

自由燃烧电弧的磁流体动力学数值模拟¹⁾

田君国^{*,†} 邓 晶^{*,†,2)} 李要建^{*} 徐永香^{*} 盛宏至^{*}

^{*}(中国科学院力学研究所等离子体与燃烧中心, 北京 100190) [†](中国科学院研究生院, 北京 100190)

摘要 采用基于磁矢量势描述的磁流体动力学模型对直流氩气等离子体自由燃烧电弧进行了数值模拟研究. 通过对电磁场方程组和流体力学方程组的耦合迭代计算, 求解得到了电弧温度场和速度场等重要结果. 计算结果清晰反映出等离子体电弧的高温阴极射流现象, 并与国际同行的实验和数值结果相互对照. 还特别分析了在考虑电极鞘层时对电弧模拟结果的影响. 得到了不同电流下氩气等离子体电弧流动和传热状态变化规律, 有助于在电弧工业应用中进行热分析和电功率控制.

关键词 等离子体, 电弧, 数值模拟, 磁流体, 阴极射流

中图分类号: O361.3 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2011)01-0032-07

引 言

等离子体电弧技术被广泛应用于材料加工、表面处理、有机危险废弃物的裂解以及含有重金属或放射性元素的无机废弃物的玻璃化, 即 PP/V (plasma pyrolysis/vitrification) 技术^[1]. 在等离子体电弧炉内, 温度分布和速度分布对于有害元素的质量输运有重要影响, 并且直接决定了危险废弃物的摧毁效率. 由于等离子体炉的封闭性及炉内的高温 and 电磁辐射条件, 对于炉内核心区域流场和温度场的直接测量比较困难, 因此使用数值模拟方法来研究其内部的流动和传热状态就成为了一种必然的选择.

磁流体动力学 (magnetohydrodynamics, MHD) 方法是一种模拟等离子体电弧流动与传热的有效方法. 通过对电磁场方程组和流体力学方程组的耦合迭代计算, 可以求解得到炉内流体的速度和温度分布. 在磁流体动力学模型中, 等离子体被视为一种导电的流体, 其电导率随着温度变化. 以氩气为例, 当温度在 3000 K 以下时, 其电导率近似为 0; 而当温度从 5000 K 升高到 10000 K 时, 其电导率从 1.03 S/m 增至 2730 S/m^[2], 这反映了气体随着温度升高而逐步电离成为等离子体的过程.

文献 [3] 率先采用磁流体动力学理论来研究氩气自由燃烧电弧, 除了开展数值模拟工作外还进行了电弧温度场的光谱测量. 文献 [4] 对封闭腔体中的

等离子体电弧进行了数值模拟研究. 文献 [5] 通过数值模拟来研究阳极金属铜蒸汽对自由燃烧电弧状态的影响.

传统的等离子体电弧模拟通常采用磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 来描述磁场^[3-5], 需要按照安培环路定律对电流密度 $\mathbf{j}$ 进行复杂的积分计算来求解磁场强度. 在本工作中, 作者采用了磁矢量势矢量 $\mathbf{A}$ 代替磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 来描述磁场, 将电磁场方程组转化为与流体力学方程组类似的偏微分方程组, 这样可以方便地采用常见的计算流体力学方法来求解电磁场. 本工作使用流体力学计算软件 FLUENT 的 UDS 方法^[3], 根据磁流体动力学的特点对 FLUENT 软件进行编程二次开发, 实现对电磁场方程组和流体力学方程组的耦合求解.

在电极与流体交界面的处理上, 本文特别采用了电磁场和传热的流固耦合边界条件, 可以保证固体和流体之间电流与热流的连续性, 并且避免了在交界面上采用同类工作中的一些强制边界条件. 本文对电磁场计算工作的简化, 有利于将磁流体模拟成果进一步应用到三维等离子体危险废弃物裂解炉的流体力学与化学反应动力学耦合模拟中.

本文研究了不同电流条件下的氩气等离子体电弧流动和传热状态的变化规律, 有利于在工业应用中对等离子体系统进行热分析和电功率控制.

