

钨极稀有气体电弧辐射及其在能量平衡中的作用

王飞^{1,2}, 李桓¹, 杨珂¹, Cressault Yann², Teulet Philippe²

¹天津大学天津市现代连接技术重点实验室, 天津 300072;

²图卢兹第三大学等离子体与能量转换实验室, 图卢兹 F-31062, 法国

摘要 为研究钨极稀有气体(TIG)电弧的辐射属性,计算了氩等离子体在 5000~25000 K 温度范围内的净辐射系数,建立了一种二维、稳态的电弧-钨极-水冷铜模型,获得了电弧辐射强度分布、电弧全谱及非真空紫外光谱的辐射功率。引入了辐射强度与欧姆热和辐射强度之和的比值系数,通过分析该系数在电弧中的分布状况,发现辐射在电弧主体区域对热量的散失起决定作用,而传输热在能量平衡中的作用随电弧位置变化。

关键词 物理光学; 电弧等离子体; 辐射; 能量平衡; 数值模拟; 焊接

中图分类号 O432

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0726001

Tungsten Inert Gas Welding Arc Radiation and Its Role in Energy Balance

Wang Fei^{1,2}, Li Huan¹, Yang Ke¹, Cressault Yann², Teulet Philippe²

¹ Tianjin Key Laboratory of Advanced Joining Technology, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

² Laboratory on Plasma and Conversion of Energy (LAPLACE), University Toulouse III, Toulouse F-31062, France

Abstract As for the investigation of the radiative properties for tungsten inert gas (TIG) welding arcs, the net emission coefficients are calculated for argon plasma in the temperature range of 5000-25000 K. A two-dimensional steady TIG arc-tungsten electrode -water-cooled cooper model is established to obtain the arc radiation intensity distribution, the full arc spectrum, and the radiation power of non-vacuum ultraviolet spectrum. A parameter defined as the ratio of radiation intensity to the sum of radiation intensity and ohmic heat is introduced and through the analysis of the distribution of this coefficient in arcs, it is found that the radiation plays a predominant role in the heat loss from arc body area, while the role of heat transport in the energy balance varies with the arc position.

Key words physical optics; arc plasma; radiation; energy balance; numerical modelling; welding

OCIS codes 260.2160; 350.5400; 350.5610

1 引 言

钨极稀有气体(TIG)焊是一种重要的金属连接方法,被广泛应用于车辆、船舶、压力容器、大型电站、武器装备等制造中^[1]。TIG焊以高熔点的钨或钨合金为电极,以氩气放电产生的电弧等离子体作为热源,加热并熔化两个分离的工件使之形成原子间的冶金结合。尽管TIG焊已被应用多年,但研究者们对电弧等离子体的认识仍然不足,精确预测和

控制焊缝形态和焊接质量依然十分困难^[2]。

研究者们对TIG电弧进行了广泛的模拟研究,研究内容从稳态焊模拟^[3-4]到瞬态焊模拟^[5-7],从简单的电弧模型^[3-4]到复杂的电弧-电极统一模型^[6,8]和双温模型^[9],从只考虑电弧到同时考虑熔池的流动和金属蒸气的影响^[7]。但上述模拟主要关注电弧或熔池的传热和传质,对电弧辐射属性的研究较少。部分研究者对电弧辐射进行了研究,但主要针对壁稳弧和电感耦合等离子体,如Golubovskii等^[10]计

收稿日期: 2017-12-26; 收到修改稿日期: 2018-02-28

基金项目: 国家自然科学基金(51675375)

作者简介: 王飞(1986—),男,博士研究生,主要从事等离子体辐射属性计算、焊接电弧诊断与模拟等方面的研究。

E-mail: wangfei2012@tju.edu.cn

导师简介: 李桓(1955—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事焊接电弧物理与高效焊接方面的研究。

E-mail: lihuan@tju.edu.cn

算了壁稳弧的辐射(可见光和共振辐射);Lacombe等^[11]模拟了电感耦合等离子体,分析了不同尺寸等离子体炬中辐射在散热作用上的差异。但是,壁稳弧和电感耦合等离子体与TIG电弧在电弧形状、尺寸及使用电流方面有很大差异,并且它们在流动和传热方面也存在差异(前两者基本无对流)。目前,关于TIG电弧辐射属性的研究鲜见报道。

