

§) 005 - 615

高频感应热等离子体中颗粒运动
和加热的研究*

①532.2

万德成

陈允明

上海大学(上海市应用数学和力学研究所) (中国科学院力学研究所)

A

提 要 颗粒在热等离子体中运动和加热的研究, 有广泛的工业应用价值. 本文通过颗粒与热等离子体相互作用的计算, 给出了颗粒在热等离子体中运动轨迹和加热历程的一些数值模拟结果, 为有效控制颗粒的运动轨迹和在高温区的停留时间, 提供了依据.

关键词 完全二维自治模型; 颗粒轨迹模型; 迭代法

中图分类号 O532.26

热等离子体
颗粒, 运动轨迹, 加热

近二十年来, 热等离子体在高技术陶瓷制备、光谱化学分析中样品的加热、超导体粉或膜的制备、金刚石膜的制备、钛白等化工原料的生产、各种氮化物、碳化物的合成、工业喷涂、颗粒球化等许多方面得到了广泛应用. 在这些工业应用中, 都涉及高频感应热等离子体中颗粒加热与加速的问题. 当颗粒状原料加入热等离子体发生器中, 一方面颗粒在高温流动气体中被加热和加速, 另一方面颗粒的加热与加速又会反过来影响反应器中等离子体的流场与温度分布, 从而又改变颗粒加热历程与运动轨迹. 为了有效控制颗粒的运动轨迹及其在高温区的停留时间, 需要对高频感应热等离子体中颗粒的运动和加热问题进行研究^[1,2].

高频感应热等离子体中颗粒加热与加速的数值模拟基本上有两类途径: 第一类采用一维流模型, 即假定沿热等离子体反应器或等离子体射流横截面上气体与颗粒的参数均为均匀的. Harvey and Meyer^[3]和陈熙^[4]曾用一维流模型对颗粒和热等离子体两相流作了计算. 其优点是计算简单, 并且容易处理颗粒与等离子体流间的耦合效应; 缺点是一维流假定往往与实际情况相差很远. 第二类是采用颗粒轨迹模型, 即先用准二维模型计算等离子体反应器或热等离子体流中的速度分布与温度分布, 再计算原料颗粒喷入后的运动轨迹与加热历程. Proulx et al^[5]、Wei^[6]和陈熙^[7]用颗粒轨迹模型计算了单个颗粒在热等离子体反应器中的加热与运动, 获得了大量的研究成果. 但由于所采用的准二维模型是二维流动方程和一维电磁场方程, 电磁场的解是不自治的, 不能正确反映等离子体发生器内电磁场的特性. 其次, 由于忽略径向磁场分量, 就相当于忽略了 Lorentz 力的轴向分量, 影响了等离子体

* 收稿日期 1995-05-30

国家自然科学基金资助项目, 项目编号 19475057

万德成 讲师, 博士 上海大学上海市应用数学与力学研究所, 上海市延长路 149 号(200072)

发生器内的流场结构预测,从而也影响到颗粒的运动和加热的准确计算^[8,9]。为了克服这一不足,近几年来发展了二维自治模型^[10,11,12]。即在求解耦合的电磁场方程时,不仅考虑了磁场的轴向分量,而且考虑了磁场的径向分量,得到了满足 Maxwell 方程的二维自治电磁场方程。李明、陈允明、阎嘉坪^[13]用完全二维自治模型和颗粒轨迹模型对铝颗粒在氩热等离子体中的运动轨迹和加热历程进行了计算,计算结果表明,用完全二维自治模型预报等离子体发生器内流场,其回流区的强度和大小都比用准二维非自治模型要小,更接近实际测试结果。

颗粒喷入热等离子体后,颗粒在高温气流作用下,得到加速和加热的同时,反过来影响等离子体的温度场和速度场,因此需要考虑颗粒运动与加热对热等离子体速度场和温度场的反影响。目前这一研究工作还不多,本文作者曾不考虑颗粒蒸发效应,对等离子体的温度场与速度场和颗粒的运动与加热进行迭代计算,考虑了颗粒与等离子体间相互耦合的作用^[14]。本文将用等离子体完全二维自治模型和颗粒轨迹模型,考虑颗粒的蒸发效应,在等离子体速度场的温度场计算用的连续方程、动量方程与能量方程中,增加由于颗粒蒸发、运动速度及能焓变化而引起的源项,考虑颗粒加热和加速对热等离子体流的反影响,通过对铝颗粒与氩等离子体间相互耦合迭代计算表明,颗粒的加热和加速对热等离子体的温度场和速度场的反影响,在很多情况下不容忽视。

