

# YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> 超导体的 50Hz 交流损耗研究

王金星 胡运明 胡全利 樊占国  
单玉桥 鲜于泽

(东北大学物理系, 沈阳 110006)

张平祥 周 康 纪 平 吴晓祖

(西北有色金属研究院, 宝鸡 721014)

(1994 年 1 月 26 日收到)

利用瓦特计技术,研究了 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> 烧结样品和粉末熔化法 (PMP) 织构样品在 77K 和 50Hz 交变磁场下的交流 (ac) 损耗  $\bar{P}$ . 实验结果表明, ac 损耗  $\bar{P}$  同外磁场振幅  $H_m$  之间遵从幂函数规律:  $\bar{P} \propto H_m^n$ . 对于 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> 的烧结样品: (1) 当  $H_m < 40\text{Oe}$  时, 这样低的磁场已穿透弱连接的晶粒边界网络, 导致晶粒间的损耗,  $\bar{P} \propto H_m^{1.6}$ ; (2) 当  $40\text{Oe} \leq H_m < 170\text{Oe}$  时, 中等磁场破坏了晶粒间的耦合, 并且磁通穿进了晶粒内, 引起不完全穿透的晶粒内损耗,  $\bar{P} \propto H_m^{1.2}$ ; (3) 当  $H_m \geq 170\text{Oe}$  时, 磁场完全穿透晶粒, 产生完全穿透的晶粒内损耗,  $\bar{P} \propto H_m$ . 烧结样品晶粒内的 ac 损耗与 Bean 模型符合. 当  $H_m$  约从 50e 增加到 1400Oe 时, 烧结样品的  $\bar{P}$  从  $10^{-7}\text{W/cm}^2$  增加到  $10^{-3}\text{W/cm}^2$ . 对于 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> 的 PMP 织构圆柱样品: (1) 当平行于样品轴的磁场振幅  $H_m \leq 100\text{Oe}$  时, 由样品表面的粗糙度、空隙等引起的损耗,  $\bar{P} \propto H_m^{1.2}$ ; (2) 当  $H_m > 100\text{Oe}$  时, 磁通穿透进样品引起不完全穿透损耗,  $\bar{P} \propto H_m^{1.2}$ , 这也与 Bean 模型符合. 在  $H_m > 630\text{Oe}$  的较高磁场下, 织构样品的 ac 损耗比烧结样品的大.

PACC: 7460G; 7460J; 7470V

## 1 引 言

第 II 类超导体的 ac 损耗是由不可逆磁通运动引起的, 超导体的各种强电应用都存在 ac 损耗, 超导电缆、超导变压器和超导发电机等都是在 50Hz 下运行, 就连直流超导磁体的励磁和退磁也属于交流. 在 50Hz 工频运行条件下, 可接受的 ac 损耗约为  $10^{-6}\text{W/cm}^2$  数量级. 对于高  $T_c$  氧化物超导体的实际应用, 没有解决的问题之一就是在交变电磁循环中引起的 ac 损耗. 到目前为止, 只有为数不多的研究者对高  $T_c$  氧化物超导体的 ac 损耗进行了研究, 而且已经报道的损耗值都很高<sup>[1-3]</sup>, 当磁场振幅  $H_m$  约为 1000 Oe 时, ac 损耗  $\bar{P}$  高达  $10^{-3}\text{W/cm}^2$  以上. Xu 等人<sup>[1]</sup>用测量磁滞环的办法获得了 REBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> ( $RE = \text{Gd, Dy, Er, Eu}$  和  $\text{Y}$ ) 的磁滞损耗, 他们仅在 4.2K 和  $H_m > 2000\text{Oe}$  情况下对烧结的 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> 样品进行了研究. Orehotsky 等人<sup>[2]</sup>也只测量了烧结的 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> 圆柱样品在 4.2K 和 77K 下的 60Hz ac 损耗, 他们没有研究织构样品的

损耗. 施智祥等人<sup>[1]</sup>同文献[1]一样,也是采用测定磁滞回线的方法,研究了  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  烧结样品和熔融织构样品在 77K 下的损耗. 他们的测量装置灵敏度较低,磁滞量很小时无法分辨. 他们对织构样品测量的结果与 Bean 模型符合,而烧结样品偏离了 Bean 模型.

