

位错芯区扩散引起的非线性滞弹性内耗峰*

葛庭燧

(中国科学院固体物理研究所, 合肥 230031)

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

(1995 年 4 月 27 日收到)

若干年来, 我们对于出现在 Al-Cu 和 Al-Mg 系中的表现正常和反常振幅效应的坐落在室温附近的内耗峰进行了系统研究, 测得的激活能接近于溶质原子在位错管道中扩散的激活能, 从而认为内耗峰的基本过程是溶质原子在位错芯内的扩散, 并且提出了根据位错弯结模型的物理图像. 在 70 年代, Windler-Gniewek 等根据弦模型对于位错芯内的扩散进行了理论计算, 推导出描述内耗行为的数学表达式与我们的实验结果有许多相似之处. 本文对于弦模型和弯结模型进行了对比, 分析了位错芯内的纵向扩散和横向扩散所引起的内耗的非线性表现以及内耗峰峰温和峰高随着应变振幅和测量温度而变化的情况, 进一步肯定了我们发现的室温非线性内耗峰(非线性滞弹性内耗)是由于溶质原子在位错芯内扩散所引起的.

PACC: 6240; 6170Y; 6170G; 0547

1 引 言

点缺陷与位错的交互作用是位错动力学的一个重要课题, 特别是对于结晶固体的力学性质的阐明和改善. 关于位错的长程应力场的问题已有详尽的研究, 但是关于位错芯区内的情况却很少了解.

点缺陷(包括空位和溶质原子)能够在热涨落的作用下在晶体中作无规扩散, 也能够应在力的作用下作定向迁动. 当晶体中有不均匀应力场就如同位错的应力场出现时, 点缺陷就分聚在位错线附近或位错芯区以内, 使系统的自由能降低. 在外加应力的作用下, 分聚在位错上的点缺陷由于与位错的交互作用而开始定向迁动, 进行重新分布, 达到新的平衡态. 在 Cottrell 和 Jaswon^[1]1949 年发表的原始工作中, 假定坐落在位错芯以外的溶质原子形成 Cottrell 气团, 并且只考虑了溶质原子沿着与位错线垂直的方向的运动, 从而溶质原子扩散的激活能等于体扩散的激活能.

1950 年, Ke^[2,3]首次把 Cottrell 的位错与溶质原子交互作用的观点引入内耗研究领域, 用来解释他在冷加工的铝铜固溶体中所观测到的、出现在室温附近的与应变振幅强烈有关的弛豫型内耗现象, 并认为溶质原子是可动的. 随后, Granato 和 Lücke^[4]于 1956 年提出了点缺陷钉扎位错和位错的机械脱钉的观点来解释内耗随着振幅的增加而增加的现象. 他们认为点缺陷是不动的, 所讨论的内耗是静滞后型的而不是弛豫型的. 随后又提出

*国家自然科学基金资助的课题.

了位错热激活脱钉的观点^[5],但仍认为点缺陷是不动的.

在一定的温度下,点缺陷或溶质原子显然是可动的,能够在热激活的作用下进行无规扩散或在应力的作用下进行定向迁动.在位错芯区以外的点阵中或在位错芯区以内都应该如此.

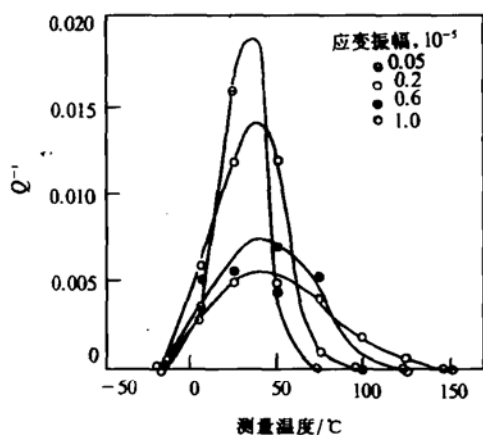


图1 Al-Cu 试样的室温反常内耗峰随着应变振幅而变化的情况^[2]

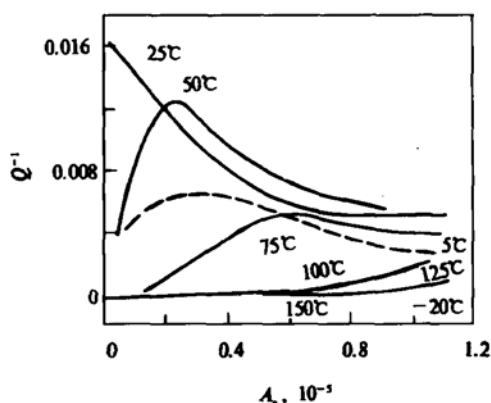


图2 在图1所示的温度内耗峰出现的温度范围内,内耗-应变振幅曲线随着测量温度而变化的情况^[3]

