

一级固态相变中的耗散函数(I)*

张进修 曾文光
(物理学系)

摘 要

考虑到外场间以及它们和运动界面间的交互作用之后,建立了相变过程中或在外场作用下界面的运动方程,求解了运动界面所引起的低频内耗表达式并计算出相变过程的耗散函数 $\Delta G_R(T)$ 表达式.建立了从内耗实验数据计算 $\Delta G_R(T)$ 以及界面平均运动速度表达式的方法. $\Delta G_R(T)$ 是具有极小值的曲线,它既表征了相变过程的能量耗散率,又表征了相界面的动性.

关键词 一级相变, 能量耗散, 内耗, 界面动性

1 引 言

由于晶体中的一级相变涉及到晶格点阵的重构和不存在二级相变中普遍存在的序参量,因此,一级相变中一般都不存在对称性破缺的确定方向并使朗道理论不能普遍适用^[1].虽然有不少人力图将朗道的相变热力学理论推广用于某些一级相变,但未能普遍化^[2~4].迄今为止,除了成核理论描述了一级相变的部分特征外,还没有一种唯象理论能描述一级相变的普遍特征.此外,固体中的相界和畴界在外场(电场、磁场、应力场、温度—热力学势场等)作用下的运动特性决定了固体材料中的许多应用性能.例如,铁磁(电)体中的磁(电)化率和滞后回线,矫顽力,相变滞后和广义刚度,热弹性马氏体相变中的形状记忆效应和超弹性等^[5].因此,研究界面在外场作用下的耗散行为和动力学行为,不但有助于了解相变过程和性能变化的微观本质,而且能对改善材料性能和研制新型材料提供有用的信息.

以往对晶体中界面的研究主要集中在不动界面和晶界^[6~7].晶体中的可动界面可分为两大类.第一类界面的运动不涉及原子的扩散而是原子或电子(包括自旋)组态的运动或传播,如无扩散相变中的相界、畴界,铁磁(电)体的畴壁等;第二类界面的运动既是原子组态的传播,也涉及原子的迁移,如扩散相变、固溶分解中的相界等.本文只讨论第一类界面的耗散函数和动性表征.加上扩散势后,本文的结果亦可用于第二类界面.

一级相变是通过相界的运动来完成,外场作用下性能的变化也是通过相界或畴界的

本文1989年10月12日收到

●国家自然科学基金、中山大学科研基金和高等学术研究中心资助项目

运动来实现,但界面运动引起的能量耗散则还未研究过。这主要是由于外场间以及外场与材料中内场间的交互作用一般都涉及多体或非线性问题,精确解十分困难。界面的运动和耗散行为与上述交互作用密切相关,因而还没有合适的测试方法和表征手段。

本文从计算在有效相变驱动力 $\Delta G'$ 诱导下运动界面所引起的低频振动能耗散(内耗)出发,求解第一类界面的运动方程,并通过相变过程内耗的表达式求得了相变过程的界面耗散函数。本文的结果可用于位错的运动、微裂纹的传播、第二类超导体中量子涡旋线的运动;加上扩散势项后亦可用于第二类界面的运动,如晶界迁动、相界迁移等。

