

# 高 $T_c$ 氧化物超导体 Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O(F) 的“不可逆线”

曹 效 文    冯 尚 申

中国科学院等离子体物理研究所, 合肥, 230031

高 孝 恢    蒋 淑 芬    韦  钦

中南工业大学, 长沙, 410083

1990 年 4 月 9 日收到

研究了高  $T_c$  氧化物超导体 Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O(F) 体系的“不可逆线”。发现不可逆磁场上  $H^* < 120\text{Oe}$  时,  $H^* = 1590(1 - t)^{3/2}$ ; 当  $120\text{Oe} < H^* < 1000\text{Oe}$  时,  $H^* = 35700(1 - t)^{3/2} - 2480$ , 指出  $H^*(T)$  曲线是一个磁通格子熔化线, 在曲线以下属于磁通蠕动区; 在  $H^*(T)$  与  $H_{c1}(T)$  之间属于磁通格子液态区, 即磁通流动区。

PACC: 7450; 7460E; 7460G

## 一、引  言

Müller 等人<sup>[1]</sup>首先报道了  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_{4-y}$  高  $T_c$  氧化物大块超导体的不可逆线, 并且给出了一个关系式:

$$H^* = H_0(1 - t)^{3/2} \quad (1)$$

式中  $H^*$  是磁场中冷却 (FC) 和零磁场冷却 (ZFC) 磁化不可逆场,  $t = T/T_c$ , 且  $T$  是  $H^*$  对应的温度,  $H_0$  是外推到 0K 时的  $H^*$  值。这个关系类似于自旋玻璃中的“准 de Almeida-Thouless”线, 所以高  $T_c$  氧化物超导体的不可逆线又称为 de Almeida-Thouless 线。Müller 等人<sup>[1]</sup>因此把不可逆线行为归结为高  $T_c$  氧化物超导电性的玻璃态行为。Yeshurun 和 Malozemoff<sup>[2]</sup>研究了  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  单晶的不可逆线行为, 也符合  $(1 - t)^{3/2}$  关系, 并且提出了一个热激活磁通蠕动模型对此进行解释。Rango 等人<sup>[3]</sup>最近详细地研究了  $\text{Bi}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  ( $x = 0.6$ ) 高  $T_c$  氧化物超导体的不可逆线, 在低场区, 不可逆线符合  $(1 - t)^{3/2}$  关系, 但是在高场区, 则遵循指数关系:

$$H^* \propto e^{-\alpha T}, \quad (2)$$

并指出了在高场区的上述关系与大块材料中的本征邻近效应超导电性的破裂有关。戴远东等人<sup>[4]</sup>研究了  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  和  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  大块超导体的不可逆线, 结果也基本符合  $H^* \propto (1 - t)^{3/2}$  关系。尽管不同作者获得的实验结果大致类似, 但是对高  $T_c$  氧化物超

1) 戴远东, 高  $T_c$  超导体的磁通钉扎讨论会, 北京, 1989年。

导体不可逆线的认识和理解有较大差别,这表明对这一问题还有待于进一步深入研究.本文报道  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{y-x}\text{F}_x$  含氟高  $T_c$  氧化物超导体的不可逆线,并且在磁通蠕动模型框架内讨论了它的磁通钉扎行为.

## 二、样品与实验方法

样品采用固相反应法制备,其中用  $\text{CuF}_2$  部分替代  $\text{CuO}$ , 细节已在文献 [4] 中报道. 样品呈圆柱状. X 射线衍射结果表明,基本上是 2223 相. Meissner 效应的实验结果表明,在 77K 的低温仍无 85K 相的迹象出现,也表明样品基本上属于 2223 相单相样品,结果如图 1 所示.

