

强磁场作用下Cu熔体中富Fe颗粒的迁移与排列

左小伟 安佰灵 黄德洋 张林 王恩刚

Migration and alignment of Fe-rich particles in Cu melt under high magnetic field

Zuo Xiao-Wei An Bai-Ling Huang De-Yang Zhang Lin Wang En-Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 137401 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.137401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.137401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于FTO/VO₂/FTO结构的VO₂薄膜电压诱导相变光调制特性

Optical modulation characteristics of VO₂ thin film due to electric field induced phase transition in the FTO/VO₂/FTO structure

物理学报.2015, 64(19): 198101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.198101>

VO₂/AZO复合薄膜的制备及其光电特性研究

Fabrication and optical-electrical properties of VO₂/AZO composite films

物理学报.2014, 63(21): 218101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.218101>

Invar合金的电子化学势均衡判据

Electrochemical potential equilibrium criterion of Invar alloy

物理学报.2014, 63(6): 068101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.068101>

磁控溅射制备W掺杂VO₂/FTO复合薄膜及其性能分析

Preparation of W-doped VO₂/FTO composite thin films by DC magnetron sputtering and characterization analyses of the films

物理学报.2013, 62(20): 208102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.208102>

强磁场作用下Cu熔体中富Fe颗粒的迁移与排列*

左小伟 安佰灵 黄德洋 张林 王恩刚†

(东北大学, 材料电磁过程研究教育部重点实验室, 沈阳 110819)

(2016年3月30日收到; 2016年4月28日收到修改稿)

凝固界面前沿颗粒间的相互作用决定了颗粒的运动轨迹、分布和材料的性能, 控制熔体中颗粒的迁移可用于材料的净化和提纯. 在Cu-30%Fe合金液固两相区施加不同的强磁场条件, 富Fe颗粒的分布和排列不尽相同. 当无强磁场作用时, 富Fe颗粒较均匀地分布在Cu熔体中; 随着施加稳恒强磁场磁感应强度的增加, 富Fe颗粒向远离重力方向的试样上端迁移, 样品底部几乎无富Fe颗粒; 而施加向下的梯度磁场作用后, 富Fe颗粒沿重力方向向下迁移. 结合强磁场作用下颗粒的受力情况, 分析了Fe颗粒的迁移行为. 不同磁场条件和不同区域的颗粒直径统计分析表明, 随磁感应强度增加, Fe颗粒聚合增加, 但施加梯度强磁场后颗粒的团聚又逐渐减弱, 对此从影响颗粒运动的Stokes和Marangoni凝并速度进行了讨论. 从能量最低的角度解释了富Fe相沿平行磁场方向的取向排列.

关键词: 强磁场, 富Fe相, Cu-Fe合金, 颗粒迁移

PACS: 74.25.N-, 81.05.-t, 47.57.ef

DOI: 10.7498/aps.65.137401

1 引言

在晶体生长、夹杂物分离以及颗粒增强金属基复合材料等的研究过程中, 颗粒与凝固界面前沿的相互作用至关重要, 颗粒的受力平衡将决定颗粒的运动轨迹、分布及材料最终的性能^[1]. 而且磁场与颗粒、熔体间的相互作用力已广泛应用到钢铁等材料的净化、提纯工艺中^[2].

研究者^[3-6]对金属基熔体中颗粒上浮的运动规律已经开展了广泛的研究, 表明磁场的施加与颗粒运动形成的涡流相互作用产生的Lorentz力, 可以增加颗粒运动过程的拖拽力, 从而影响凝固前沿颗粒的运动. Colli等^[7]研究了强磁场下磁化力对顺磁性颗粒的迁移作用并建立了轨迹及受力分析模型, 晋芳伟等^[8]建立了梯度强磁场下金属熔体中弱磁性晶粒迁移的一般动力学模型, 表明强

磁场对Al-18 wt%Si合金晶粒迁移有抑制作用, 而且迁移距离、迁移率与磁场分布密切相关. 通过控制冷速和磁场作用可以减少甚至去除钢中的Cu夹杂^[9,10]. Wang等^[11,12]也研究了初生相在各种强磁场条件下的迁移行为, 然而由于Al-Si和Mn-Bi等合金晶粒间的相互作用力很小, 作者在建立模型时并没考虑晶粒间相互作用力. 但对于熔体中密度较大的富Fe颗粒受到磁场作用会被显著磁化, 颗粒间的相互作用力不能忽略. 因此, 在强磁场下磁化率较大的富Fe颗粒的迁移与弱磁性晶粒的迁移规律不同.

本文将Cu-30 wt%Fe合金加热到液固两相区, 通过改变不同强磁场条件, 研究富Fe相在铜熔体中的分布及迁移规律, 揭示磁化率较大的颗粒受到稳恒强磁场和梯度强磁场作用时的迁移行为, 为Cu熔体中Fe杂质的去除提供电磁制备基础.

* 国家自然科学基金(批准号: 51474066, 51004038)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20120042110008)、中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: L1509004)和高等学校学科创新引智计划(批准号: B07015)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: egwang@mail.neu.edu.cn

2 实验方法

以99.99%的高纯金属Cu和Fe为原料,在氩气保护下利用高真空电弧炉起弧熔炼,制备获得Cu-30 wt.%Fe母合金.将母合金加工成直径 $\Phi 7.5$ mm、12 mm高的预制样,经过表面打磨酸洗处理后装入 $\Phi 8$ mm高纯刚玉坩埚,并置于配置有超导强磁场(B 为施加强磁场磁感应强度,最大磁感应强度 $B_{\max} = 12$ T)的真空电阻炉中(最高加热温度1200 °C),调整试样中心分别位于超导强磁场磁体中心($B = 0, 0.1, 12$ T)和梯度磁场($B = 11.9425$ T, $B \times \text{grad}B = -92.1$ T²/m)(grad为数学意义上的梯度)位置.实验装置和磁感应强度的分布如图1所示.以5 K/min的加热速率将样品加热到1423 K(此温度处于固液两相区),保温30 min后,以1 K/min的冷速缓慢冷却至1363 K(低于固相线温度),然后关掉电源随炉冷却(随炉冷却速度大约0.3 K/s).在样品保温和缓慢冷却过程中施加0, 0.1, 12 T磁感应强度的恒温磁场

和 -92.1 T²/m的梯度强磁场.由于颗粒的迁移不仅与所受作用力有关,也与作用时间密切相关[13],这里我们采用缓慢冷却保证熔体中的颗粒有充分时间进行迁移,以确认和强化磁场的作用.更多实验设备和样品制备内容可以参看前期发表的论文[14,15].