本文建立了一种钨极-电弧-水冷铜阳极统一模型,对一个典型TIG电弧(200 A、5 mm弧长)进行了模拟,获得了电弧内温度、辐射强度等的分布状况。此外,引入了辐射强度与欧姆热和辐射强度之和的比值系数,通过分析该系数在电弧中的分布,得出了电弧不同区域内辐射及其他能量项在能量平衡中的作用。

2 电弧模拟

引入一个 t_{rad} 系数,该系数可以有效地表征辐射、欧姆热、传输热(热对流和热传导)等在能量平衡中的作用。

2.1 控制方程和系数

在局部热力学平衡状态下,电弧行为可以用磁流体动力学方程组描述。该方程组包括了质量守恒方程、动量守恒方程、能量守恒方程、电流连续性方程和磁矢量势方程。在稳态时,磁流体动力学方程组可以用通式形式^[12]表示为

$$\nabla \cdot (\rho v \phi) - \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) = S_{\phi}, \quad (1)$$

式中 ρ 为密度, v 为速度矢量, ϕ 为通用变量, Γ 为广义扩散系数, S_{ϕ} 为广义源项。

根据(1)式,能量守恒方程^[6]可表示为

$$\nabla \cdot (\rho v h) + \left[-\nabla \cdot \left(\frac{\kappa}{c_p} \nabla h \right) \right] = |j|^2 / \sigma - \nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{rad}}, \quad (2)$$

式中 h 为等离子体焓值, j 为电流密度, σ 为电导率, κ 为热导率, c_p 为比热容, \mathbf{F}_{rad} 为辐射通量。(2)式左侧表示通过对流和传导向外界传输的热量 P_{trans} ,包括对流热和传导热;右侧为等离子体自身的产热和散热(辐射),包括欧姆热 P_{ohm} 和辐射热 P_{rad} (即辐射强度)。

为了分析辐射在能量传递中的作用,引入系数

$$t_{\text{rad}} = \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{ohm}} + P_{\text{rad}}}. \quad (3)$$

分析 t_{rad} 可知,对于局部的等离子体,当 $t_{\text{rad}} < 0.5$ 时,辐射热 P_{rad} 小于欧姆热 P_{ohm} ,传输热 P_{trans} 大于0,此时该区域通过对流和热传递向临近

区域传输热量,通过辐射向外界散热,而电弧的产热则全部依靠欧姆热。当 t_{rad} 越接近于0时, $P_{\text{rad}}/P_{\text{trans}}$ 越小,辐射的散热作用相对于对流和传导的散热作用越小;而当 t_{rad} 越接近于0.5时, $P_{\text{rad}}/P_{\text{trans}}$ 越大,辐射的散热作用越大。当 $t_{\text{rad}} > 0.5$ 时, P_{rad} 大于 P_{ohm} , P_{trans} 小于零,此时临近区域通过对流和热传递向该区域传输热量,电弧的散热全部依靠辐射。当 t_{rad} 越接近于1时, $P_{\text{ohm}}/|P_{\text{trans}}|$ 值越小,欧姆热的加热作用相对于对流和传导的加热作用越小;当 $t_{\text{rad}} > 0.5$ 且越趋近于0.5时, $P_{\text{ohm}}/|P_{\text{trans}}|$ 值越大,欧姆热的加热作用越大。

在(2)、(3)式中,辐射强度 P_{rad} 为辐射通量的散度 $\nabla \cdot \mathbf{F}_{\text{rad}}$,即单位体积的辐射量。等离子体除了辐射外,还存在自吸收现象。理论上,等离子体的辐射和吸收可以通过求解辐射传输方程^[13]获得,但是由于电弧等离子体的形状通常并不规则,并且等离子体的光谱十分复杂,直接求解传输方程几乎是不可能的。因此,采用一种更实用的方法即净辐射系数法来表征等离子体的辐射属性。