2 界面的运动方程

2.1 作用在单位面积运动界面上的力

2.1.1 有效相变驱动力 $\Delta G'$ 考虑一个一级相变过程中的单位面积界面,相变的化学驱动力由母相与新相间Gibbs自由能之差 ΔG 提供,方向由新相指向母相,单位为 cal/mol或达因/(厘米)²。由相变热力学可得 $\Delta G = \Delta H \cdot \Delta T / T_0$ ^[8]。此处 ΔH 为相变热焓, ΔT 为相变温度 T 与两相平衡温度 T_0 之差,为了计算方便可均取其绝对值。由于相变阻力 ΔG_R 的存在,作用在单位相界面上的有效相变驱动力为 $\Delta G' = \Delta G - \Delta G_R$ 。由于在相变过程中相变阻力总是比 ΔG 小,否则相变就会中途停止;且相变开始点 T_s 处的临界相变驱动力 $\Delta G^c = \Delta G_R$,即 $\Delta G'(T_s) = 0$ 。因此,对一个以恒速变温($\dot{T} = \text{常数}$)的相变系统来说, $\Delta G'$ 可表示为 $\Delta G' = A_1' \Delta T^n = A_1 \dot{T}^n t^n$ 。此处 $0 < n < 1$,时间零点取在 $T = T_s$ 处,即 $T = T_s$ 时, $t = 0$; A_1 则为与温度(或相变体积分数 F)有关的函数。只要用实验的方法求得了 A_1 ,即可计算出 $\Delta G_R(T)$ 或 $\Delta G_R(F)$ 的表达式。如果考虑的是在变化的外场 ξ 中的相变或界面运动,则以 $\dot{\xi}$ 取代 \dot{T} 亦可得到 ΔG_R 的表达式。

2.1.2 交变驱动力 如果在相变过程中或界面的运动过程中同时测量内耗,则有一附加的交变作用力 $\sigma = \alpha \sigma_A \sin \omega t$ 作用在界面上。此处 α 为与测量频率有关的无量纲耦合系数, σ_A 为测量内耗时交变应力的幅值。

2.1.3 交互作用驱动力 实验结果表明,当一级相变中途停止时,虽然相变并未完成而存在大量两相间的静止界面,但相变过程的特征高值内耗消失,内耗的实验值“立即”降低到其背景值^[9]。这说明相变过程内耗是与界面运动相关的,运动一旦停止,特征高值内耗立即消失。从产生高值特征内耗的实验条件来说,特征内耗是以有效驱动力 $\Delta G'$ 与测量内耗所用的交变驱动力同时存在(均不为零)为前提而出现的,亦即是这两种驱动力同时作用在运动界面上并产生了交互作用的结果。作为这种交互作用的最简单形式,我们可以用它们的乘积 $C' \Delta G' \alpha \sigma_A \sin \omega t$ 来表示。此处 C' 是交互作用系数,由于频率效应可考虑在耦合系数 $\alpha(\omega)$ 之中,因此 C' 与频率无关,交互作用驱动力的形式是否正确,可由计算与实验所得结果的对比来判别。在本文的条件下,它得到了满意的符合。

2.2 界面的运动方程及其解

考虑单位面积界面沿 x 方向的运动,其运动方程可写为

$$m_i \ddot{x} + \gamma \dot{x} + kx = \Delta G' + \alpha \sigma_A \sin \omega t + c' \Delta G' \alpha \sigma_A \sin \omega t \quad (1)$$

$$\ddot{x} + 2n_i \dot{x} + \omega_0^2 x = CA_1 \dot{T}^n t^n + C\alpha c' A_1 \dot{T}^n \sigma_A t^n \sin \omega t + C\alpha \sigma_A \sin \omega t = f(t) \quad (2)$$

此处 m_i 为单位面积界面的有效质量, $C = m_i^{-1}$; γ 或 n_i 是阻尼系数, k 是回复力系数, ω_0^2 是由 k/m_i 决定的界面共振频率。

利用拉普拉斯变换, 方程 (2) 的解可写为

$$x = (e^{-n_i t} / \omega_d) \int_0^t e^{n_i t'} f(t') \sin \omega_d (t-t') dt' \quad (3)$$

此处 $\omega_d^2 = \omega_0^2 - n_i^2$ 。(3) 式当方程为常系数时是精确解, 若 n_i , ω_0^2 随 t 只有缓慢变化时, 亦可作为分段常数化的解。

2.3 相变过程中界面引起的内耗

在施加交变应力的一个振动周期 P 中, 单位体积中运动界面所耗散的能量为

$$\Delta W = A' \int_0^P \sigma \dot{x} dt \quad (4)$$

此处 A' 为单位体积中运动界面的总面积。所以, 引起的内耗为

$$Q^{-1} = \Delta W / 2\pi W = A' M \int_0^P \sigma \dot{x} dt / \pi \sigma_A^2 \quad (5)$$

