

DOI: 10.19595/j.cnki.1000-6753.tces.241125

# 基于空心电极的三相交流电弧等离子体炬 建模与实验研究

宋竞绮<sup>1</sup> 郝瑞祥<sup>1</sup> 袁帆<sup>1</sup> 周法<sup>2</sup> 陈海群<sup>2</sup>

(1. 北京交通大学电气工程学院 北京 100044 2. 中国航空空气动力技术研究院 北京 100074)

**摘要** 为满足热防护测试中对测试设备的成本低、功率范围宽、持续运行时间长等要求,该研发了一种双进气道空心电极结构的三相交流电弧等离子体炬,建立三维湍流磁流体动力学多物理场耦合仿真模型,得到了整个炬内电弧等离子体的流动状态和电-热特性,并揭示了进气量、工作电流、进气量分配比和工作频率对等离子体炬内多物理场分布和电弧特性的影响规律。研究表明,在进气量从30 g/s增大到60 g/s的过程中,壁面流动气体的冷却效应显著强于弧柱加热效应,使炬内温度呈下降趋势;电弧电压随着工作电流的减小、总进气量的增加和进气量分配比的增加而增大;电弧工作频率在1 kHz时比工频具有更稳定的运动趋势,弧根旋转速度更快,与电极接触面积变小,有助于提高电极寿命。仿真与实验结果对比误差均在8%以内,验证了所建模型的准确性。

**关键词:** 空心电极 交流等离子体炬 三维电弧建模 电弧高频特性

**中图分类号:** TM501.2

## 0 引言

隔热材料是航天器的第一道安全防线,为确保飞行器能够在极端条件下保持完整性和安全性,需通过隔热材料性能测试和隔热结构强度测试<sup>[1]</sup>。使用高焓风洞在地面进行实验的成本昂贵,而电弧等离子体炬可以用来进行地面烧蚀性能测试的预实验,并节约成本。这类等离子体炬需要具有功率高、效率高、可靠性高、输出功率范围宽和设备持续运行时间长的特点<sup>[2]</sup>。

根据驱动方式的不同,等离子体炬可分为直流和交流两种类型<sup>[3]</sup>。直流等离子体炬虽然应用广泛且容易输出更高的热量,但其设备开发成本高、电极和敏感电子器件寿命有限,可靠性差<sup>[4]</sup>。交流等离子体炬比直流等离子体炬少了一套庞大的整流器设备,具备较低的装备开发与运行成本、较长的电极使用寿命、丰富的结构设计和电极布局形式以及较高的热效率<sup>[4]</sup>。

俄罗斯科学院设计了一种单相工频交流等离子体炬<sup>[5]</sup>,其所形成的电弧射流不稳定,具有较大的温度变化,但可用来作为其他等离子体炬的点火装

置。清华大学通过改变电极和中心轴角度,并加入水冷约束管,设计了一套新型六相交流电弧等离子体实验平台<sup>[6]</sup>,能够得到比传统直流或感应耦合等离子体炬更长、直径更大的射流。日本东京工业大学设计了一种工频十二相交流等离子体炬<sup>[7]</sup>,使用十二个单相交流弧焊电源供电,虽然其能够喷出更均匀稳定的射流,但成本高、控制复杂且不易大功率输出。法国巴黎高等矿业学院在三相交流加热器中改变棒状电极的排布结构发现,共面布局能够比同轴布局获得更稳定的电弧<sup>[8-9]</sup>。从国内外电弧等离子体炬的结构设计和实际应用方面来看,三相交流电弧等离子体炬具有供电简单、运行可靠的优点。棒状和空心结构是电弧等离子体炬常用的两种电极结构形式,棒状电极的电弧发生器中弧根固定,很容易被烧坏<sup>[3]</sup>。采用双进气道结构的空心电极可通过气动力调节弧根在电极内壁面的位置,从而将电弧拉长,使电弧电压升高,在得到相同输出功率的条件下工作电流较小,进而降低电极烧蚀程度,提高电极寿命。此外,其弧长可调节的特点也表明空心电极结构可实现更宽范围的功率调控<sup>[2]</sup>。俄罗斯科学院针对棒状和空心电极的工频三相交流等离子体炬开展热量传递实验研究<sup>[10-11]</sup>,发现空心电极使

使用寿命比棒状电极高出 10 倍以上。但这种电极结构类型的等离子体炬设计较复杂,在国内的研究和应用较少。

交流等离子体炬受内部空间限制难以获得炬内物理场信息及等离子体特性,导致动态特性试验研究困难<sup>[12]</sup>,需通过对交流等离子体炬的高精度建模得到其物理场的分布及等离子体特性<sup>[13-14]</sup>,进而获得最佳的等离子体炬流动参数和运行模式。

相比于电弧焊接、故障电弧、等离子体射流和开关电弧<sup>[15-18]</sup>,等离子体炬内部具有更复杂、更不规则的流动特性,其电弧建模难度更高。法国巴黎文理研究大学从数值模拟和实验研究两方面对棒状电极三相交流等离子体炬进行了研究<sup>[19-21]</sup>,搭建了基于层流流动的三维磁流体动力学(Magneto-hydrodynamic, MHD)模型,并结合实验进行了验证。但基于层流流动假设的模型未体现出电弧等离子体流动的不规则性以及其作为非线性时变负载的特性。俄罗斯科学院建立了三相交流等离子体炬二维数值仿真模型<sup>[22]</sup>,得到了稳态下等离子体平均温度分布、速度分布和整个系统的功率热损失,但该模型未考虑电弧辐射热损失。上海交通大学搭建了直流等离子体炬二维和三维模型<sup>[23-24]</sup>,并设计了一套热焓探针实验装置对射流进行测量,模拟结果和实验测量结果吻合较好。核工业西南物理研究院自行研制了双阳极结构直流电弧等离子体炬<sup>[25]</sup>,根据流体动力学和电磁学理论搭建了二维电弧等离子体数学物理模型,讨论了气体质量流量对电弧电压、温度和速度的影响。中国科学技术大学对外部磁场调控的直流等离子体炬进行了大量数值模拟和实验研究<sup>[26-27]</sup>,得到了大面积分散均匀的等离子体射流。清华大学针对自主研发的六相交流电弧实验平台,搭建了电-磁-热-流动-化学强耦合的数值模型,研究了不同真空腔环境压力对射流和等离子体气体温度的影响<sup>[28]</sup>,并结合烧蚀实验表明该平台可为航天器重返大气层组件表面提供模拟热环境<sup>[29]</sup>。但该仿真模型并未考虑放电区,而放电区电弧特性和气体会对射流区特性产生较大的影响。目前,国内外各研究机构对各种结构的等离子体炬有较深入的数值模拟和实验研究,但大多致力于传统或多电极直流等离子体炬及棒状电极结构的交流等离子体炬的研究,有关双进气道结构的空心电极交流等离子体炬的研究较少。

本文考虑了双进气道的空心电极结构设计优势,在三相交流电弧发生器的基础上研发了一种磁

动、切向进气、超声速射流的三相交流等离子体炬,并对其进行建模与实验研究。首先,建立三维湍流 MHD 多物理场耦合仿真模型,得到整个炬内电弧等离子体的流动状态和电-热特性;其次,研究并揭示进气量、工作电流、进气量分配比和工作频率对等离子体炬内电场、磁场、温度场、流场分布和电弧特性的影响规律;最后,将仿真与实验结果进行对比,验证所建模型的正确性。

## 1 三相交流电弧等离子体炬模型

### 1.1 物理模型与基本假设

三相交流电弧等离子体炬的简化模型如图 1 所示,其包含 3 个结构完全相同、彼此间隔 120° 的电弧室和 1 个共用的电弧混合室。其中,每个电弧室由空心电极、具有 8 个旋气角度为 45° 小孔的进气环及收缩段组成。绝缘材质的进气环将空心电极与收缩段隔开,并通入切向的工作气体。为了防止短路,在空心电极后端也通入少量气体。电极外部的线圈用来产生磁场,使电弧在洛伦兹力作用下沿空心电极内壁旋转。

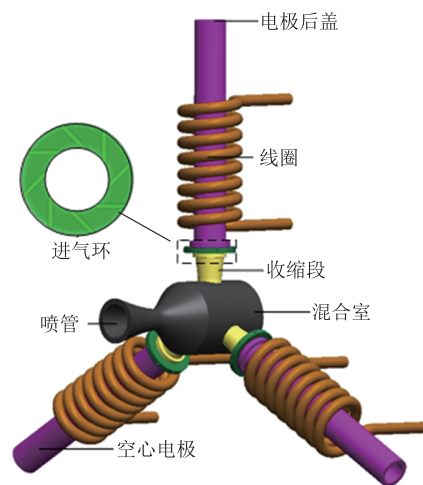


图 1 三相交流等离子体炬的简化模型

Fig.1 Simplified model of the three-phase AC plasma torch

电弧等离子体炬物理模型耦合了电磁场、流场和热场,其内部物理传热过程如图 2 所示。当电极交替工作时,阴极区、阳极区和电弧弧柱均存在不同的热效应。阴极区具有热传导、离子热效应、电子冷却效应和辐射散热;阳极区具有热传导、吸收电子热和辐射散热;电弧弧柱具有焦耳热、电子输运焓和辐射散热。