假定等离子体是一个半径为 R_p 的等温、均质球体,净辐射系数 ϵ_N 为从球心处释放并被球体其他部分吸收的单位体积、单位立体角的辐射。 ϵ_N ^[13]可以表示为

$$\epsilon_N(T, R_p) =$$

$$\int_0^{\infty} K_{\lambda}(T) B_{\lambda}(T) \exp[-K_{\lambda}(T) \cdot R_p] d\lambda, \quad (4)$$

式中 B_{λ} 为普朗克函数, T 为温度, λ 为光频率, K_{λ} 为吸收系数。根据Kirchhoff定律^[14]可知, $K_{\lambda} = \epsilon_{\lambda}/B_{\lambda}$,其中 ϵ_{λ} 为辐射系数。当波长范围为35~4500 nm时,积分得到全谱的净辐射系数,详细的计算过程可参见文献^[15]。

等离子体强烈的自吸收作用通常发生在1 mm半径以内^[12],故当等离子体尺寸大于1 mm时,净辐射系数可以很好地预测电弧高温区的辐射损失^[16-17]。净辐射系数综合考虑了辐射和吸收,在电弧模拟中有广泛的应用^[5,7-9]。在数值模拟中,辐射强度 $P_{\text{rad}} = 4\pi\epsilon_N$ 。

图1所示为计算得出的氩等离子体在常压、5000~25000 K温度条件下的净辐射系数,可以看出,净辐射系数随温度的增大而不断增大,随 R_p 的增大而减小。此外,氩等离子体强烈的自吸收发生在1 mm半径以内,当 R_p 继续增大时,自吸收作用明显减弱,因此模拟采用 $R_p = 1$ mm处的净辐射系数,Murphy^[18]也推荐使用该值。

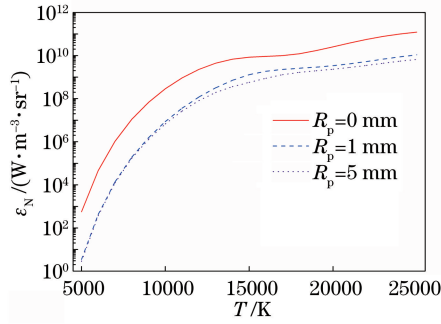


图 1 氩等离子体的全谱净辐射系数

Fig. 1 Full spectrum net emission coefficients of argon plasmas

2.2 电弧-电极边界传热

电弧除了自身的产热和散热外,还与电极有能

量的传递,因此在数值模拟中需要考虑电弧-电极间的热作用。在 TIG 焊中,钨极作为阴极,通过热发射为电弧提供电子,电子发射使钨极冷却。当焊接电流超过钨极发射电子流密度的极限 j_R 时,钨极前方会形成一个电场,在电场的作用下等离子体发生电离,电离产生的电子补足所需的电子,产生的正离子则进入钨极。从电弧向钨极传递的热量 q_c 包括电子焓热、离子热和传导热^[6],即

$$q_c = |j_i|V_i - |j_e|\phi_c - \kappa T_n, \quad (5)$$

式中 j_i 和 j_e 分别为流过阴极的离子流密度和电子流密度, V_i 为氩等离子体的电离能(13.6 eV), ϕ_c 为钨的功函数(4.5 eV), T_n 为钨极表面法向方向的温度分布。 j_e 、 j_i 和 j_R 分别表示为

$$|j_e| = \begin{cases} j_R, & |\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}| - j_R > 0 \\ |\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}|, & |\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}| - j_R \leq 0 \end{cases}, \quad |j_i| = |\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}| - |j_e|, \quad (6)$$

$$j_R = A_e T_c^2 \exp\left(-\frac{e\phi_c}{k_B T}\right), \quad (7)$$

式中 \mathbf{n} 为表面向量, A_e 为表面发射系数, k_B 为玻尔兹曼常数, e 为电子电量, T_c 为阴极表面温度。

阳极上的产热机制相对简单,电子到达阳极表面会释放相应的焓,另外电弧通过传向阳极传热。从电弧向阳极传递的热量^[6]可以表示为

$$q_a = |\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}| \phi_a - \kappa T_n, \quad (8)$$

