

作一变量代换,令 $\tan \theta = x$,则“ $\tan \theta$ ”型高斯分布函数与通常采用的高斯函数存在完全一致的对应关系,所以,“ $\tan \theta$ ”型高斯分布函数可以方便地用作表示晶粒取向的织构函数。

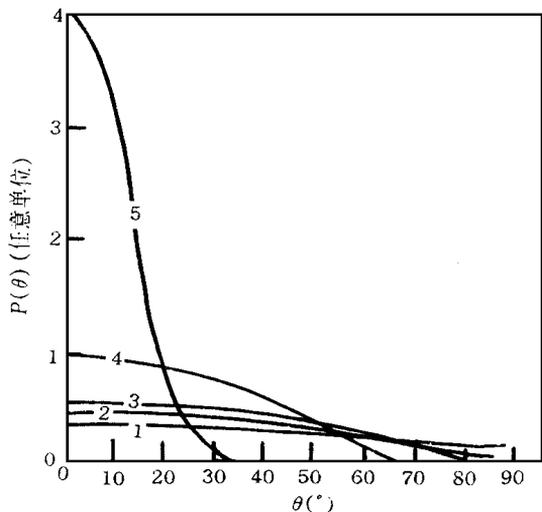


图2 不同取向 Nd - Fe - B 磁体晶粒分布曲线^[17]

- 曲线 1 —— $J/J_s = 0.50$, $\theta = 3.05$;
- 曲线 2 —— $J/J_s = 0.57$, $\theta = 2.35$;
- 曲线 3 —— $J/J_s = 0.66$, $\theta = 1.70$;
- 曲线 4 —— $J/J_s = 0.83$, $\theta = 0.83$;
- 曲线 5 —— $J/J_s = 0.98$, $\theta = 0.20$

参 考 文 献

[1] D. Givord, P. Tenaud and T. Viadieu, *J. Magn. Magn. Mater.*, **72**(1988), 247.

[2] Y. Otani, H. Miyajima et al., *IEEE Trans. Magn.*, **Mag-26**(1990), 1742.

[3] Gao Ru Wei, Zhang De Heng et al., *J. Appl. Phys.*, **78**(1995), 1156.

[4] Cao Ru Wei et al., *Acta Metall. Sinica*, **7**(1994), 100.

[5] G. Asti, F. Bolzoni et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **83**(1990), 270.

[6] G. Asti, R. Cabassi et al., *J. Appl. Phys.*, **76**(1994), 6268.

[7] S. Shtrikman and D. Treves, *J. Appl. Phys.*, **31**(1960), 58s.

[8] M. Katter, J. Weaker et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **117**(1992), 419.

[9] T. Kawai et al., *J. Appl. Phys.*, **67**(1990), 4610.

[10] 高汝伟、姜寿亭、李华等, *物理学报*, **38**(1989), 439.

[11] G. P. Meisner and E. G. Brewer, *J. Appl. Phys.*, **72**(1992), 2659.

[12] A. S. Kim, F. E. Camp et al., *J. Appl. Phys.*, **76**(1994), 6265.

[13] Zhou S. Z. et al., *J. Appl. Phys.*, **72**(1992), 3534.

[14] G. Martinek and H. Kronmuller, *J. Magn. Magn. Mater.*, **86**(1990), 177.

[15] K. H. M. Uler et al., *IEEE Trans. Magn.*, **Mag-30**(1994), 586.

[16] Gao Ru Wei, Li Hua et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **95**(1991), 205.

[17] 高汝伟、李华、姜寿亭等, *科学通报*, **39**(1994), 312.

[18] V. Christoph and K. H. M. Uler, *J. Magn. Magn. Mater.*, **101**(1991), 323.

[19] H. Miyajima et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **104-107**(1992), 1117.

高温超导体混合态中与洛伦兹力无关的磁阻*

袁松柳 周 健

(中国科学院等离子体物理研究所,合肥 230031)

摘 要 指出高温超导体混合态磁阻不是由洛伦兹力驱动磁通运动的机理所支配,并对一些与洛伦兹力无关的磁阻机理如序参数涨落、二维涨落、玻璃 - 液体相变、K-T 相变、约瑟夫森网络、涡旋饼及相滑移等作简单介绍和评鹭。

关键词 高温超导体,混合态磁阻,磁通运动

* 国家超导中心资助项目。

1996 年 1 月 17 日收到初稿,1996 年 3 月 18 日收到修改稿。

衡量一类超导体是否有应用价值,不仅看其零场下的零电阻转变温度 $T_{c,=0}(H=0)$ 有多高,更重要的是看其在外加磁场下的 $T_{c,=0}(H)$ 如何.新发现的高温超导体尽管其 $T_{c,=0}(H=0)$ 普遍高于液氮温度,但其 $T_{c,=0}(H)$ 随着外加磁场增加而急剧降低.例如 Bi-2212 体系,在平行于 c 轴的外加磁场下,其 $T_{c,=0}$ 从零场下的 $\sim 80\text{K}$ 随场强增加到 6T 而降低到 $\sim 20\text{K}$.这一磁场引起的 $T_{c,=0}$ 降低现象不仅直接影响了这类材料潜在应用价值的发挥,而且更重要的是从物理角度如何理解其起因,是当今超导界有争议但富有成果的研究课题之一.目前的争议主要有两种,即洛伦兹力驱动的磁通运动机理和非洛伦兹力型的耗散机理.

