

颗粒与高频感应热等离子体流 相互作用的数值研究

万德成 戴世强

(上海大学 上海市应用数学和力学研究所, 上海 200072)

陈允明

(中科院力学研究所, 北京 100080)

摘 要 通过颗粒对等离子体反影响的研究,可以有效控制颗粒在等离子体中的运动轨迹及其在高温区的停留时间,达到对颗粒有效加工的目的。本文通过对高频感应热等离子体流温度场与速度场和颗粒运动轨迹与加热过程进行迭代计算,给出了颗粒加热与加速对高频感应热等离子体流反影响的一些数值模拟结果。

关键词 颗粒与等离子体流相互作用,完全二维自洽模型,颗粒轨迹模型。

1 前 言

近二十年来,热等离子体在高技术陶瓷制备、光谱分析中样品的加热、超导体粉或膜的制备、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的应用。在这些工业应用中,都涉及颗粒加热与加速对高频感应热等离子体流反影响的问题。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的流场与温度分布,从而又改变颗粒加热过程与运动轨迹,为了有效控制颗粒的运动轨迹及其在高温区的停留时间,需要对颗粒加热与加速对高频感应热等离子体流反影响问题进行研究^[1,2]。

颗粒加热与加速对高频感应等离子体流反影响的数值模拟基本上有两类途径:第一类采用一维流模型模拟,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离子体中的速度分布与温度分布,再计算原料颗粒喷入后颗粒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,电磁场的解是不自洽的,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

本文于 1995 年 10 月 6 日收到。国家自然科学基金资助。

向磁场分量,就相当于忽略了 Lorentz 力的轴向分量,影响等离子体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,近几年来发展了完全二维自洽模型^[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 方程的二维自洽电磁场方程。李明、陈允明、阎加坪^[13]用完全二维自洽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计算表明,用完全二维自洽模型预报等离子体发生器内流动回流区的强度和大小都比用准二维非自洽模型要小,更接近实际测试结果。

颗粒喷入热等离子体后,在高温气流下,得到加热和加速的同时,反过来影响热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等离子体速度场和温度场的反影响。目前这一研究还不多,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运动与加热进行迭代计算,考虑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洽模型和颗粒轨迹模型,考虑颗粒的蒸发效应,在等离子体速度场和温度场计算用的连续方程、动量方程与能量方程中,增加了由于颗粒蒸发,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。

2 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)是轴对称坐标系下轴对称的二维速度场、温度场和二维电磁场;(2)是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

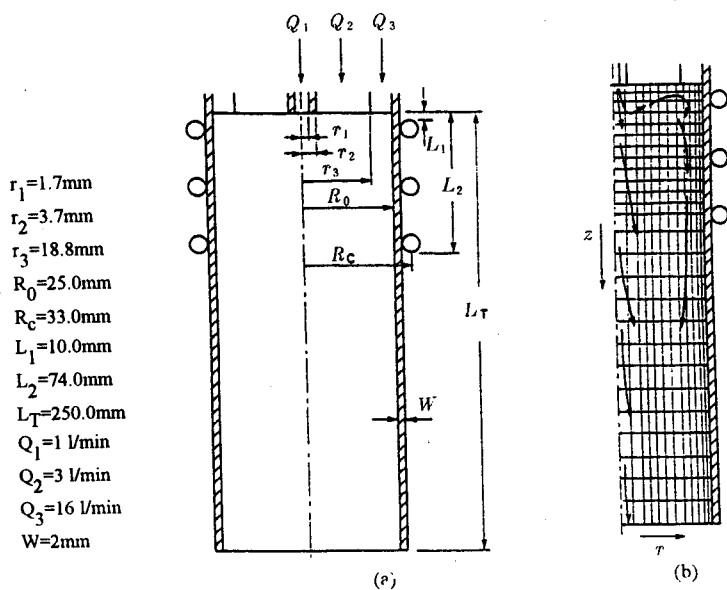


图 1 高频感应热等离子体发生器简图和计算网格

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]:

