

# 正常金属/自旋三重态 p 波超导体 结隧道谱的奇异性

李晓薇<sup>†</sup> 刘淑静

(淮阴师范学院物理系, 淮安 223001)

(2005 年 5 月 17 日收到 2005 年 7 月 4 日收到修改稿)

利用 Blonder, Tinkham 和 Klapwijk 理论计算了正常金属/绝缘层/正常金属/自旋三重态的 p 波超导体结的隧道谱和平均电流. 计算结果表明: 在自旋三重态 p 波超导结的隧道谱中存在零偏压电导峰、零偏压电导凹陷和双凹陷结构, 并有微分电导随偏压震荡的现象出现. 在  $I-V$  曲线上出现电流台阶. 这些结果在理论上支持  $Sr_2RuO_4$  的超导态是自旋三重态 p 波超导态.

关键词: 自旋三重态超导体, p 波超导体, 隧道谱

PACC: 7450, 7210

## 1. 引 言

在超导机制的研究中, 隧道谱是一很有用的工具. 通过测量正常金属/超导体结的隧道谱, 能获得有关超导配对机制和能隙的信息. 理论研究表明: 非传统的各向异性 d 波超导体由于其表面存在中间束缚态, 导致在零偏压处出现电导峰<sup>[1-4]</sup>. 很多高温氧化物超导体, 在测量其隧道谱中能观察到零偏压电导峰. 零偏压电导峰的出现对正常金属/d 波超导体结的隧道谱产生影响<sup>[5, 6]</sup>. 非传统的各向异性 d 波超导体和传统的各向同性 s 波超导体一样是自旋单态的.

近几年来, 人们对超导体  $Sr_2RuO_4$  的研究产生极大的兴趣<sup>[7-10]</sup>. 超导体  $Sr_2RuO_4$  的结构类似于  $(La, Sr)_2CuO_4$  的结构, 但它没有铜原子的钙钛矿结构, 很多理论和实验工作都支持  $Sr_2RuO_4$  超导态是自旋三重态的 p 波超导态. 非传统的各向异性超导体的表面存在着中间束缚态, 因而自旋三重态的 p 波超导结在零偏压处也应出现电导峰. 实验上已观察到超导体  $Sr_2RuO_4$  结的隧道谱有零偏压电导峰<sup>[9]</sup>, 同时还观察到零偏压电导凹陷和双凹陷结构<sup>[10]</sup>.

本文利用 Blonder, Tinkham 和 Klapwijk (BTK) 理论<sup>[11]</sup>系统地研究正常金属/绝缘层/正常金属/自旋三

重态的 p 波超导体结 (N/I/N/p) 的隧道谱和平均电流. 计算结果表明: 在 N/I/N/p 结的隧道谱中存在零偏压电导峰、零偏压电导凹陷和双凹陷结构, 另外有量子震荡现象出现. 期望本文的一些结果能为进一步辨别超导体  $Sr_2RuO_4$  的配对态有所帮助.

## 2. 准粒子输运系数的计算

在正常金属/绝缘层/正常金属/自旋三重态的 p 波超导体结中, 其构形如图 1 所示.  $x < -L$  为正常金属,  $x = -L$  处是绝缘层,  $-L < x < 0$  为正常金属,  $x > 0$  为 p 波超导体. 系统的配对势可表示为

$$\hat{\Delta}(\theta, x) = \hat{\Delta}(\theta)\Theta(x), \quad (1)$$

这里  $\Theta(x)$  是阶跃函数,  $\hat{\Delta}(\theta)$  为

$$\hat{\Delta}(\theta) = \begin{pmatrix} \Delta_{\uparrow\uparrow}(\theta) & \Delta_{\uparrow\downarrow}(\theta) \\ \Delta_{\downarrow\uparrow}(\theta) & \Delta_{\downarrow\downarrow}(\theta) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

对于自旋三重态的 p 波超导体, 其配对势可表示为<sup>[12]</sup>

$$\Delta_{\uparrow\downarrow}(\theta) = \Delta_{\downarrow\uparrow}(\theta) = \Delta_0 f(\theta), \quad (3)$$

$$\Delta_{\uparrow\uparrow}(\theta) = \Delta_{\downarrow\downarrow}(\theta) = 0, \quad (4)$$