1 力有关模型在解释高温超导体实验现象时所遇到的困难

类超导体混合态中洛伦兹力有关磁阻模型的建立均基于 Abrikosov 涡旋动力学理论.按照该理论,混合态时的涡旋以量子磁通线形式在样品中规则分布,每根磁通线包含一个尺寸为 ξ 的正常芯.如图 1 所示.因此,一旦磁通线运动,样品就会感应出电场 E ,在电场作用下芯中正常电子加速,从而出现电阻.涡旋在样

品中是否运动以及运动的形式在一般情况下决定于洛伦兹力 F_L 和钉扎力 F_P 的竞争.图 1(b) 给出涡旋能量随位置变化的示意图.能量极小值对应于钉扎中心所处的位置.图中考虑到由于 F_L 的存在而导致钉扎势在形状上发生的变化,这种变化使得涡旋向一边的运动不同于向另一边的运动,从而表现出净的磁通运动,其运动速率 $v = 2l_p v_0 \exp(-U_0/k_B T) \sinh(U_L/k_B T)$.伴随着这种运动,在样品中感应出的电场为 $E = vB \sin \phi$,由此所产生的电阻率为 $\rho = E/J = (2v_0 l_p B/J) \sin \phi \exp(-U_0/k_B T) \sinh(U_L/k_B T)$,其中 ϕ 为电流 J 和磁场间夹角, $l_p \sim (\phi_0/B)^{1/2}$ 为相邻两钉扎点间的距离, $U_L = F_L V_c l_p$ 为洛伦兹力作的功, V_c 为涡旋体积.从一般表达式可以推出文献上常常提到的几种极端情况,例如,(1)自由磁通流动对应着 $U_L \ll k_B T$ 和 $U_0 = 0$ 的情况,相应的磁阻为: $\rho_{FL} = (2v_0 V_c l_p^2 B^2/k_B T) \sin^2 \phi \sim B \sin^2 \phi$; (2)如 $U_L \ll k_B T$ 但 $U_0 \neq 0$,则磁通运动为热激活的磁通流动,相应的磁阻为: $\rho_{TAFL} = (2v_0 V_c l_p^2 B^2/k_B T) \sin^2 \phi \exp(-U_0/k_B T) \sim B \sin^2 \phi \exp(-U_0/k_B T)$; (3)如 $U_L \ll k_B T$,则磁通运动表现为热激活的磁通蠕动,相应的磁阻 $\rho_{FC} = (2v_0 l_p B/J) \sin \phi \exp(-U_{eff}/k_B T)$,其中 $U_{eff} = U_0 - U_L = U_0(1 - J/J_c)$ 为有效势能.

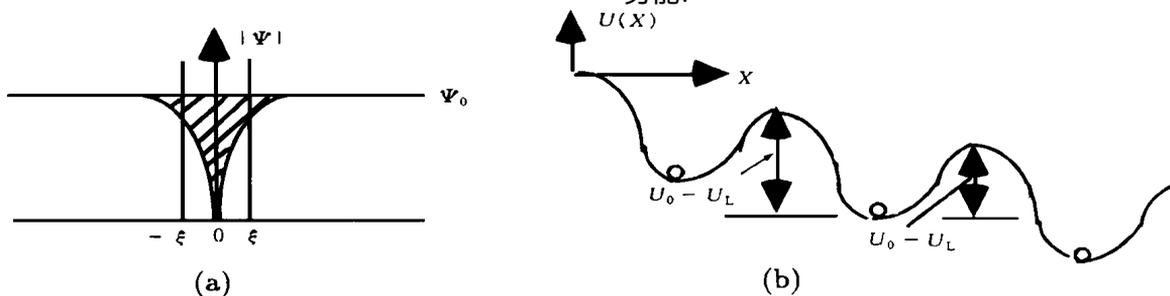


图 1 (a) 一涡旋附近超导序参数随位置变化,阴影部分为正常电子分布;
(b) 涡旋能量随位置变化

如上所述,只要基于力驱动磁通运动的耗散机制,则磁阻总是正比于 $\sin \phi$ 或 $\sin^2 \phi$,但这样的结论同高温超导体中实验观察相矛盾^[1].

