

# 钛合金 VAR 过程中自然对流下的宏观偏析行为模拟

樊 凯<sup>1</sup>, 吴林财<sup>2</sup>, 李俊杰<sup>2</sup>, 王锦程<sup>2</sup>

(1. 湖南金天钛业科技有限公司 湖南省高端装备特种钛合金工程技术研究中心, 湖南 常德 415001)

(2. 西北工业大学 凝固技术国家重点实验室, 陕西 西安 710072)

**摘 要:** 采用合金凝固的连续介质模型, 模拟了钛合金熔炼过程中温度场、流场、溶质场的演化行为, 模拟所得溶质元素分布规律与已有实验观测结果一致。通过对模拟结果中宏观偏析形成过程的详细分析以及不同流动情况下偏析程度的对比, 揭示了热浮力和溶质浮力引起的自然对流在宏观偏析形成中的作用机制, 发现抑制自然对流, 可最大程度的减轻铸锭宏观偏析。此外模拟结果还表明, 当熔池内流动情况一定时, 合金元素在固/液两相中的平衡分配系数决定了该元素的宏观分布规律和偏析程度。

**关键词:** 宏观偏析; 真空自耗熔炼; 钛合金; 自然对流

中图分类号: TG146.23

文献标识码: A

文章编号: 1002-185X(2020)03-0871-07

宏观偏析是钛合金铸锭真空自耗电弧熔炼 (Vacuum arc remelting, VAR) 过程中形成的一种典型缺陷, 且在后续加工过程中难以消除。铸锭成分的偏析可使钛合金的  $\beta$  转变温度发生显著变化, 引起后续锻压和热处理过程中形成  $\alpha$  相稀少甚至不含  $\alpha$  相的区域, 即  $\beta$  斑, 从而使材料的塑性及疲劳性能严重恶化。因此, 对 VAR 过程中宏观偏析形成规律的理解和掌握是调控铸锭质量的重要前提和基础。已有众多学者对这一问题开展了相关研究: 赵永庆等<sup>[1,2]</sup>分析了多种成分钛合金铸锭中 Cu、Fe、Cr 3 种元素的偏析情况, 发现前 2 种元素的偏析程度明显高于 Cr 元素; Yang 等<sup>[3]</sup>测量了 Ti-1023 合金铸锭不同部位的 Fe 元素分布, 发现铸锭中部的径向宏观偏析最为严重; 陈战乾等<sup>[4]</sup>发现 Ti-1023 合金铸锭中的等轴晶区是偏析危险区。当前通过实验观测手段, 研究者虽然已大致掌握了易于发生宏观偏析的合金元素和铸锭部位, 并提出了一些可降低偏析的措施<sup>[4,5]</sup>, 但对于宏观偏析形成的具体机理及其与熔池内熔体流动的关联尚缺乏深入理解, 制约了宏观偏析调控的精准性和有效性。

由于金属熔体的不透明性, 人们无法对钛合金熔炼过程进行直接观测, 而数值模拟技术已经成为掌握熔炼过程中熔体传输及凝固现象的重要手段。赵小花等<sup>[6]</sup>以及高帆等<sup>[7]</sup>对 VAR 过程中的温度场进行了模拟, 揭示了熔池形貌的演化规律及影响因素。Kou 等人<sup>[8]</sup>在温度场模拟基础上进一步耦合流场计算, 研究了熔池内的流体行为, 分析了洛仑兹力对于流动的影响

规律。Laurentiu<sup>[9]</sup>以及 Kou 等<sup>[10]</sup>模拟了 VAR 过程中的晶粒组织演化过程, 分析了不同条件下晶粒尺寸和 CET 转变的变化规律。相比之下, 当前对钛合金 VAR 过程中铸锭宏观偏析行为的模拟研究相对较少, 已有报道<sup>[11,12]</sup>多关注于铸锭最终的偏析分布规律, 而缺乏对宏观偏析形成过程及原因的深入分析。

本研究通过合金凝固的连续介质模型, 模拟了 VAR 过程中温度场、流场和溶质场的演化行为, 分析了热浮力以及溶质浮力引起的自然对流在宏观偏析形成过程中的具体作用机制, 探究了不同合金元素属性 (平衡分配系数和溶质膨胀系数) 下的溶质偏析规律。

