

颗粒与交流电弧等离子体温度场的相互作用^{*}

谷云鹏 官 野 孙继忠

(大连理工大学三束材料改性国家重点实验室, 大连 116023)

(1998 年 7 月 10 日收到; 1998 年 9 月 21 日收到修改稿)

研究了大气压下交流电弧等离子体温度场与入射颗粒的相互作用. 在等离子体连续方程、能量方程中增加一项由颗粒直径及能焓变化引起的源项, 对方程组进行无量纲化以及对弧柱边界进行迭代解决了交流电弧等离子体的动边界问题. 计算了不同的颗粒入射量、颗粒半径、交流频率、初始弧柱半径和有无对流等五种情况. 通过对铝颗粒和氩等离子体的计算表明: 颗粒和交流电弧等离子体的相互作用对颗粒的加热历程和等离子体温度场都有重要影响. 研究结果适用于交流频率范围 10—100 Hz. 这个范围包括了大多数工业用交流电弧的频率.

PACC: 5280; 5240; 5265

1 引 言

电弧等离子体由于具有温度高、能量集中和反应气氛可控等特点, 因而可以用来直接生产各种难熔金属、金属陶瓷的粉末和超细粉末. 电弧等离子体反应器中工作气体多为惰性气体, 而且电弧温度高, 因而电弧可以无氧化地生产用其他方法难以生产的难熔金属粉末, 也可以用裂解原材料法获得最终产品. 在化工工业中, 催化剂占有很重要的地位. 它决定着各种化学反应能否顺利进行及反应速度. 而决定催化剂的催化效率的因素除了催化剂本身的材料外, 很大程度上决定于催化剂的表面积. 利用电弧等离子体的高温可以使催化剂颗粒液化、气化, 使获得的颗粒细化、球化, 从而更大程度地加大颗粒的表面积, 提高催化效率. 交流电弧等离子体的特点是更容易达到高温, 使进入等离子体的颗粒更容易液化和气化, 可以得到更小更均匀的颗粒. 由此可见, 电弧等离子体在工业生产中有着广泛的应用^[1,2], 研究颗粒与电弧等离子体的相互作用具有重要意义.

随着电弧等离子体在工业中的应用, 人们越来越重视对电弧等离子体的研究. 目前已有一个人对颗粒与电弧等离子体的相互作用进行实验研究和数值模拟^[3-4]. 实验研究能给出接近实际情况的结果, 确定正确的参数, 给出相应的经验公式, 其结果可信度高. 但实验研究耗资巨大, 花费时间长. 所以近年来在积极开展实验研究的同时, 各国研究者对数值模拟计算也越来越重视.

本文研究了交流电弧等离子体温度场与轴向吹入的颗粒的相互作用过程. 引入新的变量解决了由交流电流引起的边界振动问题. 在工作方程组中加入了一项颗粒的作用项,

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 19875007, 19577201)资助的课题.

这样不但颗粒在温度场的作用下温度升高,而且温度场也受颗粒的影响而变化.使结果更加符合实际情况.通过对铝颗粒和氩等离子体的计算表明,颗粒和交流电弧等离子体的相互作用对颗粒的加热历程和等离子体温度场都有重要影响.

2 基本方程组

2.1 等离子体温度场

对图 1 所示的交流电弧等离子体反应室内的等离子体做如下几个基本假设:(1)弧柱足够长,可以忽略弧柱的端面效应;(2)弧柱以 z 轴为中心,保持几何轴对称;(3)忽略由辐射造成的能量损失;(4)忽略由交流电弧的弧流产生的任何磁场;(5)假设热扩散率 $\lambda = k/mC_p$ 为常数,其中 k , m 和 C_p 分别是热导率,质量密度和比热;(6)电导率 σ 是热势的线性函数;(7)颗粒是层流流动,且速度不变;(8)平衡时电弧的轴向梯度与径向梯度相比是小量,可以忽略.基于这些假设,交流电弧等离子体的基本方程为

