

振动弯结与可动点缺陷的交互作用所 引起的反常内耗的计算机模拟

孙 宗 琦

(中国科学院金属研究所)

1980年11月12日收到

提 要

对于溶质原子在弯结的膨胀场中的位能做了简化假定以后,用数值方法求解了溶质原子沿着一个弯结的位错管道扩散所遵守的一维普遍扩散方程。计算了溶质原子的瞬时浓度分布,振动弯结的能量耗损、平均阻尼系数和平均刚度的瞬时值。

从过去和现在所得的数值计算结果归纳出有关弯结平均阻尼系数和平均刚度的简化近似公式,对反常内耗现象作了半定量解释。

一、引 言

在作者的前一篇文章^[1]中,求解了有关溶质原子沿匀速运动弯结位错管道扩散的一维扩散方程,借助于弯结的平均阻尼系数和平均刚度的概念,对反常内耗现象^[2,3]进行了解释。但是,哪里所用的理论方法只适用于稳态现象,而反常内耗是一种非稳态现象,因而所用理论方法需要进一步加以普遍化。

下面将在周期边界条件和任意初始条件下,用数值方法求解任意频率、任意振动振幅的弯结所遵从的普遍一维扩散方程。用计算机模拟了内耗试验中的时效,改变测量振幅等过程,求得了溶质原子的瞬时分布、运动弯结的平均阻尼系数和平均刚度的瞬时值。

对位错之间的交互作用作了某些简化假定,求出了位错内耗、模量亏损和应变振幅与微观的弯结平均阻尼系数、平均刚度和平均振幅之间应满足的关系式。

在总结已获得的有关弯结平均阻尼系数和平均刚度的诸特点的基础上,归纳出两个近似公式,对实验上观察到的反常内耗现象作了半定量解释。

二、一维扩散方程及其求解方法

所用方程与以前相同^[1]:

$$\frac{dC}{dt} = D_d \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{D_d}{kT} \frac{\partial}{\partial x} \left(C \frac{\partial U}{\partial x} \right) + v \frac{\partial C}{\partial x}. \quad (1)$$

这里 x 轴是沿位错线方向,位错线方向弯结运动速度为 $v(t)$ 。坐标原点固定在一个运动弯结的中点(图1)。 $C(x, t)$ 是在运动坐标系中溶质原子的浓度, $U(x)$ 是在 x 位置



图1 弯结链

的一个溶质原子与弯结的弹性交互作用能:

$$\frac{U}{kT} \approx \frac{A}{x_0^3 + |x|^3}, \quad (2)$$

其中

$$A = \frac{-(1+\nu)\mu b a^2 \epsilon_0 r_0^3}{3(1-\nu)kT}, \quad (2.1)$$

$$x_0 = \left[\frac{\sqrt{1 + \sin^2 \alpha}}{8 \sin \alpha} \right]^{1/3} a. \quad (2.2)$$

各有关参数的含义与文献[1]相同.

方程(1)可以数值积分, 为了简化计算, 采用如下周期边界条件:

$$C(x, t) = C(x + L, t). \quad (3)$$

L 是弯结之间的平均间距, 考虑到相邻两弯结对同一溶质原子的“争夺”, 我们用下式代替(2)式:

$$\frac{U}{kT} = A_1 \left[\frac{1}{x_0^3 + |x|^3} + \frac{1}{(L - |x|)^3 + x_0^3} \right] \quad \frac{L}{2} \geq |x| > \frac{L}{4}$$

或

$$\frac{U}{kT} = \frac{A}{x_0^3 + |x|^3} \quad \frac{L}{4} \geq |x|. \quad (4)$$

这里

$$A_1 \left\{ 1 + \left[\left(\frac{L}{4} \right)^3 + x_0^3 \right] / \left[\left(\frac{3L}{4} \right)^3 + x_0^3 \right] \right\} = A. \quad (4.1)$$

