

# 高 $T_c$ 超导氧化物的内耗与超声衰减研究

王业宁

(南京大学物理系)

本文介绍了近两年来我国在高  $T_c$  超导氧化物的内耗与超声衰减研究方面的进展。着重介绍了结构不稳定性的研究、氧缺位引起的弛豫型内耗峰的研究以及磁通钉扎的内耗研究方面的进展。

在 1986 年召开的中国物理学会第四次全国会员代表大会上,葛庭燧教授作了有关固体内耗与超声衰减方面的全面系统的综述报告(该报告发表在 1987 年第 9 期《物理》上)。在此报告后的两年内,我国在有关固体内耗与超声衰减研究方面又有若干新的进展。在 1987 年,中国科学院物理研究所赵忠贤等独立研制出  $T_c$  为 90K 的钇钡铜氧(YBCO)超导体,使我国在这一世界性的超导竞争中名列前茅。受此影响,我国的内耗与超声衰减对高  $T_c$  氧化物的研究也显示出了优势,下面仅着重介绍高  $T_c$  超导氧化物的内耗与超声衰减研究进展。

在高  $T_c$  氧化物超导体发现以前,许多 A-15 合金被视为高  $T_c$  材料,如  $Nb_3Sn$ ,  $V_3Si$  和  $Nb_3Ge$  等。它们的超导转变温度均在 20K 左右(最高达 23K),并且很快就发现,凡属高  $T_c$  的 A-15 合金,绝大多数在超导转变温度  $T_c$  以上几度至几十度时发生立方  $\rightleftharpoons$  四方的马氏体相变,而且不管是否发生相变,全部在  $T_c$  前显示晶格不稳定或弹性软化(弹性系数  $[1/2(c_{11}-c_{12})]$  的软化),关于这方面问题已有几篇评述文章<sup>[1]</sup>,McMillan<sup>[2]</sup> 根据电声子强耦合理论,导出

$$T_c = 1.14\omega_D e^{-1/\lambda},$$

式中  $\lambda$  为电声子耦合常数,  $\omega_D$  为声子德拜频率,

$$\lambda = C/M\langle\omega^2\rangle,$$

其中  $C$  近似为常数,  $M$  为离子质量,  $\omega$  为声子频率。点阵软化导致  $\langle\omega^2\rangle$  减小,这是 A-15 材料  $T_c$  高的主要原因。

在  $La_{1-x}Sr_xCuO_4$  (LSCO) 和  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (YBCO) 中,也存在着四方  $\rightleftharpoons$  正交的相变,但这种转变发生在较高温度,例如 YBCO ( $T_c = 90K$ ) 的这种相变发生在  $750^\circ C$ , LSCO ( $T_c \approx 30K$ ) 发生在 190K。与这种相变有关的软声子很难对低温下的超导性有什么影响。因此,很多人仍然有兴趣去探查室温下特别是  $T_c$  附近是否有其它相变或结构不稳定。首先是在 La 系氧化物 ( $T_c \approx 30-40K$ ) 超导体中,国外报道了用弯曲振动法与声速测量<sup>[3]</sup> 显示出室温下的弹性软化。对  $La_{1.85}Sr_{0.15}Cu_{1-x}Sn_xO_4$  进行了穆斯堡尔测量<sup>[4]</sup>,观测到 75K 和 170K 附近有声子软化,但结构上有什么变化仍不清楚。

McMillan 理论是基于强耦合机制,对  $T_c$  的上限估计为 40K,虽然 YBCO 的  $T_c$  在 90K 附近,远远超过这一极限,但结构不稳定性的研究仍有必要。如果点阵不稳定仍对超导性有影响或是共存,对新的超导机制的发展将有所启示。

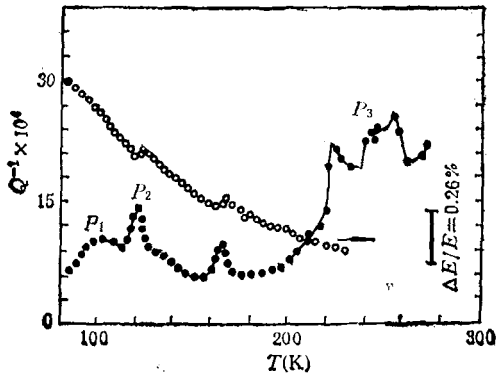
因为内耗与超声衰减对结构相变与缺陷都极敏感,特别是对结构不稳定性的存在,常比其它手段灵敏。因此,国内外有许多学者都用它来对 YBCO 进行研究,国内首先用内耗研究 YBCO 的有南京大学<sup>[5]</sup>、中国科学院固体物理研究所<sup>[6]</sup>、中国科学院上海冶金研究所<sup>[7]</sup>,首先用超声法研究 YBCO 的有清华大学<sup>[8]</sup>、南京大学<sup>[9]</sup>。此后,有更多的单位如中山大学、中国科学院固体物理研究所内耗开放实验室、中国科学技术大学、中国科学院物理研究所、中国科学院金属

