

自旋混合库珀对引起的 Josephson 电流*

孟豪^{1)†} 吴修强²⁾

1) (陕西理工大学物理与电信工程学院, 汉中 723001)

2) (盐城工学院物理系, 盐城 224051)

(2023 年 6 月 19 日收到; 2023 年 7 月 18 日收到修改稿)

通过求解 Bogoliubov-de Gennes 方程研究一维 S/F_L-F-F_R/S 结中 Josephson 电流的输运特性, 其中 S 和 F 分别是超导体和铁磁体, F_{L,R} 是左右两侧具有非共线磁矩的界面层. 研究发现, F_L 和 F_R 界面能够产生自旋混合和自旋翻转效应, 该效应能够将 S 内一部分自旋单重对转化为 F 内自旋相同的三重对. 对于短 S/F_L-F-F_R/S 结, F 层内同时存在自旋单重对和自旋相同的三重对. 于是, 随着铁磁交换场和界面磁矩偏转角度差的增加, 临界电流在一个基准面上振荡. 若 F 转变为半金属, 则 F 内仅剩自旋相同的三重对, 临界电流的振荡特征消失. 此外, F_L 和 F_R 界面还能起到普通势垒的作用. 这将导致临界电流随着铁磁厚度的增加展现出双重振荡行为, 其中长波振荡源于铁磁体内自旋单重对的位相变化, 短波振荡是由自旋单重对和自旋相同的三重对经过两个界面势垒时的共振隧穿效应引起的.

关键词: Josephson 结, 铁磁体, 自旋三重对, 共振隧穿

PACS: 74.50.+r, 74.45.+c, 73.40.-c

DOI: 10.7498/aps.72.20231008

1 引言

随着自旋电子学的发展以及信息存储和数据传输量子器件的不断开发和利用, 近年来人们对超导 (S)/铁磁 (F) 异质结中超流的产生、输运和操控有极大的兴趣^[1-8]. 根据 Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 理论可知, 金属超导体内的 Cooper(库珀)对是自旋单重对, 它由自旋和动量都相反的两个电子组成. 与此相反, 铁磁体内的强交换相互作用会使电子自旋趋于同向. 因此, 超导与铁磁间的相互竞争会引起一系列有趣的现象. 当前计算机的计算和硬盘读写过程仅仅利用了电子的电荷特性, 为了提高计算速度和计算精度, 人们很早就希望将电子的自旋自由度引入到量子计算和存储中. 但是, 单粒子自旋流在铁磁体内仅能传输几到十几纳米^[9],

这完全达不到实际应用的要求. 令人兴奋的是, 最近实验发现由自旋相同的三重对组成的自旋极化超流可以在强铁磁体和半金属 (half-metal) 中传播几百纳米^[10,11], 这为电子自旋在实际中的应用提供了一种有效的方法和途径. 在过去的十年里, 人们设计了一系列装置: 将超导体的零电阻特性与铁磁体中的自旋极化电流结合在一起, 形成可以远距离传输的自旋极化超流. 作为一个新的研究领域, 它在自旋电子学和量子信息中表现出了非常诱人的应用前景.

超导体与均匀铁磁体接触可以在超导/铁磁界面附近形成邻近效应 (proximity effect)^[2]: 当 Cooper 对从超导体穿透进入铁磁体时, 铁磁体内的交换相互作用会使自旋单重 Cooper 对 ($\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$) 获得一个质心动量 $\pm Q$ ($Q \propto 2\hbar/(\hbar v_F)$, 其中 $\hbar$ 为铁磁交换场, v_F 为费米速度), 从而形成一种自旋

* 国家自然科学基金 (批准号: 12174238)、陕西省自然科学基金 (批准号: 2020JM-597, 2023-JC-YB-025)、陕西理工大学科研基金 (批准号: SLGKY2006)、陕西高校青年创新团队 (批准号: 2022-94) 和陕西理工大学校级青年拔尖创新团队资助的课题.

† 通信作者. E-mail: menghao2021@163.com

单重对和自旋三重对的混合 $(\uparrow\downarrow)e^{iQR} - (\downarrow\uparrow)e^{-iQR} = (\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)\cos(QR) + i(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)\sin(QR)$ [4,7], 其中 $(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)$ 表示自旋相反的短程自旋三重对. 自旋单重对 $(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)$ 在铁磁层内会随着质心坐标 R 振荡衰减, 这种振荡行为可以引起一系列新颖的效应, 如 S/F 双层结构中电子态密度的空间振荡 [12] 以及超导转变温度 T_c 随铁磁厚度的非单调变化 [13].

若铁磁体具有非均匀磁矩, 则有可能形成自旋相同的三重对. 最具代表性的结构是在 S/F 界面附近引入非共线磁矩, 由非共线磁矩引起的自旋翻转 (spin-flip) 效应能够将 S 内的自旋单重对 $(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)$ 转化成 F 内自旋相同的三重对 $(\uparrow\uparrow)$ (或 $\downarrow\downarrow$) [4,6,7]. 这种自旋三重对的波函数在空间上各向同性, 具有空间坐标交换不变性和自旋交换不变性. 因此, 其波函数是空间坐标和自旋的偶函数. 若要满足泡利不相容原理, 该波函数必须是时间坐标的奇函数, 这种新颖的配对方式称为奇频自旋三重对 (odd frequency spin-triplet pair) [3]. 这种三重对不会被交换场破坏, 能够在 F 层内传输很长的距离, 数量级可以达到自旋单重 Cooper 对在正常金属内的穿透深度, 因此被称为长程自旋三重对.

另外, 两个超导体被一个铁磁体分开可以形成一个铁磁 Josephson 结 (S/F/S). 这是一种非常有应用前景的自旋装置, 其可以通过电子自旋来改变临界电流. 前述的自旋单重 Cooper 对波函数的振荡行为在均匀铁磁 Josephson 结中表现为: 随着铁磁长度的变化 Josephson 结的基态在 0-态 (相同的超导位相) 和 π -态 (超导位相差为 π) 之间转变. 这种 0- π 态转变在实验中表现为临界电流随铁磁厚度和温度的增加振荡衰减 [14-16]. π -态 Josephson 结已经在实际装置中被用于实现量子计算中的超导量子比特 [17].

与之相比, 若 Josephson 结中的铁磁体具有非均匀的磁序结构, 则铁磁体内形成的自旋相同的三重对 $(\uparrow\uparrow)$ (或 $\downarrow\downarrow$) 能引起长程的 Josephson 电流 [18-22]. 很多实验已经观测到了上述自旋相同的三重对在铁磁体内的长程输运现象 [10,23-28]. 在众多非均匀铁磁 Josephson 结中, 最著名的是 Houzet 和 Buzdin [21] 提出的 S/F_L-F-F_R/S 结构, 其中 F_L 和 F_R 界面的磁矩方向与中间的 F 层非共线. 他们建议通过测量 Josephson 结中的临界电流来证明自旋相同的三重对的存在. 然而, 他们的研究采用准经典模型求解 Usadel 方程. 这种准经典方法假定铁磁交换

场远小于费米能 $\hbar \ll E_F$, 并且需要满足严格的条件 $\hbar\tau \ll 1$, 其中 τ 表示电子散射时间. 由于铁磁体内多数电子和少数电子的输运性质差异较大, 准经典方法失去了其有效性, 这将导致一些奇妙的量子效应被忽略. 另外, 很多研究 S/F 异质结的实验都采用强铁磁体, 而准经典近似不能进行充分的定量描述. 弥补准经典模型缺陷的一种有效方法是采用微观方法求解 Bogoliubov-de Gennes (BdG) 方程. 对于非均匀铁磁 Josephson 结, 一般很难得出 BdG 方程的解析解, 通常采用精确的数值计算对准经典结果进行修正.

基于上述原因, 本文采用纯量子的 Andreev (安德列夫) 能谱法研究一维铁磁 Josephson 结中的电流输运特性. 研究发现, 对于短的弱铁磁 S/F/S 结, 临界电流会随着铁磁厚度和交换场强度增加振荡衰减. 与之相比, 对于具有非共线界面磁矩的 S/F_L-F-F_R/S 结, 详细推导了自旋单重对和自旋三重对在 F_L-F-F_R 区域的变换和输运过程, 得出 F_L 和 F_R 界面能够引起自旋混合 (spin-mixing) 和自旋翻转效应. 这两个效应能够将 S 层内的自旋单重对转化成 F 层内自旋相同的三重对. 于是, 在短铁磁层内同时存在自旋单重对和自旋相同的三重对. 因此, 当铁磁交换场增加时自旋单重对位相的变化能够引起电流振荡, 而自旋相同的三重对可以使电流维持在一个恒定的值. 此外, 随着铁磁厚度的增加, 临界电流会显示出两种振荡行为的叠加, 其中长波振荡源于自旋单重对位相的改变, 短波振荡源于自旋单重对和自旋相同的三重对穿过 F_L 和 F_R 界面时产生的共振隧穿效应.

