

DOI: 10.7512/j.issn.1001-2303.2025.09.05

GTAW焊接坡口间隙对 电弧攀升影响机制数值模拟与实验研究

李越超¹, 王磊², 乔及森^{1*}

1. 兰州理工大学 材料科学与工程学院, 甘肃 兰州 730050

2. 兰州理工大学 省部共建有色金属先进加工与再利用国家重点实验室, 甘肃 兰州 730050

摘要: 基于计算流体力学, 建立了一个针对超窄间隙(<8 mm)钨极氩弧焊(GTAW)过程的稳态三维数值模型, 以研究不同坡口宽度下电弧的特性。通过计算获得了不同坡口宽度下GTAW焊接电弧的温度场、速度场和压力场等结果, 结果揭示了等离子体的温度、坡口表面压力分布、坡口表面电流密度分布与坡口宽度大小的关系。通过对比分析不同坡口宽度下的计算结果, 发现在钨极直径为1.6 mm, 坡口宽度小于7 mm的条件下, 电弧主要通过侧壁传导, 其主要热作用也集中在侧壁上。而当坡口宽度在7 mm时, 电弧开始与坡口底部导通, 由于电弧压缩效应, 在坡口底部出现局部高温和高电流密度区域, 通过模拟发现针对该特定接头, 为阻止电弧攀升的临界坡口间隙为7 mm。进一步, 当坡口间隙为8 mm时, 电弧全部集中作用于坡口底部, 并在焊缝根部形成涡流, 这有利于焊缝根部的熔合。在实验中, 采用高速摄像系统记录不同坡口宽度下电弧的形态, 发现其与模拟结果吻合良好。

关键词: 超窄间隙焊接; 电弧攀升; 坡口宽度; 数值模拟

中图分类号: TG403 文献标识码: A 文章编号: 1001-2303(2025)09-0059-10

Numerical Simulation and Experimental Study on the Influence of Gap Width in GTAW Welding on Arc Climbing Mechanism

LI Yuechao¹, WANG Lei², QIAO Jisen^{1*}

1. College of Materials Science and Engineering, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China

2. State Key Laboratory of Advanced Processing and Recycling of Nonferrous Metals, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China

Abstract: Based on computational fluid dynamics, a steady-state three-dimensional numerical model was established for the tungsten inert gas arc welding (GTAW) process in ultra-narrow gaps (<8 mm) to investigate the characteristics of the arc under different groove widths. Through calculations, the temperature field, velocity field, and pressure field of the GTAW welding arc were obtained for different groove widths, revealing the relationship between the groove width and the temperature of the plasma, the pressure distribution on the groove surface, and the current density distribution on the groove surface. By comparing and analyzing the calculation results for different groove widths, it was found that when the tungsten electrode diameter is 1.6 mm and the groove width is less than 7 mm, the arc mainly conducts through the sidewalls, and its primary thermal action is also concentrated on the sidewalls. However, when the groove width is 7 mm, the arc begins to conduct with the groove bottom, and due to the arc compression effect, a localized high-temperature and high-current density area appears at the groove bottom. Through simulation, it was found that for this specific joint, the critical groove gap to prevent arc climbing is 7 mm. Furthermore, when the groove gap is 8 mm, the arc is fully concentrated on the groove bottom, forming a vortex at the weld root, which is beneficial for the fusion of the weld root. In the experiment, a high-speed camera system was used to record the arc morphology under different groove widths, and it was found to match the simulation results well.

收稿日期: 2024-06-20 修回日期: 2024-12-02

基金项目: 国家自然科学基金(52063017, 51665033)

作者简介: 李越超(1997—), 男, 在读硕士, 主要从事窄间隙焊接电弧数值模拟研究。

通讯作者: 乔及森(1973—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事金属材料加工工程研究。E-mail: qiaojisen@lut.edu.cn。

Keywords: ultra-narrow gap welding; arc climbing; bevel gap; numerical simulation

引用格式:李越超,王磊,乔及森. GTAW 焊接坡口间隙对电弧攀升影响机制数值模拟与实验研究[J]. 电焊机, 2025, 55(9): 59-68.

Citation: LI Yuechao, WANG Lei, QIAO Jisen. Numerical Simulation and Experimental Study on the Influence of Gap Width in GTAW Welding on Arc Climbing Mechanism[J]. Electric Welding Machine, 2025, 55(9): 59-68.

0 引言

窄间隙焊接技术凭借其高效率、节能和变形小等优势,在船舶、石油化工、核电等重大装备制造领域展现出广阔的应用前景^[1]。其中,不开坡口的窄间隙电弧焊接技术(NG-GTAW)相比于传统焊接方法,可以提高效率2倍以上,节约填充焊材消耗3~5倍^[2]。而坡口间隙进一步变窄的超窄间隙焊接技术(UNGW),可以随着坡口间隙的变窄而几何倍数提高焊接效率。在窄间隙空间内,焊接过程(电弧行为、熔滴过渡和熔池流动)不同于传统焊接^[3],电弧在窄间隙坡口内导电路径的改变导致电弧攀升现象发生,出现无法稳定熔化侧壁的后果^[4]。为调控窄间隙焊接空间中的电弧行为而获得良好的侧壁熔深,学者们提出通过机械控制电弧导电路径的双丝^[5]、绞丝^[6]、摆动^[7]和旋转电弧^[8]方法。电弧攀升是窄间隙焊接中一种典型的电弧异常行为,当钨极与侧壁距离小于与坡口底部的距离,在最小电压原理的作用下,电弧在窄间隙坡口内导电路径发生改变,导致焊缝根部无法进行有效熔合,出现焊缝根部宽度不足和侧壁无法充分熔合的问题^[9]。因此深入揭示电弧攀升的形成机理对于指导工艺参数优化,提高电弧稳定性至关重要。

本文建立窄间隙 GTAW 电弧模型,通过数值模拟计算电弧物理性能,并通过高速摄像实验验证模拟结果。对不同坡口宽度电弧进行对比分析,详细讨论了温度分布、等离子体速度、电流分布、电弧压力和电势,明确电弧攀升的临界坡口宽度。

