

前沿领域综述

晶界滞弹性弛豫理论的现代进展*

郑宗文 徐庭栋[†] 王凯 邵冲

(钢铁研究总院高温材料研究所, 北京 100081)

(2012年6月11日收到; 2012年7月6日收到修改稿)

上世纪中期, 人们通过扭摆试验测量内耗, 发现晶界滞弹性弛豫峰. 后来尽管很多学者提出了各种理论模型, 但晶界滞弹性弛豫的微观机理仍然是不清楚的. 最近, Xu 根据弹性应力引起晶界溶质偏聚或贫化实验结果, 提出了晶界滞弹性弛豫的微观机理是晶界吸收或发射空位, 建立了晶界滞弹性弛豫的平衡方程和动力学方程, 解析地表述了晶界滞弹性弛豫过程, 并成功地阐明了普遍存在于金属中的中温脆性峰温度移动现象. 本文将综述晶界滞弹性弛豫理论的这一现代发展.

关键词: 滞弹性弛豫, 晶界, 偏聚和贫化, 中温脆性

PACS: 62.40.+i, 62.20.-x, 68.35.Dv, 81.40.Np

1 引言

晶界滞弹性弛豫现象的发现已有将近百年的历史了. 它是指在弹性范围内, 晶界的应力与应变不是单值关系的性质^[1,2]. 也就是说, 晶界当承受弹性应力时, 并不立即产生根据胡克定律所达到的应变, 而是随时间推移缓慢达到这个应变. 撤去应力后, 所产生的应变并不立即而是缓慢的恢复零值. 由于晶界滞弹性发生在弹性应力范围内, 材料在低于宏观屈服应力下的服役是最通常的服役状态, 也是引起材料性能退化、脆化及断裂的力学阶段. 因此, 晶界滞弹性弛豫及其引起材料微观结构变化, 以及这种变化对材料力学性能的影响, 一直是材料物理研究的重要课题.

2 滞弹性弛豫理论的早期研究

2.1 晶界滞弹性弛豫峰的葛氏测量

早在 1825 年, Weber^[1,3,4] 在研究电流计悬线

时就发现与完全弹性有少许偏离, 撤去力偶后, 悬线没有立即回到零点, 而是逐渐回到零点, 称这种性质为“弹性后效”. 为了研究这一性质, 很多学者^[5-7] 都建立了模型解释这一现象, 但都不能准确反映实际金属的性质^[1]. 1947 年, 葛庭燧^[2,8] 设计了扭摆内耗仪和扭转线圈装置, 用扭转形变中的低频内耗、动态切变模量随温度的变化、在恒应力下的蠕变和恒应变下的应力弛豫四种滞弹性测量方法, 定量地研究了晶界的滞弹性行为. 图 1 是所测得的低频下 99.991%Al 的内耗随温度变化曲线, 从图中可以看出, 对多晶铝的内耗在 285 °C 左右存在一个峰值, 即晶界内耗峰, 后被称之为“Ke 峰”, 而在“单晶”铝中没有 Ke 峰出现. 随后又计算了 Al 的晶界黏滞系数, 与试验测得的熔态 Al 黏滞系数非常接近. 在历史上第一次实验证实了晶界滞弹性弛豫的存在, 奠定了滞弹性行为研究的基础.

2.2 滞弹性弛豫的理论研究

为了进一步阐述晶界滞弹性过程的机理, 葛庭燧^[2,8] 提出了晶界滑动模型. 即晶界内耗是由于晶

* 国家自然科学基金 (批准号: 51171050, 51001030) 资助的课题.

