

# 研究金属中位错动力学的一个新方法

## ——范性形变过程中内耗及其广义位错动力学模型

张进修

(物理学系)

### 一、引言

文献中关于金属在范性形变过程中内耗的主要研究结果可以总结为如下两个方面:

1. 范性形变过程中的大内耗  $Q_p^{-1}$  是范性形变的结果。范性形变一旦停止, 即使保持载荷不变, 内耗也立即下降到约为形变前的背景值; 而当再次进行范性形变时, 内耗立即恢复到中止形变前的值<sup>[1-3]</sup>。所以它是一种运动位错引起的内耗。

2. 范性形变过程中内耗  $Q_p^{-1}$  正比于范性形变速率  $\dot{\epsilon}_p$ , 并因而正比于位错运动的平均速度  $\bar{V}$ <sup>[3]</sup>, 所以  $Q_p^{-1}$  必然与位错平均运动速度  $\bar{V}$  有关。

由于在实验中能同时测量试样承受的应力和内耗, 因此可算知作用于位错上的分解切应力  $\tau$ ; 而从  $Q_p^{-1}$  可得知位错平均运动速度  $\bar{V}$  的话, 就可以通过范性形变过程内耗的测量来研究作用于位错上的力和它的运动速度之间的函数关系  $V = f(\tau)$ 。它反映了位错运动所受阻力的大小, 因此与材料的强度、范性以及断裂行为等实际问题密切相关。

以往关于位错动力学, 即  $V = f(\tau)$  这一函数关系的研究是以位错蚀斑的观测为基础的, 因而只能研究低位错密度的材料, 这样就难于研究位错间的相互作用以及溶质原子对位错动力学行为的影响。早期的研究者采用 Johnston-Gilman 的幂指数关系式  $V = B\tau^m$ <sup>[4-6]</sup>, 但由于在  $V$  较高时  $\ln V - \tau$  关系均偏离线性<sup>[7]</sup>, 所以不同的作者在不同的应力区间所求得的  $m$  值亦有较大的差别。而 Gilman 在后来提出的指数关系式  $V = V^* \exp(-\tau_0/\tau)$ <sup>[8,9]</sup> 亦未获得广泛的承认。这部分地是由于在 Gilman 的表达式中, 即使分解切应力  $\tau$  远小于临界切应力, 位错也具有一定的速度, 这是与实验结果不符合的。

本文的目的是从位错理论和内耗理论的最基本图象出发, 利用范性形变过程中内耗能同时测量作用于位错上的分解切应力  $\tau$  以及与位错运动速度有关的内耗  $Q_p^{-1}$  的特点, 推导出范性形变过程中内耗  $Q_p^{-1}$  与范性形变速率  $\dot{\epsilon}_p$ , 测量圆频率  $\omega$  以及上述  $V = f(\tau)$  这两函数间的关系式, 并且利用在实验中所测得的  $Q_p^{-1}$ 、 $\dot{\epsilon}_p$ 、 $\omega$  以及  $\tau$  的数据, 计算出  $\Gamma =$

$f(\tau)$ 这一函数的具体表达式。由于在这一推导过程中没有引入其他的附加假定，所以称为广义位错动力学模型。

## 二、实验装置及试样

实验是在改装了的1—5型金属材料拉力试验机(北京度量衡厂出品)上进行的,测量内耗所用的中间扭摆与文献[3]相同,所有的测量都是在室温中进行的(16—18°C)。

当内耗较大时,我们采用照相法将衰减振动曲线记录下来,然后由照片来计算内耗<sup>[3]</sup>。由振幅衰减曲线清楚可见[图1(b)的照片],在测量过程中扭摆零点基本上没有漂移,由斜率法[见图2(c)]求得内耗值的误差约为±3%。当内耗较小时,则采用通常的目测法<sup>[1,3]</sup>。用照相法时,相机离试样的距离约为1.5米,目测法时标尺离试样的距离约为3米。拉伸负荷的测量灵敏度为0.1公斤。

高纯铝试样是用英国Light公司出品的五个九高纯铝小锭制成的。为了防止污染,先将铝锭用手锤热锻(约200°C)成直径约为5毫米的圆棒,再经碱洗、清整和拔丝并经一道中间退火制成直径为1毫米、计算长度为250毫米的试样。试样经滚直后的最后退火规范为400°C保温半小时炉冷。经表面腐蚀及金相观测,试样的晶粒度远小于试样的直径,经拉伸形变5%之后,试样的表面均没有不均匀形变的迹象。

## 三、广义位错动力学模型

在范性形变过程内耗的测量过程中,作用在位错上的外加应力有两个分量,一个是单向的拉伸应力 $\sigma$ 所引起的单向的分解切应力 $\tau$ ,另一个就是测量内耗所用的交变应力 $\tau_0'' \sin \omega t$ 所引起的交变分解切应力 $\tau_0' \sin \omega t$ 。我们用 $n_p$ 和 $n_t$ 分别表示拉伸应力 $\sigma$ 和交变扭转应力 $\tau''$ 的取向因子<sup>[3]</sup>,因此

$$\begin{aligned}\tau &= n_p \sigma \\ \tau' &= \tau_0' \sin \omega t = n_t \tau_0'' \sin \omega t.\end{aligned}$$

