

# 强梯度磁场下金属熔体中析出相晶粒迁移的动力学研究<sup>\*</sup>

晋芳伟 任忠鸣<sup>†</sup> 任维丽 邓 康 钟云波

(上海大学材料科学与工程学院, 上海 200072)

(2006 年 11 月 7 日收到, 2006 年 12 月 7 日收到修改稿)

建立了梯度磁场下金属熔体中晶粒迁移的一般动力学模型, 导出了磁场对导电熔体黏度的影响规律, 得到了迁移速度的解析解和迁移距离的分析解. 导电熔体的有效黏度随磁场强度的平方成线性递增关系. 迁移速度达到终极速度的时间为  $10^{-3}$  s 数量级. 终极速度随着磁场强度的增加而迅速减小, 表明强磁场对晶粒迁移有抑制作用. 迁移距离和迁移率与磁场分布密切相关. 为观察初晶硅的迁移状况, 将 Al-18wt% Si 合金在 650℃ 保温 60 min 后, 施加强梯度磁场 ( $B_z = 5$  T,  $B_z dB_z/dz = -224$  T<sup>2</sup>·m<sup>-1</sup>) 对熔体作用不同时间并淬火. 结果表明, 晶粒半径大于等于 40 μm 的初晶硅在 120 s 内大部分完成迁移, 与理论计算符合.

关键词: 强梯度磁场, 析出相, 迁移, 刚体动力学

PACC: 0755, 1340, 8130B, 8130M, 4600

## 1. 引 言

随着高温超导技术的发展, 使得磁技术在各个领域的应用变得活跃. 在生物磁的研究方面, 国内已自行研制出单通道高温超导 rf SQUID 磁梯度计, 可用于获取人体的心磁地图. 在这方面的研究已取得较大进展<sup>[1-3]</sup>. 对等离子体鞘层的研究是等离子体实验中的一个重要问题, 利用磁场调控鞘层中等离子体的动量及能量分布, 使等离子体表面工程优化, 已成为国际上一个新的研究热点. 在一些情况下, 磁场对等离子体动量和能量的分布影响显著, 然而考虑磁场的影响会使问题复杂化, 人们通常用数值模拟方法对磁场的影响进行研究<sup>[4,5]</sup>. 在多层超晶格薄膜复合材料中, 有人在有效场理论(EFT)框架内理论研究了纵向磁场对材料磁化率的影响<sup>[6]</sup>. 地球磁场甚至与太阳风的动压有联系<sup>[7]</sup>, 太阳风动压的增加(减小)总是对应着同步轨道磁场的增加(减小). 基于流体模型, 有研究者导出了一个关于托卡马克等离子体内环形漂移模型的色散关系, 该色散关系与离子压强梯度、磁场梯度以及曲率有关. 磁场

梯度与曲率驱动等离子体的有理面不稳定<sup>[8]</sup>, 而压强梯度促使这种不稳定变为稳定. 通过解析和数值两种方法, 可以获得它们之间的控制关系. 用数值计算方法研究均匀横向磁场条件下通过抛物量子阱结构的共振隧穿<sup>[9]</sup>, 研究结果表明: 磁场增加时, 共振峰向高能区移动, 新的共振峰出现; 同时研究了回旋中心在不同位置时抛物阱结构的  $J-V$  特性, 结果发现回旋中心在抛物阱中心时能够得到和实验一致的结果. 即磁场增加, 电流峰值减小且向高偏压移动. 同时, 超导技术的发展使得强磁场的获取更加便捷, 这促使材料电磁过程(electromagnetic processing of materials, EPM)很快成为材料科学和材料制备领域的研究热点. 磁场增强到几个特斯拉时, 原本常被忽视的抗磁或顺磁物质的磁化力, 在强磁场中变得明显, 甚至有人在强磁场下于  $MnCl_2$  水溶液中悬浮起直径为 1 mm 的金球<sup>[10]</sup>. 由于洛伦兹力和磁化力的共同作用, 强磁场不但能改变非磁性金属或合金的凝固组织<sup>[11]</sup>, 甚至能改变合金中溶质组元的分布<sup>[12]</sup>. 在铝硅合金的变质处理中施加静磁场能延长变质有效时间<sup>[13]</sup>和影响初晶硅的分布<sup>[14]</sup>, 原因是静磁场有抑制对流的作用. 强磁场在磁取向<sup>[15-19]</sup>方面

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 50234020, 50225416), 上海市科委重点项目(批准号: 04DZ14002, 05JC14065)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: zmren@mail.shu.edu.cn

的研究已经取得较多的成果,而对于强磁场下析出相迁移问题的研究则相对较少.人们用 Al-Si-Mn-Fe 合金中的金属间化合物及 Al-Si 合金中的初晶硅模拟夹杂物,利用磁化力加以分离<sup>[20]</sup>,对 Al-Si-Mn-Fe 合金,磁化力作用下试样端部的密度发生变化,而 Al-Si 合金中的初晶硅则是在试样端部形成偏聚.有研究者用 12 T 强静磁场去除铝熔体中的 SiC 夹杂物,认为其优点是去除率高<sup>[21]</sup>.据报道,半固态过共晶铝硅合金在强梯度磁场中凝固时初晶硅发生迁移并被细化<sup>[22]</sup>.笔者认为梯度磁场下的颗粒迁移技术具有广阔的应用前景,不仅利用此种技术可为制备自生复合材料和梯度功能材料开辟新的途径,而且还为有色金属熔炼中去除非金属夹杂物以及纯金属的净化提供了新的思路.然而,在梯度磁场中关于析出相晶粒迁移的动力学研究相对较少,较完整的理论模型未见报道.

本文建立了梯度磁场下析出相晶粒迁移的动力学模型,得到了磁场对熔体黏度的影响规律.根据初始条件得到模型的解析解.定义了析出相晶粒的迁移率,对影响迁移的各种因素进行了理论探讨.采用共晶 Al-18wt%Si 合金进行了实验研究,并用建立的模型解释了实验结果.