方程(1)还可以进一步简化为无量纲的方程:

$$\frac{dC'}{dt'} = \frac{\partial^2 C'}{\partial x'^2} + A' \frac{\partial}{\partial x'} \left\{ C' \left[\frac{x'|x'|}{(1 + |x'|^3)^2} - \frac{(L' - |x'|)^2 \operatorname{sgn}(x')}{[1 + (L' - |x'|^3)]^2} \right] \right\} + \nu' \frac{\partial C'}{\partial x'}$$

$$\text{当 } \frac{L'}{4} < |x'| < \frac{L'}{2} \text{ 时}$$

或

$$\frac{dC'}{dt'} = \frac{\partial^2 C'}{\partial x'^2} + A' \frac{\partial}{\partial x'} \left[C' \frac{x'|x'|}{(1 + |x'|^3)^2} \right] + \nu' \frac{\partial C'}{\partial x'} \quad \text{当 } |x'| \leq \frac{L'}{4} \text{ 时.} \quad (5)$$

这里

$$A' = -3A/x_0^3, \quad A'_1 = -3A_1/x_0^3. \quad (5.1)$$

$L' = L/x_0$, $t' = t/t_0$, $\nu' = \nu/\nu_0$, $C' = C/C_0$, $x' = x/x_0$ 都是无量纲量, 其中

$$t_0 = x_0^4/D_d, \quad (5.2)$$

$$\nu_0 = D_d/x_0. \quad (5.3)$$

对于振幅为 ξ 的振动弯结, 它的速度为

$$v = \xi \omega \cos \omega t = \frac{x_0 \xi' \omega'}{t_0} \cos(\omega' t')$$

或

$$v' = \xi' \omega' \cos(\omega' t'), \quad (6)$$

其中

$$\omega' = \omega/\omega_0 = \omega t_0, \quad \xi' = \xi/x_0. \quad (6.1)$$

在求数值积分时, 可令

$$\frac{L'}{2} = M, \quad x' = \frac{n}{N}, \quad -MN \leq n \leq MN, \quad (7)$$

其中 M, N 和 n 都是整数.

把(7)式代入(5)式, 得到如下偏差分方程:

$$\begin{aligned} C'(n, t' + \Delta t') \approx & \left\{ [C'(n+1, t') + C'(n-1, t') - 2C'(n, t')] N^2 \right. \\ & + \frac{N}{2} [C'(n+1, t') V(n+1) - C'(n-1, t') V(n-1)] \\ & \left. + \frac{\omega' \xi' N}{2} \cos(\omega' t') [C'(n+1, t') - C'(n-1, t')] \right\} \Delta t' + C'(n, t'). \end{aligned} \quad (8)$$

这里

$$\begin{aligned} V(n) = & A'_1 n |n| / \left\{ \left[1 + \left(\frac{|n|}{N} \right)^3 \right]^2 N^2 \right\} \\ & - A'_1 \operatorname{sgn}(n) (2MN - |n|)^2 / \{ [1 + (2M - |N|/N)^3]^2 N^2 \} \\ & \text{当 } \frac{MN}{2} < |n| \leq MN \text{ 时} \end{aligned}$$

或

$$V(n) = A'_1 n |n| / \left\{ \left[1 + \left(\frac{|n|}{N} \right)^3 \right]^2 N^2 \right\} \quad \text{当 } |n| \leq \frac{MN}{2} \text{ 时.} \quad (9)$$

只要 N 足够大, $\Delta t'$ 足够小, 偏差分方程(8), (9)是偏微分方程(5)的相当好的近似. 对于初值 $C'(n, 0) = 1$, 由(8)和(9)式求 $C'(n, \Delta t')$, 余下两个未知的边界值 $C'(MN+1, \Delta t')$ 和 $C'(-MN-1, \Delta t')$ 可以按边界条件(3)式求出:

$$\begin{aligned} C'(MN+1, \Delta t') &= C'(-MN+1, \Delta t'), \\ C'(-MN-1, \Delta t') &= C'(MN-1, \Delta t'). \end{aligned} \quad (9.1)$$

为了消除积累误差, 对每次求得的 $C'(n, t')$ (其中 t' 不变)还要乘一个归一因子

$$(2M+3) / \sum_{n=-MN-1}^{MN+1} C'(n, t'),$$

使得每个弯结所分摊的点缺陷总数不变. 反复上述操作, 可以求出 $C'(n, 2\Delta t')$, $C'(n, 3\Delta t')$ 直至 $C'(n, t')$, 这里 t' 是 $\Delta t'$ 的任意整数倍.