此处 M 为试样的弹性模量, W 为振动一周中的最大振动能。

在 $\omega_0^2 > n_i^2$ 及 $\omega_0^2 \gg \omega^2$ 的低频条件下, $e^{-n_i t}$ 项及测量内耗时由于时间零点的不同而引起的内耗均可忽略^[10], 因而可获得下述简单的内耗表达式

2.3.1 有效驱动力 $\Delta C' = A_1 \dot{T}^n t^n$ 引起的内耗

$$Q_0^{-1} = (CA' B_0 A_1 \alpha M / \sigma_A \omega_0^2) (\dot{T} / \omega)^n \quad (6)$$

此处 B_0 是数量级为 1 的积分常数。可见 Q_0^{-1} 是相变过程中的背景内耗, 它具有反常振幅效应, 但通常只是在 σ_A 很小时才观测到。

2.3.2 交变驱动力 $\alpha \sigma_A \sin \omega t$ 引起的内耗

$$Q_s^{-1} = (2A' C n_i M \alpha^2 / \omega_0^4) \omega \quad (7)$$

由于 Q_s^{-1} 与 \dot{T} 无关, 可见它是静止界面于交变应力作用下在平衡位置附近振动引起的内耗。由于 $\alpha(\omega)$ 可表示为 $\alpha(\omega) \simeq \alpha_1 \omega^{-l}$ (见下节), 且 $0 < l < 1$; 所以, Q_s^{-1} 对 ω 的依赖关系可以是正变关系, 也可以是反变关系。实验中已观测到这两种内耗。

2.3.3 交互作用驱动力 $C\alpha C' A_1 \dot{T}^n \sigma_A t^n \sin \omega t$ 引起的内耗

$$Q_m^{-1} = (CA' B_m A_1 C' \alpha^2 M / \pi \omega_0^2) (\dot{T} / \omega)^n \quad (8)$$

此处 B_m 是数量级为1的积分数字系数。由于只有当 $\Delta G'$ 及交变应力 σ 同时不为零才出现 Q_m^{-1} ,所以,它是运动界面所引起的特征内耗。

在通常条件下, $\omega_0^2 \geq 10^4$ (cgs制单位,下同), $\sigma_A \sim (10^{-5} - 10^{-6})M \sim 10^6$,所以, Q_m^{-1} 比 Q_s^{-1} 及 Q_0^{-1} 都要大得多,亦即 $T \neq 0$ 时的相变过程的特征内耗远大于背景内耗 Q_0^{-1} 和静态($T = 0$)内耗 Q_s^{-1} 。这与相变过程内耗的实验结果相符。因此,相变过程中内耗可写为相变体积分数 F 的函数,即

$$Q^{-1} = A(F)\alpha^2(\omega)(\dot{T}/\omega)^n + B(F)\alpha^2(\omega)\omega + C(F)\alpha(\omega)(\dot{T}/\omega)^n \quad (9)$$

$$\text{此处} \quad A(F) = CA' B_m A_1 C' M / \pi \omega_0^2 \quad (10)$$

$$B(F) = CA' C n_i M / \omega_0^4 \quad (11)$$

$$C(F) = CA' B_0 A_1 M / \sigma_A \omega_0^2 \quad (12)$$

在不同的实验条件下,可只取 $A(F)$ 、 $B(F)$ 项或甚至只取 $A(F)$ 项,在(10)~(12)式中,除 A' 及 A_1 外,其他参数均与 T 无关或只有微弱依赖关系。

