

超声复合电弧声调控特性研究

谢伟峰 范成磊 杨春利 林三宝 张玉岐

Characteristics of acoustic-controlled arc in ultrasonic wave-assisted arc

Xie Wei-Feng Fan Cheng-Lei Yang Chun-Li Lin San-Bao Zhang Yu-Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 095201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.095201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.095201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

脉冲微波辐射场空间分布的热声成像研究

Pulsed microwave energy spatial distribution imaging by means of thermoacoustic tomography

物理学报.2015, 64(1): 014301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014301>

纵向带状裂隙形貌的逆时偏移超声成像

Ultrasonic imaging for appearance of vertical slot by reverse time migration

物理学报.2014, 63(15): 154302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154302>

水下高斯界面背向散射超声散斑场的相位奇异

Phase singularities of an ultrasonic speckle field back-scattered from an underwater Gaussian interface

物理学报.2014, 63(5): 054301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.054301>

声波在含气泡液体中的线性传播

Linear wave propagation in the bubbly liquid

物理学报.2013, 62(6): 064304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.064304>

固-固无限周期声子晶体 H 波全反射隧穿的谐振理论

Resonance theory of SH wave total reflection tunnel effect in 1D solid-solid infinite cycle phononic crystal

物理学报.2013, 62(4): 044301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.044301>

超声复合电弧声调控特性研究*

谢伟峰 范成磊[†] 杨春利 林三宝 张玉岐

(哈尔滨工业大学, 先进焊接与连接国家重点实验室, 哈尔滨 150001)

(2014年10月16日收到; 2014年12月29日收到修改稿)

超声复合电弧作为一种新的焊接热源, 在电弧焊接过程中可利用超声实现对熔融金属的深度处理, 但是超声与电弧等离子体间相互作用机理还不清晰, 这成为阻碍该技术工程应用的关键问题. 本文通过实验与相应理论针对外加超声场对焊接电弧调控特性进行了研究. 为说明电弧特性, 针对试验中高速摄像采集的电弧图片进行了处理. 对比未加超声情况, 超声复合电弧受内外声场共同作用等离子体拘束程度明显提高, 电弧亮度增强, 弧柱高温区范围扩展至阳极, 中间粒子出现团聚并以一定频率上下抖动. 通过改变超声激励电流大小和声发射端高度, 电弧结构产生显著变化, 在谐振点附近, 电弧挺直度最强, 脉动频率最大. 试验结果显示通过外加超声可以达到对焊接电弧热等离子体调控的目的. 最后结合波动方程和二维声边界元模型, 分析了电弧内部声传播过程以及声场结构对等离子体粒子的作用规律, 这为进一步理解超声对电弧的调控机理打下良好基础.

关键词: 超声复合电弧, 声拘束, 电弧等离子体, 谐振

PACS: 52.35.Dm, 43.35.+d, 52.50.Nr

DOI: 10.7498/aps.64.095201

1 引言

等离子体是一种拥有离子、电子和中性粒子且不带电的离子化物质. 对等离子体内部电磁波、电子、离子、以及中性粒子的研究已经比较透彻, 相关文献及专著也比较多, 而针对超声波对等离子体的研究并不是很深入^[1-5]. 直到最近几年, 这个问题才引起部分关注, 辉光放电作为一种最简单的等离子体, 此前被广泛应用于针对等离子体声学的研究. 有关外部声源传入等离子体内部引起光发射^[6]和离子密度^[7]的变化已有文献报道. Subertova等^[8]首次通过实验观察到声波可诱发放电等离子体分层. Galechyan等^[9]首次实验发现声波对放电等离子体有压缩效应, 同时也发现一个沿着正极性等离子体作用的声波可以达到调节等离子体参数的目的, 包括温度和电场强度^[10]. Zavershinskii等^[11]理论研究表明声波对放电等离子体结构也存

在一定影响. Antinyan等^[12]研究了声波对温度之间作用关系, 在不同放电电流与气体压力条件下, 随着频率增加, 轴向电离温度逐渐降低, 并且在接近第一谐振频率时达到最低值, 声强越大下降越多, 然后温度又逐渐恢复. 上述研究显示, 在相对理想实验条件下, 外加超声对于辉光放电这一低压低弱等离子体可以实现调控, 但是针对高温高压的等离子体声调控还未见报道.

电弧焊接是一种利用高温高压等离子体作为热源实现接合金属或其他塑性材料的技术, 也是当前应用最为广泛连接方法之一. 鉴于超声振动的相关优点, 2008年, 杨春利等^[13,14]提出了一种超声辅助电弧复合焊接的方法, 即在电弧上方且同轴方向施加超声频振动, 在电弧区形成一个声辐射场, 将相应声学效应引入熔池内部实现对熔融金属的深度处理, 以便获得性能良好的焊接接头. 前期研究已经发现施加超声后, 接头热影响区和熔合区微观组织显著改善^[15], 气孔率降低^[16], 已

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 51435004)和国家自然科学基金(批准号: 51275134)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: fclwh@hit.edu.cn

初步实现改善接头组织性能的目的. 除了上述结果以外, 试验中也发现加入超声后电弧压力增加, 对比普通电弧焊接, 焊缝熔深可增加一倍以上^[13], 焊接热效率明显增加, 然而截止目前, 作为一个重要热源的电弧等离子体与超声之间相互作用机理还很模糊.

