

# 双TIG电弧中氧传质行为的数值分析\*

王新鑫<sup>1,2</sup> 迟露鑫<sup>1,2</sup> 许惠斌<sup>1,2</sup> 樊丁<sup>3,4</sup>

1. 重庆理工大学材料科学与工程学院 重庆 400054;
2. 重庆市特种焊接材料与技术高校工程研究中心 重庆 400054;
3. 兰州理工大学材料科学与工程学院 兰州 730050;
4. 有色金属先进加工与再利用国家重点实验室 兰州 730050)

**摘要：**建立氧在双钨极惰性气体(Tungsten inert gas, TIG)电弧中传质过程的三维稳态数学模型,研究总电流相同时,两钨极不同的电流分配条件下氧质量分数的分布。结果表明,氧在双TIG电弧中呈现不均匀分布,不同的电流分配对氧分布有显著影响。当两钨极电流不同时,从小电流钨极侧混入的氧更多的向这一侧的电弧区域外围扩散;当两钨极电流相同时,氧向电弧中心区域的扩散更加明显,浓度也更高;但在这两种情形下,氧整体上都明显的聚集于混入一侧的电弧区域。距离阳极上表面0.1 mm位置处,氧的分布同样不均匀,两钨极电流不同时,氧质量分数和粒子数通量比两钨极电流相同时更低,预示着进入熔池的氧更少。

**关键词：**双TIG; 氧; 传质; 数值分析

**中图分类号：**TG156

## Numerical Analysis of Oxygen Mass Transfer in Two-TIG Arc

WANG Xinxin<sup>1,2</sup> CHI Luxin<sup>1,2</sup> XU Huibin<sup>1,2</sup> FAN Ding<sup>3,4</sup>

1. School of Materials Science and Engineering, Chongqing University of Technology, Chongqing 400054;
2. Chongqing Municipal Engineering Research Center of Higher Education Institutions for Special Welding Materials and Technology, Chongqing 400054;
3. School of Materials Science and Engineering, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050;
4. State Key Laboratory of Advanced Processing and Recycling of Nonferrous Metals, Lanzhou 730050)

**Abstract:** A three dimensional (3D) mathematical model of oxygen transfer for two-tungsten inert gas (TIG) arc is developed and the oxygen mass fraction for different ratios of the electrode current is investigated. It is shown that the oxygen mass fraction distribution is quite heterogeneous, and the ratios of the two electrodes current for an equal total current has significant role on the oxygen distribution. The oxygen mixed from the torch with lower current is transported more to the periphery of the arc, provided that the electrode current is different; while the oxygen mixed from one torch is transported more to the central region of the arc, presenting higher oxygen concentration, if the electrode current is equal. As a whole, the oxygen is concentrated remarkably to the side of the arc from which it is introduced. At the position 0.1 mm above the anode, the distribution of the oxygen is non-uniform as well. As the current is different for each electrode, the oxygen mass fraction and number flux are lower than those for equal current of the electrode, predicting reduced oxygen dissolved into the weld pool in this case.

**Key words:** two TIG; oxygen; mass transfer; numerical analysis

## 0 前言

焊接是一种现代工业中不可或缺的制造技术,

当采用电弧或者激光进行焊接时,很多场合需要采用混合气体,以达到增加焊接过程稳定性、提高焊接效率和改善焊接冶金过程等目的<sup>[1-4]</sup>。氧气作为一种活性气体,在焊接中被广泛应用,并发展了多种高效的焊接方法,如文献[5]中提出的T.I.M.E.方法,FUJII等<sup>[6]</sup>提出了双层气体保护活性TIG焊接法,黄

\* 国家自然科学基金(51705054)和重庆市教委(KJ1600903)资助项目。

勇等<sup>[7]</sup>提出了电弧辅助活性 TIG 焊接法,并由张建晓等继续发展了改进的新工艺<sup>[8]</sup>。这些方法明显的改变了电弧或者熔池特性,显著提高了焊接效率。作者将一只焊枪采用 Ar-O<sub>2</sub> 混合气体保护,混入少量的氧,而另一只焊枪采用纯氩气保护,进行双 TIG 焊接;结果表明,不同的电流对比对焊缝形貌有显著影响,如图 1 所示,焊接总电流为 240 A,弧长 3 mm,钨极间距 3 mm,速度为 240 mm/min。可以看到,在总电流相同的条件下,两钨极电流相同时,焊缝熔深比较浅,且出现轻微的咬边缺陷,而两钨极电流不同时,焊缝熔深明显增加,且无咬边出现。

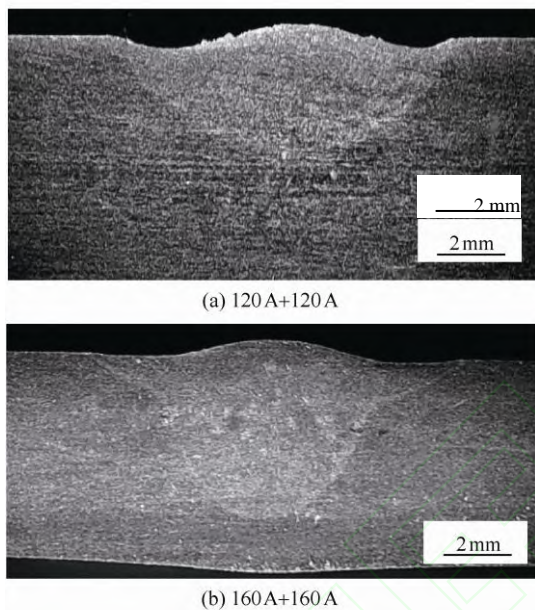


图 1 不同电流配比下的焊缝截面成形

为了进一步探究氧对焊缝成形的这种改善机理,需要对其从电弧到熔池的传质过程做进一步研究。众所周知,氧作为一种活性元素,对熔池 Marangoni 对流和焊缝形貌有非常重要的影响。LU 等<sup>[3]</sup>研究了氧对熔池 Marangoni 对流和熔池形貌的影响;ZHAO 等<sup>[4]</sup>研究了氧对激光焊和激光-电弧复合焊接焊缝形貌的影响;FUJII 等<sup>[6]</sup>、黄勇等<sup>[7]</sup>和张建晓等<sup>[8]</sup>提出的焊接方法同时也证明了这一观点;张瑞华等<sup>[9]</sup>研究了活性焊接中氧对熔池流态的显著影响;LECONTE 等<sup>[10]</sup>研究了氧的活性机理;董文超等<sup>[11]</sup>和 WANG 等<sup>[12]</sup>模拟研究了氧对熔池流动和传热的影响。但是,氧从电弧向焊接熔池的传质过程还不甚明了,在焊接中,有多少氧与熔池作用还有待进一步研究。PALMER 等<sup>[13]</sup>证明熔池表面的氧主要以原子的形式吸附并作用于熔池。LU 等<sup>[4]</sup>分析了 Ar-O<sub>2</sub> 和 Ar-CO<sub>2</sub> 混合气体保护 TIG 焊接中的氧化