1 反应器中气体的温度场与速度场

对于图 1(a)所示的高频感应热等离子体发生器(或称灯炬)内的等离子体流,可以做这样几个基本假设:(1)轴对称坐标系下轴对称二维速度场、温度场和二维电磁场;(2)定常状态下的可压缩层流流动;(3)等离子体处于局域热力学平衡状态,(4)等离子体光学薄;(5)忽略粘性耗散项和压力做功项;(6)忽略位移电流、静电场和气体流动产生的电场;(7)能量加入为欧姆加热,等离子体辐射项作为热汇处理。基于这些基本假设,完全二维自治的高频感应热等离子体的质量、动量、能量和电磁场方程的柱坐标形式为^[12]:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho u_r) = S_m \quad (1)$$

$$\rho(u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial u_z}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[r \mu (\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z})] + \bar{F}_z + \mu g + S_v \quad (2)$$

$$\rho(u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r}) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z}[\mu (\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r})] + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu \frac{\partial u_r}{\partial r}) - \frac{2 \mu u_r}{r^2} + \bar{F}_r + S_v \quad (3)$$

$$\mu(u_z \frac{\partial h}{\partial z} + u_r \frac{\partial h}{\partial r}) = \frac{\partial}{\partial z}(\frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r}) + \bar{q}_J - q_R + S_h \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 A_1}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{\partial A_1}{\partial r}) - \frac{A_1}{r^2} - \sigma \zeta \omega A_2 = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 A_2}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{\partial A_2}{\partial r}) - \frac{A_2}{r^2} + \sigma \zeta \omega A_1 = 0 \quad (6)$$

其中, u_z 、 u_r 分别是轴向 z 、径向 r 等离子体速度分量; h 是比焓; p 是压力; ρ 、 μ 分别是等离子体的密度和动力粘性系数; k 、 c_p 、 ζ 、 σ 分别是等离子体的热传导系数、定压比热、磁导率、电导率; q_R 是辐射流密度; ω 是高频线圈激励电流的频率; A_1 、 A_2 分别是磁矢势与线圈

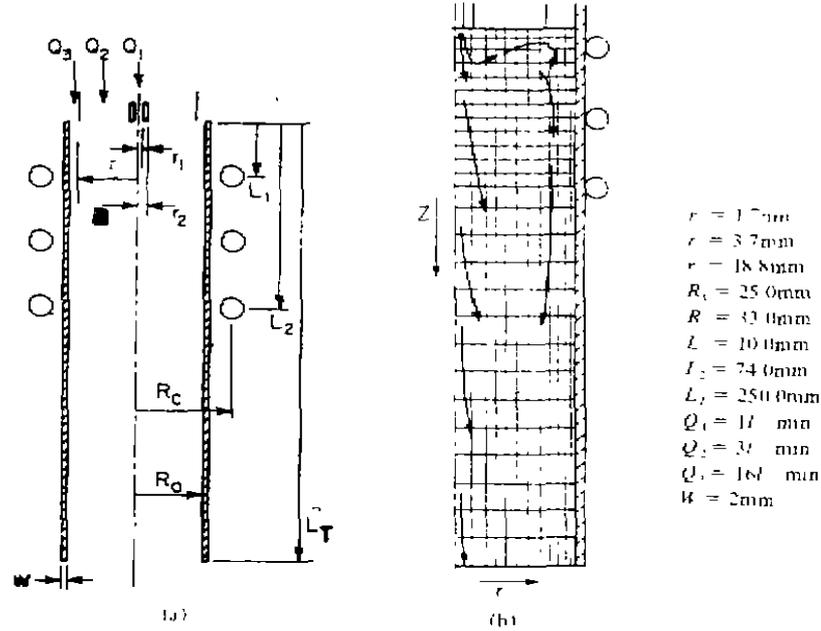


图1 感应耦合热等离子体发生器简图

激励电流同相位、异相位分量, \bar{F}_z 、 \bar{F}_r 、 \bar{q}_J 分别是 Lorentz 力轴向、径向分量、Joule 热源项在一个激励电流振荡周期的平均值, 由下式表达.

$$\bar{F}_z = \frac{1}{2} \sigma \omega (A_1 \frac{\partial A_z}{\partial z} - A_2 \frac{\partial A_1}{\partial z}) \quad (7)$$

$$\bar{F}_r = \frac{1}{2} \sigma \omega (A_1 \frac{\partial A_z}{\partial r} - A_2 \frac{\partial A_1}{\partial r}) \quad (8)$$