本文实验研究了声学参数对电弧行为的影响, 结合波动方程和声辐射与散射模型, 针对超声压缩电弧以及利用超声调控焊接电弧的机理进行了分析. 由于等离子体性能以及对外来作用的响应研究一直是难点问题, 这样的研究结果有助于揭示其物理本质以及快速实现应用.

2 试验

2.1 声控电弧原理与设备

图1为本研究所采用的超声辅助电弧复合焊接装置示意图与实物图, 它主要由焊接系统和超声发射系统两部分组成. 超声发射系统主要由超声发生电源和超声换能器组成. 超声发生电源提供所需的电能和超音频电信号, 超声换能器将电能转换为

机械能, 形成超声振动的器件. 换能器产生同频机械振动经放大器振幅放大后, 在靠近声发射端的下方以超声波的形式向空间辐射. 焊接过程中导电功能主要基于声发射系统的轴向中心通孔实现. 穿过通孔的钨极上端与标准焊枪电缆接口连接, 由于钨极与轴孔间预留一定装配间隙, 因此超声发射系统与焊接系统之间不存在相互干扰. 另外, 超声辅助电弧复合焊接装置具有轴对称的特点, 对称轴垂直于待焊工件, 通过调谐机构可调节反射端-发射端间距, 可获得不同的声场谐振模式.

2.2 试验条件

试验中选用直径为1.6 mm的钨电极, 钨电极下方尖端距铜板距离7 mm, 利用直流正接实现等离子体放电引弧, 电流为40 A, 保护气流量10 L/min, 超声电源工作频率19.5 kHz, 超声激励电流(超声电流)可连续调节, 最大值为300 mA. 其他试验参数, 包括超声电流和声发射端高度, 根据具体要求而定. 电弧图像数据采集过程中, 选用美国Vision Research公司推出的Phantom Camera Control高速摄像机, 采集帧数为1000 f/s.

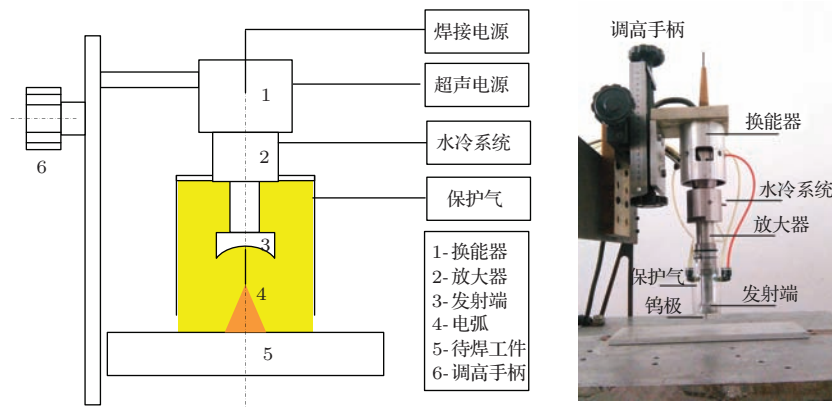


图1 超声辅助电弧复合焊接实验装置示意图与实物图

Fig. 1. Schematic and equipment photo of ultrasonic wave-assisted arc welding.

3 试验结果

3.1 超声对电弧形态特性的影响

图2(a)显示了施加超声前后电弧形态变化过程. 试验中超声电流为150 mA, 声发射端高度为14 mm. 电弧中心轴线附近部位是电弧温度最高的区域, 也是等离子体最集中, 电流密度最大的区

域, 焊接中是熔化母材的能量主要来源. 本文将观测重点放在电弧中心区域, 通过Abel算法处理, 采集亮度最高电弧中心区域形态进行分析, 如图2(b)所示. 对比普通焊接电弧, 超声电弧收缩明显, 电弧亮度提高, 并出现脉动电弧. 在普通焊接电弧中, 等离子体亮度在钨极端部附近最高, 而超声电弧整个弧柱区温度明显提高, 电弧内部出现一高亮区以一定频率上下跳动.

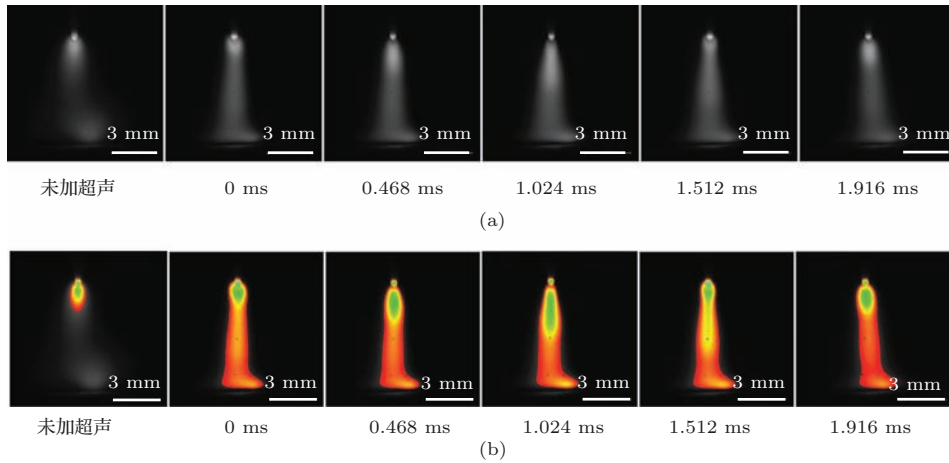


图2 (网刊彩色) 电弧变化过程 (a) 原始图; (b) 处理后图

Fig. 2. (color online) Arc shape change within one cycle (a) original images (b) processed images.