层对 Marangoni 对流的作用。樊丁等<sup>[14]</sup>分析了电弧辅助活性 TIG 焊的预熔氧化层形成过程。由于氧在电弧中的行为决定了它与熔池的作用,深入考察氧在电弧中的行为对于理解氧的传质过程和对熔池的作用将具有重要意义。

由于焊接电弧是一种等离子体,温度高、辐射强,且体积小,给试验研究带来一定困难,采用数值模拟的方法可以很大程度上弥补试验研究的不足,是一种行之有效的方法。WANG 等<sup>[15-16]</sup>考虑了氧对熔池表面张力的作用,而忽略了在电弧中的传质过程。JÖNSSON 等<sup>[17]</sup>研究了 5% 的 O<sub>2</sub> 对焊接电弧的作用,发现对电弧特性的影响很小。雷玉成等<sup>[18]</sup>通过数值模拟研究了 Ar-N<sub>2</sub> 混合的等离子弧特性。刘政军等<sup>[19]</sup>模拟了 Ar-H<sub>2</sub> 混合保护的 TIG 电弧特性。但是这些模型大多假设气体是混合均匀的。MURPHY<sup>[20]</sup>的研究表明,混合气体电弧中的元素分布出现明显分层。XIAO 等<sup>[21-22]</sup>采用光谱法测量了 Ar-N<sub>2</sub> 和 Ar-He 混合气体保护 TIG 电弧的温度和等离子体成分,同样发现氮和氦的分布是不均匀的。王新鑫等<sup>[23]</sup>研究了不同电流下 Ar-O<sub>2</sub> 混合气体电弧的行为和氧的分布,结果表明,氧在电弧中的分布极不均匀,等离子体流动对氧的分布有明显的影 响。但是,对于双 TIG 电弧焊接中氧的传质行为还未见相关报道。

本文在前期已经建立的 Ar-O<sub>2</sub> 混合气体电弧二维轴对称模型的基础上<sup>[23]</sup>,针对双 TIG 焊接电弧,建立了氧传质过程的三维模型,在总电流相同的条件下,研究两钨极不同的电流分配对电弧的温度分布和氧浓度分布的影响,并结合电弧等离子体的流动特性对氧的分布进行分析。本文的研究对于深入理解氧在双 TIG 电弧中的传质行为和与熔池的作用具有重要的意义,对于深入认识并推广双 TIG 焊接等高效焊接方法的应用也具有重要的参考价值。

## 1 数学模型

### 1.1 基本假设

为简化描述混合气体电弧,作者采用 MURPHY 提出的方法<sup>[20,22]</sup>,即假定电弧仍然满足局域热平衡 (Local thermodynamic equilibrium, LTE),将混合气体电弧的等离子体成分简化处理为二元混合物,一种为氩组分 (Ar, Ar<sup>+</sup>, Ar<sup>++</sup>, Ar<sup>+++</sup>, e 等),另一种为氧组分 (O, O<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, O<sup>++</sup>, O<sup>+++</sup>, O<sub>2</sub>, e 等),两种组分之间的扩散通过组合扩散系数方法描述。除此之外,假设等离子体流动为稳态层流且满足光学

薄性质<sup>[20, 24]</sup>；模型未包括阳极并忽略阳极金属蒸汽的影响；忽略黏性效应导致的热损失和重力影响。

## 1.2 守恒方程

连续性方程

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

能量守恒方程

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

式中， $\rho$ 为密度， $\mathbf{v}$ 为速度矢量， $P$ 为压力， $\boldsymbol{\tau}$ 为黏性应力张量，表示为

$$\begin{cases} \tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) & i = j \\ \tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) & i \neq j \end{cases} \quad (4)$$

式中， $\mu$ 为黏度， $v_i$ 为 $x_i$ 方向的速度分量， $\mathbf{j}$ 为电流密度， $\mathbf{B}$ 为磁通密度， $T$ 为温度， $c_p$ 为等压比热， $k$ 为热导率， $S$ 为热源项，且由式(5)给出

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

式中， $\sigma$ 为电导率， $k_B$ 为玻尔兹曼常数， $e$ 为电子电量， $\varepsilon_n$ 为净辐射系数；式(5)中等号右端三项分表示焦耳热、电子焓和热辐射损失。

电流连续性方程

$$\nabla \cdot (-\sigma \nabla \Phi) = 0 \quad (6)$$

欧姆定律

$$\mathbf{j} = -(\sigma \nabla \Phi) \quad (7)$$

磁矢势泊松方程

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j} \quad (8)$$

磁通密度

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

式中， $\mu_0$ 为真空磁导率， $\Phi$ 为电势， $\mathbf{A}$ 为磁矢势，根据(6)~(9)，电磁力可计算。

组分守恒方程

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \bar{Y}_A) = -\nabla \cdot \bar{\mathbf{J}}_A + S_A \quad (10)$$

式中，以 $A$ 表示氧组分， $B$ 表示氩组分。 $\bar{Y}_A$ 为氧组分质量分数， $S_A$ 为质量源项，由于两组分不发生反应， $S_A=0$ ； $\bar{\mathbf{J}}_A$ 为质量通量，由式(11)给出<sup>[20, 24]</sup>

$$\bar{\mathbf{J}}_A = -\rho \frac{m_A m_B}{M^2} \left( \overline{D_{AB}^x} \nabla x_A - \overline{D_{AB}^P} \nabla \ln P - \overline{D_{AB}^E} \mathbf{E} \right) - \overline{D_{AB}^T} \nabla \ln T \quad (11)$$

式中， $\bar{m}_A$ 为氧组分重粒子的平均质量， $\bar{m}_B$ 为氩组分重粒子的平均质量， $\bar{M}_A$ 为氧组分的平均质量， $\bar{M}$ 为混合物组分的平均质量； $\overline{D_{AB}^x}$ ， $\overline{D_{AB}^P}$ ， $\overline{D_{AB}^E}$ ， $\overline{D_{AB}^T}$ 分别为组合普通扩散系数、组合压力扩散系数、组合电场扩散系数和组合温度扩散系数<sup>[20, 24]</sup>； $\nabla x_A$ 为氧组分摩尔分数之和，且由 $\bar{Y}_A = \left( \frac{\bar{M}_A}{\bar{M}} \right) x_A$ 给出。MURPHY的研究表明，对于Ar-O<sub>2</sub>混合气体电弧，由压力梯度和电场强度而导致的组分扩散作用可以忽略<sup>[20, 24-25]</sup>。