式中 ϕ_a 为铜的功函数(4.65 eV)。

2.3 计算模型

计算采用二维的电弧-电极统一模型,如图 2 所示, z 、 r 分别为竖直和水平方向的坐标轴,其边界条件见表 1,其中 \mathbf{e}_n 为法向单位矢量。该模拟基于以下假设:1)电弧等离子体处于局部热力学平衡状态;2)电弧内的流动为层流;3)阳极表面是平的;4)不考虑钨极与铜阳极的相对运动。TIG 焊的阴极是直径为 3.2 mm 的钨钨电极,钨极尖角为 60° ,尖端平台半径为 0.2 mm;保护气为纯氩,气体流量为 10 L/min;阳极为水冷铜。在实际焊接中,阳极通常为待焊金属(如钢),金属在电弧的热作用下熔化并形成液态熔池^[9],但是这里主要关注电弧辐射而非熔池流动,因此采用了不熔化的水冷铜作阳极。Murphy^[18]指出,阳极材料的变化对 TIG 电弧几乎无影响。

利用 Fluent 14.5 软件求解方程,可以得到温度、电势、速度压强、辐射强度等物理量在电弧和电极中的分布。由于 TIG 电弧内压强变化不大^[6],故

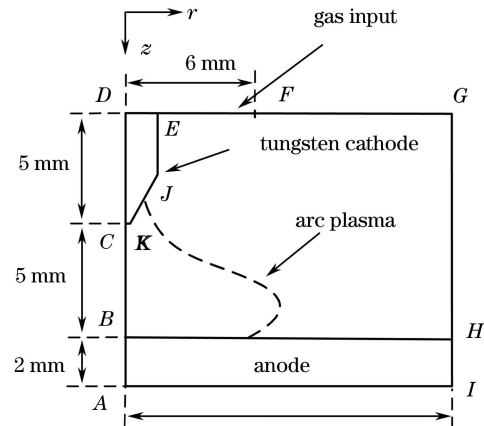


图 2 TIG 焊的电弧-电极计算模型

Fig. 2 Arc-electrode computational model of TIG welding 计算选择了基于压力的求解器,求解算法为 Simple 算法。使用 Inter(R) I7 7500 U 处理器,计算约 9 min 达到收敛。

3 结果与讨论

3.1 电弧温度场和阳极热流密度

通过模拟,获得了 TIG 电弧内能量传递、物质传递和辐射传递的所有信息。为了确保模拟的准确性,有必要对其进行验证。由于等离子体的局部辐射难以测量,而温度与辐射直接相关且易于测量,因此,对模拟得到的温度场与 Haddad 等^[19]通过实验测得的温度场进行了比较。实验条件与模拟的条件一致。在实验中, Haddad 等^[19]采用两种方法(Ar I 696.5 nm 线谱和 553.5 nm 连续谱)对一个

表 1 边界条件

Table 1 Boundary conditions

Position	Speed v	Temperature T	Electric potential V	Magnetic potential A
ABCD	$\partial v / \partial r = 0$	$\partial T / \partial r = 0$	$\partial V / \partial r = 0$	$\partial A / \partial r = 0$
DE	$v = 0$	$T = 2500$	$I = 50, 100, 200 \text{ A}$	$\nabla A \cdot e_n = 0$
EF	$\rho v = 10$	$\nabla T \cdot e_n = 0$	$\nabla V \cdot e_n = 0$	$\nabla A \cdot e_n = 0$
FG-GH	Constant	$T = 300$	$\nabla V \cdot e_n = 0$	$A = 0$
AI	$v = 0$	$T = 300$	$V = 0$	$\nabla A \cdot e_n = 0$
HI	$v = 0$	$T = 300$	$\nabla V \cdot e_n = 0$	$A = 0$
BH	$v = 0$	Eq. (7)	$\nabla V \cdot e_n = 0$	-
CKJE	$v = 0$	Eq. (6)	$\nabla V \cdot e_n = 0$	-

