

等离子喷枪的注气方式对电弧不稳定性的影响

曹萍丽, 郑允宅, 郑振环, 李 强

(福州大学 材料科学与工程学院, 福州 350108)

摘 要: 基于局域热力学平衡假设, 建立三维非稳态的磁流体动力学模型, 在给定气流量和工作电流的条件下, 采用数值模拟方法研究不同注气方式对直流非转移弧等离子喷枪内 Ar-H₂ 等离子电弧的波动行为和等离子特性的影响。结果表明, 与直流进气相比较, 采用旋转方式进气时, 喷枪内等离子体流的流线呈现出明显的螺旋状分布, 电弧波动信号呈现出更高的平均电压和较高波动频率, 电弧附着随时间变化呈现出圆周运动现象; 喷枪内等离子体的最大温度出现在阴极尖端附近, 采用旋转方式注气时等离子平均最大温度较低, 而等离子体的速度沿中心轴方向呈现出先增加后减小的趋势。喷枪出口处等离子体的温度与速度同样显示出波动分布, 两种进气方式得到的温度分布基本相似, 采用旋转方式注气时等离子平均最大速度分布相对较高。

关键词: 等离子喷枪; 磁流体力学; 数值模拟; 注气方式

中图分类号: TG174.442 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-9289(2014)02-0013-06

Influence of Gas Injection Methods on the Electric Arc Instability of a Plasma Torch

CAO Ping-li, ZHENG Yun-zhai, ZHENG Zhen-huan, LI Qiang

(School of Materials Science and Engineering, Fuzhou University, Fuzhou 350108)

Abstract: A three-dimensional transient local thermodynamic equilibrium (LTE) magneto-hydrodynamic model of the non-transfer D.C. plasma torch was presented. A numerical modeling method was used to investigate the influence of gas injection methods on the Ar-H₂ electric arc instabilities and plasma characteristic under certain gas flow and electric current. The results show that the streamlines of the plasma present a spiral distribution and the arc has a higher mean voltage and frequencies of voltage signal when operated with swirl flow. The arc attachment can also be observed with a small circumferential movement. The maximum plasma temperature inside the torch appears around the cathode tip, and the plasma velocity distribution presents a trend of first increases and then decreases along the central axis. Compared with straight flow, the arc operated with swirl flow has a lower average maximum temperature. The plasma temperature and velocity at the torch exit also experience significant fluctuation with the arc root movement and transition. The plasma temperature distribution at the torch exit with the two ways is similar, while the arc operated with swirl flow has a lower average maximum velocity.

Key words: plasma torch; magneto hydrodynamic; numerical simulation; gas injection methods

0 引 言

等离子喷涂作为重要的表面工程技术之一, 广泛应用于机械加工、航天航空、石油化工、冶金及材料表面改性等领域。由于等离子喷枪内部

电弧的波动与不稳定性直接影响到电弧弧根的附着方式和等离子体流特性的分布, 从而会影响喷枪电极寿命和最终的涂层质量, 所以研究等离子喷枪内的物理过程就显得极其重要。然而, 喷

收稿日期: 2013-12-16; 修回日期: 2014-01-27

作者简介: 曹萍丽(1985—), 女(汉), 陕西咸阳人, 硕士生; 研究方向: 材料加工过程模拟仿真与优化

网络出版日期: 2014-03-18 16:47; 网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/11.3905.TG.20140318.1647.009.html>

引文格式: 曹萍丽, 郑允宅, 郑振环, 等. 等离子喷枪的注气方式对电弧不稳定性的影响 [J]. 中国表面工程, 2014, 27(2): 13-18.

枪内部存在着热传导、对流、辐射与电磁场等复杂的物理现象,加上喷枪几何结构的限制,采用试验方法研究这一方面工作显得非常困难。随着计算机技术的发展,采用数值模拟方法研究等离子喷枪内的物理过程就成为一种经济、有效的手段。

