

# 电弧推力器流场的数值计算

王 飞<sup>1</sup>, 周前红<sup>2</sup>, 郭少峰<sup>2</sup>, 韩先伟<sup>1</sup>

(1 西安航天动力研究所, 陕西 西安 710100;

2 复旦大学现代物理研究所等离子体试验室, 上海 200433)

**摘 要:** 在流体计算软件 fluent 的微分方程中加入电磁项, 可以计算电磁场作用下的流场。本文介绍了电弧推力器的理论模型, 计算了电弧流场, 并将计算结果和试验数据进行比较。分析了欧姆加热对提高工质气体比冲、降低推进剂消耗的作用, 并根据流场温度分布, 估计了电弧对电极的热烧蚀情况, 提出了相应的解决方案。

**关键词:** 电弧推力器; 数值计算; 电极烧蚀

**中图分类号:** V439

**文献标识码:** A

**文章编号:** (2010) 02-0020-06

## Numerical calculation of flow field of arcjet

Wang Fei<sup>1</sup>, Zhou Qianhong<sup>2</sup>, Guo Shaofeng<sup>2</sup>, Han Xianwei<sup>1</sup>

(1 Xi'an Aerospace Propulsion Institute, Xi'an 710100, China;

2 Plasma Laboratory, Institute of Modern Physics of Fudan University, Shanghai, 200433, China)

**Abstract:** Flow with electromagnetic field can be calculated by Fluent simulation software improved with electromagnetic item. The theoretic model is presented. Research of thermal flow field of arcjet is done through the numerical simulation method. The simulation results are compared with experiment data. The heating effect of plasma torch for improving impulse and saving propellant is evaluated. The ablation of electrode is estimated based on calculation results of temperature.

**Key words:** arcjet; numerical calculation; erosion of electrode

收稿日期: 2009-09-01; 修回日期: 2010-04-01。

作者简介: 王飞 (1981—), 男, 工程师, 研究领域为电弧等离子体发生器模拟计算。

## 0 引言

电弧推力器是利用电弧加热工质气体,使气体膨胀,喷射出去,从而产生推力的动力装置。它可以将经由太阳能电池板转换得到的电能转化为飞行器的动能,为深空探测和飞行器姿态控制提供动力。

电弧推力器和化学推力器的兼容性好,可以直接由燃料箱中获得推进剂。与化学推进系统相比,电弧推进系统在轨道姿态控制方面有更多的优势:比冲高、控制精度高等。低功率电弧推进系统在地球同步轨道卫星上得到了广泛应用<sup>[1-2]</sup>。

本文对电弧推力器进行了详细的数值分析,将计算结果与已发表的实验结果进行比较。讨论了推力器的结构设计和材料选择,分析了增加电弧稳定性、减少热能损失、提高推进效率的措施。

## 1 基本物理模型

对于所有的流体计算,都是解质量和动量守恒方程。如果包括热传导或可压性的流动,需要解能量守恒的附加方程。

### 1.1 基本假设

为减少数值模拟工作的难度,需要对电弧等离子体中的传热与流动规律作一些简化。本文后面电弧的结果都基于如下的假定:

- (1) 电弧等离子体可以看作准平衡的连续介质,流动和传热用 Navier-Stokes 方程描述;
- (2) 电弧等离子体为定常流动,给定点的等离子体状态由温度和压力值来确定;
- (3) 等离子体的各种属性,即其密度、定压比热、粘性系数、热导率、电导率等物性参数都是温度和压强的函数;
- (4) 等离子体为二维轴对称、带旋转的流动;
- (5) 不考虑电极鞘层的影响;
- (6) 用净辐射系数计算辐射的能量损失;
- (7) 重力可忽略不计。

### 1.2 电弧热等离子体的磁流体力学描述

热等离子体中各粒子间相互碰撞足够剧烈,

以致于可以象连续介质一样用流体力学的守恒方程描述。但热等离子体本身的特性,使描述热等离子体的控制方程与普通流体有以下主要区别:

- (1) 由于等离子体与电磁的可作用性,热等离子体的控制方程中要考虑电磁方程;
- (2) 热等离子体中的电流密度很高,所以能量方程中有很强的欧姆加热效应;
- (3) 热等离子体的温度可达  $10^4\text{K}$  量级,这就使得辐射在冷却效应中会起主导作用,特别是在大尺度电弧等离子体中,辐射引起的能量输运相当可观;

(4) 由于在热等离子体中,温度和压强的变化范围都很大(温度一般从几百 K 到几万 K,压强从  $10^4\text{Pa}$  到  $10^6\text{Pa}$ ),这就使得等离子体的物性参数不能简单的写成温度和压强的函数,而需要通过双线性插值得到。

考虑到直流电弧等离子体发生器的轴对称特性,我们选择柱坐标系下的控制方程作为描述直流电弧等离子体发生器内等离子体流动特性的基本方程。由于本文采用二维轴对称的假设,所以下面给出该假设下的磁流体方程组。

质量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r) = 0 \quad (1)$$

轴向动量守恒方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r v_z) = & -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( 2\mu_e \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r\mu_e \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu_e \frac{\partial}{\partial z} (\nabla \cdot \mathbf{v}) + j_z B_\theta \end{aligned} \quad (2)$$

径向动量守恒方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r v_r) = & -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu_e \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] + \\ & \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r\mu_e \frac{\partial v_r}{\partial r} \right] - 2\mu_e \frac{v_r}{r^2} + \rho \frac{v_\theta^2}{r^2} - \frac{2}{3} \mu_e \frac{\partial}{\partial r} (\nabla \cdot \mathbf{v}) + j_z B_\theta \end{aligned} \quad (3)$$

切向动量守恒方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z v_\theta) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r v_\theta) = & \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu_e \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right) + \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r\mu_e \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right] - \rho \frac{v_\theta v_r}{r} - \mu_e \frac{v_\theta}{r^2} - \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial \mu_e}{\partial r} \end{aligned} \quad (4)$$

能量守恒方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z h) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r h) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{k_e}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{k_e}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + v \cdot \nabla p + \mu_e \left[ 2 \left[ \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \frac{v_r^2}{r^2} + \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right)^2 - \frac{2}{3} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r v_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right]^2 + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} - 4\pi \varepsilon N + \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \left( \frac{j_z}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{j_r}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) \right] \quad (5) \end{aligned}$$

电流连续性方程:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma \frac{\partial V}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \sigma \frac{\partial V}{\partial r} \right) = 0 \quad (6)$$

轴向矢势方程:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial A_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) = -\mu_0 j_z \quad (7)$$

径向矢势方程:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial A_r}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_r}{\partial r} \right) = -\mu_0 j_r + \frac{A_r}{r^2} \quad (8)$$

上述方程组中,  $\rho$  为等离子体质量密度;  $v$  为速度, 其轴向分量为  $v_z$ , 径向分量为  $v_r$ , 切向分量为  $v_\theta$ ;  $h$  为等离子体焓值;  $p$  为静压强;  $V$  为电势;  $\varepsilon N$  为净辐射系数 (net emission coefficients, NEC);  $C_p$  为定压热容量;  $\sigma$  为电导率;  $k_e$  为玻耳兹曼常数;  $j_r$  和  $j_z$  分别表示电流密度的径向和轴向分量, 可由电势梯度求出:

$$j_r = -\sigma \frac{\partial V}{\partial r}, \quad j_z = -\sigma \frac{\partial V}{\partial z} \quad (9)$$

$A_z$  和  $A_r$  是矢势的轴向和径向分量, 切向磁感应强度  $B_\theta$  可由矢势求出:

$$B_\theta = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \quad (10)$$

有效粘滞系数为:

$$\mu_e = \mu + \mu_k \quad (11)$$

有效热导率为:

$$k_e = k + \frac{\mu_k C_p}{\sigma_k} \quad (12)$$

式中,  $\mu$  为等离子体分子粘性系数;  $k$  为等离子体分子热导率。而  $\mu_k$  为湍流引起的粘性系数,  $\sigma_k$  湍流 Prandtl 数。

