

脉冲电流作用下 TIG 电弧的数值分析*

石 玟¹⁾ 郭朝博^{2)†} 黄健康²⁾ 樊 丁¹⁾

1) (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)

2) (兰州理工大学, 甘肃省有色金属新材料重点实验室, 兰州 730050)

(2010 年 4 月 12 日收到; 2010 年 5 月 26 日收到修改稿)

建立了脉冲电流下自由燃烧的 TIG 电弧的二维轴对称数学模型, 利用 FLUENT 软件, 通过选择合适的边界条件和强烈耦合控制方程组对脉冲 TIG 电弧进行了数值模拟, 得到了在焊接电流周期性变化下电弧形态、电弧温度场、电弧轴线方向上的温度和速度及焊接工件表面电弧压力的变化情况; 针对电弧压力, 得到了不同峰值电流、占空比、脉冲频率作用下的分布情况, 并分析了它们在脉冲电流作用下的周期性变化规律. 分析结果表明: 当脉冲电流发生突变时, 它们的变化滞后于脉冲电流的变化, 且从基值电流向峰值电流变化时的响应速度更快, 并最终达到一个相对稳定的状态; 在分析过程中电弧压力随峰值电流的增大而大幅度增大; 随占空比的增大, 有缓慢增大的趋势; 随着脉冲频率的增加, 电弧压力逐渐不能够达到稳定状态, 且其最大电弧压力有减小的趋势.

关键词: 脉冲 TIG 焊, 电弧, 数值模拟, FLUENT

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

1. 引言

脉冲 TIG 焊接是近年来生产中广泛应用的一种焊接方法, 与恒流 TIG 焊相比, 脉冲 TIG 焊利用周期变化的电流进行焊接, 其电弧稳定, 热输入小, 便于精确控制电弧能量分布, 有利于获得细化的晶粒组织, 且可对薄板及可焊性较差的金属进行焊接. 由于脉冲焊接的控制参数较多且其过程是非稳态的, 致使其流场与热场远比恒流 TIG 焊复杂, 因此对脉冲 TIG 焊的物理过程进一步了解, 能够更好的控制和改进其焊接过程.

对恒流电弧等离子体的数值建模与分析国内外研究人员已进行了大量的研究工作^[1-10], 但对于脉冲 TIG 电弧的相关研究还很欠缺. Fan 等^[11,12]对不同钨极形状、占空比、弧长长度的脉冲 TIG 电弧的电弧压力进行了数值模拟, 并分析了其变化规律, 但没有考虑焊接电弧形状及温度场、流场等对焊接电弧的作用.

本文在已有恒流 TIG 焊数值分析的基础上^[7-10], 采用 FLUENT 软件, 并对其进行 UDF 二次开发, 对脉冲电流作用下的非稳态 TIG 电弧的

流动和传热过程建立了数学模型, 得到了在脉冲电流作用下不同时刻的温度场、流场以及工件表面的电弧压力分布情况, 进一步对模型分析得到了不同峰值电流、占空比、频率下电弧压力的变化曲线, 并在此基础上分析了它们随脉冲电流的变化规律.

2. 数学模型

2.1. 基本假设

电弧的数值计算模型如图 1 所示, 在计算中对电弧作如下假设: 电弧等离子体处于局部热平衡状态, 且关于其轴线对称; 电弧气体是大气压力下的氩气; 电弧是光学薄的, 并处于层流状态; 不考虑熔池对电弧的影响; 钨极端部的电流密度是均匀分布的; 不考虑阴极区与阳极区的物理过程; 由于黏性效应导致的热损失忽略不计.

2.2. 控制方程

- 1) 磁流体动力学方程
- 质量连续性方程

* 国家自然科学基金(批准号:50805073)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: gcb1216@yahoo.cn

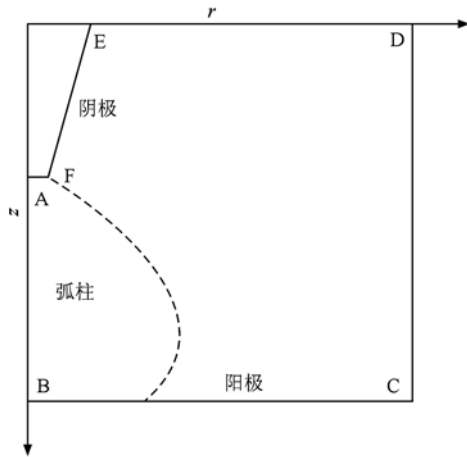


图1 电弧的数值计算模型示意图

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho u)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial z} = 0; \quad (1)$$

