

切向流动对偏晶合金定向生长机理的影响*

王建元[†] 陈长乐 翟 薇 金克新

(西北工业大学理学院, 西安 710129)

(2009 年 11 月 27 日收到; 2009 年 12 月 8 日收到修改稿)

研究了静态和切向流动作用下对二氯苯-丁二腈(DCB-SCN)偏晶合金的定向凝固过程. 实验结果表明, 静态条件下, DCB 以小平面相方式生长, 随着抽拉速度的提高, DCB-SCN 偏晶凝固组织形貌发生液/固两相完全分离组织-规则纤维状共生组织-不规则弥散组织转变. 施加切向流动作用后, DCB 生长晶面出现胞状扰动, 并且偏晶共生纤维间距随流速的增高而变大, 但对于同一流速, 仍然满足 $\lambda V^{0.5} = \text{常数}$. 同时, 切向流动能够细化弥散偏晶组织中第二相颗粒尺寸, 这主要缘于流动引发的固液界面形态变化能够提高第二相液滴的形核率以及阻碍第二相液滴之间的凝并.

关键词: 切向流动, 小平面相, 偏晶合金, 对二氯苯-丁二腈

PACC: 8130, 8110, 6470D

1. 引 言

偏晶合金, 如 Cu-Pb, Al-In 等合金, 又称为难混溶合金, 是一类具有独特性质的合金. 偏晶反应时, 合金母液相转变为另一液相和固相. 由于反应中一产物为液相, 这类合金在正常条件下凝固时通常会发生分层而引起宏观偏析, 从而大大影响该合金的性能. 在定向凝固过程中, 第二相液滴的凝并现象较弱, 所以是一种重要的偏晶合金制备方法. 目前, 定向凝固偏晶合金的研究主要集中于以下两个方面: 一是对液相-液相分离过程的热力学和动力学研究^[1-7], 二是探求偏晶合金是否具有与共晶合金类似的共生行为. 同时, 能否通过凝固参数的改变而得到第二液相均匀弥散分布的偏晶组织也成为研究的热点^[8-10]. 已有的研究表明, 固液相间润湿情况、抽拉速度和固液界面温度梯度是控制偏晶凝固行为的重要参数. 但是, 由于偏晶反应比较复杂, 目前仍然没有被广泛接受的定向偏晶凝固理论, 而对于切向流动作用下的偏晶合金凝固机制研究更是不多见. 实际上, 偏晶反应界面处流动的引入, 很有可能对固液界面推进方式以及第二相液滴的迁移方式产生影响, 从而改变最终偏晶凝固组织特征.

本文选取对二氯苯-丁二腈(DCB-SCN)透明偏晶合金体系为研究对象, 实时观察研究了静态条件下偏晶组织形貌特征随抽拉速度的变化规律. 同时, 将切向流动引入偏晶凝固过程中, 分析流动作用对于偏晶纤维共生结构以及第二相弥散偏晶组织的影响规律. 基于实验结果, 对静态和切向流动作用下的偏晶凝固机制进行了理论分析.

2. 实验方法

实验在自行设计的实验装置内进行, 装置如图 1 所示. 该系统由定向凝固装置、液相流动发生装置及观测录像装置 3 部分组成. 样品室为水平放置的光学石英玻璃盒, 其长度为 80.0 mm, 宽度 24.0 mm, 厚度为 0.5 mm. 由于样品室垂直方向上的厚度很小, 所以样品近似为二维生长. 样品的抽拉速度由变频器控制的交流同步电机通过减速机构来控制, 范围是 0—150 $\mu\text{m/s}$. 利用精度为 0.1 K 的 MC300 型 PID 温度控制仪对样品室热端进行控制, 而冷端温度则利用冰水混合物使温度恒定在 273 K. 液相流动由外部旋转磁场驱动样品内部液相中的叶片实现, 流速由固液界面处示踪粒子的迁移速度测定.

实验选择 DCB-2.72 mol% SCN 偏晶点成分合金作为研究对象, 合金样品为高纯 SCN (99.99%)

* 国家自然科学基金项目(批准号:50702046)和西北工业大学科技创新基金(批准号:2008KJ02031)资助的课题.

