

一个完整“观测周期”的光谱信息。显然, N 取得越大, δt 越小, 所排列起来的各时段谱线信息越能完整地表征电弧过程在一个“观测周期”的“时间—状态”特征。但是 N 越大, 拍摄时间显然也越长, 因此, N 的取值要适当。

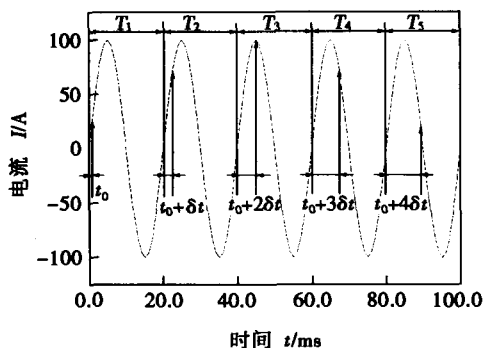


图 1 交流电弧动态测试的时序控制示意图
Fig.1 Time control measurement for AC arc

为获得具有统计意义的光谱信息, 同时考虑的措施是, 在上述过程中从第一个采样周期开始连续拍摄 M 个周期, 拍摄时刻都在每个周期的 t_0 处, 经 M 次拍摄结果的平均值, 作为第一次的拍摄结果; 然后在从 $t_0 + \delta t$ 处开始又连续拍摄 M 个周期, 再将该 M 次拍摄结果的平均值, 作为第 2 次的拍摄结果; 以此类推。显然, M 值取得越大, 所获得的电弧光谱信息特征量的统计意义就越明显。这样的采样方式的优点是减少了动态电弧测试中难以避免的数据分散性, 也提高了所测数据的可重复性。但是采样的总体时间亦会加长, 对电弧过程周期性和稳定性的要求较高。因此, 对 M 值的选取亦要适当。

在提出的时控—统计采样方法中, 通过改变延迟时间 t_0 和采样时长 δt , 就可以实现对各类周期性电弧任一时段内的光谱信号进行有效观测, 保证了观测结果具有明确的统计意义和物理意义。图 2 是对在 TIG 条件下工频正弦交流电弧发射光谱的时序控制—统计采样结果。由图可见, 所获得的信息包含了随时间变化的谱线轮廓和强度等内容, 为采用基于氢谱线斯塔克展宽效应 (stark broadening effect) 的交流电弧状态特征诊断打下了基础。

2 交流 TIG 电弧电子密度的观测

2.1 电弧空间平均电子密度的测试原理

在焊接电弧等离子体中, 光子的辐射受到周围离子和自由电子微电场的作用, 使得相应的谱线产

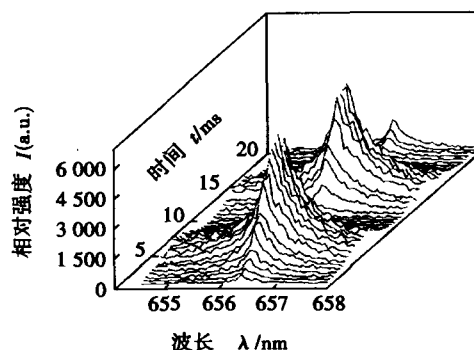


图 2 基于时控—统计方法的光谱信息测量
(正弦交流电弧)

Fig.2 Spectral information observed by time-statistical measurement (sine alternative arc)

生斯塔克展宽。根据斯塔克展宽理论, 谱线的展宽基本取决于等离子体的电子密度, 而与温度则是慢变化的函数关系, 这对于研究电流过零时偏离热力学平衡状态的电弧等离子体提供了可行性。其中, 用氢原子谱线的斯塔克展宽测量电弧的电子密度是一种常用的方法, 该方法对电子密度测量的有效范围为 $10^{20} \sim 10^{23} \text{ m}^{-3}$ [4,5]。Griem 用量子理论计算了氢的斯塔克展宽效应产生的谱线轮廓半高全宽 $\Delta\lambda_{1/2}$ 与电子密度 N_e 的关系 [4], 即

$$\Delta\lambda_{1/2} = C(N_e, T_e) N_e^{2/3}, \quad (1)$$

式中: 系数 $C(N_e, T_e)$ 在文献 [4] 中可查得。由式 (1) 可见, 对电子密度 N_e 的测量不必进行谱线绝对强度值的标定; 也不必考虑电弧的热力学平衡条件及其各组分的构成。

