

考虑金属蒸汽的钨极惰性气体保护焊电弧与熔池交互作用三维数值分析

樊丁 黄自成 黄健康 王新鑫 黄勇

Three-dimensional numerical analysis of interaction between arc and pool by considering the behavior of the metal vapor in tungsten inert gas welding

Fan Ding Huang Zi-Cheng Huang Jian-Kang Wang Xin-Xin Huang Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 108102 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.108102

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.108102>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

宏微观耦合模拟熔池不同区域中枝晶竞争生长过程

Macro-micro coupled simulation of competitive dendrite growth in different areas of the welding pool

物理学报.2014, 63(22): 228103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.228103>

双钨极耦合电弧数值模拟

Numerical simulation of coupled arc in double electrode tungsten inert gas welding

物理学报.2013, 62(22): 228101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.228101>

Sn 的分析型键级势

Analytical bond-order potential for Sn

物理学报.2013, 62(12): 128101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.128101>

搅拌摩擦焊准稳态热力耦合过程数值模拟研究

Numerical simulation of coupled thermo-mechanical process of friction stir welding in quasi-steady-state

物理学报.2013, 62(1): 018102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.018102>

盘型激光焊金属蒸汽特征色调-色饱和度-亮度分析法研究

Study of characteristics of plume based on hue-saturation-intensity during high-power disk laser welding

物理学报.2012, 61(14): 148103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.148103>

考虑金属蒸汽的钨极惰性气体保护电弧与熔池交互作用三维数值分析*

樊丁^{1)2)†} 黄自成¹⁾ 黄健康¹⁾²⁾ 王新鑫¹⁾ 黄勇¹⁾²⁾

1)(兰州理工大学材料科学与工程学院, 兰州 730050)

2)(省部共建有色金属先进加工与再利用国家重点实验室, 兰州 730050)

(2014年11月5日收到; 2014年12月26日收到修改稿)

基于局域热平衡状态假设并考虑金属蒸汽的作用, 建立了钨极惰性气体保护电弧与熔池交互作用的三维数学模型. 电弧等离子体的热力学参数和输运系数由温度和金属蒸汽浓度共同决定, 并使用第二黏度近似简化处理金属蒸汽在氩等离子体中的输运过程. 在考虑熔池流动时, 主要考虑了浮力、电磁力、表面张力和等离子体流拉力的作用. 通过对麦克斯韦方程组、连续性方程、动量守恒方程、能量守恒方程和组分输运方程的耦合求解, 得到了金属蒸汽在电弧中的空间分布、电弧和熔池的温度场、速度场和电流密度分布等重要结果. 通过与未考虑金属蒸汽的结果对比, 研究了熔池上表面产生的金属蒸汽对电弧等离子体行为的影响, 以及电弧等离子体对熔池行为的影响. 结果表明, 金属蒸汽主要富集在熔池上表面附近; 金属蒸汽对电弧等离子体有明显的收缩作用, 而对等离子体速度和电势影响较小; 金属蒸汽的出现对熔池上表面速度分布和剪切力分布以及熔池形貌并无明显影响. 求解结果与已有的实验结果和计算结果符合良好.

关键词: 钨极惰性气体保护焊, 金属蒸汽, 交互作用, 数值分析

PACS: 81.20.Vj, 02.60.Cb, 52.25.Fi

DOI: 10.7498/aps.64.108102

1 引言

钨极惰性气体保护焊 (tungsten inert gas welding, TIG 焊) 焊接过程稳定, 成型良好, 在工业生产中应用广泛. 虽然对 TIG 焊的研究取得了较多的成果, 但是 TIG 焊过程涉及复杂的物理化学过程, 温度的变化范围大, 其中电弧温度大约 20000 K, 钨极温度约为 3500 K, 熔池温度约为 2200 K, 而整个体系都是处于室温 300 K 的环境中^[1]. 电弧处于等离子态, 在微观上还有尚未解决的理论问题. 所有这些都给试验研究带来较大的困难. 随着计算机模拟技术的发现和推广和数值计算理论的逐步完善, 数值模拟已经成为一种科学的研究手段, 被越来越多地应用在各个领域中, 这也使得人们可以深入研究 TIG 焊的复杂物理过程.

国内外学者在焊接过程的数值分析研究中已经取得了大量的研究成果. 在传统的模拟研究^[2-5]中, 将电弧和熔池作为各自独立的研究对象. 近年来学者逐渐考虑了电弧与熔池之间的耦合作用. 芦凤桂等^[6]建立了三维电弧-熔池统一模型, 模拟研究了电弧熔池之间的动态行为规律及其界面的动态变化. 陆善平等^[7]通过将电弧模型与熔池模型进行耦合处理, 研究了 Ar 弧和 He 弧的特性及其对 SUS304 不锈钢 TIG 焊接熔池形貌的影响及氧对焊缝深宽比的影响. 雷永平等^[8]通过建立双向耦合统一模型, 研究了熔池自由表面变化对焊接电弧和熔池系统的热物理参量场的影响. Zhao 等^[9]建立了电弧和阳极耦合模型, 研究碳棒作为阴极的氩弧等离子体的伏安特性. Yin 等^[10]建立了三维电弧熔池统一模型, 研究外加轴向磁场作用下的电弧行

* 国家自然科学基金 (批准号: 51074084, 51205179) 和甘肃省自然科学基金 (批准号: 1010RJZA037) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fand@lut.cn

为及其对熔池流动的影响.

Lago 等^[11]和 Tanaka 等^[1,12,13]考虑了金属蒸汽在 TIG 焊中的作用, 但是他们的模型建立在二维柱坐标下, 且弧长在 5 mm 以上. 二维柱坐标使得问题大为简化, 但是这种简化模型只适用于电弧形状为轴对称的情形. 除此之外, 在 Lago 等^[11]的模型中, 熔池的模型不涉及熔池的熔化和流动过程. 在 Tanaka 等^[1,12,13]的模型中, 计算弧长为 5 mm 及以上, 对小于这个弧长的情形则未做研究. 而在实际焊接中, 在大多数情况下弧长小于 5 mm^[14].

本文针对 TIG 焊, 以 SUS304 不锈钢为母材, 采用 CFD 软件 FLUENT 6.3, 通过自定义标量 (user defined functions, UDS) 添加电磁场方程和组分输运方程, 通过自定义函数 (user defined functions, UDF) 添加源项和边界条件, 建立了考虑金属蒸汽的 TIG 焊电弧熔池交互作用的三维数学模型. 为更接近于实际焊接情形, 选用 3 mm 的短弧长. 模型将钨极、电弧和熔池处理统一在数学模型中, 实现了对所建模型的数值求解. 计算得到了电弧的温度场和速度场、熔池的温度场和速度场, 研究了金属蒸汽时的电弧特性及其对熔池上表面受力的影响. 数值计算结果与已有的实验结果和计算结果符合良好, 为进一步更全面地研究 TIG 焊中复杂的物理现象提供参考.

