

非均匀旋转磁场对液桥表面张力对流控制的研究^①

姚丽萍^{1,3}, 曾 忠^{2,3}, 张 易², 邱周华², 姚凌云¹

1. 西南大学 工程技术学院, 重庆 400715; 2. 重庆大学 工程力学系, 重庆 400030;

3. 重庆大学 煤矿灾害动力学与控制国家重点实验室, 重庆 400030

摘要: 半导体晶体作为各类电子器件的基础材料, 它的发展对现代电子行业的发展起着重要的推动作用. 为了探索生长高品质晶体的优化方案, 建立了半浮区液桥的三维磁流体动力学模型, 采用有限体积分法数值研究了微重力环境下外加二极对非均匀旋转磁场对液桥表面张力对流的控制作用. 研究表明, 由二极对非均匀旋转磁场(7 mT, 50 Hz)所产生的周向强迫搅拌作用, 有效地提高了液桥的最大周向速度, 同时抑制了液桥的最大轴向速度, 该作用使无磁场作用下的三维液桥表面张力对流得到有效控制转变为二维轴对称定常流动.

关键词: 旋转磁场; 表面张力流; 对流控制; 液桥; 微重力

中图分类号: O363

文献标志码: A

文章编号: 1673-9868(2016)10-0168-08

半导体晶体是集成电路、激光器、光电器件等的主要基础材料, 它的革新对现代化工业的发展起着决定性的作用. 各种晶体制备方法中, 浮区法由于无坩锅容器接触可以避免污染, 是一种生长高纯度晶体的优势技术. 重力环境下, 一方面由重力引起的浮力流会导致晶体内产生微观不均匀性(生长条纹); 另一方面, 由于静压力的作用使得浮区熔体具有足够大的表面张力来维持熔区的稳定, 该条件限制了生长晶体的尺寸. 微重力环境下, 由重力场引起的负面影响得到极大程度地降低, 此时热浮力流随着重力的降低而极度衰减, 浮区法也可以突破晶体尺寸的限制生长更大的晶体. 然而, 微重力环境下的浮区法晶体生长中, 由非平衡表面张力驱动的表面张力流成为浮区熔体中的主要对流, 也是生长高质量大尺寸单晶的关键性因素之一.

微重力环境下, 低 Prandtl(Pr)数的硅等半导体熔体在浮区中随着 Marangoni(Ma)数的逐渐增大, 其对流会产生两次失稳^[1-5]. 相关研究报道该对流失稳会影响熔体组分的分布, 导致生长晶体中微观条纹的产生, 影响生长晶体的质量. 由于半导体熔体具有良好的导电性, 外加磁场可以作为一种控制表面张力对流的有效手段^[6-23]. 现有的磁场对流控制方法中, 旋转磁场由于其耗能小、控制效果明显而倍受关注.

旋转磁场根据其极对数的不同, 可分为均匀旋转磁场(含有一对南、北磁极)和非均匀旋转磁场(二极对、三极对旋转磁场)等. 目前, 浮区法结晶技术中旋转磁场对流控制研究工作主要集中于均匀旋转磁场. Dold et al.^[14]实验研究了浮区法结晶技术中不同强度的均匀旋转磁场对参杂硅晶体中杂质条纹的影响, 研究表明, 均匀旋转磁场作用下晶体中径向杂质条纹分布更加均匀、更加对称. 其数值研究结果也表明, 均匀旋转磁场作用下熔体的三维非定常流动得到有效控制转变为二维轴对称流动. Witkowski and Walker^[15]数值研究了浮区熔体对流在不同强度的均匀旋转磁场下的演化, 研究报道了熔体对流由表面张力驱动占据主控制转为旋转磁场洛伦兹力占据主控制时, 磁场强度的转变区域. Walker^[16]对均匀旋转磁场下的浮区熔体

① 收稿日期: 2015-04-22

基金项目: 国家自然科学基金项目(11402215); 重庆市自然科学基金项目(cstc2014jcyjA00013); 博士点基金项目(20110191110037).

作者简介: 姚丽萍(1983-), 女, 湖北襄阳人, 博士, 副教授, 主要从事计算流体力学研究.

对流进行了线性稳定性分析, 研究报道了任一旋转磁场作用下都存在一个临界 Re 数, 超过该值, 浮区熔体由轴对称定常流动转变为周期性振荡流动. 本课题组^[19]研究了微重力下均匀旋转磁场对半浮区液桥表面张力对流的影响, 结果表明均匀旋转磁场可以有效地控制由表面张力增强而导致的熔体对流的两次失稳. 目前, 非均匀旋转磁场在垂直 Bridgman 等晶体技术方面的应用已有相关的报道^[10-11, 20], 但是, 其在浮区法晶体生长中的对流控制研究工作基本空白.

