

# $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 单晶中的反常尖峰效应

王文虎<sup>1)</sup> 李世亮<sup>2)</sup> 陈兆甲<sup>2)</sup> 闻海虎<sup>2)</sup> 熊玉峰<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>中国科学院理化技术研究所低温事业部,北京 100080)

<sup>2)</sup>中国科学院物理研究所凝聚态物理中心,北京 100080)

(2000 年 11 月 24 日收到,2001 年 7 月 12 日收到修改稿)

使用牛津震动样品磁强计(VSM)研究了  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  单晶的磁滞回线.在 20 到 40K 温度之间发现了反常的尖峰效应.随样品 O 含量的增加,发生尖峰效应的外场也相应提高.可以认为在尖峰效应处发生了由涡流物质的有序固态到无序固态的相变.在有少量点缺陷存在的 BSCCO 单晶相图上, $B_{sp}$  线终止于 20K 温度处,在 20K 以下温区没有发生准格子到涡流玻璃的相变,涡流固相始终以准格子形式存在;可以认为尖峰效应是外场、温度、无序的复杂函数.

关键词:  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  单晶,磁滞回线,尖峰效应,相变

PACC: 7470V, 7430F

## 1 引 言

对于高温超导体而言,临界电流密度( $J_c$ )决定于不可逆磁滞回线的宽度.在一定的温度下,随着磁场的增加, $J_c$  下降.然而对于一些超导体而言随外磁场的增加,其磁滞回线的宽度有一个反常的展宽<sup>[1-6]</sup>.这种反常,人们习惯称为“尖峰效应”或“鱼尾效应”.实际上在 BSCCO 单晶样品中还观察到了电阻转变的反常行为<sup>[7]</sup>.高温超导体的尖峰效应的本质仍然是一个很有争议的问题,目前在国际上有以下几种不同的解释:统计解释着重强调磁通线的作用,他们认为所看到的反常是在一定的外场范围内随  $B$  的增加钉扎力增加,这有可能是由于  $T_c$  的不均匀分布导致的.随着外场  $B$  增大这部分低  $T_c$  区域成为正常态<sup>[1,3]</sup>;另一方面这种反常有可能是表面势垒的作用<sup>[2,7]</sup>;或者是涡流线在去耦合场  $B_d$  之上转变成二维的涡流饼所致<sup>[6]</sup>.在动力学派观点看来,实验中所观察到的  $M(B)$  由磁通从钉扎到快速的蠕变所决定<sup>[7,8]</sup>.在这种情况下我们所看到的反常是由于磁通蠕变率  $S(B) = d \ln M / d \ln t$  非单调的变化.要想非常清楚的区分这些可能性是不太容易的一件事,因为所有的这些机理都对高温超导体的  $M(B)$  反常起作用.例如,很短的相干长度使高温超导体对任何晶体无序都很敏感,尤其是强烈影响  $T_c$ .

的 O 缺陷,此外大的各向异性使二维到三维钉扎区的维度变化更容易发生.上面复杂的事实需要我们做更多的工作才能解释“尖峰效应”产生的原因.

## 2 实验结果

实验所用的样品均为自助熔剂熔化法制备的  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  单晶.所有的单晶被刻成圆盘形状,晶体的尺寸在毫米量级,在大部分样品中  $20^\circ\text{C} < T < 40^\circ\text{C}$  的温度范围内都观察到“尖峰效应”现象,主要测量了三个样品,分别标作 1<sup>#</sup>, 2<sup>#</sup>, 3<sup>#</sup>,  $T_c \approx 86\text{K}$ .其中 1<sup>#</sup> 样品是经过  $500^\circ\text{C}$  下退火处理后的样品,而 2<sup>#</sup>, 3<sup>#</sup> 样品是在  $800^\circ\text{C}$  退火处理,原始厚度分别为  $40, 55, 36\mu\text{m}$ , 磁化强度的测量使用牛津震动样品磁强计(VSM),在测量  $M(B)$  过程中外场  $H$  始终垂直于  $ab$  面.

