

双成分模型及 YBCO/Pb 结沿 c 轴的 Josephson 效应^{*}

冯小兵 章立源 孙久勋

(北京大学物理系, 北京 100871)

(1995 年 11 月 7 日收到; 1996 年 6 月 6 日收到修改稿)

根据巡游载流子与具有负 U 关联的近局域载流子相杂化的双成分模型研究了 YBCO/Pb 结沿 c 轴的 Josephson 效应. 在此模型中巡游载流子具有 s 波对称性, 能隙较小. 近局域载流子具有 d 波超导电性, 其临界温度决定体系的转变温度, 沿 c 轴的 Josephson 电流 I_c 主要由 s 波贡献. 由计算得到的 s 波能隙大小及其相应的临界温度较好地解释了实验观测到的零温隧穿电流与结电阻之积 $I_c(0)R_N$ 以及 I_c 随温度的变化. 此外, 该模型还能解释在施加磁场时观测到的 Fraunhofer 花样及 I_c 随偏压的变化, 而且该模型与其他测量 YBCO 序参量对称性的各种 SQUID 实验相一致, 从而对表面上似乎矛盾的两类实验给出了一致的解释.

PACC: 7420; 7450

1 引 言

自从高温超导体发现的近 10 年来理论和实验都取得了很大进展, 但关于超导机制仍有较大分歧, 各种实验结果仍不尽相同. 目前关于超导序参量的对称性问题是一个研究焦点. Sun 等^[1]研究了 YBCO/Pb 隧道结沿 c 轴的 Josephson 效应. 实验观测到沿 c 轴有有限的 Josephson 电流, 而且随外加磁场的变化, Josephson 电流 I_c 呈现常规超导体的 Fraunhofer 花样, 这些特征与 s 波一致, 用 $d_{x^2-y^2}$ 波无法解释. 但他们观测到结电阻 R_N 与零温隧穿电流 $I_c(0)$ 之积的最大值为 0.9 meV, 较各向同性 s 波的理论估计值小约一个数量级, 而且 I_c 随外加偏压的增大, 在 Pb 的能隙附近开始迅速增长, 这也与 s 波的预期不符. Sun 等的实验与各种 SQUID 实验结果^[2-5]不同. SQUID 实验明确表明在 a, b 轴方向 YBCO 的超导序参量有近于 π 的相位差, 与 $d_{x^2-y^2}$ 波对称性相一致. 为了解释上述矛盾, 我们用双成分模型研究了 YBCO/Pb 结沿 c 轴的隧穿行为, 发现该模型能较好地解释 Sun 等的实验, 即 (1) I_c 随温度的变化, (2) $I_c(0)R_N$ 有较小的值, (3) I_c 随偏压及外磁场的变化. 另外, 双成分模型还与 SQUID 实验结果相符, 从而对两类实验给出一致的解释.

双成分负 U 模型由章立源^[6]及 Robaszkiewicz 等^[7]在高温超导体发现之初分别独立地引入. 此模型由两种载流子构成, 一种为巡游载流子, 一种为具有负 U 关联的近局域载流子, 二者之间存在杂化. 负 U 中心可在同一格位上或在邻近格位间形成. 负 U 中心的

^{*} 高等学校博士学科点专项科研基金和国家自然科学基金资助的课题.

起源有多种机制,如电声作用、电子与激子或等离激元的相互作用及纯电子机制等等^[8].双成分模型能较好地解释高温超导体的一些性质,如准粒子自能的异常性质、Hall 系数的温度依赖、热力学性质、 T_c 随压强的变化等等,详细的描述可参见文献[8,9]及其引文.

2 模型和计算公式

采用巡游载流子与近局域载流子相杂化的双成分模型,哈密顿量为^[10]

$$H = H_c + H_m + H_b, \quad (1a)$$

$$H_c = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} (\epsilon_{\mathbf{k}} - \mu) c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}\sigma} - \lambda \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} c_{\mathbf{k}'\uparrow}^{\dagger} c_{-\mathbf{k}'\downarrow}^{\dagger} c_{-\mathbf{k}\downarrow} c_{\mathbf{k}\uparrow}, \quad (1b)$$

$$H_m = \sum_{i, \mathbf{k}} (V_{\mathbf{k}, i} b_{i\sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}\sigma} + \text{H.c.}), \quad (1c)$$

$$H_b = \sum_i (E_b - \mu) b_{i\sigma}^{\dagger} b_{i\sigma} + \sum_i V_0 n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} + \sum_{\delta nn', \sigma\sigma'} V_2 n_{i\sigma} n_{i+\delta nn'\sigma'}, \quad (1d)$$