200 A、5 mm 弧长的电弧进行了测量。两种方法得到的电弧温度的差值小于 500 K,由实验重复性造成的误差也在 500 K 以内,因此认为 Haddad 等^[19]的实验结果是令人满意的。

图 3 所示为模拟得到的 TIG 电弧、电极温度场和 Haddad 等^[19]测得的电弧温度场,可以看出,除了在钨极下方稍有差异,模拟结果与实验结果吻合良好。这种差异可能是由于 Haddad 等^[19]的实验中钨极尖端有一定程度的熔化变形,而尖端变形会改变局部的电流密度,进而对钨极下方的电弧温度造成一定影响,而模拟未考虑钨极的变形。模拟中尖端的最高温度(4100 K)略大于钨极的熔点(3683 K),预测了钨极尖端的熔化。

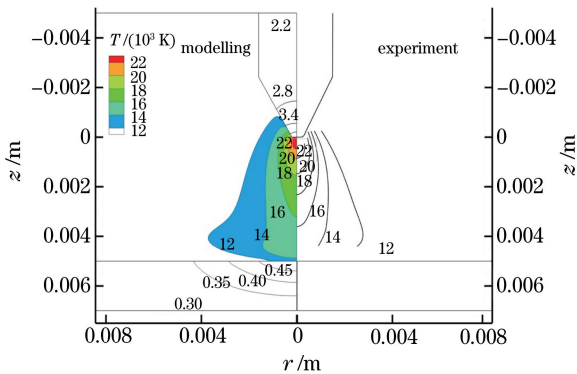


图 3 电流 200 A 下 TIG 氩弧温度场的数值模拟结果与实验^[19]结果比较

Fig. 3 Comparison between simulated and experimental^[19] temperature field results of TIG argon arc with current of 200 A

为了进一步确认模拟的准确性,对阳极表面的热流密度进行了验证。图 4 所示为模拟得到的 200 A 电弧的阳极表面热流密度和 Nestor^[20]利用分列阳极法测得的热流密度。模拟采用的弧长为 5 mm,而 Nestor 采用的弧长为 6.3 mm,除此之外,模拟和实验的条件一致。比较发现,在半径 4 mm

范围内模拟得到的热流密度略大于 Nestor 的实验结果,而 4 mm 以外的模拟结果则略小。这与两者采用的弧长不同有关,模拟中采用的弧长稍短,电弧与阳极的接触面积稍小,电弧轴心附近的热流密度稍大。整体来看,两者吻合良好。

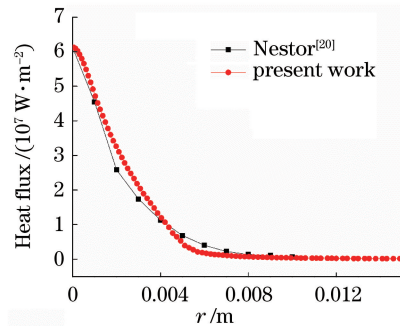


图 4 电流 200 A 下 TIG 焊电弧向水冷铜阳极传递热量的实验^[20]与模拟结果的比较

Fig. 4 Comparison between experimental^[20] and simulated heat fluxes from TIG welding arc with current of 200 A to water-cooled copper anode

通过比较发现,模拟得到的电弧温度和热流密度与实验结果均吻合良好,这说明模拟是正确的。

3.2 电弧辐射

通过模拟,得到了电弧辐射强度 P_{rad} 在电弧中的分布。辐射强度与温度有关,图 5 所示为 200 A TIG 电弧的温度和辐射强度的分布,可以看出,电弧辐射强度的分布与温度分布类似,均为钟罩型。电弧的强辐射区域集中在半径 $r = 1.5 \text{ mm}$ 以内的区域,辐射强度大于 P_{rad} 最大值 10% 的电弧均集中在该区域。此外,越靠近钨极,辐射强度越大,其最大值($8.93 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$)出现在钨极正下方靠近钨极处。

当焊接电流发生变化时,电弧辐射强度也发生变化,当电流为 50, 150, 300 A 时,电弧辐射强度的最大值分别为 1.03×10^{10} , 2.31×10^{10} , $1.56 \times$