在证实了沿一般的晶粒间界的扩散激活能约为体扩散激活能的一半以后,人们又证明了沿位错线的管道扩散的扩散系数接近沿晶粒间界的扩散系数,这说明位错线是加速扩散的管道^[6]. Alefeld^[7]和 Bauer^[8]指出,沿位错线的扩散能够引起弛豫型的内耗现象,作为回复力的因素是位形熵所引起的热力学力.随后, Lücke 和 Schlipf^[9]从理论上指出,在位错芯区内可以发生纵向的和横向的扩散,并且二者都能引起弛豫型的内耗. Winkler-Gniewek^[10]以及 Windler-Gniewek, Schlipf 和 Schindlmayr^[11]对于这个问题进行了详细的理论分析,求出了纵向和横向内耗峰的数学表达式及其出现条件,以及振动频率、外加应力和试验温度等的影响.一个关键的问题是纵向内耗的弛豫时间 τ_L 与横向内耗的弛豫时间 τ_T 二者的相对大小,即按照 $\tau_L < \tau_T$ 或 $\tau_L > \tau_T$ 会出现不同的情况.另外,也考虑了纵向扩散和横向扩散之间的相互影响.但是这些理论上的推导并没有实验结果可资比较.

2 关于位错芯区扩散所引起的内耗

1950 年首次发现的溶质原子与位错交互作用所引起的内耗峰,是在冷加工并经过部分退火的含铜 0.5 重量百分比的铝中观察到的^[2].当振动频率约为 1 Hz 时,在室温附近出现一个温度内耗峰,并且随着应变振幅的增加,内耗峰向高温移动并且峰高降低(图 1)^[2].另外,在出现温度峰的温度范围内还观测到振幅内耗峰^[3],并且随着测量温度的提高,振幅峰向高振幅移动并且峰高降低(图 2)^[3].所观测的内耗表现时效效应,说明溶质原子是可动的.值得注意的是,这种内耗一方面表现弛豫型的特征,另一方面又表现

非线性的振幅依赖关系,因而是反常的.

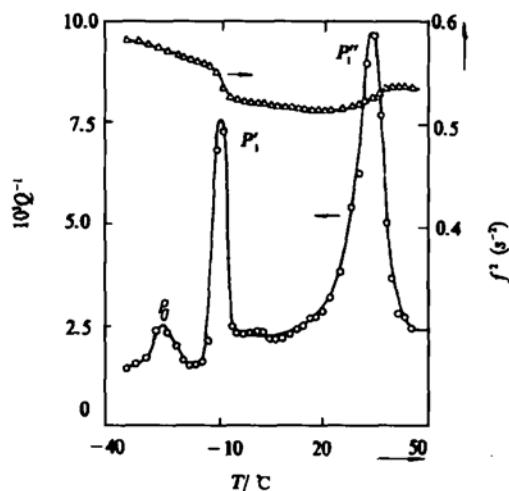


图3 P_0 峰、 P'_1 峰和 P''_1 峰同时出现的情况 图上部的曲线表示模量亏损曲线^[22]

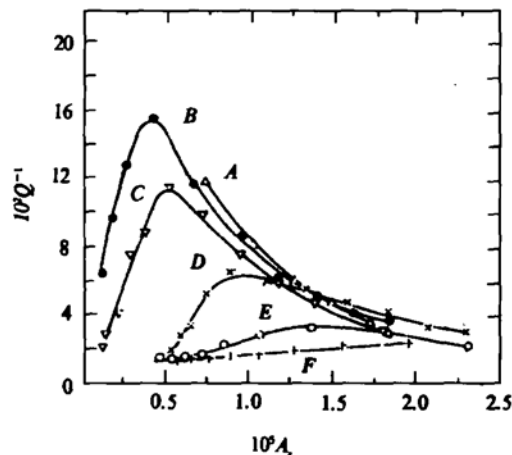


图4 在 Al-Mg 试样的 P'_1 峰的温度范围内的内耗-应变振幅曲线 曲线 B-F 所对应的测量温度分别是 74, 51, 41, 29, 20 °C^[17]

在 60 年代,一系列的深入实验证实了上述的非线性滞弹性内耗现象,并且在含镁的铝中也观测到类似的结果^[12-15]. 为了说明所发现的内耗峰在严格的定量处理上所遇到的困难,提出了溶质原子与位错弯结交相互作用的弯结气团模型,考虑了溶质原子沿着与位

