

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 外延薄膜的有效钉扎势

王智河

(中国科学院上海冶金研究所, 上海 200050)

曹效文 陈敬林

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

李可斌

(中国科学院固体物理研究所, 合肥 230031)

(1998 年 3 月 6 日收到; 1998 年 4 月 10 日收到修改稿)

在 0—7T 磁场范围内, 测量了不同测量电流密度下 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 外延薄膜的电阻温度关系. 实验结果表明, 临界温度以下, 混合态的耗散电阻率能很好地用热激活磁通蠕动描述. 有效钉扎势的电流密度关系遵守 Zeldov 等人提出的对数关系, 有效钉扎势的温度和磁场关系遵守 $U \propto (1 - T/T_c) H^\alpha$ 关系, 其中 $\alpha = 0.63$, 与热激活磁通点阵位错运动模型相一致, 表明样品具有 2D 涡旋性质.

PACC: 7475; 7460G

1 引 言

自高温超导体被发现以来, 与热激活的磁通运动和钉扎有关的磁通动力学是高 T_c 氧化物超导体研究的重要课题. 一方面由于高温超导体的临界温度远高于常规超导体; 另一方面, 由于高温超导体本身具有小的相干长度 ξ , 因而起着很重要的钉扎作用的一些点缺陷(如氧空位)的钉扎能 $U_0 \propto B_c^2 \xi^3$ 也较小, 因而在临界温度附近的热激活磁通运动明显增强. 高温超导体输运性质的测量是人们研究磁通动力学普遍采用的重要方法之一. Palstra 等人^[1]首先测量了 YBCO 和 Bi2212 单晶样品的 $R(T)$ 曲线, 并发现样品电阻率的温度关系在 $\rho/\rho_n < 1\%$ 遵守 Arrhenius 定律, 具有明显的热激活磁通蠕动特征, 即

$$\rho = \rho_0 \exp(-U_0/k_B T). \quad (1)$$

Zeldov 等人^[2]通过测量 YBCO 外延薄膜在不同测量电流密度下的 $R(T)$ 转变曲线, 得出了激活能与测量电流密度的对数关系, 提出了特殊位形的磁通钉扎模型.

普遍认为, 热激活磁通运动是引起混合态耗散电阻出现的重要过程. 然而在解释高温超导体磁通运动引起的能量耗散时, 大量的实验结果^[1-8]表明, 热激活磁通蠕动模型 $\rho = \rho_0 \exp(-U_0/k_B T)$ 中的 U_0 不再是一不变的常数, 而是一与磁场、温度以及测量电流密度有关的物理量, 这一关系可表示为

$$U(T, H, J) = U(T) U(H) U(J), \quad (2)$$

式中 $U(T)$, $U(H)$ 和 $U(J)$ 分别是有效钉扎势的温度、磁场和测量电流密度的关系.

为合理解释磁通运动引起的能量耗散与温度、磁场以及电流密度的关系, 直接从实验数据中获得有效钉扎势的温度、磁场和电流密度关系是十分必要的. 本文采用脉冲电流法, 在 0—7 T 磁场范围内测量了不同测量电流密度下的电阻转变曲线, 给出有效钉扎势与温度、磁场以及测量电流密度间的关系.

2 样品与实验

文中所用样品为高度 c 轴取向 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 外延薄膜. 该样品是采用 DC 磁控溅射方法在 SrTiO_3 基底上制备的. 膜的厚度为 200 nm, 膜被刻成长 200 μm , 宽 60 μm 的桥. X 射线衍射结果表明, 除了 (001) 峰外, 未观察到其他杂峰; (005) 衍射峰的摇摆曲线表明, 其半高全宽度 (FWHM) 小于 0.3° . 这充分表明样品具有很好的 c 轴取向和外延性. 样品的零电阻温度为 90.4 K. 77 K 和零场下的临界电流密度为 $2.1 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$. 样品固定在可转动的样品架上, 可以方便地改变磁场与膜面间的夹角. 电流-电压关系是采用标准的四端引线法, 由计算机采集获得. 样品电流由 KEITHLEY 公司生产的 220 程控恒流源 (1 nA—100 mA) 提供, 样品的电压信号也由 KEITHLEY 公司生产的 182 nV 数字电压表测得. 为确保实验结果的准确性, 消除热电势以及线路中的乱真电势等影响, 测量过程中由计算机控制电流自动反向, 两次测量取平均. 磁场由 8 T 的超导磁体提供, 用标定过的铯-铁电阻温度计测量样品温度, 在处理数据时对温度计的磁场效应作了修正.

