

[文章编号] 1004-0609(2000)06-0832-05

离心力场中外加颗粒分布模型^①

张新平, 于思荣, 何镇明

(吉林工业大学 材料科学与工程学院, 长春 130025)

[摘 要] 采用连续性理论结合外加颗粒在离心力场中运动规律, 基于柱坐标系建立了离心力场中外加颗粒分布的数学模型。采用该数学模型, 以离心铸造法制备 SiC_p/Al 基梯度功能材料为例, 分析了颗粒沉积过程, 研究了离心加速度 G 、颗粒初始体积分数、浇注温度、颗粒与合金密度差等对颗粒分布的影响。模拟结果与实验均表明, 提高离心加速度 G 和浇注温度, 降低颗粒初始体积分数, 可使梯度分布变化加剧, 外侧颗粒浓度增大(颗粒密度大于合金密度时), 而利用颗粒与合金的密度差异, 可以获得颗粒富集于内、外侧的梯度材料。将实验数据与模拟值进行了比较, 两者吻合程度较好。

[关键词] 离心力场; 外加颗粒; SiC_p; 体积分数; 梯度功能材料

[中图分类号] TB115

[文献标识码] A

为了制备出颗粒分布不同的梯度功能材料, 必须从理论上把握颗粒在离心力场作用下的沉积过程。当前, 用于描述颗粒分布的方法有基于 Stokes 法等运动理论和连续性理论的理论分析和实验测试法^[1]。基于 Stokes 法^[2, 3]等运动理论的方法是针对单个颗粒运动所推导的, 用于描述单个颗粒在离心力场作用下的运动轨迹。离心力场中两相流体系很复杂, 一方面固体具有一定的体积分数, 不是单个的, 在传输过程中有相互的作用; 另一方面在很多情况下强化颗粒密度与金属液密度不同, 在离心力场的作用下将产生径向偏移, 对整个体系的“三传”产生影响。因此, 该方法不适用于描述一定体积分数的颗粒分布, 而且这些研究利用的公式只是在特殊角度下经过简化处理的方程, 有其局限性。采用连续性理论可以描述一定体积浓度的颗粒分布, 具有较大的通用性, 但是目前所见到的均为直角坐标系下的一维情况, 而直角坐标系下多维和柱坐标系下的情况尚未见到有关报道^[1]。实验法则不具有普遍的指导意义。本研究采用连续性理论结合外加颗粒在离心力场中的运动规律, 基于柱坐标系建立了离心力场中外加颗粒分布的数学模型。采用该数学模型, 以离心铸造法制备 SiC_p/Al 基梯度功能材料为例, 分析了颗粒沉积过程, 研究了离心加速度 G 、颗粒初始分数、浇注温度、颗粒与合金密度差等对颗粒分布的影响。同时, 将模拟结果与自测的

数据以及文献中的数据进行了比较, 两者吻合程度较好, 验证了模拟的可信度。

1 SiC 颗粒梯度分布数学模型的建立

取离心铸造流体中的一微元体 $r \Delta r \Delta z \Delta \theta$, 颗粒通过该微元体流动。假设微元体质量守恒时, 有

$$(\text{累计的颗粒质量流率}) = (\text{输入的颗粒质量流率}) - (\text{输出的颗粒质量流率}) \quad (1)$$

式中 $(\text{累计的颗粒质量流率}) = (\text{微元体体积}) \times (\text{微元体中颗粒体积分数变化率}) \times (\text{颗粒密度})$;
 $(\text{输入的颗粒质量流率}) = (\text{微元体体积}) \times (\text{输入的颗粒体积分数}) \times (\text{颗粒密度})$;
 $(\text{输出的颗粒质量流率}) = (\text{微元体体积}) \times (\text{输出的颗粒体积分数}) \times (\text{颗粒密度})$ 。将上述表达式用代数式代入式(1)并消去颗粒密度得:

$$r \Delta r \Delta \theta \Delta z \frac{\partial \varphi_p}{\partial t} = \varphi_p [v_r |_{r-\Delta r} - v_r |_{r+\Delta r} (r + \Delta r)] \Delta \theta \Delta z + \varphi_p (v_\theta |_{\theta-\Delta \theta} - v_\theta |_{\theta+\Delta \theta}) \Delta r \Delta z + \varphi_p (v_z |_{z-\Delta z} - v_z |_{z+\Delta z}) r \Delta r \Delta \theta \quad (2)$$