由于测量内耗所用的交变应力要比单向的拉伸应力小许多,所以 $\tau \gg |\tau'|$ 。用 $\bar{V} = f(\tau)$ 来表示位错运动的平均速度 $\bar{V}$ 与作用在位错上的有效分解切应力 $\tau$ 之间的关系,由于作用在位错上的总分解切应力为 $(\tau + \tau')$ ,所以位错运动的平均速度为

$$\begin{aligned}\bar{V} &= f(\tau + \tau') \\ &\simeq f(\tau) + \frac{df(\tau)}{d\tau} \tau' = \bar{V}_0 + \frac{df(\tau)}{d\tau} \tau'\end{aligned}\quad (1)$$

此处的 $\bar{V}_0$ 表示在单向拉伸应力 $\sigma$ 作用下位错的平均速度,后一项则是由于交变应力 $\tau'$ 所引起的微扰项,它比 $\bar{V}_0$ 要小得多,即 $|\frac{df(\tau)}{d\tau} \tau'| \ll \bar{V}_0$ 。

在测量内耗的每个周期中,由交变应力引起的速度微扰项所消耗的振动能为

$$\Delta W = \rho \int_0^l b \tau' \cdot V dt = \rho b \int_0^l \tau' \left[ \bar{V}_0 + \frac{df(\tau)}{d\tau} \tau' \right] dt,$$

式中的  $\frac{df(\tau)}{d\tau}$  与时间  $t$  无关, 而  $\bar{V}_0$  可取该周期中的平均速度, 所以上式可写为

$$\begin{aligned} \Delta W &= \rho b \frac{df(\tau)}{d\tau} \int_0^T (\tau'_0)^2 \sin^2 \omega t dt \\ &= \rho b \frac{df(\tau)}{d\tau} \cdot \frac{\pi}{\omega} \cdot (\tau'_0)^2 \\ &= \rho b \bar{V}_0 \left[ \frac{df(\tau)}{d\tau} / f(\tau) \right] \frac{\pi}{\omega} (\tau'_0)^2 \\ &= \frac{d \ln f(\tau)}{d\tau} \cdot \frac{\pi \dot{\gamma}_p}{\omega} (\tau'_0)^2 \end{aligned} \tag{2}$$

此处  $\dot{\gamma}_p = b \rho \bar{V}_0$  是切形变速率, 它与范性拉伸速率  $\dot{\epsilon}_p$  之间的关系为  $\dot{\epsilon}_p = n_p \dot{\gamma}_p$ .<sup>(10)</sup>

对于扭转振动, 振动一周中的最大振动能为

$$W = (\tau''_0)^2 / 2G = (\tau'_0)^2 / 2n_t^2 G \tag{3}$$

考虑到多晶体中的所有滑移系统之后, 我们用平均取向因子  $\bar{n}_p$  和  $\bar{n}_t$  来代替  $n_p$  和  $n_t$ <sup>(3)</sup>. 按照内耗的定义, 范性形变过程中的扭转振动内耗为

$$Q_p^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W} = \frac{d \ln f(\tau)}{d\tau} \cdot \frac{\bar{n}_t^{-2}}{\bar{n}_p} \cdot \frac{G \dot{\epsilon}_p}{\omega}$$

或者

$$Q_p^{-1} = \frac{d \ln f(\sigma)}{d\sigma} \cdot \frac{\bar{n}_t^{-2}}{\bar{n}_p} \cdot \frac{G \dot{\epsilon}_p}{\omega} \tag{4}$$

对于纵振动

$$Q_p^{-1} = \frac{d \ln f(\tau)}{d\tau} \cdot \frac{\bar{n}_t}{\bar{n}_p} \cdot \frac{E \dot{\epsilon}_p}{\omega}$$

或者

$$Q_p^{-1} = \frac{d \ln f(\sigma)}{d\sigma} \cdot \frac{E \dot{\epsilon}_p}{\omega} \tag{5}$$

对于体心立方金属,  $\bar{n}_t^{-2} / \bar{n}_p \approx 0.223$ ,  $\bar{n}_t^{-2} / \bar{n}_p^2 \approx 0.5$ ; 对于面心立方金属,  $\bar{n}_t^{-2} / \bar{n}_p \approx 0.274$ ,  $\bar{n}_t^{-2} / \bar{n}_p^2 \approx 0.85$ .<sup>(3)</sup>

众所周知, 位错在运动时除了受到外加应力  $\tau$  之外, 还受到一个使位错刚好能起动的临界摩擦阻力  $\tau_0$ , 所以, 使位错运动的有效应力为  $(\tau - \tau_0)$ , 因此我们必须用  $f(\tau - \tau_0)$  来代替  $f(\tau)$ , 当  $\tau \leq \tau_0$  时, 位错速度为零.

由(4)式可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{d \ln f(\tau - \tau_0)}{d\tau} &= \frac{Q_p^{-1} \omega}{0.274 G \dot{\epsilon}_p} \equiv F(\tau - \tau_0) \\ \frac{d \ln f(\sigma - \sigma_0)}{d\sigma} &= \frac{Q_p^{-1} \omega}{0.85 G \dot{\epsilon}_p} \equiv F(\sigma - \sigma_0). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

(6)式两边的各参数  $Q_p^{-1}$ 、 $\omega$ 、 $G$ 、 $\dot{\epsilon}_p$  以及  $\sigma$  (或  $\tau$ ) 均可从实验求得, 仅有  $\sigma_0$  或  $\tau_0$  待定. 因此, 我们可以用逐步增加  $\sigma_0$  的待定系数法来解出这一方程, 然后由  $F$  函数的积分求得  $\ln f(\tau)$  或  $f(\tau)$ .