[†] E-mail: xutingd2002@yahoo.com.cn

界滑动,且晶界具有一个随温度变化的黏滞系数.认为对于实际晶体,当有限速率施加到晶界上时,晶界滑动受到一种动阻力,因而表现出一种黏滞性.1961年,Leak等^[9,10]根据有些金属的晶界内耗激活能与晶界扩散、晶界迁动激活能相同的报道,提出了晶界内耗的晶界迁动机理.即晶界垂直于它的正切面的位移.他们认为晶界迁动发生在晶界台阶或突出部分的一个或少数几个原子的跳动.随后人们又提出了晶界弛豫的位错机理,其中典型的有晶界结构的位错滑动机理(Gates模型)^[11]、位错网络机理(AZS模型)^[12]和连续分布位错机理(孙-葛模型)^[13].这些模型都是建立在Ke峰来源于晶界这一基本假设之上的.但是,在上世纪70年代法国和意大利^[14-17]的科学家就这一来源问题提出了不同的看法.他们认为Ke峰来源于晶内位错的运动.其论据主要有:1)单晶试样尤其在轻度冷加工的单晶试样中发现了与Ke峰类似的内耗峰;2)在冷加工的单晶试样和多晶试样中都表现出显著的振幅效应;3)单晶和多晶试样的内耗峰都对形变热处理非常敏感.由于这一研究对于滞弹性弛豫理论的基础性和重要性,葛庭燧等随后对上述现象和观点进行了大量的阐述和说明^[18-20].尽管这场争论有力地推动了这一理论的发展,如竹节晶界内耗峰的发展和认定等,但关于晶界滞弹性弛豫的微观机理仍然是不清楚的^[21].

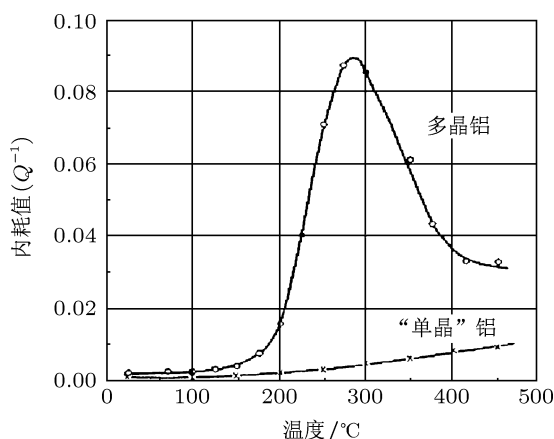


图1 “单晶”铝和多晶铝的内耗随温度的变化(振动频率 $f = 0.8 \text{ Hz}$)^[8]

1981年,Shinoda和Nakamura^[22]用俄歇谱观察了弹性应力作用下晶界成分的变化,实验发现张应力引起钢中起磷的晶界偏聚,压应力引起磷的晶界贫化,充分延长应力时效时间,晶界成分的变化

消失,如图2所示.1996年,Misra^[23]研究了弹性张应力作用下钢中硫的晶界偏聚,其结果支持了Shinoda和Nakamura的实验结果,并实验证实了在张应力作用下随着时效时间的延长,晶界成分趋于平衡浓度.这些实验结果的重要意义在于,晶界滞弹性弛豫伴随着晶界成分的变化,这是上述所有晶界滞弹性弛豫微观机理所没有能涉及到的问题.为此,本世纪初,徐庭栋^[24-29]从晶界弛豫引起晶界成分变化的试验现象入手,提出晶界滞弹性弛豫是晶界发射或吸收空位的过程,由于空位和溶质原子的相互作用,形成空位-溶质原子复合体,引起弛豫过程中晶界成分的改变.在此基础上,建立了晶界滞弹性弛豫的平衡方程和动力学方程,形成了解析表述晶界滞弹性现象的新理论体系.

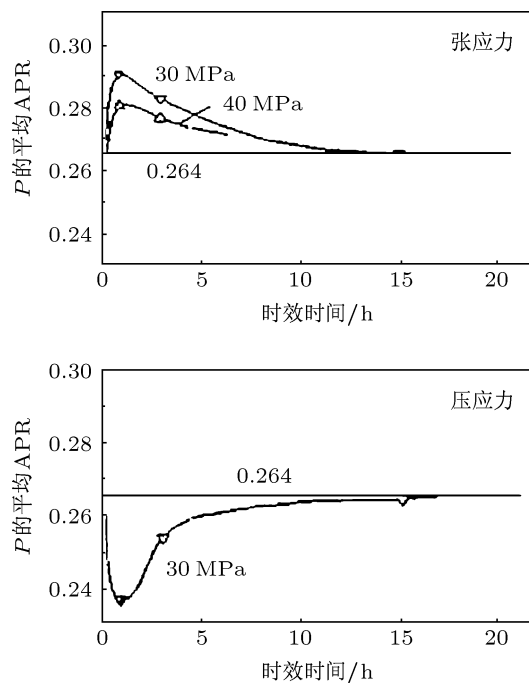


图2 在773 K时俄歇谱测量的张应力和压应力时效中磷晶界成分的变化^[22]