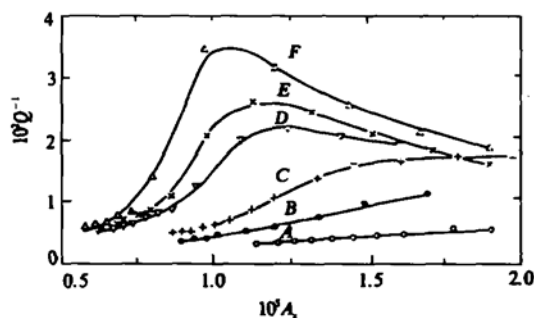


图5 在 Al-Mg 试样的 P''_1 峰的温度范围内的内耗-应变振幅曲线 曲线 A-F 所对应的测量温度分别是 68, 61, 54, 49, 43, 37 °C^[17]

错线方向垂直的运动并且提出了管道扩散的概念. 在 80 和 90 年代,我们在冷加工的 Al-Mg^[16-19] 和 Al-Cu^[20-21] 试样中都观测到坐落在室温附近的反常内耗峰包括着三个子峰,按照它们出现的温度由低到高的顺序而被称为 P_0 峰, P'_1 峰和 P''_1 峰(图 3)^[22]. 测得的 P'_1 峰和 P''_1 峰的激活能对于 Al-Mg 试样分别是 0.50 和 0.58 eV^[23], 对于 Al-Cu 试样则是 0.80 eV (P'_1 峰和 P''_1 峰交叠在一起)^[24]. 由于这激活能远低于溶质原子 (Cu 和 Mg) 在铝中的体扩散激活能 1.4 eV^[25], 而管道扩散激活能约为体扩散激活能的 0.5 到 0.6 倍^[26], 所以我认为 P'_1 峰和 P''_1 峰都来源于溶质原子在位错芯内的扩散. 另外,还发现, P'_1 峰所对应的振幅内耗峰随着测量温度的提高而向低振幅移动并且峰高增高(图 4)^[17]. P''_1 峰的表现与 1950 年所观测的反常内耗峰的情况相同, 它的振幅内耗峰随着温度的提高而向高振幅移动并且峰高降低(图 5)^[17]. 我们认为: P_0 峰和 P'_1 峰分别是归因于坐落在位错线的水平部分

上和坐落在位错弯结部分上的溶质原子的纵向芯区扩散(LCD),而 P'_1 峰是归因于坐落在位错线的水平部分上的溶质原子的横向芯区扩散(TCD)^[27].虽然我们根据弯结模型提出了相应的物理图像,但是并没有进行理论分析和推导内耗峰的数学表达式.值得注意的是,关于 P'_1 峰和 P''_1 峰的实验内耗曲线及其表现与 Winkler-Gniewek 等的理论内耗曲线之间有很多相似之处.为了搞清楚这个问题并解决根据弦模型所进行的理论处理当中所出现的不合理部分,本文对于弦模型与弯结模型进行对比,并把他们的理论处理方法和步骤用到弯结模型上去,作为合理地解决这个重要问题的初步尝试.

3 根据弦模型所进行的理论推导

下面先简单地介绍一下 Windler-Gniewek 等(以下称为 W-G 理论)根据弦模型并以两个位错弓出段作例子的物理图像以及所预期的在各种条件下纵向内耗 δ_L 和横向内耗 δ_T 的表达式.

假定一根直位错线在间距为 $2\bar{l}$ 的两个节点处被强钉点所钉扎如图 6 所示^[11].沿着位错线的 $l_1 = \bar{l} + q$ 处存在一个点缺陷,从而在外加应力 σ 的作用下得到长度分别为 l_1 和 $l_2 = 2\bar{l} - l_1 < l_1$ 的两个弓出段.弓出的位错段加到点缺陷上的合力 $F^{(\sigma)}$ 总是指向短弓出段这一边.可把这个合力分解为与位错线平行和垂直的两个分量 $F_L^{(\sigma)}$ 和 $F_T^{(\sigma)}$.图中的 μ 是位错的线张力.

3.1 点缺陷的纯纵向运动所引起的纵向内耗(δ_L)

上述的 $F_L^{(\sigma)}$ 力的作用只是使长的弓出段增大而短的弓出段缩小,它并不产生机械回复力,从而不能引起弛豫型运动和内耗. Alefeld^[7]指出,这种使长的弓出段增大的倾向导致点缺陷向强钉点的移动使位错的组态熵增加.现在讨论的固然只是一个点缺陷,但是考虑到统计学上的系综的概念,可以提出关于点缺陷在两端被钉扎的一系列位错线上的分布函数,就是可在位错线上某一位置找到这个点缺陷的几率密度.这个几率密度的梯度就代表一种热力学回复力或组态熵回复力 $F_L^{(c)}$.上述的分布函数强烈地受到外加应力的影响.纵向力 $F_L = F_L^{(\sigma)} + F_L^{(c)}$ 所引起的点缺陷的纯纵向运动所产生的纯纵向内耗为

$$\delta_L = \frac{\pi}{2} \frac{\Lambda \bar{l}^2}{8} \frac{Gb^2}{2\mu} \frac{I_1 \left[\frac{a_0^2}{4} \right]}{I_0 \left[\frac{a_0^2}{4} \right]} \frac{2\omega\tau_L}{1 + 4\omega^2\tau_L^2}, \quad (1)$$

