

无序二维约瑟夫森结阵列中磁场引起的涡旋玻璃态相变*

赵志刚¹⁾²⁾ 徐紫巍¹⁾ 李 斌¹⁾ 刘 楣^{1)†}

1) 东南大学物理系, 南京 211189)

2) 南京农业大学工学院, 南京 210031)

(2008 年 7 月 4 日收到, 2008 年 12 月 22 日收到修改稿)

采用电阻阻错结的无序二维约瑟夫森结阵列模型, 数值研究超导薄膜中垂直磁场引起的涡旋运动. 通过分析磁场激发产生的涡旋度 N_e 及低频电压噪声 S_0 的变化特性, 得到如下结论: 在无序超导体中固定温度不变, 随着磁场的减弱, 涡旋液态经过准有序的布拉格相, 涡旋玻璃相重新进入到低磁场下的钉扎稀磁液相. 由于在涡旋玻璃相中, 电流驱动下的噪声值表现出一个峰, 表明系统处于无序与有序相互竞争的亚稳态, 并且临界电流应有峰值效应. 计算得到噪声值的变化与 Okuma 等得到的无序超导 $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$ 膜实验现象一致, 并能解释磁场降低引起的重新进入钉扎的稀磁液相行为.

关键词: 约瑟夫森结阵列, 磁通玻璃, 重新进入, 峰值效应

PACC: 7450, 7430F, 6120J

1. 引 言

继发现铜氧化物超导体以后, 新的第 II 类超导体的相图已被重新研究. 最近, 日本科学家 Hiroi 等^[1]报道了新第 II 类超导体 KO_2O_6 单晶的 $H-T$ 相图 ($T_c = 9.60 \text{ K}$, GL 参数 κ 为 82). 希望从这一极干净的氧化物超导体混合态性质中得到更清晰的磁通物理图像. 各种磁场和温度下的电阻测量结果表明, $H-T$ 相图在低磁场中 T_c 以下存在一有限电阻区域. 这一有限电阻区域表明, 当固定温度增加磁场或固定磁场增加温度时, 磁通运动有明显的从有限电阻区域重新进入钉扎相的行为. 临界电流在这一重新钉扎区域, 表现出反常增大的行为称为峰值效应. 与常规超导体不同, KO_2O_6 中的这一反常磁通钉扎行为与磁场取向密切相关, 表明 KO_2O_6 的晶体结构与高温超导体的结构相同, 具有明显的层状结构. 当磁场垂直这一平面, 磁通在特别面上运动表现出不平常的钉扎行为有可能是平面上本征钉扎机制所引起.

实验上, 高温超导体以及其他第 II 类超导体相

图中的重新进入行为以及临界电流的峰值效应表现是多种多样的^[2-12]. 最近, Okuma 等^[13]对非晶超导体 $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$ 膜在磁场垂直超导平面的情况下进行了电压噪声的测量. 通过测量电流引起的涡旋运动的电压噪声值随磁场增大表现出特殊的变化关系, 研究了磁通物质在被融化为磁通液相之前发生的固-固相变和重新进入行为. 发现固定温度情况下, 在一低磁场 ($H_{c1} < H < H_{lg}$) 区域存在一个至今尚未报道的磁场引起的重新进入钉扎稀磁液 (PDVL) 相. 他们指出在无序超导体中并不存在准有序的布拉格态 (BG), 而在很大的磁场范围内存在磁通玻璃 (VG) 固相. 在这一 VG 固相区域, 磁通噪声值表现出一个宽峰, 表明在 VG 相中磁通运动发生了固-固连续相变.

磁通物质复杂的重新进入行为, 在涡旋固相中的相变和峰值效应的实验报道引起理论上的重视. 温度和电流引起的在超导相变理论研究已有报道^[14-16], 而磁场引起的相变还需进一步探讨. 本文中, 考虑到垂直磁场可以穿过超导薄膜, 我们采用电阻阻错结 (RSJ) 的无序二维约瑟夫森结阵列 (2D-JJAs), 数值模拟平面上的涡旋运动状态. 在不考虑

* 国家自然科学基金 (批准号: 10574021, 10647114) 和高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20060286044) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: mliu@seu.edu.cn

