

用散斑照相法诊断焊弧温度场*

高益庆

(南昌航空工业学院物理教研室, 南昌 330034)

提要 根据散斑照相和电弧等离子体物理学原理,研究了诊断氩气焊弧温度场的新方法。并给出氩气焊弧温度场中某一截面的温度和电子密度分布。

关键词 温度测试,散斑照相,电弧等离子体

1 引 言

电弧等离子体具有温度高、能量集中及气氛可控的特点,在很多工程领域内得到了广泛应用,由此对电弧等离子体诊断技术提出了更高的要求。目前电弧诊断方法有多种。探针法只能测试某点参数,且对电弧产生干扰;光谱法应用较多,但它对环境要求较高,设备昂贵;全息干涉法有其独到的优点,但对光学装置的稳定性要求较苛刻^[1];莫尔偏折法虽然无需防震设备且能实时显示^[2],但需要知道待测温度场梯度分布趋向。本文提出试用散斑照相法诊断氩气焊弧温度场,该方法实验装置简单,抗干扰能力强,实验数据的采集较客观,更适于计算机图像处理。并设计了较为合理的试验光路,能压缩弧光的干扰、放大光线偏转角、调整灵敏度、控制条纹对比度,从而提高了测试精度。

2 基本原理

当一束平行相干光照明漫射板 S 时(见图 1),借助成像透镜 L ,在记录介质平面 H 上可记录离焦面 Q 内的散斑图样。采用两次曝光法,由于电弧温度场相对于环境温度场的变化,两次记录的散斑就有一小的位移 δ ,它与光线偏转角 ϕ 、离焦量 Z_0 及成像放大率 M 有如下关系

$$\delta = M\phi Z_0 \quad (1)$$

再用细相干光束逐点照射经过处理的记录底片 H (见图 2),在观察屏 P 上测得条纹间距 d ,则可由下式确定散斑位移量

$$\delta = \lambda L/d \quad (2)$$

式中 λ 为照明细光束的激光波长。

若观察屏 P 上的条纹与 y 轴的夹角为 θ ,则可由此判定散斑位移相应的两个分量

$$\delta_x = \delta \cos\theta \quad (3)$$

* 本课题获得江西省自然科学基金资助。

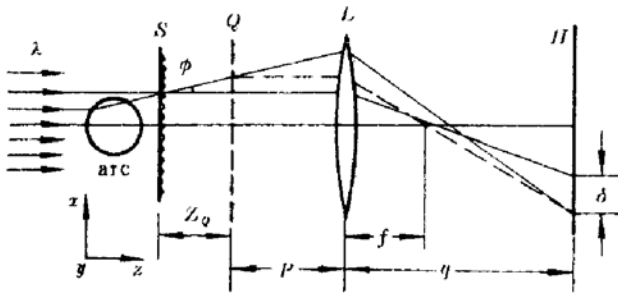


Fig. 1 Schematics of recording arrangement

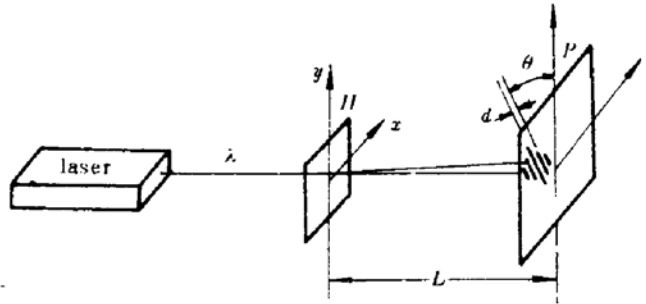


Fig. 2 Schematics of reconstruction for unexpanded laser beam

$$\delta_y = \delta \sin \theta \tag{4}$$

从而可确定通过电弧温度场的光线沿 x 方向的偏转角 ϕ_x 和沿 y 方向的偏转角 ϕ_y ,

$$\phi_x = \frac{\delta_x}{MZ_Q} = \frac{\lambda L \cos \theta}{dMZ_Q} \tag{5}$$

$$\phi_y = \frac{\delta_y}{MZ_Q} = \frac{\lambda L \sin \theta}{dMZ_Q} \tag{6}$$

根据光线方程,光线偏转角 ϕ_x 和 ϕ_y 分别与该方向上的折射率的变化率有关。考虑到偏转角很小以及电弧温度场成柱对称分布,可以证明

$$\phi_x = \frac{2x}{n_0} \int_x^\infty \frac{\partial n}{\partial r} (r^2 - x^2)^{-1/2} dr \tag{7}$$

$$\phi_y = \frac{2}{n_0} \int_x^\infty \frac{\partial n}{\partial y} (r^2 - x^2)^{-1/2} r dr \tag{8}$$

