

# 高生长速度条件下的“层片 ↔ 棒状”共晶转变机理研究\*

王雷 王楠<sup>†</sup> 冀林 姚文静

(西北工业大学理学院空间应用物理与化学教育部重点实验室, 西安 710072)

(2013年7月5日收到; 2013年7月27日收到修改稿)

低速生长条件下, 共晶“层片 ↔ 棒状”转变只由两相的体积分数控制. 高速情况下, 这种转变有时亦发生, 其转变机理不清楚. 本文应用竞争生长准则, 结合高速生长条件下层片共晶和棒状共晶生长模型研究了生长速度引起的“层片 ↔ 棒状”转变机理. 结果显示: 体积分数在临界值附近很小的范围内, 生长速度和溶质配分系数的增大可引起“棒状 → 层片”共晶转变; 而当体积分数远离临界值时, 转变不发生. 生长速度名义上引起“层片 ↔ 棒状”共晶转变实际上是由生长速度变化引起的体积分数的变化导致的.

**关键词:** “层片 ↔ 棒状”共晶转变, 竞争生长, 生长速度, 体积分数

**PACS:** 68.08.-p, 81.10.Aj, 81.30.-t, 81.30.Fb

**DOI:** 10.7498/aps.62.216801

## 1 引言

共晶合金作为一类重要的合金, 其两相耦合生长机制及形态转变在凝聚态物理和材料科学领域获得了大量的关注<sup>[1-8]</sup>, 同时在工业上也被广泛的应用. 共晶通常可分为规则共晶和不规则共晶. 规则共晶中, 最常见的形态为棒状和层片状<sup>[9]</sup>. Jackson 和 Hunt<sup>[1]</sup> 分析了过冷度较小时层片和棒状共晶的生长机理和两种形态间的转变规律, 结果显示, 两相的体积分数是控制“层片 ↔ 棒状”转变的唯一因素, 当小体积分数相的体积分数在 0 到  $1/\pi$  之间时, 共晶为棒状共晶; 体积分数在  $1/\pi$  到 0.5 之间时, 为层片共晶. 在低速生长条件下, 可近似认为两固相成分与生长速度无关, 因此体积分数的改变需要通过改变合金成分实现. 在 Al-Cu<sup>[10]</sup> 和 Pb-Sn<sup>[11]</sup> 合金的定向凝固实验中, 通过改变合金成分来改变两相的体积分数, 观察到两种形态之间的转变, 证实了该理论的正确性. 然而上述的结论只是在低速生长或小过冷条件下得到, 深过冷条件下情况如何? 实验上发现在同种成分的合金中通过增加生长

速度, 也会出现“层片 ↔ 棒状”形貌转变<sup>[12,13]</sup>. 那么, 是否是高的生长速度会引起这种转变? 本文就是要澄清这一问题.

在低生长速度条件下, 无论是层片共晶还是棒状共晶中的  $P$ (JH 模型中, 将棒状共晶的  $P$  写为  $M$ ) 都只是体积分数  $f$  的函数,  $f$  的改变将会引起二者比值的改变, 因此导致层片和棒状共晶的生长形貌的转变. Trivedi 等<sup>[2]</sup> 将层片共晶生长扩展到快速凝固的条件下, 最近 Trivedi 和 Wang<sup>[3]</sup> 又发展了棒状共晶的高速生长模型. 与低生长速度情况相比, 模型中的  $P$  函数不再只是体积分数的函数, 还是溶质配分系数、溶质 Péclet 数和生长速度的函数. 同时, 对于多数的合金体系, 在较宽的过冷度区间内, 线性的液相线和固相线的假设不再成立, 两相的体积分数和平衡溶质配分系数会随着生长速度和界面过冷度变化<sup>[14]</sup>. 当考虑了界面的非平衡效应后, 溶质扑捉效应<sup>[15]</sup> 会使得液固界面处的液固成分偏离平衡的亚稳液固相线上的成分, 进一步改变溶质配分系数的同时, 对两相的体积分数也产生影响. 同时固液界面处附着动力学效应<sup>[16]</sup> 也会影响总的液固界面过冷度. 由上述可知生长速度改变引起的

\* 国家自然科学基金(批准号: 51271149)和西北工业大学研究生创业种子基金(批准号: Z2013156)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: nan.wang@nwpu.edu.cn

“层片 ↔ 棒状”转变的内在机理十分复杂, 生长速度以及随生长速度改变的平衡溶质配分系数和体积分数有可能是转变发生的潜在控制因素.