## 2. 实 验

Al-18wt%Si 母合金采用纯度为 99.9% 的铝及 99.99% 的结晶硅颗粒熔炼而成.按质量分数(硅占 18%,铝占 82%)配备一定数量的硅和铝,将铝置于石墨坩埚内并在电阻炉中加热至 750℃,然后加入硅并进行搅拌,将炉温升到 850℃保温较长时间,保温过程中多次搅拌合金液,然后浇注到直径为 9.5 mm,长为 120 mm 的多个石墨铸模中.将母合金棒截成约为 15 mm 长的小段,用孔径为 10 mm 的石墨管将小段封装后置于磁场中心上方一定位置进行重熔凝固实验.实验用超导磁体产生方向竖直向上的强静磁场,磁体中心的强度在 0—14 T 之间连续可调.从磁体中心向上或向下磁场强度连续衰变,因此磁体产生方向向上或向下的强梯度磁场.实验装置见图 1,磁体中心的磁场强度为 8 T 时,磁场强度的分布情况见图 2,图 2(a)为多项式拟合,图 2(b)为磁体中心以上部分 4—20 cm 段的线性拟合.通过调节外加磁场强度的大小和控制试样在磁场中的位置,保证每次实验都具备相同的磁场条件( $B_z = 5 \text{ T}$ ,

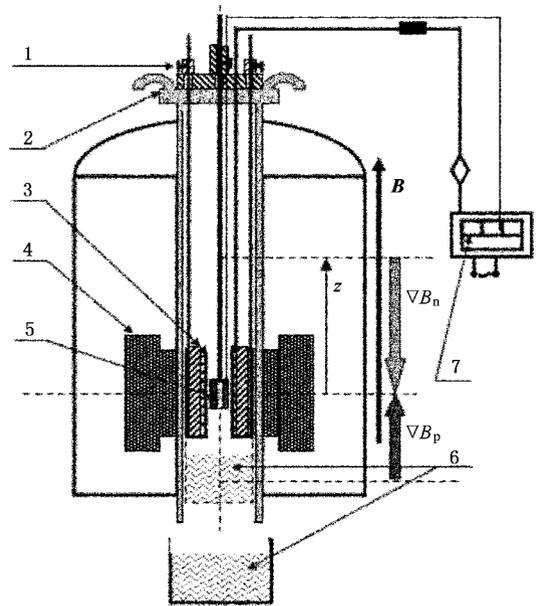


图 1 强磁场实验装置示意图 1. 试样架 2. 水冷系统 3. 加热器 4. 超导磁体 5. 试样 6. 淬火用水池 7. 温度控制系统

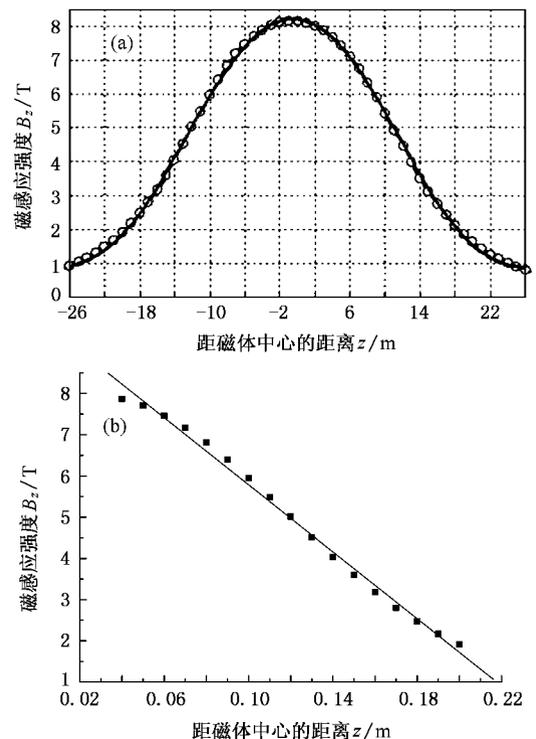


图 2 磁体中心施加 8 T 磁感应强度时磁场强度的分布曲线 (a)多项式拟合 (b)线性拟合

$dB_z/dz = 44.8 \text{ T} \cdot \text{m}^{-1}$ ).试样以  $15^\circ\text{C} \cdot \text{min}^{-1}$  的升温速度在磁场外升温至  $650^\circ\text{C}$ ,并保温 60 min 后进行下面的实验:1)无磁场情况下直接淬火;2)分别在磁场中恒温 2 min 及 20 min 淬火.将凝固试样沿纵截面方

向切开制备成金相试样,观察试样的宏观和微观组织.

### 3. 实验结果

淬火试样的宏观及微观组织分别见图 3 和图 4. 图 3(a)为无磁场的情况,试样在  $650^{\circ}\text{C}$  保温 60 min 后直接淬火的凝固组织,可见初晶硅均匀分布在试样的纵截面内. 图 3(b)(c)分别为试样在磁场外于  $650^{\circ}\text{C}$  保温 60 min 后,再施加磁场作用 2 min 和 20 min 的淬火组织. 图 3(b)表明,经过 2 min,

试样的顶部已形成初晶硅偏聚层,表明初晶硅晶粒已经发生了迁移. 磁场作用 20 min,淬火试样中初晶硅偏聚层明显增厚,初晶硅数量增多. 由图 4(a)可见,无磁场时试样淬火组织中的初晶硅较分散,晶粒多数为不规则多边形块状,边角尖锐,粒径分布从  $40\ \mu\text{m}$  至  $120\ \mu\text{m}$  不等. 而磁场作用 2 min,淬火组织中的初晶硅基本转变为球状,偏聚层初晶硅晶粒分布较密集一些,并且晶粒半径更均匀,约为  $40\ \mu\text{m}$ ,见图 4(b). 当磁场作用 20 min,偏聚层中尺寸较小的晶粒增多,粒径从  $20\ \mu\text{m}$  到  $120\ \mu\text{m}$  不等,与无磁场情况相比,粒状晶粒较多,块状晶粒很少且边角已经熟化.

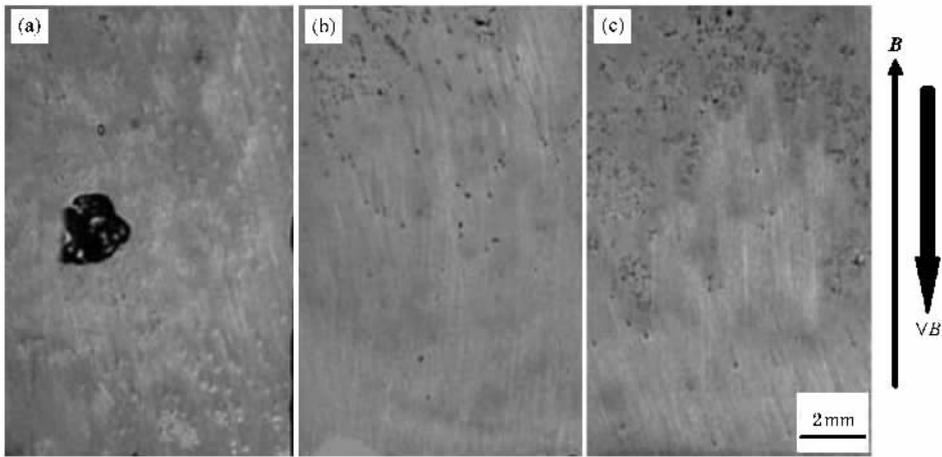


图 3 试样在磁场外于  $650^{\circ}\text{C}$  保温时间 60 min 后施加不同磁场条件的凝固组织 (a) 不加磁场直接淬火; (b) 施加  $B_z = 5\ \text{T}$ ,  $B_z \cdot dB_z/dz = -224\ \text{T}^2 \cdot \text{m}^{-1}$  磁场作用 2 min 淬火; (c) 施加  $B_z = 5\ \text{T}$ ,  $B_z \cdot dB_z/dz = -224\ \text{T}^2 \cdot \text{m}^{-1}$  磁场作用 20 min 淬火