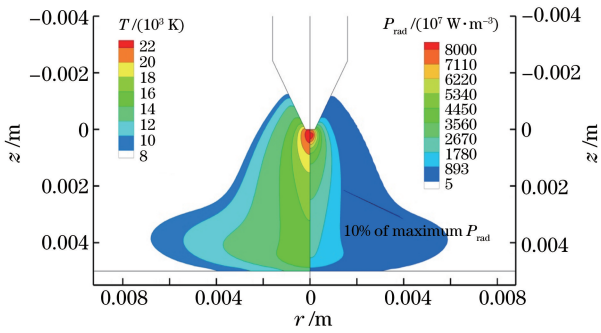


图 5 电流 200 A 下 TIG 电弧的温度与辐射分布
Fig. 5 Temperature and radiation distributions of TIG arc with current of 200 A

$10^{11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$, 但是不论电流如何变化, 电弧强辐射区域始终出现在电弧轴线附近 ($r < 1.5 \text{ mm}$), 辐射强度的最大值则总在钨极正下方、靠近钨极处, 这是由电弧形态和氩等离子体的辐射属性决定的。由于钨电极的尺寸小于工件尺寸, 因此电弧在工件处较为舒展, 而在钨极处相对收缩, 这使得越靠近钨极和轴线, 电流密度越大, 其产生的欧姆热也越多, 电弧温度也越高, 而氩等离子体的辐射强度随温度的增大而增大, 因此电弧的强辐射区域出现在上述位置。

电弧的辐射功率 Q_{rad} 为 P_{rad} 在空间 V' 上的积分, 即

$$Q_{\text{rad}} = \int P_{\text{rad}} dV' \quad (9)$$

200 A 时全谱 (35~4500 nm) 电弧的辐射功率为 837.4 W, 非真空紫外光 (200~3500 nm) 的辐射功率为 359.7 W。氩等离子体光谱中的真空紫外光 (35~200 nm) 存在着强烈的自吸收作用, 该波段的辐射会被电弧低温区及外层氩气吸收^[17], 因此全谱的辐射功率可以认为是电弧高温区释放的辐射功率, 而非真空紫外光的辐射功率可以认为是从电弧 (包括外层保护气) 中逃逸出的辐射功率。200 A 下, TIG 焊的电压为 14.3 V^[19], 焊接总功率为 $2.86 \times 10^4 \text{ W}$, 全谱和非真空紫外光的辐射功率分别占焊接总功率的 29.3% 和 12.6%。需要说明的是, 由于未考虑阳极工件对辐射的吸收, 因此实际从电弧溢出的辐射功率及其在总功率中的占比要小于计算值。

3.3 各能量项在电弧能量平衡中的作用

通过模拟获得了辐射强度 P_{rad} 和欧姆热 P_{ohm} , 进而得出了 t_{rad} 系数在电弧中的分布, 结果如图 6 所示。可以看出, 在 200 A 的电弧中存在 4 个典型区域: 电弧边缘区 Zone I, t_{rad} 趋近于 0; 电弧上部 Zone II, $t_{\text{rad}} < 0.5$ 且趋近 0.5; 电弧中部和下部 Zone III, $t_{\text{rad}} > 0.5$ 且趋近 0.5; 电弧尾部 Zone IV, t_{rad} 趋近于 1.0。

表 2 TIG 电弧不同区域内各能量项的作用

Table 2 Role of each energy term in different areas of TIG arc

Zone No.	t_{rad}	Contributor of heat increase		Contributor of heat loss	
		Major	Minor	Major	Minor
I	$t_{\text{rad}} < 0.5, t_{\text{rad}} \rightarrow 0$		Ohmic heat	Transport heat	Radiation
II	$t_{\text{rad}} < 0.5, t_{\text{rad}} \rightarrow 0.5$		Ohmic heat		Radiation
III	$t_{\text{rad}} > 0.5, t_{\text{rad}} \rightarrow 0.5$	Ohmic heat	Transport heat		Radiation
IV	$t_{\text{rad}} > 0.5, t_{\text{rad}} \rightarrow 1.0$	Transport heat	Ohmic heat		Radiation