2 数学模型

2.1 基本假设

为便于建立数学模型, 做如下基本假设: 1) 电弧等离子为连续、层流的 Newtonian 流体, 电弧等离子处于稳态且满足局部热平衡 (local thermodynamic equilibrium, LTE) 假设; 2) 电弧等离子满足光学薄性质, 即等离子辐射的重吸收与整个波长的辐射相比可以忽略不计; 3) 不考虑阴极区和阳极区的复杂物理状态; 4) 熔池内部液态金属为层流、不可压缩 Newton 流体; 5) 熔池上表面是平面; 6) 考虑熔池表面向电弧传输的铁金属蒸汽, 而忽略金属蒸发对熔池质量的影响.

2.2 控制方程

根据上述基本假设, 建立了三维坐标下的控制方程.

连续性方程

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

动量守恒方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) \\ &= -\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{S}_u, \end{aligned} \quad (2)$$

能量守恒方程

$$\frac{\partial(\rho c_p \mathbf{T})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} c_p \mathbf{T}) = \nabla \cdot (k \nabla \mathbf{T}) + \mathbf{S}. \quad (3)$$

式中 ρ 为密度, $\mathbf{v}$ 为速度矢量, $\boldsymbol{\tau}$ 为黏性应力张量, $\mathbf{j}$ 为电流密度, $\mathbf{B}$ 为磁通密度, $\mathbf{g}$ 为重力加速度, $\mathbf{S}_u$ 为动量方程的源项, T 为温度, $\mathbf{S}$ 为能量方程源项.

组分输运方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{C}_0) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{C}_0) = \nabla \cdot (D \nabla \mathbf{C}_0), \quad (4)$$

其中, P 为压力, C_0 为铁金属蒸汽在电弧等离子体中的浓度, D 为二元扩散系数. $\boldsymbol{\tau}$ 为黏性应力张量, 直角坐标系中的表示为

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \mu \left(2 \frac{\partial v_i}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) & i = j, \\ \tau_{ij} &= \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) & i \neq j, \end{aligned} \quad (5)$$

式中, μ 为动力黏度, v_i 为 x_i 方向的速度分量, c_p 为等压比热, k 为热导率.

使用 Enthalpy-porosity technique (焓-孔隙法) 来处理板材的熔化过程和描述糊状区的流动, 在动量方程中增加了动量源项 $\mathbf{S}_u$, 具体表达式见文献^[15].

在电弧等离子区中 $\mathbf{S}_u = 0$.

在电弧等离子区域中, 能量方程源项 $\mathbf{S}$ 的表达式为

$$\mathbf{S} = S_Q = \frac{j^2}{\sigma} + \frac{5k_B}{2e} \mathbf{j} \cdot \nabla T - 4\pi\epsilon_n, \quad (6)$$

式中, k_B 为玻尔兹曼常数, e 为电子电量, ϵ_n 为净辐射系数. 式右侧的三项分别代表了焦耳热、电子输运焓和电弧等离子体的净辐射散热项.

在焊接熔池中, 能量方程的源项中包括了非稳定项和对流项对相变潜热的影响, 具体表达式为

$$\mathbf{S} = S_h = \frac{\partial \rho f_1 L}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} f_1 L), \quad (7)$$

式中, L 为熔化潜热; f_1 为液相体积分.

电流连续性方程

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \Phi) = 0, \quad (8)$$

欧姆定律

$$\mathbf{j} = -\sigma(\nabla\Phi) = \sigma\mathbf{E}, \quad (9)$$

磁矢势泊松方程

$$\nabla^2 \cdot \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}, \quad (10)$$

磁通密度

$$\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}, \quad (11)$$

式中, Φ 为电势, $\mathbf{A}$ 为磁矢势, $\mathbf{E}$ 为电场强度, μ_0 为真空磁导率.

2.3 边界条件

求解域如图 1 所示. 边界条件如表 1 中所列.

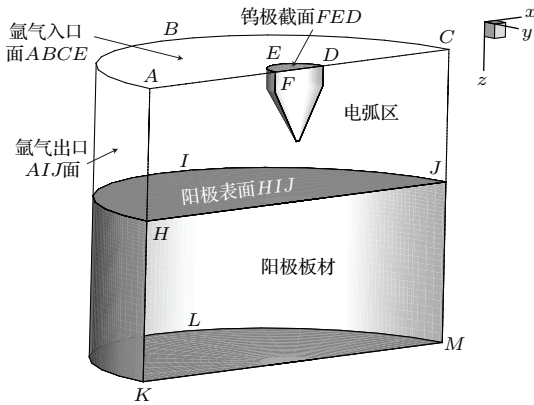


图 1 几何模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of simulation model.

计算区域中, 面 ABCE 是氩气入口, 面 FED 是钨极截面, 面 AIJ 是氩气出口, 面 HIJ 是阳极表

面, 面 KLM 为板材底面, 面 HLM 为板材侧面, 面 AKMC 为对称面. $\mathbf{n}$ 表示边界单位方向量. 在钨极截面给定电流密度 [2]. 电弧传递给阳极上表面的热量为 [16,17]

$$\begin{aligned} q_a &= q_{\text{cond}} + q_e + q_r \\ &= -k_{\text{eff}} \left(\frac{T_{\text{aw}} - T_{\text{ap}}}{\delta} \right) \\ &\quad + |j_z| \Phi_a - \varepsilon_0 \sigma_0 T^4, \end{aligned} \quad (12)$$

式子的右侧三项分别为: 电弧对阳极面的热传导、电子流动引起的热量和辐射散热项. 式中, k_{eff} 为靠近阳极侧电弧等离子体的有效热导率 [18]; j_z 为 z 项的电流密度; Φ_a 为阳极功函数, 大约等于 4.7 eV [11,18]; T_{aw} 和 T_{ap} 分别为阳极表面的温度和紧邻阳极的电弧温度; δ 为阳极区厚度, 取 0.15 mm. 根据 Lago 等 [11] 的研究, 阳极区厚度从 0.1 mm 增加到 0.5 mm 时, 电弧对阳极传热的变化并不明显. 所以本文在考虑电弧向阳极的热传导时, 选取的阳极区厚度为 0.15 mm. 本文忽略了电弧向阳极的辐射传热, 根据 Lago 等 [11] 和 Ushio 等 [19] 的研究, 这一作用可以忽略. 在已有的关于阳极压降的研究中 [20–24], 有人认为阳极压降是正值 [20,21], 有人认为阳极压降为负值 [22–24], 并且当阳极压降为负时会使模拟计算中的电势计算出现不收敛 [21]. 所以在 Tanaka 等 [1], Mougnot 等 [25], Murphy 等 [16] 和 Zhu 等 [26] 的研究中忽略了阳极压降的影响, 因此本文也忽略了阳极压降的影响. 由于蒸发而导致的热损失相比于电弧对阳极上表面的热传导热量来说比较小, 所以本文忽略蒸发热损失的影响 [27,7].

