



考虑包晶反应的包晶层片共生生长模型

骆良顺 苏彦庆* 郭景杰 李新中 傅恒志

(哈尔滨工业大学材料科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

摘要 在共晶生长 Jackson-Hunt 模型和 Boettinger 对包晶共生生长分析的基础上, 对包晶层片共生生长过程中的溶质场进行了求解. 在对 Fe-Ni 包晶合金共生生长的计算中发现, 共生生长界面过冷度 ΔT 随层片间距 λ 变化曲线的斜率 $d\Delta T/d\lambda$ 在很大的层片间距范围内都接近零, 此时共生生长是可以进行的, 这为目前得到的共生生长不满足形态稳定性的假设之间的矛盾提供了解释. 此外, 由于包晶共生生长过程中包晶反应很难进行完全, 包晶相变很难达到完全平衡状态, 所以将包晶反应不完全性引入到包晶共生生长模型中, 发现包晶反应完成完全平衡状态的 60%~80% 时计算结果与 Fe-Ni 合金共生生长的实验结果吻合很好.

关键词 包晶合金 共生生长 定向凝固 包晶反应

当接近共晶成分的共晶合金以一定的速度 V 在温度梯度为 G 的定向凝固系统中以纯扩散方式凝固时, 会得到两相交替周期排列的层片状或纤维状复合组织^[1], 这就是两相多相之间的相互协作生长方式: 共生生长. 共生生长的形成依赖于固/液界面前沿溶质扩散与界面弯曲引起的界面张力之间的竞争平衡. 由于共生生长界面形态演化是典型的非线性动力学过程, 同时共生生长生成的规则组织又具有重要的工业应用价值, 所以共生生长一直是凝聚态物理的重要研究对象之一^[2~5].

目前对共生生长行为的研究大都基于 Jackson 和 Hunt^[1] 提出的共晶共生生长模型. 近年来, 随着对潜在的高温结构材料 Ti-Al^[6], Ni-Al^[7], 高温超导材料 Nd-Ba-Cu-O^[8], 磁性材料 Nd-Fe-B 等^[9] 大量包晶系先进材料的研究, 包晶相变过程吸引了人们很大的兴趣, 其中, 在包晶系中能否得到类似共晶系的共生生长是一个重要的研究课题. 1974 年, Boettinger^[10] 根据共生生长形态稳定性的假设^[1] 对包晶共生生长进行分析认为包晶共生生长本质上是不稳定的, 所以在包晶系中不大可能得到类似共晶系的共生生长. 然而自 1994 年以来, 人们陆续在 Ni-Al, Fe-Ni 等合金系中发现了包晶共生生长^[6~8, 11, 12], 如图 1 所示为本课题组在 Fe-Ni 包晶合金定向凝固中得到的共生生长组织^[13]. 但包晶共生生长形成的原因以及其遵循的规律仍不明确. 本文将在共

收稿日期: 2007-02-11; 接受日期: 2007-04-15

国家自然科学基金(批准号: 50395102, 50271020)、新世纪优秀人才支持计划基金(批准号: 05-0350)和哈尔滨工业大学优秀团队支持计划资助项目

* 联系人, E-mail: suyq@hit.edu.cn

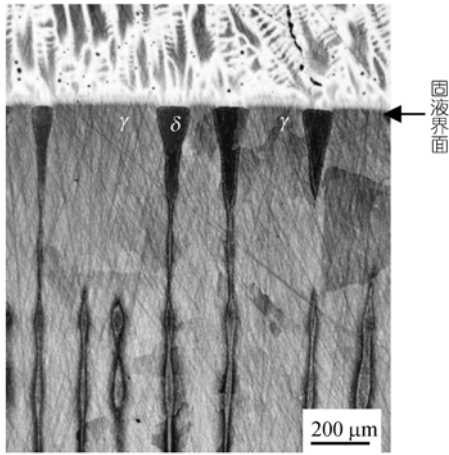


图 1 Fe-Ni 包晶合金定向凝固中得到的共生生长组织

晶共生生长理论的Jackson-Hunt模型^[1]和Boettinger对包晶共生生长分析^[10]的基础上,对Fe-Ni包晶共生生长进行分析,试图在理论上解释包晶系定向凝固过程中形成共生生长原因.此外,由于包晶反应在包晶共生生长过程中具有重要作用^[14],而目前的包晶共生生长模型并没有考虑包晶反应的影响,所以本文试图将包晶反应的影响引入包晶共生生长模型中对其进行改进,从而对包晶系共生生长行为进行更准确的预测和控制.