温度变化的情况下研究垂直磁场引起的平面涡旋格子的相变. 固定扰动电流情况下数值计算磁场激发产生的涡旋度 N_e 、涡旋度的变化率 dN_e/dH 以及低频电压噪声值 S_0 . 我们发现在磁场 H_{Cl} 和融化场 H_m 之间, 存在两个特征磁场 H_{lg} 和 H_{hg} . 在这两个特征磁场处, 磁涨落极大表明在此处发生了固-固连续相变. 在低磁场 H_{lg} 处涡旋格子从 PDVL 相进入 VG 相. 在高磁场 H_{hg} 处涡旋格子从 VG 相进入到准有序的 BG 相. 最后在融化场 H_m 进入 VL 相. 在 VG 相区域内低频电压噪声表现为一个宽峰, 说明磁场在这一区域内涡旋格子表现出有序无序互相竞争的亚稳状态. 并且在这一区域, 退钉扎临界电流以及涡旋度都表现出较强的峰值效应. 我们的计算结果能解释最近实验报道的磁场引起的重新进入稀磁液相行为^[13].

2. 模型和计算方法

近年来, 对高温超导体以及其他各向异性超导体中磁通物质的热动力学研究通常采用各向异性 XY 理论模型^[10]. 当磁场垂直超导平面时采用无序 2D-JJAs 系统中的 RSJ 方法研究平面上饼涡旋运动^[17-19]. 将超导膜划分为边长为 a 的正方形格子, 格点数 $N = N_x \times N_y$, 如图 1 所示.

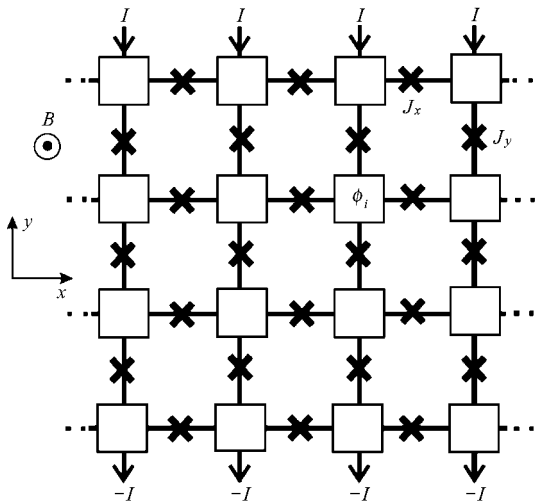


图 1 2D-JJAs 系统

图 1 中每个格点上超导序参量相位用 ϕ_i 表示 ($i = 1, \dots, N$). 在 x 和 y 方向相邻两格点之间都由弱耦合的约瑟夫森结连接, 格点 i 和 j 之间的结电流 I_{ij} 可以写为

$$I_{ij} = \frac{V}{R} + J \sin(\phi_j^A) + I_{T,ij}. \quad (1)$$

(1) 式右边第一项为通过结电阻 R 的正常电流, 结电压为格点间相位差的时间变化率 $V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d}{dt} \phi_j^A - \phi_j^A = \phi_i - \phi_j - A_{ij}$. 由于磁场的作用, 在 i 与 j 格点之间的相位差包括矢量势 $A_{ij} = \frac{2\pi}{\phi_0} \int_i^j A dl$, 其中 $\phi_0 = hc/2e$ 表示磁通量子. 第二项为约瑟夫森电流, J 为临界电流. 第三项为热噪声电流, $I_{T,ij}$ 为满足平均值为零的一个高斯随机变量, 对应于白噪声近似^[18]. 在这个工作中, 不考虑温度引起的热噪声电流, 令 $I_{T,ij} = 0$. 我们知道 i 格点上的超导序参量 ϕ_i 的变化与周围最近邻 4 个格点上序参量的变化有关, 因此通过格点 i 的所有结电流满足守恒定律. 由 (1) 式得到格点 i 与相邻 4 个格点 j 的相位差变化率满足如下非线性运动方程:

$$\frac{1}{R} \sum_j \frac{d}{dt} (\phi_i - \phi_j) = \frac{2e}{\hbar} \left\{ I_i - J \sum_j \sin(\phi_i - \phi_j - A_{ij}) \right\}, \quad (2)$$

其中 \sum_j 表示对 i 的最近邻格点 j 求和. 当在 y 方向有外加直流驱动电流作用时, I_i 是外加偏置电流, 沿 y 方向点阵的首行流入 $I_i = I$ 末行流出 $I_i = -I$, 其他格点无偏置电流 $I_i = 0$. 当磁场 H 垂直平面时, 朗道规范场中矢量势 A_{ij} 为

$$A_{ij} = -\frac{2\pi H}{\phi_0} \frac{(r_{xj} + r_{xi})(r_{yj} - r_{yi})}{2}. \quad (3)$$

