

⑦ 39-45

第34卷第2期

机械工程学报

Vol.34 No.2

1998年4月

CHINESE JOURNAL OF MECHANICAL ENGINEERING

Apr. 1998

## TIG 电弧传热传质过程的数值分析

樊 丁 陈剑虹

(甘肃工业大学焊接研究所 兰州 730050)

牛尾诚夫<sup>√</sup>

(大阪大学)

TG403

**摘要** 以 TIG 电弧为对象,建立了焊接电弧传热传质过程的完善数学模型,引入欧姆定律计算电流密度分布并用  $K-\epsilon$  模型处理紊流问题。使用 FORTRAN 语言在 SUN 工作站上进行了数值分析,得到了 100 A~300 A 电流下的流场分布、温度分布及电流分布等重要物理数据,且与重要的试验结果吻合良好。

**叙词:** 焊接电弧 传热传质 数值分析 温度分布 流场分布

**中图分类号:** TG404

## 符 号

|                          |                                  |                                                |
|--------------------------|----------------------------------|------------------------------------------------|
| $\rho$ ——密度              | $p$ ——压力                         | $\tau$ ——粘性应力,包括层流和紊流                          |
| $F$ ——电磁力                | $J$ ——电流密度矢量                     | $B$ ——磁感应强度                                    |
| $H$ ——磁场强度               | $S_T$ ——热源项                      | $S_R$ ——辐射热损失                                  |
| $H$ ——热焓                 | $\varphi$ ——流函数                  | $\xi$ ——涡度                                     |
| $v$ ——速度                 | $T$ ——温度                         | $\sigma$ ——电导率                                 |
| $E$ ——电场强度               | $K$ ——紊流动能                       | $\epsilon$ ——紊流能量耗散率                           |
| $S_K$ —— $K$ 的源项         | $S_\epsilon$ —— $\epsilon$ 的源项   | $\mu_e$ ——有效粘度                                 |
| $\mu_l$ ——层流粘度           | $\mu_t$ ——紊流粘度                   | $\lambda_e$ ——有效导热系数                           |
| $c_p$ ——比等压热容            | $k$ ——玻尔兹曼常数                     | $U_i$ ——有效电离电压                                 |
| $q_v$ ——气体流量             | $\sigma_k$ —— $K$ 的有效普朗克常数 (1.0) | $\sigma_\epsilon$ —— $\epsilon$ 的有效普朗克常数 (1.3) |
| $C_d$ ——耗散常数 (0.09)      | $C_1$ ——常数 (1.44)                | $C_2$ ——常数 (1.92)                              |
| $v_r$ ——流速的径向分量          | $v_z$ ——流速的轴向分量                  | $\sigma_t$ ——紊流普朗克常数                           |
| $F_r$ ——电磁力 $F$ 的 $r$ 分量 | $F_z$ ——电磁力 $F$ 的 $z$ 分量         |                                                |

## 0 前言

焊接电弧是一个高速运动着的等离子体热源,其中存在着传导、对流和辐射等传热过程,也伴随着层流和紊流两种类型的流体运动。深入理解这一物理过程对理解和控制焊接电弧的物理特性及焊缝成形有着极为重要的意义。由于这些过程交互作用十分复杂,难以用试验方法精确测定。80年代以来随着计算机的发展人们提出了数值分析方法,并取得较大进展。

\* 19961003 收到初稿,19970610 收到修改稿

Kovitya 和 Lowke<sup>[1]</sup>首先建立了 TIG 电弧传热数学模型并用数值方法求解了温度和流速分布。Ushio 和 Matsuda 所建的模型首次考虑了紊流问题<sup>[2]</sup>。但他们假定电流密度分布为已知条件,这就使得该模型实际上成为一个半经验模型。本文引用欧姆定律计算电流密度分布,从而改进了过去的工作,建立了完善的数学模型,通过数值分析取得理想结果。

## 1 数学模型

图 1 示出了坐标系及求解区域。 $r-z$  为圆柱坐标系, $z$  表示轴线方向, $r$  为径向,TIG 直流电弧在阴极和阳极板之间稳定燃烧,并应满足如下控制方程。