研究所等也都进行了内耗与超声衰减的研究。研究的问题主要有：(1) 结构不稳定性；(2) 氧缺位；(3) 磁通钉扎。现依次介绍如下：

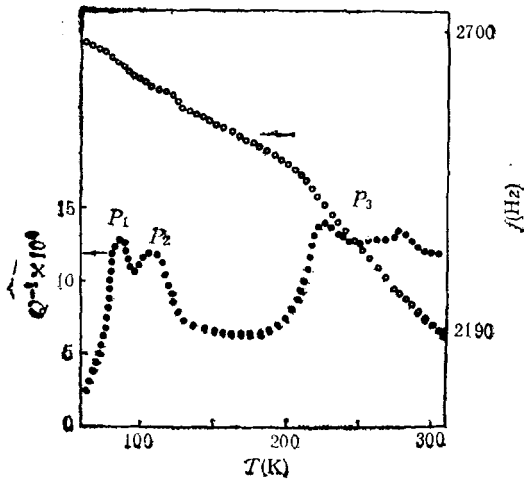
## 一、结构不稳定性的研究

### 1. 相变内耗峰的出现

图1(a)<sup>[9]</sup>, (b)<sup>[10]</sup> 是  $T_c = 90\text{K}$  的 YBCO 的典型内耗曲线，在 200K 至室温，在一个宽而高的背景内耗上有几个尖峰 ( $\sim 220\text{K}$ ,  $240\text{K}$ ...), 在 150K 至 90K 范围内，在相对低一些的内耗背景上有两个峰： $P_1$  峰和  $P_2$  峰 ( $\sim 120\text{K}$ ),  $170\text{K}$  峰偶而出现。根据三个不同频



(a)



(b)

图 1

(a)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  ( $x = 6.9$ ) 的内耗与杨氏模量随温度的变化<sup>[9]</sup> ( $T_c \approx 90\text{K}$ ,  $f = 100\text{kHz}$ ); (b)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  ( $T_c \approx 90\text{K}$ ) 内耗随温度的变化<sup>[10]</sup>,  $f = 3.6\text{kHz}$

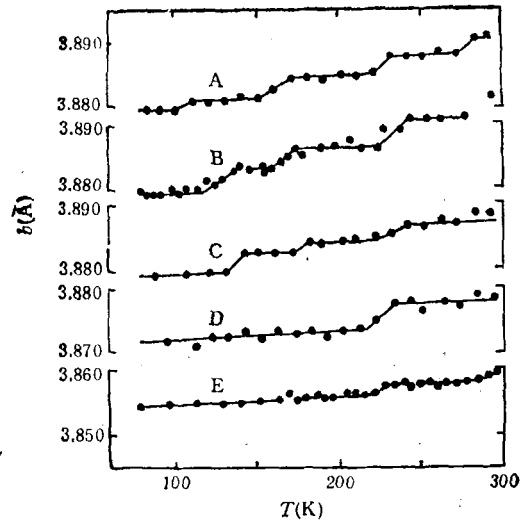


图 2 不同氧含量 ( $x$ ) 的  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  的点阵参数  $b$  随温度的变化

(A.  $x = 7.0$ ; B.  $x = 6.9$ ; C.  $x = 6.75$ ;  
D.  $x = 6.5$ ; E.  $x = 6.2$ )

率范围 (5kHz, 100kHz, 5MHz) 的内耗和弹性模量测量结果以及不同变温速率的影响情况, 可以判定在这些峰中,  $P_1$  峰是弛豫型峰, 而  $P_2, P_3$  峰均为相变峰。