式中 i 为格位, σ 为自旋, $\mathbf{k}$ 为动量, $\sum_{\delta nn'}$ 为对最近邻格位求和, H_c 为巡游载流子体系的哈密顿量,相互作用项为 BCS 配对作用, H_b 为近局域载流子体系的哈密顿量,含 V_0 的项表示同一格位的库仑排斥,含 V_2 的项表示最近邻格位间的吸引相互作用, V_2 小于零,即在最近邻格位间形成负 U 中心, H_m 为两种载流子间的杂化,其他的量 $\epsilon_{\mathbf{k}}$, μ , E_b 分别为巡游载流子的色散关系、化学势、近局域载流子的在位能.

本文研究 YBCO/Pb 结沿 c 轴的 Josephson 效应.在双成分模型下隧道哈密顿量 H_T 由两项构成,其中一项描述巡游载流子的隧穿过程,另一项描述近局域载流子的隧穿过程.隧道哈密顿量为^[11]

$$H_T = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{q}\sigma} (T_{\mathbf{k}\mathbf{q}} c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} d_{\mathbf{q}\sigma} + \text{H.c.}) + \sum_{\mathbf{j}\mathbf{q}\sigma} (G_{\mathbf{j}\mathbf{q}} d_{\mathbf{q}\sigma}^{\dagger} b_{\mathbf{j}\sigma} + \text{H.c.}), \quad (2)$$

式中 $T_{\mathbf{k}\mathbf{q}}$, $G_{\mathbf{j}\mathbf{q}}$ 分别为巡游载流子、近局域载流子的隧道矩阵元, $d_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger}$ 为 Pb 中电子的产生算符. Alascio 等^[11]曾利用双成分模型及(2)式的隧道哈密顿量成功地解释了高温超导体正常态隧穿电导随偏压的线性行为.将 H_T 看作微扰,由微扰论^[12,13]可得零偏压下沿 c 轴的 Josephson 电流:

$$\begin{aligned} I_c = -2e\text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^t dt' \right. & \\ & + \sum_{\mathbf{k}\mathbf{q}\sigma} |T_{\mathbf{k}\mathbf{q}}|^2 (-F_{cc}^{+<}(\mathbf{k}\sigma; tt') F_{dd}^{>}(\mathbf{q}\sigma; t't) + F_{cc}^{+>}(\mathbf{k}\sigma; tt') F_{dd}^{<}(\mathbf{q}\sigma; t't)) \\ & + \sum_{\mathbf{k}\mathbf{q}\mathbf{j}\sigma} T_{\mathbf{k}\mathbf{q}} G_{-\mathbf{q}\mathbf{j}}^* (-F_{cb}^{+<}(\mathbf{k}\mathbf{j}\sigma; tt') F_{da}^{>}(\mathbf{q}\sigma; t't) + F_{cb}^{+>}(\mathbf{k}\mathbf{j}\sigma; tt') F_{da}^{<}(\mathbf{q}\sigma; t't)) \\ & + \sum_{\mathbf{k}\mathbf{q}\mathbf{j}\sigma} -G_{\mathbf{q}\mathbf{j}} T_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^* (-F_{dd}^{+<}(\mathbf{q}\sigma; tt') F_{cb}^{>}(\mathbf{k}\mathbf{i}\sigma; t't) + F_{dd}^{+>}(\mathbf{q}\sigma; tt') F_{cb}^{<}(\mathbf{k}\mathbf{i}\sigma; t't)) \\ & \left. + \sum_{\mathbf{k}\mathbf{q}\mathbf{j}\sigma} -G_{\mathbf{q}\mathbf{i}} G_{-\mathbf{q}\mathbf{j}} (-F_{dd}^{+<}(\mathbf{q}\sigma; tt') F_{bb}^{>}(\mathbf{j}\mathbf{i}\sigma; t't) + F_{dd}^{+>}(\mathbf{q}\sigma; tt') F_{bb}^{<}(\mathbf{j}\mathbf{i}\sigma; t't)) \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

