第 54 卷 第 5 期 2005 年 5 月
1000-3290/2005/54(05)/2313-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.54, No.5, May, 2005

正常金属-绝缘层-铁磁/超导结微分电导峰的 Zeeman 劈裂

李晓薇
(淮阴师范学院物理系, 淮安 223001)
(2004 年 3 月 19 日收到; 2004 年 10 月 21 日收到修改稿)

通过求解 Bogoliubov-de Gennes(BdG)方程,利用推广的 Blonder-Tinkham-Klapwijk(BTK)理论,计算了考虑结界面粗糙散射情况下正常金属-绝缘层-铁磁超导结(N/I/FS)的微分电导.研究表明,铁磁超导态中的磁交换能 E_h 能使微分电导峰产生 Zeeman 劈裂,劈裂峰的能量间隔为 $2E_h$,结界面势垒散射和结界面粗糙散射降低了隧道结的微分电导峰值.

关键词: N/I/FS 超导结, 铁磁超导共存态, 微分电导, Zeeman 劈裂
PACC: 7450, 7210

1. 引　言

铁磁-超导隧道结系统是一最基本的记忆存储器件单元,具有巨大的应用前景,同时又存在诸多有趣的物理特性,近年来已成为一个活跃的研究课题[1—3].由于铁磁层中自旋方向不同的准粒子具有不同的势能,铁磁-超导隧道结系统的隧道谱呈现一些新的现象.近来,人们又对铁磁超导共存态(FS)的研究有了极大的兴趣[4—6]. 早在 20 世纪 60 年代,Fulde 和 Ferrel[7] 及 Larkin 和 Ovchinnikov[8] (FFLO)的工作就预言有铁磁超导共存态存在,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,而铁磁超导共存态中由于磁交换能 E_h 的存在使得 Cooper 电子对有质心动量. $Q = 2E_h/\hbar\nu_F$."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 Δ_c 时存在, Δ_c 是 Clogston 临界值[9] (Δ_c 与 Δ_0 是同数量级的, Δ_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 Δ_c 时, FS 中超导态消失,仅存铁磁态.

本文将系统地研究在考虑结界面粗糙散射情况下铁磁超导共存态中磁交换能对金属-绝缘层-铁磁/超导(N/I/FS)隧道结的微分电导的影响.首先用 Bogoliubov-de Gennes(BdG)方程[10] 得到 FS 的自洽方程,利用推广的 Blonder, Tinkham 和 Klapwijk (BTK)理论[11] 在取不同的磁交换能、结界面(绝缘层)的势垒强度、结界面粗糙散射、温度的情形下,讨论 N/I/FS 超导隧道结的微分电导随外加电压的变化情况.

2. 铁磁超导共存态

正常金属-绝缘层-铁磁/超导(N/I/FS)隧道结如图 1 所示, $x>0$ 为正常金属, $x=0$ 处是绝缘层, $x<0$ 处是 FS. FS 是由厚度小于其相干长度的铁磁层和超导层构成[12],在铁磁超导共存态中超导态和铁磁态共存,由文献[12]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 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($u\uparrow$, $\nu\downarrow$),另一个对应于自旋方向向下的电子、自旋方向向上的空穴($u\downarrow$, $\nu\uparrow$). 对应于($u\uparrow$, $\nu\downarrow$)的 BdG 方程[1,10] 为

$$\begin{pmatrix} H_0 - E_h & \Delta(T,E_h) \\ \Delta^*(T,E_h) & -H_0 - E_h \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_\uparrow \\ \nu_\downarrow \end{pmatrix} = E\begin{pmatrix} u_\uparrow \\ \nu_\downarrow \end{pmatrix}, \tag{1}$$

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[13]

$$U(x) = (U_0\hat{e} - \mathrm{i}P\hat{\tau}_3)\delta(x), \tag{2}$$

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

(2)式中 U_0 为通常的结势垒散射势,P 为由界面的粗糙引起的散射势.

