

急冷快速凝固过程中液相流动与组织形成的相关规律^{*}

徐锦锋 魏炳波

(西北工业大学应用物理系, 西安 710072)

(2004 年 1 月 31 日收到 2004 年 3 月 16 日收到修改稿)

研究了 Fe-58wt%Sn 过偏晶合金的急冷快速凝固和组织形成特征. 实验发现, Fe-Sn 过偏晶合金的急冷快速凝固组织由规则排布的纤维状 β -Sn 相和分布其间的 α -Fe 相及少量金属间化合物相组成, β -Sn 相的几何排列方向与合金条带表面成 0—15° 的夹角. 根据急冷条件下金属熔体的热传导方程和 Navier-Stokes 方程, 对过偏晶合金的凝固行为和组织形成过程进行了理论分析, 揭示出熔体内部的动量传输对过偏晶合金的液相分离行为具有显著的影响. 两相分离发生于液池底部约 200 μ m 的急冷区内, 分离的 L_2 液滴在辊面驱动的剪应力作用下发生变形, 通过碰撞聚合或搭接凝并, 最后凝固成纤维状组织. 由于冷却速率大, 较高温度下发生的包晶转变受到抑制, 从而使部分亚稳相一直保留到室温, 形成与平衡组织不同的相结构.

关键词: 液态, 相分离, 液相流动, 快速凝固, 晶体生长

PACC: 6125M, 6150J, 6155H, 6470D

1. 引 言

合金熔体快速凝固过程中组织形成规律的研究一直是凝聚态物理和材料科学共同关注的重要研究课题之一^[1-8]. 单辊技术可使液态金属获得较大的冷却速率, 实现瞬间形核、生长, 从而获得无偏析的凝固组织. 由于通过实验直接测定冷却速率往往存在一定的难度, 许多研究者^[9-15]对金属熔体急冷快速凝固过程的各种物理参量如温度场、速度场和冷却速率等进行了数值计算, 获得了一些重要的研究成果. 但其研究内容主要是针对非晶合金和纯金属而展开的. 对于急冷条件下过偏晶合金的快速凝固行为的研究却很有限.

本文在实验观察和分析的基础上, 将热传导方程、连续性方程和 Navier-Stokes 方程相耦合并引入动力学黏度系数、结晶潜热、压力和辊轮速度等参数, 对单辊法制备 Fe-58wt%Sn 过偏晶合金的传热与熔体流动进行了理论分析. 通过求解合金条带的冷却速率、流体速度矢量场和剪应力等参量, 探讨了

各物理量与过偏晶合金凝固组织之间的内在联系, 揭示出急冷 Fe-58%Sn 过偏晶合金条带中纤维状组织的形成机制.

2. 实验方法

Fe-58wt%Sn 过偏晶合金用高纯 Fe(99.99%) 和 Sn(99.999%) 在超高真空电弧炉中熔配而成. 样品约 1.0g. 实验过程中, 把样品放入底部开有 $\Phi 0.6$ —1.5 mm 喷嘴的 $\Phi 16 \times 150$ mm 石英试管中, 再将试管置入配有真空罩的辊轮顶部, 抽真空至 2.0×10^{-2} Pa 后充高纯 He(99.995%) 气至 10^5 Pa. 反复“抽真空—充 He 气”3—5 次之后, 使用高频感应熔炼设备加热样品, 使其熔化并过热 200 K 以上, 保温 5—10min 后, 向石英管中吹入高压 Ar 气, 液态合金迅速喷敷在高速旋转的 Cu 辊表面, 快速凝固成厚度约 60 μ m、宽度 5mm 和长度 50—80mm 的 Fe-58wt%Sn 过偏晶合金条带. 实验装置和计算区域如图 1 所示.

实验结束后, 将合金条带抛光腐蚀, 所用腐蚀剂

^{*} 国家自然科学基金(批准号 50121101, 50395105 和 50271058)和霍英东教育基金(批准号 71044)资助的课题.

为“5gFeCl₃ + 100mlHCl + 100mlH₂O”的水溶液.合金条带尺寸及组织形貌用 XJG-05 型光学显微镜和 ARMRAY-1000B 型扫描电镜进行观测和分析.