3 晶界滞弹性弛豫的解析表述

3.1 滞弹性弛豫的微观机理和临界时间

Xu^[25,30]通过分析Shinoda, Nakamura以及Misra的试验结果发现,弹性应力引起晶界成分的变化,如同热循环引起的非平衡偏聚,也存在一个临界时间.因此,类比热循环引起的非平衡偏聚提出如下假设.

在弹性张应力作用下晶界滞弹性弛豫过程中,晶界吸收附近基体的空位,由于空位、溶质原子和空位—溶质原子复合体之间的热力学平衡,晶界附近空位浓度的降低,使得复合体分解为溶质原子和空位,结果复合体浓度梯度促使复合体向晶界扩散,将过量的溶质原子带到晶界上,引起了超过晶界平衡浓度的溶质原子富集在晶界处,形成非平衡晶界偏聚.当达到晶界滞弹性弛豫平衡时,晶界停止吸收空位,同时复合体向晶界的扩散流逐步减弱.在复合体向晶界扩散的同时,晶界上过量的溶质原子随自己的浓度梯度从晶界返回晶内.当复合体和溶质原子这两个方向相反的扩散流相等时,晶界溶质浓度达到极大值,此时即为张应力时效引起的溶质非平衡偏聚的临界时间(见图2).在弹性压应力作用下,晶界将向基体发射空位,空位在晶界附近和溶质原子结合形成复合体.这些复合体随着浓度梯度向晶内扩散,将溶质原子带到晶内基体中,引起晶界区低于平衡浓度的溶质非平衡贫化.当晶界达到滞弹性弛豫平衡时,晶界停止发射空位,同时复合体向晶内的扩散流会逐步减弱.在复合体向晶内扩散的同时,基体中的溶质原子会沿着自己的浓度梯度向晶界扩散,当这两个方向相反的扩散流相等时,晶界溶质浓度达到极小值,即压应力时效引起的溶质非平衡贫化的临界时间(见图2).Xu在文献[30]中从晶界区的应力状态、尺寸因素和能量因素三个方面分析了上述假设的合理性.并将应力引起的非平衡晶界偏聚和贫化的临界时间,用以下关系式^[25,28-30]表述:

$$t_c(T) = [R^2 \ln(D_c/D_i)] / [\delta(D_c - D_i)], \quad (1)$$

式中 D_c 是复合体的扩散系数, D_i 是溶质原子的扩散系数,这两个系数均是应力作用下的扩散系数, R 是晶粒半径, δ 是一个常数.(1)式表明,随应力时效温度的降低,临界时间将延后.这是应力引起的晶界滞弹性弛豫的基本特征之一.

3.2 滞弹性弛豫平衡方程和动力学方程

Xu在晶界滞弹性弛豫微观机理的基础上,建立了晶界弛豫平衡下的溶质浓度方程,即平衡方程,和晶界滞弹性弛豫过程中,溶质浓度随弛豫时间变化的动力学方程.

3.2.1 平衡方程

在恒定应力作用下晶界滞弹性弛豫达到应力平衡时,晶界将停止吸收或发射空位,因此一定量的空位将被吸收到单位体积的晶界上或从单位体积的晶界上发射出去.Xu^[25,30]建立了平衡方程(2)和(3),分别解析地表述了晶界在弹性张应力或压应力作用下,达到滞弹性弛豫平衡时,晶界空位浓度的增加或减少.即在张应力 σ 作用下的最大空位浓度 $C_{V(\sigma=\sigma)}$ 为

$$C_{V(\sigma=\sigma)} = C_{V(\sigma=0)} + K_0 \sigma^2 / (2E_{gb} F_V), \quad (2)$$

在压应力 σ 作用下的最小空位浓度 $C'_{V(\sigma=\sigma)}$ 为

$$C'_{V(\sigma=\sigma)} = C_{V(\sigma=0)} - K_0 \sigma^2 / (2E_{gb} F_V), \quad (3)$$

其中 $C_{V(\sigma=0)}$ 是无应力下的晶界空位平衡浓度, E_{gb} 是晶界区弹性模量, K_0 是由应力方向和晶界法线方向决定的一个几何因子, F_V 是晶界区空位形成能.

