

# 自旋极化超导电流及其在自旋电子学中的应用

伦敦大学物理系的 Matthias Eschriga 博士最近在 *Physics Today* 杂志上撰写了一篇关于自旋极化超导电流理论和实验研究进展的综述文章,并在文中指出了自旋极化超导电流进一步的发展方向及其在自旋电子学器件中的可能应用。

当温度降低时,超导态和铁磁态都是物质可能的存在状态.虽然超导态和铁磁态都是微观多体量子效应的宏观表现,但两者在很大程度上却是互不兼容的.在过去的几十年里,物理学家在超导零电阻和铁磁性相结合的研究方面取得了很大的进展,将铁磁态和超导态相结合实现了长程自旋极化的超导电流.自旋电子学是利用电子自旋自由度来设计电子器件的新兴领域.长程传导的自旋极化超导电流作为自旋态的一种可操控方式,在自旋电子学领域将有十分诱人的应用前景.

1956年,Ginzburg 首先提出了铁磁态和超导态共存问题.Ginzburg 关注轨道机制,即 Cooper 对和内部磁场矢势的相互作用抑制超导电性.1958年,Bernad Matthias 等提出了交换相互作用机制.交换相互作用使自旋反向的 Cooper 对倾向同向排列,产生“拆对效应”.当磁场或交换场足够强时,Cooper 对有两种存在方式:一种是形成自旋相同的电子对,即电子的自旋和磁化强度方向一致;另一种是电子对保持自旋相反,但有一个非零的质心动量,称为 FFLO 态<sup>[1]</sup>.FFLO 机制可使自旋单态对( $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$ )和自旋三态对( $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$ )发生混合.1988年,Taku Tokuyasu 等人发现自旋相关的界面散射也能引起自旋单态对和自旋三态对之间的混合<sup>[2]</sup>.FFLO 和自旋混合机制对实现自旋三态超导电流以及自旋极化的超导电流至关重要.

1982年,Buzdin 和其合作者在超导/铁磁(SF)结中发现铁磁体中的自旋劈裂会诱导邻近超导体出现携带非零质心动量的 Cooper 对,并且 Cooper 对的波函数在空间振荡,类似于 FFLO 态<sup>[3]</sup>.这些近邻振幅在铁磁体中比在正常金属中衰减得更快,并且随自旋劈裂的增加受到抑制.如图 1(a)所示,两个超导体被绝缘体或正常金属(SIS 或 SNS 结构)隔开形成约瑟夫森结,其中有超导电流通过,此时结两边超导体中的 Cooper 对波函数相位相同形成 0 结.如图 1(b)所示,结合铁磁近邻的 FFLO 振荡特性和约瑟夫森效应,可以在超导/铁磁/超导结构(SFS 结构)中实现  $\pi$  结,即结两边超导体中的 Cooper 对波函数的相位差为  $\pi$ .2001 年左右,一系列实验报道了在 SFS 结中实现了 0 结到  $\pi$  结的转换<sup>[4,5]</sup>.

近邻效应在强自旋极化的铁磁体中是短程的,局限于几个原子层的距离,因此上述效应仅在 CuNi, PdNi 等弱自旋极化的铁磁材料中才比较明显.自旋电子学的迅速发展启发人们开始思考如何在强自旋极化铁磁体中实现长程近邻效应和自旋极化的超导电流.从 2000 年开始,国际上开始了强自旋极化铁磁体中的近邻效应的研究.从理论上考虑费米能级附近两个自旋相同、动量大小相等、方向相反的电子可以在不引入质心动量的情况下形成“同自旋对”.同自旋对的近邻波函数不会发生振荡,它在铁磁体中的穿透深度可以和单

态波函数在普通金属中的穿透深度相比拟,在低温时可以达到微米量级,因此可以得到长程自旋极化的超导电流.但解决问题的关键在于如何产生相当数量的同自旋对.

