

2H-Nb_{0.9}Ta_{0.1}Se₂ 中磁通涡旋运输的标度行为^{*}

张 波[†] 田明亮 张裕恒

(中国科学技术大学结构分析开放实验室,合肥 230026)

(2001 年 5 月 17 日收到,2001 年 6 月 21 日收到修改稿)

测量了 2H-Nb_{0.9}Ta_{0.1}Se₂ 单晶样品在不同电流下电压随磁场变化的曲线 $V(H)$, 并从 $V(H)$ 曲线得到 $V(I)$ 数据. 使用标度关系 $V = \alpha(I - I_c)^{\beta}$ 进行了拟合, 得到了临界电流随磁场 $I_c(H)$ 和微分电阻随磁场 R_d 的变化关系. 在微分电阻随磁场变化的曲线中, 电流较大时, 靠近上临界磁场 H_{c2} 附近出现一个强峰, 而在低电流下, 该峰消失. 同时在临界电流峰效应区的起始处出现一小峰. 实验结果表明掺 Ta 后, 涡旋体系的动力学特性发生了显著的变化.

关键词: 磁通涡旋, 标度定律, 临界电流峰效应

PACC: 7430F, 7460G, 7460J

1 引 言

第 II 类超导体中的磁通涡旋动力学一直是超导研究的热门课题^[1-4], 尤其是当铜氧高温超导体出现之后, 由于在超导转变附近表现出极其丰富的磁通涡旋动力学行为, 如磁通涡旋玻璃转变、熔化转变及临界电流密度的第二峰(鱼尾效应)等, 人们对磁通涡旋物质的认识有了极大的提高. 但由于高温超导体结构的复杂性和相对高的上临界磁场, 给实验研究带来了困难, 而且因大电流带来的一些非本质的效应也掩盖了人们对本质问题的理解. 2H-Nb_{1-x}Ta_xSe₂ 单晶是当今磁通动力学研究的最理想材料之一^[5], 首先, 它和铜氧超导体一样都是层状第 II 类超导体, 具有较强的各向异性; 其次, 它的上临界磁场较低, 在实验室磁体所能到达的范围内; 第三, 它的临界电流密度 j_c 远远小于拆对电流密度 j_0 , 可以在较低的电流密度下进入磁通流动态, 从而可避免热效应带来的复杂性, 且可很方便地通过改变固融体 2H-Nb_{1-x}Ta_xSe₂ 中 Ta 的含量来调节钉扎中心的密度. 最后, 2H-Nb_{1-x}Ta_xSe₂ 单晶样品中有强烈的临界电流峰效应. 在临界电流密度 j_c 随磁场或温度变化的曲线中, 在上临界磁场(或临界温度)附近出现一个强烈的临界电流峰, 它反映了磁通涡旋体系的相变和动力学特性. 处在超导体内的磁通涡旋体系受

到由电流产生使之趋向于运动的 Lorentz 力和阻碍其运动的钉扎力的作用, 当 Lorentz 力大于钉扎力时, 涡旋体系开始发生运动, 出现能量耗散. Fisher 等人^[6]研究了在具有随机分布钉扎中心的介质中, 在驱动力作用下弹性流形的临界行为, 提出了描述脱钉转变的唯一象临界动力学理论. 由该理论, 超导体在磁场下的电流-电压曲线服从幂次标度定律: $V \sim (I - I_c)^{\beta}$. 在实验上, Bhattacharya 等人^[7]发现在 2H-NbSe₂ 单晶中, 在临界电流峰效应区之外的磁场区域, 电流-电压曲线服从上述标度行为. 本文中由上述标度公式导出临界电流 I_c 和微分电阻随磁场的变化关系, 考察了不同温度下的钉扎力 F_p 在约化磁场下的标度性质.

