

用射频超导量子干涉器件测量高温超导体 序参量的位相*

杜胜望 戴远东 王世光

(北京大学物理系, 人工微结构与介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

(1999 年 4 月 4 日收到)

利用射频超导量子干涉器件理论, 提出了在一般的非回滞模式($\beta \leq 1$, 不限于 $\beta \ll 1$) 下测量高温超导体序参量对称性中相位信息的工作原理. 以 $\beta = 0.7$ 为例对系统作了详细的讨论, 给出在这个条件下用以测量序参量相位的射频偏置参量范围.

PACC: 7450; 7430G

1 引 言

自从 1986 年 Bednorz 和 Muller 发现氧化物高温超导体以来, 其超导机制一直是个悬而未解的问题, 与此相关的序参量的对称性研究便成了这几年实验和理论探索的焦点. 目前, 关于高温超导体电子的非 s 波配对已经达成共识, 几乎所有的实验都已支持了这一点. 先是 Wollman 等^[1] 和 Brawner 等^[2] 在直流超导量子干涉器件(dc SQUID) 上做了 Josephson 超流相位相干实验, 而后依次是 Brawner 等^[3] 和 Miller 等^[4] 的角结, 以及 Tsuei 和 Kirtley 等^[5-7] 发现的半整数量子磁通效应, 都支持了 d 波对称性的存在. 然而, 在纯 d 波或 $s+id$ 等更复杂的对称性之间, 依然存在着争论. 尤其是上述的 dc SQUID 和角结, 由于双结非对称性的存在, 并不能非常有效的检测出序参量的相位信息, 从而让人信服地跟其他相位影响的因素区分开来.

在文献[8] 中我们设计了一个用射频 rf SQUID 测量高温超导体序参量对称性信息的方法, 其中我们只讨论了 $\beta = 2\pi I_c L_s / \Phi_0 \ll 1$ 的情形(L_s 为 rf SQUID 超导环路电感, I_c 为 Josephson 结的临界电流, Φ_0 为磁通量子), 与传统的 dc SQUID 测量系统相比, 它避免了双结不对称性对相位的影响, 而且无需焊入引线接头, 简化了测量线路. 本文讨论的重点是文献[8] 遗留下来的两个问题: 更一般性的 $s+id$ 波会如何影响射频超导量子干涉器件(rf SQUID) 系统在非回滞模式($\beta \leq 1$, 而不仅仅是 $\beta \ll 1$) 下的传输特性, 以及如何从背景场中提取序参量的相位信息.

2 序参量对称性对 rf SQUID 特性的影响

假设超导电子按 $s+ i(1-\epsilon)d$ 的混合方式配对, 其中 $\epsilon, 1-\epsilon$ 分别表示 s, d 波对应

* 国家攀登计划(批准号: 95-预-06-9707) 资助的课题.

的配比,则序参量可以描述为 $\Delta(\theta) = \Delta_0[\epsilon + i(1 - \epsilon)\cos 2\theta]$, (1)

其位相函数为(其中 θ 表示动量与 x 轴即铜氧面上 a 轴方向的夹角)

$$\varphi(\theta) = \arctan\left[\frac{1-\epsilon}{\epsilon}\cos(2\theta)\right]. \quad (2)$$

任意两个角度的相位差为 $\delta(\theta_1, \theta_2) = \varphi(\theta_1) - \varphi(\theta_2)$. (3)

(3)式为我们提供了构造一个插入 $\delta(\theta_1, \theta_2, x)$ 相位差的 Josephson 结的方法.按照文献 [8],假设在一个超导环中插入若干个 Josephson 结,使之产生一个附加的相位 δ ,则该超导环对如图 1 工作于非回滞模式($\beta \ll 1$)下的 rf SQUID 线路的谐振频率的影响可以表述为

$$\omega = \omega_0 \left[1 - \frac{k^2 \beta \cos(\varphi_D + \delta)}{1 + \beta \cos(\varphi_D + \delta)} \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

其中 $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ 为 LC 回路空载谐振频率, k 为耦合系数, $\beta = (2\pi L_s I_c)/\phi_0$, $\varphi_D = (2\pi \phi_D)/\phi_0$ 为耦合到超导环上的归一化外加直流磁通.