动量方程的径向表达式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r u u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u v) \\ & = F_r - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\mu r \frac{\partial u}{\partial r}) \\ & \quad - 2\mu \frac{u}{r^2} + \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial v}{\partial r}); \end{aligned} \quad (2)$$

动量方程的轴向表达式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r u v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v v) \\ & = F_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\mu r \frac{\partial u}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial v}{\partial z}); \end{aligned} \quad (3)$$

能量方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho c_p u T) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho c_p v T) \\ & = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(k r \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z}(k \frac{\partial T}{\partial z}) + Q. \end{aligned} \quad (4)$$

式中 ρ 是密度, μ 是黏度, C_p 是比热容, k 是导热系数, P 是压力, T 是温度, F_r 和 F_z 分别是体积力在 r 和 z 方向上的分量.

2) 麦克斯韦方程组

电流连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial z}(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\sigma r \frac{\partial \varphi}{\partial r}) = 0; \quad (5)$$

欧姆定律

$$J_r = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r}, J_z = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad (6)$$

安培环流定律

$$B = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r J_z r dr; \quad (7)$$

径向及轴向的体积力分量

$$\begin{aligned} F_r &= (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_r, \\ F_z &= (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_z + \rho g, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 σ 是电导率, φ 电势, J 是电流密度, B 是磁感应强度.

2.3. 边界条件和源项

1) 边界条件

边界 AB 有

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \frac{\partial v}{\partial r} = u = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0;$$

边界 BC 有

$$\varphi = 0, u = v = 0, T = 6000 \text{ K};$$

边界 CD 有

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = 0, T = 1000 \text{ K};$$

边界 DE 有

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, u = u_{\text{giv}}, v = 0, T = 1000 \text{ K};$$

边界 EF 有

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, u = v = 0, T = 1000 \text{ K};$$

边界 AF 有

$$-\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{I}{\pi r_c^2}, u = v = 0, T = 3000 \text{ K}.$$

其中 σ 为电导率, φ 电势, u_{giv} 为给定的轴向速度, r_c 为钨极凸台半径. 由于氩气的电导率在温度小于 6000 K 时非常小, 为了保证气体处于导电状态, 工件表面 BC 的温度设置为 6000 K.

2) 能量方程源项

$$Q = \frac{J_z^2 + J_r^2}{\sigma} + \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \left(J_z \frac{\partial T}{\partial z} + J_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) - S_R, \quad (9)$$

其中 σ 为电导率, k_B 为波尔兹曼常数, e 为电子电量, S_R 是辐射损失. 以上热物性参数均选自文献[13].

2.4. 网格划分

采用 FLUENT 软件对电弧模型进行数值分析, 利用前处理软件 Gambit 建立弧长为 10 mm, 钨极直径为 3.2 mm, 锥角为 30° 且其尖端带有平顶的数学模型, 并对其进行网格划分. 划分的网格如图 2 所示.

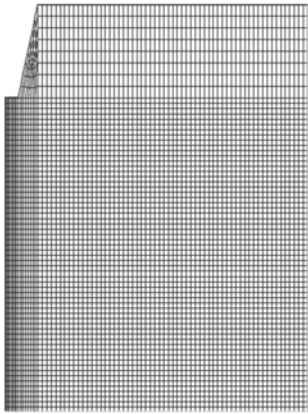


图2 计算区域划分的网格

3. 模拟结果与分析

3.1. 电弧温度场的分布

基于上述模型,对 TIG 电弧进行了数值分析. 所采用的焊接规范参数为:焊接电流采用方波直流脉冲, $I_p = 120\text{ A}$, $I_b = 40\text{ A}$, 脉冲峰值作用时间 t_p 与基值作用时间 t_b 相等, $t_p = t_b = 10\text{ ms}$, 频率 50 Hz , 占空比为 0.5 , 其输入电流波形见图 3, 保护气体为氩气, 流量为 10 L/min . 采用 FLUENT 软件模拟了在该脉冲电流一周期内焊接电弧温度场.

