

文章编号: 1000-8608(2012)04-0582-07

直流埋弧炉内电弧等离子体流动与传热分析

王 振,王宁会*,李 铁

(大连理工大学 电气工程学院,辽宁 大连 116024)

摘要:双电极直流埋弧炉的使用是一种生产氧化镁单晶的有效途径.为理解和优化电弧冶炼过程,建立了电弧炉中等离子体射流的三维稳态磁流体动力学模型.在模型中假设,电弧等离子体处于局部热动态平衡状态,而且熔池表面没有发生变形.利用 ANSYS 有限元分析软件,得到电弧温度场、流场、压力场和电势的分布.最后近似给出了由电弧引起的熔池表面等效热通量的分布.计算结果表明,熔池表面所受到的压强大小跟电流以及弧长有关:电流越大,压强越大;弧长减小,压强先增大后减小.

关键词:直流埋弧炉;电弧等离子体;有限元分析;温度场;流场;电磁场;压力; 模拟

中图分类号: TM51 文献标志码: A

0 引 言

单晶氧化镁(MgO)具有良好的物理化学性 能及光学性能,是性能优异的薄膜基片及光学零 件材料,广泛应用于高温超导、航空航天、光电技 术等领域^[1].单晶 MgO 在等离子显示板(PDP) 技术方面的应用也是近年来学术及商业机构研究 的热点^[2,3].

然而, MgO 熔点高达 2 800 ℃, 所以制备 MgO 单晶所采用的工艺也不同于常规人工晶体 的制备. 用电弧炉提炼是目前已知的唯一一种能 够有效生长高质量大尺寸 MgO 单晶的方法. 该 方法利用电弧等离子体产生的高温对极难熔融的 MgO 进行加热, 通过控制电流大小来控制电弧的 加热功率. 虽然高温等离子体的数值模拟在喷 涂^[4]、焊接^[5]、切割^[6]等领域已经得到很好的应 用, 但是, 冶金工业常采用的直流电弧炉在放电过 程中的功率更大, 实验装置更复杂, 观测条件也更 为苛刻, 所以其更为精确有效的数值模拟模型一 直都是学术及工业领域面临的一个难题^[7]. 秦 勤^[8]等虽然采用过类似装置生产电熔镁, 但并未 对其中的各种物理规律进行解释.而且,针对制备 MgO单晶的电弧炉,想要充分了解单晶在炉内生 长的过程,不但需要构建电弧等离子体射流传热 作用的数学模型,还需要评估电弧对熔池冲击的 强度,才能为搭建熔池模型做好铺垫,得到模拟单 晶生长所需要的边界条件.

Szekely 等^[9]率先对电弧炉内部的等离子体 射流进行了数值模拟方面的研究,得到了其温度 场和流场的分布;随后 Alexis 等^[10]和 Wang 等^[11]根据直流电弧的数学模型分析电弧对熔池 的各种传热机制以及剪切力作用;Ramírez 等^[12] 以更加通用的方式描述了电弧的特性随着电流及 弧长变化而变化的规律.但是现有文献对上万安 培的大电流的数值模拟,都是采用钢铁冶炼工艺 中常用的 15 cm 以上的长弧来进行计算和分析 的.由于长弧对熔池的冲击作用较小,以上文献主 要考虑水平向剪切力对熔池的作用.而根据本文 的双电极埋弧炉冶炼的运行情况和实际操作经 验,石墨电极产生的是长度不到 10 cm 的短弧.电 弧对熔池的冲击是非常剧烈的,这可以在 Jones

收稿日期: 2011-03-12; 修回日期: 2012-05-21.

基金项目:"八六三"国家高技术研究发展计划资助项目(2008AA03A325).

作者简介: 王 振(1981-),男,博士;王宁会*(1956-),男,教授,博士生导师,E-mail:ninghuiw@263.net.