式中实时格林函数定义为

$$\begin{aligned}
F_{cc}^+(\mathbf{k}\sigma; tt') &= \langle T[c_{\mathbf{k}\sigma}^+(t) c_{-\mathbf{k}-\sigma}^+(t')] \rangle_0, \\
F_{cb}^+(\mathbf{k}\mathbf{j}\sigma; tt') &= \langle T[c_{\mathbf{k}\sigma}^+(t) b_{\mathbf{j}\sigma}^+(t')] \rangle_0, \\
F_{cc}^{+>}(\mathbf{k}\sigma; tt') &= \langle T[c_{\mathbf{k}\sigma}^+(t) c_{-\mathbf{k}-\sigma}^+(t')] \rangle_0, \\
F_{cc}^{+<}(\mathbf{k}\sigma; tt') &= -\langle T[c_{-\mathbf{k}-\sigma}^+(t') c_{\mathbf{k}\sigma}^+(t)] \rangle_0,
\end{aligned} \quad (4)$$

脚标“0”为在(1)式下的系综平均,其他格林函数的定义与(4)式类似。(4)式中的实时格林函数通过谱函数与松原格林函数相联系,因此,为了得到 I_c 需先求出超导态的各松原格林函数.由运动方程方法可建立各松原格林函数的联立方程组(见附录),并得到相应的谱函数. I_c 可写为

$$I_c = 2e\text{Im} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega_1 d\omega_2}{(2\pi)^2} [f(\omega_1) - f(\omega_2)] \frac{1}{\omega_1 - \omega_2 - i\eta} S(\omega_1, \omega_2) \right\}, \quad (5a)$$

式中

$$\begin{aligned}
S(\omega_1, \omega_2) &= \sum_{\mathbf{k}\mathbf{q}\sigma} \left[|T_{\mathbf{k}\mathbf{q}}|^2 B_{cc}^+(\mathbf{k}\sigma; \omega_1) B_{dd}(\mathbf{q}\sigma; \omega_2) + T_{\mathbf{k}\mathbf{q}} G_{\mathbf{q}\mathbf{k}} B_{cb}^+(\mathbf{k}\sigma; \omega_1) B_{dd}(\mathbf{q}\sigma; \omega_2) \right. \\
&\quad \left. - T_{-\mathbf{k}-\mathbf{q}} G_{\mathbf{q}-\mathbf{k}} B_{dd}^+(\mathbf{q}\sigma; \omega_1) B_{cb}(\mathbf{q}\sigma; \omega_2) - |G_{\mathbf{q}-\mathbf{k}}|^2 B_{dd}^+(\mathbf{q}\sigma; \omega_1) B_{bb}(\mathbf{k}\sigma; \omega_2) \right],
\end{aligned} \quad (5b)$$

$B_{cc}^+, B_{cb}^+, B_{cb}, B_{bb}$ 为相应的反常松原格林函数的谱函数. B_{dd}, B_{dd}^+ 为 Pb 的反常松原格林函数的谱函数. f 为费密分布函数.将得到的谱函数代入上式并整理,得

$$\begin{aligned}
I_c &= \frac{4\pi e N(0)}{\beta} \sum_{n, \mathbf{k}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta_c}{\omega_n^2 + E_{\mathbf{k}}^2} + \gamma^2 \frac{\Delta_b(\mathbf{k})}{\omega_n^2 + E_{\mathbf{k}}^2} + 2\gamma V \frac{\Delta_{\text{Pb}}}{\sqrt{\omega_n^2 + \Delta_{\text{Pb}}^2}} \right. \\
&\quad \left. \times \frac{\Delta_b(\mathbf{k})(\mu_1(\mathbf{k}) - \epsilon_{\mathbf{k}}) + \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta_c(\mu_2(\mathbf{k}) - E_b)}{[(\omega_n^2 + E_{\mathbf{k}}^2)(\omega_n^2 + E_{\mathbf{k}}^2)]} \right],
\end{aligned} \quad (6)$$

式中 $N(0)$ 为 Pb 在费密能处的态密度, $\Delta_c, \Delta_b(\mathbf{k})$ 分别为巡游和近局域载流子的能隙函数, Δ_{Pb} 为 Pb 的能隙, $\gamma = G_{\mathbf{k}\mathbf{q}}/T_{\mathbf{k}\mathbf{q}}$ 为近局域与巡游载流子隧穿矩阵元之比.在计算中取 $G_{\mathbf{k}\mathbf{q}}, T_{\mathbf{k}\mathbf{q}}$ 为与动量无关的常数,并取 $\gamma = 1.7$, 这与文献[11]中取 $G_{\mathbf{k}\mathbf{q}}, T_{\mathbf{k}\mathbf{q}}$ 为同一数量级相符.