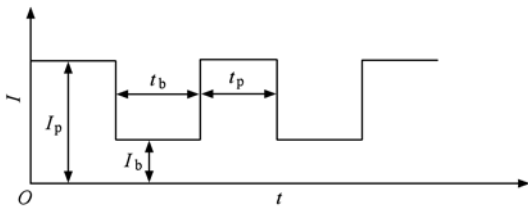


图3 电流波形

图 4 表示了在一个周期内随脉冲电流变化的电弧形状(由电弧温度在 10000 K 的温度曲线表示,其中前 1 ms 每两条曲线之间的时间间隔为 0.1 ms ,之后为 1 ms) 的变化情况. 图 4(a) 表示电弧形状从峰值电流向基值电流的变化情况,由图中可知,当电流发生突变时,电弧形状发生大幅度的收缩,且随着时间的进行,其变化幅度有所减小,并很快达到一个相对的稳定值. 图 4(b) 表示电弧形状从基值电流向峰值电流的变化情况,从图中可知,当电流发

生突变时,电弧形状同时发生大幅度的伸展(其幅度大于图 4(a)),且达到相对稳定的时间更短.

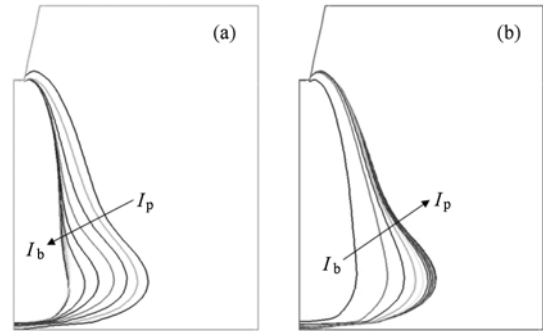


图4 电弧在一周期内的温度过渡情况 (a) 峰值电流到基值电流;(b) 基值电流到峰值电流

图 5 表示分别在达到相对稳定后的峰值电流和基值电流时温度场的分布情况. 图 5(a) 为峰值电流时的温度分布,从图中可知,最高温度出现在钨极正下方约 1 mm 处,且最高温度可达到 21800 K ,其电弧形状呈现明显的钟罩形. 图 5(b) 为基值电流时的温度分布,其最高温度只能达到 14000 K ,且其电弧形状不具备钟罩形,只能起到维弧作用.

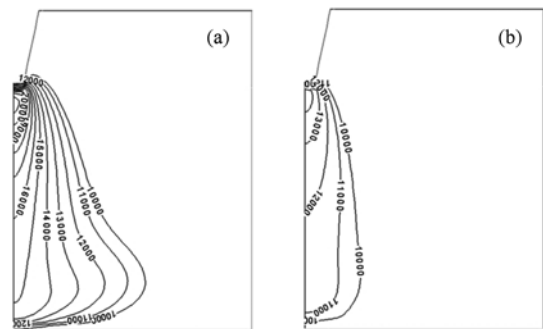


图5 电弧温度分布图 (a) 峰值电流;(b) 基值电流

图 6 表示一个脉冲电流作用下的电弧温度在不同时刻沿轴线方向上的分布曲线(其中前 1 ms 每两条曲线之间的时间间隔为 0.1 ms ,之后为 1 ms). 从图 4—6 中可以看出在脉冲电流进行跃变后的作用时间内,电弧的温度场并不是随着脉冲电流的变化一步到位的,而是存在着一定的滞后性. 图 7 表示在距离钨极分别为 $1, 3, 5, 7$ 和 9 mm 时的温度曲线. 从图中可以看出,随着钨极距离的增大,电弧温度的滞后性有所增大,这与图 6 中温度曲线在不同时刻的变化情况是一致的.