上式两边同除以 $r \Delta r \Delta z \Delta \theta$, 并令 $\Delta r \rightarrow 0$, $\Delta z \rightarrow 0$, $\Delta \theta \rightarrow 0$, 应用一阶导数的定义, 式(2)变为

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\varphi_p v_r r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\varphi_p v_\theta)}{\partial \theta} +$$

① [基金项目] 国家自然科学基金资助项目(59771055)

[收稿日期] 2000-01-03; [修订日期] 2000-04-24

[作者简介] 张新平(1975-), 男, 博士生。

$$\frac{\partial}{\partial z}(\varphi_p r v_z) = 0 \quad (3)$$

式中 φ_p 为任一时刻、在距中心轴距离为 r 处的强化颗粒体积分数; t 为时间; v_r 为径向颗粒速度; v_z 为轴向颗粒速度; v_θ 为旋转方向颗粒速度; r 为颗粒离中心轴的距离; θ 为颗粒圆周距离; z 为颗粒离铸件底端面纵向距离。式(3)即为以体积分数表示的柱坐标下连续性方程。

通过计算可知尽管有重力影响,在 z 方向上颗粒的速度与径向上的速度相比可以忽略不计,即 $v_z = 0$; 忽略加速过程,假定颗粒角速度瞬间达到铸型的角速度,则颗粒在旋转方向上相对于液体的速度为零,即 $v_\theta = 0$, 所以式(3)可以化简为

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial t} + \frac{\partial(\varphi_p v_r r)}{r \partial r} = 0 \quad (4)$$

对式(4)进行偏微分,得

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial t} + \frac{1}{r}(\varphi_p v_r \frac{\partial r}{\partial r} + v_r r \frac{\partial \varphi_p}{\partial r} + \varphi_p r \frac{\partial v_r}{\partial r}) = 0 \quad (5)$$

整理得

$$\frac{\partial \varphi_p}{\partial t} + v_r \frac{\partial \varphi_p}{\partial r} = -\frac{\varphi_p v_r}{r} - \varphi_p \frac{\partial v_r}{\partial r} \quad (6)$$

考察离心力场中外加颗粒的受力情况,有下式成立^[5, 6]

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{18\mu}{\rho_s d_s^2} \frac{dr}{dt} - \frac{(\rho_s - \rho)}{\rho_s} \omega^2 r = 0 \quad (7)$$

解得

$$r = \frac{r_0}{\lambda_1 - \lambda_2}(\lambda_1 e^{\lambda_2 t} - \lambda_2 e^{\lambda_1 t}) \quad (8)$$

颗粒径向速度为

$$v_r = \frac{r_0}{\lambda_1 - \lambda_2}(e^{\lambda_2 t} - e^{\lambda_1 t}) \lambda_2 \lambda_1 \quad (9)$$

颗粒径向加速度为

$$a_r = \frac{r_0}{\lambda_1 - \lambda_2}(\lambda_2 e^{\lambda_2 t} - \lambda_1 e^{\lambda_1 t}) \lambda_2 \lambda_1 \quad (10)$$

式中

$$\lambda_1 = \frac{-9\mu}{\rho_s d_s^2} + \sqrt{\frac{81\mu^2}{\rho_s^2 d_s^4} + \frac{\omega^2(\rho_s - \rho)}{\rho_s}};$$

$$\lambda_2 = \frac{-9\mu}{\rho_s d_s^2} - \sqrt{\frac{81\mu^2}{\rho_s^2 d_s^4} + \frac{\omega^2(\rho_s - \rho)}{\rho_s}};$$

ω 为角速度; ρ_s 为强化颗粒的密度; ρ 为金属液的密度; d_s 为颗粒平均直径; μ 为颗粒体积分数为 φ_p 及金属液温度为 T 时的液体粘度:

$$1) T > T_1 \text{ 时, } \mu = \mu_1(1 + \frac{5}{2} \varphi_p + 10.05 \varphi_p^2);$$

$$2) T_s < T < T_1 \text{ 时, } \mu = \mu_1[1 + \frac{5}{2}(\varphi_p + S_T) +$$

$$10.05(\varphi_p + S_T)^2],$$

$$S_T = (\frac{T_1 - T}{T_1 - T_s})^{0.5}.$$

式中 μ_1 为颗粒体积分数为 0、温度为 T_0 时的液体粘度; T_1 , T_s 分别为 Al-8% Si 合金的液、固相线温度^[6]。

通过式(8)可以求出时间为 t 、距中心轴 r 处的颗粒原始位置:

$$r_0 = \frac{r(\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 e^{\lambda_2 t} - \lambda_2 e^{\lambda_1 t}} \quad (11)$$