重复以上实验,并将所得样品(高度大约10 mm)纵截面经研磨抛光后,用98 mL H₂O + 5 g FeCl₃ + 10 mL HCl溶液腐蚀,采用光学显微镜分析样品不同区域的金相组织(沿纵截面平分为6个区域),表征凝固样品宏观及微观组织形貌,并对富Fe相的平均直径和分布进行统计分析.

由图1(b)可知,当样品放置在 $z = -25$ — 25 mm时, $B_z dB_z/dz$ 与 z 近似成线性关系,数据拟合可知

$$B_z \frac{dB_z}{dz} = -6.16z. \quad (1)$$

在此实验中,我们将样品放置在此区域内,因此,在下面涉及与样品放置位置有关的变量时,我们用拟合后的关系对样品进行分段讨论.

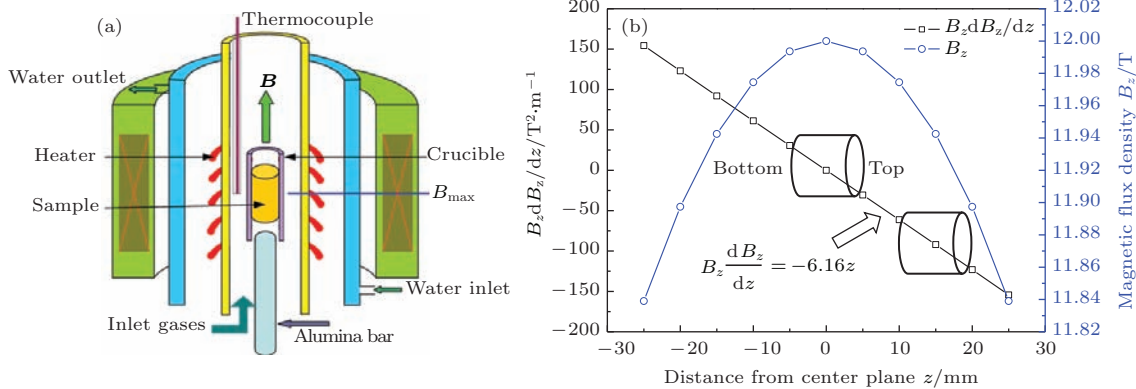


图1 (网刊彩色) (a) 超导磁体实验装置示意图; (b) 磁感应强度 B_z 及 $B_z dB_z/dz$ 沿中心轴线(z 轴)的分布
Fig. 1. (color online) (a) Schematic of experiment apparatus, and (b) distribution of magnetic flux density and $B_z dB_z/dz$ along z axis of superconductivity magnet.

3 实验结果

3.1 宏观组织

图2为Cu-30%Fe合金的宏观组织,其中灰色区域为富Cu相,深色区域为富Fe相.经高真空电弧熔炼后获得的铸态组织中富Fe相为发达的树枝晶形貌,且分布均匀.在不同磁场条件下,加热到两相区温度经半固态凝固后的宏观组织如图2(a)—(d),铸态组织中发达的Fe枝晶已被完全

熔断,形成富Fe颗粒,但在不同的强磁场条件下,Fe颗粒的分布位置及形态不同.无磁场半固态凝固后(图2(a)),富铁相均匀分布在富Cu基体中;施加磁感应强度为0.1 T的稳恒磁场半固态凝固后(图2(b)),富Fe颗粒较无磁场时(图2(a))发生了明显的向上聚集迁移,底部富Cu相中基本上无富Fe颗粒,造成严重的成分偏析,形成分层组织;同样施加磁感应强度为12 T的稳恒强磁场半固态凝固后(图2(c)),富Fe颗粒较0.1 T磁场时(图2(b))发生了明显的向上聚集迁移,成分偏析更严重,分

层组织更明显; 在 $B \times \text{grad}B = -92.1 \text{ T}^2/\text{m}$ 的梯度磁场下半固态凝固后 (图 2 (d)), 富 Fe 颗粒较无强磁场时 (图 2 (a)) 发生了明显的向下聚集迁移, 顶部富 Cu 相中基本无富 Fe 颗粒, 同时也形成了较明显的分层组织. 综上可知, 1423 K 半固态凝固 Cu-30%Fe 合金, 在无磁场条件下富 Fe 颗粒在铜基

体中弥散分布 (图 2 (a)), 施加磁场后富 Fe 颗粒发生了不同程度的迁移, 施加稳恒磁场条件时, 随感应强度的增加, 富 Fe 颗粒迁移距离增加. 在梯度磁场条件下受到磁化力的作用, 富 Fe 颗粒在铜基体中向下迁移.

