

# 双层结构铁磁-超导隧道结的直流 Josephson 电流

李晓薇

(淮阴师范学院物理系, 淮安 223001)

(2002 年 10 月 18 日收到 2003 年 2 月 17 日收到修改稿)

通过求解 Bogoliubov-de Gennes (BdG) 方程得到铁磁超导共存态 (FS) 的自治方程, 在考虑界面的粗糙情形下, 由推广的 Furusaki-Tsukada (FT) 的电流公式计算了铁磁超导体/绝缘层/铁磁超导体 (FS/I/FS) 结的直流 Josephson 电流, 讨论了 FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流随磁交换能、温度的变化情况. 研究表明: 当结界面势垒散射强度和粗糙势垒散射强度比较弱时磁交换能总是抑制 FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流, 而当结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向反向平行时, 结界面势垒散射强度或粗糙势垒散射强度比较强且温度比较低时, FS/I/FS 结的直流 Josephson 电流却是随 FS 中的磁交换能的增强而升高.

关键词: FS/I/FS 超导隧道结, 铁磁超导共存态, 直流 Josephson 电流, 粗糙势垒散射

PACC: 7450V, 7475

## 1. 引言

人们所研究的 Josephson 超导隧道结大多数是 S/I/S 型的 (S 代表超导体, I 代表绝缘层), 当绝缘层替换成铁磁层时, 由于铁磁层中自旋方向不同的准粒子具有不同的势能, S/F/S 超导隧道结的物理性质有所改变. 理论和实验的研究均表明: 铁磁体的磁交换能抑制超导隧道结中准粒子的 Andreev 反射<sup>[1,2]</sup>. 近年来, 人们研究了各种不同结构的夹有铁磁层超导隧道结<sup>[3-10]</sup>. Bergeret 等<sup>[9]</sup>提出的 Josephson 结是由双层铁磁体/超导体中间夹绝缘层构成 (S/F/I/F/S), 他们假设铁磁体/超导体层相当于均匀的铁磁超导共存态 (FS), 这样 S/F/I/F/S 结就可以简化为 FS/I/FS 结. 他们发现一新奇的现象: 在温度较低的情况下, 当两层铁磁体中的磁化强度方向相反时磁交换能提高 Josephson 结的临界电流. 然而这个结论是他们在认为绝缘层的势垒散射强度很大, 仅考虑结的 Hamiltonian 近似用 Green 函数方法得到的.

常规超导体中的 Cooper 电子对是由两个动量大小相等方向相反、自旋方向相反 ( $K \uparrow, -K \downarrow$ ) 电子构成, 而由 Fulde 和 Ferrel<sup>[11]</sup> 及 Larkin 和 Ovchinnikov<sup>[12]</sup> (FFLO) 早就预言的铁磁超导共存态 (FS) 中由于磁交换能的存在使得 Cooper 电子对有质心动量  $Q = 2E_h / \hbar v_F$ , 这里  $E_h$  是磁交换能,  $v_F$  是电子的 Fermi 速度. FFLO 态中的 Cooper 电子对 [ $(K + Q/2) \uparrow, (-K + Q/2) \downarrow$ ] 是在磁交换能  $E_h$  小于  $\Delta_0$  时存在,  $\Delta_0$  是

Clogston 临界值<sup>[13]</sup> ( $\Delta_c$  与  $\Delta_0$  是同数量级的,  $\Delta_0$  是超导体中不存铁磁态时  $T = 0$  的能隙). 当磁交换能  $E_h$  大于  $\Delta_c$  时, FS 中超导态消失, 仅存铁磁态. 本文的目的是利用推广的 Blonder, Tinkham 和 Klapwijk (BTK) 的理论<sup>[14]</sup> 计算 FS/I/FS 超导隧道结的直流 Josephson 电流. 首先用 Bogoliubov-de Gennes (BdG) 方程得到铁磁超导共存态 (FS) 的自治方程, 再在取不同的结界面 (绝缘层) 的势垒强度和考虑界面的粗糙情形下, 讨论 FS/I/FS 超导隧道结的直流 Josephson 电流随磁交换能、温度的变化情况.