其中 Λ 为位错密度, G 为切变模量, μ 为位错线张力, I_0 和 I_1 为修正的第一类的第零阶和第 1 阶的 Bessel 函数, ω 为外加应力的圆频率, τ_L 为弛豫时间,

$$\tau_L = \frac{\bar{l}^2}{D_L} \frac{1}{1 + \pi^2 + 2a_0^2}, \quad (2)$$

D_L 为点缺陷的纵向扩散率, a_0 为规一化应力振幅,

$$a_0^2 = \frac{\sigma_0^2 b^2 \bar{l}^3}{4\mu kT}, \quad (3)$$

k 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度.

3.2 点缺陷的纵向运动在受到横向运动的影响时所引起的纵向内耗(δ_L)

$$\delta_L = \frac{\pi}{2} \frac{\Lambda \bar{l}^2}{3} \frac{Gb^2}{2\mu} \frac{3}{2} \left\{ \frac{\sqrt{2}}{\alpha_0 \sqrt{\pi}} \frac{\exp\left[\frac{\alpha_0^2}{2}\right]}{\operatorname{erfi}\left[\frac{\alpha_0}{\sqrt{2}}\right]} - \frac{1}{\alpha_0^2} - \frac{1}{3} \right\} \frac{2\omega\tau_L}{1 + 4\omega^2\tau_L^2}, \quad (4)$$

$$\operatorname{erfi}\left[\frac{\alpha_0}{\sqrt{2}}\right] = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\alpha_0/\sqrt{2}} \exp \xi^2 d\xi,$$

$$\tau_L = \frac{\bar{l}^2}{D_L} \frac{1}{\pi^2 + \alpha_0^2}. \quad (5)$$

3.3 点缺陷的横向运动在受到纵向运动的影响时所引起的横向内耗(δ_T)

在一般情况下, 沿位错管道的纵向扩散率大于横向扩散率, 因而只需考虑 $\tau_L < \tau_T$ 的情况. 另外, 这也说明点缺陷的横向动性总会受到纵向动性的影响, 所以也不考虑纯横向运动的情况.

$$\delta_T = \int_{-i}^{+i} d\delta_T(q), \quad (6)$$

$$d\delta_T(q) = \pi h(q) \int_0^\pi P_L(q, t) \sin \omega t \cos(\omega t - \varphi) d\omega t dq,$$

$$h(q) = \frac{1}{\pi} \Lambda \bar{l}^2 \frac{Gb^2}{2\mu} \left(1 - \frac{q^2}{\bar{l}^2}\right) \left/ \sqrt{1 + (\omega\tau_T^{(s)})^2 \left(1 - \frac{q^2}{\bar{l}^2}\right)^2} \right.,$$

$$\tau_T = \frac{\bar{l}}{2m_T\mu} \left(1 - \frac{q^2}{\bar{l}^2}\right) = \tau_T^{(s)} \left(1 - \frac{q^2}{\bar{l}^2}\right),$$

$$P_L(q, t) = C'(t) \exp\left[\alpha_0^2 \frac{q^2}{\bar{l}^2} \sin^2 \omega t + \frac{\alpha_0^2}{2\omega\tau_T^{(s)}} \arctan \omega\tau_T + \cos \varphi \sin(2\omega t - \varphi)\right],$$

$$\sin \varphi = \frac{\omega\tau_T}{\sqrt{1 + \omega^2\tau_T^2}} = \omega\tau_T \cos \varphi,$$

m_T 是横向动性, C' 是与时间有关的规一化常数.

3.4 理论推导结果总结

把上面所述各算式所预期的各种主要情况归纳如下:

(1) 把内耗画为 $\omega\tau$ 的函数时, δ_L , δ_L 和 δ_T 都出现一个峰值, 峰的最大值出现在 $\tau_L 2\omega \cong 1$ (对于 δ_L 峰和 δ_L 峰), 或 $\tau_T \omega \cong 1$ (对于 δ_T 峰). 当 ω 一定, 把内耗画为测量温度的函数时, 出现三个温度峰. 下面讨论这三个温度峰的表现情况.

(2) 与标准的弛豫型的内耗峰不同, 这三个温度峰都表现振幅效应.