1 平衡包晶共生生长理论模型

对包晶共生生长进行模型化,首先需要求解共生生长过程中的溶质场.以图 2(a)所示的典型包晶合金为例,初始成分为 C_0 的合金定向凝固过程中,初生相 α 和包晶相 β 交替周期性排列向液相中生长,如图 2(b).当达到稳态时,固液界面以一定的速度 V 向液相中移动,界面在宏观上近似为一平面,温度为 T_q^* .定义包晶温度 T_p 与界面温度 T_q^* 之差为包晶共生生长的过冷度,即 $\Delta T = T_p - T_q^*$.由于初生相 α 和包晶相 β 之间的成分差异,溶质 B 原子在共生生长过程中将由初生相 α 界面前沿向包晶相 β 界面前沿扩散,同时溶剂 A 原子将由包晶相 β 界面前沿向初生相 α 界面前沿扩散,这样就形成了类似共晶共生生长所需要的溶质扩散偶.定量地分析包晶共生生长过程需要求解定向凝固过程中的溶质扩散方程:

$$\nabla^2 C_l + \frac{V}{D} \frac{\partial C_l}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

式中 D 为液相中溶质扩散系数, C_l 为液相中某点的溶质浓度.对于纤维共生生长,方程(1)取三维形式,本文主要讨论层片状包晶共生生长,因此取方程(1)的二维形式:

$$\frac{\partial^2 C_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_l}{\partial z^2} + \frac{V}{D} \frac{\partial C_l}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

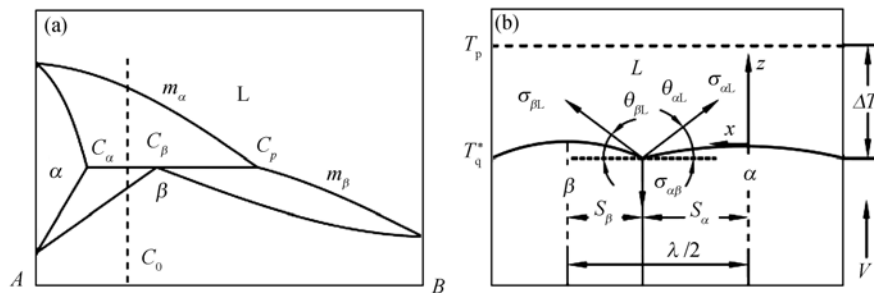


图 2 推导包晶共生生长模型中的各参数定义

(a) 二元包晶相图示意图; (b) 包晶共生生长示意图及参数定义

求解方程(2)需要确定方程的边界条件,类似Jackson-Hunt对共晶共生生长的处理方式^[1],

对包晶层片共生生长进行以下假设:

- (i) 共生生长过程中包晶相变进行完全, 这样两相的体积分数才可以按照平衡相图计算.
- (ii) 在远离固液界面的熔体中的溶质浓度趋于合金的原始成分 C_0 , 即 $z \rightarrow \infty$, $C_1 \rightarrow C_0$.
- (iii) 由于共生生长过程中层片是对称分布的, 所以只需求解相邻的两个层片前沿液相中的溶质浓度分布即可, 如图 2(b). 同时, 根据对称性, 在层片中心的正上方, 即 $x = 0$ 和 $x = S_\alpha + S_\beta$ 处, $\partial C_1 / \partial x = 0$.
- (iv) 假设固液界面为完全的平面. 虽然这明显不符合实际情况, 因为固液界面在三相交点附近区域需要弯曲以达到力学平衡, 但是为了简化计算, 仍假设固液界面为平面, 界面形状的影响将作为一种干扰因素来考虑. 在对共晶共生生长模型 [11] 的应用中发现 [15], 对规则共生生长, 界面形状变化对液相中溶质浓度的影响较小, 故采用这一假设是可以接受的.
- (v) 共生生长达到稳定状态. 此时界面前沿的溶质分布不再随时间变化, 两相凝固排出的溶质量与从界面处向液相内部扩散量相等, 即