所以

$$v_r = \frac{r(e^{\lambda_2 t} - e^{\lambda_1 t}) \lambda_2 \lambda_1}{\lambda_1 e^{\lambda_2 t} - \lambda_2 e^{\lambda_1 t}} \quad (12)$$

$$a_r = \frac{r(\lambda_2 e^{\lambda_2 t} - \lambda_1 e^{\lambda_1 t}) \lambda_2 \lambda_1}{\lambda_1 e^{\lambda_2 t} - \lambda_2 e^{\lambda_1 t}} \quad (13)$$

又因为

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} = \frac{\partial v_r}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial r} = \frac{a_r}{v_r} \quad (14)$$

将式(12)~(14)代入式(6),有

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_p}{\partial t} + \frac{r \lambda_1 \lambda_2 (e^{\lambda_2 t} - e^{\lambda_1 t})}{\lambda_1 e^{\lambda_2 t} - \lambda_2 e^{\lambda_1 t}} \frac{\partial \varphi_p}{\partial r} = \\ - \varphi_p \left[\frac{\lambda_1 \lambda_2 (e^{\lambda_2 t} - e^{\lambda_1 t})}{\lambda_1 e^{\lambda_2 t} - \lambda_2 e^{\lambda_1 t}} + \frac{\lambda_2 e^{\lambda_2 t} - \lambda_1 e^{\lambda_1 t}}{e^{\lambda_2 t} - e^{\lambda_1 t}} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

式(15)就是外加颗粒在离心力场中梯度分布的数学模型。该式可以离散为

$$\begin{aligned} (\varphi_p)_j^{n+1} = \frac{1}{2} \{ (1 + R_j^{n+1}) (\varphi_p)_{j-1}^n + \\ (1 - R_j^{n+1}) (\varphi_p)_{j+1}^n + \\ \Delta t [(1 + R_j^{n+1}) f_{j-1}^n + \\ (1 - R_j^{n+1}) f_{j+1}^n] \} \end{aligned} \quad (16)$$

式中

$$\begin{aligned} f_j^n = - (\varphi_p)_j \left[\frac{\lambda_1 \lambda_2 (e^{\lambda_2 t_n} - e^{\lambda_1 t_n})}{\lambda_1 e^{\lambda_2 t_n} - \lambda_2 e^{\lambda_1 t_n}} + \right. \\ \left. \frac{\lambda_2 e^{\lambda_2 t_n} - \lambda_1 e^{\lambda_1 t_n}}{e^{\lambda_2 t_n} - e^{\lambda_1 t_n}} \right] \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} R_j^{n+1} = \frac{r_j \lambda_1 \lambda_2 (e^{\lambda_2 t_{n+1}} - e^{\lambda_1 t_{n+1}}) \Delta t}{\lambda_1 e^{\lambda_2 t_{n+1}} - \lambda_2 e^{\lambda_1 t_{n+1}} \Delta r}, \\ 1 < j < zf; \end{aligned} \quad (18)$$

初始条件: $\varphi_p = \text{const}$;

边界条件: $j = \text{firstpoint}$,

$$\begin{aligned} (\varphi_p)_j^{n+1} = \frac{1}{2} \{ (1 - R_j^{n+1}) (\varphi_p)_{j+1}^n + \\ \Delta t (1 - R_j^{n+1}) f_{j+1}^n \} \end{aligned} \quad (19)$$

边界条件: $j = \text{endpoint}$,

$$(\varphi_p)_j^{n+1} = (\varphi_p)_j^n \left\{ 1 + \frac{\Delta t}{\Delta r} \frac{r_j \lambda_1 \lambda_2 (e^{\lambda_2 t} - e^{\lambda_1 t})}{\lambda_1 e^{\lambda_2 t} - \lambda_2 e^{\lambda_1 t}} - \right.$$

$$\Delta t \left[\frac{\lambda_1 \lambda_2 (e^{\lambda_2 t} - e^{\lambda_1 t})}{\lambda_1 e^{\lambda_2 t} - \lambda_2 e^{\lambda_1 t}} + \frac{\lambda_2 e^{\lambda_2 t} - \lambda_1 e^{\lambda_1 t}}{e^{\lambda_2 t} - e^{\lambda_1 t}} \right] \quad (20)$$