## 2. 铁磁超导共存态

双层结构铁磁-超导隧道结的结构如图 1 所示,  $x > 0$  和  $x < 0$  处均为性质相同的 FS,  $x = 0$  处是绝缘层. FS 是由厚度小于其相干长度的铁磁层和超导层构成如图 1, 在铁磁超导共存态中超导态和铁磁态共存, 由文献 [9] 可知: FS 态中有效超导能隙和磁交换能分别小于超导态的能隙和铁磁体的磁交换能. 当不考虑准粒子的自旋反转效应时, 四分量的 BdG

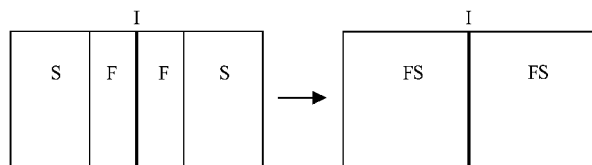


图 1 FS/I/FS 结的示意图

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(  $u \downarrow, v \uparrow$  ),另一个对应于自旋方向向下的电子、自旋方向向上的空穴(  $u \uparrow, v \downarrow$  ).对应于(  $u \uparrow, v \downarrow$  )的 BdG 方程<sup>[15]</sup>为

$$\begin{pmatrix} H_0 - E_h & \Delta(T, E_h) \\ \Delta^*(T, E_h) & -H_0 - E_h \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \uparrow \\ v \downarrow \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u \uparrow \\ v \downarrow \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中  $E$  是准粒子相对于费米能的激发能,  $E_h$  是 FS 中有效磁交换能,  $\Delta(T, E_h)$  是 FS 中的有效超导能隙和结的温度  $T$ , FS 中磁交换能  $E_h$  有关.  $H_0 = p^2/2m + U(x) - E_F$  是单粒子的哈密顿量,  $U(x)$  为考虑结界面的粗糙情形下的有效结界面散射势<sup>[16]</sup>

$$U(x) = (U_0 \hat{e} - iP \hat{\tau}_3) \delta(x), \quad (2)$$

$$\hat{e} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\tau}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

(2) 式中  $U_0$  为通常的势垒散射势,  $P$  为由界面的粗糙引起的散射势.

由(1)式可以求得铁磁超导共存态中超导相干因子

$$u_\sigma^2 = [1 + \sqrt{1 - \Delta^2(T, E_h)(E + \eta_\sigma E_h)^2}] / 2, \quad (4)$$

$$v_\sigma^2 = [1 - \sqrt{1 - \Delta^2(T, E_h)(E + \eta_\sigma E_h)^2}] / 2, \quad (5)$$

准粒子的传播因子为

$$k_\sigma^e = \sqrt{(2m/\hbar^2) [E_F + \sqrt{(E + \eta_\sigma E_h)^2 - \Delta^2(T, E_h)}]}, \quad (6)$$

$$k_\sigma^h = \sqrt{(2m/\hbar^2) [E_F - \sqrt{(E + \eta_\sigma E_h)^2 - \Delta^2(T, E_h)}]}. \quad (7)$$

这里  $\sigma = \uparrow, \downarrow$  代表准粒子的自旋方向,  $\eta_\sigma = 1$  对应于  $\sigma = \uparrow$  和  $\eta_\sigma = -1$  对应于  $\sigma = \downarrow$ ,  $\bar{\sigma}$  代表准粒子的自旋方向与  $\sigma$  相反.

在铁磁超导共存态中,有效超导能隙  $\Delta(T, E_h)$  可由下面自洽方程<sup>[15]</sup>决定:

$$\Delta = g_0 \psi_\uparrow \psi_\downarrow, \quad (8)$$

式中  $g_0$  是电子间的有效吸引势,

$$\psi_\sigma = \sum_k (\gamma_{k\sigma} u_{k\sigma} - \gamma_{k\bar{\sigma}}^* v_{k\bar{\sigma}}^*),$$

这里  $\gamma_{k\sigma}$  是 Bogoliubov 转换算子. 由(4)(5)(8)式和  $\gamma_{k\sigma}$  的性质<sup>[15]</sup>, 可以得到

$$1 = \frac{g_0}{2} \sum_k \left( \frac{1 - f_{k\uparrow}}{\sqrt{\epsilon_{k\uparrow}^2 + \Delta^2(T, E_h)}} - \frac{f_{k\downarrow}}{\sqrt{\epsilon_{k\downarrow}^2 + \Delta^2(T, E_h)}} \right), \quad (9)$$