为了降低建模难度并且能够在计算流体力学软件中模拟电弧的特性和行为,做如下简化和假设:

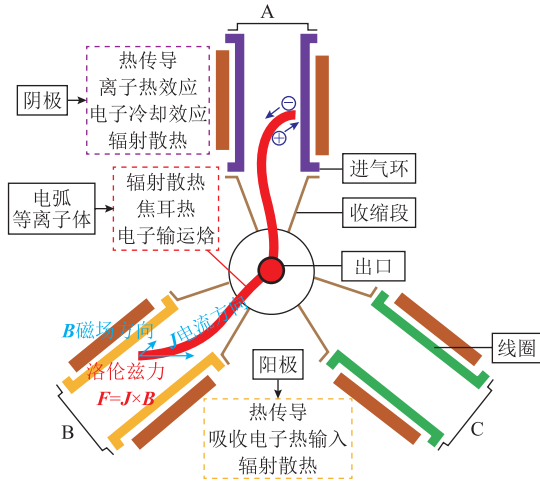


图 2 电弧等离子体炬物理传热过程

Fig.2 Physical heat transfer process of arc plasma torch

- ① 电弧等离子体为连续介质流体，并满足局部热力学平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium, LTE);
- ② 电弧等离子体的热力学参数和输运参数只受温度和压强的影响;
- ③ 电弧等离子体的辐射热损失只受温度影响;
- ④ 忽略鞘层对电弧的影响;
- ⑤ 电弧等离子体炬工作过程中，忽略电弧室壁面烧蚀及其产生的金属蒸气对电弧造成的影响。

### 1.2 数学模型

MHD 使电弧等离子体同时满足流体力学的 Navier-Stokes (N-S) 方程组和湍流方程、电磁学的 Maxwell 方程组。本文使用雷诺时均 (Reynolds-Averaged Navier-Stokes, RANS) 的 Realizable  $k-\varepsilon$  湍流模型计算湍流流动<sup>[30]</sup>。该模型引入了与旋转和曲率有关的内容，更适用于等离子体炬中旋转流动、逆压梯度以及圆管射流的情况<sup>[31]</sup>。

#### 1.2.1 流体力学控制方程

定义  $\bar{\phi}$  和  $\phi'$  分别表示随机变量  $\phi$  的时间平均值及相对平均值的脉动量，随机变量  $\phi = \bar{\phi} + \phi'$ <sup>[31]</sup>。将  $x$ 、 $y$ 、 $z$  三坐标方向瞬时值表示为平均值和脉动值之和，进行雷诺时均变化，得出时均形式的方程如下所示。

##### 1) 质量守恒方程

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

##### 2) 动量守恒方程

$$\bar{\rho} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \bar{F}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \bar{\tau}_{ij} + (-\overline{\rho u'_i u'_j}) \right] \quad (2)$$

其中

$$\tau_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu_L \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_L \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (3)$$

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \tau_i = -p_i \delta_{ij} + \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (4)$$

$$p_t = \frac{2}{3} \rho \left( \overline{u_x'^2 + u_y'^2 + u_z'^2} \right) = \frac{2}{3} \rho k \quad (5)$$

式中， $i, j = x, y, z$  表示对应变量矢量的各方向分量； $\mathbf{u}$  为速度； $\rho$  为密度； $p$  为压强； $\tau_{ij}$  为黏性应力张量的各方向分量； $\mu_L$  为涡黏系数； $\delta_{ij}$  为“Kronecker delta”符号 (当  $i=j$  时， $\delta_{ij}=1$ ；当  $i \neq j$  时， $\delta_{ij}=0$ )； $p_t$  为脉动速度造成的压力； $k$  为湍流脉动动能； $\mu_t$  为湍流黏性系数； $u'_x$ 、 $u'_y$  和  $u'_z$  分别为脉动速度在三个方向上的分量； $\mathbf{F}$  为动量守恒方程的源项，此处具体为洛伦兹力，在三维中可表示为

$$\begin{cases} F_x = J_y B_z - J_z B_y \\ F_y = J_z B_x - J_x B_z \\ F_z = J_x B_y - J_y B_x \end{cases} \quad (6)$$

式中， $J_x$ 、 $J_y$ 、 $J_z$  分别为电流密度  $\mathbf{J}$  各方向的分量； $B_x$ 、 $B_y$ 、 $B_z$  分别为磁感应强度  $\mathbf{B}$  各方向的分量。

##### 3) 能量守恒方程

$$\bar{\rho} \left( \frac{\partial \bar{e}_t}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{e}_t)}{\partial x_j} \right) = -\bar{p} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{\tau}_{ij} + q_j)}{\partial x_j} + \bar{S} \quad (7)$$

其中

$$\bar{S} = \frac{J_x^2 + J_y^2 + J_z^2}{\sigma} + \frac{5k_B}{2e} \left( J_x \frac{\partial T}{\partial x} + J_y \frac{\partial T}{\partial y} + J_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) - q_{\text{rad}} \quad (8)$$

$$q_j = k_T \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (9)$$

式中， $e_t$  为单位质量总能； $q_j$  为热流密度矢量分量； $S$  为电弧热源项； $k_B$  为玻耳兹曼常数， $k_B=1.38 \times 10^{-23}$  J/K； $e$  为基本电荷量， $e=1.6 \times 10^{-19}$  C； $\sigma$  为电导率； $q_{\text{rad}}$  为电弧辐射散热量； $k_T$  为导热系数； $T$  为温度。

##### 4) 湍流方程

Realizable  $k-\varepsilon$  湍流模型中，耗散率  $\varepsilon$  方程为

$$\rho \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (\varepsilon \bar{u}_j)}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_t + \frac{\mu_t}{\delta_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 \bar{S} \varepsilon + S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} - C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} C_b \quad (10)$$

湍流脉动动能  $k$  方程为

$$\rho \left( \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(k\bar{u}_j)}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_1 + \frac{\mu_t}{\delta_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_b - \rho \varepsilon - Y_m + P_k + S_k \quad (11)$$

式中,  $\mu_1$  为层流涡黏系数;  $\nu$  为运动黏度;  $P_k$  为速度梯度产生的湍流动能;  $G_b$  为由浮力产生的湍流动能;  $Y_m$  为可压缩湍流中波动膨胀对总耗散率的贡献;  $C_1$ 、 $C_2$ 、 $C_b$ 、 $C_{1\varepsilon}$  和  $C_{3\varepsilon}$  为常数;  $\delta_\varepsilon$  和  $\delta_k$  分别为  $\varepsilon$  和  $k$  的湍流普朗特数;  $S_\varepsilon$  和  $S_k$  分别为  $\varepsilon$  方程和  $k$  方程的源项。

湍流黏性系数  $\mu_t$  变为

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (12)$$

式中,  $C_\mu$  为湍流动力黏性系数, 表达式为

$$C_\mu = \frac{1}{4 + \sqrt{6} \cos \psi} \frac{U^* k}{\varepsilon} \quad (13)$$

式中,  $U^*$  为同时考虑变形率张量和旋转张量的函数;  $\psi$  为代表旋转项的变量。

1.2.2 电磁学控制方程

$$\begin{cases} \nabla \cdot (-\sigma \nabla \varphi) = 0 \\ \mathbf{E} = -\nabla \varphi \\ \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \\ \nabla^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J} \\ \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \end{cases} \quad (14)$$

式中,  $\mathbf{A}$  为磁矢量势;  $\mu$  为磁导率;  $\mathbf{E}$  为电场强度;  $\varphi$  为电势。

为求解上述控制方程, 需要气体相关物性参数, 本文空气等离子体相关物性参数来自气体放电等离子体基础数据库<sup>[32]</sup>。

1.3 模型网格与边界条件

三相交流电弧等离子体炬的网格剖分示意图如图 3 所示, 计算域只包括电极、螺线管、流体域和磁场求解域。电极和螺线管形状规则, 采用均匀六面体网格, 流体域和磁场求解域需采用多面体网格, 并给流体域加入边界层网格。对旋气口以及靠近电弧区域的网格进行细化, 以便准确地解析物理场。

边界条件包括三类: 热场边界条件、流场边界条件和电磁场边界条件。由于 3 个电弧室的边界条件设置方法类似, 故此处只给出其中 1 个电弧室的边界条件设置方法, 如图 4 和表 1 所示。表 1 中,  $\mathbf{n}$  为边界方向法向量。