为了能精确地描述颗粒的分布, 应将颗粒运动场和温度场进行耦合。

柱坐标系下一维热传导方程为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{q_h}{c_p} \quad (21)$$

式中 a 为热扩散系数, $a = k / \rho c_p$, c_p 为定压比热容, k 导热系数; q_h 为单位体积的金属在单位时间内释放的潜热, $q_h = \rho L \partial f_s / \partial t$, f_s 为单位体积中的固相率, ρ 为金属的密度, L 为金属的结晶潜热^[7]。

根据混合定律可知, 在铸件凝固过程中颗粒浓度的变化导致了热物理参数发生变化, 影响了传热, 故在计算铸件凝固时的热物理参数表达式如下:

$$[f] = [f_s] \varphi_p + (1 - \varphi_p) [f_l] \quad (22)$$

式中 $[f]$ 代表铸件的各种热物理参数, $[f_s]$ 代表颗粒的各种热物理参数; $[f_l]$ 代表金属液的各种热物理参数; φ_p 为颗粒的体积分数。

采用“等比热容”方法处理结晶潜热^[8]。

2 结果分析与验证

利用式(16)~(22)可以求解离心铸造过程的温度场和颗粒的体积分数分布。数值分析中所用的合金及颗粒物理参数如下。

1) A356 铝合金的密度 $\rho = 2.70 \text{ g/cm}^3$, 热传导系数 $\kappa = 0.121 \text{ W/(mm} \cdot \text{K)}$ 。比热容 $c = 0.96 \text{ J/(g} \cdot \text{K)}$, 潜热 $L_s = 396.3 \text{ J/g}$, 液相温度 $T_l = 903 \text{ K}$; 液相线斜率 $M = -69.45 \text{ K/\%}$;

2) SiC 颗粒的密度 $\rho = 3.15 \text{ g/cm}^3$; 热传导系数 $\kappa = 0.270 \text{ W/(mm} \cdot \text{K)}$, 比热容 $c = 0.96 \text{ J/(g} \cdot \text{K)}$, 颗粒平均直径 $d_s = 10 \mu\text{m}$;

3) 金属铸型的密度 $\rho = 7.92 \text{ g/cm}^3$, 热传导系数 $\kappa = 0.016 \text{ W/(mm} \cdot \text{K)}$, 比热容 $c = 0.83 \text{ J/(g} \cdot \text{K)}$ ^[9]。

颗粒停止沉积运动取决于如下条件:

- 1) 凝固引起单元中的固相体积分数为 100%;
- 2) 单元中颗粒的体积分数达到或超过临界值;
- 3) 最内侧的颗粒运动到最外侧。

文献[9]中指出实验观察 SiC 颗粒的临界体积分数大约为 55%, 故本研究以 55% 为临界体积分数。采用的工艺参数如无说明, 均为: 离心加速度

G 为 760 (转速为 1440 r/min)、浇注温度 700 °C, 铸型预热温度为 250 °C, SiC_p 初始体积分数为 15%。

2.1 离心铸造中 SiC 颗粒梯度分布变化过程

图 1 给出了初始体积分数为 7.8% 的 SiC_p 强化 Al-8%Si 合金熔体 SiC 颗粒体积分数变化过程的计算结果, 其中曲线为模拟值, 点为实测值。图中横坐标的“0”指位于铸件的内表面, “100”指位于铸件的外表面。