式中

$$\epsilon_{k\sigma}^2 = \left( \frac{\hbar k_\sigma^2}{2m} - E_F \right)^2,$$

$$f_{k\sigma} = \frac{1}{e^{[\sqrt{\epsilon_{k\sigma}^2 + \Delta^2(T, E_h)} - \eta_\sigma E_h] \beta} + 1},$$

$$\beta = 1/k_B T.$$

由(9)式, 可以得到铁磁超导共存态有效超导能隙

$\Delta(T, E_h)$  的自洽方程为

$$\ln\left(\frac{\Delta_0}{\Delta}\right) = \int_0^{\hbar\omega_D} \frac{d\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2}} \times \left( \frac{1}{\exp[\beta(\sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2} - E_h)] + 1} + \frac{1}{\exp[\beta(\sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2} + E_h)] + 1} \right), \quad (10)$$

这里  $\Delta_0 = \Delta(0, 0)$  是不存在磁交换能  $E_h$  和绝对零

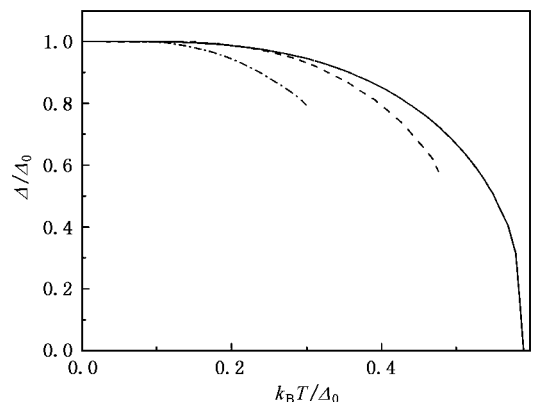


图2 铁磁超导共存态中有效超导能隙  $\Delta(T, E_h)$  随温度  $T$  变化的关系曲线(实线:  $E_h = 0.0$ , 虚线:  $E_h = 0.2\Delta_0$ ; 虚点线:  $E_h = 0.5\Delta_0$ )

度时的 BCS 理论超导能隙  $\omega_D$  是德拜频率. 磁交换能  $E_h$  为零时 (10) 式就是 BCS 理论的能隙方程<sup>[15]</sup>. 根据 (10) 式及文献 [10] 的图 1 可作出取不同的磁交换能  $E_h$  情况下铁磁超导共存态有效超导能隙  $\Delta(T, E_h)$  随温度  $T$  变化的关系曲线, 如图 2 所示. 从图 2 中可以看出铁磁超导共存态中超导态消失的温度随磁交换能  $E_h$  的升高而降低. 和文献 [5] 有所不同, 这里考虑了铁磁超导共存态的稳定性<sup>[10]</sup> 问题, 铁磁超导共存态中超导态转变为铁磁态时, 超导能隙是突然消失.

### 3. FS/I/FS 结中临界电流的计算

由 BdG 方程 (1), 可以得到在 FS/I/FS 结中电子型准粒子从左向右运动的波函数为

$$\Psi_{L\sigma}(x) = e^{ik_{L\sigma}^c x} \begin{pmatrix} u_{1\sigma} e^{i\phi_1/2} \\ v_{1\sigma} e^{-i\phi_1/2} \end{pmatrix} + a_{\sigma^-} e^{ik_{1\sigma^-}^h x} \begin{pmatrix} v_{1\sigma^-} e^{i\phi_1/2} \\ u_{1\sigma^-} e^{-i\phi_1/2} \end{pmatrix} + b_{\sigma} e^{-ik_{1\sigma}^c x} \begin{pmatrix} u_{1\sigma} e^{i\phi_1/2} \\ v_{1\sigma} e^{-i\phi_1/2} \end{pmatrix} \quad x < 0,$$

$$\Psi_{R\sigma}(x) = c_{\sigma} e^{ik_{R\sigma}^c x} \begin{pmatrix} u_{R\sigma} e^{i\phi_R/2} \\ v_{R\sigma} e^{-i\phi_R/2} \end{pmatrix} + d_{\sigma^-} e^{-ik_{R\sigma^-}^h x} \begin{pmatrix} v_{R\sigma^-} e^{i\phi_R/2} \\ u_{R\sigma^-} e^{-i\phi_R/2} \end{pmatrix} \quad x > 0, \quad (11)$$

式中  $a_{\sigma^-}$ ,  $b_{\sigma}$ ,  $c_{\sigma}$  和  $d_{\sigma^-}$  分别是入射电子在结界面的 Andreev 反射波幅<sup>[17]</sup>、电子的反射波幅以及穿透到右边 FS 中的电子和空穴穿透波幅,  $\phi_L$ ,  $\phi_R$  分别是左右两边超导体的相位. 下标 L (R) 表示左右两边 FS, 这里  $\sigma = \uparrow, \downarrow$  代表准粒子的自旋方向.