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

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

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

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

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

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

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 、 ξ 、 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激励电流同相位、异相位分量; \bar{F}_z 、 \bar{F}_r 、 \bar{q}_J 分别是 Jorentz 力的轴向、径向分量、Joule 热源项在一个激励电流振荡周期的平均值。 S_m 、 S_u 、 S_v 、 S_h 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,我们把连续分布的颗粒分为五种直径,直径大小分布遵循高斯分布;喷入区域分为三个喷入点。记 N_i^o 为单位时间喷入的颗粒总数, n_{dl} 为第 l 种直径颗粒的概率密度, n_{rk} 为第 k 喷入的颗粒数的概率密度。第 l 种颗粒在第 k 喷入的颗粒数为 $N^{o(l,k)} = n_{dl} n_{rk} N_i^o$, 由此,可以得到在任一计算单元 (i, j) 内的颗粒密度为 $C_{ij}^{(l,k)} = \frac{N^{o(l,k)} \tau_{ij}^{(l,k)}}{V_{ij}}$, 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 (i, j) 所停留的时间; V_{ij} 是单元 (i, j) 的体积。这样就可以得到质量源项:

$$S_m = \sum_{i,j} \sum_{l,k} C_{ij}^{(l,k)} \frac{\Delta m_{ij}^{(l,k)}}{\tau_{ij}^{(l,k)}} \quad (6)$$

式中 $\Delta m_{ij}^{(l,k)}$ 是第 l 种直径颗粒在第 k 喷入点喷入的颗粒在单元 (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:

$$S_u = \sum_{i,j} \sum_{l,k} C_{ij}^{(l,k)} \frac{\Delta(m_{ij}^{(l,k)} u_z)}{\tau_{ij}^{(l,k)}}; S_v = \sum_{i,j} \sum_{l,k} C_{ij}^{(l,k)} \frac{\Delta(m_{ij}^{(l,k)} u_r)}{\tau_{ij}^{(l,k)}}; \\ S_h = \sum_{i,j} \sum_{l,k} C_{ij}^{(l,k)} [Q_p^{(l,k)} + O_v^{(l,k)}] i \quad Q_p^{(l,k)} = \frac{1}{\tau_{ij}^{(l,k)}} \int_0^{\tau_{ij}^{(l,k)}} \pi d_p^2 k [T_{ij} - T_{P,i,j}^{(l,k)}] dt;$$

$$Q_v^{(i,k)} = \frac{1}{\tau_{ij}^{(i,k)}} \int_0^{\tau_{ij}^{(i,k)}} \frac{\pi}{2} d_p^2 \rho_p \left(\frac{dd_p}{dt} \right) c_p [T_{ij} - T_{p,ij}^{(i,k)}] dt \quad (7)$$

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

方程(1)–(5)的边界条件可在文献[12]中找到。

3 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十几微米,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

$$\frac{du_{pr}}{dt} = \frac{3}{4} C_D (u_r - u_{pr}) u_R \left(\frac{\rho}{\rho_p d_p} \right) + B \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right); \quad \frac{du_{pz}}{dt} = \frac{3}{4} C_D (u_z - u_{pz}) u_R \left(\frac{\rho}{\rho_p d_p} \right) + B \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (8)$$

式中 u_{pr} 、 u_{pz} 分别为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(8)沿时间积分,就得到颗粒运动轨迹

$$z_p = z_o + \int_0^t u_{pz} dt; \quad r_p = r_o + \int_0^t u_{pr} dt \quad (9)$$

式中 (z_o, r_o) 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,颗粒内部热传导方程可写为

$$\rho_p C_{pp} \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k_p \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) \quad (10)$$

数值解此非定常热传导方程所用的初始条件和边界条件参见文献[12]。

4 数值计算方法

由方程(1)至(5)组成了高频感应热等离子体的速度场和温度场的计算方程;由方程(8)、(9)和(10)组成了颗粒运动和加热计算式子;由源项(6)和(7)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)至(5)式的联立求解采用通用的 SIMPLER 方法。为此,将方程(1)~(5)式化为下面的通用微分方程形式:

$$\frac{\partial(\rho u_z \Phi)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u_r \Phi)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} [\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial z}] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [\Gamma_\Phi r \frac{\partial \Phi}{\partial r}] + S_\Phi \quad (11)$$

各方程对应的 ρ 、 Φ 、 Γ_Φ 、 S_Φ 如下所示:

方程	ρ	Φ	Γ_Φ	S_Φ
连续方程	ρ	1	0	S_m
轴向动量方程	ρ	u_z	μ	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (\mu \frac{\partial u_z}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [\mu r \frac{\partial u_r}{\partial z}] + \bar{F}_z + \rho g + S_u - u_z \cdot S_m$
径向动量方程	ρ	u_r	μ	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} (\mu \frac{\partial u_z}{\partial r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [\mu r \frac{\partial u_r}{\partial r}] - \frac{2\mu u_r}{r^2} + \bar{F}_r + S_v - u_r \cdot S_m$
能量方程	ρ	h	k/C_p	$\bar{q}_j - q_R + S_h - h \cdot S_m$
A_1 方程	0	A_1	1	$\frac{A_1}{r^2} + \sigma \epsilon \omega A_2$

$$A_2 \text{ 方程} \quad 0 \quad A_2 \quad 1 \quad \frac{A_2}{r^2} - \sigma \xi \omega A_1$$

对(11)式用有限体积法离散(幂函数格式),其中压力场利用动量方程解出的速度分量须满足连续方程这一约束条件计算(压力校正)。计算中采用交错网格技术,一方面避免了波形速度场对连续方程的假性满足,只有合理的速度场才能满足连续方程;另一方面使得两相邻网格点间的压力差成为该两网格点间速度分量的自然驱动力,避免了非物理压力场的出现。此外,迭代计算中采用逐行迭代的 TDMA 技术和欠松弛方法,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(8)、(9)、(10)。整个计算过程是这样的: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 $S_m = S_u = S_v = S_h = 0$,用完全二维自洽模型方程(1)至(5)或(11)式,计算等离子体的速度场和温度场,并利用这一结果作为环境条件,用方程(8)、(9)、(10)计算颗粒的运动轨迹与加热历程,并计算式(6)、(7)的源项 S_m 、 S_u 、 S_v 、 S_h 。把这些源项加到方程(1)至(4)中,用方程(1)至(5)重新计算等离子体的速度场和温度场,由此又重新计算颗粒的运动和加热以及新源项 S_m 、 S_u 、 S_v 、 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。

5 计算结果与讨论

本文计算是针对图 1(a)高频感应热等离子体灯炬,以氩为工作气体,该发生器的氩工作气体分为三股(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;铝颗粒从灯炬顶部 $R = 0.8\text{mm}$ 处加入灯炬中,颗粒入射速度为 1.837m/s,为计算方便,把连续分布的铝颗粒直径分为独立的五组直径 $d_p = 20\mu\text{m}$ 、 $40\mu\text{m}$ 、 $60\mu\text{m}$ 、 $80\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$,并遵循正态分布。其它的有关尺寸和参数见图 1(a)左侧。图 1(b)是计算用的网格,共有 27×21 个节点,在线圈和管壁附近的网格有加密。

图 2(a)和图 3(a)给出了没有加入颗粒时,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)是加入颗粒后,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,等离子体场在近入口线圈区域有一较大的回流区,在线圈下方壁面区域也有一个较大的回流区。随着颗粒加入,并与等离子体场耦合作用,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热能量,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降温作用。图 3(c)、(d)表明,经过三次迭代计算后,等离子体的温度场已趋于稳定。

本文计算了五种直径颗粒,图 4 和图 5 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,都有往入口方向和壁面方向运动的趋势。随着与等离子体耦合计算次数增加,颗粒一般都可以运动更长的距离,这是因为等离子体的回流强度减小,使得颗粒的运动得到更有效的加速。从图 4(c)中可以看到,如果不进行迭代计算,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,它是可以正常顺利通过中心高温区的,再比如图 4(d),如果不迭代计算,颗粒 4 就会打到灯炬壁面上,无法得到正常加工,但经过迭代计算表明,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、2、3 在高温作用下,很快就升到 3800K 左右,在灯炬内只能停留较短的时间,都将在灯炬中被加热熔化,但经迭代计算表明,除颗粒 1 外其它颗粒在灯炬内可以停留较长时间。图 6 给出颗粒在灯炬内其直径随时间变化的计算结果,可以看到颗粒 1 很快就熔化了,经迭代计算,颗粒 2、3 在停留较长时间后也将熔化,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,颗粒 5 直径从 100 μm 减小到 70 μm 左右后被打到灯炬内壁上。如果进行迭代,一般来说颗粒在灯炬中的停留时间会增加,有利于控制对颗粒的加工。