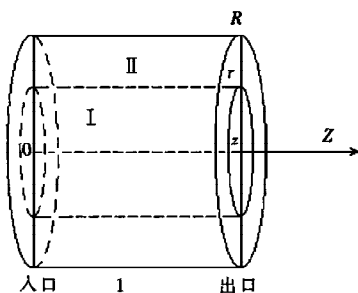


图 1 等离子体反应室
I 为导电区, II 为非导电区

$$-\frac{v}{\lambda} \frac{\partial S}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial S}{\partial r} + a(S - S_1) \tilde{E}^2 + S_h = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial S}{\partial t} \quad 0 \leq r \leq r_0(t); \quad (1)$$

$$-\frac{v}{\lambda} \frac{\partial S}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial S}{\partial r} + S_h = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial S}{\partial t} \quad r_0(t) \leq r \leq R; \quad (2)$$

$$\frac{\partial(vr)}{r \partial r} - \frac{v}{T} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{TR_0 S_m}{M}. \quad (3)$$

其中 S_m , S_h 为颗粒作用项,分别为

$$S_m = -\left(\frac{\pi}{6}\right) \frac{\rho_p}{V} \sum_j n_j \Delta d_{pj}^3, \quad S_h = -\left(\frac{\pi}{6}\right) \frac{\rho_p}{V} \sum_j n_j \Delta (d_p^3 h_p)_j,$$

$\tilde{E}$ 是电场强度, R_0 是普适气体恒量, M 为 1 摩尔气体的质量, ρ , ρ_p 分别为等离子体的密度和颗粒的密度. v 为等离子体的径向速度. V 为控制体的体积. n_j 为第 j 组直径的颗粒通过控制体的频率. h_p 为颗粒的比焓. Δ 表示控制体出口与入口的差值. $S = \int_{T_{ref}}^T k(T) dT$ 为热势. 电导率为 $\sigma = 0$, 当 $r_0(t) \leq r \leq R$; $\sigma = a(S - S_1)$, 当 $0 \leq r \leq r_0(t)$.

a 和 S_1 由气体特性决定. $S_1 = S(r_0)$, 后面的 $S_2 = S(R)$. (3) 式由连续方程和理想气体状态方程联立求得. 参照文献[3], 令

$$x = \frac{r}{r_0(t)} \quad 0 \leq r \leq r_0(t), \quad y = \frac{R-r}{R-r_0(t)} \quad r_0(t) \leq r \leq R,$$

$$U = \frac{S-S_1}{S_1-S_2} \quad 0 \leq r \leq r_0(t), \quad V = \frac{S_1-S}{S_1-S_2} \quad r_0(t) \leq r \leq R,$$

$$\rho(t) = \frac{r_0(t)}{R}, \quad E = a^2 \widetilde{RE}, \quad I = \frac{\widetilde{I}}{(S_1 - S_2) Ra^2}, \quad \theta = \frac{R^2}{\lambda}, \quad \tau = \frac{t}{\theta},$$

得

$$\rho^2 U_\tau = \frac{1}{x} (x U_x)_x + \frac{1}{2} \frac{d\rho^2}{d\tau} x U_x + \rho^2 E^2 U - v_I \rho U_x + \frac{S_h \rho^2 R^2}{S_1 - S_2}, \quad (4)$$

$$\rho_1^2 V_\tau = V_{yy} - \frac{\rho_1}{1 - \rho_1 y} V_y - \frac{\rho_1}{2\rho} \frac{d\rho^2}{d\tau} y V_y - V_{II} \rho_1 V_y + \frac{S_h \rho_1^2 R^2}{S_1 - S_2}, \quad (5)$$

$$v_{Ix} = \frac{1}{U + C_I} (v_I U_x - x \dot{\rho} U_x + \rho U_\tau), \quad (6)$$

$$v_{IIy} = \frac{1}{V + C_{II}} (v_{II} V_y - y \dot{\rho} V_y - \rho_1 V_\tau). \quad (7)$$

其中

$$E = \frac{I}{2\pi \rho^2 \int_0^1 x U dx}, \quad C_I = -C_{II} = \frac{S_1}{S_1 - S_2}, \quad \rho_1 = 1 - \rho, \quad \dot{\rho} = \frac{d\rho}{d\tau},$$

下角标“ x ”, “ y ”和“ τ ”表示相应求导数, “I”和“II”系指区域 I 和 II (见图 1), 其他各量及符号的意义同文献[3].