1 数学模型

1.1 基本假设

电弧等离子体内的热力学特性和物质的输运性质呈现出强烈的非线性行为,特别是在靠近电极

的区域,这些性质会显著偏离平衡态,给数学分析带来了额外的挑战。在这一领域,根据诸如 Murphy^[10-11], Ogino Y^[12-13]等人的研究成果,本研究做出以下假设,以便对电弧等离子体进行精确的数值模拟:

- (1) 计算中考虑的焊接电弧始终是处于层流状态下的 Newton 流体,并且处于标准大气压下。
- (2) 基于局部热力学平衡(LTE)状态假设,不考虑电子温度和重离子温度的差异性。
- (3) 辐射相关的计算参数用净辐射系数表示。
- (4) 等离子体的物理属性如密度、电导率、热导率等仅为温度的函数。
- (5) 不考虑电弧等离子体受到的来自阴极区、阳极区以及熔池的作用影响。

1.2 控制方程组

在上述假设的基础上,焊接电弧等离子体可用以下控制方程来描述:

质量守恒方程:

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

动量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla P + \nabla \tau + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (2)$$

能量守恒方程:

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

式中 ρ 为密度; $\mathbf{v}$ 为速度矢量; $\mathbf{g}$ 为重力加速度; $\mathbf{F}$ 为电磁力; k 为热导率; S 为能量源项; $\mathbf{F}$ 和 S 均可由式(4)、式(5)计算

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (4)$$

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

式中 $\mathbf{j}$ 为电流密度; $\mathbf{B}$ 为磁通密度; k_B 为 Boltzmann 常数,取值 $1.380\ 650\ 5 \times 10^{-23}$ J/k, e 为元电荷,取值 $1.602\ 176\ 62 \times 10^{-19}$ C, ϵ_n 为 Ar 的净辐射系数。

电流连续性方程:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (6)$$

欧姆定律:

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

麦克斯韦方程组:

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

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

式中 ϕ 为电势; $\mathbf{A}$ 为磁矢势; μ_0 为真空磁导率。

1.3 边界条件和网格

以坡口宽度为 4 mm 的窄间隙 GTAW 电弧为例,计算域及划分网格如图 1 所示。为了提高计算效率,使用四分之一模型进行计算。

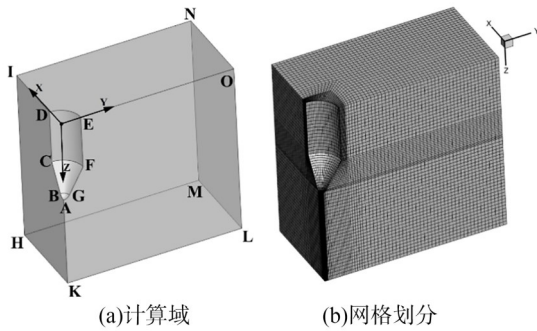


图1 窄间隙 GTAW 电弧数值模拟计算域

Fig. 1 Computational domain for the numerical simulation of a narrow-gap GTAW arc

钨极端部距离坡口底部距离为 3 mm,钨极直径为 1.6 mm,模型坐标原点位于焊丝轴线顶端,坡口长度方向与 Y 轴平行,坡口宽度方向与 X 轴平行,不考虑基板的熔化。

对钨极及其边界电流密度和温度分布的设定,借鉴 Cho Y T^[14]和 Zhou X^[15]提出的相关理论,如图 2 所示。对于钨极表面电流密度的具体表述方式如下:

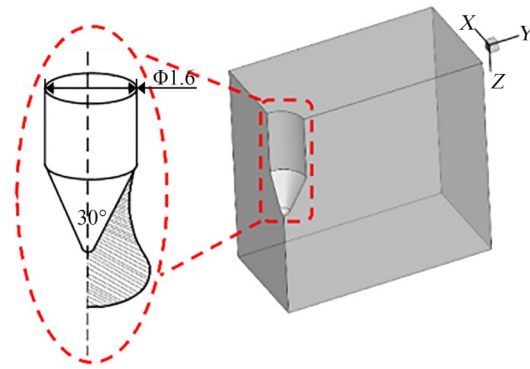
$$j_n(s) = j_0 \exp \left[-3 \left(\frac{s}{s_p} \right)^2 \right] \quad (10)$$

$$j_0 = \frac{2\pi r_0}{I} \int_0^\infty \exp \left[-3 \left(\frac{s}{s_p} \right)^2 \right] \sin \left(\frac{s}{r_0} \right) ds \quad (11)$$

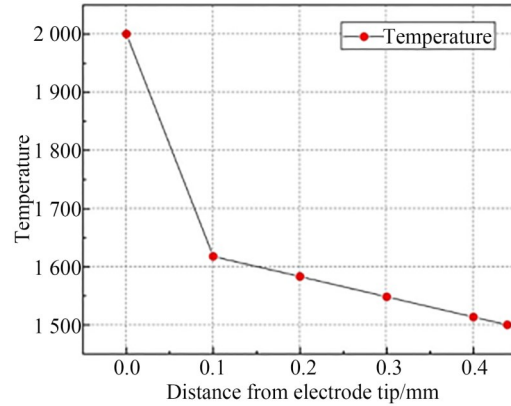
式中 s 为阴极表面任意一点距阴极尖端的距离; $j_n(s)$ 为阴极表面距离阴极尖端 s 处的电流密度; j_0 为阴极尖端电流密度; s_p 为电流密度分布系数, r_0 为焊丝端部球面半径, I 为焊接电流; 关于式中电流密度分布系数的取值, Cho Y T^[12]与 Ushio M^[16]分别通过

数值模拟与实验结果确定了阴极在不同角度和焊接电流下电流密度分布系数, 本文将参考这些取值。

在解决阳极边界层处理的问题上, 参考 Lowke J J 和 Tanaka M 提出的“局部热平衡扩散近似(LTE-Diffusion Approximation)”方法^[17]。通过调整阳极边界层网格的大小, 使其与电子扩散的距离相匹配, 可以保持电流连续性方程的近似有效性。