在动量方程中,  $j B_\theta$  和  $-j B_\theta$  分别是洛伦兹力的轴向和径向分量。能量方程 (5) 右边最后三项依次为焦耳热、辐射能量损失和电子焓输运项。

### 1.3 电极结构和边界条件

#### 1.3.1 电极结构尺寸

电极几何结构如图 1 所示。其中压缩室直径 0.6mm, 压缩室长度 0.5mm, 阳极喷管收缩半角 45°, 扩张半角 18°, 入口半径 5mm, 出口半径 4.2mm, 阴极半径 2.5mm, 尖端收缩半角 20°, 阴极尖端到压缩室入口的轴向距离 0.5mm, 喷管膨胀比 196。

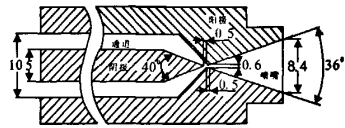


图 1 电极结构尺寸

Fig.1 Physical dimension of the electrode

#### 1.3.2 边界条件

在 fluent 中建立流场模型, 采用轴对称结构, 只需要绘出半部分, 其形状如图 2 所示。HA 为气流入口, HIDEF 为阳极边界, FG 为出口边界, CG 为中心轴, ABC 为阴极边界。

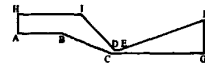


图 2 电弧推力器流场结构

Fig.2 Configuration diagram of the arcjet

#### (1) 流场边界条件

进口给定总压 2atm, 总温 300K, 流动角 0°, 出口压强法向梯度为零。进口组份分别为氮气、氢气。

#### (2) 电磁场边界条件

阴极尖端外表面和阳极表面为按给定电流计算出的定值。

详细边界条件如表 1 所示。

表 1 计算边界条件  
Tab.1 Boundary conditions of simulation

边界	$p$	$v$	$T$	$V$	$A$
AH	2 atm	无滑移边界条件	300K	$\frac{\partial V}{\partial n}=0$	$A=0$
AB		无滑移边界条件	400K	$\frac{\partial V}{\partial n}=0$	$\frac{\partial A}{\partial n}=0$
HI		无滑移边界条件	400K	$\frac{\partial V}{\partial n}=0$	$\frac{\partial A}{\partial n}=0$
BC		无滑移边界条件	3500K	$\sigma \frac{\partial V}{\partial n}=j_c$	$\frac{\partial A}{\partial n}=0$
IDEF		无滑移边界条件	1000K	$\frac{\partial V}{\partial n}=0$	$\frac{\partial A}{\partial n}=0$
FG	0 atm	$\frac{\partial v}{\partial n}=0$	$\frac{\partial T}{\partial r}=0$	$V=0$	$\frac{\partial A}{\partial n}=0$
CG		$\frac{\partial v}{\partial r}=0, v_r=v_\theta=0$	$\frac{\partial T}{\partial r}=0$	$\frac{\partial V}{\partial r}=0$	$\frac{\partial A}{\partial n}=0$

2 计算结果及讨论

电极间的放电会对电极间的气流产生欧姆加热, 传递大量的能量给工质气体, 提高射流的有效出口速度。如果电极间不放电, 冷态时电弧推力器相当于一个冷气推力器, 高压气体从喷管喷出, 形成高速气流, 产生推力。下面就这两种状态进行模拟计算, 分别讨论这两种情况下的推力器性能参数。

2.1 电弧流场计算

氢气电弧计算时电流取值 12 A, 阳极弧根设在推力室的末端。图 3 为喉部流场温度分布图, 图 4 为推力室内马赫数分布。从图中可以看出, 阴极尖端被高温等离子体区域包裹着, 这片区域的温度超过 10000K。在直径 0.6mm 的通道内, 壁面温度 1000K, 喉部中心温度高达 18000K, 温度梯度非常大。这片高温等离子体穿过喉部进入喷管, 气体迅速膨胀, 温度迅速降低, 马赫数上升至 2.5 以上。