式中  $\theta$  是准粒子运动方向与  $x$  轴的夹角,  $\Delta_0$  是 p 波超导体的最大配对势, 并有

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: lxw@hytc.edu.cn

$$f(\theta) = \begin{cases} \cos\theta, & p_x \text{ 对称} \\ \sin\theta, & p_y \text{ 对称} \\ e^{i\theta}, & p_x + ip_y \text{ 对称} \end{cases} \quad (5)$$

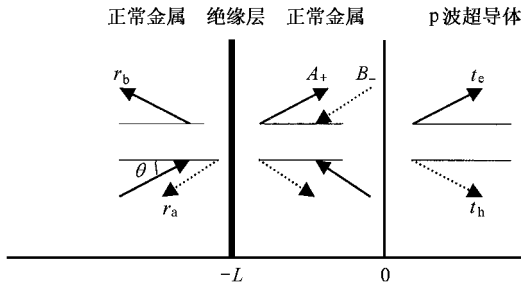


图1 NIN/p 结中准粒子传播示意图

采用 Bogoliubov-de Gennes (BdG) 方程来研究正常金属/绝缘层/正常金属/自旋三重态的 p 波超导体结中的准粒子输运过程, 当不考虑准粒子的自旋反转效应时, 四分量的 BdG 方程分解为两个两分量的 BdG 方程: 一个对应于自旋方向向上的电子、自旋方向向下的空穴 ( $u_{\uparrow}, v_{\downarrow}$ ), 另一个对应于自旋方向向下的电子、自旋方向向上的空穴 ( $u_{\downarrow}, v_{\uparrow}$ ). 对应于 ( $u_{\uparrow}, v_{\downarrow}$ ) 的 BdG 方程<sup>[2,13]</sup> 为

$$\begin{pmatrix} H_0 & \Delta_{\uparrow\downarrow} \\ \Delta_{\uparrow\downarrow}^* & -H_0^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{\uparrow} \\ v_{\downarrow} \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u_{\uparrow} \\ v_{\downarrow} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

这里,  $E$  是准粒子相对于费米能的激发能,  $H_0 = p^2/2m + V(x) - E_F$  是准粒子的 Hamiltonian 量,  $E_F$  是准粒子的费米能量,  $V(x) = V_0\delta(x+L)$  是结中绝缘层的势垒散射势。

由 BdG 方程, 我们可以得到在正常金属/绝缘层/正常金属/自旋三重态的 p 波超导体结中电子型准粒子从左向右运动的波函数为

在  $x < -L$  处

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{iq_+ x \cos\theta} + r_a \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{iq_- x \cos\theta} + r_b \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-iq_+ x \cos\theta}, \quad (7a)$$

在  $-L < x < 0$  处

$$\Psi_2 = A_+ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{iq_+ x \cos\theta} + A_- \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-iq_+ x \cos\theta} + B_+ \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{iq_- x \cos\theta} + B_- \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-iq_- x \cos\theta} \quad (7b)$$

在  $x > 0$  处

$$\Psi_3 = t_e \begin{pmatrix} u_+ e^{i\phi_+} \\ v_+ \end{pmatrix} e^{ik_+ x \cos\theta}$$

$$+ t_h \begin{pmatrix} v_- e^{i\phi_-} \\ u_- \end{pmatrix} e^{-ik_- x \cos\theta}, \quad (7c)$$

式中  $r_a, r_b, t_c$  和  $t_h$  分别是入射电子在绝缘层交界面的 Andreev 反射波幅<sup>[14]</sup>、电子的反射波幅以及透射到 p 波超导体中的电子和空穴透射波幅,  $A_{+(-)}, B_{+(-)}$  分别是中间正常金属中的电子和空穴透射、反射波幅.  $q_{\pm} = \sqrt{k_F^2 \pm 2mE/\hbar}$  是正常金属中电子和空穴的传播波矢值.  $k_{\pm} = [k_F^2 \pm \sqrt{E^2 - |\Delta_{\pm}|^2}]^{1/2}$  为 p 波超导体中电子和空穴的传播波矢值,  $k_F$  是正常金属和 p 波超导体中费米波矢值. 对于 p 波超导体中透射电子和透射空穴的配对势是不同的, 分别为  $\Delta_+ = \Delta_0 f(\theta)$  和  $\Delta_- = \Delta_0 f(\pi - \theta)$ .  $(u_{\pm})^{\dagger} = 1 - (v_{\pm})^{\dagger} = (1 + \sqrt{1 - |\Delta_{\pm}|/E^2})/2$ .  $\phi_{\pm}$  是 p 波超导体的相位, 并有  $e^{i\phi_{\pm}} = \frac{\Delta_{\pm}}{|\Delta_{\pm}|}$ .