我们将平面上 r 位置周围的 4 个格点围成一个四方回路, 显然系统包括有 $(N_x - 1) \times (N_y - 1)$ 个四方回路. 考虑到对每个回路中积分 $A \cdot dI = 2\pi \frac{Ha^2}{\phi_0} = 2\pi f$, \cdot 是对物理量的时间平均. $f = \phi/\phi_0$ 为 2D-JJA 系统中每个方块中的磁场通量^[19-22]. 在本文工作中 f 的整数部分对计算结果没有贡献. 考虑一个弱钉扎系统, ($f \ll 1$) 作为一个磁场量引入^[20]. 平面上每一个约瑟夫森结的导电特性都相同, 所以平面无序效应的作用结果只存在于 A_{ij} 中. 如果在超导格点的位置中引进一个随机的位移 δ , 可使约瑟夫森结阵列产生位置无序. 超导点的位置矢量可表示为 $(n_{xi} + \delta_{xi}, n_{yi} + \delta_{yi})$. n_{xi} (n_{yi}) 是整数, 由 $[-\Delta/2, \Delta/2]$ 中的随机数给出的 δ_{xi} (δ_{yi}) 表示位置的偏离, 所以 Δ 表示无序度. 我们采用四阶龙格-库塔算法

模拟磁通相位运动方程(2). 取总的时间步 $T = 141072$ 时间间隔 $\Delta t = 0.01$ 并且去掉前 10000 个时间步达到系综平衡. 在模拟计算中, 设置系统大小 $N_x = N_y = 19$ 无序度 $\Delta = 0.05$. 采用自然单位, 即 $a = 1, 2e/h = 1, R = 1, J = 1$.

为了分析涡旋运动性质, 定义电流方向的电压降 V 为

$$V = \frac{1}{N_x N_y} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \frac{d}{dt} [\phi_{i,j}(t) - \phi_{i,j+1}(t)] \quad (4)$$

在 r 空间位置 t 时刻的涡旋度定义为 $n(r, t) = -\sum_{i,j} n_{in}(\phi_{ij}^A/2\pi)$, 其中 $n_{in}(F)$ 表示最接近参数 F 的整数. $\sum_{i,j}$ 表示围绕 r 空位 4 个最近邻格点 i 和 j 之回路求和, 即表示沿 r 处的方形边界求积. 平面上的涡旋度 Ne 定义为

$$Ne = \frac{1}{(N_x - 1)(N_y - 1)} \sum_r |n(r, t) - f| \quad (5)$$

其中 \sum_r 表示对所有 r 位置求和. 由以上定义可知, 平均涡旋度 Ne 为扣除磁场本底的局部涡旋度绝对值的系综平均. 实际上表示磁场激发产生的涡旋是反涡旋对数 (N_{VAP}) 的两倍, $Ne = 2N_{VAP}$ [19]. 在不加磁场时, 激发的涡旋与反涡旋对 (VAP) 等于零. 在加有磁场时, 外电流作用倾向于打破原有钉扎的 VAP, 相反的洛仑兹力作用使他钉扎保持原态. 当外电流增大到一定值时, 弱钉扎的 VAP 被打破, 自由的正涡旋和负涡旋分别运动直到它们在强钉扎中心被钉扎.

最后, 为了计算涡旋运动电压噪声, 定义电压噪声谱密度

$$S(\omega) = \frac{1}{T} \left| \int_1^T dt V(t) e^{i2\pi\omega t} \right|^2 \quad (6)$$

式中 $V(t)$ 是 t 时刻 y 方向的涡旋运动平均速度, 表示纵向电压. 这里 $T = 131072$ 为有效的 Monte Carlo 步. 低频纵向电压噪声值 S_0 为 $S(\omega)$ 在频率为 $\omega_1 = 7.6 \times 10^{-6}$ 与 $\omega_2 = 2.2 \times 10^{-4}$ 之间的平均值.