式中 n_0 为环境折射率, n 为电弧温度场的折射率。由(8)式可分析温度场沿柱向(即阴极与阳极的连线方向)的折射率变化率。(7)式的阿贝尔逆变换^[3]可以较方便地确定折射率分布

$$n(r) - n_0 = -\frac{n_0}{\pi} \int_r^\infty \phi_x (x^2 - r^2)^{-1/2} dx \tag{9}$$

电弧场中部分电离等离子体的折射率应为各种粒子折射率之和

$$n - 1 = C_a N_a + C_i N_i + C_e N_e \tag{10}$$

式中 N_a, N_i 和 N_e 分别为原子、离子和电子的粒子数密度, C_a, C_i 和 C_e 可通过相应的常数给出^[4]。

假定电弧等离子体处于局部热平衡状态,且只考虑一次电离效应,据电弧等离子体有关热力学方程有^[5]

$$P = (N_a + N_i + N_e) KT \tag{11}$$

$$N_e \approx N_i \tag{12}$$

$$\frac{N_i N_e}{N_a} = \frac{2Z_i}{Z_a} \left(\frac{2\pi m_e KT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\omega_i}{KT}\right) \tag{13}$$

式中 P 为压力, K 为玻耳兹曼常数, h 为普郎克常数, T 为热力学温度, m_e 为电子质量, ω_i 为一次电离能, Z_i 和 Z_a 分别为离子和原子的配分函数。若 P 近似按环境压力处理,一旦确立了折射率 n ,就可由(10)~(13)式计算出 T, N_i, N_e 和 N_a 。

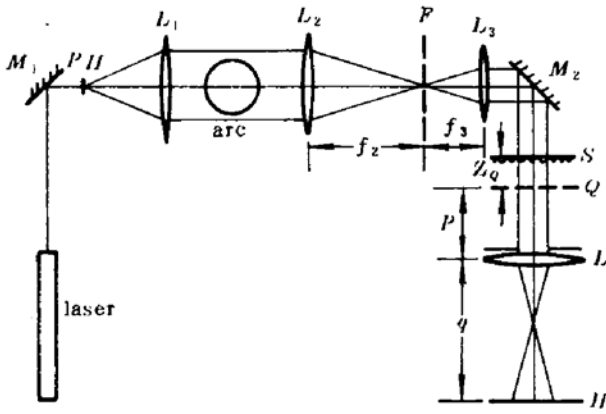


Fig. 3 Optical arrangement for diagnostics of welding arc

3 实验安排及数据处理

光路布置如图 3 所示,它与图 1 基本相同,只是在光束通过弧场后,加了一个望远放大系统,并在其共焦处加一滤光片 F ,以压缩弧光的干扰,该系统主要起放大光线偏折角的作用,从而提高了灵敏度。调整成像透镜光圈的大小,可以控制条纹对比度和衍射晕的大小。

测试的对象是一双气通道 Tig 电弧。该焊枪有同心两层喷嘴。内喷嘴喷出的氩气起冷却电极、增强电弧热收缩作用;外层喷嘴喷出的氩气起保护熔池及热影响区的作用。实验中要尽可能

做到气流周向均匀,钨极锥度要好,铜极表面光洁,内部通水冷却适宜,且两极中心对准。点燃电弧后,通过观察毛玻璃上的电弧阴影形态,把握住电弧稳定对称的最佳曝光时机。通过逐点扫描测得条纹间距,代入(5),(6)式确定光线偏折角。不过式中 M 应为望远放大系统的放大倍率和成像系统的成像放大率之乘积: $M = (f_2/f_3) \cdot (q/p)$ 。