3 界面动力学模型

文献[11]将运动界面的平均速度表示为有效驱动力的函数 $V = \varphi(\Delta G') = \varphi(\Delta G - \Delta G_R)$,当以应力 $\sigma = \alpha \sigma_A \sin \omega t$ 在相变过程中测量内耗时,计算出内耗和模量亏损 $\Delta M/M$ 等的表达式为

$$Q^{-1} = (\alpha^2/2) [\text{dln}\varphi(\Delta G')/\text{d}\Delta G'] (\text{d}F/\text{d}T) M (\dot{T}/\omega) \quad (13)$$

$$\Delta M/M = \alpha \varepsilon_0 [\text{dln}\varphi(\Delta G')/\text{d}\Delta G'] (\text{d}F/\text{d}T) M (\dot{T}/\omega) \quad (14)$$

$$Q^{-1}/(\Delta M/M) = \alpha/2\varepsilon_0 \quad (15)$$

此处 $\text{d}F/\text{d}T$ 为相变体积分数 F 对 T 的变化率, ε_0 为相变引起的应变。由于在积分时对 $[\text{dln}\varphi(\Delta G')/\text{d}\Delta G']$ 取了平均值,所以 Q^{-1} 及 $\Delta M/M$ 对 (\dot{T}/ω) 的依赖关系还隐含在 $[\text{dln}\varphi(\Delta G')/\text{d}\Delta G']$ 项中,因而实际上 Q^{-1} 对 \dot{T}/ω 的依赖关系将比一次方要弱。

从量纲关系出发, $[\text{dln}\varphi(\Delta G')/\text{d}\Delta G']$ 可写为 $\Delta G'^m / (\Delta G^*)^{m+1}$,其中 ΔG^* 是具有 ΔG 量纲的参数, m 为指数,所以

$$(\Delta G')^m = (A_1 \dot{T}^n t^n)^m = A_1^m \dot{T}^{nm} t^{nm}$$

$$\Delta W = \alpha^2 \sigma_A^2 (\text{d}F/\text{d}T) B'_m A_1^m (\dot{T}/\omega)^{1+nm}$$

$$Q^{-1} = (\alpha^2/2) (\text{d}F/\text{d}T) B'_m A_1^m M (\dot{T}/\omega)^{1+nm} = A'(T) \alpha^2(\omega) (\dot{T}/\omega)^{1+nm} \quad (16)$$

此处, B'_m 为成正比于 $(\Delta G^*)^{-(m+1)}$ 的参数。所以,考虑了 V 对 $\Delta G'$ 或 t 的依赖关系后所得到的(16)式与解运动方程所得的(8)式在形式上一致,因此有

$$1 + nm = n \quad (17)$$

或 $n = 1 / (1 - m), \quad m = (n - 1) / n$

以及 $d \ln \varphi(\Delta G') / d \Delta G' = (\Delta G')^{(n-1)/n} / (\Delta G^*)^{(2n-1)/n}$ (18)

当 $n \neq 1/2$ 时有

$$V = V^* \exp[(2n-1)(\Delta G' / \Delta G^*)^{(2n-1)/n}] / n \quad (19)$$

当 $n = 1/2$ 时有

$$V = V_0 [(\Delta G - \Delta G_R) / \Delta G^*]^{m'} \quad (20)$$

m' 为无量纲指数。只要从相变过程内耗的实验结果定出了 n 值, 就能从上述相应结果中得出界面平均速度对有效驱动力的依赖关系——界面动力学表达式。

此外, 由方程(2)的解(3)亦可求得模量亏损 $\Delta M / M$ 为

$$\Delta M / M = \varepsilon'' / \varepsilon' = \bar{L} \varepsilon_0 / (\sigma / M) = [f_1(n) A' C C' A_1 \varepsilon_0 M / \pi \omega_0^2] (\dot{T} / \omega)^n \alpha(\omega) \quad (21)$$

此处 ε'' 、 ε' 分别为交变应力导致的非弹性形变和弹性形变, \bar{L} 为交变应力作用下界面的

移动幅值, 可由 $L = \int_0^{n/4} \dot{X} dt$ 求得。 $f_1(n)$ 为积分数字系数。(21)式与(8)式相比即得

$$Q^{-1} / (\Delta M / M) = f(n) \alpha / \varepsilon_0 \quad (22)$$

$f(n)$ 是小于 1 的一个积分数字系数。(22)式与(15)式相比, 只有系数上的差别, 而本文采用的解运动方程的方法所得结果比用界面动力学方法更具普遍性。