表 1 边界条件

Table 1. Boundary conditions.

边界	$\mathbf{v}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	P/Pa	T/K	Φ/V	$\mathbf{A}/\text{Wb}\cdot\text{m}^{-1}$
面 FED	—	101325	3000	$-\sigma \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{I_1}{\pi r_c^2}$	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial n} = 0$
面 ABCE	$v_z = v_{\text{giv}}$	—	T_{giv}	$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial n} = 0$
面 AIJ	$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial n} = 0$	101325	1000	$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial n} = 0$
钨极表面	0	—	耦合	耦合	耦合
面 HIJ	0	—	(12)	$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial n} = 0$
面 ACMK	$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial n} = 0$	—	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial n} = 0$
面 HLM	0	—	(13)	$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial n} = 0$
面 KLM	0	—	(13)	0	$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial n} = 0$

本文对电弧与熔池的边界处的鞘层微观传输机制做了合理的简化处理, 这里并不研究阳极区偏离非平衡状态的复杂传输过程, 通过采用适合的网格和热物理参数可以获得合理的电弧和熔池结果. 在Lowke等^[28]的研究中使用了该方法处理鞘层区, 在本文作者之前的数值模拟研究中^[18]也使用这种方法处理鞘层区, 并得到较符合的电弧和熔池的模拟结果.

在钨极和电弧界面上, 温度采用耦合条件, 保证电弧和阴极之间温度的连续性. Bini等^[29]采用这一方法处理电弧与阴极之间的电磁场连续, 本文将这种方法推广应用到温度边界条件. 在这里忽略阴极区复杂的物理状态^[19,30], 认为电弧和阴极之间的传热仅由热传导引起, 虽然这种处理较为简单, 但是如果采用合适的网格尺寸, 仍然可以得到关于电弧和熔池的合理结果, 这一点在Lowke等^[28]的研究和本文作者之前的研究^[18]中已经采用, 所以本文也采用这种方法处理.

板材的侧面和底面的热边界条件为

$$-k \frac{\partial T}{\partial n} = q_{\text{conv}} + q_{\text{rad}} = -h_c(T_w - T_0) - \varepsilon_0 \sigma_0(T_w^4 - T_0^4), \quad (13)$$

式中, k 为热导率, $\mathbf{n}$ 为边界法向量, h_c 为对流散热系数, T_w 为壁面温度, T_0 为室温, ε_0 为辐射散热系数, σ 为 Stefan-Boltzman 常数.

熔池上表面的动量边界条件为

$$\begin{aligned} \tau_x &= \tau_{px} + \tau_{Mx} \\ &= -\mu_p \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x}; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \tau_y &= \tau_{py} + \tau_{My} \\ &= -\mu_p \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial y}; \end{aligned} \quad (15)$$

式中, τ_p 表示等离子剪切力; τ_M 表示 Marangoni 力; μ_p 为阳极表面上方的等离子体的黏度; v_x 和 v_y 分别为电弧等离子体在 x 和 y 两个方向上的速度; T 为熔池表面温度; γ 表示表面张力. $\partial \gamma / \partial T$ 为表面张力温度系数, 具体表达式^[31]如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \gamma}{\partial T} &= -A_\gamma - R \Gamma_s \ln(1 + K_{\text{seg}} a_i) \\ &\quad - \frac{K_{\text{seg}} a_i \Gamma_s \Delta H^0}{(1 + K_{\text{seg}} a_i) T}, \end{aligned} \quad (16)$$

式中, A_γ 为表面张力常数, 取 $0.00043 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; Γ_s 为饱和表面过剩, 取 $2.03 \times 10^{-8} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$; R 为气体常数, 取 8314.3

$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; H^0 为标准吸附热, 取 -1.46×10^8 ; a_i 为板材中的氧含量, 取 0.0036 即 36 ppm ; K_{seg} 为活性元素平衡吸附系数, 表达式为

$$K_{\text{seg}} = k_1 \exp \left[-\frac{\Delta H^0}{RT} \right], \quad (17)$$

式中, k_1 为表面偏聚熵常数, 取 0.0138 .

在处理表面张力温度系数 $\partial \gamma / \partial T$ 时, 有些学者^[7,11]除了使用(16)式进行计算外, 也有些学者^[12,16]将表面张力温度系数当作常值进行计算. 在本文中将分两种情况分别进行计算求解. 其中, 情形一是 $\partial \gamma / \partial T$ 为(16)式的情况; 情形二是 $\partial \gamma / \partial T$ 为常值 -0.0002 , 相当于不锈钢板材中氧含量为 36 ppm 时的值.

为了考虑来自熔池表面的金属蒸汽对电弧的影响, 在电弧区域增加了金属蒸汽的组分输运方程, 其表达式为(4)式. 式中的金属蒸汽的二元扩散系数 D 是用第二黏度近似得到^[32], 其表达式为

$$D = \frac{4\sqrt{2}(1/M_1 + 1/M_2)^{0.5}}{\left[(\rho_1^2/\beta_1^2 \eta_1^2 M_1)^{0.25} + (\rho_2^2/\beta_2^2 \eta_2^2 M_2)^{0.25} \right]^2}, \quad (18)$$

式中, M_1 和 M_2 是铁和氩原子的摩尔质量; ρ_1 , η_1 和 ρ_2 , η_2 分别是铁和氩气的密度及黏度; β_1 , β_2 是无量纲常数, 在大量不同气体中一般取 1.2 — 1.543 , 这里取 1.385 ^[1,12,16].

在阴极区和板材的固体区域, C_0 的边界条件为零. 在阳极表面温度高于熔点的区域中, C_0 用以下的公式代入边界条件^[33,25]:

$$C_0 = \frac{P_v M_1}{P_v M_1 + (P_0 - P_v) M_2}, \quad (19)$$

式中, P_0 是大气压; P_v 是金属蒸汽分压, 具体表达式^[33]为

$$P_v(T) = \exp \left(13.8 - \frac{4.33 \times 10^4}{T} \right). \quad (20)$$

根据(20)式可知, 在上表面, C_0 的变化范围是 0 到 1.0 ; 在对称面上为 $\partial C_0 / \partial y = 0$, 其他边界设置为 0 .