本文的主要目的是揭示生长速度改变引起的“层片 ↔ 棒状”形貌转变机理, 即澄清高生长速度导致的哪些因素会对这种转变起主要作用. 对于大多数的合金, 共晶以低于 500 μm/s 的速度生长可认为是低速生长的情况, 这通常在 Brighman 定向生长装置中实现, 而激光重熔过程中, 共晶的生长速度通常可以达到几十个厘米每秒的量级, 则属于高速生长的情况. 由于平衡溶质配分系数和体积分数可能会随着生长速度的改变而发生变化, 因此首先考虑平衡配分系数和体积分数恒定的情况下, 生长速度的改变对于“层片 ↔ 棒状”转变的影响; 然后分别考虑体积分数不变, 溶质配分系数随生长速度改变和溶质分数系数不变, 体积分数随生长速度变化对于转变的贡献. 为简单起见, 本文的分析建立在以下两个假设的基础上:

- 1) 考虑快速的共晶生长但界面非平衡没有显著效应的情况, 忽略界面非平衡效应;
- 2) 忽略两种形态过冷度差值对扩散系数的影响, 即相同生长速度下, 两种形态液相中的扩散系数相等.

## 2 高速共晶竞争生长模型

根据高速生长的共晶模型<sup>[2,3]</sup>, 棒状和层片共晶的界面过冷度  $\Delta T$ , 生长速度  $V$  和共晶间距  $\lambda$  的关系都可以写成如下相同的形式:

$$\frac{\Delta T^i}{m} = p^i P^i K_1^i + \frac{K_2^i}{\lambda^i}, \quad (i = L, R), \quad (1)$$

其中

$$K_1^L = \frac{2\Delta C_0}{f_\alpha f_\beta}, \quad (2a)$$

$$K_2^L = 2 \left[ \frac{\Gamma_\alpha^L \sin \theta_\alpha^L}{m_\alpha f_\alpha} + \frac{\Gamma_\beta^L \sin \theta_\beta^L}{m_\beta f_\beta} \right], \quad (2b)$$

$$K_1^R = \frac{4\Delta C_0}{f_\beta}, \quad (2c)$$

$$K_2^R = 4\sqrt{f_\alpha} \left[ \frac{\Gamma_\alpha^R \sin \theta_\alpha^R}{m_\alpha f_\alpha} + \frac{\Gamma_\beta^R \sin \theta_\beta^R}{m_\beta f_\beta} \right], \quad (2d)$$

上述表达式中, 上标  $i = L, R$  分别代表层片共晶和棒状共晶, 下标  $j = \alpha, \beta$  代表共晶的两个固相.  $\Delta C_0$  是共晶线长度,  $f_j, \theta_j, \Gamma_j$  分别代表  $j$  相的体积分数, 接触角和吉布森 - 汤普森系数.

定义小体积分相为  $\alpha$  相, 则  $f_\alpha$  的取值范围为 0 到 0.5 之间, 若形成棒状共晶, 则  $\alpha$  相是棒状相.  $m_j$  是  $j$  相的液相线斜率并定义为正值,  $m = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta) \cdot p = \lambda V / 2D$  是共晶生长的溶质 péclet 数. 共晶低速生长时,  $P$  只是体积分数的函数:

$$P^L(f) = \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{1}{n\pi} \right)^3 [\sin(n\pi f)]^2, \quad (3a)$$

$$P^R(f) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[J_1(\gamma_n \sqrt{f})]^2}{\gamma_n^3 [J_0(\gamma_n)]^2}, \quad (3b)$$

