

双钨极耦合电弧数值模拟*

王新鑫¹⁾ 樊丁^{1)2)†} 黄健康¹⁾²⁾ 黄勇¹⁾²⁾

1) (兰州理工大学, 甘肃省有色金属新材料省部共建国家重点实验室, 兰州 730050)

2) (兰州理工大学, 有色金属合金及加工教育部重点实验室, 兰州 730050)

(2013年7月22日收到; 2013年8月27日收到修改稿)

基于流体力学方程组和麦克斯韦方程组, 在合理的边界条件下, 建立了双钨极耦合电弧三维准静态数学模型. 通过对方程组的迭代求解, 获得了不同钨极间距和电弧长度下耦合电弧的温度场、流场、电弧压力和电流密度分布等重要结果, 与已有的实验研究符合良好. 模拟结果表明: 与相同条件下的钨极惰性气体保护焊电弧相比, 双钨极耦合电弧的最高温度和最大等离子流速较低, 阳极表面电弧压力和电流密度峰值明显减小; 钨极间距和弧长对耦合电弧的温度场、流场、电流密度和电弧压力等都具有显著的影响, 且耦合电弧阳极的电弧压力和电流密度分布不能用高斯近似进行描述.

关键词: 耦合电弧, 三维模型, 数值模拟

PACS: 81.20.Vj, 02.60.Cb, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.62.228101

1 引言

电弧作为焊接中应用最广泛的一类热源, 对它的改进往往伴随着一些新型焊接方法的产生, 如电弧-激光复合焊^[1], 双弧钨极惰性气体保护焊(twin-arc TIG)^[2], 也称为双钨极耦合电弧焊, 双电极熔化极惰性气体保护焊(DE-GMAW)^[3]和电弧辅助活性TIG(AA-TIG)焊^[4]等, 这些方法能够提高焊接效率和改善焊接质量, 为研究者们所关注. 虽然针对这些方法已展开研究并取得了许多成果, 但是由于焊接过程的复杂性, 加上焊接电弧和熔池尺寸较小, 给试验研究带来了一定的困难. 电弧由于处于等离子态, 在微观上还有尚未解决的理论问题, 但是在宏观上, 将其视作连续性介质并做合理简化, 研究其宏观特性仍然具有重要的实际意义. 对于双钨极耦合电弧的研究, 从实验研究中已经获得了一些结果^[5,6], 但却很难给出总体及细节的信息, 对于电弧耦合的机理还缺乏深入的研究, 因此有必要做进一步探讨, 以便理解耦合电弧的物理本质, 为这种新型的热源在焊接生产中的控制和应用

提供依据.

随着计算机技术的不断发展和数值计算理论的逐步完善, 数值模拟已经成为一种行之有效的方法, 被越来越多的应用于科学研究与工程领域. 对于电弧等离子体的数值模拟, 国内外已经有大量的研究成果^[7-15]. 但是大多采用轴对称模型, 在二维柱坐标下计算, 可以使得问题大为简化, 然而这种简化的模型只能适用于电弧形状为轴对称的情形. Xu等^[16]为计算熔化极气体保护焊电弧-熔池统一模型, 建立了直角坐标系下的三维电弧模型, 并研究了偏移电弧的行为, 以便更接近于实际的焊接电弧. 文献^[17, 18]建立了常压下氩弧离子的三维模型, 并与二维的计算结果做了比较, 发现两种模型计算结果差异较小, 同时也研究了不同阳极条件和外力作用下的电弧行为. Li和Chen^[19]针对非转移等离子体炬内部传热和流动表现出的三维特性, 建立了柱坐标下三维非转移弧的传热和流动模型, 成功模拟了等离子体的传热和流动特性. Yin等^[20]通过建立三维电弧熔池统一模型, 研究了外加轴向磁场作用下的电弧行为以及对熔池流动的影响. 对于多电极电弧的数值模拟研究, Ogino等^[21]对不同钨极

* 国家自然科学基金(批准号: 51074084)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: xinxin2xy@163.com

间距下的双电极 TIG 电弧行为和阳极热输入特性进行了模拟研究,但对不同弧长下的耦合电弧的行为未做研究. 焊接电弧行为对焊接过程的稳定性、焊缝成形和焊接质量等有非常重要的影响. 电弧电流密度、电弧压力和热流密度等对焊接熔池行为和焊接热过程有至关重要的作用. 因此,对双钨极耦合电弧的行为做进一步研究,不仅有助于把握耦合电弧的物理本质,有助于更好地掌握和利用这种特殊热源,而且也是研究耦合电弧作用下熔池行为的前提和基础.

本文针对双钨极耦合电弧,采用 CFD 软件 FLUENT,借助于磁矢势 \mathbf{A} 和电势 Φ 满足的方程描述焊接电弧电磁场,结合描述一般流体运动规律的守恒方程,建立了双钨极耦合电弧满足的稳态三维数学模型,使用用户自定义函数 (UDF) 对软件进行二次开发,实现了对所建立模型的数值求解. 计算得到了不同钨极间距和弧长下耦合电弧的温度场、流场、电弧压力和电流密度等的分布情况,数值计算结果与已有的实验结果符合良好.

2 数学模型

2.1 基本假设

为简化描述耦合电弧的数学模型,做如下假设: 电弧等离子为连续介质; 电弧等离子处于稳态且满足局域热平衡 (local thermodynamic equilibrium) 假设; 等离子流动状态为层流且等离子满足光学薄性质,即等离子辐射的重吸收与整个波长的辐射损失相比可以忽略不计; 不考虑阴极区和阳极区的复杂物理状态; 电弧为处于大气压下的氩弧; 忽略黏性效应导致的热损失和重力影响. 基于上述假设,可以得到描述电弧等离子体的控制方程.