例如,任意场取向下的 c 轴磁阻实验 [见图 2(a)] 与该模型预言的结论正好相反;不同几何位型下电阻转变的测量 [见图 2(b)] 表明,

磁场引起转变的展宽程度主要决定于磁场相对于晶体的 c 轴取向,而电流和磁场间的相对取向对其影响并不大,意味着力驱动磁通运动不是导致其展宽的主要原因;即使对电流和磁场均平行于 ab 面但彼此成一夹角 ϕ 的情况,分析表明,实验数据中至少包含力无关项 (R_0)、磁通流动项 ($R_1 \sin^2 \phi$) 和与孪晶晶界有关的项 ($R_2 \sin^2 2\phi$) 三项贡献之和,意味着力驱动磁通运动并非是导致出现磁阻现象的唯一机理。

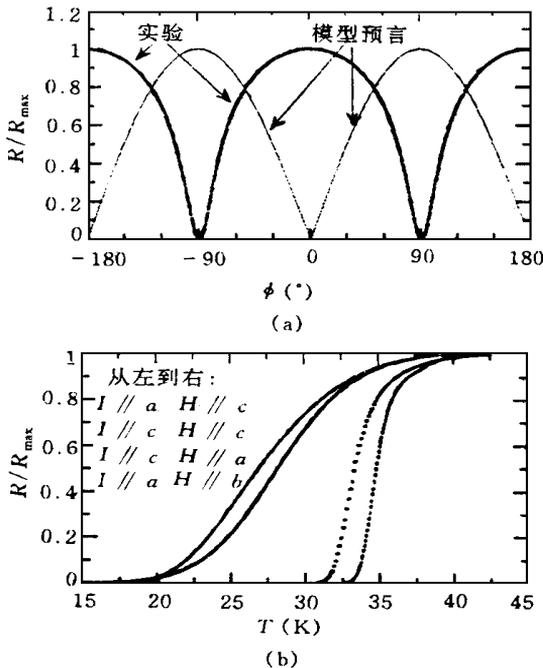


图2 $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ 单晶样品在 6T 磁场下的磁阻实验
(a) c 轴磁阻随 ϕ 的变化;
(b) 不同几何位型下的电阻转变

2 洛伦兹力无关的磁阻模型

2.1 超导序参数临界涨落^[2]

高温超导体,由于高的 T_c 值、大的 GL 参数 ξ 和强的各向异性参数 γ ,使得其 T_c 附近的涨落效应不能基于高斯涨落理论而得以分析.按照 GL 判据,磁场下的临界涨落区域为 $T = |T - T_c(H)| \sim \xi^2 \gamma^2 T_c^{5/3} H^{2/3} / H_{c2}(0)$. 可见,高 T_c 、高 ξ 和大 γ 值以及强磁场等明显

地增加了临界涨落区域.通过(1)在 GL 自由能中保留 $|\psi|^4$ 项;(2)考虑由于涨落之间的相互作用引起的重整化效应和(3)考虑层状超导体中层间的约瑟夫森耦合效应,人们建立了超导序参数临界涨落的微观理论.已表明在高阻区该理论同高温超导体中的实验有较好的一致,但在低阻 ($\xi / \lambda < 0.5$) 区理论明显偏离实验.这种偏离可能起因于:零场下与涨落有关的长度量是 $\xi(T)$,而磁场下相应量是 $l_m \sim (\phi_0 / H)^{1/2}$,磁场引起系统有效维度的降低,从而增加涨落仅仅在 $l_m < \xi(T)$ 下才变得明显,显然在通常的磁场范围里这一条件除了 T_c 附近并不满足.

2.2 二维超导涨落^[3]

类似于上述理论的是所谓的二维超导涨落理论,该理论主要考虑了两点,一是 Maki-Thompson 型的超导涨落贡献,另一是磁场对电子-电子间相互作用的影响,由于理论预言了高场下磁阻随场作对数型的变化行为,故人们用它解释高温超导体中已经观察到了的磁阻行为,虽然物理上尚存争议,但可定量解释高度各向异性的高温超导体中的高阻区磁阻实验.

2.3 涡旋玻璃-液体相变^[4]

Fisher 等在理论上预言高温超导体中存在从涡旋玻璃态到涡旋液态的相变.在小测量电流的情况下,在玻璃态时的电阻为零.而在液态,由于涡旋的热运动,只要测量电流不为零,实验上就能观察到磁阻现象.在略高于不可逆线 T_g 的温区,该理论预言由于涡旋的热运动而引起的电阻可近似为 $\rho \sim (T - T_g)^s$,这里的 s 为动力学指数.虽然该理论能定性解释混合态中的磁阻现象,但对整个的电阻转变区域由于缺少统一的数学上的描述故不能提供令人信服的证据.