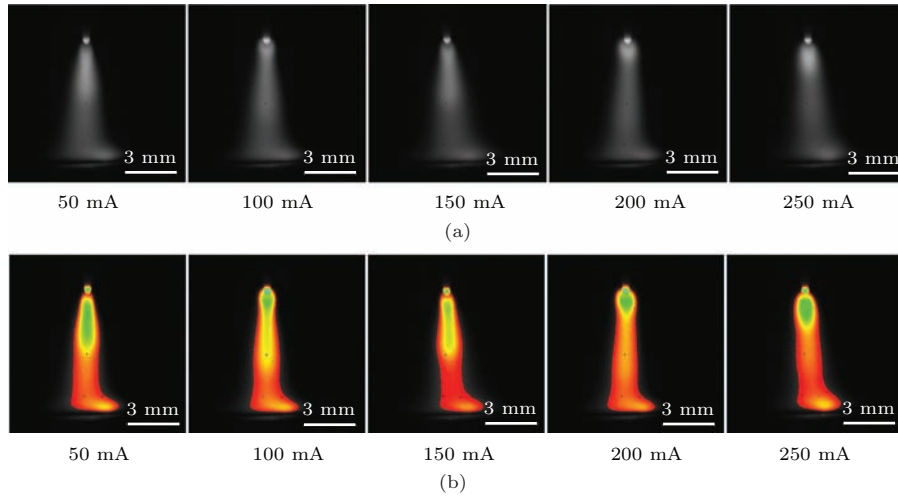


图3 (网刊彩色) 不同超声电流时电弧图像 (a) 原始图; (b) 处理后图

Fig. 3. (color online) Arc shape at different ultrasonic currents (a) original images; (b) processed images.

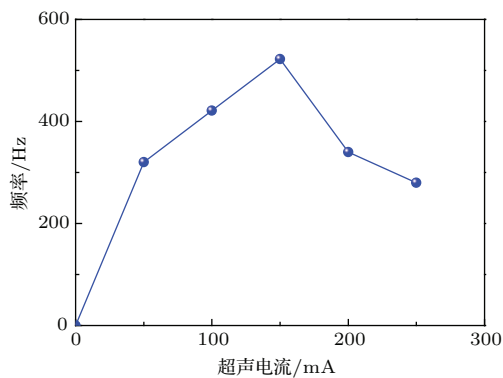


图4 超声电流与电弧上下抖动频率之间的关系

Fig. 4. Relationship between ultrasonic current and arc ripple frequency.

3.2 超声电流对电弧形态特性的影响

作为声场的一个重要参数, 超声电流与声发射

端面振幅成正比. 图3显示了电弧特性与超声电流之间的关系. 各参数选图标准一致, 均为明亮区抖动距离最大位置处图像. 试验中声发射端高度14 mm. 随着超声电流增加, 电弧压缩越来越明显, 在电流150 mA时达到最大, 葫芦状电弧形态最为明显, 如果继续增大电流, 超声对电弧作用效果逐渐减弱. 图4显示为超声电流变化过程中电弧抖动频率情况, 同样可以看出, 在150 mA时, 电弧上下抖动频率达到最大522 Hz, 其中电流为0表示未加超声时的常规电弧, 不加超声时电弧形态稳定.

3.3 声发射端高度对电弧形态特性的影响

图5显示了电弧形态与声发射端高度之间的关系, 超声电流为150 mA, 钨极尖端与铜板之间的距离保持不变, 只改变声发射端高度. 常规焊接

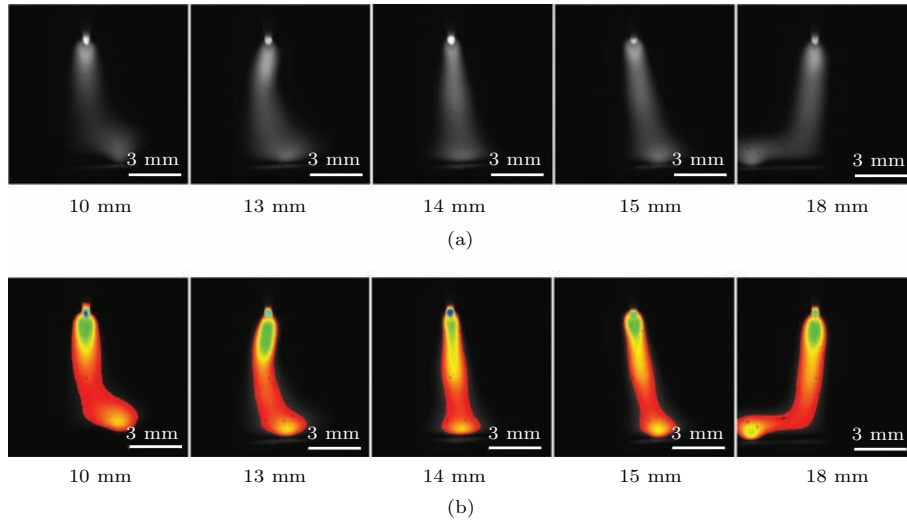


图5 (网刊彩色) 不同发射端高度时电弧图像 (a) 原始图; (b) 处理后图

Fig. 5. (color online) Arc shape at different heights of ultrasonic radiator (a) original images; (b) processed images.

