2013)06-1364-08

超声速磁流体加速实验及一维模型分析

张百灵¹, 陈 峰^{1,2}, 李益文¹, 朱 涛^{1,3}, 张 杨¹

- (1. 空军工程大学 工程学院 等离子体动力学重点实验室, 西安 710038;
2. 中国空气动力研究与发展中心 高速空气动力学研究所, 四川 绵阳 622661;
3. 中国人民解放军 94710 部队, 江苏 无锡 214141)

摘 要: 为了获得负载系数、电导率等参数变化对超声速磁流体加速效果的影响规律,利用激波风洞,采用氩气与碳酸钾作为工质,电容提供电能的方式,在磁感应强度为 0.5 T 的条件下,进行了不同电容充电电压下的超声速磁流体加速实验研究,并对一维定常理想分段法拉第型磁流体加速模型进行了分析.通过实验获得了不同电容充电电压下 #10 电极间的电压、电流、负载系数、电导率及 #20 电极开路电压等数据,在 300, 400 V 电容充电电压下,气流速度分别增加 11.4% 和 24.0%,在 500 V 电容充电电压下气流速度减小 11.1%.实验及模型分析得出不同的负载系数会使超声速磁流体处于加速或减速的不同状态,而电导率会影响注入总能量的大小,使磁流体流动的速度梯度大小发生改变.

关 键 词: 超声速; 磁流体加速; 负载系数; 电导率; 磁作用数

中图分类号: V211.71

文献标志码: A

Experimental demonstration and one-dimensional model analysis of supersonic magnetohydrodynamic acceleration

ZHANG Bai-ling¹, CHEN Feng^{1,2}, LI Yi-wen¹, ZHU Tao^{1,3}, ZHANG Yang¹

- (1. Science and Technology on Plasma Dynamics Laboratory,
The Engineering Institute, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China;
2. High Speed Aerodynamics Research Institute,
China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 622661, China;
3. Unit 94710, The Chinese People's Liberation Army, Wuxi Jiangsu 214141, China)

Abstract: In order to investigate the influence of load factor and conductivity on the performance of supersonic magnetohydrodynamic (MHD) accelerator. The experiments under the conditions of a magnetic field of 0.5 T and different voltages applied to capacitors were carried out, which used shock tunnel drive MHD accelerator, took Ar and potassium carbonate as the working fluid and capacitors as the power sources. And a one-dimensional steady ideal segmented Faraday type MHD accelerator model was analyzed. The voltages across electrodes, currents, load factors and conductivities at #10 electrodes, and open-circuit voltage at #20 electrodes were acquired from the experiments. The MHD flow velocity was increased by 11.4% and 24.0% respectively with capacitors charging voltages of 300 V and 400 V, while the velocity decreased by 11.1% with the voltage of 500 V. Experiments and model analysis show the different load factors would make the supersonic MHD flow into

收稿日期:2012-06-10

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20130617.0940.201306.1364_020.html

基金项目:国家自然科学基金(10972236)

作者简介:张百灵(1966—),男,陕西乾县人,教授、硕士生导师,博士,主要从事高超声速飞行磁流体动力技术研究.

different modes, the conductivity influences the magnitude of the energy deposition, would make the velocity gradient of the magnetic fluid change.

Key words: supersonic; magnetohydrodynamic acceleration; load factor; conductivity; magnetic interaction parameter

磁流体动力技术综合了电磁学、空气动力学和化学动力学等技术,被认为有可能带来高超声速飞行器性能的突破^[1-5]。例如,上世纪80年代,俄罗斯高超声速系统研究所(HSRI)Freishtadt等人在应用磁流体动力技术的高超声速飞行器发展计划(AJAX)中提出的磁流体能量旁路(MHD energy-bypass)概念^[6-7],通过在冲压发动机进气道和喷管分别应用磁流体功率提取和磁流体加速技术,使发动机性能得以提升。磁流体加速技术是AJAX磁流体能量旁路概念的关键技术之一。其基本原理是在喷管超声速高温燃气流中(通常加入电离种子以增加导电性)注入电流,在磁场的作用下,通过洛伦兹力的作用将一部分电能直接转换为燃气流的动能。传统热力推进系统采用化学能→热能→动能的能量转换方式,由于受化学燃料的能量密度、现有材料的耐热性、喷管喉道烧蚀问题等因素的影响,燃气温度的提高受到限制^[8],同时能量以热量形式加入燃气流中会降低燃气流的总压使燃气流的做功能力下降,从而使得推力或喷气速度难以进一步提高。在磁流体加速中,电离的气体在通道中实现电能→动能的直接转化,由于电能和动能属于同一品质的能量,其能量转化效率较高。

超声速磁流体加速过程有两个主要的作用:一是在超声速导电气流中电场磁场耦合的洛伦兹力效应,可以将电能直接转化为气流的动能;二是

导电流体电阻产生的焦耳热效应,虽然该过程也将能量注入到燃气流中,提高了燃气的总焓,但使燃气流的总压减小,降低了燃气的做功能力,且在超声速气流中加热会使气流的速度减小^[9],给超声速气流加速带来不利的影响。

本文在文献[10]所建立的磁流体动力技术实验系统基础上,在不同电容充电电压下,进行了超声速磁流体加速实验研究.建立了一维定常磁流体流动模型,对负载系数、磁作用数等参数对超声速磁流体流动的影响规律进行了分析.

