

## 基于各向异性散射的 Andreev 反射谱\*

李治玥<sup>1)2)#</sup> 章国平<sup>1)#</sup> 陈廷勇<sup>1)2)†</sup>

1) (南方科技大学深圳量子科学与工程研究院, 深圳 518055)

2) (深圳国际量子研究院, 深圳 518048)

(2025 年 12 月 5 日收到; 2025 年 12 月 20 日收到修改稿)

自旋电子学技术的核心挑战在于有效产生和调控自旋极化电流, 而基于磁性材料的传统器件易受外部干扰. Andreev 反射谱作为测量材料自旋极化率和超导能隙的关键手段, 其传统理论模型假设界面散射各向同性, 忽略了实际界面中普遍存在的自旋各向异性散射效应, 这可能导致对材料本征性质的误判. 本研究旨在建立一套完整的各向异性自旋散射理论框架, 系统探究界面散射各向异性对 Andreev 反射谱的调控机制, 以解决自旋电子器件设计中的精确表征问题. 方法上, 基于 Blonder-Tinkham-Klapwijk 模型和 Chen-Tesanovic-Chien 模型, 引入自旋相关的散射参数, 发展了能够描述从正常金属到半金属的各种界面体系的理论模型, 并通过数值计算和三维图像分析, 详细研究了正常金属、正极化磁性金属和负极化材料在自旋各向异性界面上的反射谱行为. 主要结果揭示, 对于自旋极化率为零的正常金属, 界面各向异性散射可通过传输自旋极化机制产生高自旋极化电流, 为基于非磁性材料的抗干扰自旋电子器件提供了新思路; 在磁性材料中, 界面各向异性可有效调控电流极化率, 解释了界面原子对磁电阻效应的增强机制; 此外, 通过对比正负极化率条件下的反射谱差异, 提出了一种确定材料自旋极化率符号的新方法. 结论表明, 该理论不仅完善了 Andreev 反射谱的理论基础, 还为量子材料表征和自旋电子器件设计提供了重要指导, 特别是在非磁性自旋源开发和界面工程方面具有应用潜力.

**关键词:** 自旋电子学, 自旋极化率, Andreev 反射, 自旋散射**DOI:** 10.7498/aps.75.20251669**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251669

## 1 引言

自旋电子学技术的核心挑战在于有效产生和调控自旋极化电流<sup>[1]</sup>. 传统上, 这一目标主要依赖于铁磁材料中由交换相互作用导致的自旋能带劈裂<sup>[2-4]</sup>. 然而, 基于磁性材料的自旋电子器件存在明显的局限性, 特别是其性能易受外部磁场的干扰, 这促使研究人员探索利用非磁性材料产生自旋极化电流的新途径<sup>[5-8]</sup>. 近年来, 拓扑绝缘体等量子材料因其独特的自旋-动量锁定特性被理论预测可产

生高度极化的电流, 但实验上对这些材料自旋极化率的精确测量仍然面临挑战.

在众多表征技术中, 基于金属/超导体界面 Andreev 反射效应的光谱方法显示出独特优势, 能够同时探测材料的自旋极化率 ( $P$ ) 和超导能隙 ( $\Delta$ )<sup>[9]</sup>. 当能量低于超导能隙的电子从金属入射到超导体时, 会与超导体中自旋相反的电子结合形成库珀对, 同时在金属中反射回空穴, 这一过程导致电导显著增强. 对于非磁性金属, 理想界面下的归一化微分电导约为 2; 而对于半金属, 由于缺乏相反自旋的电子, Andreev 反射被完全抑制, 电导趋

\* 广东省重点领域研发计划 (批准号: 2020B0303050001, 2021B0101300001) 和国家自然科学基金 (批准号: 11974158) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: chenty@sustech.edu.cn

近于零.

BTK(Blonder-Tinkham-Klapwijk) 模型<sup>[10]</sup>为正常金属/超导结的输运特性提供了理论基础. Strijkers 等<sup>[11]</sup>通过引入自旋依赖的态密度参数, 扩展了 BTK 模型以描述磁性金属/超导结的输运特性, 但其未显式考虑界面散射的各向异性. 随后, CTC(Chen-Tesanovic-Chien) 模型<sup>[12]</sup>通过线性组合完全极化和非极化情形, 将其推广到磁性金属体系. 然而, 这些传统模型均假设界面对不同自旋取向的电子具有相同的散射特性, 即  $Z_{\uparrow} = Z_{\downarrow}$ . 这一假设与许多实际界面体系存在显著差异. 实验研究表明, 在 GMR, TMR 等自旋电子器件中, 界面处往往存在显著的自旋依赖散射<sup>[13-16]</sup>. 例如, 早期 Mazin 等<sup>[17]</sup>通过半金属/超导结的理论模型表明, 当费米能级仅存在单一自旋方向的电子态时, Andreev 反射将被完全抑制. 随后, Wilken 和 Brouwer<sup>[18]</sup>在 Fe/Cr 界面实验中观察到界面散射的各向异性可导致明显的自旋筛选效应. 近年来, Rigato 等<sup>[3]</sup>在铁磁绝缘体/超导结中发现, 界面势垒的自旋依赖性可显著调制电流极化率. 这些实验结果都表明实际界面可能对自旋向上和向下电子呈现不同的散射强度. 忽视界面散射的各向异性可能导致对实验数据的错误解读, 从而产生对材料本征自旋极化率的误判. 特别是在研究新型量子材料时, 这种偏差可能掩盖材料的本征特性, 甚至导致错误的物理结论. 因此, 发展能够充分考虑界面各向异性散射效应的理论模型, 不仅对精确表征材料自旋性质至关重要, 也对设计新型自旋电子器件具有重要指导意义.

本研究旨在建立一套各向异性自旋散射理论框架, 系统研究界面散射各向异性对 Andreev 反射谱的调控规律. 通过引入自旋依赖的散射参数  $Z_{\uparrow}$  和  $Z_{\downarrow}$ , 本文揭示了即使对于非磁性金属, 各向异性界面也可诱导产生高度极化的电流, 这为开发抗干扰的自旋电子器件提供了新思路. 同时, 该理论为解释界面工程对磁性金属自旋极化率的调制效应提供了理论基础. 这些研究成果将有助于推动 Andreev 反射谱在新型量子材料表征和自旋电子器件设计中的精准应用.