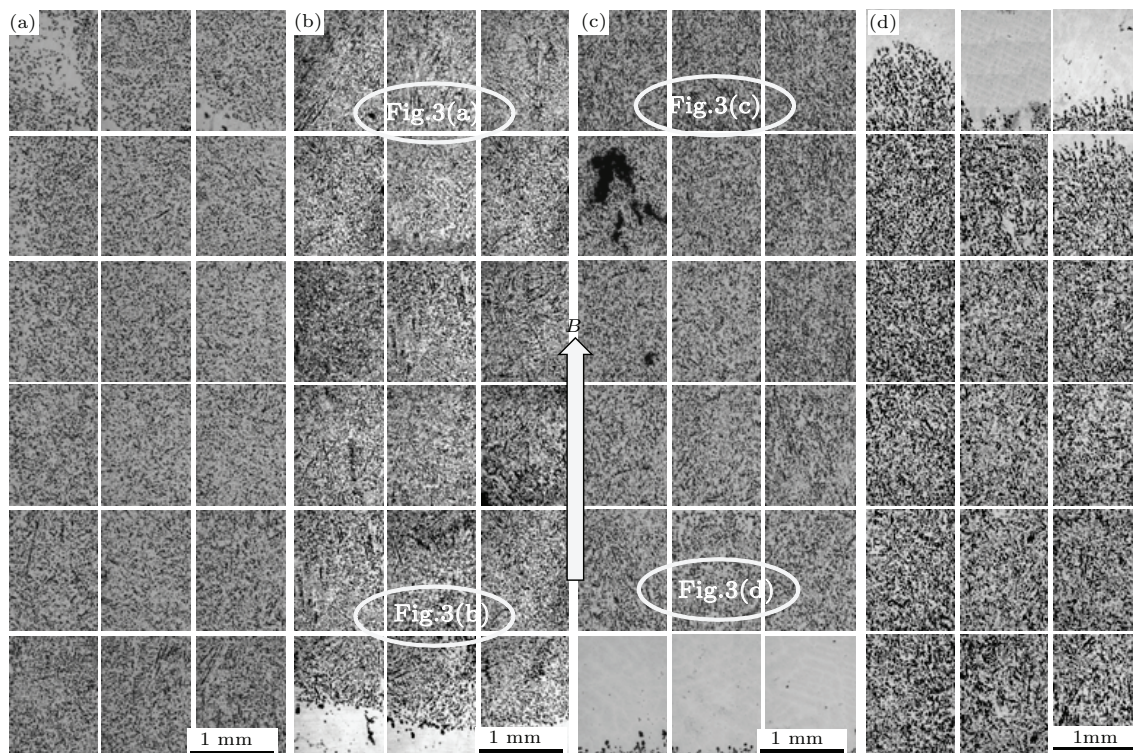


图 2 不同强磁场条件下 Cu-30%Fe 合金的宏观组织

Fig. 2. Macrostructure of Cu-30%Fe alloy solidified with (a) 0 T, (b) 0.1 T, (c) 12 T and (d) $B \times \text{grad}B = -92.1 \text{ T}^2/\text{m}$.

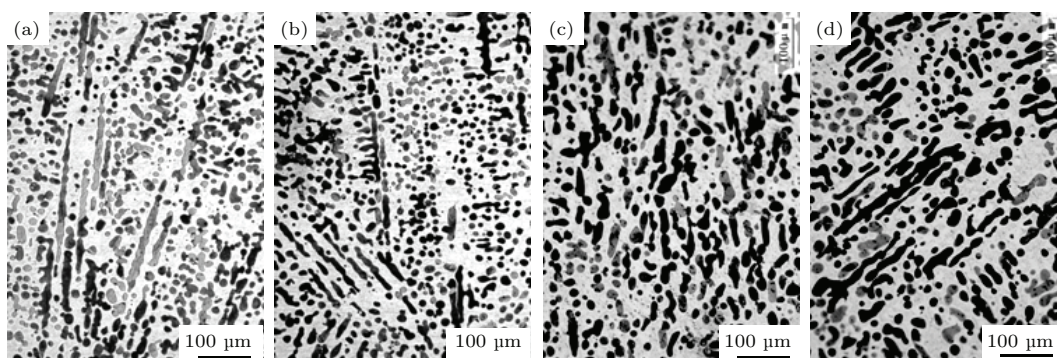


图 3 不同磁场条件下半固态凝固后 Cu-30%Fe 合金的微观组织

Fig. 3. High-magnified images of Cu-30%Fe alloy at positions shown in Fig. 2(b) and (c).

3.2 微观组织

图 3 为不同磁场条件下 Cu-30%Fe 合金的微观组织. 由图 3 (a) 和图 3 (b) 可知较低的磁场下 Cu-Fe 合金半固态凝固时富 Fe 相已经发生了较明显的

沿平行磁场方向的取向排列, 在样品的顶部这种平行排列更明显. 同样在 12 T 的磁场下 Cu-Fe 合金半固态凝固时, 如图 3 (d), 富 Fe 相也发生了类似的沿平行磁场方向的取向排列.

4 结果讨论与分析

4.1 不同磁场条件下的颗粒分布

图4为不同磁场条件下颗粒直径的统计及概率分布规律. 由图4概率分布可知, 不同条件下颗粒的直径分布基本满足正态分布(标准正态分布的累计概率曲线为直线), 但颗粒直径的分布规律不尽相同, 在无磁场(图4(a))和0.1 T磁场(图4(b))条件时, 小于5 μm 的颗粒比例相当, 为40%左右,

但较大直径的颗粒增多, 表明施加磁场后富Fe颗粒发生了一定的聚合作用. 随着磁感应强度的增加, 中等尺度直径的颗粒所占比例增加, 表明磁场增加了富Fe颗粒的聚合度(如图4(c)). 施加一定的梯度磁场作用后磁场富Fe颗粒的聚合变化又减弱, 颗粒直径有细化的趋势(图4(d)). 综上可知, 磁场的作用与磁场梯度对颗粒的聚合作用不同, 随磁感应强度增加, 颗粒聚合增加, 但施加一定的梯度强磁场后颗粒的团聚又逐渐减弱.