2.4 数值处理

用 Gambit 前处理软件进行几何建模, 根据 Lowke 等^[28]的研究结果, 选择钨极直径 3.2 mm , 尖角 60° 且带有直径 0.2 mm 的凸台. 求解域为半圆柱体, 底面半径 10 mm , 钨极计算区域高 3.6 mm ,

电弧计算区域高度 3 mm, 焊接板材高 8 mm. 由于几何模型部分区域形状的不规则性, 采用分区域划分网格的方法, 在变形梯度较大的区域局部加密, 结构化网格和非结构化网格相结合, 生成六面体网格, 具体的网格划分方法见文献[18, 28]. 网格划分如图 2 所示.

在本文中, 焊接板材是 SUS304 不锈钢, 其物理性能参数与文献[18, 34]中相同. 计算所涉及的电弧等离子体的物性参数不仅与温度有关, 还与铁蒸汽的浓度有关. 本文中所使用的等离子体的各个物性参数为: 所使用的 1 mm 吸收长度下的纯铁蒸

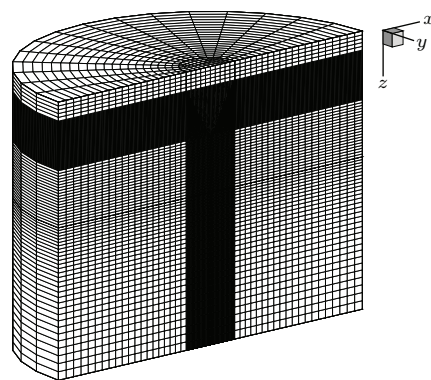


图2 网格划分

Fig. 2. Mesh generation.

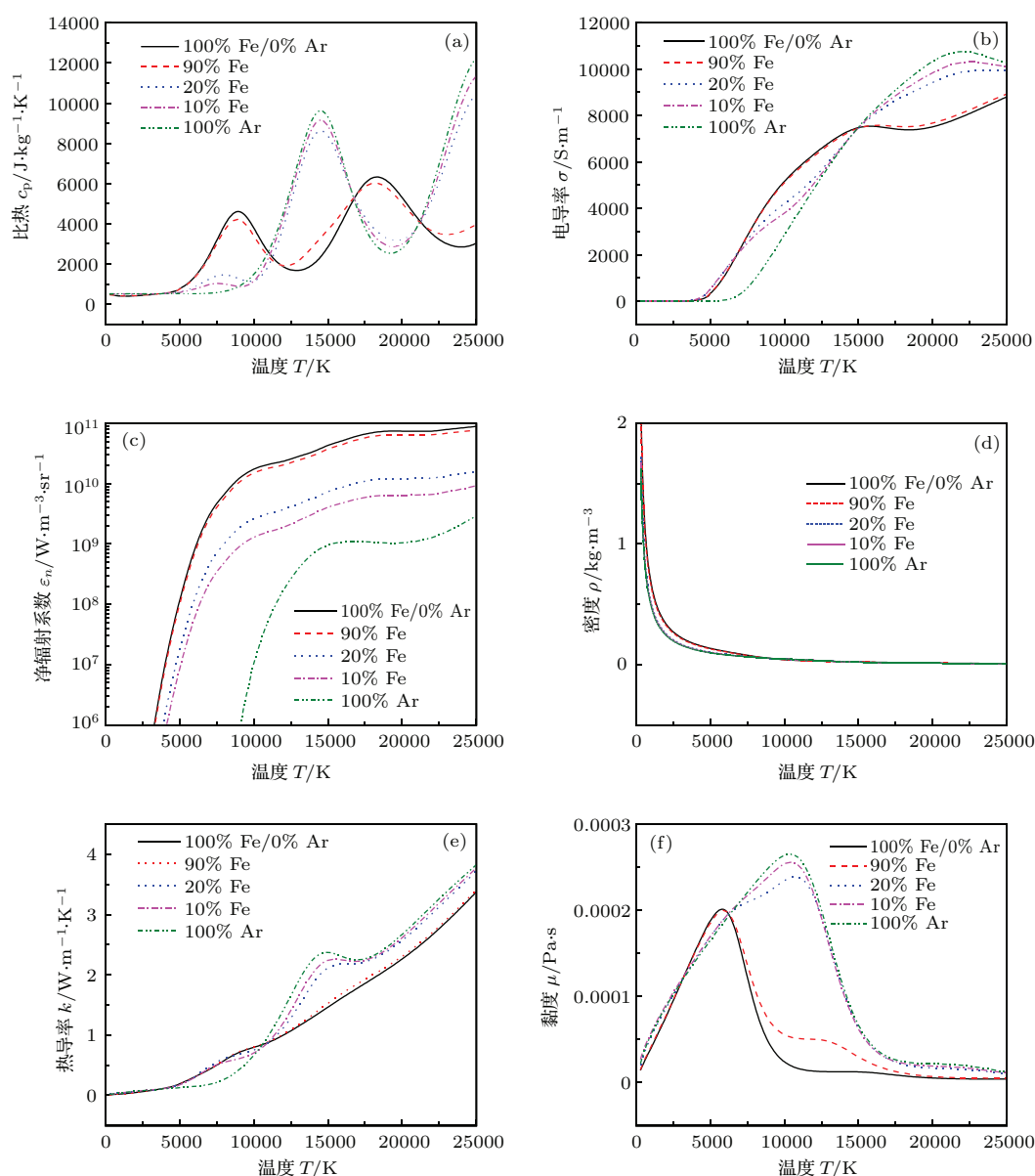


图3 (网刊彩色) 电弧等离子体的物性参数 (a) 比热; (b) 电导率; (c) 净辐射系数; (d) 密度; (e) 热导率; (f) 黏度
Fig. 3. (color online) Thermophysical properties of the arc plasma: (a) specific heat; (b) electrical conductivity; (c) net radiative emission coefficient; (d) mass density; (e) thermal conductivity; (f) viscosity.

汽净辐射系数 ε_{n-Fe} , 选自文献 [35], 1 mm 吸收长度下的纯 Ar 气净辐射系数 ε_{n-Ar} 选自文献 [36], 通过线性插值 [15] 计算电弧等离子体的净辐射系数. 包括金属蒸汽的电弧等离子体的物性参数的算法参考文献 [37, 38]. 这些参数都是温度和铁金属蒸汽浓度的函数, 具体的物性参数数据由 Murphy 向本文作者直接提供, 本文根据原始数据使用 Origin-Pro 8.5 软件绘制的物性参数如图 3 所示.