每振动一周, 弯结所消耗的能量 ΔW 为

$$\Delta W(t', \xi', \omega') = \int_{-L/2}^{L/2} dx \int_{t-\pi/\omega}^{t+\pi/\omega} C \frac{\partial U}{\partial x} v dt = C_0 x_0 k T \xi'^2 I_1, \quad (10)$$

其中

$$I_1 = \frac{2\pi}{\xi' J N} \sum_j^J \sum_n^{MN} C'(n, t' + j\Delta t') V(n) \cos\left(\frac{2\pi j}{J}\right). \quad (11)$$

振动弯结的平均阻尼系数 $\bar{B}_s$ 等于

$$\bar{B}_s = \frac{\Delta W}{\pi \omega \xi'^2} = \bar{B}' B_0, \quad (12)$$

$$B_0 = C_0 x_0 k T / D_d, \quad (12.1)$$

$$\bar{B}' = \frac{I_1}{\pi \omega}, \quad (13)$$

作用在振动弯结上的平均弹性回复力为

$$\bar{F} = \frac{\omega}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} dx \int_{t-\pi/\omega}^{t+\pi/\omega} C \frac{\partial U}{\partial x} \sin(\omega t) dt = C_0 k T \xi' I_2 / (2\pi). \quad (14)$$

这里

$$I_2 = \frac{2\pi}{\xi' J N} \sum_j^J \sum_n^{MN} C'(n, t' + j\Delta t') V(n) \sin\left(\frac{2\pi j}{J}\right). \quad (15)$$

由于沿弯结形成溶质原子气团而造成的弯结刚度的平均值 $\bar{K}_s$ 为

$$\bar{K}_s = \frac{\bar{F}}{\xi} = C_0 k T I_2 / (4x_0) = \bar{K}' K_0, \quad (16)$$

$$\bar{K}' = \frac{I_2}{4}, \quad K_0 = \frac{C_0 k T}{x_0}. \quad (17)$$

由 (11) 式和 (17) 式, 平均阻尼系数和平均刚度是代表一周的平均值。

三、计算机实验的一些结果

M , N 和 J 值越大, 结果精度越高, 但占用较多的计算时间, 以下结果中一律采用:

$$M = 6, \quad N = 5, \quad J = 500. \quad (18)$$

1. Cottrell 气团沿着静止弯结的形成过程

图 2 表示在不同归一时刻 t' 时, 归一溶质原子浓度分布 C' 的变化。由图 2 可见, 随着溶质原子的分聚, 在位错线上靠近弯结处形成一个贫溶质原子区, 大约在 $t' \approx 1$ 时, 这个现象表现得最明显。当 $t' > 10$ 时, 平衡 Cottrell 气团基本形成。

2. 沿着一个振动弯结的溶质原子浓度分布

图 3 表示按 (8) 和 (9) 式计算出的, 在“测量”子程序以前、“测量”子程序当中和“测量”子程序后的瞬间溶质原子浓度分布。在“测量”之前已经历了一个“退火”阶段, 退火时

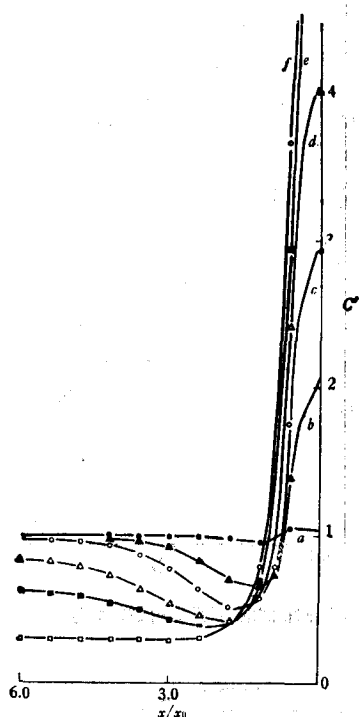


图2 Cottrell 气团在静止弯结附近形成的过程

a 为 $t' = \pi/200$, b 为 $t' = \pi/10$,
 c 为 $t' = 3\pi/10$, d 为 $t' = \pi$,
 e 为 $t' = 2\pi$, f 为 $t' = 6\pi$