在焊接电弧的工作条件下, 引起谱线展宽的除了斯塔克效应之外, 还包括多普勒 (Doppler) 展宽、仪器展宽等其它的谱线展宽效应。在试验条件下, 电弧发射光谱谱线的多普勒展宽不大于 0.05 nm [2,6]; 通过冷光源标准氢灯可确定光谱系统的仪器展宽; 对其它展宽可忽略不计。所以, 用上述方法测得谱线展宽后, 在后续的电子密度计算中应扣除这两类影响较大的展宽值而对 $\Delta\lambda_{1/2}$ 作出必要的修正。

在试验中, 弧光通过双透镜进入光谱仪入口狭缝, 双透镜的作用在于将电弧空间各点的弧光均匀化, 即观测到的光谱信息是电弧空间各点的平均值。经式 (1) 的计算, 即可得到电弧空间每一统计时段的平均电子密度。在试验中, 采用的是由普莱克斯气体公司生产的 99% 氩与 1% 氢的混合气体, 其中氢是作为电子密度测量的示踪元素; 气体流量为 10 L/min ; 采用直径为 $\Phi 3 \text{ mm}$ 钨钨, 钨极尖端为 60° ; 电弧长为 3 mm 。根据焊接弧—源系统的实际条件, 在测

量中对光谱信息的时间分辨率分别选定为 $1.2\ \mu\text{s}$ 和 $10\ \mu\text{s}$,前者用于观测方波交流电弧;后者用于观测工频正弦交流电弧。

2.2 方波交流电弧过零时电子密度的变化

根据前述的方法,对方波交流电弧在电流过零附近 $1\ \text{ms}$ 时段内的电极空间平均电子密度进行了观测。所用的焊接电源是 Miller Aero-Wave 350,设定的焊接电流为 $100\ \text{A}$,EN(钨极为负)与 EP(钨极为正)的时段之比为 1,另一电极为水冷铜极。测试条件下的电流电压波形见图 3。

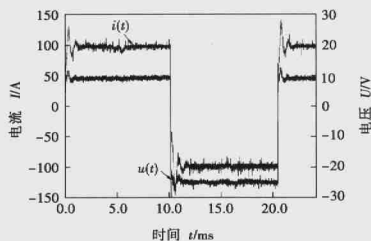


图 3 试验条件下方波交流 TIG 电弧的电压及电流波形
Fig.3 Square arc voltage and welding current waveforms under experiment conditions for TIG welding

对该条件下的电弧过零时段电子密度的观测结果如图 4 和 5 所示。其结果在表 1 中列出了各时段电子密度的平均值 N_e ,电子密度与焊接电流的变化有总体的相关性,能观测到电子密度的统计涨落、动态平衡过程及预期的不对称性。对比表中所列的各特征时段,其电子密度平均值的不同在宏观上与电源能量的输出相关,EP 时段的电弧电压明显高于 EN 时段;而在微观上则表征了两种不同的导电机理,即场致发射和热发射的交替作用,使各特征时段对应不同的电子密度值且具有不同的电弧物理性质。

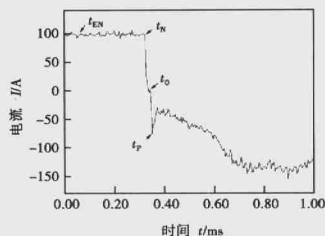
表 1 各时段电子密度的平均值 N_e

Table 1 Average electron density N_e of each period

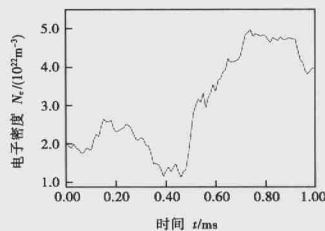
统计时段	平均值 $N_e/(10^{22}\text{m}^{-3})$	最低值 $N_{\min}/(10^{22}\text{m}^{-3})$
$T_{\text{EN}}/T_{\text{e}} - T_0/T_0 - T_{\text{P}}$	2.3/2.0/1.6	1.1
$T_{\text{EP}}/T_{\text{P}} - T_0/T_0 - T_{\text{S}}$	3.6/2.9/2.4	1.4