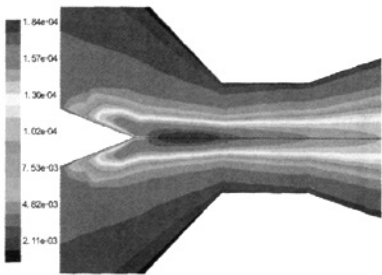


图 3 喉道附近温度 (K) 分布  
Fig.3 Temperature of the throat

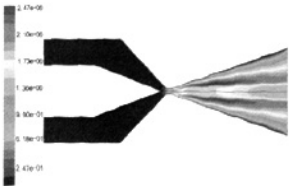


图 4 流场马赫数分布  
Fig.4 Mach number of the flow

为了进一步了解阴极尖端温度场对阴极的危害, 图 5 给出了阴极尖端锥面上的温度分布曲

线。其中横坐标为锥面上某一点到锥面根部的距离，纵坐标为该点的温度。从图 5 中可以看出，除了阴极尖端，锥面大部分区域的温度是低于 2000K 的，尖端附近，温度迅速上升，尖顶处的温度高达 9000K。这样的温度对阴极尖端的烧蚀是不可避免的，现有的试验结果也证明阴极尖端存在烧蚀情况。这一计算结果表明，阴极烧蚀主要处于阴极尖顶很小的区域内。将尖端磨成钝头可以减小烧蚀带来的尖端损坏。

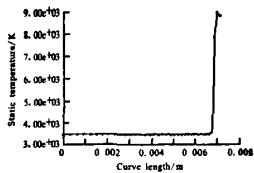


图 5 阴极尖端温度(K)分布  
Fig.5 Temperature (K) of the cathode tip

计算得到气流流率为 6.9mg/s，出口的轴向质量平均速度为 5.7km/s，射流产生的轴向推力为 39.3mN，那么有效比冲约为 582s。

在相同条件下，设电流为 15A，对氮气电弧进行了计算，计算得到气流流率为 24.5mg/s，出口的轴向质量平均速度为 2.0km/s，射流产生的轴向推力为 49mN，比冲为 204s。

2.2 冷态流场计算

计算冷态状况下电弧推力器的流场，只需要忽略动量方程和能量方程的电磁相关项即可。流场边界条件和电弧计算的边界条件一致。

分别计算了氢气、氮气在冷态时的流场。计算结果见表 2。和电弧相比，冷态时气体的流率要高很多，出口平均速度和比冲要低很多。可见，电弧可以明显增加工质气体的速度，提高比冲。

表 2 不同工质气体的冷态计算结果  
Tab.2 Simulation results of cold flow

	流率 mg·s <sup>-1</sup>	平均速度 km·s <sup>-1</sup>	推力 mN	比冲/s
氢气	33.3	2.57	85.6	262
氮气	126.2	0.7	88.3	71.4

2.3 电弧模拟计算结果讨论

数值模拟揭示了推力器内部气流在电流作用下的流场分布情况。电流在压缩室轴线和阴极尖端附近集中，这里的欧姆加热效应很明显，温度很高，中心区的最高温度高达 18000K。在压缩室壁面附近及其入口之前由于冷气流的不断注入，温度相对较低，在喷管扩张段，由于高温电离气体膨胀加速和能量交换，从电弧中心区到喷管出口及喷管壁面温度逐渐降低，在压缩室壁面附近及其入口之前由于冷气流温度低，其密度较大；而在电弧中心区外围，压缩室附近，冷气流与电弧之间的物质能量交换剧烈，密度梯度和温度梯度都很大。在喷管扩张段，气体温度较高并不断膨胀加速，其密度很小。

比较冷态流场和电弧流场，可以明显看出，电弧加热了喷管内的气体，提高了气体的速度，也降低了工质气体的质量流率。推力、工质气体的流率、平均速度和比冲见表 3。

表 3 氢气和氮气电弧计算结果  
Tab.3 Simulation results of hydrogen and nitrogen

	流率 mg·s <sup>-1</sup>	平均速度 km·s <sup>-1</sup>	推力 mN	比冲/s
氢气	6.9	5.7	39.3	582
氮气	24.5	2.0	49	204

