

自悬浮定向流纳米金属粉末制备的理论模拟^{*}

唐永建¹⁾ 韦建军^{1,2)} 李朝阳¹⁾ 吴卫东¹⁾ 王朝阳¹⁾

¹⁾ 中国工程物理研究院激光聚变研究中心 绵阳 919 信箱 981 分箱 621900)

²⁾ 四川大学原子与分子物理研究所 成都 610065)

(2002 年 9 月 29 日收到 2002 年 12 月 25 日收到修改稿)

叙述了自悬浮定向流纳米金属粉末的制备原理,建立了在惰性气体介质中金属液滴表面蒸发形成悬浮微粒过程的数学模型.描述了蒸发金属液滴表面层的热流动、物质迁移、热扩散、凝聚相初始核的形成、金属蒸气在粒子表面的凝聚、粒子相互凝聚等过程,考虑了物质迁移系数等动力学参数对温度的依赖关系.预测了指定粉末尺寸分布下的最佳工艺条件.

关键词:纳米金属粉末,凝聚理论模拟,自悬浮定向流

PACC: 8120E, 7110, 6810J

1. 引 言

金属、合金及其化合物的粉末广泛用于不同领域的科学技术中.随着工艺水平的发展,对微粒平均尺寸小于 $1\mu\text{m}$ 的超细粉末的需求在日益增加^[1,2].自悬浮定向流纳米金属粉末是获得这种粉末众多方法的一种较好的方法^[3,4].此方法控制方便,后续发展空间较大.制备的粉末粒子呈球形,其尺寸为几到几百纳米.对于不同的金属,改变生产条件,其尺寸可在相当大的范围内变动.由于蒸发出的金属微粒与容器壁无接触,使得产品的纯度与原材料的纯度相一致.利用此方法制备出来的一系列金属、合金及其氧化物的超细粉末可用于低模数的应变探测器,激光惯性约束热核聚变靶^[5],液体 He^3 - He^4 超低温制冷机的热交换器,润滑油,以及低温燃料元件等领域.

为了预测粉末尺寸分布,控制粉末制备的基本指标,达到选择有效工艺和条件的目的,我们建立了惰性气体介质中的金属液滴表面蒸发形成悬浮微粒过程的数学模型^[6],研究了关于凝结相形成过程中的初始核,悬空粒子凝聚和过饱和蒸气均匀凝结的理论问题.理论和实验工作的分析表明,计算悬浮粒子的相互凝聚问题,可采用福克插值模型^[6],该模型

在运动学、扩散和过渡区域内用得很好.

2. 自悬浮定向流纳米金属粉末的制备原理

金属微粒自悬浮定向流技术原理,是上世纪 80 年代由格诺夫和米里罗姆提出来的,但一直未在工艺上形成连续生产能力.1993 年以后,我们根据激光惯性约束聚变靶对掺杂材料和复合材料的需求情况,通过合作,开发研制了基于金属微粒自悬浮定向流动的金属纳米微粒制备装置.该装置不仅产率高,而且材料纯度高,是目前众多纳米金属粉末制备技术中较为新颖、灵活的一种技术.该技术的基本方法是金属材料在高频感应加热的情况下熔化成金属液滴,同时在逆流感应器产生的电磁场的作用下,熔化的金属液滴呈球状悬浮于工作室中并继续被加热.随着金属球体的不断加热,表面原子不断蒸发出来,这些蒸气原子或分子在与惰性气体中的原子碰撞的过程中冷凝下来,形成从纳米到亚微米尺度的金属微粒.当在整个金属蒸气环境中施加一个特定的压力梯度场后,金属蒸气便可按压力设定的方向流动,最终进入金属粉末收集器.如图 1 所示.

^{*} 国家自然科学基金项目(批准号:10075040),中国工程物理研究院双百人才基金资助的课题.