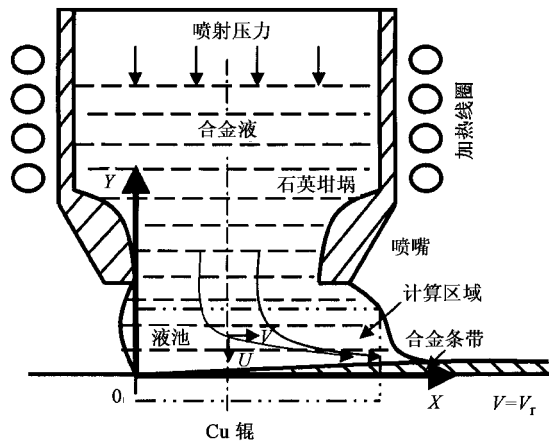


图1 实验装置和计算区域简图

3. 实验结果

Fe-Sn 二元合金相图如图 2 所示^[16]. 与普通二元偏晶合金相比, Fe-58%Sn 过偏晶合金在液固转变过程中具有多种类型的相变, 组织的形成具有一定的复杂性. 在平衡凝固条件下, 当高温熔体的温度降至约 1658K 时, 合金熔体处于亚稳状态, 温度稍低于该温度时, 母液会分离出第二液相 L₂ 相. 随着温度的进一步降低, 第二相的体积分数不断增大. L₁ 和 L₂ 相的成分分别沿难混溶区两侧的液相线向低温方向变化. 温度趋近 1403K 时, L₁ 和 L₂ 相的重量分数分别达到 74.7% 和 25.3%, 对应的成分各为 48.8% Sn 和 85.1% Sn. 当温度稍稍低于 1403K 时, L₁ 相发生 L₁ → α-Fe + L₂ 的偏晶转变. α-Fe 在母液中形核, 往往以枝晶方式生长. 随着温度的继续下降, 过饱和的 L₂ 相会析出少量的 Fe 原子, 同时 α-Fe 中的 Sn 含量会有所增大, 从而使 α-Fe 相的体积分数有所增大. 温度降至 1183K 时, α-Fe 相与富 Sn 的 L₂ 相发生包晶反应, 即 α-Fe + L₂ → Fe₅Sn₃. 由于包晶点的成分为 56.1% Sn, 故包晶反应之后 L₂ 相稍有剩余, 约为 4.6%. 随后, 由于 L₂ 相溶解度曲线变陡, Fe₅Sn₃ 相成分几乎保持恒定, 因而两相体积分数变化不大. 温度再降至 1079K 时, 发生 Fe₅Sn₃ + L₂ → Fe₃Sn₂ 的包晶反应, 此时 Fe₅Sn₃ 相稍有剩余, 而 L₂ 相已消耗完毕. 温度进一步降至 1038K 时, Fe₅Sn₃ 相发生共析

反应, 即 Fe₅Sn₃ → α-Fe + Fe₃Sn₂. 当温度最后降至 880K 时, 发生 Fe₃Sn₂ → α-Fe + FeSn 的共析反应. 故室温下的平衡凝固组织应为 α-Fe + FeSn 两相混合组织.

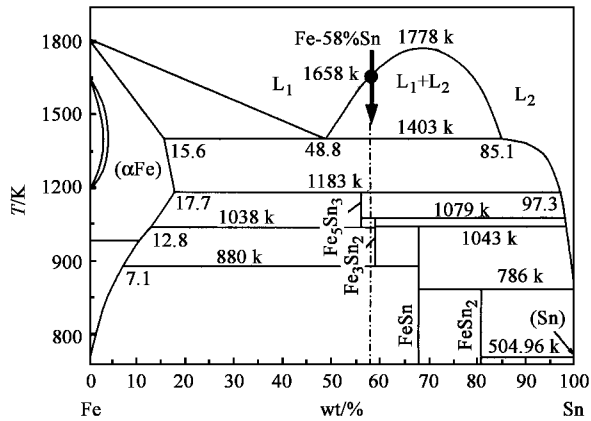


图2 合金成分在 Fe-Sn 相图^[16]中的位置

上述相变过程仅是建立在平衡相变热力学基础上的, 没有考虑对偏晶合金凝固过程有着显著影响的各种动力学因素, 如相间密度差、润湿性、冷却速率、温度梯度等. 实际上, 在各种动力学因素的支配下, Fe-Sn 偏晶合金的相结构和组织形成过程远比平衡相图所预示的结晶过程要复杂得多. 而且, 在快速凝固条件下, 晶体的形核、生长和相分离机制均发生了显著的变化, 从而形成与平衡凝固条件下不尽相同的相结构和组织形态.