2 实 验

实验样品为 2H-Nb_{0.9}Ta_{0.1}Se₂ 优质单晶, 临界转变温度 $T_c = 7.23\text{K}$, 上临界磁场 $H_{c2}(0) = 3.457\text{T}$. 使用标准的四电极法测量电压, 外加磁场与 c 轴平行. 考虑到在磁场下进行电输运测量时, 热效应有时会产生很大的影响, 特别是在进行电流-电压特性曲线 $V-I$ 测量时, 由于电流的改变将使得超导体内和电极处产生的焦耳热出现变化, 导致温度发生漂移, 这种温度漂移在上临界磁场 H_{c2} 附近将显著影响测量结果. 为了克服这种影响, 先在不同的固定电流下

^{*} 国家重点基础研究专项基金(批准号:G19990646)资助的课题.

[†] E-mail: zhangbo@mail.ustc.edu.cn

测出 $V-H$ 曲线,再转换成 $V-I$ 数据.图 1(a)和(b)分别为温度 $T=4$ 和 5K 时电压随磁场的变化关系.在图 1 中,靠近上临界磁场 $H_{c2}(T)$ 附近出现了电压谷 H_p ,标志着有效钉扎的增强,相应于所谓的临界电流峰效应,它来源于涡旋体系的无序化^[8].

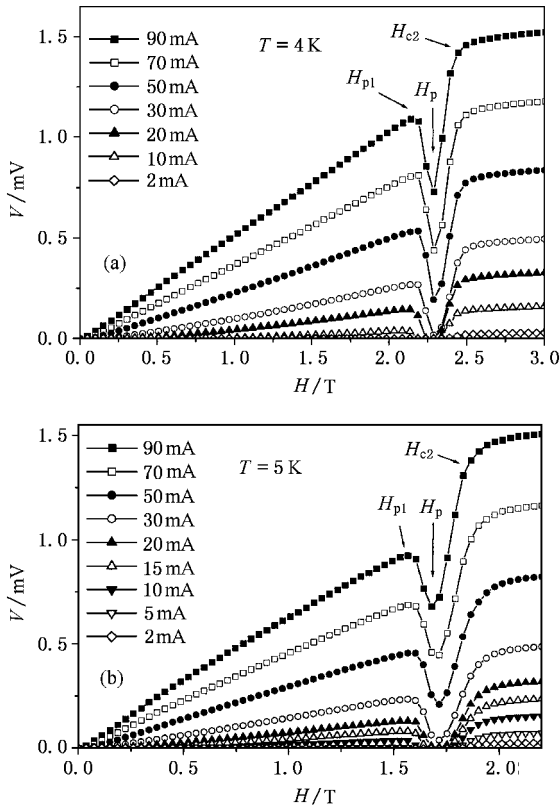


图 1 不同电流下电压随磁场的变化关系

图 2 为由图 1(b)得到的 $V(I)$ 数据,实线为使用标度定律 $V = \alpha(I - I_c)^{\beta}$ 的拟合曲线(拟合参数分别由图 3、图 5 和图 6 给出).图 2 中 H_{pl} 为临界电流峰区起始处的磁场, H_p 为临界电流峰处的磁场,具体位置见图 3.由图 2(a),在磁场低于临界电流峰的区域, H 小于 H_{pl} ,标度定律拟合得非常好.即使在临界电流峰效应区左侧,拟合仍然相当好,如图 2(b),但拟合误差增大.误差来源之一是在临界电流峰区, $V-I$ 曲线在起始处向上弯曲,有些曲线(如 $H = 1.64\text{T}$)在电流加大时曲率符号发生改变,变为向下弯曲.而标度关系曲线的弯曲方向由 β 唯一确定. β 大于 1 时向上弯曲, β 小于 1 时向下弯曲.本文的拟合曲线的曲率取决于具有较大电流的实验点.在磁场高于临界电流峰效应区, β 下降并趋向于 1,标度曲线拟合得非常好.本文使用标度定律求出临界电流 I_c 和微分电阻 $R_d = dV/dI$,避免了由于扫描电流

而带来的热不稳定性,因此,它们反映了涡旋体系的稳态特性.