在范性形变过程中, 除了对有屈服平台的金属在屈服平台上有  $\dot{\epsilon}_p = \dot{\epsilon}_{拉}$  之外, 一般地都为

$$\dot{\epsilon}_p = \dot{\epsilon}_{拉} \left(1 - \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{d\epsilon}\right),$$

但对于一般的金属材料均有  $\frac{1}{E} \frac{d\sigma}{d\epsilon} < 0.5\%$ , 因此在内耗测量的准确度范围内均可直接用拉伸速率  $\dot{\epsilon}$  代替(5)和(6)式中的  $\dot{\epsilon}_p$ .

#### 四、实验结果及其与广义位错动力学模型比较

一共用了十二条试样来测量拉伸速率  $\dot{\epsilon}$  以及测量频率  $f$  对高纯铝在范性形变过程中内耗的影响. 测量频率  $f$  不变时, 拉伸速率  $\dot{\epsilon}$  对范性形变过程中内耗  $Q_p^{-1}$  的影响的代表性结果给出于图1. 其中图1(a)给出了当测量频率  $f = 2.03\text{Hz}$  时, 七个不同的拉伸速率对高纯铝试样的应力—应变 ( $\sigma - \epsilon$ ) 曲线以及对范性形变过程中内耗—应变 ( $Q_p^{-1} - \epsilon$ ) 曲线的影响. 其中的一条试样是用  $50 \times 10^{-6}$ /秒的速率进行拉伸的; 另一条试样则是用从  $0.73 \times 10^{-6}$  至  $25.3 \times 10^{-6}$ /秒的六个速率交替进行拉伸的. 由图可见, 范性形变过程中的内耗具有很好的重复性. 当试样用拉伸速率  $\dot{\epsilon}_3 (= 2.94 \times 10^{-6}$ /秒) 拉伸至形变量  $\epsilon = 1\%$  之后, 再用速率  $\dot{\epsilon}_1 (= 0.73 \times 10^{-6}$ /秒) 拉伸至  $\epsilon \sim 1.2\%$ , 然后回复到用  $\dot{\epsilon}_3$  拉伸时, 范性形变过程内耗即回复到原来以  $\dot{\epsilon}_3$  拉伸时  $Q_p^{-1} - \epsilon$  曲线的延长线上; 即使经历了几次这样的拉伸速率循环, 这一特点仍然不变. 这一结果与在工业纯铁中所观测到的相同<sup>[3]</sup>. 图1(b)给出了以  $\dot{\epsilon}_7 = 50 \times 10^{-6}$ /秒的速率进行拉伸的试样, 所测各点内耗的衰减振动曲线; 图1(c)画出了其中的第14、15、20、22及23各点的对数振幅——振动次数 ( $\ln A_\epsilon - N$ ) 曲线, 可见都是很好的直线关系, 这说明范性形变过程中内耗与振幅无关. 图2给出拉伸速率不变时 ( $\dot{\epsilon} = 2.94 \times 10^{-6}$ /秒), 三个测量频率 (0.382, 0.5, 1.0Hz) 对高纯铝在范性形变过程中内耗的影响. 其中的一条试样是用  $f = 1\text{Hz}$  测量到拉伸形变量  $\epsilon$  约为4%为止, 另一条试样则用  $f_1 = 0.382\text{Hz}$  测量到  $\epsilon \sim 3.7\%$  后, 改用  $f_2 = 0.5\text{Hz}$  测量至  $\epsilon \sim 4.1\%$ , 然后

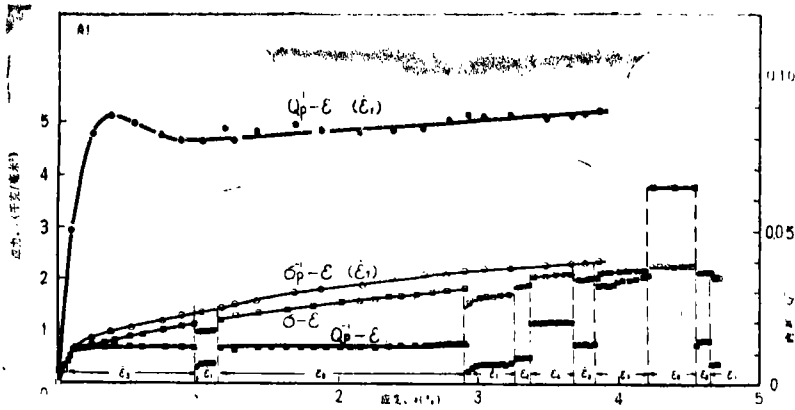
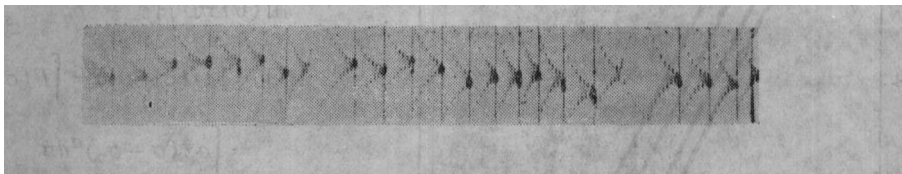


