

专题：拓扑量子输运和器件

## 拓扑半金属-超导体异质结的约瑟夫森效应\*

初纯光<sup>1)</sup> 王安琦<sup>1)</sup> 廖志敏<sup>1)2)†</sup>

1) (北京大学物理学院, 人工微结构和介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

2) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

(2023年3月6日收到; 2023年4月10日收到修改稿)

拓扑半金属是一类受对称性保护的无能隙量子材料. 因其相对论性能带色散关系, 拓扑半金属中涌现出丰富的量子态和量子效应, 例如费米弧表面态和手征反常. 近年来, 因在拓扑量子计算的潜在应用, 拓扑与超导的耦合体系受到广泛关注. 本文从两方面回顾拓扑半金属-超导体异质结体系近年来的实验进展: 1) 超导电流对拓扑量子态的模式过滤; 2) 拓扑超导和 Majorana 零能模的探测与调控. 对于前者, 利用约瑟夫森电流对电磁场的响应, 拓扑半金属中费米弧表面态的弹道输运被揭示, 高阶拓扑半金属相被证实, 有限动量配对及超导二极管效应被实现. 对于后者, 通过交流约瑟夫森效应, 狄拉克半金属中  $4\pi$  周期的拓扑超导态被发现, 纯电学栅压调控的拓扑相变被实现. 本文最后展望了拓扑半金属-超导体异质结体系的发展前景和在 Majorana 零能模编织和拓扑量子计算上的潜在应用.

关键词: 拓扑半金属, 约瑟夫森效应, 拓扑超导, Majorana 零能模

PACS: 74.45.+c, 74.50.+r, 03.75.Lm

DOI: 10.7498/aps.72.20230397

## 1 引言

自 1980 年 Klitzing 等<sup>[1]</sup> 发现整数量子霍尔效应 (integer quantum Hall effect) 以来, 超越朗道范式的拓扑物相因其独特的体边对应关系 (bulk-boundary correspondence) 和涌现的新奇量子效应, 成为近年来凝聚态物理的研究热点<sup>[2-5]</sup>. 其中, 作为拓扑材料的重要一员, 拓扑半金属 (topological semimetals) 因其丰富的物态被广泛关注<sup>[4,5]</sup>. 拓扑半金属主要可分为外尔半金属 (Weyl semimetals, WSM) 和狄拉克半金属 (Dirac semimetals, DSM). 从电子结构来看, 外尔和狄拉克半金属是一类无能隙的量子材料, 其导带和价带只在布里渊区 (Brillouin zone) 有限地点接触. 在每一个简并点附近, 低能激发态具有线性的能量-动量色散关系<sup>[4-13]</sup> (见图 1(a)), 在形式上表现为无质量的相对论性费米子行为, 被

形象地称为“三维石墨烯”. 其中外尔半金属的低能近似可以用两分量的外尔费米子 (Weyl fermion) 描述<sup>[4-7]</sup>,  $H_{\text{WSM}} = \hbar v_F \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}$ ,  $\boldsymbol{\sigma}$  为泡利矩阵,  $\mathbf{k}$  为晶体动量,  $v_F$  为费米速度. 狄拉克半金属则具有线性色散能带交叉形成的四重简并狄拉克点 (Dirac point), 遵循四分量 Dirac 方程<sup>[4,5,9-12]</sup>:

$$H_{\text{DSM}} = \begin{pmatrix} \hbar v_F \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k} & 0 \\ 0 & -\hbar v_F \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k} \end{pmatrix}.$$

不难看出, 一个狄拉克点可以看成两个手性 (chirality) 相反外尔点 (Weyl point) 的叠加. 一般来说, 两个外尔点的重叠会引起能带杂化并且打开能隙. 因此为了维持三维狄拉克半金属的稳定性, 往往需要体系具有额外的晶体对称性, 比如四重旋转对称性 ( $C_4$ ). 当破坏体系的时间反演对称性 (time reversal symmetry) 或空间反演对称性 (inversion symmetry) 后, 伴随着狄拉克点劈裂为外尔点, 狄拉克半金属也会转变为外尔半金属 (见图 1(b)).