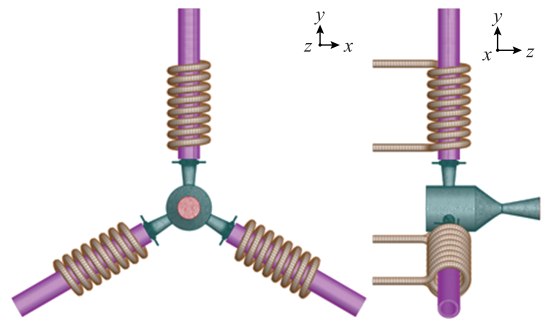


图 3 三相交流电弧等离子体炬的网格剖分示意图

Fig.3 Mesh generation of the three-phase AC arc

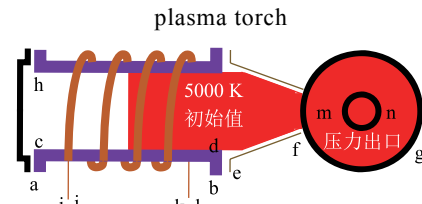


图 4 电弧等离子体炬模型的边界条件设置

Fig.4 Boundary condition setting for the arc plasma torch model

表 1 电弧等离子体炬模型的边界条件设置

Tab.1 Boundary condition setting for the arc plasma torch model

边界	类型	流量/ (g/s)	温度	压力	电势	磁矢量势
ab	壁面	0	6 000 W/ (m <sup>2</sup> ·K)	$\partial p / \partial n = 0$	$\partial \varphi / \partial n = 0$	$\partial A / \partial n = 0$
bc	入口	8.34	300 K	0.1~1 MPa	$\partial \varphi / \partial n = 0$	$\partial A / \partial n = 0$
efg	壁面	0	6 000 W/ (m <sup>2</sup> ·K)	$\partial p / \partial n = 0$	0	$\partial A / \partial n = 0$
cd	壁面	0	300 K	$\partial p / \partial n = 0$	$\partial \varphi / \partial n = 0$	$\partial A / \partial n = 0$
ch	入口	1.67	300 K	0.1~1 MPa	$\partial \varphi / \partial n = 0$	$\partial A / \partial n = 0$
ij	壁面	0	300 K	$\partial p / \partial n = 0$	$\partial \varphi / \partial n = 0$	$\partial A / \partial n = 0$
kl	壁面	0	300 K	$\partial p / \partial n = 0$	0	$\partial A / \partial n = 0$
mn	出口	—	$\partial T / \partial n = 0$	0	0	0

1) 热场边界条件

工作气体流入温度恒定为 300 K。电极内外壁面的初始温度均为 300 K, 设置通有水冷的外壁面的表面传热系数为 6 000 W/(m<sup>2</sup>·K), 该表面传热系数考虑了冷却流量、流动材料的性质、几何构型以及表面温度。外部辐射系数设置为 0.4。流体域给定 5 000 K 初始高温, 以便起弧并快速达到稳态。

2) 流场边界条件

进气口均为质量流量入口边界条件, 给定气环入口流量为 8.34 g/s, 电极后盖进气口流量为 1.67 g/s, 并对各入口流量进行平滑过渡处理, 在初

始值的基础上逐渐增加入口流量防止残差过大导致模型发散。管道内壁面均设置为无滑移边界。入口处湍流强度为 2.5%，湍流黏度比为 10。喷管出口处设置为标准大气压。

### 3) 电磁场边界条件

由于旋流的强烈冷却作用，电极附近气温接近壁温，因此气体的电导率很低，在 LTE 模型中无法保证电流的连续性。根据 V.Nemchinsky 提出的模型<sup>[33-34]</sup>，通过对流体域邻近电极表面一薄层赋予高电导率来保证电流连续性。三个电极施加频率为 50 Hz、有效值为 200 A、相位差为 120° 的三相交流电。每个螺线管上施加与其同轴电极有效值相同、相位超前 120° 的三相交流电。为使方程组成立，磁场求解域边界的磁矢势等于 0<sup>[12, 35]</sup>。

## 2 仿真结果与分析

### 2.1 电弧特性和行为

当电极电流有效值为 200 A、线圈电流有效值为 200 A、电流频率为 50 Hz、总空气流量为 30 g/s 时，半个周期内等离子体炬内交流电弧等离子体的动态演变过程如图 5 所示。其中每支电弧用 7 500、8 500 和 9 500 K 三个不同的等温度面来表示。电弧在单独的圆柱形通道中燃烧，并在混合室内相互靠近，随着三相交流电交替工作。电弧呈细长状，以 7 500 K 温度单值面表示的电弧半径约为 10 mm，

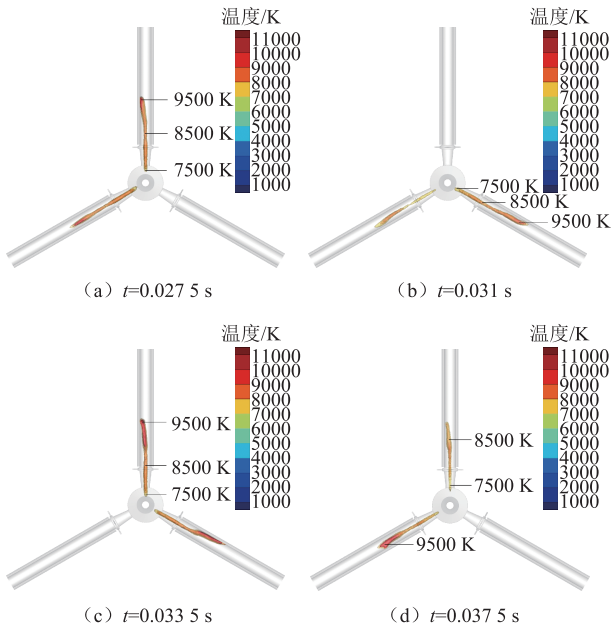


图 5 半个周期内等离子体炬内交流电弧等离子体的动态演变过程

Fig.5 Dynamic evolution of the AC arc plasma in the plasma torch within half a cycle

达到电流峰值时单支弧长约为 120 mm。

0.03~0.037 5 s 等离子体炬内部温度分布变化情况如图 6 所示。在 0.03~0.032 5 s 时，B 相电流逐渐减小，并通过混合室向电流最大的 C 相移动，形成闭合回路。随着 A 相电流变大，其弧室温度升高，B 相电弧熄灭，并在电弧室轴线处留下约为 5 000 K 的热通道，以便再次起弧。通过图 5 和图 6 可得出三相交流等离子体炬内电弧燃烧规律：两相电弧燃烧时，当其中一相熄灭，第三相电弧会被点燃，该过程呈现周期性交替机制。在一个时间周期会重复 6 次，即一个周期内电弧会在电弧室内旋转 2 圈，是供电频率的 2 倍。

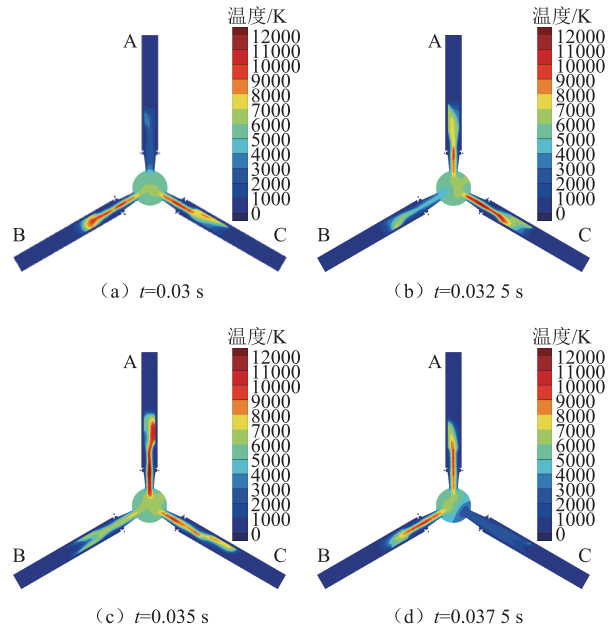
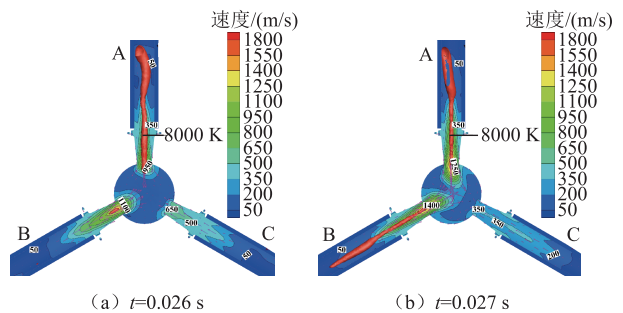


