

电弧特性及其对熔池形貌影响的数值模拟 *

陆善平[†] 董文超 李殿中 李依依

(中国科学院金属研究所 沈阳材料科学国家(联合)实验室 沈阳 110016)

(2008 年 12 月 17 日收到 2009 年 3 月 18 日收到修改稿)

通过电弧模型与熔池模型耦合数值模拟,研究了氩弧和氦弧特性及其对 SUS304 不锈钢钨极惰性气体保护(TIG)焊熔池形貌的影响。通过比较氩弧和氦弧的温度轮廓线以及阳极表面电流密度和热流密度分布发现,氦弧的径向距离比氩弧收缩明显,导致更多热量传递给阳极。模拟了氩弧和氦弧下浮力、电磁力、表面张力和气体剪切力分别对熔池形貌的影响。结果表明:不论是在氩弧还是在氦弧下,熔池中表面张力是影响熔池形貌的最主要驱动力。在氩弧下,影响熔池形貌的另一个重要的驱动力是气体剪切力,而氦弧下则是电磁力。由于电磁力引起的内对流运动增加了熔深,从而导致相同氧含量时氦弧下的熔深和焊缝深宽比要高于氩弧下的熔深和焊缝深宽比。随着氧含量的增加,氩弧和氦弧下的焊缝深宽比均先增加而后保持不变。焊缝深宽比的模拟结果与实验结果符合较好。

关键词: 氩弧, 氦弧, 电弧特性, 熔池形貌

PACC : 5280, 4110F, 5230

1. 引言

钨极惰性气体保护(TIG)焊焊接质量高,在工业生产中得到了较广泛的应用,但 TIG 焊熔深浅制约了其焊接效率的提高。增加 TIG 焊焊缝深宽比、提高 TIG 焊焊接效率是一个既有理论意义又有应用背景的课题。

对于 TIG 焊,熔池形貌取决于熔池内热传导和热对流,引起熔池内对流运动的主要驱动力有浮力、电磁力、表面张力和气体剪切力,如图 1 所示。文献 [1—3] 通过实验与数值模拟方法研究了活性组元对

TIG 焊熔池形貌的影响。结果发现:随着熔池中活性组元含量的增加,熔池的形貌发生了明显的变化,由低活性组元含量下的浅宽型转变为高活性组元含量下的深窄型焊缝。由此可知,调整液态熔池中活性组元含量是获得深窄型 TIG 焊焊缝形貌、提高 TIG 焊焊接效率的一个重要途径。可是,对于活性组元影响液态熔池形貌的机理研究还不够深入,也没有一个统一的认识。由于焊接过程中熔池的形成和凝固速度快,因而很难通过实验的方法直接观察到熔池内对流运动及其演变过程。焊接过程是一个由试板、熔池、电弧、电极和电源构成的封闭回路,熔池的演变过程直接受上方焊接电弧的影响。从事焊接熔池

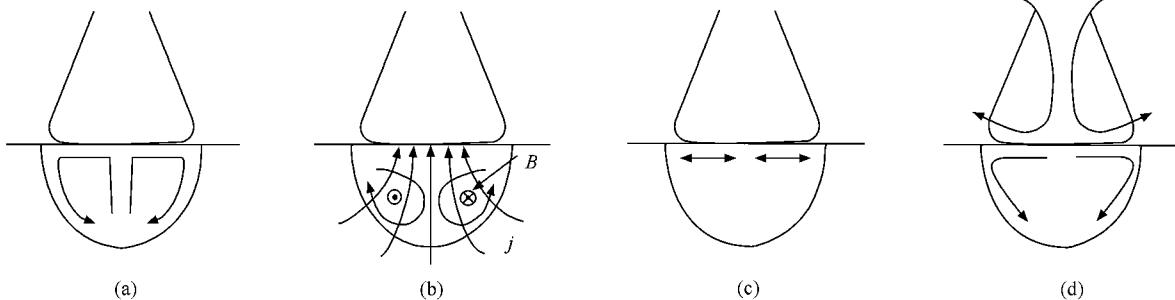


图 1 TIG 焊熔池中引起对流运动的四种驱动力 (a) 浮力 (b) 电磁力 (c) 表面张力 (d) 气体剪切力

* 国家自然科学基金(批准号 50874101)资助的课题。

† E-mail: shplu@imr.ac.cn

冶金的研究者往往忽略焊接电弧的重要影响,而从事电弧物理的研究者往往不考虑其对液态熔池形貌的影响。采用数值模拟与实验结合的方法,研究焊接电弧特性及其对焊接熔池形貌的重要影响,分析液态熔池形成过程和影响其形貌的重要因素,对于认清液态熔池形成机理具有重要意义,也为开发新的焊接工艺,提高TIG焊焊接效率提供了理论基础。

本文针对SUS304不锈钢的移动TIG焊过程,建立了焊接电弧模型和熔池模型。模拟工作以FLUENT6.2软件为基础,进行了二次开发,编制用户子程序,加入复杂的源项和边界条件。通过耦合分析焊接电弧模型和熔池模型,对比了氩弧和氦弧的电弧特性以及在氩弧和氦弧下浮力、电磁力、表面张力和气体剪切力分别对熔池形貌影响的大小,系统研究了氩弧和氦弧下活性组元氧含量对熔池形貌的影响规律,为开发高效率TIG焊工艺提供理论指导。

2. 数学模型

2.1. 基本假设

为了便于建立数学模型,本文采用如下基本假设:(1)焊接电弧为二维轴对称、稳态、满足局部热力学平衡的等离子体。(2)焊接熔池为三维且沿电弧移动方向对称,熔池内液态金属为层流、不可压缩的牛顿流体。(3)焊件为SUS304不锈钢,除表面张力温度梯度系数、热导率和黏度外,其余热物理常数与温度无关。