边界条件和初始条件为

$$U(x, 0) = \frac{I_d J_0(\beta x)}{2\pi \rho_d J_1(\beta)}, \quad V(y, 0) = \frac{\ln((1 - \rho)y/\rho_d)}{\ln(1/\rho_d)}, \quad E = E_d = \frac{\beta}{\rho_d}, \quad I = I_d = \frac{2\pi \rho_d}{\ln(1/\rho_d)},$$

$$\rho = \rho_d, \quad U_x(0, \tau) = 0, \quad U(1, \tau) = 0, \quad V(0, \tau) = 1, \quad V(1, \tau) = 0,$$

$$v_I(0, \tau) = 0, \quad v_{II}(0, \tau) = 0, \quad (1 - \rho) U_x(1, \tau) = \rho V_y(1, \tau).$$

其中 J_0 和 J_1 是零阶和一阶 Bessel 函数, 下角标“d”系指直流值.

入口处颗粒的初始数密度分布为 $n(r) = Ae^{Br}$ (如图 2), 其中 A, B 为常数, 其值由实验决定.

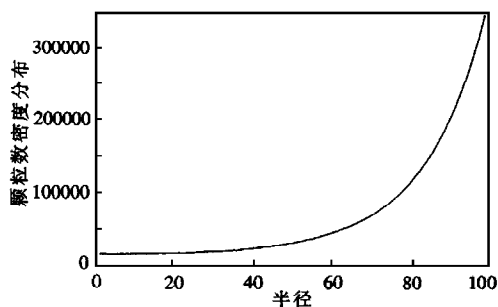


图 2 颗粒的初始分布

2.2 颗粒的温度变化

假设颗粒在加热过程中内部无化学反应, 则颗粒的温度由下面的能量平衡关系得到

$$Q = \pi d_p^2 h_c (T_\infty - T_p) dt. \quad (8)$$

这里 Q 为颗粒与等离子体的热交换量, 由下式给出

$$Q = m_p C_{ps} dT_p, \quad T_p < T_m;$$

$$Q = m_p L_m dx, \quad T_p = T_m;$$

$$Q = m_p C_{pl} dT_p, \quad T_m < T_p < T_b; \quad Q = -\frac{\rho_p \pi d_p^2 L_v}{2} dd_p, \quad T_p = T_b.$$

其中 T_p 和 m_p 为颗粒的温度和质量, x 为颗粒熔化的百分比, d_p 为颗粒的直径, T_∞

为当地等离子体的温度, $h_c = kNu/d_p$ 为熔化界面的移动速度, Nu 为 Nusselt 数, 由下式决定

$$Nu = 2.0 + 0.515 R_e^{0.5}, R_e = \frac{vd_p\rho}{\mu}.$$

其中 v 为颗粒速度, ρ, μ 为等离子体的密度和动力粘性系数. 式中 T_m 和 T_b 是颗粒熔点温度和蒸发温度, C_{ps} 和 C_{pl} 是熔化界面固相侧定压比热和液相侧定压比热, L_m 和 L_v 是颗粒熔化潜热和蒸发潜热.