1 实验装置与测量方法

1.1 实验装置

实验系统示意图如图 1 所示,它主要由激波管、喷管与试验段、真空罐、控制与测试系统、电离种子注入装置、磁铁等构成^[10]。

激波管高压段长为 2 m, 低压段长为 12 m, 矩形内截面为 130 mm×80 mm, 采用双膜机构破膜方式。激波管高压段充入 1.5 MPa 的氦气, 低压段充入 800 Pa 的氦气与碳酸钾 (K_2CO_3) 的混合物, 电离种子 K_2CO_3 的注入方式参考文献[10], 破膜运行后, 将在低压段下游末端产生高温高压的气体, 气体经过磁流体加速实验段进入真空仓。如图 2 所示, 实验段包括超声速喷管及磁流体加速通道, 采用一体化设计。超声速喷管为二元喷管, 喉道高为 8.037 mm。磁流体加速通道采用分段法拉

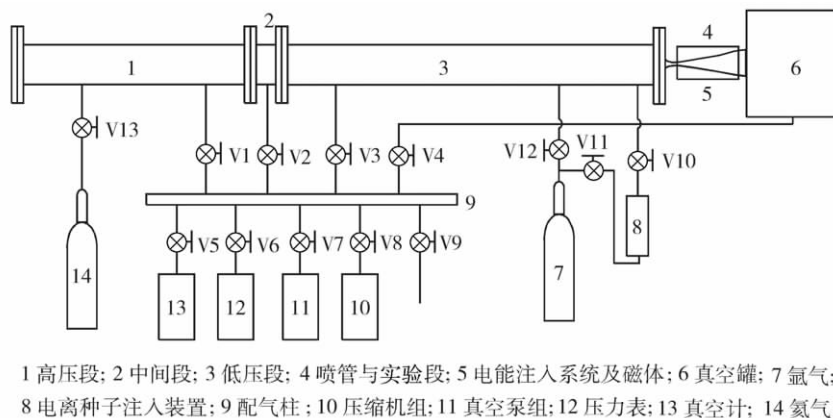


图 1 实验系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram of experimental system

第加速通道形式,由 20 对铜电极构成,电极宽度为 8 mm,电极间隔为 4 mm,电极面积为 1.6 cm^2 . 通道宽度固定为 20 mm, #1, #10 和 #20 电极位置通道高度分别为 11.76, 14.58, 17.72 mm. #1 ~ #18 电极由 18 个 $1000 \mu\text{F}$, 1000 V 电容分别提供电能,每个电极回路中串入 2Ω 无感限流电阻,实验前采用并联方式对电容充电,充电完成后,断开各电容两极上的开关,使得每个电容、限流电阻及电极均与地隔离并形成独立回路,如图 3 所示. #19, #20 电极用作测试电极不输入电能,磁场由两块钕铁硼永磁铁提供,通道内中心位置磁感应强度约为 0.5 T.