$J_0$  和  $J_1$  分别为零阶和一阶的第一类贝塞尔函数,  $\gamma_n$  为方程  $J_1 = 0$  的根. 快速凝固条件下,  $P$  的数值还依赖于溶质 péclet 数  $p$  和平衡溶质配分系数  $k$ . 其表达形式为

$$P^L(p^L, f, k) = \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{1}{n\pi} \right)^3 [\sin(n\pi f)]^2 \times \frac{p_n^L}{\sqrt{1 + (p_n^L)^2 - 1 + 2k}}, \quad (4a)$$

$$P^R(p^R, f, k) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[J_1(\gamma_n \sqrt{f})]^2}{\gamma_n^3 [J_0(\gamma_n)]^2} \times \frac{p_n^R}{\sqrt{1 + (p_n^R)^2 - 1 + 2k}}, \quad (4b)$$

$$p_n^L = 2n\pi/p^L, \quad p_n^R = 2\gamma_n/p^R.$$

在极值生长的条件下, 可以得到三个变量两两之间的对应关系如下:

$$\lambda^2 V = \frac{2D K_2}{PF K_1}, \quad (5a)$$

$$\lambda = \frac{1}{pPF} \frac{K_2}{K_1}, \quad (5b)$$

$$\Delta T = m[pPK_1][1 + F]. \quad (5c)$$

结合 (5a), (5b) 和 (5c) 式, 得到过冷度与生长速度的关系为

$$(\Delta T)^2 = \frac{m^2 K_1 K_2 P (1 + F)^2}{2D F} V, \quad (6)$$

其中  $F$  的定义为

$$F = 1 + (p/P)(\partial P / \partial p). \quad (7)$$

定向凝固过程中, 根据竞争生长的准则, 相同的生长速度下, 过冷度小的形态将被选择, 因此采用相同速度下棒状和层片共晶的界面过冷度的比

值作为形态选择和转变的判据, 其形式为

$$\frac{\Delta T^R}{\Delta T^L}(V) = \sqrt{\frac{K_1^R K_2^R}{K_1^L K_2^L}} \sqrt{\frac{P^R(1+F^R)^2 F^L}{P^L(1+F^L)^2 F^R}} \quad (8)$$

等号右边的第一项的形式为

$$\sqrt{\frac{K_1^R K_2^R}{K_1^L K_2^L}} = 2(f)^{3/4} S, \quad (9)$$

$S$  代表液固界面和  $\alpha - \beta$  界面的界面自由能的各项异性. 形式为

$$S = \frac{\left[ \frac{\Gamma_\alpha^R \sin \theta_\alpha^R}{m_\alpha f_\alpha} + \frac{\Gamma_\beta^R \sin \theta_\beta^R}{m_\beta f_\beta} \right]}{\left[ \frac{\Gamma_\alpha^L \sin \theta_\alpha^L}{m_\alpha f_\alpha} + \frac{\Gamma_\beta^L \sin \theta_\beta^L}{m_\beta f_\beta} \right]}. \quad (10)$$

对于多数的规则共晶, 界面能接近各向同性. 在本文中,  $S$  的值取为 1.

首先考虑在低速生长情况下的“层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变判据. 此时  $P$  函数不是  $p$  的函数, 因此  $\partial P / \partial p$  恒为 0,  $F$  恒为 1. (7) 式可以简化为

$$\frac{\Delta T^R}{\Delta T^L}(V) = 2(f)^{3/4} \times \sqrt{\frac{P^R}{P^L}} = 2(f)^{3/4} \times \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{[J_1(\gamma_n \sqrt{f})]^2}{\gamma_n^2 [J_0(\gamma_n)]^2}}{\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n\pi}\right)^3 [\sin(n\pi f)]^2}}}. \quad (11)$$

可以看出在低速生长条件下, “层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变只依赖于体积分数.