3 实验结果分析与讨论

3.1 有效钉扎势的温度关系

有效钉扎势的温度关系通常采用以下两种形式^[1,9,10]:

$$U(t) = U'_0(1 - t^2)^{3/2} \quad (3-1)$$

和

$$U(t) = U'_0(1 - t)^q. \quad (3-2)$$

式中 $t = T/T_c$ 为约化温度, 其中 T_c 为样品的临界温度.

将 (3-2) 式 $U(t)$ 看作有效钉扎势代替 (1) 式中的 U_0 , 得

$$\rho = \rho_0 \exp(-U'_0(1 - t)^q/k_B T). \quad (4)$$

经简单的数学运算有

$$d(\ln \rho/\rho_0)/d(1/T) = (-U'_0/k_B)(1 - t)^{q-1}[1 + (q - 1)t], \quad (5)$$

在 (5) 式中, 当 q 取 0 或 1, 即 $U(t) = U'_0$ 或 $U(t) = U'_0(1 - t)$ 时, 我们都可以得到

$$d(\ln \rho/\rho_0)/d(1/T) = -U'_0/k_B. \quad (6)$$

上式表明, 在恒定的磁场和测量电流密度下, 电阻率的对数与温度的倒数成正比关系, 即电阻的温度关系遵守 Arrhenius 规律, 其直线的斜率等于 U'_0/k_B , 代表钉扎势的大小. 反过来, 若 $\ln \rho - 1/T$ 关系为线性, 则意味着有效钉扎势的温度关系存在两种情况: 一是与温

度无关,钉扎势 $U(t)$ 为一常数,这与实验结果不符;另一是与温度成线性关系, $U(t) = U_0(1 - T/T_c)$.

在(3-2)式中,若 $q \neq 0$ 或 1,电阻与温度的 Arrhenius 图形则为非线性关系.可是对于(3-1)式,电阻与温度的 Arrhenius 关系总是表现为非线性关系.

3.2 有效钉扎势的电流密度关系

1969 年 Beasley 等人^[11]首先提出钉扎势与电流密度之间的非线性关系,他们给出了一个幂指数形式的 $U(J)$ 关系:

$$U(J) = U_0(1 - J/J_{c0})^n. \quad (7)$$

1991 年 Lairson 等人^[12]和 Griessen 等人^[13]在此基础上给出了幂指数为 3/2 的有效钉扎势 $U(J)$ 关系

$$U = U_0 \left(1 - \frac{J}{J_{c0}}\right)^{3/2}. \quad (8)$$

Zeldov 等人^[2]则由不同磁场和不同电流密度下的 ρ - T 实验曲线而提出了特殊位形钉扎势阱中磁通蠕动模型,得到了 $U(J)$ 的对数关系

$$U = U_0 \ln \left(\frac{J_{c0}}{J} \right). \quad (9)$$

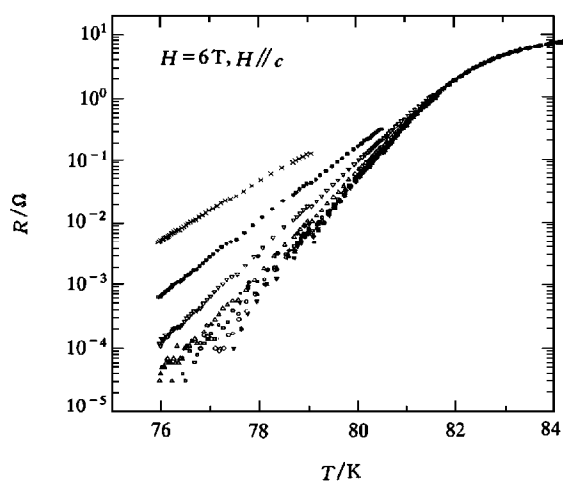


图1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 外延薄膜处于 6T 磁场且平行于 c 轴,不同测量电流密度的电阻 R 与温度 T 的半对数关系: ■ 为 $J = 8.33 \times 10^1 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ● 为 $J = 1.79 \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ▲ 为 $J = 3.87 \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ▼ 为 $J = 8.33 \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ○ 为 $J = 1.79 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; □ 为 $J = 3.87 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; △ 为 $J = 8.33 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ▽ 为 $J = 1.79 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ◆ 为 $J = 3.87 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; × 为 $J = 8.33 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$