图 6 等离子体炬内部温度分布

Fig.6 Temperature distribution in the plasma torch

图 7 为等离子体炬内四个不同时刻的速度分布变化。在 0.026~0.027 s 时，C 相电弧室内温度下降，速度下降。在 0.027~0.028 s 时，C 相电弧室内的速度从最高 350 m/s 增长到 1 400 m/s。在 0.028~0.029 s 时，C 相电流的增加使电弧室内形成短弧，速度最高增长到 1 550 m/s。



(a)  $t=0.026$  s

(b)  $t=0.027$  s

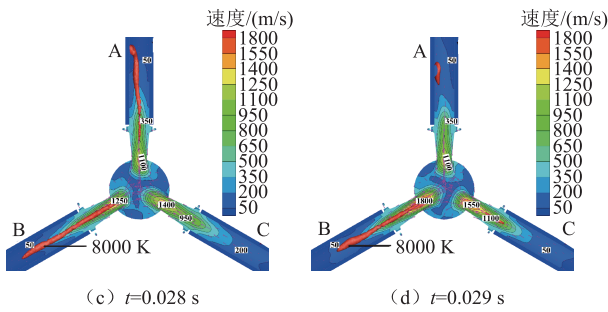


图7 等离子体炬内四个不同时刻的速度分布变化  
Fig.7 The velocity distribution changes at four different moments inside the plasma torch

三相电弧电压仿真波形如图8所示，电弧电压大致呈方波变化，起弧和熄弧阶段均存在电压尖峰。通过图8可得到A相电弧电流和电弧电压降之间的关系，即A相电弧伏安特性，如图9所示。图9中，点0至点1为起弧阶段，在点0时电流过零，输入功率为零，弧柱温度下降且直径变小，电弧电阻变大；点1至点2为燃弧阶段，当电流继续增加，弧柱温度升高且直径变大，电弧电阻变小，电弧电压随着电流的增大而减小；点2至点3为燃弧阶段，当电流从峰值开始减小时，弧柱温度降低且直径变小，电弧电阻变大，电弧电压随着电流的减小而增加，且电弧电压会比上一时期相同电流值时的电弧电压小；点3至点0为熄弧阶段，电弧熄灭，电弧

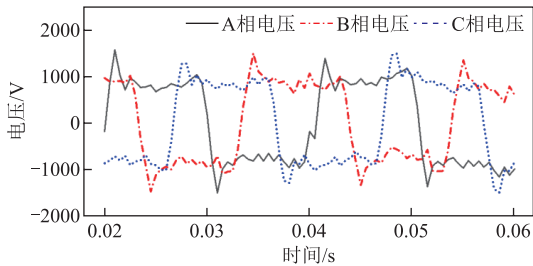


图8 三相电弧电压仿真波形

Fig.8 Simulation waveforms of three-phase arc voltage

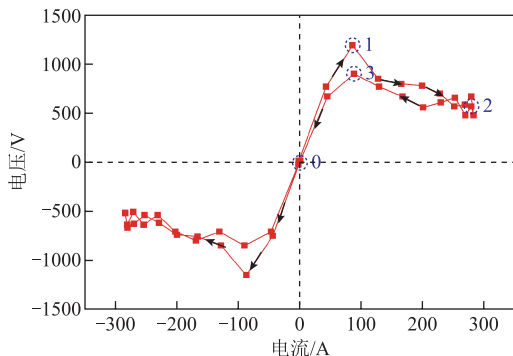


图9 三相交流电弧等离子体炬A相负载伏安特性曲线  
Fig.9 Voltage ampere characteristic curve of A-phase load in arc plasma torch

电压随着电流减小而降低。

图10展示了0.0325~0.0375s内五个时刻等离子体炬A相电弧弧根与电极接触面的位置变化。电弧弧根沿着空心电极内表面在轴向小幅度波动，在径向持续旋转。起弧阶段弧根与电极之间的接触面积较小，燃弧阶段弧根受到洛伦兹力和气动力的作用，使其拉伸旋转，弧根与电极之间的接触面积变大。在0.035s时，A相电流达到峰值，弧根受到的洛伦兹力最大，运动速度明显增大，电弧从阳极经过弧柱向阴极流动形成的自感应磁场最大，磁感应强度约为0.03T。在0.005s的燃弧过程中，弧根在电极内壁中旋转了一圈，平均旋转速度为17.4m/s。仿真结果表明，在洛伦兹力的作用下，电弧沿着电极径向旋转；在气动力的作用下，电弧沿电极边界轴向上下波动。洛伦兹力受磁场强度、电流幅值等因素的影响，而洛伦兹力的强弱则直接反映在电弧表面的径向转动速度上。

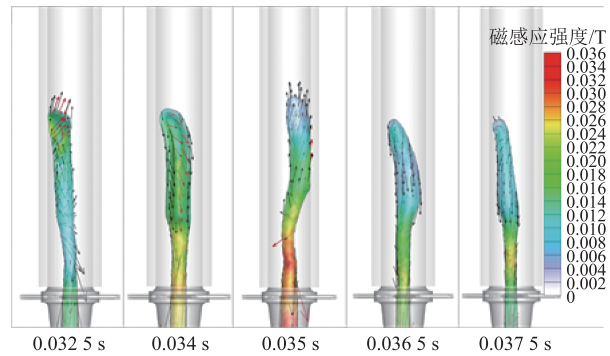


图10 电弧弧根在五个不同时刻的位置

Fig.10 The potential distribution of the arc at five different moments

## 2.2 进气量、工作电流和工作频率对电弧特性的影响

### 2.2.1 不同进气量下的仿真结果分析

图11展示了不同进气量时，从混合室中心沿A相电弧室轴线上的温度分布。沿切向进入电弧室的工作气体会在电弧室壁面形成一层低温绝缘的冷气层，随着进气量的增加，电弧周围的冷气层厚度增加，电弧受到的冷气层压缩效应增强，电弧直径减小。气体一部分进入电弧进行燃烧，另一部分在冷气层外部沿壁面流动。沿壁面流动气体的冷却作用要大于另一部分带来的热量，即随着进气量的增加，温度分布呈下降趋势。需要说明的是，虽然炬内进气量增加，但进气环和电极后盖处进气量的比值（进气量分配比）不变，所以气动力平衡位置没有发生改变，三种工况下电弧弧根均落在距混合室中心点0.138m处。

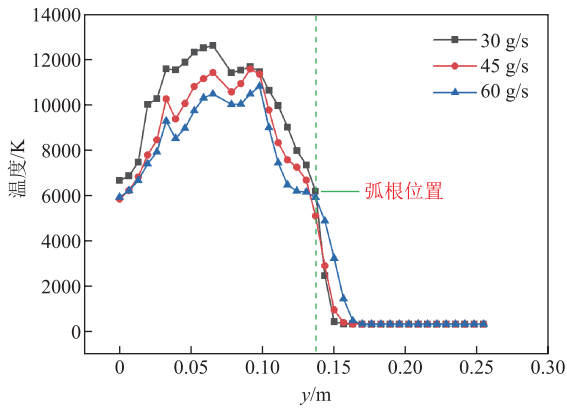


图 11 不同进气量下沿 A 相电弧室轴线上的温度分布  
 Fig.11 Temperature distribution values along the axis of the phase-A arc chamber under different intake rates

图 12 展示了不同进气量时,从混合室中心沿 A 相电弧室轴线上的速度分布。由于电弧室内通道直径未发生改变,增大工作气体的流量将导致高温等离子体射流速度增大。

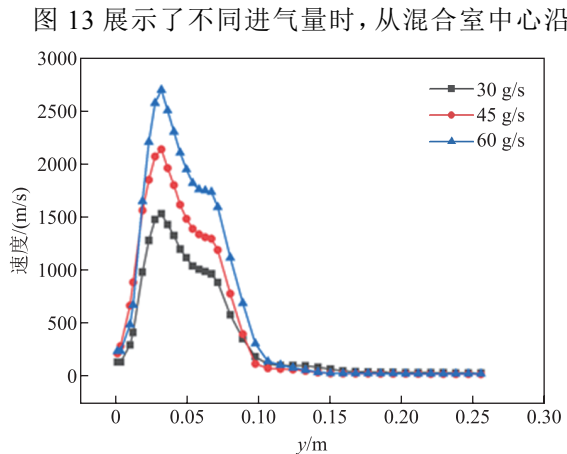


图 12 不同进气量下沿 A 相电弧室轴线上的速度分布  
 Fig.12 Temperature distribution along the axis of the phase-A arc chamber under different intake rates

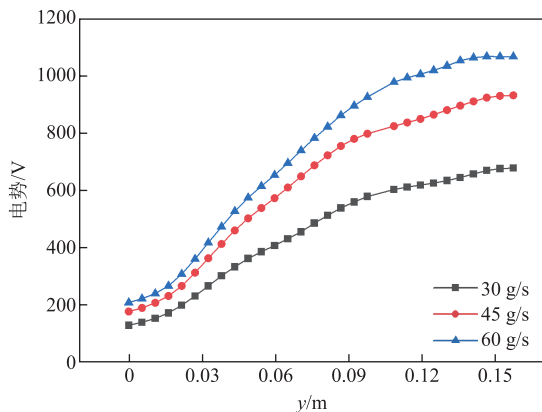


图 13 不同进气量下沿 A 相电弧室轴线上的电势分布  
 Fig.13 Potential distribution along the axis of the phase-A arc chamber under different intake rates