## 2 物理模型和理论方法

各向异性自旋散射理论是在经典的 BTK 模型基础上, 进一步考虑了金属/超导界面对自旋向上

和自旋向下电子具有不同散射强度的物理情形. 该模型能够统一描述从正常金属 ( $P = 0$ ) 到半金属 ( $P = \pm 1$ ) 的各种磁性金属与 s 波超导体界面的电荷输运特性.

### 2.1 BTK 模型

本文基于 s 波超导体的 BCS 理论框架, 系统的哈密顿量可表示为

$$H_{\text{BCS}} = \sum_{v>0} \varepsilon_v (a_v^+ a_v + a_{-v}^+ a_{-v}) - V \sum_{\mu>0, v>0} a_{\mu}^+ a_{-\mu}^+ a_{-v} a_v, \quad (1)$$

其中  $\varepsilon_v$  为单电子动能,  $a_v^+$  和  $a_v$  分别为电子的产生和湮灭算符,  $V$  为有效吸引势. 通过平均场近似引入序参量  $\Delta = V \sum_v \langle a_{-v} a_v \rangle$ , 得到简化形式:

$$H_{\text{BCS}} = \sum_v \varepsilon_v (a_v^+ a_v + a_{-v}^+ a_{-v}) + \frac{1}{2} \sum_v (\Delta_v a_v^+ a_{-v}^+ + \Delta_v^* a_{-v} a_v). \quad (2)$$

该哈密顿量描述了超导体中 Cooper 对的形成, 是分析界面 Andreev 反射的理论基础.

BTK 模型是处理正常金属/超导体 (N/S) 界面电子透射的标准理论. 该模型基于 Bogoliubov 方程<sup>[19,20]</sup>, 假设界面存在  $\delta$  函数形式的散射势垒,  $V(x) = H\delta(x)$ , 其中  $H$  表示界面散射强度. 界面的波函数连续性和跃迁条件可表示为

$$\psi_{\text{S}}(0) = \psi_{\text{N}}(0), \quad \frac{\hbar^2}{2m} (\psi'_{\text{S}}(0) - \psi'_{\text{N}}(0)) = H\psi(0). \quad (3)$$

入射波、反射波和透射波分量形式如下:

$$\begin{aligned} \psi_{\text{inc}} &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{iq^+x}, \\ \psi_{\text{refl}} &= a \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{iq^-x} + b \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-iq^+x}, \\ \psi_{\text{trans}} &= c \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} e^{ik^+x} + d \begin{pmatrix} v_0 \\ u_0 \end{pmatrix} e^{-ik^-x}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $\hbar q^{\pm} = \sqrt{2m}(\mu \pm E)^{1/2}$ , 为入射的正常电子的动量;  $\hbar k^{\pm} = \sqrt{2m}[\mu \pm (E^2 - \Delta^2)^{1/2}]^{1/2}$  为超导中的准粒子动量.  $u_0$  和  $v_0$  满足  $u_0^2 = 1 - v_0^2 = \frac{1}{2} \times \left[ 1 + \frac{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}}{E} \right]$ . 在弱能近似下 ( $E \ll \mu$ ), 简化

为  $q^+ = q^- = k^+ = k^- = k_F$ .  $u_0$  和  $v_0$  为 Bogoliubov 系数,  $k_F$  为费米波矢.

在金属侧 ( $x < 0$ ), 波函数为入射电子波、正常反射电子波和 Andreev 反射空穴波的叠加:

$$\begin{aligned} \psi_N(x) = & \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{iq_c^+ x} + b(E) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-iq_c^+ x} \\ & + a(E) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{iq_h^- x}, \quad x < 0. \end{aligned} \quad (5)$$

在超导侧 ( $x > 0$ ), 波函数为透射的电子型准粒子波和空穴型准粒子波的叠加:

$$\begin{aligned} \psi_S(x) = & c(E) \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} e^{ik_c^+ x} + d(E) \begin{pmatrix} v_0 \\ u_0 \end{pmatrix} e^{-ik_h^- x}, \\ & x > 0. \end{aligned} \quad (6)$$

将波函数代入边界条件, 可解出 4 个概率幅系数.

当  $E > \Delta$  时, 反射和透射系数为

$$\begin{aligned} a = \frac{u_0 v_0}{\gamma}, \quad b = -\frac{(u_0^2 - v_0^2)(Z^2 + iZ)}{\gamma}, \\ c = \frac{u_0(1 - iZ)}{\gamma}, \quad d = \frac{iv_0 Z}{\gamma}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $Z = mH/\hbar^2 k_F = H/\hbar v_F$  为无量纲界面散射参数,  $\gamma = u_0^2 + (u_0 - v_0^2)Z^2$ . 相应的概率流为

$$\begin{aligned} A = \frac{J_P^A}{v_F} = a^* a, \quad B = \frac{J_P^B}{v_F} = b^* b, \\ C = \frac{J_P^C}{v_F} = c^* c(u_0^2 - v_0^2), \quad D = \frac{J_P^D}{v_F} = d^* d(u_0^2 - v_0^2). \end{aligned} \quad (8)$$

当  $E < \Delta$  时<sup>[17]</sup>,  $k^\pm$ ,  $u_0$  和  $v_0$  都是复数, Andreev 反射概率为

$$A = \frac{\Delta^2}{E^2 + (\Delta^2 - E^2)(1 + 2Z^2)}, \quad B = 1 - A. \quad (9)$$

此时, 正常透射概率  $C = D = 0$ .

BTK 模型揭示了能隙内电导增强 (因 Andreev 反射) 和能隙外电导趋于正常值的特性, 为后续模型奠定了基础<sup>[21,22]</sup>.

## 2.2 半金属模型

半金属模型 (Mazin 模型) 处理自旋完全极化 ( $P = \pm 1$ ) 的金属/超导体界面<sup>[12,17]</sup>. 由于费米能级仅存在单一自旋方向的电子, Andreev 反射被完全抑制, 因为超导体中 Cooper 对的形成需要自旋相反的电子.