高速生长情况下, 转变判据的形式为

$$\frac{\Delta T^R}{\Delta T^L}(V) = 2(f)^{3/4} \times \sqrt{\frac{P^R(1+F^R)^2 F^L}{P^L(1+F^L)^2 F^R}} = \text{Function}(p^R(V), p^L(V), f, k). \quad (12)$$

由 (12) 式可知, 除了体积分数, 生长速度和平衡溶质配分系数也会影响过冷度比值.

为了对上述形式进行数值求解, 需要相同的生长速度的  $p^R$  和  $p^L$  的关系. 结合 (5a) 式和  $p = \lambda V / 2D$  可以得到

$$p = \sqrt{\frac{1}{PF} \frac{K_2}{K_1} \frac{V}{2D}}. \quad (13)$$

则相同的速度下  $p^L$  和  $p^R$  的关系可以表达为

$$\frac{p^R}{p^L} = \sqrt{\frac{P^L F^L K_2^R K_1^L}{P^R F^R K_1^R K_2^L}}. \quad (14)$$

对于一个给定的  $p^L, p^R$  的值可以通过迭代法得到.

### 3 结果与讨论

#### 3.1 低速生长条件下体积分数对“层片 $\leftrightarrow$ 棒状”转变的影响

图 1 为低速生长条件下体积分数与过冷度比值的关系, 当  $f > 0.346$  时, 层片共晶的界面过冷度小于棒状共晶的界面过冷度, 生成层片共晶; 当  $f < 0.346$  时, 生成棒状共晶; “层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变发生在  $f = 0.346$ . 这与 JH 模型中的结论基本一致. 0.346 为“层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变发生的临界值  $f_c$ .

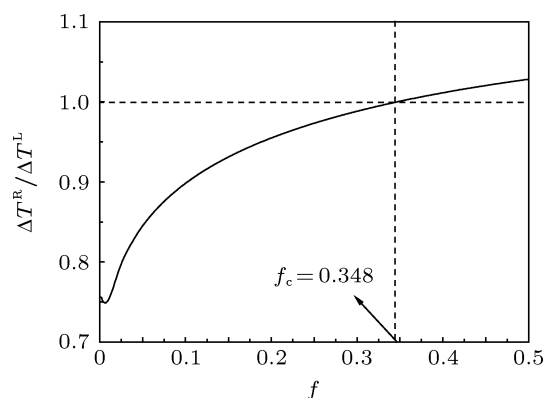


图 1 低生长速度下, 过冷度比值与体积分数的关系

#### 3.2 高速增长条件对于“层片 $\leftrightarrow$ 棒状”转变的影响

为了研究高速生长对“层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变的影响, 首先考虑  $k = 0$  和  $k = 1$  两种极限情况, 并不计体积分数和平衡溶质配分系数随生长速度的改变. 本文仅考虑溶质 Péclet 数  $p \leq 5$  的情况, 这样考虑的原因是当  $p > 5$  时, 由于溶质扩散的区域化, 共晶难以维持耦合生长.

如图 2 所示, 当  $f_\alpha > f_c$  时, 对于  $k = 0$  和  $k = 1$  两种情况, 在整个速度区间内, 过冷度比值恒大于 1, 层片共晶保持稳定; 当  $f_\alpha < f_c$  时, 对于  $k = 0$ , 过冷度比值始终小于 1, 棒状共晶保持稳定. 对于  $k = 1$ , 在一个接近  $f_c$  的小的体积分数区间内, 会出现“棒状  $\rightarrow$  层片”的转变. 因此进一步考虑  $f = 0.30, 0.34, 0.36, 0.40$  几种情况.