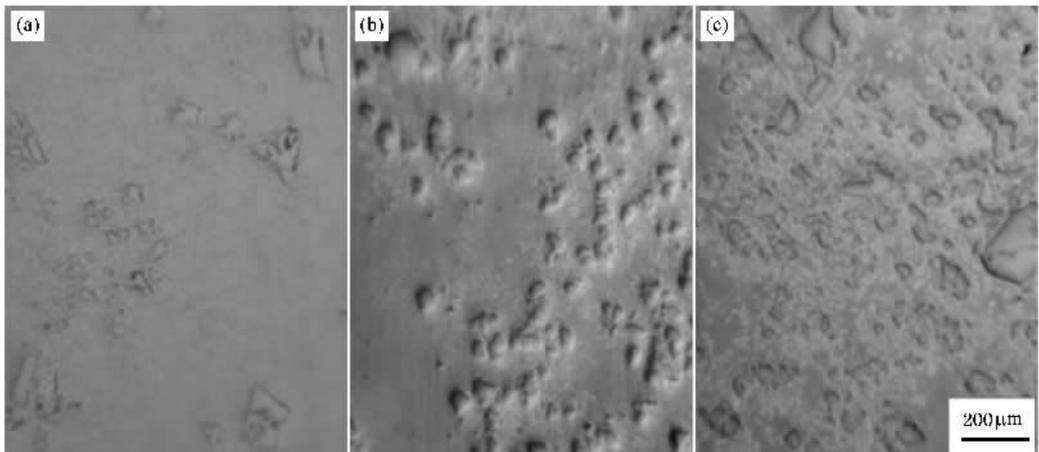


图 4 (a)(b)(c)分别为图 3 中 A、B 及 C 处的微观组织

### 4. 理 论

初生相在梯度磁场中发生迁移的物理机理是初

生相晶粒在梯度磁场中受到磁化力的作用,该力驱动固液两相区的初生相晶粒克服有效重力和液相阻力而发生运动,此运动导致初生相颗粒在磁化力作用方向发生迁移,最终在试样的一端形成初生相的

偏聚层.

### 4.1. 受力分析

为便于分析,作如下假设:

1) 初生相晶粒的迁移运动为平动,故采用单粒子模型,并假定晶粒为球状. 2) 不考虑晶粒之间的碰撞. 3) 晶粒的初始速度为零. 运动晶粒的受力分析如图 5 所示. 图 5 中假定磁场方向竖直向上,磁场梯度方向与磁场方向相反,竖直向上为  $z$  轴的正向,初生相晶粒沿  $z$  轴正向运动. 则晶粒在梯度磁场中受到的作用力为有效磁化力  $\Delta F_m$ ,有效重力  $\Delta G$ ,黏滞阻力  $F_\eta$ ;另外,由于晶粒向前运动时要向四周排开熔

体,熔体水平方向的运动分量垂直于磁场方向,见图 5(a)中的  $V_{al}$ (图中只画出一个方向的运动),这将在熔体中产生感应电流  $I'$ (熔体自身形成闭合回路), $I'$ (即导电熔体)在磁场中将受到 Lorentz 力  $f$ ( $f$  定义为单位面积力)的作用,此力通过熔体作用于晶粒上,产生一个与晶粒运动方向相反的阻力  $F'_B$ ,阻碍晶粒的运动,这里称之为磁致阻力,见图 5(b). 同时,由于晶粒向前运动后熔体对其刚才的位置将进行填充,熔体填充运动的水平分量同样垂直于磁场方向,和上述情况一样,由于 Lorentz 力的作用,这种填充运动将受到抑制,从而在晶粒下方产生一负压区,导致一拽力  $F''_B$  作用于晶粒之上, $F''_B$  可称为磁

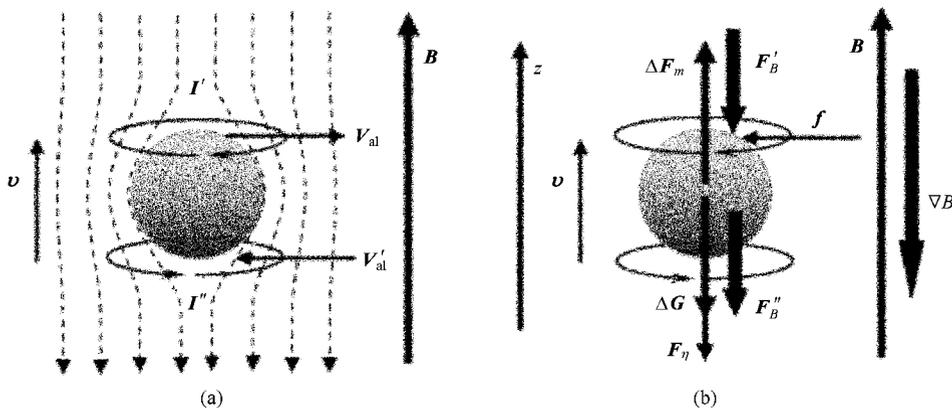


图 5 磁场影响阻力的示意图 (a)晶粒排开熔体运动的水平分量在磁场中引起感应电流 (b)磁场中 Lorentz 力引起磁黏滞阻力

致拽力. 因此,晶粒在梯度磁场中受到的力为(见图 5(b))

$$F = \Delta F_m + \Delta G + F_\eta + F'_B + F''_B + \iint_S f \cdot ds, \quad (1)$$

其中  $\Delta F_m = V(\chi_s - \chi_l) \frac{1}{\mu_0} B_z \frac{dB_z}{dz}$ ,  $V$  是晶粒的体积,  $\chi_s, \chi_l$  分别是析出相和熔体的磁化率,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$ , 为真空磁导率.  $\Delta G = V(\rho_p - \rho_l)g$ ,  $\rho_p, \rho_l$  分别是析出相和液相介质的密度.  $F_\eta$  与晶粒的形状和运动速度有关,如果假定晶粒是半径为  $r$  的球体,则由 Stokes 定律有  $F_\eta = 6\pi\eta r v$ ,  $v$  是晶粒运动的速度,  $\eta$  为熔体的动力学黏度.  $\iint_S f \cdot ds$  为晶粒上部受到的全部 Lorentz 力,晶粒向前运动时此力将对晶粒的上部产生挤压,导致晶粒前进的阻力增大. Lorentz 力  $f$  与熔体的速度  $V_{al}$  和磁感应强度的平方成正比,  $\iint_S f \cdot ds$  的大小可表示为

$$\iint_S f \cdot ds = k'6\pi r V_{al} B_z^2, \quad (2)$$

其中,  $k'$  为与液相介质电导率及晶粒半径有关的系数,具有长度的量纲,可称为特征尺寸系数. 当晶粒运动速度增加时,其排开熔体的速度随之增大,所以,  $V_{al}$  与晶粒的运动速度  $v$  成正比,于是可得

$$\iint_S f \cdot ds = k'k''6\pi r v B_z^2, \quad (3)$$

其中,  $k''$  为比例常数.

