

高温超导体磁通动力学的一些重要进展*

闻 海 虎

(中国科学院物理研究所 国家超导重点实验室 北京 100080)

摘 要 简要回顾了近 10 年来,高温超导体磁通动力学领域中理论和实验上的一些重要进展.在理论领域中, Fisher 等人提出的涡旋玻璃理论改变了人们对磁通运动耗散的认识,因此在此着重介绍.在涡旋态的相图方面,尽管目前还没有彻底弄清楚,但理论和实验研究均展示出了非常丰富的物理内容.还对实验中所发现的一些重要或反常的现象进行了介绍.并对高温超导体的应用和所存在的物理问题作了简单的概述.

关键词 高温超导体,磁通动力学

**PROGRESS OF FLUX DYNAMICS RESEARCH IN
HIGH- T_c SUPERCONDUCTORS**

WEN Hai Hu

(National Laboratory for Superconductivity, Institute of Physics and Center for Condensed Matter Physics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract A brief review is given on the progress of flux dynamics research in high- T_c superconductors in the past decade. On the theoretical side, the vortex-glass model proposed by Fisher et al. has changed the picture about the energy dissipation induced by flux motion in superconductors, therefore it receives special attention. However the vortex phase diagram, though not fully understood yet, has revealed interesting new phenomena and thus new physics. Some important and/or anomalous experimental discoveries and various potential applications and unsolved problems are described briefly.

Key words high- T_c superconductors, flux dynamics

1 引言

自从 1986 年底高温超导体被发现以来,磁通动力学作为超导物理研究的一个重要分支,得到了迅速的发展.一些新的物理模型被提出来,很多新的现象被观察到,这些都大大丰富了超导物理的内容,同时也为高温超导体在强电方面的应用铺垫了一个很好的基础.纵观磁通动力学在这几年里的发展,可以用“热闹非凡”几个字来形容.理论和实验交替领先,热点不断.在国际国内有关超导的文章当中,有 1/3 是关于磁通动力学研究的.尽管目前这门学科仍然在向纵深发展,但是它的大致轮廓已经形成.在此我就顺着最近几年发展的脉络,试探着作一个介绍.

在介绍新的进展之前,我们先看看高温超导体与常规超导体相比较,有哪些本征特点决定了他们

在磁通动力学方面的异同.第一,高温超导体相干长度 ξ 约为 1 nm 左右,比常规超导体要小约两个量级,而单元钉扎中心对磁通线的钉扎能与 ξ^n ($n = 1-3$) 成正比,因此,高温超导体的单元钉扎能比常规超导体要低很多.第二,很多高温超导体具有极强的各向异性,这样一个体系可以用准二维的超导平面和面间的 Josephson 耦合来描述,而磁通线也可以用超导平面上的涡旋饼(vortex pancake)加上其间的 Josephson 链(Josephson vortex string)的图像来描述.这样一个图像对极度各向异性的体系,如 Bi, Tl, 或 Hg 的 2212 和 2223 体系或 YBa₂Cu₃O₇/PrBa₂Cu₃O₇ 多层膜非常适合.但值得一提的是,人们对于各向异性度不是很高的 Bi, Tl, 或 Hg 的 1212

* 国家超导中心资助项目

1999-03-03 收到初稿,1999-04-20 修回

和 1223 体系,以及 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 体系仍然用具有各向异性的三维模型来描述.正由于这些各向异性,高温超导体的混合态相图表现出了非常复杂而有趣的精细结构,这其中包括很多以前人们没有发现的相变线.第三,高温超导体的工作温度可以很高,这就意味着可以有很强热涨落,而强的热涨落会降低集体钉扎势 U_c 从而促进热激活磁通蠕动过程.第四,高温超导体具有较大的比值 ρ_n/ξ ,大的 ρ_n 对应小的阻尼常数 η ,小的 ξ 使得最可几磁通跳跃(或隧穿)的体积大大减小,这些都有利于量子隧穿过程从而导致很大的量子隧穿率和量子涨落的幅度,这里 ρ_n 代表正常态的电阻.以上 4 个基本特点中的任何两个或三个结合在一起就会构成高温超导体的一个新的特点.表 1 将高温超导体的一些参量的范围与常规超导体作一比较.

表 1 高温超导体与常规超导体一些参量的比较

序号	物理量	符号	常规超导体	高温超导体	高温超导体的特性
1	临界温度	T_c	< 23 K	< 150 K	高使用温度,强热涨落
2	相干长度	$\xi(0)$	~ 100 nm	~ 1 nm	弱钉扎,强涨落
3	上临界场	$H_{c2}(0)$	~ 10 T	~ 100 T	可得强磁场,宽混合态范围
4	穿透深度	$\lambda(0)$	~ 100 nm	~ 100 nm	两者相差不多
5	下临界场	$H_{c1}(0)$	~ 100 Oe	~ 100 Oe	两者相差不多
6	各向异性	ϵ	1	50-100	层状特性与磁通柔软
7	正常电阻	ρ_n	$1 \mu\Omega\text{cm}$	20-200 $\mu\Omega\text{cm}$	2,7 结合导致强的量子隧穿和量子涨落

下面就高温超导体磁通动力学方面的一些重要进展作进一步的介绍.