图 1 为 1<sup>#</sup> 样品 23K 时的磁滞回线.随着外场  $B$  的增加,磁化强度  $M$  逐渐减小,当外场  $B$  为  $5 \times 10^{-2}\text{T}$  时达到极小值,当外场继续增加,磁化强度反常增大,当外场为  $86 \times 10^{-3}\text{T}$  时磁化强度达到最大值.磁滞回线显示很明显的“箭头”特征.图 2 显示不同温度下的 2<sup>#</sup> 样品磁化曲线,当温度低于 20K 时,反常的尖峰消失,随着温度的升高,磁化曲线的展宽变小,对应着临界电流密度随温度升高而降低.我们也可以看出反常峰出现处的位置几乎与温度无关.

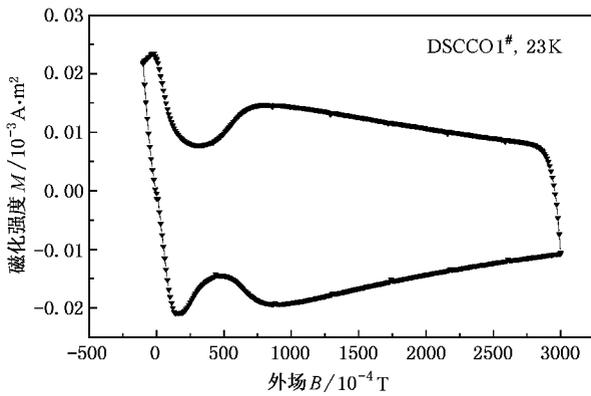


图1 1# 样品 23K 时的磁滞回线 扫场速率为  $5 \times 10^{-4} \text{T/s}$ , 有反常的第二个磁化峰出现

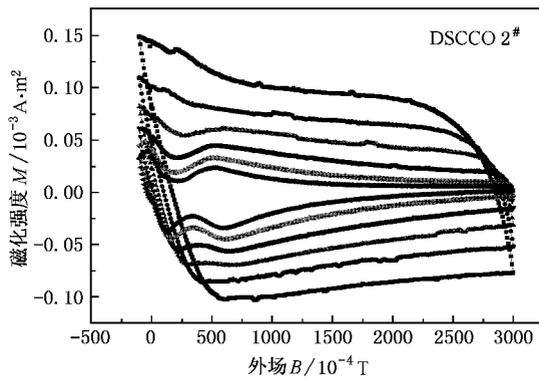


图2 2# 样品不同温度下磁化环, 扫场速率为  $10^{-3} \text{T/s}$  ■为 19K; ●为 21K; ▲为 23K; ▼为 25K; ◆为 27K; ▲为 29K

不同样品的磁化强度有很大差异.

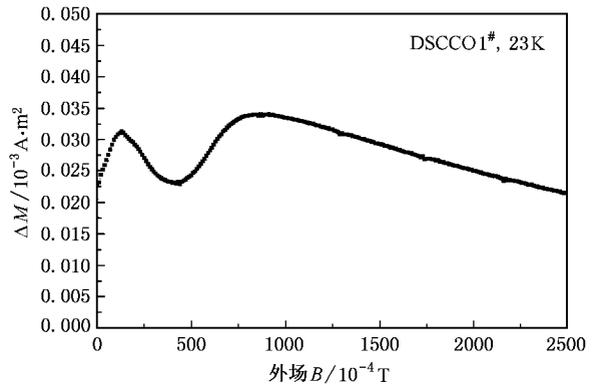


图3 1# 样品 23K 时  $\Delta M-H$  曲线 当外场  $B$  为  $87 \times 10^{-3} \text{T}$  时, 临界电流达到最大值

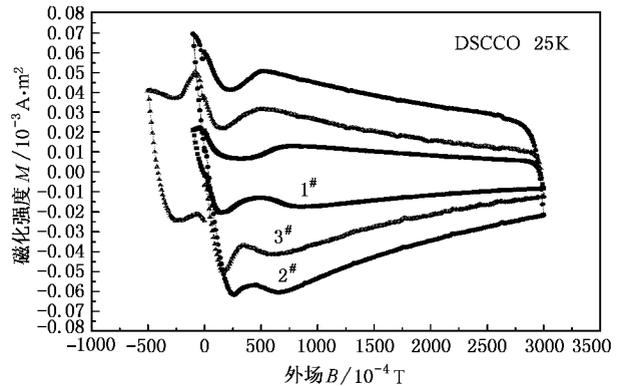


图4 不同样品磁滞回线的比较 ■为 1# (过掺杂样品); ●为 2#; ▲为 3# (理想掺杂样品)

