

原子能出版社

内耗与超声衰减

INTERNAL FRICTION AND ULTRASONIC ATTENUATION

第二次全国
固体内耗与超声衰减学术会议论文集

葛庭燧 张立德等 编著

内耗与超声衰减

——第二次全国固体内耗与超声衰减学术会议论文集

葛庭燧 张立德等编著

原子能出版社

内 容 简 介

本书包括66篇论文,它们是从1988年9月在合肥举行的第二次全国固体内耗与超声衰减学术会议上报告的100多篇论文中选出的,几乎涉及了内耗与超声衰减这个研究领域的全部内容,是我国近年来在这个领域里的研究成果的总检阅。书中按论文性质分为四个部分:一、基本(微观)机制;二、用内耗和超声衰减作为主要方法来研究材料科学及一些工程上的问题;三、对于高 T_c 和高 J_c 超导体研究的应用;四、新的实验技术及其应用。

本书可作为材料科学、固体物理、金属热处理、强度物性等专业进行这方面研究和从事工作的重要参考书,也可供以上专业的高年级学生和研究生使用。

内耗与超声衰减

——第二次全国固体内耗与超声衰减学术会议论文集

葛庭燧 张立德等编著

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

原子能出版社印刷厂印刷

新华书店总店科技发行所发行·新华书店经售

☆

开本787×1092 1/16·印张8.75·字数215千字

1989年6月北京第一版·1989年6月北京第一次印刷

印数1—1250

ISBN 7-5022-0188-2

0·23 定价:6.90元

序

由中国物理学会内耗与超声衰减专业委员会和中国科学院固体物理研究所内耗与固体缺陷开放研究实验室联合召开的第二次全国固体内耗与超声衰减学术会议于1988年9月13~17日在合肥举行。参加会议的有24个单位,共88人,会议共收到了106篇研究论文,其中的66篇刊登在这本文集里。

内耗(包括超声衰减)是近40年来迅速发展起来的一门边缘性分支学科,它与固体物理学、金属学、力学、流变学、材料科学、机器制造和机械强度学有密切的联系。它是研究固体缺陷与物理和化学性质(特别是力学性质)的一种重要的实验技术,也是研究固体能谱的一个分支即机械振动吸收能谱(声吸收谱)的一门重要的边缘学科。它能反映固体内部(或表面)的分子、原子、声子、电子等的存在状态及其运动变化,以及各种结构缺陷的组态及其交互作用的具体情况,从而能够获得材料中各种微观过程的定性和定量的信息。把内耗测量技术与其它传统的微观观察和分析手段互相结合,可以更深入地阐明固体的内部结构与宏观的物理和化学性质的关系。因此,内耗的研究具有重要的学术意义和实际意义。

会议文集包括的内容有四个方面:一、内耗与超声衰减的基本(微观)机制。二、用内耗和超声衰减作为主要方法来研究材料科学及一些工程上的问题。三、内耗与超声衰减对于高 T_c 和高 J_c 超导体研究的应用。四、内耗与超声衰减的新实验技术及其应用。自1984年在合肥举行第一次全国固体内耗与超声衰减学术会议以来,我国在内耗和超声衰减研究和应用的各个方面都有迅速的发展,特别是对于高 T_c 超导体的研究在质量上和数量上都处于国际的先列。由我国主办的第九次国际固体内耗与超声衰减学术会议将于1989年7月17~20日在北京香山饭店举行,现在这次会议可以说是为即将举行的国际会议做准备。我国在这个领域的科技工作者经过这次检阅,更要历兵秣马,在内耗与超声衰减的各个重要领域里都拿出第一流的研究成果,实现在我国自己的国土上,在我们自己的实验室里,由我们自己培养出来的科学工作者做出世界上第一流的研究成果,为建设有中国特色的社会主义做出成绩,坚定我们社会主义中国的民族自豪感和民族自信心,为祖国争光,为中国人争气。

在编辑出版这个文集的过程中,许多同志做出了无私的贡献。审稿小组包括王业宁、张进修、孙宗琦、胡建恺、陈建国、张立德(秘书)、葛庭燧(组长),原子能出版社的柴芳蓉同志在编辑工作方面付出了大量的辛勤劳动,在此表示感谢。

会议主席:葛庭燧

一九八八年十一月于合肥

目 录

序

一、内耗与超声衰减的基本(微观)机制

- 铝单晶扭转形变高温内耗峰的进一步研究.....苏全民 葛庭燧 (1)
- 扭转形变峰的机理.....苏全民 (3)
- 可动点缺陷在非线性振动弯结应力场中的自组织现象——一种新的内耗机制
.....孙宗琦 吕金钟 (5)
- 稀土对纯铁中 Snoek 及 SKK 内耗峰的影响.....耿殿奇 吴玉琴 汪进 (7)
- Al-Mg 合金中的低温内耗峰.....方前锋 (9)
- Al-Mg 合金中的高温反常内耗峰.....谭 启 (11)
- Fe-V-N 合金 87℃ 内耗峰的机制研究.....谢晓明 陈廷国 (13)
- 用内耗和超声衰减的方法研究退火态 5N 铝在循环形变过程中 缺陷 组态的变化.....
.....周星 朱震刚 费广涛 (15)
- Al-Mg-Si-Re 合金单晶在 200℃ 附近的内耗 研究.....刘盛炎 (17)
- 晶粒间界粘滞滑动过程的力学模型.....葛庭燧 (19)
- 关于细晶粒内耗峰和大晶粒内耗峰的对比研究.....朱爱武 (21)
- 晶界内耗 (K₀ Peak) 在研究晶界特征分布的应用.....张立德 (23)
- 超 高 纯 铝 的中温内耗峰的形变效应.....程波林 (25)
- 稀土 Y 对工业纯铝晶界能量耗散的影响.....朱贤方 张立德 江自应 (27)
- Al-RE 合金再结晶退火后的晶界内耗及相应晶界的 TEM 观察.....
.....孙 威 江自应 (29)
- 稀土元素 La 对 Al 的晶界内耗峰的影响.....米云平 李文彬 杨国平 张立德 (31)
- Al-Mg 合金中 Mg 在晶界偏聚动力学的研究.....吴晓平 张立德 (33)
- 纯铁中磷的高温内耗的研究.....邱宏 杨国平 李文彬 张立德 (35)
- 葛氏峰的位错连续分布模型——杂质、晶界移动和分形结构的效应.....
.....孙宗琦 吴平 (37)