$\iint_S f \cdot ds$  增大,磁致阻力  $F'_B$  随之增大,它们之间存在一定的函数关系,其中最简单的是线性关系,类比摩擦定律,可以假定  $F'_B$  与  $\iint_S f \cdot ds$  成正比,因此有

$$F'_B = k'k''k'''6\pi r v B_z^2 = k_0 6\pi r v B_z^2, \quad (4)$$

其中,  $k'''$  为比例常数,  $k_0 = k'k''k'''$ , 亦为比例系数.

磁致拽力  $F''_B$  可作类似的处理,晶粒为球体的假设下甚至有  $F'_B = F''_B$ , 因此可定义  $F_B = F'_B + F''_B$ ,

称为磁黏滞阻力,具有(4)式相同的形式,于是有

$$F_B = k6\pi r v B_z^2, \quad (5)$$

其中,比例系数  $k$  和  $k'$  一样,与液相介质电导率和晶粒半径有关,亦称为特征尺寸系数。

将(1)式向  $z$  轴投影,并将上述各个参量及(5)式代入,可得到晶粒在运动方向的力

$$F = V(\chi_s - \chi_l) \frac{1}{\mu_0} B_z \frac{dB_z}{dz} - V(\rho_p - \rho_l)g - 6\pi(\eta + kB_z^2)rv. \quad (6)$$

令

$$\eta' = \eta + kB_z^2, \quad (7)$$

$\eta'$  称为熔体的有效黏度(7)式表明熔体的有效黏度与磁场强度的平方成递增关系.系数  $k$  可用 Hartmann 数计算,与用 Hartmann 数表示的有效黏度<sup>[23]</sup>比较可得

$$k = \frac{\eta}{B_z^2} \left( \frac{1}{3} Ha - 1 \right), Ha \gg 1, \quad (8)$$

其中,  $Ha = B_z r \left( \frac{\sigma_e}{\eta} \right)^{1/2}$ ,  $r$  为粒子半径,  $\sigma_e$  为熔体的电导率.

## 4.2. 析出相晶粒的迁移速度及距离

### 4.2.1 晶粒的迁移速度

析出相晶粒的运动速度,亦称迁移速度,可根据牛顿定律进行求解.晶粒在梯度磁场中的动力学微分方程的矢量形式为

$$m \frac{dv}{dt} = F, \quad (9)$$

其中,  $F$  为晶粒受到的合力,如(1)式所示,  $m = V\rho_p = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_p$  为析出相晶粒的质量.将(9)式投影到  $z$  轴上可得

$$m \frac{dv}{dt} = \frac{4}{3}\pi r^3 (\chi_s - \chi_l) \frac{1}{\mu_0} B_z \frac{dB_z}{dz} - \frac{4}{3}\pi r^3 (\rho_p - \rho_l)g - 6\pi(\eta + kB_z^2)rv \quad (10)$$

对于稳恒磁场,  $B_z$ ,  $dB_z/dz$  均不随时间改变,即都不是时间的函数,因此(10)式可用分离变量法求解,考虑初始条件  $v|_{t=0} = 0$ ,可得到如下解析解:

$$v = \frac{2r^2}{\alpha(\eta + kB_z^2)} \times \left[ (\chi_s - \chi_l) \frac{1}{\mu_0} B_z \frac{dB_z}{dz} - (\rho_p - \rho_l)g \right]$$

$$\times \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right], \quad (11)$$

其中,  $\tau_p = \frac{2\rho_p r^2}{\alpha(\eta + kB_z^2)}$  称为析出相晶粒的弛豫时间,与晶粒的尺寸、熔体的黏度及磁场强度有关.

对过共晶 Al-Si 合金,固态硅和液态铝的密度分别为  $\rho_p = 2.34 \times 10^3 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ,  $\rho_l = 2.38 \times 10^3 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ <sup>[24]</sup>,固态硅的磁化率为  $\chi_s = -9.13 \times 10^{-6}$ <sup>[25]</sup>,液态铝的磁化率为  $\chi_l = 1.05 \times 10^{-6}$ <sup>[26]</sup>.液态铝的动力学黏度  $\eta = 4.5 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ <sup>[27]</sup>,  $k$  由(8)式计算,铝熔体的电导率为  $\sigma_e = 4.1322 \times 10^6 \text{ }\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ <sup>[28]</sup>.由(11)式可得不同磁场条件下迁移速度与初晶硅晶粒尺寸以及时间的变化曲线,见图6.从图6可以看出,保持  $B_z dB_z/dz$  (即磁化力)相同,随着磁场强度的增大,颗粒迁移速度下降.还可看出,经过约 0.0006 s,晶粒的迁移速度趋于一最大值  $v_L$ ,即所谓的终极速度,其表达式如下:

$$v_L = \frac{2r^2}{\alpha(\eta + kB_z^2)} \times \left[ (\chi_s - \chi_l) \frac{1}{\mu_0} B_z \frac{dB_z}{dz} - (\rho_p - \rho_l)g \right] \quad (12)$$

(12)式的物理意义可从动力学方程(10)式中得到解释.晶粒在磁化力作用下做加速运动,随着速度的增大,黏滞阻力也随之增大,当黏滞阻力增大到与磁化力相等时,加速度为零,晶粒做匀速运动靠近顶端器壁,令(10)式的左边等于零也可得到(12)式的结果.由(12)式可得  $v_L$  随磁场强度  $B_z$  和晶粒尺寸的变化关系,见图7.从图7可见,随着磁场强度的增大,颗粒迁移的终极速度迅速减小;当磁场强度足够大时(如  $\geq 10 \text{ T}$ ),不同尺寸的晶粒,其迁移速度趋于一致,这表明强磁场对晶粒迁移有抑制作用.