2 理论上的重要进展

2.1 涡旋玻璃态和集体蠕动(钉扎)模型

在常规超导体中,磁通运动的基本方程是基于热激活思想的,

$$E = \nu_0 B \times \exp\left[-\frac{U(j)}{k_B T}\right], \quad (1)$$

这里的 ν_0 等于试跳频率 ω_0 和每次跳跃之间平均位移的积, B 是局域的磁感应强度, $U(j)$ 是考虑到电流的作用后磁通从一点跳到下一点的有效势垒,或称为热激活能. Kim - Anderson 早在 1967 年就从能量守恒的角度提出激活能是本征钉扎势 U_c 减去在跳跃过程中洛伦兹力所做的功,即著名的线性 $U(j)$ 依赖关系^[1],

$$U(j) = U_c \left| 1 - \frac{j}{j_c} \right|. \quad (2)$$

这一方程在描述常规超导体的磁通运动耗散时获得了相当的成功,但是在高温超导体中却遇到了麻烦.首先,从方程(1)和方程(2)出发并考虑到 $E \propto -dM/dt$ 和 $M \propto j$,人们不难得到磁化 M 随时间的对数依赖关系,即

$$M(T, t) = M(T, t = 0) \times \left| 1 - \frac{k_B T}{U_c(T)} \ln \left| \frac{t}{t_0} + 1 \right| \right|, \quad (3)$$

这里 t_0 表示的是一个有效时间,大约在 10^{-3} 到 10^{-8} s.当人们把上面的方程用于高温超导体在低温下的数据时,发现还基本上符合,但是到中温和高温区,这一关系明显得不到满足.实验人员从数据中总结出了大量的经验性的规律,如 $U(j) \propto 1/j^\mu$ 关系,给理论研究人员以很大的启示.就在此后不久,美国 IBM 的 Fisher 等人和原苏联 Landau 理论研究所的 Vinokur 和 Geshkenbein 等人相继提出了涡旋玻璃理论^[2]和集体蠕动(钉扎)^[3]的理论,从而开创了高温超导体中磁通动力学研究的新思路.这两个理论可以说是异途同归,都能很好地解释高温超导体的磁通动力学,但是涡旋玻璃理论更加接近物理本质.

Kim - Anderson 模型中的基本假设是参与运动的磁通线或磁通束的体积不随电流变化.这在磁通线的柔度较差和单元钉扎中心较强时是基本成立的,尽管物理本质上也是不对的(未考虑到磁通运动与超导长程相位关联的关系).但是,在高温超导体中,磁通线(束)比较柔软而且单元钉扎中心较弱且密度很高,这就构成了众多的钉扎中心对磁通线的集体钉扎.当外加的电流密度 j 与临界电流密度 j_c 接近时,最可能跳跃的长度是集体钉扎的长度 L_c ; 可是,当 $j \ll j_c$ 时,最佳的跳跃方式是一段较长的磁通线或较粗的磁通束从外电流中获取能量而跳过一个不太高的势垒 $U(j)$.这就意味着磁通的最佳跳跃长度或体积会随着 j 的变化而改变. Vinokur 等人从弹性体理论出发推导出了关系 $U(j) \propto 1/j^\mu$. 图 1 清楚地说明了这种非线性 $U(j)$ 关系的来源.

新的模型与传统的 Kim - Anderson 模型的一个本质区别表现在 $j \rightarrow 0$ 的极限情况下,即所谓线性电阻 $\rho_{j \rightarrow 0}$ 为零或有限值的争论.从方程(1)和(2)出发可以看出总有一个耗散,即使 $j \rightarrow 0$,这就意味着没有真正意义上的超导.但是如果果真像新的模型所描述的,即 $U(j) \propto 1/j^\mu$,则 $j \rightarrow 0$ 时,势垒为无穷大,因此磁通不会运动而耗散为零.而这一结论的前提是在 $j \rightarrow 0$ 时的最佳跳跃长度 $L(j)$ 不会有一个截止,也就是说超导体具有长程的超导相位关联.这