电弧多属于钟罩形, 而随着发射端高度变化, 电弧形态也发生相应改变. 在高度为 10 mm 和 13 mm 时, 电弧中间左右往复漂移, 而在 15 mm 和 18 mm 时整个电弧以中轴线为中心呈现圆周方向摇摆, 在高度为 14 mm 时, 电弧压缩最明显, 挺直度最大且未见漂移现象, 具有良好稳定性, 显示出声场对电弧的拘束程度最强. 根据图 6 也可以看出, 高度 14 mm 处焊接电弧上下抖动最为剧烈, 在小于 14 mm 时, 频率变化幅度平缓, 在高于 14 mm 时频率急剧下降.

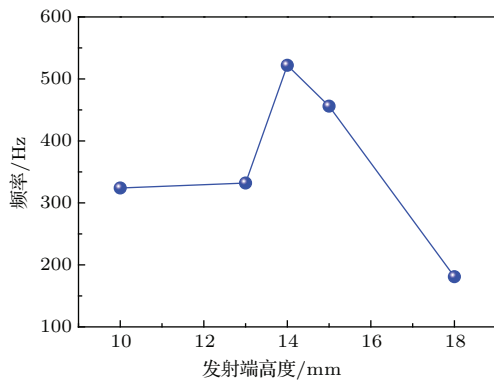


图6 发射端高度与电弧上下抖动频率之间的关系

Fig. 6. Relationship between height of ultrasonic radiator and arc ripple frequency.

4 分析与计算

4.1 电弧内声传播机理

电弧的特殊性表现为一种处于重力连续作用之下可压缩的、旋转的、充斥着密度梯度和温度梯

度的柱状流体且本身包含大量波动现象. 为便于分析外加声场对电弧等离子体影响, 有必要作如下假设: 1) 略去电弧的旋转, 假定为无旋的介质运动; 2) 除声波本身引起的运动外电弧是静止的、无损耗的和均匀的; 3) 超声频率足够高, 忽略重力影响.

从波的本质来看, 声波是机械振动在声场空间内逐点传递的运动, 在等离子体内部, 声场通过粒子间的相互碰撞进行状态转换. Ingard 等^[17,18]曾针对等离子体声传播的理论及试验作了深入研究, 其中利用中性气体简化的连续性方程, 动量方程和能量密度方程推导了压力的波动方程^[19]

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = \frac{(\gamma - 1)}{c^2} \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (1)$$

式中 p 代表压力扰动, c 是声速, γ 是比热率, t 是时间, H 是气体单位体积的能量转换速度. 在普通焊接电弧中电子温度要比中性气体温度高. 在中性粒子与电子间的碰撞过程中, 一般认为中性粒子静止不动. 由于电子主要的能量损失是和中性粒子的弹性碰撞导致的, 于是 H 约等于电子从外部电场获得能量速度. 在一个直流放电过程中, $H = N_e e E v_e$, 其中 $v_e = b_e E$ 为电子迁移速度, b_e 为迁移率, N_e 是未扰动的电子密度, 离子的能量转换一般较小, 可忽略不计. 任何在 H 上的扰动都会作用于声源项中, 具体耗散机理依赖于气体压力和等离子体参数.

对于焊接电弧弱等离子体, 电子与离子彼此一起同相运动, 电子、离子和中性粒子相对密度波动相同^[20]. 在试验条件下, 超声频率比等离子

频率及中性粒子与中性粒子之间的碰撞频率要低. 中性粒子密度扰动 n_n 将会在电子密度中产生一个扰动 n_e , 于是有 $n_e = (N_e/N_n)n_n$, 在声波方程中的源项正比于总电子密度. 存在声波时将产生一个中性粒子密度扰动 n_n , 总电子密度将会是 $N_e + n_e = N_e + (N_e/N_n)n_n$, N_n 是未扰动的中性粒子密度. 因此, 等离子体中声波会产生一个空间分布, 其强度正比于声波局部幅值.

在波动方程里面引入静态气体参考压力 p_0 与密度 ρ_0 , $c^2 = \gamma p_0/\rho_0 = \gamma k T_n/m_n$ 并且 $v_e^2 = 3kT_e/m_e$, T_n 和 T_e 分别是未扰动的中性粒子与电子的温度, k 是玻尔兹曼常数, m_n 是中性粒子质量. 在声压方面 $p = c^2 m_n n_n = (\gamma n_n/N_n) p_0$. 如果提前知道电子温度与密度, 结合中性气体中声压在波动方程中源项的表达式, 可以根据电子温度与电子密度的时空依赖性计算声压场.