波函数应满足的边界条件<sup>[14]</sup>为

$$\Psi_{R\sigma}(x=0^+) = \Psi_{L\sigma}(x=0^-), \quad (12)$$

$$\left( \frac{d\Psi_{R\sigma}}{dx} \right)_{x=0^+} - \left( \frac{d\Psi_{L\sigma}}{dx} \right)_{x=0^-} = \frac{2m}{\hbar^2} (U\hat{e} - iP\hat{c}_3) \Psi_{R\sigma}(x=0^+). \quad (13)$$

把 (11) 式代入 (12) (13) 式, 可以求得 Andreev 反射波幅  $a_{\sigma^-}$ .

1) 当结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向平行一致时

$$a_{\sigma}(E, \phi) = \frac{u_{1\sigma} v_{1\sigma} + z_2 u_{1\sigma} v_{1\sigma} (u_{R\sigma}^2 - v_{R\sigma}^2) - [\cos\phi + i(u_{L\sigma}^2 - v_{L\sigma}^2) \sin\phi] u_{R\sigma} v_{R\sigma}}{\Gamma_1}, \quad (14)$$

$$\Gamma_1 = 2u_{1\sigma} v_{1\sigma} u_{R\sigma} v_{R\sigma} \cos\phi - f_{1\sigma} (u_{L\sigma}^2 - v_{L\sigma}^2) (u_{R\sigma}^2 - v_{R\sigma}^2) - z_2 u_L^2 (u_{R\sigma}^2 - v_{R\sigma}^2) - f_{2\sigma} u_L^2 - f_{3\sigma}.$$

2) 当结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向反向平行时

$$a_{\sigma}(E, \phi) = \frac{u_{1\sigma} v_{1\sigma} + z_2 u_{1\sigma} v_{1\sigma} (u_{R\sigma^-}^2 - v_{R\sigma^-}^2) - [\cos\phi + i(u_{L\sigma}^2 - v_{L\sigma}^2) \sin\phi] u_{R\sigma^-} v_{R\sigma^-}}{\Gamma_2}, \quad (15)$$

$$\Gamma_2 = 2u_{1\sigma} v_{1\sigma} u_{R\sigma^-} v_{R\sigma^-} \cos\phi - f_{1\sigma^-} (u_{L\sigma}^2 - v_{L\sigma}^2) (u_{R\sigma^-}^2 - v_{R\sigma^-}^2) - z_2 u_{L\sigma}^2 (u_{R\sigma^-}^2 - v_{R\sigma^-}^2) - f_{2\sigma^-} u_{L\sigma}^2 - f_{3\sigma^-}.$$

上面推导中已作近似:

$$k_{L\sigma}^{(h)} = k_{R\sigma}^{(h)} = k_F,$$

此外上面两式中

$$f_{1\sigma} = \frac{2 + 2z_{\sigma} + z_1^2 + z^2}{4(1 + z_{\sigma} + z_2)},$$

$$f_{2\sigma} = \frac{z_2}{1 + z_{\sigma} + z_2},$$

$$f_{3\sigma} = \frac{1 + z_{\sigma}}{1 + z_{\sigma} + z_2},$$

$$z_1 = 2mU(\hbar^2 k_F),$$

$$z_2 = 2mP(\hbar^2 k_F),$$

$$z_{\sigma} = z_2 + z_1^2 + z_2^2 + 4z_2 \frac{v_{R\sigma}^2}{u_{R\sigma}^2 - v_{R\sigma}^2},$$

这里  $z_1, z_2$  都是无量纲的实数,  $z_1$  表示通常的界面势垒散射强度,  $z_2$  表示通常的界面粗糙势垒散射强度,  $\phi = \phi_L - \phi_R$  是结两边的相位差.