(a) 电流密度分布



(b) 温度分布

图2 阴极表面电流密度和温度分布

Fig. 2 Surface current density and temperature distribution on the cathode

图 1 的计算域边界条件如表 1 所示, AKLOEFG 和 AKHIDCB 为对称面, ABCFG 和 DEFC 为阴极壁面, 边界类型为固体壁面, OLMN 为压力出口, IDEON 为气体入口, IHMN 和 KHML 为阳极壁面, 边界类型为固体壁面。

如图 2 所示, 对整个计算域进行流场、温度场、电场和磁场求解, 整个计算域使用 0.2 mm 的均匀网格, 在焊丝附近区域进行局部加密, 使用 SIMPLOC 算法进行电弧的稳态求解。

表1 窄间隙GTAW电弧等离子体边界条件

边界	P	v	T	Φ	$A/(Wb \cdot m^{-1})$
AKLOEFG	—	—	—	—	—
AKHIDCB	—	—	—	—	—
ABCFG	—	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0$	T_{given}	$-\sigma \frac{\partial \Phi}{\partial n} = j_{in}$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
DEFC	—	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0$	T_{given}	$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
OLMN	1 atm	—	1000K	$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
IDEON	—	V_{given}	1000K	$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
IHMN	—	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0$	1000K	$\Phi = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
KHML	—	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0$	1000K	$\Phi = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$

2 结果与讨论

在I型窄间隙坡口中,GTAW电弧特性受到散热条件,保护气体的流动方向以及阳极表面的形态等因素的显著影响,这与在平面对接焊接时的电弧表现形式有着明显的区别。探究窄间隙坡口环境下电弧等离子体的行为及其特性对于深入理解窄间隙焊接中电弧的物理特性具有重要意义。因此,本部分的内容就是建立坡口宽度为4 mm、5 mm、6 mm、7 mm以及8 mm电弧数值模型,如图3所示,通过数值模拟方法,比较和分析不同坡口宽度下电弧的特性差异,解释窄间隙坡口对电弧特性的影响机理。

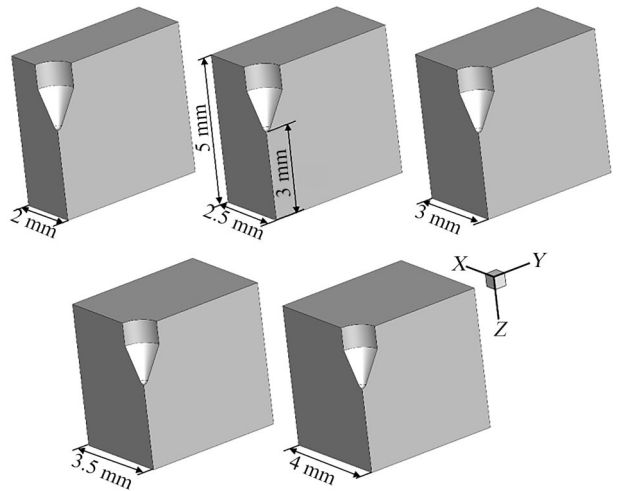


图3 不同坡口宽度下电弧模型
Fig.3 Arc models for different groove widths

2.1 电弧温度分布

图4为不同坡口宽度(4 mm、5 mm、6 mm、7 mm、8 mm)条件下,窄间隙坡口焊缝横截面内电弧等离子体温度分布的特征。观察结果显示,坡口宽度的增加导致钨极与侧壁之间的导电现象逐渐减弱,从而使电弧的高温区域相应下移。当坡口为4 mm时,钨极端部到侧壁的最小距离大约为1.2 mm,最大距离约为2 mm,均小于钨极端部到底部的距离,因而电弧更易于在钨极与侧壁之间形成,导致高温区主要集中于此。对于5 mm和6 mm坡口宽度,钨极端部与侧壁之间的距离分别在1.7~2.8 mm范围内,钨极端部仍仅与侧壁导电,但是相较于坡口宽度4 mm时,钨极端部与侧壁之间距离增大,电弧作用于侧壁面积增大。随着坡口宽度增加到7 mm时,钨极端部与侧壁之间的距离在2.7~3.5 mm范围内,此时侧壁和坡口底部均为电弧导电通道,使得高温区不再局限于侧壁附近,坡口底部出现电弧高温区。随着坡口宽度增加到8 mm钨极端至侧壁的距离范围进一步扩大至3.2~4 mm,显著小于钨极端部至坡口底部的距离,电弧在钨极与底部之间形成,使得高温区向下移动,电弧等离子体形状呈现出经典的“钟罩”形。

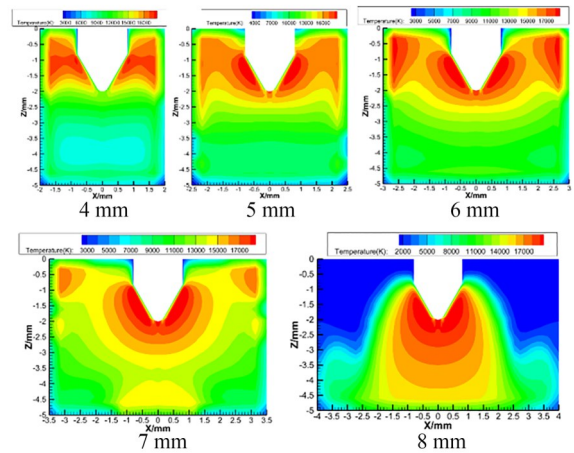


图4 焊缝横截面温度分布图

Fig.4 Temperature distribution on the transverse cross-section of the weld

图5为窄间隙坡口焊缝中电弧等离子体温度沿焊道纵截面的分布情况,在4 mm坡口宽度下,电弧主要集中在坡口上部,导致高温区域主要位于钨极与侧壁之间。坡口宽度增至5 mm和6 mm,纵截面