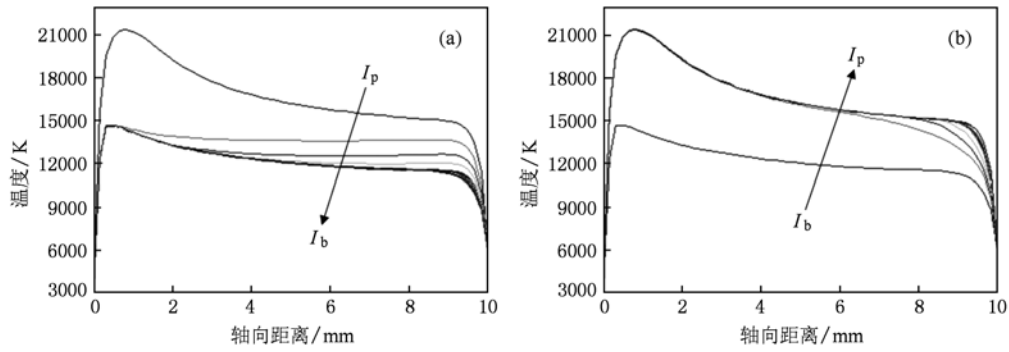


图6 电弧温度在轴线方向上的分布图 (a) 峰值电流到基值电流;(b) 基值电流到峰值电流

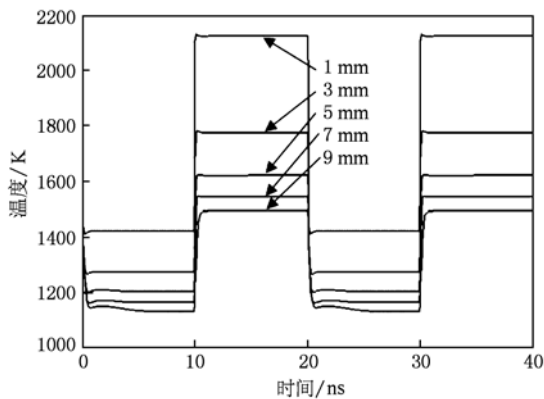


图7 在钨极下方不同点的温度曲线

3.2. 电弧等离子体的速度分布

图8表示了电弧轴线方向上等离子体速度场在一个周期内的变化情况(其中前1 ms 每两条曲线之间的时间间隔为0.1 ms,之后为1 ms).当等离子体速度达到一个相对的稳定值后,其在距离阴极不远处达到最大值,随着距阴极距离的增大,速度逐渐减小,到达阳极时速度为零.电弧在基值作用时间内(如图8(a)所示),电流较小,使得电弧的能量减小,温

度下降,导电率降低,从而电流密度降低,使得电磁力减小,导致等离子体速度降低,其最大速度只能达到40 m/s,且其变化趋势与电弧温度变化相符,随着到钨极的距离的增加,响应速度逐渐降低.反之,在峰值作用时间内,在钨极端部不远处,等离子体速度迅速增大,而在距离钨极端部较远处,等离子体速度增大的趋势较小,最终达到稳定值后,最大速度可达280 m/s.

3.3. 电弧压力分布

等离子体在电磁力作用下在轴向上由阴极向阳极高速流动,当等离子体流到达阳极时,由于受到阳极表面的阻碍,从而产生对阳极表面的冲击力即电弧压力.由于不同的焊接电流影响等离子体速度的大小,进一步影响电弧压力的大小.因此为了进一步研究脉冲TIG焊对熔池的影响,分析了熔池表面的电弧压力分布情况,图9为图1中电弧正下端点B处电弧压力与脉冲电流之间的关系.由图可见,电弧压力的变化能够跟随电流的变化,但其变化滞后于电流的变化.这说明在电流跃变过程中,电弧压力的变化与等离子体速度的变化相一致,符合惯性系

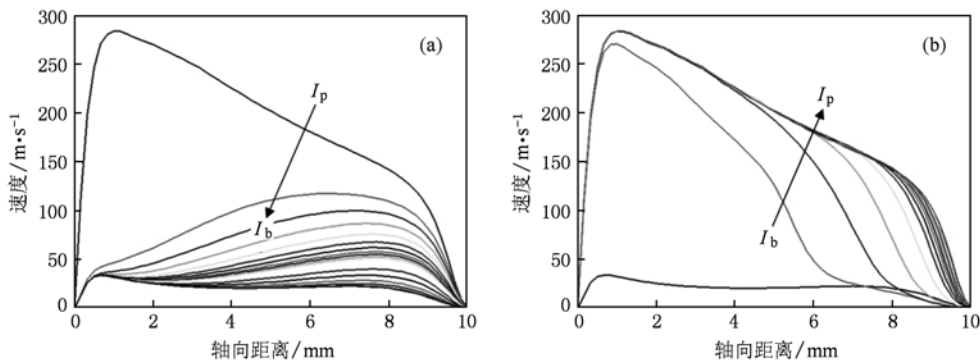


图8 等离子体速度在轴线方向上的分布图 (a) 峰值电流到基值电流;(b) 基值电流到峰值电流

统规律. 在峰值电流时, 由于电流密度较大, 致使电弧压力较大, 最高可达 166 Pa. 在基值电流时, 由于电流密度较小, 致使电弧压力很小, 只能达到 20 Pa.