2009-12-07 收到第 1 稿, 2010-05-24 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (50476081).

2) E-mail: dengjing@imech.ac.cn

1 数值模拟方法

1.1 假设条件

模型中所使用的假设包括：

- (1) 流场的流动为轴对称、定常、层流的；
- (2) 在电弧区域采用局部热平衡假设；
- (3) 等离子体是光学薄的；
- (4) 等离子体的密度、比热、速度、黏性、热导率和电导率都仅为温度的函数^[2]；
- (5) 忽略重力和黏性耗散。

1.2 控制方程和计算方法

在定常和轴对称条件下，描述电弧等离子体的磁流体力学方程组为：

质量方程

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

径向动量方程

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_r v_z) = \\ -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(2r\mu \frac{\partial v_r}{\partial r}\right) + \\ \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z}\right)\right] - 2\mu \frac{v_r}{r^2} - \boxed{j_z B_\theta} \end{aligned} \quad (2)$$

轴向动量方程

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z^2) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left(2\mu \frac{\partial v_z}{\partial z}\right) + \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left[r\mu\left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z}\right)\right] + \boxed{j_r B_\theta} \end{aligned} \quad (3)$$

能量方程

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho c_p v_r T) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho c_p v_z T) = \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(rk \frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k \frac{\partial T}{\partial z}\right) + \\ \boxed{\frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} + \frac{5k_B}{2e}\left(j_r \frac{\partial T}{\partial r} + j_z \frac{\partial T}{\partial z}\right) - U} \end{aligned} \quad (4)$$

式中，角码 r 和 z 分别表示径向和轴向； T 为温度， P 为压强； v_r 和 v_z 分别为速度的径向分量和轴向分量； ρ 、 c_p 、 μ 、 k 和 σ 分别为等离子体的密度、比热、黏度、热导率和电导率。方框标注的项是与等离子体相关的特殊动量和能量源项，其中方程 (4) 方框中的 3 项分别是焦耳热、电子热和辐射项。

在本文中，方程 (3) 的电流密度分量 j_r 和 j_z ，以及磁感应强度的周向分量 B_θ 是通过基于磁矢量

势方法描述的麦克斯韦方程组求解获得的。

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

电磁学方程组 (5) 中的 $\mathbf{E}$ 、 φ 、 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{A}$ 分别表示电场强度矢量、电势、磁感应强度矢量和磁矢量势。在定常和轴对称情况下，通过对电磁方程组的推导可以得到如下方程组：

电流连续方程

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

安培定律 ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Tm/A}$)

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial A_z}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial A_z}{\partial z}\right) &= -\mu_0 j_z \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial A_r}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial A_r}{\partial z}\right) &= -\mu_0 j_r \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

欧姆定律

$$\left. \begin{aligned} j_z &= -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} \\ j_r &= -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

本文中的欧姆定律采用适用于热等离子体特性的简化形式，该形式忽略了在热等离子体中相对较小的感生电场强度 $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ 的影响^[6]。

25 000 K 以下的氩气密度、比热、黏度、热导率和电导率参数来自文献 [2] 的详细理论推导，该组物性参数得到了国内外研究人员的认可和广泛引用^[4]。

上面所提到的方程 (1)~(4)、(6) 和 (7) 都属于一类偏微分方程形式，可以采用流体力学计算软件 FLUENT 进行耦合求解。FLUENT 的求解器中已经集成了方程 (1)~(4)，作者采用 UDS 方法^[7] 将方程 (6) 和 (7) 编程导入到 FLUENT 中，将需要与流体动力学方程组耦合求解的其他标量方程编程导入到求解器中，使之与已集成的标准流体动力学方程组并列并耦合求解。方程 (2)~(4)、(7) 中的特殊源项则采用 UDF 方法^[7] 处理，通过二次开发来增加或修改 FLUENT 中集成的标准流体动力学方程组中的各项源项即是对该方法的一种应用，具体处理方法见文献 [7]。