如图 3 所示, 对于  $f = 0.30, 0.36$  和  $0.40$  的情况, 虽然过冷度比值随生长速度变化曲线与过冷度比值等于 1 的直线存在交点, 但交点对应的  $p$  值均大于 5. 对于  $f = 0.34$  且  $k \geq 0.3$  的体系, 随着生长速度的增大, 过冷度比值会从小于 1 增大到大于 1, 引起“棒状  $\rightarrow$  层片”的转变. 可见生长速度的增加

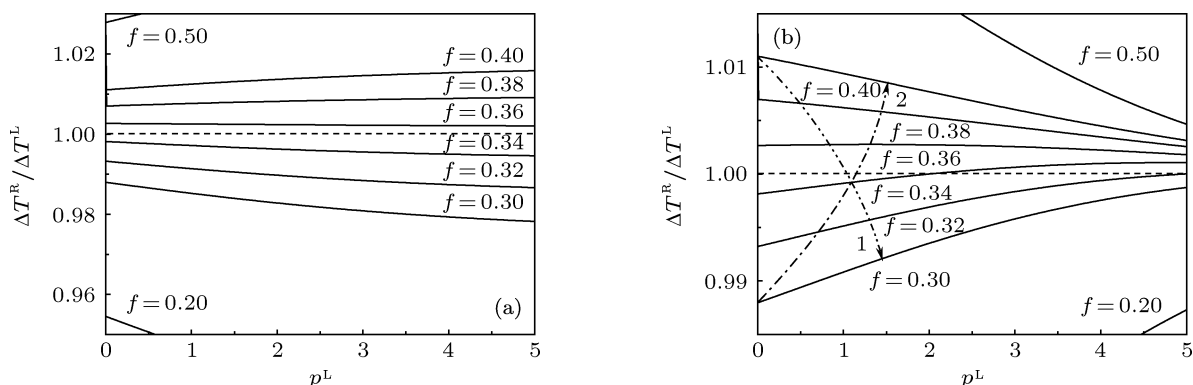


图2 过冷度比值随生长速度的变化 (a)  $k=0$ ; (b)  $k=1$

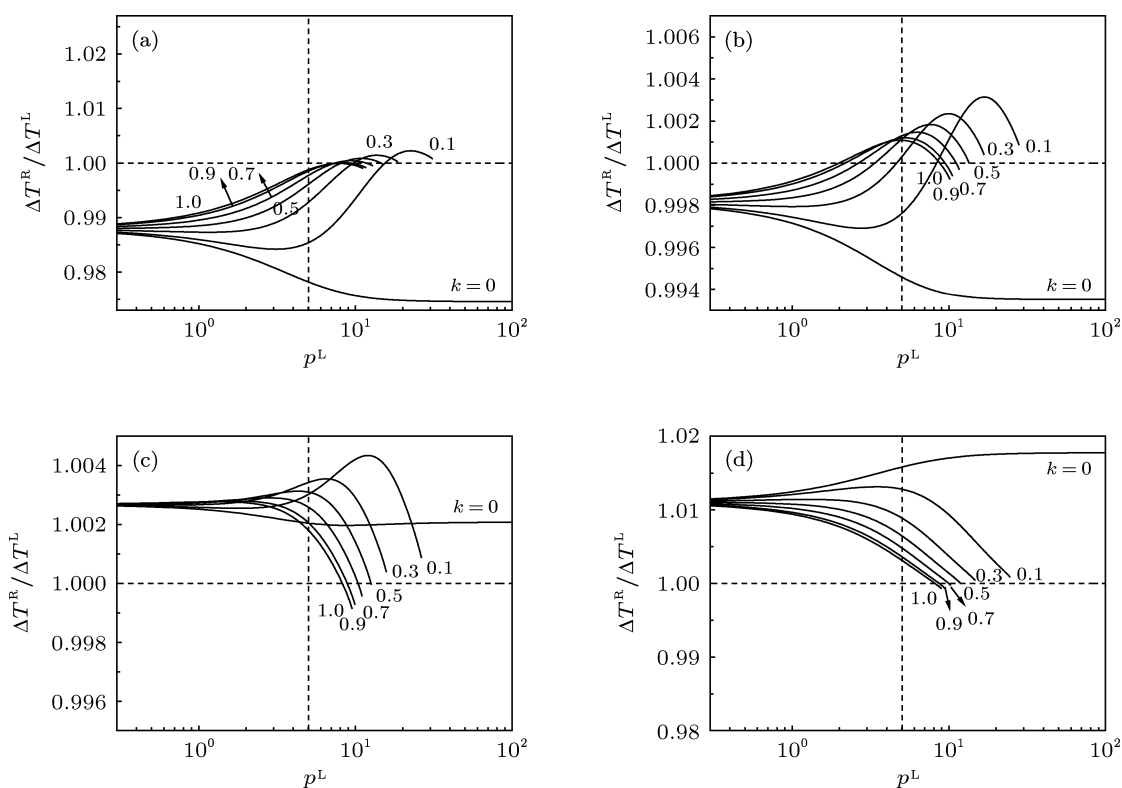


图3 不同的  $k$  值时, 过冷度比值随生长速度的变化 (a)  $f=0.30$ ; (b)  $f=0.34$ ; (c)  $f=0.36$ ; (d)  $f=0.40$

只在接近且小于临界值的一个小的体积分数区间内引起“棒状 → 层片”的转变. 体积分数处在这个区间之外, 没有转变发生.

### 3.3 平衡配分系数的改变及其对于转变的影响

如图3所示, 对于  $f=0.30, 0.36$  和  $0.40$  的体系, 无论  $k$  取何值, 过冷度比值在  $p \leq 5$  的速度区间内的变化都不会引起“层片 ↔ 棒状”转变. 对于  $f=0.34$  的情况, 由图3(b)可以看出, 对于  $k < 0.3$

的体系, 过冷度比值在整个速度区间始终小于1, 不会发生“棒状 → 层片”转变. 如果  $k$  值随生长速度增加而增加, 由小于0.3增加到大于0.3时, 则出现“棒状 → 层片”转变.

### 3.4 体积分数的改变及其对于转变的影响

由前面的讨论可知, 生长速度及随生长速度变化的溶质配分系数对“棒状 → 层片”转变的作用范围有限且不能引起“层片 → 棒状”转变. 在平衡溶质配分系数不变且不为0的情况下, 体积分数通