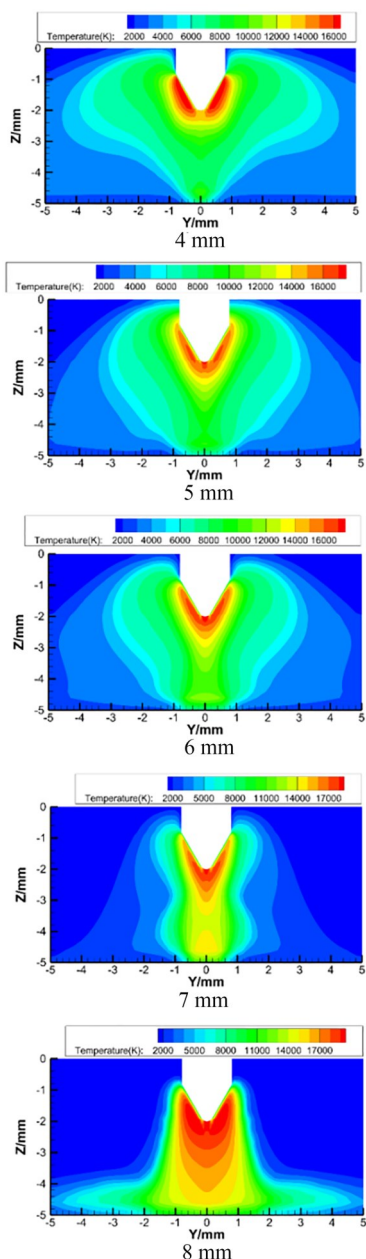


图5 焊缝纵截面温度分布图

Fig. 5 Temperature distribution on the longitudinal cross-section of the weld

电弧形态相似,在坡口上部的电弧宽度小于4 mm时的电弧宽度。当坡口宽度为7 mm时,电弧形态变为独特的“葫芦形”,反映了钨极与侧壁及底部之间均有电弧形成,由于这些位置的距离相近,双重导电路径导致热量分散,形成了特有的“葫芦形”温度轮廓。随着坡口宽度增至8 mm,由于钨极端部与底部的距离变大,超过钨极与侧壁之间的距离,电弧主要在钨极与坡口底部之间形成,导致高温区域

下移并集中于坡口底部。

同时由图5可以看出,不论坡口宽度的大小,电弧等离子体的低温区域明显向斜下方发散,沿焊缝纵截面方向延伸。这一现象是由于受到I形坡口的约束,保护气体从顶部进入电弧空间后,只能沿焊缝纵向流动,导致电弧等离子体在此方向上的强制对流,进而造成纵截面内低温区的发散。

为了进一步验证坡口宽度对电弧温度的影响,图6a、6b、6c分别展示了按照图6d所示位置提取的坡口底部、侧壁和钨极轴线处的温度曲线。通过比较,发现在4 mm、5 mm和6 mm坡口宽度下,坡口底部的峰值温度明显低于7 mm和8 mm坡口宽度时的峰值温度。这表明,在较窄间隙宽度下,电弧更多地是在钨极与侧壁之间形成。当坡口宽度增至6 mm时,电弧在侧壁导电面积增大,使得坡口底部温度高于4 mm和5 mm坡口宽度,但由于热量分散,其温度又低于7 mm和8 mm坡口宽度。在钨极轴线处的温度曲线中,随着坡口宽度增大,钨极下方的温度随之升高,也证明了上文描述。

2.2 电弧速度分布

下面进一步研究不同坡口宽度电弧等离子体的速度分布。图7为不同坡口宽度焊缝横截面内电弧的径向与轴向速度云图(对于同一坡口宽度,左侧为径向速度云图,右侧为轴向速度云图)。研究发现,随着坡口宽度的增大,电弧的轴向速度逐步增加。当坡口宽度 ≤ 6 mm时,钨极两侧电弧均向上流动,即电弧攀升现象。

在较小的坡口宽度下,由于钨极与侧壁之间的导电产生电弧,电弧等离子体沿着侧壁向焊缝根部流动,并在焊缝根部的形状约束下向上流动形成涡流。随着坡口宽度的增大,涡流的方向发生转变,主要是因为更多的电弧作用在钨极下方的坡口底部,由于坡口底部的形状约束,改变了电弧的流动方向。在7 mm和8 mm的坡口宽度下,电弧主要在钨极下方坡口底部产生,受到保护气体和焊缝根部形状的双重约束,电弧发生强制对流,在坡口底部侧壁附近形成涡流,有利于焊缝根部的熔合。