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_1}{\partial z} \Big|_{z=0} &= -\frac{V}{D}(C_0 - C_\alpha), \quad 0 \leq x \leq S_\alpha, \\ \frac{\partial C_1}{\partial z} \Big|_{z=0} &= -\frac{V}{D}(C_0 - C_\beta), \quad S_\alpha < x < S_\alpha + S_\beta. \end{aligned}$$

在上述边界条件下, 求解方程(2), 得到界面前沿液相中溶质浓度为 [10]

$$C_1(x, z) = C_0 + B_0 \exp\left(-\frac{V}{D}z\right) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos\left(\frac{n\pi x}{S_\alpha + S_\beta}\right) \exp\left(\frac{-n\pi}{S_\alpha + S_\beta}z\right), \quad (3)$$

上式的 Fourier 系数为

$$B_0 = C_p - \frac{C_\alpha S_\alpha + C_\beta S_\beta}{S_\alpha + S_\beta}, \quad (4a)$$

$$B_n = \frac{2}{(n\pi)^2} (S_\alpha + S_\beta) \frac{V}{D} (C_\beta - C_\alpha) \sin\left(\frac{n\pi S_\alpha}{S_\alpha + S_\beta}\right), \quad (4b)$$

其中 S_α 和 S_β 分别为 α 相和 β 相层片厚度的一半. 需要注意的是, 上述解只在 $\frac{\pi}{S_\alpha + S_\beta} \gg \frac{V}{2D}$ 条件下成立.

得到了 α 和 β 相界面前沿液相中溶质浓度的分布, 对其分别在 S_α 和 S_β 内对 x 积分, 就可得到界面处 ($z = 0$) 与 α 相和 β 相的接触的液相的平均溶质浓度 [11]:

$$\bar{C}_\alpha = \frac{1}{S_\alpha} \int_0^{S_\alpha} C(x, 0) dx = C_0 + B_0 + \frac{2(S_\alpha + S_\beta)^2}{S_\alpha} \frac{V}{D} (C_\beta - C_\alpha) P, \quad (5a)$$

$$\bar{C}_\beta = \frac{1}{S_\beta} \int_{S_\alpha}^{S_\alpha + S_\beta} C(x, 0) dx = C_0 + B_0 - \frac{2(S_\alpha + S_\beta)^2}{S_\beta} \frac{V}{D} (C_\beta - C_\alpha) P, \quad (5b)$$

$$\text{其中 } P = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n\pi}\right)^3 \sin^2\left(\frac{n\pi S_\alpha}{S_\alpha + S_\beta}\right).$$

得到了界面处液相的平均溶质浓度, 就可以根据计算出界面处的平均溶质过冷度

$\Delta T_c = m_i(C_p - \bar{C}_i)$, $i = \alpha, \beta$. 而共生生长界面的总过冷度 ΔT 包括以下几部分:

$$\Delta T = \Delta T_c + \Delta T_r + \Delta T_k. \quad (6)$$

对于金属包晶系, ΔT_k 一般远小于溶质过冷度 ΔT_c 和曲率过冷度 ΔT_r , 所以可以将其忽略 [15]. 这样, 只要再求出界面前沿的曲率过冷度就可以得到包晶层片共生生长界面的过冷度.