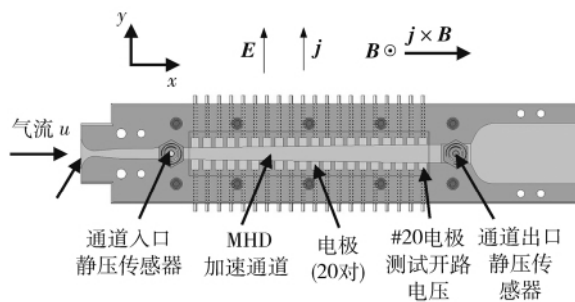


图 2 实验段示意图

Fig. 2 Sketch of testing section

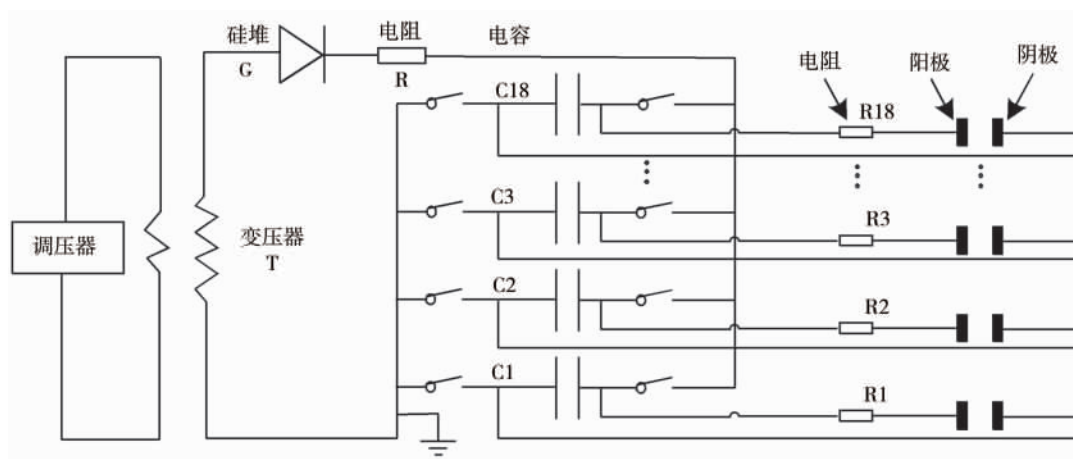


图 3 电路原理图

Fig. 3 Principle of electric circuit

1.2 测量方法

激波管低压段壁面布置 4 个美国压电公司生产的 PCB 压力传感器用于测量计算实验气体的总温总压条件。其中总压可由低压段末端的传感器直接测量得到;而总温条件则结合激波管运行初始条件及激波管运行压力曲线,由激波管运行原理计算得到^[11]。

MHD 加速实验段电参数测量测试系统示意图如图 4 所示,采用 P6015A 高压探针测量 #10 电极回路中限流电阻两端的电压、电容电压或电极间电压。

由于导电流体在磁场作用下会产生感应电动势

$$U = uB_z h \quad (1)$$

其中 u 为磁流体速度, B_z 为磁感应强度, h 为通道高度。由于 B_z 和 h 均为常数,则感应电动势与磁流体速度成正比,因此可通过测量 #20 电极开路电压,将输入电能和未输入电能下电压值进行

对比,来衡量加速效果^[12]。实验采用 TekP6135A 电压探针测量 #20 电极的开路电压, #10, #20 电极上的电参数信号由 DPO4104 示波器记录。

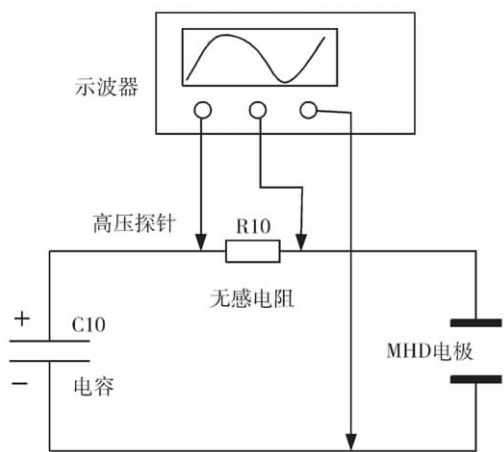


图 4 电压测试示意图

Fig. 4 Schematic of voltage measurement

2 实验结果与讨论

2.1 实验条件

本文实验工质为氩气和 K_2CO_3 粉末的混合物,在磁感应强度为 0.5 T 条件下,进行了通道不输入电能和电容充电 300,400,500 V 共 4 种条件下各两组实验.实验条件如表 1 所示.

表 1 实验条件

Table 1 Experiment conditions

参数	数值
激波管高压段压力 p_4 /MPa	1.2
激波管低压段压力 p_1 /Pa	500
电离种子质量分数/%	1~2
磁感应强度 B /T	0.5
实测平衡总压 p_e /kPa	551.7
理论平衡总温 T_e /K	9100
#10 电极位置静压 p /Pa	49970.7
#10 电极位置静温 T /K	3482
#10 电极位置气流密度 ρ /(kg/m ³)	0.068943
#1, #10, #20 电极位置 气流马赫数 Ma	1.9, 2.2, 2.5
#1, #10, #20 电极位置 气流速度 u /(m/s)	2274, 2418, 2530