3 数值计算方法

采用隐式中心差分格式, 将 x, y 分别等分成 100 份, z 等分成 8 份, 则 $x = i\Delta x, y = j\Delta y, z = k\Delta l$, 无量纲时间 $\tau = n\Delta\tau, \Delta\tau = \Delta l/V_z$, (Δl 为控制体的长度, V_z 为轴向速度),

$$a_1 U_{i+1}^n + a_2 U_i^n + a_3 U_{i-1}^n = U_i^{n-1} + A, \quad (9)$$

$$b_1 V_{i+1}^n + b_2 V_i^n + b_3 V_{i-1}^n = V_i^{n-1} + B, \quad (10)$$

$$a_1 = \frac{\Delta\tau}{\rho^2} \left[\frac{-1}{2x_i\Delta x} (1 + x_i^2 \rho \dot{\rho}) - \frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{\rho V_I}{2\Delta x} \right], \quad (11)$$

$$b_1 = \frac{-\Delta\tau}{2\rho_1^2\Delta y} \left[\frac{2}{\Delta y} - \frac{1}{\rho_1^{-1} - y_i} - \rho_1 y_i \dot{\rho} + \frac{V_{II}\Delta\tau}{2\rho_1\Delta y} \right], \quad (12)$$

$$a_2 = 1 - E^2\Delta\tau + \frac{2\Delta\tau}{\rho^2(\Delta x)^2} + \frac{V_z R^2 n\Delta\tau}{\Delta l} \left(\frac{A_1 m_p C_{ps}}{\bar{k}} \times \left(1 - e^{\frac{-\pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_1}{m_p C_{ps}}} \right) + \frac{A_2 \pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_2}{\bar{k}} + \frac{A_3 m_p C_{pl}}{\bar{k}} \times \left(1 - e^{\frac{-\pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_3}{m_p C_{pl}}} \right) + \frac{A_4 \pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_4}{\bar{k}} \right), \quad (13)$$

$$b_2 = 1 + \frac{2\Delta\tau}{\rho_1^2(\Delta y)^2} - \frac{V_z R^2 n\Delta\tau}{\Delta l} \left(\frac{B_1 m_p C_{ps}}{\bar{k}} \left(1 - e^{\frac{-\pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_1}{m_p C_{ps}}} \right) + \frac{B_2 \pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_2}{\bar{k}} + \frac{B_3 m_p C_{pl}}{\bar{k}} \left(1 - e^{\frac{-\pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_3}{m_p C_{pl}}} \right) + \frac{B_4 \pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_4}{\bar{k}} \right), \quad (14)$$

$$a_3 = \frac{\Delta\tau}{\rho^2} \left[\frac{1}{2x_i\Delta x} (1 + x_i^2 \rho \dot{\rho}) - \frac{1}{(\Delta x)^2} - \frac{\rho V_I}{2\Delta x} \right], \quad (15)$$

$$b_3 = \frac{-\Delta\tau}{2\rho_1^2\Delta y} \left[\frac{2}{\Delta y} + \frac{1}{\rho_1^{-1} - y_i} + \rho_1 y_i \dot{\rho} - \frac{V_{II}\Delta\tau}{2\rho_1\Delta y} \right], \quad (16)$$

$$A = - \frac{V_z R^2 n\Delta\tau}{\Delta l} \left(\frac{A_1 m_p C_{ps}}{\bar{k}} \left(1 - e^{\frac{-\pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_1}{m_p C_{ps}}} \right) \frac{S_1 - T_p \bar{k}}{S_1 - S_2} + \frac{A_2 \pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_2}{\bar{k}} \frac{S_1 - T_m \bar{k}}{S_1 - S_2} + \frac{A_3 m_p C_{pl}}{\bar{k}} \left(1 - e^{\frac{-\pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_3}{m_p C_{pl}}} \right) \right)$$

$$\times \frac{S_1 - T_p \bar{k}}{S_1 - S_2} + \frac{A_4 \pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_4}{\bar{k}} \frac{S_1 - T_b \bar{k}}{S_1 - S_2} \Bigg), \quad (17)$$