我们在外场 $\phi_D = 0, \beta = 0.1$ 的情况下分别计算了 $k = 0.10, 0.15, 0.20$ 时 $\omega/\omega_0 - 1$ 与 δ 的数值关系.由图 2 可见, $\omega/\omega_0 - 1$ 与 δ 成简单的余弦函数关系.从(4)式也能推导出在 $\beta \ll 1, k^2 \beta \ll 1$ 时的近似表达式

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{1}{2} k^2 \beta \cos \delta. \quad (5)$$

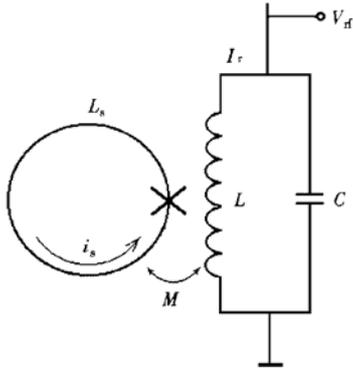


图 1 rf SQUID 耦合回路的简单示意图

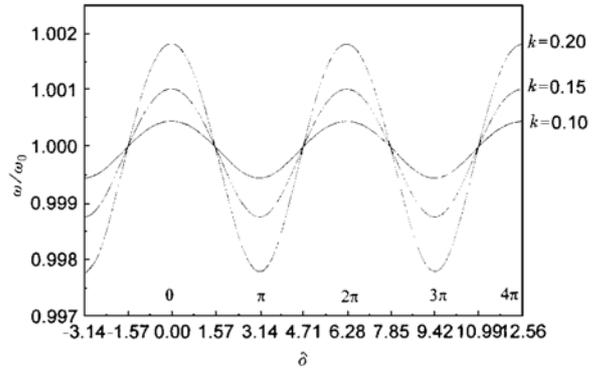


图 2 $\beta = 0.1 \ll 1$ 非回滞模式下 rf SQUID 谐振频率与相位因子 δ 的关系曲线($\phi_D = 0$)

如果实验中能测量到零场下谐振频率的移动值以及随外磁场调制的频率最大值,不难根据(5)式推算出 $k^2 \beta \ll 1$ 的值.

但是在一般的实验条件下,制作好了的器件不一定满足 $\beta \ll 1$ 的条件.所以就有必要详细地讨论在 $\beta \ll 1$ 一般的非回滞模式下 SQUID 系统的行为.当 $q = \omega L_s/R \ll 1$ (R 为超导环路电阻), $aq \ll 1$ ($a = 2\pi \phi_r/\phi_0$, 为耦合到超导环上的归一化射频磁通振幅), $k^2 Q \beta > 1$ (Q 为谐振环路的空载品质因子)时,谐振频率与外加直流磁通的关系为^[9]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{2} k^2 \beta \left[\frac{2J_1(a)}{a} \cos \varphi_D - \beta \frac{J_1(2a)}{a} \cos^2 \varphi_D \right]. \quad (6)$$

一般来说,上式是 φ_D 的 $aq \ll 1$ 周期函数.但当 $J_1(2a) \neq 0, J_1(a) = 0$ 时, $\Delta\omega/\omega_0 =$

$-k^2\beta^2 \frac{J_1(2a)}{2a} \cos 2\varphi_D$, 则周期为 π . 两者分别对应于随外磁通变化的 ϕ_0 和 $\phi_0/2$ 周期.

当超导态是非传统的 s 波配对时, 在 SQUID 环中就会存在一个与序参量有关的附加相移 $\delta^{[8]}$, 此时(6)式变为

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{2}k^2\beta \left[\frac{2J_1(a)}{a} \cos(\varphi_D + \delta) - \beta \frac{J_1(2a)}{a} \cos 2(\varphi_D + \delta) \right]. \quad (7)$$

在一个具体的 rf SQUID 电路中, 我们设定 $k = 0.0245$, $\beta = 0.7$, 令 $\varphi_D = 0$ 计算了不同 δ 取值下的 $(\Delta\omega/\omega_0) - a$ 曲线, 如图 3. 可见, 谐振频率的漂移与 δ 并非简单的单值关系, 在一些区域内不同的曲线会相交, 即在这些区域里就不可能根据频率确定出 δ 值. 频率漂