二、用内耗和超声衰减作为主要方法来研究材料科学及一些工程上的问题

- 金属玻璃在 T_g 和 T_c 附近内耗峰的性质.....张进修 陈明华 林德明 (39)
- 热处理对 α -Pd Ni Si 在 T_g 和 T_c 附近内耗峰的影响
.....岳兰平 程黎放 何怡贞 (41)
- 用协同学方法研究金属玻璃在 T_g 附近的内耗行为
.....李瑞萍 石展之 王子孝 (43)
- 等温时效过程中 α -Pd₈₀Si₂₀ 合金结构弛豫的内耗研究
.....水嘉鹏 乔楚良 王惠 (45)
- 中子辐照对非晶 CuTi 系列合金内耗行为的影响
.....李晓光 肖克勤 董远达 何怡贞 吴国安 (47)
- 快速凝固 Al-Si 合金内耗的研究.....谭铭 柳林 (49)

非晶 $\text{Fe}_{39}\text{Ni}_{39}\text{Si}_8\text{B}_{12}\text{Mn}_2$ 的结构弛豫和 $\ln t$ 动力学研究	李国旺 徐炎 钱进 陈效双 王四清 李涛 (51)
金属玻璃的应变弛豫及内耗	石展之 陈世彬 王子孝 (53)
从固体转变研究阻尼峰形成的机理	余赋生 张立基 周华荣 侯春荣 张心安 李建国 (55)
网络共聚物 (castor oil/TDI + HEMA) 的微相结构和主转变	顾民 王业宁 孙林海 余学海 (57)
网络共聚物 (castor oil/TDI + HEMA) 的阻尼性能	顾民 王业宁 余学海 (59)
PVC/ELVALOY高分子合金不同组分对内耗的影响	刘平 张立德 漆宗能 (61)
聚合物的超声衰减特性	胡建恺 周静 徐文英 (63)
复相Al-Zn共析合金的非线性稳定阻尼特征	朱贤方 万飞 张立德 (65)
凝固控制对Al-Zn合金阻尼性能的影响	何德坪 徐亮 包雪鹏 (67)
NiTi(Fe)合金的无公度相内耗	袁方 王业宁 (69)
LiTaO_3 单晶在室温至350℃的内耗和双折射性能研究	张进修 曾文光 罗以琳 肖季驹 孟宪林 徐炳超 (71)
Cu/Nb超晶格的模量异常	胡安 朱明 朱劲松 许自然 (73)
AuCd合金的界面内耗	张志方 沈惠敏 芮煜明 王业宁 (75)
TGS晶体中与铁电畴界有关的内耗	牛钟明 陈小华 沈惠敏 邹俊杰 王业宁 (77)
Fe-Ni-C合金珠光体、贝氏体及马氏体的相变内耗	陈卫中 徐祖耀 陈树川 张骥华 (79)
Cu-Zn-Al合金马氏体相变内耗与马氏体稳定比	陈树川 徐祖耀 张骥华 (81)
Fe-Ni-Mn合金等温马氏体相变内耗	张骥华 徐祖耀 陈树川 陈卫中 (83)
TiN化合物预沉淀动力学内耗研究	凌黎 张骥华 吴自良 (85)
相变过程中可动界面的运动方程和特征内耗	林志成 梁凯峰 曾文光 张进修 (87)
低层错能铜合金中210K低频内耗峰的机制	孔庆平 李勇 (89)
单晶纯铝蠕变过程中的时间内耗峰	山冰 徐文 孔庆平 (91)
$\text{Ti}_{50}\text{Ni}_{40}\text{Fe}_{10}$ 合金由R相到I相逆转变中的反常“等温”变化	蒋晓勤 饶建锡 何豫生 (93)
三、内耗与超声衰减对于高Tc和高Jc超导体研究的应用	
YBa ₂ Cu ₃ O _x 中Tc以上类相变异常和超导性的关系	陈小华 沈惠敏 孙林海 金鑫 王业宁 (95)
正交YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} 204℃内耗峰与氧缺位	陈廷国 谢晓明 陈源 谢雷鸣 (97)
正交相YBa ₂ Cu ₃ O ₇ 204℃内耗峰与氧原子占有率	谢晓明 陈廷国 李廷伟 (99)
氧缺位在YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ} 高Tc超导体中的弛豫内耗峰	

