

# 强制对流作用下 Al-17.3%Cu 合金层片状共晶生长相场法研究\*

钟世伟<sup>1)</sup> 陈伟鹏<sup>1)</sup> 赵宇宏<sup>1)2)3)†</sup>

1) (中北大学材料科学与工程学院, 新材料智能铸造先进成型山西省重点实验室,

高性能铝/镁合金材料开发及应用省部共建协同创新中心, 太原 030051)

2) (北京科技大学, 北京材料基因工程高精尖创新中心, 北京 100083)

3) (辽宁材料实验室, 材料智能技术研究所, 沈阳 110004)

(2025 年 11 月 11 日收到; 2025 年 12 月 2 日收到修改稿)

本文采用相场-格子玻尔兹曼耦合模型, 研究了强制对流作用下 Al-Cu 合金层片状共晶生长行为. 结果表明, 外部引入的强制对流显著改变了共晶生长形态, 使片层生长方向发生倾斜, 且倾斜方向与流速方向一致. 熔体流动增大了溶质扩散速度, 溶质浓度偏离固相中心线, 不再关于固相中心线对称分布. 随着对流强度增大, 界面不对称性加剧. 此外, 过冷度增强会增大生长驱动力, 减弱对流效应, 使片层倾斜角度减小, 同时, 片层宽度增大, 也会减弱对流效应, 使片层倾斜角度减小. 该研究揭示了强制对流与热物性参数共同作用下层片状共晶生长的协同调控机制.

**关键词:** 共晶生长, 强制对流, 相场法, Al-Cu 合金

**DOI:** 10.7498/aps.75.20251539

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251539

## 1 引言

层片状共晶生长是一种普遍存在的凝固模式<sup>[1,2]</sup>, 广泛出现在结构与功能材料液-固相变过程中. 层片状共晶组织由两相或多相协同生长, 涉及复杂的传质、传热行为以及固/液界面的动态演化, 是一个非平衡热力学与动力学过程<sup>[3,4]</sup>, 涉及材料科学、凝聚态物理与应用数学等多个学科领域<sup>[5-8]</sup>.

Jackson 与 Hunt<sup>[9]</sup> 建立了经典的二元共晶生长理论, 即 Jackson-Hunt 理论, 对后续共晶理论发展产生了深远影响. Al-Cu 合金作为典型的二元共晶合金体系, 因其良好的铸造性能、力学性能和可调控的微观组织, 在航空航天、汽车制造和电子

封装等领域具有重要的应用. 其凝固过程涉及两相协同生长, 形成规则层片状共晶结构. 然而, 实际工业生产中的凝固过程, 多数熔体的流动是由电磁搅拌、机械搅拌、离心力或外力场驱动所产生的强制对流. 同时强制对流的存在明显改变了凝固过程中固液界面溶质分布, 进而影响共晶生长机制<sup>[10-12]</sup>. 忽视强制对流的影响, 将使理论模型与实际情况产生显著差距. 因此, 准确揭示强制对流作用下共晶凝固组织演化规律, 深入理解其生长机理, 进而实现对共晶组织形貌的主动调控, 具有重要意义.

相场法 (phase field method, PFM) 是一种在微观组织模拟领域具有显著优势的前沿数值方法<sup>[13]</sup>, 已被广泛应用于共晶凝固过程定量研究<sup>[14-16]</sup>. 该方法核心理念在于引入一系列连续变化

\* 国家自然科学基金 (批准号: 52375394, 52275390, U23A20628, 52305429) 和山西省科技重大专项 (批准号: 202301050201004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaoyuhong@nuc.edu.cn

的序参量,用以表征体系内不同相(如 $\alpha$ 相、 $\beta$ 相和液相)的空间分布及其动态演化.系统的自由能泛函及其动力学演化过程,由一组耦合的非线性偏微分方程所控制<sup>[17-19]</sup>,其解可描述金属系统中固液界面形态和界面的移动,能够自发地捕捉固液界面的形态演变与迁移动力学,从而规避了传统方法中对复杂相界面进行显式追踪的困难. Zhao等<sup>[20-22]</sup>和 Siguieri等<sup>[23]</sup>提出相场建模具备多重统一性:热力学与动力学的统一(体系自由能函数与过程驱动力)、跨尺度的统一(涵盖微观、介观乃至宏观的序参量)、材料成分设计与工艺优化的统一(守恒场与非守恒场变量)、内外部驱动力的统一(各类势函数梯度与系统自由能)、以及微观组织与服役性能的统一(本构关系),可实现从材料成分设计到构件加工设计的全流程模拟、预测与设计.相较于其他凝固微观组织模拟技术,PFM的另一突出优势在于其多物理场耦合能力.它能够通过建立相场变量与温度场、溶质场、流场及其他外部场耦合,实现多场协同作用下合金凝固过程的模拟<sup>[20]</sup>.这使得研究者能够在统一的框架内,同步再现温度梯度、溶质扩散、对流与相变动力学之间的复杂相互作用,为深入理解共晶生长机制提供了强大的理论工具.

在PFM模拟共晶凝固过程耦合熔体流动的研究中,传统上直接求解计算流体力学的核心方程——纳维-斯托克斯方程(Navier-Stokes, N-S).然而, N-S方程的全尺寸数值求解面临着巨大的计算成本,尤其是在处理复杂微观结构演化与流场相互作用的精细模拟时,其庞大的计算资源和时间消耗成为制约研究深度与规模的瓶颈.为了有效突破这一流场计算效率障碍,人们开发了一系列创新性耦合策略. Boettinger等<sup>[24]</sup>和 Sun与Beckermann<sup>[25]</sup>提出将相场模型与高效的SIMPLE(semi-implicit method for pressure-linked equations)算法进行耦合,建立了SIMPLE-PF耦合框架.该框架巧妙地利用了SIMPLE算法在处理压力-速度耦合问题上的优势,显著降低了流场求解的复杂度与耗时.随后,为进一步提升大规模复杂问题的模拟能力, Tong等<sup>[26]</sup>在耦合模型中引入了多重网格技术来加速SIMPLE算法对N-S方程的求解过程. Zhang等<sup>[27,28]</sup>则采用了并行多重网格划分技术.

此外,格子玻尔兹曼方法(lattice Boltzmann method, LBM)是一种基于介观模拟尺度的计算

流体的方法.相比于N-S方程求解,LBM的优势在于通过局部粒子碰撞与迁移描述流体力学行为,处理复杂边界更为简单,避免了传统N-S方程求解中施加复杂的边界条件,同时具有良好的稳定性和高计算性能.