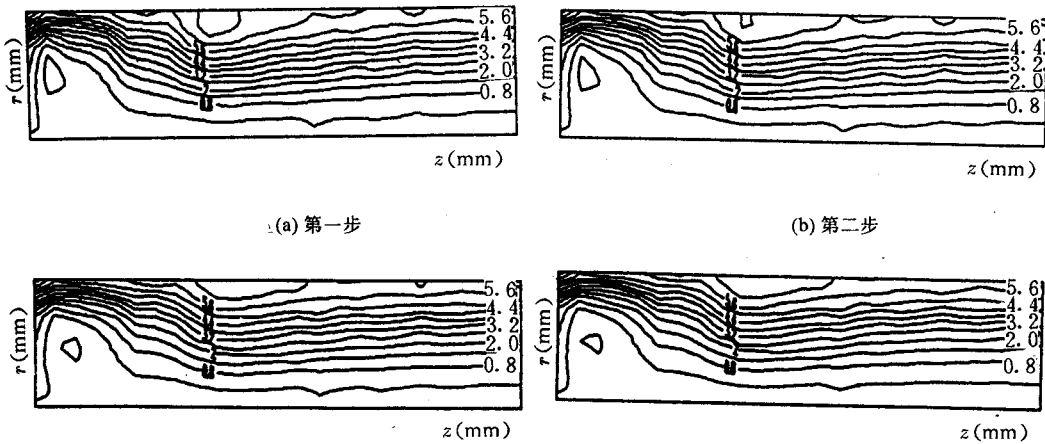


图 2 氩等离子体流线(单位为 10^{-5}kg/rad.s)

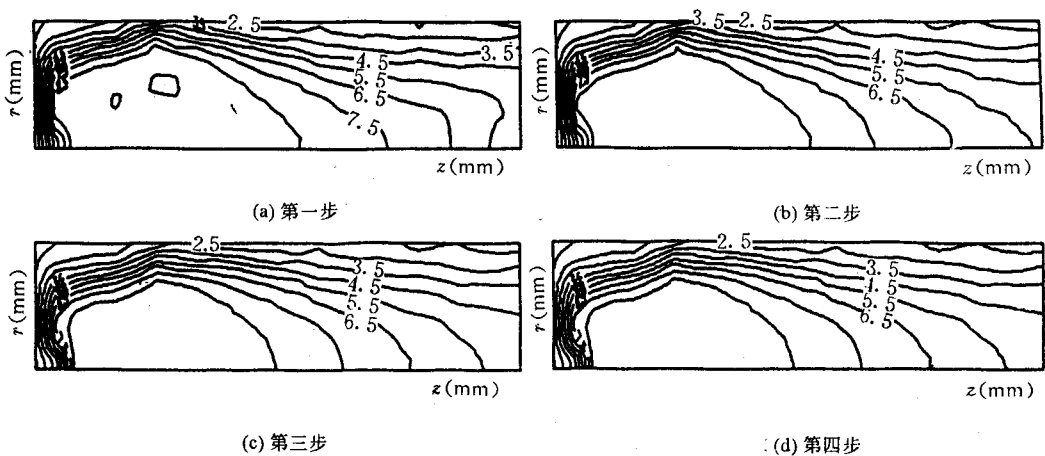


图 3 氩等离子体等温线(单位为 10^3K)