2.3 正弦交流电弧过零时电子密度的变化

图 6 为测试条件下正弦交流的电流电压波形。图 7 和 8 所示的结果是电流设定值为 $150\ \text{A}$ 、均为热



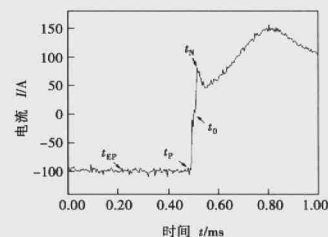
(a) 方波电流过零 (EN→EP) 时的波形



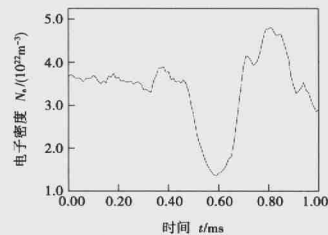
(b) 电流过零时电子密度的变化 (EN→EP)

图 4 方波交流电弧过零时段电子密度变化特征 (EN→EP)

Fig.4 Electron density of square wave AC arc near zero period (EN→EP)



(a) 方波电流过零 (EP→EN) 时的波形



(b) 电流过零时电子密度的变化 (EP→EN)

图 5 方波交流电弧过零时段电子密度变化特征 (EP→EN)

Fig.5 Electron density of square wave AC arc near zero period (EP→EN)

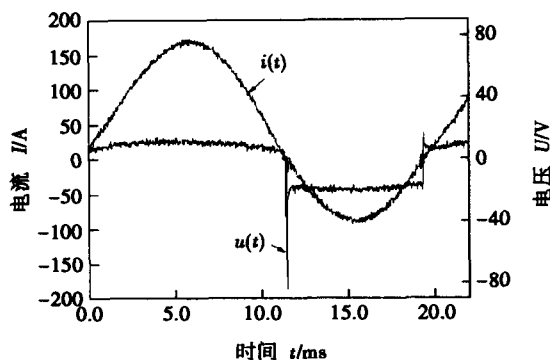
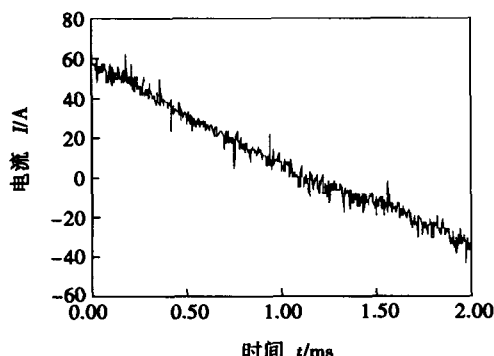
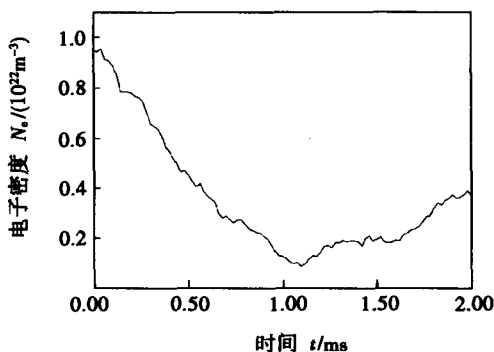


图 6 试验条件下正弦交流 TIG 电弧的电压及电流波形

Fig.6 Sine arc voltage and welding current waveforms under experiment conditions



(a) 电流过零时的波形 (EN→EP)