### 3 “尖峰效应”结果分析

在临界态时, 磁化强度反应临界电流密度,  $J_c$  可由标准的比恩模型<sup>[3]</sup>表达成  $J_c \approx (M_+ - M_-) / 2r$ , 其中  $r$  为屏蔽电流流过的区域的半径, 对于均匀的材料而言,  $r$  由样品的半径  $R$  决定, 推导出的  $J_c$  独立于  $R$ , 其与  $\Delta M$  成正比, 图 3 显示 1# 样品 23K 时的  $\Delta M-H$  曲线. 当外场加到  $87 \times 10^{-3} \text{T}$  时, 样品的临界电流达到最大值, 反常的尖峰出现. 随着外场进一步增大, 临界电流逐渐减小. 图 4 为不同样品的磁滞回线的比较, 对不同的样品其产生尖峰处的外场是不同的. 在  $500-800^\circ\text{C}$  不同温度下退火可以强烈改变 BSCCO 单晶的 O 掺杂浓度, 1# 样品为过掺杂样品, 2#、3# 样品为理想掺杂样品, 随 O 含量减少,  $c$  轴长度和  $T_c$  呈线形上升, 样品的各向异性增强. 由于磁化强度与样品的厚度, 半径, O 缺陷有关, 因此

我们认为在尖峰效应处发生了由涡旋物质的有序固态到无序固态的相变<sup>[9]</sup>, 为清楚地解释这种观点, 我们必须深入了解 BSCCO 单晶的涡旋态相图. 在 BSCCO 单晶的涡旋状态相图上(见图 5), 相 C 被认为是涡旋固态, 磁化曲线上的第二个磁化峰  $B_{sp}$  (曲线 3) 因而被认为是在两个固态之间转变. 这个说法表明, 相 B 是一个很有序的涡旋格子, 我们称之为准格子态(布喇格玻璃), 相 C 是一个高度无序的涡旋固态(涡旋玻璃), 从相 B 到相 C 是无序驱动的固-固转变. 相 B 的小角中子散射清晰地表明与有序态相联系的布喇格峰<sup>[10]</sup>.  $\mu$  介子自旋共振 ( $\mu\text{SR}$ )<sup>[10]</sup> 和缀饰实验<sup>[11]</sup> 也支持相 B 是有序结构. 中子散射和  $\mu\text{SR}$  测量表明相 C 是高无序态, 其在相图上的位置由于无序点缺陷的增多而向下扩展, 这种无序相在脱钉线(曲线 2)附近经过连续的转变发生融化变成可运动的液态<sup>[12, 13]</sup>. 既然当准格子态被破

坏后一级融化线(曲线 1)和  $B_{sp}$  线总是变成了连续的转变,人们可能认为一级融化线和  $B_{sp}$  线有共同的机理,实际上这是一个误解.有两种原由可以破坏涡漩格子的长程序:热诱导的涡漩变形和点无序诱导的扭曲.当外场或温度升高,格子的具有弹性的硬度变软,准格子更易被破坏.在高温下(在 40K 以上的高温时)热诱导引起涡漩线的变形更明显,弱点无序的影响也被热运动强烈的压制住,结果在高温下准格子经由热融化所破坏,一级相变线的位置实际上与点缺陷无关.在低温下(在 40 到 20K 之间温度时)情况恰恰相反,由于热运动很弱,此时准格子在某个特征场附近点缺陷作用导致涡漩格子的有序态被破坏,并且转变线的位置与温度无关.随点缺陷的增加其向下漂移.在中间温度(在约为 40K 时),两种机理互相叠加,它们的尾部很平滑的连接在一起形成了一个连续的准格子的相界.因此我们有理由相信  $B_{sp}$  线实际上是布喇格玻璃向涡漩玻璃转变的相变线.