波函数应满足的边界条件<sup>[11]</sup>为

$$\Psi_1(x = -L) = \Psi_2(x = -L), \quad (8a)$$

$$\left( \frac{d\Psi_2}{dx} \right)_{x=-L} - \left( \frac{d\Psi_1}{dx} \right)_{x=-L} = \frac{2mU}{\hbar^2} \Psi_2(x = -L) \quad (8b)$$

和

$$\psi_2(x = 0) = \psi_3(x = 0), \quad (9a)$$

$$\left( \frac{d\psi_2}{dx} \right)_{x=0} = \left( \frac{d\psi_3}{dx} \right)_{x=0}. \quad (9b)$$

把 (7) 式代入 (8) (9) 式, 可以求得

$$r_a = \frac{v_+ e^{-i\phi}}{u_+ (1 + z^2) \eta}, \quad (10a)$$

$$r_b = \frac{-iz e^{-2iq_+ L}}{(1 + iz) \eta} \left\{ 1 - \frac{v_+ v_-}{u_+ u_-} e^{[i\phi_- - \phi_+ + \chi(q_-, q_+)L]} \right\} \quad (10b)$$

$$\eta = 1 - \frac{z^2 v_+ v_-}{(1 + z^2) u_+ u_-} e^{[i\phi_- - \phi_+ + \chi(q_-, q_+)L]},$$

式中  $z = mV_0/(\hbar^2 k_F \cos\theta)$ ,  $z$  是无量纲的实数,  $z$  表示绝缘层的结界面势垒散射强度, 在上面的计算中已作近似:  $k_{\pm} = k_F$ , 另取  $q_{\pm} = k_F \pm mE/\hbar k_F$ , 从 (10a) 式可以看出绝缘层结界面势垒散射对 Andreev 反射有抑制作用。

### 3. 微分电导和平均电流的计算

根据 BTK 理论, 可以求得  $T = 0K$  时正常金属/绝缘层/正常金属/自旋三重态的 p 波超导体结的微

分电导为<sup>[11]</sup>

$$\begin{aligned} \alpha(eV) = G_0 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta d\theta \int_{-\infty}^{\infty} dE \\ \times [1 + R_a - R_b] \delta(E - eV), \quad (11) \end{aligned}$$

式中  $R_a = |r_a|^2$ ,  $R_b = |r_b|^2$ ,  $e$  是电子的电荷量,  $V$  是超导体结的两侧电压. 通过结的平均电流为