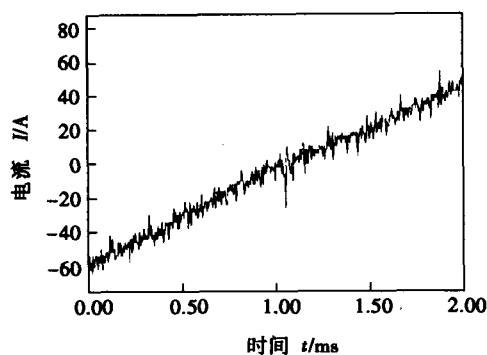


(b) 电流过零时电子密度的变化 (EN→EP)

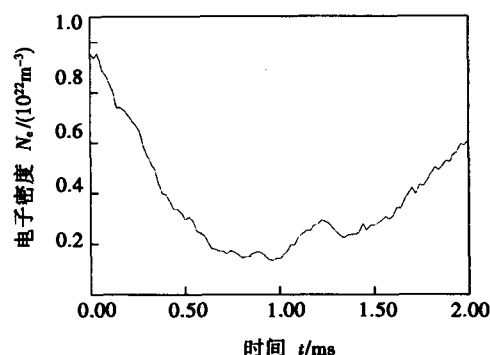
图 7 正弦交流电弧过零时段电子密度变化特征(EN→EP)

Fig.7 Electron density of sine wave AC arc near zero period(EN→EP)

阴极(钨极和板状碳极)之间的工频交流电弧在电流过零前后的平均电子数密度的变化情况。由图可见,该正弦交流电弧在电流过零时段的电子密度亦能达到 10^{21} m^{-3} 数量级。在同样电流条件下作进一步观测,当电极分别为钨钨极和水冷铜极时,在 EP 时段不时会出现电流为零的波形。然而,在电弧空间仍能观测到氩原子的激发光谱以及较强的由电子—电子自由碰撞产生的连续谱(如图 9b),以此推



(a) 电流过零时的波形 (EP→EN)



(b) 电流过零时电子密度的变化 (EP→EN)

图 8 正弦交流电弧过零过程及电子密度变化特征(EP→EN)

Fig.8 Electron density of sine wave AC arc near zero period (EP→EN)

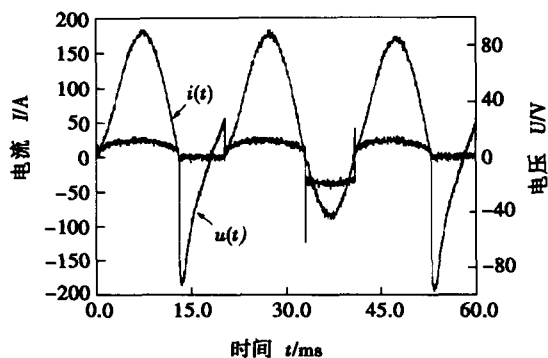
知,在该种电弧的过零时段电极空间的依然存在足够高的电子数密度并产生与气体重粒子之间碰撞及能量传递的过程。

2.4 对观测结果的讨论

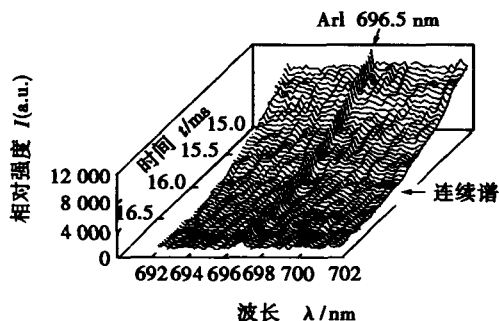
对两种交流电弧电流过零各个时段的电子密度的观测和比较,可得到以下进一步的认识。

(1) 从方波电弧的由 EN 到 EP 和 EP 到 EN 的过零过程可见(图 4b,图 5b),电子密度的最小值并不出现在电流为零的时刻,而是滞后了 $50 \sim 100 \mu\text{s}$ 左右。对这一滞后现象的原因分析可以从两个方面:一是从外部电源输出的角度,从电流波形可见过零后电流上升速率较慢,使外界能量的输入不能及时补偿由电弧空间离子的消电离(复合)过程导致的电子密度下降;二是由于不同阴极材料形成的不同电离条件,其宏观上表现为过零后的电子密度平均值、在最低值附近的停留时间及其上升速率等方面的区别;在微观上则反映出基于气体的电离(当钨极为负时)与基于金属蒸汽电离(当铜极为负时)的不同性质。