图 6 为 3 个不同样品的  $B_{sp}-T$  曲线.随着掺杂浓度的提高,发生尖峰效应处的外场增大.对于不同的样品而言,其在相图上的位置发生改变,  $B_{sp}$  与样品的 O 含量强烈相关,可能是因为 O 含量改变了晶体的内禀各向异性或点缺陷浓度.当只存在少量的点缺陷的情况下,在低场下涡漩线以准格子的形式排列.随着外场的增加,这些点缺陷诱导准格子从有序排列转变到无序排列,在有柱状缺陷或孪晶界等强无序系统中,涡漩格子的长程序被体钉扎的出现所破坏,成为磁通玻璃.任意位置的点缺陷有可能诱导磁通线格子的扭曲,但点缺陷不足以强到建立一个稳定的玻璃态.在一些 BSCCO 单晶样品中没有观察到反常的磁化曲线的展宽,其主要原因可能是在这种情况下,样品的主要钉扎机理是点缺陷以外的其他钉扎.

迄今为止,在所有 BSCCO 单晶样品中,当温度低于 20K 时,都没有观察到尖峰效应,我们有理由认为由有序的准格子到无序的涡漩玻璃的转变是在一定的温度范围内发生.在 40K 以上的温度,样品经由一级相变由有序的准格子转变成涡漩液体.相变是在固-液之间变化,许多实验和理论工作都支持这一论断,不同的样品其发生一级相变的临界点会有所不同,但在  $B-T$  相图上  $B_{sp}$  线和 FOT 线形成了一条连续的相变线,一级相变终止的温度正是尖峰效应发生的最高温度, FOT 线和  $B_{sp}$  发生在临界点的

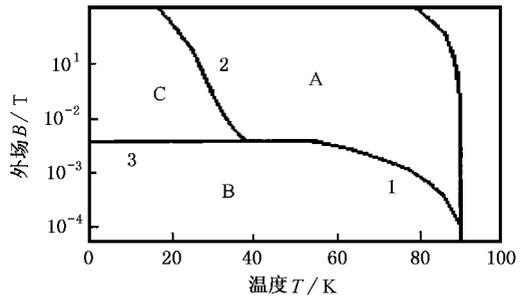


图 5 BSCCO 单晶的涡漩态相图.相图的主要部分被涡漩液体 A 占据, B 相为有序的准格子, C 相为高度无序的涡漩固体.在高温段在 FOT 线(曲线 1)上准格子被热诱导破坏,在低温段(曲线 2)点缺陷诱导准格子在反常的第二个磁化峰线上变成无序的涡漩玻璃. C 相在脱钉线上变成涡漩液体

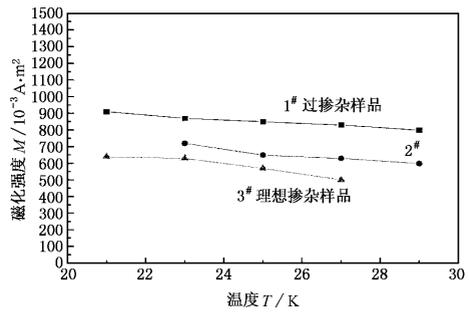


图 6 不同样品的  $B_{sp}-T$  曲线

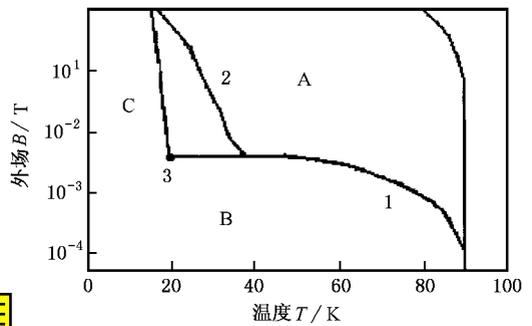


图 7 经过修正的 BSCCO 单晶的涡漩态相图.  $B_{sp}$  线终止于 20K 温度处,在低于 20K 的温区没有发生准格子到涡漩玻璃的相变



两边,与样品无关.在 20K 以下温度,同样没有看到反常的尖峰效应的发生,及没有发生从有序的布喇格玻璃到无序的涡漩玻璃的转变.因此在 BSCCO 单晶相图上并没有充分的理由确信  $B_{sp}$  线一直延伸到 0K.我们认为在低温时段时,点缺陷不足以诱导准格子发生固-固相变,磁通线始终以准格子的形式存在.

综合以上的讨论,有必要对现有的相图作一些

修正. 如图 7 所示, 在有少量点缺陷存在的 BSCCO 单晶相图上,  $B_{sp}$  线终止于 20K 温度处, 在低温段没有发生准格子到涡漩玻璃的相变, 涡漩固相始终以准格子形式存在; 实际上高温超导体混合态的磁通涡漩结构还有许多需要澄清的细节<sup>[14, 15]</sup>, 我们认为尖峰效应是外场、温度、无序的复杂函数.