$$I = \frac{1}{e} \int_0^{eV} \alpha(E) dE. \quad (12)$$

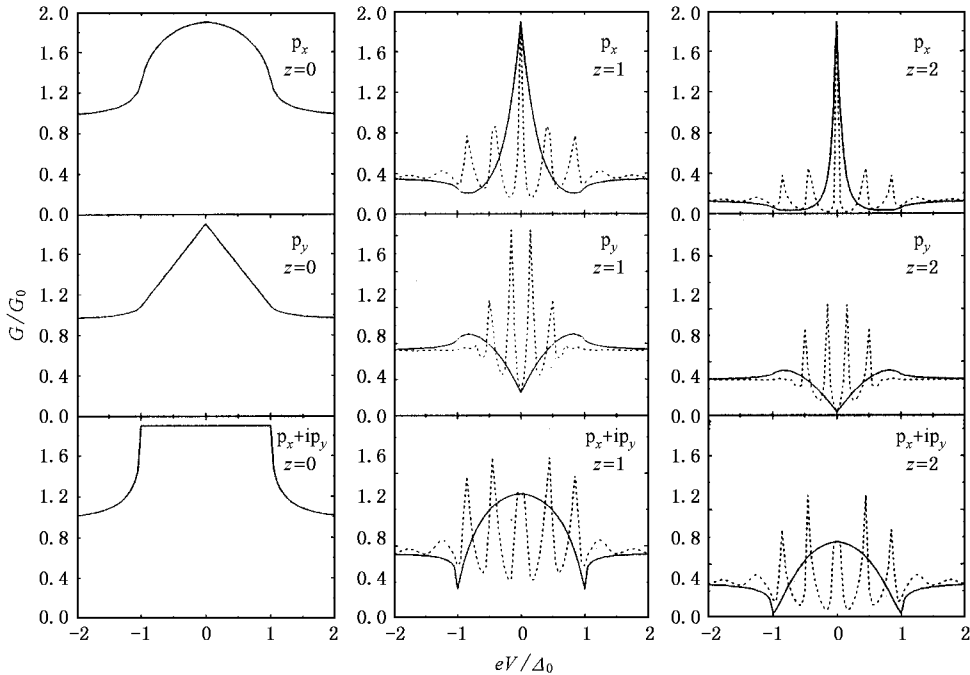


图 2 微分电导  $G$  随偏压  $V$  的变化曲线 实线  $L=0$ , 虚线  $L/\xi_0=6$

首先, 将 (10) 式代入 (11) 式, 可作出在选取不同参数下正常金属/绝缘层/正常金属/自旋三重态的  $p$  波超导体结 ( $p$  波分别选  $p_x$ ,  $p_y$  和  $p_x + ip_y$ , 对称) 微分电导随偏压  $V$  的变化关系曲线 ( $E = eV$ ). 在图 2 中,  $p_x$  波结在零偏压处有电导峰存在, 它和  $d$  波超导体类似, 这一现象是因为在  $p_x$  波超导体中有零能束缚态形成, 零偏压电导峰没有随着绝缘层的界面势垒散射强度的增大而变化.  $p_y$  波结在绝缘层的界面势垒散射强度为零时零偏压处有电导峰存在, 随着  $z$  的增加, 零偏压电导峰劈裂为两个子峰, 出现零偏压电导凹陷现象.  $p_x + ip_y$  波结随着  $z$  的增加, 微分电导值降低并出现双凹陷结构.  $N/I/N/P$  结隧道谱的这些特性和实验中得到的  $Sr_2RuO_4$  超导结隧道谱的特性是一致的, 进一步支持  $Sr_2RuO_4$  超导态是自旋三重态的  $p$  波超导态的理论. 随着结中间正常金属厚度  $L$  的增加 (图中虚线取  $L = 6\xi_0$ , 这里  $\xi_0 = \hbar v_F / 2\Delta_0$  是超导体的相干长度<sup>[15])</sup>,  $p_x$ ,  $p_y$  和  $p_x + ip_y$  波结均出现微分电导随偏压震荡的现象, 零偏压处电导值与中间正常金属厚度  $L$  无关.

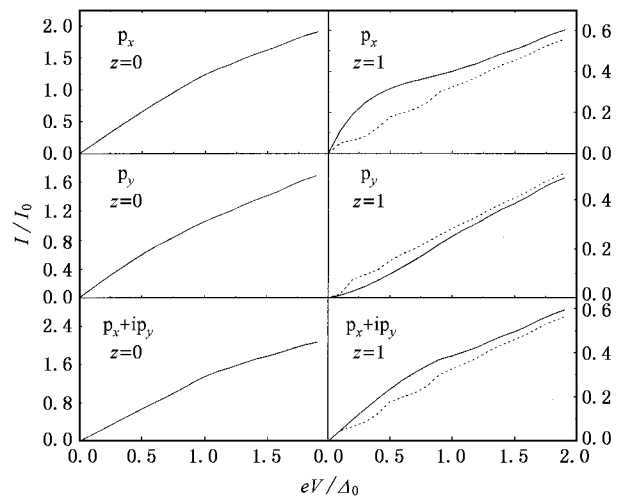


图 3 平均电流  $I$  随偏压  $V$  的变化曲线 实线  $L=0$ , 虚线  $L/\xi_0=6$ ,  $I_0 = \Delta_0 G_0 / e$

同样, 将 (10) 式代入 (12) 式, 可作出在选取不同参数下正常金属/绝缘层/正常金属/自旋三重态的  $p$  波超导体结中平均电流随偏压  $V$  的变化关系曲线 ( $E = eV$ ). 如图 3 所示, 结中平均电流随偏压  $V$  增大而增大, 随着绝缘层的界面势垒散射强度的增强,

Andreev 反射被抑制, 结中平均电流降低. 随着中间正常金属厚度  $L$  的增加,  $p_x$ ,  $p_y$  和  $p_x + ip_y$  波结中电流出现台阶. 这一现象和 d 波结中相似<sup>[16]</sup>, 另外  $p_x$  和  $p_x + ip_y$  波结中平均电流降低, 而  $p_y$  波结中平均电流有所升高.