.....梁凯峰 林志成 张进修 曾文光 林光明 (101)	
正交相 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 中氧的扩散系数.....	谢晓明 陈廷国 黄佶 (103)
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 材料中氧扩散动力学.....	李廷伟 谢晓明 江玲娣 陈廷国 (105)
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 的声频内耗以及弹性模量热滞后行为	
.....袁立曦 谢存毅 文亦汀 葛庭燧 陈祖耀 钱逸泰 (107)	
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 超导陶瓷的超声特性与氧含量关系的研究	
.....何豫生 向炯 丁山 金升 (109)	
氧化物超导陶瓷多层结构的不稳定性与高Tc超导电性关系的研究	
.....何豫生 林思涵 郭汉生 (111)	
高Tc氧化物超导体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 的声学性质	
.....邓廷璋 张良坤 顾惠成 陈立泉 肖志力 (113)	
用于高Tc超导体磁通钉扎的静电激发声频内耗仪的研制	
.....谢存毅 文亦汀 袁立曦 葛庭燧 (115)	
用内耗方法研究 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 的磁通钉扎	
.....文亦汀 袁立曦 谢存毅 葛庭燧 钱逸泰 陈祖耀 (117)	
$\text{BiSrCaCu}_2\text{O}_x$ 在超导转变之前的反常行为的研究	
.....沈惠敏 陈小华 朱劲松 武克胜 郑建国 金新 王业宁 (119)	
BiSrCaCuO 高 Tc 超导体的超声特性	
.....张谦林 胡建恺 张森奎 蔡为礼 张良坤 邓廷璋 (121)	
BiSrCaCuO 和 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 的声频内耗、杨氏模量与超导电性	
.....杜家驹 姜建义 尹华清 王翔 王迎枫 (123)	

四、内耗与超声衰减的新实验技术及其应用

多功能内耗仪

.....文亦汀 朱震刚 谢福康 杨世卿 刘可鹤 谭京运 谢存毅 (125)
--

多功能葛氏摆

.....耿殿奇 魏海荣 汪进 丁进军 (127)

用簧片振动法研究辉光放电法制备的 $\alpha\text{-Si:H}$ 薄膜的内耗

.....吴平 杨国平 吕金钟 李文彬 (129)

有磁柰榴石和无磁柰榴石晶体在高压下超声行为的研究

.....顾惠成 李凤英 王汝菊 张良坤 李顺芳 王积方 贾蒲明 (131)
--

一、内耗与超声衰减的基本(微观)机制

铝单晶扭转形变高温内耗峰的进一步研究*

苏全民 葛庭燧

(中国科学院固体物理研究所内耗与固体缺陷开放研究实验室)

最近的实验指出,扭转形变在铝单晶或竹节晶中产生的位错结构具有高温稳定性,它所引起的内耗峰的弛豫强度达到0.3,峰温位于 310°C ($f=1\text{Hz}$)。〔1〕本文通过对这个内耗峰的微观弛豫过程相关的弛豫参量的测量和分析,并结合电镜观察结果,对具体位错结构的力学响应过程进行说明。

一、内耗测量

1. 形变对内耗峰参量的决定作用

在形变起始阶段,峰高随形变量增加而迅速上升,每0.1%的扭转应变约对应0.04的峰高增长,同时峰温较快地向低温连续移动。在这一阶段,峰宽由Debye峰宽的1.5倍增加到2.5倍。形变超过1%后峰高随形变量增加而下降,峰温移动趋势减缓,峰宽基本不变,实验结果如图1所示。

2. 扭转峰的线性弛豫性

扭转形变试样通过模量测量得到的弛豫强度与通过内耗峰高得到的相近,这说明内耗峰的行为十分接近于标准线性固体。变频测量得到的扭转形变峰激活能约为2eV,高于铝的自扩散激活能。实验指出,这个激活能随着形变量的增大而略有下降,并有一分布。激活能变化是峰温随形变量增大而移动的重要原因。

3. 快速冷却的作用

已出现扭转形变内耗峰的试样经急冷后,内耗峰完全消失,背景内耗也受到了强烈抑制。在峰的高温侧保温,可使峰完全回复(图2)。电镜观察指出,在所使用的冷却速率下,位错维持原形态。因此,峰的被抑制不是由于长程作用所致,而是急冷所保留的过饱和空位与位错发生反应后,使位错滑移运动受到限制。由于过饱和空位总是有助于位错的攀移,而却对于扭转形变峰起了抑制作用,这就说明,扭转形变试样在应力响应中的位错的非弹性运动是以滑移,而不是以攀移为主的。

二、电镜观察结果

1. 在原始试样中,位错的形态是密度约为 $10^8/\text{cm}^2$ 的均匀网络。在拉伸过程中,这种形态朝着非均匀位错形态演化。在形变超过3%后逐渐形成完好的胞组织,胞壁由缠绕位

* 本文项目得到国家自然科学基金委员会的资助。

错构成，其密度约为 $10^{10}/\text{cm}^2$ ，壁厚约为 $0.5\mu\text{m}$ ，胞尺寸约为 $3\mu\text{m}$ 。胞组织位错具有很好的热稳定性，在 600°C 以上温度退火之后仍具有完好的胞形态。

2. 在扭转试样中，位错形貌始终为均匀网络，网络密度随着形变量的增加而上升。当平均扭转量为 0.5% 时，网络密度可达 $10^9/\text{cm}^2$ 。网络的结构十分复杂。初步观察表明，网络是通过一系列主干位错与其它位错发生反应后而形成的。网络上分布着反应后所形成的稳定结点，在整体上表现为均匀分布的形态。

参 考 文 献

- [1] C.M.Su (苏全民), T.S.Kê (葛庭燧), *Acta metall.* 37 (1989), 79.