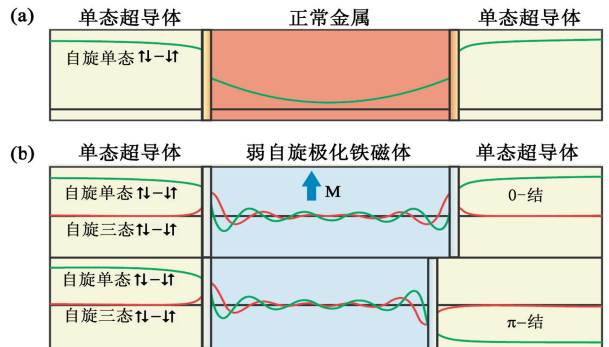


图 1 铁磁体和约瑟夫森结 (a) SNS 结中近邻效应使 Cooper 对波函数振幅从超导体穿透到普通金属中;(b) SFS 结中超导波函数的振幅在铁磁体 M 中振荡,不同长度的结有不同的位相差,基态可以是 0 结或  $\pi$  结

问题的解决可以从 FFLO 或自旋混合效应产生的自旋三态波函数开始.自旋单态是旋转不变的,但当量子化轴改变时,三个自旋三态之间却可以相互转换,特别是 y 方向的 ( $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$ )三态在 z 方向转换为 i( $\uparrow\uparrow + \downarrow\downarrow$ )的同自旋三态.2003 年,本文作者等人研究了一种极端情况:铁磁体的一个自旋能带是绝缘性的,另一个自旋能带是金属性的,即所谓的半金属<sup>[6]</sup>.如图 2 所示,其关键想法是将 SF 界面的 Tokuyasu 自旋混合效应推广到自旋相关的界面势垒,并考虑界面磁矩与中心区磁化方向有一定的夹角情况.利用这种微观机制可以预言:在合适条件下,在半金属铁磁体及其他强自旋极化铁磁体中可以实现长程的三态超导电流.这种超导电流依赖于界面和中心铁磁区磁化方向的夹角,同时也提供了一种在强自旋极化磁体中利用同自旋态超导电流实现 0 结到  $\pi$  结的转换方法.

2006 年,Delft 技术大学的 Ruurd Keizer 等取得了第一个实验突破,他们观测到了通过半金属  $\text{CrO}_2$  的长程三态超导电流<sup>[7]</sup>.这个实验引发了人们从实验和理论两个方面研究三态超导电流的热情.最近,密歇根州立大学的 Trupti Khair 等人在多层膜结构中观察到了长距离传导的三态超导电流<sup>[8]</sup>.此外,利用磁性材料本征的非全同磁结构也可以产生同自旋对和长程近邻效应.例如 Ho 在低温下是圆锥型铁磁体,层间原子磁矩以螺旋方式排布.2010 年,英国剑桥大学的 Robinson 等人在两个 Ho 层中插入 Co 层,观测到了三态超导电流<sup>[9]</sup>.

在强自旋极化磁体中实现超导电流传导的障碍看起来被消除了,陆续又有新的实验声称实现了强自旋极化铁磁体

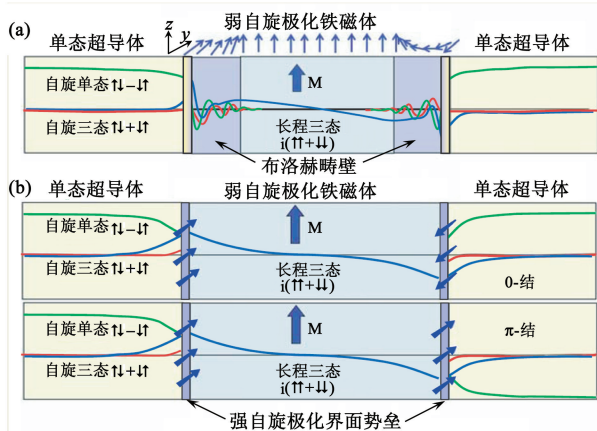


图2 强自旋极化磁体中的三态超导电流 (a) 在布洛赫(Bloch)壁中,畴壁将产生混合的三态 Cooper 对波函数,其中同自旋成分穿过较长的距离;(b) 在强自旋极化结构的界面产生三态波函数。由于界面磁矩相对于中心的磁化轴有夹角,三态波函数中的同自旋 Cooper 对成分可以穿透较长的距离。改变两个界面的相对磁取向,可以得到 0 结和  $\pi$  结

中的长程三态超导电流。例如,2010年,宾州大学的 Jian Wang 和其合作者发现两个超导电极之间的 600nm 长的单晶 Co 线可以实现零电阻传导<sup>[10]</sup>。这个传导距离和 Ruurd Keizer 等发现的半金属  $\text{CrO}_2$  中的长程效应可以相比。此外,德国 Bochum 的 Hartmut Zabel 小组也报告了三态超导电流通过半金属  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$  的实验证据<sup>[11]</sup>。