等^[13]拍摄的照片中得到证实. 但是,以上文献对 熔池表面的电弧压力的分析并不充分,无法评估 电弧冲击对熔池形态及内部对流状态的影响,实 际冶炼过程中更希望得到双电极埋弧炉的三维数 值模拟结果. 冶炼 MgO 和冶炼钢铁用的直流电 弧炉有一定的相似之处,研究需要首先从电弧等 离子体射流建模开始. 通过同 2 160 A 电弧的实 验测量数据^[14]和 36 kA 电弧的仿真数据^[11]的对 比,本文着重研究双电极直流埋弧炉在冶炼氧化 镁过程中遇到的短弧情况.

1 电弧等离子体的数学模型

Bowman^[14]对电弧等离子体流速的测量仍是 目前理论计算常用的对比基准.所以,本文采用 Bowman 2 160 A 电弧的实验参数进行仿真计 算,并对比相应的实验结果以验证模型的可靠性. 根据该实验设计出的数学模型如图 1 所示,为了 压缩计算量,这里选择模型的 1/4 进行计算.图 中,顶部阴影部分为石墨阴极,ABB'为阴极斑, ADD'-FEE'为电弧等离子体在空气中导电的区 域,FEE'为熔池表面.



图1 电弧等离子体射流的计算区域

Fig. 1 Computational domain for the arc plasma jet

1.1 基本假设

(1)电弧等离子体处于局部热力学平衡状态, 对辐射的影响为光学薄;

(2)电弧弧柱区呈三维轴对称分布,并且达到 稳态;

(3)熔池表面无形变;

(4)介质成分为空气;

(5)电弧不可压缩,且处于湍流状态^[9,13].

1.2 三维圆柱坐标下流体动力学控制方程
质量连续方程:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\eta v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v_{\theta}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 (1)$$
径向动量连续方程:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\eta v_r^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v_r v_{\theta}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_r v_z) =$$

$$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[2 \eta \mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} - \frac{v_{\theta}}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right] +$$

$$\frac{2 \mu}{r} \left[\frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} - \frac{v_r}{r} \right] + \rho \frac{v_{\theta}^2}{r} - j_z B_{\theta} \qquad (2)$$
角动量连续方程:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho v_{\theta} v_{r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v_{\theta}^{2}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_{\theta} v_{z}) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} p + \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(\frac{\partial}{\partial r} v_{\theta} - \frac{v_{\theta}}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} v_{r} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[2 \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} v_{\theta} + \frac{v_{r}}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{v_{r}}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{v_{r}}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{v_{r}}{r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} + \frac{\partial}{\partial z} v_{\theta} \right]$$

轴向动量连续方程:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho v_{z}v_{r}) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}(\rho v_{z}v_{\theta}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_{z}^{2}) = -\frac{\partial}{\partial z} + j_{r}B_{\theta} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\Big[\mu r\Big(\frac{\partial v_{z}}{\partial r} + \frac{\partial v_{r}}{\partial z}\Big)\Big] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}\Big[\mu\Big(\frac{1}{r}\frac{\partial v_{z}}{\partial \theta} + \frac{\partial v_{\theta}}{\partial z}\Big)\Big] + \frac{\partial}{\partial z}\Big[2\mu\frac{\partial v_{z}}{\partial z}\Big]$$
(4)
$$\hat{\mathbf{k}} \equiv \hat{\mathbf{\gamma}} [\pm \hat{\mathbf{j}} \mathbf{k}]$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r p v_r I)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho v_{\theta} I)}{\partial \theta} + \frac{\partial (\rho v_z I)}{\partial z} = \psi + S_{\varphi} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\kappa}{c_p} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\kappa}{c_p} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{c_p} \frac{\partial T}{\partial z} \right)$$
(5)

式中: v_r 为径向速度, v_b 为角速度, v_z 为轴向速度, p为压力,T为电弧等离子体温度, φ 为电势, j_r 为 径向电流密度, j_z 为轴向电流密度. ρ 为密度, c_p 为 比热容, B_b 为角磁感应强度, σ 为电导率,是电弧 等离子体的属性.黏度系数 μ 和热导率 κ 分别包括 层流和湍流分量,即

$$\mu = \mu_{\rm l} + \mu_{\rm t}; \quad \kappa = \kappa_{\rm l} + \kappa_{\rm t} \tag{6}$$

1.3 电磁场方程

为得到电磁力和焦耳热,采用的电磁场方程如下:

电流连续方程

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\sigma r\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\sigma\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) = 0$$
(7)

欧姆定律

$$j_r = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r}; \quad j_z = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$
 (8)

安培环流定律

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rB_{\theta}) = \mu_0 j_z \tag{9}$$

其中μ₀为真空磁导率.