## 1.3 热力学参数和输运系数

所有混合气体电弧的热力学参数和输运系数是温度和组分浓度的函数<sup>[26-27]</sup>。不同质量分数下的组合普通扩散系数 $\overline{D_{ArO_2}^x}$ 和组合温度扩散系数 $\overline{D_{ArO_2}^T}$ 见图2，其他浓度下的值则根据线性插值得到。其余热力学参数和输运系数也采用类似的方法处理。

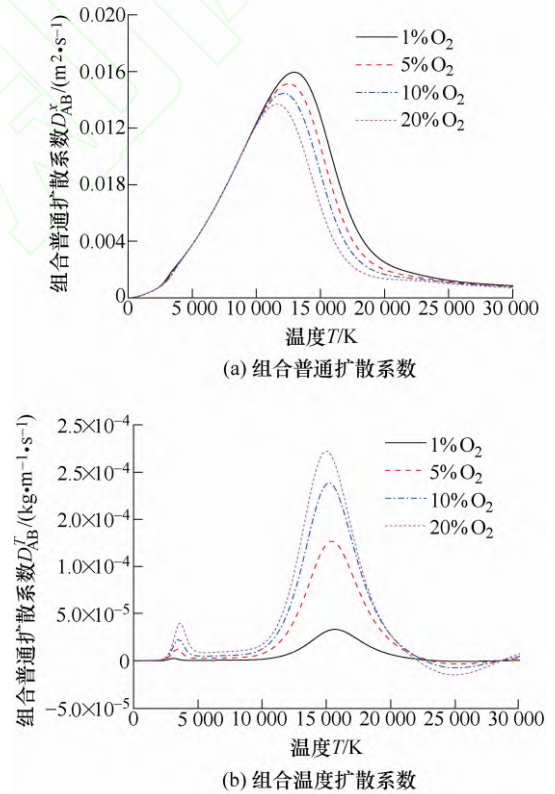


图2 扩散系数

## 1.4 求解域和边界条件

求解域如图3所示，直径20 mm，高度10 mm。对于外部边界条件，A区域为钨极截面，给定温度和电流密度，B区域为气体进口，给定气体速度分布，其中E<sub>1</sub>和E<sub>2</sub>区域给定氧气在保护气体中的浓度，C为压力出口，D为阳极表面，设定温度为2000

K, 电势为 0。

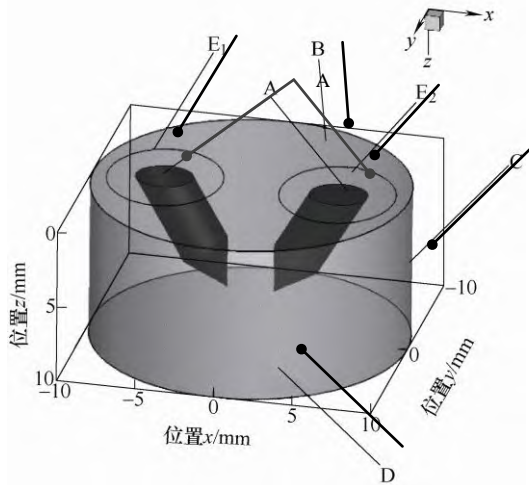


图 3 求解域示意图

在求解域内部, 钨极直径 3.2 mm, 尖端角度  $60^\circ$ , 钨极尖端距离(钨极间距)和弧长均为 3 mm, 两钨极的倾斜角度均为  $30^\circ$ , 互成  $60^\circ$  夹角。电弧和钨极界面的电势和磁矢势采用耦合条件<sup>[12, 15, 20, 28]</sup>; 电弧对阴极的传热作用由式(12)给出

$$q_c = -j_e \Phi_m + j_i V_i - \kappa_{\text{eff}} \nabla T - \varepsilon_r \alpha T^4 \quad (12)$$

式中,  $q_c$  为阴极表面的热流密度,  $\Phi_m$  为钨的功函数, 取  $4.52 \text{ V}$ <sup>[28]</sup>,  $\kappa_{\text{eff}}$  为有效热导率;  $V_i$  为氩气第一电离能, 取  $15.68 \text{ V}$ , 虽然氧会在某程度上改变这个值, 为简化模型, 仍然采用纯氩等离子体的参数;  $\varepsilon_r$  为发射率,  $\alpha$  为 STEVEN-BOLTZMANN 常数;  $j_e$  为电子流密度,  $j_i$  为阳离子电流密度, 并由式(13)确定

$$j_e = \begin{cases} j_R, & j_i = |j| - j_R & j_R < |j| \\ |j|, & j_i = 0 & j_R \geq |j| \end{cases} \quad (13)$$

$|j|$  为总电流密度,  $j_R$  为电子热发射电流, 由 RICHARDSON-DUSHMAN 方程给出

$$j_R = AT^2 \cdot \exp\left(-\frac{e\Phi_{\text{eff}}}{k_B T}\right) \quad (14)$$

式中,  $j_R$  为热电子发射电流密度,  $A$  为热发射常数, 钨极取  $30 \text{ kA} \cdot \text{K}^{-2} \cdot \text{m}^{-2}$ ,  $T$  为钨极表面温度,  $\Phi_{\text{eff}}$  为钨极的有效功函数, 取  $2.63 \text{ V}$ <sup>[28]</sup>。

对于氧质量分数  $Y_A$ , 进口给定其在混合气体中的质量分数, 其中在小电流钨极侧入口  $E_2$  设定质量分数为 10%, 大电流钨极侧入口  $E_1$  设为 0; 出口处也可认为趋于进口处的浓度, 在阴极和阳极表面, 进行简化处理, 假定其梯度为 0。具体边界条件见表 1。

表 1 边界条件

边界	温度 $T/\text{K}$	速度 $v/(\text{m/s})$	氧质量分 数 $Y_A$	电势 $\phi/\text{V}$	磁矢势 $A/(\text{Wb/m})$
A	$T_{\text{giv}}$	—	—	$j_c$	$\partial A/\partial n=0$
B	300	$v_{\text{giv}}$	0	$\partial \phi/\partial n=0$	$\partial A/\partial n=0$
C	300	$\partial v/\partial n=0$	$Y_{A\text{giv}}$	$\partial \phi/\partial n=0$	$A=0$
D	2 000	Non-slip	$\partial Y_A/\partial n=0$	0	$\partial A/\partial n=0$
$E_1$	300	$v_{\text{giv}}$	0	$\partial \phi/\partial n=0$	$\partial A/\partial n=0$
$E_2$	300	$v_{\text{giv}}$	$Y_{A\text{giv}}$	$\partial \phi/\partial n=0$	$\partial A/\partial n=0$

## 2 结果及讨论

本文比较了 160 A+80 A 和 120 A+120 A 两种不同电流条件下氧的传质特性, 而保持总电流不变, 钨极间距和弧长均为 3 mm; 两只焊枪的保护气体流量均为 15 L/min, 其中大电流钨极一侧采用纯 Ar 气保护, 而小电流钨极一侧采用 Ar-O<sub>2</sub> 混合气体保护, 本文设定其质量分数为 5.41%, 相当于气流量百分比为 6.67%。