3.1. Fe-58%Sn 合金的相选择特征

在快速凝固条件下, 由于冷却速率很大, 合金条带整体过冷度较大, 晶体的形核、生长均发生很大的变化, 固液界面前沿的局部平衡可能被打破, 从而获得特殊的相结构和组织形貌. 图 3 为 Fe-58%Sn 合金快速凝固条带的 XRD 分析图谱. 由图可知, 合金条带快速凝固组织主要由 α-Fe 和 β-Sn 相组成, 同时含有少量 Fe_{1.3}Sn, FeSn 和 FeSn₂ 相. 与平衡条件下的相结构相比, 除了形成 α-Fe, β-Sn, FeSn₂ 和 FeSn 相之外, 还形成了具有六方晶体结构的亚稳 Fe_{1.3}Sn 相^[17]. 按照相变热力学原理, β-Sn 相为高温液相分离的产物, 而 FeSn₂ 和 FeSn 则是较低温度下固态相变的产物. 这表明, 在急冷快速凝固条件下, 继偏晶反应之后所发生的包晶反应在很大程度上受到抑制, 从而使高温下业已分离出来的 β-Sn 相和 α-Fe 相大量保存下来. 在 α-Fe 相和 β-Sn 相的界面处发生了有限的包晶转变而形成少量的 FeSn 相. 考虑到

$Fe_{1.3}Sn$ 相和 $FeSn$ 相原子浓度和电子浓度十分接近, 在快速包晶转变过程中 $Fe_{1.3}Sn$ 相存在较大的析出趋势, 因而生成了一定数量的亚稳的 $Fe_{1.3}Sn$ 相. 少量 $FeSn_2$ 相的形成是 $FeSn$ 与 $\beta-Sn$ 发生低温包晶转变的产物. 另外, 由于 $\alpha-Fe$ 和 $\beta-Sn$ 相中均固溶了较多的异质原子, 使两相的衍射峰均产生一定程度的偏移. 因此, 在急冷快速凝固条件下, $Fe-58\%Sn$ 合金于平衡条件下惯常发生的包晶、共析转变在很大程度上被抑制, 形成了以过饱和的 $\alpha-Fe$ 和 $\beta-Sn$ 相为主相的快速凝固组织.

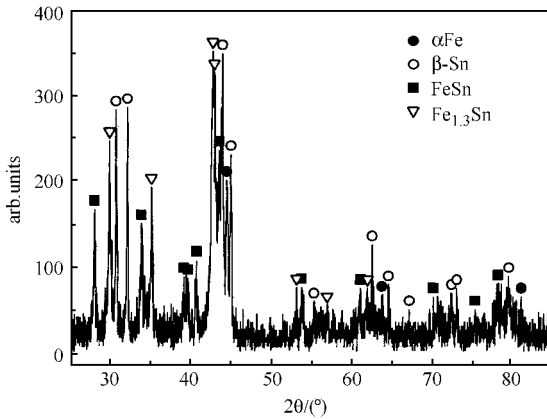


图3 $Fe-58.8wt\%Sn$ 合金条带 XRD 分析图谱

3.2. 快速凝固组织特征

$Fe-58\%Sn$ 过偏晶合金条带的快速凝固组织如图4所示. 图中组织十分细密, 未产生明显的宏观偏析. 按照化学浸蚀原理, 在 $FeCl_3$ 的盐酸水溶液中, 富 Fe 相更容易被腐蚀, 在 SEM 下呈灰黑色, 而富 Sn 相不容易被腐蚀, 因而在 SEM 下呈灰白色. 根据 XRD 分析, 合金条带的凝固组织主要由均匀细小的

$\alpha-Fe$ 、 $\beta-Sn$ 相及少量金属间化合物组成. 其中 $\alpha-Fe$ 相和少量的 $FeSn$ 以及 $Fe_{1.3}Sn$ 相中的含 Fe 量均高于 $\beta-Sn$ 相, 并且 $FeSn$ 和 $Fe_{1.3}Sn$ 相是高温 $\alpha-Fe$ 与 $\beta-Sn$ 经包晶反应转变而成. 根据晶体生长理论和包晶转变机理不难得知, 图中灰黑色区本质上反映了高温 $\alpha-Fe$ 的形貌特征和分布情况. 只是由于 $FeSn$ 和 $Fe_{1.3}Sn$ 相成分十分接近, 且晶粒尺寸非常细小, 因而对腐蚀液的敏感性差异不大, 加之含量少, 很难用现有腐蚀技术把它们精确地区别开来. 为了便于分析凝固机理, 本文将包括 $\alpha-Fe$ 及少量 $Fe_{1.3}Sn$ 和 $FeSn$ 的灰黑色区用主相 $\alpha-Fe$ 来表征, 而把富 Sn 的灰白色区标定为 $\beta-Sn$ 相, 如图4(b)(c)所示. 可以认为, 极少量富 Sn 的 $FeSn_2$ 存在于 $\beta-Sn$ 相的外围, 成为灰白色相区的一部分.