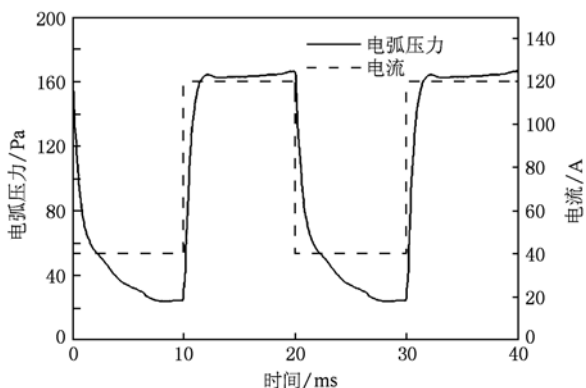


图9 电弧正下端 B 点电弧压力与电流的变化关系

图 10 中曲线 *a* 和 *c* 分别表示在脉冲电流下, 工件上受到最大和最小压力时的压力分布. 与在平均电流 $I=80\text{ A}$ 作用时的稳态电弧压力(如图 10 中曲线 *b*)相比, 其工件表面所受的最大电弧压力约是恒流作用下的 4 倍, 大幅度提高了焊接电弧对熔池的作用力.

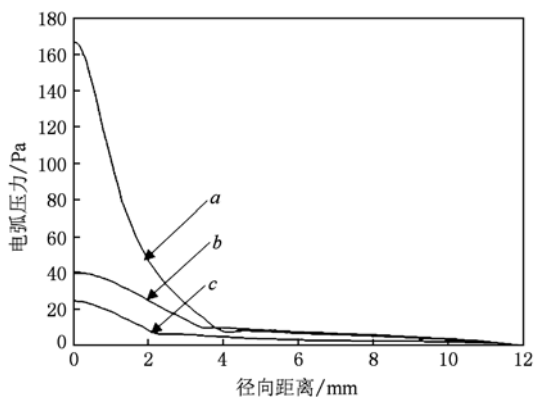


图 10 工件表面电弧压力分布

3.4. 不同峰值电流作用下电弧压力分布

为了进一步研究焊接电流对电弧压力的影响情况, 又由于基值电流只起到维弧作用, 因此对不同的峰值电流作用下的电弧进行了数值分析. 图 11 为峰值电流分别为 130 和 120 A, 基值电流为 40 A 时电弧正下端 B 点处电弧压力的分布情况. 由于脉冲电流的变化直接影响电弧中电流密度的变化, 进而使电弧中的电磁力发生变化, 最终影响到等离子

体对工件表面的冲击力, 使电弧压力发生变化. 从图 11 中可以看出, 当峰值电流较大时在工件表面表现出较大的电弧压力分布, 而且虽然峰值电流只有 10 A 的差距, 然而电弧压力却相差近 80 Pa, 可见电弧压力对变化电流的灵敏度较高, 且焊接电流在很大程度上影响电弧压力的变化.