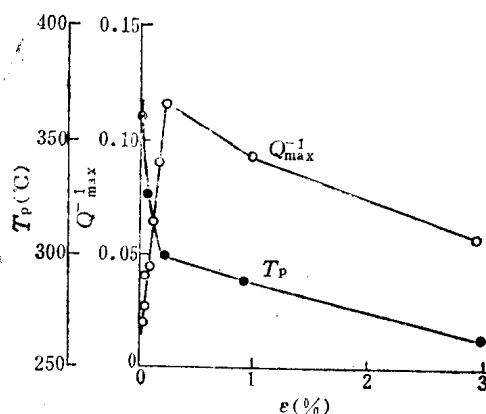


图1 扭转峰扣除背景后，峰高和峰温随扭转形变量的变化

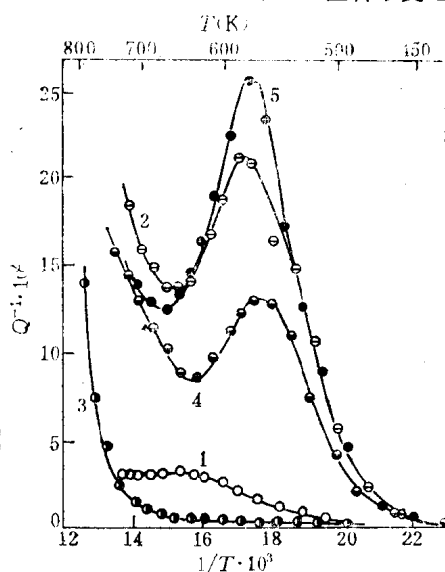


图2 99.98%铝单晶急冷后扭转峰的变化

- 1 — 无形变单晶经 590°C 退火;
- 2 — 室温扭转 0.5% , 590°C , 1h;
- 3 — 自 600°C 以 60°C/s 急冷却至室温, 升温测量;
- 4 — 升温测量结束后立即降温测量;
- 5 — 460°C 保温3h, 降温测。

扭转形变峰的机理*

苏全民

(中国科学院固体物理研究所内耗与固体缺陷开放研究实验室)

我们在新近的实验中对纯铝单晶位于 310℃ 的扭转内耗峰的宏观和微观性质作了详细研究, 确定了峰的弛豫性、高达 2eV 的激活能、以及峰高与扭转量一一对应关系等典型特征^[1~2]。本文从唯象和微观角度进行理论分析。

I. 扭转峰的唯一理论

扭转形变是一种非均匀形变。根据经典弹塑性理论, 形变后的试样包含两部分: 1. $r < r_s$ ($r_s = \sigma_s / \sqrt{3} G \theta$ 为弹塑性区分界面, θ 为单位长试样的扭转角) 为满足 Hooke 定律的弹性体; 2. $r < r_s < R$ 部分为非均匀塑性形变区。现假设塑性形变区在小应力微扰下, 由于位错运动使其表现为非均匀弛豫的 Maxwell 固体, 则它将与弹性区同时对测量应力场作出响应, 使整个试样表现为滞弹性体, 从而出现受扭转形变量控制的内耗峰。这时, 扭转形变试样的动力学响应方程可写为

$$D^2 \varphi + \Omega^2 \lambda^4 \varphi + \left[\frac{\Omega^2}{R^4} \int_0^{R-r_s} \frac{\frac{A}{u} \exp\left(\frac{Q-\eta u}{kT}\right) D}{1 + \frac{A}{u} \exp\left(\frac{Q-\eta u}{kT}\right) D} (u+r_s)^3 du \right] \varphi = \frac{L(t)}{I} \quad (1)$$

上式中, D 为时间微分算符, φ 为扭摆振动角, Ω 为系统本征频率, $\lambda^{-1} = R/r_s$ 为与扭转形变量成正比的形变参数, $L(t)$ 为驱动力矩, I 为系统惯量。Maxwell 固体的特征弛豫时间 τ 与位错密度和试样中的宏观内应力场有关, 因此是试样内部位置的函数:

$$\begin{aligned} \tau &= \Lambda A' \exp\left(\frac{Q - \sigma_s \Delta V}{kT}\right) \quad r < r_s \\ &= \frac{A}{r - r_s} \exp\left(\frac{Q - \eta(r - r_s)}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2)$$

上式中认为可动位错密度与范性形变量成正比; 内应力场对位错状态的基态能量有修正作用。(2) 式表现出的非均匀特征使力学响应方程出现 (1) 式所示的积分。

在周期为 ω 的外场作用下, 试样内耗为

$$\tan \delta = \frac{\Omega^2}{R^4} f_2 / (\Omega^2 \lambda^4 - \omega^2 + \frac{\Omega^2}{R^4} f_1) \quad (3)$$

f_1 、 f_2 为二积分表达式, 可用数值积分求出。

数值计算结果表明由唯象理论计算得到的内耗峰在峰高随形变量增大而发展、峰宽变化、峰温移动以及峰的不对称性等方面与实验结果吻合, 计算结果可全面反映扭转峰第 I 阶

* 本文项目得到国家自然科学基金委员会的资助。

段^[2]的性质。分析指出：内耗峰展宽，峰温移动和不对称性的控制因素为扭转形变在试样中引入的梯度内应力场，所进行的偏应力实验支持这一结论。塑性形变的外层 ($r < r_s < R$) 对弛豫作主要贡献这一结论也得到了直接实验的支持。

II. 唯象理论的微观说明

高温下位错的动力学响应与低温位错运动有实质性差异。在低温，结点是理想固定点，从而保证了整个位错网络的可回复性，位错网的响应本身就表现为滞弹性。点缺陷扩散研究表明，室温下已有显著扩散运动。而扭转峰出现的中高温区铝的自扩散系数比室温大 10^{18} 倍以上，不能再把结点视为理想固定点。结点运动有两种模式：守恒运动和受扩散协助的非守恒运动。结点非守恒运动几率与位错攀移运动时割阶对形成几率相近，这一运动将是高温弛豫的速率控制过程。结点运动使位错网络整体漂移，从而出现大内耗。在这种情况下，试样的高温力学响应表现为Maxwell固体，它表征了塑性形变区的弛豫性质。