$$\bar{q}_J = \frac{1}{2} \sigma \omega^2 (A_1^2 + A_2^2) \quad (9)$$

S_m, S_n, S_r, S_i 分别是颗粒对等离子体流反影响的源项, 从图 1(a) 看到, 颗粒喷入灯炬是连续分布的. 为了计算方便, 我们把直径大小连续分布的颗粒分为五种直径, 并遵循高斯分布; 连续喷入区分为三个喷入点. 记 N_i^0 为单位时间喷入的颗粒总数, n_{il} 为第 l 种直径颗粒的概率密度, n_{ik} 为第 k 喷入点所喷入颗粒数的概率密度. 这样第 l 种颗粒在第 k 喷入点所喷入的颗粒数为:

$$N^{(l, k)} = n_{il} n_{ik} N_i^0 \quad (10)$$

由此, 我们可以得到在任一计算单元 (ij) 内的颗粒数密度为:

$$C_{ij}^{(l, k)} = \frac{N^{(l, k)} \tau_{ij}^{(l, k)}}{V_{ij}} \quad (11)$$

这里, $\tau_{ij}^{(l, k)}$ 是第 l 种直径颗粒在第 k 喷入点喷入的颗粒在单元 (ij) 所停留的时间; V_{ij} 是单元 (ij) 的体积. 这样, 可以得到质量源项.

$$S_m = \sum_l \sum_k C_{ij}^{(l, k)} \frac{\Delta m_m^{(l, k)}}{\tau_{ij}^{(l, k)}} \quad (12)$$

式中 $\Delta m_p^{(i,k)}$ 是第*l*种直径颗粒在第*k*喷入点喷入的颗粒在单元(*i,j*)中蒸发掉的颗粒质量. 相应的动量源项和能量源项可以表示如下:

$$S_n = \sum_i \sum_j C_{ij}^{(i,k)} \frac{\Delta(m_p^{(i,k)} u_{r,i})}{\tau_p^{(i,k)}} \quad (13)$$

$$S = \sum_i \sum_j C_{ij}^{(i,k)} \frac{\Delta(m_p^{(i,k)} u_{r,i})}{\tau_p^{(i,k)}} \quad (14)$$

$$S_n = \sum_i \sum_j C_{ij}^{(i,k)} [Q_p^{(i,k)} - Q_i^{(i,k)}] \quad (15)$$

其中

$$Q_p^{(i,k)} = \frac{1}{\tau_p^{(i,k)}} \int_0^{\tau_p^{(i,k)}} \pi d_p^2 k [T_n - T_{p,s}^{(i,k)}] dt \quad (16)$$

$$Q_i^{(i,k)} = \frac{1}{\tau_p^{(i,k)}} \int_0^{\tau_p^{(i,k)}} \frac{\pi}{2} d_p^2 \rho_p \left(\frac{du_r}{dt} \right) k_p [T_n - T_{p,s}^{(i,k)}] dt \quad (17)$$

这里 d_p 为颗粒直径, T_n 、 $T_{p,s}^{(i,k)}$ 分别为在单元(*i,j*)处等离子体温度和颗粒表面的温度. 实际上, $Q_p^{(i,k)}$ 是等离子体传给颗粒的热量, $Q_i^{(i,k)}$ 是颗粒蒸发所需要的热量.

方程(1)至(6)针对图1(a)情况的边界条件. 由于篇幅所限, 这里不详细列出, 详细式子可在文献[12]中找到.

2 颗粒的运动轨迹与加热历程

对于本文所研究的原料颗粒直径为几十微米, 气流与颗粒相对速度较大的情形, 影响颗粒运动的主要是流体阻力. 在温度梯度较大的区域还有正比于温度梯度的热泳力, 重力项通常可以忽略. 因此, 颗粒在等离子体中的运动方程可写成:

$$\frac{du_{r,i}}{dt} = \frac{3}{4} C_D (u_i - u_{r,i}) u_{r,i} \left(\frac{\rho}{\rho_p d_p} \right) + B \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (18)$$

$$\frac{du_{z,i}}{dt} = \frac{3}{4} C_D (u_z - u_{z,i}) u_{z,i} \left(\frac{\rho}{\rho_p d_p} \right) + B \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (19)$$

式中 $u_{r,i}$ 、 $u_{z,i}$ 分别是颗粒沿径向和轴向的速度分量; ρ_p 是颗粒密度, C_D 是流体阻力系数, B 是热泳力系数.

对方程(18)和(19)沿时间积分, 就得到颗粒运动轨迹:

$$z_p = z_0 + \int_0^t u_{z,i} dt, \quad r_p = r_0 + \int_0^t u_{r,i} dt \quad (20)$$

式中(z_0 、 r_0)是颗粒的初始位置.