自然下一步就是进行 X 射线衍射研究, 以探查这些峰属于什么相变。结果在此温度范围没有发现结构对称性变化, 只有在晶格参数随温度变化较快的背景上才出现几个跳变 (见图 2 中的 A, B, C)<sup>[5,11]</sup>, 同时衍射线变宽。这些跳变出现的温度与峰温相近。这一结果与另一种畸变钙钛矿晶体  $\text{LiNbO}_3$  在  $75^\circ\text{C}$  时出现的异常性能很相似<sup>[12]</sup>。因为晶体对称性未变, 仅有晶格参数的跳变, 同时又有类似相变的各种物性异常, 故称此为类相变。这种相变内耗峰的出现, 是由于两个点阵参数略有差异的相界面, 在振动应力作用下作往复运动而引起损耗。

此外, YBCO 相界面的易动性在静态拉伸试验<sup>[13]</sup>中也得到进一步肯定。图 3 是不同温度下的应力  $\sigma$  与应变  $\epsilon$  的关系曲线。对照内耗曲线可以看出, 在峰温处表现出铁弹行为, 而且加热还表现出形状记忆效应, 如图 3 中温度分别为  $150\text{K}$  和  $169\text{K}$  时所画出的虚线。这和热弹

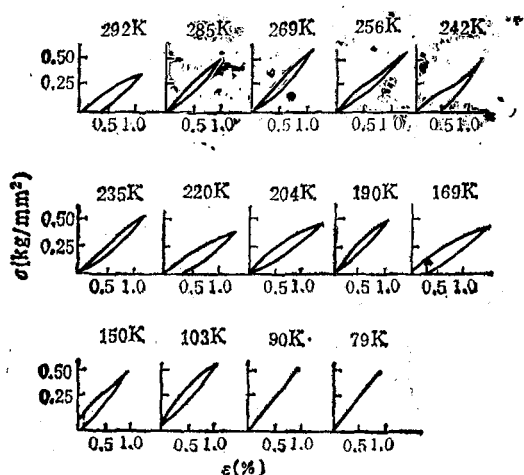


图3  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  ( $x = 6.9$ ) 在不同温度下测量的应力与应变的关系曲线

性马氏体的力学行为一样,说明在内耗峰温处相界面可动性大,而弹性恢复力又小(弹性软化),在外力去除时不能恢复,因而表现为铁弹性.另外  $\sigma \sim \epsilon$  回线所包围的面积即内耗( $\omega = 0$ ),回线面积大者,内耗亦大.表明图1中内耗是一种静滞后型内耗,与频率无关.

超声衰减的实验曲线与内耗相似,也有几个相变峰,但机制比内耗复杂,不完全是静滞后型的界面损耗.

武汉大学声发射测量结果<sup>[14]</sup>发现,在内耗峰温附近有最大的声发射,这意味着新相快速成长时产生了瞬时弹性波,与马氏体相变何其相似!

此后, T. Laegreid 等<sup>[15]</sup>在 220K 测出了比热反常; P. Boolchand 等<sup>[16]</sup>用穆斯堡尔方法测量了 EBCO 的 Debye-Waller 因子,显示点阵振动在 110K 以下软化; 北京科技大学同样也用穆斯堡尔方法测到 110K 和 220K 附近的软化; U. Murek 等<sup>[17]</sup>用 EXAFS 测出 D-W 因子在 110K 及 210K 均有异常,进一步说明了上述内耗峰是由相变引起的.

## 2. 氧含量对类相变内耗峰的影响<sup>[11]</sup>及其与超导性的关系<sup>[9]</sup>

从图2可以看出,随着氧的减少, YBCO 晶格参数的跳变点也减少,如含氧为 6.5 和 6.2 的两个试样在 200K 以下没有跳变可见. 内耗

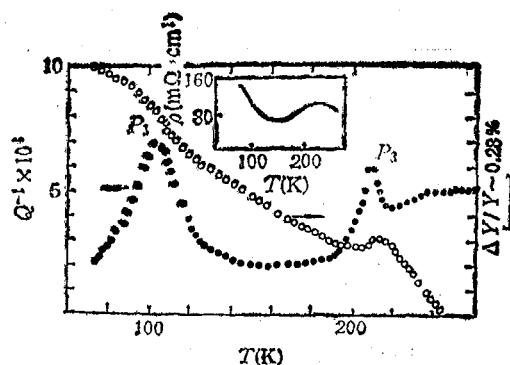


图4  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  ( $x = 6.5$ ) 的内耗与杨氏模量 ( $\Delta Y/Y$ ) 随温度的变化  
(插图为电阻与温度关系曲线, 77K 以上不超导,  $P_2$  峰消失)