2.2 控制方程

质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

动量守恒方程

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{F}, \quad (2)$$

能量守恒方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) + \nabla \cdot (\mathbf{v} \rho c_p T) = \nabla \cdot (k \nabla T) + S, \quad (3)$$

其中 ρ 为密度, \mathbf{v} 为速度矢量, P 为压力, $\boldsymbol{\tau}$ 为黏性应力张量, 直角坐标系中表示为

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \mu \left(2 \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) \quad i = j, \\ \tau_{ij} &= \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad i \neq j, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 μ 为动力黏度, v_i 为 x_i 方向的速度分量, \mathbf{F} 为电磁力源项, T 为温度, c_p 为等压比热, k 为热导率, S 为热源项. \mathbf{F} 和 S 分别由下式计算,

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \\ S &= \frac{j_x^2 + j_y^2 + j_z^2}{\sigma} \\ &+ \frac{5k_B}{2e} (j_x \frac{\partial T}{\partial x} + j_y \frac{\partial T}{\partial y} + j_z \frac{\partial T}{\partial z}) - S_R, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数, e 为电子电量, S_R 为辐射热损失, 上述式子中三项分别表示焦耳热、电子焓和辐射热损失.

电流连续性方程

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \Phi) = 0, \quad (7)$$

欧姆定律

$$\mathbf{j} = -\sigma (\nabla \Phi), \quad (8)$$

磁矢势泊松方程

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}, \quad (9)$$

磁通密度

$$\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}, \quad (10)$$

其中 σ 为电导率, Φ 为电势, \mathbf{j} 为电流密度, \mathbf{A} 为磁矢势, \mathbf{B} 为磁通密度, μ_0 为真空磁导率.

2.3 边界条件和网格

求解域如图 1 所示, 各边界条件如表 1 所示.

表 1 边界条件

	$\mathbf{v}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	T/K	Φ/V	$\mathbf{A}/\text{Wb}\cdot\text{m}^{-1}$
A	—	3000	$-\sigma \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{I_1}{\pi r_c^2}$	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{n}} = 0$
B	$v_z = v_{\text{giv}}$	T_{giv}	$\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} = 0$	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{n}} = 0$
C	$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial \mathbf{n}} = 0$	1000	$\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} = 0$	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{n}} = 0$
D	0	5000	$\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{n}} = 0$	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{n}} = 0$
E	0	耦合	耦合	耦合