由 Furusaki-Tsukada (FT) 的电流公式<sup>[4, 18]</sup>, 得到推广的 FS/I/FS 结的直流 Josephson 电流

$$I = \frac{e\Delta(T, E_h) k_B T}{2\hbar} \times \text{Re} \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow} \sum_{\omega_n} \frac{a_{\sigma}(i\omega_n, \phi) - a_{\sigma}(i\omega_n, -\phi)}{\Omega_{n\sigma}}, \quad (16)$$

式中  $a_{\sigma}(i\omega_n, \phi)$  是把 (14) (15) 式中  $E$  替换为  $i\omega_n$

而得到的  $\omega_n = (2n + 1)\pi k_B T$  是松原频率,

$$\Omega_{n\uparrow(\downarrow)} = \sqrt{(\omega_n \mp iE_h)^2 + \Delta^2(T, E_h)}.$$

把(14)式代入(16)式,得到结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向平行一致时,FS/I/FS 结的直流 Josephson 电流为

$$I_p = \frac{e\Delta^2(T, E_h)k_B T \sin\phi}{\hbar} \times \text{Re} \sum_{\omega_n} \left\{ \frac{1}{Y_{p1}} + \frac{1}{Y_{p2}} \right\}, \quad (17)$$

$$Y_{p1} = \Delta^2(T, E_h) \cos\phi + 2f_{1\uparrow} [(\omega_n - iE_h)^2 + \Delta^2] + z_2 \left[ (\omega_n - iE_h) \sqrt{(\omega_n - iE_h)^2 + \Delta^2} + (\omega_n - iE_h)^2 + \Delta^2 \right] + f_{2\uparrow} \left[ (\omega_n - iE_h)^2 + (\omega_n - iE_h) \sqrt{(\omega_n - iE_h)^2 + \Delta^2} \right] + 2f_{3\uparrow} (\omega_n - iE_h)^2,$$

$$Y_{p2} = \Delta^2(T, E_h) \cos\phi + 2f_{1\downarrow} [(\omega_n + iE_h)^2 + \Delta^2] + z_2 \left[ (\omega_n + iE_h) \sqrt{(\omega_n + iE_h)^2 + \Delta^2} + (\omega_n + iE_h)^2 + \Delta^2 \right] + f_{2\downarrow} \left[ (\omega_n + iE_h)^2 + (\omega_n + iE_h) \sqrt{(\omega_n + iE_h)^2 + \Delta^2} \right] + 2f_{3\downarrow} (\omega_n + iE_h)^2.$$

同样把(15)式代入(16)式,得到结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向反向平行时,FS/I/FS 结的直流 Josephson 电流为

$$I_{Ap} = \frac{e\Delta^2(T, E_h)k_B T \sin\phi}{\hbar} \times \text{Re} \sum_{\omega_n} \left\{ \frac{1}{Y_{Ap1}} + \frac{1}{Y_{Ap2}} \right\}, \quad (18)$$

$$Y_{Ap1} = \Delta^2(T, E_h) \cos\phi - 2f_{1\uparrow} \sqrt{(\omega_n^2 + \Delta^2 - E_h^2)^2 + 4E_h^2\omega_n^2} + z_2 \left[ (\omega_n + iE_h) \sqrt{(\omega_n - iE_h)^2 + \Delta^2} + \sqrt{(\omega_n^2 + \Delta^2 - E_h^2)^2 + 4E_h^2\omega_n^2} \right] + f_{2\uparrow} \left[ \sqrt{(\omega_n^2 + \Delta^2 - E_h^2)^2 + 4E_h^2\omega_n^2} + (\omega_n + iE_h) \sqrt{(\omega_n - iE_h)^2 + \Delta^2} \right] + 2f_{3\uparrow} (\omega_n^2 + E_h^2),$$

$$Y_{Ap2} = \Delta^2(T, E_h) \cos\phi - 2f_{1\downarrow} \sqrt{(\omega_n^2 + \Delta^2 - E_h^2)^2 + 4E_h^2\omega_n^2}$$

$$+ z_2 \left[ (\omega_n + iE_h) \sqrt{(\omega_n - iE_h)^2 + \Delta^2} + \sqrt{(\omega_n^2 + \Delta^2 - E_h^2)^2 + 4E_h^2\omega_n^2} \right] + f_{2\downarrow} \left[ \sqrt{(\omega_n^2 + \Delta^2 - E_h^2)^2 + 4E_h^2\omega_n^2} + (\omega_n + iE_h) \sqrt{(\omega_n - iE_h)^2 + \Delta^2} \right] + 2f_{3\downarrow} (\omega_n^2 + E_h^2).$$