目前, 外加旋转磁场的对流控制模型主要包括无限长模型和有限长模型, 有限长模型又包括有限长解析解模型和有限长 $\varphi_1 - \varphi_2$ 模型. 旋转磁场无限长模型忽略了熔体流动与磁场的耦合, 仅仅考虑到洛伦兹力的周向分量, 文献[18]报道了采用该模型会使计算结果产生较大偏差. 有限长解析解模型考虑了电势对熔体流动的影响而忽略了熔体流动对电势的影响, 也仅保留了周向洛伦兹力. 虽然由旋转磁场所引起的周向洛伦兹力对熔体对流的影响占据主要作用, 但其它方向的洛伦兹力分量也是存在的. Priede^[24]首次提出有限长 $\varphi_1 - \varphi_2$ 模型, 该模型考虑到旋转磁场作用下熔体流动与外加磁场的耦合及洛伦兹力的所有分量. 理论上来说, 旋转磁场有限长 $\varphi_1 - \varphi_2$ 模型具有更高的求解精度. 二维轴对称条件下, Barz^[6]等采用有限长 $\varphi_1 - \varphi_2$ 模型研究了横向旋转磁场对柱形熔体等热对流的影响, 得到的数值结果与实验结果是一致的.

基于浮区法晶体生长中非均匀旋转磁场对流控制研究工作鲜有的现状, 为了进一步完善外加旋转磁场对浮区熔体的对流控制的理论研究, 笔者引用了有限长 $\varphi_1 - \varphi_2$ 模型的思想, 建立了三维磁流体动力学模型, 研究了微重力下外加二极对非均匀旋转磁场对浮区熔体表面张力对流的控制作用.

1 物理和数学模型

半浮区液桥模型是研究浮区法晶体生长中熔体对流的一种简化模型, 该模型由上下两个不同固定温度的同心圆盘固壁和液柱自由表面组成. 半浮区液桥模型可以捕捉到浮区法晶体生长中浮区熔体的主要流动特性, 因此, 该模型在浮区法晶体生长的研究中得到广泛应用^[3-5, 18-19]. 本文所采用的圆柱型半浮区液桥模型如图 1(a) 所示. 液桥高度为 H , 半径为 R , 其高径比 $As = H/R = 1$; 上下边界分别为低温和高温圆形固壁 (T_{top} 和 T_{bottom}), $\Delta T = T_{\text{bottom}} - T_{\text{top}} > 0$. 由于浮区自由表面的动力学变形相对较小, 在计算中忽略了自由表面动力学变形的影响, 即假设计算过程中液桥是不变形的. 液桥自由表面的表面张力假设为温度 T 的线性函数, 表示形式为:

$$\sigma = \sigma_0 - \sigma_k T$$

其中: σ_0 为参考温度下的表面张力, σ_k 为表面张力系数.

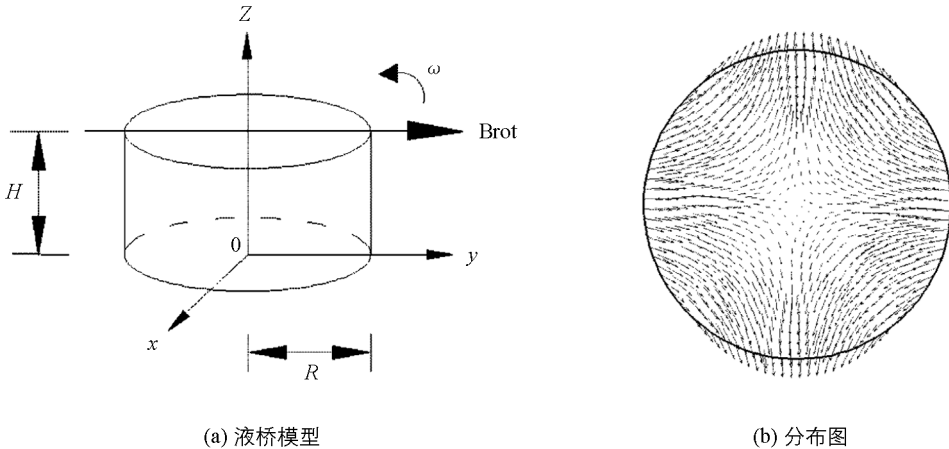


图 1 半浮区液桥模型和非均匀旋转磁场在 $x - y$ 平面的分布图

1.1 非均匀旋转磁场基本方程

直角坐标系下, 外加二极对非均匀旋转磁场表达式为

$$\vec{B}_{\text{rot}}(x, y, t) = \frac{B_0}{R} [-\vec{e}_x(x \cdot \sin(\omega t) - y \cdot \cos(\omega t)) + \vec{e}_y(x \cdot \cos(\omega t) + y \cdot \sin(\omega t))] \quad (1)$$

其中 B_0 为旋转磁场强度幅值, ω 为旋转磁场旋转角速度, $\omega = 2\pi \cdot p\lambda$ (λ 为旋转频率, p 为旋转磁场的极对数 ($p=2$)), $\vec{e}_x$ 、 $\vec{e}_y$ 分别表示 x 、 y 方向的单位矢量, x 、 y 分别表示 x 、 y 方向的坐标. 本文所采用的二极对非均匀旋转磁场强度 B_0 为 7 mT, 频率 λ 为 50 Hz. 该旋转频率使得磁场趋肤深度远大于液桥的半径, 因此, 可以假设该非均匀旋转磁场渗透到整个液桥熔区而不发生改变^[18-20].