2.4 K-T 相变^[5]

按照 K-T 相变理论,对二维系统,当温度高于某一临界温度 T_{KT} 时,产生一涡旋所消耗的自由能可以和热能相比较,因此样品中会由于热激发而产生净的自由涡旋,伴随着这一过程准粒子的相发生滑移从而引起能量耗散.而

在 T_{KT} 以下,“涡旋 - 反涡旋对”处于冻结状态,故没有能量耗散.在 $T_{KT} < T < T_c$ 温区,电阻率可近似为 $\rho = \rho_n \exp[-2(b/\lambda)^{1/2}]$,其中 b 是常数, $\lambda = (T_c - T_{KT}) / (T - T_{KT})$. 高温超导体由于层间的弱耦合特性,故可视其为准二维系统.特别对高度各向异性的 Bi - 2212 体系以及高 T_c 超晶格体系,人们期望电阻转变展宽现象能基于该理论得以解释,但普遍局限于对实验结果的定性讨论.

2.5 三维约瑟夫森网络模型^[6]

早期的高 T_c 超导样品,由于样品的质量问题,有些区域表现出强的超导电性,而另一些区域超导性能很弱,因此,人们将其结构等效成弱耦合的三维约瑟夫森网络并期望磁阻现象能在约瑟夫森相转移理论的基础上得以理解.将热激活能 $U(T, H)$ 替代该理论中的约瑟夫森耦合能 E_J ,得到小测量电流极限下的磁阻为 $R = R_n I_0^{-2} [U(T, H) / 2k_B T]$,其中 I_0 是零级改进的贝塞尔函数.虽然该模型预言了高温超导体中磁阻的一般特征,但定量上实验明显偏离模型所作的预言,同时该模型也不能解释为什么高温超导体中所观察到的展宽现象仅仅决定于磁场相对于晶体的 c 轴取向.

2.6 二维涡旋饼模型^[7]

高温超导体由于它们的固有层状晶体结构和短的 c 轴相干长度 ξ_c ,当温度降低到某一温度以下时, ξ_c 值甚至短于层间的空间间隔.因此人们期望在这一温度以下样品中的涡旋呈二维饼的形式,这样的饼局域在 Cu-O 面上一薄的超导层内,相邻的两层上的饼通过约瑟夫森弦连接起来,由于约瑟夫森弦不含有正常芯故对磁阻没有贡献,因此,对磁阻有贡献的部分决定于饼的运动.这意味着磁阻应当由场的 c 轴分量 H_c 所支配.该模型物理思想新颖,也能定性解释实验现象,但定量上并不足以描述高温超导体中的实际情况,在一定程度上这是

因为任意场取向向下测量的物理量并不仅仅由场的 c 轴分量确定.

2.7 一维相转移模型^[8]

该模型是针对 c 轴磁阻提出的.基本的假设如下:(1)涡旋取向平行于 c 轴且相邻涡旋间的距离具有平均尺寸 $d \sim (\phi_0 / H)^{1/2}$; (2)电流沿致密的涡旋间面积为 $\sim d^2$ 的窄的通道而行;(3)顺着电流通道方向可看成一系列的结面积为 d^2 的 SIS 结串联而成,这里的 S 为超导的 Cu-O 层, I 为绝缘层,在此基础上, c 轴磁阻被解释为发生在这些 SIS 结上的准粒子相转移所致.按照该模型,小测量电流极限下的 c 轴磁阻可表示为 $R = R_n I_0^{-2} [C_0 (1 - T/T_c)^{3/2} / TH]$. 该模型仅有一个拟合参数(即 C_0)且对高场下的 c 轴磁阻能给予非常满意的定量解释,但低场下的实验并不能在该模型的基础上给予解释.

总之,在我们看来,尽管有关高温超导体混合态磁阻的物理起因已经作了相当多的研究且已提出众多的物理模型,但这些模型往往强调了问题的一面而忽略了另一面,目前还没有一个比较好的理论或模型能够对高温超导体混合态磁阻给以满意的一致性定量解释,因此,选择高质量的单晶样品进行深入的物理研究是必要的.

参 考 文 献

- [1] S.L. Yuan et al. , *Physica C* , **248**(1995) ,97.
- [2] R. Ikeda et al. , *J. Phys. Soc. Jpn.* , **58**(1989) ,1377.
- [3] H. Raffy et al. , *Physica C* , **184**(1991) ,159.
- [4] D. S. Fisher et al. , *Phys. Rev. B* , **43**(1991) ,130.
- [5] B. I. Halperin & D. R. Nelson , *J. Low Temp. Phys.* , **36**(1979) ,599.
- [6] M. Tinkham , *Phys. Rev. Lett.* , **61**(1988) ,1658.
- [7] P. H. Kes et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **64**(1990) ,1063.
- [8] G. Briceno et al. , *Phys. Rev. Lett.* , **66**(1991) ,2164.