假设:1)统计地说,空位和溶质原子的复合体是由一个空位和一个溶质原子组成;2)应力引起的晶界溶质原子的偏聚或贫化,几乎完全是由复合体向晶界或离开晶界的扩散引起的.这样,由(2)和(3)式,得出在张应力 σ 作用下的晶界最大溶质浓度 $C_{b(\sigma=\sigma)}$ 为

$$C_{b(\sigma=\sigma)} = C_{b(\sigma=0)} + K_0 \sigma^2 / (2E_{gb} F_V), \quad (4)$$

在压应力 σ 作用下的晶界最小溶质浓度 $C'_{b(\sigma=\sigma)}$ 为

$$C'_{b(\sigma=\sigma)} = C_{b(\sigma=0)} - K_0 \sigma^2 / (2E_{gb} F_V), \quad (5)$$

其中 $C_{b(\sigma=0)}$ 是无应力下的晶界溶质平衡浓度.

Xu和Zheng^[31]利用平衡方程(4),根据Misra^[23]在2.6Ni-Cr-Mo-V钢中硫在张应力 $\sigma = 3.43 \times 10^8$ Pa作用下在883 K的晶界偏聚实验结果,计算晶界区滞弹性模量是 $E_{gb} = 2.03 \times 10^7$ Pa.比Kluge等^[32]模拟的Au理想无缺陷双晶(001)扭转晶界的弹性常数 C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{33} , C_{44} 和 C_{66} 中的最低的 C_{44} 小一个数量级.考虑到晶界区原子排列与基体点阵的差别,以及晶界区缺陷的存在,可以认为(4)式计算晶界区弹性模量能正确反映晶界区弹性性质,说明该模型假定的晶界、空位、溶质原子交互作用的物理过程是存在的,其解析关系式是合理有效的,这也是迄今实验测量晶界区弹性模量的唯一方法^[30].

3.2.2 动力学方程

Xu^[25,29,30] 以 (4) 和 (5) 式为偏聚方程的边界条件, 利用 Carlslaw 和 Jaeger 于 1947 年处理固体热传导方程提出的数学方法和高斯松弛分析, 获得了晶界滞弹性弛豫动力学方程 (6) 至 (9) 式.

将张应力引起的晶界偏聚过程分为两个过程, 偏聚过程和反偏聚过程. 在张应力时效时间 t 小于临界时间 t_c 的偏聚过程动力学方程有

$$\frac{[C_b(t) - C_{b(\sigma=0)}] / [C_{b(\sigma=\sigma)} - C_{b(\sigma=0)}]}{=1 - \exp\left(\frac{4Dt}{\alpha_{i+1}^2 d^2}\right) \operatorname{erfc}[2(Dt)^{1/2} / \alpha_{i+1} d]}. \quad (6)$$

在张应力时效时间 t 大于临界时间 t_c 反偏聚过程有

$$\begin{aligned} & \frac{[C_b(t) - C_g] / [C_b(t_c) - C_g]}{= (1/2) \left(\operatorname{erf}\left\{ (d/2) / [4D_i(t - t_c)]^{1/2} \right\} \right.} \\ & \left. - \operatorname{erf}\left\{ - (d/2) / [4D_i(t - t_c)]^{1/2} \right\} \right). \quad (7) \end{aligned}$$