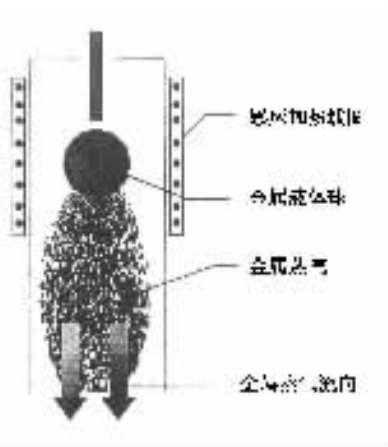


图1 自悬浮定向流动金属微粒制备原理图



图2 液滴球薄膜模型示意图

3. 金属微粒形成过程的理论假设

图2是液滴表面薄膜设置模型图,图中空白间隔表示假想薄膜离开球表面的距离.假设金属蒸气服从连续牛顿流体力学的规律,且流体流动特性在整个系统保持不变,于是得到了描述气相流体流动的 Navier-Stokes(纳维尔-斯托克斯)方程^[7]

$$\rho \frac{DV}{Dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 V + \rho g, \quad (1)$$

式中 ρ , V , P , μ , g 和 t 分别表示密度、速度、压力、黏滞系数(与雷诺数 Re 有关)、重力加速度和时间.当雷诺数 $Re \gg 1$ 时,用“薄膜近似”法可得到正确的解.在此近似范围内,热迁移、物质迁移、凝结核和凝聚过程,可看作是发生在同样厚度的薄膜内的过程,这个薄膜包住蒸发金属液滴.薄膜的边界决定于带修正数的非激化运动的现成的纳维尔-斯托克斯方程的解.在此种情况下就变成一维的问题.另外,又假定在气态下的各种成分都看作是理想气体;粒子增长过程认为是准稳态的;用热动力学方法时,按尺寸,在形成凝结核临界值之前和达到临界值之后的每一点都是平衡的.

考虑了热扩散近似后,液滴周围不动的薄膜扩散方程可写成

$$m \frac{d}{dx} \left\{ \frac{P_a}{kT} \left[D \left(\frac{dC}{dx} + K_t \frac{d \ln T}{dx} \right) - C V_s \right] \right\} = -j(x), \quad (2)$$

这里 x 为坐标(下面用 ζ 和 ξ 表示同一量); m 为金属原子质量; P_a 为介质气压(整个过程在一定气压下进行); k 为波尔兹曼常数; T 为 x 点的气体温度; D 为与温度有关的扩散系数; C 为金属蒸气密度,并且 $C = P/P_a$ (P 为金属蒸气的分压力); K_t 为热扩散比,并且可写成 $K_t = CC'\alpha_t$, 而 C' 又可写成 $C' = P'/P_a$, 称为惰性气体密度(P' 为惰性气体分压力); α_t 为热扩散系数; V_s 为斯忒藩(Stefan)束流的速度; $j(x)$ 为单位时间内通过薄膜表面单位面积的金属蒸气的物质流 ($j(x) < 0$).

对于在其中发生扩散活动的惰性气体,类似的方程式也适用,只是等式右边为零,热扩散系数的符号相反:

$$m' \frac{d}{dx} \left\{ \frac{P_a}{kT} \left[D \left(\frac{dC'}{dx} - K_t \frac{d \ln T}{dx} \right) - C' V_s \right] \right\} = 0, \quad (3)$$

此处的 m' 为惰性气体原子质量,惰性气体的总束流为0,即

$$D \left(\frac{dC'}{dx} - K_t \frac{d \ln T}{dx} \right) - C' V_s = 0, \quad (4)$$

并且有关系式

$$C + C' = 1. \quad (5)$$

考虑到(5)式,从(4)式可得到 Stefan 束流速度的表达式

$$V_s = -\frac{D}{(1-C)} \left(\frac{dC}{dx} + K_t \frac{d \ln T}{dx} \right). \quad (6)$$

将(6)式代入(2)式,得到

$$m \frac{d}{dx} \left\{ \frac{P_a}{kT(1-C)} D \left(\frac{dC}{dx} + K_t \frac{d \ln T}{dx} \right) \right\} = -j(x). \quad (7)$$