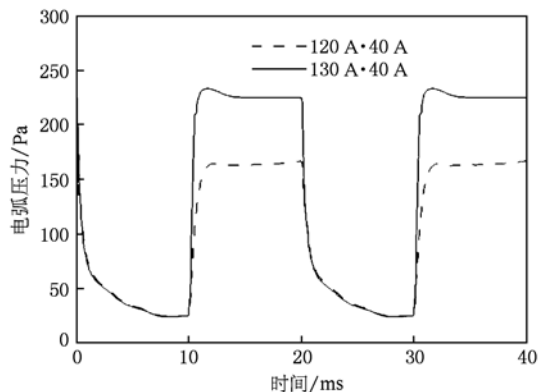


图 11 不同峰值电流作用下 B 点处电弧压力的分布曲线

3.5. 不同占空比作用下电弧压力分布

在脉冲电流作用下, 通过周期性变化的电流使焊接电弧对工件表面进行周期性作用, 为了实现更精确的热输入, 可以通过采用不同的占空比对其进行控制. 为了进一步研究焊接电流对工件热输入的影响, 对不同占空比作用下的电弧压力进行了数值分析. 图 12 为占空比分别为 0.1 和 0.9 时电弧压力的分布情况. 从图 9 和图 12 中可以看出, 在占空比较小的情况下(如图 12(a)所示), 在峰值电流作用时电弧压力并没有达到稳定值, 其最大电弧压力可达到 163 Pa; 当占空比较大时(如图 12(b)所示), 由于焊接电流长时间处于峰值电流, 使电弧压力达到一个稳定态, 其最大电弧压力可达 170 Pa; 然而在占空比为 0.5 时(如图 9 所示), 最大电弧压力可达 166 Pa. 可见随着占空比的增大, 电弧压力有增大的趋势, 但其变化趋势不太明显. 然而焊接电弧对工件的热输入又可以通过平均电流表示(图 12 对应的平均焊接电流分别为 53.67 A 和 114.54 A). 可见随着占空比的增大, 峰值电流作用时间不断增长, 平均电流逐渐增大, 导致焊接电弧作用在工件上的热输入不断增大, 因此对不同占空比作用下的电弧进行数值分析, 对选择合适的热输入有一定的指导作用.

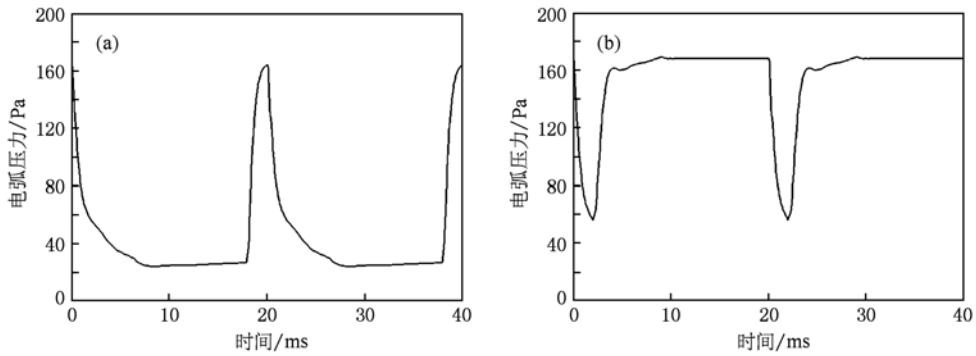


图 12 不同占空比作用下 B 点处电弧压力的分布曲线 (a) 占空比为 0.1; (b) 占空比为 0.9

3.6. 不同脉冲频率对电弧压力的影响

由于在熔池形成上,在每一个峰值电流作用时,在焊件上形成一个熔池,并迅速扩大;而在每一个基值电流作用时,熔池迅速收缩凝固.因此为了加强对焊接熔池尺寸的了解,对不同频率的脉冲电流作用下的电弧压力进行了数值分析.图 13 为脉冲频率分别为 10 Hz 和 100 Hz 时电弧压力的分布曲

线.从图 9 和图 13 中可以看出,在频率较低时(如图 13(a)和图 9 所示),电弧压力在脉冲电流作用下达到稳定值,而且在一个周期内峰值电流和基值电流作用时间较长,能够形成较深的熔池;在较高的焊接频率时(如图 13(b)所示),电弧压力并没有达到稳定值,其最大电弧压力值也略小一些,但由于熔池中熔化与凝固时间交替较快,将会导致较小的熔池尺寸.

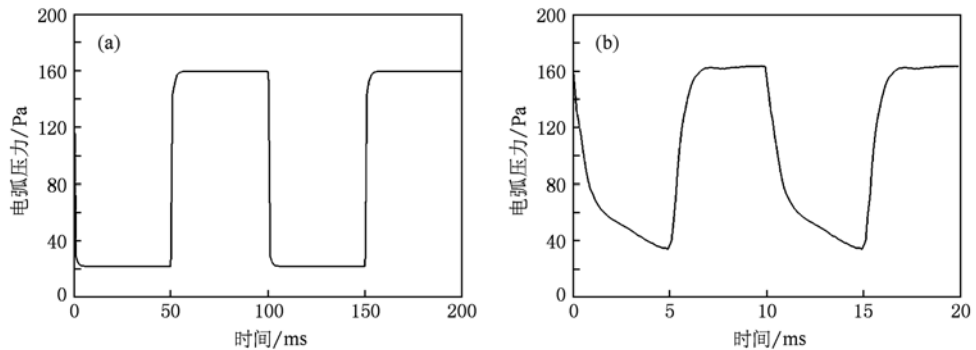


图 13 不同脉冲频率作用下 B 点处电弧压力的分布曲线 (a) 频率为 10 Hz; (b) 频率为 100 Hz

4. 结 论

本文建立了脉冲电流作用下的二维 TIG 电弧的数值分析模型,获得了电弧的温度场、流场及电弧压力在脉冲电流作用下的周期性变化情况.在低频焊接中电弧形态、温度场、流场及电弧压力在峰值电流和基值电流作用期间都可以达到一个相对的稳定状态,但都滞后于脉冲电流的变化,且从峰值电流向基值电流变化时的滞后时间大于从基值电