从 20 世纪 80 年代至今,有关直流非转移弧等离子喷枪模型的建立也越来越复杂,并逐渐接近真实的生产条件。文献[1-3]将问题简化为二维模型研究喷枪内电弧波动行为及等离子体的传热与流动特性。但是,二维模型不足以预测喷枪内等离子体流的三维流动与传热问题,尤其当工作气体以旋转方式注入时二维模型则会受到限制^[4]。随着模拟技术进一步发展,许多三维稳态和三维非稳态的数值模拟研究结果也相继发表。三维稳态数值模拟^[5-8]研究了喷枪内等离子体流的传热与流动,但是前提假设为电弧弧根在阳极表面固定位置进行附着,与实际操作过程中喷枪内电弧随时间波动矛盾。三维非稳态数值模拟^[9-13],则大多考虑的是气体为直流进气时工作电流和气体流量对数值模拟结果的影响。这与实际工作中常用的直流等离子喷枪如 PQ-1S 喷枪、SG-100 系列喷枪等在工作时气体大多采用旋转进气方式不符。

文中在文献[13]的基础上,改变了喷枪阴极温度分布,进一步研究了工作气体的进气方式对喷枪内电弧的波动行为、阳极电弧弧根附着方式以及喷枪内等离子体流的传热与流动特性分布的影响。

1 数学模型

1.1 控制方程

对于直流非转移弧的数值模拟,文中采用的基本假设与文献[13]相同。等离子电弧的三维非稳态模型可以用如下磁流体动力学方程进行求解。

质量守恒方程

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = \nabla \cdot \mathbf{P} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} \quad (2)$$

能量守恒方程

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(\epsilon + \frac{v^2}{2} \right) = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \nabla \cdot (\mathbf{P} \cdot \mathbf{v}) + \mathbf{v} \cdot \sum_j \rho_j \mathbf{F}_j \cdot \mathbf{U}_j + S_h \quad (3)$$

麦克斯韦电磁方程组:

$$\text{安培定律} \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_q \quad (4)$$

$$\text{法拉第定律} \quad \nabla \times \mathbf{E}_p = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5)$$

$$\text{欧姆定律} \quad \mathbf{J}_q = \sigma(\mathbf{E}_p + \mu \times \mathbf{B}) \quad (6)$$

$$\text{高斯定律} \quad \nabla \cdot \mathbf{J}_q = 0 \quad (7)$$

$$\text{螺线管约束} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (8)$$

式中, ρ 流体密度; t 时间; $\mathbf{v}_x$ 、 $\mathbf{v}_y$ 、 $\mathbf{v}_z$ 流体 x 、 y 、 z 方向速度矢量; $\mathbf{P}$ 压力; $\boldsymbol{\tau}$ 切应力矢量; $\mathbf{j}$ 电流密度矢量; $\mathbf{B}$ 磁感应强度; C_p 定压比热容; T 温度; λ 热导率; S_r 辐射产生的能量源项; $\mathbf{E}$ 电场强度; σ 为电导率; φ 为电势; $\mathbf{A}$ 为矢量磁位; μ_0 为真空磁导率。

采用商用软件 ANSYS CFX 求解标准 $\kappa-\epsilon$ 双方程模型描述湍流等离子体流动和传热的规律。 $\kappa-\epsilon$ 方程如下:

$$\rho \frac{\partial \kappa}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + G - \rho \epsilon \quad (9)$$

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\epsilon}{\kappa} (C_1 G - \rho \epsilon C_2) \quad (10)$$

$\kappa-\epsilon$ 方程瞬时参量用平均量和脉动量之和代替,方程采用时间平均计算。 κ 为湍动能; ϵ 为耗散率; G 为湍流粘性耗散项; μ 层流粘度; μ_t 湍流粘度; C_μ 、 C_1 、 C_2 、 σ_κ 和 σ_ϵ 为湍流常数,分别取 0.09、1.44、1.92、1.0 和 1.3。其中 σ_κ 和 σ_ϵ 分别为 κ 方程和 ϵ 方程的湍流 Prandtl 数。

1.2 计算域和边界条件

模拟对象为 PQ-1S 型号的直流非转移弧等离子喷枪。计算域由入口、阳极喷嘴和出口构成,不包括电极,如图 1 所示。计算域主要通过六面体非结构网格描述。总网格数目为 168 572,其中六面体网格数目为 161 462。