本文采用高灵敏度的瓦特计技术<sup>[2]</sup>,在 77K 和 50Hz 磁场下,研究  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  烧结样品和 PMP 圆柱样品的 ac 损耗,将测量结果与 Bean 模型进行全面比较,并且给出合理的解释.

## 2 实验原理与方法

处于交变磁场中的超导样品,随着磁场的变化,磁通不断进入和排出样品,在磁通运动的过程中,克服钉扎力做功,消耗电磁能量,当然这种损耗在性质上是磁滞的<sup>[1]</sup>.

超导样品损耗的能量可以用坡印廷矢量  $\mathbf{S}$  描述,当磁场与圆柱样品表面平行时,

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}, \quad (1)$$

其中  $\mathbf{S}$  为单位时间流过样品单位表面积的瞬时能量. 如果电场  $\mathbf{E}$  用样品中的磁通变化描述,根据电磁感应定律,

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{l} \frac{d\psi}{dt}, \quad (2)$$

其中  $l$  为样品的周边长度. 因为电场  $\mathbf{E}$  和磁场  $\mathbf{H}$  是相互垂直的,那么

$$S = \frac{1}{l} H \frac{d\phi}{dt}. \quad (3)$$

对(3)式在一个完整循环周期内取平均,可以获得超导样品每单位表面积的平均功率损耗  $\bar{P}$  为

$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T S dt = \frac{1}{lT} \int_0^T H_m \sin \omega t \frac{d\phi}{dt} dt, \quad (4)$$

其中  $T$  为交变磁场的周期. 方程(4)只包含可以直接测量的量  $\frac{d\phi}{dt}$  和  $H(t) = H_m \sin \omega t$ ,  $\phi$  为穿透进超导样品的总磁通,  $H(t)$  为 50Hz 交变磁场. (1)–(4) 式使用的是法定单位. 如果  $\bar{P}$  用  $\text{W}/\text{cm}^2$ ,  $l$  用  $\text{cm}$ ,  $H_m$  用  $\text{Oe}$  和  $\frac{d\phi}{dt}$  用  $\text{V}/\text{turn}$ , 那么(4)式变为

$$\bar{P} = \frac{10}{4\pi l T} \int_0^T H_m \sin \omega t \frac{d\phi}{dt} dt. \quad (5)$$

基于上述原理的瓦特计技术测量框图如图 1 所示,螺线管磁体置于液氮中,50Hz 220V 交流电源通过调压器加到磁体上,这个背景磁体产生平行于样品轴的正弦交变磁场,在整个样品长度范围内磁场均匀度小于 1%. 在螺线管磁体中心的磁场为  $H(t) = H_m \sin \omega t$ , 磁场振幅(峰值)  $H_m$  可达 1400Oe, 磁场信号  $u(t)$  是从与磁体串联的标准电阻获得的,即  $H(t) = C_H u(t)$ . 在磁场中心对称地放置两个完全相同的探测线圈,一个探测线圈里放置待测超导样品,另一个作为补偿线圈. 这两个小线圈串联反接给出待测量  $\frac{d\phi}{dt}$ , 同时消除

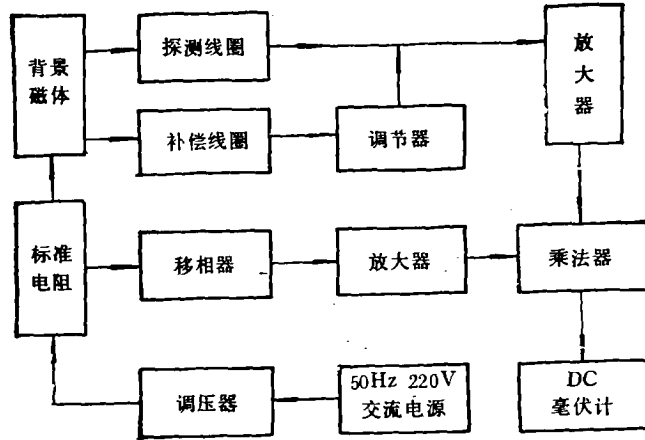


图1 交流损耗测量框图

探测线圈与样品间空隙处磁通变化引起的杂散电压。如果探测线圈匝数为  $N$ ，那么探测到的电压数值  $e(t) = N \frac{d\Phi}{dt}$ 。上述的两个信号  $u(t)$  和  $e(t)$  分别经过放大和移相后，送到乘法器计算其乘积，乘法器的输出电压代表流经超导样品表面的瞬时功率。这个瞬时功率送到一台 DC 毫伏计，从 DC 毫伏计读数得到平均功率损耗的测量值  $\bar{P}_i$ ，