[†] E-mail: wangjy@nwpu.edu.cn

和高纯蒸馏水制成. 当合金熔体温度为 324 K 时, 发生偏晶反应: $L_1 \rightarrow S_1(\text{DCB}) + L_2(\text{SCN})$. 其中, 固相产物 $S_1(\text{DCB})$ 为小平面晶体. 实验过程中, 无论有无切向流动, 通过调节热端温度, 使固液界面温度梯度 (G) 始终恒定在 4.0 K/mm, 抽拉速度 (V) 变化范围为 0—60 $\mu\text{m/s}$, 固液界面处施加 11.3 和 17.0 mm/s 两种流速 (U) 的切向流动.

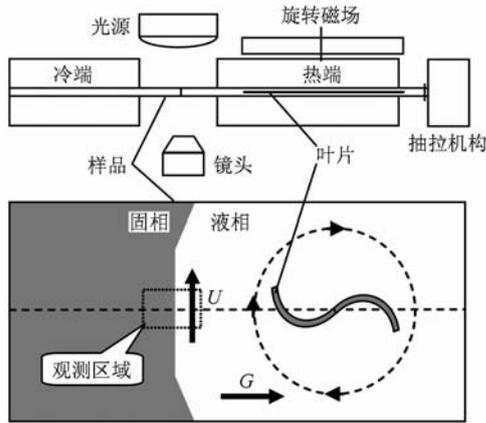


图1 实验装置示意图

3. 实验结果与分析

3.1. 固液界面形态变化特征

图2给出了静态条件下固相产物 DCB 相随抽拉速度的变化规律. 可以看出, 在较低的抽拉速度下, 固相产物 DCB 以单一晶面方式生长, 界面宏观上表现为平界面形态, 如图 2(a) 所示. 当抽拉速度 V 达到 4.2 $\mu\text{m/s}$ 时, DCB 界面出现了多晶面生长. 从图 2(b) 中可以看出, 固液界面处出现了 I, II 和 III 这三个沿不同生长方向的晶面, 并且两两晶面之间呈钝角生长. 当抽拉速度进一步增大至 20.0 $\mu\text{m/s}$ 时, 此时部分晶粒的晶面 III 消失, 而晶面 I 和 II 被保留下来. 这两簇晶面之间相交成锐角生长, 外在形

态表现为棱角尖锐, 棱边平直. 当抽拉速度达到 50.4 $\mu\text{m/s}$ 时, 晶面 III 全部消失, 同时, 固液界面上固相 DCB 晶粒数目越来越多, 局部各个晶粒之间取向一致, 平行生长, 如图 2(c) 所示.

出现晶面消失的原因是 DCB 属于小平面晶体, 在其生长过程中, 固相与液体的界面在一定生长速度内为平整界面, 平整界面有着很强的晶体学特性. 由于不同晶面上原子密度和晶面间距的不同, 故液相原子向不同晶面上堆砌的能力也各不相同. 因此在相同的条件下, 各簇晶面的生长速度也各不相同. 液相原子比较容易向排列松散的晶面上堆砌, 而难于在密排晶面上附着. 抽拉速度越大, 松散晶面与密排晶面的生长速度差异也就越大, 速度差异增大的最终结果是导致快速生长的松散面逐渐隐没, DCB 晶体表面逐渐为密排面所覆盖. 故在显微尺度上, 晶体的生长表面由一些棱角分明的密排小晶面组成. 由上述分析可知, 对于 DCB 晶体, 晶面 III 是生长速度最快的松散面, 而晶面 I 和 II 是生长速度较慢的密排面.

在固液界面处施加切向流动后, 流动对宏观界面形貌的影响主要表现在 DCB 相“宏观平界面-多晶面”小平面生长临界转变生长速率的提高. 在各个流速的切向流动作用下, 这一转变速率均保持在 4.8—6.0 $\mu\text{m/s}$ 之间, 比静态作用下的 4.2 $\mu\text{m/s}$ 略有提高. 平界面失稳后, 固相界面仍然分裂成与静态条件下相同取向的 3 个晶面簇生长. 显然, 切向流动对于这种小平面晶体宏观平界面的稳定作用不如非小平面晶体那么显著^[11,12], 这是由于小平面和非小平面晶体的结构差异所决定的. 小平面晶体具有较高的熔化熵, 界面能和原子沉积动力学具有显著的各向异性, 而受外界浓度场和温度场的影响相对较小.