从(17)式和(18)式可以看出,结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向平行一致时和反向平行时,FS/I/FS 结的直流 Josephson 电流是不同的.利用(10)式及(17)式和(18)式在图 3、图 4 中分别给出两种情况下取不同的温度  $T$  时 FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流( $\phi = \pi/2$ )  $I_p, I_{Ap}$  随 FS 中磁交换能  $E_h$  变化的曲线.在图 3 中可以看出结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向平行一致时,不论结界面势垒散射强度和粗糙势垒散射强度是弱还是强,FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流  $I_p$  总是随 FS 中的磁交换能的增强而减弱的.从图 4 中可以看出结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向反向平行时情况有所不同,当结界面势垒散射强度和粗糙势垒散射强度比较弱时,FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流是随 FS 中的磁交换能的增强而减弱的(如图 4(a)(b)),而结界面势垒散射强度或粗糙势垒散射强度比较强而且温度比较低时,FS/I/FS 结的直流 Josephson 电流是随 FS 中的磁交换能的增强而升高(如图 4(c)(d)中上升的曲线).这一新奇现象与文献[9]的结果一致.从图 3、4 中均可以看出结界面势垒散射和粗糙势垒散射对 FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流均有抑制作用.这里需要指出的是:仅当结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向反向平行,结界面势垒散射强度或粗糙势垒散射强度比较强而且温度比较低时,FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流随 FS 中的磁交换能的增强而升高.从上面的结果可以看出:无论结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向平行还是反向平行,当结界面势垒散射强度和粗糙势垒散射强度比较弱时,结界面的 Andreev 反射波幅较大,FS 中的磁交换能仍是抑制 Andreev 反射,从而使 FS/I/FS 结的直流 Josephson 电流随磁交换能的增强而降低.

同样利用(10)及(17)式和(18)式在图 5、图 6 中分别给出两种情况下取不同的磁交换能  $E_h$  时 FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流  $I_p, I_{Ap}$  随温度  $T$  变化的曲线.从图 5、图 6 中可以看出随着温度  $T$

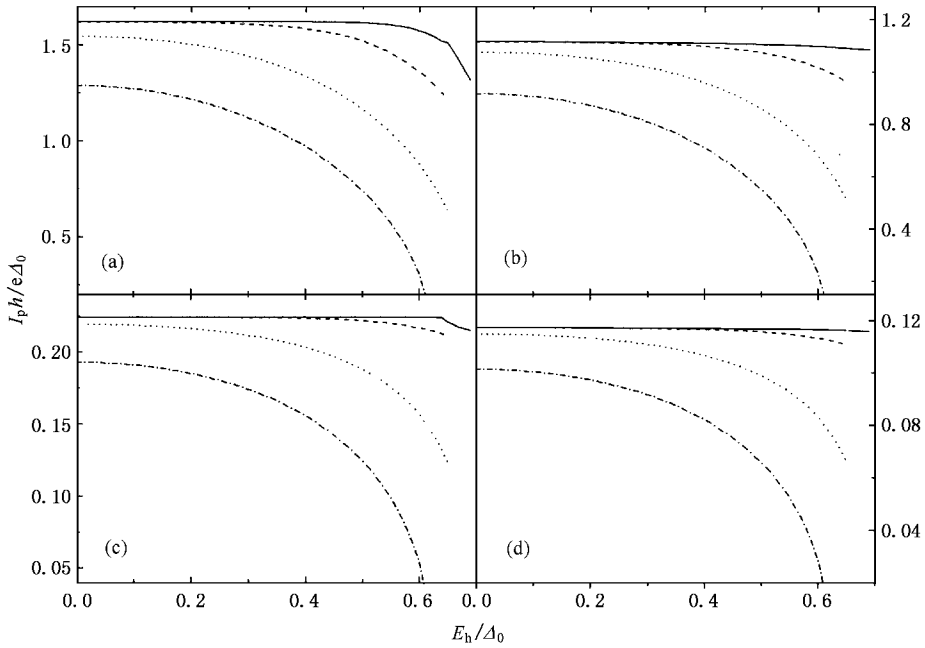


图3 FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流  $I_p(\phi = \pi/2)$  随 FS 中磁交换能  $E_h$  变化的曲线 (a)  $z_1 = 1, z_2 = 0$ ; (b)  $z_1 = 1, z_2 = 1$ ; (c)  $z_1 = 5, z_2 = 0$ ; (d)  $z_1 = 1, z_2 = 5$  (实线 :  $T = 0.05T_c$ ; 虚线 :  $T = 0.1T_c$ ; 点线 :  $T = 0.2T_c$ ; 虚点线 :  $T = 0.3T_c$ )