当  $E > \Delta$  时, 反射和透射系数为

$$\begin{aligned} a = 0, \quad b = -\frac{-u^2 Z + v^2(i+z)}{\gamma_2}, \\ c = -\frac{iuZ}{\gamma_2}, \quad d = \frac{iuZ}{\gamma_2}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中,  $\gamma_2 = u^2(i+z) - v^2 Z^2$ . 相应的概率流为

$$\begin{aligned} A = 0, \quad B = \frac{J_P^B}{v_F} = b^* b, \\ C = \frac{J_P^C}{v_F} = c^* c(u_0^2 - v_0^2), \\ D = \frac{J_P^D}{v_F} = d^* d(u_0^2 - v_0^2). \end{aligned} \quad (11)$$

当  $E < \Delta$  时, 由于没有 Andreev 反射, 没有电子透射, 电子全部反射:

$$a = 0, \quad b = 1, \quad c = 0, \quad d = 0. \quad (12)$$

概率流为

$$A = 0, \quad B = 1, \quad C = 0, \quad D = 0. \quad (13)$$

半金属模型表明, 在自旋完全极化情况下, 能隙内电导为零, 这与 BTK 模型形成鲜明对比. 修正型 BTK 模型 (CTC 模型) 将 BTK 模型与半金属模型线性组合, 以处理一般磁性金属 ( $0 < P < 1$ ) 的界面.

## 2.3 各向异性界面下的电流公式推导

在磁性金属/超导界面中, 自旋极化电流的输运不仅取决于材料的本征自旋极化率 ( $P$ ), 还受到界面散射各向异性的显著影响. 传统模型 (如 CTC 模型) 假设界面散射各向同性 (即  $Z_\uparrow = Z_\downarrow$ ), 通过线性组合非极化 ( $P = 0$ ) 和完全极化 ( $P = \pm 1$ ) 的极限情况来描述一般磁性金属. 然而, 实际界面 (如氧化物层或磁性杂质) 往往对自旋向上和向下电子呈现不同的散射强度 (即  $Z_\uparrow \neq Z_\downarrow$ ). 这种各向异性会导致透射到超导体的电子数在自旋通道间不平衡, 从而影响 Andreev 反射的效率. Andreev 反射的发生需要自旋相反的电子配对形成 Cooper 对, 因此其概率取决于两个自旋通道的透射率比较, 而不仅仅是入射电子数的加权平均. 如果某一自旋通道的透射率显著高于另一通道, 则 Andreev 反射将受限于透射率较低的通道 (即“瓶颈效应”). 这与 GMR/TMR 器件中自旋依赖散射的物理一致<sup>[1]</sup>. 本节扩展了修改型 BTK 模型, 引入自旋相关的散射参数  $Z_\uparrow$  和  $Z_\downarrow$ , 分别表示自旋向上和自旋向下电子的界面散射强度.

金属材料的自旋极化率定义为

$$P \equiv \frac{N_{\uparrow}(0)v_{F\uparrow} - N_{\downarrow}(0)v_{F\downarrow}}{N_{\uparrow}(0)v_{F\uparrow} + N_{\downarrow}(0)v_{F\downarrow}}, \quad (14)$$

其中  $N_{\uparrow}(0)$  和  $N_{\downarrow}(0)$  为费米能级自旋向上和向下的态密度,  $v_{F\uparrow}$  和  $v_{F\downarrow}$  为对应的费米速度. 平均态密度和费米速度定义为

$$\begin{aligned} 2N(0) &\equiv N_{\uparrow}(0) + N_{\downarrow}(0), \\ v_F &\equiv \frac{N_{\uparrow}(0)v_{F\uparrow} + N_{\downarrow}(0)v_{F\downarrow}}{N_{\uparrow}(0) + N_{\downarrow}(0)}. \end{aligned} \quad (15)$$

由此可得

$$N_{\uparrow}(0)v_{F\uparrow} = (1 + P)N(0)v_F, \quad (16)$$

$$N_{\downarrow}(0)v_{F\downarrow} = (1 - P)N(0)v_F. \quad (17)$$

磁性金属/超导体界面的电流公式需分别处理自旋向上和向下的电子, 总电流为

$$\begin{aligned} I_{MS} &= N_{\uparrow}(0)e v_{F\uparrow} S \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)] \\ &\quad \times [1 + A_{\uparrow}(E) - B_{\uparrow}(E)] dE \\ &+ N_{\downarrow}(0)e v_{F\downarrow} S \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)] \\ &\quad \times [1 + A_{\downarrow}(E) - B_{\downarrow}(E)] dE, \end{aligned} \quad (18)$$

其中,  $e$  是电子电荷,  $S$  是界面有效横截面积.  $f_0(E) = (e^{E/k_B T} + 1)^{-1}$  为费米-狄拉克分布函数,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为温度.  $A_{\sigma}(E)$  和  $B_{\sigma}(E)$  是自旋  $\sigma$  ( $\uparrow$  或  $\downarrow$ ) 对应的 Andreev 反射和正常反射概率, 由 BTK 模型计算 (用  $Z_{\sigma}$  代替  $Z$ ). 把定义 (16) 式和 (17) 式代入 (8) 式, 可得

$$\begin{aligned} I_{MS} &= N(0)e v_F S \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)] \\ &\quad \times \{ (1 + P)[1 + A_{\uparrow}(E) - B_{\uparrow}(E)] \\ &\quad + (1 - P)[1 + A_{\downarrow}(E) - B_{\downarrow}(E)] \} dE. \end{aligned} \quad (19)$$

关键创新在于引入判断条件, 比较自旋向上和向下电子的透射概率  $1 + A_{\sigma}(E) - B_{\sigma}(E)$ . 定义判断函数:

$$\begin{aligned} &\text{当 } (1 + P)[1 + A_{\uparrow}(E) - B_{\uparrow}(E)] \geq (1 - P)[1 + A_{\downarrow}(E) - B_{\downarrow}(E)] \text{ 时, 自旋向上电子占主导; 当} \\ &\quad (1 + P)[1 + A_{\uparrow}(E) - B_{\uparrow}(E)] \\ &\quad < (1 - P)[1 + A_{\downarrow}(E) - B_{\downarrow}(E)] \end{aligned}$$

时, 自旋向下电子占主导.

电流公式根据判断条件分段表达如下.

自旋向上电子占主导时:

$$\begin{aligned} I_{MS} &= N(0)e v_F S \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)] \left\{ 2(1 - P)[1 + A_{\downarrow}(E) - B_{\downarrow}(E)] \right. \\ &\quad \left. + \frac{(1 + P)[1 + A_{\uparrow}(E) - B_{\uparrow}(E)] - (1 - P)[1 + A_{\downarrow}(E) - B_{\downarrow}(E)]}{(1 + P)[1 + A_{\uparrow}(E) - B_{\uparrow}(E)]} [1 - B_p(E)] \right\} dE, \end{aligned} \quad (20)$$

其中  $B_p(E)$  为半金属模型中的正常反射概率, 取自 Mazin 模型, 用于表征完全极化电流的反射行为. 当界面各向异性强烈时, 次要通道的透射可忽略, 系统退化为半金属-超导结. 该处理与实验观察一致, 如铁磁/超导结中的自旋筛选效应<sup>[4]</sup>. 此处用  $Z = Z_{\uparrow}$  计算 (即自旋向上电子的散射参数).