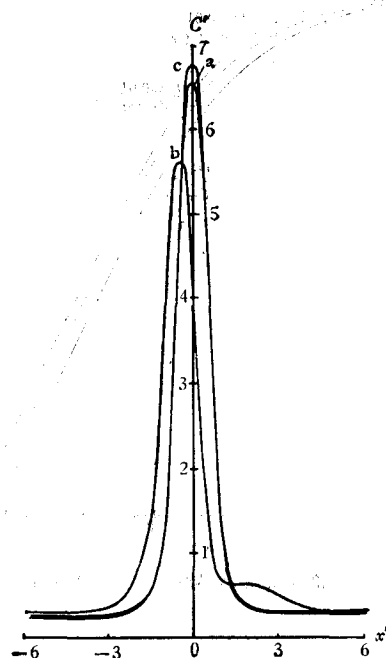


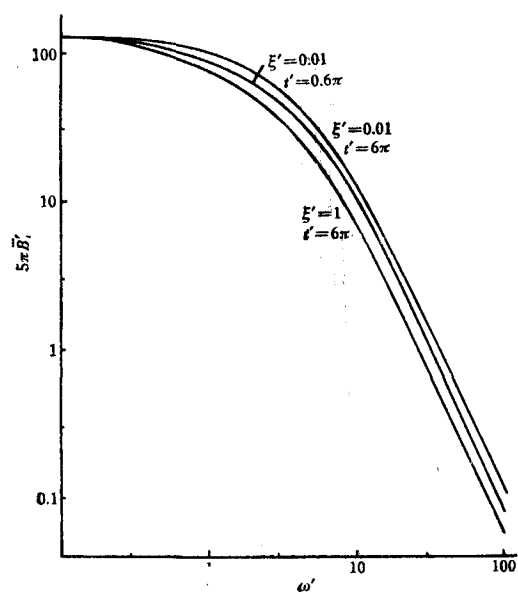
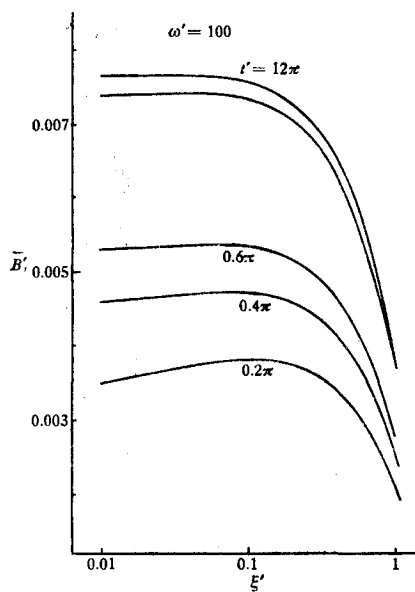
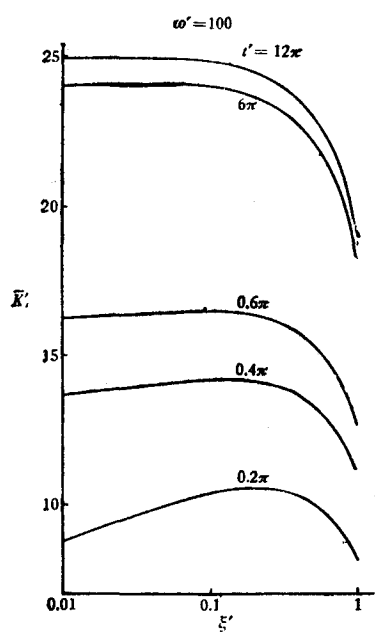
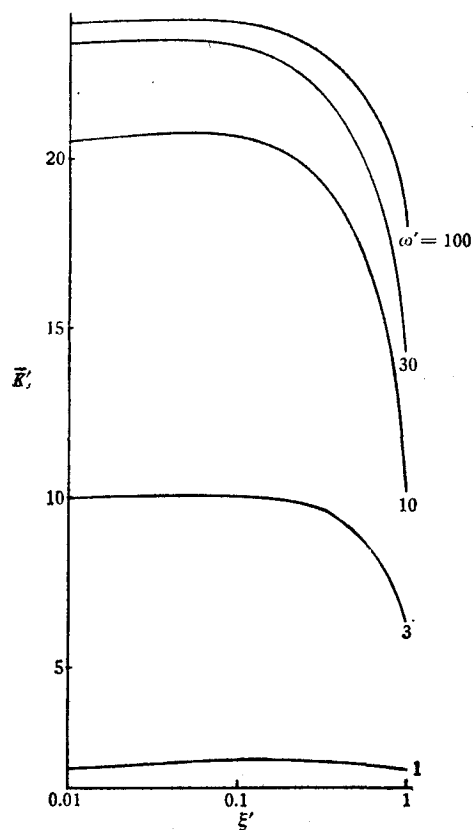
图3 溶质原子沿着振动弯结的瞬时分布