$$\bar{P}_i = \frac{1}{T} \int_0^T \beta_1 u(t) \cdot \beta_2 e(t) dt, \quad (6)$$

其中  $\beta_1$  和  $\beta_2$  分别为信号  $u(t)$  和  $e(t)$  的放大倍数。对于我们这种瓦特计测量回路(图1)，方程(5)变为

$$\bar{P} = \frac{10}{4\pi l T} \int_0^T C_H u(t) \cdot \frac{e(t)}{N} dt = C_P \cdot C_H \cdot \bar{P}_i / \beta, \quad (7)$$

其中  $C_P = \frac{10}{4\pi l N}$ ,  $\beta = \beta_1 \cdot \beta_2$ 。由于  $C_P, C_H, \beta_1$  和  $\beta_2$  均为已知，因此从测量的  $\bar{P}_i$  就可获得超导样品每单位表面积的平均功率损耗  $\bar{P}$ 。

为了研究  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  的 ac 损耗，在实验中我们用了两种样品。一种是用典型的固态反应法制备的  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  长条烧结样品，这是单相多晶样品，晶粒之间存在 Josephson 弱连接；另一种是由西北有色金属研究院用 PMP 制备的  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  圆柱织构样品<sup>[4]</sup>，将 211 相 ( $\text{Y}_2\text{BaCuO}_5$ ) 粉末、 $\text{BaCuO}_2$  和  $\text{CuO}$  混合，名义组分为  $\text{Y}:\text{Ba}:\text{Cu} = 1:2:3 + 5\%$  211 相，比 123 成分富 5% 重量比的 211 相，再将混合粉末压制成圆柱并在  $750^\circ\text{C}$  下预烧，然后，通过连续区域熔化和定向凝固过程：在  $1025^\circ\text{C}$  下熔化，样品移动的速度为  $3\text{mm/h}$ ，所用炉子的温度梯度为  $40\text{--}60^\circ\text{C/cm}$ ，熔化后的样品在  $450\text{--}600^\circ\text{C}$  下处理 50h 左右。用 PMP 工艺制备的  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  多晶圆柱织构样品，基本上消除了弱连接，123 晶粒有很好的取向，在晶体内部弥散分布着大量的 211 相粒子(占 15%—30% 体积比)，在这些 211 粒子周围观察到了密度较高的层错及位错等晶体缺陷。层错的惯性面为垂直于  $c$  轴的(001)面。这些缺陷作为钉扎中心大大提高了样品的临界电流密度，也导致样品具有较高的 ac 损耗。

实验用的 PMP 织构样品的临界电流密度  $J_c \approx 4 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$  (77K, 1500Oe), 周边长度为 0.19cm; 烧结样品  $J_c = 70 \text{ A/cm}^2$ , 周边长度为 1cm.

### 3 结果与讨论

我们在 77K 和 50Hz 磁场下测量了  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  烧结样品和织构样品的 ac 损耗. 对于烧结的长条样品, 图 2 示出 ac 损耗  $\bar{P}$  随外磁场振幅  $H_m$  或有效值  $H_{r.m.}$  变化的实验结果. 当  $H_m$  从 50e 变化到 1400e 时,  $\bar{P}$  从  $10^{-7} \text{ W/cm}^2$  变化到  $2 \times 10^{-3} \text{ W/cm}^2$ .  $\bar{P}-H_m$  曲线可分为三段: (1)  $H_m < 40\text{e}$  的低场区域, ac 损耗  $\bar{P}$  与磁场振幅  $H_m$