这种对数形式的 $U(J)$ 关系后来在 Maley 等人^[14]研究 YBCO 的磁弛豫工作以及近来 Abulafia 等人^[15]采用霍耳探针点阵研究样品各个部分的磁弛豫工作中得到了证实.然而,在 Feigel'man 等人^[16]提出的集体磁通蠕动模型和 Fisher 等人^[17]提出的涡旋玻璃态理论中, U 随电流密度的降低而以幂指数形式增加,即

$$U \approx U_0 (J_{c0}/J)^n. \quad (10)$$

3.2.1 测量电流密度对电阻转变曲线的影响

为检验上述这些模型的适用范围,我们采用脉冲电流法,测量了 0—7T 磁场下不同测量电流密度的电阻转变曲线.在图 1 中,我们仅给出 6T 磁场且平行于 c 轴,不同测量电流密度情况下,电阻对数($\log R$)与温度(T)的关系.从图中不难看出,高温区($R > 10\% R_n$),测量电流密度

在 10^4 A/cm^2 (不致于烧毁样品的热功率判据) 范围内所有的 $R(T)$ 曲线落在同一曲线上,

表明在 $J < 10^4 \text{ A/cm}^2$ 时, 测量电流密度对临界温度附近的电阻转变曲线没有明显的影响. 低电阻区, 测量电流密度小于 10^3 A/cm^2 时, 不同测量电流密度下的 $R(T)$ 曲线基本上重合在一起; 而当测量电流密度大于 10^3 A/cm^2 时, 低阻区电阻率与温度的关系明显地取决于测量电流密度. 随着测量电流密度的增加, 电阻转变展宽效应十分明显. 这表明只有当测量电流密度超过一定的值以后, 测量电流密度才会显著地引起电阻转变展宽.

为获得热激活磁通运动的性质, 我们将图 1 中的实验数据重新以 Arrhenius 形式给出, 如图 2 所示. 从图 2 可以清楚地看出, 电阻率 $\rho/\rho_n < 10^{-2}$ 时, $\log R$ 与 $1/T$ 关系为一很好的线性, 表明低电阻区电阻温度关系遵守 Arrhenius 关系, 样品的电阻

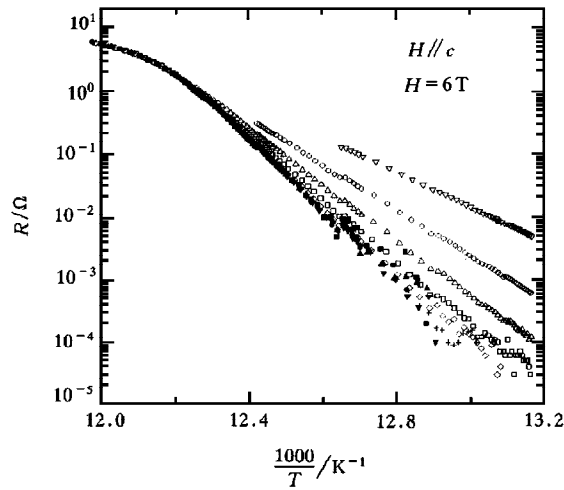


图 2 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 外延薄膜处于 6 T 磁场且平行 c 轴, 不同测量电流密度的电阻对数 R 与温度倒数 ($1000/T$) 的关系. ■ 为 $J = 8.33 \times 10 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ▲ 为 $J = 1.79 \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ● 为 $J = 3.87 \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ▼ 为 $J = 8.33 \times 10^2 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; + 为 $J = 1.79 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ◇ 为 $J = 3.87 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; □ 为 $J = 8.33 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; △ 为 $J = 1.79 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ○ 为 $J = 3.87 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ▽ 为 $J = 8.33 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$

转变曲线具有热激活磁通蠕动性质.