如果颗粒在加热过程中内部无化学反应, 颗粒内部的热传导方程可写成:

$$\rho_p C_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 k_p \frac{\partial T_p}{\partial r}) \quad (21)$$

数值解此非定常热传导方程所用的初始条件为: $t=0, T_p(r) = T_{p,0}$ (进入反应器时的初温) 边界条件为

$$r=0 \text{ (颗粒中心): } \left(\frac{\partial T_p}{\partial r} \right) = 0$$

$$\begin{aligned}
 r = r_p \text{ (颗粒表面): } & \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{q_{10} - q_r}{k_p} \text{ (未蒸发)} \\
 & T_p = T_s \text{ (蒸发)} \\
 r = r_m \text{ (熔化界面): } & k_{ps} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{ms} = k_{pl} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{ml} + \left(\frac{dr_m}{dt} \right) \rho_m L_m
 \end{aligned}$$

上面式子中: q_{10} 是颗粒未蒸发时的传热率; q_r 是颗粒向外的辐射传热率; $-\left(\frac{dr_m}{dt}\right)$ 是溶化界面的移动速度; L_m 是溶化潜热; T_s 是颗粒蒸发时的表面温度; 下标 ms 与 ml 分别表示溶化界面的固相与液相侧. 在蒸发发生前, 颗粒半径设为不变(忽略热膨胀), 而蒸发过程中颗粒半径随时间的变化由下式计算:

$$-\frac{dr_p}{dt} = (q_1 - q_r) / (\rho_p L_v) \quad (22)$$

这里 q_1 是蒸发中的颗粒的传热率, 它与无蒸发时的传热率 q_{10} 的比值为:

$$\frac{q_1}{q_{10}} = \frac{L_v}{\omega_c - \omega_1} \int_{T_1}^{T_c} \frac{k}{h - h_1 + L_v} dT$$

式中 L_v 是蒸发潜热, ω_c 、 ω_1 分别是环境温度与蒸发温度所对应的热传导势, h 是颗粒蒸发的比焓值.

3 计算结果与讨论

本文计算是针对图 1(a)所示的高频感应热等离子体灯炬, 以氩为工作气体, 分为三股(简称内气 Q_1 , 中气 Q_2 , 边气 Q_3)进入灯炬, 灯炬功率为 3kW, 激励电流频率为 3MHz. 铝颗粒以和氩气体相同的人射速度 $u_1 = 1.837 \text{ m/s}$, 从灯炬顶部 $r_0 = 0.8 \text{ mm}$ 处沿轴线方向喷入灯炬中. 对铝颗粒, 有关参数 $\rho_p = 3900 \text{ kg/m}^3$, $T_p = 3800 \text{ K}$, $L_m = 10^3 \text{ kJ/kg}$, $L_v = 2.5 \cdot 10^4 \text{ kJ/kg}$. 其它有关尺寸参见图 1(a)左侧. 图 1(b)是计算用网格, 共有 $27 \cdot 21$ 个节点, 在线圈和管壁附近的网格有加密. 计算中用到的 ρ , μ , k , q_R , c_p 值取自文献[15].

由方程(1)至(6)组成了高频感应热等离子体的速度场和温度场的计算控制方程, 由方程(18), (19), (20), (21), (22)组成了颗粒运动和加热历程计算式子; 由源项(12), (13), (14), (15)把等离子体的速度场和温度场与颗粒运动和加热的耦合作用联系起来. 方程(1)到(6)的联立求解采用 SIMPLER 方法, 其中压力场是通过利用动量方程解出的速度分量来满足连续方程计算出来的, 计算中速度与比焓的松弛因子为 0.5, A_1 与 A_2 的松弛因子为 0.7. 用 Runge-Kutta 法和高斯公式计算方程(18), (19), (20), (21), (22), 得到颗粒运动轨迹和加热历程. 整个计算过程是这样的. 在第一步计算中, 先不考虑颗粒加入的影响, 即在方程(1)至(4)中, 令 $S_m = S_n = S_1 = S_h = 0$. 用 SIMPLER 法计算方程(1)至(6), 得到等离子体的速度场和温度场, 然后利用这一结果作为环境条件, 用方程(18), (19), (20), (21), (22), 计算按正态概率分布五种直径颗粒($d_p = 20 \mu\text{m}$, $40 \mu\text{m}$, $60 \mu\text{m}$, $80 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$)的运动轨迹与加热历程, 并计算出源项(12), (13), (14), (15). 把这些源项加到方程(1)至(4)中, 再用方程(1)至(6)重新计算等离子体的速度场与温度场, 由此又重新计算颗粒的运动和加热以及新的源项 S_m , S_n , S_1 , S_h . 如此反复迭代, 直到等离子体温度场与速度场以及质量、动量和能量源项