在实际凝固过程中, 界面并不是完全的平面, 而是如图 2(b) 的曲面, 界面的平均曲率半径可由下式近似计算 [1]:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{S} \int_0^S \frac{1}{r(x)} dx = \frac{\sin \theta}{S}. \quad (7)$$

这样, 界面处两相的曲率过冷度可以通过下式计算:

$$\Delta T_r = a_i^L / r, \quad (8)$$

式中 a_i^L ($i = \alpha, \beta$) 为 Gibbs-Thomson 效应确定的常数. 分别将 α 和 β 相界面的平均溶质过冷度和曲率过冷度代入 (6) 式可得两相界面处总的平均过冷度 [1]:

$$\Delta T_\alpha = m_\alpha \left[C_0 + B_0 + \frac{2(S_\alpha + S_\beta)^2}{S_\alpha} \frac{V}{D} (C_\beta - C_\alpha) P \right] + \frac{a_\alpha^L}{S_\alpha}, \quad (9a)$$

$$\Delta T_\beta = m_\beta \left[-C_0 - B_0 + \frac{2(S_\alpha + S_\beta)^2}{S_\beta} \frac{V}{D} (C_\beta - C_\alpha) P \right] + \frac{a_\beta^L}{S_\beta}, \quad (9b)$$

式中 m_α 和 m_β 分别为两相液相线斜率的代数值. 根据 (8) 式和 Gibbs-Thomson 公式, 常数 a_i^L 可表示为

$$a_\alpha^L = (T_p / L)_\alpha \sigma_{\alpha L} \sin \theta_{\alpha L}, \quad (10a)$$

$$a_\beta^L = (T_p / L)_\beta \sigma_{\beta L} \sin \theta_{\beta L}, \quad (10b)$$

式中 L_i 为单位体积 i 相的熔化潜热, σ_{iL} 为 i 和液相之间的界面能, θ_{iL} 为 i 和液相的接触角.

定义 λ 为共生生长层片间距, 即 $\lambda = 2(S_\alpha + S_\beta)$, ξ 为两相层片厚度之比, 即 $\xi = S_\beta / S_\alpha$, 则两相厚度 S_α 和 S_β 可分别表示为 $S_\alpha = \lambda / [2(1 + \xi)]$, $S_\beta = \lambda \xi / [2(1 + \xi)]$. 将其代入 (9) 式中并根据平界面假设, 两相的过冷度相等, 即 $\Delta T_\alpha = \Delta T_\beta$, 将参数 $C_0 + B_0$ 消去, 可得到包晶层片共生生长界面过冷度 ΔT 与层片间距 λ 的关系 [10]:

$$\frac{\Delta T}{m} = Q^L \lambda V + \frac{a^L}{\lambda}, \quad (11)$$

其中

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_\alpha} - \frac{1}{m_\beta}, \quad (12a)$$

$$Q^L = \frac{P(1 + \xi)^2}{\xi D} (C_\beta - C_\alpha), \quad (12b)$$

$$a^L = 2(1 + \xi) \left(\frac{a_\alpha^L}{m_\alpha} - \frac{a_\beta^L}{\xi m_\beta} \right). \quad (12c)$$

方程(11)显示包晶共生生长和共晶共生生长界面过冷度与层片间距 λ 的关系具有相同的形式, 但是由于 $m_\alpha > m_\beta$, 所以(12a)式中的 m 为负值, 这与共晶合金中的 m 始终是正值有根本区别. 分析(11)式, 可以看到该式右侧诸参数 Q^L , λ 和 V 均恒为正值. 因此, 对给定的 V , ΔT - λ 的关系决定于 a^L 的符号^[10]. 若 a^L 为正, ΔT 在任何情况下均为负值, 此时包晶系层片共生生长是在负的过冷度下进行; 若 a^L 为负, ΔT 的符号则决定于(11)式右侧两项的相对大小, 若后者(曲率项)大于前者(成分过冷项), ΔT 为正, 反之, ΔT 为负. 由此可见, a^L 的符号对包晶共生生长界面行为具有重要的影响. 分析(12c)式可见, 随着 ξ 由0增大到无穷大, a^L 将由负变为正, 而 ξ 是由合金成分决定的. 因此, 存在一个临界的成分 C^* , 使 $a^L = 0$. 为确定 C^* 的大小, 令

$$2(1+\xi)\left(\frac{a_\alpha^L}{m_\alpha} - \frac{a_\beta^L}{\xi m_\beta}\right) = 0. \quad (13)$$