不同磁场及其不同磁场位形测得的不同电流密度下的 $R(T)$ 曲线转变皆给出了类似行为^[18]. 由上述有效钉扎势温度关系的讨论结果可知, 这一线性关系代表该样品有效钉扎势的温度关系遵守下式:

$$U(T) = U_0'(1 - T/T_c). \quad (11)$$

从 3.1 节讨论的结果知道, 有效钉扎势的大小正比于 Arrhenius 曲线的斜率. 因此, 我们由实验中测得的 $R(T)$ 曲线, 利用 (6) 式可求出不同磁场, 不同测量电流密度的有效钉扎势 U . 由此, 可获得有效钉扎势的 $U(J)$ 和 $U(H)$ 关系. 下面我们将根据实验结果分别给出有效钉扎势的电流密度和磁场关系.

3.2.2 有效钉扎势与电流密度的关系

图 3 给出了样品处于零场和七个固定

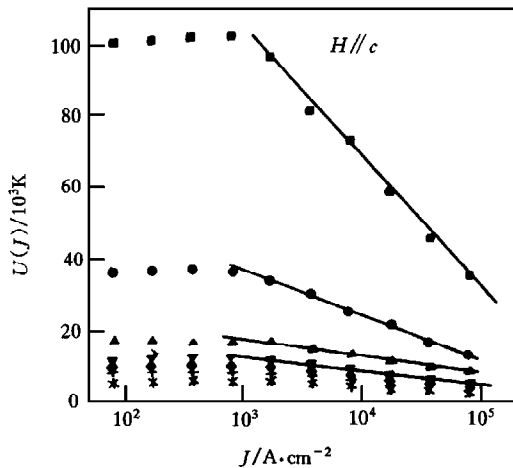


图 3 0—7 T 磁场范围内, 有效钉扎势与电流密度的关系. ■ 为 $H = 0 \text{ T}$; ● 为 $H = 0.5 \text{ T}$; ▲ 为 $H = 1.0 \text{ T}$; ▼ 为 $H = 2.0 \text{ T}$; ◆ 为 $H = 3.0 \text{ T}$; + 为 $H = 4.0 \text{ T}$; × 为 $H = 6.0 \text{ T}$; * 为 $H = 7.0 \text{ T}$

磁场平行于 c 轴时有效钉扎势 U 与电流密度 J 之间的关系. 从图中可以看到, 有效钉扎势与电流密度的关系明显地表现为两个不同的区域, 即在电流密度低于 10^3 A/cm^2 时, 有效钉扎势 U 随电流密度的增加而略有增加; 在高电流密度区, 有效钉扎势随电流密度的对数增加而线性降低. 这表明, 有效钉扎势 $U(J)$ 关系在高电流密度区遵守

$$U(J) = U_0 \ln(J_0/J), \quad (12)$$

这一结果与 Zeldov 等人^[2]提出的磁通线位于特殊位形钉扎势阱模型中的磁通蠕动图像相一致. Matsuura 等人^[5]和 Lang^[6]等人也分别在 YBCO 样品中观测到类似的实验结果.

3.3 有效钉扎势的磁场关系

从不同磁场下测得的不同电流密度的电阻-温度的 Arrhenius 关系, 我们可以分别获得同一测量电流密度下有效钉扎势的磁场关系. 图 4 给出了五个测量电流密度(如图中所示), 磁场垂直于膜面情况下, 有效钉扎势随磁场变化的双对数关系. 由图可以看出, 磁场垂直膜面时, 有效钉扎势随磁场的增加而单调下降; 不同测量电流密度的有效钉扎势的磁场关系表现为一组平行线. 这表明, 有效钉扎势与磁场成指数关系, 即

$$U(H) \propto H^{-\alpha}, \quad (13)$$

其指数因子 $\alpha=0.63$ 与测量电流密度无关. 实际上, 由(1)和(2)式可知, 钉扎势的电流密度关系则被隐含在这组平行线的截距里.