虽然切向流动没有改变 DCB 小平面的生长特性, 但是切向流动作用对于某一确定晶面的生长能够产生明显扰动作用. 图 3 给出了低抽拉速度下

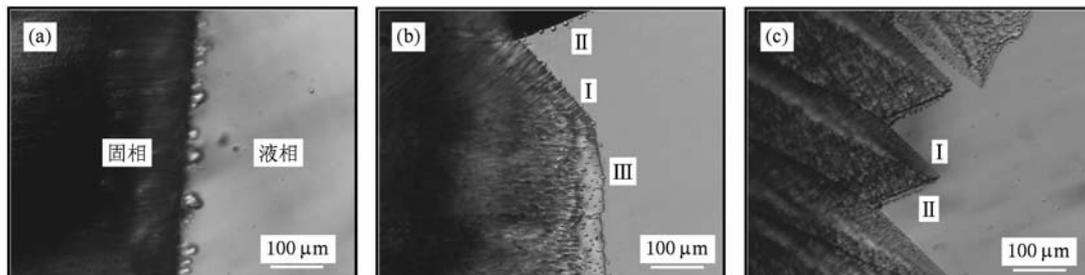


图2 静态条件下不同抽拉速度下 DCB 固液界面宏观形貌 (a) $V = 1.4 \mu\text{m/s}$, (b) $V = 4.2 \mu\text{m/s}$, (c) $V = 50.4 \mu\text{m/s}$,

有无流动作用时的局部界面特征. 静态条件下, DCB 晶面 I, II 和 III 的棱边平直, 即便是在放大图中几乎也看不出任何起伏和扰动, 如图 3(a), 3(b) 所示. 当流速 U 为 11.3 mm/s 时, 从图 3(c), 3(d) 可以看出, 晶面 III 边缘处高低起伏, 且棱边粗糙, 并且具有胞状特征. 但是, 这种胞状生长特征在这一流速下只是发生在晶面 III 上, 而对于相对密排结构的晶面, 仍然保持平直状态. 随着抽拉速度的提高, 晶面 III 趋于消失, 此时切向流动集中作用于密排生长的晶面. 当流速 U 达到 17.0 mm/s, 抽拉速度为 $50.4 \mu\text{m/s}$ 时, 原子密排晶面 I 也出现了锯齿形的起伏, 如图 3(e), 3(f) 所示.

上述实验结果表明, 虽然流动作用不能够消除 DCB 相生长过程中各不同晶面簇之间的差异, 改变其小平面的生长特征, 但容易使某些晶面液固界面微区出现起伏和扰动. 相比较而言, 原子松散排

列的晶面 III 最容易受到改变. 这是因为在各不同簇晶面中, 晶面 III 液固界面粗糙程度最大, 最接近于非小平面的晶体. 同时, 切向流动方向也完全平行于该晶面生长方向, 所以流动对这一晶面生长作用显著. 随着流速的提高, 这一改变作用也可以涉及原子密排晶面 I. 低抽拉速度下晶面簇 III 的类似胞状生长和高抽拉速度下晶面 I 的微弱起伏, 均证明流动能够影响液固界面的原子沉积动力学, 从而局部改变固液界面形貌. 切向流动能够加速液相内原子的迁移运动与溶质传输, 使固液界面附近的原子排列紊乱, 液相中的原子碰撞界面的频率增大, 固液界面原子层变厚, 同一晶面内固液界面处粗糙程度随之增加. 粗糙界面显露着大量合适的生长位置, 以供不断来自液相的原子沉积. 此时, 在晶面内固液界面处, DCB 相的生长按类似粗糙界面的连续长大方式进行, 最终形成了这一晶面内部类似于胞晶的微观组织形态.

3.2. 静态和切向流动作用的偏晶凝固组织特征

3.2.1. 偏晶组织形态选择

图 4 给出了不同流速下的 DCB-SCN 偏晶组织形态随抽拉速度的形貌选择图. 从图中可以看出, 静态条件下, $V \leq 0.7 \mu\text{m/s}$ 时, 第二相液滴形核后堆积在固液界面前沿, 与固相界面无相对运动, 此时偏晶产物为完全分离的 DCB 固相和 SCN 第二相液滴, 如图 4(a) 所示. 随着抽拉速度的提高, $0.7 < V \leq 3.5 \mu\text{m/s}$ 时, 偏晶凝固组织特征表现为固相 DCB 基体上在每个晶面内沿生长方向分布着规则细密的富 SCN 相纤维状组织, 如图 4(b) 所示. 当抽拉速度 $3.5 < V < 60 \mu\text{m/s}$ 时, 偏晶组织表现为弥散的扁球形 SCN 相液滴无规则分布在 DCB 基体上(图 4(c)).