根据以上假设,焊接电弧和熔池的二维简图如图2所示。熔池部分表示的是对称面y-z面。

2.2. 控制方程组

2.2.1. 焊接电弧

根据以上假设,建立了二维轴对称坐标系下焊接电弧控制方程组^[4],连续守恒方程为

$$\frac{\partial(\rho_{\text{gas}} v_z)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho_{\text{gas}} r v_r)}{\partial r} = 0. \quad (1)$$

轴向动量守恒方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_{\text{gas}} v_z v_z)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho_{\text{gas}} r v_r v_z)}{\partial r} \\ &= - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\mu_{\text{gas}} \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r\mu_{\text{gas}} \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right] + j_r B_\theta. \end{aligned} \quad (2)$$

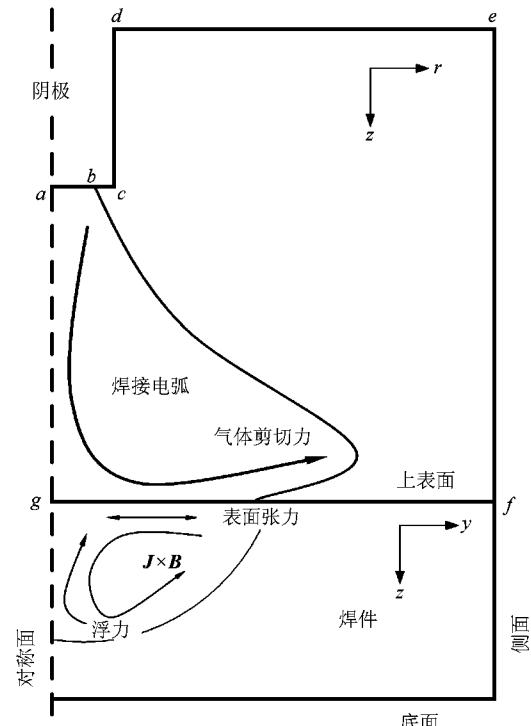


图2 焊接电弧和熔池简图

径向动量守恒方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_{\text{gas}} v_z v_r)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho_{\text{gas}} r v_r v_r)}{\partial r} \\ &= - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu_{\text{gas}} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right] \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r\mu_{\text{gas}} \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{2\mu_{\text{gas}}}{r^2} v_r - j_z B_\theta. \end{aligned} \quad (3)$$

能量守恒方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_{\text{gas}} v_z h)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho_{\text{gas}} r v_r h)}{\partial r} \\ &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k_{\text{gas}}}{c_p}_{\text{gas}} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{k_{\text{gas}}}{c_p}_{\text{gas}} \frac{\partial h}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{j_z^2 + j_r^2}{\sigma_{\text{gas}}} - S_r + \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \\ &\times \left(\frac{j_z}{c_p}_{\text{gas}} \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{j_r}{c_p}_{\text{gas}} \frac{\partial h}{\partial r} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

电流连续方程为

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma_{\text{gas}} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\sigma_{\text{gas}} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 0. \quad (5)$$

这里, ρ_{gas} 、 k_{gas} 、 μ_{gas} 、 c_p 和 σ_{gas} 分别为氩气和氦气的密度、热导率、黏度、比热容和电导率,它们均为温度的函数; v_z 和 v_r 分别为速度的轴向和径向分量; j_z 和 j_r 分别为电流密度的轴向和径向分量; k_B 为

Boltzmann 常量 $k_B = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \text{K}^{-1}$; e 为基本电荷 $e = 1.6022 \times 10^{-19} \text{ C}$; B_θ 是磁感应强度; h 和 P 分别为等离子体焓和压力; ϕ 为电势。方程(2)(3)等号右侧 $j_r B_\theta$ 和 $j_z B_\theta$ 为 Lorentz 力项, 方程(4)等号右侧最后三项依次为 Joule 热项、辐射损失项以及由于电子漂移所引起的电子焓输运项。

应用磁矢量势方法^[5]和 Ohm 定律计算电磁场。

$$j_z = -\sigma_{\text{gas}} \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad (6a)$$

$$j_r = -\sigma_{\text{gas}} \frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad (6b)$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) + \mu_0 j_z = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 A_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_r}{\partial r} \right) - \frac{A_r}{r^2} + \mu_0 j_r = 0, \quad (8)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (9)$$

$$B_\theta = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r}, \quad (10)$$

式中 A_z 和 A_r 分别为磁矢量势的轴向和径向分量; μ_0 为真空磁导率, $\mu_0 = 1.26 \times 10^{-6} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$ 。

2.2.2. 焊接熔池

根据以上假设, 建立了三维坐标系下焊接熔池控制方程组^[6,7]。连续守恒方程为

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_m v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_m w)}{\partial z} = 0. \quad (11)$$

x 方向动量守恒方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_m u)}{\partial t} - \frac{\partial(\rho_m u_0 u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_m uu)}{\partial x} \\ & + \frac{\partial(\rho_m vu)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_m uw)}{\partial z} \\ & = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_m \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_m \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) + S_x. \end{aligned} \quad (12)$$

y 方向动量守恒方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_m v)}{\partial t} - \frac{\partial(\rho_m u_0 v)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_m uv)}{\partial x} \\ & + \frac{\partial(\rho_m vv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_m vw)}{\partial z} \\ & = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_m \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_m \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_m \frac{\partial v}{\partial z} \right) + S_y. \end{aligned} \quad (13)$$

z 方向动量守恒方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_m w)}{\partial t} - \frac{\partial(\rho_m u_0 w)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_m uw)}{\partial x} \\ & + \frac{\partial(\rho_m vw)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_m ww)}{\partial z} \\ & = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_m \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_m \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_m \frac{\partial w}{\partial z} \right) + S_z. \end{aligned} \quad (14)$$

能量守恒方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_m h)}{\partial t} - \frac{\partial(\rho_m u_0 h)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_m uh)}{\partial x} \\ & + \frac{\partial(\rho_m vh)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_m wh)}{\partial z} \\ & = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_m \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_m \frac{\partial T}{\partial y} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_m \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \frac{\partial(\rho_m \Delta H)}{\partial t}. \end{aligned} \quad (15)$$