由扩散引起的流体动力学束流的速度 V_d , 可通过连续方程^[8]确定:

$$\frac{d}{dx} [(\rho_m + \rho_g + \rho_c) V_d] = 0, \quad (8)$$

这里 $\rho_m = mCP_a/kT$; $\rho_g = m'C'P_a/kT$; ρ_c 为凝结物的密度,并且

$$\frac{d}{dx} (\rho_c V_d) = -j(x). \quad (9)$$

考虑到在凝结时释放热量,在同一精度范围内,导热方程可写成

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) - \rho_s C_p V_d \frac{dT}{dx} = -j_q(x), \quad (10)$$

这里, $\lambda = \lambda_m C + \lambda_g C'$ (λ_m 和 λ_g 相应地为金属蒸气和惰性气体的导热系数) ($\rho_s = \rho_m + \rho_g + \rho_c$; $C_p = (C_p^m \rho_m + C_p^g \rho_g + C_c \rho_c) \rho_s$ (C_p^m, C_p^g 相应地为金属蒸气和一定压力的气体的热容量; C_c 凝结物的热容量); $j_q(x)$ 为单位体积内所释放的热量, 并且

$$j_q(x) = -q(x), \quad (11)$$

此处 q 为气化比热。

考虑到金属蒸气均匀地形成凝结核的液滴模型过程, 此时, 在任一点 ξ 附近的临界尺寸凝结核的亚稳态平衡密度^[9]等于

$$N(\xi) = \frac{P}{kT} \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{kT}\right), \quad (12)$$

并且

$$\Delta G^* = \frac{16\pi\sigma^3 \Omega^2}{3(kT)[\ln(P/P_s)]^2}, \quad (13)$$

ΔG^* 是凝结相核形成时, 吉布斯自由能增长的临界值; σ 为与温度有关的金属表面张力系数; P_s 为给定温度下的金属蒸气的平衡压力; Ω 为凝结相中分子的体积。

在这一点上的凝结核半径 $r^*(\xi)$ 决定于吉布斯达姆逊关系式^[10]

$$r^*(\xi) = r(\xi, \xi) = \frac{2\sigma\Omega}{kT \ln(P/P_s)}. \quad (14)$$

如果坐标由 x_1 变到 x_2 , 临界凝结核中的分子数由 i_1^* 减至 $i_2^* = i_1^* - 1$, 临界凝结核半径由 r_1^* 减到 $r_2^* < r_1^*$, 则半径为 r_1^* 的凝结核就好像被“冻”住了, 即变成了不能增长的粒子。因此, 在由 x_1 到 x_2 间隔内, 凝结核的变化为 $\Delta N = N(x_1)$, 或

$$\frac{\Delta N}{\Delta x} = \frac{N(x_1)}{x_2 - x_1}. \quad (15)$$

为了方便, 可写成微分形式。考虑到半径为 r 的粒子上每增添一个分子, 其体积增加 Ω , 得到

$$\frac{dN}{dx} = -\frac{4\pi r^2}{\Omega} N(x) \frac{dr^*}{dx}. \quad (16)$$

应该指出, 在(16)式中, $\frac{dr^*}{dx}$ 大于零时, 将不形成凝结核, 因为只有在 $\frac{dN}{dx} = 0$ 时凝结核才能够形成。于是, 经过 x 点时的 ξ 点的凝结粒子半径 r 等于

$$r(\xi, x) = r(\xi, \xi) + \int_{\xi}^x \frac{dr}{d\xi} d\xi. \quad (17)$$

由于蒸气分子在核表面的凝结而产生的粒子增长可以近似为准稳态, 此时, 单位时间内达到半径为 r 的粒子的物质蒸气束流 v_c 等于

$$v_c = \frac{4\pi r^2 m \alpha_c (P - P_r)}{(2\pi m k T)^{1/2}} \frac{1}{1 + \psi}, \quad (18)$$

或

$$v_c = 4\pi (r + L) D m \frac{P - P_r}{k T} \frac{\psi}{1 + \psi}. \quad (19)$$

并且

$$\psi = \frac{r^2 \alpha_c}{D(r + L)} \left(\frac{k T}{2\pi m}\right)^{1/2}, \quad (20)$$