图4(a)为合金条带纵截面组织形貌. 辊面附近晶粒非常细小, 尺寸在 $0.1-0.5\mu m$ 范围, 分布十分均匀, 构成条带中的激冷细晶区, 其厚度仅 $5\mu m$ 左右. 随离开辊面距离的增大, $\beta-Sn$ 相沿纵向尺寸逐渐变长, $\alpha-Fe$ 相分布其间. 晶体形貌由细小的等轴晶向沿纵向规则排列的长条状晶体形貌过渡. 图4(b)为(a)的放大, (b)中 $\beta-Sn$ 相呈长条状沿纵向规则排列, 分布十分均匀. (c)为条带横截面组织, 图中 $\beta-Sn$ 相呈团块状分布, 凝固组织似以细小、弥散分布的等轴晶为特征. 综合分析(b)(c)两幅剖面发现, 长条状晶体具有纤维状立体形貌. 显然, 横截面中的“等轴晶”实际上是对纤维状组织沿横向截切的结果. 因此, 在单辊急冷快速凝固条件下, $Fe-58\%Sn$ 合金条带的凝固组织由规则排列的纤维状 $\beta-Sn$ 相与分布其间的 $\alpha-Fe$ 相及少量金属间化合物构成. 纤维状晶体的几何排列方向与辊面线速度方向近乎平行而与热流方向相垂直.

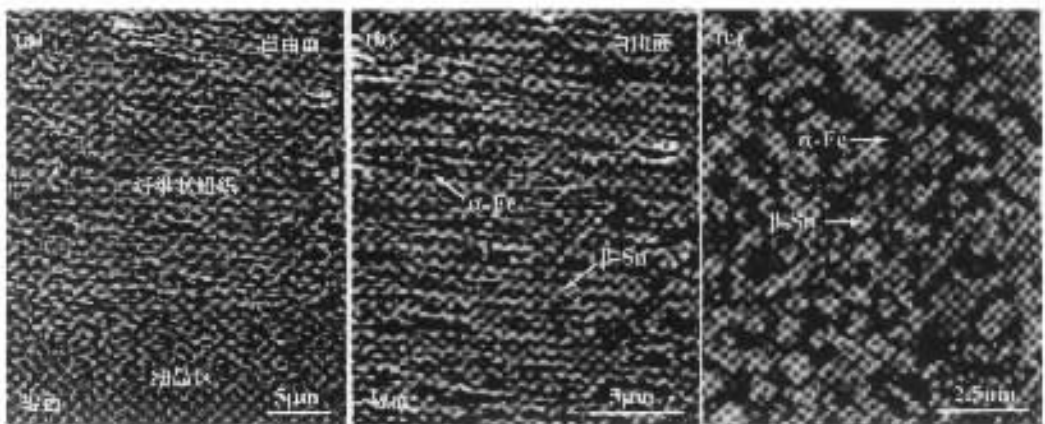


图4 $Fe-58.8\%Sn$ 合金条带的快速凝固组织 (a)纵截面组织形貌 (b)为(a)图的放大 (c)横截面组织形貌

4. 分析与讨论

通常, 类共晶的规则偏晶组织只有在定向凝固或大的凝固速率下才能获得^[18]. 其凝固特点是类共晶相逆热流方向生长, 即两相的排列方向与热流方向平行. 然而, 在单辊条件下却获得了与热流方向近乎垂直的规则纤维状组织. 该组织的形成主要与熔体的黏滞性流动有关. 为了揭示液相流动等因素对过偏晶合金凝固组织形成的影响, 本文将 Navier-Stokes 方程、连续方程和热导方程相耦合, 对液池中的流体流速场、剪应力和温度梯度等参量进行了理论计算. 在模型的建立过程中, 考虑了结晶潜热、熔体黏度和密度随温度的变化以及辊轮的二维动态传热等. 化简后的 Navier-Stokes 方程为

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial y} + V \frac{\partial V}{\partial x} = \nu(T) \nabla^2 V, \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial y} + V \frac{\partial U}{\partial x} = g + \nu(T) \nabla^2 U, \quad (2)$$

其中 V 和 U 分别为 x 和 y 方向的分速度, g 为重力加速度, $\nu(T) = \nu_0 \exp(E/RT)$ 为随熔体温度变化的动力学黏度系数^[19], $\rho(T) = \rho_0 + (T - T_0) \chi d\rho/dT$ 为随温度变化的熔体密度^[19].

连续性方程为

$$\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

熔体和固体热传导控制方程分别为

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial y} + V \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \frac{\partial T}{\partial X} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad (5)$$

式中 T 为温度, k 为热导率, α 为热扩散系数, $\alpha = k/(\rho(T)c_p)$, c_p 为热容, 采用表观热容法^[14]计入结晶潜热对传热过程的影响.