由于半导体熔体良好的导电性, 外加旋转磁场作用下, 熔体中将会产生洛伦兹力, 其表达式为

$$\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B}_{\text{rot}} \quad (2)$$

由欧姆定律计算得到电流密度

$$\vec{j} = \sigma_e (\vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}_{\text{rot}})$$

其中 σ_e 为电导率、 $\vec{E}$ 为电场、 $\vec{U}$ 为熔体速度矢量, 由法拉第定律及磁场为无源场的特性, 可推得电场

$$\vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$$

其中

$$\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = -\frac{B_0\omega}{2R}(-(x^2 - y^2)\sin(\omega t) + 2xy\cos(\omega t))\vec{e}_z \quad (3)$$

显然, 当外加磁场以角速度 ω 变化时, 电场强度 $\vec{E}$ 、电流 $\vec{j}$ 和电势 φ 均以相同的角频率 ω 变化. 为了便于计算, 将电势 φ 写成与旋转磁场相同的表达形式, 如下:

$$\varphi(x, y, z, t) = \varphi_1(x, y, z)\sin(\omega t) + \varphi_2(x, y, z)\cos(\omega t) \quad (4)$$

将(3)、(4)式代入电流密度公式, 并与(1)式代入(2)式得到洛伦兹力. 该洛伦兹力包含有一个不随时间变化的常项和一个随时间变化的旋转角速度为 2ω 的震荡项. 假设流体由于很高的惯性无法随着高频率的旋转磁场及时地响应, 于是, 洛伦兹力可取其对时间的一个旋转周期的平均值, 得到 3 个方向的体积力:

$$f_x = \frac{\sigma_e B_0}{2R} \left[\frac{\partial\varphi_1}{\partial z} y + \frac{\partial\varphi_2}{\partial z} x - \frac{B_0\omega(yx^2 + y^3)}{2R} - \frac{(x^2 + y^2)B_0 u_x}{R} \right] \quad (5-a)$$

$$f_y = \frac{\sigma_e B_0}{2R} \left[\frac{\partial\varphi_1}{\partial z} x - \frac{\partial\varphi_2}{\partial z} y + \frac{B_0\omega(xy^2 + x^3)}{2R} - \frac{(x^2 + y^2)B_0 u_y}{R} \right] \quad (5-b)$$

$$f_z = \frac{\sigma_e B_0}{2R} \left[-\frac{\partial\varphi_1}{\partial x} y - \frac{\partial\varphi_1}{\partial y} x - \frac{\partial\varphi_2}{\partial x} x + \frac{\partial\varphi_2}{\partial y} y - \frac{2B_0 u_z (x^2 + y^2)}{R} \right] \quad (5-c)$$

其中, u_x 、 u_y 、 u_z 分别表示熔体速度的 3 个分量. 由 $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ 得电势方程:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi_1 &= \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} y + \frac{\partial u_y}{\partial z} x - \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} y + \frac{\partial u_z}{\partial y} x \right) \right) \frac{B_0}{R} \\ \nabla^2 \varphi_2 &= \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} x - \frac{\partial u_y}{\partial z} y - \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} x - \frac{\partial u_z}{\partial y} y \right) \right) \frac{B_0}{R} \end{aligned} \quad (6)$$

假设液桥的边界均为电绝缘边界, 且无电流穿过, 由 $\vec{j} \cdot \vec{n} = 0$ 得相应的电势边界条件.

1.2 无量纲基本控制方程

假设文中所采用的液桥熔体为不可压缩牛顿流体, 且在微重力环境下, 忽略重力的影响. 为了便于计算, 外部旋转磁场作用下液桥熔体对流的控制方程取其无量纲形式, 液桥高度 H 、 $\frac{k}{H}$ 分别作为长度、速度的特征尺度(k 为热扩散系数), 得到无量纲控制方程如下:

$$\nabla \cdot \vec{U}^* = 0 \quad (7-a)$$

$$\frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial \vec{U}^*}{\partial t^*} + (\vec{U}^* \cdot \nabla) \vec{U}^* \right) = -\nabla P^* + \Delta \vec{U}^* + 2TaPr\vec{F}_{\text{rot}}^* - \vec{F}_S^* \delta(r^* - R^*(z^*)) \quad (7-b)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + (\vec{U}^* \cdot \nabla) T^* - \nabla^2 T^* = 0 \quad (7-c)$$