常会随生长速度或过冷度的变化; 而且如图 2 所示, 对于不同的体积分数, 过冷度比值存在较大的差距, 如果体积分数随生长速度发生变化, 则过冷度比值也会相应的发生较明显的变化. 如图 2(b) 中曲线 1 和 2 所示, 若在低速下共晶为层片状, 即  $f_\alpha > f_c$ , 如果随着生长速度的增加,  $\alpha$  相的体积分数逐渐减小, 当减小到  $f_\alpha = f_c$  时, 发生“层片  $\rightarrow$  棒状”转变, 体积分数继续减小时, 生成棒状共晶; 若在低速下共晶为棒状, 即  $f_\alpha < f_c$ , 如果随着生长速度的增加,  $\alpha$  相的体积分数逐渐增大, 增大到  $f_\alpha = f_c$  时, 发生“棒状  $\rightarrow$  层片”转变; 体积分数继续增大时, 生成层片共晶. 可见体积分数随生长速度的改变可以引起“层片  $\leftrightarrow$  棒状”共晶转变. 其中体积分数随生长速

度的变化可以分为如下两种情况:

1) 由于生成的共晶两相的成分随过冷度或生长速度发生变化, 导致整体的体积分数发生变化. 几种常见的情况如图 4 所示: 对于  $k = 0$  的体系, 如图 4(a) 所示, 固相的成分  $C_S$  恒为 0,  $k = C_S/C_L$  恒为零. 同时由于  $\Delta C_\beta$  和  $\Delta C$  保持恒定, 体积分数  $f_\alpha = \Delta C_\beta / \Delta C$  保持不变. 对于  $k \neq 0$  的体系, 如果共晶两相亚稳固相线的交点对应的成分等于共晶成分,  $f_\alpha$  不随过冷度变化, 如图 4(b) 所示; 如果两相亚稳固相线的交点对应的成分在共晶成分的左侧,  $f_\alpha$  逐渐增大, 如图 4(c) 所示; 如果两相亚稳固相线交点对应的成分在共晶成分的右侧,  $f_\alpha$  逐渐减小, 如图 4(d) 所示.