(2) 当方波电弧由 EN 变成 EP 时,一方面由于电子进入钨极区以及正离子在近钨极区的堆积,附近电场强度升高而形成场致电离条件;另一方面,在



(a) EP时段出现电流为零时的电流电压波形



(b) 电流为零时的氢谱线 (EP时段)

图 9 正弦交流电弧电流为零的 EP 时段对氢原子光谱及连续谱的观测

Fig. 9 Observation of Ar atomic spectrum in zero current during EP period of sine wave AC arc

电极转变极性的过零过程中,电弧空间的消电离使电弧电导率下降。这两个因素都使电弧的电场强度增加,即电弧电压升高。宏观地可观测到,前者使整个 EP 时段电弧电压值的增大;后者使电压过零瞬间有一峰值脉冲出现。然而在试验的观测条件下,无论电流从 EN 到 EP 还是从 EP 到 EN 的过零过程,电子数密度始终保持在 10^{21} m^{-3} 的数量级之上,这一数据证实了作为电弧放电的基本条件的始终存在,并仍能以电子碰撞模式进行能量的传递以保持电弧过程的连续性。

(3) 两种交流电弧过零时段的测量结果证明,无论是方波电弧还是工频正弦电弧,其热力学状态参量如电离度、温度、辐射系数等均处于弛豫过程,即在该时段构成电弧组分的电子、气体与金属的重粒子(原子与离子)等尚无热力学温度的同一性且具有各自的热力学性质。然而,尽管在该时段两电极空间的物理性质出现不确定性,但仍能以有利于电

弧再燃的电离状态存在,由此构成了焊接弧—源系统的一个显著特点。

3 结 论

(1) 借助于高时间分辨率的新型光谱诊断系统实现了对周期性交流电弧过零过程电子密度平均值的观测,这对于深入认识弧—源系统的关系、电弧能量的连续性以及交流电弧的电极行为均具有重要意义。

(2) 观察了两类典型的交流电弧的过零过程,发现在过零时段电弧空间仍然存在较高的电子密度,并对方波交流电弧与工频正弦交流电弧过零时电子密度值作了定量分析与比较。

(3) 以往基于高速摄影(摄像)的电弧形态观测方法,由于受曝光时间、滤光片、光圈大小等感光因素影响,所观察到的宏观熄弧图像其表征的物理意义是不明确的。对光谱发射信息的观测表明,即使是工频正弦交流电弧过零过程,电极空间具有的电子密度和热力学状态仍足以激发氢原子的特征谱线,即表征了存在着具有电弧放电意义的电离条件。这一研究结果对电弧过程机理的认识及弧—源系统的测控提供了基于时间特征的定量信息。

参考文献:

- [1] 安藤弘平,长谷川光雄. 焊接电弧现象[M]. 北京:机械工业出版社,1985.
- [2] 宋永伦. 焊接电弧等离子体的光谱诊断及其应用的研究[D]. 天津:天津大学,1990.
- [3] 徐晨明. 氢氮电弧的光谱诊断及其应用[D]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学,2005.
- [4] Griem H R. Spectral line broadening by plasmas [M]. NY: Academic, 1974.
- [5] Griem H R. Plasma spectroscopy[M]. New York: McGraw-hill, 1964.
- [6] Reiche J, Konemann F, Mende W, et al. Diagnostics of discharge modes of a free-burning low-current argon arc[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2001, 34 (21): 3177-3184.

作者简介: 胡坤平,男,1970 年出生,博士研究生。主要从事焊接电弧物理及热处理过程控制方面的研究,发表论文 1 篇。

Email: hkp@emails.bjtu.edu.cn