我们要通过(9)式计算电弧某一横截面的折射率差,可将该截面分割成 K 个等间距 Δr 的同心环状区域。为了回避(9)式的奇点问题,可将该式积分限划分成三段来考虑

$$n(r) - n_0 = -\frac{n_0}{\pi} \int_r^\infty \frac{\phi_x dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}} = -\frac{n_0}{\pi} \int_{r+\Delta r}^\infty \frac{\phi_x dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}} - \frac{n_0}{\pi} \int_{r+\Delta r/N}^{r+\Delta r} \frac{\phi_x dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}} \quad (14)$$

其中, N 表示在 Δr 的环状区域进一步细分为 N 个子环状区域。(14)式的第一和第二个积分,由于 $x > r$,因而不会出现奇点问题;对于第三个积分,采用积分中值定理作近似处理。(14)式的离散形式为

$$n_i(r) - n_0 = -\frac{n_0}{\pi} \sum_{i=l+1}^{K-1} \phi_x(i) B_u - \frac{n_0}{\pi} \sum_{i=l+1/N}^{l+(N-1)/N} \phi_x(i) B_u - \frac{n_0}{\pi} \phi_x(l) \ln \frac{r_l + \Delta r/N + [2r_l \Delta r/N + (\Delta r/N)^2]^{1/2}}{r_l} \quad (15)$$

式中 B_u 为

$$B_u = \ln \frac{(i+1) + [(i+1)^2 - l^2]^{1/2}}{i + (i^2 - l^2)^{1/2}} \quad (16)$$

(15)式第二项中的 i 和 $\phi_x(i)$ 取值分别为

$$i = l + 1/N, l + 2/N, \dots, l + (N-1)/N$$

$$\phi_x(i) = \phi_x(l) + (i-l)[\phi_x(l+1) - \phi_x(l)] \quad (17)$$

对于本实验中研究的双气通道 Tig 电弧,除中心区域温度较高、呈现部分电离等离子体外,周围温度急剧下降。为此,我们把电弧温度场分为三个区域;中心区即高温电离区;次外层即氩气保护区;外层即空气区。对于高温电离区的温度计算可联解方程组(10)~(13)式;对于空气区,由下式计算温度分布^[6]

$$T(r) = \frac{T_0(n_0 - 1)}{[n(r) - n_0] + (n_0 - 1)} \quad (18)$$

同理,对于氩气保护区,可由下式计算

$$T(r) = \frac{T_0(n_{0r} - 1)}{[n(r) - n_0] + (n_0 - 1)} \quad (19)$$

式中 n_{0r} 和 n_0 为室温 T_0 时氩气和空气折射率,可由经验公式得出^[4]。通过计算机模拟运算,即计算在不同温度下氩气一次电离等离子体、氩气和空气折射率,发现它们在某些温度范围内比较接近,从中选取三个区域的温度转换点。

实验中测试的双气通道电弧,其电流为 40 A,电压为 18.5 V;内喷嘴直径为 5 mm,喷出的氩气流量为 1.5 L/min;外喷嘴直径为 12 mm,喷出的氩气流量为 4.5 L/min,弧长为 1.4 cm,测量的截面距铜极端面距离为 0.66 cm。计算出的最高温度为 1.36×10^4 K。最大电子密度为 $1.29 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。为了作一比较,我们还测量了单气通道 Tig 弧的温度分布,其弧电流为 40 A,弧电压为 19 V,弧长为 1.4 cm,保护氩气喷嘴直径为 12 mm,流量为 5 L/min,测量的横截面同双气通道电弧。它们的温度和电子密度的径向分布如图 4 和图 5 所示。