1.4 标准 k-ε 湍流模型方程

直流电弧炉内部的等离子体射流从之前的实 验测量和模型仿真的结果来看,皆处于一种高速 湍流且自收缩的状态^[13].所以,等离子体射流的 湍流特性可以近似由标准 k-ε湍流模型来表示,并 通过求解以下方程得到湍流动能 k 和湍流动能耗 散率 ε:

湍流动能运输方程

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(\rho v_r r \varepsilon)}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial(\rho v_{\theta} \varepsilon)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\rho v_z \varepsilon)}{\partial z} =$$

$$C_{1} \mu_{t} \Phi \frac{\varepsilon}{k} - C_{2} \rho \frac{\varepsilon^{2}}{k} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \Big[r \Big[\mu_{l} + \frac{\mu_{t}}{\sigma_{\varepsilon}} \Big] \frac{\partial}{\partial r} \Big] + \frac{1}{r^{2}} \frac{\partial}{\partial \theta} \Big[\Big[\mu_{l} + \frac{\mu_{t}}{\sigma_{\varepsilon}} \Big] \frac{\partial}{\partial \theta} \Big] + \frac{\partial}{\partial z} \Big[\Big[\mu_{l} + \frac{\mu_{t}}{\sigma_{\varepsilon}} \Big] \frac{\partial}{\partial z} \Big] \quad (11)$$

$$\oplus \mu_{t} = C_{\mu} \rho \frac{k^{2}}{\varepsilon}, \ \kappa_{t} = \frac{\mu_{t} c_{\rho}}{P r_{t}},$$

$$\Phi = 2 \Big[\Big[\frac{\partial}{\partial z} \Big]^{2} + \Big[\frac{\partial}{\partial r} \Big]^{2} + \Big[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{v_{r}}{r} \Big]^{2} \Big] + \frac{\Big[\frac{\partial}{\partial v_{\varepsilon}} + \frac{\partial}{\partial v_{r}} \Big]^{2} + \Big[\frac{\partial}{\partial v_{\theta}} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial v_{\varepsilon}} \Big]^{2} + \Big[\frac{\partial}{\partial v_{\varepsilon}} \Big]^{2}$$

$$\left(\frac{\partial r}{\partial r} - \frac{\partial z}{\partial t} \right)^{2} \left(\frac{\partial z}{\partial r} - \frac{v_{\theta}}{r} \right)^{2}$$

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_{r}}{\partial \theta} + \frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} - \frac{v_{\theta}}{r} \right)^{2}$$

$$(12)$$

上述标准 $k-\epsilon$ 湍流模型中, Pr_1 是湍动普朗特数, $C_1 、 C_2 、 C_{\mu}$ 为经验常数, σ_k 和 σ_{ϵ} 分别是湍流动能 k 和湍流动能耗散率 ϵ 对应的普朗特数, 常数 $C_1 、 C_2 、 C_{\mu} 、 \sigma_k$ 和 σ_{ϵ} 的取值分别为 1.44、1.92、0.09、1.0和 1.3^[11].

1.5 边界条件

模型建立后,为了获得数值解,必须给定边界条件.按照图1设定的边界条件如表1所示.

在阴极斑处(区域 ABB'),假设电弧电流密度 J 近似满足抛物线分布规律:

$$J = 2J_{c} \left[1 - \left(\frac{r}{R_{c}} \right)^{2} \right]$$
(13)

其中 r 为半径; R_c 为阴极斑的半径,

$$R_{\rm c} = \sqrt{\frac{I}{\pi J_{\rm c}}} \tag{14}$$

其中 I 为电弧总电流; J。为石墨电极表面电子流 密度,为4.4×10⁷ A/m^{2[10]}.石墨电极下表面处 的温度设置为4000 K,低于石墨电极的熔点(约 4700 K). 假设熔池表面 FEE'的温度为3100 K, 这是由电弧炉内 MgO 熔融的温度决定的.