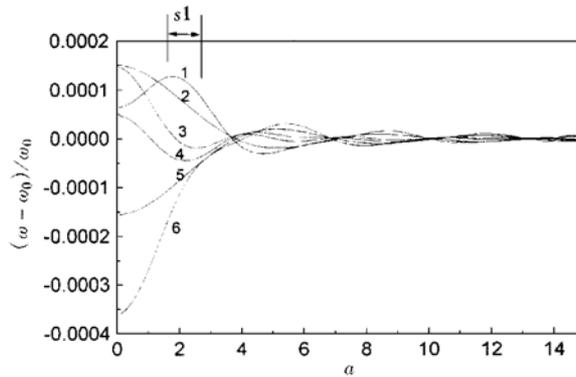


图 3 非回滞模式下 rf SQUID 频率漂移与归一化射频振幅 a 的关系曲线 $\varphi_D = 0$; $k = 0.0245$; $\beta = 0.7$; 曲线 1 为 $\delta = 0$; 曲线 2 为 $\delta = \pi/4$; 曲线 3 为 $\delta = \pi/2$; 曲线 4 为 $\delta = 1.9$; 曲线 5 为 $\delta = 3\pi/4$; 曲线 6 为 $\delta = \pi$

移与 δ 的单值与多值区域相邻交叉出现, 平均周期约为 3.0. 另外, 随着归一化射频振幅的增大, SQUID 环对谐振电路的频率影响也越来越小. 更详细的计算表明, 射频振幅 a 在第一周期内的取值范围 $S1$ (见图 3) 为 1.3—2.9. 不同归一化射频振幅 a 下的 $(\Delta\omega/\omega_0) - \delta$ 曲线表示在图中. 当 a 很小, 如 $a = 0.1$, 出现了双峰现象, 是因为正处于上面讨论的多值区域. 由(6)式可知, 当 $J_1(2a) = 0$ 即 $a \approx 1.9$ 时, $(\Delta\omega/\omega_0) - \delta$ 近似有简单的余弦关系

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = k^2\beta \frac{J_1(a)}{a} \cos \delta. \quad (8)$$

注意, 这时(8)式与(5)式在形式上相同, 但有区别, 因为 $J_1(a)/a \approx 1/4$ 而不是(5)式的 $1/2$. 所以在给定条件 $k = 0.0245$, $\beta = 0.7$ 下, 测量由序参量对称性引起的相位因子, 归一化射频振幅的最佳选择区间为 1.3—2.9.

3 相位的检测

以上讨论是基于 $\varphi_D = 0$ 的情况, 实际测量中, 当外加直流磁通 $\phi_D = 0$ 时, 难免存在未知的由环境干扰引起的外加剩余直流磁场 ϕ_r . 于是我们按上面方法分析得到的相位差实

实际上为

$$\delta_1 = \delta + \varphi_r. \tag{9}$$

将 SQUID 反向, 有

$$\delta_2 = \delta - \varphi_r, \tag{10}$$

由(9)和(10)式得

$$\delta = (\delta_1 + \delta_2)/2. \tag{11}$$

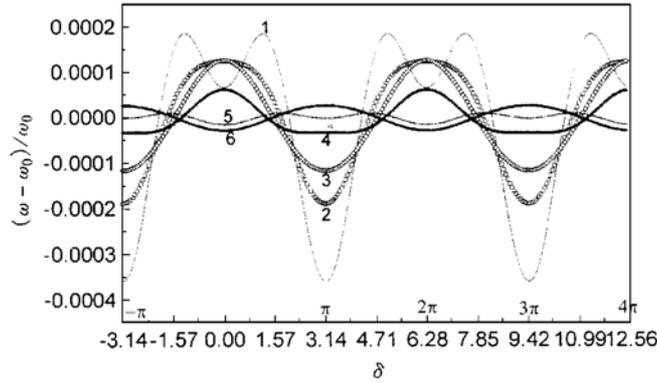


图4 非回滞模式下 rf SQUID 频率漂移与相位因子 δ 的关系曲线 $\varphi_D = 0; k = 0.0245; \beta = 0.7$; 曲线 1 为 $a = 0.1$; 曲线 2 为 $a = 1.5$; 曲线 3 为 $a = 2.0$; 曲线 4 为 $a = 3.0$; 曲线 5 为 $a = 4.0$; 曲线 6 为 $a = 5.0$

下面我们讨论 $\delta_i (i = 1, 2)$ 在实验中的确定方法. 在具体的实验系统中, 由于超导环与外置电路复杂的相互作用, 使得耦合到超导环上的归一化射频磁通 a 与 LC 谐振回路的射频偏置电流之间并没有一个简单的可预知的关系, 尽管在理论上给出了 a 的理想取值范围, 还是难以直接确定偏置电流的参量. 下面的实验步骤用以确定工作点和 δ_i .