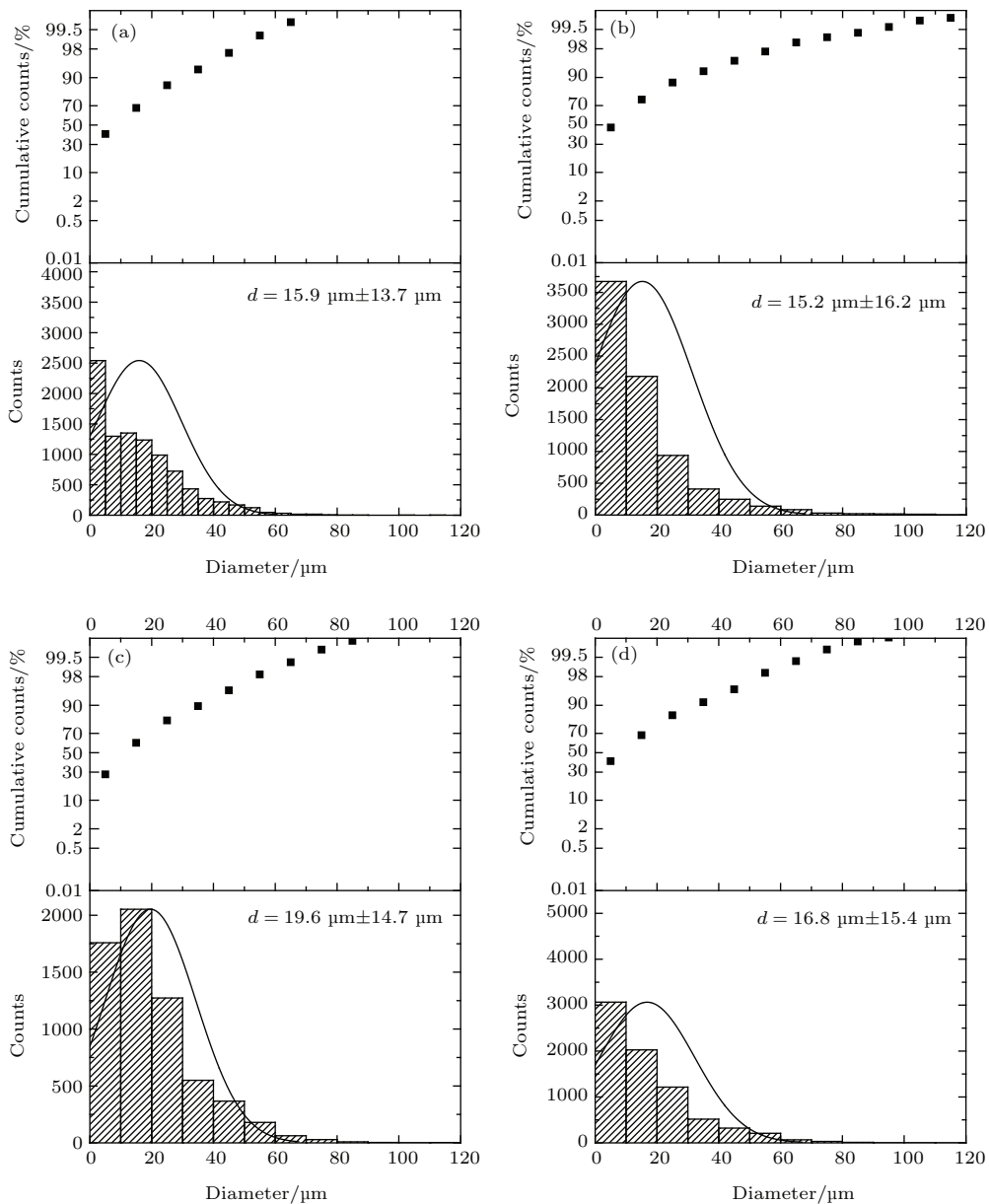


图4 不同磁场条件下Fe颗粒直径的分布

Fig. 4. Distribution of diameter of Fe particles under (a) 0 T, (b) 0.1 T, (c) 12 T, and (d) $B \times \text{grad}B = -92.1 \text{ T}^2/\text{m}$.

为了更好地了解Fe颗粒的分布情况,根据图4得出富Fe颗粒直径在不同磁场条件下的分布情况(表1),可知富Fe颗粒的尺寸分布与强磁场条件密切相关.随着稳恒强磁场强度的增加,5—15 μm的富Fe颗粒逐渐增加,在12 T稳恒强磁场下,5—15 μm的富Fe颗粒增加19%,而小于5 μm的富Fe颗粒减少31%.而当施加梯度强磁场后,富Fe颗粒的尺寸分布几乎与无施加磁场时的分布相同.而根据图1可知,此时富Fe颗粒也会受到至少11 T稳恒强磁场的作用,因此梯度强磁场有助于富Fe颗粒分离.

颗粒的运动和凝并与熔体的Stokes运动和Marangoni运动密切相关[6,13,16].施加强磁场后Stokes和Marangoni凝并速度分别为[6]:

$$V_{Stokes}^{HMF} \propto d/B, \quad (2)$$

$$V_{Marangoni}^{HMF} \propto \frac{\nabla T}{B} \frac{d\sigma}{dT}, \quad (3)$$

其中, d 为富Fe颗粒直径, T 为温度, $d\sigma/dT$ 为界面张力 σ 的温度系数, ∇T 为温度梯度, 上标“HMF”表示强磁场.

表1 不同磁场条件下富Fe颗粒直径分布统计表
Table 1. Statistic distribution of diameters of Fe-rich particles with different high magnetic field.

	$\leq 5 \mu\text{m}$	5—15 μm	15—25 μm	$> 25 \mu\text{m}$
0 T	40.5%	27.3%	18.1%	14.1%
0.1 T	47.3%	28%	12.1%	12.6%
12 T	28%	32.6%	20.2%	10.4%
Gradient field	41%	27.2%	16.2%	15.6%

在施加稳恒强磁场作用时,如果富Fe颗粒直径减小,那么Stokes凝并速度将减小;如果 $d\sigma/dT$ 和 ∇T 变化不大,Marangoni凝并速度将减小.二者的减小将显著降低富Fe颗粒的凝并,即富Fe颗粒直径会减小.在我们的实验条件下,只施加稳恒强磁场时(图4(b)和(c)),富Fe颗粒直径呈现增大的趋势(表1),但增大比率不大,而稳恒强磁场强度的增加远大于富Fe颗粒直径的增大,因此Stokes凝并速度会减小;此时由于磁场强度的增加会抑制Cu熔体中自然对流,降低温度梯度,即Marangoni凝并速度增加与否并不能确定,但实验结果表明Stokes和Marangoni凝并最终导致了富

Fe颗粒直径的增加,因此我们推测此时Marangoni凝并控制了富Fe颗粒直径的增加,这与BiZn偏晶合金中固相颗粒和Al熔体中TiC颗粒的迁移规律相似[6,13].但在施加梯度磁场时,Stokes凝并速度仍将减小,但由于梯度磁场对溶质扩散的作用,可能会削弱 ∇T ,或降低 $d\sigma/dT$ [17],Marangoni凝并和Stokes凝并速度相互作用后并不会显著改变富Fe颗粒直径,因此在梯度磁场作用下,尽管颗粒会受到强磁场作用,但由于梯度强磁场对Marangoni凝并速度的影响,致使其与无磁场时富Fe颗粒直径相同.

图5为沿 z 方向不同区域颗粒平均直径的统计分布.无磁场作用时,底部颗粒直径较大,但总体分布较均匀;施加0.1 T磁场时,距底部0.3 mm以下几乎无颗粒分布(图2(b)),且其他不同区域的颗粒分布不均匀;施加12 T后在距底部1.1 mm以下几乎无颗粒分布(图2(c)),其他区域的颗粒直径显著增加,且分布较均匀;但施加梯度磁场后,距顶端1.1 mm以内无富Fe颗粒分布(图2(d)),其他区域颗粒的平均直径分布较均匀,但在距顶端1.1—2 mm区域内颗粒直径明显减小.