这里 ρ_m , k_m , μ_m 和 σ_m 分别为焊件材料的密度、热导率、黏度和电导率, 它们均为温度的函数; u , v , w 分别为熔池中熔体流动速度在 x , y , z 方向的分量; j_x , j_y , j_z 分别为电流密度在 x , y , z 方向的分量; u_0 为热源移动速度; t 为焊接时间; S_x , S_y , S_z 为动量守恒方程中 x , y , z 方向的源项。

动量守恒方程(方程(12)–(14))中的源项表达式为

$$S_x = - \left(\frac{C(1-f_L)^2}{f_L^3 + b} \right) u + j_y B_z - j_z B_y, \quad (16)$$

$$S_y = - \left(\frac{C(1-f_L)^2}{f_L^3 + b} \right) v + j_z B_x - j_x B_z, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} S_z &= - \left(\frac{C(1-f_L)^2}{f_L^3 + b} \right) w + j_x B_y - j_y B_x \\ &+ \rho_m g \beta (T - T_L), \end{aligned} \quad (18)$$

式中 B_x , B_y , B_z 为磁感应强度在 x , y , z 方向的分量; β 为 SUS304 不锈钢的热膨胀系数, $\beta = 0.0001 \text{ K}^{-1}$; g 为重力加速度, $g = 9.81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$; C 为枝晶形貌常数, 取一较大的数; b 是一很小的常数以避免分母为零。方程(16)–(18)中等号右侧第一项是固液两相之间的糊状区对固液两相的拖曳力。对于固相区域, 液相体积分数 $f_L = 0$; 对于液相区域, 液相体积分数 $f_L = 1$; 当液相体积分数 f_L 介于 0 与 1 之间时, 则表示该区域为糊状区^[8]。

方程(15)中 ΔH 为相变潜热, 是温度 T 的函数, 可表示为

$$\Delta H = \begin{cases} 0 & (T < T_s), \\ f_L L & (T_s \leq T \leq T_L), \\ L & (T > T_L). \end{cases} \quad (19)$$

电流连续方程为

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma_m \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma_m \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma_m \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0. \quad (20)$$

与焊接电弧模型中的电磁场求解方法相同,在求解熔池模型的电磁场时,我们仍采用磁矢量势方法和 Ohm 定律,只是将二维变量扩展到三维变量^[9].

$$j_x = -\sigma_m \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (21a)$$

$$j_y = -\sigma_m \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad (21b)$$

$$j_z = -\sigma_m \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad (21c)$$

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + \mu_0 j_x = 0, \quad (22)$$

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} + \mu_0 j_y = 0, \quad (23)$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + \mu_0 j_z = 0, \quad (24)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (25)$$

$$B_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}, \quad (26a)$$

$$B_y = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}, \quad (26b)$$

$$B_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}, \quad (26c)$$

式中 A_x, A_y, A_z 分别为磁矢量势在 x, y, z 方向的分量.

2.3. 边界条件

2.3.1. 焊接电弧

相应的边界条件如表 1 所列.对于焊接电弧,最关键的边界条件是阴极斑点半径处(图 2 中 ab 线)的电势 ϕ .根据 McKelliget 和 Szekely^[10]的结果,设定阴极斑点半径处的电流密度 J_c 为 $6.5 \times 10^7 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$.阳极表面(图 2 中 fg 线)的电势设为零,这是由于焊件金属电导率远大于等离子体电导率的缘故.

除了设定阴极表面温度值,由阴极鞘层区压降产生的热通量可表示为^[11]

$$Q_e = |J_c| V_e. \quad (27)$$

对于阳极表面也需要额外的特殊处理.从电弧传递到阳极表面的热量为^[12]

$$Q_a = Q_e + Q_t + Q_r, \quad (28)$$

式中, Q_e 为电子流动引起的热量, Q_t 为电弧等离子体热传导引起的热量, Q_r 为电弧等离子体的热辐射损失量.由于蒸发而导致的热损失较小,因而在本文中忽略了蒸发热损失的影响.

表 1 焊接电弧模型的边界条件

边界	P/Pa	$v_z/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	$v_r/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	T/K	ϕ/V	A_z	A_r
ab	—	0	0	3000	$\frac{\partial \phi}{\partial z} = J_c$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$
bc	—	0	0	3000	$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$
cd	—	0	0	3000	$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial r} = 0$
de	1.01×10^5	$\frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial v_r}{\partial z} = 0$	1000	$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$
ef	1.01×10^5	$\frac{\partial v_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial v_r}{\partial r} = 0$	1000	$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial r} = 0$
fg	—	0	0	1000	0	$\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial z} = 0$
ga	—	$\frac{\partial v_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial v_r}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial r} = 0$

2.3.2. 焊接熔池

在所有的熔池表面,磁矢量势各分量的通量为零.下面对其他变量的边界条件分别加以表述.

对于熔池上表面,速度边界条件为

$$\tau = \tau_{\text{ST}} + \tau_{\text{gas}}. \quad (29)$$

这里, τ_{gas} 为气体剪切力; τ_{ST} 为切应力,与表面张力相平衡,

$$(\tau_{\text{ST}})_x = -\mu_m \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (30)$$

$$(\tau_{ST})_y = -\mu_m \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (31)$$

式中 $(\tau_{ST})_x$ 和 $(\tau_{ST})_y$ 分别是表面张力 τ_{ST} 在 x 方向和 y 方向的分量, γ 为表面张力, $\frac{\partial T}{\partial x}$ 和 $\frac{\partial T}{\partial y}$ 分别为 x 方向和 y 方向的熔池表面温度梯度。