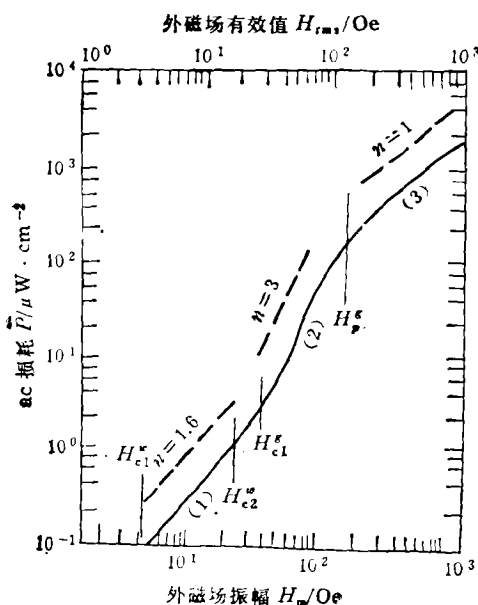


图 2  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  烧结样品的 ac 损耗  $\bar{P}$  随外磁场振幅  $H_m$  或有效值  $H_{r.m.}$  的变化曲线

的 1.6 次方成比例,  $\bar{P} \propto H_m^{1.6}$ . 随着磁场的增加, 当外磁场大于弱连接网络的上临界磁场  $H_{c2}^*$  时, 从图 2 看出  $H_{c2}^* \approx 30\text{e}$ , 晶粒间的弱连接被破坏, 这个晶粒间去耦合磁场  $H_{c2}^*$  略小于晶粒的下临界磁场  $H_{c1}^s$ , 从图 2 看出  $H_{c1}^s \approx 40\text{e}$ , Abrikosov 涡旋线形成, 同时磁通穿透超过 London 深度进入晶粒, 晶粒内处于混合态, 磁通受到晶粒内缺陷等钉扎作用引起 ac 损耗. 这个过程对应于图 2 曲线的第(2)段, ac 损耗  $\bar{P}$  与磁场振幅  $H_m$  的 3 次方成比例,  $\bar{P} \propto H_m^3$ . 当磁场继续增大并超过晶粒穿透场  $H_p^s$  时, 从图 2 看出  $H_p^s \approx 170\text{e}$ , 磁场完全穿透晶粒, 这个过程对应于图 2 曲线的第(3)段,  $\bar{P} \propto H_m$ . 图 2 曲线第(2)段和第(3)段表示的烧结样品晶粒内 ac 损耗与 Bean 模型符合. 这个模型给出: 当  $H_{c1} < H_m < H_p$  时, 即磁场不完全穿透时, ac 损耗  $\bar{P} \propto H_m^3/dJ_c$ ,  $H_p$  为穿透磁场,  $d$  为感应循环电流区域的线度和  $J_c$  为临界电流密度; 当  $H_m > H_p$  时, 磁场完全穿透, ac 损耗  $\bar{P}$  与磁场成正比,  $\bar{P} \propto H_m$ .

对于用 PMP 工艺制备的  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  圆柱形织构样品, 在 77K 和平行于样品轴的

的 1.6 次方成比例,  $\bar{P} \propto H_m^{1.6}$ ; (2)  $40\text{e} \leq H_m < 170\text{e}$  的中等磁场区域, ac 损耗  $\bar{P}$  与磁场振幅  $H_m$  的 3 次方成比例,  $\bar{P} \propto H_m^3$ ; (3)  $H_m \geq 170\text{e}$  的高磁场区域, ac 损耗  $\bar{P}$  与磁场振幅  $H_m$  成正比. 对于烧结的  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  多晶样品, 由于晶粒之间晶界的 Josephson 弱连接, 导致颗粒超导电性. 当外磁场振幅  $H_m$  大于晶粒间弱连接网络的下临界磁场  $H_{c1}^*$  时, 从图 2 看出, 弱连接网络下临界磁场  $H_{c1}^*$  小于 50e, 磁通穿透晶粒边界的弱连接网络, 形成 Josephson 涡旋引起晶粒周围弯弯曲曲的微观场线, 在每个交变磁场循环期间, Josephson 涡旋扫进和扫出弱连接网络, 引起磁滞损耗. 这个过程对应于图 2 实验曲线的第(1)段, ac 损耗  $\bar{P}$  与磁场振幅  $H_m$  的 1.6 次