其中

$$\vec{U}^* = \frac{H}{k} \vec{U} \quad t^* = t \frac{k}{H^2} \quad p^* = \frac{H^2}{k\mu} P$$

$$T^* = \frac{T - T_{\text{top}}}{\Delta T} \quad \varphi^* = \frac{1}{B_0 k} \varphi$$

δ 为 Kronecker 算符, $\vec{F}_{\text{rot}}^*$ 为由旋转磁场所产生的洛伦兹力, $\vec{F}_s^* \delta(r^* - R^*(z^*))$ 表示表面张力只作用在自由表面上, $r^* = \sqrt{x^{*2} + y^{*2}}$, R^* 表示自由表面边界的半径, $\vec{F}_s^*$ 的表达式为

$$\vec{F}_s^* = Ma \left[\frac{\partial T^*}{\partial x^*} \vec{e}_x + \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \vec{e}_y + \frac{\partial T^*}{\partial z^*} \vec{e}_z \right]$$

Pr 数、磁 Reynolds 数、 Ma 数、Taylor 数分别定义为

$$Pr = \frac{\nu}{k} \quad Re_\omega = \frac{\omega H^2}{\nu} \quad Ma = \frac{\sigma_k \Delta TH}{\rho \nu k} \quad Ta = \frac{\sigma_e B_0^2 \omega H^4}{2 \nu \mu}$$

为了书写方便, 之后的无量纲参数的表示均省去 $*$. 相关的无量纲公式表达为

1) 无量纲体积力分量:

$$f_x = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{Re_\omega \cdot Pr} \left[\left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial z} y + \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} x \right) - (x^2 + y^2) u_x \right] - \frac{(yx^2 + y^3)}{2} \right] \quad (8-a)$$

$$f_y = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{Re_\omega \cdot Pr} \left[\left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial z} x - \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} y \right) - (x^2 + y^2) u_y \right] + \frac{(xy^2 + x^3)}{2} \right] \quad (8-b)$$

$$f_z = \frac{1}{2} \frac{1}{Re_\omega \cdot Pr} \left[\left(-\frac{\partial \varphi_1}{\partial x} y - \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} x - \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} x + \frac{\partial \varphi_2}{\partial y} y \right) - 2u_z(x^2 + y^2) \right] \quad (8-c)$$

2) 无量纲电势方程:

$$\nabla^2 \varphi_1 = \frac{\partial u_x}{\partial z} y + \frac{\partial u_y}{\partial z} x - \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} y + \frac{\partial u_z}{\partial y} x \right)$$

$$\nabla^2 \varphi_2 = \frac{\partial u_x}{\partial z} x - \frac{\partial u_y}{\partial z} y - \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} x - \frac{\partial u_z}{\partial y} y \right)$$

3) 无量纲电势边界条件:

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial n} = [-w \cdot y \cdot \vec{e}_x - w \cdot x \cdot \vec{e}_y + (u \cdot y + v \cdot x + 0.5 Re_\omega Pr (y^2 - x^2)) \vec{e}_z] \cdot \vec{n}$$

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial n} = [-w \cdot x \cdot \vec{e}_x + w \cdot y \cdot \vec{e}_y + (u \cdot x - v \cdot y + Re_\omega Pr \cdot (x \cdot y)) \vec{e}_z] \cdot \vec{n}$$

4) 速度和温度边界条件:

上表面: 无滑移边界 $\vec{U} = 0$, 无量纲温度 $T = 0$;

下表面: 无滑移边界 $\vec{U} = 0$, 无量纲温度 $T = 1$;

自由表面边界: 无流体的质量、动量、能量穿过.

2 数值计算程序及网格的有效验证

本文对液桥的三维网格进行了有效性验证, 最终采用 $60 \times 68 \times 60$ 的非均匀计算网格^[18]. 为了验证计算程序的可靠性, 本文对 Vizman et al.^[11] 文中的 Rayleigh-Bénard 结构的算例进行了重复. (采用导电的镓熔体材料的相关参数为: 密度 $\rho = 6.1 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 热膨胀系数 $\beta = 1.26 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, 动力学粘度 $\mu = 1.907 \times 10^{-3} \text{ kg/ms}$, 扩散系数 $\Gamma_T = 9.22 \times 10^{-2} \text{ kg/ms}$, 电导率 $\sigma = 3.87 \times 10^6 \text{ A/Vm}$). 图 2 为二极管对非均匀旋转磁场下, 本文计算得到的熔体在 $r = 3R/4$ 处周向方向的洛伦兹力的分布曲线 (a) 和文献结果 (b). 由图可知, 熔体在 $r = 3R/4$ 处熔体周向的洛伦兹力呈抛物线型分布, 并在 $z =$

0.5H 处达到最大值. 本文的计算结果与 Vizman et al. 的结果较好地吻合, 且计算所得的周向洛伦兹力的最大值与 Vizman et al. 通过数值计算和实验得到的最大值的相对误差为 1.8%. 该结果验证了本文计算程序的可靠性.