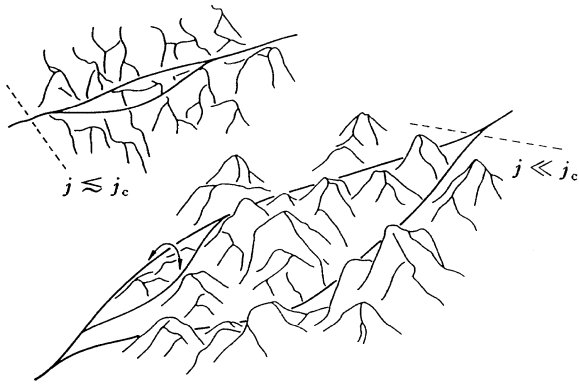


图1 高温超导体中非线性 $U(j)$ 关系来源示意图

一个要求刚好是传统的混合态理论所没有顾及到的。Fisher 等人第一次意识到, 就像在迈斯纳态, 超导体中的各处相位相等, 在低温下的混合态, 由于钉扎的参与, 超导体中各种的相位可能会不同, 但是其空间上的差别会被冻结下来, 从而磁通体系也会被冻结下来。由于这样一个图像与自旋玻璃的图像非常相像, 因此 Fisher 等人把它定义为涡旋玻璃态 (vortex-glass), 而且从理论上论述了存在一个二级涡旋玻璃融化相变。因此可以说涡旋玻璃理论与集体钉扎和集体蠕动的理论相辅相成。涡旋玻璃理论预言的融化温度 T_g 以下的磁通运动方式是集体蠕动, 而集体钉扎和集体蠕动物理在小电流的情况下又需要涡旋玻璃态的超导长程相位关联的概念。在图 2 中我们给出了在新的图像下的耗散行为, 它与传统图像的区别是存在一个涡旋玻璃态, 它在温度 T_m 发生融化, T_m 以上对应的是涡旋液态, T_m 以下对应的是涡旋玻璃态。传统的图像表示磁通体系总有耗散, 即在任何温度下的耗散行为都如图 2 中的 TAFF 曲线所示, 总有一个线性耗散。

这里需要说明在验证涡旋玻璃图像过程中的一

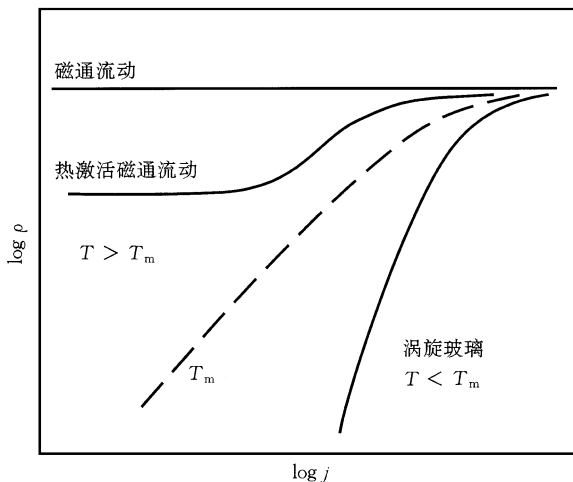


图2 新的图像下的耗散行为

个小插曲。Kes 等人在解释磁化弛豫数据偏离方程 (2) 时, 提出方程 (1) 和 (2) 中只考虑了前跳项而忽视了小电流时的后跳项。基于 Kim - Anderson 早期同样的能量守恒的想法, 他们认为后跳的势垒是 $U(j) = U_c[1 + j/j_c]$ 。把前跳和后跳的势垒全部考虑后, 得到一个 Sinh 方程, 但是在 $j \rightarrow 0$ 时仍然给出一个非零的耗散。这一理论后来被称为 TAFF (thermally activated flux flow)^[4]。可以说这一理论没有跳出 Kim - Anderson 的框架, 但是根据这一图像, 可以得出不可逆线在热激活框架下的判据, 大约是 $U_c(T_{irr}, B_{irr}) \approx 0.1 k_B T$ 。在 TAFF 图像下, 不可逆线 $H_{irr}(T)$ 仅仅是磁通热激活运动强到一定值时的过渡线, 而不是像涡旋玻璃态模型所预言的二级相变线, 即涡旋玻璃的融化线。

涡旋玻璃态理论提出后引发了巨量的实验研究工作。有对低温下磁化弛豫进行研究的, 也有对磁场下的电输运测量进行研究的。大部分的实验结果都声称支持了涡旋玻璃理论。最为典型的实验有两个。第一个是由 Koch 等人做出的, 他们在理论提出后不久就发表了电输运测量的结果, 并对数据进行了非常好的标度, 从而给出了第一个支持涡旋玻璃态理论的证据^[5]。三年后, 由 Charalambous 等人进行了非常低电场下的测量, 数据进一步证明了涡旋玻璃理论^[6]。尽管如此, 有关这一理论的争论仍然存在并需要更灵敏的实验或有新的物理构思的实验去验证。