2 多功率氩气电弧数值模拟及结果

2.1 边界条件

本算例为直流等离子体自由燃烧电弧，计算域如图 1 所示，此算例被国内外同行广泛地用于计算与

实验的对比验证^[3-5,8]. 阴极柱状电极使用钨材料, 锥角为 60°. 阳极为铜制平板电极, 工作气体为氩气. 进口 BC 和出口 CD 的外部都处于一个大气压下, 温度为 1000 K 的氩气气氛. 图 1 中 $ACEF$ 区域是电磁场和温度场的计算区域, 而流场计算区域是 $ACEF$ 区域中除阴影部分外的流体区域, 区域边界耦合计算方法详见文献 [7].

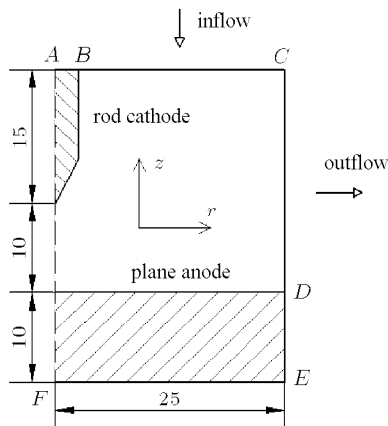


图 1 自由燃烧电弧装置结构示意图 (单位: mm)

Fig.1 Structural representation of the free burning arc equipment (unit:mm)

本算例的边界条件汇总在表 1 中, 采用的符号意义是^[7]

$$\gamma \equiv \frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{n}} = 0$$
$$A \equiv \text{由计算域内部推导}$$

(9)

上述边界条件 A 主要在边界处流动的 Peclet 数不高的情况下使用. 选择这种特殊的边界条件是因为计算域前沿的流动还未充分发展, 也因此使得求解器可以比较容易处理回流的现象^[7]. 算例中假设阴极和阳极被冷却到一定温度. 电势方程的边界条件由电流条件 (I 分别取 100 A, 200 A 和 300 A) 给出.

表 1 电弧模型的边界条件

Table 1 Boundary conditions of the arc model

	AB	BC	CD	EF	AF
P	—	$1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$	$1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$	—	γ
T	3 000 K	1 000 K	A	1 300 K	γ
φ	$-\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{I}{A}$	γ	γ	0	γ
A_i	γ	γ	0	γ	γ
v_i	—	A	A	—	γ

2.2 计算结果

2.2.1 不同电流下的温度分布

通过方程组 (1)~(9) 的耦合迭代计算, 获得了氩气等离子体电弧的温度、速度、压力和电势等参数的分布. 图 2~ 图 4 分别列出了电流为 100 A, 200 A 和 300 A, 电极间距 10 mm 的 3 种工况的电弧等温线.

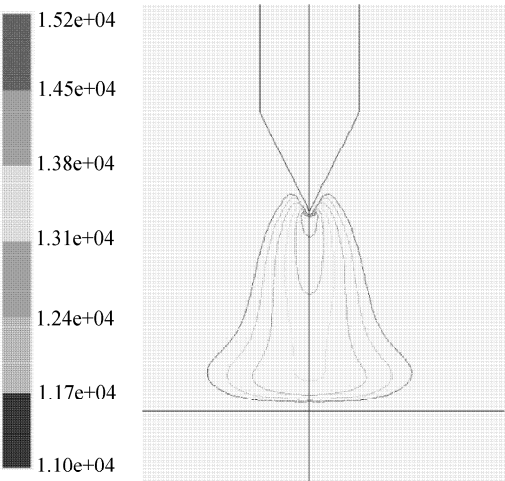


图 2 计算得 100 A 氩气电弧等温线 (K)

Fig.2 Calculated isotherms of the 100 A argon arc (K)