3. 结果和讨论

本文中我们不考虑温度效应, 研究第 II 类超导体涡旋玻璃态中磁场激发的相变和重新进入行为. 我们采用一个无序的 2D-JJAs 系统, 逐渐增大磁场计算涡旋运动平均速度 V 和涡旋度 Ne 随驱动电流 I 的变化关系, 分别表示在图 2(a) 和 (b) 中. 图 2 中

9 条从下到上的虚线表示磁场分别为 0.0005, 0.001, 0.002, 0.005, 0.01, 0.02, 0.0313, 0.125 和 0.25 时的平均速度和涡旋度随驱动电流变化曲线; 实线表示磁场分别为 0.0417, 0.05, 0.0556, 0.0625 和 0.0833 的变化曲线; 箭头方向表示磁场增大的方向.

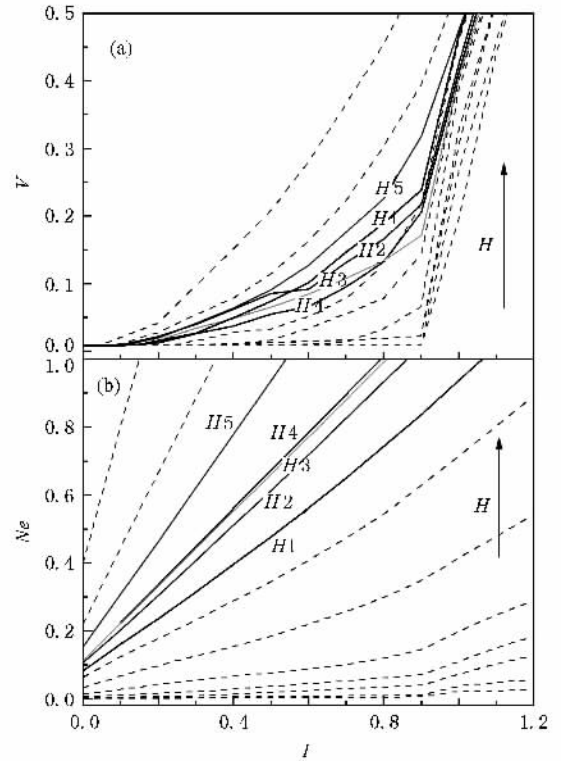


图 2 涡旋运动的平均速度 V 和涡旋度 Ne 随驱动电流 I 的变化曲线 (a) 平均速度随 I 的变化 (b) 涡旋度随 I 的变化

由图 2(a) 中虚线可以看到涡旋运动的临界脱钉扎电流 I_c . 在低磁场 $H = 0.0005, 0.001, 0.002, 0.005$ 时保持不变 ($I_c = 0.9$). 而磁场增大到 $H = 0.01$, 临界电流减小为 $I_c = 0.7$, 然后临界电流随磁场的增加而减小. 我们可以定义临界磁场 $H_{Cl} = 0.01$. 在磁场大于 H_{Cl} 后 $I_c < 0.7$, 表明由于磁场作用磁通钉扎势的减小, 涡旋物质退钉扎进入一个新相区域. 从图 2(a) 中可以看到在磁场增加到 0.25 时, 涡旋运动的退钉扎临界电流小于 0.05, 表明大的磁场作用已使涡旋对融化. 同时还可以看出, 当 $H = 0.25$ 时, 在极小定向驱动电流作用下, 已融化的涡旋运动速度随驱动呈电流线性增大, 表明电流对它的作用是使稳定涡旋的线性流动而不是融化作用. 从图 2(b) 也可以看出, 不加电流时涡旋度已有一定的有限值 ($Ne = 0.4$). 因此定义 $H = 0.25$ 为融化

磁场 H_m . 当 $H > H_m$ 超导体处于磁场融化的涡旋液相 (VL). 而由图 3(a) 中实线可以清楚地发现, 当磁场增加到 $0.0417 < H < 0.0833$ 之间, 涡旋运动速度随磁场增大变化异常, 同样其临界电流随着磁场的增大也有如下反常行为: 临界电流在 H_2 时减小为 0.1, 当磁场增大到 H_3 和 H_4 时略有增加, 在 H_5 时又减小为 0.1. 由图 3(b) 中虚线也可以看到, 磁场激发的涡旋度随磁场增加的方向从下到上而增大, 而实线表示的磁场在 $0.0417 < H < 0.0833$ 之间涡旋度随磁场增大的速率有一异常的减慢.