曲线 a 表示“测量”内耗前;
 曲线 b 表示“测量”内耗中;
 曲线 c 表示“测量”内耗后

间为 $t' \approx 6\pi$, 根据图 2, 已基本形成平衡 Cottrell 气团. 在“测量”子程序中, 让弯结以一定频率 ω' 而振动, 振幅分别在 $\xi' = 0.01, 0.03, 0.1, 0.3$ 和 1.0 上维持三周, 然后画出图 3 的曲线 b . 再把振幅以相反次序减小到 $\xi' = 0.01$, 最后一周期完毕时的瞬时浓度由曲线 c 表示. 从曲线 b 看出, 大振幅振动弯结附近的溶质原子分布与匀速运动弯结附近的很不一样(参看文献 [1] 的图 5).

3. 振动弯结的平均阻尼系数和平均刚度

因为“测量”内耗的“历史”, 特别是大振幅“测量”的“历史”对以后“测量”所得的平均阻尼系数和平均刚度有深远影响, 因此在采用 (8) 式到 (17) 式计算 $\bar{B}'_i(t', \omega', \xi')$ 和 $\bar{K}'_i(t', \omega', \xi')$ 时, 我们采用了轮流“退火”和“测量”的标准化程序. 初始状态是溶质原子浓度均匀分布, 相当于试样刚形变完, “退火” t_1 时刻, 接着“测量”, 再“退火” t_1 时刻, 再“测量”……, 这样便可求出 $t_1, 2t_1, \dots$ 诸时刻的 $\bar{B}'_i$ 和 $\bar{K}'_i$, 图 4 到图 7 表示所得结果. 一般说来, $\bar{B}'_i$ 和 $\bar{K}'_i$ 随时间增加而增加, 最后达到各自的饱和值. $\bar{B}'_i$ 和 $\bar{K}'_i$ 还随“测量”的弯结振幅 ξ' 增加而减小, 这在高频时更加明显. $\bar{B}'_i$ 在低频时与频率 ω' 基本无关, 当频率升高时, $\bar{B}'_i$ 减小最后与 ω'^2 成反比. $\omega' = 0$ 时, $\bar{K}'_i$ 为 0, 在低频时, 它与 ω'^2 近似成正比. 到高频它趋于饱和. 在图 5 和图 6 里, $t' \approx 0.2\pi$ 时所表现出的反常(先增加后减小), 是

图 4 不同振幅的阻尼系数-频率 ($\bar{B}'_t-\omega'$) 关系图 5 不同时间的阻尼系数-振幅 ($\bar{B}'_t-\xi'$) 关系图 6 不同时间的刚度-振幅 ($\bar{K}'_t-\xi'$) 关系图 7 不同频率的刚度-振幅 ($\bar{K}'_t-\xi'$) 关系