### 1.1 连续性方程

$$\nabla(\rho v) = 0 \quad (1)$$

该式物理本质是如果控制体积(单元)内流体的密度不变,则流进控制体积的流体质量必须等于流出的质量。

### 1.2 运动方程

$$(\rho v \cdot \nabla) v = -\nabla p - \nabla \tau + F \quad (2)$$

该方程概括了具有粘性的实际流体的普遍运动规律。等号左边为惯性力,右边分别为压力梯度,粘性应力梯度和体积作用力(电磁力)。

### 1.3 能量平衡方程

$$\rho v \cdot \nabla H = \nabla \lambda_c \nabla T + S_T \quad (3)$$

等式左边为对流项,等式右边分别为扩散项及源项,源项包括焦耳产热及辐射热损失。

### 1.4 补充方程

$$\text{麦克斯韦方程} \quad F = J \times B \quad (4)$$

$$\nabla H = J$$

$$\nabla B = 0$$

$$B = \mu_0 H$$

$$\text{欧姆定律} \quad J = \sigma E \quad (5)$$

$$\text{源项} \quad S_T = J \cdot E - S_R \quad (6)$$

$$S_R \propto \exp(eU/kT)$$

其比例系数由 Evans 和 Tankin<sup>[2]</sup>的试验结果推导得出。

定义流函数  $\varphi$  和涡度  $\xi$  如下

$$v_r = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

$$v_z = \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \varphi}{\partial r}$$

$$\xi = \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r}$$

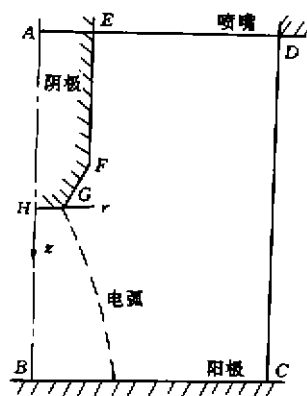


图 1 坐标系及求解区域

则前述三大方程在圆柱坐标系中可展开为

连续性方程

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

运动方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\xi}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\xi}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) &= \rho \left( \frac{\partial F_r}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial r} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\mu_e}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\xi) \right] &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\mu_e}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r\xi) \right] \end{aligned} \quad (8)$$

式中  $\mu_e = \mu_l + \mu_t$

能量平衡方程

$$c_p \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( T \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( T \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \right] = \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_e r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_e r \frac{\partial T}{\partial z} \right) + r S_T \quad (9)$$

### 1.5 K-ε 紊流模型

利用 K-ε 模型<sup>[4]</sup>求解紊流粘性系数,即

$$\mu_t = C_\mu \rho K^2 / \epsilon \quad (10)$$

K 和 ε 由下述守恒方程求得

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( K \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left[ r \frac{\mu_e}{\sigma_k} \frac{\partial K}{\partial z} \right] - \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \frac{\mu_e}{\sigma_k} \frac{\partial K}{\partial r} \right] - r S_K = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( \epsilon \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left[ r \frac{\mu_e}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right] - \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \frac{\mu_e}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] - r S_\epsilon = 0 \quad (12)$$

$$S_K = 2\mu_t \left[ \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{v_r}{r} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 \right] \cdot \rho \epsilon$$

$$S_\epsilon = 2C_1 \mu_t \frac{\epsilon}{K} \left[ \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 \right] \cdot C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{K}$$

## 2 边界条件

如图 1 所示,在 BH 边界

$$\varphi = \frac{\partial K}{\partial r} = \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

$$\left( \frac{\xi}{r} \right)_0 = \frac{8}{\rho} \left[ \frac{\varphi_0 - \varphi_1}{r_2^2} + \frac{\varphi_1 - \varphi_0}{r_1^2} \right] / (r_2^2 - r_1^2)$$

这里 0, 1, 2 分别表示中心轴线及 r 方向相邻的点。

在 CD 边界

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{\partial K}{\partial r} = \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = \frac{\partial \xi}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

在 BC 边界

$$\varphi = K = \epsilon = 0 \quad T \text{ 给定}$$

在 ED 边界

$$\frac{\partial K}{\partial z} = \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