根据上述观点可导出受结点扩散运动控制的位错网漂移引起的非弹性应变速率为

$$\dot{\varepsilon}_p = b a v_d \cdot \frac{\sigma b l a^*}{kT} \exp \left(- \frac{W^* - \sigma i b l a^*}{kT} \right)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_e (\text{弹性应变}) + \varepsilon_p (\text{非弹性应变})$$

故得

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\sigma} / G_s + \left[\frac{b^2 l v_d a^*}{kT} \exp \left(- \frac{W^* - \sigma i b l a^*}{kT} \right) \right] \sigma$$

$$\text{取 } \frac{1}{G_s \tau} = \frac{b^2 l^2 v_d a^*}{kT} \exp \left(- \frac{W^* - \sigma i b l a^*}{kT} \right) \quad (4)$$

$$\text{则有} \quad G_s \tau \dot{\varepsilon} = \dot{\sigma} + \sigma \quad (5)$$

式中 $b l a^*$ 为应力激活体积， l 为位错平均段长， v_d 为扩散试探频率。对于均匀网络， $l^2 \propto$

$\frac{1}{\Lambda}$ ，故 (4) 与 (2) 形式一致，而 (5) 式正好是Maxwell固体应力应变响应方程。

$$W^* = Q_s + 2F_i$$

$2F_i$ 为产生两个割阶所需的能量。 W^* 的计算值约为 2eV，与实验测得的扭转峰弛豫激活能十分接近。

完整的理论处理需要考虑整个位错拓扑网络的构造和相互作用，这方面仍缺乏更为精细的实验，理论处理也要复杂得多，有待进一步工作的探索。

参 考 文 献

- [1] C.M. Su & T.S. Kê *Acta metall.* 37, 79 (1989).
- [2] 苏全民、葛庭燧，见本文集。

可动点缺陷在非线性振动弯结应力场中的 自组织现象——一种新内耗机制*

孙宗琦

吕金钟

中国科学院金属研究所

北京科技大学物理系

以前的工作表明, 振动弯结周围的可动点缺陷力跟踪弯结、形成滞后 Cottrell 气团, 增加了弯结阻尼系数和刚度, 后者又是点缺陷浓度、测量频率、温度、时间和振幅的缓变单调函数, 尽管如此, 有关内耗仍具有动滞后特征。本文把以前工作推广到作非线性振动的弯结的场合。在图 1 所示静止坐标系中, 点缺陷浓度 $C(x, t)$ 遵从的一维扩散方程是

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = D_d \frac{\partial^2 C(x, t)}{\partial x^2} + \frac{D_d}{kT} \frac{\partial}{\partial x} \left(C(x, t) \frac{\partial U(x - x_k)}{\partial x} \right) \quad (1)$$

其中 D_d 是点缺陷沿螺型位错管道的扩散系数, K 是玻尔兹曼常数, T 是绝对温度, U 是点缺陷与弯结 ABCD 的弹性交互作用能

$$U(r) = \frac{-U_{max}}{1 + |r'|^3} \quad (2)$$

其中

$$r' = (x - x_k)/x_0 \quad (2-1)$$

$$x_0 = [\sqrt{1 + \sin^2 \alpha} / g \sin \alpha]^{1/3} a \quad (2-2)$$

$$U_{max} = (1 + \nu) \mu b a^2 \in r_0^3 / 3(1 - \nu) x_0^3 \quad (2-3)$$

μ 是切变模量, ν 是泊松比, b 是柏氏矢量, r_0 是原子半径, $\in$ 是点缺陷的错配度。

弯结运动方程是

$$B_K \dot{X}_K + K_K X_K = \sigma_0 a b \exp(i\omega t) - \int_{-1/2}^{1/2} C(x, t) \frac{\partial U(x - x_K)}{\partial x_K} dx \quad (3)$$

B_K 和 K_K 分别是弯结的阻尼系数和有效刚度。当应力振幅 σ_0 较大时, 方程组 (3)、(4) 的数值求解很繁, 这里只介绍与点缺陷自组织有关判据:

1) 测量圆频率远大于临界值

$$\omega \gg \omega_c = 2\pi D_d / x_0^2 \quad (4)$$

这时, 点缺陷已不能及时跟踪振动弯结, 但是可能跟踪弯结的平均位场 $\bar{U}(x)$

$$\bar{U}(x) = \omega / 2\pi \int_0^{2\pi/\omega} U(x - x_K(t)) dt \quad (5)$$

2) 经过一定振动激发时间

$$t \gg t_c \approx 2\pi / \omega \quad (6)$$

点缺陷浓度近似按对平均场 $\bar{U}(x)$ 的玻尔兹曼分布。方程 (3) 简化为

$$P \dot{X}_K + x_K + F(x_K) \approx \sigma' \exp(i\omega t) \quad (7)$$

其中

$$P = B_K / K_K, \quad \sigma' = \sigma_0 a b / K_K$$

$$F(x_K) = C_0 / K_K \int_{-1/2}^{1/2} \exp(-\bar{U}(x)/kT) \frac{\partial U(x - x_K)}{\partial x} dx / \int_{-1/2}^{1/2} \exp(-\bar{U}/kT) dx \quad (7-1)$$

3) 当弯结振幅大于临界值 X_c $x_c \approx x_0$ (8)