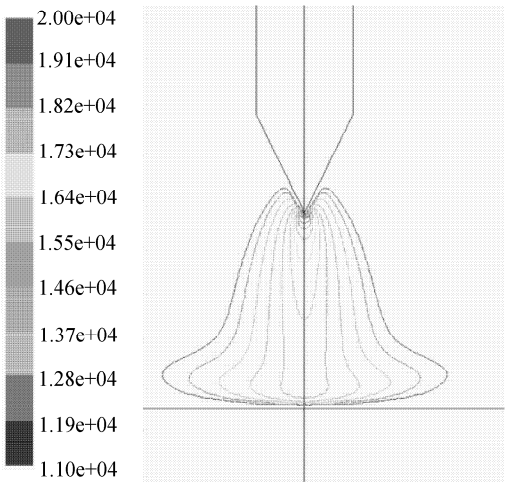


图 3 计算得 200 A 氩气电弧等温线 (K)

Fig.3 Calculated isotherms of the 200 A argon arc (K)

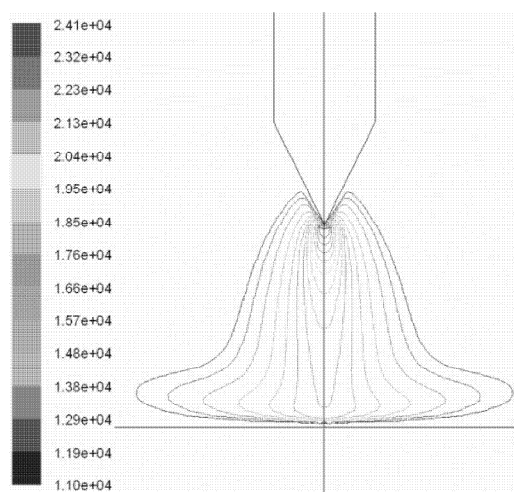
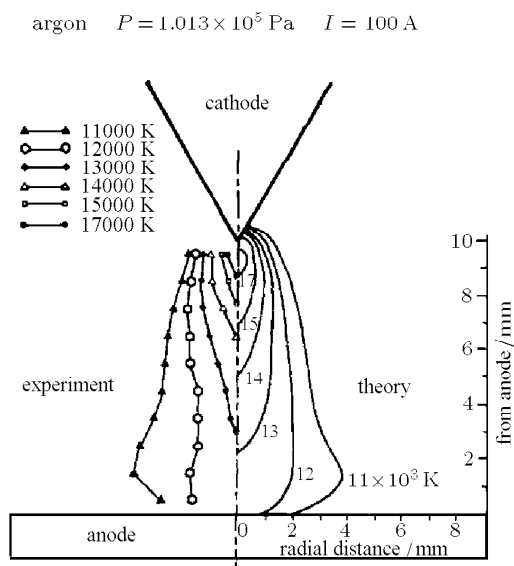
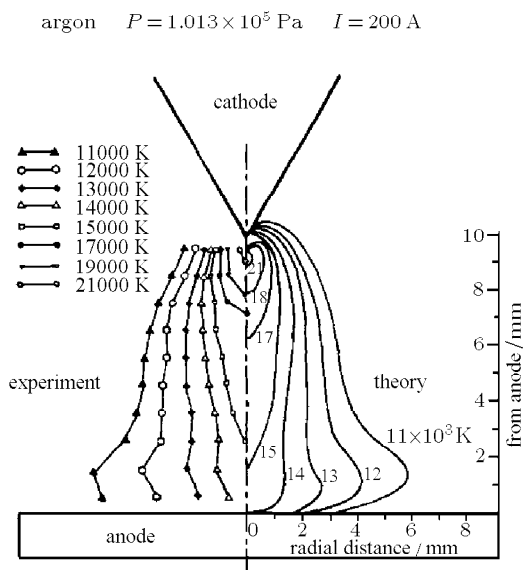
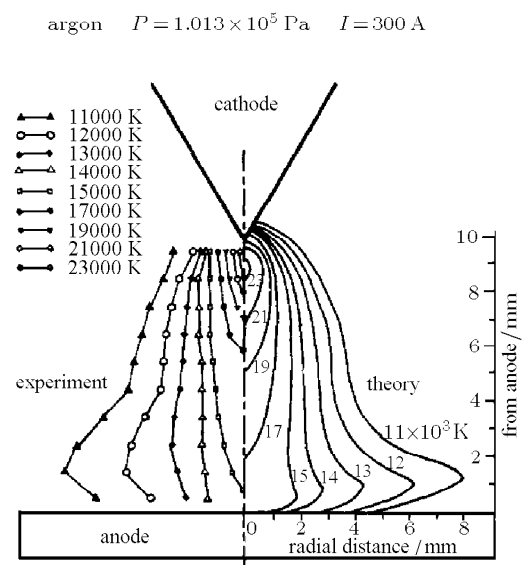