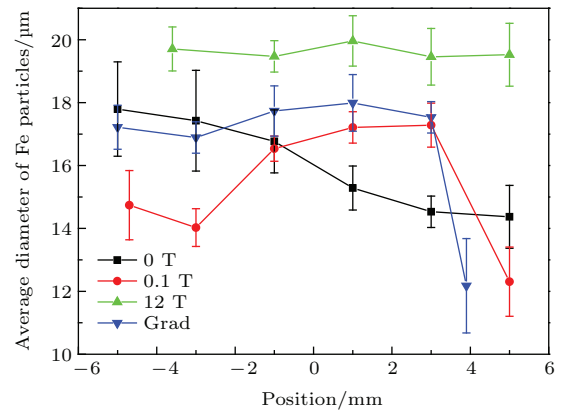


图5 (网刊彩色)沿 z 方向不同位置富Fe颗粒的直径分布

Fig. 5. (color online) The diameter of Fe particles at different position along z axis.

4.2 Fe颗粒受力分析模型

假设: 1) 富Fe相为球状颗粒, 平均直径为 d ; 2) 颗粒初速度为零; 那么富Fe颗粒所受的黏滞阻力 F_η 为[18]

$$F_\eta = 3\pi\eta d \left(1 + \frac{3\rho_m d}{16\eta} u \right) u, \quad (4)$$

其中, η 为熔体黏度, ρ_m 为熔体密度, u 为富Fe颗粒的运动速度.

两个磁偶极子间相互作用力 F_I 可由下式计算 [19]:

$$F_I = \frac{\mu_0 m_1 m_2}{4\pi} \nabla \left(\frac{3 \cos \alpha \cos \theta - \cos \beta}{r^3} \right), \quad (5)$$

其中, m_1 和 m_2 为两磁偶极子的磁极化强度; α , θ 和 β 为两个磁偶极子间的夹角 (如图 6 所示), r 为磁偶极子半径.

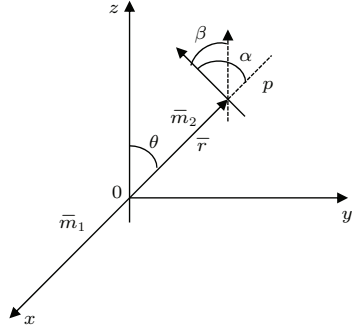


图 6 两个磁偶极子间相互作用的坐标系和变量
Fig. 6. Coordinate and variable showing the interaction between two magnetic dipoles.

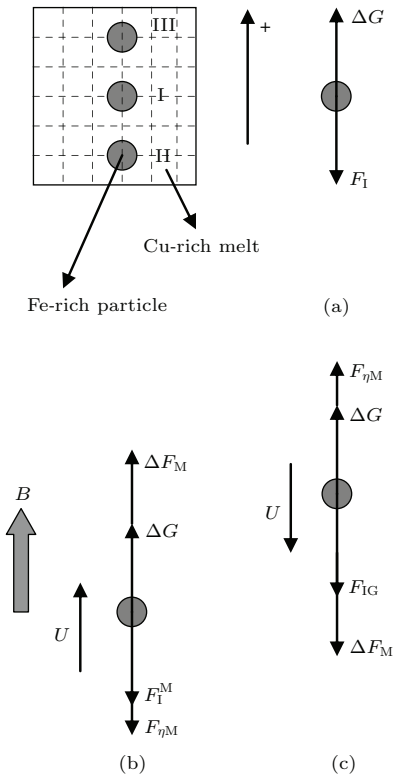


图 7 富 Fe 颗粒受力示意图

Fig. 7. Schematic of forces of Fe particles solidified with (a) 0 T, (b) static high magnetic field, and (c) gradient high magnetic field.

施加强磁场后磁化的磁偶极子间相互作用力将增强, 我们以 $1 + k$ 对 (5) 式进行修正, k 为与磁

场强度 B 有关的函数, 可得施加强磁场后磁偶极子间相互作用力 F_I^M [20]:

$$F_I^M = (1 + k) \frac{\mu_0 m_1 m_2}{4\pi} \times \nabla \left(\frac{3 \cos \alpha \cos \theta - \cos \beta}{r^3} \right). \quad (6)$$

(6) 式可以简写为

$$F_I^M = (1 + k) F_I. \quad (7)$$

4.2.1 无磁场作用时的受力情况

无磁场作用时, 富 Fe 颗粒受到的密度差引起的的作用力 ΔG 及颗粒间相互作用合力 F_I 的共同作用, 那么富 Fe 颗粒受到的合力 F_{Total}^0 为

$$F_{Total}^0 = \Delta G - F_I, \quad (8)$$

这里,

$$\Delta G = (\rho_{Cu} - \rho_{Fe}) g V_{Fe}, \quad (9)$$

其中, ρ_{Fe} , ρ_{Cu} 分别为 1423 K 时 Fe 和 Cu 的密度; g 为重力加速度; $V_{Fe} = 1/6\pi d^3$ 为 Fe 颗粒的体积.

4.2.2 施加稳恒磁场时的受力情况

施加稳恒磁场作用后, 在试样中心位置 ($z = 0$ mm) $B_z dB_z/dz$ 为零; $z < 0$ mm 时, $B_z dB_z/dz > 0$; $z > 0$ mm 时, $B_z dB_z/dz < 0$; 所以在此不同区域中富 Fe 颗粒受到的磁化力不同, 这里分别进行讨论.

当 $z = 0$ mm 时, 富 Fe 颗粒的受力与无磁场时相似, 但由于受磁场磁化作用, 颗粒间相互作用力增强为 F_I^M , 那么富 Fe 颗粒受到的合力 F_{Total}^{TI} 为

$$F_{Total}^{TI} = \Delta G - F_I^M. \quad (10)$$

当 $z < 0$ mm 时, $B_z dB_z/dz > 0$, II 区域中富 Fe 颗粒受到的合力 F_{Total}^{TII} 为

$$F_{Total}^{TII} = \Delta G - F_I^M + \Delta F^M - F_{\eta}^M. \quad (11)$$

考虑到径向分量较小, 颗粒在 z 方向上所受磁化力的分量 ΔF^M 可以表示为 [21]

$$\Delta F^M = \frac{\chi_{Fe} - \chi_{Cu}}{\mu_0} B_z \frac{dB_z}{dz}, \quad (12)$$

其中, χ_{Fe} 和 χ_{Cu} 分别为富 Fe 颗粒和 Cu 基体的磁化率.