PFM适用于处理多相和多组分系统中相变和移动边界问题,同时PFM与CalPhaD法之间存在联系,结合CalPhaD方法和经验公式,可以给出相场模型的关键参数,提高仿真结果的准确性<sup>[29]</sup>. LBM适用于模拟流体的流动,将两种方法结合可深入分析流体流动对凝固微观结构形成的影响. Miller等<sup>[30]</sup>将LBM和PFM相结合,为后续研究奠定了基础. Medvedev和Kassner<sup>[31]</sup>相变部分采用PFM进行建模,而在液体流动部分则通过LBM进行计算,研究了纯金属枝晶在不同流速和过冷度条件下的生长行为,进一步发展了PF-LBM模型; Selzer等<sup>[32]</sup>利用PF-LBM模型分析流体流动对凝固微观结构生长的影响,研究了Al-Cu合金的层状和棒状共晶组织生长的影响,发现在流动方向共晶的生长更加明显; Zhang等<sup>[27,28]</sup>研究了强制对流对层片状共晶生长的影响,考虑不对称倾斜模式的情况下修改经典的Jackson-Hunt理论.同时研究了Al-Cu和 $\text{CBr}_4\text{-C}_2\text{Cl}_6$ 合金自然对流下的生长情况,提出了一个分析模型预测层片状间距的调整,可以通过在Jackson-Hunt提出的生长规则中添加一个常数量化自然对流的影响,为理解不同对流条件对共晶生长的影响提供了依据. 冯立等<sup>[33]</sup>利用PF-LBM模型研究了强制对流下流速和流向对 $\text{CBr}_4\text{-C}_2\text{Cl}_6$ 共晶生长形态,液体流动方向和流速对层片状共晶生长形貌的影响. Zhang等<sup>[34,35]</sup>利用PF-LBM模型与自适应网格算法模拟热溶质多相Al-Cu共晶演化过程,准确地模拟了因潜热释放导致固液界面始终出现温度极值的物理现象,研究了路易斯数与外加冷源对Al-Cu共晶演化的影响规律. 同年系统探究了Al-Cu合金共晶在自然对流和强制对流作用下,边界条件与几何约束对共晶生长的影响,研究表明边界条件和几何约束通过改变共晶固液界面前沿溶质与流速分布从而影响共晶生长过程. 随后, Zhang等<sup>[36]</sup>通过理论和相场模拟表征了Al-Cu合金共晶三相点处的溶质浓度,证实了异常溶质分布的存在,且仅当共存固相均匀分布时,三相点处的溶质浓度等于共晶浓度. Yang等<sup>[37]</sup>采用PF-LBM模型研究Al-Cu合金自然对

流下生长情况,表明自然对流改变了共存固相的宽度比,而强制对流导致层片状共晶和棒状共晶倾斜生长,量化了三维对流对层状和棒状共晶生长的影响.同时预测了较大对流强度下的棒状共晶到层片状共晶的转变.Zhang等<sup>[38]</sup>通过相场建模,从热效应和对流效应两方面研究了外部扰动对Al-Cu合金共晶影响,研究表明热扰动会导致共晶层片发生畸变,对流扰动使共晶片层倾斜.二者都是通过重构传输平衡来调整共晶生长,以适应新建立的热力学条件.

本研究基于PF-LBM耦合模型,分析了强制对流作用下Al-17.3%Cu (atomic percentage)合金层片状共晶生长行为.

## 2 数值模型

### 2.1 相场模型

建立共晶多相场模型<sup>[15]</sup>来模拟强制对流作用下Al-17.3%Cu合金层片状共晶的生长.引入三个和为1的序参量 $\phi_i$  ( $i=1,2,3$ ),  $\phi_1=1, \phi_2=0, \phi_3=0$ 时表示 $\alpha$ 相,  $\phi_2=1, \phi_1=0, \phi_3=0$ 时表示 $\beta$ 相,  $\phi_3=1, \phi_1=0, \phi_2=0$ 时表示 $L$ 相(液相).合金体系的自由能泛函表示为

$$F = \int_V \left[ f^P + f^T + \lambda_L \left( \sum_i \phi_i - 1 \right) \right] dV, \quad (1)$$

式中,  $f^P$  是界面自由能;  $f^T$  是热力学势能;  $\lambda_L$  是拉格朗日乘子. 界面自由能  $f^P$  表示为

$$f^P = \sum_{j>i} \sum_i \left[ -\frac{\varepsilon_{ij}^2}{2} \nabla \phi_i \cdot \nabla \phi_j + \omega_{ij} \phi_i \phi_j \right], \quad (2)$$

式中,  $\varepsilon_{ij}$  是能量梯度系数;  $\omega_{ij}$  是双阱势高度. 热力学势能  $f^T$  表示为

$$f^T = \sum_i \phi_i f^i(c_i), \quad (3)$$

式中,  $f^i(c_i)$  是浓度  $c_i$  的  $i$  相的自由能密度函数. 共晶相场的控制方程表示为

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial t} = -\frac{2}{n} \sum_{j \neq i}^n s_{ij} M_{ij} \left[ \frac{\delta F}{\delta \phi_i} - \frac{\delta F}{\delta \phi_j} \right], \quad (4)$$

$$\frac{\delta F}{\delta \phi_i} = \sum_{i \neq j} \left[ \frac{\varepsilon_{ij}^2}{2} \nabla^2 \phi_j + \omega_{ij} \phi_j \right] + f^i(c_i) - c_i f_c, \quad (5)$$

式中,  $n = \sum_i s_i(x, t)$ ;  $s_{ij}$  是阶跃方程, 即如果

$\phi_i = 0$ , 则  $S_i(x, t) = 0$ , 否则  $S_i(x, t) = 1$ ;  $M_{ij}$  是界面迁移率. 不考虑固相迁移<sup>[23,26]</sup>, 所以不在相场控制方程中考虑对流的影响, 而考虑在溶质场扩散方程中引入流速相关项:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \phi_3 \mathbf{v} \cdot \nabla c = \nabla \cdot \left( D \sum_i \phi_i \nabla c_i \right), \quad (6)$$

$$D = \phi_3 D_l + (1 - \phi_3) D_s, \quad (7)$$

式中, 相场变量  $\phi_3$  代表液相分数;  $\mathbf{v}$  是由外力引起的流速, 用LBM来计算;  $c(x, t) = \sum_i \phi_i c_i$  是共存相的平均浓度;  $D_l$  是液相溶质扩散系数;  $D_s$  是固相溶质扩散系数.