我们将涡旋运动的临界电流 I_c 随外加磁场 H 的变化关系曲线表示在图 3(a) 中. 同时固定测量电流 $I = 0.7$, 将计算得到的涡旋度 N_e 以及涡旋度对磁场的变化率 dN_e/dH 随外加磁场变化曲线表示在图 3(b) 和 (c) 中.

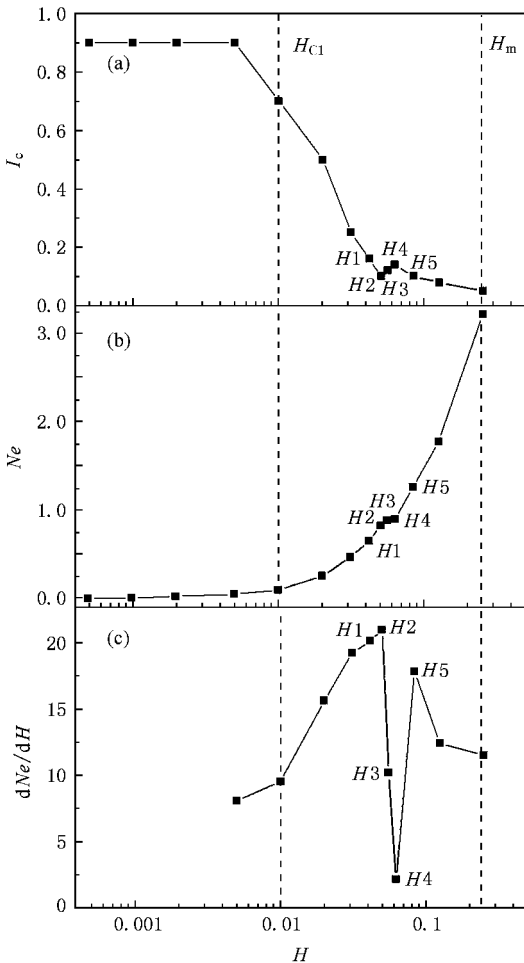


图 3 涡旋运动的临界电流 I_c 、涡旋度 N_e 和涡旋度随磁场的变化率 dN_e/dH 随外加磁场 H 的变化曲线 (a) 临界电流随 H 的变化 (b) 涡旋度随 H 的变化 (c) 涡旋度随磁场的变化率随 H 的变化

由图 3(a) 中 I_c-H 曲线可以看到, 在 $H < H_{c1}$ 范围内, 稳定的大的退钉扎临界电流表明这一磁场范围内超导体处于涡旋钉扎 (VP) 相. 而当 $H > H_m$ 超导体处于磁场融化的涡旋液 (VL) 相. 而磁场在 $H_{c1} < H < H_m$ 内, 磁通物质处于涡旋固相. 下面分析在涡旋固相内磁通物质的相变行为. 从图 3(a) 的 I_c-H 曲线中还可以看出, 在 $H_{c1} < H < H_m$ 范围内, I_c 随磁场增大逐渐减小, 但在 $0.0417 < H < 0.0833$ 之间表现出异常变化, 在 0.0556 和 0.0625 处稍有增大.

由图 3(b) 中的 N_e-H 变化曲线可以看到, 当 $H < H_{c1}$, $N_e = 0$ 表明涡旋对处于 VP 相. 当 $H \geq H_{c1}$, 磁场激发的涡旋度逐渐增大, 但在 $0.0417 < H < 0.0833$ 之间涡旋度增加表现出一个小平台. 当磁场继续增大到 $H > H_m$ 以后, 涡旋对完全融化, 涡旋进入磁场融化的 VL 相. 由图 3(c) 中 dN_e/dH 的变化曲线可以看到, 在磁场为 0.0417 和 0.0833 两点的涡旋度随磁场的变化率 (dN_e/dH) 出现了两个峰值, 表明涡旋运动在这两个磁场附近有很大涨落, 可能有相变发生.