* 本文得到国家科学院固体物理所内耗与固体缺陷开放研究实验室的资助。

时, 由 (5) 式给出的平均位由一个能谷变成两个能谷 (对称破缺), 亚稳浓度 $\bar{C}(x)$ 也出现两个峰值。由 (7-1) 表示的 $F(x_K)$ 将出现负刚度区

$$\frac{dF(x_K)}{dx_K} < 0 \quad (9)$$

4) 如果点缺陷浓度 C_0 不太小, 弯结运动不稳定区由

$$\frac{dF(x_K)}{dx_K} \leq -1 \quad (9-1)$$

给出。图 2 给出 $F(x)$ 曲线, 在恒定外加简谐应力作用下, 弯结运动一周中有两次过阻尼飞跃, 分别由 $-x_0$ 到 x_1 及 $+x_0$ 到 $-x_1$

$$\frac{dF(x_0)}{dx} = -1, F(-x_0) = F(x_1) + x_0 + x_1 \quad (9-2)$$

这种静滞后多谐运动增加了弯结在两端的停留时间, 从而增大了 $\bar{U}$ 和 $\bar{C}$ 双谷和双峰的高度, 进一步扩大 (9-1) 满足的区间, 这种自组织过程最后将稳定在 $\bar{U}_0(x_K)$, $\bar{C}_0(x_K)$ 和 F_0

(x_K)。它们只和 σ' 应力振幅有关, 与 ω 无关, 并且图 2 中 σ - ε 静滞后回线 (ABCDEDFBA) 不经过坐标原点, 更接近微范性实验 σ - ε 曲线。

5) 点缺陷浓度 C_0 过大时

$$F(1) > \sigma' \quad (10)$$

弯结振幅不能越出 Cottrell 气团, 内耗仍表现为动滞后特征。

上述自组织过程同样适用于非线性振动的位错弦模型。

计算机实验表明, 与振幅有关的位错内耗、包括时间效应、反常振幅效应和 Simpson Sosin 峰值效应可望得到统一解释。

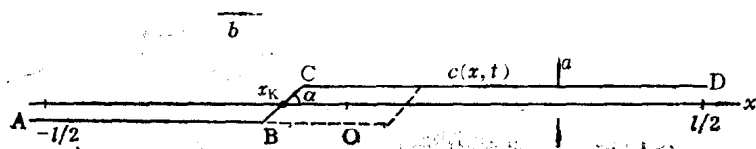
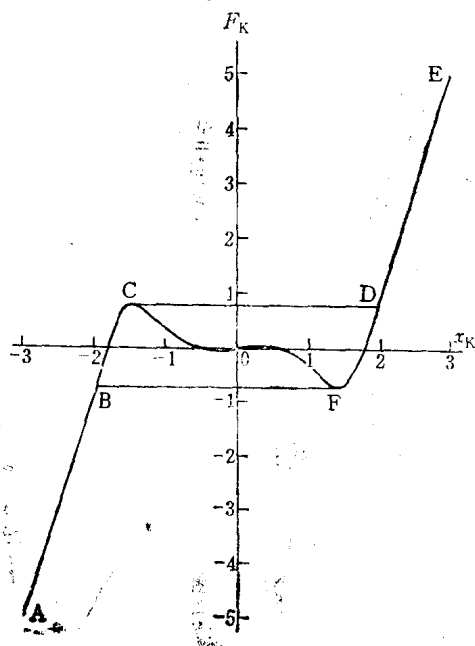


图1 非线性振动弯结应力场中, 可动点缺陷沿位错管道的一维扩散

图2 $F(x_K) - x_K$ 及 $\sigma - \varepsilon$ 滞后回线, 图中 $F_K = F(x_K) + x_K$, $\sigma' = 3$



稀土对纯铁中Snoek及SKK内耗峰的影响

耿殿奇 吴玉琴 汪进

东北工学院

一、引言

Snoek峰由间隙原子“应力感生有序”产生，它能反映间隙原子的行为^[1]。

Snoek-Kê-Köster (SKK) 峰由可动位错段与溶质原子交互作用产生^[2]。按 Schoeck^[3]处理结果：

$$\Delta = \beta \Lambda L_c^2, \quad (1)$$

其中， Δ ——弛豫强度， Λ ——位错密度， L_c ——位错段长度。

适当热处理的铁，其 Snoek-SKK 峰间存在消涨关系，本文研究稀土对此二峰的作用，并以此得到与稀土有关变化的某些信息。

二、实验过程

以太原纯铁为基料，在真空感应炉中加入稀土，三种样品的稀土残留量的重量百分比分别是：0（0号），0.035（2号），<0.032（3号）。

在真空葛氏扭摆上测内耗。测量的最大剪应变 $<10^{-4}$ 。

三、实验结果和讨论

1. 在1093K退火测 Snoek 峰，发现稀土使峰高明显降低。由峰高正比参加该弛豫原子的数量，说明稀土有降低铁中“自由”间隙原子数量的作用。分析认为是一部分碳、氮与稀土形成化合物。此外，若有微量稀土固溶铁中时，由其原子半径差大，造成畸变，束缚了“碳、氮”。两种情况都减少了“自由”的间隙原子数量，使峰高变低。

2. 冷加工后测量SKK峰，稀土铁的峰高下降，分析认为是稀土使 L_c 变短，可由（1）式得峰高降低。

3. 图一、图二分别给出纯铁与稀土铁的Snoek-SKK峰的消涨关系。两者有相似之处，但其区别能反映稀土对碳、氮迁移的影响，故讨论如下：

A. 以冷加工样为对比基准，473K前空冷时，稀土铁的Snoek峰消失比纯铁大得多。说明仅微量稀土就造成间隙原子迅速偏聚，从而使峰高迅速降落。

B. 纯铁的Snoek峰在573K空冷时已恢复，而稀土铁仍下降，到773K空冷时，纯铁的Snoek峰急剧增长，而稀土铁仅部分恢复。说明稀土对间隙原子的束缚在573K仍能产生，而且到773K时，稀土铁中间隙原子获得“自由”的数量远少于纯铁。

C. 在373~573K空冷时，稀土铁的SKK峰相对下降比纯铁少。而在高于773K以后，稀土铁的SKK峰才明显下降。已知退火使此峰消失的原因是位错密度的降低，那么说明稀土铁中的位错比纯铁中的位错更稳定一些。这用来解释适量的稀土加入钢中后强度值提高的现象。

参 考 文 献

- [1] J.L. Snoek *Physica* 6, 591 (1939).
- [2] T. S. Kê (葛庭燧), *Scripta Metall*, 16, 225 (1982).
- [3] G. Schoeck, *Acta Metall*, 11, 617 (1963).