### 2.2 格子玻尔兹曼模型

LBM通过动量弛豫到局部平衡来描述流动演化,并通过模拟流体粒子在格点上的运动和碰撞来描述宏观输运<sup>[39-41]</sup>.本文针对共晶流动特性,采用D2 Q9模型(如图1)来模拟Al-17.3%Cu合金层片状共晶生长过程中的熔体流动,九个不同方向的离散速度为

$$\mathbf{e}_i = \begin{cases} (0, 0), & i = 0, \\ \left\{ \cos \left[ (i-1) \frac{\pi}{2} \right], \sin \left[ (i-1) \frac{\pi}{2} \right] \right\}, & i = 1, 2, 3, 4, \\ \sqrt{2} \left\{ \cos \left[ (2i-1) \frac{\pi}{4} \right], \sin \left[ (2i-1) \frac{\pi}{4} \right] \right\}, & i = 5, 6, 7, 8. \end{cases} \quad (8)$$

添加离散力  $G_i$  的格子玻尔兹曼方程定义为

$$f_i(\mathbf{r} + \mathbf{e}_i \delta t, t + \delta t) = f_i(\mathbf{r}, t) - \frac{[f_i(\mathbf{r}, t) - f_i^{\text{eq}}(\mathbf{r}, t)]}{\tau} + G_i(\mathbf{r}, t) \delta t, \quad (9)$$

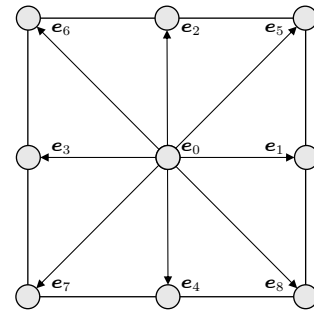


图1 D2 Q9速度离散方式

Fig. 1. D2 Q9 velocity discretization.

式中,  $f_i(\mathbf{r}, t)$  是在  $t$  时刻  $\mathbf{r}$  位置沿  $i$  方向的粒子分布函数;  $f_i^{\text{eq}}(\mathbf{r}, t)$  是相应的粒子平衡分布函数.  $\mathbf{e}_i$  是  $i$  方向的离散速度,  $\delta t$  是时间步,  $\tau$  是碰撞时的弛豫时间,  $G_i(\mathbf{r}, t)$  是离散力. 平衡分布函数定义为

$$f_i^{\text{eq}}(\mathbf{r}, t) = \rho w_i \left( 1 + \frac{3\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{v}}{c_s^2} + \frac{9(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{v})^2}{2c_s^4} - \frac{3\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}}{2c_s^2} \right), \quad (10)$$

式中, 粒子密度  $\rho = \sum_i f_i$ ,  $c_s = \delta x / \delta t$  是网格速度,  $\delta x$  是空间步长,  $\delta t$  是时间步长;  $w_i$  是权重系数. 在 D2Q9 模型中,  $w_0 = 4/9$ ,  $w_{1-4} = 1/9$ ,  $w_{5-8} = 1/36$ .

$$G_i = \left( 1 - \frac{1}{2\tau} \right) w_i \left( \frac{3(\mathbf{e}_i - \mathbf{v})}{c_s^2} + \frac{9(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{v}) \mathbf{e}_i}{c_s^4} \right) \times (G_D + G_F), \quad (11)$$

$$G_D(\mathbf{r}, t) = -\frac{2\rho\nu_{\text{LBM}}h\phi_3(1-\phi_3)^2\mathbf{v}}{W_0^2}, \quad (12)$$

$$G_F(\mathbf{r}, t) = A\rho\phi_3\mathbf{q}, \quad (13)$$

式中, 由外部力引起的流速  $\mathbf{v} = \sum_i f_i \mathbf{e}_i / \rho + (G_D + G_F)\delta t / (2\rho)$ ;  $G_D$  是满足固液界面无滑动的耗散阻力;  $G_F$  是控制流体流动的外部力;  $A$  是控制外力大小的常数;  $\mathbf{q}$  是沿  $x^+$  方向的单位矢量;  $h = 2.757$  是一个无量纲常数<sup>[42]</sup>,  $\nu_{\text{LBM}} = c_s^2 \delta t (2\tau - 1) / 6$  是动力学黏度.

### 2.3 模型求解

本工作基于 EPhase 相场模拟软件的凝固相场模块<sup>[20-22]</sup>, 采用有限差分法对控制方程进行离散求解, 相关的物性参数见表 1 所列, 模拟采用的相图通过 Pandat 软件 (2021b 64 bit) 进行计算, 如图 2 所示. 在计算域底部初始化四对共晶片层, 初始溶质浓度是 0.173 mol, 模拟中最小网格尺寸

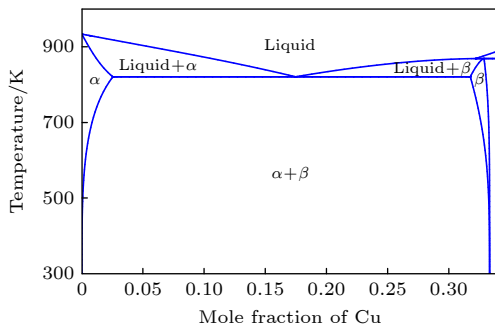


图 2 Al-Cu 合金相图

Fig. 2. Al-Cu alloy phase diagram.

为 0.2  $\mu\text{m}$ , 时间步长和液体扩散率有关, 由于显式离散化稳定性限定, 时间步设定为  $2.67 \times 10^{-6} \text{ s}$ <sup>[43]</sup>. 相场、溶质场和流场左右边界设置周期性边界条件, 相场和溶质场上下边界设置 Zero-Neumann 边界条件, 流场上边界设置镜面反射条件, 下边界设置无滑移条件, 如图 3 所示.

表 1 Al-17.3%Cu 合金物性参数

Table 1. Thermophysical properties of the Al-17.3%Cu alloy.