研究的工作气体为氩气和氢气混合气体,其热力学参数和输运参数引用文献[14]的数据,其中氩气流量 45 L/min,氢气流量 6 L/min。计算

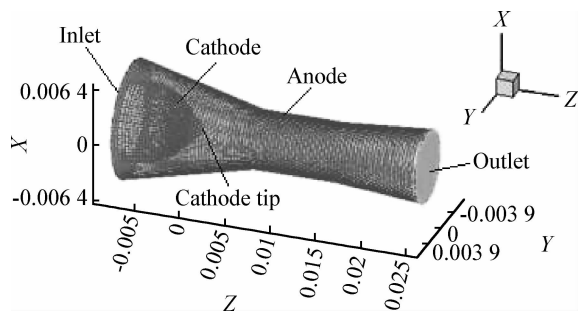


图1 计算区域以及网格的划分

Fig. 1 Computational domain and finite elements mesh

所采用的边界条件如下(除入口处注气方式有区别外,其他均一致)。

入口($z = -7.81$ mm):

对于旋转进气,采用速度流量入口,用圆柱坐标表示如下:

$$v_r = 0$$

$$v_z = \frac{Q}{\pi(R_a^2 - R_c^2)} \times \cos\theta, R_a \geq R \leq R_c$$

$$v_\varphi = v_m \sin\varphi \text{ 否则, } v_z = 0$$

其中: θ 为进气方向与喷枪中心轴的夹角; φ 为气体旋转角度; R_c 为入口处阴极半径; R_a 为入口处阳极半径; Q 为混合气体的体积流量。

对于直流进气,采用质量流量入口,用圆柱坐标表示如下:

$$v_r = 0$$

$$v_z = \frac{Q_{Ar} \times M_{Ar}}{V_{mAr} \times 1000} + \frac{Q_{H_2} \times M_{H_2}}{V_{mH_2} \times 1000}$$

$$v_\varphi = 0$$

其中: Q_{Ar} 、 Q_{H_2} 分别为 Ar 和 H_2 的体积流量; M_{Ar} 、 M_{H_2} 分别为 Ar 和 H_2 的摩尔质量; V_{mAr} 、 V_{mH_2} 分别为 Ar 和 H_2 的摩尔体积。

其他边界条件具体设置如下,入口压力为 111.325 kPa;阴极采用无滑移边界,阴极温度呈高斯分布^[6],当 $r \leq R_{arc}$,阴极温度为 3 500 K,否则沿喷枪中心轴方向阴极表面的温度分布由方程(11)给出:

$$T(r) = 3200 \times [1 - (\frac{r - R_{arc}}{R_{max} - R_{arc}})^n] + 300 \quad (11)$$

阴极电流密度分布由方程(12)定义:

$$J_{cath} = j_0 \exp(-(\frac{r}{R_{arc}})^{n_c}) \quad (12)$$

工作电流 $I = 550$ A, $j_0 = 2 \times 10^8$ A/m²,取 $n_c =$

4,计算得 $R_{arc} = 0.861\ 605$ mm。 r 为距离喷枪中心轴的径向距离, R_{arc} 为电弧半径。阳极采用无滑移边界,边界层厚度为 0.12 mm,壁面传热系数为 10^5 W/(m² · K)^[9],冷却水温度 300 K。喷枪入口和出口的电势法向梯度和矢量磁位均为零,喷枪出口为自由边界,出口压力为一个大气压;温度梯度为零。

2 结果与分析

2.1 注气方式对喷枪内电弧波动的影响

工作气体的注入方式直接影响到等离子混合气体速度流线在喷枪内的分布情况。图2为两种不同进气方式的等离子流的速度流线分布。可以看出,当工作气体采用旋转进气方式注入时,从入口处到阴极尖端附近,喷枪内混合气体的速度流线呈现出明显的螺旋状分布,随后旋转程度逐渐减弱;当工作气体采用直流进气时,喷枪阳极的前半部分等离子体流线基本上与喷枪阳极表面平行。由于在外加电场作用下喷枪内的工作气体发生电离,等离子体主要会受到流体作用力与洛伦兹力的综合作用,引起等离子体流