2 理论模型

如图 1 所示, 本文考虑一个一维 S/F_L-F-F_R/S 弱链接 (weak link). F 层的自旋量子轴沿着 z 方向, Josephson 电流沿着 y 方向输运. 取 F 层厚度为 d , 系统的坐标原点位于 F 层中心. BCS 平均场有效哈密顿量表示为 [29]

$$H_{\text{eff}} = \sum_{\alpha,\beta} \int d\mathbf{r} \left\{ \hat{\psi}_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}) [H_{\text{e}} - (\hbar_z \hat{\sigma}_z)_{\alpha\alpha}] \hat{\psi}_{\alpha}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} \left[(i\hat{\sigma}_y)_{\alpha\beta} \Delta(\mathbf{r}) \hat{\psi}_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}) \hat{\psi}_{\beta}^{\dagger}(\mathbf{r}) + \text{H.c.} \right] - \hat{\psi}_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}) (\boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta} \hat{\psi}_{\beta}(\mathbf{r}) \right\}, \quad (1)$$

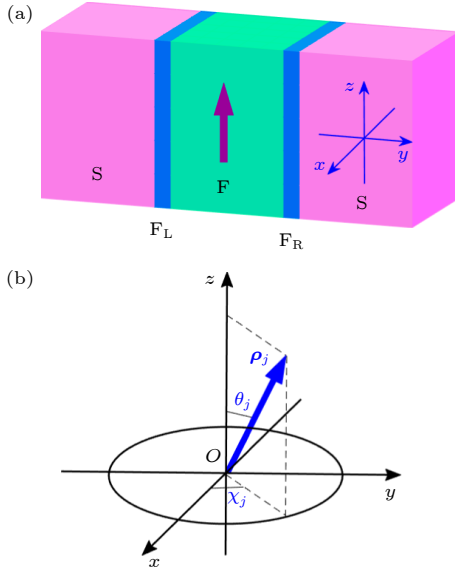


图 1 (a) S/F_L-F-F_R/S 结的结构示意图, 其中 F 内的粗箭头表示交换场方向, F_L 和 F_R 为具有非共线磁矩的自旋活性界面; (b) F_j 界面处磁矩 ρ_j 的磁化方向, 其中 $j = L, R$ 分别对应左侧和右侧界面. θ_j 和 χ_j 分别表示 F_j 界面的极化角和方位角

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the S/F_L-F-F_R/S junction, where thick arrow in F indicates the directions of the exchange field, and the F_L and F_R are spin-active interfaces with non-collinear magnetic moments; (b) the direction of magnetization ρ_j at the F_j interface, where $j = L$ and R correspond to the left and right interfaces, respectively. θ_j and χ_j denote polar and azimuthal angles of the F_j interface, respectively.

其中 $H_e = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - E_F$, $\hat{\psi}_\alpha^\dagger(\mathbf{r})$ 和 $\hat{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$ 表示自旋为 α 的产生和湮灭算符, $\boldsymbol{\sigma} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ 为 Pauli 矩阵, m 为超导体和铁磁体中准粒子的有效质量. 本文假设 Josephson 结的各个区域具有相同的费

米能 E_F .

超导能隙在超导电极中为恒定值, 在铁磁区域不存在, 可以写成如下形式:

$$\Delta(\mathbf{r}) = \begin{cases} \Delta e^{i\phi/2}, & y < -d/2, \\ 0, & -d/2 < y < d/2, \\ \Delta e^{-i\phi/2}, & y > d/2, \end{cases} \quad (2)$$

其中 Δ 为能隙的幅值, ϕ 为两侧超导电极的位相差. 该近似在超导长度远大于铁磁长度时是合理的. F 层交换场沿着 z 方向, 可以表示为 $h_z = \hbar \hat{z}(-d/2 < y < d/2)$, 其中 $\hat{z}$ 表示沿 z 方向的单位矢量. 这里用一个 δ 函数 $\rho(x) = \rho_L \delta(y + d/2) + \rho_R \delta(y - d/2)$ 模拟自旋活性 (spin-active) 界面, 其中 ρ_j ($j = L, R$) 为 F_j 界面处的磁化矢量. ρ_j 的各分量通常可以用极化角 θ_j 和方位角 χ_j 表示为

$$\begin{cases} \rho_j^x = \rho_j \sin \theta_j \cos \chi_j, \\ \rho_j^y = \rho_j \sin \theta_j \sin \chi_j, \\ \rho_j^z = \rho_j \cos \theta_j, \end{cases} \quad (3)$$

其中 ρ_j 表示界面磁化强度.

下面详细描述 BdG 方程的推导过程. 为了对角化前述的有效哈密顿量 H_{eff} , 首先将场算符 $\hat{\psi}_\alpha(\mathbf{r})$ 用 Bogoliubov(博戈留波夫) 变换 $\hat{\psi}_\alpha(\mathbf{r}) = \sum_n [u_{n\alpha}(\mathbf{r})\hat{\gamma}_n + v_{n\alpha}^*(\mathbf{r})\hat{\gamma}_n^\dagger]$ 展开, $u_{n\alpha}$ 和 $v_{n\alpha}$ 表示准粒子振幅, $\hat{\gamma}_n$ 和 $\hat{\gamma}_n^\dagger$ 是准粒子湮灭和产生算符. 然后, 考虑算符 $\hat{\gamma}_n$ 和 $\hat{\gamma}_n^\dagger$ 的反对易关系, 并利用准粒子的扩展关系 $u_{n\alpha}(\mathbf{r}) = u_k^\alpha e^{ik_y y}$ 和 $v_{n\alpha}(\mathbf{r}) = v_k^\alpha e^{ik_y y}$ 可以得到一个 4×4 的 BdG 方程^[29]:

$$\begin{pmatrix} \xi_k - h_z - V_z & -V_{xy}^* & 0 & \Delta(y) \\ -V_{xy} & \xi_k + h_z + V_z & -\Delta(y) & 0 \\ 0 & -\Delta^*(y) & -\xi_k + h_z + V_z & V_{xy} \\ \Delta^*(y) & 0 & V_{xy}^* & -\xi_k - h_z - V_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_k^\uparrow(y) \\ u_k^\downarrow(y) \\ v_k^\uparrow(y) \\ v_k^\downarrow(y) \end{pmatrix} = \epsilon \begin{pmatrix} u_k^\uparrow(y) \\ u_k^\downarrow(y) \\ v_k^\uparrow(y) \\ v_k^\downarrow(y) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中, $\xi_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - E_F$, $V_{xy} = (\rho_L^x + i\rho_L^y)\delta(y + d/2) + (\rho_R^x + i\rho_R^y)\delta(y - d/2)$, $V_z = \rho_L^z\delta(y + d/2) + \rho_R^z\delta(y - d/2)$.

下面分别对每个超导电极和铁磁层求解 BdG 方程 (4). 对于超导能隙中一个给定的能量 ϵ , 可以得到左侧超导电极内的波函数:

$$\begin{aligned} \psi_L^S(y) = & C_1 \hat{\zeta}_1 e^{-ik_s^+ y} + C_2 \hat{\zeta}_2 e^{ik_s^- y} \\ & + C_3 \hat{\zeta}_3 e^{-ik_s^+ y} + C_4 \hat{\zeta}_4 e^{ik_s^- y}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中, $k_s^\pm = k_F \sqrt{1 \pm i\sqrt{\Delta^2 - \epsilon^2}/E_F}$ 为超导电极中准粒子的波矢量. 左侧超导电极内的 4 个基矢波函数为 $\hat{\zeta}_1 = [1 \ 0 \ 0 \ R_1 e^{-i\phi/2}]^T$, $\hat{\zeta}_2 = [1 \ 0 \ 0 \ R_2 e^{-i\phi/2}]^T$, $\hat{\zeta}_3 = [0 \ 1 \ -R_1 e^{-i\phi/2} \ 0]^T$, $\hat{\zeta}_4 = [0 \ 1 \ -R_2 e^{-i\phi/2} \ 0]^T$, 其中 $R_{1(2)} = (\epsilon \mp i\sqrt{\Delta^2 - \epsilon^2})/\Delta$. 相应地, 右侧超导电极内的波函数为

$$\begin{aligned}\psi_R^S(y) = & D_1 \hat{\eta}_1 e^{ik_s^+ y} + D_2 \hat{\eta}_2 e^{-ik_s^- y} \\ & + D_3 \hat{\eta}_3 e^{ik_s^+ y} + D_4 \hat{\eta}_4 e^{-ik_s^- y},\end{aligned}\quad (6)$$

其中, $\hat{\eta}_1 = [1 \ 0 \ 0 \ R_1 e^{i\phi/2}]^T$, $\hat{\eta}_2 = [1 \ 0 \ 0 \ R_2 e^{i\phi/2}]^T$, $\hat{\eta}_3 = [0 \ 1 \ -R_1 e^{i\phi/2} \ 0]^T$, $\hat{\eta}_4 = [0 \ 1 \ -R_2 e^{i\phi/2} \ 0]^T$. F 层内的波函数表示为

$$\begin{aligned}\psi_F(y) = & (M_1 e^{ik_1 y} + M_1' e^{-ik_1 y}) \hat{e}_1 \\ & + (M_2 e^{ik_2 y} + M_2' e^{-ik_2 y}) \hat{e}_2 \\ & + (M_3 e^{ik_3 y} + M_3' e^{-ik_3 y}) \hat{e}_3 \\ & + (M_4 e^{ik_4 y} + M_4' e^{-ik_4 y}) \hat{e}_4,\end{aligned}\quad (7)$$

其中, 铁磁区域的基矢波函数 $\hat{e}_1 = (1 \ 0 \ 0 \ 0)^T$, $\hat{e}_2 = (0 \ 1 \ 0 \ 0)^T$, $\hat{e}_3 = (0 \ 0 \ 1 \ 0)^T$, $\hat{e}_4 = (0 \ 0 \ 0 \ 1)^T$, 该区域内准粒子的波矢量 $k_{1(2)} = k_F \sqrt{1 + (\epsilon \pm h_z)/E_F}$ 和 $k_{3(4)} = k_F \sqrt{1 - (\epsilon \mp h_z)/E_F}$.