4.2 外加声场辐射力计算

电弧形态除依赖于等离子体内部中性粒子与电子密度外, 还依赖于相应的外加声场模式. 以往对外加声场作用的辉光放电等离子体分析多简单假设为平面波, 而实际声场模式与声场几何形状和尺寸密切相关, 在针对声场分析要涉及到声辐射和声散射问题. Barmatz 等^[21] 曾对正方形, 圆柱形以及球形模式声场进行了分析, 通过将时间平均势评价声场情况对运算过程作了极大的简化, 但实际声场形式比较复杂很难用解析式表达. 为了能够求解复杂的声场分布情况, 需要用到边界元数值算法^[22]. 解文军等^[23,24] 曾通过边界元法求解声散射问题, 研究了平面驻波场中作用于样品盘上面的超声辐射力以及水滴动力学变化过程.

4.2.1 声场模型建立

超声辅助电弧焊接装置声场模型是一个双圆柱体模型, 如图 7 所示, 建立相应柱坐标系 $z-r-\phi$, 坐标原点位于铜板底面. 声发射端振幅为 A , 角频率 ω 做法向等振幅谐和振动. 声发射端半径 R_1 , 中心通孔半径 R_2 , 曲率半径 R , 距离铜板上表面高度为 H . 引入速度势 ϕ , 且满足 Helmholtz 方程, 将方程表述为声发射端与铜板边界的积分形式:

$$\beta(M)\phi(M) = \phi^{\text{in}}(M) + \int_S \left[\phi(N) \frac{\partial G(M, N)}{\partial n_N} \right. \\ \left. - G(M, N) \frac{\partial \phi(N)}{\partial n_N} \right] dS_N, \quad (2)$$

其中 M 和 N 分别表示空间与 S 上任意一点, ϕ^{in} 表示入射速度势, $G(M, N)$ 是自由空间内格林函数, $\beta(M)$ 是与 M 位置有关的常数.

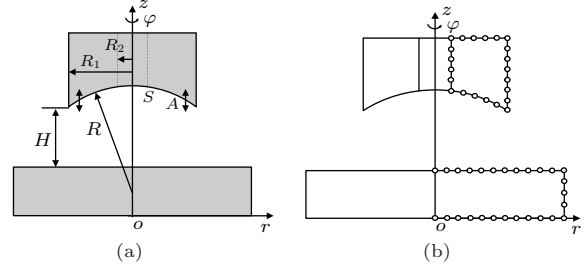


图 7 超声辅助电弧复合焊接声发射装置模型及边界元划分 (a) 模型; (b) 边界元划分

Fig. 7. Parameter model of ultrasonic radiator and BEM division (a) model; (b) BEM division.

为计算方便, 所有公式和计算过程作无量纲化处理, 包括无量纲长度 \tilde{x} , 速度 \tilde{v} , 声压 \tilde{p} , 速度势 $\tilde{\phi}$, 时间平均势 \tilde{U} , 声辐射力 \tilde{F}_i . 空间部分 $\phi(r, z)$ 满足声场 Helmholtz 方程, 对应的边界积分方程为

$$\beta(M)\tilde{\phi}(M) = - \int_S \left[\frac{\exp(j\tilde{p})}{4\pi\tilde{p}} - \tilde{\phi}(M) \frac{\partial}{\partial n_N} \left(\frac{\exp(j\tilde{p})}{4\pi\tilde{p}} \right) \right] d\tilde{S}_N, \quad (3)$$

该方程优势在于所求结果与声场几何参数建立直接联系.

4.2.2 计算结果

计算条件为室温一个大气压, 声波波长 $\lambda = 17.6$ mm, 声发射端半径 $R_1 = 17.3$ mm, 中心通孔半径 $R_2 = 4$ mm, 曲率半径 $R = 28.2$ mm. 声辐射力计算过程有以下三步: 1) 确定声场的谐振状态, 获得谐振高度; 2) 计算入射声场的速度势 ϕ , 进而获得时间平均势; 3) 根据时间平均势计算空间声辐射力.

1) 声场谐振模式

声场存在谐振状态, 这对声场内部物体有显著影响. 谐振状态主要通过声辐射功率 P 与发射端与工件(反射端)间距 H 的关系曲线确定. 声辐射功率计算公式为

$$P = - \int_S \langle p \cdot v_n \rangle dS, \quad (4)$$

其中 $\langle \cdot \rangle$ 表示对一个声波动周期的时间平均, v_n 表示法向速度. 图 8 给出了声辐射功率和声发射端

高度之间的典型关系曲线. 曲线上有5个峰值, 每一个峰值对应一个谐振模式. 峰值强度和位置对声发射端形状参数有强烈的依赖性. 从图8中计算得到谐振间距 H_1, H_2, H_3, H_4 和 H_5 值分别为 12.7, 23.8, 32.1, 42.6 和 50.3 mm, 它们与实际测量值 12.5, 24.3, 32.6, 43.4 和 50.0 mm 基本符合. 不同高度条件下的谐振点可以很好解释焊接试验声发射端高度对电弧形态影响的原因, 但超声电弧焊接过程中谐振高度明显大于无电弧情况, 这一差别可能是温度导致的结果.