2.2 实验结果与讨论

首先以电容充电 400 V 条件下的一次典型实验为例进行分析与说明.图 5 为 #10 放电回路的

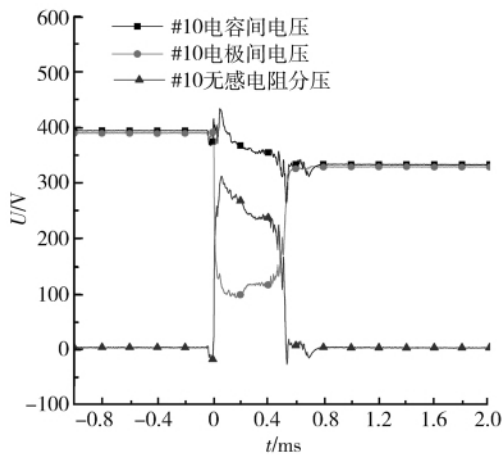


图 5 #10 电极回路电压波形

Fig. 5 Voltage waveform at #10 loop

电压波形,可见电容电压在约为 0.5 ms 放电时间内由 394.1 V 降至 333.7 V. 在放电时间内 2Ω 无感电阻两端的平均电压为 240 V,则回路中的平均放电电流为 120 A. 由于电极面积为 1.6 cm^2 ,所以电流密度为 75 A/cm^2 . 电极间的电压平均为 121.6 V,则电极间的电场强度为 83.4 V/cm . #10 电极位置输入的功率密度为 6.26 kW/cm^3 .

磁流体加速的负载系数为

$$k = \frac{q}{q_t} = \frac{j_y E_y}{u j_y B_z} = \frac{E_y}{u B_z} = \frac{U}{u B_z h} \quad (2)$$

式中 q 为输入的总能量, q_t 为用于增加气流动能的洛伦兹力功, j_y 为电极间电流密度, E_y 为电极间电场强度, U 为电极间的电压, $u B_z h$ 为导电流体与磁场作用产生的反电动势,其值参考 #20 电极位置测得的开路电压为 28.43 V,则负载系数为 4.28,这表明注入通道中约 23.4% 的电能用于增加气流的动能.

电导率由公式

$$\sigma = j_y / (E_y - u B_z) \quad (3)$$

计算得到 1.17 S/cm ,则估计此实验条件下 #10 电极位置单位长度磁作用数^[7]

$$Q = \frac{\sigma B_z^2}{\rho u} \quad (4)$$

值约为 0.175 m^{-1} .

需要说明的是,这里测量得到的电极间的电压不仅包括主流区域导电流体的压降,还包括近电极的鞘压降和边界层压降,如文献[13]所进行的磁流体加速实验得到的近电极压降水平为 65 V,而此部分压降发生在电极附近很薄的区域内,不会主流产生较大的作用.此外由图 6 可见实验后 #1~#18 电容剩余电压逐渐降低,说明随着电容的放电能量的注入,通道下游气流的电导

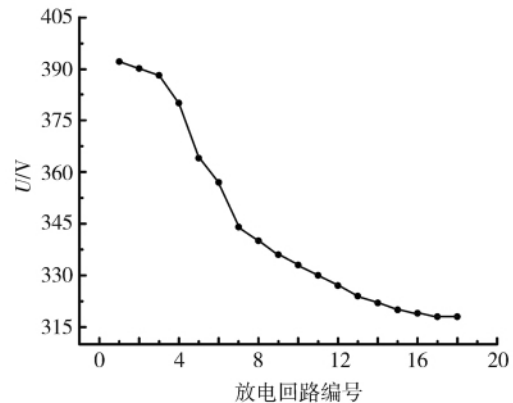


图 6 实验后电容剩余电压

Fig. 6 Capacitance voltage after experiment

率逐渐升高,所以注入气流中的能量还有一部分使流体发生了进一步的电离.综上所述,注入到通道中的能量分为近电极压降损失的能量、增加气流动能的洛伦兹力功、转化为焦耳热的能量及用于电离气体的能量等几个部分,而采用数值模拟方法对磁流体效应进行建模分析中^[14],一般只考虑电能注入到主流区域所产生的洛伦兹力功效应和焦耳热效应,所以通过以上分析,可知实验得到的负载系数比建模分析磁流体效应时的偏高,而由式(3)计算得到的电导率将比实际偏低.

图7为通道未输入电能和输入电能条件下, #20 电极开路电压的对比曲线.取曲线较为平稳的 $200\ \mu\text{s}$ 的时间段为分析对象,在通道不输入电能的情况下,两次实验测得的 #20 电极开路电压分别为 $22.0\ \text{V}$ 和 $22.7\ \text{V}$,平均值为 $22.35\ \text{V}$,本次磁流体加速实验测得的 #20 电极开路电压为 $28.43\ \text{V}$,得到速度较未输入电能时增加 27.2% .