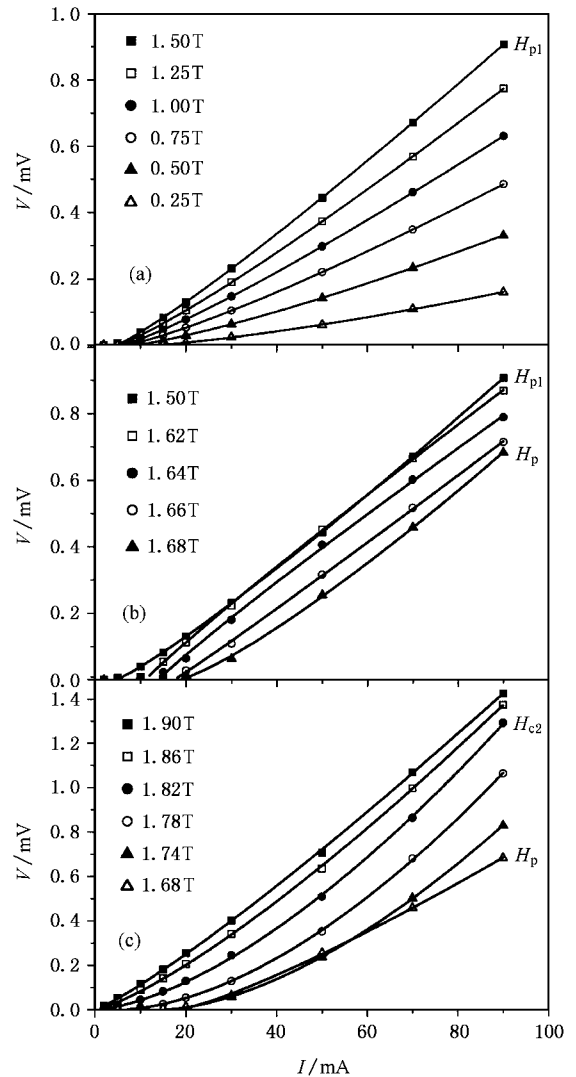


图 2 $V(I)$ 数据和使用标度定律 $V = \alpha(I - I_c)^{\beta}$ 拟合的结果(图中实线)(a)为临界电流峰效应区下方, $H \leq H_{pl}$ (b)为临界电流峰区左侧, $H_{pl} < H \leq H_p$ (c)为临界电流峰右侧. $T = 5\text{K}$

图 3 为温度 4K 时使用标度定律 $V = \alpha(I - I_c)^{\beta}$ 拟合得到的参数 I_c 和直接从电流扫描得到的 $I-V$ 曲线上,得到的临界电流 I_c^d 与 H 的关系(根据电压判据 $1\mu\text{Vcm}^{-1}$ 得到).一般而言,由于实际样品中存在磁通蠕动效应, I_c 大于 I_c^d .在图 3 中,靠近 H_{c2} 下方附近 I_c 相对于 I_c^d 增大较多,反映了热激活效应变得相对重要起来.上述两种方法给出的临界电流的一致性说明,即使在临界电流峰区域左侧, $H_{pl} < H < H_p$,标度定律仍然有效.

图 4 为在不同温度下,钉扎力 $F_p = I_c \times B$ 随约

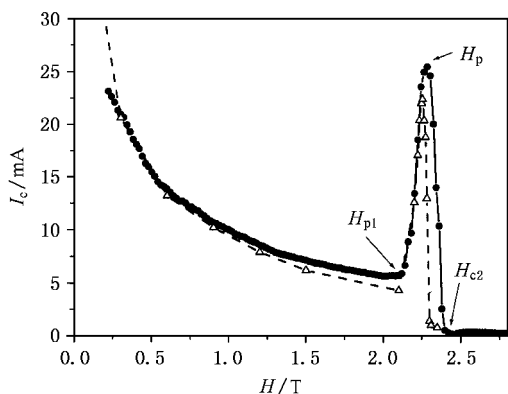


图3 从标度定律得到的 I_c 与直接由电流-电压特性测量的临界电流 I_c^d 的比较 H_{p1} 为临界电流峰区起始位置, H_p 为临界电流峰的位置, H_{c2} 为上临界磁场. $T = 4\text{K}$. ● 为 I_c 自标度关系, △ 为 I_c^d 自 $I-V$ 测量

化磁场的变化关系,其中横坐标已经用 $H_{c2}^{1.933}(T)$ 进行了约化.从图4可以看出在临界电流峰下方 $H < H_{p1}$ 的磁场范围内,三条不同温度下的曲线几乎重合,也就是钉扎力可使用标度关系 $F_p = [H_{c2}(T)]^\gamma \mathcal{F}(h)$ 进行约化^[5],在本文实验中标度指数 $\gamma = 1.933$,近似等于2.与理论估算值 $5/2$ 有所差异.而在临界电流峰效应区,不满足上述标度关系.