50Hz 磁场下, 磁场垂直于  $c$  轴, 测量的 ac 损耗  $\bar{P}$  结果如图 3 所示。当磁场从零增加到 1400Oe 时, ac 损耗  $\bar{P}$  从  $2 \times 10^{-7} \text{W/cm}^2$  增加到  $4 \times 10^{-3} \text{W/cm}^2$ ,  $\bar{P}-H_m$  曲线分为两段: (1)  $H_m < 80\text{Oe}$  的低场区, ac 损耗  $\bar{P}$  与磁场振幅  $H_m$  的 1.2 次方成比例,  $\bar{P} \propto H_m^{1.2}$ ; (2)  $H_m \geq 80\text{Oe}$  中等场区, ac 损耗  $\bar{P}$  与磁场振幅  $H_m$  的 3 次方成比例,  $\bar{P} \propto H_m^3$ 。由于  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  织构样品消除了弱连接, 这种样品的磁化行为和低温传统第 II 类超导体一样<sup>[1]</sup>, Bean 临界态模型适用于大块织构样品。从图 3 看到, 织构样品的下临界磁场  $H_{c1} \approx 80\text{Oe}$ 。当磁场振幅  $H_m$  小于样品的下临界磁场  $H_{c1}$  时, ac 损耗是由样品表面的粗糙度、空隙和杂质等缺陷引起的, 实验结果表明,  $\bar{P} \propto H_m^{1.2}$ 。当磁场振幅  $H_m \geq H_{c1}$  时, 织构样品进入混合态, 磁通进入样品体内。由于织构样品的完全

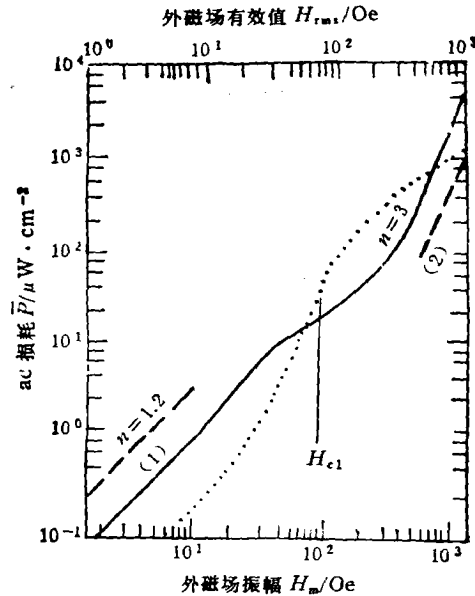


图 3 PMP 法制备的  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  织构圆柱样品的 ac 损耗  $\bar{P}$  与平行样品轴的外磁场振幅  $H_m$  或有效值  $H_{rms}$  的关系 虚线为烧结样品的曲线

穿透磁场  $H_p = \frac{1}{2} dJ_c$ , 样品直径  $d =$

$6 \times 10^{-4} \text{m}$ , 临界电流密度  $J_c \approx 4$

$\times 10^9 \text{A/m}^2$ , 因此织构样品的完全穿透磁场  $H_p \approx 1500\text{Oe}$ 。在我们实验中所用磁场  $H_m < 1400\text{Oe}$  范围内, 磁场不完全穿透样品,  $\bar{P} \propto H_m^3$ , 这与 Bean 模型也是符合的。

为了比较, 烧结样品的 ac 损耗也用虚线示于图 3 中。当  $H_m < 80\text{Oe}$  时, 织构样品的损耗比烧结的大, 这说明织构样品的表面 ac 损耗大, 不能忽略; 当  $80\text{Oe} < H_m < 630\text{Oe}$  时, 织构样品 ac 损耗比烧结的小, 这是由于织构样品的临界电流密度  $J_c$  高, 磁场升高引起损耗增加抵不过  $J_c$  引起损耗降低的作用; 当  $H_m \geq 630\text{Oe}$  时, 织构样品的 ac 损耗比烧结的大, 这是因为  $H_m^3$  对损耗的影响已超过  $1/J_c$  对损耗的影响。