波函数 $\psi_L^S(y)$, $\psi_F(y)$ 和 $\psi_R^S(y)$ 及其一阶导数满足下列边界条件:

$$\begin{aligned}\psi_L^S\left(-\frac{d}{2}\right) &= \psi_F\left(-\frac{d}{2}\right), \\ \psi_F'\left(-\frac{d}{2}\right) - \psi_L^S\left(-\frac{d}{2}\right) &= k_F \begin{pmatrix} \hat{U}_L & 0 \\ 0 & \hat{U}_L^* \end{pmatrix} \psi\left(-\frac{d}{2}\right),\end{aligned}\quad (8)$$

$$\begin{aligned}\psi_F(d/2) &= \psi_R^S(d/2), \\ \psi_R^S(d/2) - \psi_F'(d/2) &= k_F \begin{pmatrix} \hat{U}_R & 0 \\ 0 & \hat{U}_R^* \end{pmatrix} \psi(d/2),\end{aligned}\quad (9)$$

其中,

$$\hat{U}_j = \begin{pmatrix} -P_j^z & -(P_j^x - iP_j^y) \\ -(P_j^x + iP_j^y) & P_j^z \end{pmatrix}. \quad (10)$$

这里定义无量纲的自旋相关参数 $(P_j^x, P_j^y, P_j^z) = P_j(\sin\theta_j \cos\chi_j, \sin\theta_j \sin\chi_j, \cos\theta_j)$, 其中无量纲参数 $P_j = 2m\rho_j/(\hbar^2 k_F)$ 描述 F_j 处自旋活性界面的极化强度.

利用上述边界条件可以建立 16 个线性方程:

$$\hat{A}X = \hat{B}, \quad (11)$$

其中 X 包含 16 个散射系数, $\hat{A}$ 是 16×16 的矩阵. 通过求解本征方程

$$\det \hat{A} = 0, \quad (12)$$

可得出两个 Andreev 束缚态能量 $E_{A\omega}$ ($\omega = 1, 2$). 下面考虑短 Josephson 结情况, 即 F 层长度远小于超导相干长度 ξ_S . 在这种情况下, Josephson 电流主要源于 Andreev 束缚态 [30,31]. 在一维弱链接中 Josephson 电流可由下面的通式计算:

$$I(\phi) = \frac{2e}{\hbar} \frac{\partial \Omega}{\partial \phi}, \quad (13)$$

其中 Ω 是与位相有关的热力学势. 该热力学势源于激发谱, 可以用下式计算 [32,33]:

$$\Omega = -2T \sum_{\omega} \ln \left[2 \cosh \frac{E_{A\omega}(\phi)}{2T} \right], \quad (14)$$

其中假定 Δ , h_z , P_j , θ_j 和 χ_j 为处于平衡态的值. 这些平衡值依赖于微观参数, 能够使 S/F_L-F-F_R/S 结的自由能最小化 [34]. 在 (14) 式中仅对所有正的 Andreev 能量求和, 即取 $0 < E_{A\omega}(\phi) < \Delta$. 对于每个给定的 ϕ 值, 数值求解 (12) 式得到两个自旋极化的 Andreev 能级, 然后根据 (13) 式和 (14) 式得出 Josephson 电流. 最终系统中的临界电流可以由 $I_c = \max_{\phi} |I(\phi)|$ 导出.

在数值计算过程中, 以超导能隙 Δ 作为单位能量, 并取费米能 $E_F = 1000\Delta$. 所有的长度和交换场强度分别以费米波矢 k_F 的倒数和费米能 E_F 为单位进行约化, 电流以 $I_0 = 2e\Delta/\hbar$ 为单位进行约化. 文中所有结果皆为温度 $T/\Delta = 0.1$ 时计算所得. 需要说明是, 在计算过程中铁磁体的厚度取值完全满足短 Josephson 结的近似条件 ($k_F d \ll 1000$). 如图 1 所示, 规定 F_j 界面处的磁矢量 ρ_j 垂直于 F 层磁矩, 并在 x - y 平面内转动, 于是 $\theta_L = \theta_R = \pi/2$. 另外, 规定左右两侧 F_L 和 F_R 界面的磁矩偏转角度差为 $\delta\chi = \chi_R - \chi_L$.

3 结果与讨论

3.1 S/F/S 结中的 Josephson 电流

图 2 给出了不含左右界面层 ($P_L = P_R = 0$) 时, Josephson 电流随 F 层厚度 d 和交换场 h_z 的变化特征. 图 2(a) 显示了临界电流 I_c 变化的三维俯视图, 可以看到电流幅值呈现黄蓝相间的条纹. 这说明随着 d 和 h_z 增加电流幅值周期性振荡. 原本电流应该随着铁磁厚度和交换场的增加呈现正负振荡. 正值对应 0-态, 电流方向为正. 负值对应 π -态, 电流方向为负. 但是一般在实验中仅测量电流的幅值变化, 不考虑其方向变化. 因此, 对图 2 中的电流都取了模值以便与实验对比. 为了进一步说明该电流的振荡行为, 在图 2(b) 中描绘了不同交换场下临界电流 I_c 随铁磁厚度 d 的变化特征. 可以看到当 F 层为正常金属 ($h_z/E_F = 0$) 时电流缓慢衰减, 无振荡出现. 这是由于在正常金属中自旋向上和

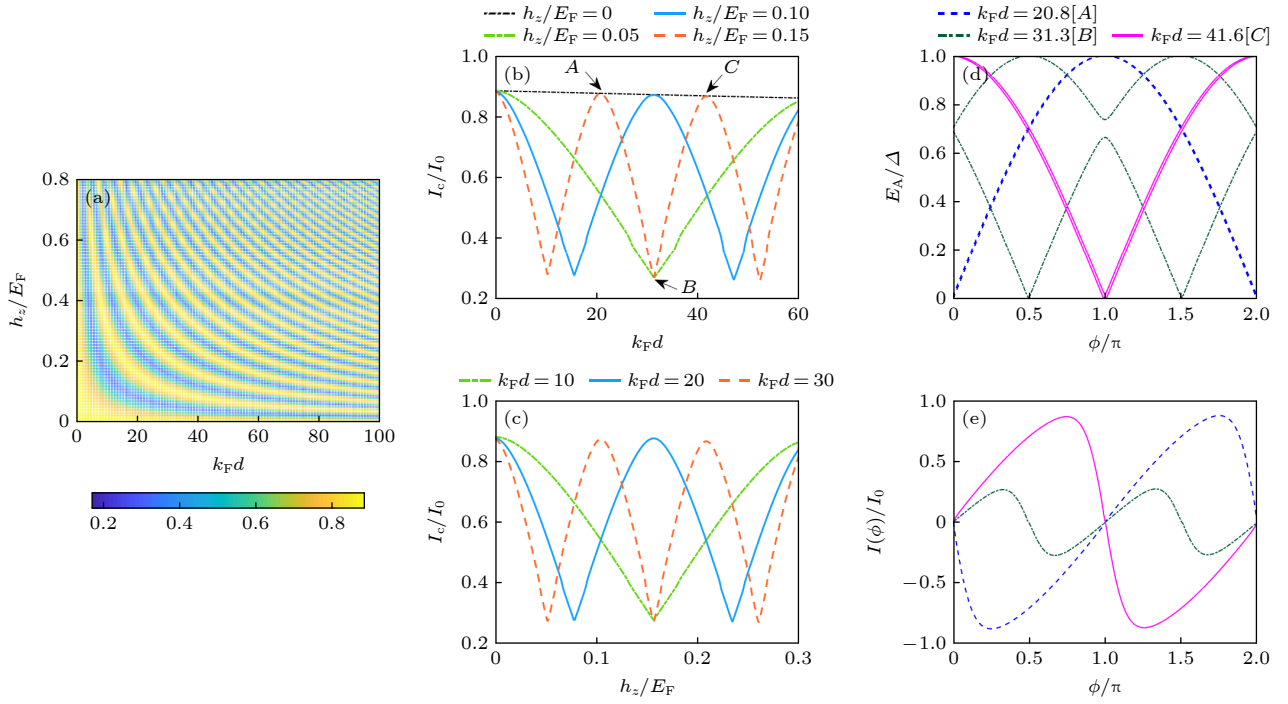


图2 S/F/S 结中 Josephson 电流随铁磁特征的变化 (a) 临界电流 I_c 随铁磁交换场 h_z 和铁磁厚度 d 的变化特征; (b) 不同交换场下 I_c 随 d 的变化特征; (c) 不同铁磁厚度时 I_c 随 h_z 的变化特征; $h_z/E_F = 0.15$ 时的 (d) Andreev 能谱 $E_A(\phi)$ 和 (e) 电流-位关系 $I(\phi)$. 在所有图形中, 界面极化强度取 $P_L = P_R = 0$