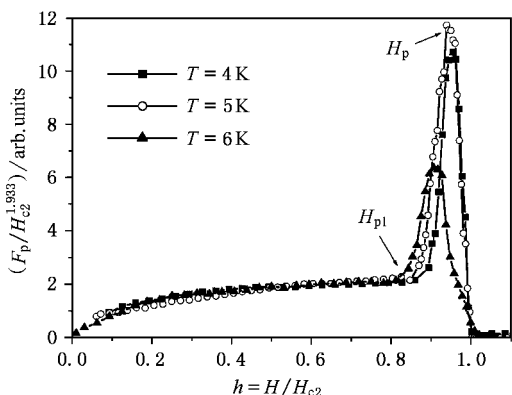


图4 钉扎力随约化磁场的变化关系

图5为标度定律中的临界指数 β 随约化磁场 $h = H/H_{c2}$ 的变化关系曲线.在临界电流峰区下方, H 小于 H_{p1} , 临界指数 $\beta = 1.1-1.3$, 随 H 值增大缓慢下降.随磁场增大,刚进入临界电流峰区时, $H \geq H_{p1}$, β 值出现较快下降,反映了 $I-V$ 曲线的曲率开始快速下降.在较低的温度下 ($T = 4$ 和 5K), β 值甚至下降到1以下,此时 $I-V$ 向下弯曲.在磁场达到临界电流峰值 H_p 之前, β 跃过其极小值后快速上升,

这种上升将保持到临界电流峰顶 H_p 之后.在磁场接近于 H_{c2} 时, β 值开始下降,随磁场进一步上升, β 值逐渐趋近于1.在临界电流峰区, $T = 4$ 和 5K 时, β 值最大,约为1.8.在临界电流峰区, β 值出现了非单调的剧烈变化,其极小和极大值分别位于在临界电流峰效应区左、右侧.

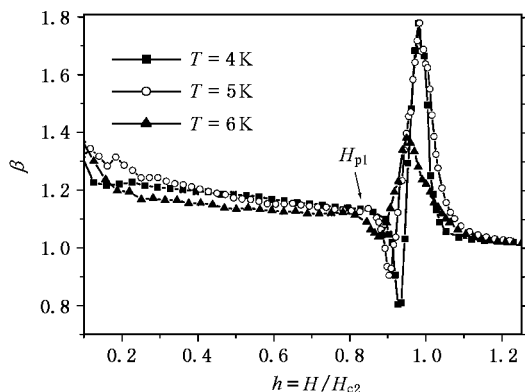


图5 临界指数 β 随约化磁场的变化关系 H_{p1} 为临界电流峰区起始位置

图6为标度定律中的拟合系数 α 随约化磁场的变化关系.在临界电流峰区下方大致为一条直线,不同温度下的曲线几乎重合.在磁场增大进入临界电流峰区时,一开始有一个尖锐上冲,它的高度随温度下降而升高.在约化磁场达到临界电流峰值磁场 H_p 之前急剧下降,并在磁场越过临界电流峰顶磁场 H_p 后达到极小值.随磁场进一步上升, α 逐步上升到正常态电阻 R_n .