$$B = \frac{V_z R^2 n \Delta \tau}{\Delta l} \left(\frac{B_1 m_p C_{ps}}{\bar{k}} \left(1 - e^{-\frac{\pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_1}{m_p C_{ps}}} \right) \frac{S_1 - T_p \bar{k}}{S_1 - S_2} \right. \\ \left. + \frac{B_2 \pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_2}{\bar{k}} \frac{S_1 - T_m \bar{k}}{S_1 - S_2} + \frac{B_3 m_p C_{pl}}{\bar{k}} \left(1 - e^{-\frac{\pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_3}{m_p C_{pl}}} \right) \right. \\ \left. \times \frac{S_1 - T_p \bar{k}}{S_1 - S_2} + \frac{B_4 \pi d_p^2 h_c \theta \Delta \tau_4}{\bar{k}} \frac{S_1 - T_b \bar{k}}{S_1 - S_2} \right), \quad (18)$$

$$V_I = (U + C_I) \int_0^x \frac{\rho U_x}{(U + C_I)^2} dx - \dot{\rho} (U + C_I) \int_0^x \frac{x U_x}{(U + C_I)^2} dx, \quad (19)$$

$$V_{II} = (V + C_{II}) \int_0^y \frac{-\rho_1 V_y}{(V + C_{II})^2} dy - \dot{\rho} (V + C_{II}) \int_0^y \frac{y V_y}{(V + C_{II})^2} dy. \quad (20)$$

式中 $\Delta \tau_i$ ($i=1, 4$) 分别为颗粒处于固态升温、液化、液态升温、气化状态时的无量纲时间;
 A_i , B_i ($i=1, 4$) 是相应选取的参数; $\bar{k} = S/T$ 为热导率的平均值.

4 结果分析与讨论

本文计算了不同的颗粒入射量、颗粒半径、交流频率、初始弧柱半径和有无对流等五种情况下, 颗粒与交流电弧等离子体温度场的相互作用. 由于篇幅所限这里只列举其中部分结果.

如图 3, 颗粒直径 $d_p = 40 \mu\text{m}$, 初始弧柱半径 $\rho_d = 0.8$, 交流电弧的交流频率 $\omega_\theta = 60$ (已无量纲化), 曲线 U_{cp} , U_{cn} , U_{np} , U_{nn} 分别为有对流有颗粒、有对流无颗粒、无对流有颗粒、无对流无颗粒时弧柱中心温度变化曲线 (c 为对流, p 为颗粒). 图 3 中无颗粒的两条曲线就是有颗粒但无相互作用时的温度变化曲线. 它们与有相互作用时的曲线 U_{cp} 和 U_{np} 相比确实有差别, 这说明相互作用项确实对等离子体有影响. 因为此时的温度场较强 ($\rho_d = 0.8$)、颗粒的影响不大, 所以图 3 中有无相互作用项时的曲线相差不大. 如果减小弧柱电流 (如图 5) 或增大颗粒入射量 (如图 6), 就可以明显看出有无相互作用时的曲线的差别. 有相互作用时的弧柱中心温度曲线明显高于无相互作用时的对应曲线. 这说明: 一方面相互作用项对交流电弧等离子体温度场有重要影响, 是不应被忽略的; 另一方面相互作用项在不同的颗粒入射量、不同的弧柱电流时所起的作用是不同的. 从图 3 和图 5 中可以看出有对流情况下和有颗粒情况下的弧柱中心温度要高于相应的无对流和无颗粒情况下的弧柱中心温度, 这是有原因的. 交流电弧的一大特点就是弧柱的半径是变化的, 有颗粒、有对流时的平均弧柱半径减小, 相同的加热功率用于支持较小半径的弧柱和较大的热损失, 所以弧柱中的某些部分升温也不是完全不可能的. 在有颗粒时, 因进入弧柱的颗粒在弧柱径向上有分布 (弧柱中心少, 边缘多), 所以弧柱中心处热惯性小而边缘处热惯性大. 当弧柱电流增加时, 弧柱中心升温快, 容易达到更高的温度; 当弧柱电流下降时, 弧柱中心温度又很快的降下来. 这样, 一方面弧柱中心温度的最大值变大, 另一方面弧柱中心温度

曲线的振幅变大. 这正如图 5 所示, 说明计算结果是正确的. 由图 4 可以看出, 加大交流电弧的交流频率, 温度场的振动频率随之加大, 并且振幅减小.