自旋向下电子占主导时,

$$\begin{aligned} I_{MS} &= N(0)e v_F S \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)] \left\{ 2(1 - P)[1 + A_{\uparrow}(E) - B_{\uparrow}(E)] \right. \\ &\quad \left. + \frac{(1 + P)[1 + A_{\downarrow}(E) - B_{\downarrow}(E)] - (1 - P)[1 + A_{\uparrow}(E) - B_{\uparrow}(E)]}{(1 + P)[1 + A_{\downarrow}(E) - B_{\downarrow}(E)]} [1 - B_p(E)] \right\} dE, \end{aligned} \quad (21)$$

其中  $B_p(E)$  用  $Z = Z_{\downarrow}$  计算.

这种分段处理确保了电流计算更贴合物理实际: 当某一通道占主导时, 系统行为趋近于半金属模型 (Andreev 反射被抑制); 当透射平衡时, 则回归 BTK 模型. 这避免了传统线性组合可能在高各向异性界面下产生的偏差.

为方便实验对比, 引入归一化电阻  $R_N$ . 当偏压  $V$  满足  $eV \gg \Delta$  时, 电流简化为

$$I_{MS} = \left[ \frac{1 - P}{1 + Z_{\downarrow}^2} + \frac{1 + P}{1 + Z_{\uparrow}^2} \right] N(0)e^2 v_F S V \equiv \frac{V}{R_N}, \quad (22)$$

解得

$$N(0)e\nu_{\text{F}}S = \frac{1}{eR_{\text{N}}} \left[ \frac{1-P}{1+Z_{\downarrow}^2} + \frac{1+P}{1+Z_{\uparrow}^2} \right]^{-1}. \quad (23)$$

代入方程 (20) 或 (21), 得到最终的  $I$ - $V$  关系, 可用于拟合实验数据. 该模型统一了 BTK 模型 ( $P = 0, Z_{\uparrow} = Z_{\downarrow}$ ) 和半金属模型 ( $P = \pm 1, Z_{\uparrow} = Z_{\downarrow}$ ) 的极限情况. 通过系统对比可明确其创新性. BTK 模型<sup>[5]</sup> 假设界面散射各向同性 (即  $Z_{\uparrow} = Z_{\downarrow}$ ), 适用于非磁性金属 ( $P = 0$ ), 但无法描述自旋依赖散射效应; Mazin 模型<sup>[17]</sup> 进一步处理半金属 ( $P = \pm 1$ ) 情形, 但仅限完全极化界面, 忽略了部分极化材料的过渡行为. CTC 模型<sup>[12]</sup> 作为 BTK 与 Mazin 的线性组合, 保留了各向同性假设, 虽能描述一般磁性金属 ( $0 < P < 1$ ), 却未考虑实际界面中常见的散射各向异性. Strijkers 模型则侧重于体材料态密度加权, 强调本征极化率, 但未显式处理界面散射的不对称性. 本文模型通过引入自旋依赖参数及判

断函数, 统一了上述极限情况: 当  $Z_{\uparrow} = Z_{\downarrow}$  时, 模型退化为 CTC 形式; 在强各向异性条件下 (如  $Z_{\uparrow} \gg Z_{\downarrow}$ ), 系统趋近于 Mazin 行为, 且能捕捉界面工程对极化率的调制作用, 与 Strijkers 模型形成互补. 这一推广不仅完善了理论描述, 还为解释界面增强效应 (如 TMR/GMR 优化) 提供了新视角.

### 3 各向异性 Andreev 反射谱

基于各向异性自旋散射理论模型, 本节通过系统的数值计算深入研究不同自旋极化率条件下界面散射各向异性对 Andreev 反射谱的调控规律. 重点分析  $P = 0, P > 0$  和  $P < 0$  三种情形下归一化微分电导的演化特征, 并探讨其物理机制. 为了方便图像的比较, 一般所画的图是归一化  $dI/dV$  图像, 所以我们对最终的  $I$ - $V$  关系两边对  $V$  求导, 然后再在公式两边除以归一化电阻  $R_{\text{N}}$ , 相应得到下面的两个公式:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{\text{N}}} \frac{dI_{\text{MS}}}{dV} = & \left[ \frac{1}{\frac{1-P}{1+Z_{\downarrow}^2} + \frac{1+P}{1+Z_{\uparrow}^2}} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(\frac{E-eV}{k_{\text{B}}T}\right)}{\left[\exp\left(\frac{E-eV}{k_{\text{B}}T}\right) + 1\right]^2 \cdot k_{\text{B}}T} \left\{ 2(1-P)[1+A_{\downarrow}(E)-B_{\downarrow}(E)] \right. \\ & \left. + \frac{(1+P)[1+A_{\uparrow}(E)-B_{\uparrow}(E)] - (1-P)[1+A_{\downarrow}(E)-B_{\downarrow}(E)]}{(1+P)[1+A_{\uparrow}(E)-B_{\uparrow}(E)]} [1-B_{\text{p}}(E)] \right\} dE, \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{\text{N}}} \frac{dI_{\text{MS}}}{dV} = & \left[ \frac{1}{\frac{1-P}{1+Z_{\downarrow}^2} + \frac{1+P}{1+Z_{\uparrow}^2}} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(\frac{E-eV}{k_{\text{B}}T}\right)}{\left[\exp\left(\frac{E-eV}{k_{\text{B}}T}\right) + 1\right]^2 \cdot k_{\text{B}}T} \left\{ 2(1+P)[1+A_{\uparrow}(E)-B_{\uparrow}(E)] \right. \\ & \left. + \frac{(1-P)[1+A_{\downarrow}(E)-B_{\downarrow}(E)] - (1+P)[1+A_{\uparrow}(E)-B_{\uparrow}(E)]}{(1-P)[1+A_{\downarrow}(E)-B_{\downarrow}(E)]} [1-B_{\text{p}}(E)] \right\} dE. \quad (25) \end{aligned}$$

#### 3.1 $P = 0$ 时的 Andreev 反射谱

在正常金属 ( $P = 0$ ) 情况下, 各向异性自旋散射界面的 Andreev 反射谱表现出独特的特性. 图 1 展示了当自旋向上和自旋向下电子的界面散射系数 ( $Z_{\uparrow}$  和  $Z_{\downarrow}$ ) 对称变化时的归一化微分电导. 当  $Z_{\uparrow} = Z_{\downarrow} = 0$  时, 归一化微分电导在能隙内 ( $|E| \leq \Delta$ ) 为 2, 与经典 BTK 模型一致, 表明 Andreev 反射占主导. 但随着  $Z_{\uparrow}$  增大而  $Z_{\downarrow}$  固定为 0, 能隙内的微分电导逐渐下降至 0, 这是因为自旋向上电子的透射率降低, 导致 Cooper 对形成受阻, Andreev

反射被抑制<sup>[23]</sup>. 在能隙外 ( $|E| > \Delta$ ), 微分电导趋近于 1, 表明正常反射成为主导.