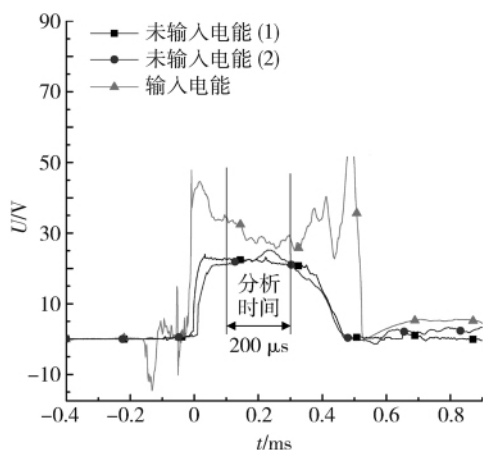


图7 #20 电极开路电压对比曲线

Fig. 7 Contrast curves of open-circuit voltage at #20

图8~图13为不同电容充电电压条件下, #10 电极位置实测电极间电压、电流、输入功率密度、电导率、负载系数及 #20 电极位置气流相对速度变化情况.由此可见实测的 #10 电极间的电压、电流及磁流体区输入功率密度随电容充电电压的升高而增加,通道输入功率密度的平均值分别为 $4.32, 6.16, 9.24\ \text{kW}/\text{cm}^3$.

如图11所示, #10 电极位置的电导率在不同电容充电电压下分别为 $0.89, 1.17, 1.20\ \text{S}/\text{cm}$.导致电导率随电容充电电压的升高而增加的原因是在高功率水平下更容易使导电液体发生进一步的平衡或非平衡电离.估算 #10 电极位置单位长度磁作用数在3种电容充电电压下分别为 $0.133,$

$0.175, 0.180\ \text{m}^{-1}$.

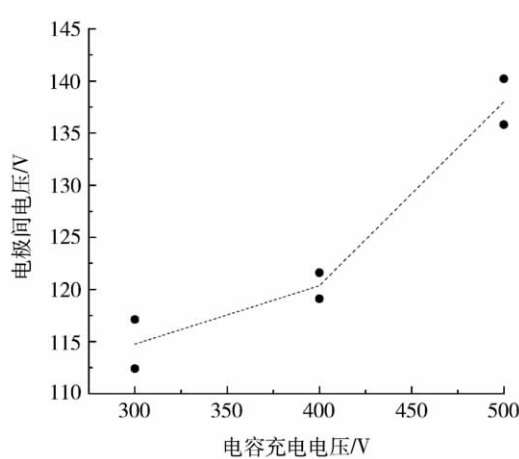


图8 不同电容充电电压下 #10 电极间电压

Fig. 8 Variation of voltage across electrodes #10 with capacitor voltage

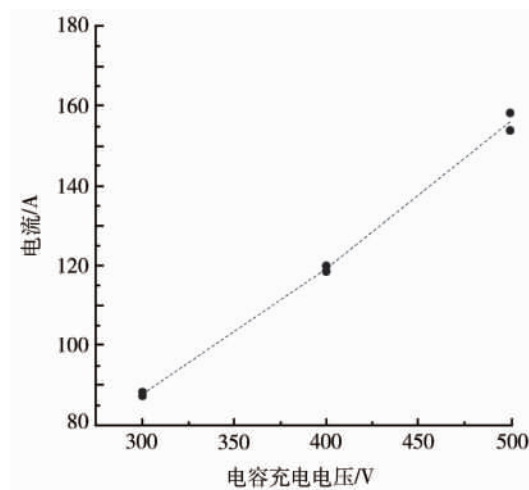


图9 不同电容充电电压下 #10 电极位置电流

Fig. 9 Variation of current at electrode pair #10 with capacitor voltage

图12为负载系数随电容充电电压的变化情况,可见在 $300, 400\ \text{V}$ 的电容充电电压条件下,负载系数比较接近,分别为 4.6 和 4.3 ,在 $500\ \text{V}$ 条件下的负载系数约为 7.0 .

图13为不同电容充电电压下, #20 电极位置气流速度与通道不输入电能时气流速度的比值,在 $300, 400\ \text{V}$ 的电容充电电压下,实验气流的速度分别增加 $11.4\%, 24.0\%$,而在 $500\ \text{V}$ 的电容充电电压下气流速度反而减小了 11.1% .分析认为在 $300, 400\ \text{V}$ 的电容充电水平下的负载系数相

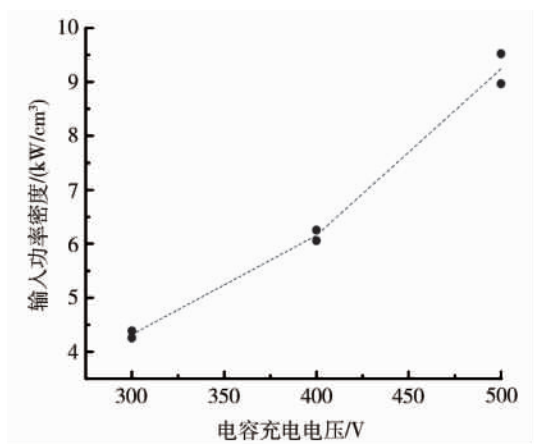


图 10 不同电容充电电压下 #10 电极位置通道输入功率密度

Fig. 10 Variation of input power density at electrode pair #10 with capacitor voltage