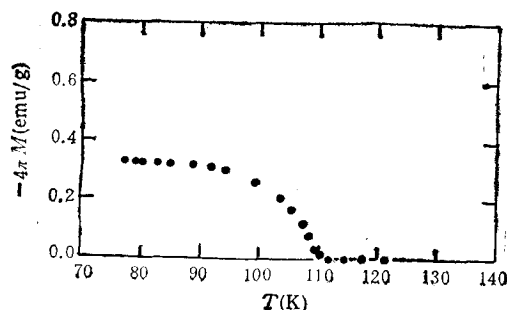


图 1  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{y-x}\text{F}_x$  的 Meissner 效应 测量磁场  $H = 20\text{Oe}$

测量采用 FC 和 ZFC 磁化强度随温度变化的实验程序. 样品的磁化强度用冲击流量计系统测量. 为了提高测量灵敏度,线圈由两个反相串联的相同线圈组成. 磁场由一个液氮冷却的铜螺线管产生,磁场平行于样品的长轴. 在样品的范围内磁场的均匀度优于 1%. 磁场由一台恒流源供电,磁场稳定度优于 0.1%. 温度用标定过的铜-康铜热电偶测量.

## 三、实验结果

### 1. 样品的磁化

样品的 ZFC 磁化曲线如图 2 所示. 样品经历了  $0 \rightarrow H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{\max}$  的磁化过程. 结果表明,在  $H > 2200\text{Oe}$  的磁场范围,磁化是近似可逆的,零场冻结磁化强度为  $0.72\text{emu/g}$  ( $2.71\text{emu/cm}^3$ ),比含氟的类似样品<sup>[5]</sup>要大得多. 用偏离线性磁化确定的下临界场  $H_{c1}(77\text{K}) = 37\text{Oe}$ ,比不含氟的类似样品的  $H_{c1} = 28\text{Oe}$  大 25%; 在  $0 \rightarrow H_{\max}$  过程中的磁化峰值场  $H_p = 130\text{Oe}$ ,如图 2 中  $A_1$  点所示. 但经过  $0 \rightarrow H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{\max} \rightarrow 0$  的磁化以后,磁化峰值场向低场偏移了  $30\text{Oe}$ ,即  $H'_p = 100\text{Oe}$ ,如图 2 中  $A'_1$  点所示.  $H_p$  向低场移动和冻结磁通现象都是磁通钉扎的结果. 这一结果表明了  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  中,含氟样品具有更强的磁通钉扎能力. 当然,这种磁通钉扎增强的

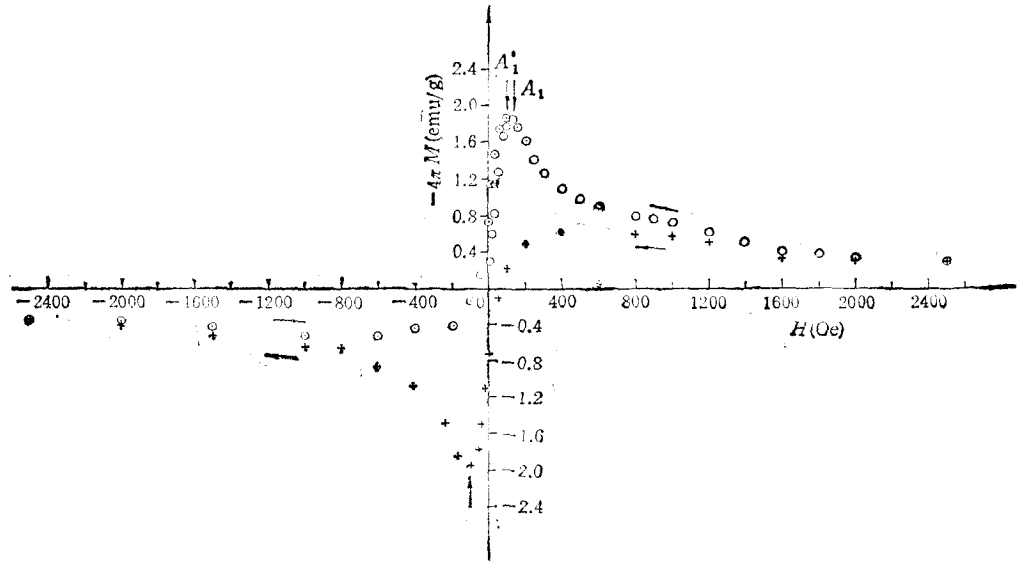


图 2  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{y-x}\text{F}_x$  的磁化曲线 测量温度  $T = 77.3\text{K}$