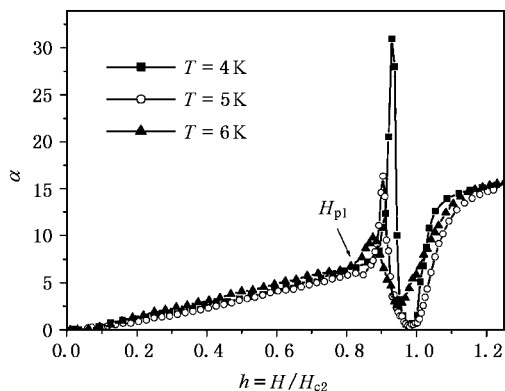


图6 拟合系数 α 随约化磁场的变化关系 H_{p1} 为临界电流峰区的起始位置

由标度定律的拟合系数,直接得到了微分电阻 $R_d = dV/dI$ 随磁场的变化关系,如图7所示.低于

临界电流峰效应区, H 小于 H_{pl} , 不同电流下曲线近乎直线, 大致平行. 但是其截距随电流增加而上升, 不服从 Bardeen-Stephen 的磁流阻公式^[9]. 随磁场增加, 在进入临界电流峰效应区时 ($H \geq H_{pl}$), 具有较大电流的曲线开始下弯, 但低电流下的曲线上弯, 它们在临界指数 $\beta = 1$ 的磁场处相交. 并在磁场稍高的另外一个 $\beta = 1$ 的磁场处再次相交. 在两个 $\beta = 1$ 之间的磁场区域, $dR_d/dI < 0$. 低电流下的曲线有一个尖峰, 并随电流上升而下降. 文献中对 $2H-NbSe_2$ 单晶样品中的靠近 H_{pl} 处的微分电阻峰已经进行了广泛的讨论^[10]. 在本文的实验中, H_{pl} 附近的微分电阻峰较弱, 并且在大电流下消失. 但我们发现, 此时在 H_{c2} 附近出现一个强峰. 该强峰随电流下降而降低, 在低电流下消失. 该现象说明掺 Ta 后, 带来了新的、性质不同的钉扎中心, 并显著改变了磁通涡旋的动力学行为.

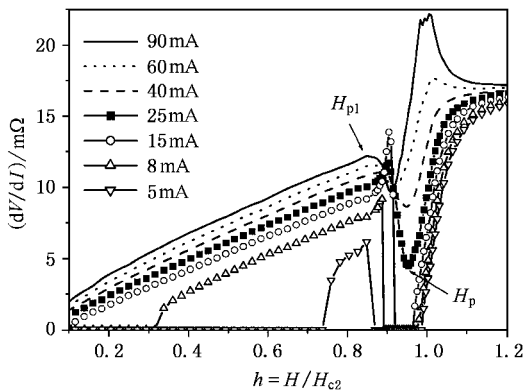


图7 微分电阻随磁场的变化关系 H_{pl} 为临界电流峰效应区起始处, H_p 为临界电流峰处的磁场. $T = 5K$

3 讨 论

在本文测量的 $V(H)$ 曲线中升场和降场扫描是重合的, 无回滞现象, 因此它反映了涡旋体系的稳定态的性质. 用不同电流下的 $V(H)$ 曲线转换到 $V(I)$ 数据, 完全避免了电流扫描回滞的影响. 在本文的实