## 4 结 论

在自助熔剂生长的只存在少量点缺陷的 BSC-

CO 单晶样品中, 当温度在 20 到 40K 之间时我们观察到了反常的尖峰效应. 我们发现不同的样品其发生尖峰效应的外场是不同的, 其原因是点缺陷的浓度的改变. 随点缺陷增加, 高度无序的涡漩玻璃相向下移动, 当有大量的钉扎中心存在时, 涡漩固相完全为涡漩玻璃. 我们认为这种反常的尖峰效应是由弱的点缺陷驱动的由有序的布喇格玻璃到涡漩玻璃的转变, 在相图上其终止于发生一级融化的临界点处. 在 20K 以下没有发生准格子到涡漩玻璃的相变, 涡漩固相始终以准格子形式存在.

- 
- [ 1 ] M. Daeumling, J. M. Seuntjens, D. C. Larbalestier, *Nature*, **346** (1990), 332.
- [ 2 ] V. N. Kopylov, A. E. Koshelev, J. F. Schegolev, T. G. Togonikze, *Physica*, **170**(1990), 291.
- [ 3 ] M. S. Osofsky *et al.*, *Phys. Rev.*, **B45**(1992), 4916.
- [ 4 ] X. L. Wang, J. Horvat, H. K. Liu, J. N. Li, S. X. Dou, *Phys. Rev.*, **B55**(1997), 3402.
- [ 5 ] A. I. Larkin, M. C. Marchetti, V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.*, **75**(1995), 2992.
- [ 6 ] G. Yang, P. Shang, S. D. Sutton, I. P. Jones *et al.*, *Phys. Rev.*, **B48**(1993), 4054.
- [ 7 ] W. H. Wang *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **49**(2000), 2047 [in Chinese] 王文虎等, *物理学报*, **49**(2000), 2047].
- [ 8 ] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, F. Holtzberg. *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 2280.
- [ 9 ] B. Khaykovich, M. Konezykowski, E. Zeldov, R. A. Doyle, D. Majer P. H. Kes, T. W. Li, *Phys. Rev.*, **B56**(1997), 517.
- [ 10 ] R. Cubitt *et al.*, *Nature*, **365**(1993), 407.
- [ 11 ] S. Yoon *et al.*, *Science*, **270**(1995), 270.
- [ 12 ] E. Zeldov *et al.*, *Eurphys. Lett.*, **30**(1995), 367.
- [ 13 ] H. Safar *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 2672.
- [ 14 ] H. Qu *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **48**(1999), 352 [in Chinese] 瞿海等, *物理学报*, **48**(1999), 352].
- [ 15 ] K. X. Xu, *Acta Phys. Sin.*, **49**(2000), 989 [in Chinese] 徐克西等, *物理学报*, **49**(2000), 989].

# ANOMALOUS MAGNETIZATION PEAK EFFECT IN $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ SINGLE CRYSTALS

WANG WEN-HU<sup>1)</sup> LI SHI-LIANG<sup>2)</sup> CHEN ZHAO-JIA<sup>2)</sup> WEN HAI-HU<sup>2)</sup> XIONG YU-FENG<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*Cryogenic Laboratory, Technical Institute of Physics and Chemistry, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)*

<sup>2)</sup>*Institute of Physics & Center for Condensed Matter Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)*

(Received 24 November 2000; revised manuscript received 12 July 2001)

## ABSTRACT

Magnetic hysteresis loops were measured on  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  single crystals with a vibrating sample magnetometer. An anomalous second magnetization peak was observed between 20 and 40K. The magnetic fields showing peak effect in over-doped crystal were observed to be higher than the optimally doped samples. The disorder-driven transition shifted to lower fields with increasing point disorder. At lower temperatures the quasilattice transformed into a disordered solid as the field was increased above the second magnetization peak. There was not any transition from the ordered solid quasilattice to a disordered solid below 20K in schematic vortex matter phase diagram in BSCCO. The peak effect was a complicated function of magnetic field, temperature and material disorder.

**Keywords** :  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  single crystals, magnetic hysteresis loop, peak effect, phase diagram

**PACC** : 7470V, 7430F