图 4 为电流 160 A+80 A 时电弧  $xz$  截面的温度场、氧质量分数分布和流场。由图 4a 可见, 由于电磁力的相互吸引, 电弧耦合为一个整体, 而高温区域更靠近大电流钨极, 最高温度超过 15 000 K, 这是由于靠近大电流钨极电流密度更大, 产生的焦耳热更多所致; 而靠近阳极电弧更加偏向于小电流钨极一侧, 原因在于大电流钨极产生的阴极射流更强, 导致电弧热量更多向这一侧传递, 这种强烈的等离子流可由图 4c 更加明显看到。图 4b 为氧质量分数的分布, 可以看到, 氧主要集中在小电流钨极周围, 且在其尖端附近的电弧高温区域比较集中, 浓度接近其在混合气体中的浓度, 而在远离其尖端的电弧低温区域浓度更高, 与混合气体中的浓度相当; 相比之下, 大电流钨极一侧氧浓度很低, 在靠近大电流钨极的圆锥部分内侧, 质量分数约为 0.001。值得注意的是, 在阳极附近, 氧的浓度反而比较低, 只在小电流钨极侧的外围区域逐渐增加。

氧呈现这种分布的原因可以做如下解释。已有的研究表明, 氧在混合气体电弧中的浓度主要受普通扩散、温度梯度导致的扩散和等离子流的影响, 而以后两者的作用最为明显, 温度梯度导致的扩散使得氧向高温区域扩散, 普通扩散主要发生在氧解离温度附近的低温区域<sup>[20-25]</sup>。由图 4c 可以看到, 大电流钨极侧产生的等离子流更强, 在钨极尖端附近超过 190 m/s。因此, 小电流钨极侧混入的氧在对流传质的主导作用下, 向大电流钨极侧的扩散被抑制,

主要在小电流钨极侧集中。而在钨极尖端附近的聚集主要是由于这一区域的等离子流速明显降低(低于 70 m/s), 对流传质明显减弱, 从而使温度梯度导致的扩散作用加强所致。

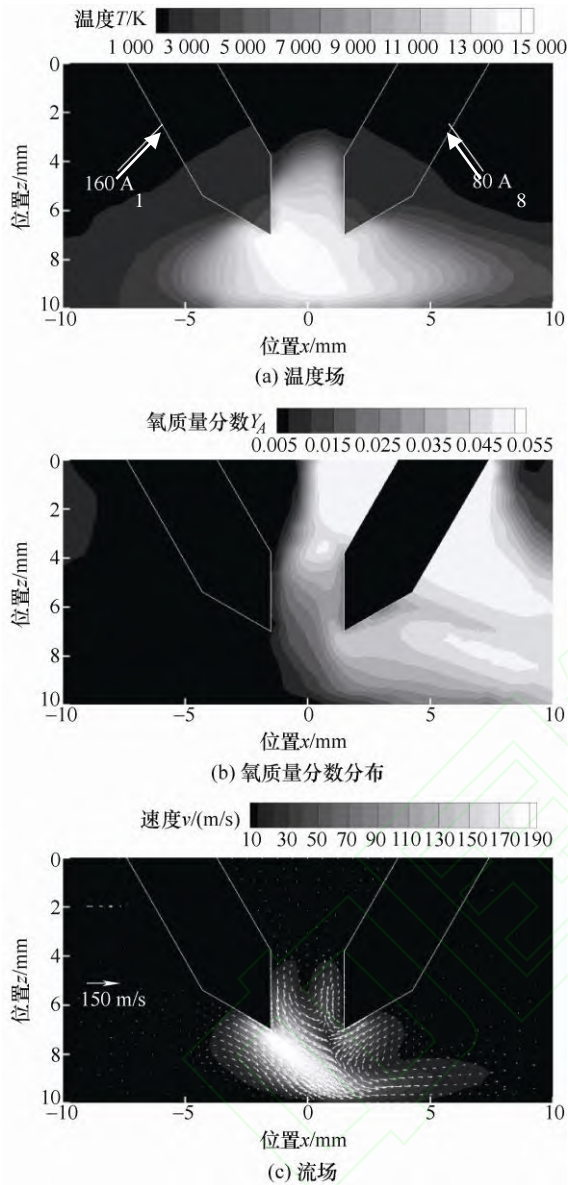


图4 160 A+80 A 电流时双 TIG 电弧  $xz$  截面的温度场、氧质量分数分布和流场

图5为电流120 A+120 A时电弧 $xz$ 截面的温度场、氧质量分数分布和流场。由图5a可见, 此时由于流过两钨极的电流相同, 电弧温度场分布几乎呈对称分布, 右侧电弧高温区域的轻微扩展主要是氧解离导致电弧收缩所致, 最高温度超过14 000 K, 与160 A+80 A时相比略有下降; 虽然总电流相同, 但是由于流过单个钨极的电流下降, 使得电弧电流密度峰值下降, 因此电弧产热降低, 温度下降。由于右侧氧的混入, 使得这一侧电弧略有扩展。氧质量分数分布如图5b所示, 可以看到, 氧同样集中于

电弧右半部分区域。与160 A+80 A时相比, 整体上氧的浓度更高, 其质量分数在钨极尖端附近明显超过0.054, 即高于其在混合气体中的浓度; 同时, 氧向电弧左侧的扩散更加明显, 使得左侧钨极附近的浓度升高。在阳极附近, 氧也出现明显的富集, 在 $x=2.5$  mm和 $x=7.5$  mm附近, 质量分数超过0.06。