Fig. 2. Variation of Josephson current with ferromagnetic characteristics in the S/F/S junction: (a) Critical current I_c versus exchange field h_z and ferromagnetic thickness d ; (b) dependence of I_c on d for different exchange fields; (c) dependence of I_c on h_z for different ferromagnetic thicknesses; (d) Andreev energy spectrum $E_A(\phi)$ and (e) current-phase relation $I(\phi)$ for $h_z/E_F = 0.15$. In all panels, the strengths of interfacial polarization are taken as $P_L = P_R = 0$.

自旋向下的能带简并所致. 当 F 层为铁磁体时 ($0 < h_z/E_F < 1$), 临界电流会随着厚度 d 的变化而显示出振荡行为, 其振荡频率会随着 h_z 的增加而增大. 若将 F 层厚度固定为 $k_F d = 60$, 则交换场取 $h_z/E_F = 0.05, 0.10, 0.15$ 时电流分别经历 0.5, 1.0, 1.5 个振荡周期. 同样地, 若固定铁磁厚度 d 连续改变铁磁交换场 h_z , 临界电流也会展现出相同的振荡特征, 见图 2(c).

另外, 为了说明 Josephson 电流的 $0-\pi$ 态转变特征, 图 2(d) 和图 2(e) 中分别给出了 $k_F d = 20.8, 31.3$ 和 41.6 时的 Andreev 能谱 $E_A(\phi)$ 和电流-位关系 $I(\phi)$, 这 3 个特殊厚度分别对应图 2(b) 中的 A, B 和 C 三点. 由于铁磁厚度较小, 在超导能隙 Δ 内 Andreev 能谱中只包含了两个能带. 众所周知, Josephson 电流满足关系式 $I(\phi) = I_{c1} \sin(\phi) + I_{c2} \sin(2\phi) + \dots$ [1]. 由于高阶电流的幅值非常小, 一般情况下只考虑一阶电流 I_{c1} 和二阶电流 I_{c2} 的贡献. 当铁磁厚度为 $k_F d = 20.8$ 时, 两个 Andreev 能谱曲线几乎重合, 此时 Josephson 结处于 π -态, 即 Josephson 电流近似地满足函数关系: $I(\phi) \approx$

$I_{c1} \sin(\phi + \pi)$. 当 $k_F d = 31.3$ 时, Josephson 结处于 0 -态和 π -态转变的临界点, 此时 Andreev 能谱分为上下两个能带. Josephson 电流的幅值减小, 但其随 ϕ 的振荡频率翻倍. 这是由于此时一阶电流完全消失 ($I_{c1} = 0$), 系统中仅剩二阶电流, 该电流满足关系 $I(\phi) \approx I_{c2} \sin(2\phi)$. 若 $k_F d$ 增加到 41.6 , Josephson 结处于 0 -态, 则电流关系可以表示为 $I(\phi) \approx I_{c1} \sin(\phi)$. 此时, 两个 Andreev 能带挨得非常近. 这里值得注意的是, 在以上 $k_F d$ 变化过程中 Andreev 能谱曲线的形状会发生改变, 但其始终关于 $\phi/\pi = 1$ 轴线对称, 见图 2(d).

3.2 S/F_L-F-F_R/S 结中的 Josephson 电流

首先讨论临界电流 I_c 随交换场强度 h_z 的变化特征. 图 3 中当 F 层为铁磁体时 ($0 < h_z/E_F < 1$), 临界电流 I_c 的幅值会随着交换场 h_z 增加而振荡. 这种振荡不同于前述的 $0-\pi$ 态转变引起的振荡, 电流幅值以 $I_c/I_0 \sim 0.3$ 为基准面上下波动, 最小幅值不能达到 0. 当 F 层转变成半金属时 ($h_z/E_F \geq 1$), 振荡特征随之消失. 另外, 电流振荡的峰谷位置与

界面磁矩偏转角度差 $\delta\chi$ 有关. 当 F 层为铁磁体时, 电流的振荡特征在 $\delta\chi = 0, \pi$ 处最明显, 在 $\delta\chi = \pi/2$ 处最弱. 电流在 $\delta\chi = 0$ 和 $\delta\chi = \pi$ 处的振荡亦不相同. 同一交换场下, 若电流在 $\delta\chi = 0$ 处为峰, 则在 $\delta\chi = \pi$ 处必为谷, 反之亦然. 当 F 层为半金属时, 电流幅值会随着交换场 h_z 的增加缓慢减小, 但却不随角度差 $\delta\chi$ 变化.

需要强调的是, 上述临界电流在一个基准面上上下振荡是 F 层内自旋相同的三重对 $(\uparrow\uparrow)_z$, $(\downarrow\downarrow)_z$ 和自旋单重对 $(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)_z$ 共同作用的结果. 自旋相同的三重对 $(\uparrow\uparrow)_z$ 和 $(\downarrow\downarrow)_z$ 在 F 层内的长程输运能够使临界电流维持在一个基准面上, 并且随着 F 层厚度 d 的增加基准电流的幅值几乎保持不变. 另一方面, 临界电流幅值的上下波动是由自旋单重对 $(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)_z$ 穿过 F 层时获得一个位相 Qd 引起的 ($Q \propto 2h_z/\hbar v_F$), 或者说临界电流的振荡周期与 Qd 有关. 若 d 取较小的值, 要使临界电流振荡一个周期 (Qd 改变 2π 角度), 铁磁交换场 h_z 必须增加较大的值, 这样临界电流的振荡波长较大, 而振荡频率较小. 若 d 取较大的值, 则振荡波长变小, 振荡频率增大. 在图 3(a)—(c) 中, 分别给出了铁磁厚度 $k_F d = 25, 50, 75$ 时临界电流 I_c 随交换场 h_z 的振荡特征, 可以看出随着 d 的增加临界电流的振荡频率明显增大, 这与上述物理解释完全一致. 另外, 图 3 所示的临界电流基准值 $I_c/I_0 \sim 0.3$ 并非一个普适常数. 这是由于基准电流是由 F 层内自旋相同的三重对 $(\uparrow\uparrow)_z$ 和 $(\downarrow\downarrow)_z$ 的数量决定的, 而自旋相同的三重对的数量取决于界面 F_L 层和 F_R 层的转化效率——界面 F_L 层和 F_R 层将超导体内的自旋单重对 $(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)$ 转化成铁磁体内的自旋相同的三重对 $(\uparrow\uparrow)_z$ 和 $(\downarrow\downarrow)_z$ 的转化效率. 也就是说, 临界电流的基准值会随着界面极化强度 P_L 和 P_R 变化. 根

据后面将要论述的临界电流随界面极化强度的变化规律可以粗略估算出临界电流基准值最大可以达到 $I_{\max}/I_0 \sim 0.4$.