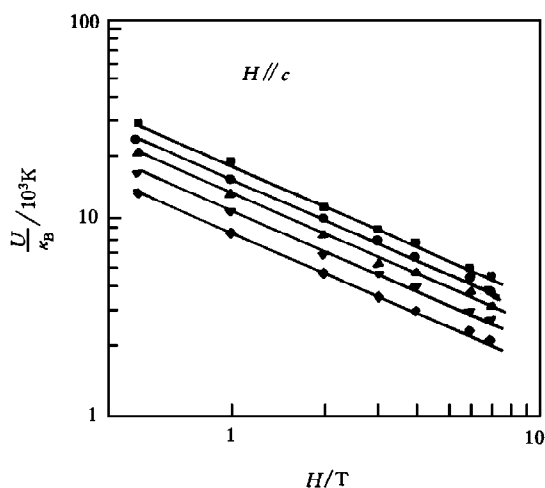


图 4 磁场垂直膜面不同测量电流密度情况下, 有效钉扎势随磁场的变化关系. ■ 为 $J_c = 3.87 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ● 为 $J_c = 8.33 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ▲ 为 $J_c = 1.79 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ▼ 为 $J_c = 3.87 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; ◆ 为 $J_c = 8.33 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$.

3.4 $U(J)$ 曲线的斜率 $dU(J)/d \ln J$ 的磁场关系

从图 3 中给出的 $U(J)$ 关系, 可以获得不同磁场测量电流密度高于 10^3 A/cm^2 区域 $U(J)$ 关系的斜率 ($dU(J)/d \ln J$) 的数值. 由此得出 $dU(J)/d \ln J$ 随磁场的变化关系, 结

果如图 5 所示. 可以看出, 磁场垂直膜面时, 斜率与磁场明显呈指数关系, 即 $dU(J)/d\ln J \propto H^{-\alpha}$, 这里 $\alpha=0.62$ 与图 4 中直接从 $R(T)$ 曲线提取出的 $U(H)$ 关系相一致. 这意味着, 在高测量电流密度区, 有效钉扎势的磁场关系与有效钉扎势的电流密度关系是相互独立的. 实验上, 在 Zeldov 等人提出的对数模型 $U = U_0 \ln(J_0/J)$ 中, U_0 就是高电流密度区的斜率, 并包含了钉扎势的磁场关系.

由上面实验结果获得的 $U(t)$, $U(J)$ 和 $U(H)$ 关系和 (2) 式, 我们不难得出, 磁场垂直膜面时, 在测量电流密度大于 10^3 A/cm^2 情况下, 该样品的有效钉扎势的温度、磁场和电流关系可写成

$$U \propto (1 - T/T_c) H^{-\alpha} \ln(J_0/J). \quad (14)$$

Geshenbein 等人^[19]曾提出一个热激活磁通点阵位错运动(涡旋范性运动)模型, 该模型对激活能与磁场成 $H^{-1/2}$ 关系给出了合理的解释, 并预言了激活能的 $(1 - T/T_c)$ 温度关系. Vinoker 等人^[20]在此基础上进一步解释了 Bi/Tl-2212 系统中临界温度附近激活能 $U \sim \phi_0^2 a_0 / \lambda^2 \propto (1 - T/T_c) H^{-1/2}$ 关系. 从前面给出该样品的温度关系和磁场关系, 我们得出磁场垂直膜面时, 有效钉扎势的磁场和温度关系遵从 $U \propto (1 - T/T_c) H^{-\alpha}$ 关系, 与热激活磁通点阵位错运动这一模型相一致, 表明该样品具有 2D 涡旋性质.

4 结 论

不同磁场及其不同测量电流密度的 $R(T)$ 曲线的实验结果表明, 有效钉扎势的电流密度关系是, 在电流密度小于 10^3 A/cm^2 时, 钉扎势随电流密度的增加而略有增大; 当电流密度大于 10^3 A/cm^2 时, 钉扎势随着测量电流密度的对数增加而线性地减小, 即钉扎势遵守 $U(J) \propto \ln(J_0/J)$ 关系. 与 Zeldov 等人提出的特殊位形钉扎势阱中磁通蠕动图像相一致. 磁场垂直膜面时, 有效钉扎势的温度和磁场关系遵守 $U(H) \propto (1 - T/T_c) H^{-\alpha}$ 关系, α 是一与电流密度无关的常数. 从高电流密度区 $U(J)$ 关系获得的斜率 $dU/d(\ln J)$ 的磁场关系与直接从 $R(T)$ 曲线提取出的 $U(H)$ 关系相一致. 因此该样品在测量电流密度大于 10^3 A/cm^2 时有效钉扎势的温度、磁场和电流密度的关系可写成