将压应力引起的晶界贫化的过程同样分为两个部分, 即贫化过程和反贫化过程. 在压应力时效时间 t 小于临界时间 t_c 的贫化过程动力学方程为

$$\begin{aligned} & \frac{(C_b(t) - C_g) / (C_{b(\sigma=0)} - C_g)}{= \left\{ \operatorname{erf}\left[d / \sqrt{16Dt} \right] - \operatorname{erf}\left[- d / \sqrt{16Dt} \right] \right\} / 2}. \quad (8) \end{aligned}$$

在压应力时效时间 t 大于临界时间 t_c 的反贫化过程, 有

$$\begin{aligned} & \frac{C_b(t) - C'_{b(\sigma=\sigma)}}{= \left[(K_0/2)\sigma^2 / EFV \right] \left\{ 1 - \exp\left[4D(t - t_c) / \alpha_{i+1}^2 d^2 \right] \right.} \\ & \left. \times \operatorname{erfc}\left[2D(t - t_c)^{1/2} / \alpha_{i+1} d \right] \right\}, \quad (9) \end{aligned}$$

式中 $\alpha_{i+1} = C_{b(\sigma=\sigma)} / C_g$, 其中 C_g 是基体溶质浓度.

上述关系式分别解析的描述了弹性张应力作用下晶界偏聚程度, 和弹性压应力作用下溶质的晶界贫化程度随应力时效时间的变化规律. Xu^[25,28] 利用 (6), (7) 式模拟了 Misra 的试验结果, 求得在张应力作用下硫原子-空位复合体在钢中的扩散系数为 $2.06 \times 10^{-12} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 硫原子的扩散系数为 $1.86 \times 10^{-22} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 两者相差 10 个数量级. 两者扩散速率上的巨大差别表明, 两个扩散过程是不同扩散体参与的. 但两者都只引起晶界硫浓度的改变, 这又说明两个扩散体都只与硫原子有关, 这就证实了应力时效过程中硫原子-空位复合体向晶界

扩散, 硫原子向晶内扩散, 从而实验证实了非平衡晶界偏聚的复合体扩散机理. 同时这也是迄今为止获得复合体扩散系数的唯一实验方法.

3.2.3 张应力引起的非平衡偏聚峰温度和峰温度移动

图 3(a) 是 Xu^[33] 等用 (1), (4), (6), (7) 式示例计算的, 不同温度下溶质偏聚浓度随张应力时效时间变化的动力学曲线. 两竖线与各条动力学曲线的交点, 分别表示在各个温度应力时效 t_1 和 t_2 小时的晶界偏聚浓度. 可以看出, 在时效温度 T_1, T_2, T_3, T_4 和 T_5 都应力时效 t_1 小时的溶质偏聚浓度, 分别是 C_1, C_2, C_3, C_4 和 C_5 , 都时效 t_2 小时的溶质偏聚浓度分别是 C'_1, C'_2, C'_3, C'_4 和 C'_5 . 再将在各个温度时效 t_1 和 t_2 小时的偏聚浓度表示成随应力时效温度的变化关系, 即如图 3(b) 所示. 从图 3(a), (b) 可