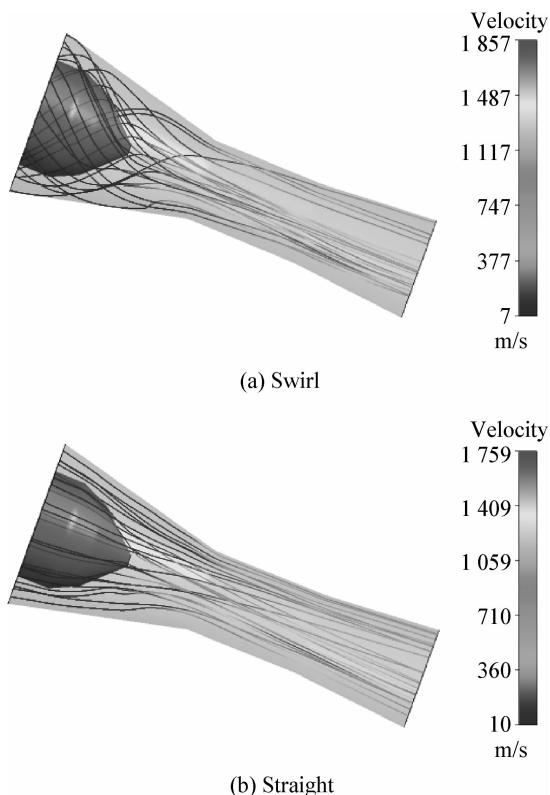


图2 旋转和直流进气的流线分布

Fig. 2 Streamline distributions with swirl and straight

发生波动,所以在喷枪后半部分采用两种进气方式的等离子体的速度流线分布基本一致。喷枪内混合气体速度流线的分布对理解等离子体流的特性有重要意义。

图 3 为直流等离子喷枪内等离子电弧电压波动信号,可以看出气体采用两种的注入方式的电压信号都显示出再击穿模式特征。工作气体以旋转方式注入等离子喷枪时,电弧电压降为 14.2 V,电弧波动周期约为 121.75 μs ,当工作气体采用直流进气时,电弧电压降为 5.3 V,电弧电压波动周期约为 157.67 μs 。当工作气体以旋转方式注入喷枪时,平均电压明显偏高,电弧波动频率略高。预测所得结果与 Duan^[15]通过试验所得结果一致。图 4 为等离子喷枪内电弧长度随时间的变化规律,从图中可以看出,电弧伸长与电弧电压随时间变化基本同步。当工作气体采用旋转方式注入时,电弧伸长波动范围比较大,平均电弧伸长较长,并且电弧弧长的波动频率较大,这与电弧电压波动信号一致。