图 4 计算得 300 A 氩电弧等温线 (K)

Fig.4 Calculated isotherms of the 300 A argon arc (K)

计算所得的流场等温线是钟形的，这是电弧流场等温线的典型形式。温度最高点出现在阴极弧根区域，是由于气体在阴极尖端附近的电流密度集中区域内由焦耳热剧烈加热并电离形成等离子体。从最高温度和等温线分布情况来看，本计算结果与 K.C. Hsu 等^[3]的实验结果(图 5~ 图 7)是比较一致的。

图 5 Hsu 等测量和计算的 100 A 氩电弧等温线^[3]
Fig.5 Measured and calculated isotherms of the 100 Aargon arc^[3]图 6 Hsu 等测量和计算的 200 A 氩电弧等温线^[3]
Fig.6 Measured and calculated isotherms of the 200 A
argon arc^[3]图 7 Hsu 等测量和计算的 300 A 氩电弧等温线^[3]
Fig.7 Measured and calculated isotherms of the 300 A
argon arc^[3]

2.2.2 不同电流下的速度、压力分布

图 8 为 200 A 氩电弧流动的速度矢量图，可见最大速度约为 366 m/s。由于电弧温度高、辐射强，流场速度极难测量，因而缺乏精确实验数据进行对比。从图 8 中可以看出，气流从进口进入，被阴极射流引射进入弧区，冲击平板阳极后转向流向侧面出口。

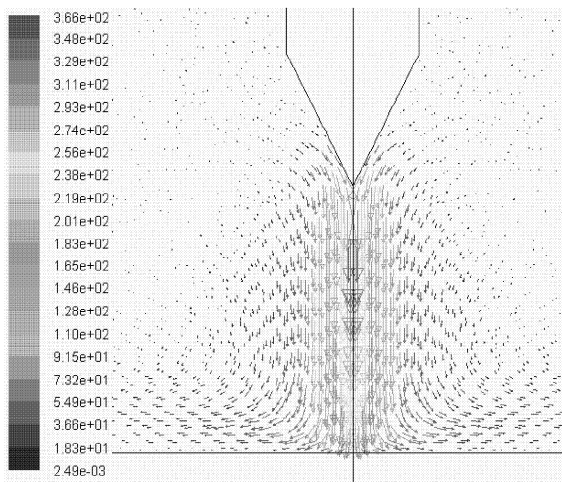


图 8 200 A 氩气自由燃烧电弧的速度矢量图 (单位: m/s)
Fig.8 Velocity vectors of 200 A free burning argon arc
(unit: m/s)

图 9 显示了在电流分别为 100 A, 200 A, 300 A 的 3 个工况下轴向速度沿电弧中轴线的分布情况, 轴向距离坐标起点为阴极尖端, 终点为平板阳极表面 (下同). 气体在阴极尖端附近受热形成等离子体的同时被洛伦兹力加速并达到最大速度, 在冲击平板阳极时部分等离子体轴向速度降为 0. 在 3 个工况下, 最高轴向速度分别达到了 129 m/s, 360 m/s 和 602 m/s.