求解方程(13)发现临界成分为

$$C^* = \frac{C_\beta - C_\alpha}{C_p - C_\alpha} C_p + \frac{C_p - C_\beta}{C_p - C_\alpha} C_\alpha - \frac{C_\beta - C_\alpha}{1 - \frac{L_\beta}{L_\alpha} \frac{\sigma_{\alpha L}}{\sigma_{\beta L}} \frac{m_\alpha}{m_\beta} \frac{\sin \theta_{\beta L}}{\sin \theta_{\alpha L}}}. \quad (14)$$

2 结果与讨论

利用(14)式对 Fe-Ni 合金进行计算发现, Fe-Ni 合金的临界成分为 4.20%Ni, 计算所用的物性参数见表 1, 其中 α 代表 Fe-Ni 合金中的初生相 δ 铁素体, β 代表包晶相 γ 奥氏体. 当合金成分大于 4.20%Ni 时, $a^L > 0$, 包晶共生生长的界面过冷度为负, 即共生生长处于过热状态; 当合金成分小于 4.20%Ni 时, $a^L < 0$, 层片间距 λ 较小时过冷度为正, 层片间距 λ 较大时过冷度为负; 而当合金成分为 4.20%Ni 时, $a^L = 0$, 过冷度与层片间距 λ 成正比, 为一条直线, 如图 3.

表 1 Fe-Ni 合金的物性参数

符号	定义	取值	文献
T_p	包晶反应温度	1790.4 K	[12]
C_α	T_p 温度时初生相 α 成分	3.83%Ni (原子分数)	[12]
C_β	T_p 温度时包晶相 β 成分	4.33%Ni (原子分数)	[12]
C_p	T_p 温度时液相成分	4.91%Ni (原子分数)	[12]
k_α	α 相平衡溶质分配系数	0.78	[12]
k_β	β 相平衡溶质分配系数	0.88	[12]
m_α	α 相液相线斜率	-4.61 K/% (原子分数)	[16]
m_β	β 相液相线斜率	-2.16 K/% (原子分数)	[16]
Γ_α	α 相 Gibbs-Thomson 系数 $\Gamma_\alpha = (T_p/L)_\alpha \sigma_{\alpha L}$	1.93×10^{-7} K·m	[17]
Γ_β	β 相 Gibbs-Thomson 系数 $\Gamma_\beta = (T_p/L)_\beta \sigma_{\beta L}$	2.37×10^{-7} K·m	[17]
$\theta_{\alpha L}$	液相和 α 相接触角	50.5°	[18]
$\theta_{\beta L}$	液相和 β 相接触角	61.9°	[18]
D	T_p 温度液相中 Ni 的扩散系数	5.2×10^{-9} K·s/m ²	[16]

根据两相共生生长稳定性的假设^[4], 共生生长在 ΔT 随 λ 逐渐增大时, 即 $d\Delta T/d\lambda > 0$ 时才能稳定进行. 对包晶共生生长要满足这种条件, 需要 $a^L > 0$, 并且层片间距范围在零到最大的过冷度(最小的过热度)所对应的层片间距 λ_m' 之间, 而当 $a^L < 0$ 时, $d\Delta T/d\lambda$ 一直小于零所以不能得到稳定的包晶共生生长, 如图 3. 此外, 与共晶共生生长不同, 包晶系的最小过热度变化区