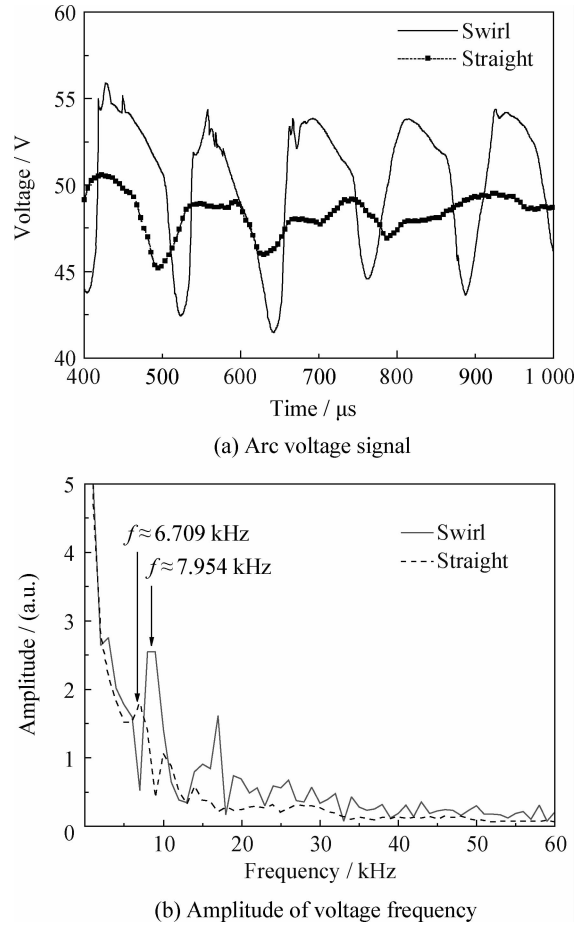


图 3 电压降信号和电压波动频率
Fig. 3 Arc voltage signal and amplitude of voltage frequency

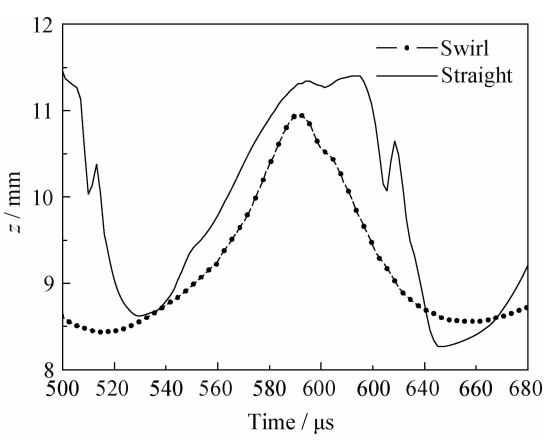


图 4 喷枪内电弧长度随时间的变化规律
Fig. 4 Time evolution of arc length in the torch

2.2 注气方式对喷枪内电弧弧根附着方式的影响

图 5 为等离子喷枪以旋转进气和直流进气时不同时刻电弧弧根在阳极表面的附着位置。从图中可以看出,当工作气体采用这两种不同方式注入喷枪时,电弧弧根在阳极表面都有附着现象存在,并且随着初始附着的逐渐消失,一个新

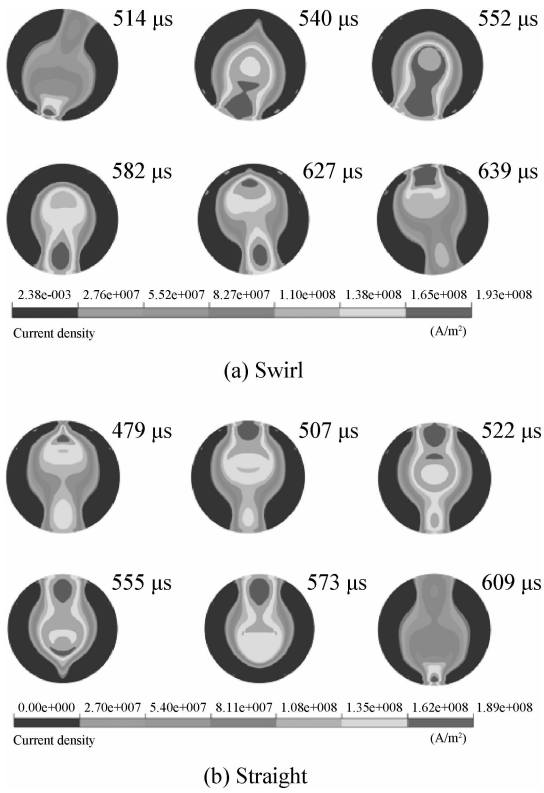


图 5 不同时刻阳极电弧弧根附着
Fig. 5 End-on images of anode arc attachment at different time

的电弧附着将会在与初始附着位置相对的另一边形成。这是由于当电弧受到的洛伦磁力作用大于流体作用力时,电弧弧柱在足够靠近阳极表面附近时发生击穿,就会有新的弧根附着形成;随着工作气体的不断注入,电弧所受到的洛伦磁力作用逐渐减小,新电弧不断长大,旧的电弧附着逐渐消失,当电弧所受到流体作用力大于洛伦磁力作用时,电弧逐渐被推向喷枪出口方向,同时受到焦耳热效应和热扩散作用,电弧发生膨胀,直到形成新的电弧,上述过程呈现周期性变化。但是,由于送气方式的不同,喷枪内电弧弧根附着方式也有所不同。当工作气体是以旋转方式注入时,电弧附着的过程沿圆周方向有旋转现象。这与文献[15]通过试验方法观察的结果一致。而对于直流进气气的等离子电弧在附着过程中,电弧的附着位置基本不变,电弧在阳极表面同一位置的驻留时间相对较长。所以,在相

同工作条件下采用旋转注气方式更有利于延长喷枪阳极寿命。

2.3 注气方式对喷枪内等离子特性的影响

图 6 和图 7 分别为气体采用旋转注气和直流进气时不同时刻喷枪内的等离子体流温度、速度沿轴向的分布规律。可以看出,等离子体温度、速度不仅随着位置改变,同时也随着时间的不同而不同,这正体现了喷枪内等离子体的非稳态导热和流动现象。结合图 4 可以知道,随着电弧长度的逐渐缩短,阴极尖端附近区域等离子体的温度逐渐升高,而下游的温度逐渐减小;当电弧长度缩短到最小值时,阴极尖端附近温度达到最大值,而喷枪出口的温度减到最小值。随着电弧电压增加,电弧长度逐渐伸长,尖端附近最高温度也逐渐减小,而下游的温度逐渐升高。这是因为随着工作气体的不断注入,流体作用力大于洛伦