## 4. 结 语

本文利用 BTK 理论计算了正常金属/绝缘层/正

常金属/自旋三重态的 p 波超导体结中的微分电导和平均电流, 分别讨论了绝缘层的结界面势垒散射强度和中间正常金属厚度  $L$  对  $p_x$ ,  $p_y$  和  $p_x + ip_y$  波结隧道谱和平均电流的影响. 研究表明: 在 N/I/N/p 结的隧道谱中存在零偏压电导峰、零偏压电导凹陷和双凹陷结构, 有量子震荡现象出现,  $I$ - $V$  曲线中出现电流台阶. 所得结果能定性地解释目前的一些实验现象<sup>[7,10]</sup>.

- 
- [ 1 ] Hu C R 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1526
- [ 2 ] Kashiwaya S, Tanaka Y 2000 *Rep. Prog. Phys.* **63** 1641
- [ 3 ] Dong Z C 1999 *Acta. Phys. Sin.* **48** 926 ( in Chinese ) [ 董正超 1999 物理学报 **48** 926 ]
- [ 4 ] Li X W 2001 *Acta. Phys. Sin.* **50** 1367 ( in Chinese ) [ 李晓薇 2001 物理学报 **50** 1367 ]
- [ 5 ] Covington M, Aprili M, Parsoanu E, Greene L H, Xu F, Zhu J, Mirkin C A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 277
- [ 6 ] Fogelström M, Rainer D, Sauls J 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 281
- [ 7 ] Baskaran G 1996 *Physica B* **224** 490
- [ 8 ] Mackenzie A P, Maeno Y 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 657
- [ 9 ] Mao Z Q, Nelson K D, Jin R, Liu Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037003
- [ 10 ] Laube F, Goll G, Löhneysen H V, Fogelström M, Lichtenberg F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1595
- [ 11 ] Blonder G E, Tinkham M, Klapwijk T M 1982 *Phys. Rev. B* **25** 4515
- [ 12 ] Hirai T, Tanaka Y, Yoshida N, Asano Y, Inoue J, Kashiwaya S 2003 *Phys. Rev. B* **67** 174501
- [ 13 ] de Gennes P G 1966 *Superconductivity of Metals and Alloys* ( New York : Benjamin )
- [ 14 ] Andreev A F 1964 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46** 1823
- [ 15 ] Zhu J X, Ting C S 1999 *Phys. Rev. B* **59** R14165
- [ 16 ] Xu J H, Miller J H Jr, Ting C S 1996 *Phys. Rev. B* **53** 3604

# Tunneling conductance anomalies in normal metal /triplet superconductor junction

Li Xiao-Wei<sup>†</sup> Liu Shu-Jing

( *Department of Physics , Huaiyin Normal College , Huaian 223001 , China* )

( Received 17 May 2005 ; revised manuscript received 4 July 2005 )

## Abstract

In the framework of the Blonder-Tinkham-Klapwijk model ,we calculate the differential tunneling conductance in normal metal / insulator / normal metal/triplet p-wave superconductor junctions which is studied theoretically as a function of the bias voltage. The results show that there are zero-bias conductance peak , zero-bias conductance dip , double-minimum structures and oscillation components of the differential conductance in the spectra for p-wave superconductor junctions. It can be seen that additional current steps appear in the  $I$ - $V$  relationship. The existence of such structures in the conductance spectrum may serve as an evidence that the pairing of  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  has p-wave symmetry.

**Keywords** : triplet superconductor , p-wave superconductor , tunneling conductance

**PACC** : 7450 , 7210

---

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail [lxw@hytc.edu.cn](mailto:lxw@hytc.edu.cn)