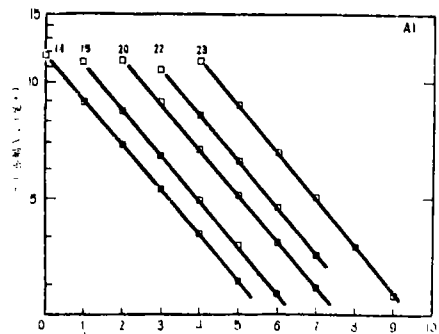
图 1 (a) 测量频率不变时, 拉伸速率对高纯铝范性形变过程中内耗-应变( $Q_p^{-1} - e$ ) 以及应力-应变( $\sigma - e$ )曲线的影响所用的测量频率 $f = 2.03\text{Hz}$ , 拉伸速率为:  $\dot{\epsilon}_1 = 0.73 \times 10^{-6}/\text{秒}$ ;  $\dot{\epsilon}_2 = 1.53 \times 10^{-6}/\text{秒}$ ;  $\dot{\epsilon}_3 = 2.94 \times 10^{-6}/\text{秒}$ ;  $\dot{\epsilon}_4 = 6.35 \times 10^{-6}/\text{秒}$ ;  $\dot{\epsilon}_5 = 12.1 \times 10^{-6}/\text{秒}$ ;  $\dot{\epsilon}_6 = 25.3 \times 10^{-6}/\text{秒}$ ;  $\dot{\epsilon}_7 = 50 \times 10^{-6}/\text{秒}$ .



(b) 图1(a)中上方  $Q_p^{-1} - e$  曲线上各点的衰减振动曲线(照片), 所用的测量频率 $f = 2.03\text{Hz}$ , 拉伸速率 $\dot{\epsilon}_7 = 50 \times 10^{-6}/\text{秒}$ .

再用 $f_3 = 1.0\text{Hz}$  测量至 $e \sim 4.3\%$ . 由图 2 可见, 当拉伸速率相同时, 用同一频率测量不同试样的形变过程中内耗时, 差别很小.

我们用双对数坐标  $\ln F(\sigma - \sigma_0) - \ln(\sigma - \sigma_0)$  的待定系数法来分析由图 1 以及其他定频变速实验所得的数据, 其中的  $F(\sigma - \sigma_0)$  的数值由(6)式定义的  $F(\sigma - \sigma_0) \equiv Q_p^{-1} \omega / 0.85 G \dot{\epsilon}_p$  算得, 然后逐步增大  $\sigma_0$  ( $\Delta\sigma_0$  为  $0.01\text{kg}/\text{mm}^2$ ), 并由最小二乘法所求得的斜率  $\alpha$  的误差为极小值时来确定  $\sigma_0$  值及其相应的斜率  $\alpha$  值. 图 3 是高纯铝试样的形变度  $e$  分别等于 1%, 2%, 3% 以及 4% 时, 定频变速条件下的  $\ln F(\sigma - \sigma_0) - \ln(\sigma - \sigma_0)$  图, 它们有很好的线性关系. 由这个图所确定出的  $\sigma_0$  值以及相应的误差极小值处的斜率均给出于表 1 的前四中.



(c) 图 1 (b) 中第 14、15、20、22 及 23 共五点的对数振幅——振动次数 ( $\ln Ae - N$ ) 曲线.

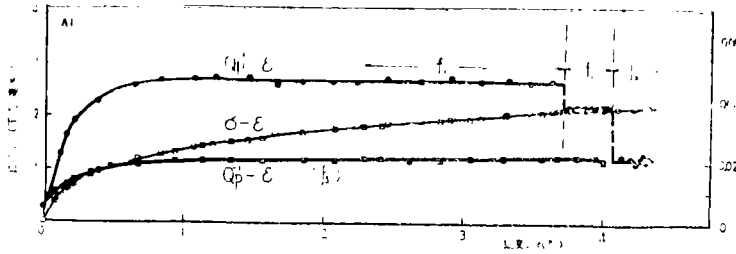


图2 拉伸速率不变时, 测量频率对高纯铝在范性形变过程中内耗—应变 ( $Q_p^{-1} - \epsilon$ ) 以及应力—应变 ( $\sigma - \epsilon$ ) 曲线的影响. 所用的拉伸速率  $\dot{\epsilon} = 2.94 \times 10^{-6}$ /秒, 测量频率为:  $f_1 = 0.382\text{Hz}$ ;  $f_2 = 0.5\text{Hz}$ ;  $f_3 = 1.0\text{Hz}$ .