通过 ED 的保护气体流速为

$$v_z = \frac{2q_v}{\pi\rho} \left[ R_2^2 - r^2 + \frac{(R_2^2 - R_1^2)\ln(r/R_2)}{\ln(R_2/R_1)} \right] / \left[ R_2^4 - R_1^4 - \frac{(R_2^2 - R_1^2)^2}{\ln(R_2/R_1)} \right] \quad (13)$$

$$R_2 = AD, R_1 = AE$$

在 EF 边界  $\varphi = K = \varepsilon = 0$   $\left( \frac{\xi}{r} \right)_0 = \frac{3(\varphi_0 - \varphi_1)}{\rho r r_1} - \frac{1}{2} \left( \frac{\xi}{r} \right)_1$

近壁区流体行为用壁函数法描述,近壁区速度分布用对数法则描述,平行壁面的无量纲速度  $v_i$  为<sup>[2]</sup>

$$v_i = \frac{1}{\beta} \ln(E_i + s_i) \quad (14)$$

式中  $\beta$ ——Karman 常数

$E_i$ ——壁粗糙度函数

$s_i$ ——离壁面的距离

$$v_i = v_r / v_t$$

摩擦速度  $v_t$  表示为

$$v_t = \tau_w / (\rho C_d^{1/2} K^{1/2}) \quad (15)$$

壁面应力  $\tau_w$  表示为

$$\tau_w = \beta C_d^{1/4} \rho v_p K_1^{1/2} / \ln |E_i \rho \Delta n K_1^{1/2} C_d^{1/4} / \mu_t| \quad (16)$$

式中  $v_p, \Delta n, K_1$ ——最接近壁面的平行流速、节点距离和紊流能量  $K$  的源项为

$$S_K = \tau_w \frac{\partial v_p}{\partial n} - \frac{C_d \rho^2 K^2}{\mu_t} \quad (17)$$

紊流能量耗散率为

$$\varepsilon_b = C_d^{3/4} K^{3/2} / \beta \Delta n \quad (18)$$

根据 Eckert 和 Pfender<sup>[7]</sup>理论,通过传导和对流向阳极的热输入  $Q_c$  为

$$Q_c = \frac{Nu}{Re^{1/2} Pr} \left\{ \rho_w \mu_w \frac{dv_b}{dz} \right\}^{1/2} c_p (T_b - T_w) \quad (19)$$

$$\frac{Nu}{Re^{1/2}} = 0.915 Pr^{1/4} \left( \frac{\rho_b \mu_b}{\rho_w \mu_w} \right)^{0.43} \quad (20)$$

式中  $Nu$ ——Nusselt 数

$Re$ ——Reynolds 数

$Pr$ ——Prandtl 数

脚标  $w$  和  $b$  表示壁面上的点和边界层边缘的点。

### 3 计算方法

将上述方程及边界条件进行无量纲化处理,利用体积积分法进行离散化处理,然后采用 Gauss-Seidel 方法进行迭代计算。收敛条件为

$$\frac{\sum |\phi_j^N - \phi_j^{(N-1)}|}{\sum |\phi_j^{(N)}|} < \delta \quad (21)$$

式中  $\phi_j$ ——某个变量种类

$\phi_j^{(N-1)}$ ——第  $N-1$  次迭代后计算的变量值

$N$ ——第  $N$  次迭代

$\sum$ ——所有节点之和

$\delta$ ——设定为 0.005

利用 FORTRAN 语言编程,在 SUN 工作站上进行计算。

## 4 计算结果与讨论

图 2 示出了电流 200 A,弧长 10 mm 时的电弧温度场分布。由图可见阴极前沿温度最高达 22 000 K,阴极和阳极前沿有很大的温度梯度,电弧中心轴线上温度较为均匀,温度场从阴极向阳极区逐步扩大呈钟形。这与实测结果<sup>[5]</sup>完全一致,从而解决了文献<sup>[2]</sup>中计算模型存在的严重问题。计算结果还表明,电弧电流增大,阴极前沿最高温度有所增高,整个高温区温度场显著增大。