表1 电弧等离子体的边界条件

Tab. 1Boundary conditions for the arc plasma

表面区域	边界条件				
	$v/(m \cdot s^{-1})(p/Pa)$	T/K	$arphi/\mathrm{V}$	k	ε
ABB'	$v_r = v_0 = v_z = 0$	4 000	式(9)	0	$\partial \epsilon / \partial z = 0$
BB'C'C	$v_r = v_0 = v_z = 0$	4 000	$\partial \varphi / \partial z = 0$	0	$\partial \epsilon / \partial z = 0$
CC ′D′D	$v_r = v_\theta = 0$	$\partial \mathbf{T}/\partial z = 0$	$\partial \varphi / \partial z = 0$	$\partial k/\partial z = 0$	$\partial \mathbf{\epsilon} / \partial z = 0$
EE'D'D	p = 0	$\partial \mathbf{T}/\partial \mathbf{r} = 0$	$\partial \varphi / \partial r = 0$	$\partial k/\partial r = 0$	$\partial \varepsilon / \partial r = 0$
FEE'	$v_r = v_0 = v_z = 0$	1 800 或 3 100	0	0	0
AF	$v_r = v_0 = 0$	$\partial \mathbf{T}/\partial \mathbf{r} = 0$	$\partial \varphi / \partial r = 0$	$\partial k / \partial r = 0$	$\partial \varepsilon / \partial r = 0$

2 数值解法和模型验证

假定等离子体的电导率为一常数,求解电弧 射流区域电势分布和电流密度分布,再以此作为 计算的初始条件,耦合求解电弧射流区域电磁相 互作用,然后依次添加电导率、黏性和密度等物性 参数,重新计算一直到最后收敛.ANSYS虽然采 用二阶迎风格式来保证精度,但也因此增加了不 稳定性,造成收敛困难.解决该问题的方法是合理 地设置惯性松弛(inertial relaxation).收敛的判 断依据是:计算区域中收敛最困难的那个节点的 速度、压力和温度保持不变,而控制方程组中所有 的残差持续减小.

图 2 比较了实验和仿真结果的差异.实验测 量结果是根据 2 160 A 的直流电弧轴心处不同位 置得到的不同速度和温度值^[14].从图中可以看 到,当电流为 2 160 A,弧长为 7 cm 时,模型计算 得到的温度场和流速场与实验吻合得比较好.其 中空气的比热容、密度、黏度、电导率和热导率随 温度变化的函数关系见文献[15].



Fig. 2 The simulation results for 2 160 A current at arc axial line

为了进一步评估模型的可靠性,本文接着采

用同样方法,将电弧电流增至 36 kA,弧长增至 25 cm,电极直径改为 8 cm,再次进行计算.图 3(a) 为在轴线处电弧的温度分布;图 3(b)为在轴线处 电弧的速度分布.由图 3 可知,本文与文献[11]对 36 kA 的等离子体射流仿真结果的差异并不大.



Fig. 3 The simulation results for 36 kA current at

arc axial line

3 结果和讨论

实验装置示意图如图 4 所示. 在双电极埋弧 炉中,只有阴极电极处的等离子体射流对熔池冲 击和对电极烧蚀作用都比较强烈,所以本文仅对



图 4 双电极直流埋弧炉冶炼氧化镁示意图

Fig. 4 The schematic diagram of the twin-electrode DC submerged-arc furnace of smelting MgO

两处电弧中石墨阴极下方的等离子体射流进行仿 真研究.和所有埋弧炉的冶炼工艺相似,由于原料 氧化镁粉的不断填充,电弧的具体形态是无法观 测的.此处设定弧长为5 cm,石墨电极半径为4 cm,电流大小为10 kA,介质为空气.除了熔池的 温度设置为3 100 K 以外,此处各项边界条件和 假设的设置方法与第1章的叙述完全一致.