这一计算结果和国内的试验<sup>[3-4]</sup>也是吻合的，表 4 为国内电弧加热推力器研究得到的典型数据。试验表明热态与冷态相比，发动机性能显著提高；电弧内部气流的温度很高，电极容易被烧蚀，阳极的烧蚀位置跨越收缩段、喉部、扩张段，其中以阴极尖端和收缩段的烧蚀最为严重；阳极弧根位置对发动机稳定性的影响很大，应想办法将弧点稳定在阳极扩张段。

表 4 电弧加热推力器研究得到的典型数据  
Tab.4 Typical experiment data of arcjet

推进剂	流率 mg·s <sup>-1</sup>	比冲/s	效率	电压/V	电流/A
氢气	2~9	<567.4	<15%	80~100	10
氮气	20~100	<196	<15%	50~60	10

### 3 计算结果讨论

从计算结果可以看出,电弧可以有效提高工质气体速度。电流穿过喷管喉部时,气流中心区域的温度很高,高达18000K。这样的高温气流直接打到喷管喉部上会严重烧蚀喉部。现有的相关试验数据也表明,电弧推力器容易受到各种因素的影响,稳定性较差、阳极喉部和压缩室容易烧蚀。为了确保电极不被高温气流烧蚀,要从稳定流场和提高电极抗烧蚀能力两方面入手,但是提高流场的稳定性是保证电极安全的关键所在,因为阳极弧根一旦转移到压缩室这一侧,会在这狭小阳极表面形成上万度的高温,没有什么材料可以经受这样的高温。如果喉部附近出现近阳极弧根,导致电极烧蚀变形,会进一步破坏电弧流场结构,导致更严重的烧蚀,甚至出现堵住喉部通道的情况。所以,为了提高电极使用寿命,关键是要提高电弧的稳定性,约束阳极弧根的位置。采用绝缘涂层和磁场约束,将阳极弧根约束在推力室扩张段,可以提高电弧的稳定性,延长电极的使用周期。

从计算和实验都可以看出,推力室内高温气流对电极的烧蚀作用是影响电极使用寿命的根本原因,高温对密封部位的破坏也是致命的。要提高电弧推力器的使用寿命,就必须控制推力器各部件的温度,提高高温区域材料外表面的热辐射

系数。采用让工质气体沿特定的流道来冷却电极的再生冷却<sup>[9]</sup>技术、有效的热结构设计等,都可以降低电极温度,提高流场的稳定性和电极使用寿命。再生冷却技术不仅可以冷却电极,还可以预热工质气体,减少热能损失,提高推进效率。

#### 参考文献:

- [1] Martin Riehle, Helmut L. Kurtz, Monika Auweter-Kurtz. Development and test of a 1 kW hydrazine arcjet system [C]. AIAA 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. Bremen: Lake Buena Vista, 1996. 96-2960.
- [2] McLEAN C H, Lichon P G, Sankovic J. 1000-Hour Demonstration of a 600-second Arcjet[C]. AIAA 31st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. San Diego: 1995, 95-2817.
- [3] 刘政胤. 低功率电弧加热发动机性能及稳定性的实验研究[D]. 北京: 清华大学航天航空学院, 2006.
- [4] 汤海滨. 电弧喷射推力器数值模拟与实验研究[D]. 北京: 北京航空航天大学航空宇航推进理论与工程, 2001.
- [5] 唐皇哉, 赵文华, 侯凌云. 清华大学学报[J], 2007, 47(2): 232-235.
- [6] 陈琳英, 宋仁旺. 氙离子推力器束流分布特性研究[J]. 火箭推进, 2007, 33(4): 20-23.
- [7] 盛兆玄, 冯玉军, 徐卓, 等. 铁电阴极用于小功率电推力器[J]. 火箭推进, 2008, 34(2): 37-41.

(编辑: 王建喜)