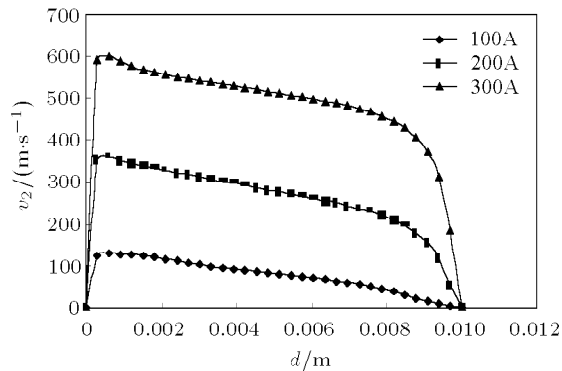


图 9 氩气自由燃烧电弧轴向速度沿电弧轴线的分布
Fig.9 Variation of axial velocity in the axis of the free burning argon arc

图 10 显示了等离子体电弧中轴线上的压力分布, 在阴极尖端附近区域, 由于洛伦兹力对流体的强烈压缩作用而产生了较大的压力梯度, 气体被加速流动起来之后压力梯度逐渐减小, 在等离子体冲击阳极平板时由于气流滞止作用再次形成压力提升. 在 3 个工况下, 阴极尖端高压区域的最大压力 (表压) 分别为 218 Pa, 777 Pa 和 1452 Pa.

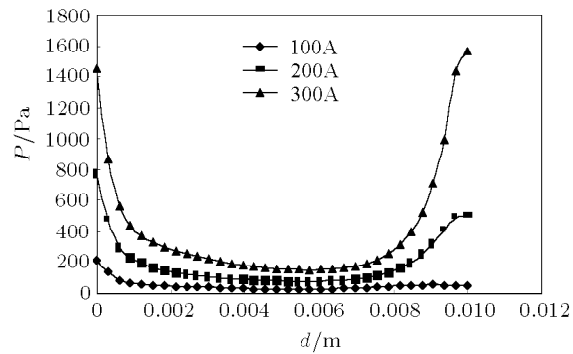


图 10 压力 (表压) 沿电弧轴线的分布
Fig.10 Variation of pressure in the axis of the argon arc

2.2.3 不同电流下的电势分布及鞘层的影响

由图 11 可以得出, 两极间电势差随着电流的升高而增大, 计算所得的 3 个工况下的极间电势差分别为 10.7 V, 12.5 V 和 14.3 V, 这与采用传统电磁场计算方法所得结果近似^[2,4]. 虽然没有考虑阴极鞘层的影响, 计算结果仍然显示了阴极尖端附近电势的剧烈变化, 这会直接导致该区域内的电流密度集中和电弧高温核心的形成. 由表 2 列出的计算及实验所得极间电势差数据可知, 计算结果和作者所在实验室获得的实验结果有显著的差距, 原因在于数值计算中没有考虑阴极鞘层的特殊物理机制^[9].

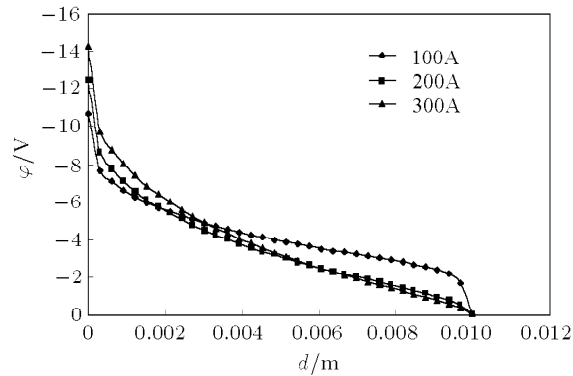


图 11 电势沿电弧轴线的分布
Fig.11 Variation of electrical potential in the axis of the argon arc

表 2 计算及实验所得极间电势差				
Table 2 Calculated and measured electrical potential difference between the electrodes				
Electric current/A	Calculated result/V	Voltage drop of sheath/V ^[9]	Result modified by sheath theory/V	Measured result/V
100	10.7	12.0	22.7	24
200	12.5	11.7	24.2	26
300	14.3	11.7	26.0	28.5

对于阴极鞘层特性的研究理论众多, 其中具有代表性的是 Zhou 和 Heberlein 的研究成果^[9]. 该研究成果得出了阴极鞘层内电势差与总电流的关系, 在总电流小于 150 A 时, 鞘层内的电势差随着总电流增大而迅速减小; 在电流超过 150 A 之后, 鞘层内的电势差变化逐渐趋缓, 并基本恒定. 基于该结果中 100 A, 200 A 和 300 A 时鞘层内的电势差 (见表 2), 对之前所得的极间电势差计算结果进行修正, 得到的修正计算值与作者所在实验室所做的电弧实验测量值更加接近.