根据文献[13]的研究, 表面张力温度梯度系数

$\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ 是熔池内活性组元氧含量 a_i 和熔池表面温度 T 的函数, 即

$$\frac{\partial \gamma}{\partial T} = -A_\gamma - R\Gamma_s \ln(1 + K_{seg} a_i) - \frac{K_{seg} a_i}{1 + K_{seg} a_i} \frac{\Gamma_s \Delta H^\circ}{T}. \quad (32)$$

这里 A_γ 为表面张力常数, $A_\gamma = 0.00043 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$; Γ_s 为饱和表面过剩, $\Gamma_s = 1.3 \times 10^{-8} \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\text{mol}^{-1}\text{m}^{-2}$; R 为气体常量, $R = 8314.3 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\text{mol}^{-1}\text{K}^{-1}$; ΔH° 为标准吸附热, $\Delta H^\circ = -1.88 \times 10^8 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\text{mol}^{-1}$; K_{seg} 为氧组元平衡吸附系数, 其表达式为

$$K_{seg} = k_1 \exp\left(-\frac{\Delta H^\circ}{RT}\right), \quad (33)$$

式中 k_1 为表面偏聚熵常数, $k_1 = 0.00318$.

熔池上表面的热通量为

$$-k_m \frac{\partial T}{\partial z} = q_{arc} - \sigma_{SB} \epsilon (T^4 - T_{amb}^4) - h_t (T - T_{amb}), \quad (34)$$

式中 q_{arc} 为来自电弧模型计算所得的热通量; σ_{SB} 为 Stefan-Boltzmann 常量, $\sigma_{SB} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\text{K}^{-4}$; ϵ 为 SUS304 不锈钢的热辐射发散率, $\epsilon = 0.4$; h_t 为 SUS304 不锈钢的热传输系数, $h_t = 80 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$; T_{amb} 为环境温度, $T_{amb} = 300 \text{ K}$ 。(34)式等号右侧第二项和第三项分别是由辐射和对流导致的热损失。

对于电势, 我们设定电流密度为电弧模型计算的结果。

在对称面上, 我们设定下列各变量的零通量为边界条件:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial w}{\partial y} &= 0, \\ v &= 0, \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (35)$$

在焊件的其他表面上, 温度设定为环境温度, 速度设定为零。在焊件底面, 由于接地的缘故, 设定电流密度为零。对于焊件侧面, 因为焊件金属的电导率非常高, 且远离熔池表面, 所以焊件侧面的电势设定为零。

2.4. 数值处理

保护气体氩气和氦气的热物理性能参数选自文献[14], 氩气和氦气的辐射热损失值分别取自文献[15, 16]的实验结果。焊接材料为 SUS304 不锈钢, 其物理性能参数与文献[2, 3]相同。

熔池计算区域尺寸为 $50 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, 采用非均分网格, 近热源处的网格相对密一些, 远离热源处的网格相对疏一些, 以提高计算精度。网格剖分数为 $100 \times 30 \times 30$, 在 x 方向上均分, 在 y 和 z 方向上呈指数形式非均匀分布, 并设定热源中心点与焊件上表面中心点重合。对于电弧, 近电弧轴线和电极表面的网格相对密一些, 最小的网格厚度为阳极边界层的厚度($0.1 \text{ mm} \times 0.1 \text{ mm}$)。利用 FLUENT6.2 软件进行温度场和速度场的求解。在软件的相应接口处加入编写的边界条件和源项用户子程序, 并编写相关程序求解电磁场。

3. 模拟结果及讨论

3.1. 氩弧和氦弧的电弧特性对比

图3是氩弧和氦弧在焊接电流为 160 A、弧长为 5 mm 时模拟获得的温度轮廓线对比。从图3可以发现, 氦弧的径向距离比氩弧收缩明显。图4分别显示

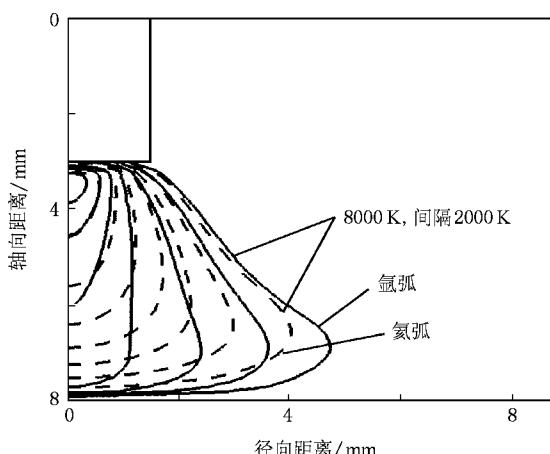


图3 氩弧和氦弧的温度轮廓线对比 焊接电流为 160 A, 弧长为 5 mm

了氩弧和氦弧下热流密度和电流密度沿阳极表面的径向分布。氦弧下阳极表面的热流密度和电流密度的峰值均比氩弧高,且分布半径减小。由于氦弧收

缩,导致氦弧下传递到阳极的热量更多、更集中,且熔池中的电磁力也更大。电弧的特性参数主要取决于保护气体的热物理性能参数。由于氦气的电离势

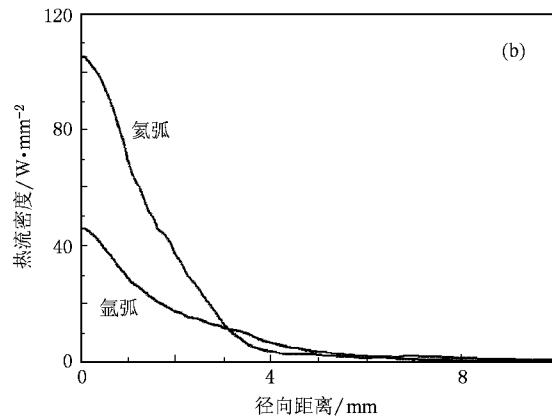
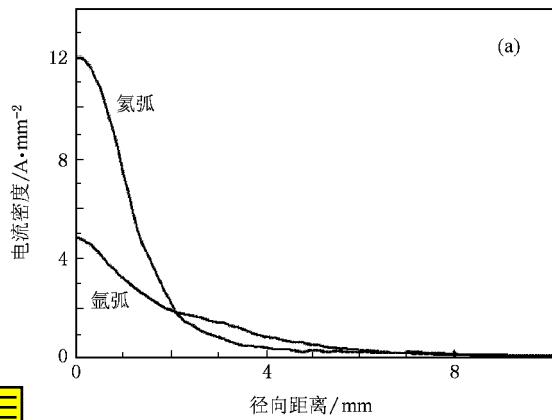