\* 国家自然科学基金 (批准号: 91964201, 61825401, 12204016) 和科技创新 2030 重大项目 (批准号: 2021ZD0302403) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liaozm@pku.edu.cn

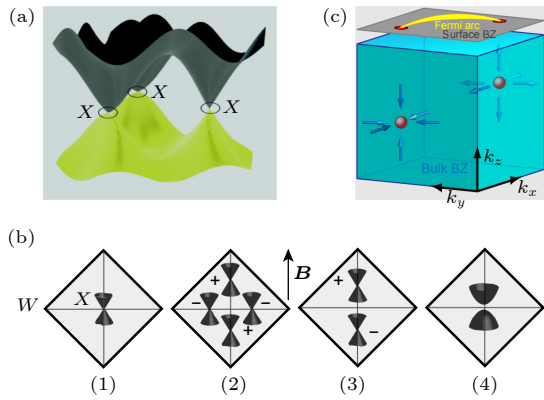


图1 拓扑半金属能带结构 (a) 狄拉克点处的线性能带色散关系<sup>[10]</sup>; (b) 狄拉克, 外尔和绝缘相 (1) 四重简并狄拉克点, (2) 打破空间反演对称性, 分为4个外尔点, (3) 塞曼场使狄拉克点沿磁场方向劈裂为两个手性相反的外尔点, (4) 打破四重旋转对称性, 产生能隙<sup>[10]</sup>; (c) 外尔半金属能带结构示意图, 外尔点 (红点) 在表面布里渊区 (灰色) 的投影连线形成费米弧表面态 (黄线)<sup>[8]</sup>

Fig. 1. Band structure of topological semimetals: (a) Linear band dispersion at Dirac points<sup>[10]</sup>; (b) Dirac, Weyl, and insulating phase (1) Fourfold degenerate Dirac point, (2) four Weyl points due to a small inversion breaking perturbation, (3) Dirac point splits into two Weyl points with opposite chirality along the direction of a Zeeman field, (4) gapped phase obtained by breaking the fourfold rotation symmetry<sup>[10]</sup>; (c) schematic of the band structure of the Weyl semimetal, the projection of Weyl points (red points) to the surface Brillouin zone (in gray) leads to Fermi-arc surface states (yellow line)<sup>[8]</sup>.

因其独特的相对论性体态能带结构, 拓扑半金属具有许多新奇的量子输运性质, 如超高载流子迁移率<sup>[14–29]</sup>和手征反常 (chiral anomaly)<sup>[20,23,24,30–60]</sup>. 除了体态, 外尔点或狄拉克点在表面的投影连线可形成非平庸的费米弧表面态 (Fermi-arc surface states)<sup>[4–13]</sup> (见图 1(c)), 同样参与输运过程. 实验上也发现了费米弧表面态引起的各种新奇输运现象:  $\pi$ -阿哈罗诺夫-玻姆效应 ( $\pi$ -Aharonov-Bohm effect)<sup>[61,62]</sup>, Fano 效应<sup>[63]</sup>, 手征转移 (chirality transfer)<sup>[64]</sup> 及量子霍尔效应<sup>[28,65–71]</sup> 等.

除了正常态输运, 拓扑半金属的超导量子态近年来也被广泛关注. 事实上, 自从昂内斯 1911 年发现金属汞在 4.2 K 以下的零电阻现象, 一个多世纪以来, 超导电性一直是凝聚态物理中最让人着迷的现象之一<sup>[72]</sup>. 随着近年来拓扑物理的发展, 超导与拓扑的耦合成为理论和实验上的研究焦点<sup>[2,3]</sup>. 实验上, 利用高压<sup>[73–96]</sup>、点接触<sup>[97–111]</sup>、掺杂<sup>[90,112–124]</sup>等技术, 研究者们已经在拓扑半金属中观察到超导现象. 此外, 还构建了拓扑半金属-超导体异质结

构, 利用超导近邻效应 (superconducting proximity effect) 在拓扑半金属中诱导出可能的拓扑超导. 约瑟夫森效应 (Josephson effect) 诱导的无耗散电流本身也可以作为一种探测手段, 去发现拓扑半金属中的各类新奇物态. 这部分的主要实验结果将在本文第 2 节阐述.