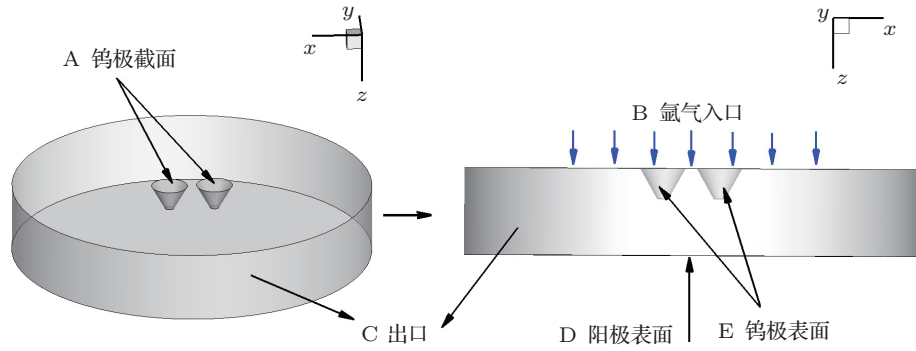


图1 几何模型示意图

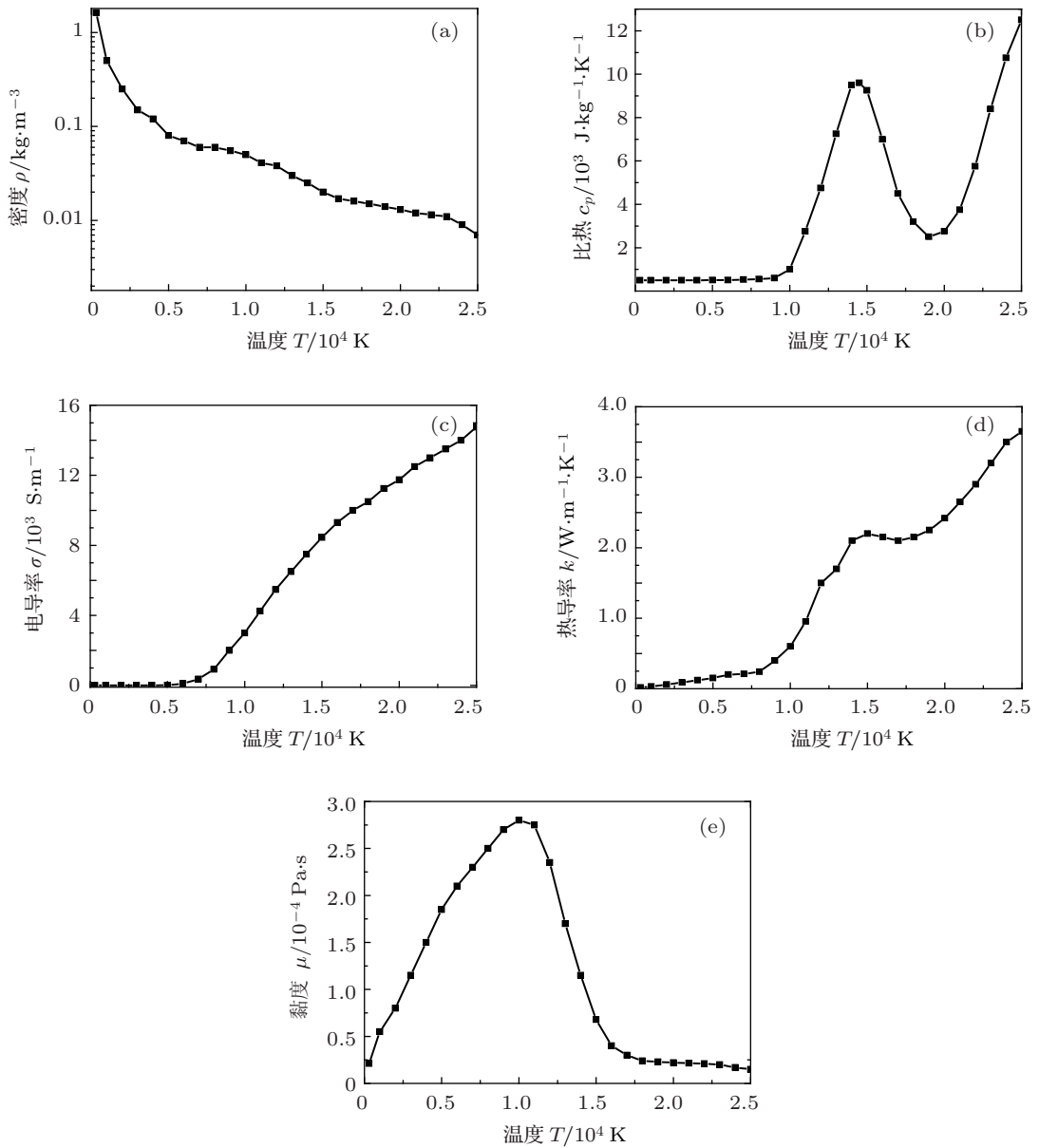


图2 氩等离子热物理参数 (a) 密度; (b) 比热; (c) 电导率; (d) 热导率; (e) 黏度

钨极截面给定电流密度, 钨极固体区域和等离子体区域之间采用耦合边界, 保证温度和电磁方程在求解域上连续, 固体和流体接触的界面作为求解域的一部分. 这种处理避免了将钨极尖端作为边界而做出的对电流密度的人为假设, 而阴极的电流密度是一个极敏感的边界条件, 且耦合电弧在阴极尖端电流密度的分布与 TIG 电弧的不同, 至于分布规律, 更没有相关研究, 因而这种处理更加合理. n 表示边界单位法向量, 区域 A 和 B 为钨极固体区域, 压力和速度不在固体区域求解, 区域 D 的速度为给定的常量. 这里没有考虑阴极和阳极鞘层区, 因此假定阳极表面的温度为 5000 K, A 和 B 边界由于离阴极尖端很近, 可近似认为两者之间温差很小, 指定其温度为 3000 K. 计算采用的热物性参数选自文献 [10] 和文献 [22], 这些参数是温度的函数, 如图 2 所示.

用 Gambit 前处理软件进行几何建模, 钨极直径 2.4 mm, 尖角为 60° 且带有直径 0.3 mm 的凸台, 钨极间距为两钨极横截面的圆心距. 求解域为圆柱形, 底面半径 12 mm, 针对 3 和 6 mm 的弧长, 求解域高度分别为 4.6 和 7.6 mm, 阳极半径 12 mm. 由于几何模型部分区域形状的不规则性, 采用分区划分网格的方法, 在变量梯度较大的区域局部加密, 结构化网格和非结构化网格相结合, 生成六面体网格. 网格划分如图 3 所示.

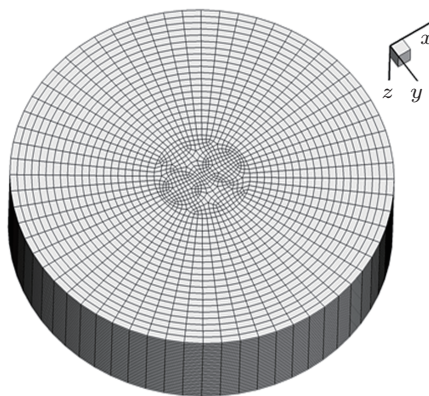


图 3 网格划分

3 模拟结果与分析

采用以上建立的模型, 保持两钨极电流均为 100 A, 对不同的钨极间距和弧长下的温度场、流场和压力等求解, 由于在温度低于 10000 K 的区域, 与局域热平衡假设已经严重偏离, 对于温度场给出 7000 K 以上的温度分布, 为了清楚地给出流动情况, 截取了 xz 面流场的主要部分.