### 4.2.2 晶粒的迁移距离

以上讨论了晶粒的迁移速度,这只能反映晶粒迁移的快慢,对晶粒迁移的程度难以衡量.因此,有必要考查晶粒的迁移距离,据此可了解晶粒迁移后的位置,甚至可得出描述晶粒迁移程度的定量参数,比如迁移率等.根据速度与位移的运动学关系  $v = \frac{dz}{dt}$  将其代入(10)式得到

$$m \frac{d^2z}{dt^2} = \frac{4}{3}\pi r^3 (\chi_s - \chi_l) \frac{1}{\mu_0} B_z \frac{dB_z}{dz} - \frac{4}{3}\pi r^3 (\rho_p - \rho_l)g - 6\pi(\eta + kB_z^2) \frac{dz}{dt} \quad (13)$$

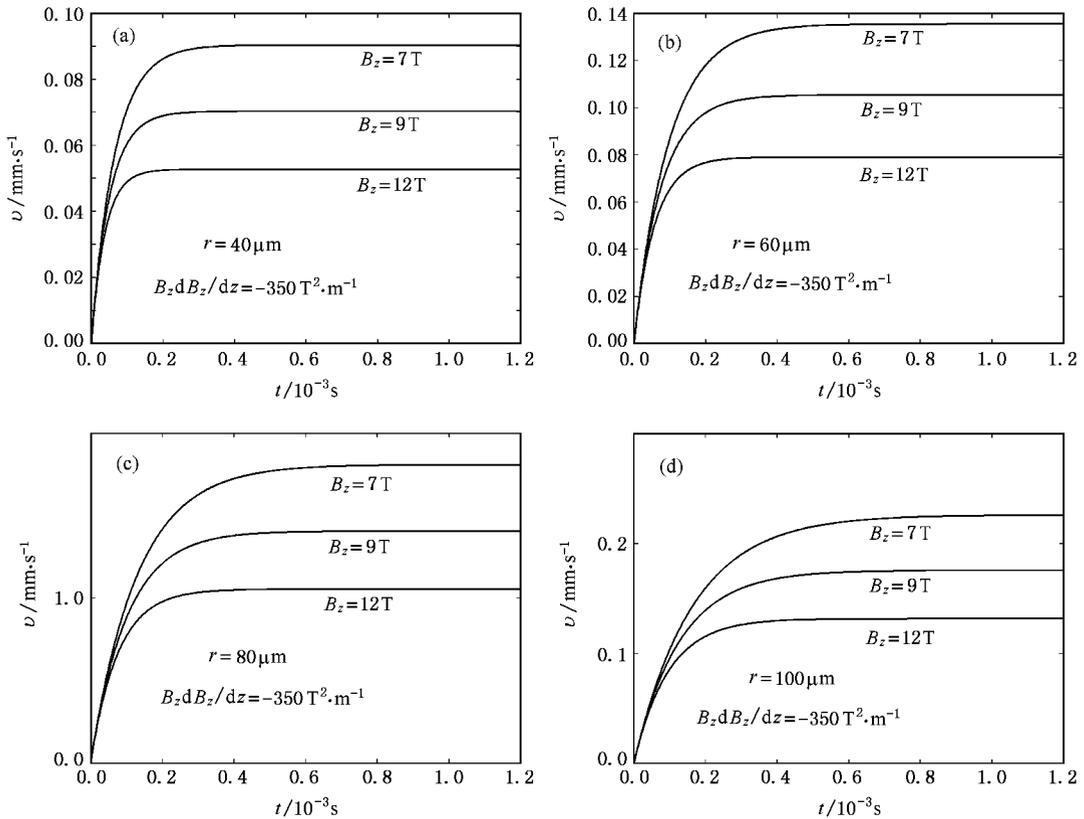


图 6 初生相晶粒迁移速度与磁场强度、晶粒尺寸和时间的变化关系

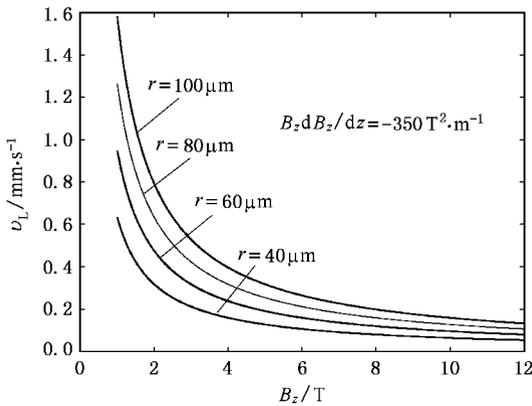


图 7 晶粒迁移终极速度随磁场强度和晶粒尺寸的变化关系

因为磁场的分布与空间位置有关,因此求解(13)式之前必须先求得磁场强度及梯度随空间位置的分布关系.实验装置见图 1.外加磁场为 8 T 时,磁场强度分布见图 2,其中,图 2(a)是根据实测数据进行的多项式拟合曲线,而图 2(b)则是对应于磁体中心以上空间位置的线性拟合.由图 2(a)可见,多项式拟合结果与实测磁场强度的值符合得更好一些,但其拟合方程为高次多项式,对于理论计算和实际

应用均不方便.实际上,通过分析磁场强度的实测数值、并观察图 2(a)的磁场分布曲线,可以发现:z 坐标从 -4 至 -20 cm(距磁体中心的距离,负号表示在磁体中心的上方)的范围,磁场强度呈线性递减的变化规律,在磁体中心的下方(4 至 20 cm 范围)也有同样的变化规律.因此,在线性变化范围对实测磁场强度进行线性回归(拟合)即可得到拟合精度很高的线性分布规律.外加磁场为 8 T 时,对实测磁场强度数值(对应于磁体中心上方 4 至 20 cm,并取竖直向上为 z 轴正向)进行线性拟合,拟合直线见图 2(b),且拟合方程如下:

$$B_z = B_0 + \alpha z, \tag{14}$$

其中,拟合系数为  $B_0 = 9.8529 \text{ T}$ ,  $\alpha = -40.6633 \text{ T} \cdot \text{m}^{-1}$ . 相关系数  $R = -0.99688$  表示  $B_z$  与  $z$  显著负相关.拟合直线的斜率  $\alpha = \frac{dB_z}{dz}$  即为磁场梯度.

(13) 式中阻力项含有  $B_z^2$ , 表示磁场对熔体黏性的影响,为使问题简化,这里的  $B_z$  可赋以确定的值,可根据试样在磁体中的具体位置进行确定,通常取试样半高处的磁场强度值较合理,用  $B_0$  表示此

磁场强度,则据(14)式有

$$B_{\eta} = B_0 + \alpha \left( a + \frac{1}{2} h \right), \quad (15)$$

其中,  $a$  为试样底端距磁场中心的距离,  $h$  为试样的高度,见图(8).

将(14)式及(15)式代入(13)式可得

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\frac{1}{\tau_p} \frac{dz}{dt} + \frac{1}{\rho_p} (\chi_s - \chi_l) \frac{1}{\mu_0} \alpha^2 z + \frac{1}{\rho_p} \times \left[ \frac{1}{\mu_0} (\chi_s - \chi_l) B_0 \alpha - (\rho_p - \rho_l) g \right] \quad (16)$$

其中,  $\tau_p = \frac{2\rho_p r^2}{\alpha(\eta + kB_{\eta}^2)}$ , 为前面提到的晶粒的弛豫时间.