图 4 氩弧和氦弧下电流密度和热流密度沿阳极表面径向分布对比 焊接电流为 160 A, 弧长为 5 mm。(a) 电流密度 (b) 热流密度

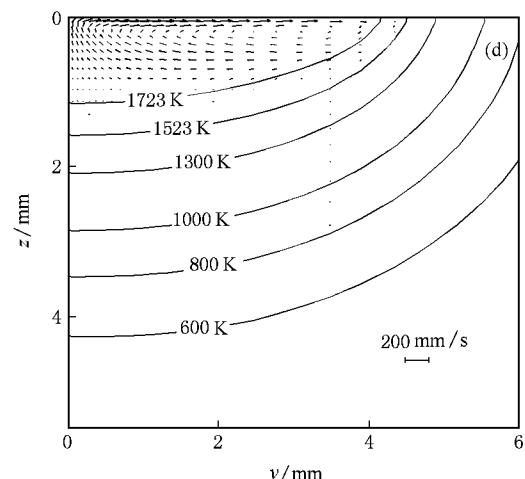
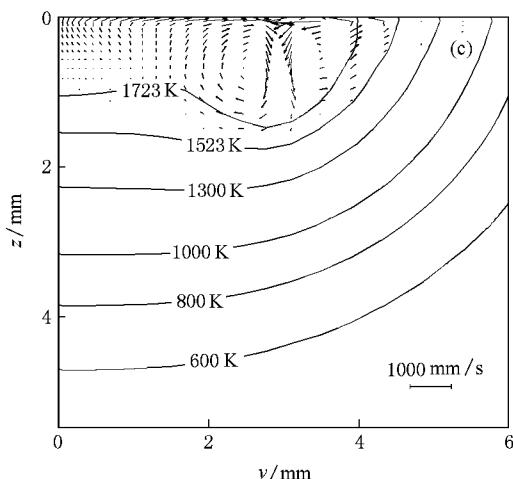
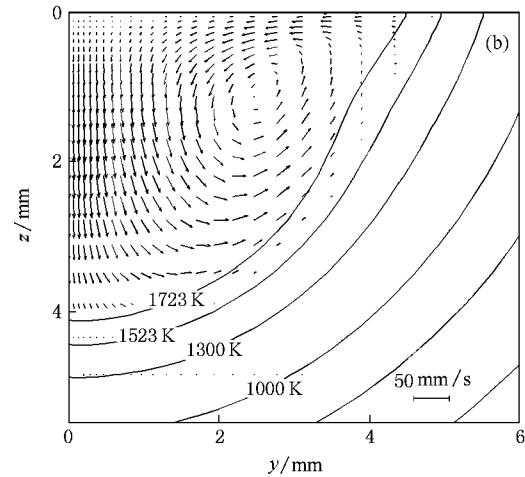
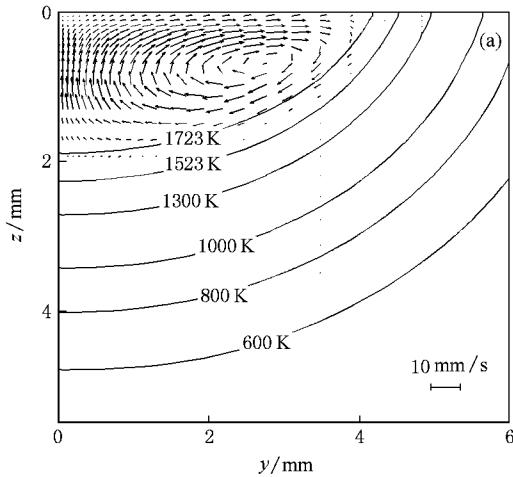


图 5 氩弧下四种驱动力单独作用时的熔池温度场和速度场分布 (a) 浮力, 液态金属的最大流动速度为 $10.2 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$; (b) 电磁力, 液态金属的最大流动速度为 $47.9 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$; (c) 表面张力, 液态金属的最大流动速度为 $488.5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$; (d) 气体剪切力, 液态金属的最大流动速度为 $194 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$

很高,所以当温度低于 10000 K 时,氦等离子体的电导率要明显小于氩等离子体的电导率。例如,温度为 8000 K 时,氦等离子体的电导率为 $1 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$,而氩等离子体的电导率却高达 $1000 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ ^[15,16]。氦气的低电导率减小了电流通道的直径,导致氦弧更容易收缩到电弧轴线附近。

3.2. 氩弧和氦弧下四种驱动力对熔池形貌的影响

在 TIG 焊中,熔池中主要存在着由浮力、电磁力、表面张力和气体剪切力引起的对流运动。为了考察这四种驱动力对熔池形貌影响的相对大小,我们模拟了在相同焊接条件(焊接电流为 160 A、弧长为 3 mm、焊接速度为 $2 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$)不同保护气体下,每个驱动力单独作用时的熔池温度场和速度场。

图 5 是氩弧下模拟获得的每个驱动力单独作用

时的熔池温度场和速度场。从图 5 可以发现,当驱动力为浮力、电磁力、表面张力和气体剪切力时,熔池中液态金属最大的流动速度分别为 $10.2 \text{ } 47.9 \text{ } 488.5$ 和 $194 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这表明在氩弧下,表面张力和气体剪切力是对熔池形貌有重要影响的两个驱动力。