Fisher 等人在其后来发表的一篇详细的理论文章中, 对涡旋玻璃及其临界涨落 (二级相变) 作了深入的阐述^[7], 并预言了二维的涡旋体系的融化温度为绝对零度。这又引发了一系列的实验, 因为高温超导体本来就具有强的 2D 特性。首先, Dekker 等人在 $YBa_2Cu_3O_7$ 超薄膜上看到了 2D 涡旋玻璃在 0 K 标度的迹象。后来 Wen 等人在 $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ 薄膜上发现强磁场会破坏超导层间的 Josephson 耦合, 从而使磁通体系变成真正的二维涡旋饼, 它们所构成的涡旋体系的融化温度为 0 K^[9]。

与磁通玻璃理论相类似的, 如果钉扎中心是柱状的, 则在低温下就出现所谓冻结的玻色玻璃态。在集体蠕动的理论出现后, Blatter 等人^[10]把磁通体系考虑成 3D 均匀的介质中的 1D 弹性线组成的弹性体, 对弹性体理论做了大量的工作, 推导出了不同的蠕动区域, 对应的蠕动常数 $\mu = 1/7$ (单涡旋蠕动), $\mu = 3/2$ (小磁通束蠕动), $\mu = 7/9$ (大磁通束蠕动)^[3]。蠕动常数还会随着维度的改变而改变。有兴

趣的读者可以参阅 Blatter 等人写的一篇著名的综述文章^[10].

2.2 涡旋态相图的发展

随着理论和实验工作的不断进展,高温超导体混合态相图变得丰富多彩.首先在涡旋玻璃态理论出现后,相图就较常规超导体有了很大的变化.在常规超导体中,相图上就只有两根线,即上临界场 $H_{c2}(T)$ 和下临界场 $H_{c1}(T)$.在 $H_{c2}(T)$ 和 $H_{c1}(T)$ 之间,就是混合态.由于涨落较弱, $H_{c2}(T)$ 和不可逆线 $H_{irr}(T)$ 很靠近.而高温超导体中由于涨落较强, $H_{c2}(T)$ 以下较大的区域内形成了涡旋液态,而 $H_{irr}(T)$ 以下才能形成涡旋固态(可以是涡旋玻璃或磁通格子态).在下临界场 $H_{c1}(T)$ 附近,如果固有无序较少,则可能会形成所谓再入形式的涡旋液态,这主要是由于磁通线密度足够稀疏,以至于磁通线之间的相互作用成指数形式下降,最后不足以维持

磁通线之间的长程序.在图 3(a)和(b)中,我们将常规超导体和各向异性度较低的高温超导体(如 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) 的混合态相图作了比较.

在各向异性较高时,随着磁场的升高,应该出现从 3D 向 2D 特性的转变.在 3D 情况下,磁通线主要以弹性的方式蠕动,而在 2D 情况下,磁通将以塑性方式运动,并有线性电阻出现.

Giamarchi 和 Le Doussal 等人^[11]通过计算发现,在缺陷比较少时,在低场下,磁通线仍然会形成类似点阵的结构,用小角度中子衍射去观测,仍然能够看到布拉格衍射峰,因此他们把它称为布拉格玻璃.在磁场较高时才形成涡旋玻璃. Giamarchi 和 Le Doussal 等人还把在 Bi - 2212 中由 Cubbit 等人^[12]在小角度中子衍射中所看见的随着磁场的升高,从有衍射斑点到衍射斑点变得很模糊,最后完全消失的现象归结为布拉格玻璃的证据,同时把 Bi - 2212 单晶中观测到的峰值效应与布拉格玻璃联系在一起.这一理论还需要实验的进一步验证.有关高温超导体磁通态相图问题现在还有很多东西没有弄清楚,很多工作还需要进一步去做.图 4 中我们给出了 Blatter 等人画出的各向异性的高温超导体的混合态相图.该相图在磁场上有一个分界,即所谓 3D 向 2D 转变的磁场 B_{2D} .在低温低场下出现的是正常固态(n - solid).随着温度的升高,会出现正常 3D 的涡旋线固态到液态(n - liquid)的融化(B_m).这个涡旋线构成的液态会随温度的进一步升高而通过蒸发过程(B_c)或扭结向非扭结液态转变过程(B^{ED})变成涡旋饼液态(也称为超液态 s - liquid).在转变场 B_{2D} 以上,目前争议比较多.一种观点认为在 2D 的涡旋饼体系,融化温度为零度 K,如 Wen 等人最近的一系列实验发现^[9];而 Blatter 等人通过对准 2D 体系的