参数符号	数值	单位
$D_L$ (液相溶质扩散系数)	$3 \times 10^{-9}$	$\text{m}^2/\text{s}$
$D_S$ (固相溶质扩散系数)	$3 \times 10^{-13}$	$\text{m}^2/\text{s}$
$m_\alpha$ ( $\alpha$ 相液相线斜率)	-1050	$\text{K}/(\text{mol frac})$
$m_\beta$ ( $\beta$ 相液相线斜率)	488	$\text{K}/(\text{mol frac})$
$T_E$ (共晶温度)	821	K
$C_E$ (共晶浓度)	0.173	$\text{mol frac}$
$\sigma_{\alpha L}$ ( $\alpha/L$ 界面能)	$160.01 \times 10^{-3}$	$\text{J}/\text{m}^2$
$\sigma_{\beta L}$ ( $\beta/L$ 界面能)	$88.363 \times 10^{-3}$	$\text{J}/\text{m}^2$
$\sigma_{\alpha\beta}$ ( $\alpha/\beta$ 界面能)	$219.484 \times 10^{-3}$	$\text{J}/\text{m}^2$

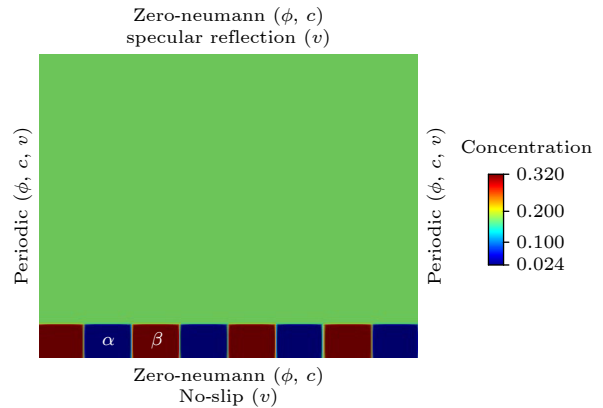


图 3 初始条件设置

Fig. 3. Initial conditions setup.

### 3 强制对流下溶质场演化结果

图 4(a1)–(a6) 是无强制对流作用下 Al-17.3% Cu 合金层片状共晶生长的溶质场分布, 图 4(b1)–(b6) 是在有强制对流作用下 Al-17.3%Cu 合金层片状共晶生长的溶质场分布. 当外部力沿着  $x^+$  方向时, 引发从左向右的强制对流. 从模拟结果可以看出两固相 (即  $\alpha$  相和  $\beta$  相) 与  $y$  轴之间存在夹角, 与无强制对流情况相比共晶片层向  $x^+$  方向倾斜. 共晶界面前沿的强制对流增强了溶质的横向扩散, 使其沿流速方向聚集, 导致层片状共晶生长沿流速方向倾斜.

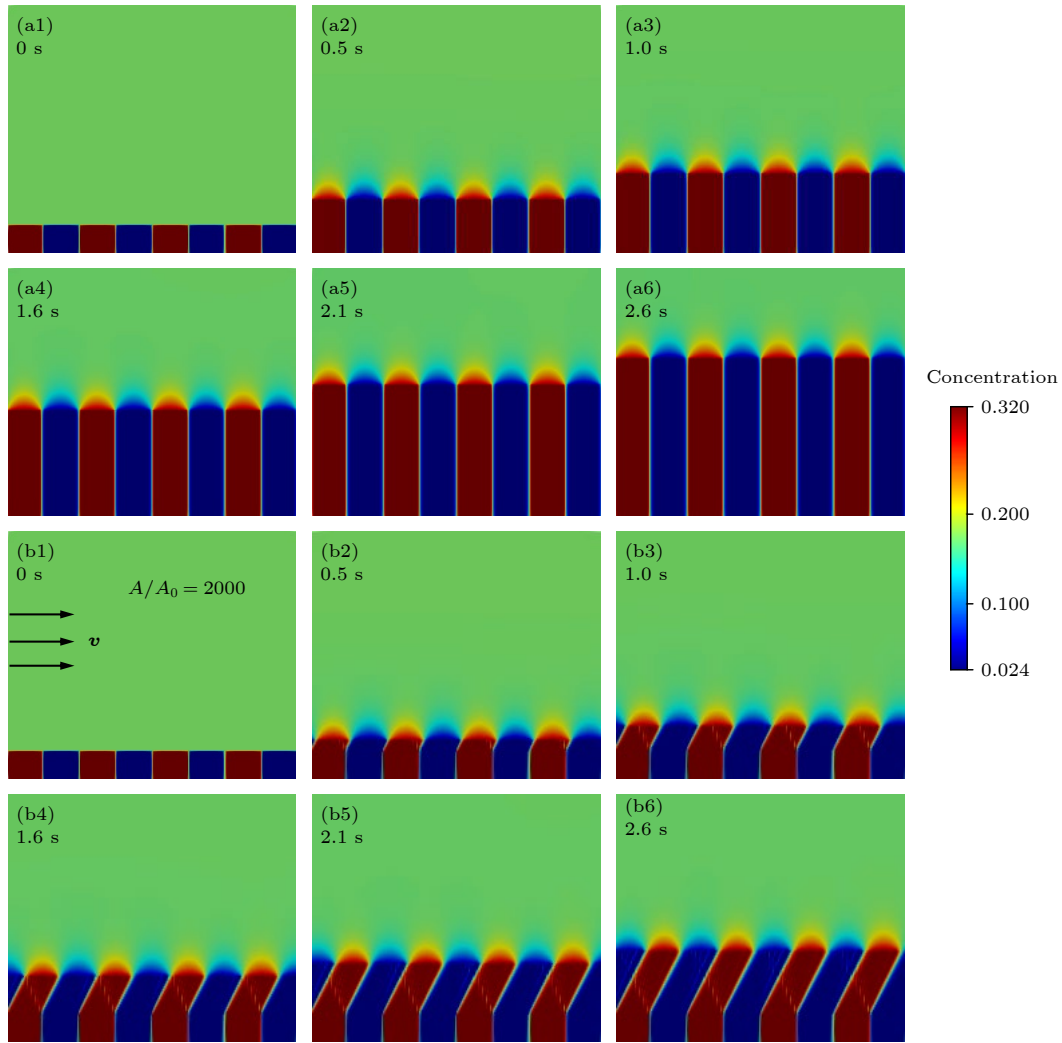


图 4 Al-17.3%Cu 合金层片状共晶生长溶质场分布 (a1)—(a6) 无强制对流; (b1)—(b6) 有强制对流 (固液界面 0.25 倍片层间距处流速  $v = 0.5 \times 10^3 \mu\text{m/s}$ )

Fig. 4. Distribution of solute field during lamellar eutectic growth in an Al-17.3%Cu alloy: (a1)—(a6) Without forced convection; (b1)—(b6) with forced convection (flow velocity at 0.25 times from interface  $v = 0.5 \times 10^3 \mu\text{m/s}$ ).

在层片状共晶生长过程中, 两固相同时生长到过冷溶液中形成稳定的过渡层, 在过渡层中由于存在浓度差, 片层之间会有横向的溶质扩散 (如图 5(a) 中箭头所示), 以促进两固相在过冷溶液中协同生长. 图 5(b) 是有/无强制对流条件下固液界面前沿溶质分布对比, 可以看出在从左到右的强制对流作用下, 流体流动将界面前沿聚集的溶质原子排走, 溶质原子随流速方向移动, 即强制对流增强了 2 和 4 的溶质传输, 减弱了 1 和 3 的溶质传输, 即沿着流速方向的溶质传输得到增强, 与流动方向相反的溶质传输被减弱, 导致层片向流速方向下游倾斜. 通过图 5(b) 中的对比可以直观地看出, 在有强制对流作用下, 层片状共晶三相点 (图 5(b) 中 A 和 B 点) 向流速方向倾斜.