电弧具体特征分布如图 5 所示.图 5(a)为 8 000 K 以上的等离子体射流区域,从中可以看 出电弧的中心区域温度较高,达到 20 000 K,并 且沿半径方向温度梯度较大,而沿轴向温度梯度





较小;图 5(b)为流速场的矢量图,最大流速达到 约 2 300 m • s⁻¹,在遇到阳极表面之前,洛伦兹力 使等离子体的流动方向比较集中;图 5(c)为电弧 压力场的分布,当等离子流到达阳极时,由于受到 阳极表面的阻碍,对阳极表面的冲击力能达到 14 kPa,如此强大的冲击会使熔池形成凹陷,并可 能会影响电弧的稳定性;图 5(d)为电弧电势分 布,熔池表面参考电势为 0 V.

根据 Szekely 等的公式^[9],电弧向阳极表面 传递的热量可以由 4 个部分分别计算再求和得 到,分别是:对流传热流量、汤姆孙效应热流量、电 子总凝聚热流量和辐射传热流量.根据该理论可 以估算出 MgO 熔池表面的等效热通量.图 6 给 出了其热量分布,由图可看出,对流和辐射是主要 的传热方式,而且传热区域比较集中.



Fig. 6 Heat flux distribution at the bath surface along the radius

图 7 为不同电流下的电弧压力分布,从中可 以看出在弧长不变的条件下,电弧压力随电流的 增大而增大,但并不呈线性变化.超过 10 kA 以 后,压力会显著增大.压强的大小显示,电弧很容 易在熔池表面形成类似弹坑一样的凹陷,所以,下 一步对熔池流场的数值模拟,非常有必要考虑该 因素对其造成的影响.

图 8 为电流固定为 10 kA、不同弧长下的电 弧压力分布.从图中可以看出,弧长如果大于 3 cm,电弧压力会随着弧长的减小而增大,并在 3 cm 附近增大到峰值;弧长如果小于 3 cm,电弧射 流在熔池表面形成的压力会减小,电源电压会因 为电弧电压的减小而进一步下降.



图 7 弧长 5 cm,不同电流下的电弧压力分布 Fig. 7 Arc pressure distribution with different currents when the arc length is 5 cm



图 8 电流为 10 kA,不同弧长下的电弧压力分布 Fig. 8 Arc pressure distribution with different arc lengths when the current is 10 kA

4 结 语

不同于钢铁冶炼用的电弧炉,制备 MgO 晶 体用的双电极直流埋弧炉的电弧等离子体射流在 实际工作环境中的弧长较短.首先,本文在构建三 维大电流等离子体射流模型的基础上,通过对比 文献中的实验和仿真数据,证明了该模型的可靠 性. 然后,重点分析了实验中可能发生的弧长不到 10 cm 的各种情况, 通过模拟 10 kA 电弧,得到了 其温度场、流速场、压力场、电势分布和热通量在 熔池表面的分布.仿真结果表明短弧与长弧的区 别在于,短弧对熔池的冲击作用是十分强烈的,而 且并不随弧长减小单调增大.通过对比不同电流 下的电弧发现,5 cm 长的电弧一旦超过 10 kA, 对熔池表面形成的电弧压力会显著增大;通过对 比不同弧长下的电弧发现,10 kA的电弧在 3 cm 的弧长附近,对熔池表面形成的电弧压力会达到 峰值.以上结论和计算过程中得到的各个物理场 的分布规律可以为下一步熔池的数值模拟提供边 界条件和参考依据.

参考文献:

 [1] 董志刚,康仁科,金洙吉,等. 单晶 MgO 基片超精密 加工技术研究[J]. 人工晶体学报,2006,35(6): 1372-1377.

DONG Zhi-gang, KANG Ren-ke, JIN Zhu-ji, *et al.* Application and ultraprecision machining technology of MgO single crystal [J]. Journal of Synthetic Crystals, 2006, **35**(6):1372-1377. (in Chinese)

[2]李 晨,罗崇泰,王多书,等. MgO 二次电子发射功 能薄膜的制备方法[J]. 真空与低温, 2009, 15(4): 187-192.