间非常大,合金成分的微小变化就会引起 λ'_m 的急剧变化,例如合金成分仅从 4.25%Ni 增加到 4.30%Ni, λ'_m 便由 48 μm 增加到 156 μm . 这可能是实验中得到的包晶共生生长的层片间距变化范围非常大的原因 [12]. 此外,实验中发现包晶共生生长在 $a^L < 0$ 或者 $d\Delta T/d\lambda < 0$ 时也可能稳定存在,仔细分析图 3 发现,这也与包晶共生生长的 $\Delta T - \lambda$ 曲线的特点有关. 仔细观察图 3 中 Fe-4.3%Ni 和 Fe-4.25%Ni 曲线发现, $d\Delta T/d\lambda$ 在 λ'_m 附近很大的层片间距范围内都非常接近零,特别是凝固速度减小时, $d\Delta T/d\lambda$ 在 λ'_m 附近接近零的区间更大,如图 4(a). 在这种情况下,包晶共生生长也可以稳定存在,这可能是包晶共生生长不满足共生生长形态稳定性假设的原因. 此外,对于 $a^L < 0$ 的合金,当凝固速度减小,随着层片间距的增大, $d\Delta T/d\lambda$ 由小于零逐渐趋近于零,这说明在 $a^L < 0$ 的情况下也同样可能得到包晶系共生生长,这在模拟中也已经得到了证实 [12].

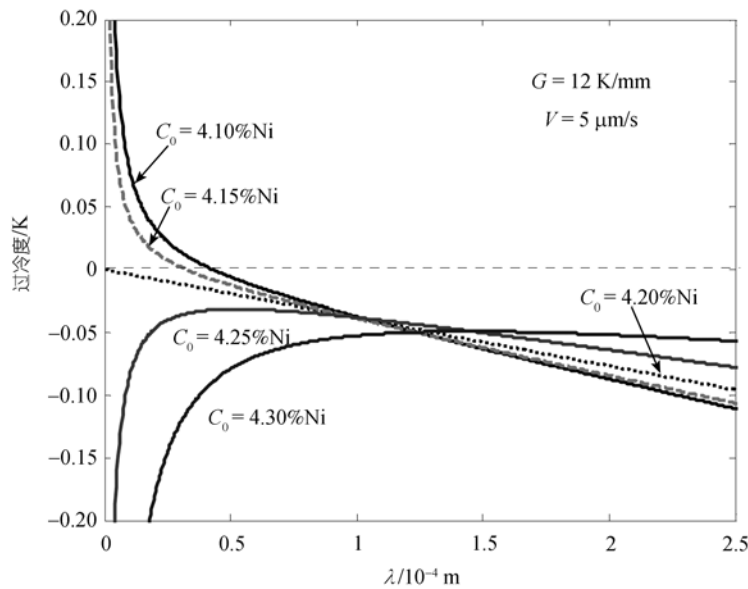


图 3 Fe-Ni 包晶合金共生生长界面过冷度随层片间距变化曲线

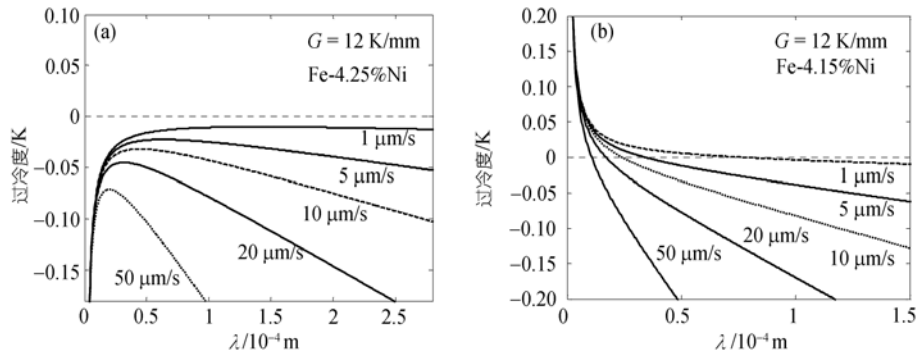


图 4 凝固速度对 Fe-Ni 合金共生生长界面过冷度的影响

(a) Fe-4.25%Ni; (b) Fe-4.15%Ni

在 Fe-Ni 合金的定向凝固过程中发现,包晶共生生长过程中在 L- δ - γ 三相交接点附近存在包晶反应 [14], 并且共生生长界面温度确实高于包晶温度 T_p , 即包晶系共生生长确实是在过热