2008 年, Fu 和 Kane<sup>[125]</sup> 从理论上预言, s 波超导体的近邻效应可以在拓扑绝缘体 (topological insulator) 的表面态诱导出 p 波拓扑超导 (topological superconductivity), 从而在磁通涡旋处承载满足非阿贝尔统计的 Majorana 零能模 (Majorana zero modes). 这引起了凝聚态物理学界的广泛关注, 因为 Majorana 零能模被认为是实现容错拓扑量子计算机的最主要路径之一, 这对于大数据时代日渐提升的算力需求具有重大意义. 类似拓扑绝缘体表面态, 拓扑半金属费米弧表面态也具有自旋-动量锁定 (spin-momentum locking) 的特性. 一个很自然的想法是, 拓扑半金属-超导体耦合体系中会不会也存在拓扑超导与 Majorana 零能模. 事实上, 2015 年后的一些理论工作<sup>[126–132]</sup> 表明, 在拓扑半金属-超导体异质结体系中, 的确存在拓扑超导态和 Majorana 零能模. 这部分的主要实验结果将在本文第 3 节讨论. 第 4 节是对本文的总结, 以及对拓扑半金属-超导体异质结体系的研究展望.

## 2 超导电性: 拓扑量子态模式过滤器

三维拓扑半金属具有无能隙的导电体态, 这给输运上探测低维边界态带来了挑战. 对于多导电通道并联的体系, 一般可采用纳米结构 (如纳米线、纳米片、纳米条带等) 研究其表面态, 这是因为相对块材, 纳米结构的比表面积更大、表面态占比也更高. 然而, 仅凭这种方式, 体态对输运的贡献通常依然很大, 且很难分辨费米弧表面态和其他潜在的低维拓扑态. 最近的研究发现, 可以制备拓扑半金属纳米结构-超导体约瑟夫森结, 利用不同导电通道超导相干长度的差异, 实现拓扑量子态的过滤和选择, 抑制体态贡献, 凸显低维输运模式, 从而揭示拓扑半金属中的各种新奇物态.

### 2.1 费米弧表面态

在超导体的近邻效应下, 拓扑半金属被诱导产生超导序参量  $\Delta$ . 首先需要研究的是体态与费米弧表面态的超导特性, 以确认约瑟夫森效应的实现.

实验上, Li 等<sup>[133]</sup>于 2018 年首次实现拓扑半金属-超导体异质结的约瑟夫森效应. 在狄拉克半金属  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  纳米线-超导体铌 (Nb) 的约瑟夫森结 (图 2(a) 插图) 中观测到了零电阻态 (图 2(a)), 其中电子端临界电流  $I_c$  为 10 nA 量级 (图 2(b)). 连续地调节栅压  $V_g$ , 可以得到微分电阻谱 (图 2(c)). 图中黑色区域对应超导态, 其上边界反映了临界电流  $I_c-V_g$  的拱形 (dome) 特征.  $V_g$  在  $-1-0$  V 的微分电阻谱 (图 2(d)) 显示了  $I_c-V_g$  的振荡行为. 考虑到 Nb 电极附近的电子掺杂, 当调节  $V_g$  使得沟道中间区域为空穴掺杂时, 在  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ -Nb 界面附近会形成 p-n 势垒 (图 2(e)). 界面势垒导致载流子的部分反射, 形成法布里-珀罗 (Fabry-Pérot, FP) 腔. 通过快速傅里叶变换 (fast Fourier transform, FFT) 得到费米波矢的振荡周期  $\Delta k_F \sim 4.01 \mu\text{m}^{-1}$  (图 2(f)), 进而得到 FP 腔有效长度约 780 nm, 这与实际沟道长度  $1 \mu\text{m}$  接近. FP 干涉反映了超导电流的弹道 (ballistic) 输运特性, 即沟道长度小于载流子的平均自由程. 考虑到体态电子的平均自由程远小于

沟道长度, 这里的超导电流应该主要来源于表面态. 除了  $I_c-V_g$  振荡, 正常态电导  $G_n-V_g$  也存在振荡, 但与石墨烯约瑟夫森结<sup>[134,135]</sup>的观测不同,  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  中  $G_n$  和  $I_c$  的振荡行为并不一致. 这是因为超导态和正常态的导电通道不同. 正常态时, 体态和表面态共同贡献  $G_n$ , 而在超导态, 超导电流主要由表面态承载.