## 1 模型描述

### 1.1 数学模型

本研究采用连续介质模型<sup>[13]</sup>来描述钛合金凝固, 该模型的建立基于以下假设: (1) 两相区按照多孔介质流动进行处理; (2) 在凝固过程中只考虑液、固两相, 不考虑气孔的产生; (3) 熔体为不可压缩流体, 仅在动量传输方程中的浮力项考虑密度随温度的变化, 其它项中密度为常数; (4) 凝固过程满足局部平衡假设; (5) 忽略紊流, 将液相流动近似为层流, 液相中动力学粘度为常数。模型控制方程如下:

(1) 连续性方程:

$$\nabla \cdot V = 0 \quad (1)$$

式中,  $V$  为速度矢量。

(2) 动量方程:

收稿日期: 2019-03-15

作者简介: 樊 凯, 男, 1982 年生, 博士, 高级工程师, 湖南金天钛业科技有限公司, 湖南 常德 415001, 电话: 0736-7326915, E-mail: fk@xtjty.com

x 方向动量方程:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V u) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \nabla \cdot \left( \mu \frac{\rho}{\rho_l} \nabla u \right) - \frac{\mu_l \rho}{K \rho_l} (u - u_s) \quad (2)$$

y 方向的动量方程:

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V v) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \nabla \cdot \left( \mu \frac{\rho}{\rho_l} \nabla v \right) - \frac{\mu_l \rho}{K \rho_l} (v - v_s) + \rho_l g [\beta_T (T - T_{ref}) + \beta_s (c_{liq} - c_{ref})] \quad (3)$$

式中,  $\rho$  为合金密度,  $u$  为 x 方向速度大小,  $v$  为 y 方向速度大小,  $p$  为压力,  $\mu$  为粘度,  $K$  为渗透率,  $g$  为重力加速度,  $\beta_T$  为温度膨胀系数,  $\beta_s$  为溶质膨胀系数,  $T$  为合金的瞬时温度,  $T_{ref}$  为参考温度,  $c_{liq}$  为液相的瞬时浓度,  $c_{ref}$  为溶质的参考浓度。

(3) 能量方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \nabla \cdot (\rho h V) = \nabla \cdot (k_1 \nabla T) - \nabla \cdot [\rho (h_1 - h) V] \quad (4)$$

式中,  $c_p$  为比热系数,  $k_1$  是导热系数,  $h$  为热焓。

(4) 溶质守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_{liq}) + \nabla \cdot (\rho V c_{liq}) = \nabla \cdot (D \nabla c_{liq}) + \rho (1 - k) \frac{\partial}{\partial t} (f_s c_{liq}) \quad (5)$$

式中,  $k$  为溶质平衡分配系数,  $D$  为溶质扩散系数,  $f_s$  为固相体积分数。

### 1.2 计算条件及物性参数

由于圆柱形 VAR 铸锭的对称性, 可将其简化为二维矩形。考虑到铜坩埚导热系数远高于钛合金铸锭, 因此铜坩埚并非铸锭散热的制约环节, 可将其忽略, 仅对铸锭进行模拟。本研究建立的铸锭模型及网格划分如图 1 所示, 铸锭直径 50 mm, 初始高度 10 mm, 最终高度 230 mm, 采用边长 1 mm 的正方形网格

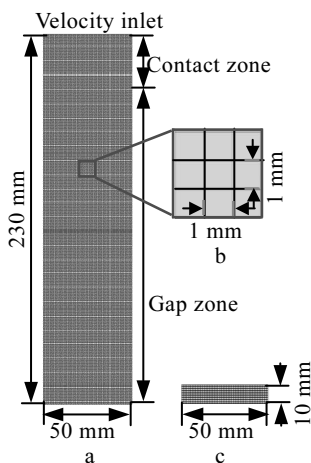


图 1 模型尺寸

Fig.1 Schematic representation of the computational domain: (a) final ingot size=50 mm; (b) mesh size=10 mm; (c) initial domain=50 mm

对模型进行划分。通过流体力学计算软件 Fluent 进行模型求解, 采用动网格方法实现铸锭的连续生长, 熔炼速率设为 0.2 mm/s。

铸锭上表面为速度入口, 其余各边界均为无滑移边界。由于各壁面与外界不存在溶质交换, 各个边界的溶质通量均为 0。对于温度场而言, 铸锭上表面的温度按如下经验公式<sup>[14]</sup>设定:

$$T = T_L + 400e^{-\frac{12D_c}{J}} \quad (6)$$

式中,  $T_L$  是液相线的温度,  $J$  是熔炼电流,  $D_c$  是铸锭的直径。铸锭底部设为对流换热边界, 换热系数设为 500 W/(m<sup>2</sup>·K)。铸锭侧壁与外界的热交换分成 2 个区域处理, 侧壁上部和坩埚直接接触, 可设为对流换热边界, 换热系数设为 800 W/(m<sup>2</sup>·K); 铸锭下部由于凝固收缩, 侧壁和坩埚壁之间会形成间隙, 此时铸锭热量主要以辐射形式向外界散失。为简化处理, 可将辐射散热用对流换热等效, 等效对流换热系数如下<sup>[15]</sup>:

$$h_{gap} = \frac{\sigma (T_{ingot}^4 - T_{wall}^4)}{\left( \frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right) (T_{ingot} - T_{wall})} \quad (7)$$