不再变化为止。

图 2(a)和图 3(a)给出了没有喷入颗粒时, 第一步计算得到的等离子体的流线和等温线, 它们与文献[13]的计算结果是一致的。图 2(b)、(c)、(d)和图 3(b)、(c)、(d)是喷入颗粒后, 第二次、第三次、第四次与颗粒耦合迭代计算出的等离子体的流线和等温线。从图 2 看到, 在没有颗粒加入时, 等离子体流场在靠近入口线圈区域有一个较大的回流区, 在线圈下方灯炬壁面区域也有一个较大的回流区, 随着颗粒加入, 并与等离子体耦合作用, 等离子体这两个回流区都逐渐变小, 这是因为加入的颗粒要吸收能量, 同时增大了等离子体的粘性作用。从图 2(c)、(d)可以看到, 经过三次迭代计算, 流场结构已变化不大, 颗粒与等离子体的耦合影响趋于稳定。同样, 从图 3 的温度场可以看到, 在颗粒没有加入时, 等离子体的等温线分布较密(见图 3(a)), 等离子体的温度场变化显著, 温度在线圈附近的中心区分布最高, 颗粒加入后, 并与等离子体耦合作用时, 温度逐渐减小, 在灯炬入口处, 温度减小得更为明显, 这是因为加入的颗粒要吸收热量, 对等离子体温度场会起到一定的降温作用, 图 3(c)和(d)表明, 经过三次迭代计算后, 等离子体的温度场也趋于稳定。

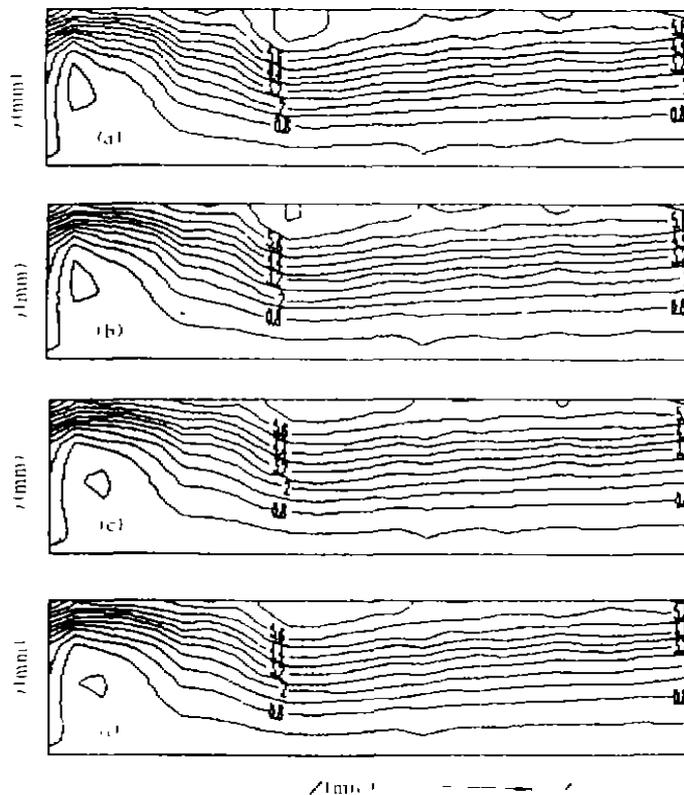


图 2 等离子体流线(单位为 $10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{rad} \cdot \text{s}$)

图 4 给出五种直径颗粒 ($d_p = 20 \mu\text{m}, 40 \mu\text{m}, 60 \mu\text{m}, 80 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}$, 分别称为颗粒 1, 2, 3, 4, 5) 的运动轨迹。从这些图可以看到, 颗粒在等离子体回流作用下, 都有往入口方向和向灯炬壁面方向运动的趋势, 如果考虑与等离子体的相互耦合作用, 可以看到颗粒一般都可以运动更长的距离, 这是因为等离子体流场的回流强度减小, 使得颗粒的运动得到更