下面详细论述自旋单重对和自旋三重对在 $S/F_L-F-F_R/S$ 结内的转化和输运过程, 这样可以更好地解释上述电流的变化特征. 在 S 内的自旋单重对 $(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)$ 在进入 F_L 区域后受到界面交换场的作用而形成一种自旋单重对和三重对的混合 $(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)_{\theta,\chi} \cos(QR) + i(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta,\chi} \sin(QR)$, 其中下标 (θ, χ) 表示自旋单重对和三重对在 (θ, χ) 方向的投影. 由于 F 层沿着 z 方向极化, 则从 F_L 层到 F 层的过程中铁磁体的极化方向将发生旋转. 自旋单重对从 F_L 层进入 F 层具有旋转不变性^[7,35]:

$$(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)_{\theta_L, \chi_L} = (\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)_z. \quad (15)$$

F_L 层内沿着 (θ_L, χ_L) 方向极化的自旋三重对在进入 F 层后会进行如下变换^[7,35]:

$$(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta_L, \chi_L} = -\sin\theta_L [e^{-i\chi_L}(\uparrow\uparrow)_z - e^{i\chi_L}(\downarrow\downarrow)_z] + \cos\theta_L(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_z. \quad (16)$$

为了使临界电流达到最大, F_L 层和 F_R 层的磁矩被限定在 $x-y$ 平面内旋转, 此时 $\theta_L = \theta_R = \pi/2$. 于是, 上述自旋三重对的变换公式可简化成:

$$(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta_L, \chi_L} = -e^{-i\chi_L}(\uparrow\uparrow)_z + e^{i\chi_L}(\downarrow\downarrow)_z. \quad (17)$$

以上自旋三重对由 $(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta_L, \chi_L}$ 转变为 $(\uparrow\uparrow)_z$ 和 $(\downarrow\downarrow)_z$ 的过程被称为自旋翻转效应. 紧接着上面的过程, 自旋三重对从 F 层进入 F_R 层将会经历如下变换^[35]:

$$(\uparrow\uparrow)_z = e^{i\chi_R} \left[\cos^2 \frac{\theta_R}{2} (\uparrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_R} + \sin^2 \frac{\theta_R}{2} (\downarrow\downarrow)_{\theta_R, \chi_R} \right] - \sin \frac{\theta_R}{2} \cos \frac{\theta_R}{2} e^{i\chi_R} (\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_R}, \quad (18a)$$

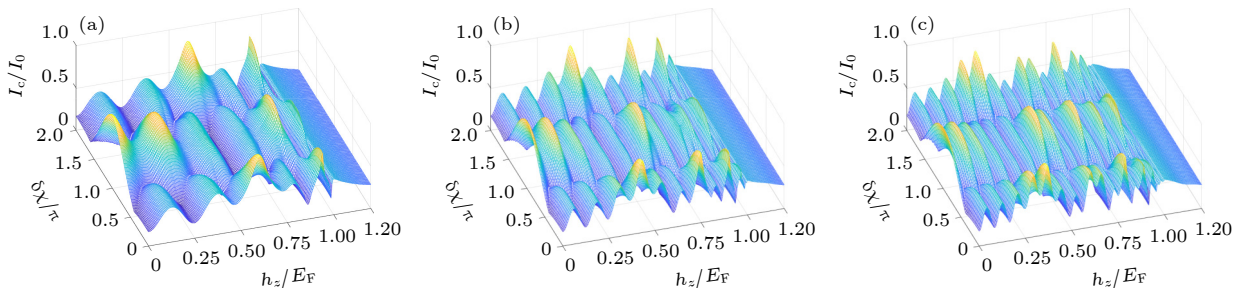


图 3 临界电流 I_c 随铁磁交换场 h_z 和界面磁矩偏转角度差 $\delta\chi$ 的变化特征 (a) $k_F d = 25$; (b) $k_F d = 50$; (c) $k_F d = 70$. 在所有图形中, 界面极化强度取 $P_L = P_R = 1$

Fig. 3. The critical current I_c versus exchange field h_z and angle difference of interface magnetization rotation $\delta\chi$: (a) $k_F d = 25$; (b) $k_F d = 50$; (c) $k_F d = 70$. In all panels, the strengths of interfacial polarization are taken as $P_L = P_R = 1$.

$$(\downarrow\downarrow)_z = e^{-i\chi_R} \left[\sin^2 \frac{\theta_R}{2} (\uparrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_R} + \cos^2 \frac{\theta_R}{2} (\downarrow\downarrow)_{\theta_R, \chi_R} \right] + \sin \frac{\theta_R}{2} \cos \frac{\theta_R}{2} e^{-i\chi_R} (\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_L}. \quad (18b)$$

将 $\theta_R = \pi/2$ 代入 (18a) 式和 (18b) 式, 化简后再代入 (17) 式可以得到:

$$\begin{aligned} & -e^{-i\chi_L} (\uparrow\uparrow)_z + e^{i\chi_L} (\downarrow\downarrow)_z \\ &= \cos(\chi_R - \chi_L) (\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_R} \\ & - i \sin(\chi_R - \chi_L) [(\uparrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_R} + (\downarrow\downarrow)_{\theta_R, \chi_R}]. \end{aligned} \quad (19)$$

若忽略 F_R 区域内自旋相同的三重对 $(\uparrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_R}$ 和 $(\downarrow\downarrow)_{\theta_R, \chi_R}$ 对 Josephson 电流的贡献, 并取界面磁矩偏转角度差 $\delta\chi = \chi_R - \chi_L$, 则自旋三重对通过整个 F_L - F - F_R 区域的传输过程可以总结为

$$\begin{aligned} & (\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta_L, \chi_L} \xrightarrow{F_L \Rightarrow F} -e^{-i\chi_L} (\uparrow\uparrow)_z + e^{i\chi_L} (\downarrow\downarrow)_z \\ & \xrightarrow{F \Rightarrow F_R} \cos(\delta\chi) (\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_R}. \end{aligned} \quad (20)$$

该传输过程说明自旋三重对通过整个铁磁区域后能够获得一个振幅因子 $\cos(\delta\chi)$, 这将导致临界电流的幅值随角度差 $\delta\chi$ 改变. 从以上结论可以看出, 当 F 层厚度较小时其内同时存在自旋单重对 $(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)_z$ 、自旋相同的三重对 $(\uparrow\uparrow)_z$ 和 $(\downarrow\downarrow)_z$. 其中自旋单重对能够引起一个短程的超流, 该超流会随着铁磁交换场 h_z 和厚度 d 的增加而振荡衰减. 与之相比, 自旋相同的三重对可以不受铁磁交换场的影响在 F 层内远距离传输, 从而引起一个长程的超流. 这种长程超流随着 h_z 和 d 的增加衰减得较为缓慢, 且不会产生振荡效应. 因此, 在自旋单重对和自旋相同的三重对的共同作用下, 临界电流会随着 h_z 和 d 的增加在一个基准面上起伏振荡. 另外, 若固定 F 层的厚度和交换场强度, 临界电流会随着 $\delta\chi$ 的改变而显示出振荡行为, 并在 $\delta\chi = 0, \pi$ 处幅值较大, 在 $\delta\chi = \pi/2, 3\pi/2$ 处幅值较小. 以上结论与图 3 中的数值计算结果相符.

需要特别指出的是, 若 F 层由铁磁体转变成半金属, 则其费米面处仅有自旋向上的能带存在, 因此只有自旋向上的三重对 $(\uparrow\uparrow)_z$ 可以在 F 层内传输, 自旋向下的三重对 $(\downarrow\downarrow)_z$ 被完全禁止. 此时, 在 F 层内自旋单重对 $(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)_z$ 也会被完全抑制, 由其引起的振荡效应随之消失. 此时自旋三重对在铁磁区域的输运过程可以描述如下:

$$\begin{aligned} & (\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta_L, \chi_L} \xrightarrow{F_L \Rightarrow F} -e^{-i\chi_L} (\uparrow\uparrow)_z \xrightarrow{F \Rightarrow F_R} \\ & \frac{1}{2} e^{i\delta\chi} [(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_R} - (\uparrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_R} - (\downarrow\downarrow)_{\theta_R, \chi_R}]. \end{aligned} \quad (21)$$

若忽略 F_R 区域内的自旋相同的三重对 $(\uparrow\uparrow)_{\theta_R, \chi_R}$ 和 $(\downarrow\downarrow)_{\theta_R, \chi_R}$ 对 Josephson 电流的贡献, 则自旋三重对经过整个铁磁区域后能够获得一个位相因子 $e^{i\delta\chi}$, 但不能得到振幅因子. 因此, 半金属 Josephson 结中的电流满足关系式 $I(\phi) \approx -I_c \sin(\phi + \delta\chi)$, 其中临界电流 I_c 的幅值不会随 $\delta\chi$ 变化.

接下来讨论具有非共线磁矩的 F_L 和 F_R 界面引起的共振隧穿效应. 如图 4(a) 和图 4(b) 所示, 当 F 层为弱铁磁体 ($h_z/E_F = 0.1$) 时, 随着厚度 d 的增加, 临界电流 I_c 的幅值显示出两种振荡行为的叠加. 第一种振荡的波长为 $k_F \lambda_1 \approx 60$, 其波长较长称为长波振荡. 第二种振荡的波长 $k_F \lambda_2 \approx 3$, 该波长非常短, 称为短波振荡. 当交换场增大到 $h_z/E_F = 0.5$ 时, 长波振荡的波长变为 $k_F \lambda_1 \approx 12$, 而短波振荡的波长 $k_F \lambda_2$ 保持不变, 如图 4(c) 和图 4(d) 所示. 若 F 层转变为半金属 ($h_z/E_F = 1.01$), 随着厚度 d 的增加临界电流的长波振荡消失, 短波振荡虽未消失但其波动幅度变得非常微弱. 此时, 临界电流基本维持在 $I_c/I_0 \sim 0.4$ 的基准面上. 在半金属厚度固定的情况下, 临界电流不再随角度差 $\delta\chi$ 变化, 见图 4(e) 和图 4(f). 根据以上临界电流的变化特征, 可以推断得出长波振荡是由自旋单重对穿过 F 层后获得一个位相 Qd 引起的. 如引言部分所述, 临界电流以 Qd 为函数进行振荡. 已知 $Q \propto 2h_z/(\hbar v_F)$, 若 h_z 取较小的值, 则 Q 亦较小, 要使临界电流振荡一个周期 (Qd 改变 2π 角度), 铁磁厚度 d 必须增加较大的值, 此时长波振荡具有较大的波长. 与之相反, 若 h_z 取较大的值, 则长波振荡的波长变小. 由此说明长波振荡的波长与铁磁交换场 h_z 成反比. 当 F 层变为半金属时, 自旋单重对被完全抑制, 长波振荡随之消失. 此时, F 层内仅存自旋相同的三重对 $(\uparrow\uparrow)_z$, 其在半金属内可以远距离传输. 因此, 临界电流随厚度 d 的增加衰减得非常缓慢, 且短波振荡依然存在.