我们还需要得到计算正常态结电阻 R_N 的公式.在偏压 ω 下计算正常态单电子隧穿电流 $I_N(\omega)$, 从而得到 R_N . 在求出正常态的松原格林函数后可得 $I_N(\omega)$ 为

$$\begin{aligned}
I_N(\omega) &= 4\pi e N(0) \sum_{\mathbf{k}} |T|^2 \left\{ [f(-\omega + \epsilon_{\mathbf{k}} - \mu_1(\mathbf{k})) - f(\epsilon_{\mathbf{k}} - \mu_1(\mathbf{k}))] \right. \\
&\quad + \gamma^2 [f(-\omega + E_b - \mu_2(\mathbf{k})) - f(E_b - \mu_2(\mathbf{k}))] \\
&\quad + 2\gamma V \left[\frac{f(-\omega + \epsilon_{\mathbf{k}} - \mu_1(\mathbf{k})) - f(-\omega + E_b - \mu_2(\mathbf{k}))}{[\epsilon_{\mathbf{k}} - \mu_1(\mathbf{k})] - [E_b - \mu_2(\mathbf{k})]} \right. \\
&\quad \left. \left. - \frac{f(\epsilon_{\mathbf{k}} - \mu_2(\mathbf{k})) - f(E_b - \mu_2(\mathbf{k}))}{[\epsilon_{\mathbf{k}} - \mu_1(\mathbf{k})] - [E_b - \mu_2(\mathbf{k})]} \right] \right\},
\end{aligned} \quad (7)$$

最后有 $I_c R_N = \frac{\omega I_c}{I_N(\omega)}$.

在(6)式中除包括两种载流子的 Cooper 对隧穿过程外,还有一正比于 $\gamma \cdot V$ 的项,这是在具有杂化作用的双成分模型下出现的一个新的过程.它表示巡游载流子和近局域载流子间形成的 cooper 对的隧穿过程.(7)式中最后一项也来自双成分模型下出现的新的隧穿过程.通过 Schrieffer-Wolf 变换,可以清楚地看出,此过程源于近局域载流子的局域对与结两侧巡游电子间的跃迁过程^[11].

3 结果与讨论

在双成分模型下两种载流子各有能隙函数.由附录中的(A2a)和(A2b)式可看出,巡游载流子序参量 Δ_c 具有各向同性 s 波对称性,而近局域载流子序参量 $\Delta_b(\mathbf{k})$ 相对较复杂.从(1d)式可看出,由于近局域载流子在最近邻格位间形成负 U 中心(含 V_2 的项, V_2 小于零),对于二维方格子 $\Delta_b(\mathbf{k})$ 应具有 d 波对称性.数值计算结果也表明 $\Delta_b(\mathbf{k})$ 确有 $d_{x^2-y^2}$ 波对称性.由于在 d 波对称性下 cooper 对处于同一格位的概率很小,含 V_0 的表示库仑排斥的项对超导电性基本没有影响,在下面的计算中取 $V_0 = 0$.在略去高阶项后可得到关于 Δ_c 和 $\Delta_b(\mathbf{k})$ 的两个独立的能隙方程.两种载流子的转变温度一般是不同的,体系的超导转变由最大的 T_c 决定.研究发现 Δ_c 具有较小的值时才能较好地解释实验结果.在计算中取巡游载流子的色散关系为 $\epsilon_k = 0.01 - 0.5(\cos k_x + \cos k_y)$,单位为 eV,其他参数取 $V_2 = 31.4$ meV, $E_b = -30$ meV, $V = 20$ meV, $\lambda = -91$ meV.计算得到 $\Delta_c = 1.97$ meV,其相应的转变温度为 $T_{c1} = 13$ K,它们满足 $2\Delta_c/k_B T_{c1} = 3.52$,与 BCS 理论一致.计算结果表明 $\Delta_b(\mathbf{k})$ 具有 $d_{x^2-y^2}$ 波对称性,沿对角线方向能隙为零,在第一布里渊区第一象限的 $(0, \pi)$, $(\pi, 0)$ 两点能隙幅度最大,绝对值为 15.6 meV.取近局域载流子色散关系为常数 E_b ,得 $T_{c2} = 92$ K.此近似并不很准确,但从以下的讨论可以知道,实际上 Δ_b 的大小及其转变温度 T_{c2} 的大小并不影响下面的计算结果与讨论.将零温下的各能隙乘以因子 $\tanh(1.74/T_c)$ ^[14,15] 来近似它们在有限温度下的值,计算了 I_c 随温度的变化以及 $I_c(0)R_N$.