图 6(a) 是对比有/无强制对流作用下, 三相点附近 (图 5(b) 中 A 和 B 点) 的溶质浓度分布, 分别用红线 (短划线) 和蓝线 (点短划线) 表示. 从图 6 中可以看出强制对流作用下比无对流作用下的溶质浓度上下限扩大了, 强制对流的存在扩大了溶质浓度的范围, 同时使得固液两侧溶质浓度不再关于固相中心线对称了. 因为流体流动影响了固液界面前沿溶质扩散, 与流速方向一致的溶质传输增大, 界面前沿的溶质原子随流体移动在流速方向富集, 溶质浓度的最大值比无对流作用下溶质浓度大. 同时层片状共晶生长需要溶质原子, 所以强制对流作用下溶质浓度下限低于无对流作用下溶质浓度的下限. 图 6(a) 中在强制对流作用下的  $\alpha$  相右侧浓度比无对流作用下右侧浓度低 (即图 6(a) 中

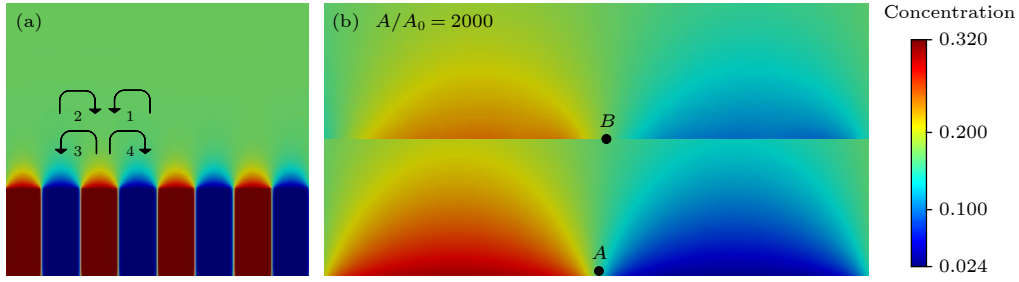


图 5 Al-17.3%Cu 合金层片状共晶生长 (a) 无强制对流条件下的溶质场分布; (b) 有/无强制对流条件下固液界面前沿溶质分布对比 (固液界面 0.25 倍片层间距处流速  $v = 0.5 \times 10^3 \mu\text{m/s}$ )

Fig. 5. Lamellar eutectic growth of an Al-17.3%Cu alloy: (a) Solute field distribution without forced convection; (b) comparison of solute distribution ahead of the solid/liquid interface with and without forced convection. (flow velocity at 0.25 times from interface  $v = 0.5 \times 10^3 \mu\text{m/s}$ ).

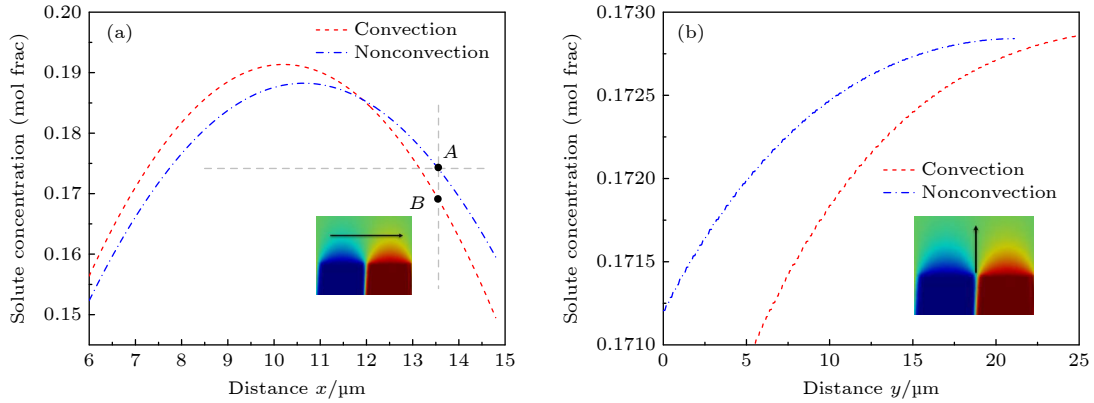


图 6 Al-17.3%Cu 合金层片状共晶生长沿三相点  $x$  方向 (a) 和  $y$  方向 (b) 的溶质浓度分布曲线

Fig. 6. Solute concentration profiles along the  $x$ -direction (a) and  $y$ -direction (b) at the triple point during lamellar eutectic growth of an Al-17.3%Cu alloy.

$A$  点到  $B$  点), 除此之外, 通过对比溶质浓度曲线分布还可以发现在强制对流作用下  $\alpha$  相在中心线左侧的浓度高于右侧的浓度, 从而造成了共晶片层的倾斜生长. 图 6(b) 是不同情况下,  $\alpha$  相右侧溶质浓度与垂直高度的关系. 从图 6(b) 中可以看出, 在无强制对流作用下三相点的溶质溶度比有强制对流作用下变化小, 且随着垂直高度的下降,  $\alpha$  相三相点右侧的溶质浓度逐渐下降,  $\alpha$  相会择优向溶质浓度较小的区域生长,  $\beta$  相会择优向溶质浓度较大的区域生长, 使得共晶片层发生倾斜.

## 4 讨论

### 4.1 对流强度对共晶的影响

通过调整方程 (13) 中  $A$  值来改变对流强度, 为了更直观表示流速的变化, 采用  $A/A_0$  来表示, 其中  $A_0$  是在外力作用下片层倾斜  $0.5^\circ$  时所对应的  $A$  值. 图 7 是初始片层间距设置为  $10.2 \mu\text{m}$ , 过

冷度为  $1.2 \text{ K}$  不同对流强度下层片状共晶的生长情况, 可以看出随着对流强度的不断增大, 界面形态相比于无强制对流作用下不对称会越来越明显. 无对流作用下, 溶质原子的传输仅通过扩散方式进行, 液相中溶质扩散均匀. 强制对流作用下, 流体的流动影响溶质原子的扩散, 溶质原子的传输通过扩散和对流进行. 增大对流强度, 流体流动的速度增大, 界面前沿的液相溶质扩散受到流体流动的影响改变了溶质分布. 流体流动将原来界面前聚集的溶质原子带走, 对流强度越大, 溶质原子的传输能力越强, 溶质原子在流速方向富集, 片层最高点与三相点距离越来越小 (即图五红色划线所示  $d_0$ ), 同时层片状共晶的倾斜程度越大. 即层片状共晶生长的倾斜角度和对流强度成正比关系,  $d_0$  和对流强度呈反比关系.