(3) 随着振幅 α_0 的增加, δ_L 峰和 δ_L 峰的峰巅高度增高, δ_T 峰的峰巅高度降低.

(4) 随着振幅 α_0 的增加, δ_L 峰和 δ_L 峰的峰巅温度向低温方向移动, 而 δ_T 峰的峰巅

温度则向高温方向移动.

(5) 如果 $\tau_L > \tau_T$ 则只有一个出现在较高温度的 τ_T 温度内耗峰; 但是如果 $\tau_L < \tau_T$ 则除了 τ_T 峰以外, 还在较低温度出现 τ_L 峰.

4 与实验结果的比较

4.1 关于三个内耗峰的微观机制

在 Al-Mg 和 Al-Cu 试样观测到的坐落在室温附近的温度内耗峰的激活能在 0.5 到 0.8 eV 之间, 确切指明了产生内耗的基本过程是位错芯内的扩散(管道扩散). 能够用内耗实验来求得管道扩散的关键参量这还是第一次. 这些实验事实支持了 W-G 理论根据位错芯扩散观点所推得的理论结果.

4.2 关于点缺陷的纵向动性和横向动性的问题

点缺陷在位错芯内的动性 $m_c = D_c/kT$ (D_c 是管道扩散系数) 决定了芯内扩散内耗的性质, 因为它与弛豫时间有关. 由于纵向动性可能与横向不同, 所以纵向扩散内耗弛豫时间 τ_L 就可能与横向扩散内耗的弛豫时间 τ_T 不同. W-G 理论的理论推导指出, 在 $\tau_T < \tau_L$ 的情形下只有一个与横向动性有关的内耗峰出现. 现在从实验上发现有两种内耗峰出现, 一种是与纵向动性有关的内耗峰(δ_L 和 δ_L'), 一种是与横向动性有关的内耗峰(δ_T 峰), 这就表明 $\tau_T > \tau_L$, 而 δ_T 峰(归因于横向动性)出现在较 δ_L 峰(归因于纵向动性)为高的温度, δ_L' 峰(主要归因于纵向动性但受横向动性的影响)出现在 δ_L 峰与 δ_T 峰之间的温度(见图 3)进一步支持了这个论断. 从图 3 可见, 三个峰的峰值温度的顺序是 $(T_m)_L < (T_m)_{L'} < (T_m)_T$, 从而 $\tau_L < \tau_{L'} < \tau_T$. 另外从图 3 也可见, 三个峰的弛豫强度是 $\Delta_L < \Delta_{L'} < \Delta_T$, 这也与前节的第(1), (5)和(6)式所预期的理论估计相合. 从这些对比可见, 理论上所预期的 δ_L 峰, δ_L' 峰和 δ_T 峰就分别对应着我们在实验上所观测到的 P_0 峰, P'_1 峰和 P''_1 峰.

4.3 关于内耗峰的振幅效应

关于表现反常振幅效应的温度内耗峰的出现奠定了非线性滞弹性的理论基础, 而 W-G 理论提出的与外加应力有关的点缺陷分布函数(由此而产生一种由于位形熵而出现的热力学回复力)的概念提供了阐明反常振幅效应的线索. 从图 5 所示的 Al-Mg 试样的 P'_1 峰所对应的内耗-应变曲线可见, 振幅内耗峰随着测量温度的提高[从 F 点(20℃)到 B 点(51℃)]而向低振幅移动并且峰高升高. 另外, 内耗也随着温度的提高而提高^[17]. 图 6 所示的是 Al-Mg 试样的 P''_1 峰所对应的内耗-应变振幅曲线, 可见振幅内耗峰随着测

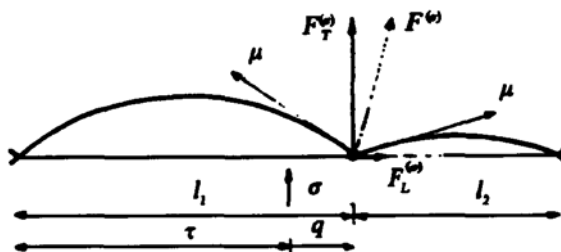


图 6 双弓出段弦模型在外加应力 σ 的作用下的分布情况^[11]