3.1 弧长 3 mm

图 4 为弧长 3 mm 和钨极间距 3 mm 的条件下的模拟结果. 由图可以看到, 在两钨极和阳极之间

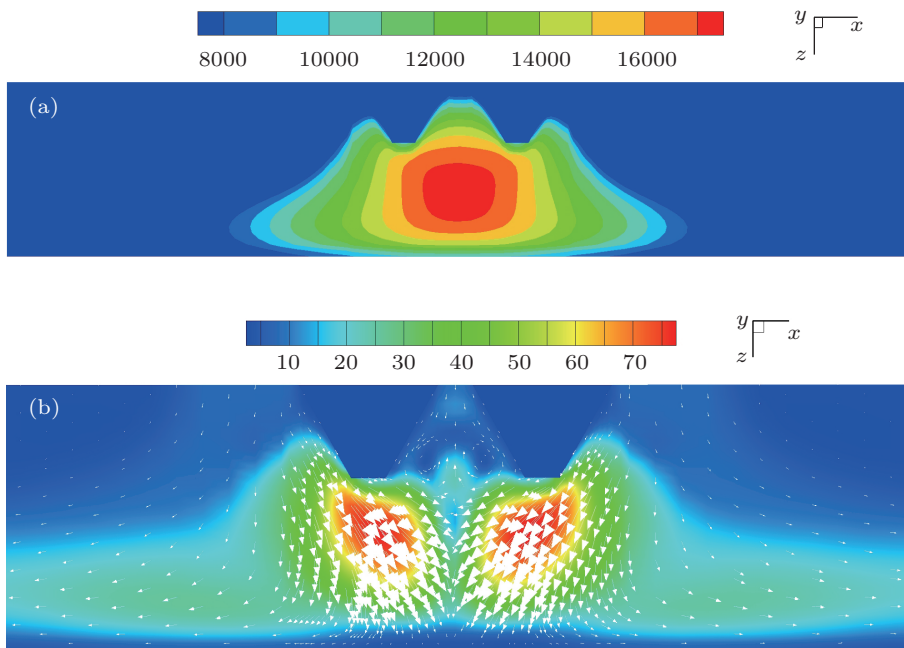


图 4 xz 截面温度场和流场 (a) 温度场; (b) 流场

形成一个耦合良好的电弧, 电弧的温度场和流场在 xz 面呈对称分布, 最高温度超过 17000 K, 最大流速接近 80 m/s, 温度的计算结果与实验结果 [6] 符合良好. 而相同条件下的 TIG 电弧最高温度约为 22000 K, 最大流速接近 300 m/s, 相比之下, 耦合电弧的最高温度和最大等离子流速低很多. 这是由于电流的不同分布方式导致不同的电弧电流密度造成的. 对于 TIG 电弧, 电流全部流过钨极, 而对于双钨极, 相同的电流流过两个钨极, 因此, 耦合电弧的电流密度要比 TIG 电弧小, 这从阳极的电流密度分布可以反映出来, 如图 6 所示. 而电弧热主要由焦耳热提供, 导致了耦合电弧温度降低, 而等离子流是在电弧电流自生磁场 B 和电流密度 j 产生的电磁力作用下运动的, 电流密度降低导致了自生磁场减弱, 由此产生的电磁力也较弱, 导致等离子流速减小. 这与 Ogino 等 [21] 的观点一致. 在电弧电磁场的相互吸引作用下, 可以看到两束明显的阴极射流向电弧中心运动, 引起部分电弧产热向电弧中心区域传输, 有利于形成电弧中心区域的高温. 图 5 为阳极

上方 0.2 mm 处的温度场和流场, 可以看到温度分布呈现椭圆形, 等离子流受到阳极的阻碍速度变得很小. 两束等离子流相遇后沿着 y 方向流动, 电弧热被传输到垂直于钨极的排布方向, 导致温度场外围在 y 方向扩展, 而在内侧高温区域则沿 x 方向扩展.

图 6 和图 7 分别是阳极表面电流密度和电弧压力在 x 和 y 方向的分布, 可以看到它们并不重合, 而且在 x 方向相对扩展, 这与图 6(a) 所示的阳极表面温度分布一致. 因此, 阳极表面的电流密度和电弧压力不能用高斯分布描述. 另一方面, 电流密度峰值接近 $6 \times 10^6 \text{ A/m}^2$, 电弧压力峰值为 220 Pa, 而相同条件下的 TIG 电弧电流密度接近 $1.0 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ [22], 而电弧压力峰值超过 600 Pa [12], 可见耦合电弧电流密度和电弧压力明显减小, 这些结果与已有的实验结果 [5,12,23] 一致. 如上所述, 电流密度减小导致电磁力减小, 从而使等离子流速降低, 而等离子向阳极运动撞击表面导致了电弧压力的产生, 最终使电弧压力减小.