为了研究磁场在 H_1 和 H_5 附近涡旋格子磁涨落增大的原因, 固定测量电流为 0.9, 进一步计算了无序系统中涡旋运动的低频电压噪声谱 $S(\omega)$ 随外加磁场 H 的变化关系, 结果示于图 4 中. 涡旋运动噪声谱 $S(\omega)$ 是用来研究涡旋格子运动图像的工具^[13, 17, 18, 23]. 从图 4 可以看到, 在低频区, $S(\omega)$ 表现为一个低频宽带噪声 (broad-band noise). 在高频区, $S(\omega)$ 随频率的增大有 $1/\omega$ 的关系. $S(\omega)$ 在低频宽带噪声的强度 S_0 代表涡旋格子作塑性运动的特征. S_0 越大说明无序系统的塑性运动越强, S_0 越小说明有序系统的整体运动越强. 因此从小电流驱动下的 S_0 值可以分析涡旋格子的有序无序状态. 在图 4(a) 中, 虚线表示磁场 $H = 0.0005, 0.001, 0.005, 0.0125$ 时的 $S(\omega)$, 箭头方向表示磁场增大的方向, 由此可以发现 $S(\omega)$ 随外加磁场的增大而减小. 实线代表磁场为 0.0417, 0.05 和 0.0556 的噪声谱, 这三个磁场的 $S(\omega)$ 随外加磁场的增大而增大. 图 4(b) 中实线表示磁场为 0.0556, 0.0625 和 0.0833 的噪声谱, 虚线表示 $H = 0.125$ 和 0.25 的噪声谱. 箭头方向表示磁场增大的方向. 我们可以看到当磁场大于 0.0556 时, $S(\omega)$ 随外加磁场的增大而减小.

最后将得到的低频电压噪声强度 S_0 随磁场 H 的变化曲线表示在图 5 中. 分析图 5 中 S_0-H 曲线得

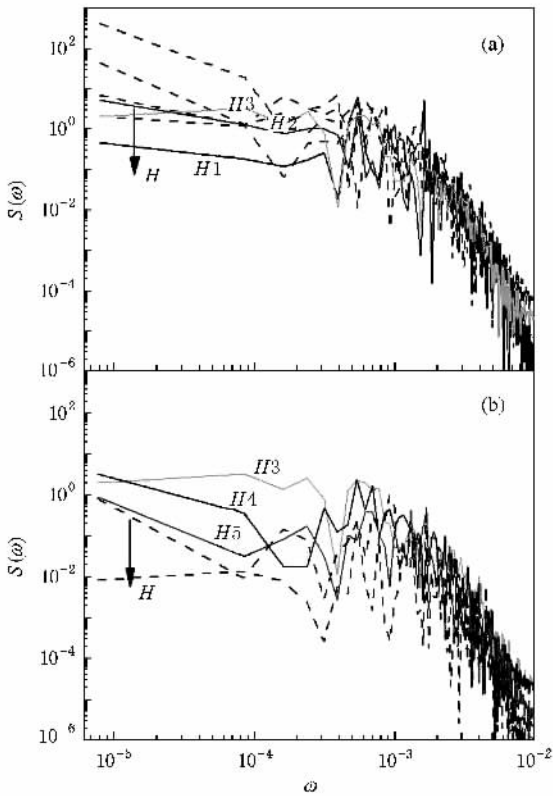


图 4 不同磁场下的涡旋运动噪声谱 $S(\omega)$ (a) H 值较小的情况 (b) H 值较大的情况

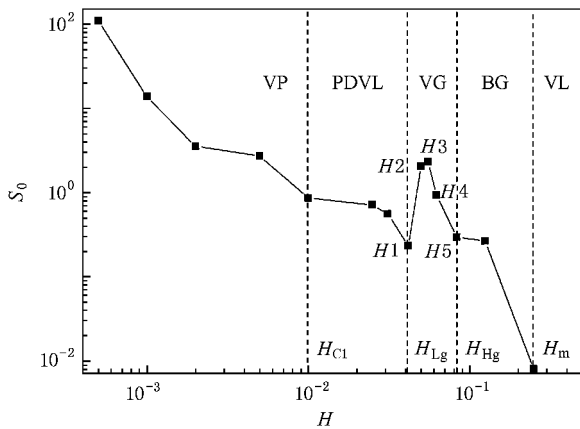


图 5 低频电压噪声强度 S_0 随磁场 H 变化的关系曲线

到在不同磁场区域的磁通状态. 当磁场小于 H_{C1} , 虽然涡旋系统处于 VP 相, 但由于在有很多钉扎中心的无序系统中磁通物质处于无序状态, 在驱动电流作用下作塑性运动, 使 S_0 有很大的值. 在磁场增大到一个特殊区域 $H_{C1} < H < H_{Lg}$, S_0 随磁场的增大而减小到一个极小值, 表明由于磁场增大使得涡旋格子中有序相互作用逐渐增大, 涡旋格子内部的无序