对于所关心的情况,  $r \leq 100 \mu\text{m}$ ,  $\tau_p \leq 10^{-3} \text{ s}$ , 表明(16)式的首项为摄动小量, 因此可以略去, 从而得到一近似表达式(严格求解见文献[29])

$$\frac{1}{\tau_p} \frac{dz}{dt} = \frac{1}{\rho_p} (\chi_s - \chi_l) \frac{1}{\mu_0} \alpha^2 z + \frac{1}{\rho_p} \times \left[ \frac{1}{\mu_0} (\chi_s - \chi_l) B_0 \alpha - (\rho_p - \rho_l) g \right]. \quad (17)$$

考虑初始条件  $z|_{t=0} = z_0$ , 可求得(17)式的解为

$$z = z_0 + \left[ \frac{\mu_0(\rho_l - \rho_p)g}{(\chi_l - \chi_s)\alpha^2} - \frac{B_0}{\alpha} - z_0 \right] \times \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{1}{\rho_p \mu_0} (\chi_l - \chi_s) \tau_p \alpha^2 t \right] \right\} \quad (18)$$

其中,  $z_0 = s_0 + a$  为晶粒的初始位移,  $s_0$  为初始时刻晶粒到容器底端的距离, 且有  $0 \leq z_0 \leq h + a$ ,  $h$  为试

样高度, 见图(8(a)). (18)式右边第二项第一因式里的第一项  $\frac{\mu_0(\rho_l - \rho_p)g}{(\chi_l - \chi_s)\alpha^2}$  表示有效浮力(或重力)对迁移的影响, 第二项  $-\frac{B_0}{\alpha}$  表示磁场强度和磁场梯度耦合作用对迁移的贡献, 第三项  $-z_0$  与试样在磁场中位置有关, 当  $s_0 = 0$  时,  $z_0 = a$  正好为容器底端到磁场中心的距离,  $a$  愈大, 试样中的磁场强度就愈小, 磁场强度对迁移的贡献就小. 可见(18)式所得结果与实际情况是一致的. (11)式及(18)式描述了析出相晶粒在熔体中的运动状态.

#### 4.3. 析出相晶粒的迁移率

所研究的情形是静态分离(或迁移), 只要析出相晶粒在磁化力作用下抵达容器顶部器壁, 此晶粒则完成迁移. 如果析出相是夹杂物颗粒, 则需要去除, 去除方法通常有: 一种是让熔体流过管道, 迁移到管壁附近的夹杂物颗粒将被管壁吸附而去除<sup>[30]</sup>; 另一种可采用与电熔剂净化类似的方法<sup>[31]</sup>, 让夹杂物颗粒进入熔融的熔剂层而被去除. 但在密闭容器中, 若析出相晶粒或夹杂物颗粒发生迁移, 则在器壁顶端形成聚集层. 晶粒形成聚集层或被去除的运动学条件为

$$z \geq h + a. \quad (19)$$

(19)式的物理意义如图(8(a))所示, 即夹杂物颗粒必须运动到器壁的顶端, 夹杂物才能被器壁吸附而去除.

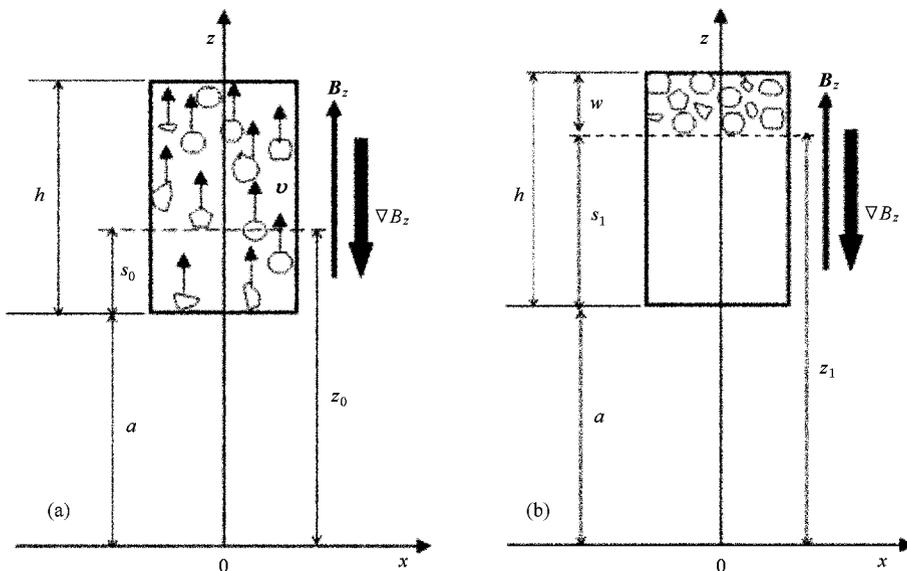


图8 析出相晶粒的运动模型示意图 (a)初始时刻 (b)  $t$  时刻

需要关心的是  $s_0 = \alpha$  (或  $z_0 = a$ ) 的初生相晶粒, 它们处于器壁底端, 如果都迁移到了容器顶部, 则认为所有析出相晶粒均完成迁移, 迁移率大于或等于 1. 在密闭容器中, 若有析出相晶粒发生迁移, 则必形成聚集层,  $w$  表示聚集层厚度, 见图 8(b). 析出相晶粒的迁移率可定义为

$$\xi = \frac{s_1}{h}, \quad (20)$$

其中,  $s_1$  表示容器底部 ( $s_0 = 0$ ) 初生相晶粒经过时间  $t$  时后运动的距离 (见图 8(b)), 因此有  $s_1 = z_1 - a$ ,  $z_1$  为  $t$  时刻底部晶粒的位移. 由 (18) 式可得

$$s_1 = \left[ \frac{\mu_0(\rho_p - \rho_l)g}{(\chi_s - \chi_l)\alpha^2} - \frac{B_0}{\alpha} - a \right] \times \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{1}{\rho_p \mu_0} (\chi_l - \chi_s) \tau_p \alpha^2 t \right] \right\}. \quad (21)$$

(21) 式代入 (20) 式可得迁移率

$$\xi = \frac{1}{h} \left[ \frac{\mu_0(\rho_p - \rho_l)g}{(\chi_s - \chi_l)\alpha^2} - \frac{B_0}{\alpha} - a \right] \times \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{1}{\rho_p \mu_0} (\chi_l - \chi_s) \tau_p \alpha^2 t \right] \right\}. \quad (22)$$

迁移率大于 1 表示晶粒到达容器顶端完成迁移, 如果是夹杂物颗粒则表示已经去除. 给定磁场条件,  $B_0$  和  $\alpha$  即可确定, 这里取 (14) 式的拟合系数, 取  $a = 0.12 \text{ m}$ ,  $h = 0.015 \text{ m}$  ( $a, h$  根据实验条件给定),  $k$  由 (8) 式确定, 其中计算 Hartmann 数时,  $B_z$  取  $B_\eta$ , 约为  $4.7 \text{ T}$ , 则由 (22) 式可得迁移率  $\xi$  随磁场作用时间  $t$  及晶粒尺寸的变化关系曲线, 见图 9. 由图 9 可见, 经过  $120 \text{ s}$ , 半径为  $40 \mu\text{m}$  的晶粒, 迁移率达  $63\%$ , 半径为  $60 \mu\text{m}$  的晶粒, 迁移率达  $98\%$ , 晶粒尺寸更大时, 迁移率超过  $100\%$ .