相电弧室轴线上的电势分布。当进气量从 30 g/s 增加到 60 g/s 时,电弧电压呈增大趋势。进气量增加使冷气流和电弧的热交换强度增加,导致电弧柱冷却和收缩,使电流密度增加、电导率降低。电流大小不变,电弧压降增加,使等离子体炬功率变大。

2.2.2 不同工作电流下的仿真结果分析

图 14 展示了不同工作电流时,从混合室中心沿 A 相电弧室轴线上的温度分布。其中温度场轮廓呈抛物线形,从弧根到电极后盖处的温度分布快速下降。通过比较电流有效值为 200、300 和 400 A 时的温度分布可知,300 A 时气流脉动使电弧位置向下波动,弧长变短,电弧收缩段到弧根位置处的温度分布发生变化。轴线上的温度分布可以分为三个区域:区域 1 对应混合室至收缩段,不同工作电流下的温度分布轮廓位置和形状几乎相同,随着工作电流增大,电弧温度上升的幅度变小;区域 2 对应收缩段到电极中部,弧柱温度降低;区域 3 对应电极中部到电极末端,炬内温度保持不变。

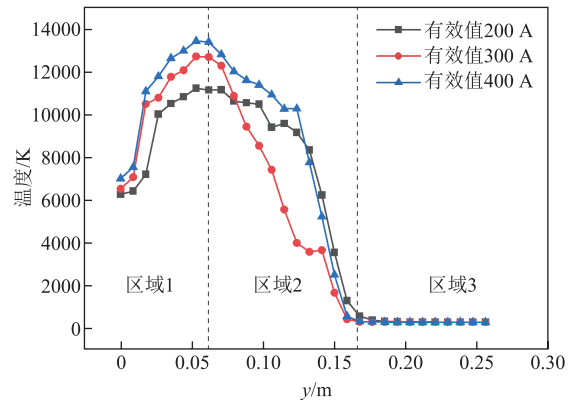


图 14 不同工作电流时沿 A 相电弧室轴线上的温度分布

Fig.14 Temperature distribution along the axis of the phase-A arc chamber under different operating currents

图 15 展示了不同工作电流时,从混合室中心沿 A 相电弧室轴线上的速度分布。可见轴线上的速度随着施加电流值的增加而增加,且轴线上的速度要比周围区域的速度场高一个数量级。随着电流增大,速度上升的幅度变小。

2.2.3 不同进气量分配比的仿真结果分析

图 16 展示了相同工作电流 (200 A)、总进气量 (30 g/s) 和不同进气量分配比时,从混合室中心沿 A 相电弧室轴线上的温度分布。图 16 中 K 表示进气环处进气量与电极后盖处进气量的比值,即进气量分配比。由图 16 可知,不同 K 时电弧弧根的附着位置不同, K 值越大,电弧在轴向的拉伸程度

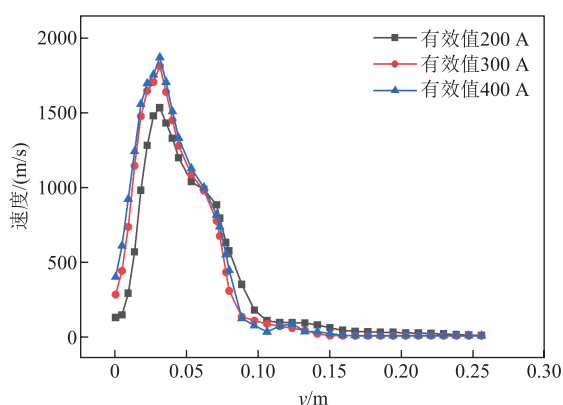


图 15 不同工作电流时沿 A 相电弧室轴线上的速度分布

Fig.15 The velocity distribution along the axis of the phase-A arc chamber under different working currents

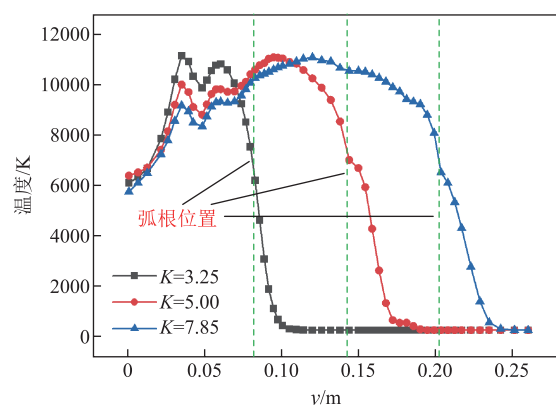


图 16 不同进气量分配比时沿 A 相电弧室轴线上的温度分布

Fig.16 Temperature distribution along the axis of the phase-A arc chamber with different inlet distribution ratios 越明显, 电弧越长, 电弧弧根越靠近电弧后盖。在  $y$  轴的  $0.02 \sim 0.07$  m 处, 电弧温度随  $K$  值的增加呈下降分布。

图 17 展示了相同工作电流 (200 A)、总进气量 (30 g/s) 和不同  $K$  时, 从混合室中心沿 A 相电弧室轴线上的电势分布。由图 17 可知, 当  $K$  值从 3.25 增加到 7.85 时, 电弧电压呈增大趋势。

#### 2.2.4 高频供电下的仿真结果分析

当将三相供电频率提高为 1 kHz 时, 电弧弧根在五个不同时刻的动态演变如图 18 所示。在转速方面, 电弧弧根在 1.175~1.375 ms 旋转了 1/4 圈, 平均速度为 87 m/s, 弧根旋转速度是工频弧根旋转速度的 5 倍。电弧弧根在电极固定位置的驻留时间缩短, 进而有效地降低了电极的烧蚀速率。在弧根区域最高温度恒定的条件下, 接触面积的减小减少了热量的传导, 从而显著提升了电极的使用寿命。与

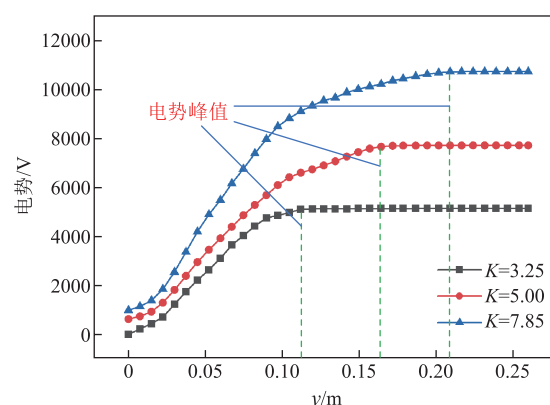


图 17 不同进气量分配比时沿 A 相电弧室轴线上的电势分布

Fig.17 Potential distribution along the axis of the phase-A arc chamber at different intake air distribution ratios

图 10 相比, 高频电弧的运动趋势变得稳定, 电弧上的压降变化变得平缓, 使等离子体炬功率输出更稳定, 从而能够得到更均匀、稳定的射流。

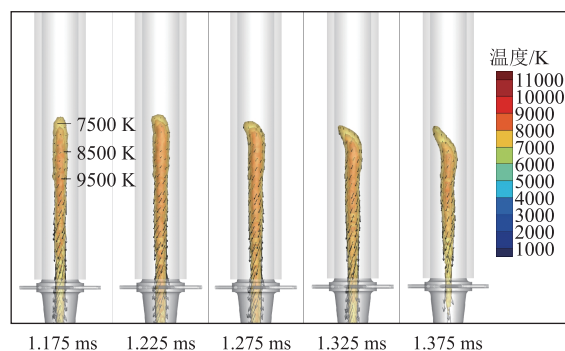


图 18 供电频率为 1 kHz 时电弧在五个不同时刻的变化  
Fig.18 The variation of arc at five different moments when the power supply frequency is 1 kHz

## 3 实验验证

### 3.1 实验系统

本文设计了一套三相交流等离子体炬实验模型, 实验原理示意图如图 19 所示。实验系统包括电源系统、水冷系统、等离子体形成气体的制备和供应系统以及电压电流测量系统。三相交流等离子体炬实验中, 0.5~1 s 采用高压击穿方式起弧, 上游电源为 10 kV 三相工频交流电源, 产生电弧瞬间的击穿电压近似为电源电压, 待产生电弧后切换三相电源。在电弧室和混合室内, 电弧在电磁力和流动力的作用下产生径向收缩、轴向拉长和弧根旋转等行为。在出口处形成高温、高焓、高速的等离子体射流。等离子体外壳部分均采用循环水冷却, 防止电极在短时间内因烧蚀而损坏。使用电压互感器测量电弧电压, 其中一端连接至空心电极末端, 另一端