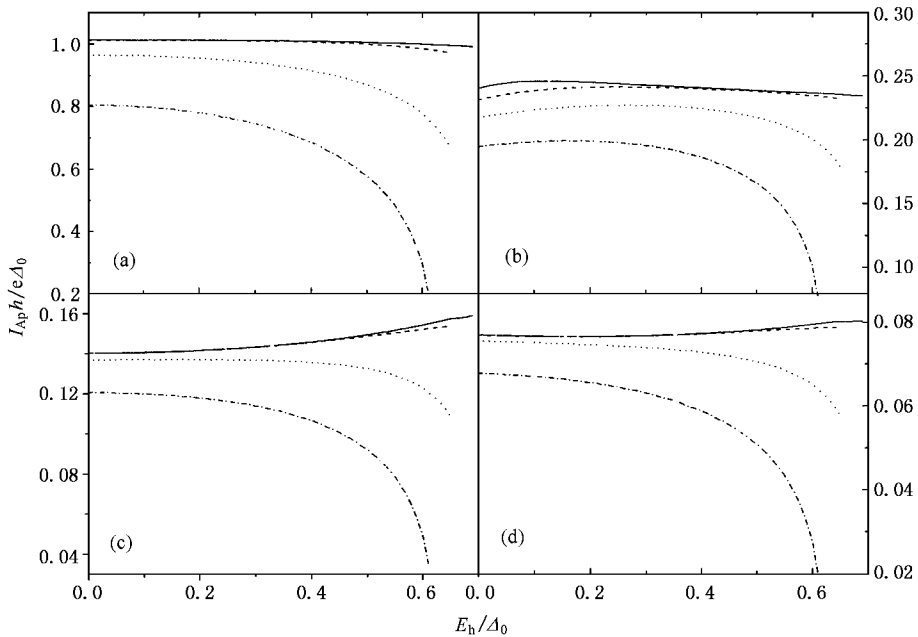


图4 FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流  $I_{AP}(\phi = \pi/2)$  随 FS 中磁交换能  $E_h$  变化的曲线(参数取值同图 3)

的上升,FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流  $I_p, I_{AP}$  变小,温度上升到 FS 中的临界温度  $T_c(E_h)$  时,超导态消失,直流 Josephson 电流也随之消失.FS 中的有效临界温度  $T_c(E_h)$  低于超导态中的临界温度  $T_c$

( $E_h = 0$ ),而且随 FS 中的磁交换能  $E_h$  的增强而变低.另从图 6 仍可以看出在结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向反向平行时结界面势垒散射强度或粗糙势垒散射强度比较强且温度比较低时,FS/I/FS

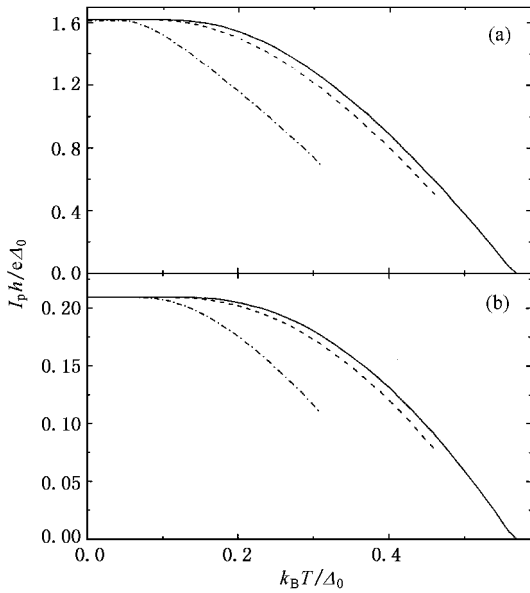


图 5 FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流  $I_p(\phi = \pi/2)$  随温度  $T$  变化的曲线 (a)  $z_1 = 1, z_2 = 0$ ; (b)  $z_1 = 5, z_2 = 1$  (实线 :  $E_h = 0.0$ , 虚线 :  $E_h = 0.2\Delta_0$ ; 点线 :  $E_h = 0.5\Delta_0$ )