外尔半金属中的超导近邻效应也被实现. 根据能带结构, 外尔半金属又可分为第 1 类和第 2 类外尔半金属<sup>[136]</sup>. 其中第 2 类外尔半金属违背洛伦兹不变性 (Lorentz invariance), 是低能激发下涌现的新物态. 对于第 2 类外尔半金属  $\text{WTe}_2$ , Huang 等<sup>[137]</sup>采用超导体  $\text{NbSe}_2$  制备了范德瓦耳斯异质结, 观测到了近邻诱导的超导能隙随  $\text{WTe}_2$  厚度的衰减. 在  $30 \text{ nm}$  以下厚度的样品中, 近邻诱导的超导能隙与  $\text{NbSe}_2$  可比拟, 且观测到长达  $7 \mu\text{m}$  的近邻长度. Kononov 等<sup>[138]</sup>在  $\text{WTe}_2$  和 Nb 的异质结中观测到超导带隙内的费米弧表面态 Andreev 共振, 并研究了表面态超导随磁场和温度的演化. 对于

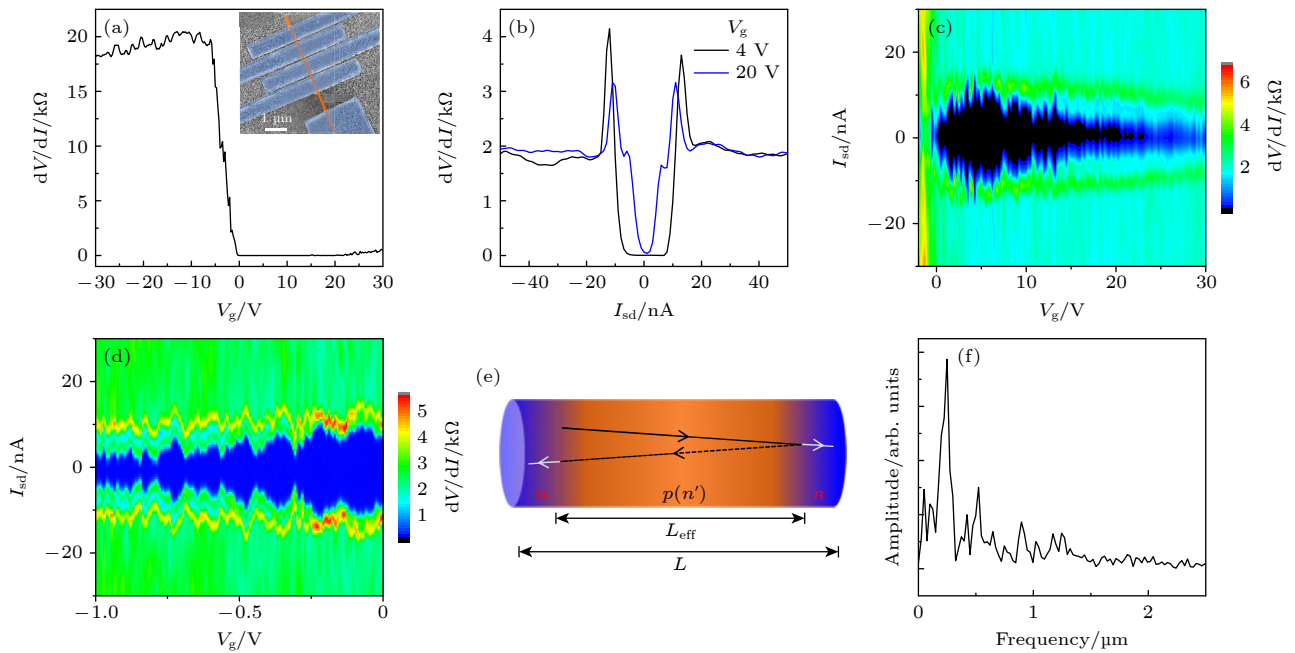


图 2 狄拉克半金属  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  费米弧表面态的法布里-珀罗干涉<sup>[133]</sup> (a) 零电阻态的观测, 插图为约瑟夫森结的 SEM 图片; (b) 微分电阻  $dV/dI$  随源漏电流  $I_{sd}$  的演化; (c)  $dV/dI$  对栅压  $V_g$  和  $I_{sd}$  的依赖, 中间深色区域为超导态, 其上边界反映了临界电流  $I_c$  随  $V_g$  的演化; (d)  $-1-0$  V 显著的  $I_c$  振荡; (e) 法布里-珀罗谐振腔示意图; (f)  $I_c(k_F)$  振荡的 FFT 分析, 峰值  $F = 0.249$  对应周期  $\Delta k_F \sim 4.01 \mu\text{m}^{-1}$