效应逐渐减小. 按照文献 [13], 定义这一新的区域为 PDVL 相. 在 PDVL 相由于在无序超导体中较弱的磁场不能激发有限值的涡旋度, 因此不能形成准有序的 BG 相而表现为无序的 PDVL 相性质. 在这一区间无序的涡旋物质仍表现出塑性运动, 且 S_0 随磁场增大而减小. 当磁场增大到 $0.0417 < H < 0.0833$ 区域时, 磁场激发涡旋之间的有序相互作用和电流引起涡旋运动的无序作用相互抗争, S_0 表现出一个驼峰. 在 $H = 0.0417$ 时 S_0 极小, 表明磁场激发涡旋之间的有序作用克服无序效应, 表现出有序本征钉扎效应. 磁场增大到 0.05 和 0.556, 电流引起的无序运动使 S_0 增大, 而增大的有序相互作用对涡旋运动起到本征钉扎作用, 使得 I_c 和 N_e 随磁场的增大有微弱增大或几乎保持不变, 表现了临界电流的峰值效应. 磁场增大到 0.0625 和 0.0833, 有序相互作用增大使 S_0 减小. 由于电流激发的塑性运动由弱到强再到弱, S_0 值处于一个突起的异常状态. 由以上分析表明, 磁场在 0.0417 到 0.0833 之间涡旋系统处于无序与有序相互竞争的亚稳态, 并且临界电流应有峰值效应.

由于在 0.0417 和 0.0833 处 dN_e/dH 表现了两个峰值, 表明在这两点磁通物质涡旋度的涨落极大, 我们可以定义两个相变点 H_{Lg} 和 H_{Hg} . $H_{Lg} = 0.0417$ 为低磁场下磁通物质从 PDVL 相到 VG 相. 而 $H_{Hg} = 0.0833$ 为高磁场下磁通物质从无序的 VG 相到较有序的 BG 相. 当磁场 $H \geq H_m$, S_0 几乎为零表明涡旋已形成刚体格子, 噪声值减小表明磁通运动从塑性逐渐转变为整体运动并在电流的作用下作无内部摩擦的线性运动. 我们定义被磁场完全融化的涡旋格子为涡旋液相. 因为没有考虑温度的无序效应, 被磁场熔化的 VL 表现出有序的性质.

总结上述对无序超导体中磁场引起的涡旋态相变分析, 得到如下结论: 1) 固定温度不变, 磁场在 $H_{C1} \leq H \leq H_m$ 范围内无序超导体涡旋固相中发生固-固连续相变, 相变点 H_{Lg} , H_{Hg} 和 H_m 把涡旋态分为 PDVL 相, VG 相, 和 BG 相. 2) 在无序超导体中, 随磁场的减弱涡旋态从 VL 相经过 BG 和 VG 固相, 在低磁场中出现一个重新进入钉扎的稀磁液相行为. 3) 磁场在 H_{Lg} 和 H_{Hg} 之间, 由于电流驱动下的噪声强度曲线出现了一个驼峰, 表明 VG 相涡旋系统处于无序与有序相互竞争的亚稳态, 并且临界电流应有峰值效应. 我们计算得到噪声强度曲线的变化与 Okuma 等 [13] 得到的实验现象一致, 并能解释磁场

降低引起的重新进入钉扎的稀磁液相行为.

4. 结 论

采用 RSJ 的无序 2D-JJAs 模型,数值模拟平面上的涡旋运动状态.在不考虑温度变化的情况下研究垂直磁场引起的平面涡旋格子的相变.固定扰动电流情况下数值计算磁场激发产生的涡旋度 N_e 、涡旋度的变化率 dN_e/dH 以及低频电压噪声强度 S_0 . 通

过分析磁场激发产生的涡旋度 N_e 及低频电压噪声强度 S_0 的变化特性,我们得到以下结论:1) 在无序超导体中固定温度不变,随着磁场的减弱涡旋液态经过准有序的 BG、VG 相重新进入到低磁场下的 PDVL 相.2) 由于在 VG 相中,电流驱动下的噪声强度曲线出现了一个峰,表明系统处于无序与有序相互竞争的亚稳态,并且临界电流应有峰值效应.我们的计算结果能解释最近实验报道的磁场降低引起的重新进入钉扎的稀磁液相行为^[13].