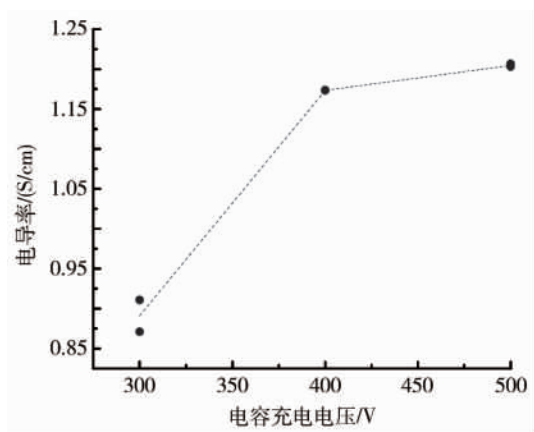


图 11 不同电容充电电压下 #10 电极位置通道电导率
Fig. 11 Variation of conductivity at electrode pair #10 with capacitor voltage

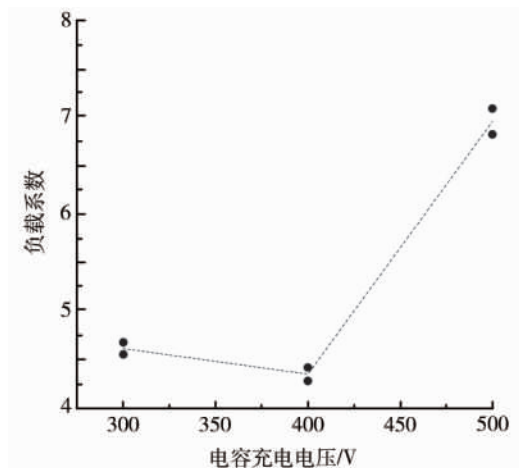


图 12 不同电容充电电压下 #10 电极位置通道负载系数

Fig. 12 Variaton of load factor at electrode pair #10 with capacitor voltage

当,即能量转化洛伦兹力功的比例水平相当,但 400 V 水平下的电导率更高,通道内输入了更多的能量,所以其加速效果更明显,而在电容充电 500 V 水平下气流速度降低是由于负载系数较大,能量转化为热量的比例增加,在负载系数较高的情况下,焦耳加热使超声速气流减速的效果超过了洛伦兹力做功使气流加速的效果,致使超声速气流的速度降低。

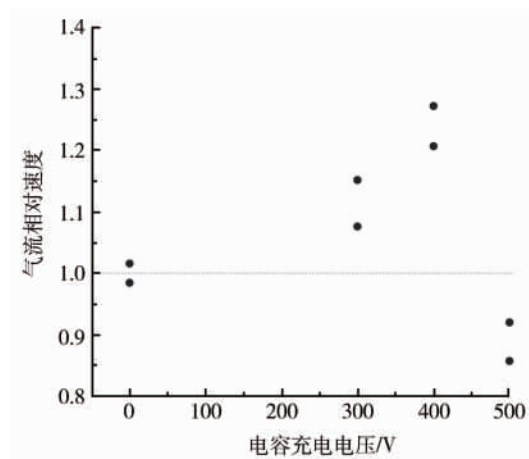


图 13 不通电容充电电压下 #20 电极位置气流相对速度
Fig. 13 MHD acceleration from voltage generated at the last electrode pair

以上实验分析表明:在磁场条件一定的条件下,要获得较好的超声速磁流体加速效果,需要选择合理的负载系数使流体处于有利的加速条件,并提高电导率,使其更有利于功率的输入。

3 一维模型分析

3.1 模型建立

建立一维定常理想分段法拉第磁流体流动方程如下所示^[11]:

动量方程

$$\rho u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{dx} = j_y B_z \quad (5)$$

能量方程

$$\rho u \frac{d(h + u^2/2)}{dx} = j_y E_y \quad (6)$$

其中

$$j_y = (k-1)\sigma u B_z, E_y = k u B_z$$

状态方程

$$p = \rho R T \quad (7)$$

连续方程

$$\rho u A = \text{const} \quad (8)$$

为方便分析,引入马赫数定义式

$$Ma = \frac{u}{\sqrt{\gamma RT}} \quad (9)$$

并引入单位长度磁作用数式(4).

不考虑面积变化对磁流体流动的影响即 $A = \text{const}$, 则保持通道中电导率 σ 和磁感应强度 B 不变的条件下, 单位长度磁作用数 Q 保持不变.