表 1

	$T_c$	$T_m$
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$	90K	120K
	60K	75K
$\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$	107K	130K
	83K	95K
$\text{Tl-Ba-Ca-Cu-O}$	115K	135K
	?	90K

测量也表明  $P_2$  峰 (120K) 不出现(见图4), 弹性模量变化明显, 表明  $P_1$  峰是弛豫峰. 含氧量高于 6.75 的样品均有  $P_2$  峰, 进行去氧、渗氧反复试验, 并更换试样多次, 均无例外, 而含氧量高于 6.75 的样品均在 90K 发生超导. 因此, 可以认为最靠近  $T_c$  的  $P_2$  峰与 90K 超导电性有密切关系, 这一点与 A-15 合金很相似. 220K 峰虽然也因氧含量变化而变化, 但在液氮温度以上超导或不超导的试样中均存在, 它的规律还不清楚.

不仅对 90K 超导相如此, 我们也做了 60K 的 YBCO 超导相的内耗<sup>[9]</sup>, 发现  $P_2$  峰 (120K) 消失, 取而代之的是 80K 附近的一个新的相变峰. 更重要的是这一规律在所有已发现的高  $T_c$  氧化物中普遍存在, 如在 Bi-Sr-Ca-Cu-O 和 Tl-Ca-Ba-Cu-O 系的氧化物超导体中也找到了这种对应关系. 在  $T_c$  以上 10—30K 范围内, 总有一明显的内耗峰与相应的晶格参数的跳变

(见表 1)。根据后面谈到的对单晶体的弹性测量结果, 可以认为这种位移型类相变可能是由某种声子的软化所驱动, 尽管超导机制还不清楚, 但声子的作用不可忽视。至少, 超导转变与相关联的类相变有着共同的内禀因素, 例如掺氧引起电子态的变化。我们这一工作曾于 1988 年在 MRS 尖端材料国际会议上作过特邀报告<sup>[18]</sup>。在无中国人参加的国际“一级相变”的讨论会上也被著名相变学家 Scott 引用, 并强调了其重要意义。

在这里我想提一下内耗的重要性。晶格参数的跳变量与测量误差接近, 许多人将其当作实验误差而被忽略, 直到 1988 年, Brookaven 国家实验室和 Houston, Argonne 等三个实验室合作发表了一篇单晶 YBCO 的 X 射线衍射结果<sup>[19]</sup>, 报道了这一跳变不是误差而是“维妙”的结构变化, 至少 200K 附近比较明显, 但 120K 附近的异常难以肯定, 而内耗对相变极为敏感, 即使微小变化也有明显的内耗峰。所以, 这个  $T_c$  前出现的异常与超导的关系首先是用内耗来确定的。

虽然  $T_c$  与  $T_m$  的相关性与 A-15 合金极为相似, 但弹性模量的测量, 对 YBCO, BSCCO, TBCCO 三种高  $T_c$  氧化物, 一般都得到随温度下降而硬化的趋势(图 1(a), (b)), 这一点正与 A-15 材料相反<sup>[1]</sup>。尽管有些人在  $T_c$  附近也观测到模量的转折(或称软化)的迹象, 但总的反常快的硬化趋势(包括 250K 附近)始终未能解释。在相变温度附近有无热滞后, 各人实验也存在分歧。主要原因在于所有以往的测量是对多晶陶瓷材料进行的, 在这些材料中, 要测出真实弹性模量比较困难。最近, 我们对大块单晶 BSCCO 进行了测量, 超声纵波沿着  $c$  面, 偏离  $a$  和  $b$  轴约为  $10^\circ$ , 在这两个相互垂直的方向上表现出明显的各向异性(见图 5 和图 6)。对应 250K 附近的相变衰减峰, 我们测出了明显的弹性模量软化的极小值(见图 5); 而在另一垂直的传播方向, 仅有单调硬化趋势, 与多晶结果相似(见图 6), 并在 250K 附近有大的热滞后。由于晶格常数  $a$  ( $5.40 \text{ \AA}$ ) 和  $b$  ( $5.42 \text{ \AA}$ ) 的差异