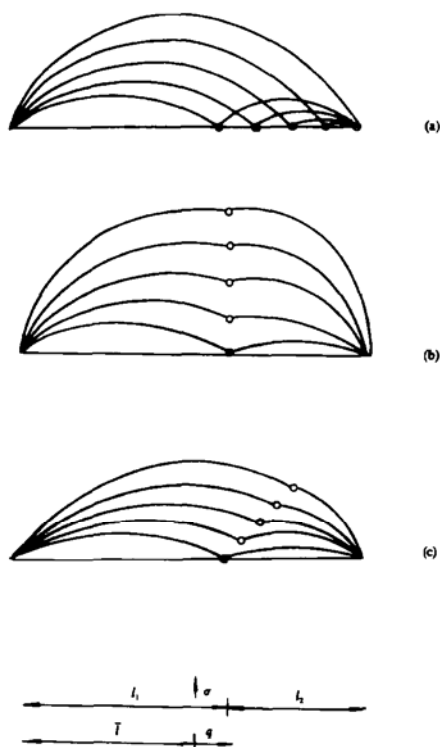


图7 双弓出段弦模型的弓出情况 (a)纯纵向迁动;(b)纯横向迁动;(c)纵向迁动但受横向动性的影响.黑点表示点缺陷起始位置,圆圈表示点缺陷连续迁动的位置

个峰的交叠,因为溶质原子的纵向动性虽然大于它的横向动性,但是二者的扩散激活能的差别不大,因而各个内耗峰的弛豫时间的差别也不会太大.又由于各个弛豫时间对于振幅 α_0 的依赖关系并不相同,所以在一定条件下各个峰就可以交叠在一起.又由于在相同条件下, δ_T 峰的峰高即弛豫强度较高(参看图3),所以在出现交叠的情况下,横向内耗峰总是占着突出的地位,从而内耗峰的表现也接近 δ_T 峰.

4.4 关于 P_0 峰和 P'_1 峰与 δ_L 和 $\delta_{L'}$ 相对应的问题

在 $\tau_L < \tau_T$ 的情况下,W-G理论预期有两个内耗峰出现,但是我们的实验却在一定的条件下发现三个内耗峰(参看图3).根据一般的推理,这三个峰正是对应着G-L理论所预期的 δ_L 、 $\delta_{L'}$ 和 δ_T 三个峰.根据实验的结果, P_0 峰的出现条件是必须先有 P'_1 峰出现再经过在适当温度退火或长时间时效,这说明 P_0 峰的出现与溶质原子在位错线上的位置有关.关于这个问题将在后面第五节中进一步讨论.另外, P_0 峰总出现在较 P'_1 峰为低的温度,这说明 $\tau_L < \tau_{L'}$,与上面的讨论一致.

量温度的提高[从F点(37℃)到A点(68℃)]而向高振幅移动并且峰高降低.另外,内耗也随着测量温度的提高而降低^[17].比较图5和图6可见, P''_1 峰出现在较高的温度,所对应的振幅内耗峰也出现在较高的振幅. P'_1 峰和 P''_1 峰的上述表现与W-G理论所推导的关于 δ_L 峰和 δ_T 峰的表现基本上是一致的.

应当指出,我们于1950年在Al-Cu试样中只观察一个内耗峰(但是内耗峰的宽度较大).图1和图2所示的分别是在不同应变振幅下的温度内耗峰^[2]和在不同测量温度下的振幅内耗峰^[3].由图可见,温度内耗峰随着应变振幅的增加而向高温移动并且峰高降低;振幅内耗峰随着测量温度的升高而向高振幅移动并且峰高降低.从它的表现来看,认为它是横向内耗峰(P''_1 峰)即对应着 δ_T 峰.我们进行的关于Al-Cu试样的实验^[2,17,18,23]有的只观测到一个内耗峰,而在另一些实验^[20,24]则观测到两个或三个内耗峰.从4.2节的讨论可知,出现一个内耗峰的原因不能是由于W-G理论所说的 $\tau_L > \tau_T$.一种可能的原因是几

5 根据弯结模型提出的物理图像

W-G 的理论处理用双位错段弓出模型作为一个例子,即在两个不动的强钉点之间的位错线上只有一个点缺陷,但是所得的内耗数学表达式也基本上适用于多位错段弓出模型,即位错线上含有多个点缺陷.众所周知,在小的弓出的情形下,用弦模型(连续体)所推得的结果与用弯结模型(微结构)所推得的基本上一致.在弦模型中所提到的线张力来源于位错弯结的劲度.因此,W-G 理论用双位错段所导出的结果,也应该基本上适用于一个弯结链里只含有一个点缺陷的情况.应该指出,W-G 的理论虽然对于位错芯扩散问题指出了可通过内耗研究得到重要信息的一条新途径,但是所根据的物理图像却不够清楚.而弯结模型则能够区别出由于点缺陷在弯结上的不同位置所引起的不同情况.