氦弧下每个驱动力单独作用时的熔池温度场和速度场如图 6 所示。此时,熔池中液态金属的最大流动速度分别为 $13.3 \text{ } 134.4 \text{ } 554$ 和 $77.6 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ 。与氩弧不同的是,在氦弧下除了表面张力仍对熔池形貌有较大影响外,电磁力引起的熔池中液态金属流动的最大速度要高于气体剪切力引起的最大速度,所以电磁力对熔池形貌的影响超过了气体剪切力。这是由于氦弧收缩,来自于电弧的电流密度提高所致。由于电磁力在液态熔池中产生的内对流,促使阳极斑点热向熔池底部传输而增加熔深。

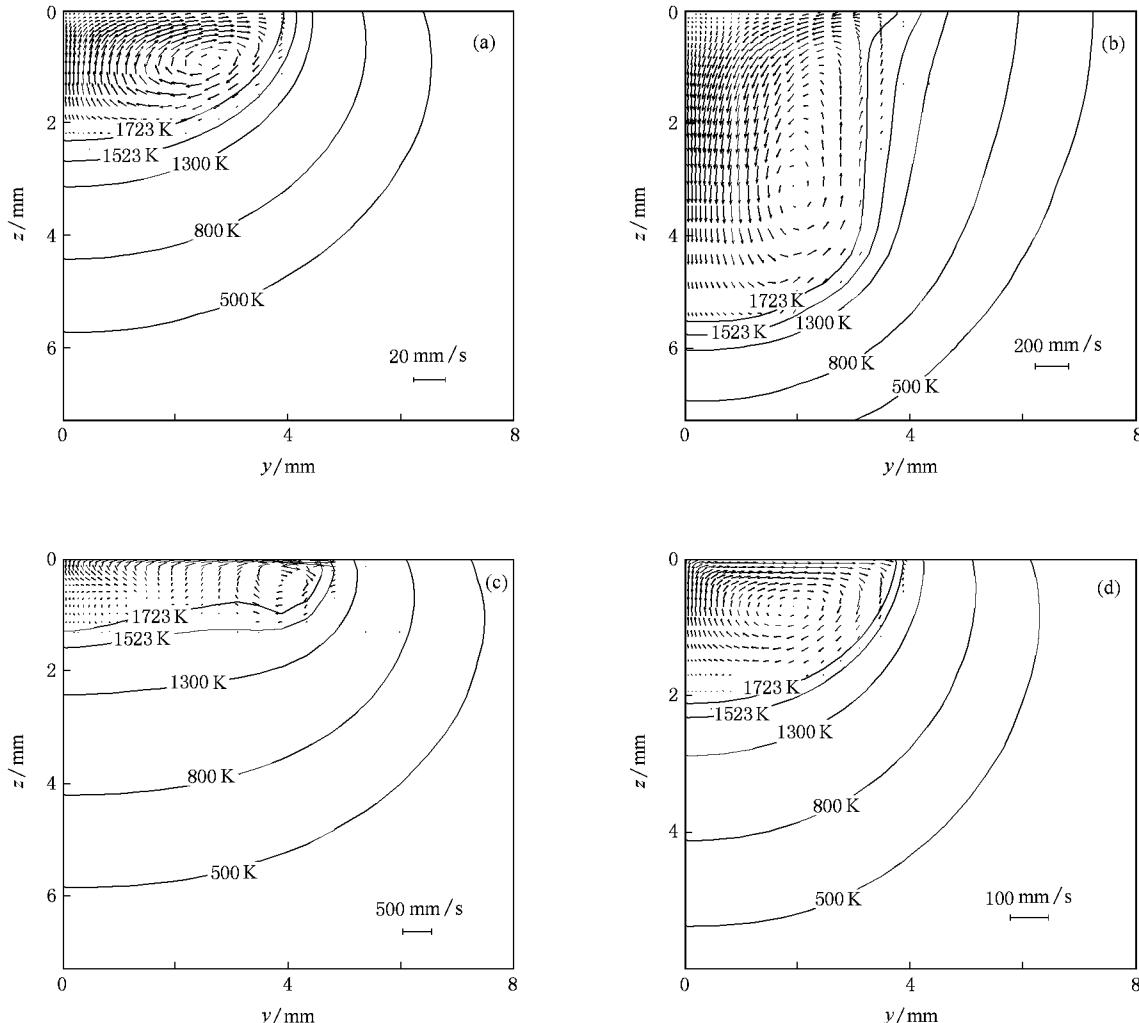


图 6 氦弧下四种驱动力单独作用时的熔池温度场和速度场分布 (a) 浮力,液态金属的最大流动速度为 $13.3 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$; (b) 电磁力,液态金属的最大流动速度为 $134.4 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$; (c) 表面张力,液态金属的最大流动速度为 $554 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$; (d) 气体剪切力,液态金属的最大流动速度为 $77.6 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$

3.3. 氩弧和氦弧下活性组元氧含量对熔池形貌的影响

不同的活性组元氧含量改变了熔池表面的表面张力温度梯度系数的符号,从而改变了 Marangoni 对流方向,导致熔池形貌发生明显变化^[1-3].另外,由于不同保护气体下传递到阳极表面的热流密度和电流密度不同,因此熔池表面温度梯度和电磁力等其他驱动力的大小也发生变化,进而影响熔池形貌.我们选用了不同活性组元氧含量,分析了氩弧和氦弧下熔池形貌的演变规律.焊接条件如下:焊接电流为 160 A、弧长为 3 mm、焊接速度为 $2 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$.

图 7 是在该焊接条件下模拟获得氩弧下的三维温度场和速度场,活性组元氧含量为 $130 \mu\text{g} \cdot \text{g}^{-1}$.熔池中液态金属的最高温度约为 2400 K,最大速度约为 $0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.由于氧含量较高,导致 Marangoni 对流方向由熔池边指向熔池中心,将来自于电弧的热传递到熔池底部,从而获得较深的熔深.