式中,  $T_{ingot}$  是铸锭壁面的温度,  $T_{wall}$  是坩埚内壁的温度 (设为 300 K),  $\sigma$  是 Stefan-Boltzman 常数,  $\epsilon_1$  和  $\epsilon_2$  分别为铸锭侧壁和坩埚内壁的热辐射系数。通过临界温度  $T_c$  来判断铸锭侧壁与坩埚的接触情况, 当侧壁温度小于  $T_c$  时认为形成间隙, 可将  $T_c$  设为合金固相线温度以下 100 K<sup>[15]</sup>。本研究以 Ti-Zr 合金为例进行 VAR 的模拟, 初始 Zr 浓度  $c_0=0.032$ , 从文献[16,17]中获得相关物性参数见表 1。

表 1 Ti-Zr 合金的物性参数

Table 1 Physical properties and parameters of Ti-Zr alloy system<sup>[16,17]</sup>

Parameter	Value
Density/kg·m <sup>-3</sup>	3636
Thermal conductivity/W·(m·K) <sup>-1</sup>	11
Latent heat/J·kg <sup>-1</sup>	3.77×10 <sup>5</sup>
Heat capacity/J·(kg·K) <sup>-1</sup>	727
Dynamic viscosity/kg·(m <sup>-1</sup> ·s) <sup>-1</sup>	3.6×10 <sup>-3</sup>
Solid temperature/K	1933
Liquid temperature/K	1936
Liquidus slope/K·(mass fraction%) <sup>-1</sup>	-2.364
Thermal expansion coefficient/K <sup>-1</sup>	6.5×10 <sup>-5</sup>
Solute expansion coefficient	-0.4
Diffusion coefficient/m <sup>2</sup> ·s <sup>-1</sup>	3.0×10 <sup>-9</sup>
Partition coefficient	0.85

### 2 模型求解验证

本研究通过 Fluent 软件求解连续介质模型来研究溶质宏观偏析，为检验这一模拟方法的可靠性，首先针对矩形腔内 Sn-5%Pb(质量分数，下同)合金凝固这一简单算例(如图 2 所示)进行模拟，并将模拟结果与文献报道<sup>[18,19]</sup>进行对比，模拟中各种参数设定与文献[18]保持一致。在该算例中，矩形腔仅左侧散热，因此合金液从左向右凝固，由于溶质 Pb 的分配系数小于 1，凝固过程中 Pb 元素不断被排出到界面前方液相中，使界面前方液相密度增大，产生向下的流动趋势。而热浮力方向与上述溶质浮力方向相同，2 种浮力共同作用下将产生如图 2 所示的逆时针方向流动。这一流动把高溶度的液相带到型腔下方，造成型腔下方溶质富集，相应的引起型腔上方溶质贫乏。模拟获得的型腔内溶质分布情况很好的反映了这一规律，如图 3a 所示，且本研究模拟获得的溶质分布规律(图 3a)与文献[18]报道结果(图 3b)吻合良好。

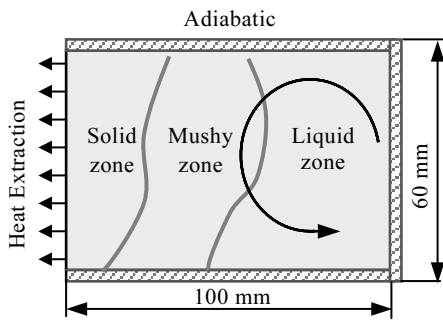


图 2 凝固算例示意图

Fig.2 Schematic plot of the solidification problem

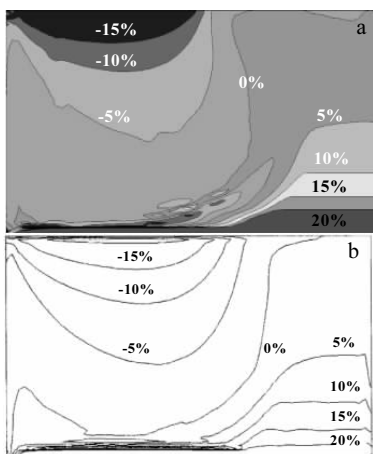


图 3 Sn-5%Pb 合金凝固到 400 s 时溶质 Pb 的相对浓度分布

Fig.3 Relative Pb mass fraction variation for Sn-5%Pb alloy at 400 s:

(a) present prediction and (b) results of Ahmad et al<sup>[18]</sup>

为进一步定量对比，提取了 Sn-5%Pb 合金完全凝固时距离型腔底部 25 和 55 mm 高度处的两条水平直线上溶质相对浓度分布，将其与 Hebditch 和 Hunt<sup>[19]</sup>的实验测量结果以及 Ahmad 等人<sup>[18]</sup>的模拟结果进行对比，如图 4 所示，其中相对浓度定义为  $C_{relative} = [(c - c_0) / c_0] \times 100\%$ 。从图中可见，本研究的模拟结果与文献报道吻合良好，证明了本研究模型求解的可靠性。

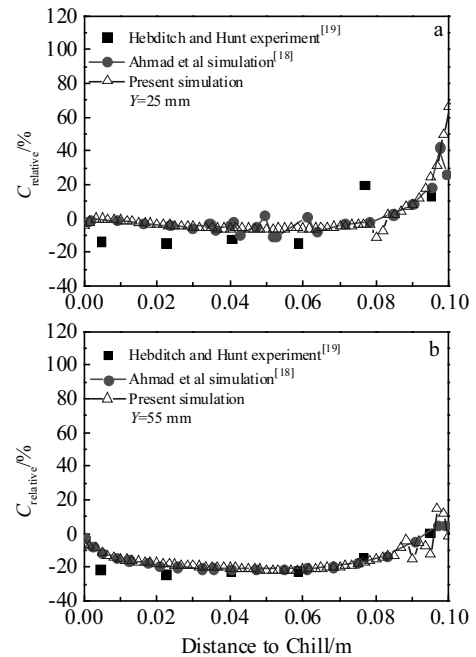


图 4 Sn-5%Pb 合金凝固结束时，距铸锭底面高度的相对浓度分布

Fig.4 Relative concentration distribution of Pb for Sn-5%Pb alloy at the end of solidification correspond to various heights from the bottom of the cavity: (a) 25 mm and (b) 55 mm

### 3 VAR 熔炼过程模拟

#### 3.1 温度场及溶质场演化

熔炼过程中温度场以及溶质分布随时间的演化如图 5 所示，其中每幅图中心线左侧为温度场及熔池内流场，中心线右侧为溶质场。从温度场及流场结果可以看到，熔炼时间为 200 s 的初始阶段熔池较浅；随着熔炼时间的延长，熔池上表面新增的高温熔体不断将热量带入铸锭，而熔池距离坩埚底部越来越远，坩埚底部的散热作用持续下降，因而熔池深度不断加深，如 500 s 结果所示；当熔炼时间达到 800 s 后，熔池形状基本稳定，这是由于此时坩埚底部散热作用已非常微弱，而坩埚侧壁的热量散失和熔池表面熔体的热量输入基本相当。从中心线右侧的溶质分布图可以发现，熔炼初始阶段铸锭成分分布相对均匀；随着铸锭高度

的增加，芯部溶质浓度逐渐升高，形成正偏析，而在铸锭外侧溶质贫乏，形成负偏析。

铸锭不同高度处相对浓度  $C_{relative}$  沿径向的变化情况如图 6 所示，可以发现铸锭芯部溶质富集，而外侧贫乏，但最贫乏部位并不在铸锭外表面，而是位于外表面向内一定距离处（如图 6 中虚线所示位置），这是由于铸锭外表面在坩埚壁激冷作用下快速凝固，来不及发生溶质的宏观运输，成分相对均匀；而距外表面一定距离后冷速下降，熔池内熔体流动作用加大，从而使该区域溶质贫乏。此外，从图 6 中还可发现铸锭底部（ $Y=10\text{ mm}$ ）和顶部（ $Y=215\text{ mm}$ ）的成分沿径向分布相对均匀，而中部成分则存在较大波动，即铸锭中部的宏观偏析程度