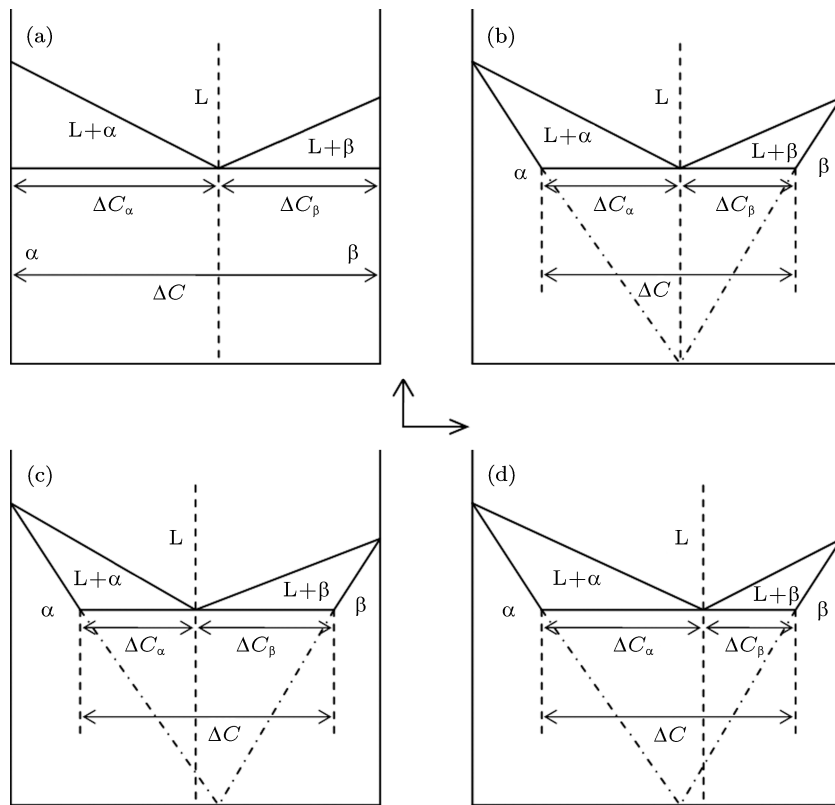


图 4 体积分数随过冷度的变化

2) 在高速定向凝固实验中, 通常会出现多个共晶晶粒同时生长的情况, 在不同方向晶粒的交界处, 局部的体积分数会发生改变, 这种体积分数的变化也会导致“层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变的出现. 事实上, 文献 [17,18] 发生的“层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变正是这样一种情况, 这也说明转变名义上由生长速度引起, 但实际上还是由体积分数的变化所导致.

值得注意的是, 上述的分析仅考虑了几种常见

的情况, 对于具体体系中发生的“层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变, 需要结合平衡溶质配分系数和体积分数随生长速度或过冷度的变化关系具体分析.

## 4 结论

结合稳态的层片和棒状共晶高速生长模型, 以最小过冷度准则为判据, 理论上探讨了生长速度改变引起的“层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变机制. 结果表明:

1. 低速生长情况下, 体积分数是控制“层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变的唯一因素.

2. 在体积分数不变的前提下, 生长速度增加和平衡溶质配分系数随生长速度的增加只能在小于且接近临界值  $f_c$  的一个小的体积分数区间内才会引起“棒状  $\rightarrow$  层片”的转变且不能引起“层片  $\rightarrow$  棒状”的转变; 当体积分数不在这个区间时, 转变不发生.

3. 体积分数随生长速度的变化是“层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变发生的一个主要机理. 当体积分数由大于临界值  $f_c$  减小到小于临界值, 发生“层片  $\rightarrow$  棒状”转变; 反之则发生“棒状  $\rightarrow$  层片”转变. 这种“层片  $\leftrightarrow$  棒状”转变名义上由生长速度引起, 本质上是由于生长速度增加引起了整体或局部区域的体积分数改变.