3 结果与分析

3.1 电弧特性

对于不锈钢, 表面张力对熔池流动和传热有着决定性的影响, 这里分别计算了表面张力为温度的复杂函数 [如 (16) 式所示] 和表面张力为温度的线性函数两种情形下的结果, 并对考虑有无金属蒸汽得到的结果进行对比分析. 焊接参数为: 钨极电流为 150 A, 弧长 3 mm, 气流量 $12 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, 模拟时间 3.5 s.

图 4 是在该焊接参数下的模拟结果, 给出电弧和熔池的温度场、速度场以及电弧中金属蒸汽浓度的三维分布. 电弧温度场分布情况如图 4 所示, 电弧温度场的这种分布与 Tanaka 等 [1] 研究的氩

弧温度分布趋势是相同的, 电弧最高温度约 17500 K, 电弧等离子体最大速度约 $220 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. 图 4 中熔池的形状和熔池温度场的分布情况与文献 [7] 的研究结果相似. 由熔池速度场可知, 最大速度约为 $35.2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, 熔池的流动形式为由中心向外流动, 在熔池边缘形成了一个涡流. 董文超等 [5] 的 TIG 焊熔池最大速度约为 $23 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, Murphy 等 [27] 的研究中为 $49 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, 他们以及雷永平等 [8] 的模拟结果中熔池的流动的趋势都是由内向外的, 熔池形状也与图 4 所示熔池形状相似.

金属蒸汽在 TIG 电弧中的分布情况如图 4 所示. 这种分布主要是因为金属蒸汽在电弧中传输时, 受到方程 (4) 中扩散项和对流项的影响较大. 当金属蒸汽从阳极表面蒸发进入电弧时, 扩散项的作用使得金属蒸汽由熔池表面向电弧区域有一定的延伸. 但是电弧等离子体最大速度大于 $200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 金属蒸汽受到对流项的影响很大, 导致金属蒸汽在径向铺展, 覆盖在熔池表面上方. 金属蒸汽的这种分布状态也与 Lago 等 [11], Tanaka 等 [1] 和 Dunn [39] 的模拟结果或者试验结论一致. 金属蒸汽的最大浓度出现在阳极表面中心处, 具体数值为 1.17% 的质量分数或者 0.84% 的摩尔分数.

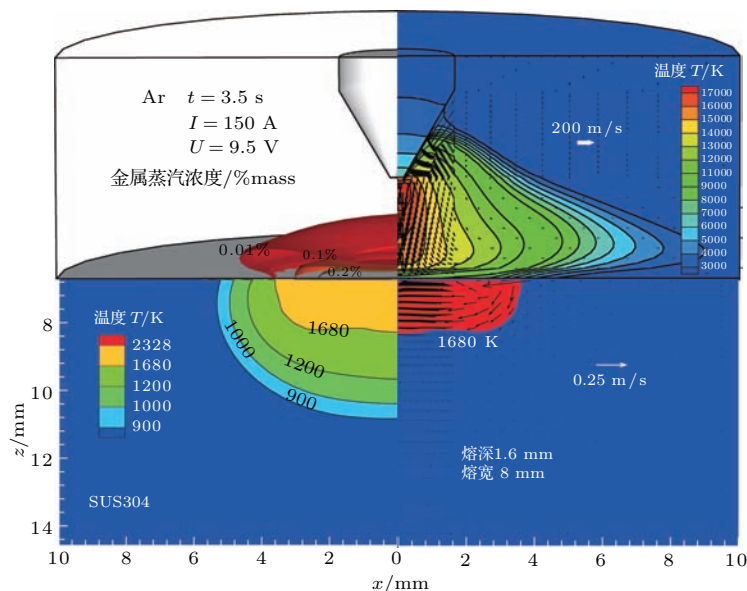


图 4 (网刊彩色) TIG 焊电弧和熔池的温度场、流场以及金属蒸汽的分布

Fig. 4. (color online) Calculation results for TIG welding about distributions of temperature field, velocity field and iron vapor concentration.

图 5 为金属蒸汽对电弧温度分布的影响. 由图可知, 电弧中存在的金属蒸汽使得电弧等温线出现收缩. 当电弧温度在 5000—20000 K 之间时, 金

属蒸汽的净辐射系数比 Ar 气的净辐射系数高 [由图 3(c) 中的净辐射系数图可知], 单位体积上的能量散失变大, 导致电弧等温线出现收缩. 这种收

缩现象在已有的试验结果^[13]和模拟计算^[11]中都被发现. 但是在他们的研究中, 电弧弧长为 5 mm, 电弧的收缩只是出现在电弧边缘区域, 电弧中心区域的温度并没有变化. 这种差异主要原因为: 由金属蒸汽的二元扩散系数公式可知金属蒸汽扩散能力不变, 5 mm 弧长下金属蒸汽较远离阴极区域, 所以在这些学者的研究中, 阴极区域的温度几乎不受影响. 由图 5 可知, 考虑金属蒸汽时电弧等温线出现收缩, 但电弧最高温度并没有变化, 即电弧收缩并没有导致电弧温度升高.

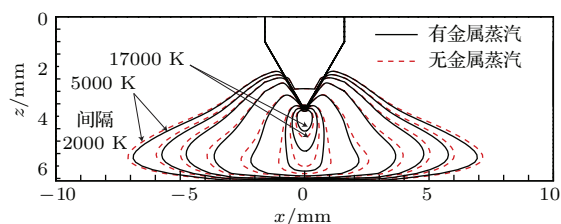


图 5 金属蒸汽对电弧温度场的影响

Fig. 5. Influence of metal vapour on the isotherms of plasma.

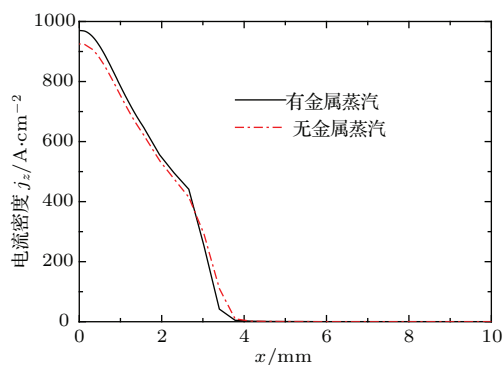


图 6 金属蒸汽对阳极表面的电流密度分布的影响

Fig. 6. Influence of metal vapour on the current densities at the anode surface.