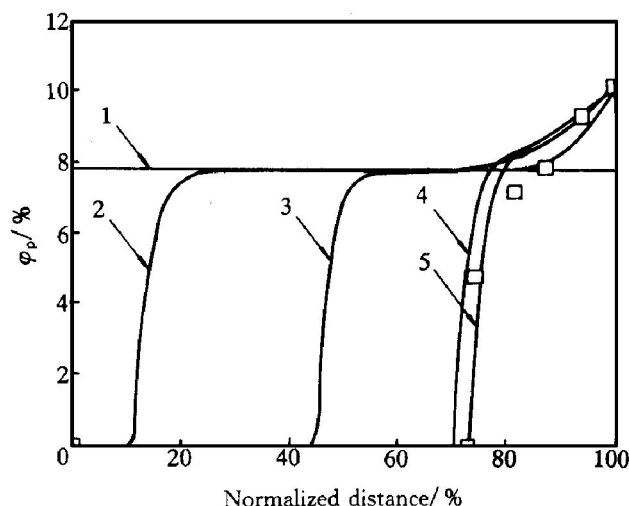


图 1 离心铸造中 SiC 颗粒体积分数的变化

Fig. 1 Changes of volume fraction of SiC_p in centrifugal casting

1—Analysis time 0 s; 2—Analysis time 15 s;
3—Analysis time 30 s; 4—Analysis time 45 s;
5—Analysis time 50 s; ■—Measured value

从图中可见, 在初始体积分数为 7.8%、颗粒均匀分布的情况下, 随离心时间的延长, 铸件横截面上出现 4 个区域, 即梯度上升分布的外表强化区、梯度均匀分布的中间区、梯度过渡分布的过渡区(以上 3 区定义为颗粒富集区)、无强化颗粒的基体区(定义为颗粒贫乏区)。随离心时间的延长, 颗粒富集区逐渐变窄, 颗粒贫乏区变宽。最后颗粒富集区由高颗粒体积分数的外表强化区和梯度变化急剧的过渡区组成。

可见, 离心时间不同时, 颗粒分布也不同, 故通过工艺参数控制温度场便可控制凝固时间长短, 从而获得不同颗粒分布的梯度材料。

2.2 离心加速度 G 对颗粒梯度分布的影响

图 2 所示是不同的离心加速度 G 对 SiC 颗粒体积分数梯度分布的影响, 其中曲线为模拟值, 点为文献[10]的实测值(下同)。

从图可见, 随离心加速度 G 逐渐增大, 同一时间内, 颗粒体积分数分布曲线的梯度明显增加, 颗

粒贫乏区增大,与之相对应,颗粒富集区变窄,最外层颗粒体积分数明显提高,最大可达 55%。当加大离心加速度 G 到一定程度时,可以获得外表面层颗粒体积分数高,颗粒富集区窄的表面梯度强化材料。

2.3 颗粒初始体积分数对颗粒梯度分布的影响

图 3 所示是 SiC 颗粒初始体积分数对颗粒梯度分布的影响。从图 3 可见,随着颗粒初始体积分数的提高,颗粒富集区变宽,梯度变缓。因此采用较高的颗粒初始体积分数,有利于获得整体梯度强化

材料,反之,采用低初始体积分数有利于制备表面梯度强化材料。

2.4 浇注温度对颗粒梯度分布的影响

图 4 所示是不同浇注温度下的颗粒分布曲线。从图 4 可见,当浇注温度低时,合金凝固时间减少,合金液粘度增加。根据式 (7) 可知,颗粒运动的阻力加大,颗粒运动速度减缓,颗粒富集程度降低,铸件整体梯度分布平缓,最外层最大体积分数相对减小;随浇注温度提高,合金凝固时间增长,合金液粘度相对降低,颗粒运动的阻力减小,颗粒运动速度加快,加剧了颗粒富聚,导致颗粒富集区变得更窄。因此,提高浇注温度有利于获得表面梯度强化材料。

2.5 颗粒密度对颗粒梯度分布的影响

图 5 所示是两种不同密度的颗粒在离心力场中

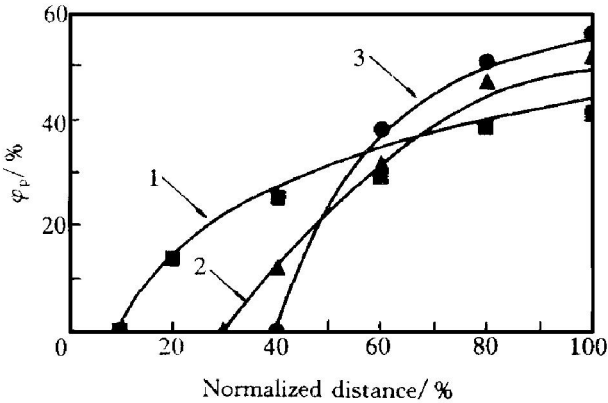


图 2 离心加速对颗粒梯度分布的影响

Fig. 2 Influence of centrifugal acceleration G on gradient distribution profiles

■—Ref. [10], $G = 100$; ◆—Ref. [10], $G = 500$;
▲—Ref. [10], $G = 1000$
1—Analysis, $G = 100$; 2—Analysis, $G = 500$;
3—Analysis, $G = 1000$