图1 纯铁样品内耗与温度的变化关系

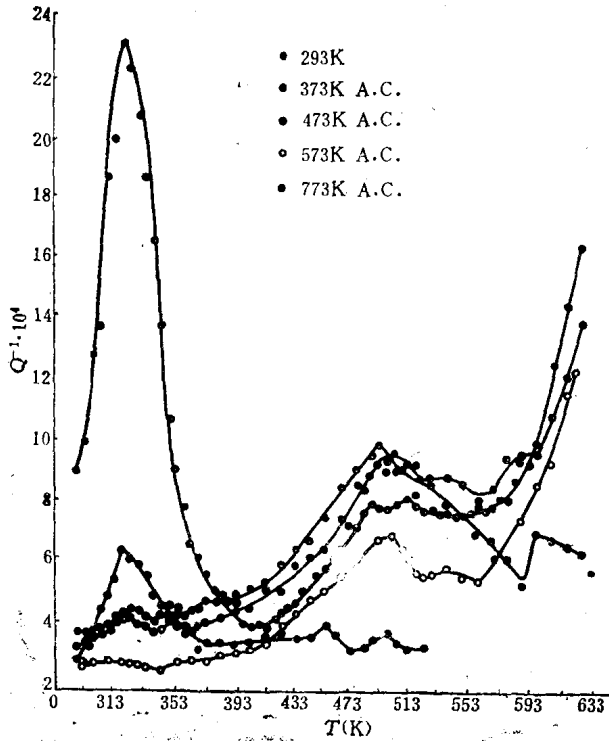
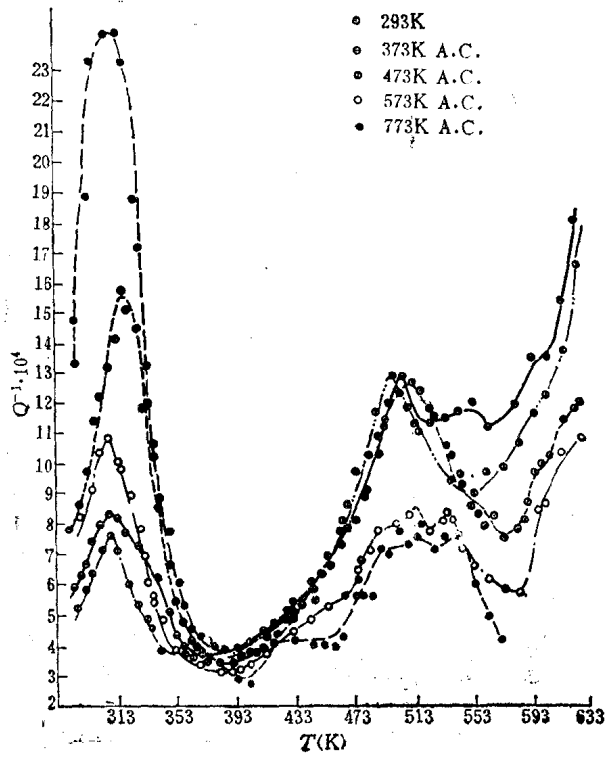


图2 含稀土(0.035wt%)铁合金内耗与温度的变化关系

Al-Mg合金中的低温内耗峰*

方 前 锋

(中国科学院固体物理研究所内耗与固体缺陷开放研究实验室)

以前人们在不同的稀铝合金试样中,分别观察到一个位于 -80°C 左右的内耗峰(Al-Ga)和一个位于 -50°C 左右的内耗峰(Al-Cu) ($f \approx 1\text{ Hz}$), 并且认为这两个内耗峰都是位错和“溶质原子——单空位”对的交互作用所引起的。我们在冷拔后的Al-Mg合金试样中同时观察到这两个内耗峰,说明它们是两个不同的峰,下面是一些主要的实验结果。

一根Al-0.02wt%Mg单晶试样,在液氮温度下冷拔19%RA后,装上扭摆(室温下停留了30分钟),降到 -110°C 后升温测量。图1所示为测量的结果。由图可见,在试样刚冷拔后的升温测量过程中,在 -70°C 和 -50°C 左右分别观察到一个明显的温度内耗峰(曲线1),我们把它们分别称为 PL_2 峰和 PL_1 峰。这两个峰的模量都呈正常的变化(曲线1', 2', 3')。当试样在 80°C 退火1小时后升温测量时, PL_2 峰大大降低,而 PL_1 峰反而有所增高(扣除背景内耗后可以很明显地看出来),同时还在 0°C 左右出现了室温内耗峰(P'_1 峰)^[1](曲线2)。将试样再在 150°C 退火1小时,由 -110°C 升温测量时, PL_2 峰完全消失, PL_1 峰和 P'_1 峰却较之曲线2变化不大(曲线3)。