- 
- [1] Jackson K A, Hunt J D 1966 *Trans. Am. Inst. Min. Engrs.* **236** 1129
- [2] Trivedi R, Magnin P, Kurz W 1987 *Acta Metall. Mater.* **35** 971
- [3] Trivedi R, Wang N 2012 *Acta Mater.* **60** 3140
- [4] Wang Z Z, Wang N, Yao W J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7436 (in Chinese) [王振中, 王楠, 姚文静 2010 物理学报 **59** 7436]
- [5] Zhu Y C, Wang J C, Yang G C, Zhao D W 2007 *Chin. Phys. B* **18** 805
- [6] Zhao S, Li J F, Liu L, Zhou Y H 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1917
- [7] Yang Y J, Wang J C, Zhang Y X, Zhu Y C, Yang G C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 650 (in Chinese) [杨玉娟, 王锦程, 张玉祥, 朱耀产, 杨根仓 2009 物理学报 **58** 650]
- [8] Huang Q S, Liu L, Wei X X, Li J F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 166401 (in Chinese) [黄起森, 刘礼, 韦修勋, 李金富 2012 物理学报 **61** 166401]
- [9] Kurz W, Fisher D J 1998 *Fundamentals of solidification* (fourth revised edition) (Switzerland: Trans Tech Publications Ltd) p94
- [10] Liu S, Lee J H, Trivedi R 2011 *Acta Mater.* **59** 3102
- [11] Mollard F R, Flemings M L 1967 *Trans. TMS-AIME* **239** 1526
- [12] Wang Y, Jones H, Evans P V 1998 *J. Mater. Sci.* **33** 5205
- [13] David S A, Santhanam A T, Brody H D 1976 *Metall Trans A* **7** 1051
- [14] Kurz W, Trivedi R 1991 *Metall Trans A* **22** 3051
- [15] Aziz M J, Kaplan T 1988 *Acta Metall.* **36** 2335
- [16] Wang N, Kalay E, Trivedi R 2011 *Acta Mater.* **59** 6604
- [17] Bewlaya B P, Lipsitt H A, Jackson M R, Reeder W J, Sutliff J A 1995 *Mater. Sci. Eng. A* **192-193** 534
- [18] Guldberg S, Ryum N 2000 *Mater. Sci. Eng. A* **289** 143

# “Lamellar $\leftrightarrow$ rod” transition mechanism under high growth velocity condition\*

Wang Lei Wang Nan<sup>†</sup> Ji Lin Yao Wen-Jing

(Key Laboratory of Space Applied Physics and Chemistry, Ministry of Education, School of Science, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 5 July 2013; revised manuscript received 27 July 2013)

## Abstract

At a low velocity, the “lamellar $\leftrightarrow$ rod” eutectic transition can be controlled by the volume fraction of one eutectic phase only. The factors which affect this kind of transition at high growth velocities are not clear. Based on the competitive growth rule, the criterion for “lamellar $\leftrightarrow$ rod” transition is obtained by combining the models of lamellar and rod eutectic growth under rapid solidification conditions. It is shown that for a certain volume fraction, if its value fluctuates around the critical point predicted by the JH Jackson and Hunt model, the increase of the growth velocity or the partition coefficient will lead to the “rod $\rightarrow$ lamellar” transition. Otherwise, no transition will take place. The “lamellar $\leftrightarrow$ rod” eutectic transition at high growth velocity is controlled by the volume fraction variation, which is caused by the increase of the growth velocity.

**Keywords:** “lamellar $\leftrightarrow$ rod” eutectic transition, competitive growth, growth velocity, volume fraction

**PACS:** 68.08.-p, 81.10.Aj, 81.30.-t, 81.30.Fb

**DOI:** 10.7498/aps.62.216801

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51271149), and the Graduate Starting Seed Fund of Northwestern Polytechnical University of China (Grant No. Z2013156).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: nan.wang@nwpu.edu.cn