连接在混合室壁面上，最后通过一套数字采样系统将电流电压信号传输至计算机用于数据记录。根据等离子体炬的瞬时值计算等离子体炬的功率和电压电流有效值。自动压力调节器-流量计也连接到计算机，用于调节供应到炬内的等离子体形成气体。当等离子体炬工作时，通过高速摄像机拍摄喷嘴喷出的射流形态并测量温度。

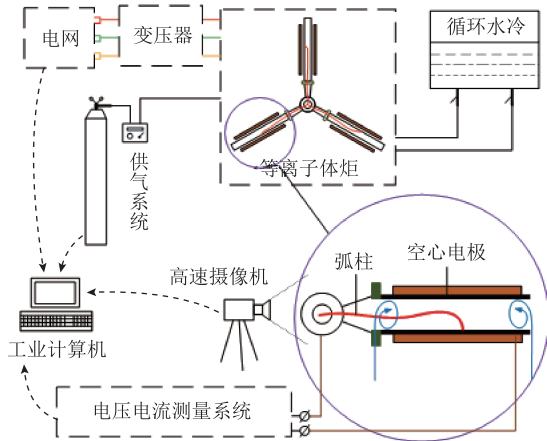


图 19 实验原理示意图

Fig.19 Principle diagram of the experiment

### 3.2 实验验证

本节针对第 2 节进气量、工作电流、进气量分配比和工作频率对电弧特性和炬内物理场分布的影响开展实验研究。实验系统采用三相交流等离子体炬，其内部为封闭状态，无法直接拍摄到炬内的电弧状态和行为。因此，本文采用对比电弧电压、喷嘴出口温度和电弧弧根位置三种方式间接验证所搭建的数值模型的正确性。

#### 3.2.1 电弧电压验证

当工作频率为 50 Hz 时，实验与仿真得到七种不同工况下的三相电压有效值见表 2。表 2 中的电压误差为实验与仿真的各相电压有效值误差中的最大值。由表 2 可知，电弧电压随着工作电流的减小、总进气量的增加和进气量分配比的增加而增大，这与仿真中得到的规律一致。并且实验与仿真的电压误差均在 7% 以内，表明该模型能够真实反映电弧负载的电气特性。

表 2 电弧电压实验与仿真结果对比

Tab.2 Comparison between experimental results and simulation results of the arc voltage

工况	电流/ A	进气量/ (g/s)	K	电压有效值/V			误差 (%)
				A 相	B 相	C 相	
实验 1	200	30	5	896.32	893.38	897.04	4.67
仿真 1	200	30	5	861.18	865.33	855.15	

(续)

工况	电流/ A	进气量/ (g/s)	K	电压有效值/V			误差 (%)
				A 相	B 相	C 相	
实验 2	300	30	5	744.66	762.51	753.31	4.02
仿真 2	300	30	5	723.12	731.89	726.03	
实验 3	400	30	5	636.08	640.35	637.54	3.12
仿真 3	400	30	5	619.81	620.35	623.29	
实验 4	200	45	5	1 155.12	1 151.92	1 162.45	5.57
仿真 4	200	45	5	1 096.35	1 110.98	1 097.81	
实验 5	200	60	5	1 301.39	1 322.07	1 319.36	3.51
仿真 5	200	60	5	1 262.33	1 282.85	1 273.02	
实验 6	200	30	3.25	672.33	668.95	689.61	6.58
仿真 6	200	30	3.25	640.09	645.27	647.03	
实验 7	200	30	7.85	1 211.9	1 202.08	1 220.56	2.45
仿真 7	200	30	7.85	1 189.66	1 187.64	1 191.3	

实验 1 测量得到的三相电压波形如图 20 所示，可见其与仿真数据一致。

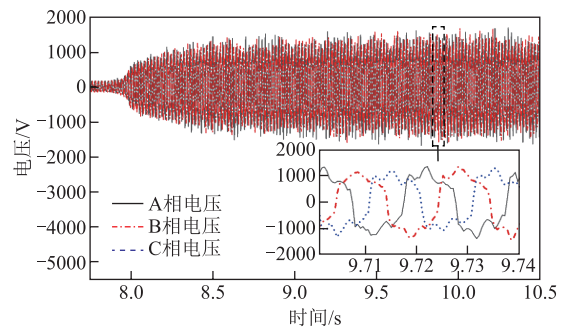


图 20 三相电弧电压实验波形

Fig.20 Experimental waveforms of three-phase arc voltage

#### 3.2.2 喷嘴出口温度验证

实验中拍摄到的电弧等离子体火焰如图 21 所示，射流中心呈现明亮的火焰，周围为淡黄色，在轴向和径向上形成明显的温度梯度，射流稳定后长



图 21 实验过程中拍摄到的等离子体火焰

Fig.21 Plasma flame photographed during the experiment

度约为 200 mm。

实验中的电弧等离子体火焰最高温度可达上千 K，直接测量其温度非常困难。本文通过测量电弧电压电流、总进气量、水冷散热能量计算等离子体炬的热效率和射流比焓，根据大气压条件下空气热力学与输运特性数据表，通过线性插值法获得出口处射流平均温度。热效率  $\eta$  采用平衡法计算<sup>[36]</sup>，即

$$\eta = \frac{3UI - Q_{\text{loss}}}{3UI} \quad (15)$$

式中， $U$  为相电压有效值； $I$  为相电流有效值； $Q_{\text{loss}}$  为等离子体炬热损失。

采用冷却水对等离子体炬进行热防护会导致一部分热能量损失，本文假设等离子体炬热损失全部来自水冷散热，即

$$Q_{\text{loss}} = q_m c_p (T_2 - T_1) \quad (16)$$

式中， $q_m$  为冷却水质量流量； $c_p$  为水的比定压热容， $c_p = 4.2 \times 10^3 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ； $T_1$  为冷却水进水温度； $T_2$  为冷却水出水温度。使用 K 型热电偶测定进出口处水温，使用涡轮式流量计测定水的质量流量。等离子体炬射流比焓为

$$h = \frac{3UI\eta}{G} \quad (17)$$

式中， $G$  为工作气体质量流量。

实验与仿真的喷嘴出口平均温度对比结果见表 3。当气流量和进气量分配比  $K$  不变时，随着电弧电流的增加，喷管出口处的平均温度升高，且上升幅度逐渐减小；当工作电流和  $K$  不变时，进气量越高，出口温度越低。仿真得到的喷嘴出口平均温度略低于实验计算的结果，这是由于实验计算中只考虑了冷却水带走的热量损失，但两者的变化趋势基本一致。

表 3 喷嘴出口温度实验与仿真结果对比

Tab.3 Comparison of the experimental and simulation results of the outlet temperature

工况	实验/K	仿真/K	误差(%)
1	5 945.84	5 514.87	7.24
2	6 238.75	5 926.13	5.01
3	6 302.07	6 082.31	3.49
4	5 622.26	5 322.08	5.34
5	5 351.15	5 128.30	4.16
6	5 124.55	4 766.36	6.99
7	6 271.89	6 020.13	4.01

### 3.2.3 弧根位置验证

在工作电流为 200 A、总进气量为 30 g/s、工作

频率为 50 Hz 时，将  $K$  值分别调节为 3.25、5 和 7.85。图 22 给出了这三种工况下，拍摄到的等离子体炬内部其中一根空心电极内壁烧蚀情况。从图 22 可知，改变  $K$  可以改变炬内电弧弧根在轴向的位置，且  $K$  值越大，弧根越靠近电极后盖，这与仿真中得到的规律一致。因此电弧弧根位置主要与两端进气量的分配比有关，与总进气量大小无关。并且每种工况下，电弧烧蚀痕迹主要集中在沿电极径向一圈，表明等离子体炬工作时弧根贴在电极内壁并沿径向旋转燃烧，与仿真得到的结果一致。

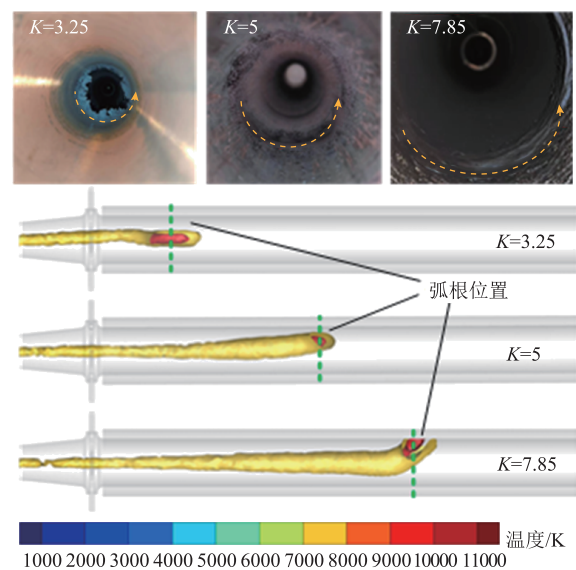


图 22 弧根位置仿真结果与实验后电极烧蚀情况

Fig.22 The simulation results of the arc root position and the electrode ablation after the experiment