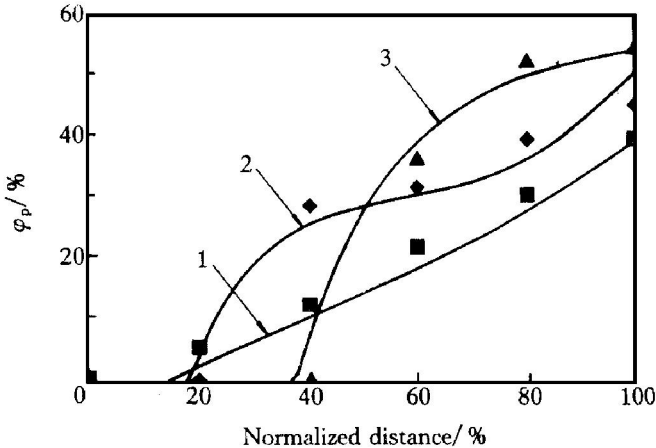


图 4 浇注温度对颗粒梯度分布的影响

Fig. 4 Influence of pouring temperature on gradient distribution profiles

■—Ref. [10], 650 °C; ◆—Ref. [10], 700 °C;
▲—Ref. [10], 800 °C
1—Analysis, 650 °C; 2—Analysis, 700 °C;
3—Analysis, 800 °C

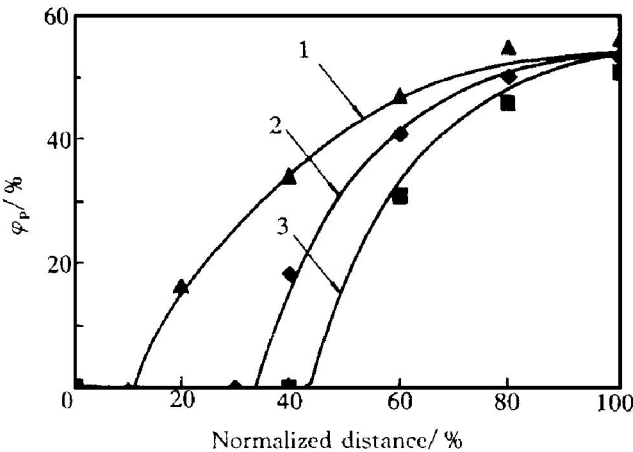


图 3 初始体积分数对颗粒梯度分布的影响

Fig. 3 Influence of primary volume fraction on gradient distribution profiles

■—Ref. [10], $\varphi_p = 10\%$; ◆—Ref. [10], $\varphi_p = 20\%$;
▲—Ref. [10], $\varphi_p = 30\%$
1—Analysis, $\varphi_p = 10\%$; 2—Analysis, $\varphi_p = 20\%$;
3—Analysis, $\varphi_p = 30\%$

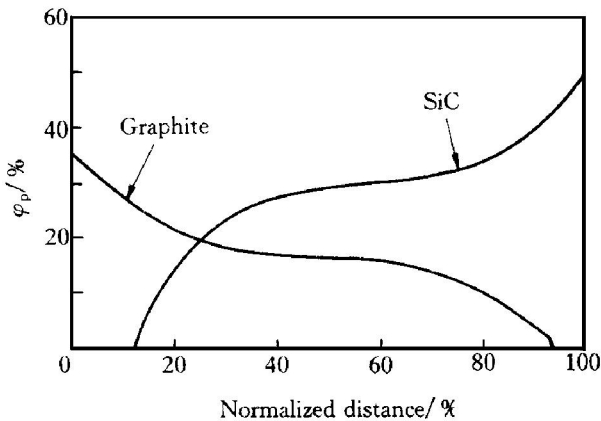


图 5 颗粒密度对颗粒梯度分布的影响

Fig. 5 Influence of particle density on gradient distribution profiles

的分布模拟曲线。从图 5 可见,当颗粒的密度大于合金液密度时,颗粒向外侧富集,反之当颗粒的密度小于合金液密度时,颗粒富集于内侧。故当工况要求内侧耐磨时,可以选择密度小于基体的颗粒种类,反之,则选择密度大于基体的颗粒种类。