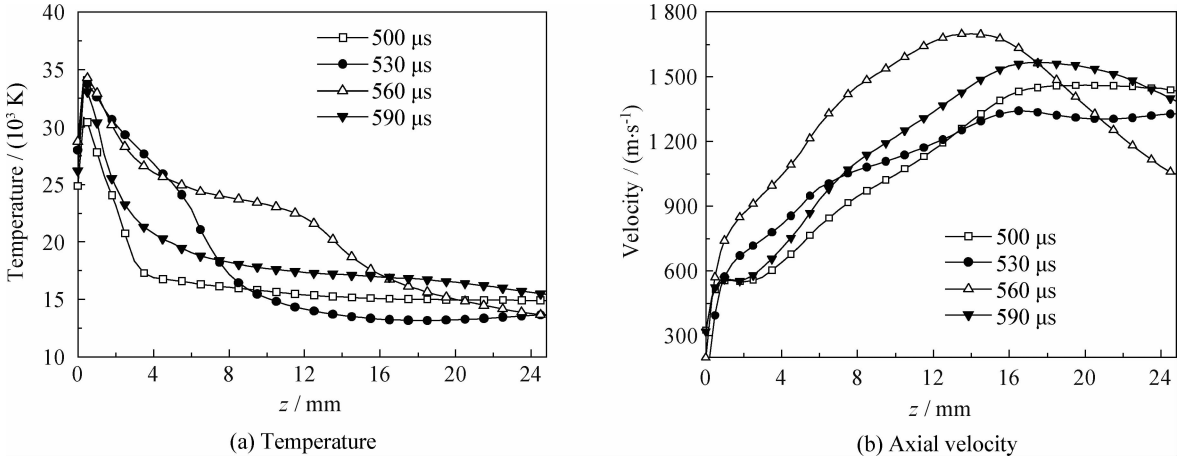


图 6 旋转注气时等离子体流温度和速度沿喷枪轴向分布

Fig. 6 Distributions of plasma temperature and velocity along the central axis of the torch with swirl flow

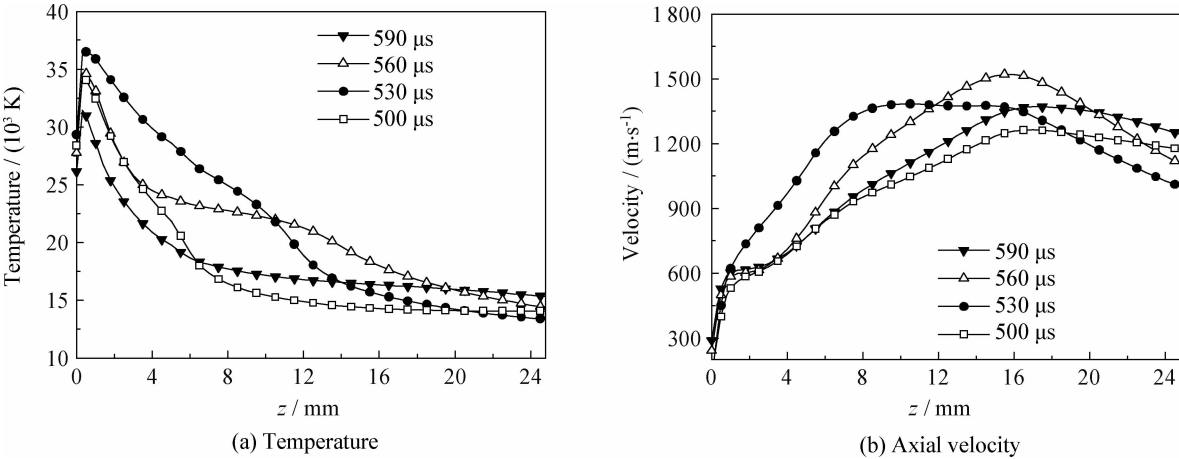


图 7 直流进气时等离子体流温度和速度沿喷枪轴向分布

Fig. 7 Distributions of plasma temperature and velocity along the central axis of the torch with straight flow