### 4.2 过冷度对强制对流的影响

为了研究过冷度和强制对流之间的关系, 设置

初始片层间距为  $6.4\ \mu\text{m}$ , 过冷度的范围为  $0.8$  到  $1.4\ \text{K}$ . 当对流强度和过冷度较大时, 在原有片层会形成新的片层, 本研究不考虑该种情况, 所以过冷度范围选取  $0.8$  到  $1.4\ \text{K}$ . 图 8(a) 是不同过冷度和不同对流强度下的层片状共晶生长溶质场分布, 从图 8(b) 可以看出对流强度越大, 层片状共晶倾斜角度越大. 当过冷度增大时, 片层生长的倾斜角度逐渐减小. 强制对流提高了溶质原子横向的扩散能力, 溶质原子随流体方向移动, 溶质在流速方向富集优先向流速方向生长, 因此层片状共晶呈倾斜方向生长. 当过冷度增大时, 垂直固液界面方向的生长驱动力增大, 垂直方向生长速度快, 溶质横向扩散能力减弱, 溶质原子沿流速方向移动减少, 影响了强制对流的效果, 片层倾斜角度减小. 如果对流强度增大, 过冷度设置的很小, 溶质横向扩散能力增强, 片层的生长驱动力变小, 层片状共晶生长会进一步受到抑制, 倾斜角度变大.

### 4.3 片层间距对强制对流的影响

图 9(a) 展示了不同片层间距和不同流动强度下层片状共晶生长溶质场分布, 过冷度均设置为  $1.0\ \text{K}$ , 初始片层分别设置为  $6.4, 12.8, 19.2\ \mu\text{m}$ . 因为片层宽度很大时, 共晶生长模式从垂直固液界面生长模式变为振荡生长模式. 本研究只考虑共晶垂直固液界面下强制对流作用下的影响, 所以片层间距选取  $6.4\text{--}19.2\ \mu\text{m}$ . 通过模拟结果看出初始片层间距对共晶片层的生长有明显的影 响, 随着片层间距的增加, 片层的倾斜角随之减小. 当  $A/A_0 = 2000$ ,  $\lambda_0 = 19.2\ \mu\text{m}$  时共晶片层的倾斜角度为  $25.2^\circ$ . 因为共晶片层界面宽度增加会发生更多的界面溶质交换, 从而影响了强制对流的效果, 导致片层倾斜角度变小. 值得注意的是当共晶片层间距较小、对流强度很大时, 熔体的横向运输能力强, 游离的溶质原子被带走, 从而抑制了共晶片层的生长.

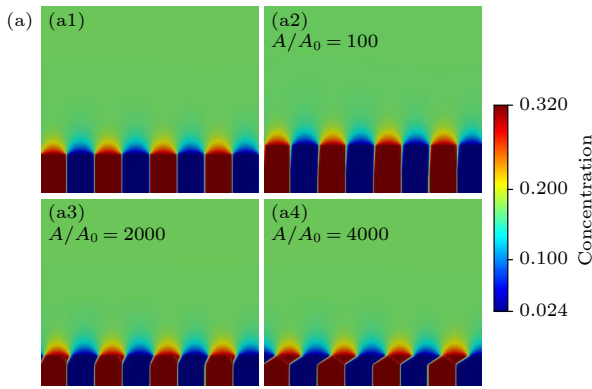


图 7 Al-17.3%Cu 合金层片状共晶生长不同对流强度和片层倾斜角度的关系

Fig. 7. Relationship between convection intensity and lamellar tilt angle during lamellar eutectic growth of an Al-17.3%Cu alloy.

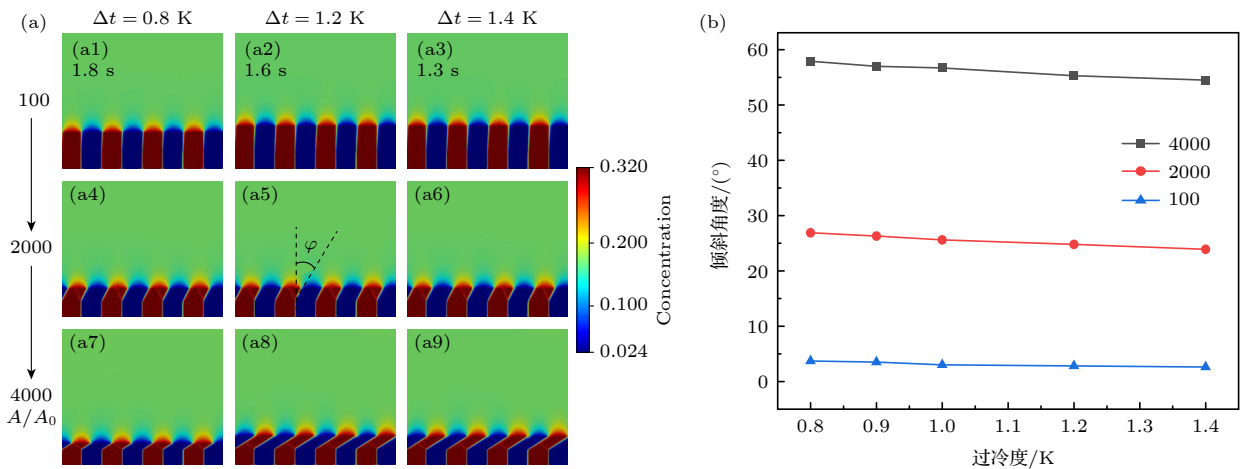


图 8 Al-17.3%Cu 合金层片状共晶生长不同过冷度和片层倾斜角度的关系

Fig. 8. Relationship between undercooling and lamellar tilt angle during lamellar eutectic growth of an Al-17.3%Cu alloy.