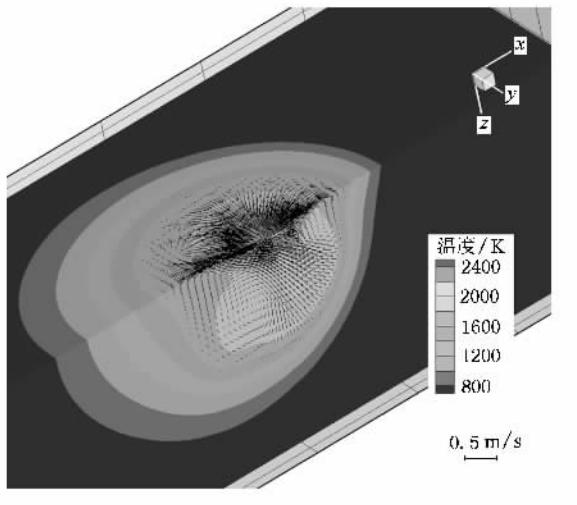


图 7 氩弧下典型的温度场和速度场 焊接电流为 160 A, 弧长为 3 mm, 焊接速度为 $2 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, 活性组元氧含量为 $130 \mu\text{g} \cdot \text{g}^{-1}$

图 8 是氩弧和氦弧下,不同氧含量对焊缝深宽比 D/W 影响的模拟结果与文献 [17, 18] 给出实验结果的对比.从图 8 可以看出,随着氧含量的增大,焊缝深宽比先增大,而后几乎保持不变.相同氧含量下,氦弧下的焊缝深宽比 D/W 比氩弧的 D/W 高.图 9 所示为氩弧和氦弧下熔深随氧含量的变化.从图 9 可以发现,氦弧下的熔深要高于相同氧含量时氩弧下的熔深.图 10 是氧含量为 $50 \mu\text{g} \cdot \text{g}^{-1}$ 时熔池的速度场对比.从图 10 可以明显发现,不论是在氩弧下还是在氦弧下,熔池表面均存在一明显的外向对流,

占据了熔池的大部分区域,该对流是由表面张力引起的对流运动.可是,与氩弧相比,在氦弧下熔池中心底部另外还存在一内向对流(图 10(b)),该对流是由电磁力引起的,它增加了熔深.因此,在氦弧下由于电磁力的额外作用,导致无论是在低氧含量下还是在高氧含量下,与氩弧相比熔深均得到较大的提高,焊缝深宽比 D/W 也相应增大.在氩弧下影响熔池内对流运动的驱动力主要是表面张力和气体剪切力,由于气体剪切力引起的是外向对流,促使阳极斑点热向熔池两侧传播,所以在外向表面张力和气体剪切力的共同作用下,氩弧下 TIG 焊熔池浅而宽.通过图 8 焊缝深宽比 D/W 的比较发现,模拟结果与实验结果^[17, 18]符合较好.模拟和实验结果表明,利用氦弧代替氩弧,可明显增加 TIG 焊焊缝深宽比,提高 TIG 焊焊接效率.

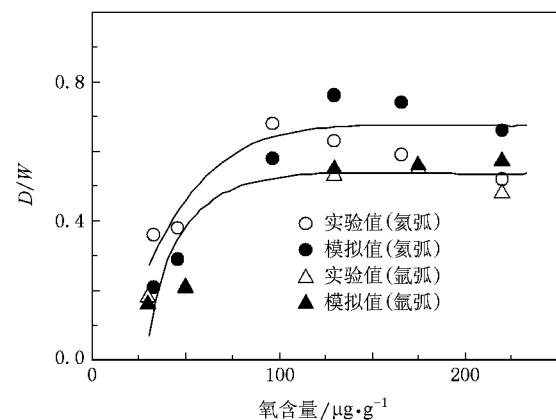


图 8 氩弧和氦弧下熔池中活性元素氧含量对焊缝深宽比 D/W 影响的模拟结果与实验结果^[17, 18]对比

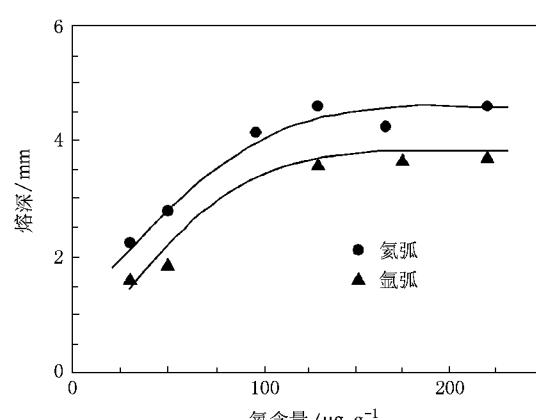


图 9 氩弧和氦弧下熔深随熔池中活性元素氧含量的变化

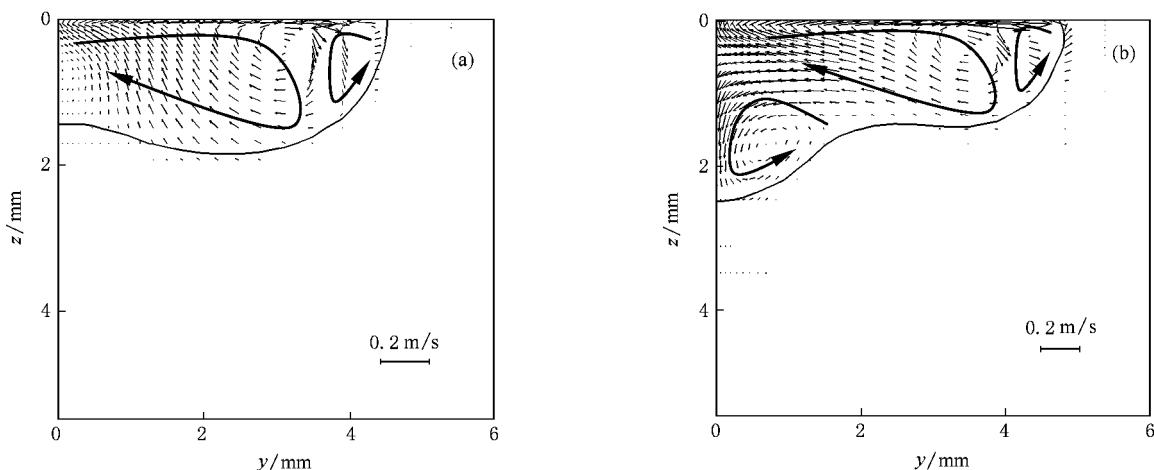


图 10 氩弧和氦弧下熔池速度场对比 焊接电流为 160 A, 弧长为 3 mm, 焊接速度为 $2 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, 活性组元氧含量为 $50 \mu\text{g} \cdot \text{g}^{-1}$.
 (a) 氩弧 (b) 氦弧