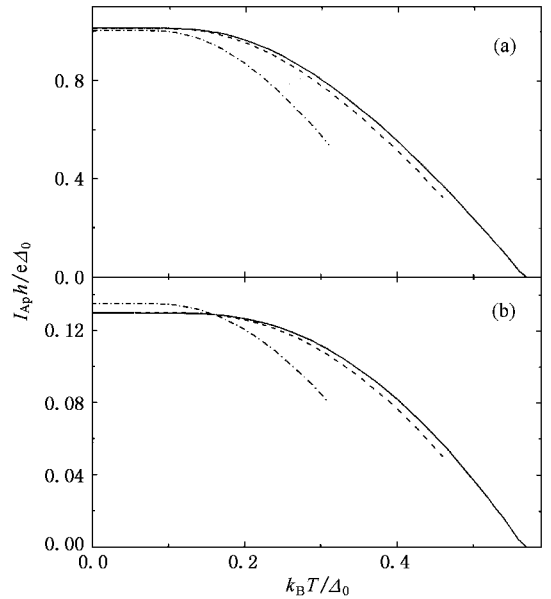


图 6 FS/I/FS 结的直流 Josephson 临界电流  $I_{Ap}(\phi = \pi/2)$  随温度变化的曲线(参数取值同图 5)

结的直流 Josephson 电流随 FS 中的磁交换能的增强而升高.

### 4. 结 论

本文利用 BdG 方程得到铁磁超导共存态(FS)的自洽方程,并在考虑不同的界面(绝缘层)的势

垒强度和界面的粗糙情形下,由 FT 方程计算了 FS/I/FS 结的直流 Josephson 电流,讨论了结左右两边 FS 中铁磁态的磁化强度方向平行和反向平行时,FS 中的磁交换能对 FS/I/FS 结的直流 Josephson 电流的影响.

衷心感谢南京大学物理系邢定钰教授的悉心指导.

[ 1 ] Soulen R *et al* 1998 *Science* **282** 85  
 [ 2 ] Upadgvy S *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3247  
 [ 3 ] Kuplevaskii S V, Falko I I 1990 *JETP Lett.* **52** 340  
 [ 4 ] Tanaka Y, Kashiwaya S 1997 *Physica C* **274** 354  
 [ 5 ] Li X W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1821 (in Chinese) [ 李晓薇 2002 *物理学报* **51** 1821 ]  
 [ 6 ] Kadigrobov A *et al* 1999 *Phys. Rev. B* **60** 14593  
 [ 7 ] Tanaka Y, Kashiwaya S 2000 *J. Phys. Soc. Jpn.* **69** 1152  
 [ 8 ] Bourgeois O *et al* 2000 *Phys. Rev. B* **63** 064517  
 [ 9 ] Bergeret F S *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3140  
 [ 10 ] Li X W, Zheng Z M, Xing D Y *et al* 2002 *Phys. Rev. B* **65** 134507  
 [ 11 ] Fulde P and Ferrel A 1964 *Phys. Rev.* **135** A550  
 [ 12 ] Larkin A and Ovchinnikov Y 1965 *Sov. Phys. JETP* **20** 762  
 [ 13 ] Clogston M A 1962 *Phys. Rev. Lett.* **9** 266  
 [ 14 ] Blonder E G, Tinkham M, Klapwijk T M 1982 *Phys. Rev. B* **25** 4515  
 [ 15 ] de Gennes P G 1966 *Superconductivity of Metals and Alloys* (New York :Benjamin)  
 [ 16 ] Dong Z C *et al* 1996 *Z. Phys. B* **100** 329  
 [ 17 ] Andreev A F 1964 *Zh. Eksp. Tero. Fiz.* **46** 1823  
 [ 18 ] Furusaki A, Tsukada M 1991 *Solid State Commun.* **78** 299

# The dc Josephson current in double ferromagnet-superconductor tunnel junctions

Li Xiao-Wei

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

( Received 18 October 2002 ; revised manuscript received 17 February 2003 )

## Abstract

Using Bogoliubov-de Gennes equations we obtain the self-consistent equation in a ferromagnetic superconductor. Taking into account the rough interface scattering effects , within Bogoliubov-de Gennes equations and Furusaki-Tsukada formula we calculate the dc Josephson current in the double ferromagnet-superconductor tunnel junctions . It is found that dc Josephson currents in FS/I/FS are suppressed by the ferromagnetic exchange interaction for weak barrier strength and weak rough interface scattering strength. The only exception that the dc Josephson currents increase with the ferromagnetic exchange interaction occurs if all three conditions are satisfied : at low temperature , for strong barrier strength or strong rough interface scattering strength , and in an antiparallel configuration .

**Keywords** : FS/I/FS junction , ferromagnetic superconductor , the Josephson current , rough interface scattering

**PACC** : 7450V , 7475