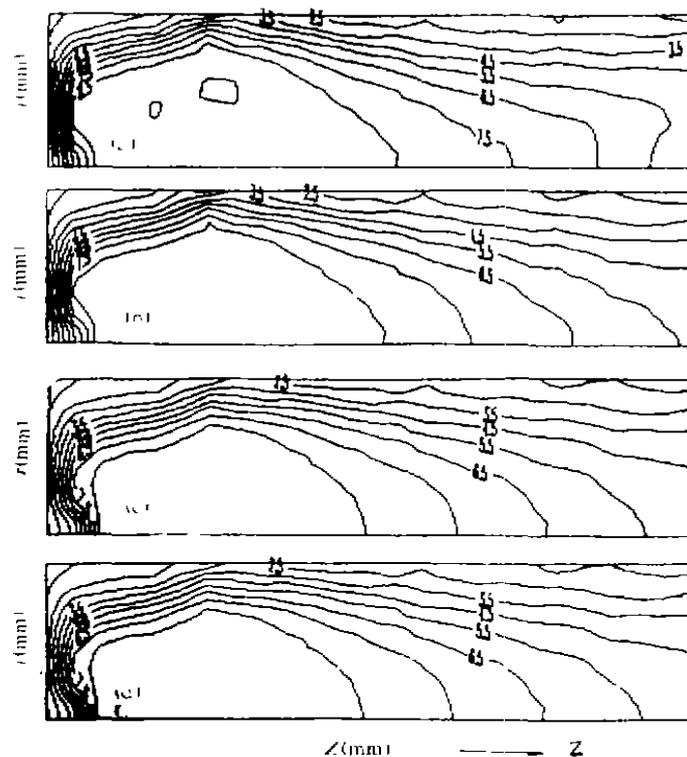


图3 等离子体的等温线(单位为 10^3K)

有效的加速。从图 4(c) 可以看到, 如果不进行迭代计算, 即不考虑颗粒与等离子体耦合作用, 颗粒 3 有可能要留在灯炬中往返运动, 但经过迭代计算表明, 即考虑了耦合作用, 它是可以正常顺利通过中心高温区的; 再比如图 4(d), 如果不考虑耦合作用, 颗粒 4 就会打到灯炬壁面上, 无法得到正常的加工, 但经迭代计算(即考虑耦合作用)表明, 颗粒 4 还是可以顺利通过灯炬的; 图 4(e) 表明, 颗粒 5 将无法通过灯炬得到正常加工, 会打到灯炬壁面上。图 5 给出了五种直径颗粒受热温度随时间的变化图, 颗粒 1 在高温作用下, 很快就升到 3800K 左右, 不久就熔化; 颗粒 2, 3, 4, 如果不进行迭代计算, 即不考虑颗粒与等离子体耦合作用, 将在灯炬内被加热熔化, 但经迭代计算(即考虑耦合作用)表明, 这些颗粒在灯炬内可以得到有效加热, 并停留较长时间。图 6 给出了五种直径颗粒在灯炬内其直径随时间的变化计算结果, 可以看到只有颗粒 4 在灯炬内可以停留较长时间, 并得到有效加热而顺利通过灯炬, 其它颗粒要么被加热熔化蒸发掉(如颗粒 1, 2, 3), 要么被打到灯炬内壁上(如颗粒 5)。如果考虑颗粒与等离子体耦合作用, 一般来说颗粒在灯炬内的停留时间会增加, 有利于控制对颗粒的加工。从这些计算结果表明, 考虑颗粒与等离子体耦合作用, 对颗粒的运动轨迹和加热历程的正确计算, 有重要意义。