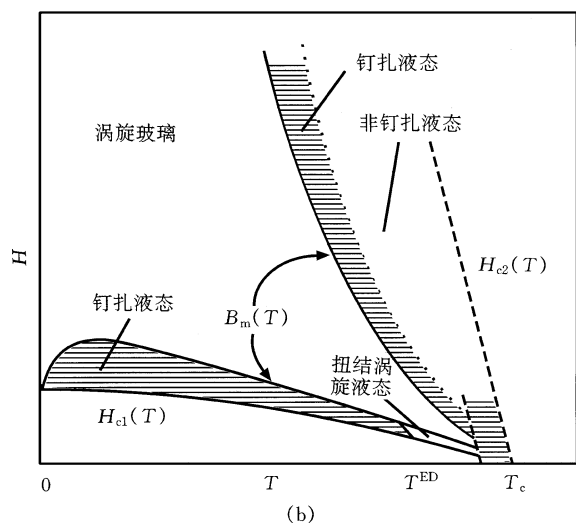
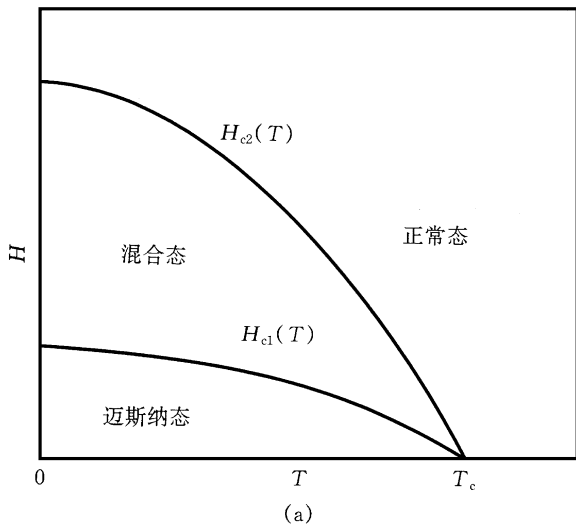


图 3 各向异性度较低的超导体混合态的相图
(a) 常规超导体; (b) 高温超导体

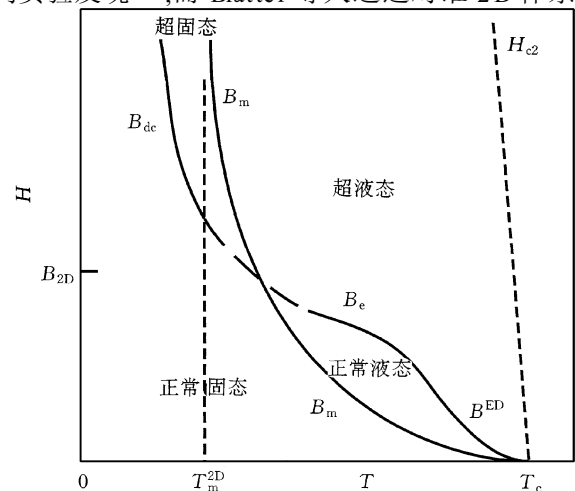


图 4 Blatter 等人给出的各向异性超导体的混合态相图

涨落的计算,发现层间的退耦合场(B_{dc})是逐渐变化的,实际上 Blatter 等人在作上述计算时,把各向异性参量 ϵ 当作一个不随外场改变的常数.按照 Blatter 等人的描述,准 2D 时的融化线会是低场 3D 融化线的延伸.在融化线和退耦合场(B_{dc})之间会出现所谓的超固态(s - solid).但这一超固态一直未被实验所证实.

3 实验方面的主要进展

高温超导体磁通动力学领域里实验方面的进展丝毫不比理论上的进展逊色.往往是在实验上有了突破后再去寻求理论上的解释.现在把一些重要的实验结果和现象列举如下.

3.1 不可逆线的发现

在常规超导体中,当温度低于临界温度后,磁通运动立即受阻,表现在临界电流出现非零值.这样,不可逆线 $H_{irr}(T)$ 和上临界场 $H_{c2}(T)$ 非常接近.而在高温超导体中,涨落区的面积很大,因此 $H_{c2}(T)$ 线和不可逆线 $H_{irr}(T)$ 之间的距离很大.由于磁通的非自由运动,在不同的升温 and 降温过程中,样品内部的磁场分布会有所不同,因此会有不同的磁化值,出现所谓磁通运动的不可逆.不可逆线可以用测量所谓零场冷却(zero - field - cooling)和场冷却(field - cooling)过程中的磁化的分开点而确定,也可以通过测量磁滞回线升降场过程中磁化的分开点而确定.不可逆线直接反映的是磁通运动的强弱.尽管不可逆线在实验中是由动力学的方法确定下来的,但由于它反映的是磁通运动的强弱,因此有人赋予它以静力学相变的含义,即磁通固态的融化线.至于不可逆线是否可以用热力学的融化线来解释还需要进一步实验的验证.