此外,通过图7流线观察发现,在4 mm、5 mm、6 mm坡口宽度下,当钨极端部与侧壁之间发生导电时,电弧沿侧壁向上流动。但是,受到气体吹力的

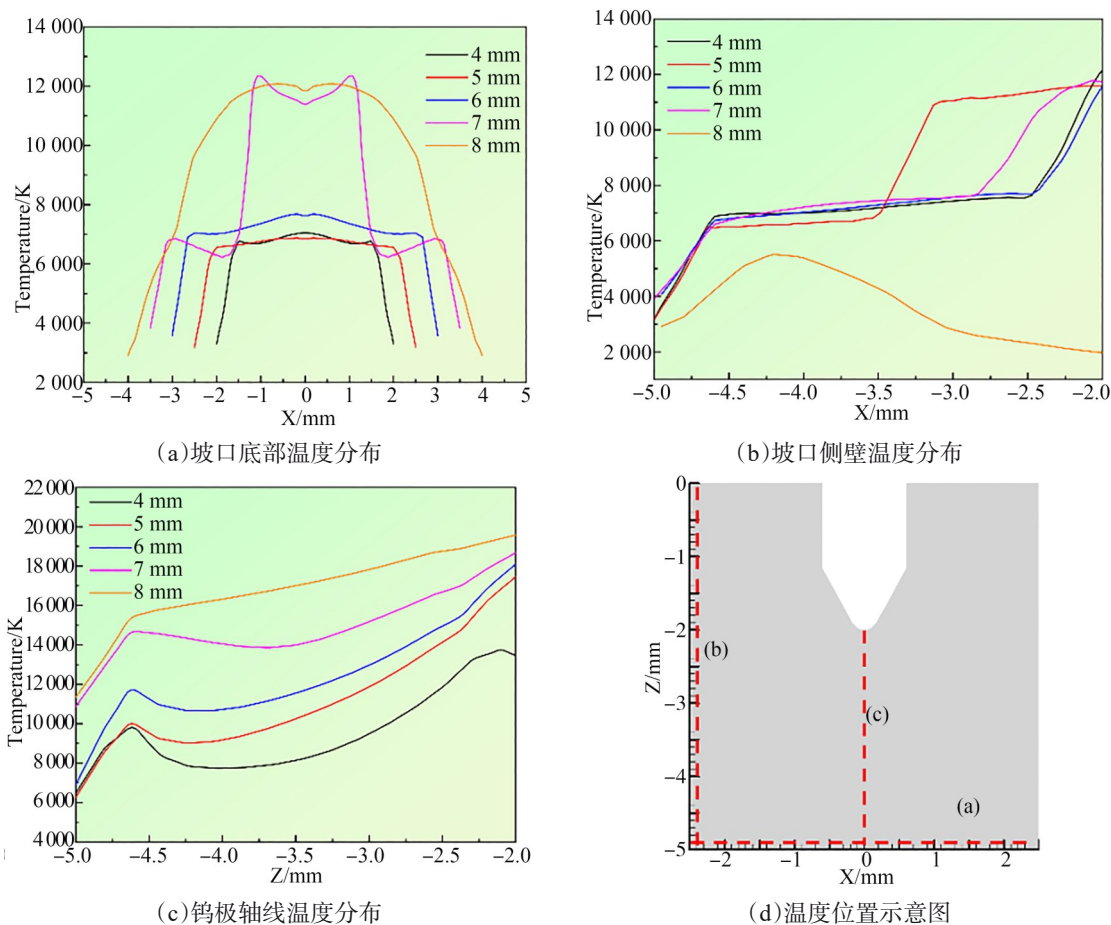


图6 坡口温度分布

Fig. 6 Temperature distribution in the groove

影响,电弧的流动方向发生改变,在气体入口处形成涡流。

2.3 电弧压力分布

图8为不同坡口宽度时的电弧等离子体压力分

布,从图8中可以看出,随着坡口宽度的增大电弧空间内峰值压力随之增加,由4 mm的2 639.4 Pa增加至8 mm的3 504.1 Pa,在钨极表面压力较高的区域随着坡口宽度的增大在逐步下移,在坡口宽度4 mm

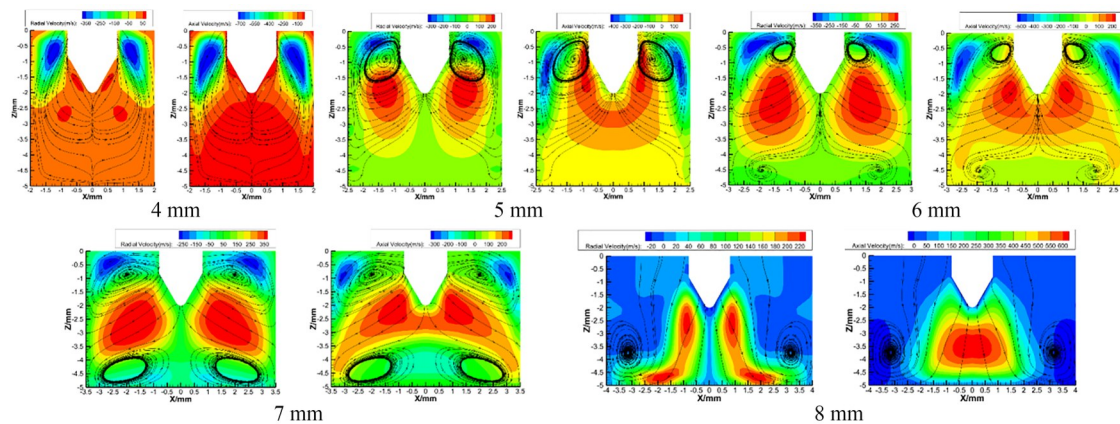


图7 焊缝横截面速度分布

Fig. 7 Velocity distribution on the transverse cross-section of the weld

时,压力较高区域位于坡口上方钨极两侧,钨极端部以上电弧发生电弧攀升,在气体吹力的作用下,在钨极两侧形成高压区;当坡口宽度增加至5 mm、6 mm时,电弧作用于侧壁面积增大,发生电弧攀升的同时在气体吹力的作用下,在坡口上方侧壁处以及钨极两侧均形成高压区;当坡口宽度增至7 mm,压力较高区域在侧壁以及焊道底部位置同时出现;当坡口宽度继续增至8 mm时,高压区则出现在坡口底部。

当坡口宽度为4 mm、5 mm以及6 mm时,钨极仅与焊道侧壁导电,此时电弧对侧壁的直接冲击作用最强,但是由于钨极与侧壁之间距离较近,部分等离子体流表现为等离子体剪切力,导致峰值压力也相对较小当坡口宽度增大至7 mm、8 mm时,电弧等离子体对阳极的作用主要表现为对焊道底部的冲击力。