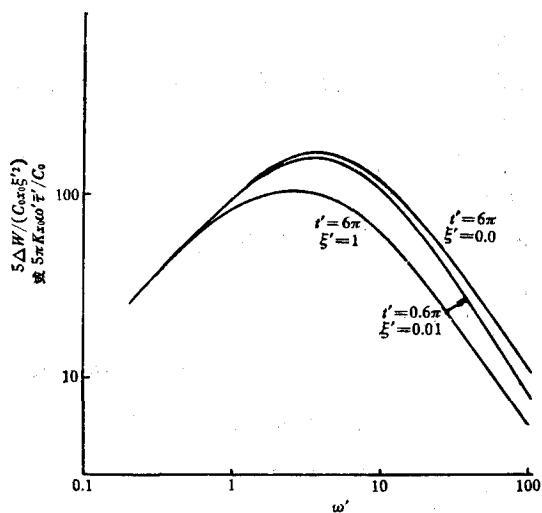


图8 不同时间和振幅的相对能量耗损-频率关系

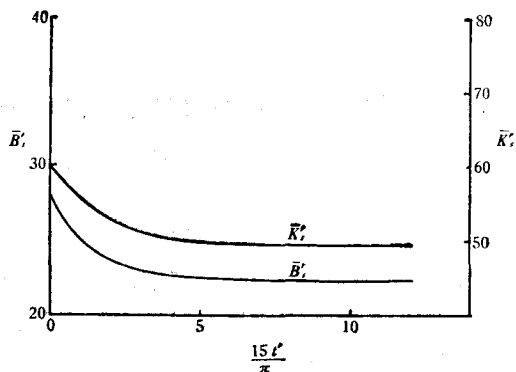


图9 大振幅激发对阻尼系数和刚度的影响
\$t' = 6\pi, \omega' = 30, \xi' = 1\$

由于低频“测量”需要一定时间,图中低振幅的数据比高振幅数据“测量”得早,从而振幅和“退火”效应叠加的缘故。

图8表示按(10)式计算出的弯结振动一周所消耗的能量。一般行为与三维均匀扩散的稳态理论结果相近^[4,5]。但是作为球状点缺陷,这里所得到的 $\Delta W - \omega'$ 峰比较窄。这是由于,我们在这里采用了周期边界条件, M 值取得较小,而在文献[4]和[5]中,弯结的应力场一直伸展到无限远处。

4. 大振幅“激发”的效应

图9表示在 $\xi' = 1, \omega' = 30$ 连续“激发”过程中 $\bar{B}'$ 和 $\bar{K}'$ 随激发时间的增加而逐渐减小。图10表示在激发了约40周以后在 $\xi' = 0.01$ 小振幅下, $\bar{B}'$ 和 $\bar{K}'$ 的回复。

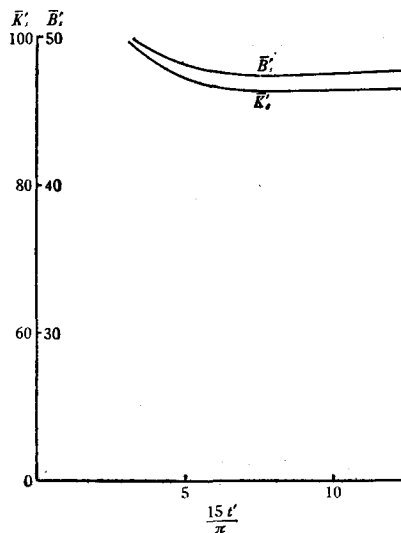


图10 大振幅激发后小振幅阻尼系数及刚度的时效
\$\omega' = 30, \xi' = 0.01\$

四、反常内耗现象

由图3到图7可知,振动弯结的平均阻尼系数和平均刚度相当复杂地依赖于形变后的时效时间,测量频率和振幅。在进一步讨论反常内耗现象之前,我们先把已经获得的有关 $\bar{B}'$ 和 $\bar{K}'$ 的理论结果^[1,4,5]用如下近似公式来代表:

$$\bar{B}_i \approx B_i(1 - e^{-\omega'})/[1 + \omega'^2(\alpha_1 + \beta_1 \xi'^2)], \quad (19)$$

$$\bar{K}_i \approx K_i(1 - e^{-\omega'})/(1 + \alpha_2 \omega'^{-2} + \beta_2 \xi'^2). \quad (20)$$

这里 $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2$ 和 β_2 是数量级为 1 的常数, B_i 和 K_i 是和温度和弯结宽度有关的常数. 对于比较宽的弯结来说(参看文献[1]的图 7 和图 8),

$$B_i \approx B_0 \exp(U_B/kT) \cdot G, \quad (21)$$

$$K_i \approx K_0 \exp(U_B/kT)H, \quad (22)$$

H, G 是与温度无关的常数, U_B 近似等于一个溶质原子与弯结的结合能,

$$U_B \approx \frac{A'kT}{x_0^3}. \quad (23)$$

虽然(19)到(23)式是过分地简化了, 当按有关理论结果用最小二乘法来决定上述各式中有关常数时发现, 为了不使误差太大, 可能在各公式中尚需增加与 ω' 和 ξ' 有关的线性项, 但是作为半定量地讨论内耗现象, 以上诸公式已足够用了.