机制仍不清楚。

## 2. 不可逆线

实验研究了 20—1000Oe 范围的 FC 和 ZFC 实验程序的磁化强度与温度的关系。一个典型结果示于图 3 中, 由图 3 可以确定, 出现不可逆现象的温度  $T = 104\text{K}$ , 这表明,  $H^* = 50\text{Oe}$  对应的温度  $T = 104\text{K}$ 。

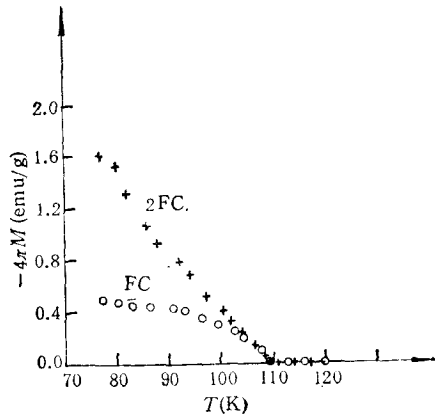


图 3  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{y-x}\text{F}_x$  超导体在 50Oe 磁场中的 Meissner 效应与 ZFC 磁化的温度关系

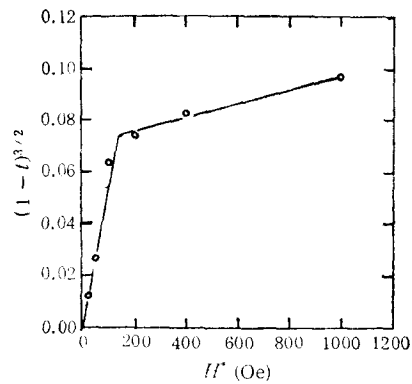


图 4  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{y-x}\text{F}_x$  超导体  
的  $H^*-(1-t)^{3/2}$  关系

由上述方法在不同场强下获得的不可逆线的实验结果示于图 4 中。可以看出, 样品的不可逆线符合  $H^* = H_0(1-t)^{3/2}$  关系, 但是所不同的是在 120Oe 存在一个拐点。这

表明,在 120Oe 以上和以下具有不同的  $(1 - \epsilon)^{3/2}$  关系。换句话说,在两个不同的磁场范围内,其  $H_0$  的值是不同的。我们认为,这是样品中含有大量的弱连结超导电性的结果。120Oe 以上是超导晶粒的结果。120Oe 以下的不可逆线反映的是弱连结超导电性或称邻近效应超导体的性质。这表明,在样品中的弱连结超导电性,在 120Oe 磁场中已基本被破坏。由图 4 可以确定,在  $H^* > 120\text{Oe}$  时

$$H^* = 35700(1 - \epsilon)^{3/2} - 2480(\text{Oe}). \quad (3)$$

在  $H^* < 120\text{Oe}$  时

$$H^* = 1590(1 - \epsilon)^{3/2}(\text{Oe}). \quad (4)$$

#### 四、讨 论

把图 4 中的数据处理为  $H^*-T$  曲线,如图 5 所示。由不同磁场下的  $M(T)$  曲线的起始磁化点定义出该温度下的  $H_{c2}(T)$ , 可以给出样品的  $H_{c2}-T$  关系,见图 5。图 5 给出了这样一个直观的物理图象: 由不可逆线的定义知道, 在不可逆线以下是 FC 和