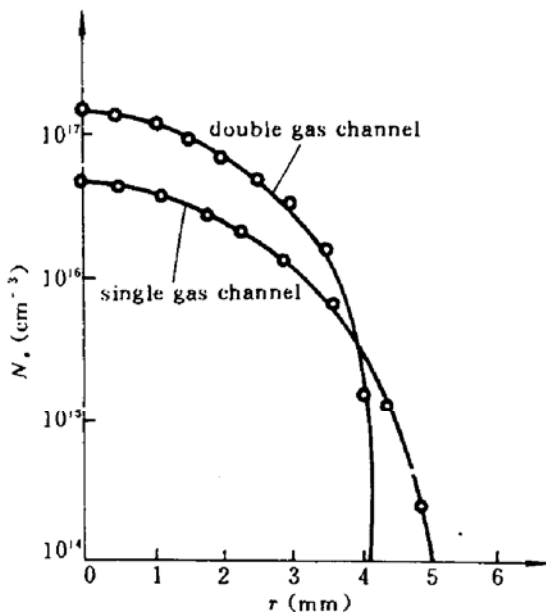


Fig. 4 Distribution of electron density vs r

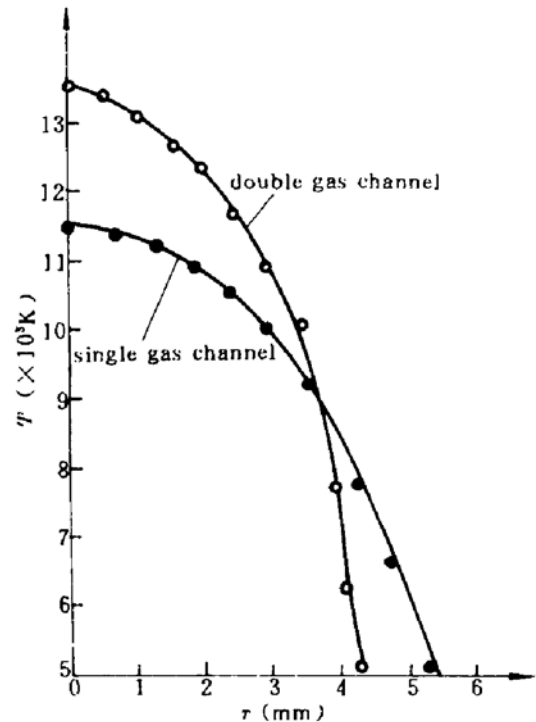


Fig. 5 Distribution of temperature vs r

为了对本实验做一简略验证,用下式计算电弧的电流强度

$$I_c = 2\pi \int_0^R \sigma E r dr \quad (20)$$

式中 E 为电弧中计算截面的电场强度,可由实验测出; σ 为电导率分布,可由诊断出的温度分布和电子密度分布计算得出。对 40 A 的双通道电弧,通过(20)式计算出的电流强度与电表上测出的电流强度相比,相对误差为 9%。

本文提出的用散斑照相法诊断电弧温度场的方法与探针法相比,它具有不干扰电弧场,一次获得全场信息的特点;莫尔偏折法一次只能测出一个方向的光线偏折角,而散斑照相法能同时给出两个方向的光线偏折角,这对于同时分析温度和温度沿轴向梯度的径向分布十分有利;

散斑照相法比干涉法简易方便,抗干扰能力强,阿贝尔逆变换不需要对实验数据进行微分处理,既可进行全场分析又可进行逐点分析,数据采集较客观,便于计算机图像处理。但由于采用两次曝光,难以做到实时处理。

参 考 文 献

- 1 曹尔娇,王开绚. 中国激光, 1986, 13(1): 45
- 2 高益庆等. 中国激光 (English Edition), 1992, 1(1): 83
- 3 R. Bracewell. The Fourier transform and its application, McGraw-Hill, New York, 1978
- 4 C. W. Allen. Astrophysical quantities, Athlone Press, London, 1963
- 5 金佑民等. 低温等离子体物理基础, 北京: 清华大学出版社, 1983, 56~71
- 6 G. Paul Montgomery, Jr., D. L. Reuss. *Appl. Opt.*, 1982, 21(8): 1373

Diagnostics of the Welding Arc Temperature Fields by Speckle Photography

Gao Yiqing

(Nanchang Institute of Aeronautical Technology, Nanchang 330034)

Abstract A new method for the diagnostics of the welding arc temperature fields is studied on the basis of plasma physics, laser speckle photography. Both distribution of temperature and electron density in a plane of the argon arc fields are reconstructed.

Key words temperature measurement, speckle photography, arc plasma