状态下进行的, 这与傅恒志等人^[13]的研究结果是一致的. 以Fe-4.3%Ni合金 5 $\mu\text{m/s}$ 的共生生长为例, 如果忽略包晶反应的过冷度, 发现共生生长界面比 T_p 高 0.02 K左右. 在理论模型计算中, 虽然Fe-4.3%Ni合金 5 $\mu\text{m/s}$ 的共生生长确实是在过热状态下, 但是计算所得的最小过热度也在 0.05 K左右, 大于实验中观察的 0.02 K, 如图 3. 这种差别可能来自于计算所用的物性参数的不准确以及模型的简化假设, 其中最主要的是假设包晶共生生长过程中包晶相变进行完全. 在实际凝固过程中, 固相中溶质的扩散过程是很慢的, 即使是在慢速定向凝固过程中, 包晶反应也很难进行完全, 所以初生相的实际体积分数总是比依据平衡相图计算的要大.

由此可见, 由于包晶反应的不完全性, 假设包晶共生生长过程中包晶反应完全进行是不合适的, 将会与实际情况产生很大的偏差, 因此有必要对包晶共生生长模型进行改进, 考虑包晶反应不完全性的影响.

3 考虑包晶反应的包晶共生生长模型

分析(11)和(12)式发现, 包晶反应的不完全性将主要影响初生相的体积分数. 因此对包晶共生生长模型的改进应主要考虑包晶反应的不完全性对初生相体积分数的影响.

在第一节推导包晶共生生长模型过程中, 初生相体积分数 f_α 完全按平衡相图计算, 即

$$f_\alpha = \frac{C_p - C_0}{C_p - C_\alpha} - \frac{C_p - C_\beta}{C_p - C_\alpha} \frac{C_0 - C_\alpha}{C_\beta - C_\alpha}. \quad (15)$$

而在实际凝固过程中, 包晶反应是一个复杂的动力学过程, 很难全面、精确地描述包晶反应不完全性对包晶共生生长的影响, 但是可以简单地认为在稳态包晶共生生长过程中包晶反应只完成了完全平衡状态时的一定比例, 即假设只有分数为 ψ 的初生相发生了包晶反应, 这样在包晶共生生长过程中初生相的总体积分数为

$$f'_\alpha = \frac{C_p - C_0}{C_p - C_\alpha} - \psi \frac{C_p - C_\beta}{C_p - C_\alpha} \frac{C_0 - C_\alpha}{C_\beta - C_\alpha}. \quad (16)$$

图 5 为包晶反应完成的分数与初生相 α 体积分数的关系. 由图 5 可以看到, 随包晶反应完成程度的不同, 初生相 α 的体积分数可在很大的区间内变化, 特别是对过包晶合金 Fe-4.4%Ni, 当包晶反应进行的不完全时, 初生相 α 的体积分数可在 0~0.47 之间变化, 完全有可能出现共生生长. 而按平衡凝固理论计算中认为此时 α 相体积分数为 0, 即不可能发生两相共生生长.

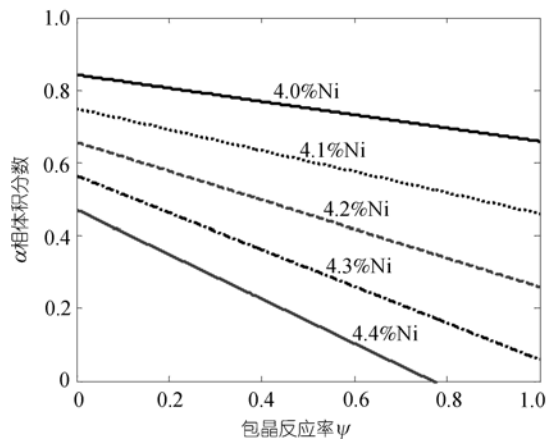


图 5 初生相体积分数与包晶反应完成程度的关系

共生生长也可能稳定进行. 这为目前实验中得到的共生生长不满足共生生长形态稳定性假设之间的矛盾提供了一种解释.