Note: transport heat represents heat transferred by conduction and convection

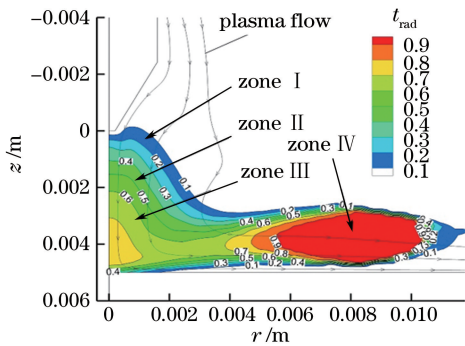


图 6 200 A 电弧中 t_{rad} 值的分布

Fig. 6 t_{rad} distribution in TIG arc with current of 200 A

根据 t_{rad} 值可以判断出各能量项在电弧不同区域内的作用, 结果见表 2。可以发现, 在上述 4 个区

域内, 欧姆热和辐射总是起加热和散热作用, 但传输热 (传导热和对流热) 则存在很大差异。在 Zone I (电弧边缘) 和 Zone II (电弧上部), 传输热起散热作用, 且在 Zone I 它是主要的散热机制; 在 Zone III (电弧中下部) 和 Zone IV (电弧尾部), 传输热起加热作用, 且在 Zone IV 它是主要的加热机制。对 75~300 A 范围的多个电弧 (75, 150, 200, 300 A) 进行了模拟, 均发现了该现象。

为了说明该现象, 分析了能量项的影响因素及其在不同区域的作用。根据电弧能量平衡公式可知, 欧姆热、辐射、传导热、对流热分别由电流密度、电弧温度、温度梯度和流动焓决定。在 Zone I (电弧边缘), 电弧-电极之间以及电弧-外层保护气之间均

存在较大的温度梯度,这使得大量的热量以热传导的形式从电弧传向工件和保护气,同时等离子体的流动使电弧热量进一步散失,因此该区域内传输热大于辐射热。在 Zone II (电弧上部),温度相对较低的保护气流经该处(如图 5 中流线所示),带走了电弧部分能量,但这部分能量要小于辐射量,这和该区温度较高有关。在 Zone III(电弧中下部)和在 Zone IV(电弧尾部),高温等离子体从电弧上部流经这些区域对其进行加热。在 Zone III,这些传输热小于欧姆热,因为该区是电弧的主要导电通道;而 Zone IV 几乎不导电,传输热是主要的加热机制。

从表 2 还可以发现,在电弧的主要区域(Zone II~IV),热量散失全部或主要依靠辐射,这意味着在数值模拟中需要充分考虑电弧辐射的影响。为了说明辐射的影响,比较了考虑和不考虑等离子体辐射时的电弧温度场(200 A),结果如图 7 所示。不考虑电弧辐射时的电弧高温区的范围明显大于考虑辐射时的,这势必会影响到电弧内以及电极-电极间的能量传递。因此,为了模拟的准确性,需要充分考虑电弧辐射。

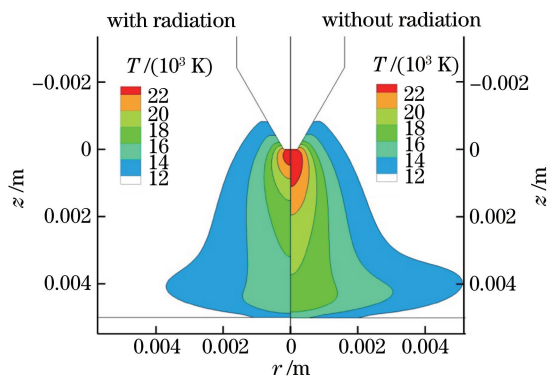


图 7 考虑和不考虑辐射时 200 A 电弧温度场的比较

Fig. 7 Comparison of temperature fields with and without consideration of radiation of arc with current of 200 A

4 结 论

为了研究 TIG 电弧辐射,对 TIG 电弧进行了模拟,得到了温度、辐射强度等在电弧中的分布。此外,通入引入 t_{rad} 系数,分析了电弧不同区域内辐射、欧姆热、传输热等在能量平衡中的作用,主要结论如下。