图 3 示出了电流密度沿电弧轴向的分布情况。由图可知,随电流增大,电流密度有所增加,但不是线性增大。这是因为电流变化时电弧的导电截面也随之变化。计算结果还表明,电

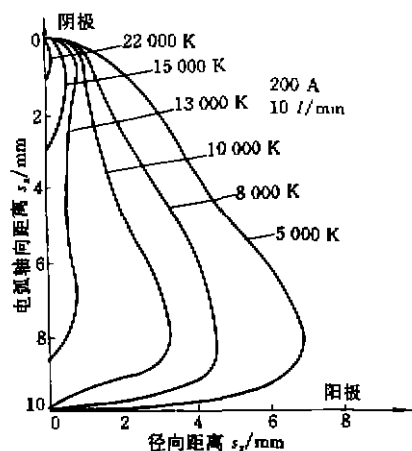


图 2 电弧温度场分布

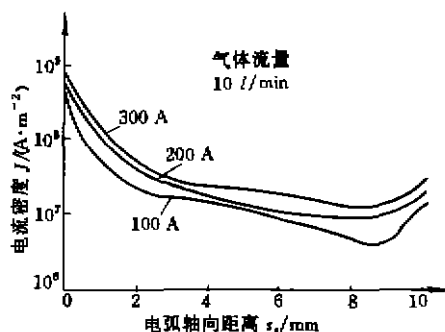


图 3 电弧中心轴向上的电流密度分布

流密度的径向分布近似于高斯分布。

计算表明阳极表面上热输入的径向分布近似于高斯分布,且随电流增加而增大。阳极热输入包括对流、传导、辐射及电子的势能与动能,而电子的势能即逸出功和动能即阳极压降起主导作用。计算结果表明,电流增加时阴极区的电场强度也随之增大,这与作者在文献<sup>[6]</sup>中的热阴极理论模型是一致的。

对流场的分析表明,氩气从喷嘴喷出后即进入电弧区起到保护效果,而在电弧边缘区有空气旋涡存在。弧柱区为层流,而在边缘区存在紊流现象,同一电流下增大气体流量时电弧边缘区的紊流现象稍有增强。当气体流量为 10 l/min 时将电流从 100 A 增大到 300 A,则紊流区

域显著增大(如图 4 所示),这是由于电流增大时流速明显增大的缘故。

图 5 示出了 200 A 时电弧区和边缘处的轴向气流速度沿轴线方向的分布情况。可见气流速度在电弧中部达到最大值,然后因受到阳极板的阻挡而沿轴线下降,在阳极表面上接近于零。但在电弧中心轴线上,气流在阴极前端达到最大值(可达 200 m/s),随后逐渐下降。

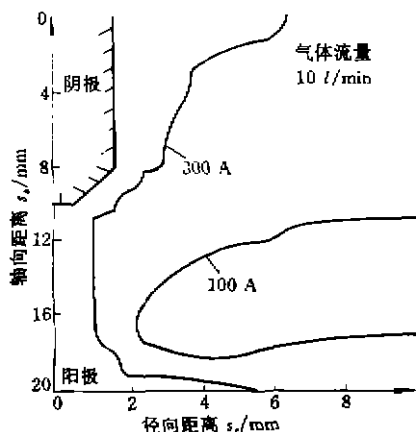


图 4 电流对紊流区域的影响

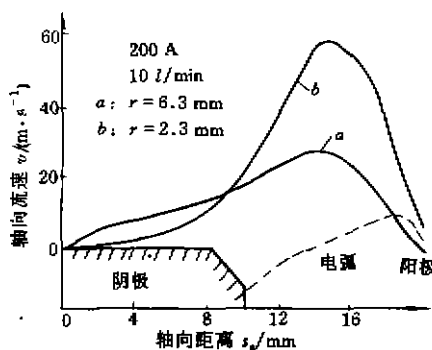


图 5 流体轴向速度沿 Z 方向的分布  
a—电弧区 b—边缘处

## 5 结论

- (1) 本文建立了完善的 TIG 焊电弧数学模型, 引用欧姆定律计算得到了电流密度分布并考虑了复杂的紊流问题, 数值计算结果与实测结果吻合良好。
- (2) 弧柱电流密度径向分布近似于高斯分布, 而轴向分布则是两极较大中间较小。
- (3) 焊接电流增大则电弧边缘区的紊流区域增大。
- (4) 对于热阴极电弧, 电流增大则阴极电场强度有所增大。