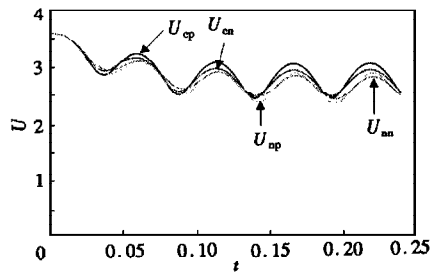


图 3 弧柱中心温度随时间变化的曲线 $d_p = 40$
 μm , $\rho_d = 0.8$, $\omega_0 = 60$

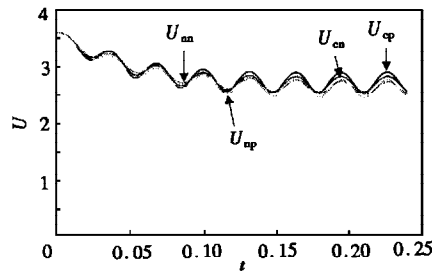


图 4 弧柱中心温度随时间变化的曲线 $d_p = 40$
 μm , $\rho_d = 0.8$, $\omega_0 = 100$

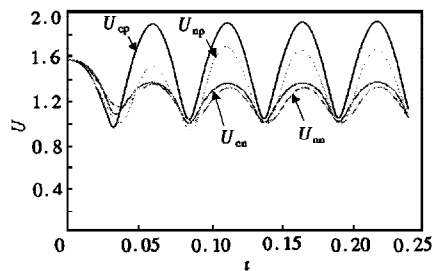


图 5 弧柱中心温度随时间变化的曲线 $d_p = 40$
 μm , $\rho_d = 0.6$, $\omega_0 = 60$

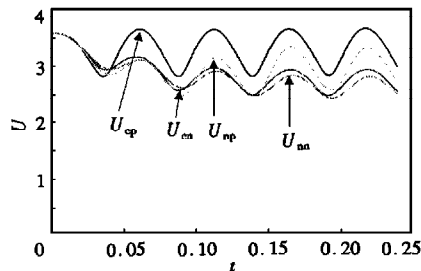


图 6 弧柱中心温度随时间变化的曲线 $d_p = 40$
 μm , $\rho_d = 0.8$, $\omega_0 = 60$ 增大了颗粒的入射数量

图 7 是颗粒温度随时间的变化曲线. T_{11} 、 T_{12} 为 $\tau_1 = 0.08$ 时有对流有颗粒、无对流有颗粒情况下颗粒的温度变化曲线; T_{21} 、 T_{22} 为 $\tau_2 = 0.16$ 时对应的两条曲线. 曲线上的颗粒处于弧柱的中心, 初始温度为 1000 K . 在图中 $t = 1$ 时颗粒进入电弧等离子体, $t = 8$ 时离开弧柱. 本文只计算了 1—8 八个点处的颗粒温度, 曲线上的其他点由作图软件画出. 图中最后的直线部分为颗粒处于蒸发态时的曲线. 因颗粒的蒸发潜热较大, 所以颗粒处于蒸发态的时间最长. 由于温度场较强, 颗粒升温很快, 所以图中的曲线看不出颗粒溶化过程; 另外, 由于温度场较强, 颗粒和对流对温度场的影响较小, 故图中的曲线差别较小. 由图 7 与图 8 对比可知, 对应不同的交流频率, 颗粒的加热曲线也不同. 由图 7 与图 9 对比看出, 交流电流不同对颗粒的加热过程有重要影响. 图 9 的温度场较弱, 所以颗粒开始蒸发的时间延迟了, 溶化过程也可以看出来了, 各曲线之间的差别更大. 对比图 7 与图 10 知有相互作用时进入等离子体的颗粒的总质量不同, 颗粒的温度变化过程也不同, 这说明相互作用是非常重要的.