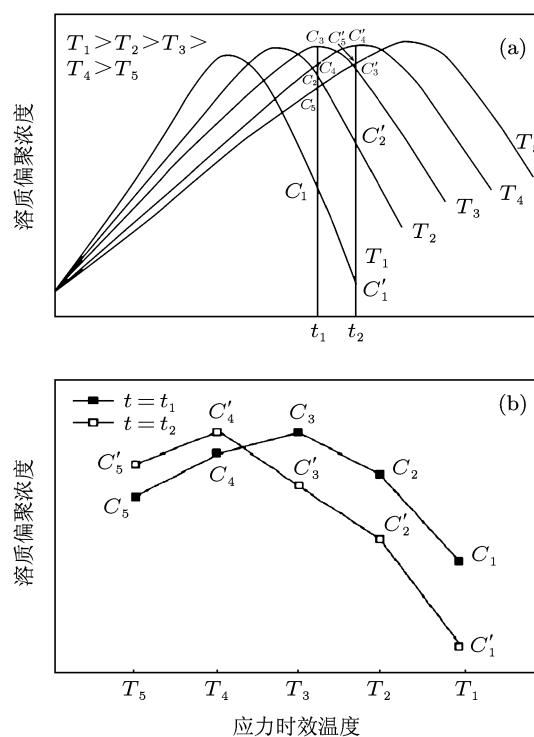


图 3 (a) 张应力引起的溶质非平衡偏聚浓度随应力时效温度 T_1, T_2, T_3, T_4, T_5 和时效时间的变化, 图中竖线分别表示在各个温度应力时效时间 t_1 和 t_2 ; (b) 在 T_1, T_2, T_3, T_4 和 T_5 温度下分别应力时效 t_1 和 t_2 小时的非平衡溶质偏聚浓度, 其中 $T_1 > T_2 > T_3 > T_4 > T_5$ ^[33]

以看出, 应力时效时间 t_1 最接近 T_3 温度的临界时间, 在此温度浓度达到极大值. 时效时间 t_2 最接近 T_4 温度的临界时间, 在此温度浓度达到最大值. 因此, 当试样在不同的温度应力时效相同的时

间, 必存在某一时效温度, 其临界时间等于或接近此应力时效时间, 且在此温度偏聚浓度达到极大值. 这个温度称为偏聚峰温度. 从图 3(a) 和 (b) 还可看出, 当在各个温度的时效时间从 t_1 延长至 t_2 时, $t_1 < t_2$, 偏聚峰温度就从 T_3 变为 T_4 , $T_3 > T_4$. 这就是说, 当在各个温度延长应力时效时间, 偏聚峰温度将向低温移动, 称为张应力引起的非平衡偏聚峰温度移动. 峰温度和峰温度移动是晶界滞弹性弛豫引起非平衡晶界偏聚的两个主要特征, 将被用于解释金属材料高温拉伸试验过程中, 中温脆性峰温度随拉伸应变速率的降低, 向低温移动的重要实验现象.

3.3 中温脆性峰温度移动现象的解释

金属材料在各个不同温度以恒定应变速率拉伸至断裂, 在中间温度, 大约在 0.5 至 0.8 熔点温度, 延伸率和断面收缩率降低, 同时呈现沿晶界脆性断裂, 在温度 - 塑性曲线图上出现塑性极小值的现象, 称为中温脆性. 中温脆性于 1877 年^[34] 在 Cu 合金中首先发现, 后来在几乎所有金属与合金中都发现这一现象, 是困扰材料学界百年的科学难题^[35]. 当在各个温度的拉伸速率降低时, 中温脆性发生的温度范围, 以及脆性极大值发生的温度, 将向低温移动. 这是中温脆性的一个普遍特征, 现在发现这一现象发生在 Al-5wt%Mg 合金中^[36], Al-5.2%Mg 合金^[37] 中, CuNi25 合金^[38] 中, 也发生在 Fe-17Cr 不锈钢中^[39,40], 如图 4 所示. 这个特征也是不能得到合理解释的中温脆性的重要实验现象之一.

按照金属材料高温拉伸试验标准^[41] 的试验方法, 在不同的试验温度下以恒定的应变速率拉伸至断裂. 这个拉伸过程包括弹性应变阶段和塑性应变阶段至断裂. 因此, 拉伸过程的恒定应变速率必然会导致拉伸过程中的一个恒定的弹性应力时效时间, 而且应变速率降低, 弹性应力时效时间将延长. 根据应力引起杂质非平衡偏聚峰温度移动的概念, 在各个温度拉伸应变速率的降低, 弹性应力时效时间将延长, 杂质偏聚峰温度向低温移动, 引起脆性

峰也向低温移动^[33]. 这就从晶界滞弹性弛豫理论解释了普遍存在的中温脆性峰温度移动现象, 也是对 Xu 提出的晶界弛豫理论的实验证实, 并首次建立起晶界滞弹性弛豫与材料力学性能的联系.