Navier-Stokes 方程和热传导方程的初始条件和边界条件采用了惠希东^[15]的处理方法. 条带厚度和熔体喷出速度随辊速的变化可用质量守恒定律来确定^[10]. 辊轮与熔体接触表面的传热按照牛顿方式进行, 即 $k \partial T / \partial y|_{y=0} = h_i (T_+ - T_-)$, 其中, T_+ 和 T_- 分别为熔体与辊轮接触界面熔体和辊轮一侧的温度, h_i 为界面换热系数, 当 $y = -r$ 时, $T = T_w$. 理论计算中所用参数见表 1.

4.1. 液相流动与组织形态的对应关系

图 5(a) 为 Fe-58% Sn 过偏晶合金在辊速 $V_r =$

20m/s 时的速度矢量场模拟结果. 矢量的方向为模拟单元中微元体的流动方向, 矢量的长度为微元体流动速度的大小. 图中, 愈接近辊面液相流动速度愈大, 流动方向愈趋向于和辊面线速度方向平行.

表 1 理论计算所用物性参数

物理量	数值
熔体的热导率 $\lambda_l / \text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$	47.7
固体的热导率 $\lambda_s / \text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$	71.1
偏晶反应结晶潜热 $\Delta H / \text{Jkg}^{-1}$	9996.5
界面换热系数 $\alpha_w / \text{Wm}^{-2} \text{K}^{-1}$	1.0×10^6
熔池高度 H / m	1.2×10^{-3}
辊轮半径 r / m	6×10^{-3}
液柱宽度 L / m	1.6×10^{-3}
喷嘴宽度 l / m	8×10^{-4}
辊轮热导率 $\lambda_w / \text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$	397
辊轮密度 ρ_w / kgm^{-3}	8.96×10^3
辊轮比热 $C_w / \text{JKg}^{-1} \text{K}^{-1}$	390
辊面线速度 V_r / ms^{-1}	20
气体常数 $R / \text{JK}^{-1} \text{mol}^{-1}$	8.3144
重力加速度 g / ms^{-2}	9.8

液相流线分布如图 5(b) 所示. 图中, 随熔池高度 y 的降低和水平距离 x 的增大, 流线切线与辊面之间的夹角 θ 逐渐减小. 下方的小三角表示业已凝固的合金条带. 在稳态下, 流体的流速仅是空间位置的函数. 图 5(b) 中的流线方向和图 5(c) 中的纤维状晶体的排布方向形成鲜明的对比. 这表明纤维状组织的形成是辊面驱动的液体流动形成的. 图 6(a) 为流线夹角 θ 随离开辊面距离 y 的变化关系. 图中理论计算的 θ 角与实测纤维状组织与条带表面之间的夹角基本一致, 其值在 $0-15^\circ$ 范围. 随离开辊面距离的增大, θ 角有所增大.

4.2. 剪应力对凝固组织形成的影响

液池中流体速度场的形成与液态金属的流体力学特性有着密切关系. 对牛顿流体而言, 相邻液膜间的剪应力 τ 可用牛顿黏滞定律来描述, 即

$$\tau = \eta \times \nabla V, \quad (6)$$

式中 η 为熔体动力学黏度系数, 它是温度的函数, ∇V 为剪切速率. 通过该式可求得辊面附近液池中的剪应力大小. 图 6(b) 为剪切速率 dV/dy 和剪应力 τ 随液池高度的变化. 愈靠近辊面, 剪切速率愈大, 剪应力亦愈大. 液膜间的相互作用愈显著, 愈易形成

纤维状组织.