磁力作用时,电弧逐渐伸长的过程中,下游的导电粒子增多,上游导电粒子相对减少,所以下游温度增加,而上游温度相对减小;当流体受到洛伦磁力作用大于流体作用力时,电弧弧长逐渐缩短,导电粒子逐渐向上游聚集,所以上游温度再次升高,而下游温度相对会减小,带电粒子逐渐向上游聚集。但是通过比较可以发现,当气体是以直流进气方式注入喷枪时,阴极尖端的平均最大温度高于旋转进气的平均最大温度。这将会严重影响到喷枪阴极的工作寿命。在喷枪出口处,工作气体采用两种注入方式的等离子体流温度分布相似。喷枪内等离子体流的速度都是呈现出先增加后减小的趋势。但是,通过比较喷枪出口处等离子体流的速度分布,可以看出采用旋转注气的等离子体流的平均最大速度明显高于采用直流进气的平均最大速度分布。这将直接影响到对喷涂过程中粉末颗粒的加速,从而影响到最终的涂层质量。

3 结 论

(1) 同直流进气方式相比,采用旋转进气时,等离子体流的速度流线呈现明显的螺旋状分布;喷枪内电弧电压波动幅度比较大,波动频率相对较高,电弧弧根沿阳极表面圆周方向呈现出旋转附着方式,附着范围比较大,有利于延长喷枪阳极工作寿命。

(2) 喷枪内等离子体的最大温度均出现在阴极尖端附近,并且速度均呈现出先增加后减小趋势。但是采用直流进气时,喷枪内阴极尖端附近等离子体流的平均最大温度高于旋转进气,更容易造成喷枪阴极的热腐蚀。

(3) 在喷枪出口处,两种进气方式的等离子体的温度分布基本相似;采用旋转进气时,等离子体流的平均最大速度分布明显比较高,这将对喷涂过程中粉末颗粒的加速有较利的影响,从而影响到最终的涂层质量。

参考文献

[1] Favalli R C, Szent R N. Physical and mathematical modeling of non-transferred plasma torches [J]. Brazilian Journal of Physics, 1998, 28(1): 25-34.

[2] 袁行球,李辉,赵太泽,等. 直流电弧等离子体炬的特性研究 [J]. 物理学报, 2004, 53(11): 3806-13.

[3] 严志军,高阳,安连彤. 低能、高效非转移弧等离子喷枪特性的研究 [J]. 中国表面工程, 2002, 15(4): 39-43.

[4] Freton P, Gonzalez J J, Gleizes A. Comparison between a two-and a three-dimensional arc plasma configuration [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2000, 33(19): 2442-52.

[5] Li H P, Chen X. Three-dimensional modeling of a dc non-transferred arc plasma torch [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2001, 34(17): 99-102.

[6] Selvan B, Ramachandran K, Thiyagarajan T K, et al. Three-dimensional numerical modeling of an Ar-N₂ plasma arc inside a non-transferred torch [J]. Plasma Science and Technology, 2009, 11(6): 679-689.

[7] Deng J, Li Y J, Xu Y X, et al. Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a D. C. non-transferred arc plasma torch operating under laminar and turbulent conditions [J]. Plasma Science and Technology, 2011, 13(2): 201-207.

[8] 韩海玲,李德元,董晓强. 非转移弧等离子体炬传热与流动的数值模拟 [J]. 焊接技术, 2010, 39(7): 12-15.

[9] Baudry C, Vardelle A, Mariaux G. Numerical modeling of a D. C. non-transferred plasma torch: movement of the arc anode attachment and resulting anode erosion [J]. High Temperature Material Processes, 2005, 9(1): 1-15.

[10] Trelles J P, Pfender E, Heberlein J V R. Modeling of the arc reattachment process in plasma torches [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, 40(18): 5635-48.

[11] Trelles J P, Heberlein J V R, Pfender E. Non-equilibrium modeling of arc plasma torches [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, 40(19): 5937-52.

[12] Huang R Z, Fukunuma H, Uesugiy Y, et al. An improved local thermal equilibrium model of DC arc plasma torch [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2011, 39(10): 1974-82.

[13] 叶向艺,郑振环,李强. 等离子喷枪内电弧动力学与等离子体特性的三维数值模拟 [J]. 材料科学与工程学报, 2013, 31(1): 96-121.

[14] 陈熙. 热等离子体传热与流动 [M]. 北京: 科学出版社, 2009: 540-542.

[15] Duan Z, Heberlein J. Arc instabilities in a plasma spray torch [J]. Journal of Thermal Spray Technology, 2002, 11(1): 44-51.

作者地址: 福州市闽侯县上街镇学院路 2 号 350108
福州大学材料科学与工程学院
Tel: (0591) 2286 6537(李强)
E-mail: qli@fzu.edu.cn

(责任编辑: 王文宇)