流向峰值电流变化的滞后时间,其中温度场对脉冲电流的响应速度最快.在一个脉冲电流中,在峰值电流作用下的电弧压力远远大于在平均电流作用下的电弧压力,且最大电弧压力随峰值电流的增大而增大,随占空比的增大,有缓慢增大的趋势,对焊接热输入的控制有一定的指导作用.在进行低频焊接时,电弧压力可以达到稳定的焊接状态,但随着脉冲频率的增加,电弧压力逐渐不能达到稳定状态,且其最大电弧压力有减小的趋势.

- [1] Lu F G, Tang X H, Yu H L, Yao S 2006 *Computational Materials Science* **35** 458
- [2] He Ye, Guo W K, Shao Q Y, Xu P 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 487 (in Chinese) [何煜、郭文康、邵其璠、须平 2000 物理学报 **49** 487]
- [3] Marco A Ramirez, Gerardo Trapaga, Jonh McKelliget 2004 *Journal of Materials Processing Technology* **30** 155
- [4] Lei Y P, Gu X H, Shi Y W, Murakawa Hidekazu 2002 *Acta Metall. Sin.* **37** 537 (in Chinese) [雷永平、顾向华、史耀武、村川英一 2002 金属学报 **37** 537]
- [5] Manabu Tanaka, Masao Ushio, John James Lowke 2005 *JSMIE International Journal* **48** 397
- [6] Hideya Nishiyama, Tomohiko Sawada, Hidemasa Takana, Manabu Tanaka, Masao Ushio 2006 *ISIJ International* **46** 705
- [7] Du H Y, Wei Y H, Wang W X, Fan D 2009 *Journal of Materials Processing Technology* **209** 3752
- [8] Fan D, Masao U, Fukuhisa Matsuda 1986 *Trans. JWRI* **15** 1
- [9] Masao Ushio, Fan D, Manabu Tanaka 1993 *Trans. JWRI* **22** 201
- [10] Fan D, Chen J H, Masao Ushio 1998 *Chinese Journal of Mechanical Engineering* **34** 39 (in Chinese) [樊丁、陈剑虹、牛尾诚夫 1998 机械工程学报 **34** 39]
- [11] Fan H G, Shi Y W, Na S J 1997 *Journal of Materials Processing Technology* **72** 437
- [12] Fan H G, Na S G, Shi Y W 1997 *Journal of Physics D* **30** 94
- [13] Chen X 2009 *Heat transfer and transmission of thermal plasma* (Beijing: Science Press) p58 (in Chinese) [陈熙 2009 等离子体传热与传动(北京:科学出版社)第58页]

Numerical simulation of pulsed current tungsten inert gas (TIG) welding arc*

Shi Yu¹⁾ Guo Chao-Bo^{2)†} Huang Jian-Kang²⁾ Fan Ding¹⁾

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

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

(Received 12 April 2010; revised manuscript received 26 May 2010)

Abstract

A two-dimensional axisymmetric model of free burning tungsten inert gas (TIG) arc under the action of pulsed current is developed. Using the FLUENT software and choosing appropriate boundary conditions and strongly coupling control equations, a pulsed TIG arc is simulated. The variations of arc form, temperature field, temperature and velocity on the arc axis and surface pressure distribution of the workpiece are obtained and analyzed in the periodic current process; under the action of different values of peak current, duty ratio and pulse frequency, the arc pressure distributions are obtained and analyzed. The results show that they lag behind the variation of pulse current, the variation from base current to peak current is faster, then eventually reaches a relatively stable state; with the increase of peak current, the arc pressure increase greatly; with the increase of duty ratio, the arc pressure increases slowly; with the increase of pulse frequency, the arc pressure cannot reach a stable state gradually, and the max arc pressure tends to decrease.

Keywords: pulsed current TIG welding, arc, numerical simulation, FLUENT

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

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50805073).

† Corresponding author. E-mail: gcb1216@yahoo.cn