最近实验和理论上的突破,成功实现了强自旋极化铁磁体中的长程三态超导电流,这使得相关的器件有广泛的应用前景。有了完全自旋极化的三态超导电流,自旋相关的量子相干效应将进入自旋电子学领域。超导自旋电子学器件将自然地引入非局域、纠缠和量子相干效应,而这些效应都是量子计算的关键。首先,Cooper 对的典型尺寸大于 50nm,有多个电极的纳米超导器件将表现出非局域的输运性质。Guy Deutscher 等在 2000 年指出,Cooper 对可以把电子分给两个不同的电极,但两个电子之间却还能保持量子相干<sup>[12]</sup>。量子纠缠正是基于这样的相干效应。另一个激动人心的应用是

Andreev 干涉仪,由 Petrashov 在 1994 年提出<sup>[13]</sup>。在 Andreev 干涉仪中,超导导线通过两个端点和普通金属线连接形成环路,由于在普通金属线中建立了量子相干效应,普通金属线中的电导会随着通过环的磁通变化而发生振荡。

自旋极化的超导电流将原本独立的介观超导和自旋电子学联系起来。当现有的自旋电子学器件,如自旋晶体管、自旋过滤器、自旋泵浦、自旋阀和自旋开关等与超导态相结合时,将会出现新的自旋电子学器件,甚至出现类似 45 年前发现的与超导量子干涉仪(SQUID)同样重要的革命性器件。

## 参考文献

- [1] Fulde P, Ferrell R A. Phys. Rev., 1964, 135: A550; Larkin A I, Ovchinnikov Y N. Sov. Phys. JETP, 1965, 20: 762
- [2] Tokuyasu T, Sauls J A, Rainer D. Phys. Rev. B, 1988, 38: 8823
- [3] Buzdin A I, Bulaevskii L N, Panyukov S V. JETP Lett., 1982, 35, 178; Buzdin A I. Rev. Mod. Phys., 2005, 77: 935
- [4] Ryazanov V V *et al.* Phys. Rev. Lett., 2001, 86: 2427; Oboznov V A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 197003
- [5] Kontos T *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 137007; Blum Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 187004
- [6] Eschrig M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 137003; Nat. Phys., 2008, 4: 138; Phys. Rev. Lett., 2009, 102: 227005
- [7] Keizer R S *et al.* Nature, 2006, 439: 825
- [8] Khaire T S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 137002
- [9] Robinson J W A *et al.* Science, 2010, 329: 59; Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 207001
- [10] Wang J *et al.* Nat. Phys., 2010, 6: 389
- [11] Sprungmann D *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 82: 060505(R)
- [12] Deutscher G, Feinberg D. Appl. Phys. Lett., 2000, 76: 487
- [13] Petrashov V T *et al.* JETP Lett., 1994, 59: 551; Phys. Rev. Lett., 1995, 74: 5268

(中国科学院物理研究所 韩秀峰、张佳编译自  
*Physics Today*, 2011, (1): 43)

## 物理新闻和动态

### 流体中纳米物体的静电俘获

俘获一个物体(无论是单个的原子还是一个宏观的实体)的能力影响到诸如量子光学、软凝聚态物理、生物物理和临床医学等众多学科。人们已研究开发出许多精密的方法来记录溶液中布朗运动的随机效应。但是,稳定地俘获纳米尺度的物体仍是一件困难的事。光学镊子是广泛使用的阱,但是要求物体是可充分极化的,因此不能对小的巨大分子进行操作。利用跟踪荧光标记引导的电动反馈技术可以约束单个的分子,但是阱的硬度和寿命受到光物理的限制。瑞士和英国的几位科学家,利用液体中两块带负电的电玻璃板(一块是平的,另一块是略微凹形的)之间的流体缝隙,产生一种空间分布的静电场,将带负电的物体俘获和悬浮在溶液中达几个小时。他们在进行原理演示时,使用直径为几十纳米的金颗粒、聚合物珠子和脂肪小球,在没有外部的干预下,这些物体都被俘获,而且与其质量和介电性质无关。这种静电阱的硬度和稳定性,可以很容易地通过调节系统的几何与溶液的离子强度来改变,并且自身可以与其他操作装置整合。这种静电俘获原理可能会为分子生物学以及物理和材料科学的发展提供机遇。

(树华 编译自 *Nature*, 2010, 467: 692)