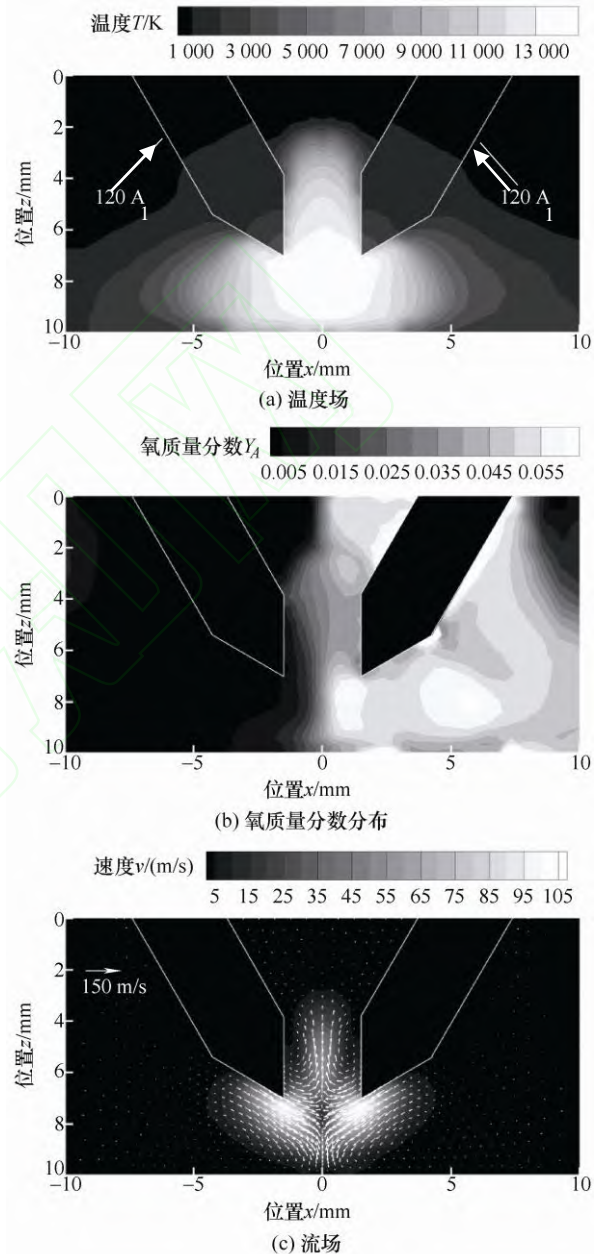


图5 120 A+120 A 电流时双 TIG 电弧  $xz$  截面的温度场、氧质量分数分布和流场

氧分布的这种改变同样也可以由等离子流来解释。由图5c可见, 电流120 A+120 A等离子流在这一截面呈现对称分布, 两束阴极射流在向阳极运动的同时逐渐靠近, 相遇后部分垂直向上运动, 与160 A+80 A时相比, 流速降低, 峰值仅达到100 m/s。因此, 氧向电弧右半部分区域的对流传质作用减弱,

由温度梯度导致的扩散增强,因此浓度整体升高。同时,右侧阴极射流流速增加,导致氧向电弧左侧区域的传质加强,浓度升高。在阳极附近,与电流为 160 A+80 A 时相比,由于等离子流速降低,同样使得温度梯度和浓度梯度作用下的扩散传质加强,氧在阳极附近明显聚集。值得注意的是,在这种电流平均分配条件下,由于钨极尖端附近氧浓度升高,与 160A+80A 时相比,对阴极的保护将更加不利。但是,因为钨极表面附近偏离 LTE,氧的扩散更加复杂,实际的氧浓度还有待进一步考察。

图 6 为不同电流分配条件下阳极表面 0.1 mm 处(即  $z=9.9$  mm 处)  $xy$  截面上沿  $x$  轴方向(即  $y=0$ )和沿  $y$  轴方向(即  $x=0$ )氧的质量分数和等离子流的速度分布,0.1 mm 大约相当于阳极区的厚度<sup>[29]</sup>。 $x$  方向为钨极排布方向, $y$  方向则为垂直于钨极排布的方向。由图 6a 可见,在两种电流条件下,氧的质量分数都随  $x$  的增加而升高,在超过  $x=0$  后,120 A+120 A

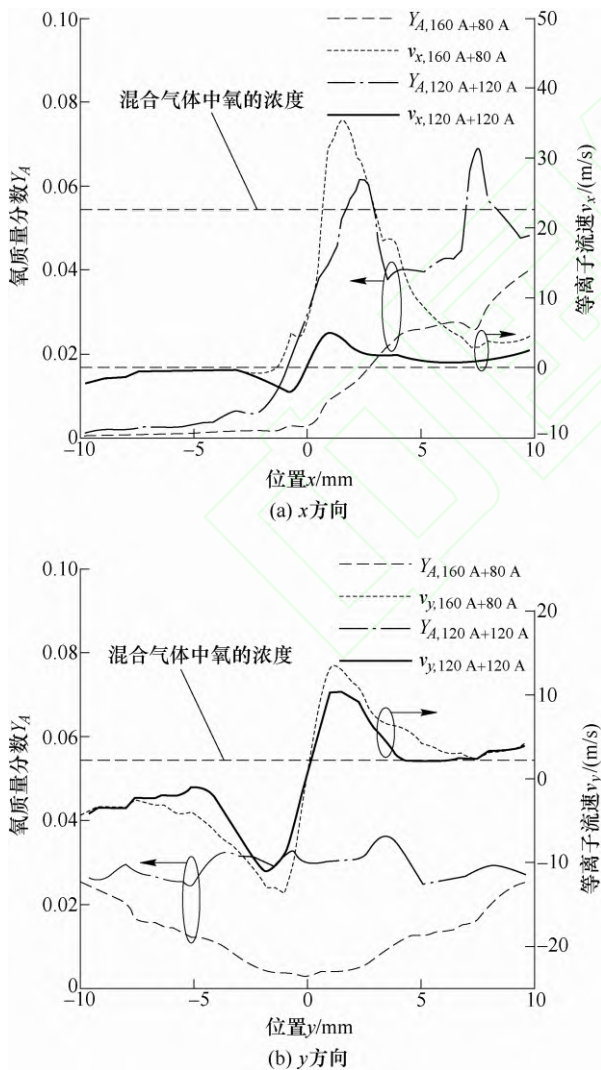


图 6 阳极表面 0.1 mm 处氧的质量分数和等离子流的速度分布

电流下的氧质量分数出现两个峰值,而 160 A+80 A 电流下的则单调变化;而且,在电流为 120 A+120 A 时,氧的质量分数比 160 A+80 A 时的高,在  $x=2.5$  mm 和  $x=7.5$  mm 的位置出现两个峰值,明显高于混合气体中的浓度;与之相比,160 A+80 A 电流下的氧质量分数明显低于 0.054,在出口处达到大约 0.04 的峰值。在  $y$  方向,如图 6b 所示,氧质量分数的分布则基本呈对称分布,且电流 120 A+120 A 时的浓度大于电流为 160 A+80 A 时的浓度,前者在  $-4$  mm  $< y < 4$  mm 的范围,氧浓度略高于 0.03,而后者在  $x=0$  mm 处达到最低值,约为 0.003,越靠近电弧外围,则浓度越高,在出口处接近 0.025。

如前述的分析指出,氧浓度的这种变化是由等离子流的变化导致的。如图 6a 所示,在电流为 160 A+80 A 时, $x$  方向的等离子流速  $v_x$  在其负半轴流速极低,而在正半轴迅速增加,大约在  $x=1.5$  mm 处达到峰值,接近 35 m/s,这种强烈的等离子流动使得氧更多的被输送到电弧外围。相比之下,在电流为 120 A+120 A 时,等离子流速明显小得多,且速度大小也呈现对称分布,但方向相反,最大速度不超过 5 m/s,因此,氧向电弧外围的对流传质明显减弱,使得中心区域的氧浓度更高。同样的,如图 6b 所示,在  $y$  方向,等离子流都向电弧外围流动,且在正负半周的速度大小相等,最大流速不超过 15 m/s,氧的对流传质作用相当,因此使得氧浓度也出现对称分布。