Fig. 2. Fabry-Pérot interferences of Fermi-arc surface states in Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ <sup>[133]</sup>: (a) Observation of zero resistance, inset is an SEM image of the Josephson junctions; (b) differential resistance  $dV/dI$  as a function of the source-drain current  $I_{sd}$ ; (c) gate voltage  $V_g$  and  $I_{sd}$  dependence of  $dV/dI$ . The central dark region represents the superconducting state, in which its upper boundary reflects the evolution of critical current  $I_c$  with  $V_g$ ; (d) clear oscillations in  $-1-0$  V; (e) sketch of the Fabry-Pérot resonator; (f) FFT analysis of the  $I_c(k_F)$  oscillations, the peak  $F = 0.249$  corresponds to a period  $\Delta k_F \sim 4.01 \mu\text{m}^{-1}$ .

第1类外尔半金属 NbP, Grabecki 等<sup>[139]</sup>用铅 (Pb), Nb 和铟 (In) 超导体制备了约瑟夫森结, 在超导能隙内, 观测到来源于 Andreev 反射的电导振荡, 实现了超导近邻效应. Shvetsov 等<sup>[140]</sup>用磁性外尔半金属  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  和 In 制备了高界面穿透度的约瑟夫森结, 观测到费米弧表面态的 Andreev 反射.

近邻效应诱导的超导能隙  $\Delta$  可以通过微分电导对偏压的依赖关系来量化. Huang 等<sup>[141]</sup>在  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ -Nb 的异质结构中, 测量到低温下体态的超导能隙为  $\Delta_b = 0.19 \text{ meV}$ , 而表面态  $\Delta_s = 1.34 \text{ meV}$ , 接近 Nb 的超导能隙, 表明表面态较强的超导耦合. 施加面内垂直磁场, 发现  $I_c$ - $B$  偏离夫琅禾费衍射图样 (Fraunhofer diffraction pattern), 更接近超导量子干涉仪 (superconducting quantum interference device, SQUID) 图样. 根据 Dynes-Fulton 方法<sup>[142]</sup>, 对  $I_c$ - $B$  做逆傅里叶变换 (inverse Fourier transform, IFT) 计算后可得超导电流密度分布. 结果表明超导电流受限在上下两个表面约 14 nm 的厚度内, 揭示了费米弧表面态的超导传输. Shvetsov 等<sup>[143]</sup>在 In-WTe<sub>2</sub>-In 约瑟夫森结中也观测到了类似现象, 局域在上下两个表面的超导电流在面内磁

场的干涉作用下, 形成 SQUID 图样的  $I_c$ - $B$  曲线.

Li 等<sup>[144]</sup>进一步在  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  中发现费米弧超导电流振荡. 在  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  纳米片和 Nb 电极构成的约瑟夫森结中 (图 3(c) 插图),  $I_c$ - $V_g$  呈现非单调的拱形 (dome) 依赖关系 (图 3(a)), 负栅压下  $I_c$  的快速衰减与空穴端较低迁移率有关. 从多重 Andreev 反射 (multiple Andreev reflections, MAR) (图 3(b)) 得到诱导的超导能隙  $\Delta$  约为 0.9 meV, 小于 Nb 的能隙. 施加面内平行磁场,  $I_c$ - $B$  (图 3(c)) 显示出两段不同的衰减行为. 其中低磁场下的高斯衰减 (蓝线) 符合扩散 (diffusive) 薄膜的理论预期<sup>[145]</sup>, 主要由体态贡献. 大于 0.1 T 的指数衰减和振荡行为则来源于费米弧表面态, 因其拓扑保护和背散射抑制的机制, 表面态超导维持到 0.5 T. 固定 0.1 T 的平行磁场,  $I_c$  和正常态电导  $G_N$  对栅压的响应截然相反 (图 3(d)), 在狄拉克点处  $I_c$  取极大值. 逐渐加大磁场,  $I_c$  极大值会向狄拉克点移动 (图 3(e)). 这可用费米弧态密度在狄拉克点处极大来解释 (图 3(f)). 数值模拟揭示了高磁场下的  $I_c$ - $B$  振荡源于面内磁场的轨道效应. 后续实验中, Li 等<sup>[146]</sup>在  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ -Al 约瑟夫森结中, 观测到表面态超导电流在磁场下较