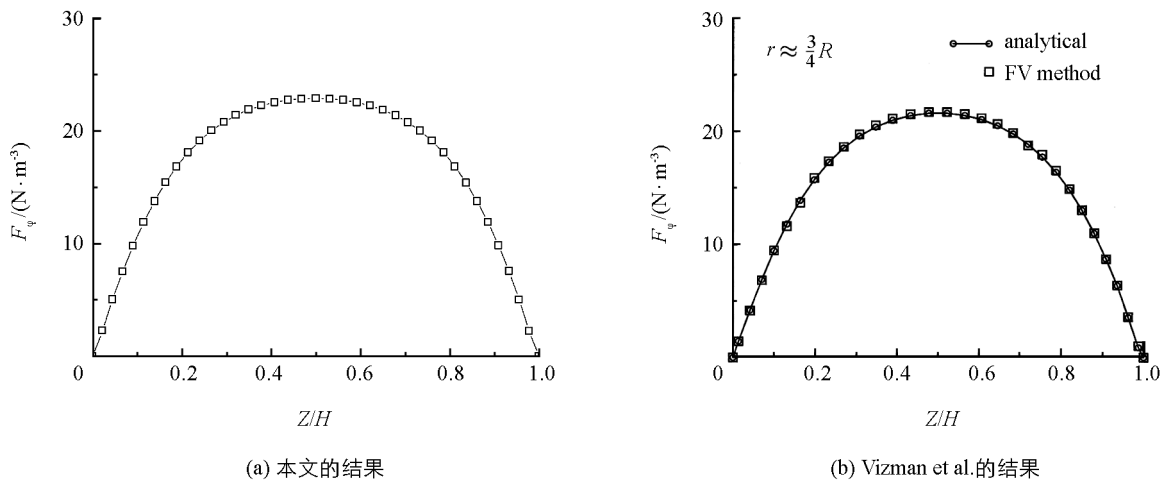


图 2 熔体在半径为 $r=3R/4$ 处沿其轴向方向的周向洛伦兹力分布

3 结果及分析

为了深入分析外加非均匀旋转磁场对液桥熔体对流的控制作用, 本文数值研究了微重力环境下, 二极对非均匀旋转磁场对三维半浮区液桥表面张力对流的影响. 文中相关参数的取值: 旋转磁场强度 7 mT, 旋转频率 50 Hz; 相应的无量纲量参数 $Pr=0.01$, $Ta=3.72\times 10^4$, $Re_\omega=4.4\times 10^4$; 表面张力 Ma 数取 15~40.

3.1 非均匀旋转磁场对液桥熔体对流的影响

二极对非均匀旋转磁场作用下, 液桥熔体的最大周向对流速度得到提高, 而最大轴向对流速度得到较好的抑制. 图 3 描述了 Ma 数由 15 逐渐增加到 40 的过程中, 二极对非均匀旋转磁场(7 mT、50 Hz)对液桥熔体对流速度的影响. 与无磁场条件相比, 二极对非均匀旋转磁场作用下, $Ma=30$ 时液桥熔体的最大周向速度增加了 4.75 倍, 最大轴向速度降低了 28.5%; $Ma=35$ 时液桥熔体的最大周向速度增加了 3.48 倍, 最大轴向速度降低了 25%; $Ma=40$ 时液桥熔体的最大周向速度增加了 2.75 倍, 最大轴向速度降低了 22%.