大，这与 Yang 等人<sup>[3]</sup>在 Ti1023 铸锭中发现的 Fe 元素偏析规律类似。

为进一步揭示宏观偏析的形成过程，对熔池内的温度分布和液体流动情况进行深入分析。图 7a 为熔炼刚到铸锭顶部时熔池附近的温度分布结果。可以看到熔池中上部形成了明显的分层区（stratified region），而熔池底部存在较大范围的等温熔体，这种现象与 Davidson 等人<sup>[20]</sup>理论预测的熔体行为相符。进一步对图 7a 中的温度场求导，可以得到不同位置的温度梯度，结果如图 7b 所示，可以发现铸锭上部外表面温度梯度最大，而在熔池内中下部，温度梯度已变的极为微弱。熔池上部靠近外表面部位熔体在显著的温度梯

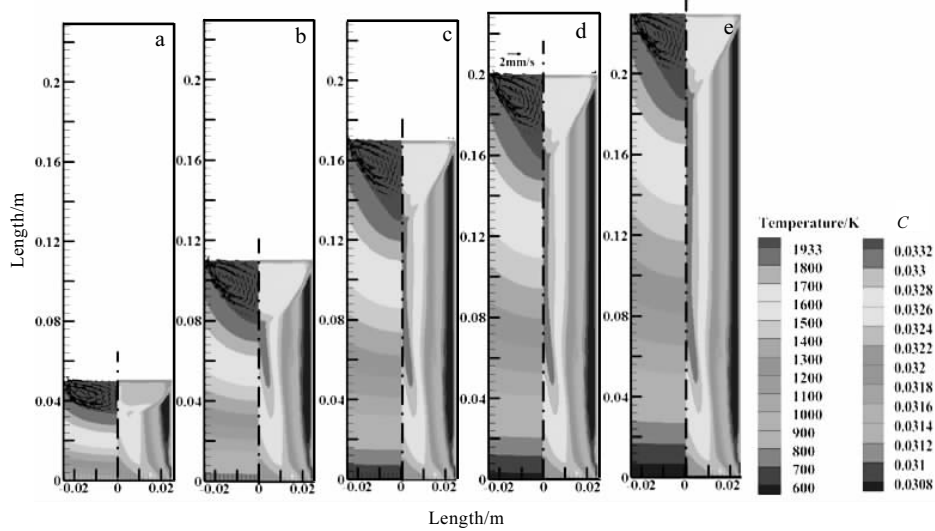


图 5 熔炼过程中温度场、流场以及溶质分布随时间的演化图

Fig.5 Evolution of temperature field plus fluid flow (left side) and concentration field (right side): (a) 200 s, (b) 500 s, (c) 800 s, (d) 950 s, and (e) 1100 s

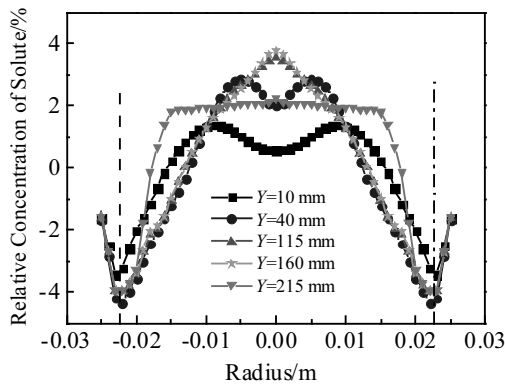


图 6 合金凝固结束时铸锭中不同水平截面的溶质相对浓度分布曲线

Fig.6 Relative concentration distribution along radial direction at the end of solidification (these profiles correspond to various heights from the bottom of the ingot)

度作用下快速降温，热浮力使得高温熔体遇冷下沉；同时由于凝固过程中发生溶质再分配，溶质 Zr 元素被不断排出至固/液界面前方，使界面前方液相密度增大，从而形成向下的溶质浮力。热浮力与溶质浮力共同作用下，熔池内形成了外侧向下、中心向上的熔体对流，如图 7c 所示。这种对流将固/液界面前沿凝固排出的溶质带到了熔池的中下部，从而使铸锭芯部溶质富集，形成正偏析，如图 7c 中溶质分布所示。

### 3.2 宏观偏析与熔体流动的关联

以上模拟结果表明，熔池内熔体对流引起了溶质的宏观偏析，为进一步明晰流动对溶质传输的决定性作用，进一步考察以下不同对流情况下的溶质偏析情况：(1) 动量方程中去掉热浮力和溶质浮力源项，从而使液相中无自然对流；(2) 去掉溶质浮力项，从而仅存在热浮力引起的对流；(3) 将溶质膨胀系数由负 0.4 变为正 0.4，从而使溶质浮力方向与热浮力方向相反。