联立 (1) 式, 可得

$$F_{Total}^M = - \frac{6.16 (\chi_{Fe} - \chi_{Cu})}{\mu_0} z. \quad (13)$$

施加磁场后熔体的黏性系数 η^M 为 [14]

$$\eta^M = \frac{1}{3} \eta H_a, \quad (14)$$

这里,

$$H_a = BL \left(\frac{\sigma}{\eta} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

其中, H^a 为 Harman 数, L 为特征长度, σ 为熔体导电率, 则

$$F_\eta^M = 3\pi\eta^M d \left(1 + \frac{3\rho_m d}{16\eta^M} u \right) u. \quad (16)$$

当 $z > 0$ mm 时, $B_z dB_z/dz < 0$. 受力情况将在下面梯度磁场中进行介绍.

4.2.3 梯度强磁场时的受力情况

施加梯度强磁场, 富 Fe 颗粒的受力情况如图 7 所示, 富 Fe 颗粒受到密度差引起的 $\Delta G = (\rho_{Cu} - \rho_{Fe}) g V_{Fe}$ 及颗粒间相互作用合力 F_I^M 的共同作用, 那么富 Fe 颗粒受到的合力 F_{Total}^G 为

$$F_{Total}^G = \Delta G - F_I^M - \Delta F^M + F_\eta^M. \quad (17)$$

4.3 富 Fe 相聚集迁移行为

一维空间内单个颗粒的运动规律服从牛顿第二定律, 在一维轴向上颗粒满足 [7,22]:

$$m \frac{du}{dt} = F_{Total}, \quad (18)$$

而

$$u = \frac{dz}{dt}. \quad (19)$$

忽略 u^2 的影响, 各式整理后, 可得统一方程

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = A_3 - A_1 z + A_2 \left(\frac{dz}{dt} \right). \quad (20)$$

此方程的解为

$$z = C_1 e^{\frac{t}{2} [A_2 - (A_2^2 - 4A_1)^{1/2}]} + C_2 e^{\frac{t}{2} [A_2 + (A_2^2 - 4A_1)^{1/2}]} + \frac{A_3}{A_1}, \quad (21)$$

其中, m 为颗粒质量, t 为时间, F_z 为颗粒在 z 方向上所受合力; A_1, A_2, A_3, C_1 和 C_2 为与过程相关的变量.

4.3.1 无磁场作用时的迁移距离

根据图 2 (a) 可知, 富 Fe 颗粒在富 Cu 熔体中均匀分布, 那么 Fe 颗粒在熔体中迁移距离 $L = 0$, 且 $u = 0$, 则

$$F_{Total}^0 = 0. \quad (22)$$

联立公式 (1), (3), (4) 和 (14) 可知,

$$F_I = \Delta G = (\rho_{Cu} - \rho_{Fe}) g V_{Fe}. \quad (23)$$

4.3.2 施加稳恒磁场时的迁移距离

联立公式 (11), (15) 可知, 在 I 区域时, $A_1 = 0, A_2 = 0, A_3 = -k\Delta G$, 由于 $A_1 = 0, A_2 = 0$, 可以直接求解得

$$z = -\frac{k}{2} \Delta G t^2 + C_1 t + C_2. \quad (24)$$

初始位置为 $z|_{t=0} = 0, \frac{dz}{dt}|_{t=0} = 0$, 可知 $C_1 = 0, C_2 = 0$. 那么在中心位置处

$$z = -\frac{k}{2} \Delta G t^2. \quad (25)$$

在 II 区域时, $A_1 = 6.16 (\chi_{Fe} - \chi_{Cu})/\mu_0, A_2 = \pi\eta d BL (\sigma/\eta)^{1/2}, A_3 = -k\Delta G$, 代入, 可得

$$z = C_1 \exp \left(\frac{t}{2} \left\{ \pi\eta d BL \left(\frac{\sigma}{\eta} \right)^{1/2} - \left[(\pi\eta d BL)^2 \frac{\sigma}{\eta} - \frac{24.64 (\chi_{Fe} - \chi_{Cu})}{\mu_0} \right]^{1/2} \right\} \right) + C_2 \exp \left(\frac{t}{2} \left\{ \pi\eta d BL \left(\frac{\sigma}{\eta} \right)^{1/2} + \left[(\pi\eta d BL)^2 \frac{\sigma}{\eta} - \frac{24.64 (\chi_{Fe} - \chi_{Cu})}{\mu_0} \right]^{1/2} \right\} \right) - \frac{k\mu_0 \Delta G}{6.16 (\chi_{Fe} - \chi_{Cu})}. \quad (26)$$

初始位置为 $z|_{t=0} = -5, \frac{dz}{dt}|_{t=0} = 0$, 可知

$$C_1 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{A_2}{(A_2^2 - 4A_1)^{1/2}} \right] \times \left[\frac{k\mu_0 \Delta G}{6.16 (\chi_{Fe} - \chi_{Cu})} - 5 \right], \quad (27a)$$

$$C_2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{A_2}{(A_2^2 - 4A_1)^{1/2}} \right] \times \left[\frac{k\mu_0 \Delta G}{6.16 (\chi_{Fe} - \chi_{Cu})} - 5 \right]. \quad (27b)$$

那么, 当 $t > 0$ 时,

$$z(t) - z(0) > 0. \quad (28)$$

因此, 富 Fe 颗粒将向上偏移.

在 III 区域时, $A_1 = -6.16 (\chi_{Fe} - \chi_{Cu})/\mu_0, A_2 = -\pi\eta d BL (\sigma/\eta)^{1/2}, A_3 = -k\Delta G$, 代入, 可得

$$z = C_1 \exp \left(\frac{t}{2} \left\{ -\pi\eta d BL \left(\frac{\sigma}{\eta} \right)^{1/2} - \left[(\pi\eta d BL)^2 \frac{\sigma}{\eta} \right]^{1/2} \right\} \right)$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{24.64(\chi_{\text{Fe}} - \chi_{\text{Cu}})}{\mu_0}]^{1/2} \left. \right\} \\
 & + C_2 \exp \left(\frac{t}{2} \left\{ -\pi\eta dBL \left(\frac{\sigma}{\eta} \right)^{1/2} \right. \right. \\
 & + \left. \left. \left[(\pi\eta dBL)^2 \frac{\sigma}{\eta} \right. \right. \right. \\
 & + \left. \left. \left. \frac{24.64(\chi_{\text{Fe}} - \chi_{\text{Cu}})}{\mu_0}]^{1/2} \right\} \right) \\
 & + \frac{k\mu_0\Delta G}{6.16(\chi_{\text{Fe}} - \chi_{\text{Cu}})}. \tag{29}
 \end{aligned}$$

初始位置为 $z|_{t=0} = 5$, $\frac{dz}{dt}|_{t=0} = 0$, 那么当 $t > 0$ 时

$$\Delta z = z(t) - z(0) < 0. \tag{30}$$

因此, 富 Fe 颗粒将向下偏移.