## 参 考 文 献

- 1 Lancaster J F. The physics of welding. Oxford: Pergamon press, 1986: 187~190
- 2 Ushio M, Matsda F. IIW document. 1982, 212-528-82: 7~15
- 3 Fan D, Ushio M. Computation of arc pressure distribution. Transaction of JWRI, 1986, 15(1): 1~5
- 4 Launder B E, Spalding D B. The numerical computation of turbulent flows. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1974, 3(2): 269~289
- 5 Haddad G N, Farmer A J D. Measurement of arc temperature distribution. Weld. J., 1985, 64(9): 226s~232s
- 6 Ushio M, Fan D. A method of estimating the space-charge voltage drop for thermionic arc cathodes. J. Phys. D: Appl. Phys., 1994, 27(3): 561~566
- 7 Eckert E R G, Pfender E. Advances in heat transfer. N. Y.: Academic. Press., 1967: 229~230

# NUMERICAL ANALYSIS OF THE HEAT AND MASS TRANSFER PROCESS FOR TIG ARC

Fan Ding Chen Jianhong

(Gansu University of Technology)

Masao Ushio

(Osaka University)

**Abstract** A perfect mathematical model is created to reveal heat and mass transfer process for the TIG arc, in which the Ohm law is used to calculate the current density distribution and the  $K-\epsilon$  model is adopted to resolve the complex turbulent flow problems. Numerical computation is made by means of a SUN workstation with FORTRAN language, thus the distribution of flow fields, temperature and current density is obtained. The computed results agree well with the important experiment results.

**Key words:** Welding arc Heat and mass transfer Numerical analysis Temperature distribution

Stream distribution

**作者简介** 樊丁,男,1961年3月8日出生,甘肃工业大学材料工程系主任、教授,焊接研究所所长。主要从事焊接物理与计算机应用等方面的教学与科研工作。发表了论文30多篇,有多项成果获奖。为中国机械工业青年科技专家和国务院特殊津贴获得者。

## 中国机械工程学会会籍工作委员会通知

中国机械工程学会创建于1936年,是在民政部注册的具有法人资格的科技社团。

在几代机械工程技术人员的不懈努力下,中国机械工程学会已发展成为我国最大的工程学会,下设33个专业分会。数十年来,学会致力于开展国内外学术交流活动,组织技术讲座、国际会议与展览会,为政府及企业提供决策性建议和技术咨询服务,开展机械工程师继续教育与培训,组织出版了33种专业技术刊物,编辑出版技术书刊和论文集。学会与近20个国家的30个专业学术团体签有双边合作协议,并加入了11个国际组织。

1996年9月,邹家华副总理在北京接见学会领导人和来华参加学会成立60周年庆祝活动的外国学术团体及相关国际组织领导人时指出:学会不仅做了大量团结机械科技人员和帮助青年一代成长的工作,而且也做了大量的国际性交流工作,成绩很大。邹副总理要求学会搞好会籍管理,在组织学会活动时要体现会员与非会员的区别。

为此,学会将按照邹副总理的指示,做好国内外会员的发展工作和服务工作,包括个人会员和团体会员,使学会的会籍工作与国际惯例接轨。目前机械学会系统的各专业分会、地方学会,都在积极做好推荐、协助发展会员的工作;同时,凡为振兴我国机械工业和提高学术水平作出过成绩的科技人员、有识之士,愿成为我会的会员、高级会员、海外会员和港、澳、台会员的个人以及愿成为我会团体会员的单位,均可与我会会籍工作委员会联系,索取详细的人会资料。

地址:北京复外三里河路46号 名称:中国机械工程学会会籍工作委员会

邮编:100823 电话:(010)68595316 (010)68595319 传真:(010)68533613