如图 11, 由于温度场较强, 入射颗粒对温度场的影响较小, 所以弧柱边界在有无颗粒两种情况下改变较小. 加大交流电弧的电流频率 (见图 12) 可知, 弧柱的边界振动的频率加大, 振幅减小. 从图 13 中 (减小电流) 和图 14 中 (加大颗粒入射量) 可以明显看出颗粒对

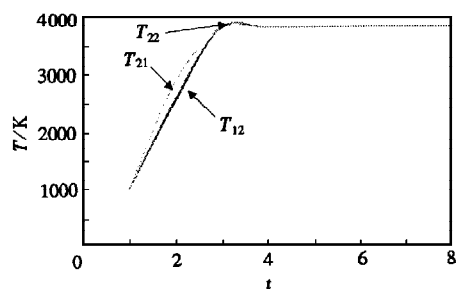


图 7 颗粒温度随时间变化的曲线 $d_p = 40 \mu\text{m}$, $\rho_d = 0.8$, $\omega_0 = 60$

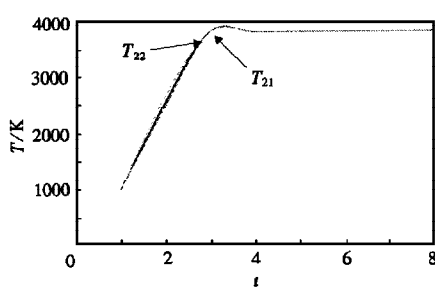


图 8 颗粒温度随时间变化的曲线 $d_p = 40 \mu\text{m}$, $\rho_d = 0.8$, $\omega_0 = 100$

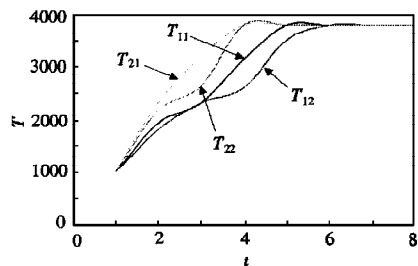


图 9 颗粒温度随时间变化的曲线 $d_p = 40 \mu\text{m}$, $\rho_d = 0.6$, $\omega_0 = 60$

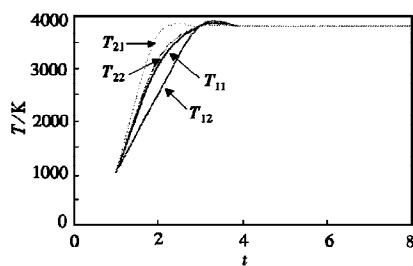


图 10 颗粒温度随时间变化的曲线 $d_p = 40 \mu\text{m}$, $\rho_d = 0.8$, $\omega_0 = 60$ 增大了颗粒的入射数量