图 7 为阳极表面 0.1 mm 处氧原子数通量在  $x$  方向和  $y$  方向的分布,包括双原子( $O_2^+$ ,  $O_2$ )和单原子粒子( $O$ ,  $O^+$ ,  $O^{++}$ )中的氧。在实际焊接中,熔池表面附近氧的粒子数通量与熔池对氧的吸收率成正比,如果粒子运动速度服从 MAXWELL 分布,则可由式(15)做粗略估计

$$J_A = \frac{1}{4} n_A v_{th} \quad (15)$$

式中,  $J_A$  为氧原子数通量,  $n_A$  为氧原子数密度,包括以双原子和单原子形式存在的粒子中的氧,且由式(16)给出

$$n_A = \frac{\rho \bar{Y}_A N_{Av}}{m_O} \quad (16)$$

式中,  $\rho$  和  $\bar{Y}_A$  如第 1.1 节中定义,  $N_{Av}$  为 AVOGADRO 常数,  $m_O$  为氧原子的摩尔质量;  $v_{th}$  为氧粒子的平均热速度,包括分子和原子形式的氧,由式(17)给出

$$v_{th} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_A / N_{Av}}} \quad (17)$$

式中,  $\overline{m_A}$  为氧重离子(包括分子和原子)的平均摩尔质量。

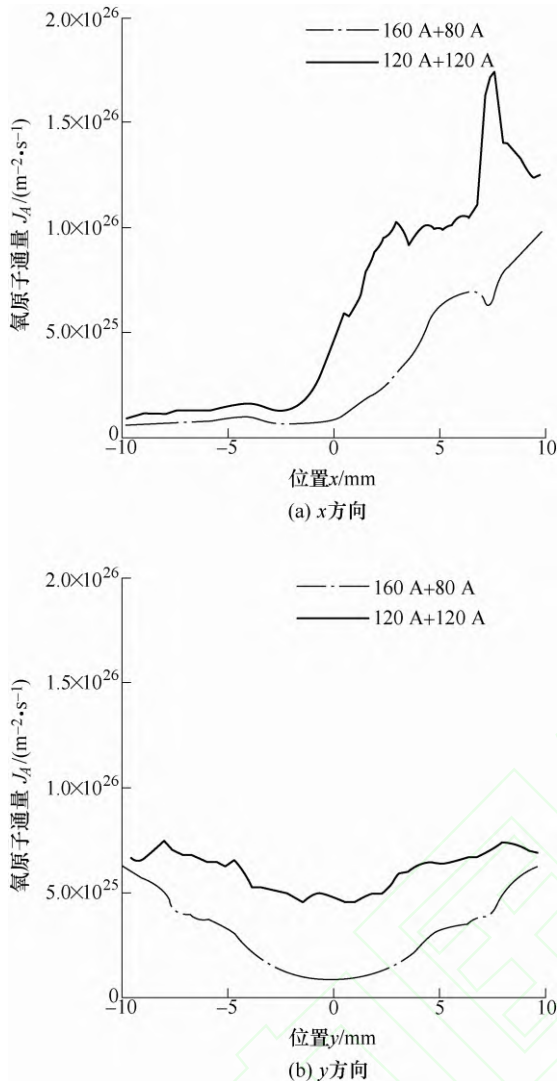


图7 阳极表面 0.1 mm 处的氧原子数通量

由图 7a 可见, 两种电流条件下的氧粒子数通量都随着  $x$  的增加而增加, 与质量分数的分布类似, 120 A+120 A 电流条件下的值明显更高, 且在  $x=7$  mm 处出现最大值, 氧原子数通量接近  $1.75 \times 10^{26} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , 而 160 A+80 A 电流时, 峰值出现在出口处, 大约为  $1.0 \times 10^{26} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。对比图 6a 的速度分布和图 5a 的温度分布, 分析认为, 120 A+120 A 时氧原子数通量和质量分数在  $x=2.5$  mm 处出现的峰值是由于温度梯度驱动的扩散和等离子流导致的对流传质共同作用的结果, 而  $x=7.5$  mm 处的峰值则是主要是由于分子氧在低温范围(3 000~7 000 K)解离后普通扩散作用的结果, 因为此时的温度低, 等离子流速小, 温度梯度导致的扩散和对流传质都不明显。由图 7b 可见, 在两种电流条件下,  $y$  方向氧原子数通量的分布趋势类似,

都表现为中心区域较小, 到外围逐渐增加, 且峰值都低于  $7.5 \times 10^{25} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ; 与  $x$  方向的分布类似, 160 A+80 A 电流条件下的氧原子数通量更低, 在中心位置处达到最低值, 约为  $8.5 \times 10^{24} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。值得注意的是, 虽然在中心区域氧质量分数略高, 如图 6b 所示, 但是由于其温度更高, 明显超过边缘区域的温度, 使得混合等离子体的密度迅速下降, 根据式 (16), 氧原子数密度明显降低; 虽然式(17)也表明此时粒子的热速度增加, 但是其增加的程度不足以抵消由密度升高引起的通量增加, 最终导致中心区域氧原子数通量降低。

由此可见, 在 160 A+80 A 电流条件下, 阳极表面附近的氧浓度和氧原子数通量更低, 因此, 进入熔池的氧也更少。氧作为一种活性元素改善焊缝熔深的作用已经被广泛报道<sup>[3, 6-16, 20-31]</sup>, 但是只有当进入熔池的氧在适宜的范围内, 熔深的增加才最为明显<sup>[3, 7-8, 30-31]</sup>。由此可以认为, 对于图 1 所示的焊缝熔深, 在 120 A+120 A 电流条件下, 进入熔池的氧超过了一个合适的范围, 因此熔深反而较浅, 这也从一定程度上解释了在相同的氧气混合比条件下, 不同的电流配比导致熔深变化的原因。另外, 咬边的消失可能与熔池表面张力的降低和液态金属的润湿铺展改善有关, 而这些都与氧在熔池表面的分布密切相关。

至于有多少氧实际接触到熔池并与它发生反应, 还需要考虑氧粒子经过阳极区的复合和电离, 以及熔池表面的蒸发等作用<sup>[32]</sup>等, 这些都会影响氧粒子与熔池的碰撞几率和熔池对氧粒子的吸附几率, 最终影响进入熔池的氧。可以肯定的是, 进入熔池的氧粒子数通量不会超过图中所示的值。