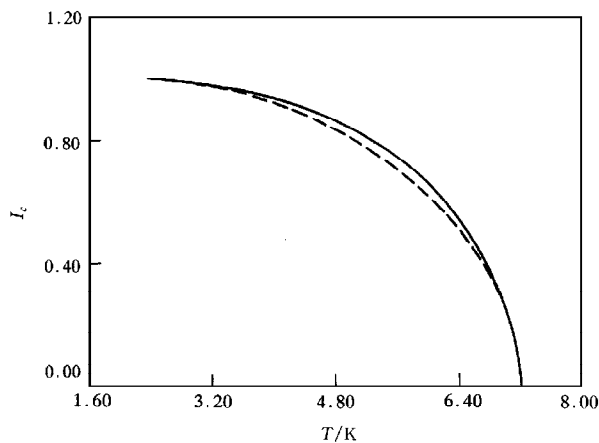


图1 YBCO/Pb 结沿 c 轴的归一化隧穿电流随温度的变化 实线为实验值;虚线为理论值

图 1 给出 YBCO/Pb 结沿 c 轴的归一化隧穿电流 I_c 随温度变化的实验值和理论值. 可看到实验值与理论值符合较好. 计算结果表明, 在双成分模型下沿 c 轴的 Josephson 电流主要由具有 s 波对称性的巡游载流子贡献. 我们发现, I_c 随温度变化的行为基本不受模型参数变化的影响. 如(6)式所示, I_c 为 Δ_{Pb} 与其他一些量的乘积, 如果巡游载流子具有足够高的转变温度, 使 Δ_c 在 Pb 的临界温度 (7.19 K) 处没有明显改变, 则这些量基本不随温度变化, 因而 I_c 随温度的变化基本上完全来自 Pb 的能隙随温度的变化. Xu 等采用 $s+id$ 波模型^[14] 及 O'Donovan 等采用的 $d+s$ 波模型^[15] 均能较好地解释 I_c 随温度的变化, 其原因也在于此.