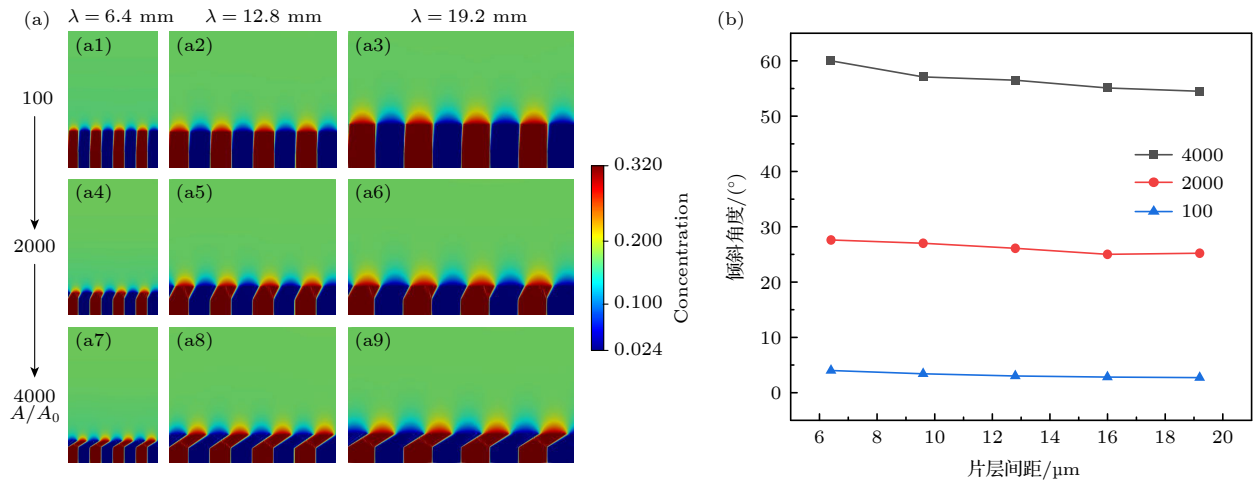


图 9 Al-17.3%Cu 合金层片状共晶生长不同初始片层间距和倾斜角度的关系

Fig. 9. Relationship between initial lamellar spacing and tilt angle during lamellar eutectic growth of an Al-17.3%Cu alloy.

## 5 结 论

建立相场-格子玻尔兹曼耦合模型, 引入外力实现强制对流作用下层片状共晶生长模拟, 主要结论如下.

1) 强制对流改变了层片状共晶生长形态, 使得共晶片层不再垂直生长, 而是向流速方向发生倾斜.

2) 强制对流改变了固液界面溶质分布, 增强了溶质扩散导致溶质浓度不再关于固相中心线对称分布. 当对流强度增大时, 层片状共晶界面不对称性加剧.

3) 在强制对流作用下, 过冷度增大会增强生长驱动力, 减弱对流效应, 片层倾斜角度减小. 同时初始共晶片层宽度设置也会影响强制对流效果, 片层宽度设置越大, 倾斜角度越小.

## 参考文献

[1] Xin T Z, Zhao Y H, Mahjoub R, et al. 2021 *Sci. Adv.* **7** eabf3039  
 [2] Xu X T, Song Z, Wang K L, Li H Q, Pan Y, Hou H, Zhao Y H 2025 *J. Mater. Sci. Technol.* **219** 307  
 [3] Chen L Q, Zhao Y H 2022 *Prog. Mater. Sci.* **124** 100868  
 [4] Pei X L, Pei J Q, Hou H, Zhao Y H 2025 *Npj Comput. Mater.* **11** 27  
 [5] Xu J J 2017 *Interfacial Wave Theory of Pattern Formation in Solidification* (Cham, Switzerland: Springer)  
 [6] Kurz W, Fisher D J 1992 *Fundamentals of Solidification* (Switzerland: Trans Tech Publications)  
 [7] Akamatsu S, Plapp M 2016 *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* **20** 46  
 [8] Xin T Z, Tang S, Ji F, Cui L Q, et al. 2022 *Acta Mater.* **239** 118248  
 [9] Jackson K A, Hunt J D 1988 *Dynamics of Curved Fronts*

(Marseille: Marseille Academic Press)  
 [10] Dantzig J A, Rappaz M 2009 *Solidification* (Switzerland: EPFL Lausanne) pp249–285  
 [11] Xiong S M, Du J L, Guo Z P, Yang M H, Wu M W, Bi C, Cao Y Y 2017 *Acta Metall. Sin.* **54** 174  
 [12] Akamatsu S, Lee K, Losert W 2006 *J. Cryst. Growth* **289** 331  
 [13] Zhao Y H, Xing H, Zhang L J, Huang H B, Sun D K, Dong X L, Shen Y X, Wang J C 2023 *Acta Metall. Sin. (Engl. Lett.)* **36** 1749  
 [14] Drolet F, Elder K R, Grant M, Kosterlitz J M 2000 *Phys. Rev. E* **61** 6705  
 [15] Kim S G, Kim W T, Suzuki T, Ode M 2004 *J. Cryst. Growth* **261** 135  
 [16] Zhang A, Guo Z P, Xiong S M 2017 *China Foundry* **14** 373  
 [17] Parisi A, Plapp M 2008 *Acta Mater.* **56** 1348  
 [18] Moelans N, Blanpain B, Wollants P 2008 *Calphad* **32** 268  
 [19] Du J L, Zhang A, Guo Z P, Yang M H, Li M, Liu F, Xiong, S M 2018 *Acta Mater.* **161** 35  
 [20] Zhao Y H 2023 *npj Comput. Mater.* **9** 94  
 [21] Zhao Y H, Xin T Z, Tang S, Wang H F, Fang X D, Hou H 2024 *MRS Bull.* **49** 613  
 [22] Zhao Y H 2024 *MGE Adv.* **2** e44  
 [23] Siquieri R, Emmerich H 2011 *Philos. Mag.* **91** 45  
 [24] Boettinger W J, Warren J A, Beckermann C, Karma A 2002 *Annu. Rev. Mater. Res.* **32** 163  
 [25] Sun Y, Beckermann C 2009 *J. Cryst. Growth* **311** 4447  
 [26] Tong X, Beckermann C, Karma A, Li Q 2001 *Phys. Rev. E* **63** 061601  
 [27] Zhang A, Du J L, Guo Z P, Xiong S M 2018 *Phys. Rev. E* **98** 043301  
 [28] Zhang A, Guo Z P, Xiong S M 2018 *Phys. Rev. E* **97** 053302  
 [29] Chen W P, Hou H, Zhang Y T, Zhao Y H 2023 *Chin. Phys. B* **32** 118103  
 [30] Miller W, Succi S, Mansutti D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3578  
 [31] Medvedev D, Kassner K 2005 *Phys. Rev. E* **72** 056703  
 [32] Selzer M, Jainta M, Nestler B 2009 *Phys. Status Solidi B* **246** 1197  
 [33] Feng L, Feng X J, Lu Y, Zhu C S, Jia B B 2017 *Comput. Mater. Sci.* **137** 171  
 [34] Zhang A, Liu F, Du J L, Guo Z P, Wang Q G, Xiong S M 2019 *Int. J. Heat Mass Transfer* **145** 118778  
 [35] Zhang A, Du J L, Guo Z P, Wang Q G, Xiong S M 2019 *Metall. Mater. Trans. B* **50** 517