4.3.3 梯度强磁场时的迁移距离

分析 III 区域, 与稳恒磁场作用下相似, 只是 A 偏大. 那么当 $t > 0$ 时, $\Delta z = z(t) - z(0) < 0$, 且随 A 增加将增大.

综上所述, 在稳恒磁场作用下, 当磁感应强度较小时, Δz 总体表现为大于零, 且随磁感应强度增加而增大, 故富 Fe 相迁移距离增加. 当施加梯度磁场后, Δz 总体表现为小于零, 因此富 Fe 颗粒向下迁移, 与宏观组织 (图 2) 结果一致.

4.4 富 Fe 颗粒微观取向分析与讨论

富 Fe 颗粒在强磁场中被磁化后, 相当于一个磁偶极子, 每个磁偶极子都具有一定的磁矩. 单位体积的磁极化强度 M 与磁场强度 H 的关系为 [23]

$$M = \chi_{\text{Fe}}H. \tag{31}$$

两个磁偶极子间的势能 U 为 [24]

$$U = \frac{1}{4\pi\mu_0 r^3} \left\{ m_1 \cdot m_2 - \frac{3}{r^2} (m_1 \cdot r)(m_2 \cdot r) \right\}. \tag{32}$$

若两磁偶极子大小相等且相互平行, 即 $m_1 = m_2 = M$, 等式 (30) 变为

$$U = \frac{3M^2}{4\pi\mu_0 r^3} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right). \tag{33}$$

此势能在 $\theta = 0$ 处为最小值, 因而图 8(a) 所示的排列是稳定的.

那么在强磁场下富 Fe 颗粒更易沿图 8(a) 排列, 大量富 Fe 颗粒如图 8(a) 排列并通过扩散作用

最终形成图 8(b) 所示的部分富 Fe 颗粒的定向排列. 下面讨论这种定向排列的富 Fe 颗粒在垂直和平行磁场两个方向上的能量关系.

假设有两个由 n 个富 Fe 颗粒组成的富 Fe 定向排列相, 它们与磁场方向之间的关系存在平行与垂直的关系, 如图 8(c) 和图 8(d).

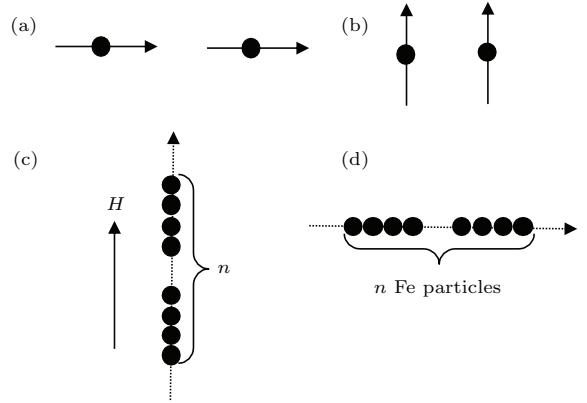


图 8 (a), (b) 两磁偶极子平行状态分布; (c), (d) 大量富 Fe 颗粒的分布

Fig. 8 (a), (b) Distribution of two magnetic dipoles; (c), (d) distribution of many Fe-rich particles, where (c) showing parallel and (d) showing perpendicular case.

在强磁场 H 作用下, 定向排列富 Fe 相单位体积的磁化强度 $\sum M$ 应该为 n 个磁偶极子具有的磁矩的矢量和:

$$\sum M = nM. \tag{34}$$

那么定向排列富 Fe 相在磁场 H 中具有的能量为

$$U = -\sum M \times H. \tag{35}$$

将 (31), (32) 式代入 (33) 式可得

$$U = -n\chi_{\text{Fe}}H^2 \cos \beta, \tag{36}$$

其中, β 为磁化强度与 H 间的夹角.

由 (36) 式可知, 当平行时能量最低, 因此在强磁场 H 作用下定向排列相趋于沿平行磁场方向排列. 定向排列的程度是由磁场强度 H 、熔体的阻力、作用时间 t 、颗粒的初始条件如颗粒大小、形状及初始位置等因素共同决定的.

5 结 论

1) 在 Cu-30%Fe 合金液固两相区施加不同的磁场条件, 富 Fe 颗粒的迁移规律不同. 当无磁场作用时, 富 Fe 颗粒较均匀分布于 Cu 熔体中; 随着施

加稳恒磁场磁感应强度的增加, 富Fe相上浮程度增加; 而施加向下的梯度磁场作用后, 富Fe相向下迁移.

2) 不同强磁场下Cu-30%Fe合金半固态凝固后微观组织研究表明, 施加稳恒磁场使得富Fe颗粒沿平行磁场方向取向排列, 这是由于在平行磁场方向时系统能量最低; 磁场的作用与磁场梯度对颗粒的聚合作用不同, 随磁感应强度增加, 颗粒聚合增加, 但施加一定的梯度后颗粒的团聚又逐渐减弱.

3) 强磁场下磁化率较大的富Fe颗粒的迁移与弱磁性晶粒的迁移规律不同, 利用颗粒分析模型结合强磁场的受力分析建立了强磁场下富Fe颗粒的迁移规律的理论模型.

感谢美国国家强磁场实验室Han Ke博士在此论文书写和讨论中给予的有益建议, 感谢美国国家强磁场实验室Niu Rongmei博士对英文摘要的校对.