- 1) 在垂直超导环平面方向加一直流磁通 ϕ_D , 改变射频偏置电流 I_{rf} , 得到 $\Delta \omega / \omega_0 - I_{rf}$

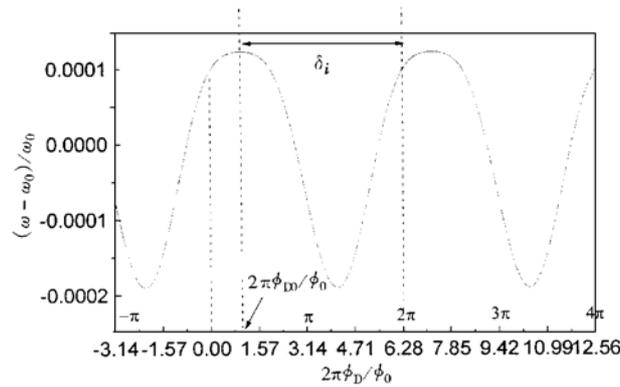


图5 rf SQUID 频移随外加直流磁通的变化示意图

曲线. 改变 ϕ_D 值就得到一组曲线, 也即等效于图 3. 从而分析确定出第一个单值区域 S_1 所对应的偏置范围 S_1' .

- 2) 将射频偏置在 S_1' 内, 改变外加直流磁场 ϕ_D , 由于 S_1' 为第一个单值区域, 位相零

点应对于频移 $\Delta\omega/\omega_0$ 的最大值, 设此时的外加直流磁通为 ϕ_{D0} , 则 $\delta_i = 2\pi - \phi_{D0} = 2\pi(1 - \phi_{D0}/\phi_0)$ 如图 5.

4 结 语

本文讨论了用射频 SQUID 系统测量超导体序参量对称性中的位相的原理和具体的数据处理方法, 得到了一些有意义的结果. 并对一个有具体参量的系统作了理论上的详细讨论, 给出了可行的实验方法和步骤.

- [1] D. A. Wollman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 2134.
- [2] D. A. Brawner and H. R. Ott, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 6530.
- [3] D. A. Brawner and H. R. Ott, *Phys. Rev.*, **B53**(1996), 8249.
- [4] J. H. Miller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 2374.
- [5] C. C. Tsuei *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 593.
- [6] C. C. Tsuei *et al.*, *Science*, **271**(1996), 329.
- [7] J. R. Kirtley *et al.*, *Nature*, **373**(1995), 225.
- [8] Y. D. Dai, S. G. Wang and S. W. Du, *Solid State Commun.*, **108**(1998), 251.
- [9] V. I. Shnyrkov, V. A. Khlus and G. M. Tsoi, *J. Low Temp. Phys.*, **39**(1980), 477.

TO PROBE THE PHASE OF THE ORDER PARAMETER IN HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS BY USING r. f. SQUID*

DU SHENG-WANG DAI YUAN-DONG WANG SHI-GUANG

(*Department of Physics, State Key Laboratory for Artificial Microstructure & Mesoscopic Physics,
Peking University, Beijing 100871*)

(Received 4 April 1999)

ABSTRACT

Based on the theory of r. f. SQUID, the principle for a phase-sensitive test of the symmetry of the order parameter in high-temperature superconductors by using r. f. SQUID in the inductive mode ($\beta \leq 1$, without the limit of $\beta \ll 1$) is given. We also investigate (calculating and discussing) a system with $\beta = 0.7$ and offer the range of its r. f. bias flux, under which the r. f. SQUID can be used to probe the phase of the pairing state.

PACC: 7450; 7430G

* Project supported by the National "Climb" Program of China (Grant No. 95-预-06-9707).