鞘层部分的电势差与等离子体电弧部分的电势差在同一量级, 根据焦耳定律 ($Q = UI$) 计算可知鞘层内的电功率消耗比较大, 但这部分能量主要用于维持阴极弧根热电子发射所需要的高温, 仅有少量热量流入等离子体部分, 因此鞘层的存在对于等离子体电弧的能量输运影响较小. 所以, 一些研究人员合理地将鞘层内的能量输入与输出视为总体平衡^[9]. 并且, 由于等离子体是光学薄的, 由鞘层辐射的少量热量只有极少部分被等离子体所接收, 因而对等离子体的温度分布影响比较小. 由于电流的连续性, 鞘层的存在并未影响电弧内的电流分布以及磁场分布, 也就不会进一步通过洛伦兹力的形式来影响等离子体的动量输运, 从而对流场的分布影响也比较小.

综上, 鞘层的存在使得磁流体力学模拟结果中的电势值偏离实验值, 但鞘层的存在对于等离子体电弧的流场和温度场影响并不大. 因此, 在不考虑鞘层影响的情况下对电弧的流动与传热进行数值模拟的结果依然具备较高的可信度.

2.3 针对欧姆定律简化的合理性讨论

第 1.2 节中提到, 在热等离子体电弧的电磁场计算中所使用的欧姆定律, 即式 (6) 是进行过简化的. 欧姆定律的完整形式可表示为^[6]

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}) + \rho_c \mathbf{U} \quad (10)$$

其中, $\mathbf{U}$ 为宏观运动速度矢量, ρ_c 为静电荷密度.

根据本工作的计算结果, 以 200 A 自由燃烧电弧为例, 计算所得速度矢量 $\mathbf{U}$ 为 10^2 量级, 磁感应强度矢量的最大值出现在阴极尖端附近, 为 10^{-3} 量级, 因此感生电场强度矢量 $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ 应小于 10^{-1} 量级. 而计算所得电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 的最大值出现在阴极尖端和平板阳极表面上, 为 10^4 量级. 由电场和

电势的关系, 即 $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$, 可通过观察图 11 中电势 φ 沿电弧轴线的变化率来大体了解 $\mathbf{E}$ 的分布情况.

因此, 感生电场强度矢量 $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$ (10^{-1} 量级) 相对电场强度矢量 $\mathbf{E}$ (10^4 量级) 而言要小得多, 是完全可以忽略的.

由于热等离子体满足准电中性条件, 在鞘层以外的流体区域中静电荷密度 ρ_c 可近似为 0. 因此, 式 (10) 中与静电荷密度相关的项 $\rho_c \mathbf{U}$ 也可以忽略不计^[6].

综上, 在热等离子体电弧研究中可以合理地将欧姆定律简化为 $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ 的形式.

3 结 论

本文采用了基于磁矢量势描述的电磁场方程组与流体动力学方程组耦合求解的方法, 获得了与实验结果基本吻合的温度场, 且速度、电势、电流密度等的计算结果也接近国际同行的工作^[3-5]. 这证明了基于磁矢量势描述的 MHD 方法对于等离子体电弧的模拟是一种正确有效的方法. 本文的数值模拟结果清晰地反映了等离子体电弧的高温阴极射流现象, 以及弧区周围的气体被阴极射流加热和驱动的现象.