由上述方程得到

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{Ma^2(k-1)(k\gamma - \gamma - k)}{Ma^2 - 1} Q dx \quad (10)$$

$$\frac{du}{u} = -\frac{Ma^2(k-1)(k\gamma - \gamma - k)}{Ma^2 - 1} Q dx \quad (11)$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{Ma^2 \gamma (k-1) [Ma^2 (k-1) (\gamma - 1) - 1]}{Ma^2 - 1} Q dx \quad (12)$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{Ma^2 (k-1) (\gamma - 1) (Ma^2 k \gamma - Ma^2 \gamma - k)}{Ma^2 - 1} Q dx \quad (13)$$

$$\frac{dMa}{Ma} = -\frac{Ma^2 (k-1) [k\gamma - 2\gamma - k + Ma^2 \gamma (k-1) (\gamma - 1)]}{2(Ma^2 - 1)} Q dx \quad (14)$$

3.2 模型分析

对于超声速磁流体加速有 $Ma > 1, k > 1$, 当电导率 σ 、气流速度 u 、磁感应强度 B 一定时, 由式(6)可知注入到通道的功率密度 $k(k-1)\sigma u^2 B^2$ 随着负载系数 k 的增大而增加, 但同时能量转化为焦耳热的比例也会增加.

对式(11)进行分析可知, 影响超声速磁流体局部加速效果的参数主要有负载系数 k 、气体绝热指数 γ 、单位长度磁作用数 Q 及局部气流马赫数 Ma .

其中气体绝热指数 γ 决定了使超声速磁流体处于加速或减速状态的负载系数 k 的取值范围, 当 $1 < k < \gamma/(\gamma-1)$ 时, $du/u > 0$, 流动处于加速状态; 当 $k > \gamma/(\gamma-1)$ 时, $du/u < 0$, 流动处于减速状态; $k = \gamma/(\gamma-1)$ 时, 磁流体速度保持恒定, 并且当单位长度磁作用数 Q 一定时, $k = (2\gamma-1)/(2\gamma-2)$ 时局部加速效果达到最优.

图 14 为单位长度磁作用数 $Q = 0.18 \text{ m}^{-1}$, 马赫数为 2 的条件下, 不同气体绝热指数气流的归

一化速度梯度随负载系数的变化情况. 可见较小的气体绝热指数 γ 值使气流处于加速状态的负载系数的取值范围增大, 并且可以实现的最优加速效果也更大, 所以绝热指数较小的气体更易实现超声速磁流体的加速.

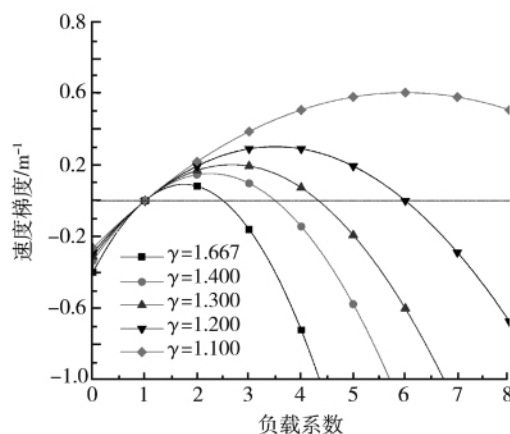


图 14 速度梯度随负载系数及绝热指数的变化

Fig. 14 Variation of normalized velocity gradient with load factor and adiabatic index

单位长度磁作用数 Q 反应了电磁作用力与流体惯性力的比值, 由式(11)知它的大小可以线性影响磁流体发生加速或减速的强度.

另外由式(11)可见, 当磁流体局部马赫数较小时, 电磁作用对磁流体速度的影响更加明显.

由式(14)分析超声速磁流体流动的马赫数知式 $k\gamma - 2\gamma - k + Ma^2 \gamma (k-1) (\gamma - 1)$ 取值的正负将对超声速磁流体马赫数的变化情况产生影响. 当 $1 < k < \gamma/(\gamma-1)$ 时, 马赫数最终趋于 $Ma = \sqrt{\frac{2\gamma + k - k\gamma}{\gamma(k-1)(\gamma-1)}}$. 图 15 为 $\gamma = 1.667, k = 2$,

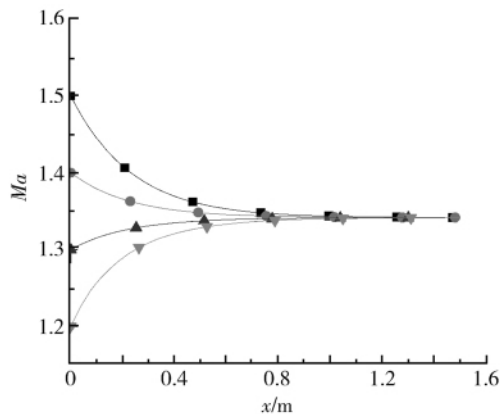


图 15 马赫数沿通道的变化

Fig. 15 Variation of Mach number along the channel

$Q=1\text{ m}^{-1}$ 的条件下,马赫数沿通道的变化,可见不同的初始超声速马赫数,最终都趋于1.34并保持不变.而当 $k>\gamma/(\gamma-1)$,超声速气流马赫数将向声速趋近,如果在通道内达到声速,通道就会发生热阻塞,形成激波并向通道入口传播,调整入口流量,使通道超声速的流动状态发生改变^[9,15],并且负载系数越大发生热阻塞位置越靠前.