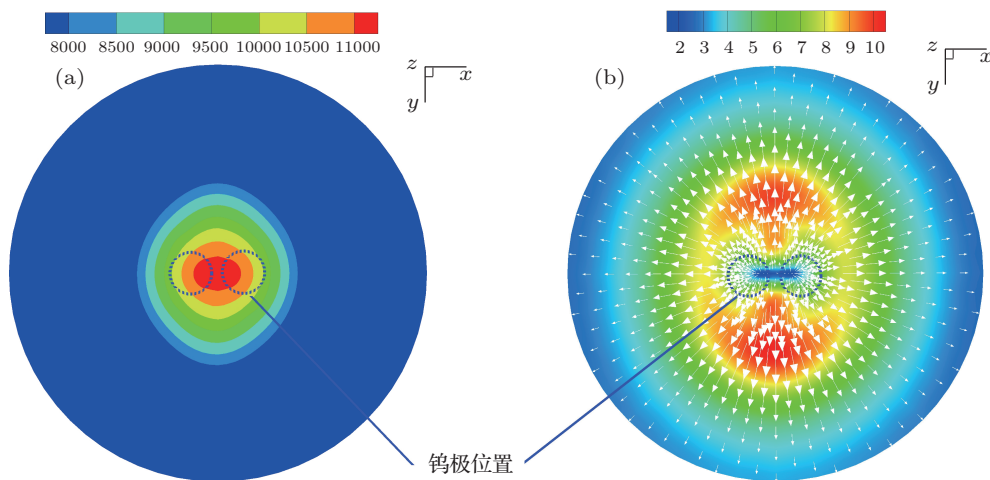


图 5 阳极表面的温度场和流场 (a) 温度场; (b) 流场

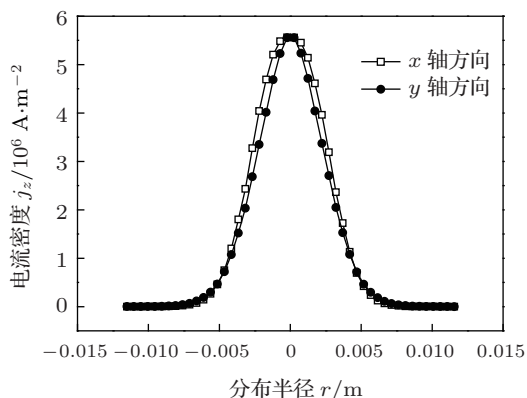


图 6 电流密度分布

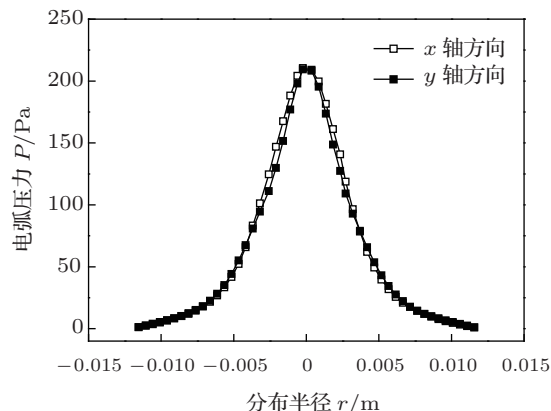


图 7 电弧压力分布

图 8—10 是弧长为 3 mm, 钨极间距为 6 mm 时的求解结果. 可以看到 xz 面的温度场高温区域出现

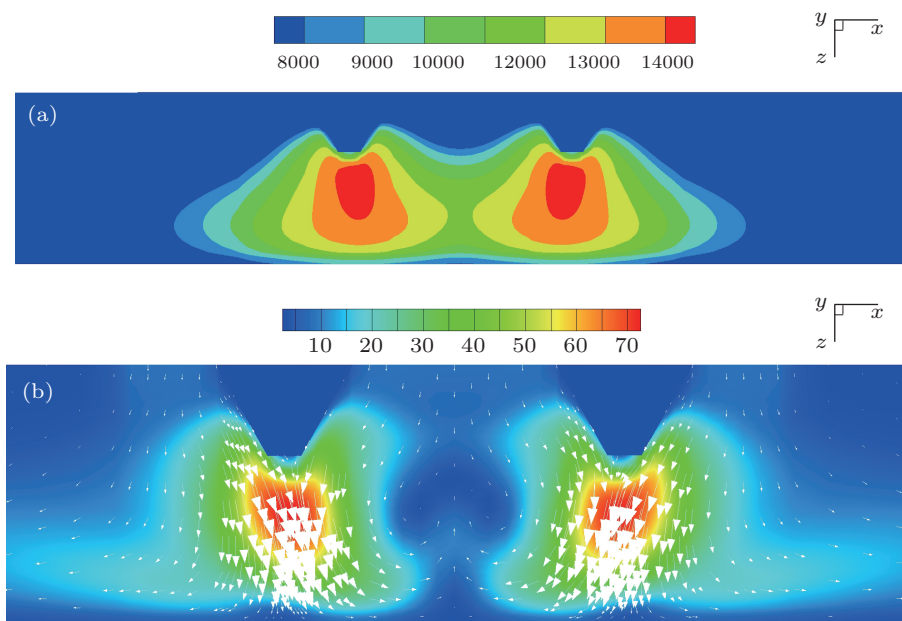


图 8 xz 截面温度场和流场图 $3xz$ 截面温度场和流场 (a) 温度场; (b) 流场

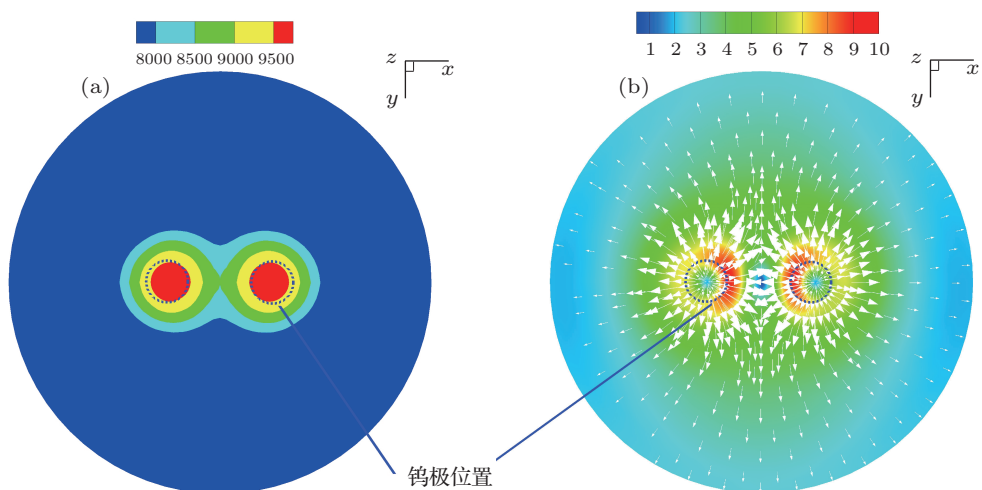


图 9 阳极表面 0.2 mm 处的温度场和流场 (a) 温度场; (b) 流场

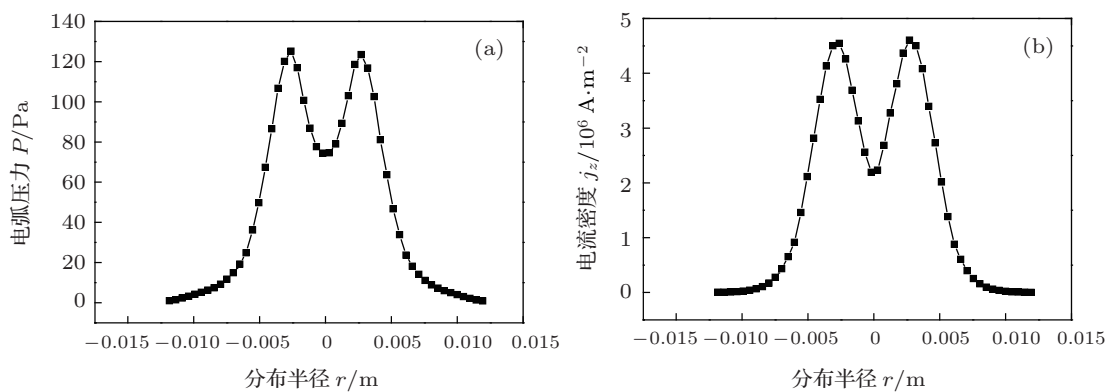


图 10 电流密度和电弧压力分布 (a) 电弧压力; (b) 电流密度

分离,但总体上还是一个电弧,最高温度超过 14000 K,等离子最大流速超过 70 m/s,在阳极表面 0.2 mm 处,电弧温度场高温区域同样产生分离,并产生于钨极下方靠内侧,这是由向内侧运动的等离子流传输热量所致.在弧柱区相向运动的等离子流在阳极受到阻碍向四周运动.与钨极间距为 3 mm 时相比,电弧最高温度和阳极表面最高温度有所降低,而等离子流速差别不大.电流密度和电弧压力出现双峰分布,且峰值比 3 mm 钨极间距的低.其原因是由于钨极间距的进一步增加使电流密度持续减小,最终导致了温度、电流密度和电弧压力等降低.可以推测,在极限情况下,当钨极间距增加到无穷大时,等离子之间没有相互作用,其结果便与 100 A 的 TIG 电弧情形一样.