图 6 为金属蒸汽对阳极表面的电流密度分布的影响. 由图可以看出, 无金属蒸汽时, 阳极表面电流密度最大值为 $920 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$; 有金属蒸汽时, 阳极上表面电流密度最大值为 $970 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$, 电流密度相比增加 $50 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$. 有金属蒸汽时, 阳极上表面电流密度在中心区域增加, 而边缘区域减少. 这是因为金属蒸汽存在时, 中心区域电导率增加导致中心区域电流密度增加; 在边缘区域由于温度降低和电弧收缩, 使得边缘区域的电流密度降低. 阳极表面的电流密度的分布状态与 Lago 等^[11]的结论是一致的. 但这与 Murphy 等^[27]以及 Menart 和 Lin^[40]的结论相反, 他们在考虑金属蒸汽时的 TIG 焊模拟中得出阳极表面中心电流密度减小、边缘电

流密度增加的结论. 在这方面, 国内外也没有统一的结论.

图 7 和图 8 分别为金属蒸汽对 z 轴向速度分布和电势分布的影响. 由图 7 可知, 有金属蒸汽时, 等离子流速比无金属蒸汽时的速度略有减小. 这是因为, 有金属蒸汽时, 电弧等温线出现收缩, 导致在同一区域位置中黏度增加 [由图 3 (f) 电弧等离子体的黏度随温度的变化可以看出], 所以电弧等离子体速度减小. 由图 8 可知, 考虑金属蒸汽时电弧电压为 9.48 V, 不考虑金属蒸汽时的电弧电压为 9.2 V, 两者相差 0.28 V. 电弧电压的增加是因为有金属蒸汽时, 电弧等离子体的电导率增加 [由图 3 (b) 电弧等离子体的电导率可知].

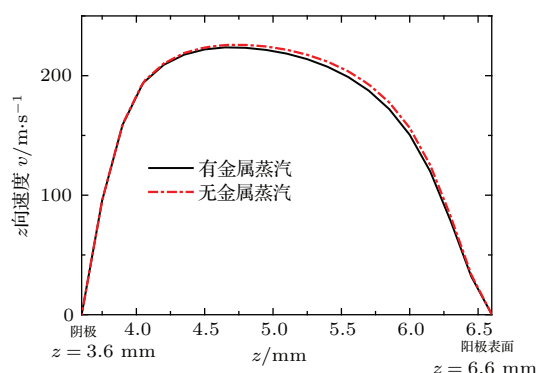


图 7 金属蒸汽对 z 轴向的速度分布的影响

Fig. 7. Influence of metal vapour on the velocity distribution at z symmetry axis.

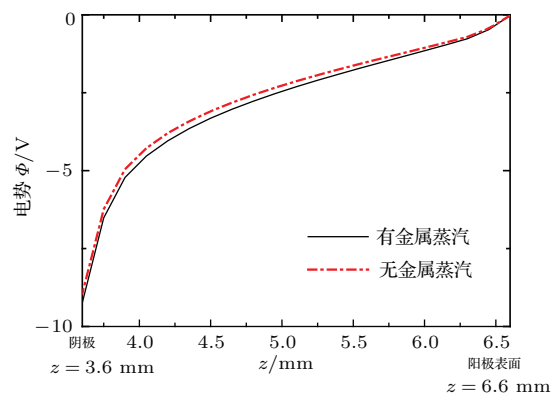


图 8 金属蒸汽对沿 z 轴向电势分布的影响

Fig. 8. Influence of metal vapour on potential distribution at z symmetry axis.

3.2 熔池行为

图 9 所示为考虑金属蒸汽作用下阳极表面的温度和剪切应力分布. 由图可知, 熔池的半径约为 4 mm, Marangoni 剪切应力只在液态熔池的上表面产生, 所以其与等离子体切应力合成的总剪切应力

分布这个范围内. 等离子剪切应力分布于整个阳极表面, 其峰值约为80 Pa. 由图可知, 总的剪切应力以 $x = 3$ 分为两部分: $0 < x < 3$ mm为负值, $3 \text{ mm} < x$ 则为正值, 由这两部分分别于 $\tau = 0$ 围成的面积可以看出, 正值围成的面积约为负值围成面积的四倍. 而每个面积代表的就是该区域所受的力(力 = 切应力 $\times$ 面积). 由此可以知道, 液态熔池上方仍然以使熔池向外流动的力为主, 从而使得熔池形成了外向流, 最终也促使熔池形貌的形成, TIG焊熔池的这种流动规律和形貌也与已有的研究结果一致[5,8,27]. 图10所示为金属蒸汽对阳极上表面的剪切应力的影响和阳极上表面的剪切应力分布. 由图可知, 金属蒸汽对熔池上表面的剪切应力的影响较小.

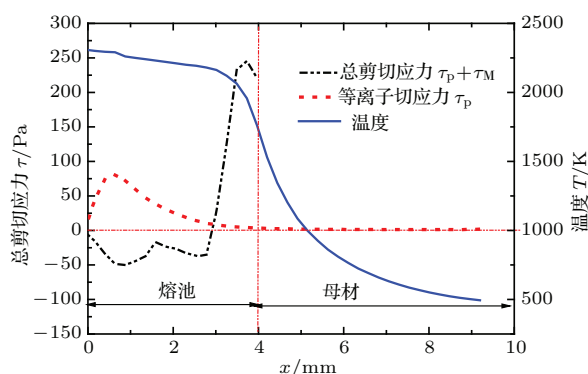


图9 (网刊彩色) 阳极表面的温度和剪切应力分布
Fig. 9. (color online) Distributions of shear stresses and temperature at the anode surface.

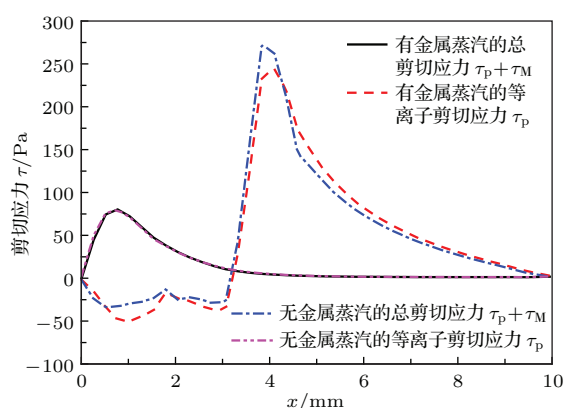


图10 (网刊彩色) 金属蒸汽对阳极上表面的剪切应力的影响
Fig. 10. (color online) Influence of metal vapor on shear stresses at the anode surface.