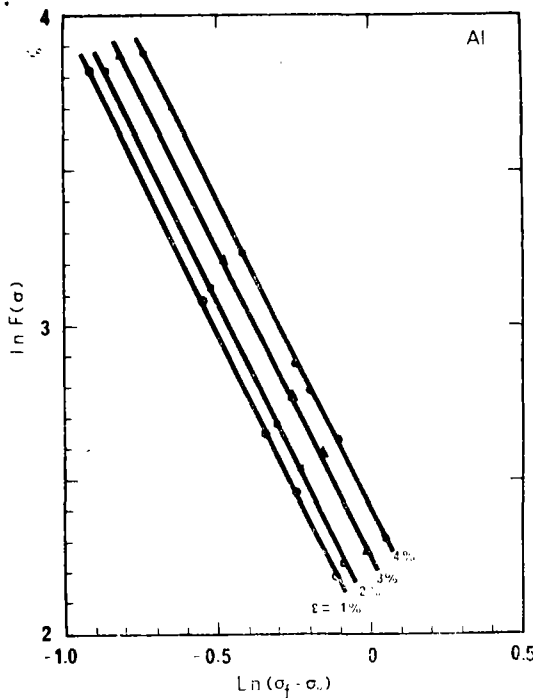


图3 定频变速时, 高纯铝试样在形变度  $\epsilon$  分别为 1%, 2%, 3% 和 4% 时的  $\ln F(\sigma - \sigma_0) - \ln(\sigma - \sigma_0)$  图. 所用的测量频率  $f = 2.03\text{Hz}$ .

由  $\ln F(\sigma - \sigma_0) - \ln(\sigma - \sigma_0)$  的线性关系可得,  $\ln F(\sigma - \sigma_0) = \ln \sigma^* + \alpha \ln(\sigma - \sigma_0)$ , 亦即

$$F(\sigma - \sigma_0) = \sigma^* (\sigma - \sigma_0)^\alpha \quad (7)$$

此处,  $\ln \sigma^*$  为  $\ln F(\sigma - \sigma_0) - \ln(\sigma - \sigma_0)$  图中各直线的截距.

由(6)式可得

$$\begin{aligned} \ln V &= \ln f(\sigma - \sigma_0) = \int F(\sigma - \sigma_0) d\sigma \\ &= \int \sigma^* (\sigma - \sigma_0)^\alpha d\sigma \\ &= \sigma^* (\sigma - \sigma_0)^{\alpha+1} / (\alpha + 1) \\ &\quad + \ln V^* \end{aligned}$$

此处  $\ln V^*$  为积分常数. 所以,

$$V = V^* \exp \left\{ \frac{\sigma^* (\sigma - \sigma_0)^{\alpha+1}}{\alpha + 1} \right\}$$

或者

$$V = V^* \exp \left\{ \frac{\tau^* (\tau - \tau_0)^{\alpha+1}}{\alpha + 1} \right\} \quad (8)$$

由表1第三列可知, 在误差范围内可取  $\alpha = -2$ . 所以, 位错运动速度  $V$  与外加拉伸应力  $\sigma$  或分解切应力  $\tau$  之间的关系式可改写为

$$\begin{aligned} V &= V^* \exp \left\{ -\frac{\sigma^*}{\sigma - \sigma_0} \right\} \\ &= V^* \exp \left\{ -\frac{\tau^*}{\tau - \tau_0} \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

这里的  $V^*$  是一个特征速度 ( $\approx$  横波声速);  $\sigma^*$  是特征拖曳力, 它相当于位错以  $V^*/c$  的速度运动时所需的外加分解切应力<sup>(8)</sup>;  $\sigma_0$  是位错运动的临界起动力或摩擦阻力. 这一结果与 Zaitsev 及 Nadgorny<sup>(11)</sup> 所报导的并为 A. M. Kosevich<sup>(12)</sup> 所推荐的、考虑了位错群间的交互作用之后所算得的结果相同.

表1 高纯铝试样的 $\alpha$ 值以及 $\sigma^*$ 、 $\sigma_0$ 值(其中的 $\tau^*$ 及 $\tau_0$ 均按 $\tau = \sigma/3.1$ 求得)<sup>[3]</sup>

实验条件	定频变速( $f = 2.03\text{Hz}$ )				定速变频 ( $\dot{\epsilon} = 2.94 \times 10^{-6}$ 秒)
	1	2	3	4	4
$\epsilon, \%$					
$\alpha$	-2.02	-2.03	-1.96	-2.02	-2
$(\frac{\Delta\alpha}{\alpha})_{\min}, \%$	1.0	0.9	1.35	2.1	3.75
$\sigma^*, \text{公斤/毫米}^2$	7.20	7.79	9.70	10.89	10.59
$\tau^*, \text{公斤/毫米}^2$	2.32	2.51	3.13	3.51	3.42
$\sigma_0, \text{公斤/毫米}^2$	0.57	1.00	1.24	1.34	1.34
$\tau_0, \text{公斤/毫米}^2$	0.18	0.32	0.40	0.43	0.43

将(9)式代入(4)式后即得高纯铝在范性形变过程中的内耗为

$$\left. \begin{aligned} Q_p^{-1} &= \sigma^* E \dot{\epsilon}_p / \omega (\sigma - \sigma_0)^2 && \text{(纵振动)} \\ Q_p^{-1} &= 0.85 \sigma^* E \dot{\epsilon}_p / \omega (\sigma - \sigma_0)^2 && \text{(扭转振动)} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

由(10)式可知,定频变速的形变过程内耗实验中的 $Q_p^{-1} - \dot{\epsilon}_p / (\sigma - \sigma_0)^2$ 图和定速变频的形变过程内耗实验的 $Q_p^{-1} - 1/\omega$ 图均应为直线关系,由直线的斜率可求得 $\sigma^*$ 值。图4就是利用图1和图2的数据作得的高纯铝试样在 $\dot{\epsilon} = 2.94 \times 10^{-6}$ /秒时, $\epsilon = 4\%$ 处的 $Q_p^{-1} - 1/\omega$ 图,其中的 $\sigma_0$ 值选取定频变速测量中 $\epsilon = 4\%$ 处的 $\sigma_0 = 1.34$ 公斤/毫