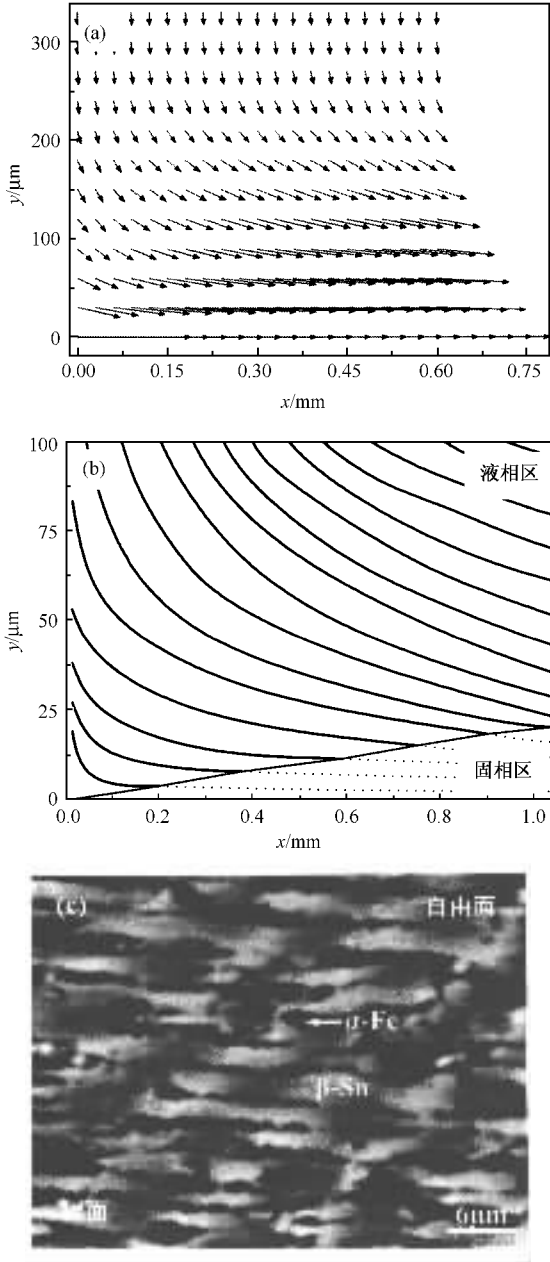


图5 流速矢量场、流线与纤维状组织的关系 (a) 流速矢量场 (b) 流线分布 (c) 纤维状组织

4.3. 冷却速率对凝固组织形成的影响

冷却速率对快速凝固组织的形成有着十分重要的影响. 图 7(a) 为通过理论计算得到的合金条带的冷却曲线. 计算得到的平均冷却速率为 $5.5 \times 10^6 \text{ Ks}^{-1}$. 而熔体/辊轮接触界面的液膜由于 Cu 辊的激冷作用最强, 冷却速率达 $1.6 \times 10^7 \text{ Ks}^{-1}$, 熔体形核率大, 在极短的时间即可形成几十至 400nm 的细小等轴晶而迅速凝固, 形成厚度约 $5\mu\text{m}$ 左右的激冷晶

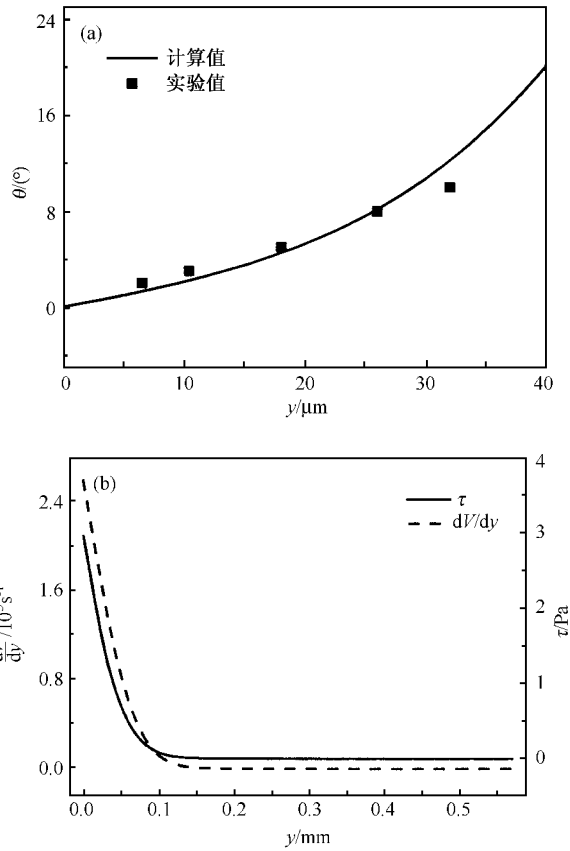


图6 流线角、剪切速率和剪切应力随液池高度的变化 (a) 流线角随液池高度变化 (b) 剪切速率、剪切应力随液池高度的变化

层. 尽管辊面处剪切应力最大, 但热传导占主导地位, 可见大的冷却速率有助于抑制纤维状组织的形成. 随着离开辊面距离的逐渐增大, 由于细小晶区结晶潜热的释放和凝固层热阻的影响, 冷却速率有所降低, 凝固时间亦稍有延长, 才形成了激冷晶层以外的纤维状组织.

4.4. 快速凝固组织的形成机理

Fe-58%Sn 过偏晶合金条带中纤维状组织的形成是过偏晶合金单辊快速凝固过程中呈现出来的特有现象. 其形成主要与偏晶合金液相分离和液池底部上下液膜间的剪应力的作用有关. 图 7(b) 为熔池中温度梯度 G 随离开辊面距离 y 的变化. 可知, 随离开辊面距离的增大, 温度梯度急剧减小, 当距离辊面 0.2mm 时, 温度梯度变化趋近于零. 这表明 Cu 辊的激冷作用范围可波及到距离辊面 $200\mu\text{m}$ 处. 当喷射出来的高温熔体下落至距离辊面约 $200\mu\text{m}$ 处时, 受铜辊的强制冷却, 温度急剧下降, 开始发生液相形核和两相分离, 形成首批 L_2 相液滴. 随着熔体