图11为金属蒸汽对表面张力温度系数的计算方法为使用(16)式(情形一)或者常值条件(情形二)下, 熔池上表面 x 方向速度分布的影响. 由图11可知, 情形一下阳极上表面的速度均为正值

且其在 x 轴向变化浮动较大, 这是因为当表面张力温度系数为公式时, 表面张力随着温度变化, 从而导致了熔池上表面的总剪切力出现浮动, 出现图10所示的两个负向峰值和一个正向峰值. 虽然合力是促进了熔池向外流动, 但是速度跟随力的变化出现了三个峰值. 情形二下, 熔池上表面速度分布较平缓, 由零变大再变小为零. 这是因为表面张力温度系数为常数时, 熔池上表面的表面张力方向与气体剪切力方向一致, 从而导致了速度的这种分布.

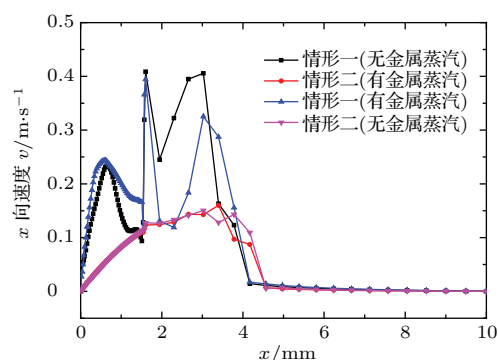


图11 (网刊彩色) 金属蒸汽对熔池上表面的速度分布的影响
Fig. 11. (color online) Influence of metal vapor on velocity distribution at the anode surface.

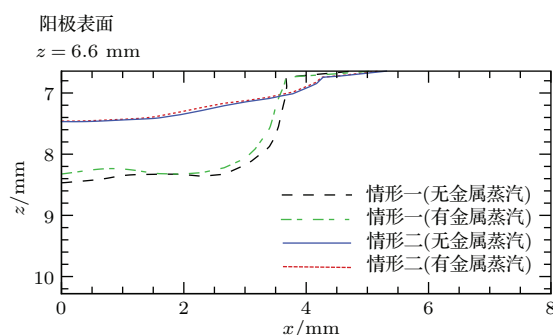


图12 (网刊彩色) 金属蒸汽对熔池形貌的影响
Fig. 12. (color online) Weld pool shape prediction after 3.5 s and comparison between different conditions.

图12为两种情形下金属蒸汽对熔池形貌的影响. 使用模拟研究中的焊接条件进行TIG点焊试验, 得到了焊接3.5 s时的熔池形貌. 图13为考虑金属蒸汽时, 试验结果与模拟结果的对比如. 由图12和图13可知, 当表面张力温度系数按照(16)式进行计算时, 熔池形貌更符合试验结果. 而表面张力温度系数是常数时, 熔池的形貌相差较大. 金属蒸汽对熔池形貌的影响较小, 但仍可以看出, 考虑金属蒸汽时的熔池形貌比没有考虑金属蒸汽时较为收缩, 这与文献[1]的研究结果一致. 在文献

[1] 中, Tanaka 建立了二维条件下有无金属蒸汽时 He 弧 TIG 焊电弧熔池统一模型, 由于 He 弧的温度比 Ar 弧的高很多, 传输给板材的热量更多, 那么相比之下金属蒸汽对熔池形貌的影响就更明显, 导致了模拟的熔池形貌参数比不考虑金属蒸汽时收缩, 并且其用试验结果验证了考虑金属蒸汽时的结果更加符合实际.

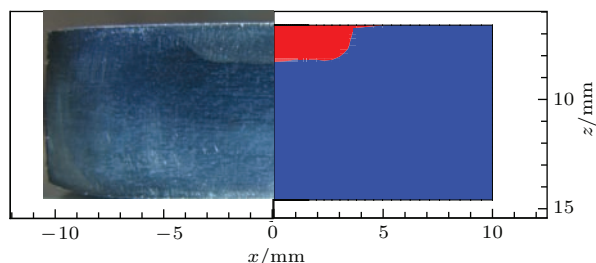


图 13 (网刊彩色) 考虑金属蒸汽下试验结果与模拟结果对比

Fig. 13. (color online) Comparison of the weld pool shape in calculation concerning the iron vapor with that in experiment.

4 结 论

借助麦克斯韦方程组、连续性方程、动量守恒方程、能量守恒方程和组分输运方程, 同时基于局域热平衡状态假设并考虑金属蒸汽的作用, 建立了 TIG 焊电弧与熔池交互作用的三维数学模型. 通过方程组的耦合求解, 得到了金属蒸汽在电弧中的空间分布、电弧和熔池的温度场、速度场和电流密度分布等重要结果. 结论如下:

1) 金属蒸汽主要分布在熔池上表面附近, 金属蒸汽沿径向扩散, 且随着径向距离的增加扩展, 有金属蒸汽存在时, 电弧等温线出现收缩, 这种收缩并没有使电弧温度升高, 同时, 电弧轴向速度略有减小, 电势略有增大;

2) 熔池蒸发的金属蒸汽在向电弧扩散的过程中改变了原纯 Ar 弧等离子体的热物理性质, 从而导致了电弧等离子行为的改变, 在混合等离子体作用下, 电流密度在阳极上表面中心区域增加, 边缘区域减小, 熔池上表面的剪切力使得熔池形成向外的流动;

3) 金属蒸汽对熔池上表面速度分布和剪切力分布并无明显影响, 表面张力随温度的变化关系对熔池行为的影响明显, 而金属蒸汽的影响很小.

感谢澳大利亚 CSIRO 材料科学与工程部 A. B. Murphy 教授提供了有关 Ar 气和铁蒸汽的混合等离子体热物理性能数据.