为进一步研究  $Z$  值较小时的行为, 图 2 展示了  $Z_{\uparrow}$  和  $Z_{\downarrow}$  在 0 到 1 范围内的放大谱. 可以看出, 微分电导对  $Z$  变化敏感, 即使  $Z$  值较小 (如 0.25 或 0.5), 也能显著影响 Andreev 反射效率. 这强调了界面散射精确调控的重要性.

以上结果说明, 即使对于非磁性金属 ( $P = 0$ ), 界面的各向异性散射可在能隙外诱导出高自旋极化电流, 为基于非磁性材料的自旋电子器件提供可能.

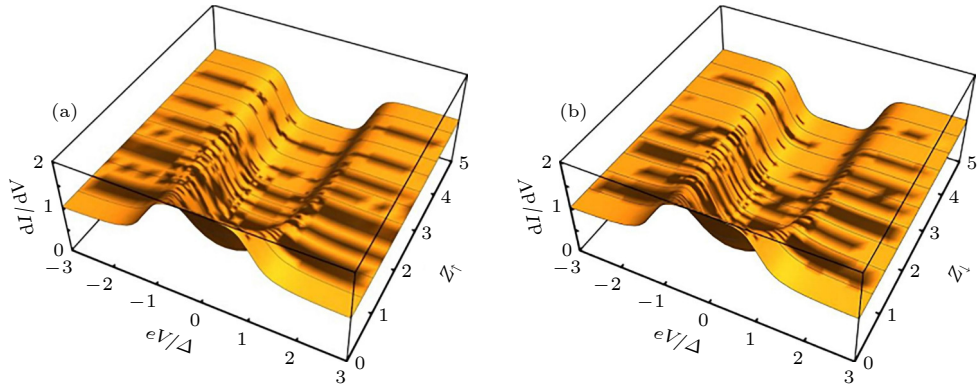


图 1  $P = 0$  时, 对称的各向异性界面的归一化微分电导 (a)  $Z_{\perp} = 0, Z_{\uparrow} = 0-5$ ; (b)  $Z_{\uparrow} = 0, Z_{\perp} = 0-5$

Fig. 1. Normalized differential conductance at symmetric anisotropic interfaces for  $P = 0$ : (a)  $Z_{\perp} = 0, Z_{\uparrow} = 0-5$ ; (b)  $Z_{\uparrow} = 0, Z_{\perp} = 0-5$ .

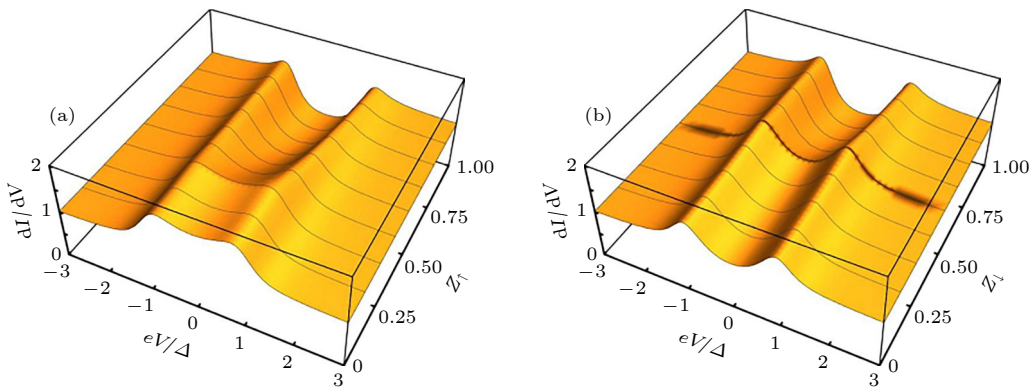


图 2  $P = 0$  时, 对称的各向异性界面的归一化微分电导 (a)  $Z_{\uparrow} = 0.25, Z_{\perp} = 0-1$ ; (b)  $Z_{\uparrow} = 0.5, Z_{\perp} = 0-1$

Fig. 2. Normalized differential conductance at symmetric anisotropic interfaces for a nonmagnetic metal ( $P = 0$ ): (a)  $Z_{\uparrow} = 0.25, Z_{\perp} = 0-1$ ; (b)  $Z_{\uparrow} = 0.5, Z_{\perp} = 0-1$ .

### 3.2 $P > 0$ 时的 Andreev 反射谱

当金属具有正自旋极化率 ( $P > 0$ ) 时, 各向异性界面的 Andreev 反射谱呈现非线性特征 (图 3)。图 3(a) 展示了  $P = 0.25$  的情况, 其中  $Z_{\perp}$  固定为 0.5,  $Z_{\uparrow}$  从 0 增大到 5。当  $Z_{\uparrow} < Z_{\perp}$  时, 微分电导随  $Z_{\uparrow}$  增大而上升, 这是因为自旋向上电子较多,  $Z_{\uparrow}$  增大减少了多余电子的普通反射, 增强了 Andreev 反射; 但当  $Z_{\uparrow}$  超过临界值 (约 0.68) 后, 微分电导下降, 表明自旋向下电子反超, Cooper 对形成变难。图 3(e) 则显示当  $Z_{\uparrow}$  固定为 0.5,  $Z_{\perp}$  增大时, 微分电导单调下降, 无峰值出现, 这是由于  $P > 0$  时自旋向上电子占优,  $Z_{\perp}$  增大会直接抑制少数自旋的贡献。