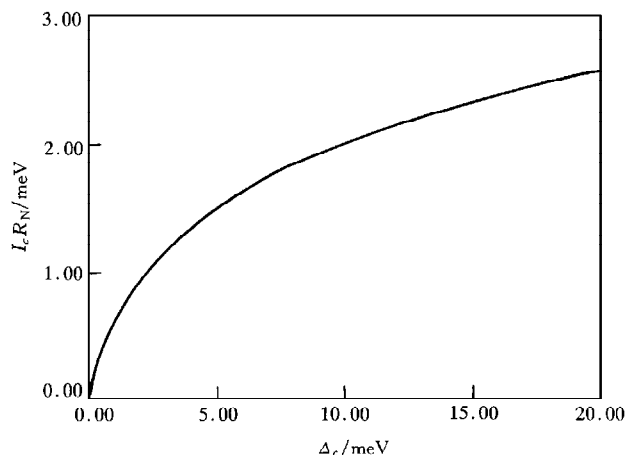


图 2 零温下 $I_c(0)R_N$ 随载流子能隙的变化

本文还计算了零温隧穿电流与结电阻之积, 即 $I_c(0)R_N$, 发现 s 波应具有较小的能隙才能与实验一致. 图 2 给出 $I_c(0)R_N$ 随载流子能隙 Δ_c 的变化. 随 Δ_c 变小, $I_c(0)R_N$ 单调下降, 在 Δ_c 较小时以较快的速度趋于零. 在 Δ_c 为 1.97 meV 时, $I_c(0)R_N$ 为 0.9 meV, 与 Sun 等观测到的最大 $I_c(0)R_N$ 值一致. 此处 Δ_c 的取值与前面的计算结果一致. 前面的结果表明从(1)和(2)式出发可较好地解释 $I_c(0)R_N$ 以及 I_c 随温度的变化, 此外双成分模型还可解释另外两个实验结果, 即 I_c 随偏压及外磁场的变化. 在此模型中对 I_c 的贡献主要来自 s 波, 因此外加磁场后, 与常规 BCS 超导体相似, $I_c(B)$ 将呈现 Fraunhofer 花样, 这与实验相符. 另外, 实验观测到, I_c 随偏压的增大在 Pb 的能隙 (1.4 meV) 附近开始迅速上升, 而若将 YBCO 看作各向同性 s 波超导体, 取其能隙为 15 meV, 则按 S_1-I-S_2 隧道结的理论, I_c 应在约 7 meV 处开始上升, 这是一个矛盾. 在双成分模型下, s 波能隙较小, 与 Pb 的能隙相近, 因而随偏压的增大, I_c 将在 Pb 的能隙附近开始迅速上升, 这与实验基本一致.

如引言所述, 除沿 c 轴的隧穿实验外, 较多的实验是利用沿 a, b 方向隧穿的 SQUID 进行的, 这些实验^[2-5] 都显示序参量在 a, b 方向有近于 π 的相位差. 在双成分模型下, 由于 s 波能隙较 $d_{x^2-y^2}$ 波小约一个数量级, 沿 a, b 方向的隧穿电流主要由 $d_{x^2-y^2}$ 波贡献, 因而在此情形下 SQUID 实验将观测到在 a, b 方向序参量有近于 π 的相位差. 综上所述, 由

双成分模型可一致地解释表面上似乎矛盾的两类实验,即沿 c 轴的 Josephson 效应实验及各种 SQUID 实验.当然,对于 Chaudhari 等的实验结果,即在 ab 平面 Josephson 电流的大小正比于结的数目,是无法解释的,因为该实验与 SQUID 实验结果是截然相反的.

Xu 等^[14]采用 d 波占主导成分的 $s+id$ 波模型来解释沿 c 轴的隧穿及 SQUID 实验测量的相位差.取 $\Delta_s/\Delta_d=0.2$ 时,他们得到 $I_c(0)R_N=1.7\text{ meV}$, $\delta_{ab}=0.87\pi$.但最近 Mathai 等^[5]的实验表明 YBCO 序参量具有时间反演不变性,与 Xu 等的设想不符. O'Donovan 等^[15]采用 Pines 等的反铁磁自旋涨落模型,考虑到色散关系在 a, b 轴方向的差异后,数值求解能隙方程得到 $\Delta(\mathbf{k})\propto(\cos k_x a - \cos k_y a)/2 + 0.26(\cos k_x a + \cos k_y a)/2$, 即 $\Delta(\mathbf{k})$ 为 $d_{x^2-y^2}$ 及 $s_{x^2+y^2}$ 型序参量的混合.他们发现 s 波的各向异性有助于降低 $I_c(0)R_N$.但在解释 I_c 随偏压的变化行为时, s 波的各向异性将会带来困难.另外, $\Delta(\mathbf{k})$ 中 s 波成分较大,为 26%,故沿 a, b 方向的 Josephson 电流将有明显的差异.在本文的双成分模型中,由于 s 波转变温度 T_{c1} 较低(13 K),当温度在 T_{c1} 之上时,体系完全为 d 波超导,此时沿 c 轴的 Josephson 电流应为零.因而在实验上对于 $d+s$ 模型与本文的双成分模型是容易区分的.