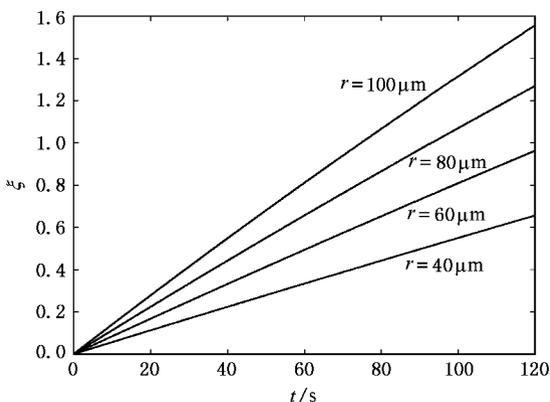


图 9 晶粒迁移率随时间及晶粒尺寸的变化

偏聚层宽度  $w$  随迁移率的增加而增大, 不过  $w$  与迁移率的定量关系不易确定, 因为  $w$  除与  $B_z dB_z/dz$  有关外, 还可能与静磁场强度  $B_z$  的作用有关 (晶粒间的磁排斥作用, 另文研究).

## 5. 结果分析

在第三部分的实验结果中, 图 3(b) 表明大部分初晶硅晶粒在  $2 \text{ min}$  之内完成迁移; 图 4(b) 表示迁移初晶硅的晶粒尺寸, 晶粒半径约为  $40\text{--}50 \mu\text{m}$ . 而理论计算结果给出: 粒径为  $40 \mu\text{m}$  以上的晶粒经过  $120 \text{ s}$ , 其迁移率已达到甚至超过  $63\%$  (见图 9), 由此可见, 理论计算和实验结果是符合的. 顺便给出相关实验结果的解释. 无磁场时淬火组织中初晶硅晶粒分布均匀是因为固态硅和液态铝的密度比较接近, 硅颗粒悬浮在铝液之中, 淬火后即得到颗粒均匀分布的组织, 见图 4(a). 图 4(b)(c) 的初晶硅晶粒较密集是因为初晶硅晶粒在磁化力作用下发生迁移最终形成偏聚的缘故. 据王春江等<sup>[11]</sup>的研究, 磁场的加入有利于初晶硅的析出, 可以认为: 图 4(c) 中出现更多细小初晶硅晶粒是由于磁场作用时间相对较长.

## 6. 结 论

1. 建立了强梯度磁场下金属熔体中析相晶粒迁移的一般动力学模型, 得到了描述晶粒运动状态 (迁移速度和位移) 的解析及分析解. 磁化力不变, 迁移速度随着磁场强度的增加而减小. 迁移晶粒达到终极速度的时间为  $10^{-3} \text{ s}$  数量级. 终极速度随着磁场强度的增大而迅速衰减, 表明强磁场对迁移有抑制作用.

2. 从颗粒的受力特点及导电熔体在磁场中表现的电磁特性出发, 导出了磁场强度对熔体动力学黏度的影响规律, 即  $\eta' = \eta + kB_z^2$ , 表示熔体的有效黏度与磁感应强度的平方成线性递增关系.

3.  $650^\circ\text{C}$  保温  $60 \text{ min}$  的 Al-18Si 半熔态合金在强梯度磁场 ( $B_z = 5 \text{ T}$ ,  $B_z dB_z/dz = -224 \text{ T}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ ) 下迁移的淬火实验表明, 晶粒半径大于等于  $40 \mu\text{m}$  的晶粒在  $120 \text{ s}$  内大部分完成迁移, 与理论计算结果符合.