记录电极烧蚀程度最高的一圈宽度，取其平均值，与仿真中得到电弧弧根贴附位置进行对比见表 4，误差均在 6% 以内，表明该模型能够正确反映电弧弧根在电极内壁贴附的位置。

表 4 仿真与实验的弧根位置对比

Tab.4 Comparison of arc root position between simulation and experiment

工况	进气量分配比	电弧轴向位置/mm	误差(%)
实验 1	3.25	31.4	5.73
仿真 1	3.25	29.5	
实验 6	5	94.8	3.69
仿真 6	5	91.3	
实验 7	7.85	137.9	3.79
仿真 7	7.85	132.0	

## 4 结论

本文研发了一种双进气道空心电极结构的三相

交流电弧等离子体炬, 该等离子体炬使用空气作为气体工质, 具有成本低、功率范围宽、电极寿命长等优点。得到结论如下:

1) 构建了基于空心电极的三相交流电弧等离子体炬三维湍流 MHD 多物理场耦合数值模型, 得到了整个炬内电弧等离子体时间-空间演变状态和电-热特性, 并通过实验验证了所建模型的正确性。

2) 在三相交流等离子体炬中, 气动力和电磁力主导电弧弧根的流动特性。在进气量从 30 g/s 增大到 60 g/s 的过程中, 壁面流动气体的冷却效应显著强于弧柱加热效应, 使温度呈下降趋势; 且进气量越大, 电弧受到冷气层的压缩效应越明显, 电弧电压越高; 工作电流越大, 等离子体温度和射流速度越高。

3) 在双进气道的空心电极交流等离子体炬中, 改变进气量分配比可以改变电弧弧根在电极轴向的位置和输出功率的大小。增大进气量分配比可以使电弧在轴向的拉伸程度越明显, 电弧越长, 电弧弧根越靠近电弧后盖。

4) 当工作频率为 1 kHz 时, 电弧具有更稳定的运动趋势, 弧根旋转速度是工频时的 5 倍, 且与电极接触面积减小, 减少了电极烧蚀程度, 进而提高了电极寿命。高频电弧特性及其对等离子体炬运行参数的影响将会作为后续重点研究内容。

### 参考文献

- [1] 郭文杰. 航天器大气环境模拟用高压大功率电弧加热器电源系统研究[D]. 北京: 北京交通大学, 2008. Guo Wenjie. Power supply system of high-voltage, high-power arc heater for reentry environment simulation[D]. Beijing: Beijing Jiaotong University, 2008.
- [2] 曹亚文, 韩先伟, 谭畅, 等. 双弧室磁控空气等离子体炬电弧特性的实验研究[J]. 高电压技术, 2021, 47(3): 832-839. Cao Yawen, Han Xianwei, Tan Chang, et al. Characteristic researches on arc generated by magnetic double-chamber air plasma torch[J]. High Voltage Engineering, 2021, 47(3): 832-839.
- [3] (俄)M. F. 朱可夫. 电弧等离子体炬[M]. 陈明周, 邱励俭, 译. 北京: 科学出版社, 2016.
- [4] 周法, 马汉东, 陈海群, 等. 交流电弧等离子体炬及其应用的研究进展[J]. 空气动力学学报, 2022, 40(5): 15-29. Zhou Fa, Ma Handong, Chen Haiqun, et al. Research progress on AC arc plasma torch and its application[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2022, 40(5): 15-29.
- [5] Rutberg P G, Popov S D, Surov A V, et al. The investigation of an electric arc in the long cylindrical channel of the powerful high-voltage AC plasma torch [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2012, 406: 012028.
- [6] 郭恒, 苏运波, 李和平, 等. 亚大气压六相交流电弧等离子体射流特性研究: 实验测量[J]. 物理学报, 2018, 67(4): 161-170. Guo Heng, Su Yunbo, Li Heping, et al. Characteristics of meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet: experiments[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(4): 161-170.
- [7] Matsuura T, Taniguchi K, Watanabe T. A new type of arc plasma reactor with 12-phase alternating current discharge for synthesis of carbon nanotubes[J]. Thin Solid Films, 2007, 515(9): 4240-4246.
- [8] Rehmet C, Fabry F, Rohani V, et al. Unsteady state analysis of free-burning arcs in a 3-phase AC plasma torch: comparison between parallel and coplanar electrode configurations[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2014, 23(6): 065011.
- [9] Rehmet C, Fabry F, Rohani V, et al. High speed video camera and electrical signal analyses of arcs behavior in a 3-phase AC arc plasma torch[J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2013, 33(4): 779-796.
- [10] Rutberg P G, Kuznetsov V A, Serba E O, et al. Novel three-phase steam-air plasma torch for gasification of high-caloric waste[J]. Applied Energy, 2013, 108: 505-514.
- [11] Surov A V, Popov S D, Serba E O, et al. High voltage AC plasma torches with long electric arcs for plasma-chemical applications[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2017, 825: 012016.
- [12] 张明, 王永兴, 田宇, 等. 气流场驱动下栅片中弧压提升特性的数值分析[J]. 电工技术学报, 2019, 34(13): 2752-2759. Zhang Ming, Wang Yongxing, Tian Yu, et al. Numerical analysis of arc voltage increasing characteristics in plate driven by airflow field[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2019, 34(13): 2752-2759.
- [13] 盛德杰, 王尧, 邢云琪, 等. 基于磁流体动力学仿真的低压交流串联故障电弧致火风险研究[J]. 电

- 工技术学报, 2025, 40(10): 3326-3338.
- Sheng Dejie, Wang Yao, Xing Yunqi, et al. Research on fire risk of low voltage AC series fault arc based on magnetohydrodynamics simulation[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2025, 40(10): 3326-3338.
- [14] 张在秦, 刘志远, 王闯, 等. 大电流真空电弧中阳极熔化过程的实验与仿真研究[J]. 电工技术学报, 2024, 39(7): 2143-2152, 2160.
- Zhang Zaiqin, Liu Zhiyuan, Wang Chuang, et al. Experimental and numerical study on anode melting in high current vacuum arcs[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2024, 39(7): 2143-2152, 2160.
- [15] 薄祥来, 刘思远, 谢洪涛, 等. CuCr55 电极触头真空电弧燃弧与烧蚀特性[J]. 高压电器, 2024, 60(4): 1-9.
- Bo Xianglai, Liu Siyuan, Xie Hongtao, et al. Vacuum arc ignition and ablation characteristics of CuCr55 electrode contacts[J]. High Voltage Apparatus, 2024, 60(4): 1-9.
- [16] 陈泽浩, 淡淑恒. 利用快速接地开关的开关柜故障电弧保护方法[J]. 高压电器, 2025, 61(7): 27-33, 43.
- Chen Zehao, Dan Shuheng. Fault arc protection method for switchgear cabinet using fast earthing switch[J]. High Voltage Apparatus, 2025, 61(7): 27-33, 43.
- [17] 李静, 易晨曦, 彭世东, 等. 高海拔环境下大容量直流空气断路器灭弧性能研究[J]. 电工技术学报, 2024, 39(3): 863-874.
- Li Jing, Yi Chenxi, Peng Shidong, et al. Study on interrupting characteristics of large capacity DC air circuit breaker at high altitude[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2024, 39(3): 863-874.
- [18] 牛博, 杨鼎革, 褚继峰, 等. 基于光学测量系统的高压断路器铜钨弧触头烧蚀特性研究[J/OL]. 高压电器, 1-8[2025-07-01]. <http://kns.cnki.net/kcms/detail/61.1127.TM.20240905.1219.002.html>.
- Niu Bo, Yang Dingge, Chu Jifeng, et al. Research on ablation characteristics of copper-tungsten arc contacts of high-voltage circuit breakers based on optical measurement system[J/OL]. High Voltage Apparatus, 1-8[2025-07-01]. <http://kns.cnki.net/kcms/detail/61.1127.TM.20240905.1219.002.html>.
- [19] Fulcheri L, Fabry F, Takali S, et al. Three-phase AC arc plasma systems: a review[J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2015, 35(4): 565-585.
- [20] Takali S, Rohani V, Cressault Y, et al. 3-D flow modeling of a three-phase AC plasma torch working with air using a stationary source domain with gas radiation[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2016, 44(6): 996-1008.
- [21] Takali S, Fabry F, Rohani V, et al. Development of a 100 kW plasma torch for plasma assisted combustion of low heating value fuels[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2014, 550: 012018.
- [22] Obratsov N V, Subbotin D I, Popov V E, et al. Modelling of heating of plasma-chemical reactor in COMSOL multiphysics[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2018, 1038: 012137.
- [23] 彭鑫, 王平阳, 王建维. 直流电弧等离子体炬的数值模拟[J]. 上海航天(中英文), 2023, 40(4): 73-79.
- Peng Li, Wang Pingyang, Wang Jianwei. Numerical simulation of DC arc plasma torch[J]. Aerospace Shanghai (Chinese & English), 2023, 40(4): 73-79.
- [24] 师浩阳, 王平阳, 王淑. 直流电弧等离子体炬数值模拟与诊断[J]. 上海航天(中英文), 2024, 41(1): 122-129.
- Shi Haoyang, Wang Pingyang, Wang Shu. Numerical simulation and diagnostic analysis on DC arc plasma torch[J]. Aerospace Shanghai (Chinese & English), 2024, 41(1): 122-129.
- [25] 陈伦江, 唐德礼, 程昌明, 等. 双阳极电弧等离子体炬的磁流体动力学分析[J]. 高电压技术, 2013, 39(7): 1724-1728.
- Chen Lunjiang, Tang Deli, Cheng Changming, et al. Magneto hydrodynamics analysis of a dual anode arc plasma torch[J]. High Voltage Engineering, 2013, 39(7): 1724-1728.
- [26] 胡明. 磁旋转直流电弧等离子体炬的实验研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2014.
- Hu Ming. Experimental study on magnetic rotation arc plasma torch[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2014.
- [27] 查俊. 磁旋转电弧和分散电弧等离子体的实验研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2013.
- Zha Jun. The experimental study of the magnetically rotating arc and the dispersed arc plasma[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2013.
- [28] 郭恒, 张晓宁, 聂秋月, 等. 亚大气压六相交流电