这里 α_c 为凝结系数; L 为分子在惰性气体中的平均自由程; P_r 是半径为 $r(\xi, x)$ 的粒子的平衡蒸气压, 由下式决定:

$$P_r = P_s(T_r) \exp\left(\frac{2\sigma m}{rk T_r \rho}\right), \quad (21)$$

ρ 为粒子的物质密度; T_r 为粒子表面的温度。

考虑到粒子表面温度与环境温度 T , 由于释热过程将形成温差, 其表面温度往往高于周围介质的环境温度, 即

$$T_r = T + \Delta T. \quad (22)$$

用(21)式中 T_r 代替(18)(19)式的 T , 可以计算出福克斯插值修正量。假定 $\Delta T \ll T$, 则凝结于粒子的物质速率可以写成

$$v = A[P - P_r(T_r)] = A[P - P_r(T)] - A \frac{dP_r}{dT} \Delta T. \quad (23)$$

在此情况下释热量等于

$$Q_+ = vq = Aq[P - P_r(T)] - Aq \frac{dP_r}{dT} \Delta T, \quad (24)$$

散热量为

$$Q_- = -B \Delta T, \quad (25)$$

此处 $B > 0$, 在准平衡条件下有关系式

$$Q_+ + Q_- = 0. \quad (26)$$

经简单的运算得到

$$v = A[P - P_r(T)] \frac{1}{1 + \frac{Aq}{B} \frac{dP_r}{dT}} = v_0 \beta, \quad (27)$$

此处 v_0 为 P_r 为温度的函数时的凝结速率; β 是修正因子, 并且

$$\beta = \frac{1}{1 + \gamma \frac{dP_r}{dT}}. \quad (28)$$

当 r 很小时, 增长初期, 粒子发热。在此情况下, 如果 $C \ll C'$, 而热调节系数等于 1, 则(28)式中的 γ 参数为

$$\gamma = \frac{Aq}{B} = \frac{\alpha_c q \left(\frac{m}{m'}\right)^{1/2}}{P_a C_p^g}. \quad (29)$$

因此,考虑了粒子发热的修正后(18)式可重新写成

$$v_c(\xi, x) = \frac{4\pi r^2 m \alpha_c (\beta P - P_r)}{(2\pi m k T)^{1/2}} \frac{1}{1 + \psi}, \quad (30)$$

此处 β 由(28)(29)式求得, P_r 是介质温度的函数:

$$P_r = P_s(T) \exp\left(\frac{2\sigma m}{r k T \rho}\right). \quad (31)$$

将悬浮粒子看作是半径为 $r(\xi, x)$, 质量为 $m_c(\xi, x)$ 大分子, 我们在福克斯插值模型的基础上研究悬浮粒子的凝聚. 此模型将扩散计算法和动力学计算方法结合在一起. 半径为 $r(\xi, x)$ 质量为 $m_c(\xi, x)$ 的粒子扩散系数 $D_r(\xi, x)$ 可写成

$$D_r(\xi, x) = kT B_r(\xi, x), \quad (32)$$

此处 $B_r(\xi, x)$ 为半径等于 $r(\xi, x)$ 粒子的迁移率, 由克尼宁盖姆近似法^[5]可写成

$$B_r(\xi, x) = \frac{1 + A_K L/r(\xi, x)}{6\pi\eta(\xi, x)}, \quad (33)$$

这里 η 为介质黏度, 与温度有关; A_K 为某一接近于 1 的系数.

半径为 $r(\xi, x)$ 粒子的自由程 $L_r(\xi, x)$ 等于

$$L_r(\xi, x) = m_c(\xi, x) V_r(\xi, x) B_r(\xi, x), \quad (34)$$

这里 $V_r(\xi, x)$ 为半径等于 $r(\xi, x)$ 粒子的平均运动速度, 并且

$$V_r(\xi, x) = \left(\frac{8kT}{\pi m(\xi, x)}\right)^{1/2}. \quad (35)$$

在一点 x 处的粒子半径既与此点坐标有关, 亦与粒子产生地 ξ 有关, 并且, 对于同一 x 值, ξ 值越大, 粒子半径越小. 为了方便, 将粒子间相互凝聚过程看作是小粒子被大粒子吸收的过程. 这样, 半径为 $r(\xi, x)$ 的粒子, 在吸收较小半径粒子的过程中, 其扩散物质束流 $v_k(\xi, x)$ 是一个按粒子分类的积分(每个小粒子都有自己的产生地点的坐标 $\zeta > \xi$):