LI Chen, LUO Chong-tai, WANG Duo-shu, *et al.* Preparation methods of MgO thin films with secondary electron emission [J]. Vacuum and Cryogenics, 2009, 15(4):187-192. (in Chinese)

- [3] Hong Cho-rong, Yoon Sang-hoon, Kim Yang-seog.
 Effects of exo-electron emission from MgO thin film on statistical delay of glow discharge of ac-PDP [J].
 Thin Solid Films, 2009, 517(14):4170-4173.
- [4] 陈 熙. 热等离子体传热与流动[M]. 北京:科学出版社, 2009.
 - CHEN Xi. Heat Transfer and Flow of Thermal Plasma [M]. Beijing: Science Press, 2009. (in Chinese)
- [5] LU Feng-gui, TANG Xin-hua, YU Hai-liang, et al. Numerical simulation on interaction between TIG welding arc and weld pool [J]. Computational Materials Science, 2006, 35(40):458-465.
- [6] 周前红. 直流电弧等离子体炬的数值模拟[D]. 上海:复旦大学,2009.

ZHOU Qian-hong. Numerical simulation of the DC arc plasma torch [D]. Shanghai: Fudan University, 2009. (in Chinese)

- [7] Johansen S T. Mathematical modeling of metallurgical processes [C] // Third International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries. Melbourne:CSIRO, 2003:5-12.
- [8]秦勤,岳强,顾根华,等.双电极直流电熔镁埋弧
 电弧炉[J].东北大学学报(自然科学版),2003, 24(7):685-688.

QIN Qin, YUE Qiang, GU Gen-hua, et al. DC submerged-arc furnace with twin electrodes for the fused magnesia production [J]. Journal of Northeastern University (Natural Science), 2003, 24(7):685-688. (in Chinese)

- [9] Szekely J, Mckelliget J, Choudhary M. Heat transfer fluid flow and bath circulation in electric-arc furnace and DC plasma furnaces [J]. Ironmaking and Steelmaking, 1983, 10(4):169-179.
- [10] Alexis J, Ramirez M, Trapaga G, et al. Modeling of a DC electric arc furnace — heat transfer from the arc [J]. ISIJ International, 2000, 40 (11): 1089-1097.
- [11] WANG Feng-hua, JIN Zhi-jian, ZHU Zi-shu. Fluid flow modeling of arc plasma and bath circulation in DC electric arc furnace [J]. Journal of Iron and Steel Research, International, 2006, 13(5):7-13.

- [12] Ramírez M, Trapaga G. Mathematical modeling of a DC electric arc — dimensionless representation of a DC arc [J]. ISIJ International, 2003, 43(8):1167-1176.
- [13] Jones R T, Reynolds Q G, Alport M. DC arc photography and modelling [J]. Minerals Engineering, 2002, 15(11S1):985-991.
- [14] Bowman B. Measurements of plasma velocity distributions in free-burning DC arcs up to 2160 A [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1972, 5(8):1422-1432.
- [15] D'Angola A, Capitelli M, Colonna G, et al. Transport properties of high temperature air in local thermodynamic equilibrium [J]. The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, 2000, 11(2):279-289.

Analyses of fluid flow and heat transfer of arc plasma in DC submerged-arc furnace

WANG Zhen, WANG Ning-hui*, LI Tie

(School of Electrical Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

Abstract: Using a twin-electrode DC submerged-arc furnace is an effective method for MgO single crystal production. A steady 3D magnetohydrodynamic model of the arc plasma jet is developed in order to provide detailed information for understanding and optimizing the production process of the electric arc furnace. It is assumed that the arc plasma is in local thermodynamic equilibrium and there is no deformation on the bath surface. The finite element-based analysis software ANSYS is applied to calculating the temperature, flow, pressure field and the potential distribution of the arc plasma. Lastly, the heat flux distribution on the surface of the bath is presented. The calculated results show that the arc pressure on the bath surface is significantly influenced by the current and the arc length. It is found that the pressure increases with the increasing of the current, and it increases first and then decreases with the decreasing of arc length.

Key words: DC submerged-arc furnace; arc plasma; finite element analysis; temperature field; flow field; electromagnetic field; pressure; simulation