- [ 1 ] Ma P , Yao K , Xie F X , Zhang S Y , Deng P , He D F , Zhang F , Liu L Y , Nie R J , Wang F R , Wang S Z , Dai Y D 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 224 ( in Chinese ) [ 马 平、姚 坤、谢飞翔、张升原、邓 鹏、何东风、张 凡、刘乐园、聂瑞娟、王福仁、王守证、戴远东 2002 物理学报 **51** 224 ]
- [ 2 ] Liu X Y , Xie B Q , Dai Y D , Wang F R , Li Z Z , Ma P , Xie F X , Yang T , Nie R J 2006 *Acta Phys. Sin.* **54** 1937 ( in Chinese ) [ 刘新元、谢柏青、戴远东、王福仁、李壮志、马 平、谢飞翔、杨涛、聂瑞娟 2006 物理学报 **54** 1937 ]
- [ 3 ] Bai Y , Liu X Y , He D W , Ru H Y , Qi L , Ji M B , Zhao W , Xie F X , Nie R J , Ma P , Dai Y D , Wang F R 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2651 ( in Chinese ) [ 白 云、刘新元、何定武、汝鸿羽、齐 亮、季敏标、赵 巍、谢飞翔、聂瑞娟 马 平、戴远东、王福仁 2006 物理学报 **55** 2651 ]
- [ 4 ] Zou X , Liu J Y , Wang Z X , Gong Y , Liu Y , Wang X G 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3409 ( in Chinese ) [ 邹 秀、刘金远、王正泓、宫 野、刘 悦、王晓钢 2004 物理学报 **53** 3409 ]
- [ 5 ] Zou X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1907 ( in Chinese ) [ 邹 秀 2006 物理学报 **55** 1907 ]
- [ 6 ] Jiang W , Li X , Wang X K , Guo A B 2006 *Chin. Phys.* **15** 1346
- [ 7 ] Borodkova N L , Liu J B , Huang Z H , Zastenker G N , Wang C , Eiges P E 2006 *Chin. Phys.* **15** 2458
- [ 8 ] Wang A K 2005 *Chin. Phys.* **14** 1604
- [ 9 ] Gong J , Liang X X , Ban S L 2005 *Chin. Phys.* **14** 201
- [ 10 ] Tomohiro T , Ysuhiro I , Hiromichi U , Noriyuki H 2003 *Mater Trans.* **44** 2563
- [ 11 ] Peng X J , Wang Q , Wang C J , Wang Y Q , Li Y B , He J C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 648 ( in Chinese ) [ 庞雪君、王 强、王春江、王亚勤、李亚彬、赫冀成 2006 物理学报 **55** 648 ]
- [ 12 ] Wang C J , Wang Q , Wang Y Q , Huang J , He J C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5129 ( in Chinese ) [ 王春江、王 强、王亚勤、黄 剑、赫冀成 2006 物理学报 **55** 5129 ]
- [ 13 ] Lian F , Li T J , Hu G B , Jin J Z 2005 *J. Mater. Eng.* **12** 41 ( in Chinese ) [ 连 峰、李廷举、胡国兵、金俊泽 2005 材料工程 **12** 41 ]
- [ 14 ] Lian F , Qi F , Li T J , Hu G B 2005 *Trans. Nonferrous Met. Soc. China* **15** 1089
- [ 15 ] Jia G Q , Zhang J C , Liu Y S , Ren Z M , Cao S X , Li X , Jing C , Deng K 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1126 ( in Chinese ) [ 贾广强、张金仓、刘永生、任忠鸣、曹世勋、李 喜、敬 超、邓 康 2005 物理学报 **54** 1126 ]
- [ 16 ] Hiroshi M , Kensuke S , Shigeo A 1998 *Mater. Trans. JIM* **39** 814
- [ 17 ] Tsubbasa S , Masahiro T , Kensuke S , Shigeo A 2003 *ISIJ Inter.* **43** 855
- [ 18 ] Wang H , Ren Z M , Li X , Gao Yu , Jin F W , Deng K , Xu K D 2002 *J. Mater. Eng.* **11** 17 ( in Chinese ) [ 王 晖、任忠鸣、李 喜、高 云、晋芳伟、邓 康、徐匡迪 2002 材料工程 **11** 17 ]
- [ 19 ] Ren Z M , Li X , Deng K , Wang Hui , Zhuang Y Q 2006 *J. Shanghai Univ.* **10** 74
- [ 20 ] Kensuke S , Norihisa W , Shigeo A 2000 *Second International Conference on Processing Materials for Properties* ( San Francisco , TMS ) 565
- [ 21 ] Shigeo A , Kensuke S 2003 *COMPTEL* **22** 58
- [ 22 ] Ran X T , Ren Z M , Deng K , Li X , Li W X 2005 *Chin. J. Nonferr. Met.* **15** 72 ( in Chinese ) [ 冉新天、任忠鸣、邓 康、李 喜、李伟轩 2005 中国有色金属学报 **15** 72 ]
- [ 23 ] Hideyuki Y , Itsuo O , Osamu K , Kazuyuki U , Kohji K 2003 *ISIJ Int.* **43** 942
- [ 24 ] The Committee of Editors for Rare-metals Manual 1992 *Rare-metals Manual* ( Beijing : Metallurgical Industry Press ) Vol. 1 p33 ( in Chinese ) [ 编辑委员会 1992 稀有金属手册(上册)北京:冶金工业出版社 第 33 页 ]
- [ 25 ] Li G D 1999 *Contemporary Magnetism* ( Hefei : University of Science and Technology of China Press ) p25 ( in Chinese ) [ 李国栋 1999 当代磁学(合肥:中国科学技术大学出版社)第 25 页 ]
- [ 26 ] Wang Z T , Tian R Z 1989 *Manual of Aluminum Alloys and its Processing* ( Changsha : Central South University Press ) p156 ( in Chinese ) [ 王祝堂、田荣璋 1989 铝合金及其加工手册(长沙:中南工业大学出版社)第 156 页 ]
- [ 27 ] Tsutomu T , Kazuhiko I , Shigeo A 2003 *ISIJ Int.* **43** 842
- [ 28 ] Takaimchi I , Roderick I L G 1988 *The Physical Properties of Liquid Metals* ( New York : Oxford University Press Inc ) [ Takaimchi Iida ( Japan ) and Roderick I. L. Guthrie ( Canada ) 合著, 洗爱平、王文连译 2005 液态金属的物理性能(北京:科学出版社)第 256 页 ]
- [ 29 ] Zhang B W 2003 *Dissertation for the Degree of Ph. D* ( Shanghai University ) p144 ( in Chinese ) [ 张邦文 2003 博士论文(上海大学)第 144 页 ]
- [ 30 ] Wu J X , Ren Z M , Zhang B W , Zhong Y B , Deng K 2004 *Chin. J. Nonferr. Met.* **14** 354 ( in Chinese ) [ 吴加雄、任忠鸣、张邦文、钟云波、邓 康 2004 中国有色金属学报 **14** 354 ]
- [ 31 ] Zhong Y B , Ren Z M , Zhang B W , Deng K , Xu K D 2004 *Chin. J. Nonferr. Met.* **14** 1329 ( in Chinese ) [ 钟云波、任忠鸣、张邦文、邓 康、徐匡迪 2004 中国有色金属学报 **14** 1329 ]

# On dynamics of precipitated grains migrating in molten metal under high gradient magnetic field<sup>\*</sup>

Jin Fang-Wei Ren Zhong-Ming<sup>†</sup> Ren Wei-Li Deng Kang Zhong Yun-Bo  
( Department of Materials Science and Engineering , Shanghai University , Shanghai 200072 , China )  
( Received 7 November 2006 ; revised manuscript received 7 December 2006 )

## Abstract

The precipitated grains in molten metal are to migrate due to the magnetization force. A model describing the migration of a single grain in molten metal has been proposed in terms of the classical dynamics of rigid body, in which the grain is regarded as a sphere. The theoretical expressions about effective viscosity of the conducting melt, the velocity and distance of migrating grains were derived. The effective viscosity increases linearly with the increment of  $B^2$  (the square of the magnetic flux density). The migrating velocity is accelerated to the final value in several ms. The final speed decreases sharply with the increment of the magnetic flux density, which demonstrates that the migration of the grain is suppressed by the high magnetic field. The migration distance is closely relative with the distribution of the magnetic flux density. In order to examine the situation of the primary Si, the sample of Al-18wt%Si alloy was held at 650°C for an hour and then a high gradient magnetic field ( $B_z = 5 \text{ T}$ ,  $B_z dB_z/dz = -224 \text{ T}^2/\text{m}$ ) was imposed for a certain time before quenching the sample from the melt. The experimental results indicated that the grains with radii larger than or equal to 40  $\mu\text{m}$  were mostly migrated in 120 s, in good agreement with the theoretical calculation.

**Keywords** : high gradient magnetic field , precipitated phase , migration , dynamics of rigid body

**PACC** : 0755 , 1340 , 8130B , 8130M , 4600

<sup>\*</sup> Project supported by Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 50234020 , 50225416 ) and the Science and Technology Committee of Shanghai ( Grant Nos. 04DZ14002 , 05JC14065 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zmren@mail.shu.edu.cn