4 从内耗实验结果求耗散函数 $\Delta G_R(T)$ 的方法

从(9)~(12)式可见, 只要从相变过程中内耗数据中解出 A_1 , 则代入 $\Delta G'$ 的表达式中即可计算出耗散函数 $\Delta G_R(F)$; 因此, 问题首先是如何从内耗实验数据中求出 $A(F)$ 和 $B(F)$ 。这可以分为如下几个步骤。

4.1 耦合系数 α 对 ω 的依赖关系

由于相变过程往往出现声子模的软化而使 $\Delta M / M$ 的实验值包括了界面运动导致的模量亏损和声子模软化两部份, 其中后者与变温速率 \dot{T} 无关而前者则随 \dot{T} 的增大而增大(见15或23式)。因此, 作出 $\alpha / 2\varepsilon_0$ 、即 $Q^{-1} / (\Delta M / M)$ 随 \dot{T} 变化的曲线, 其上升至平稳后与 \dot{T} 无关的稳定值部份即代表了界面运动所引起的 $\Delta M / M$, 它随 ω 的增大而减小, 由此可拟合出 α 对 ω 的依赖关系。已在应力诱导的 NiTi 合金中公度/公度相变、变温诱导的马氏体相变(FeMn合金)、结构相变(VO₂陶瓷)中求得了这一依赖关系¹⁾。它可以表示为

$$\alpha(\omega) = \alpha_1 (\omega' / \omega)^l \quad (23)$$

此处 α_1 是无量纲系数, $\omega' = 1 \text{ Hz}$ 是参考频率。

4.2 A(T)及B(T)的求出

由于 $A(F) \gg C(F)$, 忽略 $C(F)$ 项后(9)式可改写为

$$Q^{-1} = A(F) \dot{T}^n / \omega^{n+2l} + B(F) \omega^{1-2l} \quad (24)$$

1) 林云、林志成、杨朝晖, 中山大学硕士论文, 1986, 1988, 1989年

$$\text{或 } Q^{-1}/\omega^{1-2l} = A(F)(\dot{T}^n/\omega^{1+n}) + B(F) \tag{25}$$

此处已将无量纲系数 α_i 放入 $A(F)$ 和 $B(F)$ 之中。由于新相体积分数 F 不同时, (10)式和(11)式中的界面面积 A' 不同,所以计算 $A(F), B(F)$ 时只能对同 F 的实验数据进行比较。由于相变过程 $Q^{-1}-T$ 曲线的相似性,即 \dot{T}, ω 不同时的内耗曲线虽然高度和位置有所不同,但形状保持不变^[11];所以峰值处或具有峰高同一分数值处应对应于相同的 F 。为此,我们将各内耗峰的峰值对齐,以 $\dot{T} = 1\text{K}/\text{min}$ 时的 $Q^{-1}-T$ 曲线中的温度作为 $A(T)$ 和 $B(T)$ 的约化温度,这样就可从恒 \dot{T} 变 ω 及恒 ω 变 \dot{T} 的相变过程内耗数据,用迭代法由计算机拟合得出该 \dot{T} 时的 $Q^{-1}/\omega^{1-2l} - \dot{T}^n/\omega^{1+n}$ 线性关系的斜率($A(T)$)和截距($B(T)$)以及 n 值。