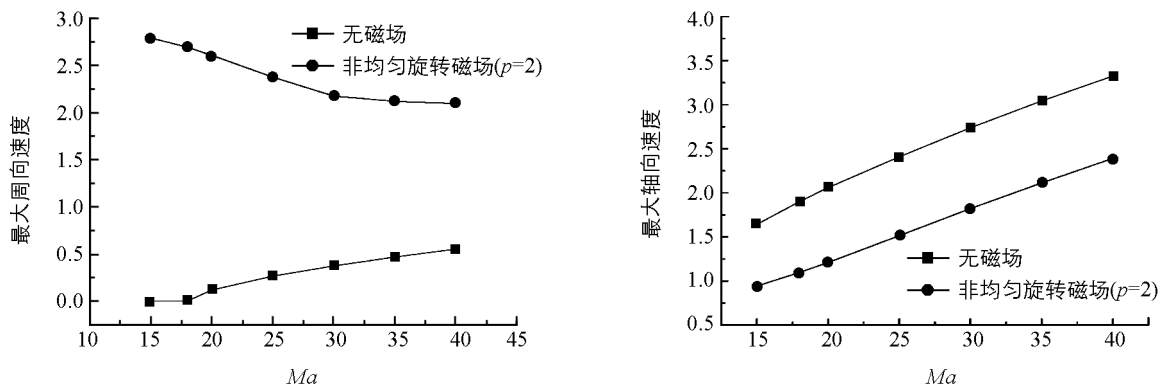


图 3 无磁场和非均匀旋转磁场(7 mT、50 Hz)作用下, 熔体最大周向速度和最大轴向速度曲线图

本文所采用的旋转磁场有限长 $\varphi_1-\varphi_2$ 模型考虑到洛伦兹力的所有分量, 其中周向洛伦兹力对熔体对流的影响最大, 即外加旋转磁场会对熔体产生周向搅拌作用. 数值结果表明, 微重力下二极对非均匀旋转磁场使液桥熔体周向流动得到加强, 该结论与理论分析是一致的. 此外, 熔体轴向对流速度得到有效抑制,

研究表明, 二极对非均匀旋转磁场对液桥熔体两方面的作用效果均有助于控制液桥熔体对流将其转变为二维轴对称定常流动.

3.2 非均匀旋转磁场作用下液桥的对流特性分析

微重力环境下, 无磁场时熔体表面张力对流随着 Ma 数的增大将会产生失稳, 首先由二维轴对称定常流转变为三维定常流. $Ma=40$ 时, 熔体对流已经经历过第一次失稳, 此时液桥熔体对流为定常三维流动. 图 4 描述了无磁场条件下, 液桥熔体 $Z=0.5$ 切面上的温度等值线和流线图. 从图 4(a)中可以看出, 熔体 $Z=0.5$ 切面上温度分布具有明显的非轴对称性, 且在自由表面附近分别形成了一对热区和一对冷区. 同时, 从图 4(b)中看到, $Z=0.5$ 切面上的流线亦为明显的涡流结构: 在自由表面附近, 熔体从低温区流向高温区, 这一流动与自由表面上轴向表面张力驱动流体从高温向低温流动是相反的, 结果表明半浮区液桥的周向流动并不是表面张力驱动的, 表面张力只是作为周向流动的微弱的反作用力而存在的.

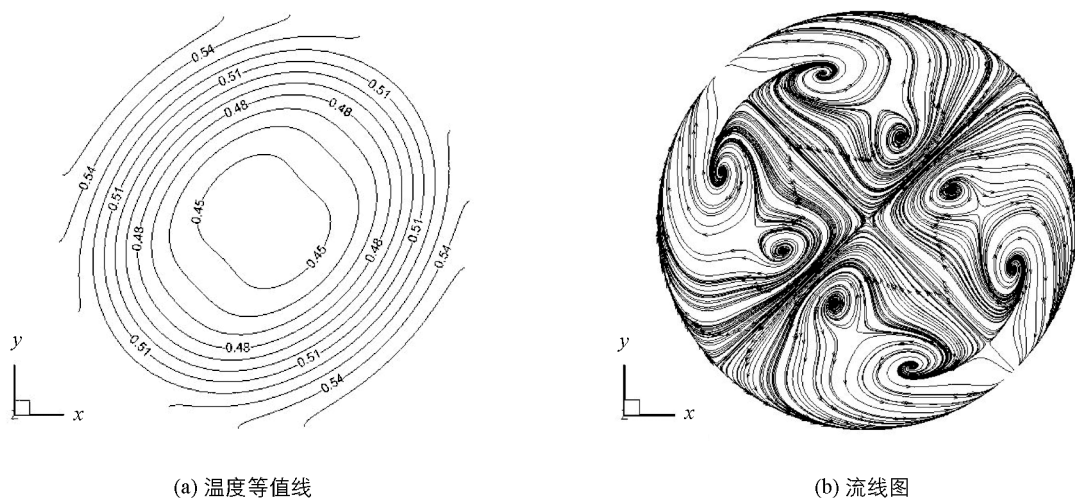


图 4 无磁场时, $Ma=40$ 的熔体 $Z=0.5$ 切面上的温度等值线和流线图

在外加二极对非均匀旋转磁场(7 mT、50 Hz)作用下, 半浮区液桥失稳后的三维非轴对称的对流特性得到有效地改善. 图 5 为二极对非均匀旋转磁场作用下, $Ma=40$ 时的半浮区液桥在 $Z=0.5$ 切面上的温度等值线和流线图. 从图 5(a)中可以看出, 二极对非均匀旋转磁场的周向搅拌作用下, 熔体 $Z=0.5$ 切面上的温度以中心轴为中心呈现出明显的轴对称分布特性; 熔体在 $Z=0.5$ 切面上由液桥中心向自由表面流动, 形成周向涡流结构, 如图 5(b)所示. 研究结果表明, 二极对非均匀旋转磁场的周向搅拌作用下, $Ma=40$ 时熔体的三维非轴对称表面张力对流得到有效地控制, 此时二维轴对称流动特性明显.