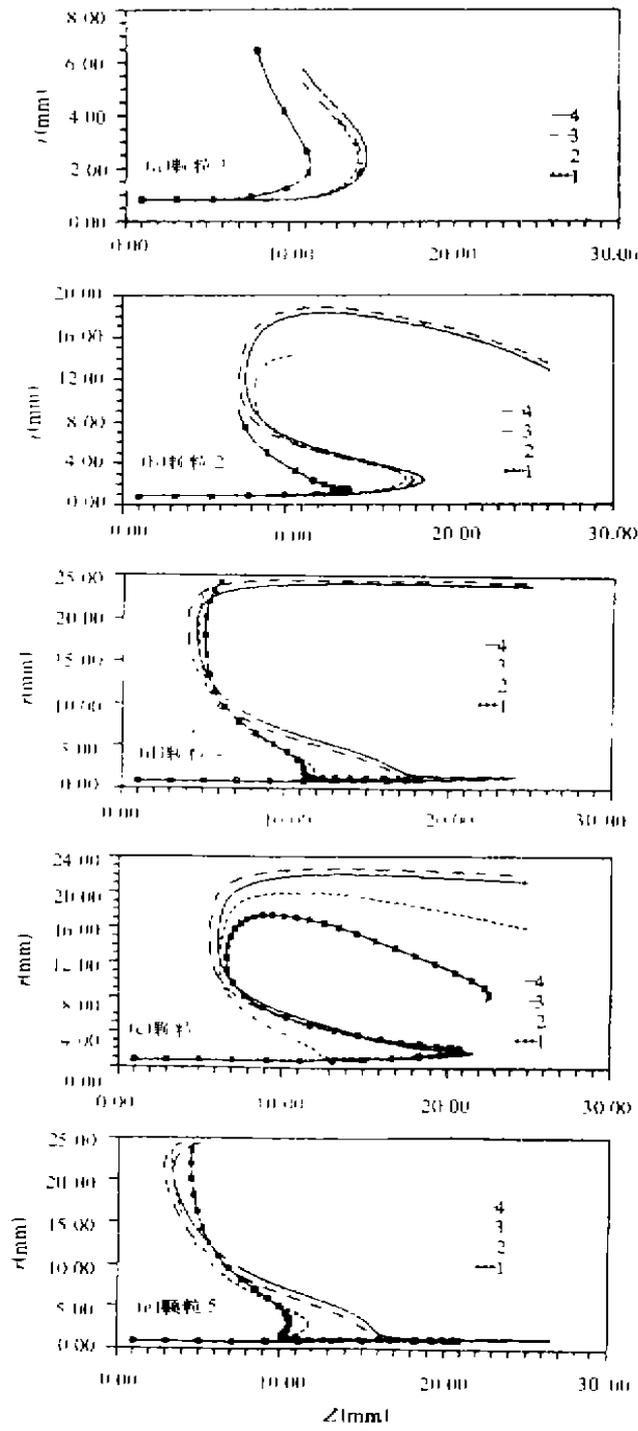


图4 颗粒的运动轨迹

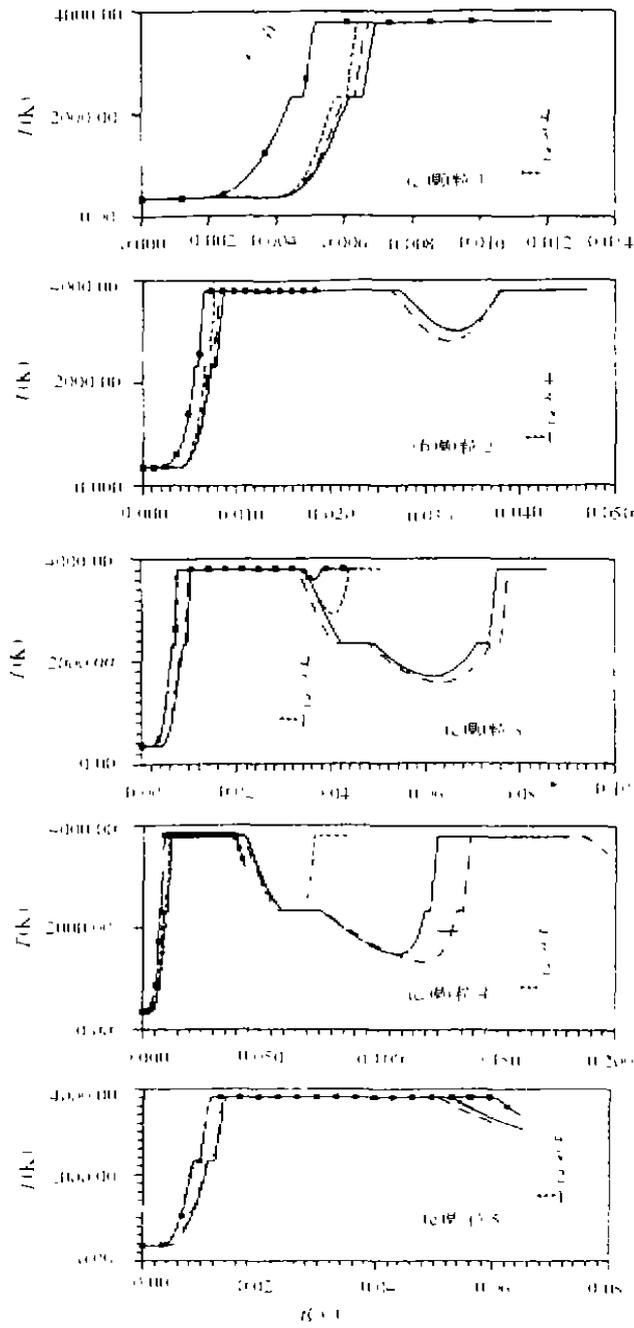


图 5 颗粒的温度变化历程

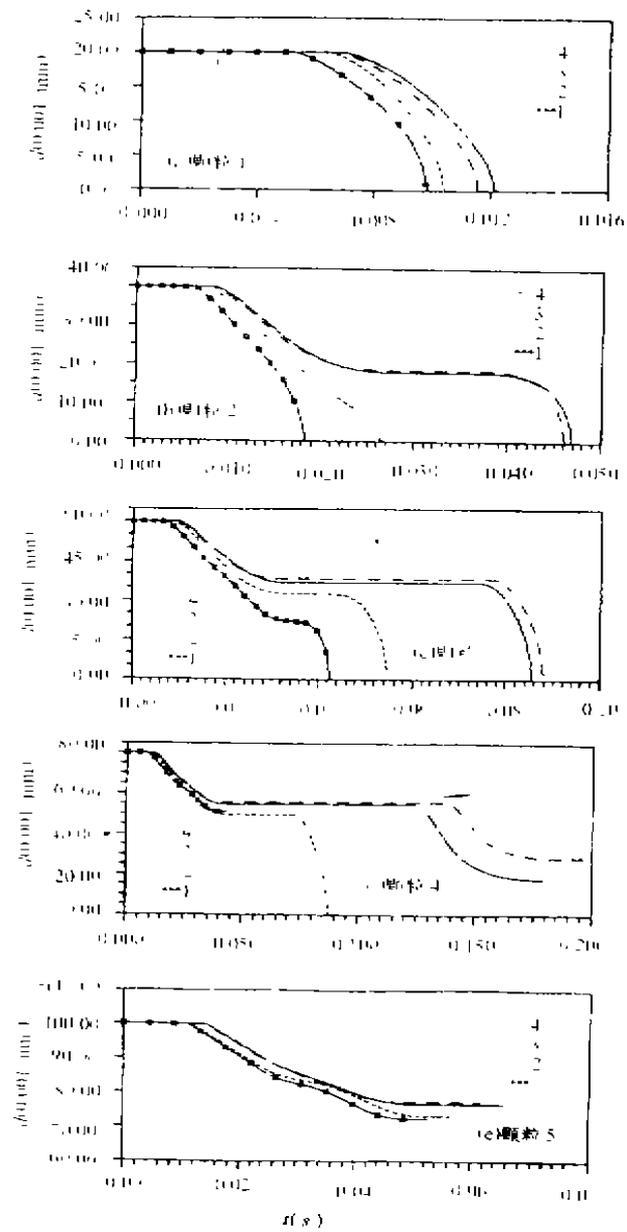


图 6 颗粒的直径变化历程

4 结 论

本文可以得到下面几点结论.

1. 通过等离子体的速度场与温度场和颗粒的运动轨迹与加热历程进行迭代计算, 可

以有效计算颗粒加热和加速对等离子体流的反影响. 这种迭代计算一般只要二到三次, 即可得到满意结果

2. 等离子体与颗粒的耦合作用, 不仅对等离子体的速度场和温度场有影响, 而且对颗粒的运动和加热也有重要影响. 在很多情况下, 这种耦合作用不能忽略.

3. 颗粒是否能进入等离子体高温区, 得到有效加热, 并顺利通过灯炬, 与颗粒的直径大小有重要关系, 同时与等离子体的环境参数是否正确和适当也有重要关系.

致谢 本文得到上海市应用数学和力学研究所戴世强教授的关心和帮助, 以及中科院力学所李明的帮助. 在此向他们表示衷心感谢.

参 考 文 献

- 1 陈熙. 高频电离气体的传热与流动. 北京: 科学出版社, 1993
- 2 Vardelle A. et al. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1982, 2 (3): 255-291
- 3 Harvey F. J. Meyer T. N. Metallurgical Transactions, 1978, 9B (12): 615-621
- 4 Chen Xi, Lin Bangchu, Proc. 2th Int. Symp. on Plasma Chemistry 1985, 3: 886-891
- 5 Proulx P. et al. Int. J. Heat Mass Transfer, 1985, 28(7): 1327-1336
- 6 Wei D. Y. et al. Metallurgical Transactions B, 1988, 19B: 213-226
- 7 陈熙. 力学学报, 1987, 19 (1): 52-59
- 8 Delettrez J. A. Ph. D. Thesis, University of California, Davis, 1974
- 9 Boulos M. J. IEEE Trans. Plasma Science, 1976, 4: 28-39
- 10 陈熙. 力学进展, 1991, 21 (3): 297-309
- 11 Mostaghimi J. Boulos M. J. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1989, 9: 25-44
- 12 陈熙, 陈允明. 中国科学, A 辑, 1989, 12: 1279-1287
- 13 Li Mung, Chen Yunming, Yan Juaping, ACTA Mechanica Sinica, 1993, 9 (4): 363-370
- 14 与德成, 戴世强, 陈允明. 现代数学和力学, 苏州大学出版社, 1995, 331-340
- 15 Evans D. I. Tankia R. S. Physics of Fluids, 1967, 10: 1137-1142

The Study of the Movement and Thermal History of Particles on Thermal Plasma field in a RF Plasma Generator

Wan Decheng (Shanghai Institute of App. Math. & Mech.)
Chen Yunming (Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

The study of the movement and thermal history of particles on thermal plasma field has wide range applications in industry. The paper gives some computational results of the movement and thermal history of particles on thermal plasma field in a RF plasma generator by the computation of the interactions between plasma and particles. This offers valid basis for correctly controlling the particle trajectory and resident time in high temperature domain.

Key words Complete 2-D RF plasma model; particle trajectory model; iteration method