4.3 耗散函数 $\Delta G_R(T)$ 的求出

由(10)式(11)式可得

$$A_1(F) = (\pi n_i / C' B m \omega_0^2) A(T) / B(T) = k' A(F) / B(F) \tag{26}$$

可见 k' 是对 T 不敏感系数。由于往往希望得到 ΔG_R 对 T 的依赖关系,在将上式转换成 $A_1(T)$ 时,由于不同 \dot{T} 时同一 F 处对应于不同的 T ,将这一转换关系中的 \dot{T} 因子归入 k' 项后将引起 k' 对 \dot{T} 形式上的依赖关系。从相变过程内耗数据算出不同 \dot{T} 时的 k' 值后可由

$$\begin{aligned} \Delta G_R(T) &= \Delta H / T_0 (T - T_0) - A_1(T) \dot{T}^n \\ &= (\Delta H / T_0) (T - T_0) - k' [A(T) / B(T)] (T - T_s)^n \end{aligned} \tag{27}$$

求得耗散函数 $\Delta G_R(T)$ 的表达式或作出其曲线。

实验结果表明, $A(T)$ 曲线是一条类似于 $Q^{-1}-T$ 曲线的峰曲线,而 $B(T)$ 则为比 A 约小一个数量级的恒定值或随温度的变化明显地比 A 小;因此, $A_1(T)$ 亦为峰曲线。

当滞后 $(T_s - T_0)$ 、 $A(T)$ 曲线的形状以及 k' 值不同时, $\Delta G_R(T)$ 曲线将具有不同的形状。图1上方示意地给出了本文所用的设计程序,下方则给出了可能出现的、不同形状的 $\Delta G_R(T)$ 曲线。当 $T_0 - T_s$ 稍大时(比如大于5k), $\Delta G_R(T)$ 曲线类似于曲线a,它具有一个明确的极小值;当滞后较小(比如2~3k)时,大 k' 的值 $\Delta G_R(T)$ 曲线类似于曲线b,它具有一个极大值和一个极小值;只有当 k' 值十分小(比如 $\Delta H / T_0$ 的1/10左右),才出现曲线c的情形,它对应于阻力十分大的相变,在我们所研究过 $\Delta G_R(T)$ 曲线的相变系统中尚未观测到。由图1可见, $\Delta G_R(T)$ 曲线的形状可以是较复杂的,不同

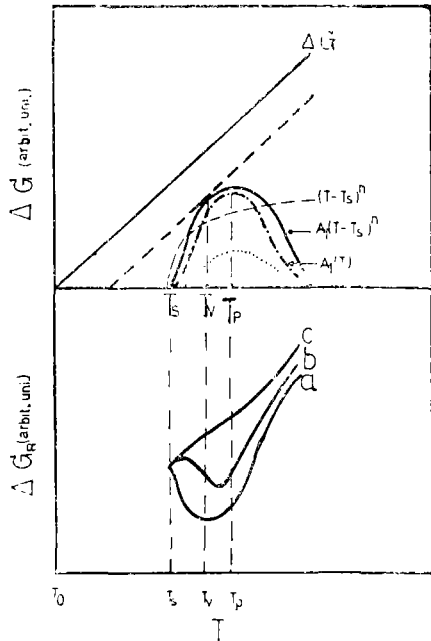


图1 ΔG_R 的计算方法示意图
Fig. 1 The schematic procedure of calculation of $\Delta G_R(T)$

的 $\Delta G_R(T)$ 曲线应该反映出不同的相变特征。即使是同一相变系统, 由于 T_s 随 T 而变化, 所以同一系统以不同 T 相变时, 可以有不同的 ΔG_R 曲线。

$\Delta G_R(T)$ 曲线的形状可以用下述方法进行判断。将(27)式进行微商并令其等于零, 可解得 k' 和 T_v (可能出现的极值处的温度) 的关系为

$$k' = (\Delta H/T_0) / \{A(T_v)(T_v - T_s)^n (d \ln A/dT)|_{T_v} + n/(T_v - T_s)\} / B \quad (28)$$