从上述凝固组织形貌特征可以看出, 在温度梯度恒定的条件下, DCB-SCN 偏晶合金凝固机制主要取决于固液界面的推进速度以及第二相液滴以何种方式参与到固液界面的推进过程中. 静态条件下的 DCB-SCN 偏晶合金凝固机制可以表示如下: 当偏晶反应开始后, 固相 DCB 的生长排出了大量 SCN 溶质, 在凝固界面前沿能够产生富 SCN 的溶质层, 从而导致第二液相在固液界面前沿的溶质层内形核, 并以扩散方式长大, 第二相液滴的长大消耗了溶质富集层内的 SCN 溶质. 当抽拉速度很小时, 固液界面移动速度小于第二液相的生长速度, 第二液相只能堆积在固液界面处, 从而形成两相完全分离

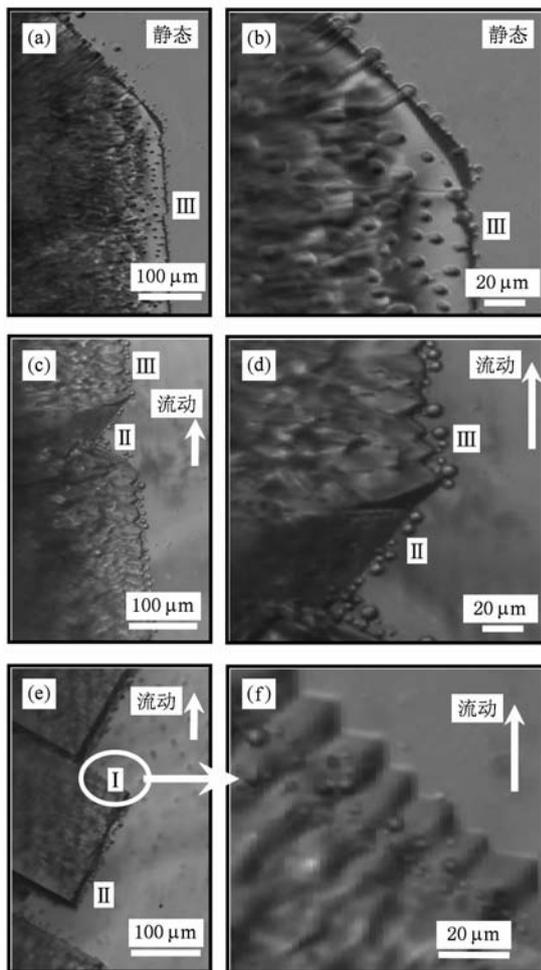


图 3 不同抽拉速度和流速下的 DCB 固液界面微观形貌 (a) 静态, $V = 8.0 \mu\text{m/s}$; (b) 图 (a) 的放大; (c) $U = 11.3 \text{ mm/s}$, $V = 8.0 \mu\text{m/s}$; (d) 图 (c) 的放大; (e) $U = 17.0 \text{ mm/s}$, $V = 50.4 \mu\text{m/s}$; (f) 图 (e) 的放大