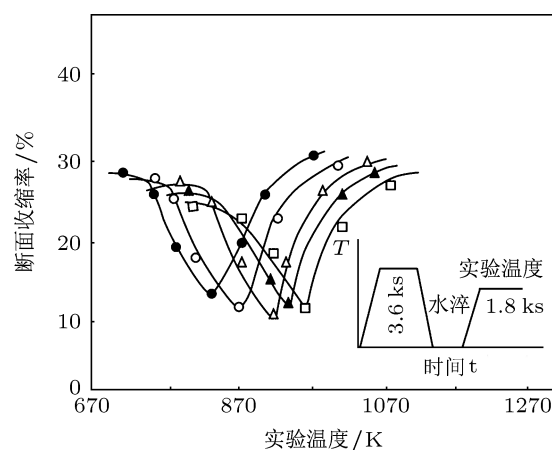


图 4 Fe-17Cr 铁素体不锈钢断面收缩率随拉伸温度和拉伸速率的变化关系, 晶粒尺寸 $d = 0.60$ mm, 应变速率 $\dot{\epsilon}$: $\bullet, 1.43 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\circ, 1.43 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\triangle, 1.43 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $\blacktriangle, 1.43 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\square, 1.43 \times 10^{-1} \text{ s}^{-1}$ ^[39,40]

4 结论

近期徐庭栋从弹性应力引起晶界成分变化的实验现象入手, 提出了晶界滞弹性弛豫的微观机理是晶界吸收或发射空位, 引入了临界时间概念, 建立了平衡方程和动力学方程, 确切地证实了晶界滞弹性弛豫的存在, 解析的表述了这个弛豫过程, 同时首次将晶界滞弹性弛豫与晶界成分的变化, 以及金属的力学性能联系起来. 本文表明: 1) 利用 Xu 建立的一系列解析关系式, 通过计算模拟实验数据, 可以从实验上得到原来无法测量的物理参数, 如晶界区弹性模量、复合体的扩散系数等; 2) 金属材料在弹性应力作用下的服役过程中, 晶界发射或吸收空位, 引起溶质的晶界偏聚或贫化, 将是研究金属服役过程中力学性能退化、脆化和断裂的一个新方向; 3) 新的晶界滞弹性弛豫机理能够成功地阐明中温脆性的峰温度移动现象.

[1] Zener C (Translated by Kong Q P, Zhou B L, Qian Z Q, Ma Y L) 1965 *Elastic and Anelastic of Metals* (Beijing: Science Press) p3-40 (in Chinese) [C. 甄纳著, 孔庆平, 周本濂, 钱知强, 马应良译 1965 金属的弹性与滞弹性 (北京: 科学出版社) 第 3—40 页]

[2] Ge T S 2000 *Foundation of Solid Internal Friction Theory: Grain-Boundary Relaxation and Structure* (Beijing: Science Press) p3-481 (in Chinese) [葛庭燧 2000 固体内耗理论基础: 晶界弛豫与晶界结构第 3—481 页 (北京: 科学出版社)]