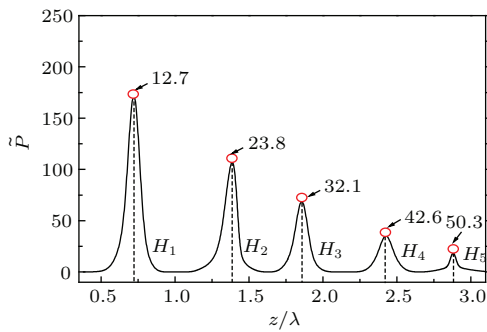


图8 计算得声场前五个谐振模式

Fig. 8. The first five resonant modes calculated.

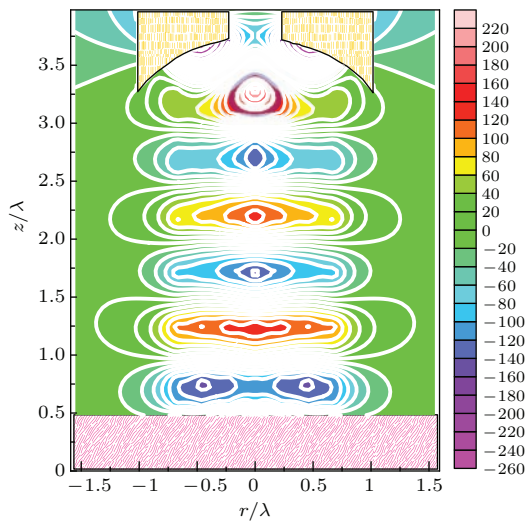


图9 (网刊彩色) 声压分布情况图

Fig. 9. (color online) Acoustic pressure distribution.

2) 声压与时间平均势

图9为 H_5 模式下, 对应 $z-r$ 二维平面内声压分布. 在声发射端与铜板之间一共出现六个不同高度的压力节点, 在悬浮中每个压力节点偏下位置属于稳定悬浮区. 伴随节点位置共交替出现六个正负压力极值区域, 除两端位置外, 越靠近发射端一侧极值区间范围越小, 靠近反射端一侧范围越大. 在

靠近声发射端和铜板两个极小值是以 z 轴为对称轴的圆环, 可以解释悬浮中这两侧样品偏离对称轴的实验现象, 图10显示了该声发射装置悬浮6个苯乙烯小球的过程, 实验结果与数值计算结果完全符合.



图10 (网刊彩色) 六个苯乙烯小球所处势阱位置

Fig. 10. (color online) Six suspended styrene balls and six potential hydrazines.

3) 轴向和径向声辐射力

超声电弧焊接过程中, 电弧形态变化主要是受外力作用的结果. 给定谐振模式下, 声辐射时间平均势可用如下公式计算, 即声场时间平均势的无量纲形式:

$$\tilde{U} = 2f_1 \langle \tilde{p}_{in}^2 \rangle / 3 - f_2 \langle \tilde{v}_{in}^2 \rangle, \quad (5)$$

其中 $\langle \tilde{p}_{in}^2 \rangle$ 和 $\langle \tilde{v}_{in}^2 \rangle$ 表示波传播过程中粒子所处位置受到的无量纲入射压力与入射速度的时均函数, 因子 f_1 和 f_2 允许的范围区间分别是 $-\infty < f_1 \leq 1$ 和 $-2 \leq f_2 \leq 1$. 超声辐射力计算公式为 $\tilde{F} = -\nabla \tilde{U}$, 在 z 方向无量纲声辐射力分量 \tilde{F}_z , 可由 $\tilde{F}_z = -\partial \tilde{U} / \partial z$ 导出. 经计算在 $r = 0$ 处的声辐射力及其对应时间平均势的分布情况如图11所示. 由图可以发现, 每个时间平均势最小位置对应于声辐射力为零, 在选定范围内, 轴向辐射力呈正负交替变化, 在靠近工件附近存在一个最大轴向声辐射力 \tilde{F}_{zM} , 随着高度增加, \tilde{F}_z 极大值逐渐降低并在中心通孔附近达到最小. 焊接电弧是具有较高粒子密度的等离子体, 粒子间碰撞比较激烈. 在方向向下的轴向声辐射力作用下, 等离子体粒子的瞬时运动速度提高, 根据 Fourier 对介质导热性质的研究结果,

介质中粒子运动速度提高, 介质导热率增加, 电弧热量更容易沿着超声传播方向传导, 在声传播方向粒子碰撞概率更高, 电弧等离子体能量交换的效率提高; 相反, 在轴向声辐射力方向向上时, 等离子体粒子瞬时速度降低, 电弧能量交换的效率减弱. 所以上述原因导致葫芦状电弧的出现.

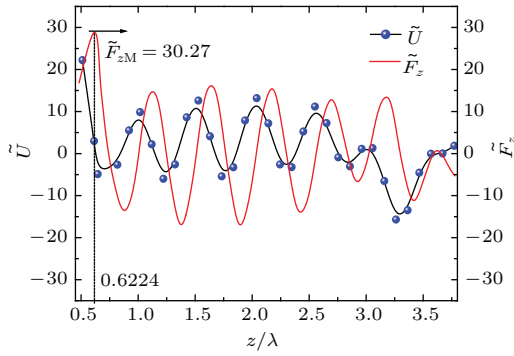


图 11 \tilde{U} 和 \tilde{F}_z 沿 z 轴分布情况 ($r = 0$)
 Fig. 11. The distribution of \tilde{U} and \tilde{F}_z along z direction ($r = 0$).