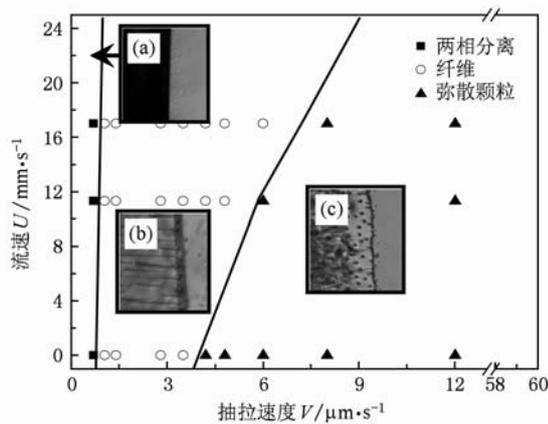


图4 DCB-SCN 偏晶合金关于流速和抽拉速度的凝固组织选择

的偏晶组织. 随着抽拉速度的增大, 固液界面的推进速度能够与第二相液滴扩散长大的速度相平衡. 此时, 第二相液滴生长排出的 DCB 溶质通过侧向扩散输运到 DCB 生长前沿, 同样, DCB 生长过程中所排出的 SCN 原子也能够到达 SCN 液滴前沿, 液相与固相通过类似于共晶的溶质互扩散的方式协同生长. 当抽拉速度增大到一定程度时, 固相界面移动速度大于第二相液滴生长速度, 第二相液滴就能够被生长着的固相界面所完全捕获, 一个新的固相前沿就会在熔体中产生. 此时, 界面温度再次达到偏晶反应温度, 固相的析出能够再次造成 SCN 溶质原子的富集, 第二相液滴就又开始形核生长. 通过这一不断重复的第二液相在液固界面前沿过饱和边界层中的形核和生长过程, 就形成了这种第二相小液滴弥散在固相 DCB 基底上的偏晶组织.

施加切向流动后, 偏晶组织随抽拉速度的变化规律与静态条件下相似, 即随着抽拉速度的提高, 偏晶生长形态发生液固两相完全分离组织-规则纤维状共生组织-不规则弥散组织转变, 与静态条件类似. 但是, 各生长区域所对应的抽拉速度范围有所变化. 随着流速的提高, 能够得到纤维状共生组织的抽拉速度区间增大, 从静态条件下的 $0.7\text{--}3.5\ \mu\text{m/s}$ 提高到最高流速下的 $0.7\text{--}6.0\ \mu\text{m/s}$. 需要指出的是, 在接近于各种形貌的临界转变抽拉速度下, 由于小平面 DCB 相各晶面生长速度不完全相同, 有时候会出现同一抽拉速度下不同晶面内部出现不同方式生长的偏晶组织.

3.2.2. 静态条件和切向流动作用下的纤维共生组织特征

不同条件下的 DCB-SCN 偏晶共生纤维间距随

抽拉速度的关系如图 5 所示. 静态条件下, 纤维间距随抽拉速度的增加而减小. 两者符合如下关系式:

$$\lambda \cdot V^{0.5} = 26.9, \quad (1)$$

与共晶生长 J-H 模型中所预测的共晶相间距与生长速度之间的关系式相近. 施加切向流动后, 对于相同的抽拉速度, 流动能够增大纤维相间距. 对统计结果进行拟合发现, 当 $U = 11.3$ 和 $17.0\ \text{mm/s}$ 时, λ 和 V 之间的关系式分别可以表达为:

$$\lambda \cdot V^{0.5} = 30.4, \quad (2)$$

$$\lambda \cdot V^{0.5} = 33.1. \quad (3)$$

这说明在切向流动作用下, 间距与抽拉速度之间均满足关系 $\lambda \cdot V^{0.5} = C$, 只是乘积常数 C 随着流速的增大而增大. 静态条件下, 溶质传输主要是依靠扩散方式进行, 溶质扩散很慢, 所以纤维间距较小. 切向流动作用能够加速纤维生长前沿侧向溶质原子的互扩散, 增加溶质原子的传输距离, 从而使纤维间距增大. 流速越高, 流动对纤维间距的增大作用越明显.

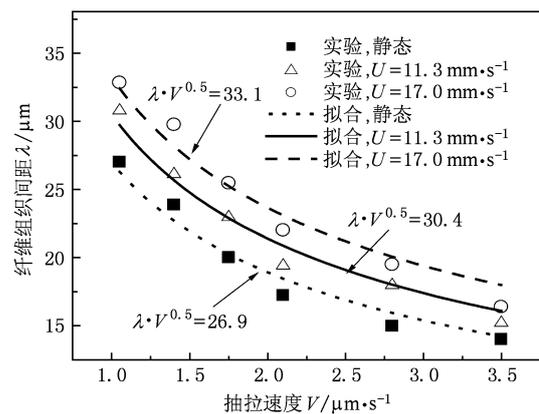


图5 不同流速下偏晶共生纤维间距随抽拉速度的变化关系

3.2.3. 静态条件和切向流动作用下的弥散偏晶组织特征

图 6 和图 7 分别给出了有无切向流动作用时的偏晶弥散组织形态和弥散相的平均尺寸 L . 从这两个图中均可以看出, 无论是静态条件还是切向流动作用下, 第二液相平均尺寸均随着抽拉速度的提高而增大. 对于同一抽拉速度, 切向流动作用能够减小偏晶弥散组织中分布在 DCB 基底上的第二相液滴的尺寸, 且流速越高, 细化作用越明显.