3.2 磁通格子的一级融化

如果样品中的缺陷很少,磁通体系会形成有序的格子,因此磁通位置的平移对称性破缺.这样一个相变在理论上先被预言,后被大量实验所证明.可以说,磁通格子的一级融化是磁通动力学领域里被实验严格证明了的为数不多的重要现象.实验上人们首先看到,在一个磁场中,电阻在临界温度处首先缓慢下降,然后在某一个较低的温度,电阻突然消失,线性电阻降为零. Safar 等人^[13]首先把它与磁通格子的一级融化联系起来.这一电阻的陡降在无孪晶畴界的单晶中很容易观测到,但是在有很多孪晶畴界的单晶中,这一陡降会被抹平而呈现出二级连续

相变的性质,这可以从反面证明磁通格子一级融化.后来, Zeldov 等人用灵敏霍尔探针法在可逆磁化上观测到一个小的跳跃,并证明与电阻的陡降发生在同一温度^[14]. Zeldov 等人把这一跳跃解释成为磁通格子的一级融化,并发现磁化跳跃的幅度与熵的改变相一致.这一跳跃后来在其他的高温超导体中用其他方法都得到了验证. Cubbit 等人用中子衍射的方法在 Bi - 2212 的单晶中看到在低温下出现规则的衍射斑点,到高温下这些衍射斑点就消失了,这也证明了磁通格子的一级融化^[12].对这一现象作出决定性结论的实验是由 Schilling 等人所看到的比热的潜热峰^[15].按照热力学的规律,一级相变一般对应着有潜热的放出.通过以上四个方面的实验,磁通格子的一级融化几乎可以肯定下来.但是,最近的实验似乎发现,在磁通液态区,由于边界势垒的作用,磁通的进出也会受到阻碍,因此磁通液态区的电阻会在很大程度上依赖于边界势垒的作用^[15].关于边界势垒问题,现在还没有彻底弄清楚.有人设计了很奇特的实验,发现在有和没有边界势垒存在时,电阻随着温度的变化行为没有区别^[16],从而对边界势垒提出疑议.另外一个有意思的疑问是,有关边界势垒方面的实验基本上都是在 Bi - 2212 单晶上完成的,在其他体系上做的工作很少见报道.

3.3 磁通线的量子隧穿和量子融化现象

由于高温超导体具有较大的 ρ_0/ξ 比值,因此量子隧穿和量子涨落效应很强.在温度趋于零时,人们发现几乎所有的高温超导体都有 1% 到 3% 左右剩余的磁化弛豫率,这就意味着磁通线仍然在运动.人们把它归结为磁通线的量子隧穿,而且发现实验值与理论所估计的值相近.理论上还预言对于纯净的超导体应该看到无耗散型的霍尔运动,即磁通与外电流同方向运动;对于脏极限的超导体,应该是有耗散的磁通运动,磁通运动方向与电流方向垂直.一般的超导体应该处于这二者之间.从实验数据上有人估计出了这两者的分量,从而确定霍尔角.量子隧道效应与通常的热激活磁通运动分别是由 Planck 常数和温度所驱动的.与量子过程相联系的是 Euclidean 作用,而不是能量.热激活磁通运动模型把磁通在势垒下呆的时间忽略不计,而量子隧穿过程考虑到了与过程相关的时间问题.一般认为,在高于约 10 K 左右的温度后,由于热激活效应很强而只能看到热激活的磁通运动,量子隧道效应会被完全掩盖.

与量子隧道效应相类似,高温超导体中的量子涨落也很强.当量子涨落所造成的磁通线与平衡位

置的偏差达到一定值时,磁通格子就会融化.对于2D的涡旋体系,其量子涨落会显著增强,理论上预言会发生磁通格子的量子融化.由于量子融化过程只发生在上临界场附近,所以要观测到低温下才能凸现出来的量子融化很困难.人们只有找到合适的体系(具有较低的上临界场)后才可能看到这一有趣的现象.

3.4 鱼尾(峰值)效应

一般,临界电流或磁化强度会随着外场的增加而下降.但是,在部分高温超导体的块材中(只有块材中),会看到临界电流随着外场的增加而增加的现象,以致于磁滞回线出现鱼尾形状或第二峰.Y-123 体系中鱼尾效应一般出现在中温区和几个 T 磁场附近,而且其峰值位置会随着温度的改变而移动. Bi-2212 体系中的鱼尾(一般称为第二峰效应)出现在 20 K 到 40 K 之间,而且其峰值位不随温度的变化而移动.一般认为这两种鱼尾效应的起因不同. Y-123 体系中的鱼尾效应有两种主要的解释.第一种观点认为,它是由于磁通体系从一种集体蠕动向另外一种集体蠕动区的过渡^[17];另一种观点认为它是由于钉扎中心的性质随着外场的改变而变化^[18]. Y-123 鱼尾效应中的一个直接的应用是获得较大的冻结磁场强度.有关它的解释还需要进一步的工作. Bi-2212 体系中的鱼尾效应一般认为是磁通体系的一种相变,如从布拉格玻璃到涡旋玻璃的(相)转变^[11],但也有人认为它与 Bi-2212 体系中所特有的 2D 周期性的缺陷有关^[19].有关它已经很多的工作,但并未获得结论性的解释.