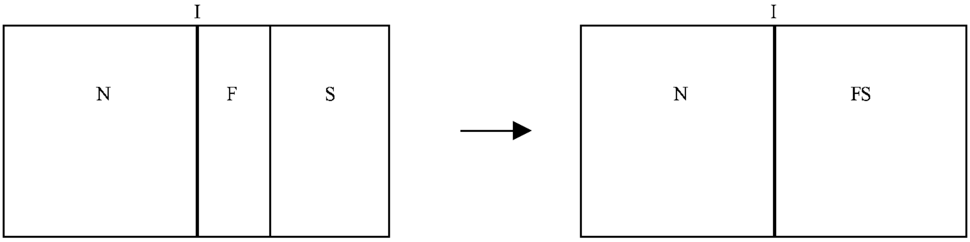

图 1 N/I/FS 结的示意图

由(1)式,我们可以求得铁磁超导共存态中超导相干因子

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

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

准粒子的传播因子为

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

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

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 σ 向反.

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[10]决定:

$$\Delta = g_0\langle\psi_\uparrow\psi_\downarrow\rangle, \tag{8}$$

式中 g_0 是电子间的有效吸引势,$\psi_\sigma = \sum_k(\gamma_{k\sigma}u_{k\sigma} - \gamma_{k\bar{\sigma}}^{+}\nu_{k\sigma}^{*})$,这里 $\gamma_{k\sigma}$ 是 Bogoliubov 转换算子.由(4),(5),(8)式和 $\gamma_{k\sigma}$ 的性质[9],可以得到

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

式中

$$\varepsilon_{k\sigma}^2 = \left(\frac{\hbar K_\sigma^{e2}}{2m} - E_F\right)^2,$$

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

$\beta = 1/k_B T$.由上式,我们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

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

在这里 $\Delta_0 = \Delta(0,0)$ 是不存在磁交换能 E_h 和绝对零度时的 BCS 超导能隙,ω_D 是德拜频率。磁交换能 E_h 为零时,(10)式就是 BCS 的能隙方程[10]。

3.金属-绝缘层-铁磁/超导隧道结的隧道谱计算

由 BdG 方程(1),可以得到在正常金属-绝缘层-铁磁/超导隧道结中电子型准粒子从左向右运动的波函数为

$$\Psi_{1\sigma} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}\mathrm{e}^{\mathrm{i}q_+x} + a_{\bar{\sigma}}\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}\mathrm{e}^{\mathrm{i}q_-x} + b_\sigma\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}q_+x}, x < 0$$

$$\Psi_{2\sigma} = c_\sigma\begin{pmatrix} u_\sigma\mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi} \\ \nu_{\bar{\sigma}} \end{pmatrix}\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_\sigma^+x} + d_{\bar{\sigma}}\begin{pmatrix} \nu_{\bar{\sigma}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi} \\ u_\sigma \end{pmatrix}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k_{\bar{\sigma}}^-x}, x \geqslant 0 \tag{11}$$

式中 $a_{\bar{\sigma}}, b_\sigma, c_\sigma$ 和 $d_{\bar{\sigma}}$ 分别是入射电子在结界面的 Andreev 反射波幅[14]、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,ϕ 是右边超导体的相位,这里 $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 代表准粒子的自旋方向.$q_\pm = \sqrt{k_F^2 \pm 2mE/\hbar}$ 是正常金属中电子和空穴的传播波矢值.k_F 是正常金属和铁磁超导共存态中费米波矢值.