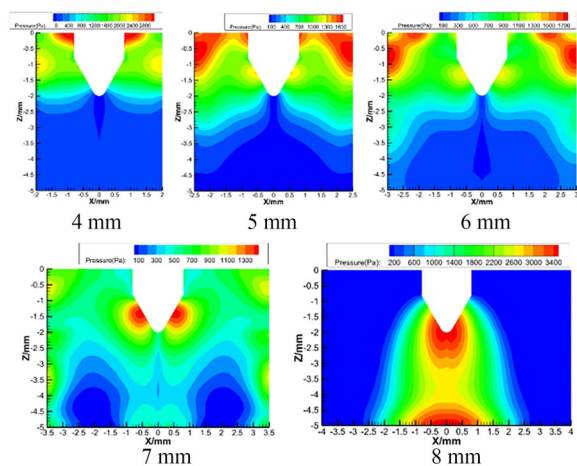


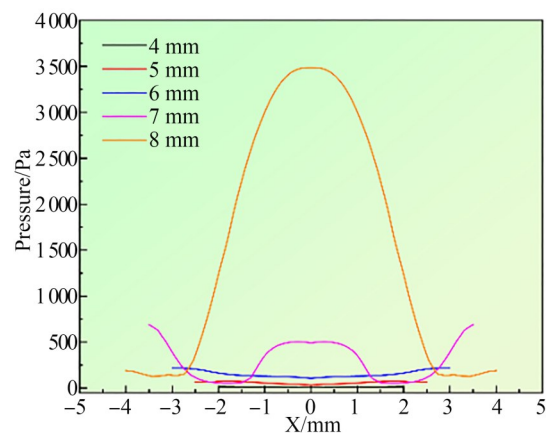
图8 焊缝横截面电弧压力分布图

Fig. 8 Arc pressure distribution on the transverse cross-section of the weld

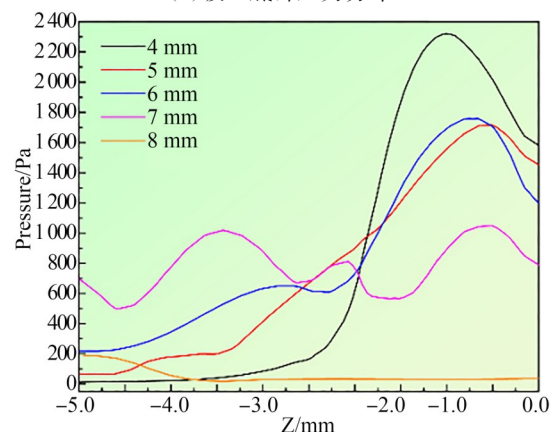
按照图6d所示位置提取焊道底部以及侧壁压力如图9所示。可以看出,当坡口宽度为8 mm时,焊道底部电弧压力曲线分布符合高斯分布,侧壁压力均小于100 Pa,并且整个侧壁压力曲线基本保持平缓;当坡口宽度为5 mm和6 mm时,焊道底部电弧压力均较小,此时侧壁压力在 $z=-1.0\sim 0$ mm出现峰值,但是底部压力曲线整体呈现平缓趋势;当坡口宽度为4 mm时,焊道底部压力曲线基本持平,侧壁压力出现先增长后降低的趋势,电弧峰值压力出现在 $z=-1$ mm处,峰值压力为2 369 Pa,并且在焊道

底部与侧壁交汇处,电弧压力较小。

由以上描述,当坡口宽度为4 mm、5 mm、6 mm时,钨极仅与侧壁导电,此时电弧完全产生在钨极与侧壁区域内,结合图10分析可得,此时电弧位置整体位于钨极两侧;当坡口宽度为5 mm和6 mm时,相较于坡口宽度4 mm,钨极与侧壁之间的距离增大,导致此时电弧作用侧壁面积增大,同时由于电弧作用位置沿侧壁下移,电弧对侧壁的等离子体剪切力减小,导致电弧压力分量减小,因此侧壁电弧峰值压力小于4 mm时电弧峰值压力;当坡口宽度为7 mm时,侧壁和坡口底部均成为电弧导电通道,在侧壁以及坡口底部均出现电弧压力波动,在侧壁处出现电弧压力的连续波动;当坡口宽度为8 mm时,钨极仅与坡口底部导电,电弧全部集中在钨极端部与焊道底部之间区域中,此时侧壁压力最小。



(a)坡口底部压力分布



(b)坡口侧壁压力分布

图9 坡口压力分布

Fig. 9 Pressure distribution in the groove

2.4 电弧电势分布

下面对电弧等离子体的电势分布进行研究。图10为不同坡口宽度电弧等离子体焊缝横截面的电势云图,流线为电流流向。从电势分布来看,近阴极区域电势过渡较快,电流线由阴极流向阳极。随着坡口宽度的增加,电弧空间内峰值电势也随之增加,由4 mm的19.7 V增加至10 mm的32.1 V。在坡口宽度4 mm、5 mm以及6 mm时,侧壁均出现电

势为0区域,这个现象与图4和图9中温度与压力分布对应,钨极端部两侧的电流线流向侧壁,说明此时电弧在此处区域与钨极端部之间的区域中产生。当坡口宽度为7 mm时,出现钨极端部部分电流线指向坡口底部,说明电弧开始在坡口底部导通;当坡口宽度为8 mm时,钨极端部电流线全部指向焊道底部,电弧主要在坡口底部燃烧,与侧壁断绝,这有效稳定了电弧,同时可保证焊缝根部焊透。

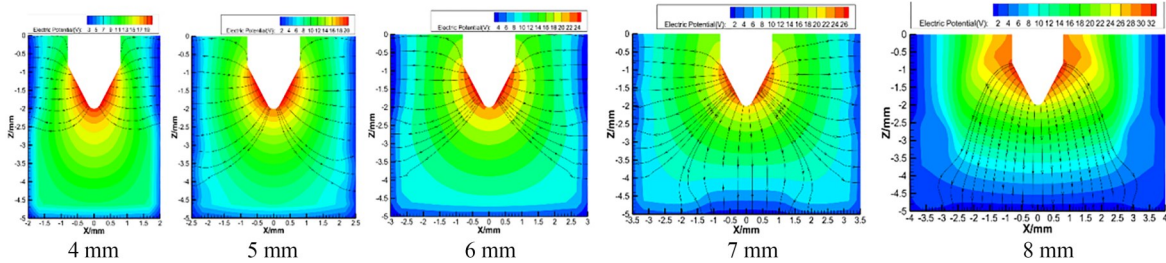
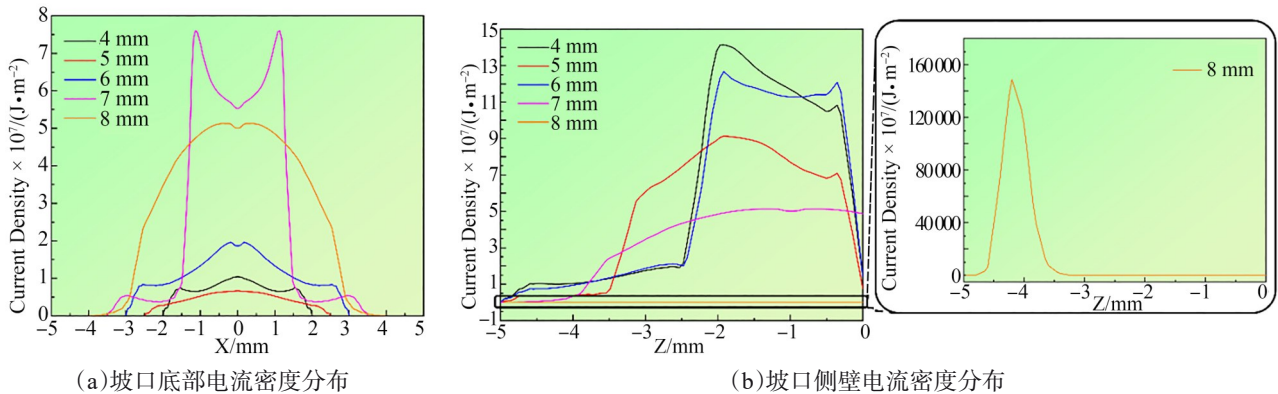