物理

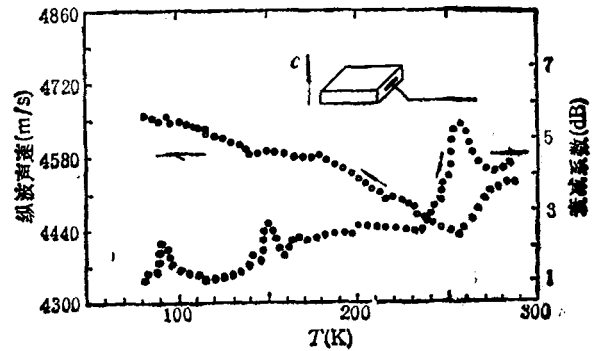


图 5 声速和衰减系数随温度的变化  
(分别用○和●连成的曲线表示, 超声纵波沿  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  单晶的  $A$  方向传播, 测量频率为 5MHz)

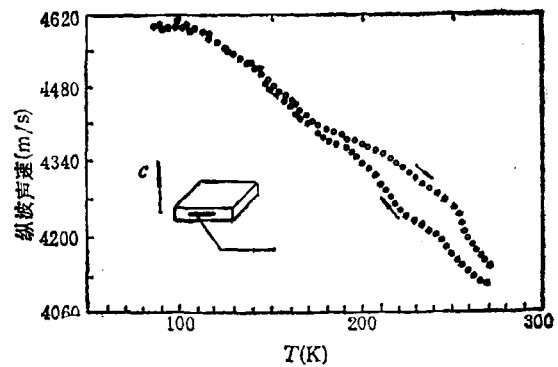


图 6 声速随温度变化曲线  
[超声纵波沿  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  单晶的  $B$  方向(垂直于  $A$  方向)传播, 测量频率为 5MHz, 降温(●), 升温(○)]

甚小, 尚未定出  $a$  和  $b$  的确切方向, 但弹性各向异性很明显, 这与无公度调制仅在  $b$  方向出现的事实是一致的。

从图 2 可以看出, 由于跳变存在, 晶格参数的平均变化梯度  $\Delta b / \Delta T = \left( \frac{b_{300\text{K}} - b_{80\text{K}}}{300\text{K} - 80\text{K}} \right)$  是远大于正常的热膨胀系数, 90K 超导相 ( $A, B, C$  曲线) 的  $\Delta b / \Delta T$  比其超导相 ( $D, E$  曲线) 的  $\Delta b / \Delta T$  明显大很多<sup>[11]</sup>。因此, 弹性模量将有相应的快的硬化背景, 故软化效应不易测出, 只有在有利取向的单晶中, 才有明显反映。此外, 从这一观点也能很好说明为什么正交相的硬化快于四方相 (M. Suzuki 的实验), 为什么 250K 附近热滞后最大, 以及对超导的影响等问题, 部分澄清了过去在烧结材料的弹性测量中出现的分歧与问题。

这里要强调一下基础研究的重要性。由于过去对  $\text{LiNbO}_3$  75°C 的类相变进行了详细研究,当时这些研究结果只能解释 60—80°C 之间容易开裂的原因<sup>[12]</sup>,而现在,它却对 YBCO 等超导体研究有着更为重要的启示。另一点就是多年来我们对多种氧化物晶体与金属中相变与畴界引起的内耗与超声衰减进行了大量工作。这对 YBCO 等高  $T_c$  氧化物的内耗谱的识别有很大帮助。国外有些作者分析时常有误解。另外又从内耗特征上可以看出  $\text{LiNbO}_3$  在相变处无弹性软化,而 YBCO 有软化,这对超导性可能是关键的一点。以上说明基础研究很重要,必须深入掌握规律和机理,才能灵活运用。这是长期见效的工作,要耐心去做,要给予足够的重视。

## 二、氧缺位引起的弛豫型内耗峰的研究

中国科学院上海冶金研究所一年多来,利用内耗等手段开展了钇系等高温超导体微结构方面的研究<sup>[7]</sup>。在国际上首先观察到  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  在 175°C 与 204°C 有两个低频弛豫内耗峰,并对其中的 204°C 内耗(见图 7)进行了较为详细的研究,获得了有意义的结果。204°C 低频( $f = 1\text{Hz}$ )内耗峰是正交相  $Z = 0$  的 Cu-O 基面中的  $a$  与  $b$  轴氧原子应力感生有序所致,由峰温与频率的关系求得氧原子跃迁激活能为 1.03eV。实验结果还表明,该峰的峰高随氧缺位浓度(取决于淬火温度)而增高,由其定量关系求得氧在  $a$  与  $b$  轴的占有率  $C_A$  与  $C_B$  (见图 8)。