波函数应满足的边界条件[11]为

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

$$\left(\frac{\mathrm{d}\Psi_{R\sigma}}{\mathrm{d}x}\right)_{x=0^+} - \left(\frac{\mathrm{d}\Psi_{L\sigma}}{\mathrm{d}x}\right)_{x=0^-} = \frac{2m}{\hbar^2}\left(U_0\hat{e} - \mathrm{i}P\hat{\tau}_3\right)\Psi_{R\sigma}(x=0^+). \tag{13}$$

把(11)式代入(12),(13)式,可以求得

$$a_{\bar{\sigma}} = \frac{u_\sigma \nu_{\bar{\sigma}}}{u_\sigma^2(1+2z_2) + (u_\sigma^2 - \nu_{\bar{\sigma}}^2)(z_1^2 + z_2^2)}, \tag{14}$$

$$b_\sigma = \frac{(\nu_{\bar{\sigma}}^2 - u_\sigma^2)(z_1^2 + z_2^2 + iz_1) - z_2}{u_\sigma^2(1+2z_2) + (u_\sigma^2 - \nu_{\bar{\sigma}}^2)(z_1^2 + z_2^2)}, \tag{15}$$

式中 $z_1 = mU_0/(\hbar^2 k_F)$,$z_2 = mP/(\hbar^2 k_F)$,z_1,z_2 都是无量纲的实数,z_1 表示通常的结界面势垒散射强度,z_2 表示结界面粗糙势垒散射强度,在上面的计算中已作近似:$k_\sigma^\pm = q_\pm = k_F$,由于 E_h 较小,以上的近似对结果影响是很小的.从(14)式可以看出结界面势垒散射和结界面粗糙势垒散射对 Andreev 反射均有抑制作用.

根据 BTK 理论,可以得到通过正常金属-绝缘层-铁磁/超导隧道结中电流为

$$I = c_0 \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \int_{-\infty}^{\infty} \{f_0(E-eV) - [A_{\bar{\sigma}} f_0(E+eV) + B_\sigma f_0(E-eV) + (C_\sigma + D_{\bar{\sigma}}) f_0(E)]\}\mathrm{d}E, \tag{16}$$

式中 $f_0(E)$ 为费米分布函数,V 为结两边所加的偏压,c_0 为常数,与结的有效面积、正常态的态密度以及费米速度有关,$A_\sigma = |a_\sigma|^2$ 为 Andreev 反射系数,$B_\sigma = |b_\sigma|^2$ 为通常电子的反射系数,$C_\sigma = |c_\sigma|^2$,$D_\sigma = |d_\sigma|^2$ 分别为铁磁超导共存区域电子和空穴的穿透系数.

由上式可求出正常金属-绝缘层-铁磁/超导隧道结的微分电导为

$$G(eV) = G_0 \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \int_{-\infty}^{\infty} [f_1 - (A_{\bar{\sigma}} f_2 + B_\sigma f_1)]\mathrm{d}E, \tag{17}$$

式中

$$f_1 = \frac{e}{k_B T}\exp[(E-eV)/k_B T]/\{\exp[(E-eV)/k_B T]+1\}^2,$$

$$f_2 = -\frac{e}{k_B T}\exp[(E+eV)/k_B T]/\{\exp[(E+eV)/k_B T]+1\}^2, \tag{18}$$

G_0 是常数.在 $T = 0$ K 时,正常金属-绝缘层-铁磁/超导隧道结的微分电导为[11]

$$G(eV) = G_0 \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} \int_{-\infty}^{\infty} [1 + A_{\bar{\sigma}} - B_\sigma]\delta(E-eV)\mathrm{d}E. \tag{19}$$