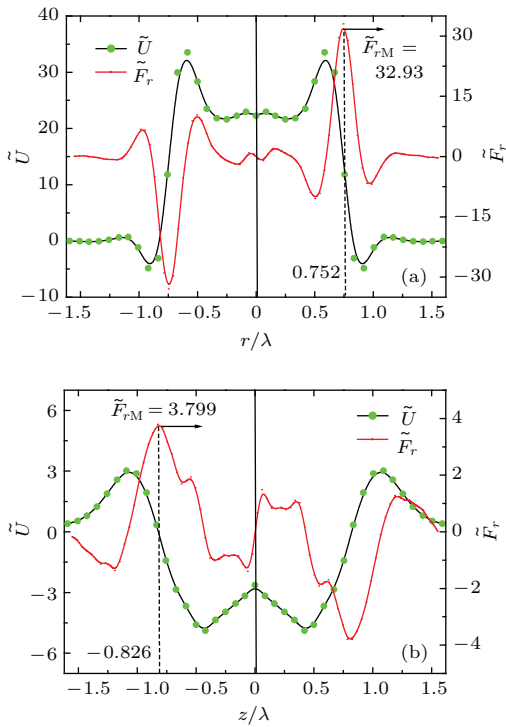


图 12 \tilde{U} 和 \tilde{F}_r 沿 r 轴向分布 (a) $z = 0.562\lambda$; (b) $z = 0.818\lambda$
 Fig. 12. The distribution of \tilde{U} and \tilde{F}_r along r direction.

除轴向声辐射力外, 声辐射力在径向也存在一个分量, 其无量纲声辐射力 \tilde{F}_r 可由公式 $\tilde{F}_r = -\partial\tilde{U}/\partial\tilde{r}$ 导出. 图 12 显示为 $z = 0.562\lambda$ 和 $z = 0.818\lambda$ 两处 \tilde{U} 和 \tilde{F}_r 的变化情况. 水平方向声

辐射力呈中心轴对称分布, 左右大小相等, 方向相反, 在超声电弧复合焊接过程中属于压缩力, 对焊接电弧稳定性起很大作用. 同样, 定义最大声辐射力为 \tilde{F}_{rM} , 在高度 0.562λ 处 \tilde{F}_{rM} 出现在距离中心轴 $\tilde{r} = 0.752$ 处, 在高度 0.818λ 处, \tilde{F}_{rM} 出现在距离中心轴 $\tilde{r} = 0.826$ 处, 显示出声拘束过程中, 不同高度对拘束体径向尺寸有一定要求. 随着高度增加, 最大声辐射力值降低, 同等条件下显示出在距离铜板越近的位置声拘束能力越强.

在径向声辐射力拘束作用下, 电弧体积收缩, 带电粒子密度大幅度提高, 在较小的端面内通过更多数量的带电粒子, 弧柱电阻率增加. 要维持相同的焊接电流, 就要求有更高的弧柱电场强度以驱动带电粒子运动, 根据最小电压原理, 电场强度提高, 必然导致弧柱单位长度输入功率的提高, 另外, 为维持相应热平衡, 电弧也会自动缩小体积, 以减小散热面积. 所以对比普通焊接电弧, 超声辅助电弧热效率更高.

5 结 论

结合超声对电弧的影响研究, 本文首先实现了利用外加超声频振动对焊接电弧放电等离子体的调控. 对比普通电弧, 超声电弧等离子体拘束程度明显增强, 中心高温区范围扩展; 然后, 试验研究了声场参数对电弧形态的影响, 主要包括外加超声振动幅值 (超声电流) 和声发射端高度. 在一定超声电流值和发射端高度时, 超声对电弧的压缩最为明显. 本试验中, 选择发射端高度 14 mm, 超声电流 150 mA 时, 首次观察到一种葫芦状脉动电弧, 弧柱中心区上下跳动频率介于 150—550 Hz 之间, 在谐振点处电弧脉动频率达到最大; 最后, 通过简化的压力波动方程与声辐射与散射模型对试验结果进行了分析与计算, 可知超声电弧形态变化是轴向与径向声辐射力对空间等离子体内部粒子共同作用的结果, 其中粒子密度增加, 超声电弧热效率更高.

在电弧空间的声传播是声与热等离子体间相互作用的过程. 通过本文研究可以较为合理地解释超声对焊接电弧作用机理, 也有助于深入理解声在热等离子体中传播行为, 可为等离子体实际应用提供参考. 然而, 针对电弧对声场影响还有待作进一步研究.