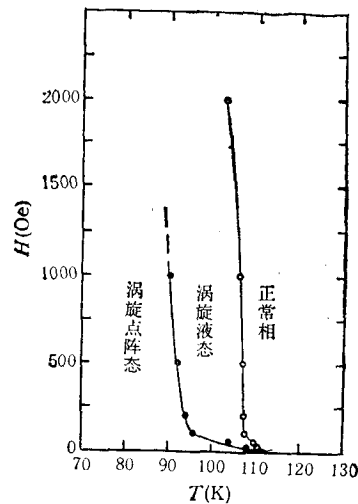


图 5  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}\text{F}_x$  超导体的磁通格子熔化线  $\circ$  为  $H_{c2}(T)$ ;  $\bullet$  为  $H^*(T)$

ZFC 磁化不可逆区,这意味着存在磁通钉扎效应,因此,在这一范围内磁通的运动形式是磁通蠕动;在曲线的右边和  $H_{c2}(T)$  以下范围内,磁化是可逆的,这意味着超导体在这个条件下已失去对磁通的钉扎能力,因此,这个区域属于磁通流动区。不难理解,图 5 表示的不可逆线,实质上是一个磁通格子的熔化线。在这个不可逆线与  $H_{c2}(T)$  线之间属于磁通涡旋液态区。

按照 Yeshurun 和 Malozemoff<sup>[2]</sup> 理论,可以估算出  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}\text{F}_x$  的磁通钉扎势约为 3000K。这一结果与 Palstra 等人<sup>[6]</sup>的结果接近。

本工作得到国家超导技术联合研究开发中心和中国科学院超导办公室的资助。

- [ 1 ] K. A. Müller, M. Takashige and J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 1143.  
 [ 2 ] Y. Yeshurun and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2202.  
 [ 3 ] P. de Rango, B. Giordanengo, R. Tournier, A. Sulpice, J. Chaussy, G. Deutscher, J. L. Genicon, P. Lejay, R. Retoux and B. Raveau, *J. Phys. (France)*, **50**(1989), 2857.  
 [ 4 ] Gao Xiaohui, Wu Xiaolin, Yan Hui, Yin Zhoulan, Lin Caidong, Fu Yingsheng and Xie Wuxi, *Modern Phys. Lett.*, **B4**(1990), 137.  
 [ 5 ] Cao Xiao-wen, Feng Shang-shen, Gao Xiao-hui, Wu Xiao-lin and Wei Qin, Submitted to *Acta Scientia Sinica*.  
 [ 6 ] T. T. M. Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 1662.

## THE “IRREVERSIBILITY LINE” OF FLUORINE-DOPING $\text{Bi}_{1-x}\text{Pb}_x\text{Sr}_y\text{Ca}_z\text{Cu}_2\text{O}_y$ BULK SUPERCONDUCTOR

CAO XIAO-WEN    FENG SHANG-SHEN

*Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei, 230031*

GAO XIAO-HUI    JIANG SHU-FEN    WEI QIN

*Central-South University of Technology, Changsha, 410083*

(Received 9 April 1990)

### ABSTRACT

The “irreversibility line” of high  $T_c$  fluorine-doping Bi(Pb)SrCaCuO(F) bulk superconductor has been studied experimentally. It is shown that there are different  $H^* \propto (1-t)^{3/2}$  relations in various regions of magnetic fields, namely,  $H^* = 1590(1-t)^{3/2}$  in the field region below 120 Oe and  $H^* = 35700(1-t)^{3/2} - 2480$  in the region above 120 Oe. We think that the irreversibility lines in low field and in high field represent the behaviour of weak link and the grain superconductivity respectively. We note that  $H^*(T)$  is substantially a melting line of the flux lattice. It is in the vortex lattice state below the “irreversibility line”  $H^*(T)$  and in the vortex liquid state between  $H^*(T)$  and  $H_{c2}(T)$  curves.

**PACC:** 7450; 7460E; 7460G