图10 焊缝横截面电势分布图

Fig. 10 Electric potential distribution on the transverse cross-section of the weld

图11为按照图6d位置的焊道侧壁与焊道底部电流密度分布,如图12a所示,随着坡口宽度的增大,侧壁处峰值电流密度逐渐减小,由4 mm的 $1.4 \times 10^8 \text{ J/m}^2$ 减小至8 mm的 $1.4 \times 10^5 \text{ J/m}^2$,并且峰值电流密度的位置在侧壁处逐渐靠近坡口底部,这是因为随着坡口宽度的增大,电场强度降低,并且电场分

布的更加分散,这种分散的电场分布导致电弧在寻找最低电阻路径时有更多的空间变化,因而导致电流密度降低;与此相反,随着坡口宽度的增大,焊道底部峰值电流密度逐步增大,这是因为随着坡口宽度的增大,电弧从4 mm时集中在侧壁转变为8 mm时集中在坡口底部。



(a) 坡口底部电流密度分布

(b) 坡口侧壁电流密度分布

图11 坡口电流密度分布

Fig. 11 Current density distribution in the groove

值得注意的是,在图11中观察到,在坡口宽度7 mm时,坡口底部 $x = \pm 1.5 \sim \pm 1 \text{ mm}$ 处出现异常增值,形成了明显的局部极大值,在图6相同位置处中也可观察到相同情况,也就是说,坡口宽度7 mm时,在坡口底部出现局部小面积的高电流密度区和高温区。这是因为在坡口宽度7 mm时,钨极与侧壁、

坡口底部之间距离相近,电弧开始在坡口底部导通,电弧能量被分散,导致电弧燃烧不稳定。根据最小电压原理,电弧会在能够保持其最小电压的路径上形成和稳定,这意味着电弧倾向于在最短的距离上形成^[18]。由于电弧被分流,导致侧壁和坡口底部电弧能量都较弱,电弧发生局部收缩以保证电弧

可稳定燃烧。进而导致坡口底部相同位置处出现小面积高温区和高电流密度区域。同时,该现象也证明 7 mm 为电弧攀升临界坡口宽度,坡口宽度为 7 mm 时,电弧开始在坡口底部导通。

2.5 窄间隙坡口宽度对电弧特性的影响机制分析

综上所述,在超窄间隙(<8 mm)T 形接头焊道内,焊接电流 150 A,钨极直径 1.6 mm 时,随着坡口宽度的变化,当坡口宽度为 4 mm 时,电弧燃烧位置攀升到侧壁上侧,电弧无法对坡口底部进行有效加热,焊缝根部无法熔合易形成焊缝根部熔合不足的缺陷;当坡口宽度为 5~6 mm 时,电弧作用面积增大,坡口底部电弧压力相对较小,同时侧壁处等离子体流主要表现为等离子体剪切力;当坡口宽度大于 7 mm 时,坡口底部成为电弧的主要路径,在底部的等离子体流主要表现为电弧压力,并且由于坡口形状约束导致在焊缝根部形成的涡流有利于电弧热量对焊缝根部进行有效加热。

为验证模拟结果的准确性,本研究采用高速摄

像系统拍摄 T 形接头在不同坡口宽度下的焊接过程中电弧的形态变化,帧率为每秒 3 000 帧,并且测量电弧最高点与钨极端部之间的距离。实验中使用的焊接参数与数值模拟中的参数一致,以确保结果的可比性,结果如图 12 所示。实验发现,随着坡口宽度的增大,电弧顶部与钨极端部之间距离逐渐减小,说明电弧攀升现象逐渐减弱。当坡口宽度为 4 mm 时,电弧攀升现象最为严重,电弧顶部与钨极端部距离为 1.4 mm,侧壁处电弧形态呈现向上攀爬的趋势,显示出电弧在钨极端部和侧壁之间的导电趋势。进一步增大坡口宽度到 5~7 mm,电弧顶部与钨极端部距离由 1 mm 变为 0.55 mm,电弧攀升现象减弱,电弧的形态变为矩形,其宽度较 4 mm 坡口宽度时有所增加。当坡口宽度进一步增至 8 mm 时,电弧均位于钨极端部下方,电弧形态呈现出明显的“钟罩形”,电弧位置紧贴坡口底部,这表明在这种坡口宽度下,钨极仅与坡口底部产生导电。以上实验结果与文中数值模拟结果基本对应。