3.2 弧长 6 mm

从图 11 可以看到,在钨极间距和弧长分别为 3 和 6 mm 的情形下,电弧耦合良好,出现一个高温区域,这与弧长 3 mm 的情形类似,但最高温度有所降低,为 15335.9 K.从图 11 的流场可以看到,由于弧

长较长,空间较大,两束阴极射流相互靠近,汇集为一束等离子流向阳极运动,受到阳极的阻碍作用流向四周,从图 12 的温度场和流场可以更清楚地看到.在阳极表面,由于等离子体的相向运动和阳极的阻挡作用,流速很低,且流动沿着 y 方向较充分发展,形成这个方向上较大的速度,导致温度场沿着 y 方向拉长,呈现椭圆形.图 13 和 14 分别是阳极表面 x 和 y 方向的电弧压力分布和电离密度分布.可以看到,这两个方向上的值并不完全重合,而是在 y 方向分布较宽,即在 y 方向扩展,这与温度场的分布是一致的.与 3 mm 弧长的情形相比,电弧压力和电流密度的峰值降低.电流密度的分布曲线不及电弧压力的光滑,可能是由于阳极附近的网格粗糙造成的.

钨极间距和弧长均为 6 mm 的计算结果见图 15—18.由 xz 面的温度场和流场可以看到,电弧温度较高的区域相互靠近,等离子流向下向内运动,但是与 3 mm 钨极间距的情形不同,并没有融合为一体,电弧的最高温度超过 14000 K,最大流速接近 90 m/s.从图 16 可以看出,电弧的高温区域处于钨