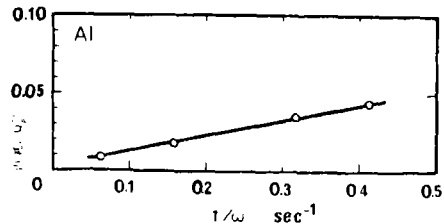


图4 作定速变频测量时,高纯铝试样在 $\epsilon = 4\%$ 处的范性形变过程中内耗 $Q_p^{-1} - 1/\omega$ 图。所用的拉伸速率 $\dot{\epsilon} = 2.94 \times 10^{-6}$ /秒。

米<sup>2</sup>。由图4可见 $Q_p^{-1}$ 与 $1/\omega$ 有很好的线性关系,由直线的斜率求得 $\sigma^* = 10.59$ 公斤/毫米<sup>2</sup>,它和由定频变速实验中 $\epsilon = 4\%$ 处所求得的 $\sigma^* = 10.89$ 公斤/毫米<sup>2</sup>符合得很好。

图5及图6给出了利用文献[3]中关于工业纯铁在屈服平台上的范性形变过程中扭转振动内耗的数据所作得的 $(Q_p^{-1} - Q_0^{-1}) - \dot{\epsilon} / (\sigma_y - \sigma_0)^2$ 图及 $(Q_p^{-1} - Q_0^{-1}) - 1/\omega$ 图(其中的 $Q_0^{-1}$ 是形变前由于Snoek效应引起的初始内耗值)。图5的 $(Q_p^{-1} - Q_0^{-1}) - \dot{\epsilon} / (\sigma_y - \sigma_0)^2$ 关系是在定频变速条件下作得的,它有很好的直线关系,由其斜率可求得 $\sigma^*$ 为237.8公斤/毫米<sup>2</sup>[对体心立方的铁试样来说,(10)式中的系数是0.5<sup>[3]</sup>];图6的 $(Q_p^{-1} - Q_0^{-1}) - 1/\omega$ 关系是在定速变频条件下作得的,它亦有很好的直线关系,由其斜率由得的 $\sigma^* =$

202.2公斤/毫米<sup>2</sup>，它和定频变速测量时求得的 $\sigma^*$ 符合得也颇为不错。

图5的结果还表明，斜率的最小二乘法误差当 $\sigma_0$ 为零时达到极小值，所以在图5和图6中的 $\sigma_0$ 均为零。由于工业纯铁在屈服平台上存在Luders带，带前的应力集中刚好就是使相邻晶粒中位错起锚所需的应力，因此不需要由外加应力来提供这个临界的起动力<sup>[13]</sup>。这意味着(9)式中的 $\sigma_0$ 为零。

### 五、讨论

1. 上述范性形变过程中内耗的广义位错动力学模型与实验结果的比较清楚表明，由这一模型

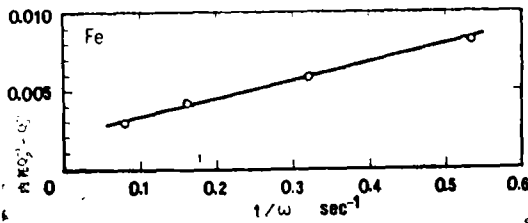


图6 Armco-Fe作定速变频测量时，屈服平台上的 $(Q_p^{-1} - Q_0^{-1}) - 1/\omega$ 图。所用的拉伸速率 $\dot{\epsilon} = 6.35 \times 10^{-3}$ /秒，参数 $\sigma_0$ 为零。

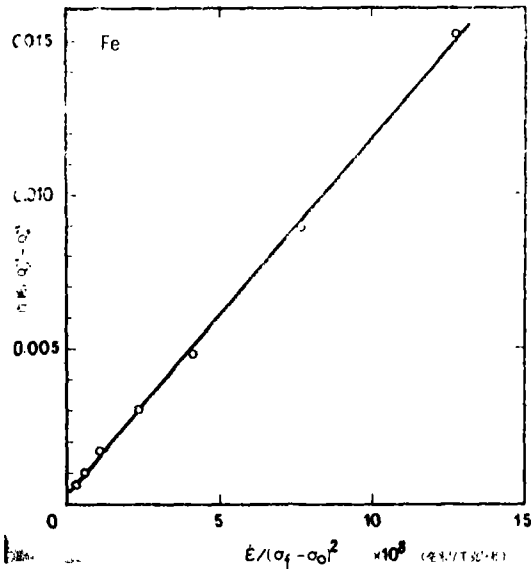


图5 Armco-Fe作定频变速测量时，屈服平台上的 $(Q_p^{-1} - Q_0^{-1}) - \dot{\epsilon}/(\sigma_f - \sigma_0)^2$ 图。所用的测量频率 $f = 2.03\text{Hz}$ ，参数 $\sigma_0$ 为零。

所得的范性形变过程中内耗表达式很好地解释了形变过程中内耗 $Q_p^{-1}$ 对于范性形变速率 $\dot{\epsilon}_p$ 、测量频率 $f$ 和流变应力 $\sigma_f$ 等的依赖关系以及它的与测量振幅无关等特点，并由此可以求得多晶体材料中的位错动力学关系的具体表达式和其中的有关参数。