根据以上结果,确立了 Cu-O 基面中氧占位定则:以  $\langle 110 \rangle$  为棱边扩大两倍的晶胞(基面)中氧原子数至多为 2。定则意味着,若有一氧原子占据  $a$  轴位置,在其  $\langle 110 \rangle$  方向必有二个  $b$  轴氧缺位与其相邻。由此可见,氧在基面并非随机占据。该定则的本质在于铜的饱和价态为 +3。由定则可以给出氧的扩散途径  $(\text{O}_b - \text{V}_a - \text{V}_b)_{\langle 110 \rangle} \rightarrow (\text{V}_b - \text{V}_a - \text{O}_b)_{\langle 110 \rangle}$ 。同时还可以求得氧扩散系数

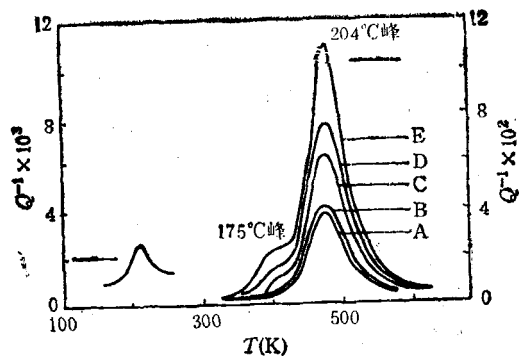


图7  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  在不同氧含量下测得的低频 ( $f = 1\text{Hz}$ ) 内耗温度曲线

A 是在加热时测量; B, C, D, E 是在不同温度退火不同时间后冷却时测量 (B 是 623K 2 分钟, C 是 623K 6 小时, D 是 823K 2 小时, E 是 824K 1 小时)

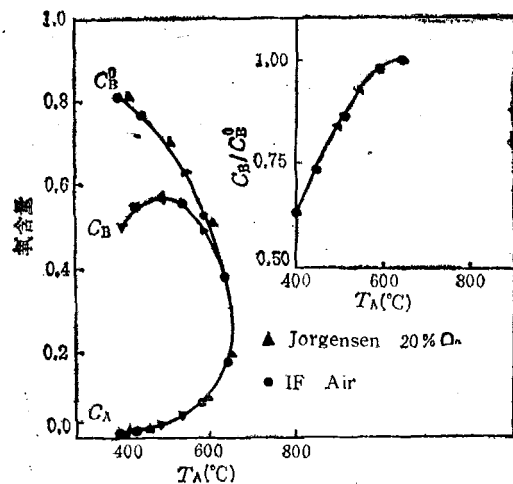


图8  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  的 Cu-O 基面  $a$  与  $b$  轴的氧占有率  $C_A$  与  $C_B$

$$D = 1.8 \times 10^{-4} \cdot e^{-1.2\text{eV}/kT} \text{cm}^2/\text{s}.$$

对 175°C 的内耗进行了初步探讨,认为是由四角相中氧原子跳跃引起。

中国科学院上海冶金研究所多年来一直在点缺陷内耗方面进行了深入细致的工作,打下了坚实的基础,从而在 YBCO 的氧缺位弛豫内耗研究方面显示了优势。

关于室温以上的弛豫峰,中山大学也进行了很细致的分析。对  $T_c$  附近的弛豫峰,中国科学院固体物理研究所进行了研究并求得激活能。关于  $T_c$  以下的弛豫峰, Cannelli 等认为

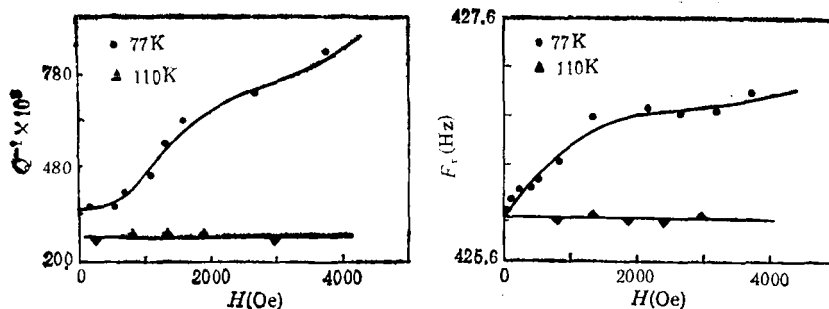


图9 在超导态(●)和正常态(▲)测量的内耗  $Q^{-1}$  和共振频率  $F_r$  随磁场的变化

75K 峰 ( $f = 3.6\text{KHz}$ ) 是由氧原子引起的 Snoek 峰, 而 Okuda 等认为 80K 峰 ( $f = 3\text{KHz}$ ) 与氧缺位有关。