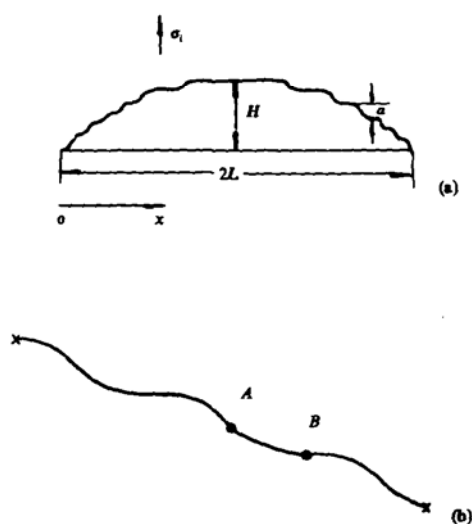


图8 位错弯结示意图 (a)位错段弓出所形成的弯结链;(b)溶质原子在弯结链上的位置:A表示坐落在水平部分上;B表示坐落在弯结上

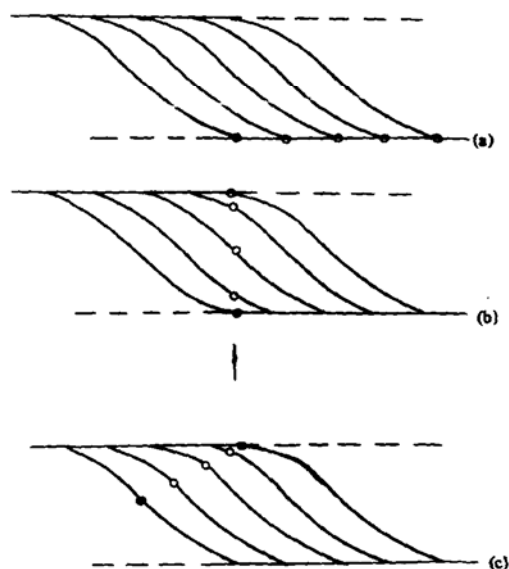


图9 在位错弯结作沿边运动时溶质原子的迁动情况 (a)纯纵向迁动;(b)纯横向迁动;(c)纵向迁动但受横向动性的影响.黑点表示溶质原子的起始位置,圆圈表示溶质原子连续迁动的位置

为了把弦模型与弯结模型进行比较,我们在图7中画出点缺陷在下述三种典型情况下的表现的示意图:(a)表示纯纵向迁动;(b)表示纯横向迁动;(c)表示纵向迁动但受到横向动性的影响.当然还有横向扩散但受到纵向扩散影响的情况(未画出).

关于 Al-Mg 和 Al-Cu 试样的内耗实验的程序是在冷加工试样经过适当退火以后,把试样进行微量的扭转形变,再在较低温度下进行退火.这种扭转操作把原先躺在 Peierls 能谷中的位错拉了出来,使位错线弓出,形成弯结链或者几何弯结链,如图8中的(a)和(b)所示.扭转形变以后的退火是为了消除内应力.在面心立方晶体(如铝)中,只有 60° 的

混合型位错能够存在,因而在含有弯结的位错线上的水平部分和弯结部分都是混合型的.另外,大多数的估计认为^[28]在密堆积金属中的滑移位错线上的弯结的宽度约为原子间距的 5—10 倍.在微小扭转形变和小弓出的情形下,位错上的弯结的密度很低,因而可以假定弯结之间的隔距大于弯结的宽度,这样就可以不考虑弯结的类型(刃型或螺型),并且可以忽略弯结之间的交互作用力.

图 9 中的(a),(b),(c)分别表示位错弯结在外加应力 σ 的作用下向右方移动时引起溶质原子的纯纵向迁动,纯横向迁动,以及纵向迁动但受到横向动性影响的三种典型情况.在弯结向右方进行沿边移动时就引起位错线的由下向上的运动.图中的模型(a)和模型(b)已在我们以前的工作中报道过^[13, 15, 18],模型(c)则是新提出来的.

应该指出,模型(a)指出纵向迁动所需要克服的能垒是第二类 Peierls 能,而模型(b)的横向迁动所克服的是 Peierls 能,前者较小于后者,从而它的扩散系数和动性大于后者,并且与它相联系的温度内耗峰 $P_0(\delta_L)$ 峰出现在低于 $P'_1(\delta_T)$ 的温度,而 $P'_1(\delta_L)$ 峰则出现在二者之间,不过更接近于 $P_0(\delta_L)$ 峰.

6 讨论与结语

根据以上的讨论,可见采用弦模型或弯结模型对于位错芯扩散这个问题可以得到在形式上相似的结果,因此可把采用弦模型所进行的理论分析转用到弯结模型上来.由于弯结模型所展示的物理图像比较清楚,根据弯结模型进行进一步的理论处理将能够得到更为细致的结果和关于微机制的结果.另外,本文只讨论内耗方面的一般问题,对于一些细节以及与内耗有密切联系的模量亏损的问题,还有待于作进一步分析.