这一模型的实质是把位错的运动看成是类似于在粘滞性流体

中物体的运动。由(10)式可见，内耗正比于测量频率的倒数( $Q_p^{-1} \propto 1/\omega$ )，所以运动位错所产生的内耗行为类似于某种Maxwell固体<sup>[14,15]</sup>，由此所得到的运动位错的粘滞系数依赖于应力的二次项，所以位错的运动类似于一种非线性的Maxwell固体。在流变应力非常低的单晶体中，由于测量内耗的应力幅值已可与流变应力相比较，故由此引起的非线性效应将变得较为明显。

2. 在与实验结果进行对比时，我们采用了本文所推得的 $V = V^* \exp\{-\sigma^*/(\sigma - \sigma_0)\} = V^* \exp\{-\tau^*/(\tau - \tau_0)\}$ ，所得的结果(图3—图7)均有很好的线性关系。用Johnston和Gilman的幂指数关系式 $V = B\tau^m$ 代入(4)式时，在同样的拉伸速率和频率范围内对高

纯铝试样的数据却得不到线性关系。此时所得的形变过程内耗的表达式为  $Q_p^{-1} = 0.85m G\dot{\epsilon}_p/\omega\sigma^{(2,3)}$ ，而在定频变速实验时的  $Q_p^{-1} - \dot{\epsilon}/\sigma$  图却没有线性关系，图7给出了高纯铝作定频变速实验时，在形变度分别为1%、2%、3%及4%处的  $Q_p^{-1} - \dot{\epsilon}/\sigma$  关系图，由该图清楚可见，四组实验点均不存在直线关系；因此至少可以说，将  $J-G$  关系式用于高纯铝多晶是不合适的。所以， $V = V^* \exp\{-\sigma^*/(\sigma - \sigma_0)\}$  比幂指数关系式具有更为广泛的实验基础，而可同时用于描述铁和铝中位错运动速度对于外加应力的依赖关系。

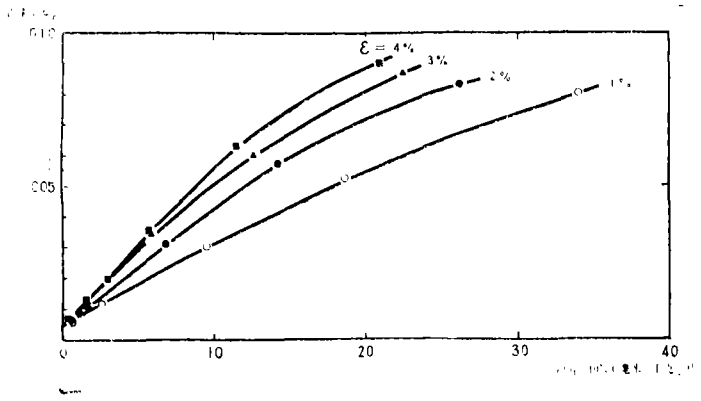


图7 定频变速实验时，高纯铝试样在形变度分别为1%、2%、3%及4%处的范性形变过程内耗对于形变速率和流变应力的依赖关系 ( $Q_p^{-1} - \dot{\epsilon}/\sigma$ 图)。所用的测量频率  $f = 2.03\text{Hz}$ 。

3. 在位错运动速度对于外加应力的依赖关系的讨论中，位错运动速度  $V$  都是指平均速度  $\bar{V}$ ，它可以是位错群在某一时刻的平均速度，也可以是单个位错运动了足够距离时速度的平均，只有在这一意义下的位错运动速度才能由包括蚀坑法在内的各项实验所求得<sup>(11)</sup>。

4. 当形变过程内耗太大时， $Q_p^{-1}$  对于  $\dot{\epsilon}/\omega(\sigma - \sigma_0)^2$  偏离线性关系，对高纯铝的实验结果表明，(6)式和(10)式适用的上限为  $Q_p^{-1} \leq 0.12$ ；当  $Q_p^{-1}$  大于此值时，(6)式和(10)式不成立。

## 六、结 论

1. 从位错理论和内耗理论可以计算出范性形变过程中内耗  $Q_p^{-1}$  对于形变速率  $\dot{\epsilon}_p$ 、测量频率  $\omega$ 、弹性模量以及位错速度—应力关系式  $V = f(\sigma)$  的依赖关系为

$$Q_p^{-1} = \frac{d \ln f(\sigma)}{d \sigma} \cdot \frac{n_t^{-2}}{n_p^{-2}} \cdot \frac{G \dot{\epsilon}_p}{\omega} \quad (\text{扭转振动})$$

$$Q_p^{-1} = \frac{d \ln f(\sigma)}{d\sigma} \frac{E \dot{\epsilon}_p}{\omega} \quad (\text{纵振动})$$

2. 从范性形变过程内耗的数据, 可以计算出高纯铝多晶体中位错运动速度对于所加外应力的依赖关系为

$$V = V^* e^{-\frac{\sigma^*}{\sigma - \sigma_0}} = V^* e^{-\frac{\tau^*}{\tau - \tau_0}}$$