$$\begin{aligned} v_k(\xi, x) &= \frac{16\pi\rho}{3} \int_{\xi}^x [R(\xi, \zeta, x) + L_r(\xi, \zeta, x)] \\ &\quad \times D_r(\xi, \zeta, x) r^3(\zeta, x) \\ &\quad \times \frac{\varphi}{1 + \varphi} \frac{dN}{d\zeta}(\zeta, x) d\zeta, \end{aligned} \quad (36)$$

这里

$$R(\xi, \zeta, x) = r(\xi, x) + r(\zeta, x), \quad (37)$$

$$L_r(\xi, \zeta, x) = [L_r^2(\xi, x) + L_r^2(\zeta, x)]^{1/2}, \quad (38)$$

$$D_r(\xi, \zeta, x) = D_r(\xi, x) + D_r(\zeta, x), \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi(\xi, \zeta, x) \\ &= \frac{\alpha_K R^2(\xi, \zeta, x)}{D_r(\xi, \zeta, x) [R(\xi, \zeta, x) + L_r(\xi, \zeta, x)]} \\ &\quad \times \left(\frac{kT}{2\pi\mu_r(\xi, \zeta, x)}\right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (40)$$

$$\mu_r(\xi, \zeta, x) = \frac{m_c(\xi, x) m_c(\zeta, x)}{m_c(\xi, x) + m_c(\zeta, x)}, \quad (41)$$

并且 α_K 为黏性系数.

于是,在本模型条件下,介质运动的总速度等于

$$V = V_d + V_g, \quad (42)$$

其中 V_g 为介质运动的液体动力学速度, 作为计算凝结粒子运动速度的修正, 该速度可通过解 Navier-Stokes 方程得到.

总的到达半径为 $r(\xi, x)$ 的粒子上的物质束流是蒸气凝结于该粒子上的束流 v_c 与被其吸收的束流 v_k 之和

$$v = v_c + v_k, \quad (43)$$

这里

$$v = 4\pi r^2 \rho \frac{dr}{dt} = 4\pi r^2 \rho V \frac{dr}{dx}. \quad (44)$$

此处 t 为时间, 得到

$$\frac{dr(\xi, x)}{dx} = \frac{[v_c(\xi, x) + v_k(\xi, x)]}{4\pi\rho V r^2(\xi, x)}, \quad (45)$$

这里 v_c 和 v_k 由(30)式和(36)式决定.

在给定点的凝结量为

$$J(x) = - \int_0^x v_c(\xi, x) \frac{dN}{d\xi}(\xi, x) d\xi. \quad (46)$$

考虑了凝聚作用的粒子密度函数 $\frac{dN}{d\xi}(\xi, x)$ 的方程可写成

$$\begin{aligned} - \frac{d}{dx} \left[\frac{dN}{d\xi}(\xi, x) \mathcal{V} \right] &= 4\pi \frac{dN}{d\xi}(\xi, x) \\ &\quad \times \int_0^{\xi} [R(\xi, \zeta, x) + L_r(\xi, \zeta, x)] \\ &\quad \times D_r(\xi, \zeta, x) \frac{\varphi}{1 + \varphi} \frac{dN}{d\zeta}(\zeta, x) d\zeta. \end{aligned} \quad (47)$$

凝结物的密度 ρ_c 等于

$$\rho_c(x) = \frac{4\pi\rho}{3} \int_0^x r^3(\xi, x) \frac{dN}{d\xi}(\xi, x) d\xi. \quad (48)$$

给出的边界条件如下:

$$T|_{x=0} = T_s, T|_{x=x_1} = T_1;$$

$$P|_{x=0} = P_s(T_s), P|_{x=x_1} = P_s(T_1). \quad (49)$$

这里 x_1 为温度表层的平均厚度, 它由现成的 Navier-

Stokes 方程确定.