4 结 论

在巡游载流子与具有负 U 关联的近局域载流子相杂化的双成分模型下,本文研究了 YBCO/Pb 结沿 c 轴的隧穿行为.此模型中两种载流子的超导序参量具有不同的对称性,巡游载流子具有 s 波对称性,这导致沿 c 轴有有限的 Josephson 电流.近局域载流子具有 $d_{x^2-y^2}$ 波对称性,并具有较高的临界温度,体系的超导转变温度由其决定.对沿 c 轴的隧穿,主要由 s 波贡献.本文的计算定量地解释了实验观测到的最大 $I_c(0)R_N$ 值(0.9 meV)以及 I_c 随温度的变化.发现 I_c 的温度依赖主要来自 Pb 的能隙随温度的变化.此外本模型还解释 I_c 在外加磁场时呈现的 Fraunhofer 花样及其随偏压的变化,本模型还与各种 SQUID 实验结果相一致,从而对在 YBCO 上测量序参量对称性的两类实验给出了一致的解释.结合 Alascio 等对高温超导体正常态隧穿现象的研究结果,双成分模型对 YBCO 的正常态和超导态的隧穿现象给出了完整的解释.

本工作得到北京大学计算中心的支持,特此致谢.

附 录

分别建立(5)式中各松原格林函数 $G_{cc}, G_{cb}, G_{bc}, G_{bb}, F_{cc}^*, F_{cb}^*, F_{bc}^*, F_{bb}^*$ 的运动方程,可得如下联立方程组:

$$[i\omega_n - \epsilon_{\mathbf{k}} - \mu_1(\mathbf{k})]G_{cc} - VG_{bc} + \frac{1}{\sqrt{2}}\Delta_c F_{cc}^* = 1, \quad (\text{A1a})$$

$$-VG_{cb} + [i\omega_n - E_b + \mu_2(\mathbf{k})]G_{bb} + \Delta_b(\mathbf{k})F_{bb}^* = 1, \quad (\text{A1b})$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\Delta_c G_{cc} + [i\omega_n + \epsilon_{\mathbf{k}} - \mu_1(\mathbf{k})]F_{cc}^* + VF_{bc}^* = 0, \quad (\text{A1c})$$

$$[i\omega_n - \epsilon_{\mathbf{k}} + \mu_1(\mathbf{k})]G_{cb} - VG_{bb} + \frac{1}{\sqrt{2}}\Delta_c F_{cb}^* = 0, \quad (\text{A1d})$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \Delta_c G_{cb} + [i\omega_n + \epsilon_k - \mu_1(\mathbf{k})] F_{cb}^* + V F_{bb}^* = 0, \quad (\text{A1e})$$

$$- V G_{cc} + [i\omega_n - E_b + \mu_2(\mathbf{k})] G_{bc} + \Delta_b(\mathbf{k}) F_{bc}^* = 0, \quad (\text{A1f})$$

$$\Delta_b(\mathbf{k}) G_{bc} + V F_{cc}^* + [i\omega_n + E_b - \mu_2(\mathbf{k})] F_{bc}^* = 0, \quad (\text{A1g})$$

$$\Delta_b(\mathbf{k}) G_{bb} + V F_{cb}^* + [i\omega_n + E_b - \mu_2(\mathbf{k})] F_{bb}^* = 0, \quad (\text{A1h})$$

式中略去了格林函数的宗量, 即 G_{cc} 表示 $G_{cc}(\mathbf{k}, \omega_n)$, 并作了代换, $V_{ki} = \frac{V}{\sqrt{N}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_i}$. 式中

$$\Delta_c = \sqrt{2} \lambda \sum_{\mathbf{k}} F_{cc}^*(\mathbf{k}; 0^+), \quad (\text{A2a})$$

$$\Delta_b(\mathbf{k}) = - \left[V_0 F_{bb}^*(ii; 0^+) + 2 V_2 \sum_{\delta nn'} F_{bb}^*(ii + \delta nn'; 0^+) e^{-i\mathbf{k} \cdot \delta nn'} \right], \quad (\text{A2b})$$

$$\mu_1(\mathbf{k}) = \mu + \lambda G_{cc}(-\mathbf{k}; 0^-), \quad (\text{A2c})$$

$$\mu_2(\mathbf{k}) = \mu - (V_0 + 16 V_2) \left[\frac{1}{N} \sum_{\mathbf{p}} G_{bb}(\mathbf{p}; 0^-) \right] + 2 V_2 \sum_{\delta nn'} \left[\frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \delta nn'} G_{bb}(\mathbf{k}'; 0^+) \right], \quad (\text{A2d})$$