偏晶凝固组织中的第二相颗粒直径变化, 必然与前沿的第二相液滴的形核、长大以及被吞并过程的变化有关. 对实验中固液界面处单位长度单位时

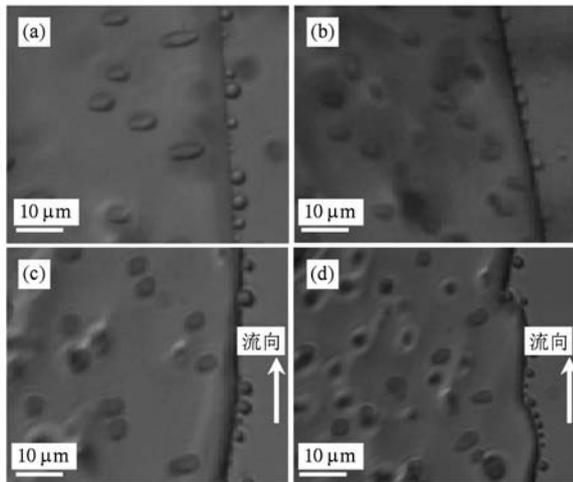


图 6 DCB 基体中弥散第二相形貌 (a) 静态, $V = 10.0 \mu\text{m/s}$; (b) 静态, $V = 33.6 \mu\text{m/s}$; (c) $U = 11.3 \text{ mm/s}$, $V = 10.0 \mu\text{m/s}$; (d) $U = 11.3 \text{ mm/s}$, $V = 33.6 \mu\text{m/s}$

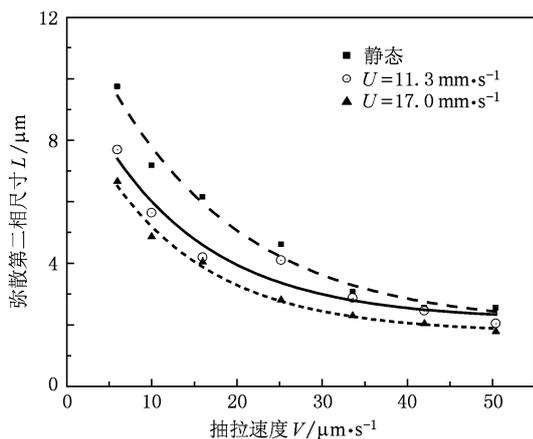


图 7 偏晶组织 DCB 基体中弥散第二相平均尺寸随抽拉速度变化关系

间内新生成的第二相液滴的个数进行了统计,并且按照体积折算成形核率 I ,如图 8 所示.可以看出,流动作用能够提高富 SCN 相液滴的形核率,使固液界面处第二相液滴的数目明显增多.进一步统计不同抽拉速度和流速下固液界面处的稳态分布的第二相液滴的直径 D ,结果如图 9 所示.统计结果表明,同一抽拉速度下,流速越高,直径较大液滴数量越少,第二相液滴尺寸分布区间越窄,液滴平均尺寸也越小.切向流动的引入使得固液界面处的第二相液滴平均尺寸减小.而同一流速下,抽拉速度的提高也可以降低第二相液滴的尺寸分散度和平均长度.