的快速下移, L_2 相液滴数量迅速增多, 体积分数不断增大. 同时, L_1 相在辊面驱动的剪应力的作用下迅速改变方向, 带动 L_2 液滴沿着流体流线方向运动. 在水平方向运动过程中, 夹在液膜之间的 L_2 液滴因其上下界面的剪切速率不同, 会受到上下两层液膜的剪应力(等同于一对力偶)和液池静压力的作用而发生体积变形, 从球状变为椭球状. 椭球体的长轴与流线平行, 如图 8 所示(图中 t 和 x 分别表示在不同时刻和 x 向位置时 L_2 液滴的动态变化过程). 形状的变化使 L_2 液滴之间的距离变短, 或碰撞聚合, 或相互搭接凝并, 从而变成体积较大而尺寸不等的柱状液滴(液柱). 这一凝并机理随 L_2 液柱在液池中沿水平方向行进距离的增大而增强, L_1 相夹于其间, 经偏晶凝固最后形成纤维状组织. 而且, 由于 L_2 液柱受流体速度矢量场和运动惯性的制约, 使纤维方向与条带表面形成 $0\text{--}15^\circ$ 范围的夹角. 因此, 大的冷却速率和熔体内部的剪应力是造成过偏晶合金中规则纤维状组织形成的主要因素.

另外, 由于液池底部冷却速率大、凝固时间短, 又受到辊面驱动的剪应力的强制作用, L_2 液滴的 Stokes 运动和 Marangoni 运动等相分离机制受到抑制, 组织的均匀性大幅度提高.

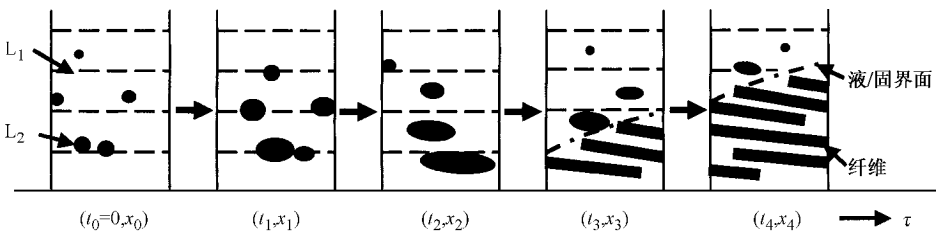


图 8 纤维状组织的形成机理

5. 结 论

1. Fe-58wt% Sn 过偏晶合金快速凝固组织由规则排布的纤维状 β -Sn 相和分布其间的 α -Fe 相及少量金属间化合物组成. 纤维方向与条带表面成 $0\text{--}15^\circ$ 的夹角. 纤维状组织细小、均匀, 没有产生宏观偏析.

2. 在急冷快速凝固条件下, 熔体内部的动量传输对过偏晶合金的液相分离行为具有显著的影响,

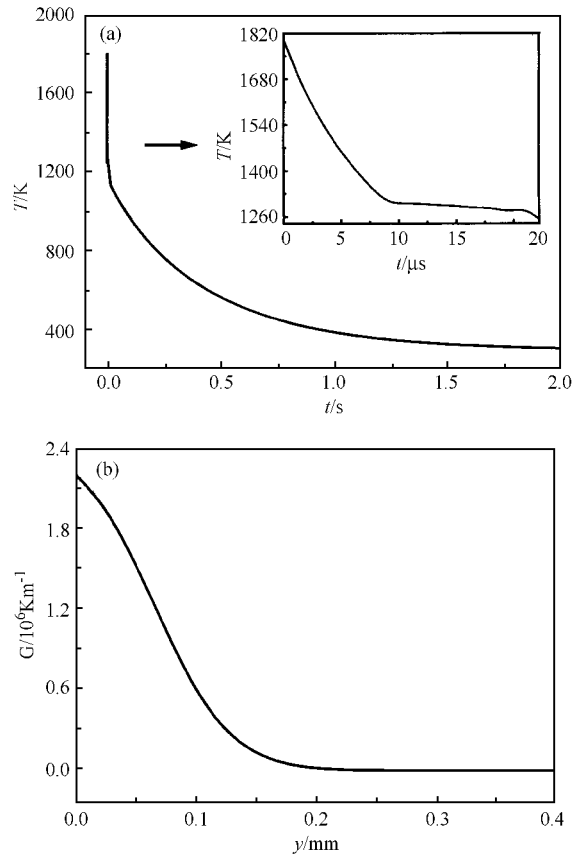


图 7 合金条带的冷却曲线及液池中温度梯度随离开辊面距离的变化 (a)合金条带的冷却曲线 (b)温度梯度的变化趋势

两相分离发生于液池底部约 $200\mu\text{m}$ 的急冷区内, 分离的 L_2 液滴在辊面驱动的剪应力的作用下发生变形, 通过碰撞聚合或搭接凝并, 最后凝固成纤维状组织.