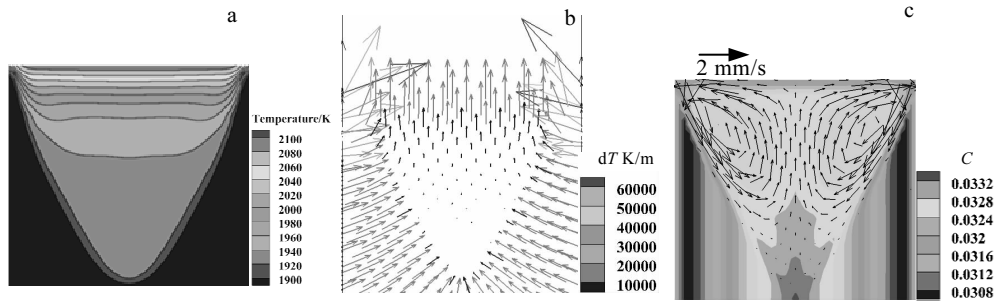


图 7 熔池附近温度分布、温度梯度分布、浓度分布及流场

Fig.7 Distribution of temperature (a), temperature gradient (b) and concentration (c) combined with fluid near the melting pool

将上述 3 种情况下的模拟结果与上一节模拟得到的热浮力与溶质浮力同向时的结果进行对比，如图 8 和图 9 所示。其中图 8 为熔炼刚到铸锭顶部时熔池内流场和溶质分布结果，可以看出在无浮力作用时，熔池内无流动，如图 8a 所示，此时溶质仅富集在固相前狭窄的糊状区内，而熔池内部液体基本无偏析。当仅存在热浮力时(图 8b)，液体流动使熔池下部中心形成了溶质富集，但此时的溶质富集程度明显小于热浮力和溶质浮力共同作用时的结果(图 8c)。虽然图 8b 中熔池上部的流动情况与图 8c 基本相同，但在熔池底部，有溶质浮力时(图 8c)的流动比不考虑溶质浮力时更强，从而使熔池中心的溶质富集程度更高。这是由于熔池底部区域温度梯度小，热浮力作用减弱，溶质浮力作用可更加明显的体现出来。当热浮力和溶质浮力方向相反时，如图 8d 所示，熔池上部由于主要受到热浮力的作用，流动情况与图 8c 中基本相同，但在熔池下部，随着热浮力作用减弱，溶质浮力造成了一个与熔池上部流动方向相反的涡流，该涡流将熔池底部的溶质带到了上方，从而使溶质成分最大值出现在了熔池的中下部，而非最底部。

图 9 为不同流动情况下的铸锭最终成分分布情况。此图中无浮力作用时(图 9a)显示的溶质浓度范围要远小于其它 3 种情况中的浓度范围。可以看出无浮力时，由于无自然对流，宏观偏析极为微弱，此时偏析主要由固/液界面处的成分再分配决定，但由于 Ti-3.2%Zr(质量分数)合金的平衡分配系数( $k=0.85$ )与 1 偏离不大，且合金的凝固温度间隔只有 3 K 左右，因而凝固过程中溶质再分配程度不大。当溶质浮力和热浮力同时存在且方向相同时(图 9c)，宏观偏析最为严重。当仅考虑热浮力时(图 9b)宏观偏析相对减轻。而当热浮力和溶质浮力反向时(图 9d)，宏观偏析进一步减轻，但铸锭上部形成了通道偏析。

### 3.3 溶质平衡分配系数对宏观偏析的影响

宏观偏析的形成一方面取决于熔池内的熔体流动，

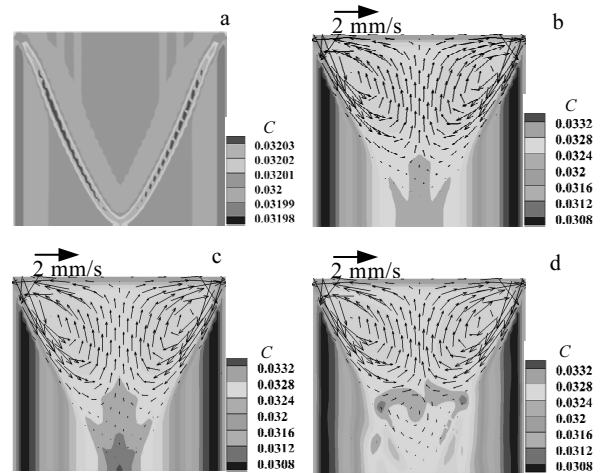


图 8 不同浮力作用下的溶质分布

Fig.8 Concentration distribution under various buoyancy forces: (a) without buoyancy force, (b) only thermal buoyancy, (c) thermal buoyancy coincides with solutal buoyancy, and (d) thermal buoyancy contradicts solutal buoyancy