3. 范性形变过程中内耗对于形变速率  $\dot{\epsilon}_p$ 、测量频率  $\omega$ 、弹性模量以及位错动力学关系式中诸参数的依赖关系为

$$Q_p^{-1} = \sigma^* E \dot{\epsilon}_p / \omega (\sigma - \sigma_0)^2, \quad (\text{纵振动})$$

$$Q_p^{-1} = 0.85 \frac{\sigma^* G \dot{\epsilon}_p}{\omega (\sigma - \sigma_0)^2}, \quad (\text{面心立方多晶, 扭转振动})$$

$$Q_p^{-1} = 0.5 \frac{\sigma^* G \dot{\epsilon}_p}{\omega (\sigma - \sigma_0)^2}. \quad (\text{体心立方多晶, 扭转振动})$$

由定频变速实验和定速变频实验求得的高纯铝的  $\sigma^*$  符合得很好。对于形变度为 4% 处, 其  $\sigma^*$  的平均值为 10.74 公斤/毫米<sup>2</sup>。

### 参 考 文 献

- [1] 葛庭燧、容保粹、张肇源, 科学记录, 新辑 1 (1957), 213.
- [2] 葛庭燧、张进修, 物理学报, 24 (1975), 87.
- [3] 张进修、区广连、胡胤洵, 物理学报, 29 (1980), 354.
- [4] W. G. Johnston and J. J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, 29 (1959), 877.
- [5] T. Suzuki and H. Kojima, *Acta Met.*, 14 (1966), 913; A. George, *J. de Physique*, 40 (1979), C6-133.
- [6] H. L. Preked and H. Conrad, *Dislocation Dynamics*, McGraw-Hill, (1967), 431; H. W. Schadler, *Acta Met.*, 12 (1964), 861.
- [7] V. R. Parame swaran, N. Urabe and J. Weertman, *J. Appl. Phys.*, 43(1972), 2982.
- [8] J. J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, 36 (1965), 727.
- [9] B. W. Butcher and D. E. Munson, *Dislocation Dynamics.*, McGraw-Hill, (1967), 591; T. Vreelard, *ibid*, 529; T. Suzuki, *ibid*, 551.
- [10] A. H. Cottrell, (葛庭燧译), 晶体中的位错和范性流变, 科学出版社, (1960), 126.
- [11] S. I. Zeitsev and E. M. Nadgorny, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 9 (1972), 353.
- [12] A. M. Kosevich, *Dislocations in Solids*, (F. R. N. Nabarro ed. North-Holland), (1979), 135.
- [13] D. Mclean, *Mechanical Properties of Metals*, John Wiley and Sons, (1962), 214.
- [14] A. S. Nowick, (中译文), 物理译丛(固体物理、光学及其他分册), (1964), 2, P. 1.
- [15] A. S. Nowick and B. S. Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids* Academic. (1972), 43.

## A New Method of Dislocation Dynamic Investigation in Metals

The Internal Friction in the Process of Plastic Deformation and Its General Dislocation Dynamic Model

Zhang Jinxiu

### Abstract

Starting with the elementary picture of internal friction theory and dislocation theory, an expression relating the internal friction in the process of plastic deformation  $Q_p^{-1}$  with dislocation dynamic function  $f(\tau)$  (the general relationship between dislocation velocity  $V$  and resolved shear stress  $\tau$ ,  $V = f(\tau)$ ), plastic deformation rate  $\dot{\epsilon}_p$ , angular frequency of internal friction measurements  $\omega$  and Young's modulus  $E$  (or shear modulus  $G$ ) was obtained as

$$Q_p^{-1} = 0.274 \frac{d \ln f(\tau)}{d\tau} \cdot \frac{G\dot{\epsilon}_p}{\omega}$$

or

$$Q_p^{-1} = 0.85 \frac{d \ln f(\sigma)}{d\sigma} \cdot \frac{G\dot{\epsilon}_p}{\omega}$$

..... for torsional vibration  
in f.c.c. metals

By utilizing this expression and the experimental data of  $Q_p^{-1}$  (as a function of  $\dot{\epsilon}_p$  and  $\omega$ ) for high-purity Al (99.999%) in this paper and Armco-Fe in the literature, an explicit functional relationship of  $f(\tau)$  was derived as

$$\begin{aligned} V &= V^* \exp \{ -\tau^*/(\tau - \tau_0) \} \\ &= V^* \exp \{ -\sigma^*/(\sigma - \sigma_0) \} \end{aligned}$$

for polycrystalline metals, where  $V^*$ ,  $\tau_0$ (or  $\sigma_0$ ) and  $\tau^*$ (or  $\sigma^*$ ) are parameters. The physical meaning of these parameters was also discussed.

The last expressions relating  $Q_p^{-1}$  with  $\dot{\epsilon}_p$ ,  $\omega$ ,  $E$ (or  $G$ ) and dislocation dynamic parameters  $\tau_0$  (or  $\sigma_0$ ),  $\tau^*$ (or  $\sigma^*$ ) were derived as

$$Q_p^{-1} = \sigma^* E \dot{\epsilon}_p / \omega (\sigma - \sigma_0)^2$$

..... for longitudinal vibration  
in f. c. c. and b. c. c. metals

$$Q_p^{-1} = 0.85 \sigma^* G \dot{\epsilon}_p / \omega (\sigma - \sigma_0)^2$$

..... for torsional vibration  
in f. c. c. metals

$$Q_p^{-1} = 0.5 \sigma^* G \dot{\epsilon}_p / \omega (\sigma - \sigma_0)^2$$

..... for torsional vibration  
in b. c. c. metals