用改变冷加工量和溶质原子含量的方法对 PL_1 峰和 PL_2 峰进行了研究。图2和图3为测量的结果。由图2可见,随着冷加工量的增加,两个内耗峰先是增高(由于图2所示的峰较宽,可以认为是 PL_1 峰和 PL_2 峰重叠在一起),经过一个极大值后又下降。由图3可见,随着溶质原子浓度的增加,两个内耗峰在所采用的浓度范围内(5NAI-Al-0.55wt%Mg)一直增加,而且在Al-0.55wt%Mg试样中还出现了 P'_1 峰。在峰高增加的同时,峰宽也增加了。在5NAI中也出现了很小的 PL_2 峰和 P'_1 峰(曲线1,约位于 -70°C 和 -5°C),说明这些内耗峰对杂质原子是非常敏感的。从图2和图3的结果可以得出结论: PL_1 峰和 PL_2 峰都是与位错和溶质原子(Mg)有关的。

根据以上的结果,我们认为 PL_1 峰是由于位错与“溶质原子——单空位”对的交互作用所引起的,而 PL_2 峰则是由于位错与“溶质原子——双空位”对的交互作用所引起。在冷拔的Al-Mg试样中存在着大量的过饱和空位,这些空位由于Mg原子的作用而形成“Mg原子——双空位”对和“Mg原子——单空位”对。这些对不稳定,容易在室温时效或中温退火时分解消失。但“Mg原子——单空位”对却比“Mg原子——双空位”对相对稳定一些,因此在低温退火时(小于 100°C) PL_2 峰就会消失而 PL_1 峰却要在较高的温度下退火才会消失。另外,“Mg原子——双空位”对在退火时可分解为“Mg原子——单空位”对和Mg原子(单独的过饱和空位极易消失)。这说明了在退火过程中,当 PL_2 峰降低直至消失时 PL_1 峰和 P'_1 峰反而增高的现象。

* 本文项目得到国家自然科学基金委员会的资助。

参 考 文 献

- [1] Q. F. Fang, and T. S. Kê, *J. de Physique*, 46 C10—227 (1985); T. S. Kê, Q. Tan, and Q. F. Fang, *phys. stat. sol. (a)*, 103, 421 (1987).

图1 退火对PL₁峰和PL₂峰的影响

- 1.1'——液氮温度下冷拔后升温测量的内耗峰和模量;
2.2'——80℃退火;
3.3'——150℃退火。

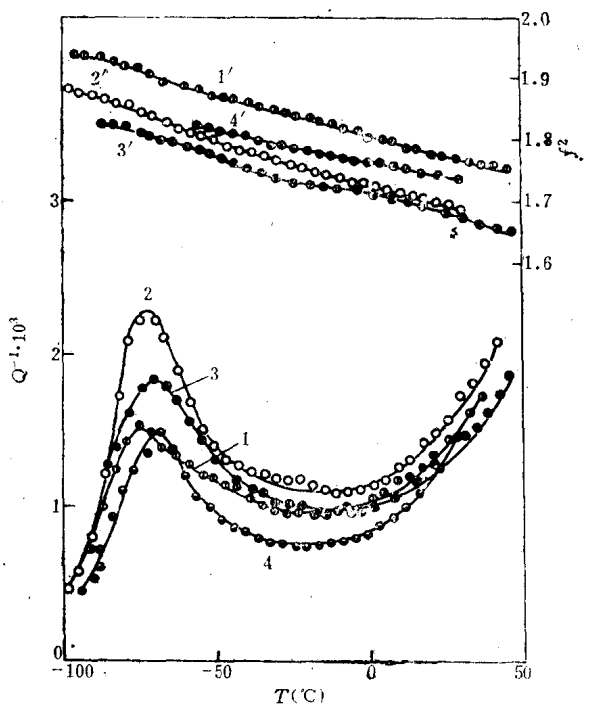
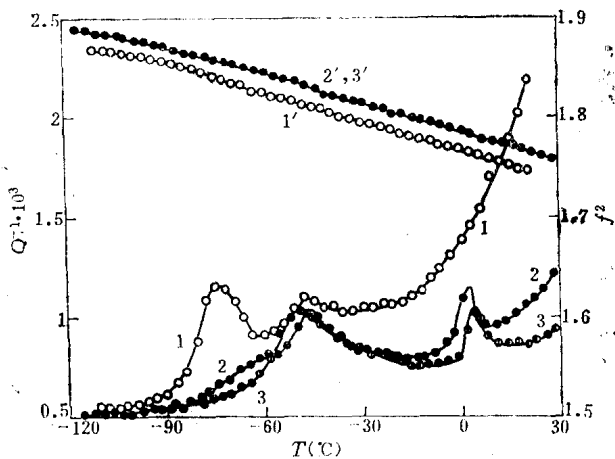


图2 冷加工量的影响

- 1~4——冷拔量分别为14.8、26.5、43.7、75% RA时的内耗;
1'~4'——对应的模量 (f^2)。

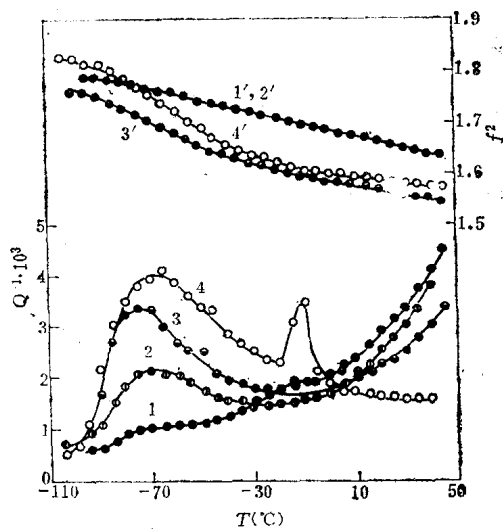


图3 溶质原子含量的影响

- 1~4——溶质原子含量为5N-Al, Al-0.02, 0.5、0.55wt%Mg的内耗, 冷拔量均为26.5% RA;
1'~4'——对应的模量 (f^2)。