参考文献

- [1] Garvin J W, Udaykumar H S 2004 *J. Cryst. Growth* **267** 724
- [2] Ogasawara T, Yoshikawa N, Taniguchi S, Asai T 2004 *Metall. Mater. Trans. B* **35** 847
- [3] Ueno K, Yasuda H 2003 *Magnetohydrodynamics* **39** 547
- [4] Chester W, Moore D W 1961 *J. Fluid Mech.* **10** 466
- [5] Chester W 1961 *J. Fluid Mech.* **10** 459
- [6] Zheng T X, Zhong Y B, Lei Z S, Ren W L, Ren Z M, Debray F, Beaugnon E, Fautrelle Y 2015 *J. Alloy. Compd.* **623** 36
- [7] Colli F, Fabbri M, Negrini F, Asai S, Sassa K 2003 *International Conference on Heating by Internal Sources* Padua, Italy, September 12–14, 2001 p58
- [8] Jin F W, Ren Z M, Ren W L, Deng K, Zhong Y B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3851 (in Chinese) [晋芳伟, 任忠鸣, 任维丽, 邓康, 钟云波 2007 物理学报 **56** 3851]
- [9] Yuan Y, Sassa K, Iwai K, Wang Q, He J C, Asai S 2008 *ISIJ Int.* **48** 901
- [10] Nakamoto M, Okumura Y, Tanaka T, Yamamoto T 2014 *J. Iron Steel I. Jpn.* **100** 761
- [11] Liu T, Wang Q, Wang C J, Li H T, Wang Z Y, He J C 2011 *Metall. Mater. Trans. A* **42** 1863
- [12] Wang Q, Liu T, Wang K, Wang C J, Nakajima K, He J C 2010 *ISIJ Int.* **50** 1941
- [13] Yuan P P, Gu D D, Dai D H 2015 *Mater. Design.* **82** 46
- [14] Wang E G, Zhang L, Zuo X W, He J C 2007 *Steel Res. Int.* **78** 386
- [15] Zuo X W, Wang E G, Han H, Zhang L, He J C 2008 *Acta Metall. Sin.* **44** 1219 (in Chinese) [左小伟, 王恩刚, 韩欢, 张林, 赫冀成 2008 金属学报 **44** 1219]
- [16] Nestler B, Wheeler A A, Ratke L, Stocker C 2000 *Physica D* **141** 133
- [17] Kenjeres S, Pyrda L, Fornalik-Wajs E, Szmyd J S 2014 *Flow. Turbul. Combust.* **92** 371
- [18] Zhang L, Wang E G, Zuo X W, He J C 2008 *Acta Metall. Sin.* **44** 165 (in Chinese) [张林, 王恩刚, 左小伟, 赫冀成 2008 金属学报 **44** 165]
- [19] Chikazumi S (translated by Ge S H) 2002 *Physics of Ferromagnetism* (Lanzhou: Lanzhou University Press) pp3–5 (in Chinese) [近角聪信 著 (葛世慧 译) 2002 铁磁性物理 (兰州: 兰州大学出版社) 第3–5页]
- [20] Wu C Y, Li S Q, Sassa K, Chino Y, Hattori K, Asai S 2005 *Mater. Trans.* **46** 1311
- [21] Waki N, Sassa K, Asai S 2000 *J. Iron Steel I. Jpn.* **86** 363
- [22] Pitel J, Chovanec F 1999 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9** 382
- [23] Motokawa M 2004 *Rep. Prog. Phys.* **67** 1995
- [24] Hirota N, Takayama T, Beaugnon E, Saito Y, Ando T, Nakamura H, Hara S, Ikezoe Y, Wada H, Kitazawa K 2005 *J. Magn. Magn. Mater.* **293** 87

Migration and alignment of Fe-rich particles in Cu melt under high magnetic field*

Zuo Xiao-Wei An Bai-Ling Huang De-Yang Zhang Lin Wang En-Gang[†]

(Key Lab of Electromagnetic Processing of Materials, Ministry of Education, Northeastern University, Shenyang 110819, China)

(Received 30 March 2016; revised manuscript received 28 April 2016)

Abstract

The interaction among particles in front of solid-liquid interface during solidification plays a role in determining the trajectories, distribution and sizes of particles, which eventually determines the properties of material. By using the interaction to control the migration of particles, impurity particles can be removed from the melt. A method of using an external high magnetic field to simulate the migration of Fe in Cu melt is proposed. Static high magnetic field (0.1 Tesla and 12 Tesla) and gradient high magnetic field ($-92.1 \text{ T}^2/\text{m}$) are subjected to the solid-liquid mushy zone of Cu-30 wt%Fe alloy. The case without high magnetic field is also investigated for comparison. Both macro- and microstructure of the samples are observed by optical microscope. The results indicate that primary Fe dendrites in Cu-Fe alloy are transformed into spherical Fe-rich particles after solidification in mushy zone, and high magnetic field is capable of changing the migration, distribution and arrangement of Fe-rich particles. In the absence of a static high magnetic field, Fe particles are distributed in Cu melt homogeneously. With increasing the magnetic flux density of imposed static high magnetic field, Fe-rich particles gradually migrate upwards. The migration direction is opposite to the direction of the gravity, and there are no Fe-rich particles kept on the bottom of the samples imposed by magnetic field. In the presence of negative high gradient magnetic field, however, the Fe-rich particles migrate downward and the direction is along the direction of the gravity. A model is built up to clarify the body force of Fe-rich particles and to analyze their movement while they are affected by high magnetic field. The results show that the migration behaviors of Fe-rich particles are related to the viscous dragging force, the interaction force between magnetic dipoles, and the magnetization force induced by gradient high magnetic field. The displacement of Fe particles is closely dependent on the body force. Through the analysis the experimental results are well explained. The diameters of Fe-rich particles are statically summarized under different high magnetic field conditions and in different zones. With increasing magnetic flux density of static high magnetic field, the aggregation of particles is increased. The magnetic field gradient, however, reduces the aggregation of particles. This might be as a result of the competitive coagulation between Stokes sedimentation and Marangoni migration in Cu melt. Microstructure of the samples indicates that Fe-rich particles tend to align along the direction of high magnetic field and the degree of alignment is likely to be related to external magnetic field strength, resistance force, effective time, and initial condition of particles, etc. As they are parallel to the direction of high magnetic field, the energy of the system is minimum, suggesting that the system is stable. The present study shed light on how to remove strong magnetic impurity from Cu melt.

Keywords: high magnetic field, Fe-rich phase, Cu-Fe alloy, migration of particles

PACS: 74.25.N-, 81.05.-t, 47.57.ef

DOI: [10.7498/aps.65.137401](https://doi.org/10.7498/aps.65.137401)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51474066, 51004038), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20120042110008), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant No. L1509004), and the Program of Introducing Talents of Discipline to Universities, China (Grant No. B07015).

† Corresponding author. E-mail: egwang@mail.neu.edu.cn