(iii) 通过考虑包晶反应的影响对包晶共生生长模型进行了改进, 将包晶反应不完全性引入到包晶共生生长模型中, 发现包晶反应完成完全平衡状态的 60%~80%时理论预测与 Fe-Ni 合金共生生长的实验结果吻合很好.

参 考 文 献

- 1 Jackson K A, Hunt J D. Lamellar and rod eutectic growth. *Trans Met Soc AIME*, 1966, 236: 1129—1142
- 2 李金富, 周尧和. 界面动力学对共晶生长过程的影响. *中国科学 E 辑: 工程科学 材料科学*, 2005, 35(5): 449—458
- 3 李双明, 马伯乐, 李晓历, 等. 定向凝固下共晶合金中相的竞争生长. *中国科学 E 辑: 工程科学 材料科学*, 2005, 35(5): 479—489
- 4 Orera V M, Merino R I, Pardo J A, et al. Microstructure and physical properties of some oxide eutectic composites processed by directional solidification. *Acta Mater*, 2000, 48(18-19): 4683—4689 [\[DOI\]](#)
- 5 Yang J M, Jeng S M, Bain K, et al. Microstructure and mechanical behavior of in-situ directional solidified NiAl/Cr(Mo) eutectic composite. *Acta Mater*, 1997, 45: 295—305 [\[DOI\]](#)
- 6 Busse P, Meissen F. Coupled growth of the peritectic α - and the peritectic γ - phases in binary titanium aluminides. *Scripta Mater*, 1997, 36(6): 653—658 [\[DOI\]](#)
- 7 Lee J H, Verhoeven J D. Peritectic formation in the Ni-Al system. *J Crystal Growth*, 1994, 144(3): 353—366 [\[DOI\]](#)
- 8 Nagashio K, Takamura Y, Kuribayashi K. Coupled growth in the peritectic Nd-Ba-Cu-O system from highly undercooled melt. *Scripta Mater*, 1999, 41(11): 1161—1167 [\[DOI\]](#)
- 9 Kerr H W, Kurz W. Solidification of peritectic alloys. *Int Mater Rev*, 1996, 41(4): 129—164
- 10 Boettinger W J. The structure of directionally solidified two phase Sn-Cd peritectic alloys. *Metall Trans A*, 1974, 5: 2023—2031
- 11 Vandyoussefi M, Kerr H W, Kurz W. Two-phase growth in peritectic Fe-Ni alloys. *Acta Mater*, 2000, 48(9): 2297—2306 [\[DOI\]](#)
- 12 Dobler S, Lo T S, Plapp M, et al. Peritectic coupled growth. *Acta Mater*, 2004, 52(9): 2795—2808 [\[DOI\]](#)
- 13 傅恒志, 骆良顺, 苏彦庆, 等. 包晶合金定向凝固中的共生生长问题. *中国有色金属学报*, 2007, 17(13): 349—359
- 14 Su Y Q, Luo L S, Li X Z, et al. Well-aligned in situ composites in directionally solidified Fe-Ni peritectic system. *Appl Phys Lett*, 2006, 89: 231918 [\[DOI\]](#)
- 15 Kurz W, Fisher D J. *Fundamentals of solidification*. Switzerland: Trans Pub Ltd, 1989. 94—106
- 16 Dobler S, Kurz W. Phase and microstructure selection in peritectic alloys under high G - V ratio. *Z Metallkd*, 2004, 95(7): 592—595
- 17 Vandyoussefi M, Kerr H W, Kurz W. Directional solidification and δ/γ solid state transformation in Fe-3%Ni alloy. *Acta Mater*, 1997, 45(10): 4093—4105 [\[DOI\]](#)
- 18 Sumida M. Evolution of two phase microstructure in peritectic Fe-Ni alloy. *J Alloys Compd*, 2003, 349(1): 302—310 [\[DOI\]](#)