### 3 模型验证

图 8 为双 TIG 电弧在纯 Ar 保护下的温度场模拟结果和已有试验结果<sup>[33]</sup>的对比, 电流为 200 A+150 A, 弧长 5 mm, 钨极间距为 10 mm, 两钨极的倾斜角度均为  $30^\circ$ , 互成  $60^\circ$  夹角。由图可知, 两者吻合良好, 最高温度超过 16 000 K, 且靠近大电流钨极侧。在阳极附近, 试验得到的温度分布比模拟得到的更加收缩, 这可能主要是由阴极区的简化处理导致的; 比较二者可以发现, 在靠近阴极的高温区域, 模拟得到的温度场比试验的扩展, 说明模拟得到的阴极射流更加扩展, 导致电弧在靠近阳极出现扩展。另外, 试验中用到的阳极为水冷铜, 而模型中的阳极假设为固定温度, 这可能使得电弧

出现一定的扩展,但是,数值试验和已有的研究<sup>[34]</sup>均表明这种影响很小。阳极的温度分布对阳极表面的氧分布可能会有一定的影响。固定的温度分布会使得阳极附近外围的温度梯度有一定程度的减小,导致其驱动的氧传质过程减弱,最终使阳极附近靠近电弧外围的氧浓度有所降低。

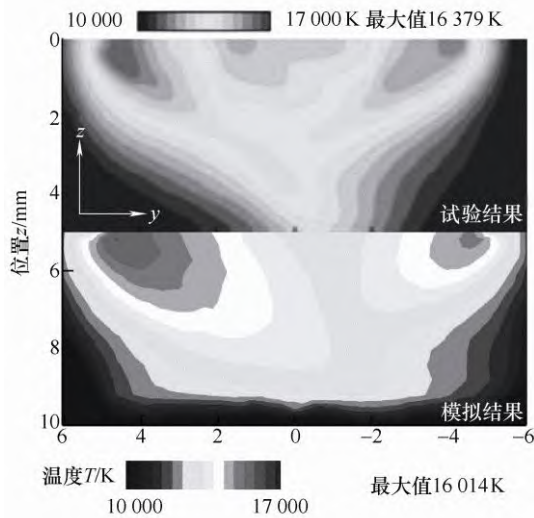


图 8 双 TIG 电弧温度场的模拟结果和试验结果对比

由于本文的模型建立在前期研究的二维模型<sup>[23]</sup>基础上,这里将二维模型的结果与 MURPHY 的结果进行对比。MURPHY 计算得到的 Ar-N<sub>2</sub> 混合气体电弧的氮质量分数和试验得到的吻合良好<sup>[24]</sup>,进而也证明了其混合气体电弧模型的准确性。Ar-O<sub>2</sub> 混合气体电弧的氧质量分数对比如图 9 所示,左半部分为本研究的结果,右半部分为 MURPHY 的结果<sup>[24]</sup>。保护气中氧气质量分数为 20%,电流为 200 A,弧长为 5 mm,钨极尖端角度 60°。由图可见,两者吻合良好,而 MURPHY 结果中氧在轴线附近的质量分数略高一些,可能的原因是其钨极尖端没有凸台,因而等离子流速更高,导致氧沿着轴向的对流传质更强,使得氧浓度更高。

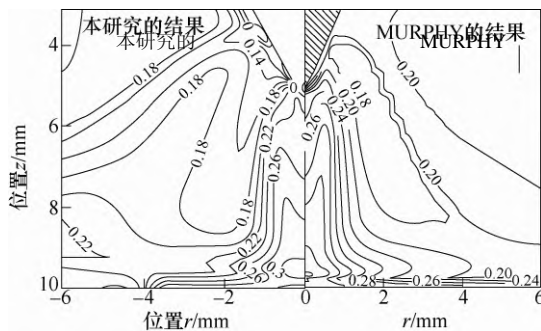


图 9 Ar-O<sub>2</sub> 混合气体电弧氧质量分数分布的模拟结果对比

综上所述,可以认为本文建立的混合气体电弧的模

型是可靠的,模拟结果较好的反应了氧的传质特征和电流分配的影响。需要指出的是,在阳极附近,由于 LTE 状态的明显偏离和金属蒸汽的影响,氧从电弧到熔池表面的传质过程会更加复杂,但仍然值得进一步研究。

## 4 结论

(1) 文对氧在双 TIG 电弧中的传质过程进行了模拟研究。结果表明,在总电流相同时,不同电流分配条件下的等离子流对氧在电弧中的分布有明显影响。

(2) 当电流配比不同时,从小电流钨极侧混入的氧更多的向这一侧的电弧区域外围扩散;当电流配比相同时,从其中一侧混入的氧向电弧中心区域的扩散比较明显。

(3) 在阳极表面 0.1 mm 处,电流配比不同时的氧质量分数和其粒子数通量与电流配比相同时相比明显降低,意味着在电流配比不同时,进入熔池的氧更少。

## 参 考 文 献

- [1] PIRES I, QUINTINO L, MIRANDA R M. Analysis of the influence of shielding gas mixtures on the gas metal arc welding metal transfer modes and fume formation rate[J]. *Materials & Design*, 2006, 28(5): 1623-1931.
- [2] JONES L A, EAGAR T W, LANG J H. Images of a steel electrode in Ar-2%O<sub>2</sub> shielding during constant current gas metal arc welding[J]. *Welding Journal*, 1998, 77(4): 135-141.
- [3] LU S P, FUJII H, NOGI K. Marangoni convection and weld shape variations in Ar-O<sub>2</sub> and Ar-CO<sub>2</sub> shielded GTA welding[J]. *Materials Science and Engineering A*, 2004, 380(1-2): 290-297.
- [4] ZHAO L, TSUKAMOTO S, ARAKANR G, et al. Influence of oxygen on weld geometry in fiber laser and fiber laser-GMA hybrid welding[J]. *Science and Technology of Welding and Joining*, 2011, 16(2): 166-173.
- [5] SUBAN M, TUŠEK J. Dependence of melting rate on the type of shielding gas used[J]. *Journal of Materials Processing Technology*, 2001, 119(1): 185-192.
- [6] FUJII H, SATO T, LU S P, et al. Development of an advanced A-TIG (AA-TIG) welding method by control of marangoni convection[J]. *Materials Science and*