随着  $P$  值增大, 效应更加显著。当  $P$  逐渐增至 0.5 和 0.75 时, 微分电导的峰值向  $Z_{\uparrow}$  更大的方向移动, 因为需要更强的散射才能平衡自旋分布。  $P = 0.95$  时进一步表明, 当  $P$  接近 1 时, 谱线趋近于半金属模型, Andreev 反射几乎被完全抑制。这

些结果说明, 界面的各向异性可以调控电流的极化率, 使其偏离材料的本征  $P$  值, 这为解释如 TMR 或 GMR 器件中界面增强效应提供了理论依据。

### 3.3 $P < 0$ 时的 Andreev 反射谱

当  $P < 0$  时, 各向异性 Andreev 反射谱呈现与  $P > 0$  明显不同的特征, 这为判断自旋极化率符号提供了新方法。图 4(a) 展示了  $P = -0.25$  的情况, 其中  $Z_{\perp}$  固定为 0.5,  $Z_{\uparrow}$  从 0 增大到 5。与  $P = 0.25$  相比, 图 4(a) 无微分电导峰值, 因为  $P < 0$  时自旋向下电子占优,  $Z_{\uparrow}$  增大直接抑制 Andreev 反射; 图 4(e) 则出现峰值, 验证了理论自洽性。

随着  $P$  值减小 (如  $P = -0.5, -0.75$  和  $-0.95$ ), 微分电导谱逐渐平坦化, 趋近于半金属模型。特别地, 图 4(f), (h) 中, 当  $Z_{\uparrow}$  固定时,  $Z_{\perp}$  增大导致微分电导出现峰值, 且峰值位置随  $P$  减小而向  $Z_{\perp}$  更大的方向移动。这表明通过测量各向异性界面的

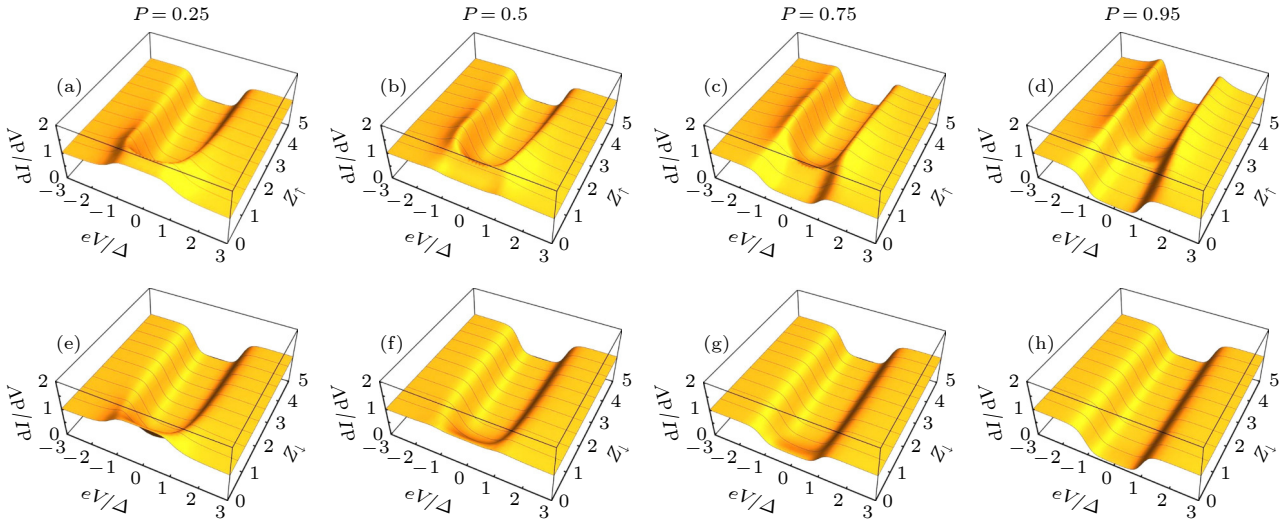


图 3  $P > 0$  时, 各向异性界面的归一化微分电导 (a)–(d)  $Z_{\perp} = 0.5, Z_{\parallel} = 0-5$ ; (e)–(h)  $Z_{\parallel} = 0.5, Z_{\perp} = 0-5$

Fig. 3. Normalized differential conductance at anisotropic interfaces for a magnetic metal ( $P > 0$ ): (a)–(d)  $Z_{\perp} = 0.5, Z_{\parallel} = 0-5$ ; (e)–(h)  $Z_{\parallel} = 0.5, Z_{\perp} = 0-5$ .

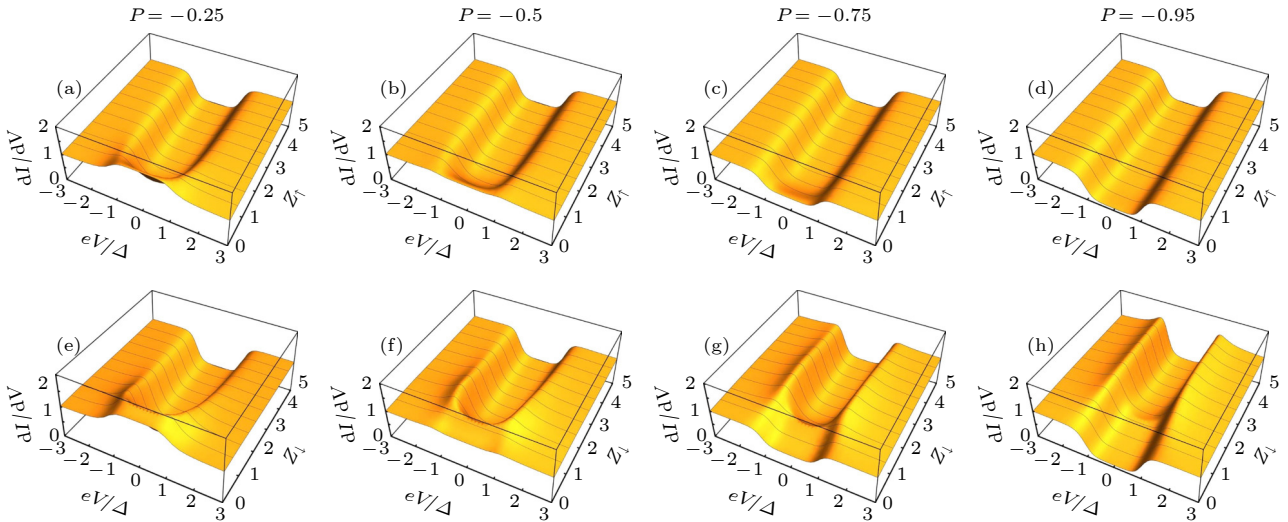


图 4  $P < 0$  时, 各向异性界面的归一化微分电导 (a)–(d)  $Z_{\perp} = 0.5, Z_{\parallel} = 0-5$ ; (e)–(h)  $Z_{\parallel} = 0.5, Z_{\perp} = 0-5$

Fig. 4. Normalized differential conductance at anisotropic interfaces for a negatively polarized material ( $P < 0$ ): (a)–(d)  $Z_{\perp} = 0.5, Z_{\parallel} = 0-5$ ; (e)–(h)  $Z_{\parallel} = 0.5, Z_{\perp} = 0-5$ .