### 三、磁通钉扎的内耗研究

磁通钉扎是提高超导体  $J_c$  的有效途径之一。Brandt 等用内耗方法对各种氧化物超导体的磁通钉扎进行了研究。所用的磁场高达  $H_{c2}$  的高场范围。中国科学院固体物理研究所内耗与缺陷开放实验室用自制的加纵向磁场的静电激发声频内耗仪进行了  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  ( $T_c \sim 90\text{K}$ ) 在低场下的磁通钉扎研究。图9是在超导态和正常态测量的内耗和共振频率随磁场而变化的曲线。实验结果表明, 对于正常态 (110K), 内耗和共振频率不随磁场的增加而变化, 这说明磁通线是完全穿过试样的; 而在超导态,  $Q^{-1}$  和  $F_r$  随磁场增加而增加, 是由于磁通线进入试样并在试样中被钉扎以及在钉扎中心附近的粘滞运动所致, 这与 Brandt 等的结果基本一致。

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  为非理想的第二类超导体, 其磁场的临界参数除了  $H_{c1}$  和  $H_{c2}$  以外, 还有  $H_p$  ( $H_{c1} < H_p < H_{c2}$ )。测定  $H_{c1}$  和  $H_p$  的通用方法是根据磁化曲线的变化。内耗曲线则在不同的磁场下出现转折。内耗曲线表明: 当  $H < H_{c1}$  时, 内耗不随磁场的增加而变化, 这时试样处于迈斯纳态, 磁通线完全被排出试样以外, 因而内耗值保持常数; 当  $H > H_{c1}$  时, 内耗值开始上升, 这时磁通线开始进入试样。随着磁场的增

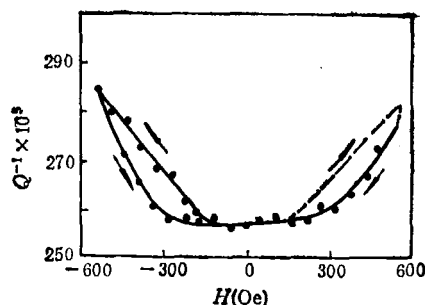


图10 磁场循环变化时 ( $H_{\text{max}} < H_p$ ,  $T = 81\text{K}$ ) 内耗曲线的变化(蝶状)

加, 磁通线进入试样越多, 内耗也就越大。内耗曲线上的转折点所对应的磁场即为  $H_{c1}$ 。由图9可得出  $H_{c1} = 0.027\text{T}$ 。当磁场在  $H_{c1} < H < H_p$  的范围内时, 内耗增加并不大, 这是由于试样中的钉扎中心对磁通线产生较强的钉扎作用所致。磁通线进入试样不是很多, 并且磁通线的动性也不高; 但当  $H > H_p$  以后, 内耗值大幅度上升, 这是由于磁通线大量涌入试样所致。磁场增加, 磁通线的动性提高, 因此内耗曲线上的第二个转折点所对应的磁场即为  $H_p$ 。由图9得出  $H_p = 0.066\text{T}$ 。由此看出, 内耗方法可能是一种确定  $H_{c1}$  和  $H_p$  的有效的新方法。

图10给出了磁场循环变化(类似磁滞回线测量)时 ( $H_{\text{max}} < H_p$ ,  $T = 81\text{K}$ ) 内耗曲线的变化情况。图10表明, 随着磁场增加到最大值, 内耗达最大值, 但是当磁场减少时, 内耗的下降并不与上升时重合, 而是出现滞后现象。这种滞后现象正反映了试样里的钉扎中心对磁通线的钉扎作用, 而滞后回线的面积与钉扎力的强

弱有关。对于双向磁场变化,  $Q^{-1}$  与  $H$  的关系曲线成蝴蝶状。当  $H_{\max} > H_p$  时, 试样里的磁通线被钉扎的状况不同, 这种蝴蝶状的曲线也不相同。

- [1] L. R. Testardi, *Physical Acoustics: Principles and Methods*, eds. W. P. Mason and R. N. Thurston, Academic Press, New York, 10(1973), 197.
- [2] W. L. McMillan, *Phys. Rev.*, 167(1968), 331.
- [3] K. Fosshelm et al., *Solid State Commun.*, 63(1987), 531.
- [4] J. Giapintzakis et al., *Phys. Lett.*, A121(1987), 307.
- [5] Y. N. Wang et al., *J. Phys. C*, 20(1987), L665.
- [6] J. J. Du et al., *Proceedings of Beijing International Workshop on High Temperature Superconductivity*, (1987), 330.