3.5 反常霍尔效应

在高温超导体中如果测量霍尔效应就会在转变温度附近发现霍尔电压由负变为正的反常,这种正负的振荡有时会出现两次.大部分人把这种反常的霍尔效应归结为与磁通运动有关的性质.实验上它是高温超导体中最不清楚的现象之一,亟待进一步的工作去弄清楚.最近发现只有在空穴欠掺区域才能看到这种现象,这也许说明了它与高温超导体电子态的性质密切相关.

3.6 BKT 转变

在一个 2D 的体系当中,由于热涨落而导致拓扑形激发,从而产生一些涡旋和反涡旋对.在温度较高时,热涨落会强于这些涡旋和反涡旋对之间的吸引作用,因此涡旋和反涡旋是自由的,在外电流作用下会运动从而产生损耗,当温度较低时,会形成束缚的涡旋对,在小电流作用下,涡旋对不会被拆散,因

此不会有宏观的运动,从而损耗为零.这一从有线性损耗到无线性损耗的转变是由 Bezinskii, Kosterlitz 和 Thouless 所发现的^[20],因此被称为 BKT 转变. BKT 转变的一个典型的特征是在 BKT 转变点, $E(j)$ 曲线呈幂指数关系,其指数会从 3(配对态)跳到 1(自由态).最近有关 BKT 转变的研究又成为新的热点,因为有人认为,正常态的费能隙打开意味着超导预配对的形成,这时局域的超导关联会形成涡旋和反涡旋对,长程的超导序通过 BKT 转变而建立起来^[21].这一图像尚需进一步的实验去验证.

3.7 一些新的实验方法

研究磁通动力学的实验方法也由于高温超导体的发现而出现了飞快的发展.首先,通过测量超导体的宏观磁化,出现了所谓磁化弛豫(随时间的衰减)和动力学弛豫(随磁场的扫描速度而改变)方法,得到了一些重要的信息.后来,以微型霍尔探针为代表的测量方法能测量样品表面局域的磁感应强度,从而能定出较小范围内的磁化强度.通过这种微型霍尔探针方法可以测量出纯净样品中磁通格子的一级融化^[14].目前这一方法正得到广泛的应用,也得出了一些非常好的结果,如发现在 Bi-2212 单晶中,在涡旋液态,边界势垒是阻碍磁通运动的一个重要因素.此外,探测局域磁通点阵的方法还有小角度中子衍射^[12]和 μ SR(muon - spin - resonance)^[22]等技术.在观测磁通的方法中,由 Tonomura 等人^[23]利用局域磁场改变电子波相位(场发射透射电子显微镜)的方法而实现了对众多磁通的动态观测.此外, Fischer 等人^[24]也利用扫描隧道显微镜(STM)通过测量隧道电流的方法而得出了磁通的点阵图形.另外也有一些用扫描 SQUID 显微镜对磁通运动进行研究的报道.这些新颖的方法必定会给磁通动力学研究带来新的结果.

4 高温超导体的强电应用

高温超导体磁通动力学研究的根本目的是要解决强电应用中的实际问题.通过过去 10 余年的不懈努力,某些方面的指标已经达到或接近应用的要求,在此作一简单的概述,有兴趣的读者可参考 Battlog 等人最近的一篇综述^[25].

以 Y-123 体系为代表的各向异性度较弱的超导体的应用,主要表现在织构块材的磁悬浮.永久磁体和超导短棒材的强电流方面.由于各向异性度较低, Y-123 体系很容易被制成大块状.用于磁悬浮

的 Y-123 块材是织构而成的圆片或六边形的片子,把众多的片子拼凑成一个大板状而构成对磁通的排斥,目前利用这种方法已经制成了超导飞轮储能的样机.另外一种应用是利用 $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 体系中强的鱼尾效应而制备出了高温超导体的永久磁体,在液氮温度(77.3 K)可以获得 4 T 左右的冻结磁场.利用 Y-123 块材还可以制成超导短样以满足特殊情况下的需要,如用于核聚变研究的超导托卡马克的大电流引线就可以用这种方法制成.Y-123 体系在输电方面的一个应用是在金属基带(如 Ni)上镀膜,目前在液氮温度已经获得了高于 10^5 A/cm^2 的电流密度.这项技术的缺点是镀膜速度很慢,很难获得长的超导带材.