为了进一步说明以上两种振荡的变化规律, 图 5(a) 给出了 $\delta\chi$ 取 3 个特殊值时临界电流 I_c 随厚度 d 的变化. 可以看到当 $\delta\chi = 0$ 和 π 时临界电流的幅值较大, 长波振荡的波长为 $k_F \lambda_1 \approx 60$. 与之相对比, $\delta\chi = \pi/2$ 时临界电流的幅值减小, 长波振荡的波长也减小为 $k_F \lambda_1 \approx 30$. 对比长波振荡的轮廓可以看出, 当 $\delta\chi = 0$ 时临界电流在 $k_F d = 30$ 附近为峰, 而当 $\delta\chi = \pi$ 时此处的临界电流变为谷. 为分析短波的振荡特征, 图 5(b) 和图 5(c) 给出了 3 个

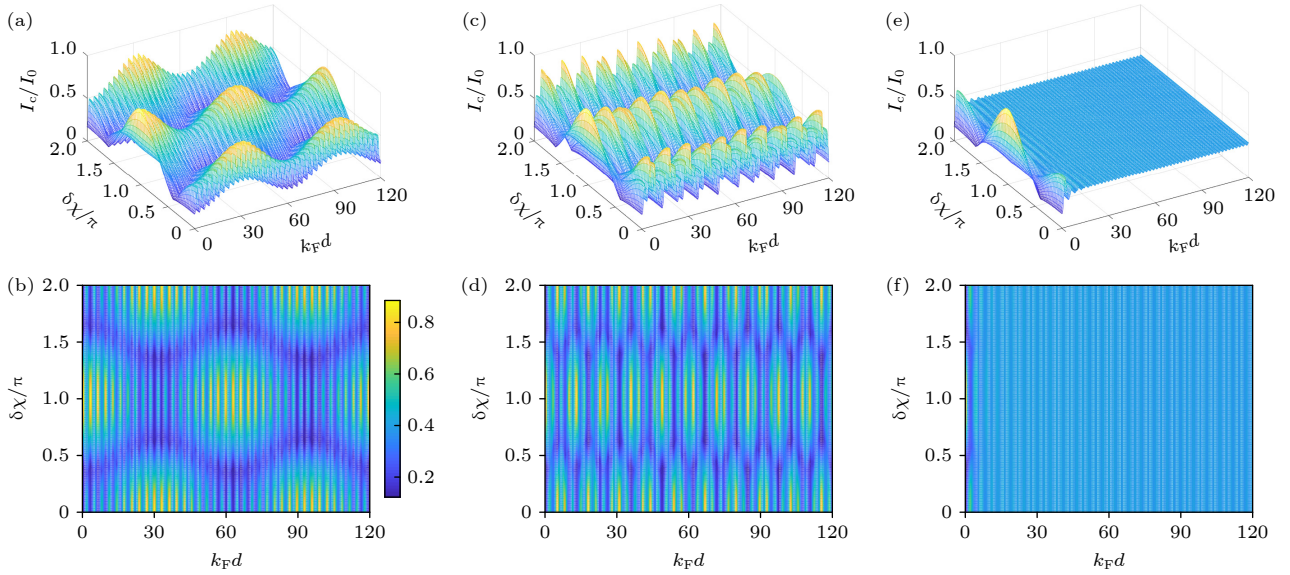


图4 临界电流 I_c 随铁磁层厚度 d 和界面磁矩偏转角度差 $\delta\chi$ 的变化特征 (a), (c), (e) 电流变化的侧视图; (b), (d), (f) 电流变化的俯视图. (a), (b) $h_z/E_F = 0.1$; (c), (d) $h_z/E_F = 0.5$; (e), (f) $h_z/E_F = 1.01$. 在所有图形中, 界面极化强度取 $P_L = P_R = 1$.

Fig. 4. Variation of the critical current with ferromagnetic thickness d and angle difference of interface magnetization rotation $\delta\chi$: (a), (c), (e) Side view of current changes; (b), (d), (f) top view of current changes. (a), (b) $h_z/E_F = 0.1$; (c), (d) $h_z/E_F = 0.5$; (e), (f) $h_z/E_F = 1.01$. In all panels, the strengths of interfacial polarization are taken as $P_L = P_R = 1$.

特殊铁磁厚度 $k_F d = 29.9, 31.5, 33.0$ 的 Andreev 能谱和电流-位相关系, 分别对应图 5(a) 中的 A, B, C 三点, 其中 A, C 点为短波振荡的峰值点, B 点为谷值点. 可以发现, A, C 两点的 Andreev 能谱和电流-位相关系几乎完全重合. 此时, 能隙 Δ 内含有两条能带, 并且呈对称结构, 而 Josephson 电流近似满足关系式 $I(\phi) \approx I_{c1} \sin(\phi + \pi)$. B 点除了幅值有所减小外, 电流-位相关系几乎保持不变. 该特征说明短波振荡并不是由自旋单重对的位相变化引起的. 另外, 如图 5(b) 中的插图所示, 当 $k_F d = 29.9$ 和 33.0 时临界电流随 $\delta\chi$ 的变化特征几乎完全相同, 即随着 $\delta\chi$ 增加临界电流先减小, 并在 $\delta\chi = 0.6\pi$ 处降到最小, 然后在 $0.6\pi < \delta\chi < 1.4\pi$ 区域处于一个平台, 接着从 $\delta\chi = 1.4\pi$ 处开始增加, 并在 $\delta\chi = 2\pi$ 处达到最大. 当 $k_F d = 31.5$ 时, 临界电流随 $\delta\chi$ 的变化特征不同于以上两个厚度, 而是在 $\delta\chi = 0.66\pi$ 处最小, 在 $\delta\chi = \pi$ 处最大. 由此可得出, 当 $k_F d = 29.9, 33.0$ 时, I_c 随 $\delta\chi$ 同步变化; 而当 $k_F d = 31.5$ 时则与之不同. 最后, 图 5(d) 和图 5(e) 给出了 $k_F d = 29.9$, Andreev 能谱和电流-位相关系在不同角度差时的变化特征. 可以看到, 当 $\delta\chi = 0, \pi/2, \pi$ 时 Andreev 能谱都显示出关于 $\phi/\pi = 1$ 轴线的对称结构. 这里需要强调的是当 $\delta\chi$ 由 0 增加到 $\pi/2$ 时, 一阶 Josephson 电流完全消失, 二阶电

流随之显现, 并满足关系式 $I(\phi) \approx I_{c2} \sin(2\phi)$. 当 $\delta\chi$ 增加到 π 时, 电流会获得一个额外的位相 π , 电流-位相关系变为 $I(\phi) \approx I_{c1} \sin(\phi)$.

根据以上计算结果, 可以分析得出短波振荡是由自旋单重对和自旋相同的三重对的共振隧穿效应引起的. 这是因为具有非共线磁矩的界面层除了能够将超导体内的自旋单重对转化为铁磁体内自旋相同的三重对外, 还可以起到普通势垒的作用. 根据量子力学的结论 [36-38] 可知, 当粒子以低于势垒高度的能量 E ($0 < E < V_0$, V_0 为势垒高度) 入射到含有双势垒的系统中时能够产生一个共振隧穿效应. 该效应表现为: 粒子的透射系数或透射概率会随着两势垒间距的增大而展现出周期性的振荡峰, 透射系数的最大值可以达到 1 [36]. 与之类似, 超导体内的自旋单重对在穿过 F_L 和 F_R 界面层时也可以产生共振隧穿效应, 即 Josephson 电流的透射概率随着两界面层间距 (即中间铁磁层厚度 d) 的增加而产生周期性的振荡峰. 需要强调的是, 这种周期性振荡峰的位置只与铁磁厚度 d 有关, 不会受铁磁交换场 h_z 的影响. 当 F 层转化为半金属时, F 层内仅存的自旋相同的三重对也能产生共振隧穿效应, 但是由其引起的电流共振峰幅值却非常小.