由于除 k' 与 T_v 外的数据均为已知, 将适当的实验数据代入(28)式即可判知 $\Delta G_R(T)$ 曲线有无极值抑或是极大值或/和极小值。然后将反复迭代法用于(27)式和(28)式, 即可由彼此符合的 k' 值 (由28式计出) 和 T_v 值 (由27式作图得出), 得到正确的 $\Delta G_R(T)$ 曲线。由于(28)式是一个具有分数指数的方程, 由(28)式解出的 T_v 值可能有两个并对应于不同性质的极值; 因此, 用试探 k' 值 (可取 $\Delta H/10T_0 - \Delta H/2T_0$ 范围内的值) 代入(27)式, 用计算机作出试探 $\Delta G_R(T)$ 曲线, 由该曲线求得 T_v 值再代入(28)式求 k' 值, 如此反复迭代 2~3 次即可获得满意的一致。

由图1可见, $\Delta G_R(T)$ 曲线的极小值处温度 T_v 与 A_1 曲线或 A 曲线的峰值温度明显不同, 不能用峰温 T_p 值替代 T_v 值。

5 讨论

① ΔG_R 的物理意义。由于一级相变涉及点阵的重排, 所以将引起对运动相界的阻力和能量的不可逆耗散。假定在温度 T 时单位体积中总面积为 A' 的运动界面以平均速度为 V 而运动, 则在相变过程中克服阻力所作之功为

$$\begin{aligned} W &= \int_{t_s}^{t_f} \Delta G_R(T) A' V dt = \int_{t_s}^{t_f} \Delta G_R(T) (dF/dt) dt \\ &= \int_0^1 \Delta G_R(F) dF = \int_{T_s}^{T_f} \Delta G_R(T) (dF/dT) dT \end{aligned} \quad (30)$$

此处 t_s 和 t_f 分别为相变开始和结束的时间。可见 $\Delta G_R(F)$ 或 $\Delta G_R(T)$ 可以理解为相变过程的界面能量耗散率, 而 $\Delta G_R(F) - F$ 或 $\Delta G_R(T) - T$ 曲线则可以理解为相变过程的界面耗散函数。由于一级相变是靠界面的推移来完成, 运动界面耗散的能量就是一级相变过程所耗散的能量, 所以称 $\Delta G(F)$ 或 $\Delta G_R(T)$ 为一级相变的耗散函数。它是一级相变的一个基本的表征函数。积累了各种一级相变的耗散函数数据, 将会对建立一级相变的普适唯象理论提供可行的物理模型。

此外, 从有效驱动力的定义可知, ΔG_R 是作用在运动界面上的阻力, 当 $\Delta G \leq \Delta G_R$ 时, $\Delta G' \leq 0$, 相界不能运动。所以, 以 $\Delta G_R(F) - F$ 或 $\Delta G_R(T) - T$ 形式给出的阻力曲线表征了可动界面的动性; ΔG_R 越小, 界面的动性越大, 反之亦然。相变阻力的大小还明显地与相变滞后大小有关, 热滞越大的一级相变具有较大的能量耗散率, 这一点已为 FeMn 合金的结果所证实; 本文所得的能量耗散函数已在 DSC 的测量中观测到, 且其数值在数量级上与本文的结果相一致¹⁾。

1) 林云、杨朝晖, 中山大学硕士论文, 1986, 1989年

②式(27)和(29)本来是对 $\dot{T} = 1 \text{ K/min}$ 时的约化温度给出的该 \dot{T} 时的相变耗散函数,但由于 T_s 依赖于 \dot{T} ,所以将不同 \dot{T} 时的相应 F 处的温度与实际 T_s 值代入后即可得到该 \dot{T} 时的实际 $\Delta G_R(T)$ 曲线.由该式可见, \dot{T} 增大时,界面运动所遇阻力或其能量耗散率增大.这也与DSC的测量结果相符.

③由于 $n < 1$,由(27)式及图1可见,当速率敏感指数 n 增大时, T_v 推后; $G_R(T)$ 曲线的极小值亦推后并使 $G_R(T)$ 曲线在 T_v 之前的部分升高、 T_v 之后的部分降低,界面的动力学行为也因之而改变.