(7)-(11)(13)(14)(16)(17)(20)(27)-(42)(45)-(48)式,再加上边界条件(49)式构成了描述本问题完整的方程组.这里,由于系统固有的高温梯度条件,扩散系数、导热系数、黏性系数、表面张力等参数将随温度变化.并且,金属饱和蒸气压力 P_s 对温度的依赖关系为

$$P_s(T) = \exp(A_1 - A_2/T - A_3/T^2), \quad (50)$$

此处的系数 A_1, A_2, A_3 由内插实验修正数据决定.

在金属熔点表面的比能值,可从表中查得,而它与温度的关系由爱特乌斯公式决定^[61]:

$$\alpha(\rho/\mu)^{2/3} = K(T_k - T), \quad (51)$$

此处 T_k 是临界温度, K 是爱特乌斯常数.

动态黏性系数 η , 导热系数 λ , 扩散系数 D , 热扩散系数 K_t 等对温度的依赖关系,由理想气体动力学理论确定.

凝结系数 α_c 令其等于 1, 并且,有效凝结系数等于 $\alpha_c \beta$ 小于 1, 还与几个参数有关.黏性系数 α_k 和热调节系数亦令其等于 1.

温度表层平均厚度 x_i 等于

$$x_i = f_i \frac{2R_s}{(RePr)^{1/2}} \quad (52)$$

此处 R_s 是金属液滴半径; $Re = 2R_s V_{gas}/\nu$ 为雷诺数; ν 均匀温度所对应的表层内部的黏性系数; V_{gas} 为气体流动的速度; η 为气体动态粘性; $Pr = \eta C_p/\lambda$ 为普朗特(Prandtl)数; C_p 为选定气体的比热容量; f_i 为温度调节系数.对于非激化运动,根据纳维尔-斯托克斯(Navier-Stokes)方程的结果,系数 $f_i \approx 1$.在本问题中,由于具有高温梯度的特征,此参数都是可调整的.

4. 模拟计算结果

图 3 和图 4 是利用上述方程得到的数字模拟结果.计算中(52)式中的调节参数 f_i 常用于理论计算结果与实验分布曲线的偏差校正.它是通过计算雷诺数和普朗特数得到,此处 $f_i = 0.57$,该值与金属类型、惰性气体、液滴温度和体积、蒸气流速、介质压力等都无关系.图 3 是在氩气环境中,液滴温度 $T_s = 1800K$,金属蒸气流速 $V_{gas} = 1.0m/s$,液滴半径 $R_s = 3.25mm$ 条件下得到的 Cu 纳米粒子的大小分

布曲线.从曲线中获得的平均微粒粒径 14.4nm.在同等条件下由扫描电子显微镜照片统计出来的实验测量结果平均微粒粒径 18.5nm.考虑测量本身的不确定度,预计数字模拟与实际结果将在 30% 以内符合.

图 4 是在氩气环境中,液滴温度 $T_s = 2000K$,金属蒸气流速分别为: $V_{gas} = 1.0m/s, V_{gas} = 0.5m/s$,液滴半径 $R_s = 4.0mm$ 条件下得到的 Ni 纳米粒子的大小分布曲线.两种条件下的平均微粒粒径分别是 7.8nm, 15.4nm.