由上述分析可知,切向流动作用下第二相颗粒

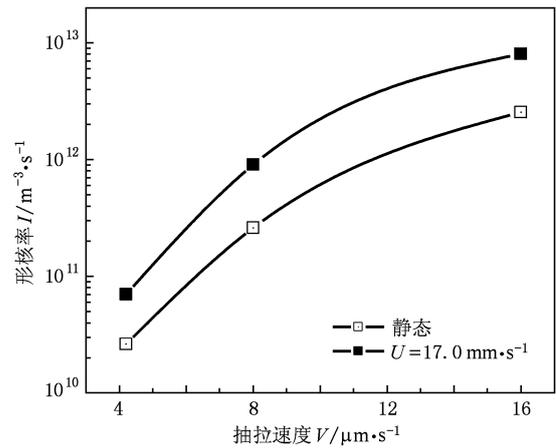


图 8 静态与流动作用下固液界面处第二液相的形核率

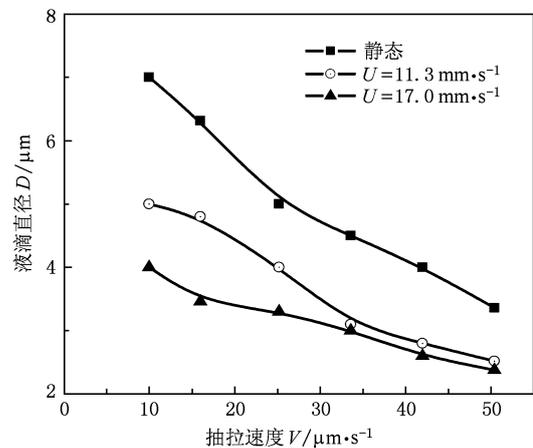


图 9 固液界面处的第二相液滴平均直径

尺寸的细化缘于形核率的提高和分布在固液界面处第二相液滴直径的减小.切向流动使得偏晶反应固液界面起伏加剧,是固液界面处第二液相形核率提高的直接原因.在高速切向流动作用下,DCB 晶面的棱边能够出现类似于胞晶生长的扰动和起伏.与静态条件下的相对平整界面相比,流动作用下液固界面的凹陷处增多,固液界面生长排出的溶质多富集在凹陷处,使凹陷处成分过冷增大,整个固液界面处的平均过冷度提高.根据经典形核理论,第二相液滴的形核率表达为

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-16\pi\gamma^3(T_L)^2}{3(\Delta H_m)^2(\Delta T)^2 k_B T}\right) \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right), \quad (4)$$

其中 I_0 为形核因子, k_B 为 Boltzmann 常数, ΔH_m 为结晶潜热, Q 为扩散激活能, γ 为界面能, R 为气体常数,取值 $8.314 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\text{K}^{-1}$.可以看出,随着过冷

度的增大,第二相液滴形核率增大. 凹陷处过冷度的增大无疑能促使更多的第二相液滴在该处形核. 这一点从图 10(b)中凹陷处多分布有第二相小液滴可以得到证实. 同时,界面处凹陷与凸起的存在能够使生成的第二相液滴的横向迁移受到限制,相互之间的合并概率减小. 随着 DCB 基体向前生长,这些细小的第二相液滴相互直接来不及长大或是未互相合并就已经被界面捕获. 因此,固液界面的起伏造成了第二相液滴形核、长大和凝固的过程都朝着有利于细化晶粒的过程发展.

另一方面,从流体力学角度而言,切向流动对于固液界面处的第二相液滴可能具有尺寸选择作用. 流动对界面前沿的大液滴的流体作用更强,使其容易脱离液固界面的吸附,而逃逸到液相当中去,而对紧吸附于界面上的小液滴的作用较弱. 这个现象在图 10 中也可以观察到. 图 10(a)中央的大、小液滴均依附于界面上,而图 10(b)中最大的液滴已经从界面彻底逃逸,其他的一部分较大的液滴也有脱离界面的趋势,这使得固液界面处大尺寸第二相液滴数目减少,平均尺寸减小.

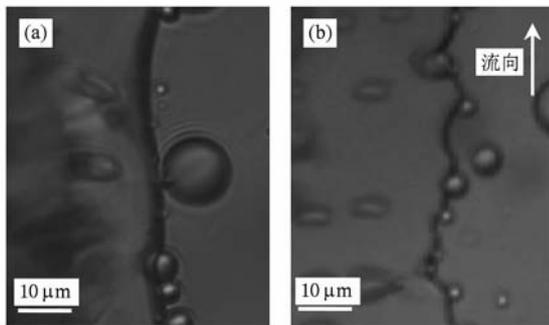


图 10 抽拉速度 $V = 8.0 \mu\text{m/s}$ 时的微观界面前沿形态 (a) 静态, (b) $U = 17.0 \text{ mm/s}$

综上所述,流动作用下弥散凝固组织中的第二液相颗粒的细化主要有两个方面的原因:首先,流动使固液界面的微观起伏增加,从而增加了形核率,减小了第二液相间的凝并;其次,流动使得界面处较大

的第二相容易从固液界面上逃逸,从而不能被固相推进界面所吞并.

4. 结 论

本文实现了 DCB-SCN 偏晶合金在静态条件和切向流动作用下的凝固过程,主要得到以下结论.

1) 静态条件下,当温度梯度恒定时,SCN-2.72 mol% DCB 偏晶合金的凝固组织随着抽拉速度的提高,发生液固两相完全分离组织-规则纤维状共生组织-不规则弥散组织转变. 纤维间距与抽拉速度满足 $\lambda \cdot V^{0.5} = C_1$ (C_1 为常数). 偏晶凝固机制主要取决于第二相小液滴长大与固液界面推进之间的相互作用.