Δ_c , $\Delta_b(\mathbf{k})$ 分别为巡游载流子和近局域载流子的能隙函数. $\mu_1(\mathbf{k})$, $\mu_2(\mathbf{k})$ 表示相互作用对两种载流子色散关系的修正. 由 (A1a) — (A1h) 式可求出各松原格林函数, 把它们代入 (A2a), (A2b) 式, 并略去高阶项, 得到 Δ_c , $\Delta_b(\mathbf{k})$ 满足的能隙方程:

$$\Delta_c = \frac{\lambda}{2} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\Delta_c}{E_k^c} \tanh(E_k^c/2T), \quad (\text{A3a})$$

$$\Delta_b(\mathbf{k}) = - \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{p}} \Delta_b(\mathbf{p}) \frac{\tanh(E_p^b/2T)}{E_p^b} \{ V_0 + 2 V_2 [\cos(\mathbf{p}_x - \mathbf{k}_x) + \cos(\mathbf{p}_y - \mathbf{k}_y)] \}, \quad (\text{A3b})$$

式中 $E_k^c = \sqrt{[\epsilon_k - \mu_1(\mathbf{k})]^2 + \Delta_c^2}$, $E_k^b = \sqrt{[E_b - \mu_2(\mathbf{k})]^2 + \Delta_b^2(\mathbf{k})}$. 对 (A3a), (A3b) 式, 数值求解得到 Δ_c , $\Delta_b(\mathbf{k})$ 及相应的临界温度 T_{c1} , T_{c2} .

- [1] A. G. Sun, D. A. Gajewski, M. B. Maple and R. C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994), 2267.
- [2] D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg and A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 2134.
- [3] D. A. Brawner and H. R. Ott, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 6530.
- [4] C. C. Tsui *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 593.
- [5] A. Mathai, Y. Gim, R. C. Black, A. Amar and F. C. Wellstood, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 4523.
- [6] Zhang Li-yuan, *Solid State Commun.*, **62**(1987), 491; **70**(1989), 1065.
- [7] S. Robaszkiewicz, R. Micnas, J. Ranniger, *Phys. Rev.*, **B36**(1987), 180.
- [8] R. Micnas, J. Ranniger, S. Robaszkiewicz, *Rev. Mod. Phys.*, **62**(1990), 113.
- [9] D. M. Eagles, *Physica*, **C211**(1993), 319.
- [10] Zhang Li-yuan and Zhou Yun-song, *Physica*, **C198**(1992), 378.
- [11] B. R. Alascio, R. Allub, C. R. Proetto and C. I. Ventura, *Solid State Commun.*, **77**(1991), 949.
- [12] V. Ambegaokar and A. Baratoff, *Phys. Rev. Lett.*, **10**(1963), 486; Errata, *Phys. Rev. Lett.*, **11**(1963), 104.
- [13] A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect* (Wiley-Interscience Publication, New York, 1982).
- [14] J. H. Xu, J. L. Shen, J. H. Miller, Jr. and C. S. Ting, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1995), 2492.
- [15] C. O'Donovan, D. Branch, J. P. Carbotte and J. S. Preston, *Phys. Rev.*, **B51**(1995), 6588.

THE TWO-COMPONENT MODEL AND THE JOSEPHSON EFFECT ALONG c -AXIS ON YBCO/Pb JUNCTION

FENG XIAO-BING ZHANG LI-YUAN SUN JIU-XUN

(*Department of Physics, Peking University, Beijing 100871*)

(Received 7 November 1995; revised manuscript received 6 June 1996)

ABSTRACT

Using the two-component model with the mixing of itinerant carriers and nearly localized carriers with negative $-U$ correlation we study the Josephson effect along c -axis on YBCO/Pb junction. In this model the itinerant carriers have s -wave symmetry and smaller energy gap. The nearly localized carriers have d -wave symmetry and its critical temperature establishes the superconducting transition temperature of the system. the Josephson current is contributed completely by the s -wave. Using the calculated s -wave energy gap and the corresponding critical temperature we have quantitatively explained the product of Josephson current at 0K and junction resistance, $I_c(0)R_N$, and the variation of I_c with temperature. In addition, we can explain the observed variation of I_c with bias voltage and the Fraunhofer pattern, and the model is consistent with other SQUID experiments probing the symmetry of order parameter of YBCO. Therefore, the two-component model gives a consistent explanation for the two kinds of experimental results which seem to contradict with each other. We also briefly discuss the experimental method which can distinguish different models.

PACC: 7420; 7450