- [1] A. H. Cottrell and M. A. Jaswon, *Proc. Roy. Soc. A*, **199**(1949), 104.
- [2] T. S. Kê, *Phys. Rev.*, **78**(1950), 420.
- [3] T. S. Kê, *Science Record (Academia Sinica)*, **3**(1950), 61.
- [4] A. Granato and K. Lücke, *J. Appl. Physics*, **27**(1956), 583, 789.
- [5] I. J. Teutonico, A. W. Granato and K. Lücke, *J. Appl. Physics*, **35**(1964), 220.
- [6] J. Friedel, "Dislocations" (Pergamon Press, Oxford, 1964), p. 290.
- [7] G. Alefeld, *Phil. Mag.*, **11**(1965), 809.
- [8] C. L. Bauer, *Phil. Mag.*, **11**(1965), 827.
- [9] K. Lücke and J. Scheipf, in: "The Interactions between Dislocations and point Defects" (ed. B. L. Eyre, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, 1968), p. 118.
- [10] Eugenie Wladis Windler-Gniewek, *Diffusion und Verteilung von Ankerpunkten und Versetzungen und die dadurch hervorgerufenen Danpfungs erscheinungen*, Thesis, RHTH, Aachen, 1973.
- [11] Wladis Windler-Gniewek, J. Schlipf and R. Schindlmayr, in: "Proc. ICIFUACS-5" (ed. D. Lens and K. Lucke, Springer-Verlag, Berlin, 1975), vol. II, p. 246.
- [12] 葛庭燧、张进修, *物理学报*, **21**(1965), 1711.
- [13] 葛庭燧、张进修, *物理学报*, **22**(1966), 71.
- [14] 葛庭燧、张志舜、张进修, *物理学报*, **22**(1965), 270.
- [15] T. S. Kê, in: "Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids" (ed. C. C. Smith, Pergamon Press, Oxford, 1980), p. 157; 葛庭燧, *金属学报*, **16**(1980), 218.

- [16] C. F. Fang and T. S. Kê, *J. de Physique*, **46**(1985), C10-227.
- [17] T. S. Kê, Q. Tan and C. F. Fang, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **103**(1987), 421.
- [18] Q. Tan and T. S. Kê, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **104**(1987), 723.
- [19] Q. Tan and T. S. Kê, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **126**(1991), K31.
- [20] T. S. Kê and S. Q. Yang, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **126**(1991), K31.
- [21] A. W. Zhu and T. S. Kê, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **135**(1993), 539.
- [22] T. S. Kê and Q. F. Fang, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **121**(1990), 139.
- [23] Q. Tan and T. S. Kê, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **122**(1990), K25.
- [24] A. W. Zhu and T. S. Kê, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **128**(1991), 95.
- [25] N. L. Peterson and S. J. Rothman, *Phys. Rev. B*, **1**(1970), 3264.
- [26] R. W. Balluffi, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **42**(1970), 11.
- [27] T. S. Kê, *J. de Physique*, **46**(1985), C10-267; *J. Nuclear Materials*, **169**(1989), 275; *Progress in Natural Sciences*, **3**(1993), 289, 395, 486; 葛庭燧, 自然科学进展, **3**(1993), 289, 395, 489.
- [28] J. Lothe and J. P. Hirth, *Phys. Rev.*, **115**(1959), 543, A. Seeger and P. Schiller, *Acta Met.*, **10**(1962), 348; *Phys. Acoust.*, **3a**(1966), 361.

NONLINEAR ANELASTIC INTERNAL FRICTION PEAKS ASSOCIATED WITH DISLOCATION CORE DIFFUSION

GE TING-SUI

(Institute of Solid State Physics, Academia Sinica, Hefei 230031)

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing 100080)

(Received 27 April 1995)

ABSTRACT

Early since 1950, a systematic study was made on the anomalous internal friction peaks appeared in cold-worked Al-Cu and Al-Mg specimens around room temperature. The activation energy associated with these internal friction peaks was found to be close to that associated with the pipe diffusion along dislocations. Consequently the internal friction peaks were attributed to the diffusion of Cu or Mg atoms in the dislocation core in aluminium. A physical model of these internal friction peaks was suggested in terms of the dislocation kink concept. The manifestation of these anomalous internal friction peaks was found to be similar to that predicted through a detailed mathematical analysis of the dislocation core diffusion by Winkler-Gneiwiek *et al.* according to the string model. In this paper, a critical comparison has been made between the string model and the kink model concerning this problem and it is shown that the predictions derived from the string model can be adequately applied to the case of the kink model. This confirms further that the nonlinear anelastic internal friction peaks we observed are originated from dislocation core diffusion.

PACC: 6240; 6170Y; 6170G; 0547