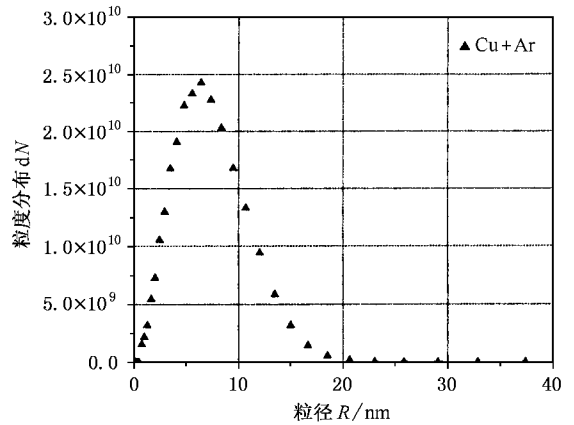


图 3 氩气环境中,当液滴直径 6.5mm 表面温度 1800K,金属微粒流速 1.0m/s 时 Cu 纳米粒子的大小分布曲线

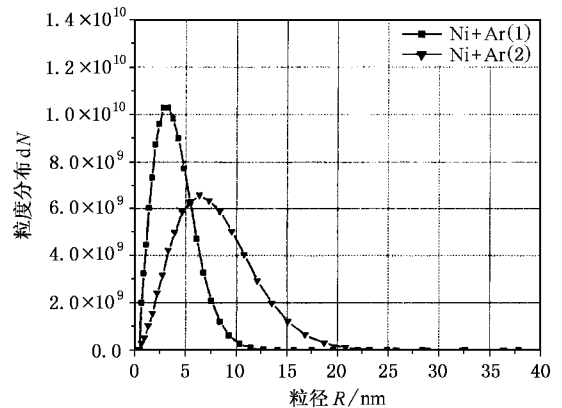


图 4 氩气环境中,当液滴直径 8.0mm 表面温度 2000K,金属微粒流速分别为 1.0m/s [曲线(1)], 0.5m/s [曲线(2)] 时 Ni 纳米粒子的大小分布曲线

计算表明,金属微粒流速的大小可以控制纳米金属粉末的平均尺寸和生产效率.图 4 中的两条曲线证实了这一点.

- [1] Liang Z Y 1999 *Ceramic Research* **14** 14
- [2] Lu K , Lu L 2000 *Acta Metal* **36** 785
- [3] Liu Z , Liang Z , Xu W , Xu B S *et al* 2000 *Material Science & Technology* **8** 104
- [4] Yang M C , Xu J , Shun X K , Wei W D and Hu Z Q 1994 *Acta Metal B* **30** 255
- [5] Tang Y J , Zhao Y K , Jiang W Y , Zhu Z H *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2208 [in Chinese] 唐永建等 1999 *物理学报* **48** 2208]
- [6] Сторожев Владимир Борисович 1993 *Численное моделирование процесса образования аэрозоля при получении ультрадисперсных порошков металлов* (Москва)
- [7] Diana S C 1995 *J. Vac. Sci. Technol. A* **13** 2564
- [8] Concus P 1968 *J. Fluid Mech.* **34** 481
- [9] Renk F , Wayner P C , Homsy G M 1978 *J. Coll. Interface Sci.* **67** 408
- [10] Ландау Л Д , Лифшиц Е М 1964 *Statistical physics* , [郎道 Л Д , 栗弗席兹 Е М (杨训恺等译) 1994 *统计物理* (人民教育出版社) 第 592 页]

Theoretical simulations of preparation of nanometal Particles by Flow-levitation Method^{*}

Tang Yong-Jian¹⁾ Wei Jian-Jun^{1 2)} Li Chao-Yang¹⁾ Wu Wei-Dong¹⁾ Wang Chao-Yang¹⁾

¹⁾ (*Research Centre of Leaser Fusion China Academy of Engineering Physics , P. O. Box 919 - 981 , Mianyang 621900 , China*)

²⁾ (*Institute of Atomic & Molecular Physics , Sichuan University , Chengdu 610065 , China*)

(Received 29 September 2002 ; revised manuscript received 25 December 2002)

Abstract

This paper describes the principle of flow-levitation method. An analytical model for preparation of nanometal powders in inert gases is presented. Associated with the relation between dynamics of gas flow and temperature , the process of thermal diffusion , nucleation , condensation and crystallization of powders is studied. The results of theoretical analysis are in agreement with the practice. It indicates that we can control the particle-size distribution by choosing appropriate characteristic technological parameters.

Keywords : nanometal powder , theory simulation , flow-levitation method

PACC : 8120E , 7110 , 6810J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10075040) and the Foundation of Double-hundred Person of the China Academy of Engineering Physics.