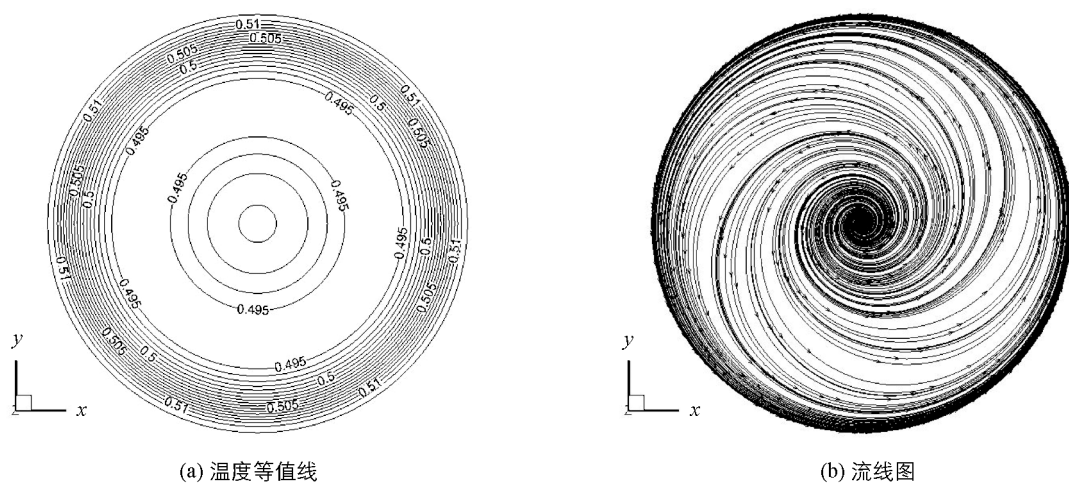


图 5 非均匀旋转磁场作用下(7 mT, 50 Hz), $Ma=40$ 时熔体 $Z=0.5$ 切面上的温度等值线和流线图

3 结 论

本文采用有限体积法数值研究了微重力环境下, 外加二极对非均匀旋转磁场(7 mT、50 Hz)对半浮区液桥表面张力对流特性的影响. 研究表明, 无磁场作用下, 半浮区液桥随着 Ma 数(15—40)的逐渐增加将会产生首次失稳由二维轴对称流动转变为三维定常流动. 外加二极对非均匀旋转磁场的周向搅拌作用下, 液桥熔体的最大周向速度得到加强, 同时熔体最大轴向对流速度得到有效抑制, 该作用效果有利于控制液桥熔体的三维表面张力对流并将其转变为二维轴对称流动. 因此, 外加二极对非均匀旋转磁场可以作为一种控制液桥熔体表面张力对流的有效手段.

参考文献:

- [1] BAZZI H, NGUYEN C, GALANIS N. Numerical Study of the Unstable Thermocapillary Flow in a Silicon Float Zone Under μ -g Condition [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2001, 40(8): 702—716.
- [2] RUPP R, MÜLLER G, NEUMANN G. Three-Dimensional Time Dependent Modelling of the Marangoni Convection in Zone Melting Configurations for GaAs [J]. Journal of Crystal Growth, 1989, 97(1): 34—41.
- [3] IMAISHI N, YASUHIRO S, AKIYAMA Y, et al. Numerical Simulation of Oscillatory Marangoni Flow in Half-Zone Liquid Bridge of Low Prandtl Number fluid [J]. Journal of Crystal Growth, 2001, 230(1): 164—171.
- [4] LI K, YASUHIRO S, IMAISHI N, et al. Marangoni Flow in Half-Zone Liquid Bridge of Molten Tin Under Ramped Temperature Difference [J]. Journal of Crystal Growth, 2005, 280(3—4): 620—631.
- [5] LEVENSTAM M, AMBERG G. Hydrodynamical Instabilities of Thermocapillary Flow in a Half-Zone [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1995, 297: 357—372.
- [6] BARZ R U, GERBETH G, WUNDERWALD U. Modelling of the Isothermal Melt Flow Due to Rotating Magnetic Fields in Crystal Growth [J]. Journal of Crystal Growth, 1997, 180(3—4): 410—421.
- [7] MÖNER R, GERBETH G. Buoyant Melt Flows Under the Influence of Steady and Rotating Magnetic Fields [J]. Journal of Crystal Growth, 1999, 197(1): 341—354.
- [8] YILDIZ E, DOST S, YILDIZ M. A Numerical Simulation Study for the Effect of Magnetic Fields in Liquid Phase Diffusion Growth of SiGe Single Crystals [J]. Journal of Crystal Growth, 2006, 291: 497—511.
- [9] YILDIZ E, DOST S. A Numerical Simulation Study for the Combined Effect of Static and Rotating Magnetic Fields in Liquid Phase Diffusion Growth of SiGe [J]. Journal of Crystal Growth, 2007, 303: 279—283.
- [10] WANG X, MA N, BLISS D F, et al. Combining Static and Rotating Magnetic Fields During Modified Vertical Bridgman Crystal Growth [J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2007, 21(4): 736—743.
- [11] VIZMAN D, FISCHER B, FRIEDRICH J, et al. 3D Numerical Simulation of Melt Flow in the Presence of a Rotating Magnetic Field [J]. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 2000, 10(4): 366—384.
- [12] BARMIN I V, SENCHENKOV A S, GREIF A, et al. Application of Rotating Magnetic Fields to Crystal Growth Under Microgravity (Experiments on FOTON-M3) [J]. Magnetohydrodynamics, 2009, 45(3): 325—331.
- [13] LIU Y, AI F, PAN X H, et al. Effects of Rotating Magnetic Field on $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ Frystal Growth by Vertical Zone-Melting Technique [J]. Journal of Crystal Growth, 2010, 312(9): 1622—1626.
- [14] DOLD P, CRÖLL A, LICHTENSTEIGER M, et al. Floating Zone Growth of Silicon in Magnetic Fields IV. Rotating Magnetic Fields [J]. Journal of Crystal Growth, 2001, 231: 95—106.
- [15] WITKOWSKI L, WALKER J. Flow Driven by Marangoni Convection and Rotating Magnetic Field in a Floating-Zone Configuration [J]. Magnetohydrodynamics, 2001, 37(1—2): 112—118.
- [16] WALKER J S, WITKOWSKI L M, HOUCHEMS B C. Effects of a Rotating Magnetic Field on the Thermocapillary Instability in the Floating Zone Process [J]. Journal of Crystal Growth, 2003, 252(1—3): 413—423.
- [17] LI K, HU W R. Magnetic Field Design for Floating Zone Crystal growth [J]. Journal of Crystal Growth, 2001, 230(1): 125—134.
- [18] YAO L P, ZENG Z, MIZUSEKI H, et al. Effects of Rotating Magnetic Fields on Thermocapillary Flow: Comparison of