1) TIG 电弧的强辐射区域集中在轴线附近半径为 1.5 mm 的区域内,辐射强度最大值在钨极正下方、靠近钨极处。

2) 200 A 电弧的全谱(35~4500 nm)和非真空

紫外光(200~4500 nm)辐射功率分别为 837.4 W 和 359.7 W,约占焊接总功率的 29.3%和 12.6%。

3) TIG 电弧中下部及尾部的散热全部依靠辐射,上部的散热主要依靠辐射,其次依靠传输热(对流热和传导热),边缘区的散热则主要依靠传输热。

4) 在电弧的不同区域,传输热(对流热和传导热)的加热或散热作用有着很大差别。在电弧边缘和上部,传输热起散热作用;而在电弧中下部和尾部,传输热则起加热作用。

参 考 文 献

- [1] Li H. Welding process[M]. Beijing: Higher Education Press, 2010: 130-163.
李桓. 连接工艺[M]. 北京: 高等教育出版社, 2010: 130-163.
- [2] Tanaka M, Lowke J J. Predictions of weld pool profiles using plasma physics[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, 40(1): R1-R23.
- [3] Choo R T C, Szekely J, Westhoff R C. On the calculation of the free surface temperature of gas-tungsten-arc weld pools from first principles: Part I. modeling the welding arc[J]. Metallurgical and Materials Transactions B, 1992, 23(3): 357-369.
- [4] Kim W H, Fan H G, Na S J. Effect of various driving forces on heat and mass transfer in arc welding[J]. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, 1997, 32(6): 633-652.
- [5] Iwao T, Mori Y, Okubo M, *et al.* Modelling of metal vapour in pulsed TIG including influence of self-absorption[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2010, 43(43): 434010.
- [6] Mougnot J, Gonzalez J J, Freton P, *et al.* Plasma and weld pool characteristics in a TIG configuration[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2014, 42(10): 2808-2809.
- [7] Mougnot J, Gonzalez J J, Freton P, *et al.* Plasma-weld pool interaction in tungsten inert-gas configuration [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2013, 46(13): 135206.
- [8] Lowke J J, Morrow R, Haidar J. A simplified unified theory of arcs and their electrodes[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1997, 7(4): 2033-2042.
- [9] Baeva M, Uhrlandt D, Benilov M S, *et al.* Comparing two non-equilibrium approaches to modelling of a free-burning arc[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2013, 22(6): 065017.
- [10] Golubovskii Yu B, Maiorov V A, Gorchakov S, *et al.* The role of visible and resonance radiation in the

- energy balance of LTE plasma in argon[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2015, 24(1): 015004.
- [11] Lacombe J G, Delannoy Y, Trassy C. The role of radiation in modelling of argon inductively coupled plasma at atmospheric pressure[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2008, 41(16): 165204.
- [12] Cressault Y. Basic knowledge on radiative and transport properties to begin in thermal plasmas modelling[J]. AIP Advances, 2015, 5(5): 057112.
- [13] Lowke J J. Predictions of arc temperature profiles using approximate emission coefficients for radiation losses[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 1974, 14(2): 111-122.
- [14] Boulos M I, Fauchais P, Pfender E. Thermal plasmas: Fundamentals and applications[M]. New York: Plenum Press, 1994.
- [15] Wang F, Li H, Cressault Y, *et al.* Radiative properties of argon plasma in vacuum ultraviolet[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(3): 0326001.
王飞, 李桓, Cressault Y, 等. 氩等离子体真空紫外
光辐射属性计算[J]. 光学学报, 2018, 38(3): 0326001.
- [16] Gleizes A, Gonzalez J J, Razafimanana M, *et al.* Influence of radiation on temperature field calculation in SF₆ arcs[J]. Plasma Sources Science & Technology, 1992, 1(2): 135-140.
- [17] Liebermann R W, Lowke J J. Radiation emission coefficients for sulfur hexafluoride arc plasmas[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 1976, 16(3): 253-264.
- [18] Murphy A B. The effects of metal vapour in arc welding[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2010, 43(43): 434001.
- [19] Haddad G N, Farmer A J D. Temperature determinations in a free-burning arc. I. Experimental techniques and results in argon[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1984, 62(2): 139-151.
- [20] Nestor O H. Heat intensity and current density distributions at the anode of high current, inert gas arcs[J]. Journal of Applied Physics, 1962, 33(5): 1638-1648.