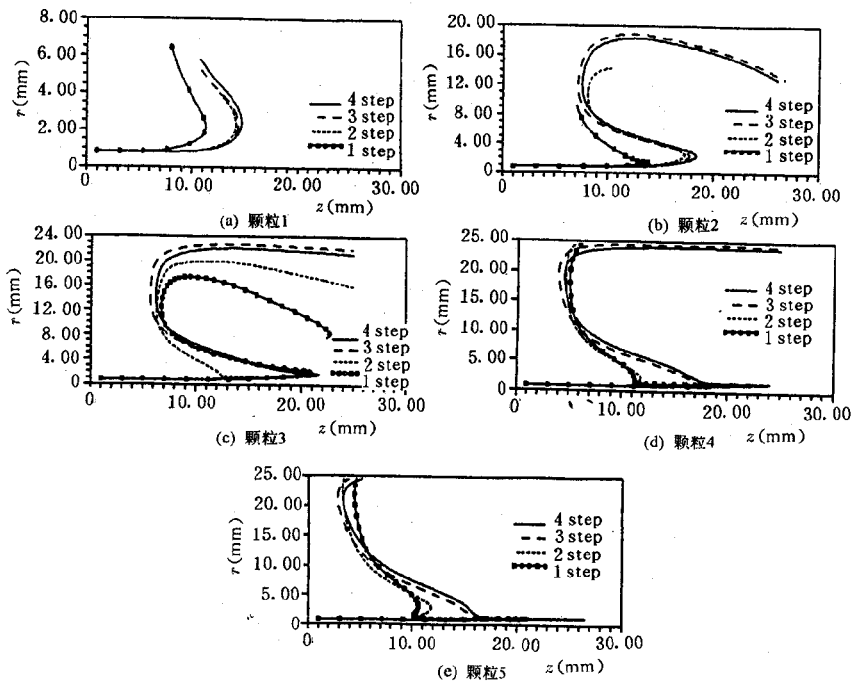


图4 铝颗粒的运动轨迹

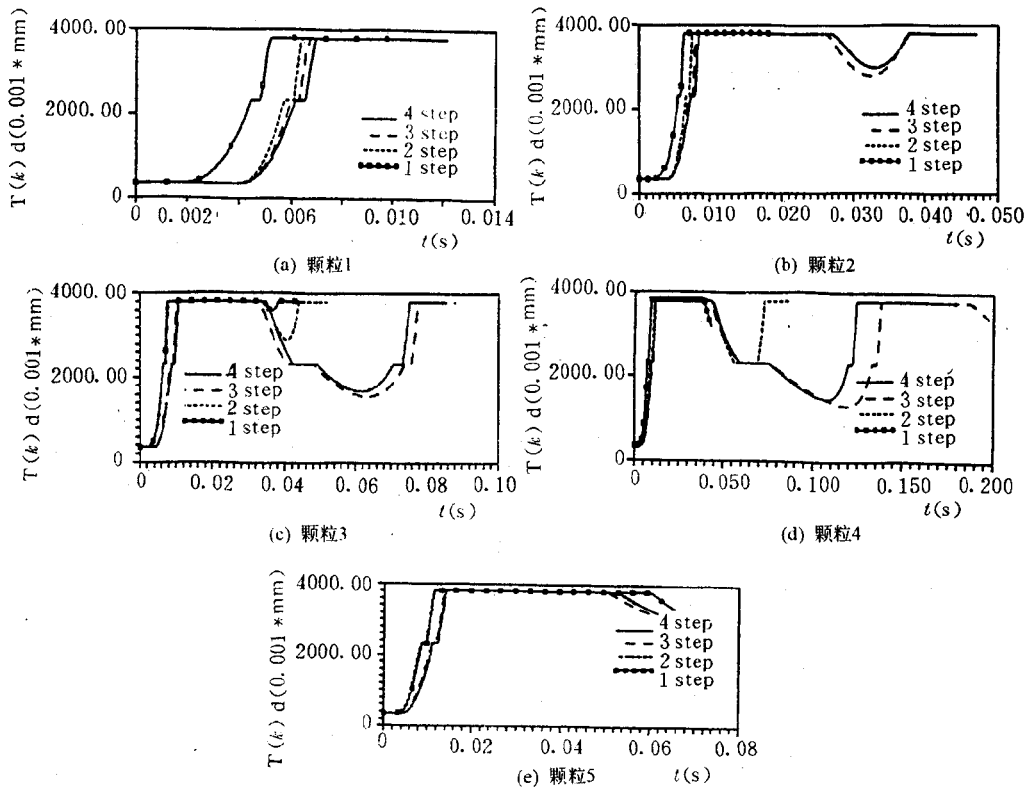


图5 铝颗粒的温度变化历程

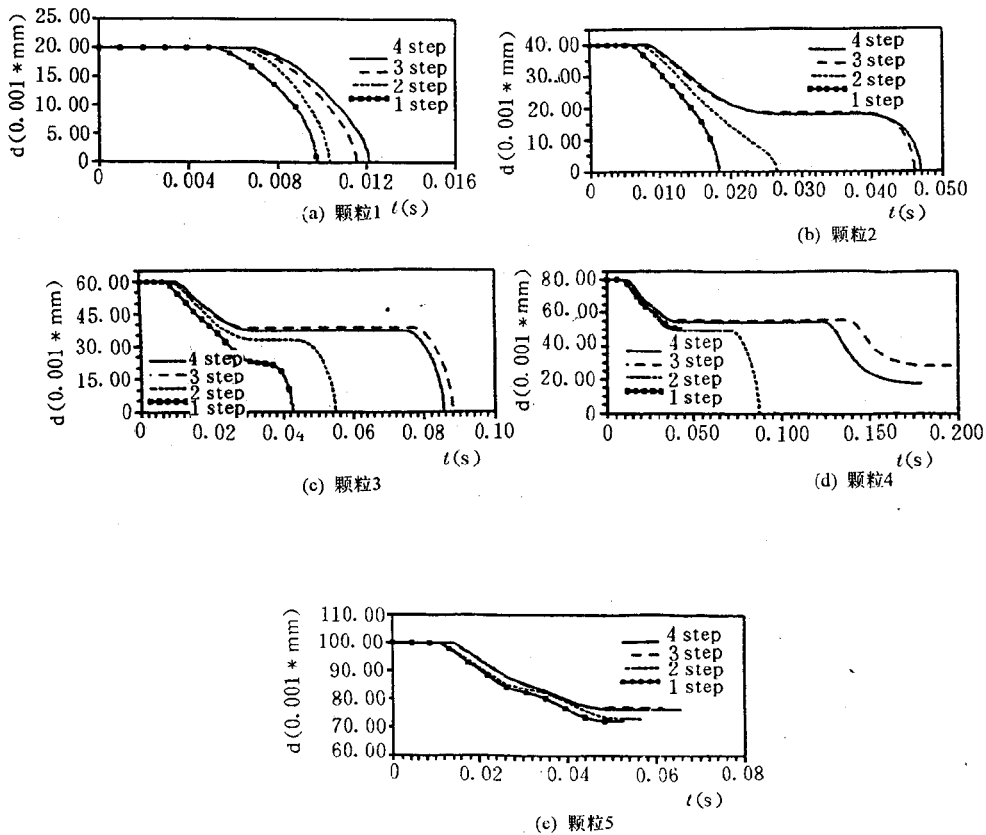


图6 铝颗粒的直径变化

6 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,可以有效计算出颗粒加热和加速对等离子体流的反影响,而且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,而且对颗粒的运动与加热也有重要影响,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,得到有效加热和加工,并顺利通过灯炬,必须考虑颗

粒与热等离子体的相互作用。

参 考 文 献

- 1 陈 熙. 高频电离气体的传热与流动. 科学出版社, 1993 年.
- 2 Vardelle A. et al, Plasma Chemistry and Processing. 1982, 2(3):255-291.
- 3 Harvey F J. and Meyer T N. Metallurgical Transactions. 1978, 9 B(12):615-621.
- 4 Chen Xi and Lin, Bangchu. Proc. 7th Int. Symp. ,On Plasma Chemistry. 1985, 13:886-891.
- 5 Proulex, P. et al. Int. J. Heat Mass Transfer, 1985, 28(7):1327-1336.
- 6 Wei, D. Y. et al. Metallurgical Transactions B, 1988.
- 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. I. IEEE Trans. Plasma Science, 1979, 14:28-39.
- 10 陈熙. 力学进展, 1991, 21(3):297-309.
- 11 Mostaghimi J. and Boulos M I. 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 Ming, Chen Yunming and Yan Jiaping. ACTA Mechanica Sinica, 1993, 9(4):331-340.
- 14 万德成, 陈允明, 戴世强. 现代数学和力学(MMM-VI), 苏州大学出版社, 1995, 331-340.
- 15 Evans D L. and Tankin R S. Physics of Fluids, 1967 10:1137-1142.

Numerical Simulation of Interactions of Particles with Plasma Fields in A RF Plasma Generator

Wan De-cheng Dai Shi-qiang

(Shanghai Institute of Applied Mathematics and
Mechanics, Shanghai University, Shanghai 200072)

Chen Yun-ming

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing 100080)

Abstract Modeling results are presented in this paper concerning inverse effects of particle movement and thermal history in a AF plasma generator on the plasma gas flow by using an iterated method. The factor of particle evaporation is taken into account in modelling. It is demonstrated that for most applications, such inverse effects must be considered.

Key words plasma-particle interaction, complete 2-D RF plasma model, particle trajectory model.