当弯结运动速度远小于声速时, 振动弯结遵循的近似运动方程为

$$(B + \bar{B}_i)\ddot{\xi} + (K + \bar{K}_i)\dot{\xi} = \sigma_0 ab e^{i\omega t}, \quad (24)$$

K 表示弯结之间交互作用或其它不可动强钉扎点引起的弯结刚度, B 是起源于热声子等的弯结阻尼系数^[6], σ_0 是外加应力的振幅.

方程(24)的解为

$$\xi = \frac{1 - \omega \bar{\tau} i}{1 + (\omega \bar{\tau})^2} \frac{\sigma_0 ab}{K + \bar{K}_i}, \quad (25)$$

平均弛豫时间为

$$\bar{\tau} = \bar{\tau}' t_0 = (B + \bar{B}_i)/(K + \bar{K}_i), \quad (25.1)$$

$$\bar{\tau}' = \frac{\bar{B}_i + B/B_0}{\bar{K}_i + K/K_0}. \quad (25.2)$$

假定弯结体密度为 N_K , 并且各弯结的 K 值相同, 则如下近似关系成立:

$$Q^{-1} \approx \frac{\omega' \bar{\tau}'}{1 + (\omega' \bar{\tau}')^2} \frac{N_K \mu a^2 b^2}{(K + \bar{K}_i)}, \quad (26)$$

$$\frac{\Delta M}{M} \approx \frac{N_K \mu a^2 b^2}{(1 + (\omega' \bar{\tau}')^2)(K + \bar{K}_i)}, \quad (27)$$

$$e_0 = \frac{\sigma_0}{\mu} \approx \sqrt{1 + (\omega' \bar{\tau}')^2} (K + \bar{K}_i) \xi' x_0 / (\mu ab). \quad (28)$$

应该指出, K 与 N_K 之间有一定的联系:

$$K \approx \alpha' N_K \mu a^2 b^2 + \beta' N_i, \quad (29)$$

其中 α', β' 是常数, 并且 α' 的数量级为 1, N_i 是不可动强钉扎点的浓度. 如果把合理的有关参数代入以上各式, 就可以得出 Q^{-1} , $\Delta M/M$ 作为温度、应变振幅、时效时间、点缺陷浓度等的函数. 一般表现相当复杂, 内耗随温度、时间、频率和应变振幅的变化, 既可上升也可下降或呈现峰值. 在适当的参数条件下, 实验上观察到的反常内耗现象: 温度峰, 时效峰和振幅峰^[2,3]都能再现出来, 其基本条件为

$$\omega' \bar{\tau}' \approx 1. \quad (30)$$

但是如果 K 很大, $\omega'\tau'$ 可能始终小于 1, 在某过程中如果 $\omega'\tau'$ 是非单调变化的(当 K 比 $\bar{K}'$ 大得多而且 $\bar{B}'$ 比 B 大得多时, $\omega'\tau'$ 将按图 8 所示那样非单调变化), 则在 $\omega'\tau'$ 达到极大值的位置时也能呈现内耗峰值. 在定性讨论上, 文献[1]的论述仍适用于此, 不再重复(还可参看文献[7]).