$$U \propto (1 - T/T_c) H^{-\alpha} \ln(J_0/J).$$

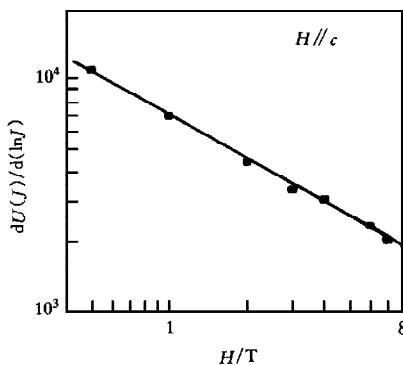


图 5 图 3 中 $U(J)$ 曲线的斜率 $dU(J)/d \ln J$ 与磁场的关系

[1] T. T. M. Palstra *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 1662; T. T. M. Palstra *et al.*, *Phys. Rev.*, **B41**(1990), 6621.

[2] E. Zeldov, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **56**(1990), 680.

[3] M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 1658.

- [4] S. Zhu *et al.*, *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 5576.
- [5] Takashi Matsuura and Hideo Itozaki, *Appl. Phys. Lett.*, **59**(1991), 1236.
- [6] W. Lang *et al.*, *Physica*, **B194-196**(1994), 1859.
- [7] M. Ye *et al.*, *Physica*, **C258**(1996), 95.
- [8] H. Yamasaki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 3331.
- [9] T. R. Chien *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 3075.
- [10] K. Kadowaki *et al.*, *Physica*, **C170**(1990), 298.
- [11] M. R. Beasley *et al.*, *Phys. Rev.*, **181**(1969), 682.
- [12] B. M. Lairson *et al.*, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 10405.
- [13] R. Griessen *et al.*, *Cryogenics*, **30**(1990), 563.
- [14] M. P. Maley *et al.*, *Phys. Rev.*, **B42**(1991), 2659.
- [15] Y. Abulafia *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, (1995), 2404; **77**(1996), 1596.
- [16] M. V. Feigel'man *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 2303; M. V. Feigel'man *et al.*, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 6263.
- [17] M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1415; M. P. A. Fisher *et al.*, *Physica*, **B169**(1991), 85.
- [18] Wang Zhihe, Ph.D. thesis (Institute of Plasma Physics, the Chinese Academy of Sciences, China, 1997) (in Chinese).
- [19] V. Geshenbein *et al.*, *Physica*, **C162—164**(1989), 239.
- [20] V. M. Vinoker *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 259.

EFFECTIVE PINNING POTENTIAL IN EPITAXIAL YBa₂Cu₃O_{7-δ} THIN FILM

WANG ZHI-HE

(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica, Shanghai 200050)

(Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei 230031)

CAO XIAO-WEN CHEN JING-LIN

(High Magnetic Field Lab., Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei 230031)

LI KE-BIN

(Institute of Solid State Physics, Academia Sinica, Hefei 230031)

(Received 6 March 1998; revised manuscript received 10 April 1998)

ABSTRACT

The temperature dependence of the resistivity of an epitaxial YBa₂Cu₃O_{7-δ} thin film has been measured in various magnetic fields up to 7T applied parallel to the *c*-axis near *T_c*. The result shows that the resistivity below *T_c* can be well fitted by thermally activation flux motion. The current density dependence of the effective pinning potential follows a logarithmic law proposed by Zeldov *et al.* The temperature and magnetic field dependence of the effective pinning potential follows $U(H, T) = U_0(1 - T/T_c)H^{-\alpha}$, with $\alpha = 0.63$, showing 2D behavior. It is consistent with the plastic deformation model of the flux-line lattice at flux-line-lattice dislocations.

PACC: 7475; 7460G