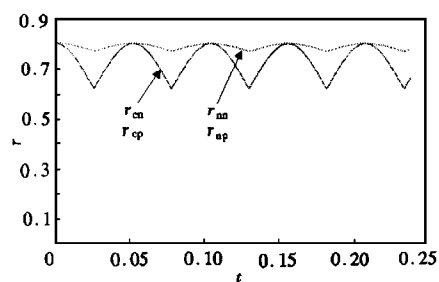


图 11 弧柱边界随时间变化的曲线 $d_p = 40 \mu\text{m}$, $\rho_d = 0.8$, $\omega_0 = 60$

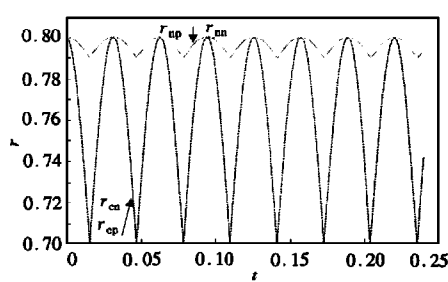


图 12 弧柱边界随时间变化的曲线 $d_p = 40 \mu\text{m}$, $\rho_d = 0.8$, $\omega_0 = 100$

弧柱边界的影响. 在有颗粒以后, 曲线的形状发生改变, 平衡时曲线的振幅减小. 这说明颗粒对等离子体有稳定作用. 从图中还可以看出, 对流在无颗粒时加大了电弧边界的振幅, 使电弧放电变得不稳定; 而对流与颗粒的联合作用却可以使电弧放电更快地达到平衡态, 起到稳定电弧放电的作用.

总之, 根据上述讨论可以得出如下结论: 1. 颗粒与电弧等离子体的相互作用是很重要的, 是不能被忽略的. 2. 颗粒的直径、入射量, 交流电弧等离子体的弧电流等对相互作用有影响. 3. 对流减小交流电弧的稳定性, 适量的颗粒增加电弧的稳定性.

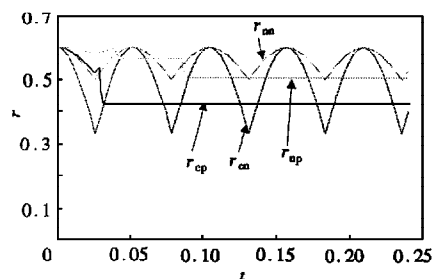


图 13 弧柱边界随时间变化的曲线 $d_p = 40 \mu\text{m}$, $\rho_d = 0.6$, $\omega_0 = 60$

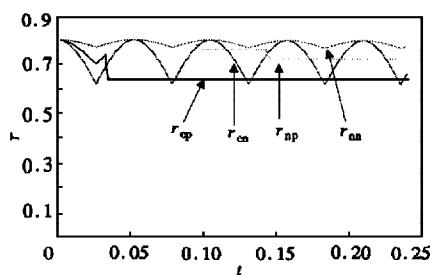


图 14 弧柱边界随时间变化的曲线 $d_p = 40 \mu\text{m}$, $\rho_d = 0.8$, $\omega_0 = 60$ 增大了颗粒的入射数量

- [1] 过增元, 赵文华, 电弧和热等离子体(科学出版社, 北京, 1986) [Guo Zeng-yuan, Zhao Wen-hua, Electric Arcs and Thermal Plasmas(Science Press, Beijing, 1986)(in Chinese)].
- [2] 陈熙, 高温电离气体的传热与流动(科学出版社, 北京, 1993) [Chen Xi, Heat Transfer and Flow of High Temperature Ionized Gases(Science Press, Beijing, 1993)(in Chinese)].
- [3] H. M. Wu, *Journal of Computational Physics*, **112**(1994), 24.
- [4] 万德成, 戴世强等. 计算物理, **14**(1)(1997), 90 [Wan De-cheng, Dai Shi-qiang *et al.*, *Chinese Journal of Computational Physics*, **14**(1)(1997), 90(in Chinese)].

INTERACTION BETWEEN PARTICLE AND TEMPERATURE FIELDS OF AC PLASMA ARC *

GU YUN-PENG GONG YE SUN JI-ZHONG

(State Key Laboratory for Materials Modification by Laser, Ion and Electron Beams,
Dalian University of Technology, Dalian 116023)

(Received 10 July 1998; revised manuscript received 21 September 1998)

ABSTRACT

The interaction between particle and temperature fields of AC plasma arc is studied. Attention is given to the interaction and its effects on temperature fields and particle's thermal history. The effect of convection is also discussed. It is demonstrated that such an interaction is important and the particle can increase the stability of arc column and the convection decrease it.

PACC: 5280; 5240; 5265

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19875007, 19577201).