- 弧放电等离子体射流特性数值模拟[J]. 物理学报, 2018, 67(5): 200-210.
- Guo Heng, Zhang Xiaoning, Nie Qiuyue, et al. Numerical modelling for characteristics of the meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet[J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(5): 200-210.
- [29] 方川, 张子明, 汪耀庭, 等. 六相交流放电再入飞行器热环境地面模拟研究[J]. 力学学报, 2023, 55(12): 2818-2834.
- Fang Chuan, Zhang Ziming, Wang Yaoting, et al. Ground simulation of thermal environment for reentry spacecrafts with a six-phase AC discharge[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2023, 55(12): 2818-2834.
- [30] 杜镇志, 陈雄, 周长省, 等. 基于不同湍流模型的电弧加热等离子体射流数值模拟[J]. 真空科学与技术学报, 2015, 35(10): 1220-1224.
- Du Zhenzhi, Chen Xiong, Zhou Changsheng, et al. Numerical simulation of arc-heated plasma-jet based on well-recognized turbulence models[J]. *Chinese Journal of Vacuum Science and Technology*, 2015, 35(10): 1220-1224.
- [31] 罗仕超. 高超声速飞行器进气道磁控流动数值模拟研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2021.
- Luo Shichao. Numerical analysis of magnetofluid-dynamic control on the hypersonic inlet flow[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2021.
- [32] 西安交通大学. 气体放电等离子体基础数据库 [DB/OL]. (2022-09-30)[2024-05-31]. <http://plasma-data.net/index>.
- [33] Nemchinsky V. On conductivity of cold gas layer separating arc column and nozzle in nontransferred plasma arc (anode reattachment process in plasma spray systems)[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2015, 43(8): 2715-2720.
- [34] Nemchinsky V. Arc discharge anode reattachment: simple model[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2014, 42(12): 4026-4030.
- [35] 喻明浩. 非平衡感应耦合等离子体流场与电磁场作用机理的数值模拟[J]. 物理学报, 2019, 68(18): 178-189.
- Yu Minghao. Numerical investigation on interaction mechanisms between flow field and electromagnetic field for nonequilibrium inductively coupled plasma [J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(18): 178-189.
- [36] Zhukov M F, Zasytkin I M. Thermal Plasma Torches: Design, Characteristics, Application[M]. Cambridge: Cambridge International Science Publishing, 2007.

---

#### 作者简介

宋竞绮 男, 1999 年生, 硕士, 研究方向为交流等离子体炬建模与控制。

E-mail: 22121502@bjtu.edu.cn

郝瑞祥 男, 1975 年生, 副教授, 博士生导师, 研究方向为大功率电源、高频开关电源和电力电子变换器数字控制技术。

E-mail: haorx@bjtu.edu.cn (通信作者)

## Modeling and Experimental Research on Three-Phase AC Arc Plasma Torch Based on Hollow Electrode

Song Jingqi<sup>1</sup> Hao Ruixiang<sup>1</sup> Yuan Fan<sup>1</sup> Zhou Fa<sup>2</sup> Chen Haiqun<sup>2</sup>

(1. School of Electrical Engineering Beijing Jiaotong University Beijing 100044 China

2. China Academy of Aerospace Aerodynamics Beijing 100074 China)

**Abstract** The arc plasma torch can be used for pre experiments on ground erosion performance testing of spacecraft flight materials, which can save costs. The three-phase AC arc plasma torch has the advantages of simple power supply and reliable operation. The hollow electrode structure with dual inlet channels can not only improve the electrode life, but also achieve a wider range of power control. However, the design of plasma torches with this type of electrode structure is more complex and there is limited research and application in China. A three-phase AC plasma torch with magnetic motion, tangential inlet, and supersonic jet was developed and numerically modeled and experimentally studied.

Firstly, a three-dimensional turbulent MHD multiphysics coupling simulation model of a hollow electrode three-phase AC arc plasma torch with a dual end inlet structure was established, and the flow state and electric

(下转第 4179 页)

The following conclusions are drawn through simulation and experiment under the condition of low temperature and sub-atmospheric pressure: (1) The simulation outcomes reveal that when the reduced electric field strength remains the same, as the altitude increases, the breakdown voltage drops, the electron density gradually reduces, the electric field strength of the streamer head decreases, and the development speed of the streamer slows down. As the rising edge of the pulse grows, the electron density decreases simultaneously. When the discharge can be accomplished within one pulse, an increase in the pulse width has minimal effect on the discharge. Under the circumstances of low temperature and sub-atmospheric pressure, with the rise in humidity, the electron density increases concurrently, the peak value of the electric field intensity also rises, and the development speed of the streamer becomes faster. (2) The experimental results indicate that when the reduced electric field strength is consistent, with the increase of altitude, the penetration time of the streamer becomes longer, the channel brightness decreases, and the channel radius increases. When the pulse width of the pulse voltage is greater than the discharge time, the increase in the pulse width has no influence on the discharge process; when the frequency of the pulse voltage rises, the brightness of the streamer channel gradually intensifies; under the condition of low temperature and sub-atmospheric pressure, with the increase in humidity, the penetration time of the streamer becomes shorter and the brightness of the streamer channel increases. (3) Under the same conditions, the simulation and experimental results have a consistent conclusion regarding the development speed of the streamer. The influence of the pulse width on the discharge depends on whether the discharge can be completed within one pulse. The brightness of the streamer channel is positively correlated with the electric field intensity of the streamer head.

**Keywords:** High voltage pulsed electric field, low temperature and sub atmospheric pressure, streamer discharge, needle plate electrode, humidity

(编辑 李 冰)

~~~~~  
(上接第 4137 页)

thermal characteristics of the arc plasma inside the torch were obtained. Secondly, the influence laws of air intake, working current, air intake distribution ratio, and working frequency on the electric field, magnetic field, temperature field, flow field distribution, and arc characteristics inside the plasma torch were studied and revealed. Finally, the correctness of the numerical model was verified by comparing the arc voltage, nozzle outlet temperature, and arc root position under various operating conditions in simulation and experiment.

The conclusion drawn from the study is as follows: (1) In a three-phase AC plasma torch, aerodynamic and electromagnetic forces dominate the flow characteristics of the arc root. During the process of increasing the intake volume from 30 g/s to 60 g/s, the cooling effect of the gas flowing along the wall is greater than the heat generated by the arc column, resulting in a downward trend in temperature; And the larger the intake volume, the more obvious the compression effect of the cold air layer on the arc, and the higher the arc pressure; The higher the working current, the higher the plasma temperature and jet velocity. (2) In a hollow electrode AC plasma torch with dual inlet ducts, changing the air intake distribution ratio can alter the position of the arc root along the electrode axis and the magnitude of the output power. Increasing the air intake distribution ratio can make the arc more significantly stretched in the axial direction, the arc longer, and the arc root closer to the arc back cover. (3) When the operating frequency is 1 kHz, the arc has a more stable motion trend, and the rotation speed of the arc root is five times that of the power frequency. The contact area with the electrode is reduced, which reduces the degree of electrode erosion and can improve the electrode life.

**Keywords:** Hollow electrode, AC plasma torch, 3D arc modeling, high frequency characteristics of arc

(编辑 李 冰)