利用以上所得的解析结果,我们可以作出正常金属-绝缘层-铁磁/超导隧道结的微分电导在取不同的参数下随偏压 V 的变化关系曲线.从图 2 中可以看出

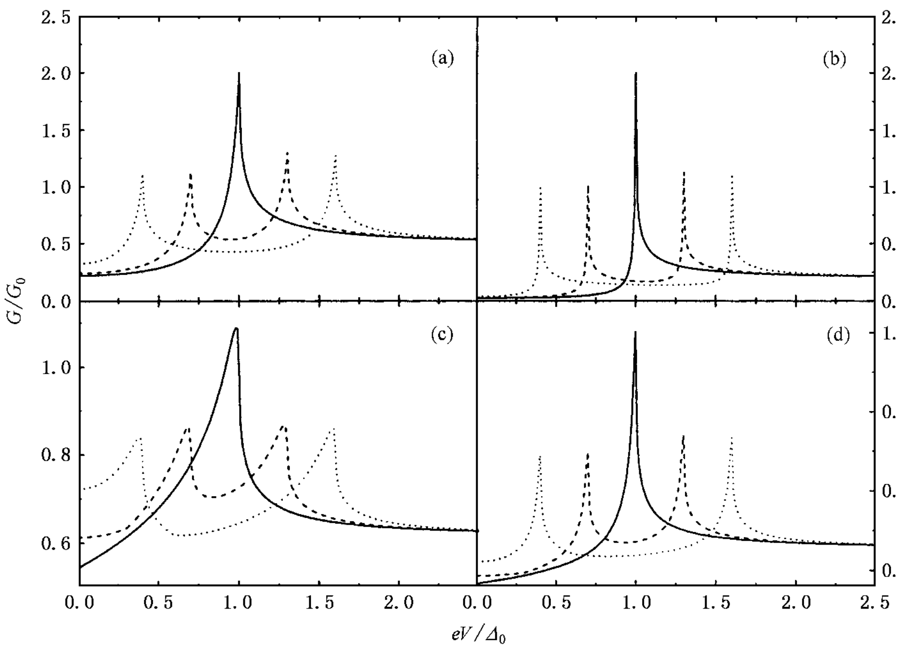

图 2　微分电导 G 随偏压 V 的变化曲线(取 $T = 0$ K,(a) $z_1 = 1$,$z_2 = 0$;(b) $z_1 = 2$,$z_2 = 0$;(c) $z_1 = 1$,$z_2 = 0.5$;(d) $z_1 = 2$,$z_2 = 0.5$。实线 $E_h = 0$,虚线 $E_h = 0.3\Delta_0$,点线 $E_h = 0.6\Delta_0$)

铁磁超导共存态中的磁交换能使得 N/I/FS 结的微分电导峰产生 Zeeman 劈裂[15]，劈裂的强度随铁磁超导共存态中的磁交换能的增大而增强，劈裂峰的能量间隔为 $2E_h$，结界面势垒散射和结界面粗糙势垒散射对 Andreev 反射均有抑制作用，使系统的微分电导值有所下降. 在图 3 中分别给出有限温度下的不同粗糙势垒散射强度的微分电导 G 随偏压 V 的变化曲线，从图中可以看出不论磁交换能是否存在，随着温度（$t = k_B T/\Delta_0$）的升高，正常金属-绝缘层-铁磁/超导隧道结的微分电导峰值都降低，另外，和绝对零度情况下一样，随着结界面粗糙势垒散射强度的增强，微分电导峰会渐渐地被压低.