2) 切向流动作用的存在能够提高 DCB 相由平界面-多晶面小平面方式生长临界转变速率. 当 DCB 相以小平面方式生长后,切向流动作用不能够改变 DCB 的小平面相生长特征,但可以使小平面相生长界面出现起伏,加大其粗糙程度. 在高流速作用下,DCB 晶面边缘甚至可以出现类似于胞晶的界面形态.

3) 流动作用下,偏晶凝固组织随着抽拉速度的变化规律与静态条件下基本相同. 但是,规则状纤维组织能在更大的抽拉速度范围内存在,且与静态条件下同一抽拉速度相比,纤维间距明显增大,但始终符合 $\lambda \cdot V^{0.5} = C_2$ (C_2 为常数,且 $C_2 > C_1$). 这主要是由于流动能够加速共生生长两相之间的溶质互扩散,使溶质扩散距离增加.

4) 流动作用能够细化弥散偏晶组织中第二相液滴. 流速越高,最终凝固组织中第二液相平均尺寸越小. 这主要有以下两个方面的原因:一是流动引发的固液界面形态的变化能够增加界面前沿偏晶反应过冷度,从而提高第二相液滴的形核率,同时,凹陷与凸起的固液界面能够阻碍或是减慢第二相小液滴之间的生长与凝并,引发弥散组织细化;二是流动使得界面处较大的第二相容易从界面上逃逸,不能被固相推进界面所吞并.

[1] Ratke L, Beckermann C 2001 *Acta Mater.* **49** 4041
 [2] Zhao I Z. 2006 *Scripta Mater.* **54** 247
 [3] Zhai W, Wang N, Wei B B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2353 (in Chinese) [翟薇、王楠、魏炳波 2007 物理学报 **56** 2353]

[4] Xu J F, Dai F P, Wei B B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3996 (in Chinese) [徐锦锋、代富平、魏炳波 2007 物理学报 **56** 3996]
 [5] Ratke L 2005 *Mater. Sci. Engng. A* **413/414** 504
 [6] Ratke L, Müller A 2006 *Scripta Mater.* **54** 1217

- [7] Wang C P, Liu X J, Ohnuma I, Kainuma R, Ishida K 2002 *Science* **297** 990
- [8] Grugel R N, Hellawell A 1982 *J. Metall. Trans. A* **13** 493
- [9] Kmio A, Kumai S, Tezuka H 1991 *Mater. Sci. Engng. A* **146** 105
- [10] Hayes L J, Andrews J B 2000 *Mater. Sci. Forum.* **329** 209
- [11] Wang J Y, Chen C L, Wang K N, Jin K X 2009 *Sci. China Ser. G* **52** 742
- [12] Wang J Y, Chen C L, Zhai W, Jin K X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6554 (in Chinese) [王建元、陈长乐、翟薇、金克新 2009 物理学报 **58** 6554]

Directional growth of monotectic alloy with and without shear flow*

Wang Jian-Yuan[†] Chen Chang-Le Zhai Wei Jin Ke-Xin

(School of Science, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710129, China)

(Received 27 November 2009; revised manuscript received 8 December 2009)

Abstract

The directional growth process of para-dichlorobenzene and succinonitrile (DCB-SCN) monotectic alloy is realized under static condition and in presence of shear flow. The experimental results show that, with the increase of pulling rate, the DCB phase exhibits faceted growth while the monotectic structure undergoes a transition in which “separated liquid and solid phases-aligned fibrous composite structure-droplet dispersion in solid matrix” take place. When shear flow is applied, perturbation and fluctuation appear at each growing crystal plane. In the meantime, the fibrous spacing is larger compared with those under the same pulling rate without flow. However, the spacing and pulling rate also follow the relationship $\lambda V^{0.5} = C$. In the formation process of droplet dispersion structure, shear flow enhances the nucleation rate of second liquid drops and hinder the growth and interaction of second liquid droplets at the solid-liquid interface, leading to the refinement of the final droplet dispersion structure.

Keywords: shear flow, monotectic alloy, faceted phase, para-dichlorobenzene and succinonitrile

PACC: 8130, 8110, 6470D

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50702046) and the Science-Technology Innovation Foundation of Northwestern Polytechnical University, China (Grant No. 2008KJ02031).

[†] E-mail: wangjy@nwpu.edu.cn