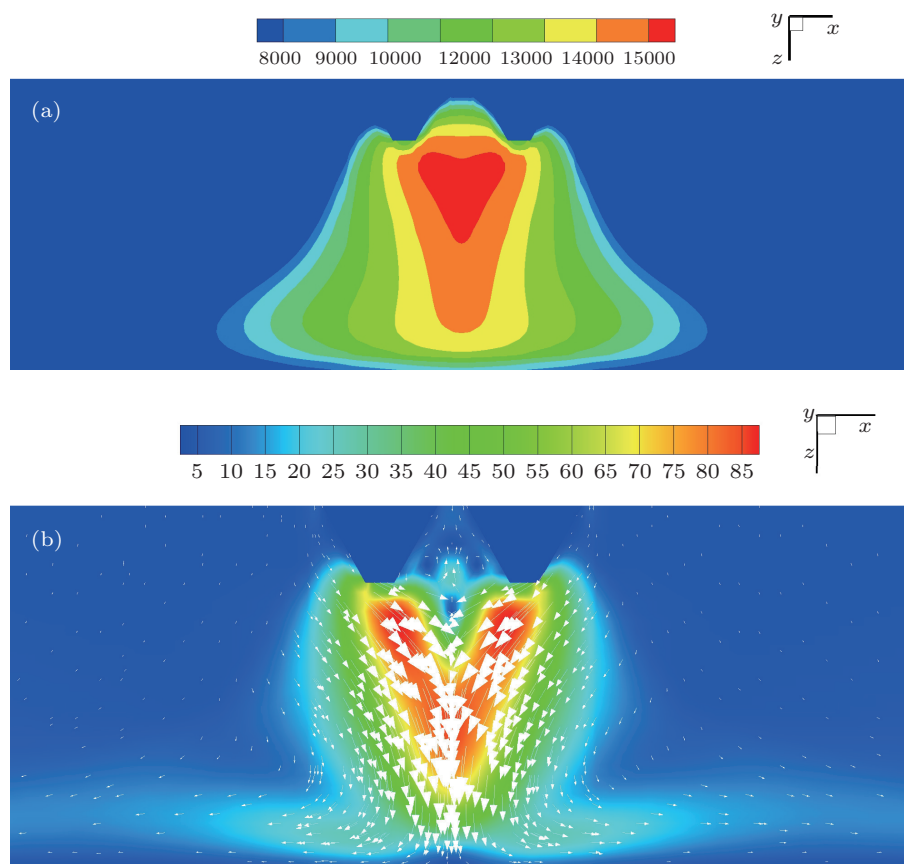


图 11 xz 截面温度场和流场 (a) 温度场; (b) 流场

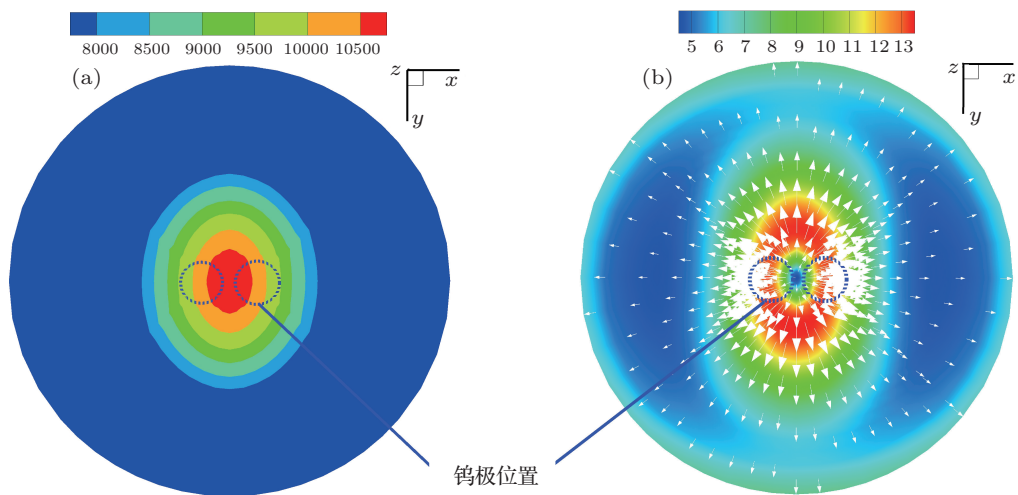


图 12 阳极表面 0.2 mm 处的温度场和流场 (a) 温度场; (b) 流场

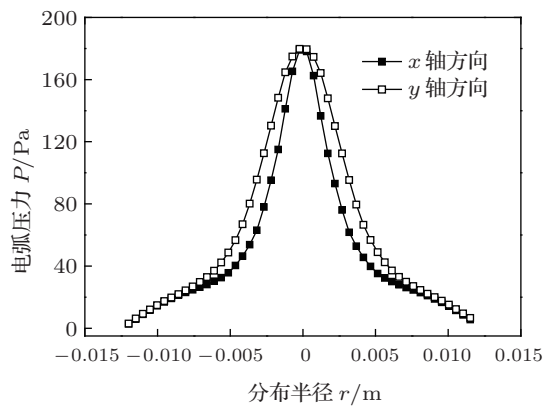


图 13 电弧压力分布

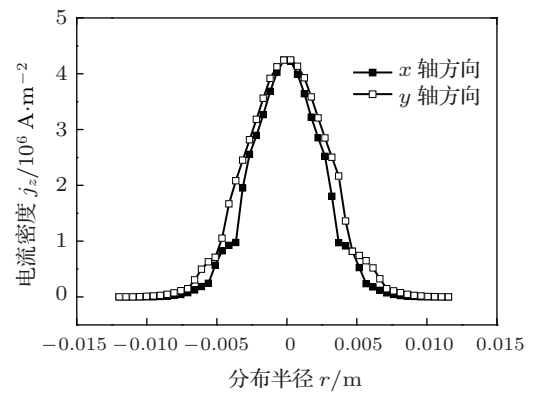


图 14 电流密度分布

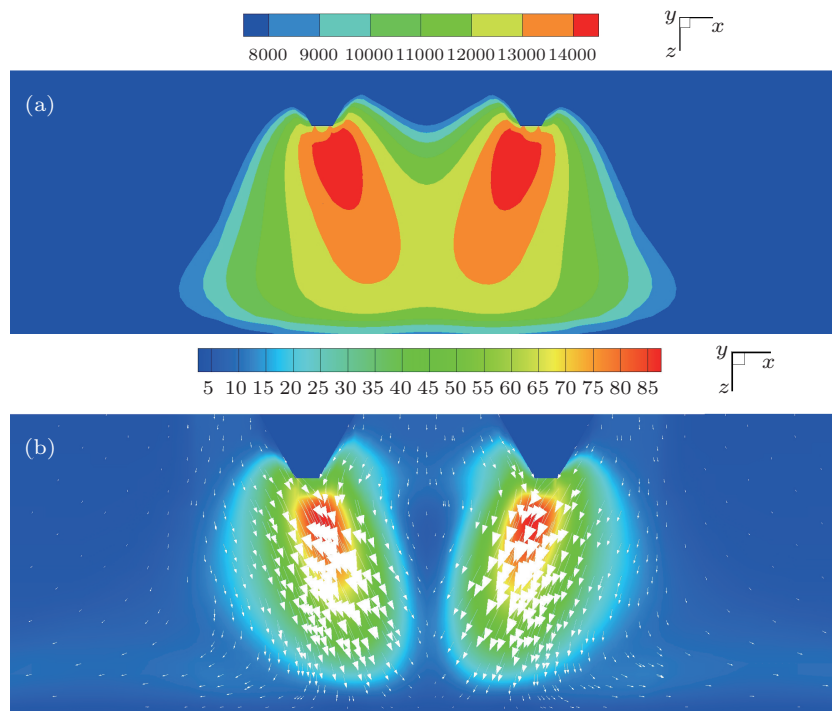


图 15 xz 截面温度场和流场 (a) 温度场; (b) 流场

极下方靠近内侧的位置, 等离子流沿 y 方向形成流速较大的区域, 与电弧中心区域相比, 温度和流速很低. 与 6 mm 弧长和 3 mm 钨极间距下的结果相比, 这些峰值有所下降, 原因是由于增加的钨极间距导致电流密度下降所致. 电流密度的减小从图 18

可以得到反映, 可以看到, 阳极表面电流密度峰值下降, 且出现双峰, 与之类似, 阳极表面的电弧压力如图 17 所示, 也出现微弱的双峰分布, 且其峰值进一步降低.