验中, 低于和高于临界电流峰区, $V(I)$ 曲线服从标度定律 $V = \alpha(I - I_c)^\beta$, 低于临界电流峰区, $\beta = 1.1-1.3$, 与文献 [7] 的报道一致. 高于 H_{c2} , β 大于并趋于 1. 而在临界电流峰区, 仍然可以用标度定律拟合, 拟合精度稍低, 误差来源之一是在临界电流峰区的左侧存在强烈的噪声, 其二是来源于 $V(I)$ 曲线在低电流端和高电流端曲率的符号不同, 但拟合误差低于 10%. 临界指数在临界电流峰效应区出现剧烈变化, 在温度为 4 K 时, $\beta = 0.8-1.8$, 即 $V(I)$ 曲线的曲率出现急剧变化. 以上实验现象符合渗流理论. 在临界电流峰效应区下方, 涡旋线有很好的劲度, 具有二维涡旋晶格的特征. 而在液态流动区, $H_p < H < H_{c2}$, 倾斜杨氏模量趋于零, 涡旋体系具有三维特征. 由标度定律得到的临界指数在上面两个区域内的值分别为 $\beta = 1.1-1.3$ 和 $\beta_{max} = 1.8-2$, 与渗流理论中 β 理论预言值二维时为 1.3 和三维时为 2 符合得相当好^[7]. 这就暗示涡旋体系的脱钉过程是流动通道逐步建立和扩展的渐进过程^[3,7]. 在低电流下, 当 H 小于 H_{pl} 时, 存在一些静止的、被集体钉扎的畴. 在 H 值增大刚刚超过 H_{pl} 时, 畴内某些具有低钉扎强度的通道被打通, 这样, 流动的磁通涡旋数量突然增加, 反映在微分电阻上, 曲线上冲. 大电流下, 在磁场接近 H_{pl} 时, Lorentz 力将帮助涡旋线克服钉扎势垒以占据更强的钉扎中心, 导致涡旋体系的无序度增强^[12]. 这样, 在磁场刚超过 H_{pl} 时, 新建立的流动通道要少得多, 由于有效钉扎力的增强, 一些流动通道被关闭, 所以, 微分电阻曲线出现下弯. 而在 H_{c2} 附近, 所有的钉扎中心的钉扎强度都很弱, 随电流增大, 将越来越多的涡旋线脱钉, 从而使微分电阻曲线在 H_{c2} 处出现强峰.

钉扎力 $F_p = I_c \times B$ 在低于临界电流峰区可以用 $H_{c2}(T)$ 标度. 本文的实验得到标度指数 $\gamma = 1.933 \approx 2$, 不同于直观的理论估算^[5] $\beta = 5/2$.

最后, 本文实验表明 $2H-Nb_{1-x}Ta_xSe_2$ 在上临界磁场 H_{c2} 下方的电流-电压特性服从标度定律, 它刻画了涡旋体系输运行为的动力学特征.

[1] G. Blatter *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **66**(1994), 1129.

[2] W. H. Wang *et al.*, *Acta Phys. Sin.* **49**(2000), 2047 (in Chinese) 王文虎等, *物理学报* **49**(2000), 2047.

[3] Y. Feng *et al.*, *Acta Phys. Sin. (Overseas Edition)* **8**(1999), 374.

[4] M. B. Luo *et al.*, *Chin. Phys.* **10**(2001), 229.

[5] M. J. Higgins, S. Bhattacharya, *Physica*, **C257**(1996), 232.

[6] D. S. Fisher, *Phys. Rev.*, **B31**(1985), 1396.

[7] S. Bhattacharya, M. J. Higgins, *Phys. Rev.*, **B49**(1994),

- 10005.
- [8] X. S. Ling, J. E. Berger, *Phys. Rev.*, **B57**(1998), 3249.
- [9] J. Bardeen, M. J. Stephen, *Phys. Rev.*, **140**(1965), A1197.
- [10] S. Bhattacharya, M. J. Higgins, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 2617.
- [11] A. C. Shi, A. J. Berlinsky, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 1926.
- [12] Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, *Phys. Rev. Lett.*, **83**(1999), 1664.

SCALING BEHAVIOURS OF VORTEX TRANSPORT IN 2H-Nb_{0.9}Ta_{0.1}Se₂^{*}

ZHANG BO[†] TIAN MING-LIANG ZHANG YU-HENG

(Structure Research Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 17 May 2001 ; revised manuscript received 21 June 2001)

ABSTRACT

The field dependence of voltage $V(H)$ in a 2H-Nb_{0.9}Ta_{0.1}Se₂ single crystal at various currents was measured and converted to current - voltage data $V(I)$. Then the scaling law $V = \alpha(I - I_c)^{\beta}$ was applied to extract the critical current $I_c(H)$ and differential resistance $R_d(H)$. The results show a peak on the differential resistance vs. H curve near H_{c2} when the applied current is high, but for a lower current it appears near the onset of peak effect region. This indicates that the new types of pinning centers generated by doped Ta significantly alter the dynamic properties of the vortex system.

Keywords : vortex, scaling law, peak effect

PACC : 7430F, 7460G, 7460J

^{*} Project supported by the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China (Grant No. 19990646).

[†] E-mail : zhangbo@mail.ustc.edu.cn