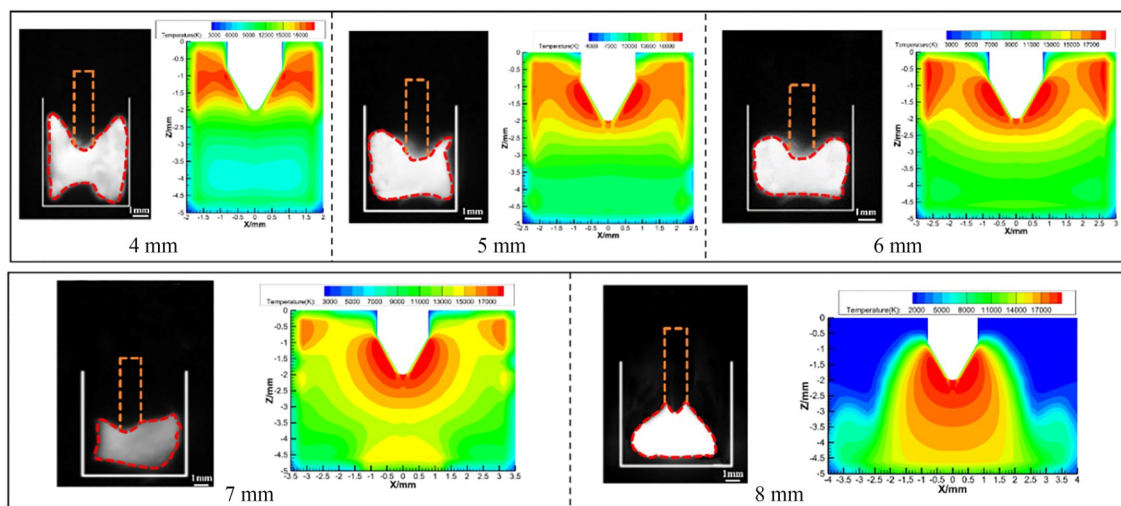


图 12 T 型接头电弧形态随坡口宽度的变化

Fig. 12 Variation of arc morphology with groove width for T-joint configurations

3 结论

(1)当焊接电流设定为 150 A,且使用直径为 1.6 mm 的钨极时,坡口宽度从 4 mm 增至 10 mm,随之电弧的燃烧位置、热量分布以及电弧压力等关键特性发生了显著变化。尤其值得注意的是,随着坡口宽度的扩大,电弧的高温区域和其主要作用区域

发生了明显的移动,从侧壁向焊缝底部转移。

(2)当坡口宽度小于 7 mm 时,钨极仅与坡口侧壁电离产生电弧,电弧集中在坡口侧壁,导致坡口根部无法得到有效熔合,进而引发缺陷的产生;当坡口宽度的增至 7~8 mm 时,电弧仅与坡口底部导通,并在坡口根部产生有助于焊缝根部熔合的涡流。

(3)坡口宽度 7 mm 为电弧攀升的临界坡口间隙,坡口宽度 7 mm 时,在坡口底部出现局部小面积高温区以及高电流密度区,该现象进一步证明 7 mm 为电弧攀升的临界坡口宽度。

参考文献:

- [1] Nakamura T, Hiraoka K. Ultranarrow GMAW process with newly developed wire melting control system[J]. Science and Technology of Welding and Joining, 2001, 6(6):355-362.
- [2] Yin T, Wang J, Zhao H, et al. Research on filling strategy of pipeline multi-layer welding for compound narrow gap groove[J]. Materials, 2022, 15(17):5967.
- [3] 王宇霄, 蒋玉霞, 徐磊, 等. 电流脉冲频率对 TIG 电弧形态及压力的影响研究[J]. 电焊机, 2023, 53(01): 106-111.
WANG X Y, JIANG Y X, XU L, et al. Effect of Current Pulse Frequency on Arc Shape and Pressure of TIG Welding[J]. Electric Welding Machine, 2023, 53(01): 106-111.
- [4] Cai X, Dong B, Lin S, et al. Numerical analysis of arc physical properties in narrow gap TIG welding[J]. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, 2020, 106:5509-5517.
- [5] Liu G, Tang X, Han S, et al. Influence of interwire distance and arc length on welding process and defect formation mechanism in double-wire pulsed narrow-gap gas metal arc welding[J]. Journal of Materials Engineering and Performance, 2021, 30(10):7622-7635.
- [6] Yang Z, Chen Y, Zhang Z, et al. Research on the sidewall penetration mechanisms of cable-type welding wire narrow gap GMAW process[J]. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, 2022, 120(3):2443-2455.
- [7] 董曼淑, 孙清洁, 刘进德, 等. 中部槽构件摆动电弧窄间隙 GMAW 焊接接头组织及性能研究[J]. 电焊机, 2024, 54(03):54-59.
DONG M S, SUN Q J, LIU J D, et al. Microstructure and Properties of Middle Trough Components for Swing Arc GMAW Narrow Gap Welding[J]. Electric Welding Machine, 2024, 54(03):54-59.
- [8] 闫强强, 贾传宝, 陈崇龙, 等. 面向 9%Ni 钢大型储罐的旋转电弧窄间隙立焊装备[J]. 电焊机, 2024, 54(03):1-11.
YAN Q Q, JIA C B, CHEN C L, et al. Rotating Arc Narrow Gap Vertical Welding Equipment for 9%Ni Steel Large Storage Tanks[J]. Electric Welding Machine, 2024, 54(03):1-11.
- [9] 王磊. 焊剂片约束电弧焊接高强度三明治板工艺方法及机理研究[D]. 甘肃:兰州理工大学, 2020.
WANG L. Study on the Process and Mechanism of Flux Bands Constricting Arc Welding for High-strength Steel Sandwich Panel[D]. Lanzhou University of Technology, 2020.
- [10] Murphy A B, Thomas D G. Prediction of arc, weld pool and weld properties with a desktop computer model of metal-inert-gas welding[J]. Welding in the World, 2017, 61(3):623-633.
- [11] Murphy A B, Nguyen V, Feng Y, et al. A desktop computer model of the arc, weld pool and workpiece in metal inert gas welding[J]. Applied Mathematical Modelling, 2017, 44:91-106.
- [12] Ogino Y, Hirata Y, Kawata J, et al. Numerical analysis of arc plasma and weld pool formation by a tandem TIG arc[J]. Welding in the World, 2013, 57:411-423.
- [13] Ogino Y, Nomura K, Hirata Y. Numerical analysis of arc plasma behaviour in groove welding with 3D TIG arc model[J]. Welding International, 2013, 27(11): 867-873.
- [14] Lee J H, Cho Y T, Na S J. A numerical analysis of a gas tungsten arc welding considering the current density and temperature distribution on the electrode surface[J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture, 2002, 216(8):1115-1121.
- [15] Zhou X, Heberlein J. An experimental investigation of factors affecting arc-cathode erosion[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1998, 31(19):2577.
- [16] Ushio M, Sadek A A, Matsuda F. Comparison of temperature and work function measurements obtained with different GTA electrodes[J]. Plasma chemistry and plasma processing, 1991, 11:81-101.
- [17] Lowke J J, Tanaka M. 'LTE-diffusion approximation' for arc calculations[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2006, 39(16):3634.
- [18] 叶定剑. 多丝 GMAW 焊接电弧干扰及焊接工作点变化研究[D]. 上海:上海交通大学, 2012.
YE D J. Research on Arc Interference and Welding Operating Point Change of Multi-wire GMAW[D]. Shanghai: Shanghai JiaoTong University, 2012.