- [7] T. G. Chen et al., *Chinese Phys. Lett.*, 5(1988), 185.
- [8] Y. S. He et al., *J. Phys. F*, 17(1987), L243.
- [9] X. H. Chen et al., *J. Phys. C*, 21(1988), 4603.  
X. H. Chen et al., *Phys. Stat. Sol. (a)*, 113(1989), 1.
- [10] G. Cannelli et al., *European Phys. Lett.*, 15(1988), 271.
- [11] L. H. Sun et al., *Phys. Rev. B*, 38(1988), 5114.
- [12] Y. N. Wang et al., *Ferroelectr. Lett.*, 6(1986), 1.
- [13] H. M. Shen et al., *J. Phys. C*, 20(1987), L889.
- [14] Y. H. Xu et al., *J. Wu Han Univ.*, (China), No.4 (1987), 125.
- [15] T. Laegreid et al., *Nature*, 330(1987), 637.
- [16] P. Boolchänd et al., *Phys. Rev. B*, 37(1988), 3766.
- [17] U. Murek et al., *Physica C*, 153—155(1988), 270.
- [18] Y. N. Wang, Invited talk on session H of MRS International Meeting on Advanced Materials (Tokyo, May, 1988).
- [19] H. You et al., *Phys. Rev. B*, 38(1988), 9213.

## 在中国物理学会第一届胡刚复、饶毓泰、叶企孙、吴有训 物理奖授奖大会上的讲话

王 淦 昌<sup>1)</sup>

(胡刚复、饶毓泰、叶企孙、吴有训物理奖基金委员会)

同志们:

中国物理学会胡刚复、饶毓泰、叶企孙、吴有训物理奖第一届授奖大会现在开始。

为纪念我国物理学界四位老前辈在开创我国物理学事业和创建中国物理学会中所作出的卓越贡献, 鼓励为发展中国物理学事业, 在科学技术上作出突出贡献的中国物理学工作者, 中国物理学会在 1987 年第四届全国会员代表大会上决定设立“胡刚复、饶毓泰、叶企孙、吴有训物理奖”。中国物理学会常务理事会对物理奖的设立进行了积极的筹备, 并于 1987 年 8 月原则上通过物理奖设立办法。该物理奖按学科分类设立, 并分别以四位老前辈的名字命名, 即胡刚复(实验技术)物理奖, 饶毓泰(光学、声学、原子分子物理)物理奖, 叶企孙(凝聚态物理)物理奖和吴有训(粒子物理和核物理)物理奖。物理奖以精神奖励为主, 物质奖励为辅。每项奖发荣誉奖状一份, 奖章一枚, 第一届物理奖奖金 3000 元。

根据物理奖设立办法, 成立了胡刚复、饶

毓泰、叶企孙、吴有训物理奖基金委员会。1987 年 11 月 22 日该基金委员会召开了第一次会议, 修改通过物理奖设立办法, 发出了物理奖基金募集信, 成立了四种物理奖的评选委员会。

基金募集信发出后, 得到了国内物理学界的响应和支持。物理学有关各研究所、各大学和各地物理学会, 以及个别物理学家积极向基金会捐赠了奖励基金。截至 1989 年 2 月底, 已收到捐赠金额 18.55 万元人民币。这些金额都存于银行, 将以利息作为奖金。

这次基金的募集, 许多基金委员会委员和物理学会常务理事都作了很大努力。由于他们的热情支持, 在比较短的时间内募集到了这笔基金。尽管这笔基金数量并不大, 还没有完全达到预订的目标, 但是有了这笔基金, 物理奖的推荐评选工作就得以开始。

1988 年 2 月, 物理奖基金会根据制订的办

1) 王淦昌教授为中国物理学会胡刚复、饶毓泰、叶企孙、吴有训物理奖基金委员会主任委员, 本文是他于 1989 年 3 月 10 日在第一届授奖大会上的报告。——编者注