- Engineering A, 2008, 495(1-2): 296-303.
- [7] 黄勇, 樊丁, 林涛, 等. 不锈钢 AA-TIG 焊接法[J]. 机械工程学报, 2010, 46(8): 68-72.  
HUANG Yong, FAN Ding, LIN Tao, et al. Arc assisted activating TIG welding process for stainless steels[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2010, 46(8): 68-72.
- [8] 张建晓, 樊丁, 黄勇. 单枪耦合电弧 AA-TIG 焊[J]. 焊接学报, 2017, 38(10): 47-50.  
ZHANG Jianxiao, FAN Ding, HUANG Yong. Single welding torch coupled arc AA-TIG welding[J]. Transactions of the China Welding Institution, 2017, 38(10): 47-50.
- [9] 张瑞华, 尹燕, 水谷正海, 等. 活性剂钨极惰性气体保护电弧焊接熔池行为的观察[J]. 机械工程学报, 2009, 45(3): 115-123.  
ZHANG Ruihua, YIN Yan, MIZITANI, et al. Observations of molten pool behavior during A-TIG welding[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2009, 45(3): 115-123.
- [10] LECONTE S, PAILLARD P, CAPELLE, et al. Effect of oxide fluxes on activation mechanisms of tungsten inert gas process[J]. Science and Technology of Welding and Joining, 2006, 11(4): 390-397
- [11] 董文超, 陆善平, 李殿中, 等. 微量活性组元氧对焊接熔池 Marangoni 对流和熔池形貌影响的数值模拟[J]. 金属学报, 2006, 44 (2): 249-256.  
DONG Wenchao, LU Shanping, LI Dianzhong, et al. Numerical simulation of effects of the minor active-element oxygen on the Marangoni convection and the weld shape[J]. Acta Metallurgica Sinica, 2006, 44(2): 249-256.
- [12] WANG X, HUANG J, HUANG Y, et al. Investigation of heat transfer and fluid flow in activating TIG welding by numerical modeling[J]. Applied Thermal Engineering, 2017, 113: 27-35.
- [13] PALMER P A, DEBROY T. Enhanced dissolution of nitrogen during gas tungsten arc welding of steels[J]. Science and Technology of Welding and Joining, 1998, 3(4): 190-203.
- [14] 樊丁, 康再祥, 黄勇, 等. AA-TIG 焊表面氧化层成分及形成过程分析[J]. 焊接学报, 2012, 33(6): 5-9.  
FAN Ding, KANG Zaixiang, HUANG Yong, et al. Analysis of composition and formation of AA-TIG pre-melting oxide layer[J]. Transactions of the China Welding Institution, 2012, 33(6): 5-9.
- [15] WANG X, FAN D, HUANG J, et al. A unified model of coupled arc plasma and weld pool for double electrodes TIG welding[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2014, 47(27): 275202.
- [16] 王新鑫, 樊丁, 黄健康, 等. 双钨极 TIG 电弧-熔池传热与流动数值模拟[J]. 金属学报, 2015, 51(2): 178-190.  
WANG Xinxin, FAN Ding, HUANG Jiankang, et al. Numerical simulation of heat transfer and fluid flow in double electrodes TIG arc-weld pool[J]. Acta Metallurgica Sinica, 2015, 51(2): 178-190.
- [17] JÖNSSON P G, MURPHY A B, SZEKELY J. The influence of oxygen addition on argon-shielded gas metal arc welding processes[J]. Welding Journal, 1995, 74(2): 48s-58s.
- [18] 雷玉成, 王健, 朱彬. 氩氮混合等离子焊接电弧的数值分析[J]. 焊接学报, 2008, 29(8): 17-20.  
LEI Yucheng, WANG Jian, ZHU Bin. Numerical analysis on N<sub>2</sub>-Ar plasma welding arc[J]. Transactions of the China Welding Institution, 2008, 29(8): 17-20.
- [19] 刘政军, 李宇航, 苏允海. Ar 与 H<sub>2</sub> 混合气体保护下 GTAW 电弧特性数值模拟[J]. 焊接学报, 2019, 40(7): 67-71.  
LIU Zhengjun, LI Yuhang, SU Yunhai. Numerical simulation of arc characteristics under mixtures of argon and hydrogen in gas tungsten arc welding[J]. Transactions of the China Welding Institution, 2019, 40(7): 67-71.
- [20] MURPHY A B. Demixing in free-burning arcs[J]. Physical Review E, 1997, 57(6): 7473-7494.
- [21] XIAO X, HUA X, WU Y. Comparison of temperature and composition measurement by spectroscopic for argon-helium plasma[J]. Optics&Laser Technology, 2016, 66(3): 138-145.
- [22] XIAO X, HUA X, LI F, et al. Spectroscopic measurement of t temperature and gas composition in Ar-N<sub>2</sub> shielded TIG arc[J]. Welding in the World, 2016, 60(6): 1287-1296.
- [23] 王新鑫, 迟露鑫, 李春天, 等. Ar-O<sub>2</sub> 混合气体电弧的数值模拟[J]. 物理学报, 2019, 68(17): 178102.  
WANG Xinxin, CHI Luxin, LI Chuntian, et al. Numerical simulation of mixture gas arc of Ar-O<sub>2</sub>[J]. Acta Physica Sinica, 2019, 68(17): 17810.
- [24] MURPHY A B. Diffusion in equilibrium mixtures of ionized gases[J]. Physical Review E, 1993, 48(5): 3594-3603.
- [25] MURPHY A B. A comparison of treatments of diffusion in thermal plasmas[J]. Journal of Physics D: Applied

- Physics, 1996, 29(29): 1922-1932.
- [26] MURPHY A B, ARUNDELL C J. Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen and argon-oxygen plasmas[J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1994, 14(5): 451-490.
- [27] CRAM L E. Statistical evaluation of radiative power losses from thermal plasmas due to spectral lines[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1985, 18(3): 401-411.
- [28] MURPHY A B. The effects of metal vapour in arc welding[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2010 43(43): 434001.
- [29] DINULESCU H A, PFENDER E. Analysis of the anode boundary layer of high intensity arcs[J]. Journal of Applied Physics, 1980, 51(6): 3149-3157.
- [30] SAHOO P, DEBROY T. Surface tension of binary metal-surface active solute systems under conditions relevant to welding metallurgy[J]. Metallurgical Transactions, 1987, 19(6): 483-491.
- [31] 樊丁, 康再祥, 黄勇, 等. 预熔氧化层对 AA-TIG 焊缝形貌的影响[J]. 焊接学报, 2012, 33(11): 21-25.
- FAN Ding, KANG Zaixiang, HUANG Yong, et al. Effect of premelting oxide layer on AA-TIG weld shape[J]. Transactions of the China Welding Institution, 2012, 33(11): 21-25.
- [32] WANG X, LUO Y, WU G, et al. Numerical simulation of metal vapour behavior in double electrodes TIG welding[J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2018, 38(5): 1095-1114.
- [33] NOMURA K, KISHI T, SHIRAI K, et al. 3D temperature measurement of tandem TIG arc plasma[J]. Welding in the World, 2013, 57(5): 649-656.
- [34] TSAI M C, KOU S. Heat transfer and fluid flow in welding arcs produced by sharpened and flat electrodes[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1990, 33(10): 2089-2098.
- 
- 作者简介: 王新鑫, 男, 1985 年出生, 副教授, 硕士研究生导师。主要研究方向为焊接物理、高效焊接方法及数值模拟。  
E-mail: wang@cqut.edu.cn