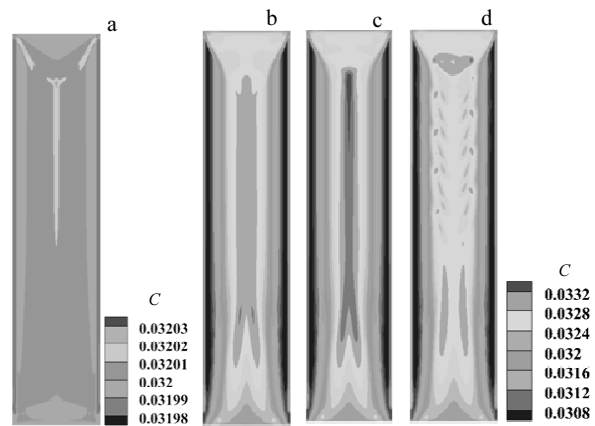


图 9 不同浮力情况下的铸锭中宏观偏析

Fig.9 Final macrosegregation with different buoyancy forces: (a) without buoyancy force, (b) only thermal buoyancy, (c) thermal buoyancy coincides with solutal buoyancy, and (d) thermal buoyancy contradicts solutal buoyancy

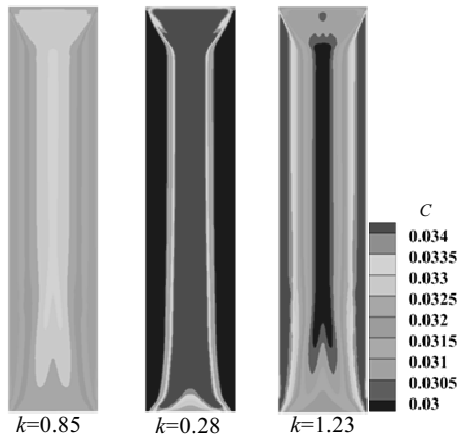


图 10 不同平衡分配系数下的铸锭最终偏析情况

Fig.10 Final macrosegregation with different solute partition coefficients  $k$

但同时也与凝固过程中固/液界面处的溶质再分配有关。考察了不同溶质平衡分配系数下的宏观偏析情况。模拟中将平衡分配系数从之前的  $k=0.85$  改为远小于 1 ( $k=0.28$ ) 或大于 1 ( $k=1.23$ ), 其中  $k=0.28$  为 Fe 元素在 Ti 合金中的平衡分配系数<sup>[11]</sup>, 而  $k=1.23$  为 Al 元素在 Ti 合金中的分配系数<sup>[11]</sup>。模拟中保持其它参数与 2.1 小节中相同。因此, 不同分配系数下熔池内的流动情况相同, 宏观偏析的差异完全由固/液界面前溶质再分配引起。

不同平衡分配系数下的铸锭的最终偏析情况如图 10 所示。可以看出, 当  $k=0.28$  时的成分分布规律与  $k=0.85$  时类似, 均为中心溶质富集, 外侧溶质贫乏, 但  $k=0.28$  时的宏观偏析程度要明显加剧。当  $k=1.23$  时, 溶质分布情况与之前相反, 中心溶质贫乏, 外侧溶质富集。

## 4 结 论

1) 钛合金 VAR 熔炼过程中熔池内的宏观流动和固/液界面前沿的溶质再分配是引起铸锭宏观偏析的 2 个原因, 如能通过某种手段抑制重力引起的自然对流, 可最大程度的减轻铸锭宏观偏析。

2) 对于给定的合金元素, 其在铸锭中的分布情况主要取决于熔体对流, 当热浮力和溶质浮力同向时, 外侧向下、中心向上的自然对流将凝固排出的溶质带到熔池底部, 引起严重的中心溶质富集、外侧溶质贫乏, 且铸锭中部这种径向成分偏析最为显著; 当热浮力与溶质浮力反向时, 中心溶质富集程度相对减弱。

3) 在一定凝固条件下, 合金元素在固/液两相中的平衡分配系数决定了其宏观偏析趋势和程度: 当分配系数  $k < 1$  时, 铸锭中心溶质富集, 外侧溶质贫乏;