3. 高温形成的 L_2 液相在随后的冷却过程中, 由于冷却速率大, 较高温度下发生的 $\alpha\text{-Fe} + L_2 \rightarrow \text{Fe}_5\text{Sn}_3$ 和 $\text{Fe}_5\text{Sn}_3 + L_2 \rightarrow \text{Fe}_3\text{Sn}_2$ 包晶转变在很大程度上被抑制, 从而使大部分 β -Sn 和 α -Fe 相一直保留到室温. 较低温度下 α -Fe 和 β -Sn 相在两相界面处相互作用的结果生成了少量的 $\text{Fe}_{1,3}\text{Sn}$, FeSn 及 FeSn_2 相.

- [1] Wang C P , Liu X J , Ohnuma I , Kainuma R , Ishida K 2002 *Science* **297** 990
- [2] Liu X R , Cao C D , Wei B B 2003 *Chin. Phys.* **12** 1266
- [3] Yao W J , Yang C , Han X J , Chen M , Wei B B and Guo Z Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 448 [姚文静、杨春、韩秀君、陈民、魏炳波、郭增元 2003 物理学报 **52** 448]
- [4] Wang N , Wei B 2003 *Mater. Sci. Eng. A* **345** 145
- [5] Amar M B , Brener E 1993 *Phys. Rev. Lett.* **26** 589
- [6] Bisang U , Bilgram J H 1996 *Phys. Rev. E* **54** 5309
- [7] Yao W J and Wei B B 2003 *Chin. Phys.* **12** 1272
- [8] Wang N , Zhang J , Wei B B and Dai G Z 2000 *Chin. Phys.* **9** 532
- [9] Wang G X and Matthys E F 1991 *Mater. Sci. Eng. A* **136** 85
- [10] Stanley A B , Daniel K A 1988 *Metall. Trans. B* **19B** 571
- [11] Gutierrez E M and Szekely J 1986 *Metall. Trans. B* **17** 695
- [12] Yu H 1987 *Metall. Trans. B* **18** 557
- [13] Sun Z and Davies H A 1988 *Mater. Sci. Eng.* **98** 71
- [14] Takeshita K and Shingu P H 1986 *Trans. Japn. Inst. Met.* **27** 454
- [15] Hui X D , Yang Y S , Chen X M and Hu Z Q 1999 *Acta metall. Sin.* **35** 1206 [惠希东、杨院生、陈晓明、胡壮麒 1999 金属学报 **35** 1206]
- [16] Massalski T B *et al* 1986 *Binary Alloy Phase Diagrams ASM International* **2** 1110
- [17] Yamamoto 1966 *J. Phys. Soc. Jpn* **21** 1058
- [18] Stöcker C and Ratke L 1999 *J. Cryst. Growth* **203** 582
- [19] Smithells 1984 *Smithells Metals Reference Book* **14** 6

Liquid phase flow and microstructure formation during rapid solidification *

Xu Jin-Feng Wei Bing-Bo

(Department of Applied Physics , Northwestern Polytechnical University , Xi ' an 710072 , China)

(Received 31 January 2004 ; revised manuscript received 16 March 2004)

Abstract

The characteristics of rapid solidification and microstructure formation of Fe – 50wt% Sn hypermonotectic alloy have been investigated. The rapid solidification microstructure is composed of regular arrays of fiber-like β -Sn phase , α -Fe phase distributed in fiber interspacings , and a small amount of metallic compounds. The angle between the fiber array and ribbon surface is within the range of 0—15°. According to the heat transfer equation and Navier-Stokes equation under melt – spinning condition , the solidification behaviors and microstructure formation processes are analyzed theoretically. It is revealed that the liquid phase flow has a remarkable effect on the phase separation of hypermonotectic alloy. This separation behavior occurs in the bottom of the melt puddle , which is about 200 μ m from roller surface , where the shapes of separated L_2 droplets are deformed by shear stress. The collision/stretch of the separated L_2 droplets finally leads to the formation of fiber-like microstructures. Due to the high cooling rate , the peritectic transformation at elevated temperatures is suppressed , thus resulting in the existence of some metastable phase at room temperature.

Keywords : liquid state , phase separation , fluid flow , rapid solidification , crystal growth

PACC : 6125M , 6150J , 6155H , 6470D

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50121101 , 50395105 and 50271058) and the Fok Ying – Tong Education Foundation (Grant No. 71044).