参考文献

- [1] Liu Z L, Song W D, Wei H L, Li Z G 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 56 (in Chinese) [刘祖黎, 宋文栋, 魏合林, 李再光 1992 物理学报 **41** 56]
- [2] Chandrasekhar S, Trehan S K, Weiss G 2009 *Phys. Today* **13** 46
- [3] Hu M, Wan S D, Zhong L, Liu H, Wang H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 45201 (in Chinese) [胡明, 万树德, 钟雷, 刘昊, 汪海 2012 物理学报 **61** 45201]
- [4] Liu T L, Wang Y L, Lu Y Z 2015 *Chin. Phys. B* **24** 025202
- [5] Jin D, Li Y H, Jia M, Li F Y, Cui W, Sun Q, Zhang B L, Li J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 035201
- [6] Wojaczek K 1960 *Beitr. Plasma. Physik.* **1** 127
- [7] Gentle K W, Ingard U 1964 *Appl. Phys. Lett.* **5** 105
- [8] Subertova S 1965 *Czech. J. Phys. B* **15** 701
- [9] Galechyan G A, Karapetyan D M, Tavakalyan L B 1992 *Sov. J. Plasma. Phys.* **18** 565
- [10] Galechyan G A 1995 *Phys. Uspekhi.* **38** 1309
- [11] Zavershinskii I P, Kogan E Y 1994 *Plasma. Phys. Rep.* **20** 838
- [12] Antinyan M A, Galechyan G A, Tavakalyan L B 1991 *High. Temp.* **29** 870
- [13] Sun Q J, Lin S B, Yang C L, Fan C L, Zhao G Q 2008 *China. Weld.* **17** 52
- [14] Fan C L, Yang C L, Lin S B, Liu W G. 2013 *Weld. J.* **91** 375
- [15] Sun Q J, Lin S B, Yang C L, Zhao G Q 2009 *Sci. Technol. Weld. Joi.* **14** 765
- [16] Yuan H R, Lin S B, Yang C L, Fan C L 2011 *China. Weld.* **20** 39
- [17] Gentle K W, Ingard U 1964 *Appl. Phys. Lett.* **5** 105
- [18] Ingard U 1966 *Phys. Rev.* **145** 41
- [19] Gentle K W, Ingard U, Bekefi G 1964 *Nature* **203** 1369
- [20] Born G K 2003 *Appl. Phys. Lett.* **12** 46
- [21] Barmatz M, Collas P 1985 *J. Acoust. Soc. Am.* **77** 928
- [22] Ma H, Kamiya N 2001 *Eng. Anal. Bound. Elem.* **25** 833
- [23] Xie W J, Wei B 2004 *Phys. Rev. E* **70** 046611
- [24] Xie W J, Cao C D, Wei B 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 250 (in Chinese) [解文军, 曹崇德, 魏炳波 1999 物理学报 **48** 250]

Characteristics of acoustic-controlled arc in ultrasonic wave-assisted arc*

Xie Wei-Feng Fan Cheng-Lei[†] Yang Chun-Li Lin San-Bao Zhang Yu-Qi

(State Key Laboratory of Advanced Welding and Joining, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 16 October 2014; revised manuscript received 29 December 2014)

Abstract

As a new welding method, ultrasound has been successfully introduced into the pool during ultrasonic wave-assisted arc welding process. However, the interaction mechanism between the ultrasound and the arc plasma is not clear, thus preventing the new technique from engineering applications. In this paper, the characteristic of arc regulation by external ultrasonic field is investigated based on the experimental data and the corresponding theory. In order to figure out the characteristics of arc, the arc images obtained by high-speed camera are processed. Compared with the conventional welding arc, ultrasonic wave-assisted arc is more contracted and becomes brighter, the high-temperature region in an arc column greatly expands, and there are internal particle agglomerations shaking up and down at a constant frequency. The arc shape varies with ultrasound excitation current and the height of ultrasonic radiator. In the vicinity of the resonance point, the straight-degree of the arc is the strongest and the ripple frequency is also the largest. Results show that the purpose of using external ultrasound field to regulate the thermal plasma has basically achieved. Analyzing the acoustic pressure wave equation for the neutral component shows that the spatial distribution of acoustic wave can be generated in the arc and its intensity is proportional to the local amplitude of acoustic waves. Acoustic pressure field can be calculated based on the dependence of the electron temperature and density on time and space. In addition to the action of acoustic field within the arc, the arc plasma is also controlled by the acoustic field structure. A two-cylinder model incorporating boundary element method is developed, establishing a relationship between the binding capability and the geometric parameters of an ultrasonic radiator with reference to wavelength. This model is successful in predicting resonant modes of the acoustic field and explaining the influences of the ultrasonic radiator height on welding arc. Variation of arc shape is the result of the combined effect of axial and radial acoustic radiation forces on particles (electron, ion and neutral). The thermal efficiency will be significantly enhanced since the particle density increases in the ultrasonic wave-assisted arc. The acoustic propagation in the arc is the interacting process between acoustic and thermal plasmas. The mechanism of ultrasound acting on the arc can be reasonably explained in this study. And the results may provide a reference for plasma engineering applications. However, it also needs further research on the impact of an arc on the acoustic field.

Keywords: ultrasonic wave-assisted arc, acoustic binding, arc plasma, resonance

PACS: 52.35.Dm, 43.35.+d, 52.50.Nr

DOI: 10.7498/aps.64.095201

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51435004), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51275134).

[†] Corresponding author. E-mail: fclwh@hit.edu.cn