Andreev 反射谱, 可以唯一确定  $P$  的符号, 为解决自旋电子器件中信号反向问题提供了新途径.

为了测试上述模型, 采用磁控溅射镀膜制备了 Co 薄膜 50 nm, 用超导 Pb 针尖实行了 Andreev 反射谱的测试. 然后分别采用本文自旋各向异性散射模型和 CTC 模型进行拟合, 结果如图 5 所示. 结果发现, 纯 Co 薄膜, 自旋各向异性散射很小, 拟合结果接近于 CTC 模型, 得到的自旋极化率和通常的 Co 值一致<sup>[24]</sup>. 由于样品 20 mm 左右, 薄膜电阻较大, 引入附加电阻  $r_E$ . 在自旋各向异性散射模型中,  $Z_{\perp}$  增大, 导致自旋极化率升高, 意味着 Co 的自旋极化率是正的, 和实际一致.

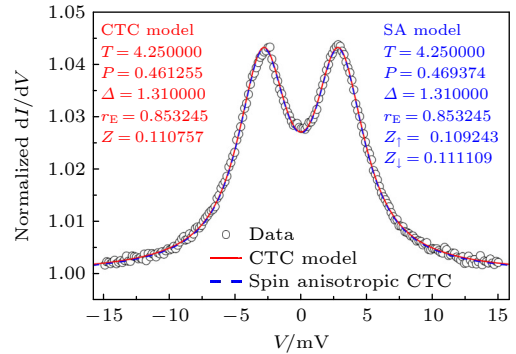


图 5 纯 Co 薄膜的 Andreev 反射谱测量及模型拟合对比  
Fig. 5. Andreev reflection spectroscopy measurement and model comparison for a pure Co film.

## 4 结 论

本研究在传统 BTK 模型和 CTC 模型的基础上, 进一步考虑了实际界面中普遍存在的各向异性散射效应, 通过引入自旋相关的散射参数  $Z_{\uparrow}$  和  $Z_{\downarrow}$ , 完善了金属/超导界面 Andreev 反射的理论描述. 研究发现, 对于自旋极化率  $P = 0$  的正常金属, 界面各向异性散射 ( $Z_{\uparrow} \neq Z_{\downarrow}$ ) 可通过传输自旋极化机制产生显著的自旋极化电流, 这为基于非磁性材料的自旋电子器件开发提供了新思路. 在磁性金属体系中, 界面各向异性被证明可有效调控电流极化率, 同时通过系统分析  $P > 0$  和  $P < 0$  条件下反射谱的差异特征, 提出了一种确定材料自旋极化率符号的新方法, 为量子材料表征和自旋电子器件设计提供了新的理论支撑. 后续研究将重点开展实验验证、拓展低维材料界面理论体系, 并结合先进算法优化参数分析, 推动该理论在量子信息技术中的创新应用.

## 参考文献

- [1] Žutić I, Fabian J, Sarma S D 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [2] Dittmann N, Splettstoesser J, Giazotto F 2016 *New J. Phys.* **18** 083019
- [3] Rigato F, Piano S, Foerster M, Giubileo F, Cucolo A M, Fontcuberta J 2010 *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.* **81** 174415
- [4] Okada S, Nakada K, Kuwabara K, Daigoku K, Kawai T 2006 *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.* **74** 121412
- [5] He Q L, Hughes T L, Armitage N P, Tokura Y, Wang K L 2022 *Nat. Mater.* **21** 15
- [6] Mellnik A R, Lee J, Richardella A, Grab J L, Mintun P J, Fischer M H, Vaezi A, Manchon A, Kim E-A, Samarth N 2014 *Nature* **511** 449
- [7] Li Z Y, Song S M, Wang W X, Gong J H, Tong Y, Dai M J, Lin S S, Yang T L, Sun H 2023 *Nanotechnology* **34** 025702
- [8] Bai C X, Yang Y L, Jiang Y J, Yang H X 2019 *Phys. Lett. A* **383** 1174
- [9] Li Z, Du W, Liao L, Sun Z, Zhang Z, Wen T, Zhang Z, Tao W, Chen T 2025 *Aggregate* **6** e70098
- [10] Blonder G, Tinkham M, Klapwijk T 1982 *Phys. Rev. B* **25** 4515
- [11] Strijkers G, Ji Y, Yang F, Chien C, Byers J 2001 *Phys. Rev. B* **63** 104510
- [12] Chen T Y, Tesanovic Z, Chien C L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 146602
- [13] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Van Dau F N, Petroff F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472
- [14] Luo J, Xu Z, Jin Z, Wang M, Cai X, Chen J 2024 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **16** 31677
- [15] Moodera J S, Kinder L R, Wong T M, Meservey R 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3273
- [16] Wang Y F, Yang Y Z, Li S, Xie Y T, Xiao Z P, Zhang M, Ju W 2025 *Information Sciences* **703** 121946
- [17] Woods G, Soulen Jr R, Mazin I, Nadgorny B, Osofsky M, Sanders J, Srikanth H, Egelhoff W, Datla R 2004 *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.* **70** 054416
- [18] Wilken F B, Brouwer P W 2012 *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.* **85** 134531
- [19] Ring P, Schuck P 2004 *The Nuclear Many-Body Problem* (Berlin: Springer Science & Business Media)
- [20] Tinkham M 2004 *Introduction to Superconductivity* (New York: Courier Corporation)
- [21] Karel J, Bouma D, Martinez J, Zhang Y, Gifford J, Zhang J, Zhao G, Kim D, Li B, Huang Z 2018 *Phys. Rev. Mater.* **2** 064411
- [22] Wang L, Chen T, Chien C L, Leighton C 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 232509
- [23] Cooper L N 1956 *Phys. Rev.* **104** 1189
- [24] Jiang L N, Zhang Y B, Dong S L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 147104 (in Chinese) [姜丽娜, 张玉滨, 董顺乐 2015 物理学报 **64** 147104]