4. 结 论

本文针对 SUS304 不锈钢的移动 TIG 焊过程, 建立了焊接电弧与熔池的耦合模型。通过比较氩弧和氦弧的温度轮廓线以及电流密度和热流密度沿阳极表面径向分布发现, 氦弧径向距离比氩弧收缩明显, 可以传递更多、更集中的热量和电流密度给阳极。模拟分析了氩弧和氦弧下浮力、电磁力、表面张力和气体剪切力单独作用时熔池的温度场和速度场。结果

表明:不论是在氩弧下还是在氦弧下, 表面张力均对熔池形貌有重要影响。在氩弧下, 气体剪切力的影响也较大; 在氦弧下, 由于电弧收缩致使电磁力对熔池形貌的影响超过气体剪切力的影响。比较分析氩弧和氦弧下活性组元氧含量对熔池形貌的影响规律后表明: 随着氧含量的增加, 焊缝深宽比先增大, 而后几乎保持不变; 在相同氧含量时, 氦弧下的熔深和焊缝深宽比高于氩弧下的熔深和焊缝深宽比。采用氦弧替代氩弧可提高 TIG 焊焊接效率。

-
- [1] Heiple C R, Roper J R 1982 *Weld. J.* **61** 97S
 - [2] Fan H G, Tsai H L, Na S J 2001 *Int. J. Heat Mass Trans.* **44** 417
 - [3] Dong W C, Lu S P, Li D Z, Li Y Y 2008 *Acta Metall. Sin.* **44** 249 (in Chinese)[董文超、陆善平、李殿中、李依依 2008 *金属学报* **44** 249]
 - [4] Ramirez M A, Trapaga G, McKellicet J 2003 *Mod. Simul. Mater. Sci. Eng.* **11** 675
 - [5] Lago F, Gonzalez J J, Freton P, Gleizes A 2004 *J. Phys. D* **37** 883
 - [6] Zhang Y M, Cao Z N, Kovacevic R 1996 *Proc. Inst. Mech. Eng. C* **210** 187
 - [7] Zhang R H, Fan D 2007 *Sci. Technol. Weld. Join.* **12** 45
 - [8] Voller V R, Cross M, Markatos N C 1987 *Int. J. Numer. Meth. Eng.* **24** 271
 - [9] Gonzalez J J, Lago F, Freton P, Masquere M, Francieries X 2005 *J. Phys. D* **38** 306
 - [10] McKellicet J, Szekely J 1986 *Metall. Mater. Trans. A* **17** 1139
 - [11] Alexis J, Ramirez M, Trapaga G, Jonsson P 2000 *ISIJ Int.* **40** 1089
 - [12] Wu C S, Gao J Q 2002 *Compt. Mater. Sci.* **24** 323
 - [13] Sahoo P, DebRoy T, McNallan M J 1988 *Metall. Trans. B* **19** 483
 - [14] Boulos M I, Fauchais P, Pfender E 1994 *Thermal Plasmas-Fundamentals and Applications* (Vol. 1) (New York: Plenum) p388
 - [15] Evans D L, Tankin R S 1967 *Phys. Fluids* **10** 1137
 - [16] Cram L E 1985 *J. Phys. D* **18** 401
 - [17] Lu S P, Fujii H, Sugiyama H, Tanaka M, Nogi K 2003 *ISIJ Int.* **43** 1590
 - [18] Lu S P, Fujii H, Nogi K, Sato T 2007 *Sci. Technol. Weld. Join.* **12** 689

Numerical simulation of arc properties and their effects on the weld shape^{*}

Lu Shan-Ping[†] Dong Wen-Chao Li Dian-Zhong Li Yi-Yi

(Shenyang National Laboratory for Materials Science , Institute of Metal Research , Chinese Academy of Sciences , Shenyang 110016 , China)

(Received 17 December 2008 ; revised manuscript received 18 March 2009)

Abstract

A mathematical model of mutually coupled welding arc and weld pool is established for moving tungsten inert gas welding process on SUS304 stainless steels to investigate the argon and the helium arc properties and their effects on the weld shapes. The comparisons of the temperature contour, the current density and the heat flux on the anode surface between the argon and the helium arcs show that the helium arc is more constricted than the argon arc and transfers more heat fluxes to the anode. The effects of buoyancy, electromagnetic force, Marangoni force and drag individually on the weld pool are simulated, and simulation results show that the Marangoni force on the pool surface is one of the main forces affecting the weld shape, independent of shielding gases. Under argon arc, another dominant force is the plasma drag force. However, the effect of electromagnetic force is stronger than that of the plasma drag force in helium arc. The inward convection induced by the electromagnetic force increases the weld depth, thereby leading the weld depth and the D/W ratio in helium arc to be larger than the ones in argon arc under the same oxygen content. The weld D/W ratio increases first and then maintains a constant with the increase of oxygen content for both argon arc and helium arc. The weld D/W ratio obtained by simulation is in good agreement with experimental results.

Keywords : argon arc, helium arc, arc properties, weld shape

PACC : 5280, 4110F, 5230

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50874101).

† E-mail : shplu@imr.ac.cn