④由式(17~20)可见,速率敏感指数 n 确定时,界面在外场作用下的动力学行为确定,且该指数与界面动力学指数 m 间存在确定关系.

⑤多晶体在相变时存在大量相界面,本文以一个等效界面(类似于铁磁体中等效磁畴壁的概念^[12])的行为来描述大量相界面的平均结果,因此(27)式隐含了统计意义.

6 结 论

①可由相变过程中的变速定频和变频定速内耗数据计算出一级相变过程的能量耗散函数 $\Delta G_R(T)$.

②能量耗散函数表征了相变过程能量的不可逆耗散和界面动性.

③相界面的动力学行为由相变过程能量耗散率的速率敏感指数 n 所确定. n 与界面动力学指数 m 存在确定的数量关系.

参 考 文 献

- [1] 于泳等,相变和临界现象,科学出版社,1984
- [2] Devonshire A F, *Phil. Mag.*, 40(1949), 1040; 42(1951), 1065; *Advan. Phys.*, 3(1954), 85
- [3] Cook H E, *Acta Met.*, 23(1975), 1027~1041
- [4] Hilliard J E, *Phase Transformations* (ed. H I Aaronson), ASM, 1970, 479
- [5] Otsuka K et al., *Intern. Met. Rev.*, 31(1986), 93
- [6] Dolzynski L (ed'), *Proceeding of Intern. Conf on the Dynamics of Interface, J. de Physique*, 45(1984), 5
- [7] Balluffi RW (ed.), *Grain-Boundary Structure and Kinetics*, Am. Soc. Metals, 1979
- [8] Rao C N R et al., *Phase Transitions in Solids*, Mcgraw-Hill, 1978, 90
- [9] 王业宁等, *南京大学学报* 7(1987), 3; *高等学校自然科学学报试刊*, 5(1965), 352
- [10] 曾文光等, *物理学报*, 36(1987), 37
- [11] 张进修等, *物理学报*, 36(1987), 847
- [12] Bertotti G, *Proc. 3rd Intern. Cont. on Magnetic Materials, World Scien*, 1987, 489

The Dissipation Function of the First-Order Phase Transformation in Solids (I)

Zhang Jinxiu* Zeng Wenguang

Abstract

The motion equation with a term of interaction driving force of phase transformation is established and resolved for the process of the first-order phase transformation (FOPT). The expressions of internal friction Q^{-1} and modulus defect $\Delta M/M$ during the FOPT are obtained and a dissipation function of FOPT ΔG_R is acquired from the measurements of Q^{-1} and $\Delta M/M$ with various temperature change rate \dot{T} and frequency of Q^{-1} measurement ω . A dispersive relation of mobile interface coupling with low-frequency alternation stress is also obtained. The ΔG_R function characterizes not only the energy dissipation rate of the FOPT but also the mobility of the interface during the FOPT.

Keywords first-order phase transformation, dissipation function, dispersive relation, internal friction, interface mobility

· 简讯 ·

用低压气雾化法成功制取BiSn合金微粉

用惰性气体雾化法所得的粉粒具有均匀的圆球形状，粒度可达 $10\sim 20\mu\text{m}$ ，含氧量低。但是使用这种方法的喷气压力较高（ $4\sim 8\text{MPa}$ ），气体消耗量大，生产成本较高，使大规模工业生产受到限制。本方法使用低喷气压力（ $0.3\sim 0.5\text{MPa}$ ），通过改善喷嘴设计等方面的参数可达到最佳粒度分布为 $10\sim 20\mu\text{m}$ 的BiSn共晶合金粉末。

喷嘴设计采用了改进的环孔结构，在低熔点合金雾化时，制作简单，在气流剪切金属液体时还可使金属液流和雾化气流同时喷射因而雾化效果较好。此外，采用改进雾化仓，即恰当选取圆柱筒体的直径和高度比例以及雾化仓下部的圆锥倒角，进一步改善了雾化效果。

（材料科学研究所：伍尚华、曾文光）

• Department of Physics