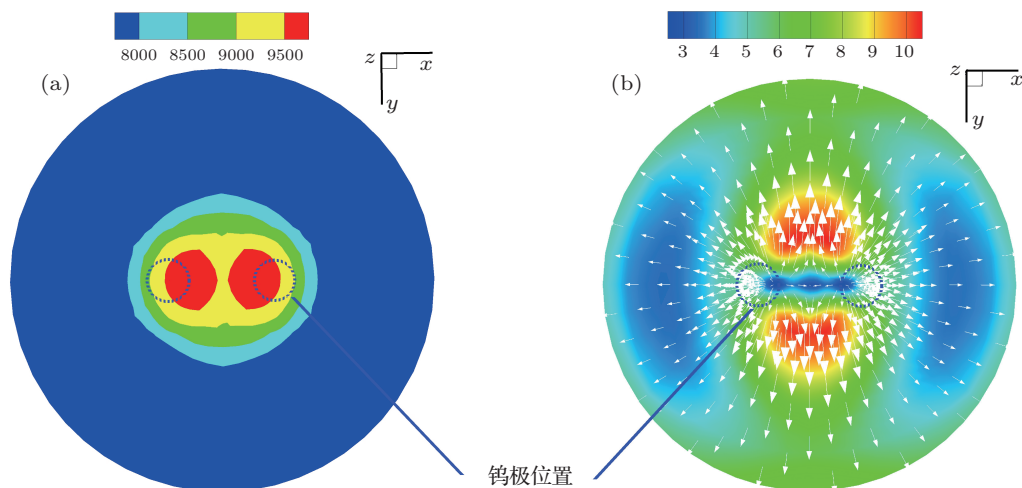


图 16 xy 面温度场和流场 (a) 温度场; (b) 流场

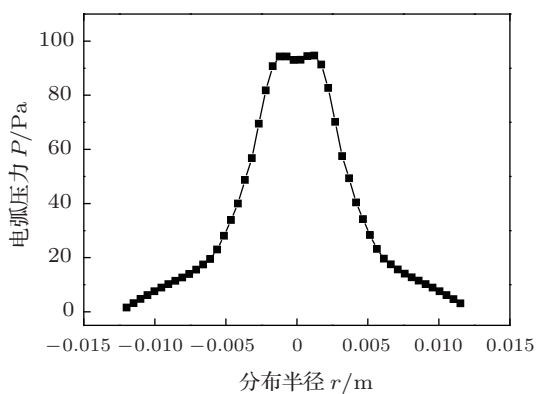


图 17 电弧压力分布

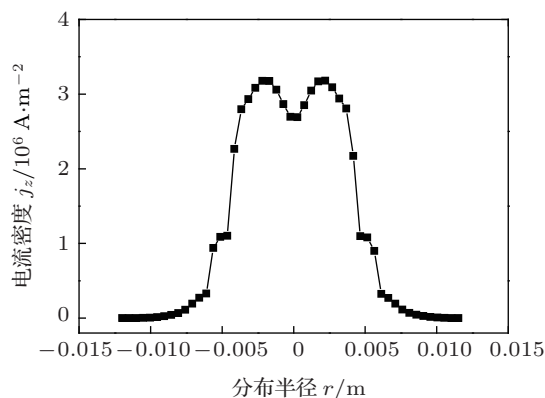


图 18 电流密度分布

4 结论

借助于麦克斯韦方程组和流体力学方程组, 建立了描述耦合电弧的三维数学模型, 计算得到了不同弧长和钨极间距下耦合电弧的温度场、流场、电流密度和电弧压力分布等系列结果. 结论如下:

1) 与 TIG 电弧相比, 耦合电弧最高温度、等离

子流速、电流密度和电弧压力等明显减小, 且阳极电弧压力和电流密度分布出现不对称现象, 不能用高斯分布描述;

2) 钨极间距和弧长增大均会导致电弧最高温度、等离子流速、电流密度和电弧压力等下降, 而且钨极间距增大导致电弧高温区域的分离和阳极电弧压力以及电流密度出现双峰分布.

- [1] Ribic B, Palmer T A, DebRoy T 2009 *Sci. Technol. Weld. Join.* **54** 224
- [2] Kobayashi K, Nishimura Y, Lijima T, Ushio M, Tanaka M, Shimamura J, Ueno Y, Yamashita M 2004 *Weld. World* **48** 35
- [3] Zhang Y M, Jiang M, Lu W 2004 *Weld. J.* **83** 39
- [4] Fujii H, Sato T, Lu S, Nogi K 2008 *Sci. Eng.* **495** 29
- [5] Leng X, Zhang G, Wu L 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 1120
- [6] Zhang G, Xiong J, Hu Y 2010 *Meas. Sci. Technol.* **21** 105502
- [7] Hsu K C, Mtemadi K, Pfender E 1983 *Appl. Phys.* **54** 11293
- [8] Lowke J J, Morrow R, Haidar J 1997 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** 2033
- [9] Kim W H, Fan H G, Na S J 1997 *Metall. Mater. Trans. B* **28B** 679
- [10] Choo R T C, Szekely J, Westhoff R C 1992 *Metall. Mater. Trans. B* **23B** 57
- [11] Murphy A B, Tanaka M, Yamamoto K, Tashiro S, Sato T, Lowke J J 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194006
- [12] Fan D, Ushio M, Matsuda F 1986 *Trans. JWRI* **15** 1
- [13] Yuan X Q, Li H, Zhao T Z, Wang F, Yu G Y, Guo W K, Xu P 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3806 (in Chinese) [袁行球, 李辉, 赵太泽, 王飞, 俞国扬, 郭文康, 须平 2004 物理学报 **53** 3806]
- [14] Tian J G, Deng J, Li Y J, Xu Y X, Sheng H Z 2011 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **43** 32 (in Chinese) [田君国, 邓晶, 李要建, 徐永香, 盛宏至 2011 力学学报 **43** 32]
- [15] Shi Y, Guo C B, Huang J K, Fan D 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 048102 (in Chinese) [石玓, 郭朝博, 黄健康, 樊丁 2011 物理学报 **60** 048102]
- [16] Xu G, Hu J, Tsai H L 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 103301
- [17] Freton P, Gonzalez J J, Gleizes A 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 2442
- [18] Lago F, Gonzalez J J, Freton P, Uhlig F, Lucius N, Piau G P 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 2294
- [19] Li H P, Chen X 2001 *Chin. Phys.* **11** 44
- [20] Yin X, Gou J, Zhang J, Sun J 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 285203
- [21] Ogino Y, Hirata Y, Nomura K 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 215202
- [22] Lancaster J F 1986 *The Physics of Welding* (2nd Ed.) (Oxford: Oxford Pergamon) p28
- [23] Nestor O H 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 1638

Numerical simulation of coupled arc in double electrode tungsten inert gas welding*

Wang Xin-Xin¹⁾ Fan Ding^{1)2)†} Huang Jian-Kang¹⁾²⁾ Huang Yong¹⁾²⁾

1) (State Key Laboratory of Gansu Advanced Non-ferrous Metal Materials, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China)

2) (Key Laboratory of Non-ferrous Metal Alloys, The Ministry of Education, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China)

(Received 22 July 2013; revised manuscript received 27 August 2013)

Abstract

A three-dimensional quasi-steady state mathematical model for the coupled arc in double electrode tungsten inert gas (TIG) welding is established based on the fluid dynamic equations and Maxwell equations under the reasonable boundary conditions. By solving these equations, the distributions of temperature, velocity, arc pressure and current density of the coupled arc are obtained. The results accord well with previous experimental results. It is found that the maximum temperature and plasma velocity of the coupled arc decrease compared with those of the TIG arc in the similar conditions. The peak value of arc pressure and current density at the anode surface decline sharply. Both the electrode spacing and arc length have significant influences on temperature and flow field, current density, and arc pressure of the coupled arc. Furthermore, coupled arc pressure and current density at the anode cannot be described by Gaussian assumption.

Keywords: coupled arc, three dimension model, numerical simulation

PACS: 81.20.Vj, 02.60.Cb, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.62.228101

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51074084).

† Corresponding author. E-mail: xinxin2xy@163.com