- [3] Weber W 1834 *Poggendorff's Ann.* **35** 247
- [4] Weber W 1841 *Poggendorff's Ann.* **24** 1
- [5] Meyer O 1874 *Journ. Rein. U. Angew. Math.* **78** 130
- [6] Voigt W 1892 *Ann. D. Phys.* **47** 671
- [7] Poynting J H, Thomson J J 1902 *Properties of Matter* (London)
- [8] Ke T S 1947 *phy. Rev.* **71** 533
- [9] Leak G M 1961 *Proc. Phys. Soc.* **78** 1520
- [10] Miles G W, Leak G M 1961 *Proc. Phys. Soc.* **78** 1529
- [11] Gates R S 1973 *Acta Met.* **21** 855
- [12] Ashmarin G M, Zhikharev A I, Shvedov Ye A 1977 *IX Konferencija Metaloznawcka PAN Krakow* 391
- [13] Sun Z Q, Ke T S 1981 *J. de Physique* **42** C5-451
- [14] Woignard J, Riviere A 1981 *J. De Fouquet, J. De Physique* **42** C5-417
- [15] Woignard J, Amirault J P, 1975 *J. de Fouquet: ICIFUACS-5* 392
- [16] Bonetti E, Evangelista E, Gondi P, Tognato R 1976 *Il Nuovo Cimento* **33B** 408
- [17] Bonetti E, Evangelista E, Gondi P, Tognato R 1977 *Phys. Stat. Sol. A* **39** 661
- [18] Ke T S 1989/1990 *Adv. Sci. China Phys.* **3** 1
- [19] Iwasaki K 1993 *Mater. Sci. Forum* **119/121** 775
- [20] Ke T S 1998 *J. Mater. Sci. Technol.* **14** 481
- [21] Ke T S 1990 *Adv. Sci. China Phys.* **3** 1
- [22] Shinoda T, Nakamura T 1981 *Acta Metall.* **29** 1631
- [23] Misra R D K 1996 *Acta Mater.* **44** 885
- [24] Xu T D, Cheng B Y 2004 *Prog. Mater. Sci.* **49** 109
- [25] Xu T D 2003 *Philos. Mag.* **83** 889
- [26] Xu T D 2000 *J. Mater. Sci.* **35** 5621
- [27] Xu T D 2002 *Scripta. Mater.* **46** 759
- [28] Xu T D 2007 *Philos. Mag.* **87** 1581
- [29] Xu T D 2006 *Kinetics of Non-equilibrium Grain Boundary Segregation and Intergranular Brittle Fracture* (Beijing: Science Press) p112 (in Chinese) [徐庭栋 2006 非平衡晶界偏聚动力学和晶间脆性断裂 第 112 页 (北京: 科学出版社)]
- [30] Xu T D 2009 *Sci. China Ser. E-Tech. Sci.* **52** 1679
- [31] Xu T D, Zheng L 2004 *Philos. Mag. Lett.* **84** 225
- [32] Kluge M D, Wolf D, Lutsko J F, Phillpot S R 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 2370
- [33] Xu T D, Zheng L, Wang K, Misra R D K *Inter. Mater. Rev.* (in press)
- [34] Bengough G D 1912 *J. Inst. Met.* **7** 123
- [35] Xu T D 2009 *10000 Scientific Difficulties: Physics* (Beijing: Science Press) p523 (in Chinese) [徐庭栋 2009 “10000 个科学难题·物理学卷” (北京: 科学出版社) 第 523 页]
- [36] Horikawa K, Kuramoto S, Kanno M 2001 *Acta Mater.* **49** 3981
- [37] Otsuka M, Horiuchi R 1984 *J. Jpn. Inst. Met.* **48** 688 (in Japanese)
- [38] Nowosielski R, Sakiewicz P, Mazurkiewicz J 2006 *J. Ach. Mater. Manuf. Eng.* **17** 93
- [39] Sun D S, Yamane T, Hirao K 1991 *J. Mater. Sci.* **26** 689
- [40] Sun D S, Yamane T, Hirao K 1991 *J. Mater. Sci.* **26** 5767
- [41] ASTM International: ‘Standard test methods for elevated temperature tension tests of metallic materials’, ASTM International, Designation: E21-03a, approved Dec. 1, 2003

Comprehensive Survey for the Frontier Disciplines

Progress in the theory of grain boundary anelastic relaxation

Zheng Zong-Wen Xu Ting-Dong[†] Wang Kai Shao Chong

(*Superalloy Department, Central Iron & Steel Research Institute, Beijing 100081, China*)

(Received 11 June 2012; revised manuscript received 6 July 2012)

Abstract

In the middle of last century, some scientists discovered grain-boundary anelastic relaxation (GAR) peaks by means of torsional pendulum. Later, various models about the origin of GAR peaks are established through further research. However, its micro-mechanism is still unclear. Recently, according to the results of solute grain boundary segregation or dilution caused by elastic stress, a micro-mechanism of GAR which is grain-boundary absorbing or emitting vacancies has been proposed. Then, the equilibrium equations and the kinetic equations of GAR are established, and the process of GAR is expressed analytically. Furthermore, it has successfully elaborated the intermediate temperature embrittlement peak movement which exists widely in metals. Those developments of GAR theory are reviewed in the present paper.

Keywords: anelastic relaxation, grain boundary, segregation and depletion, intermediate temperature embrittlements

PACS: 62.40.+i, 62.20.-x, 68.35.Dv, 81.40.Np

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51171050, 51001030).

[†] E-mail: xutingd2002@yahoo.com.cn