- [1] Hiroi Z , Yonezawa S 2006 *J. Phys. Soc. Jpn.* **75** 043701
- [2] Hilke M , Reid S , Gagnon R , Altounian Z 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 127004
- [3] Lefebvre J , Hilke M , Gagnon R , Altounian Z 2006 *Phys. Rev. B* **74** 174509
- [4] Paltiel Y , Zeldov E , Myasoedov Y , Rappaport M L , Jung G , Bhattacharya S , Higgins M J , Xiao Z L , Andrei E Y , Gammel P L , Bishop D J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3712
- [5] Li G H , Andrei E Y , Xiao Z L , Shuk P , Greenblatt M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 017009
- [6] Avraham N , Khaykovich B , Myasoedov Y , Rappaport M , Shtrikman H , Feldman D E , Tamegai T , Kes P H , Li M , Konczykowi M , van der Beek C J , Zeldov E 2001 *Nature* **411** 451
- [7] Pal D , Ramakrishnan S , Grover A K , Dasgupta D , Sarma B K 2002 *Supercond. Sci. Technol.* **15** 258
- [8] Radzyner Y , Shaulov A , Yeshurun Y , Felner I , Kishio K , Shimoyama J 2002 *Phys. Rev. B* **65** R100503
- [9] Kokubo N , Kadowaki K , Takita K 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 177005
- [10] Chen Q H , Hu X 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 117005
- [11] Beidenkopf H , Avraham N , Myasoedov Y , Shtrikman H , Zeldov E , Rosenstein B , Brandt E H , Tamegai T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 257004
- [12] Zhang B , Tian M L , Zhang Y H 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2221 (in Chinese) [张 波、田明亮、张裕恒 2001 物理学报 **50** 2221]
- [13] Okuma S , Kamada M 2004 *Phys. Rev. B* **70** 014509
- [14] Liu M , He Y W , Wu W J , Yang Y H 2005 *Phys. Rev. B* **71** 224508
- [15] Zhao Z G , You Y X , Wang J , Liu M 2008 *Europhys. Lett.* **82** 47003
- [16] He G L , He Y W , Zhao Z G , Liu M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 839 (in Chinese) [何国良、贺延文、赵志刚、刘 楣 2006 物理学报 **55** 839]
- [17] He G L , Zhao Z G , Liu S , Yang Y H , Liu M 2006 *J. Phys. D* **18** 7841
- [18] Wu B G , Zhao Z G , You Y X , Liu M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1680 (in Chinese) [吴炳国、赵志刚、尤育新、刘 楣 2007 物理学报 **56** 1680]
- [19] Dominguez D 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3096
- [20] Korshunov S E 2003 *Phys. Rev. B* **68** 094512
- [21] Forrester M G , Benz S P , Lobb C J 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8749
- [22] Teitel S , Jayaprakash C 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 1999
- [23] Xu H Y , Zhao Z G , Liu M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2924 (in Chinese) [徐海英、赵志刚、刘 楣 2005 物理学报 **54** 2924]

Magnetic-field-induced phase transition of vortex glass states in disordered Josephson junction arrays^{*}

Zhao Zhi-Gang^{1,2)} Xu Zi-Wei¹⁾ Li Bin¹⁾ Liu Mei¹⁾†

¹ *Department of Physics, Southeast University, Nanjing 211189, China*

² *College of Engineering, Nanjing Agricultural University, Nanjing 210031, China*

(Received 4 July 2008 ; revised manuscript received 22 December 2008)

Abstract

Using the resistively shunted junction model, we study magnetic-field-induced phase transitions of the vortex glass states in a disordered two-dimensional Josephson junction array. From calculated results of the vorticity of the vortex system and the voltage noise generated by current-driven vortices as a function of the magnetic field, the following conclusions can be drawn. 1) With decreasing the magnetic field, the vortex system exhibits a reentrant transition from a vortex glass phase to a pinned dilute vortex liquid. 2) There is a peak of voltage noise driven by the current in the vortex glass state. It follows that the system is in a sub-stable state as a result of the competition between ordered and disordered interactions, which results in peak effects of the critical current. The calculated results are consistent with recent experimental reports by Okuma and Kamada on disordered and superconducting $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$ films.

Keywords : Josephson junction arrays, vortex glass state, reentrant, peak effect

PACC : 7450, 7430F, 6120J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10574021, 10647114) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education Institutions, China (Grant No. 20060286044).

† Corresponding author. E-mail : mliu@seu.edu.cn