4 结 论

本文进行了不同电容充电电压水平下超声速磁流体加速的实验研究,并对一维理想超声速磁流体加速模型进行了分析,主要得出以下结论:

1) 在300, 400 V 电容充电电压下,气流速度分别增加11.4%和24.0%;在500 V 的电容充电电压下气流速度减小11.1%.

2) 实验分析表明磁场强度一定条件下,要获得较好的超声速磁流体加速效果,首先要选择合适的负载系数使流体处于有利的加速条件,并提高电导率,使其更有利于功率的输入.

3) 一维磁流体加速模型分析表明气体绝热指数决定了使气流局部处于加速或者减速状态的负载系数的范围;较小的气体绝热指数,更利于实现超声速磁流体的加速;单位长度磁作用数则线性影响发生加速或减速的强度;较小的局部马赫数下,速度改变更加明显;同时负载系数的取值范围对超声速磁流体流动的马赫数产生影响.

参考文献:

- [1] Fraishtadt V L, Kuranov A L, Sheikin E G. Use of MHD system in hypersonic aircraft[J]. Technical Physics, 1998, 43:1309.
- [2] Litchford R J, Cole J W, Lineberry J T, et al. Magneto-hydrodynamic augmented propulsion experiment: I performance analysis and design[R]. AIAA 2002-2184, 2002.
- [3] Lineberry J T, Rosa R J, Biturin V A, et al. Prospects of MHD flow control for hypersonics [R]. AIAA 2000-3057, 2000.
- [4] 于达仁, 唐井峰, 鲍文. 用于高超声速推进的 MHD-Ar-Ramjet 联合循环[J]. 航空学报, 2007, 28(4): 769-775.
YU Daren, TANG Jingfeng, BAO Wen. MHD-arc-ramjet combined cycle for hypersonic propulsion[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2007, 28(4): 769-775. (in Chinese)
- [5] 郑小梅, 杨兴宇. 三维磁流体强化超燃冲压发动机数值模拟[J]. 航空动力学报, 2012, 27(10): 2390-2400.
ZHENG Xiaomei, YANG Xingyu. Simulation of three-dimensional magnetohydrodynamic enhanced scramjet [J]. Journal of Aerospace Power, 2012, 27(10): 2390-2400. (in Chinese)
- [6] Gurijanov E P, Harsha P T. AJAX: new directions in hypersonic technology[R]. AIAA 1996-4609, 1996.
- [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] 毛根旺, 唐金兰. 航天器推进系统及其应用[M]. 西安: 西北工业大学出版社, 2009.
- [9] 王新月, 胡春波, 张堃元, 等. 气体动力学基础[M]. 西安: 西北工业大学出版社, 2006.
- [10] 李益文, 李应红, 张百灵, 等. 基于激波风洞的超声速磁流体动力技术实验系统[J]. 航空学报, 2011, 32(6): 1015-1024.
LI Yiwen, LI Yinghong, ZHANG Bailing, et al. Supersonic magnetohydrodynamic (MHD) technical experimental system based on shock tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2011, 32(6): 1015-1024. (in Chinese)
- [11] 陈强. 激波管流动的理论和实验技术[M]. 北京: 高等教育出版社, 1979.
- [12] 李益文, 李应红, 张百灵, 等. 超声速气流磁流体加速初步实验研究[J]. 力学学报, 2012, 44(2): 238-244.
LI Yiwen, LI Yinghong, ZHANG Bailing, et al. Preliminary experimental investigation on supersonic flow magnetohydrodynamic (MHD) acceleration[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2012, 44(2): 238-244. (in Chinese)
- [13] Bogdanoff D W, Mehta U B. Experimental demonstration of magneto-hydro-dynamic (MHD) acceleration [R]. AIAA 2003-4285, 2003.
- [14] 郑小梅. 高超声速飞行器磁流体技术数值模拟研究[D]. 北京: 北京航空航天大学, 2010.
ZHENG Xiaomei. Numerical investigation of the MHD technology in hypersonic vehicle application[D]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2010. (in Chinese)
- [15] 陈峰, 张百灵, 张杨, 等. 电弧放电诱导喷气流偏转数值模拟研究[J]. 空军工程大学学报, 2012, 13(4): 11-15.
CHEN Feng, ZHANG Bailing, ZHANG Yang, et al. Numerical simulation of arc discharge induction jet flow deflection[J]. Journal of Air Force Engineering University, 2012, 13(4): 11-15. (in Chinese)