从各图可见,模拟曲线并不完全同实测点重合,这可能是在假设中把颗粒的初始分布视为均匀分布,或实测时存在一些误差。

3 结论

1) 采用连续性理论结合外加颗粒在离心力场中运动规律,基于柱坐标建立了在离心力场中外加颗粒分布的数学模型。

2) 采用该数学模型模拟了不同工艺条件下 SiC 颗粒体积分数分布,并与实验数据进行了比较,结果表明吻合程度较好,验证了模拟的可信度,并为制备 SiC_p/Al 基梯度功能材料提供了理论依据。

3) 离心加速度 G 、颗粒初始体积分数、浇注温度、颗粒与合金密度差等工艺参数对颗粒梯度分布起重要作用。模拟结果与实验均表明,提高离心加速度 G ,浇注温度,降低颗粒初始体积分数,可以获得大梯度分布的表面颗粒强化材料,而利用颗粒与合金的密度差异,可以获得颗粒富集于内、外侧的梯度材料。因此在实际制备这种材料时,通过控制这些工艺参数可以获得所需梯度分布的梯度材料。

[REFERENCES]

- [1] ZHANG Xin-ping(张新平), YU Si-rong(于思荣) and HE Zhen-ming(何镇明). 离心铸造梯度功能材料的研究现状及展望 [J]. Foundry(铸造), 1999, (5): 47–50.
- [2] Lajoie L and Suery M. Modeling of particle segregation during centrifugal casting of Al-matrix composites [A]. Fishman S G and Dhingra A K. Cast Reinforced Metal Composites [C]. ASM International, Metals Park, OH, 1988. 15.
- [3] KANG C G and Rohantgi P K. Transient thermal analysis of solidification in a centrifugal casting for composite materials containing particle segregation [J]. Metallurgical and Materials Transactions, 1996, 27B(4): 277–285.
- [4] Ohnaka I. Introduction to Heat and Solidification Analysis by Computer [M]. Maruzen Press, 1985. 326, 340.
- [5] YU Si-rong(于思荣). 表面复合强化铝合金新材料及其仿生分析 [R]. Changchun: Jilin University of Technology, 1998. 56–60.
- [6] WEI Lu-bin(韦鲁滨), ZHAO Hai(赵海), YANG Xiao-sheng(杨小生), et al. 异性形水力旋转流器的松散机理与分级特性 [J]. The Chinese Journal of Nonferrous Metals(中国有色金属学报), 1999, 9(3): 597.
- [7] Geckert E R and Drake R M. Heat and Mass Transfer (2nd edition) [M]. New York: McGraw-hill, 1959. 10.
- [8] ZHANG Xin-ping(张新平). 离心铸造制备 FGM 中颗粒相的分布行为 [D]. Changchun: Jilin University of Technology, 2000. 38–48.
- [9] Mizuno M and Matsuoka T. Processing of metal composite by centrifugal casting technique and analysis on distribution of reinforcements [J]. J Soc Mat Sci Japan, 1993, 42(480): 1046–1051.
- [10] ZHANG Bao-sheng(张宝生). 离心铸造颗粒强化铝基梯度功能材料制备及性能 [D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 1997. 38–46.

Modeling of added particle distribution in centrifugal force field

ZHANG Xin-ping, YU Si-rong, HE Zhen-ming

(College of Materials Science and Engineering, Jilin University of Technology,
Changchun 130025, P. R. China)

[ABSTRACT] The numerical modeling of the particle distribution in the centrifugal force field was established by using continuity theory and the moving law of particle. The particle distribution process in the centrifugal force field was analyzed theoretically by using the established model. The influences of centrifugal acceleration G , primary volume fraction, pour temperature and the density difference between the particle and the base alloy on SiC_p gradient distribution were studied. With the increases in centrifugal acceleration G and pour temperature, and the decrease of the primary volume fraction, the particle gradient distribution changes more greatly and the content of particle in the outer shell becomes larger(when $\rho_s > \rho_l$). In the centrifugal force field, segregation of particles occurs due to the centrifugal force, either to the outer or to the inner part of the casting, depending on the relative densities of particles and the base alloy. The theory and experiment results were in good agreement.

[Key words] centrifugal force field; added particle; SiC_p; volume fraction; functional gradient material (编辑 何学锋)