## 4 结 论

在 77K 和 50Hz 磁场下, 利用瓦特计技术测量  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  烧结样品和 PMP 织构样品 ac 损耗  $\bar{P}$  的结果表明,  $\bar{P} \propto H_m^n$ , 当  $H_m$  在零到 1400Oe 范围内变化时,  $n$  在 1 到 3 之间变化。在烧结样品晶粒内和大块织构样品体内的 ac 损耗与 Bean 临界态模型符合, 在性质上是磁滞的。在较高磁场下, 织构样品的 ac 损耗  $\bar{P}$  比烧结的大。无论是哪种样品 ac 损耗  $\bar{P}$  的数值都远大于交流应用允许的值, 因此必须设法减小高  $T_c$  氧化物超导体的 ac 损耗。

[1] Yunhui Xu, Weiyan Guan and K. Zeibig, *Appl. Phys. Lett.*, **54** (1989), 1699.

- [2] J. Orchotsky, M. Garber, Youwen Xu, Y. L. Wang and M. Suenaga, *J. Appl. Phys.*, **67**(1990), 1433.
- [3] 施智祥、颜家烈、丁世英、余正、姚希贤, *低温物理学报*, **14**(1992), 377.
- [4] Lian Zhou, Pingxiang Zhang, Ping Ji, Keguang Wang, Jingrong Wang and Xiaozu Wu, *IEEE Trans. Magn.*, **27** (1991), 912.
- [5] M. Murakami, M. Morita and N. Koyama, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28** (1989), L1125.

## STUDY ON 50Hz ac LOSSES OF $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ SUPERCONDUCTORS

WANG JIN-XING HU YUN-MING HU QUAN-LI FAN ZHAN-GUO SHAN YU-QIAO XIANYU ZH

(Department of Physics, Northeastern University, Shenyang 110006)

ZHANG PING-XIANG ZHOU LIAN JI PING WU XIAO-ZU

(Northwest Institute for Nonferrous Metal Research, Baoji 721014)

(Received 26 January 1994)

### ABSTRACT

AC losses at 77K for sintered and PMP textured  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  specimens have been measured by an ac wattmeter in 50Hz sinusoidal-wave applied magnetic field. The relation of ac loss  $\bar{P}$  versus amplitudes of magnetic field were found to follow a power law:  $P \propto H_m^n$ , where  $n$  varies from 1 to 3 in various regions of applied magnetic field  $H_m$ . The magnetic field dependence of ac losses in sintered specimens of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  can be subdivided into three regions. (1) In low field region ( $H_m < 40$  Oe), magnetic fields easily penetrate the weak-link grain boundary network leading to an inter-granular ac loss, which is proportional to  $H_m^6$ ; (2) In the second region ( $40 \text{ Oe} \leq H_m < 170 \text{ Oe}$ ), the moderate magnetic fields cause a decoupling of grains and flux partially penetrated into grains leads to an intra-granular ac loss, which is proportional to  $H_m^3$ ; and (3) In the third region ( $H_m \geq 170 \text{ Oe}$ ), magnetic fields penetrate full grains leading to an ac loss, which is proportional to  $H_m$ . The intra-granular ac losses of sintered samples for the latter two regions are well coincident with Bean model. When the field amplitude  $H_m$  varies from 50 Oe to 1400 Oe, the ac losses of sintered samples increase from  $10^{-7} \text{ W/cm}^2$  to  $10^{-3} \text{ W/cm}^2$ . When the amplitude of the field parallel to the  $a-b$  planes is smaller than 1400 Oe, the magnetic field dependence of ac losses in PMP textured specimens of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  can be subdivided into two regions. (1) In the first region ( $\bar{H}_m < 100 \text{ Oe}$ ), roughness and voids of the surface of the sample cause ac loss, which is proportional to  $H_m^{1.2}$ ; (2) In the second region ( $H_m \geq 100 \text{ Oe}$ ), magnetic fields penetrate the samples leading to the ac loss in the partial penetration state, which is proportional to  $H_m$ . In the region (2), the ac loss of textured specimens of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  also are well coincident with Bean model. In the high-field region of  $H_m > 630$  Oe, the ac loss of textured samples is larger than the sintered samples.

PACC: 7460G; 7460J; 7470V