相对于 Hsu^[3] 和 Chen^[4] 等工作, 本工作通过对磁矢量势的偏微分方程进行求解获得磁场强度, 而不是采用对整个电弧区域的电流密度进行复杂的积分^[3-4]来求解磁场强度, 这对于流体力学计算来说是一种大大的简化.

Blais 等^[8]曾进行过与本文类似的工作. 在文献^[8]中, 将阴极表面分成两部分: 阴极侧面和阴极尖端, 并在阴极侧面采用了电磁绝缘条件, 将电流限制在阴极尖端, 即人为设定了电弧的阴极弧根. 这样虽然有利于在计算中捕捉电流在阴极尖端的集中现象, 但从物理上来说不甚合理. 而在本工作中, 在边界条件设置方面采用了相比文献^[3, 8]更少的假设, 更加符合实际的实验条件.

电极鞘层的存在对电弧极间电势的计算产生重要影响, 本文通过采用鞘层电势差修正方法^[9]来修正磁流体力学模拟结果, 使得计算结果更加接近实验结果.

本文建立了一套获得等离子体电弧流动和传热状况的数值研究方法, 研究了不同电流条件下氩气等离子体电弧流动和传热状态的变化规律, 对于等

离子体电弧在危险废弃物处理和材料加工等方面的工业应用具有理论指导意义。

参 考 文 献

- 1 Li Yaojian, Huang Zhang, Xu Yongxiang, et al. Plasma-arc technology for the thermal treatment of chemical wastes. *Environ Eng Sci*, 2009, 26: 731-737
- 2 Hsu KC. A self-consistent model for the high intensity free-burning argon arc. [PhD Thesis]. Minneapolis: University of Minnesota, 1983
- 3 Hsu KC, Etemadi K, Pfender E. Study of the free-burning high-intensity argon arc. *J Appl Phys*, 1983, 53(3): 1293-1301
- 4 Chen Xi, Li Heping. Heat transfer and fluid flow in a high-intensity free-burning arc. *Int J Heat and Mass Transfer*, 2001, 44: 2541-2553
- 5 Menart J, Lin L. Numerical study of a free-burning argon arc with copper contamination from the anode. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1999, 19: 153-170
- 6 陈熙. 热等离子体传热与流动. 北京: 科学出版社, 2009 (Chen Xi. Heat Transfer and Fluid Flow of Thermal Plasma. Beijing: Science Press, 2009 (in Chinese))
- 7 Fluent Inc. Fluent 6.2 User-Defined Functions Manual. Lebanon, NH. 2005
- 8 Blais A, Proulx P, Boulous MI. Three-dimensional numerical modeling of a magnetically deflected dc transferred arc in argon. *J Phys D: Appl Phys*, 2003, 36: 488-496
- 9 Zhou X, Heberlein J. Analysis of the arc-cathode interaction of free-burning arcs. *Plasma Sources Sci Technol*, 1994, 3: 564-574

(责任编辑: 陶彩军)

NUMERICAL SIMULATION FOR A FREE-BURNING ARGON ARC WITH MHD MODEL ¹⁾

Tian Junguo^{*,†} Deng Jing^{*,†,2)} Li Yaojian^{*} Xu Yongxiang^{*} Sheng Hongzhi^{*}

^{*}(Center for Plasma and Combustion Research, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

[†](Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract In this work, the Magneto-Hydrodynamic (MHD) model based on the magnetic vector potential description is used to simulate a DC argon free-burning plasma arc. The temperature and velocity fields of the arc are obtained by solving the electromagnetic equations and hydrodynamic equations with the coupled iterative computation. The simulation results that clearly show the phenomenon of high temperature cathode jet of plasma-arc are compared with the other research results. The effect of the cathode sheath to the simulation results is analyzed specially in this paper. For the argon free-burning arc, the characteristics of plasma arc flow and heat transfer under different arc current conditons have been obtained, which provides some useful knowledge for industrial applications of arc plasma.

Key words plasma, arc, numerical simulation, magneto fluid, cathode jet

Received 7 December 2009, revised 24 May 2010.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (50476081).

2) E-mail: dengjing@imech.ac.cn