最后, 讨论临界电流 I_c 随界面极化强度 P_L 和 P_R 的变化规律. 对于弱铁磁体 ($h_z/E_F = 0.1$), 如

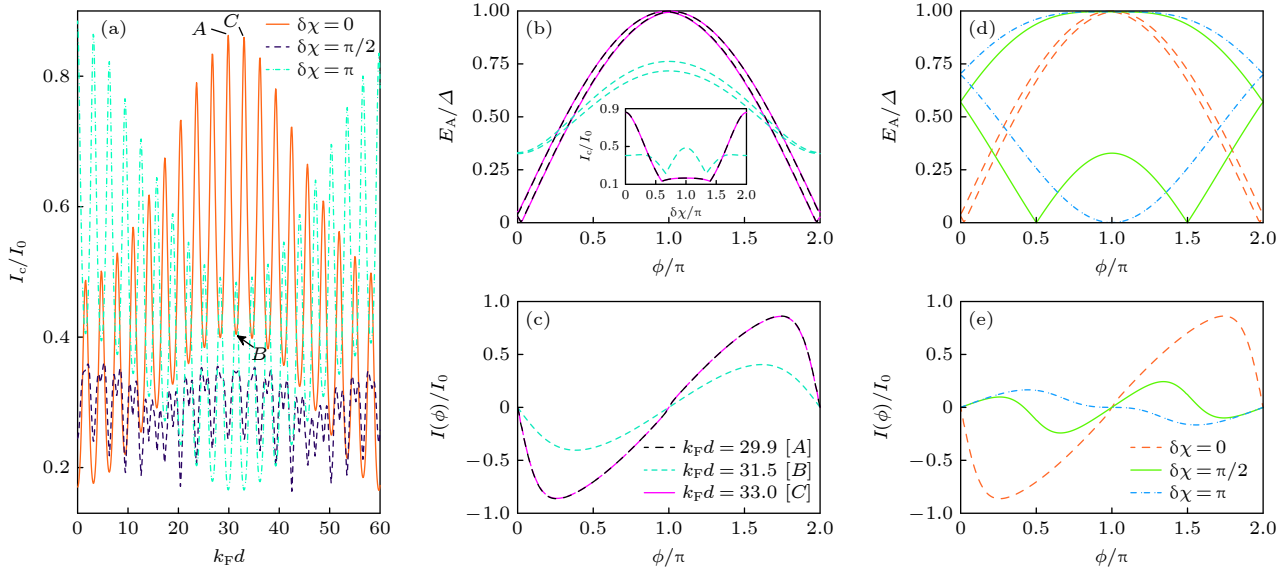


图 5 (a) $\delta\chi$ 取 3 个特殊值时临界电流 I_c 随铁磁层厚度 d 的变化特征; (b), (c) $\delta\chi = 0$ 时的 Andreev 能谱 $E_A(\phi)$ 和电流-位相关系 $I(\phi)$ (图 (b) 插图描述了 I_c 随 $\delta\chi$ 的变化); (d), (e) $k_F d = 29.9$ 时的 Andreev 能谱 $E_A(\phi)$ 和电流-位相关系 $I(\phi)$. 在所有图形中, 其他参数为 $h_z/E_F = 0.1$ 和 $P_L = P_R = 1$

Fig. 5. (a) Variation of the critical current with ferromagnetic thickness d when $\delta\chi$ takes three special values; (b), (c) Andreev energy spectrum $E_A(\phi)$ and current-phase relation $I(\phi)$ for $\delta\chi = 0$ (the inset in panel (b) illustrates the dependence of I_c on $\delta\chi$); (d), (e) Andreev energy spectrum $E_A(\phi)$ and current-phase relation $I(\phi)$ for $k_F d = 29.9$. In all panels, other parameters are $h_z/E_F = 0.1$ and $P_L = P_R = 1$.

图 6(a) 所示, 当界面层不存在时 ($P_L = P_R = 0$) 临界电流最大. 随着极化强度的增加, 临界电流先减小后增大, 然后形成一个以 $P_L = P_R = 0.92$ 为顶点的凸起. 若继续增加极化强度, 临界电流单调减小. 对于中等强度的铁磁体 ($h_z/E_F = 0.5$), 如图 6(b) 所示, 临界电流虽然保持与前面相同的变化规律, 但其顶点移至 $P_L = P_R = 1.24$, 并且凸起的区域有所扩大. 造成以上电流变化特征的原因可以解释如下. 具有非共线磁矩的界面在 Josephson 结中扮演了两个重要的角色: 1) 在 F_L 和 F_R 界面处存在自旋混合和自旋翻转效应, 该效应可将超导体内的自旋单重对转变为铁磁体内自旋相同的三重对; 2) F_L 和 F_R 界面还可以起到普通势垒的作用, 即能够阻碍超导体内的自旋单重对向铁磁层的传播. 因此, 超导体内的自旋单重对在传输进入铁磁区域时有一部分会被界面层抑制, 有一部分化成铁磁体内自旋相同的三重对. 当界面极化强度 P_L 和 P_R 增加时, 界面势垒对自旋单重对的抑制作用增强, 这将导致电流幅值减小. 与之相反, 自旋相同的三重对的转化效率会随着 P_L 和 P_R 的增加而增大, 于是自旋三重对对电流的贡献也随之增大. P_L 和 P_R 刚开始增加时, 前一种效应对电流的抑制作用大于后一种效应对电流的促进作用, 最终导致电流幅值有所

下降. 当 P_L 和 P_R 增大到某个值时, 后者对电流的贡献大于前者, 电流幅值将会增大. 自旋三重对的转化效率最高时, 电流达到峰值. 继续增加 P_L 和 P_R 的强度, 自旋三重对的转化已经达到饱和, 其对电流的贡献将不再增加, 但界面势垒对电流的抑制作用会持续增加, 此时电流幅值将会一直减小.

此外, 由图 6(c) 可以看到, 当 F 层转变为半金属 ($h_z/E_F = 1.01$) 时临界电流的变化规律与前述的铁磁体情况不同. 随着界面极化强度的增加临界电流先增大后减小, 在 $P_L = P_R = 1$ 处达到最大. 临界电流增加的速度较快, 而减小的速度较为缓慢. 这是由于在半金属中自旋单重对被完全禁止, 其对电流不会作出任何贡献. 因此, 当左右两侧的界面层其中一个或同时不存在时, 超导体内的自旋单重对无法转化成半金属中自旋相同的三重对, 从而导致系统中不能形成 Josephson 电流. 随着 P_L 和 P_R 的增加, 界面层的转化率将会提高, 电流随之增大. 当界面层的转化率饱和时电流达到最大. 随后, 若继续增加 P_L 和 P_R , 界面层的抑制作用会使电流减小. 需要强调的是, 与我们以前的工作相比^[39,40], 当前的结果中并未显示出临界电流随 P_L 和 P_R 的振荡效应. 这是因为这里将 F_L 和 F_R 界面层简化成了自旋活性势垒, 其厚度被忽略. 通过

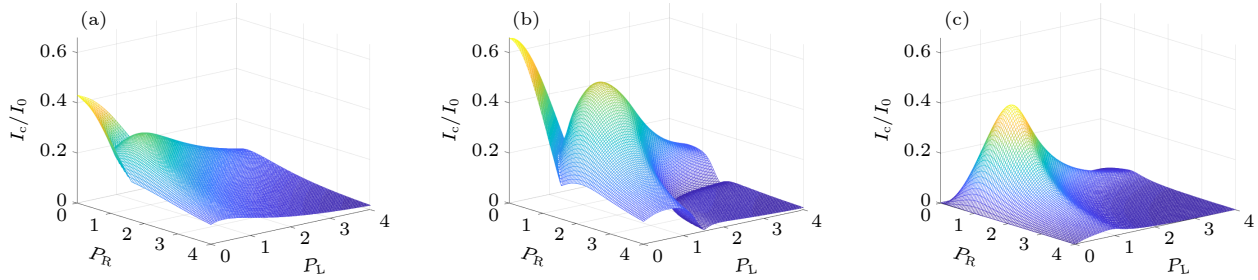


图6 $\delta\chi = 0$ 时不同铁磁交换场下临界电流 I_c 随界面极化强度 P_L 和 P_R 的变化特征 (a) $h_z/E_F = 0.1$; (b) $h_z/E_F = 0.5$; (c) $h_z/E_F = 1.01$. 所有图形中, F 层厚度取 $k_F d = 50$

Fig. 6. Variation of the critical current with the strengths of interfacial polarization P_L and P_R for three different exchange fields in the case of $\delta\chi = 0$: (a) $h_z/E_F = 0.1$; (b) $h_z/E_F = 0.5$; (c) $h_z/E_F = 1.01$. In all panels, the thickness of the F layer is taken as $k_F d = 50$.

数值计算证明, 若用具有非共线磁矩的实际铁磁层代替界面势垒, 则临界电流的振荡特性将会复现.