参考文献

- [1] Tanaka M, Yamamoto K, Tashiro S, Nakata K, Yamamoto E, Yamazaki K, Suzuki K, Murphy A B, Lowke J J 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 434009
- [2] Wang X X, Fan D, Huang J K, Huang Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 228101 (in Chinese) [王新鑫, 樊丁, 黄健康, 黄勇 2013 物理学报 **62** 228101]
- [3] Shi Y, Han R H, Huang J K, Fan D 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 020205 (in Chinese) [石玢, 韩日宏, 黄健康, 樊丁 2012 物理学报 **61** 020205]
- [4] Wang X J, Wu C S, Chen M A 2010 *Acta Metall. Sin.* **46** 984 (in Chinese) [王小杰, 武传松, 陈茂爱 2010 金属学报 **46** 984]
- [5] 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]
- [6] Lu F G, Yao S, Qian W F 2004 *Chin. J. Mech. Eng.* **40** 145 (in Chinese) [芦凤桂, 姚舜, 钱伟方 2004 机械工程学报 **40** 145]
- [7] Lu S P, Dong W C, Li D Z, Li Y Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** S094 (in Chinese) [陆善平, 董文超, 李殿中, 李依依 2009 物理学报 **58** S094]
- [8] Lei Y P, Gu X H, Shi Y W, Hidekazu M 2001 *Acta Metall. Sin.* **37** 537 (in Chinese) [雷永平, 顾向华, 史耀武, 村川英一 2001 金属学报 **37** 537]
- [9] Zhao P, Ni G H, Meng Y D, Nagatsu M 2013 *Chin. Phys. B* **22** 064701
- [10] Yin X, Guo J, Zhang J, Sun J 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 285203
- [11] Lago F, Gonzalez J J, Freton P 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 883
- [12] Tanaka M, Yamamoto K, Tashiro S, Nakata K, Ushio M, Yamazaki K, Yamamoto E, Suzuki K, Murphy A B, Lowke J J 2008 *Weld. World* **52** 82
- [13] Terasaki H, Tanaka M, Ushio M 2002 *Metall. Mater. Trans. A* **33** 1183
- [14] Wang Z J 2006 *Welding Method and Equipment* (Beijing: Mechanical Industry Press) p160 (in Chinese) [王宗杰 2006 熔焊方法及设备 (北京: 机械工业出版社) 第 160 页]
- [15] Voller V R, Prakash C 1987 *Int. J. Heat Mass Transfer* **32** 1719
- [16] Murphy A B, Tanaka M, Tashiro S, Sato T, Lowke J J 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 115205
- [17] Wu C S, Gao J Q 2002 *Comput. Mater. Sci.* **24** 323
- [18] Wang X X, Fan D, Huang J K, Huang Y 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 275202
- [19] Ushio M, Fan D, Tanaka M 1994 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 561
- [20] Sanders N A, Pfender E 1984 *J. Appl. Phys.* **55** 714

- [21] Lago F, Gonzalez J J, Freton P, Uhlig F, Lucius N, Piau G P 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 2294
- [22] Sansonnens L, Haidar J, Lowke J J 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 148
- [23] Dinulescu H A, Pfender E 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 3149
- [24] Tanaka M, Ushio M 1999 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** 906
- [25] Mougenot J, Gonzalez J J, Freton P, Masquere M 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 135206
- [26] Zhu P Y, Lowke J J, Morrow R, Haidar J 1995 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 1369
- [27] Murphy A B, Tanaka M, Yamamoto K, Tashiro S, Sato T, Lowke J J 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194006
- [28] Lowke J J, Kovitya P, Schmidt H P 1992 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** 1600
- [29] Bini R, Monno M, Boulos M I 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 3253
- [30] Gonzalez J J, Cayla F, Freton P 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 145204
- [31] Sahoo P, DebRoy T, McNallan M J 1988 *Metall. Trans. B* **19** 483
- [32] Murphy A B 1996 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** 1922
- [33] Yoshida T, Akashi K 1977 *J. Appl. Phys.* **48** 2252
- [34] Wu C S 2008 *Welding Thermal Process and Molten pool Dynamic* (Beijing: Mechanical Industry Press) p123 (in Chinese) [武传松 2008 焊接热过程与熔池形态 (北京: 机械工业出版社) 第 123 页]
- [35] Menart J, Malik S 2002 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** 867
- [36] Cram L E 1985 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **18** 401
- [37] Murphy A B 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 434001
- [38] Murphy A B, Arundell C J 1994 *Plasma Chem. Plasma Process.* **14** 451
- [39] Dunn G J 1984 *M. S. Dissertation* (America: Massachusetts Institute of Technology)
- [40] Menart J, Lin L 1999 *Plasma Chem. Plasma Process.* **19** 153

Three-dimensional numerical analysis of interaction between arc and pool by considering the behavior of the metal vapor in tungsten inert gas welding*

Fan Ding^{1)2)†} Huang Zi-Cheng¹⁾ Huang Jian-Kang¹⁾²⁾ Wang Xin-Xin¹⁾ Huang Yong¹⁾²⁾

1) (Lanzhou University of Technology, Material Science and Engineering institute, Lanzhou 730050, China)

2) (State Key Laboratory of Advanced Processing and Recycling of Non-ferrous Metals, Lanzhou 730050, China)

(Received 5 November 2014; revised manuscript received 26 December 2014)

Abstract

A three-dimensional (3D) numerical analysis model of tungsten inert gas welding arc interacting with an anode material is presented based on the local thermodynamic equilibrium assumption and taking the behavior of metal vapor into account. The thermodynamic parameters and transport coefficients of plasma arc are dependent on the local temperature and metal vapor concentration. A second viscosity approximation is used to express the diffusion coefficient which describes the metal vapor diffuse in the argon plasma. The weld pool dynamic is described by taking into account the buoyancy, Lorentz force, surface tension, and plasma drag force. The temperature coefficient of the surface tension at the weld pool surface is considered in two ways: one is taken as a function of temperature with only oxygen being the active component, and the other is taken as a constant value. The distributions of temperature field and velocity field of arc plasma and weld pool, metal vapor concentration and current density in the arc plasma are investigated by solving the Maxwell equations, continuity equation, momentum conservation equation, energy conservation equation and the components of the transport equation. The influence of metal vapor on arc plasma behavior and that of arc plasma on the weld pool are studied and compared with the non-metal vapor results. It is shown that the distribution of Fe vapor concentrates around the weld pool surface. Metal vapor has obvious shrinkage effect on arc plasma, and weak influences on velocity and potential of the arc plasma. In addition, the metal vapor has a weak effect on the distributions of velocity and shear force on the weld pool surface and no obvious influence on the molten pool shape. We test two different methods to illustrate this point in the case with or without metal vapor. The method used for a variable temperature coefficient of surface tension allows the prediction of a depth-to-width ratio and weld pool shape in agreement with experimental result when taking the behavior of metal vapor into account. The results in this paper, obtained by simulation are in good agreement with experimental results and also with the simulation results by some other authors.

Keywords: tungsten inert gas welding, metal vapor, coupling interaction, numerical analysis

PACS: 81.20.Vj, 02.60.Cb, 52.25.Fi

DOI: 10.7498/aps.64.108102

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51074084, 51205179), and the Natural Science Foundation of Gansu Province, China (Grant No. 1010RJZA037).

† Corresponding author. E-mail: fand@lut.cn