Bi 系和其他各向异性度较高的体系很容易长成片状,因此主要被制备成用于强电运输的带材.目前 Bi 系的带材主要由银包套加冷轧后,经后处理的方法制成,电流密度也已经达到应用的要求(液氮温度可获得 $5 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$).这一方法制备成的带材的长度可达数百米,可望在不久的将来制备成数千米长的带材.在强电运输方面银包套带材是最有潜力的技术.

5 总结

高温超导体的磁通动力学在过去的 10 余年当中得到了迅速的发展.无畴单晶中的磁通格子的一级融化已被多种手段所证明,可以肯定.此外,磁通弹性运动的理论得到了长足的发展,其中最重要的是涡旋玻璃理论和集体蠕动理论,这两种理论可以说是异途同归但相互补充.涡旋玻璃理论预言了一种新的涡旋态,即零耗散的涡旋玻璃态的存在.尽管已经得到了电运输测量和磁测量的证明,但更灵敏的测量结果仍然很需要.有关混合态相图,有很多概念被提出来了,但是还有东西没有弄清楚,因此是目前研究的一个热点.

在高温超导体的磁通动力学领域,有很多问题尚未解决,如鱼尾效应、KT 转变、反常的霍尔效应、磁通格子的量子融化、玻色玻璃和布拉格玻璃等等.有关磁通动力学的研究仍然会是今后一段时间内高温超导体研究的热点.

致谢 该工作是在赵忠贤主任的亲切关怀下完成的.作者长期以来得到了南京大学的姚希贤和丁世英教授、北京大学的尹道乐教授、中国科学技术大学

的张裕恒教授和浙江大学的焦正宽教授的教诲和指导,在此深表谢意.作者由于才疏学浅,写此综述定有不妥、不全和不当之处,敬请业内同行指正.

参 考 文 献

- [1] Anderson P W. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, 9 :309—312
- [2] Fisher M P A. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62 :1415—1418
- [3] Feigel'man M V *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 63 :2303—2306
- [4] Kes P H *et al.* *Supercond. Sci. Technol.*, 1989, 1 :242—249
- [5] Koch R H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 63 :1511—1514
- [6] Charalambous M *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75 :2578—2581
- [7] Fisher D S, Fisher M P A, Huse D A. *Phys. Rev. B.*, 1991, 43 :130—152
- [8] Dekker C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 69 :2717—2720
- [9] Wen H H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80 :3859—3862; Wen H H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 79 :1559—1962
- [10] Blatter G *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 1994, 66 :1125—1128
- [11] Giamarchi T, Le Doussal P. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72 :1530—1533; *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76 :3408—3411
- [12] Cubbit R *et al.* *Nature*, 1993, 365 :407—410
- [13] Safar H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 70 :3800—3803
- [14] Zeldov E *et al.* *Nature*, 1995, 375 :373—375
- [15] Majer E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75 :1166—1169; Fuchs D T. *Nature*, 1998, 391 :373—375; Fuchs D T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80 :4971—4974
- [16] Mazilu Z *et al.* *Phys. Rev. B*, 1998, 58 :8913—8917
- [17] Krusin-Elbaum L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 69 :2280—2283
- [18] Dae mling M, Seuntjens J M, Larbaestier C D. *Nature*, 1990, 346 :332—335; Wen H H, Zhao Z X. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, 68 :856—858
- [19] Yang G *et al.* *Phys. Rev. B*, 1993, 48 :4054—4060
- [20] Kosterlitz J M, Thouless D J. *J. Phys. C*, 1973, 6 :1181—1186
- [21] Franz M, Millis A J. *Phys. Rev. B*, 1998, 58 :14572—14578; Wen H H *et al.* *EuroPhys. Lett.*, 1998, 42 :319—324
- [22] Lee S L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 71 :3862—3865; Lee S L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75 :922—925
- [23] Harada K *et al.* *Nature*, 1992, 360 :51—53; Harada K *et al.* *Science*, 1996, 271 :1393; Tonomura A *et al.* *Nature*, 1999, 397 :308—309
- [24] Maggio Aprile I *et al.* *Nature*, 1997, 390 :487—490
- [25] Batlogg B J *et al.* *J. Superconductivity*, 1997, 10 :583—602

作者简介



闻海虎,男,籍贯安徽省,1964年8月出生.中国科学院物理研究所研究员.现任中国科学院物理研究所凝聚态中心磁通动力学研究组组长,全国超导专家委员扩大委员会委员,全国低温物理学会委员.研究范围:超导体量子涡旋态,临界涨落和超导机理.

E-mail: hhwen@aphy.iphy.ac.cn