现在根据(30)式来进一步半定量地分析出现反常内耗的条件. 对于扭摆所用频率, $\omega \approx 10^4$ /秒, 如果希望在 $t = t_0 \approx 10^3$ 秒时观察到内耗时效峰, 则有

$$\omega' = \omega/\omega_0 \approx 10^4.$$

由(30)和(24.2)式.

$$(\bar{B}' + B/B_0)/(\bar{K}' + K/K_0) \approx 10^{-4}. \quad (31)$$

假定在测量反常内耗的条件下, B/B_0 及 K/K_0 近似不变, 则条件(31)式可由更强的条件代替,

$$\bar{B}' \gg B/B_0, \quad \bar{K}' \ll K/K_0, \quad \bar{B}' \approx 10^{-4}K/K_0, \quad x_0^2/D_d \approx 10^3. \quad (30.1)$$

把 $x_0 = Nb = 5b$, $L = 2MNb \approx 60b$, $N_K \approx L^{-3} \approx 10^{17}$ /厘米³, $B \approx 10^{-4}a \approx 10^{-12}$ 诸参数代入(30.1), (17), (12.1)等式, 再根据图 5, $K' < 100$, 唯一要求是 $C_0 < 3 \times 10^2$, 这相当于百万分之十的溶质原子. 由于条件(30.1)式并非(31)式的必要条件, 我们相信, 即便溶质原子浓度稍大于上述值, 也仍有可能出现时效峰.

在达到完全时效以后, 用较大振幅激发时, 由于重新降低了 $\bar{B}'$ 和 $\bar{K}'$ (图 9), 因而有可能重新观察到时效峰^[7].

升高温度有双重作用: 一方面增加 D_d , 从而改变了 ω_0 , t_0 和 B_0 ; 另一方面根据(21)式和(22)式改变了 $\bar{B}'$ 和 $\bar{K}'$. 当频率 ω 不变, 由较高温度降温时, ω' 和 τ' 同时增加, 当(30)式成立时即可观察到温度内耗峰. 因为 $\tau'\omega'$ 还可能由大向小变化(参看图 8), 所以在有的参数条件下, 会在两个相邻温度上满足(30)式, 这时将观察到较宽的温度峰, 甚至双峰结构. 增大应变振幅将导致 $\bar{B}'$ 以致于 τ' 的减小, 从而使温度内耗峰的高温侧往低温移, 低温侧往高温移, 在内耗峰两侧测量内耗振幅效应时将出现比文献[1]所解释的^[3]更为复杂的现象^[2]. 尽管文献[2]中图 2 的内耗振幅峰随温度的复杂移动与本文理论结果相符, 但是该文图 1 表示, 随应变振幅增加, 峰高降低变宽, 并且向高温移动, 这与上述分析峰变窄有矛盾, 但是如果假定这种温度内耗峰的出现条件不是由于(30)式得到满足, 而是由于 $\omega'\tau'$ 本身随温度的非单调变化(类似图 8 所示, 但频率坐标用 $1/T$ 代替), 那么文献[2]的上述已引用结果都能得到解释.

参 考 文 献

- [1] Z. Q. Sun, T. S. Ke, *Scripta Metall.*, **15** (1981), 763.
- [2] 葛庭燧, 金属学报, **16**(1980), 218; T. S. Ke, *Phys. Rev.*, **78** (1950), 420;
葛庭燧、张进修, 物理学报, **21**(1965), 1711;
葛庭燧、张志舜、张进修, 物理学报, **22**(1966), 270.
- [3] 潘正良、王中光、孔庆虎、葛庭燧, 物理学报, **29**(1980), 1180.
- [4] 孙宗琦, 投中国科学 (1980).
- [5] 孙宗琦, 待发表, (1980).
- [6] A. Seeger, P. Schiller, in "Physical Acoustics" (ed. W. P. Mason), Vol. **3A** (1966), 361.
- [7] 葛庭燧、张进修, 物理学报, **22**(1965), 71.

COMPUTER SIMULATIONS OF THE ANOMALOUS INTERNAL FRICTION ASSOCIATED WITH THE INTERACTION BETWEEN OSCILLATING KINKS AND MOBILE POINT DEFECTS

SUN ZONG-QI

(*Institute of Metal Research, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Based on a simplified potential of a solute atom in the dilatation field of a kink, the general one-dimensional diffusion equation of solute atoms along the pipe of a dislocation with a moving kink was solved numerically. The instantaneous distribution of the concentration of solute atoms, instantaneous values of the dissipation of energy, of the mean damping coefficient and of the mean rigidity of an oscillating kink were calculated.

Simplified approximate formulae about the mean damping coefficient and the mean rigidity were deduced from the numerical results obtained previously and in this paper, in terms of which the anomalous internal friction phenomena were explained semi-quantitatively.