- [36] Zhang A, Du J L, Guo Z P, Wang Q G, Xiong S M 2019 *Scr. Mater.* **165** 64
- [37] Yang Q, Zhang A, Jiang B, Gao L, Guo Z P, Song J F, Xiong S M, Pan F S 2022 *Comput. Math. Appl.* **114** 83
- [38] Zhang A, Du J L, Guo Z P, Wang Q G, Xiong S M 2020 *Phys. Rev. E* **101** 061301
- [39] Chen S, Doolen G D 1998 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **30** 329
- [40] Aidun C K, Clausen J R 2010 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **42** 439
- [41] Lan C W, Shih C J 2004 *J. Cryst. Growth* **264** 472
- [42] Beckermann C, Diepers H J, Steinbach I, Karma A, Tong X 1999 *J. Comput. Phys.* **154** 468
- [43] Guo Z P, Xiong S M 2015 *Comput. Phys. Commun.* **190** 89

## Phase-field study of lamellar eutectic growth of Al-17.3%Cu alloy under forced convection\*

ZHONG Shiwei<sup>1)</sup> CHEN Weipeng<sup>1)</sup> ZHAO Yuhong<sup>1)2)3)†</sup>

1) (*Shanxi Key Laboratory of Intelligent Casting and Advanced Forming for New Materials, MOE Jointly Collaborative Innovation Center for High-performance Al/Mg Based Materials, School of Materials Science and Engineering,*

*North University of China, Taiyuan 030051, China*)

2) (*Beijing Advanced Innovation Center for Materials Genome Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China*)

3) (*Institute of Materials Intelligent Technology, Liaoning Academy of Materials, Shenyang 110004, China*)

( Received 11 November 2025; revised manuscript received 2 December 2025 )

### Abstract

This study uses a phase-field-lattice Boltzmann coupled model to investigate the effect of forced convection on the lamellar eutectic growth of Al-Cu alloys. The results show that forced convection tilts lamellar structures toward the flow direction, which enhances solute diffusion and causes solute concentration to deviate asymmetrically from the solid phase centerline. Greater convection intensity leads to more pronounced interface asymmetry. Increased undercooling weakens convective effects and reduces tilt angles, while larger lamellar widths diminish convective influence and yield smaller tilt angles. This study reveals a synergistic regulatory mechanism between these factors. The simulations show that in the absence of convection, layers grow vertically, with solute symmetrically distributed along the solid centerline. Interlayer lateral diffusion promotes synergistic  $\alpha$ - $\beta$  phase growth. Forced convection (along the  $x^+$  direction) enhances solute transport in the flow direction while weakening counter-current transport. This shifts the triple point and generates asymmetric solute distribution, for example, the  $\alpha$  phase concentration on the left side of the centerline is higher, resulting in layer tilting. Increasing convection intensity (expressed as  $A/A_0$ , where  $A_0$  corresponds to the coefficient for a  $0.5^\circ$  tilted layer) can exacerbate asymmetry at the solid-liquid interface and reduce the distance between the interface peak and the triple point. Higher undercooling (0.8–1.4 K) enhances growth driving force and reduces solute trapping capacity, thus weakening convective effects and reducing the tilt angle. When undercooling is minimal and convection is strong, the tilt angle significantly increases. As the interlayer spacing (6.4–19.2  $\mu\text{m}$ ) increases, solute exchange at the interface becomes more frequent, convective interference weakens, and the tilt angle decreases; under conditions of small spacing and strong convection, solutes are easily washed away, inhibiting lamellar growth. In summary, forced convection directly changes the morphology of the solute transport control layer. Supercooling and interlayer width indirectly modulate convective effects by influencing growth driving forces and interfacial solute exchange. These three factors synergistically regulate eutectic growth, providing a theoretical basis for controlling eutectic microstructure.

**Keywords:** eutectic growth, forced convection, phase field method, Al-Cu alloy

DOI: [10.7498/aps.75.20251539](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251539)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251539](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251539)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52375394, 52275390, U23A20628, 52305429) and the Major Project of Science and Technology in Shanxi Province, China (Grant No. 202301050201004).

† Corresponding author. E-mail: [zhaoyuhong@nuc.edu.cn](mailto:zhaoyuhong@nuc.edu.cn)

强制对流作用下Al-17.3%Cu合金层片状共晶生长相场法研究

钟世伟 陈伟鹏 赵宇宏

Phase-field study of lamellar eutectic growth of Al-17.3%Cu alloy under forced convection

ZHONG Shiwei CHEN Weipeng ZHAO Yuhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 050809 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251539

CSTR: 32037.14.aps.75.20251539

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251539>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

相场法研究 $\text{Al}_x\text{CuMnNiFe}$ 高熵合金富Cu相析出机理

Phase-field-method-studied mechanism of Cu-rich phase precipitation in  $\text{Al}_x\text{CuMnNiFe}$  high-entropy alloy

物理学报. 2023, 72(7): 076102 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222439>

相场法研究 $\text{Fe}_{84}\text{Cu}_{15}\text{Mn}_1$ 合金富Cu相析出的内磁能作用机理

Mechanism of internal magnetic energy of Cu-rich phase precipitation in  $\text{Fe}_{84}\text{Cu}_{15}\text{Mn}_1$  alloy by phase field method

物理学报. 2022, 71(8): 080201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212087>

静电悬浮条件下液态 $\text{Zr}_{60}\text{Ni}_{25}\text{Al}_{15}$ 合金的热物理性质与快速凝固机制

Thermophysical properties and rapid solidification mechanism of liquid  $\text{Zr}_{60}\text{Ni}_{25}\text{Al}_{15}$  alloy under electrostatic levitation condition

物理学报. 2024, 73(8): 086401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20232002>

基于多物理场耦合下固态电池死锂的相场法研究

Phase-field modeling of dead lithium in solid-state batteries via multiphysics coupling

物理学报. 2025, 74(24): 240201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251073>

静电悬浮条件下难熔 $\text{Nb}_{81.7}\text{Si}_{17.3}\text{Hf}$ 合金的相选择与共晶生长机制

Phase selection mechanism and eutectic growth kinetics of refractory  $\text{Nb}_{81.7}\text{Si}_{17.3}\text{Hf}$  alloy under electrostatic levitation condition

物理学报. 2025, 74(3): 038102 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241194>

相场法探究铁电体涡旋拓扑结构与准同型相界

Phase-field method explored ferroelectric vortex topology structure and morphotropic phase boundaries

物理学报. 2023, 72(3): 037702 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221898>