- the Infinite and the $\Phi_1 - \Phi_2$ Models [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2010, 49: 2413—2418.
- [19] YAO L P, ZENG Z, LI X, et al. Effects of Rotating Magnetic Fields on Thermocapillary Flow in a Floating Half-Zone [J]. Journal of Crystal Growth, 2011, 316: 177—184.
- [20] WANG X H..Semiconductor Crystal Growth by Vertical Bridgman and Gradient Freezing Processes with Applied Fields [D]. USA-North Carolina: North Carolina State University, 2006.
- [21] 孟晓华, 陈长乐, 洪振宇, 等. 旋转磁场对 Pb-Sn 合金凝固组织的影响 [J]. 中国科学 E 辑技术科学, 2006, 36(3): 243—250.
- [22] 徐严谨, 苏彦庆, 骆良顺, 等. 磁场在材料凝固技术中的应用研究现状 [J]. 稀有金属材料与工程, 2012, 41(3): 548—553.
- [23] 李 亮, 曾 忠, 姚丽萍, 等. 组合线圈磁场下的液桥热表面张力流 [J]. 工程力学, 2012, 29(8): 39—44.
- [24] PRIEDE J. Theoretical Study of a Flow in an Axisymmetric Cavity of Finite Length, Driven by a Rotating Magnetic Field [D]. Latvia: University of Salaspils, 1993.

Investigation of the Convection Control of the Thermocapillary Flow in a Liquid Bridge by Using the Non-Uniform RMF

YAO Li-ping^{1,3}, ZENG Zhong^{2,3}, ZHANG Yi²,
 QIU Zhou-hua², YAO Ling-yun²

1. College of Engineering and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China;

2. Department of Engineering Mechanics, Chongqing University, Chongqing 400030, China;

3. State Key Laboratory of Coal Mine Disaster Dynamics and Control, Chongqing University, Chongqing 400030, China

Abstract: Semiconductor crystal is the basic material of all kinds of electronic devices. Its development plays an important role in the development of modern electronic industry. Under microgravity, the three-dimensional Magnetohydrodynamic model in a liquid bridge is established in the present paper to explore the way for high-quality crystal growth. The governing equations are discretized by the finite volume method, which is used to investigate the effect of the applied non-uniform rotating magnetic field (RMF) with two pole pairs on the thermocapillary flow in a liquid bridge. The result indicates that because of the stirring action of the applied non-uniform RMFs (7 mT, 50 Hz) with two pole pairs, the maximal azimuthal velocity in the melt is enhanced effectively and the maximal axial velocity is suppressed. Under the above actions, the three-dimensional thermocapillary flow in the liquid bridge without magnetic fields is effectively controlled and changed into an axisymmetric steady flow, finally.

Key words: Rotating Magnetic Field (RMF); Thermocapillary Flow; Convection Control; Liquid bridge; Microgravity

责任编辑 汤振金