4 结 论

本文采用纯量子的 Andreev 能谱法, 通过数值求解 BdG 方程研究了一维 S/ F_L -F- F_R /S 结中 Josephson 电流的输运特性. 研究发现, 若 F_L 和 F_R 界面不存在, 隧穿进入 F 层的自旋单重对会获得一个额外的位相 Qd , 该位相导致临界电流随着 F 层的厚度和交换场强度增加而振荡衰减. 若 F_L 和 F_R 界面存在, 则非共线的界面磁矩可以扮演两个重要的角色. 首先, F_L 和 F_R 界面可以引起自旋混合和自转翻转效应, 该效应可以将超导体内的自旋单重对转化为 F 层内自旋相同的三重对. 对于短 S/ F_L -F- F_R /S 结, F 层内同时存在自旋单重对和自旋相同的三重对. 因此, 随着 F 层交换场的增加临界电流的幅值会在一个基准面上波动. 若将铁磁体替换成半金属, F 层内的自旋单重对被完全禁止, 电流的振荡行为随之消失. 其次, F_L 和 F_R 界面还能起到普通势垒的作用. 随着 F 层厚度的增加, 临界电流幅值展现出长波振荡和短波振荡的叠加行为, 其中长波振荡是由自旋单重对所得的位相 Qd 引起的, 而短波振荡是由自旋单重对和自旋相同的三重对经过两个界面势垒时产生的共振隧穿效应引起的. 以上研究结果为研制超导量子相干器件提供了理论依据, 能够促进超导自旋电子学的发展.

参考文献

- [1] Golubov A A, Kupriyanov M Y, Il'ichev E 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 411
- [2] Buzdin A I 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 935
- [3] Bergeret F S, Volkov A F, Efetov K B 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 1321
- [4] Eschrig M 2011 *Phys. Today* **64** 43
- [5] Blamire M G, Robinson J W A 2014 *J. Phys. Condens. Matter* **26** 453201
- [6] Linder J, Robinson J W A 2015 *Nat. Phys.* **11** 307
- [7] Eschrig M 2015 *Rep. Prog. Phys.* **78** 104501
- [8] Mel'nikov A S, Mironov S V, Samokhvalov A V, Buzdin A I 2022 *Physics-Uspekhi* **65** 1248
- [9] Kimura T, Otani Y, Hamrle J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 037201
- [10] Keizer R S, Goennenwein S T B, Klapwijk T M, Miao G, Xiao G, Gupta A 2006 *Nature* **439** 825
- [11] Anwar M S, Czeschka F, Hesselberth M, Porcu M, Aarts J 2010 *Phys. Rev. B* **82** 100501(R)
- [12] Kontos T, Aprili M, Lesueur J, Genêt F, Stephanidis B, Boursier R 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 137007
- [13] Jiang J S, Davidović D, Reich D H, Chien C L 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 314
- [14] Blum Y, Tsukernik A, Karpovski M, Palevski A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 187004
- [15] Ryazanov V V, Oboznov V A, Rusanov A Yu, Veretennikov A V, Golubov A A, Aarts J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2427
- [16] Oboznov V A, Bol'ginov V V, Feofanov A K, Ryazanov V V, Buzdin A I 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 197003
- [17] Yamashita T, Takahashi S, Maekawa S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 132501
- [18] Bergeret F S, Volkov A F, Efetov K B 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4096
- [19] Kadigrobov A, Shekhter R I, Jonson M 2001 *Europhys. Lett.* **54** 394
- [20] Eschrig M, Kopu J, Cuevas J C, Gerd Schön 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 137003
- [21] Houzet M, Buzdin A I 2007 *Phys. Rev. B* **76** 060504(R)
- [22] Asano Y, Tanaka Y, Golubov A A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 107002
- [23] Sosnin I, Cho H, Petrashov V T, Volkov A F 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 157002
- [24] Robinson J W A, Witt J D S, Blamire M G 2010 *Science* **329** 59
- [25] Khaire T S, Khasawneh M A, Pratt W P, Birge N O 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 137002
- [26] Klose C, Khaire T S, Wang Y X, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 127002
- [27] Martinez W M, Pratt W P, Birge N O 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 077001
- [28] Sanchez-Manzano D, Mesoraca S, Cuellar F A, et al. 2022 *Nat. Mater.* **21** 188

- [29] De Gennes P G 1966 *Superconductivity of Metals and Alloys* (New York: Benjamin) pp137–170
- [30] Bagwell P F 1992 *Phys. Rev. B* **46** 12573
- [31] Beenakker C W J 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3836
- [32] Bardeen J, Kümmel R, Jacobs A E, Tewordt L 1969 *Phys. Rev.* **187** 556
- [33] Cayssol J, Montambaux G 2004 *Phys. Rev. B* **70** 224520
- [34] Bulaevskii L N, Buzdin A I, Kulić M L, Panyukov S V 1985 *Adv. Phys.* **34** 175
- [35] Meng H, Wu X Q, Ren Y J, Wu J S 2022 *Phys. Rev. B* **106** 174502
- [36] Markos P, Soukoulis C M 2008 *Wave Propagation: From Electrons to Photonic Crystals and Left-Handed Materials* (Princeton: Princeton University Press) pp56–73
- [37] Cohen-Tannoudji C, Diu B, Laloë F 2019 *Quantum Mechanics* (Vol. 1) (Weinheim: Wiley-VCH) pp2–32
- [38] Iogansen L V 1964 *Sov. Phys.-JETP* **18** 146
- [39] Meng H, Wu X Q, Zheng Z M 2013 *Europhys. Lett.* **104** 37003
- [40] Meng H, Wu J S, Wu X Q, Ren M Y, Ren Y J 2016 *Sci. Rep.* **6** 21308

Josephson current induced by spin-mixing Cooper pairs^{*}

Meng Hao^{1)†} Wu Xiu-Qiang²⁾

1) (School of Physics and Telecommunication Engineering, Shaanxi University of Technology, Hanzhong 723001, China)

2) (Department of Physics, Yancheng Institute of Technology, Yancheng 224051, China)

(Received 19 June 2023; revised manuscript received 18 July 2023)

Abstract

Based on the Bogoliubov-de Gennes equations, we investigate the transport of the Josephson current in a one-dimensional S/F_L-F-F_R/S junction, where S and F are superconductor and ferromagnet, and F_{L,R} are the left and right interfaces with noncollinear magnetizations. It is found that the F_L and F_R interfaces can induce spin-mixing and spin-flip effects, which can transform a part of spin-singlet pairs in the S into equal-spin triplet pairs in the F. For the short S/F_L-F-F_R/S junction, the spin-singlet pairs and the equal-spin triplet pairs can survive in the F layer. Therefore, with the increase of the ferromagnetic exchange field and the angle difference of interface magnetization rotation, the critical current oscillates on a base level. If the F is transformed into half-metal, only the equal-spin triple pairs exist in the F layer, and the oscillation characteristic of critical current disappears. In addition, the F_L and F_R interfaces can work as conventional potential barriers. As a result, the critical current exhibits double oscillation behaviors with the increase of ferromagnetic thickness, in which the long-wave oscillation arises from the phase change of the spin-singlet pairs in the ferromagnetic layer, and the short-wave oscillation is caused by the resonant tunneling effect when the spin-singlet pairs and the equal-spin triplet pairs pass through two interfacial barriers.

Keywords: Josephson junction, ferromagnet, spin-triplet pair, resonant tunneling

PACS: 74.50.+r, 74.45.+c, 73.40.-c

DOI: 10.7498/aps.72.20231008

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12174238), the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2020JM-597, 2023-JC-YB-025), the Scientific Research Foundation of Shaanxi University of Technology, China (Grant No. SLGKY2006), the Innovation Team of Shaanxi Universities, China (Grant No. 2022-94), and the School-level Youth Innovation Team of Shaanxi University of Technology, China.

[†] Corresponding author. E-mail: menghao2021@163.com

自旋混合库珀对引起的Josephson电流

孟豪 吴修强

Josephson current induced by spin-mixing Cooper pairs

Meng Hao Wu Xiu-Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 227402 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20231008

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231008>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超导约瑟夫森结物理参数的实验推算

Experimentally estimating of physical parameters of the fabricated superconducting Josephson junctions

物理学报. 2021, 70(17): 170304 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210393>

原子级控制的约瑟夫森结中 Al_2O_3 势垒层制备工艺

Preparation of Al_2O_3 tunnel barrier layer in atome-level controlled Josephson junction

物理学报. 2022, 71(21): 218102 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220820>

一种通过约瑟夫森结非线性频率响应确定微波耗散的方法

A method of determining microwave dissipation of Josephson junctions with non-linear frequency response

物理学报. 2019, 68(11): 118501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190167>

石墨炔/石墨烯异质结纳米共振隧穿晶体管第一原理研究

First-principles study of graphyne/graphene heterostructure resonant tunneling nano-transistors

物理学报. 2019, 68(18): 187102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190859>

非对称条形纳磁体的铁磁共振频率和自旋波模式

Ferromagnetic resonance frequency and spin wave mode of asymmetric strip nanomagnet

物理学报. 2020, 69(5): 057501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191622>

用于精密测量玻尔兹曼常数的量子电压噪声源芯片研制

Development of quantum voltage noise source chip for precision measurement of Boltzmann constant

物理学报. 2018, 67(10): 108501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172643>