# Theory of Andreev reflection spectroscopy with anisotropic spin-dependent scattering<sup>\*</sup>

LI Zhiyue<sup>1)2)#</sup> ZHANG Guoping<sup>1)#</sup> CHEN Tingyong<sup>1)2)†</sup>

1) (*Shenzhen Institute for Quantum Science and Engineering, Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, China*)

2) (*International Quantum Academy, Shenzhen 518048, China*)

( Received 5 December 2025; revised manuscript received 20 December 2025 )

## Abstract

The advancement of spintronic technology depends on the efficient generation and control of spin-polarized currents. However, traditional approaches relying on magnetic materials are susceptible to external magnetic interference, thereby limiting their practical applications. Andreev reflection spectroscopy has emerged as a powerful tool for detecting material-specific properties such as spin polarization ( $P$ ) and superconducting gap ( $\Delta$ ), but its theoretical basis is usually based on simplified models that assume isotropic interface scattering. In this assumption, the ubiquitous spin-dependent anisotropic scattering observed in real-world interfaces is neglected, which can lead to significant misinterpretations of intrinsic material characteristics. To solve this problem, our study develops a comprehensive theoretical framework that combines anisotropic spin scattering effects, thereby enabling a systematic investigation of how interface anisotropy modulates Andreev reflection spectra. This study aims to resolve the precision issues in the characterization of spin-polarized materials, particularly for emerging quantum systems such as topological insulators, where accurate measurement of spin polarization is crucial but challenging.

Methodologically, we employ the basic Blonder-Tinkham-Klapwijk (BTK) model and its extension by Chen-Tesanovic-Chien (CTC) by introducing spin-dependent scattering parameters  $Z_{\uparrow}$  and  $Z_{\downarrow}$  to describe the different interface scattering intensities for spin-up and spin-down electrons, thereby enabling the construction of a unified theoretical model applicable to a wide range of interface systems, from normal metals ( $P = 0$ ) to half-metals ( $P = \pm 1$ ). We conduct the detailed numerical calculations and three-dimensional image analysis to simulate the differential conductance spectra under varying conditions of spin polarization and interface anisotropy. Specifically, the model accounts for the probability amplitudes of Andreev reflection and normal reflection by solving the Bogoliubov-de Gennes equations with generalized boundary conditions. The current formulae are derived by integrating over energy-dependent transmission probabilities, incorporating a judgment function to realistically handle dominant spin channels.

Our key results reveal several important physical insights. For non-magnetic metals ( $P = 0$ ), interface anisotropic scattering (e.g.,  $Z_{\uparrow} \neq Z_{\downarrow}$ ) can induce highly spin-polarized currents through a transmission spin polarization mechanism. This is demonstrated by the suppression of Andreev reflection and the decrease in normalized differential conductance within the superconducting gaps (e.g., decreasing from 2 to 0 as  $Z_{\uparrow}$  increases while  $Z_{\downarrow}$  is fixed). This effect is sensitive even to small values of  $Z$  (around 0.25–0.5), highlighting the importance of precise interface engineering. For magnetic materials with positive spin polarization ( $P > 0$ ), such as those with  $P = 0.25$ , anisotropy at the interface non-linearly modulates the current polarization. For instance, when  $Z_{\downarrow}$  is fixed at 0.5, increasing it initially enhances Andreev reflection due to balanced spin

<sup>\*</sup> Project supported by the Key-Area Research and Development Program of Guangdong Province, China (Grant Nos. 2020B0303050001, 2021B0101300001) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11974158).

<sup>#</sup> These authors contributed equally.

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

transmission but suppresses it beyond a critical point, illustrating the tunability of polarization rates. Conversely, for negatively polarized materials ( $P < 0$ ), the spectra exhibit different features, such as the absence of peaks under certain conditions, enabling a novel method to determine the sign of  $P$  by comparing differential conductance behaviors. Experimental validation using pure Co films shows close agreement with our model, confirming both its accuracy and the presence of minor anisotropy in typical magnetic interfaces.

In summary, this theoretical framework not only deepens the understanding of Andreev reflection spectra by considering anisotropic scattering, but also provides practical tools for characterizing quantum materials and designing spintronic devices. Furthermore, this study provides a new approach for developing ant-interference spin sources based on non-magnetic materials and optimizes interface engineering in magnetoresistance devices. Future work will focus on experimental extension to low-dimensional systems and algorithmic improvement for parameter analysis, so as to further bridge the gap between theory and application in quantum information science.

**Keywords:** spintronics, spin polarization, Andreev reflection, spin scattering

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251669](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251669)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251669](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251669)

## 基于各向异性散射的Andreev反射谱

李治玥 章国平 陈廷勇

### Theory of Andreev reflection spectroscopy with anisotropic spin-dependent scattering

LI Zhiyue ZHANG Guoping CHEN Tingyong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 050701 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251669

CSTR: 32037.14.aps.75.20251669

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251669>

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

稀土-过渡金属亚铁磁材料中的Dzyaloshinskii-Moriya相互作用与自旋电子学应用

Dzyaloshinskii-Moriya interaction in rare-earth transition metal ferrimagnetic materials and spintronic applications

物理学报. 2026, 75(1): 050701 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251455>

基于二维磁性材料的自旋轨道力矩研究进展

Research progress of spin orbit torque of two-dimensional magnetic materials

物理学报. 2024, 73(1): 017502 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231244>

Rashba自旋-轨道耦合调制的单层半导体纳米结构中电子的自旋极化效应

Electron-spin polarization effect in Rashba spin-orbit coupling modulated single-layered semiconductor nanostructure

物理学报. 2023, 72(2): 028503 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221381>

激光诱导自旋阀结构的超快自旋动力学研究

Research on ultrafast spin dynamics of laser-induced spin valve structures

物理学报. 2025, 74(6): 068501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241744>

第二类Weyl半金属的金属-超导-金属结中的Andreev反射

Andreev reflection in a normal-superconductor-normal junction based on type-II Weyl semimetal

物理学报. 2022, 71(12): 127201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211962>

自旋简并节线半金属中表面态诱导的自旋相关散射

Spin-dependent scattering induced by surface states in spin-degenerate nodal-line semimetal

物理学报. 2023, 72(17): 177202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230811>