分配系数大于  $k > 1$  时, 偏析趋势相反; 分配系数偏离 1 的程度越大, 宏观偏析程度越严重。

## 参考文献 References

[1] Zhao Yongqing(赵永庆), Liu Junlin(刘军林), Zhou Lian(周廉). *Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2005, 34(4): 531

[2] Liu Junlin(刘军林), Zhao Yongqing(赵永庆), Zhou Lian(周廉). *Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2004, 33(7): 731

[3] Yang Zhijun, Kou Hongchao, Li Jinshan et al. *Journal of Materials Engineering and Performance*[J], 2011, 20(1): 65

[4] Chen Zhanqian(陈战乾), Gao Qi(高 颀), Liu Xin(刘 新) et al. *Titanium Industry Progress*(钛工业进展)[J], 2003, 20(4-5): 56

[5] Wang mengguang(王孟光), Zhou Hongqiang(周洪强), Jiang Jianwei(姜建伟). *The Chinese Journal of Nonferrous Metals*(中国有色金属学报)[J], 2010, 20(S1): 784

[6] Zhao Xiaohua(赵小花), Li Jinshan(李金山), Yang Zhijun(杨治军) et al. *Special Casting and Nonferrous Alloys*(特种铸造及有色合金)[J], 2010, 30(11): 1001

[7] Gao Fan(高 帆), Wang Xinying(王新英), Wang Lei(王 磊) et al. *Special Casting and Nonferrous Alloys*(特种铸造及有色合金)[J], 2011, 31(7): 608

[8] Kou Hongchao, Yingjuan Zhang, Yang Zhijun et al. *International Journal of Engineering and Technology*[J], 2012, 12(1): 50

[9] Laurentiu N. *Metallurgical and Materials Transactions B*[J], 2014, 45(2): 44

[10] Kou Hongchao, Yingjuan Zhang, Li Pengfei et al. *Rare Metal Materials and Engineering*[J], 2014, 43(7): 1537

[11] Dmytro Z, John K M. *Metallurgical and Materials Transactions B*[J], 2009, 40(5): 281

[12] Ashish P, Daniel F. *Materials Science and Engineering A*[J], 2016, 143: 012 017

[13] Bennon W D, Incropera F P. *International Journal of Heat and Mass Transfer*[J], 1987, 30(10): 2161

[14] Kondrashov E N, Musatov M I, Maksimov A Y et al. *Journal of Engineering Thermophysics*[J], 2007, 16(1): 19

[15] Chapelle P, Ward R M, Jardy A et al. *Metallurgical and Materials Transactions B*[J], 2009, 40(5): 254

[16] Hugh B. *ASM Metals Handbooks Volume3: Alloy Phase Diagrams*[M]. Ohio: ASM, 1992: 381

[17] Bisen K, Arenas M, El-kaddah N et al. *Metallurgical and Materials Transactions*[J], 2003, 34(10): 2273

- [18] Ahmad N, Combeau H, Desbiolles J L *et al. Metallurgical and Materials Transactions A*[J],1998, 29(2): 617
- [19] Hebditch D J, Hunt J D. *Metallurgical Transactions*[J], 1974, 5(7): 1557
- [20] Davidson P A, He X, Lowe A J. *Materials Science and Technology*[J], 2000, 16(6): 699

## Numerical Simulation of Macrosegregation Caused by Buoyancy Driven Flow During VAR Process for Titanium Alloys

Fan Kai<sup>1</sup>, Wu Lincai<sup>2</sup>, Li Junjie<sup>2</sup>, Wang Jincheng<sup>2</sup>

(1. Hunan Goldsky Titanium Industry Technology Co., Ltd, Changde 415001, China)

(2. State Key Laboratory of Solidification Processing, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

**Abstract:** A continuum model for alloy solidification was used to simulate the temperature evolution, solute distribution and liquid flow. The segregation patterns obtained in simulations are consistent with the observations in experiments. The development of segregation in the conditions with different thermal and solute buoyancy forces was analyzed. It is shown that the inhibition of flow can minimize the macrosegregation to the greatest extent. It is also found that the solute partition coefficient determines the segregation pattern and severity in the same fluid flow conditions.

**Key words:** macrosegregation; vacuum arc remelting; titanium alloys; buoyancy driven flow

---

Corresponding author: Fan Kai, Ph. D., Senior Engineer, Hunan Goldsky Titanium Industry Technology Co., Ltd, Changde 415001, P. R. China, Tel: 0086-736-7326915, E-mail: fk@xtjtty.com