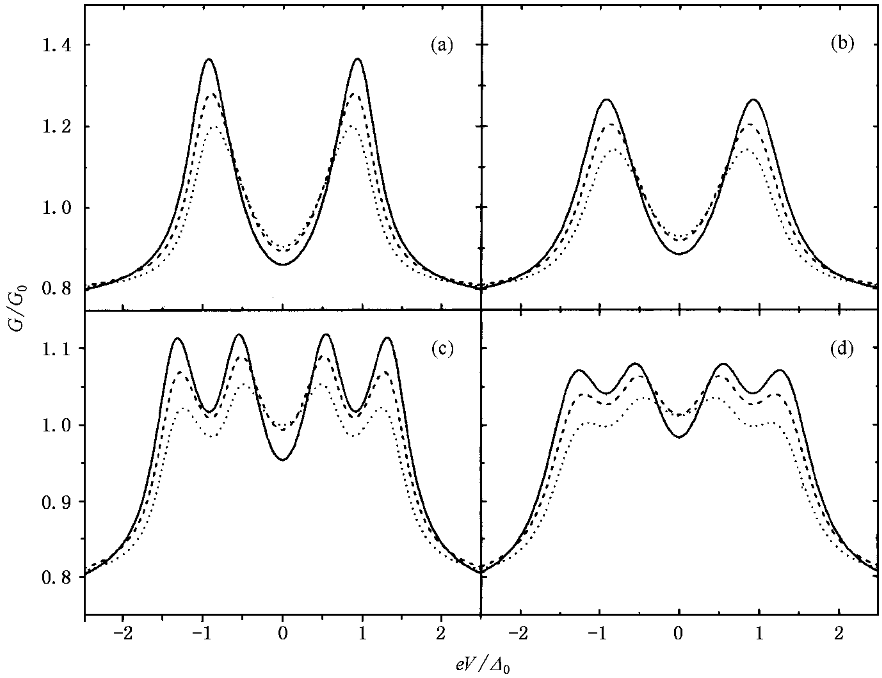

图 3 微分电导 G 随偏压 V 的变化曲线（取 $z_1 = 0.5$ (a) $E_h = 0$；$t = 0.1$；(b) $E_h = 0$；$t = 0.15$；(c) $E_h = 0.4$；$t = 0.1$；(d) $E_h = 0.4$；$t = 0.15$. 实线：$z_2 = 0$；虚线 $z_2 = 0.1$；点线 $z_2 = 0.2$）

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，并在考虑结界面（绝缘层）的势垒散射和结界面的粗糙散射情形下，用 BTK 理论计算了正常金属-绝缘层-铁磁/超导隧道结的微分电导，讨论了 FS 中的磁交换能和温度及结界面粗糙势垒散射对 N/I/FS 结的隧道谱的影响. 研究表明：铁磁超导态中的磁交换能使微分电导峰产生 Zeeman 劈裂，劈裂的强度随磁交换能的增大而增强，温度的升高和结界面粗糙势垒散射的增强会压低微分电导峰.

[1] de Jong M J M *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1657
[2] Zutic I and Valls O T 1999 *Phys. Rev.* B **60** 6320
[3] Zhu J X，Friedman B and Ting C S 1999 *Phys. Rev.* B **59** 9558
[4] Yang K and Agterberg D F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4970
[5] Li X W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1821 (in Chinese) [李晓薇 2002 物理学报 **51**，1821]
[6] Li X W，Shen R and Xing D Y 2003 *Solid State Communications* **128** 315
[7] Fulde P and Ferrel A 1964 *Phys. Rev.* **135** A550
[8] Larkin A and Ovchinnikov Y 1965 *Sov. Phys. JETP* **20** 762
[9] Clogston M A 1962 *Phys. Rev. Lett.* **9** 266
[10] de Gennes P G 1966 *Superconductivity of Metals and Alloys* (New York：Benjamin)
[11] Blonder E G，Tinkham M and Klapwijk T M 1982 *Phys. Rev.* B **25** 4515
[12] Bergeret F S *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3140
[13] Dong Z C *et al* 1996 *Z. Phys.* B **100** 329
[14] Andreev A F 1964 *Zh. Eksp. Tero. Fiz.* **46** 1823
[15] Meservey R and Tedrow P M 1994 *Phys. Rep.* **238** 173

Conductance peak with Zeeman splitting in normal metal-insulator-ferromagnet/superconductor tunnel junctions

Li Xiao-Wei

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

(Received 19 March 2004; revised manuscript received 21 October 2004)

Abstract

Using Bogoliubov-de Gennes equations, we obtain the self-consistent equation in a ferromagnetic superconductor. Taking into account the rough interface scattering effects, in the framework of the Blonder-Tinkham-Klapwijk model, we present the differential conductance of the normal metal-insulator-ferromagnet/superconductor (N/I/FS) tunnel junctions. It is shown that the exchange energy E_h in FS can lead to the Zeeman splitting of the conductance peaks; the energy difference between the two splitting peaks is equal to $2E_h$. The differential conductances in N/I/FS are suppressed by the barrier strength and rough interface scattering strength.

Keywords: N/I/FS junction, ferromagnetic superconductor, differential conductance, Zeeman splitting

PACC: 7450, 7210