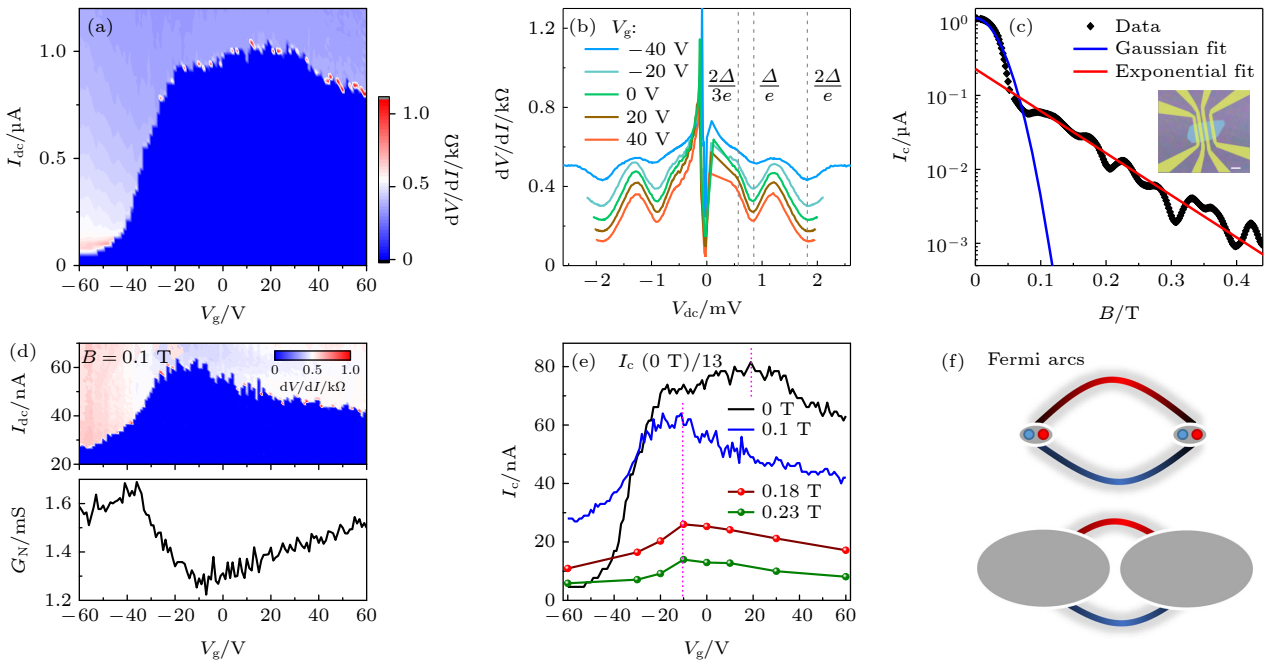


图 3  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  费米弧超导电流振荡<sup>[144]</sup> (a)  $I_c$  随  $V_g$  的超导拱形依赖; (b) 多重 Andreev 反射; (c) 平行磁场下  $I_c$ - $B$  振荡, 插图为约瑟夫森结的光学显微镜图片, 标尺为 2  $\mu\text{m}$ ; (d) 0.1 T 磁场时的  $I_c$ - $V_g$  及正常态电导  $G_N$ - $V_g$  演化, 狄拉克点处  $I_c$  取极大值; (e)  $I_c$  极大值随磁场增加向狄拉克点偏移; (f) 费米面靠近 (上图) 和远离 (下图) 狄拉克点的费米弧

Fig. 3. Fermi-arc supercurrent oscillations in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ <sup>[144]</sup>: (a) Superconducting dome of  $I_c$ - $V_g$ ; (b) multiple Andreev reflections (MAR); (c)  $I_c$ - $B$  oscillations under parallel magnetic field, inset is an optical image of the Josephson junctions, scale bar is 2  $\mu\text{m}$ ; (d) evolution of  $I_c$  and normal conductance  $G_N$  with varying  $V_g$  at  $B = 0.1 \text{ T}$ ; (e) the maximum of  $I_c$  shifts towards Dirac point with increasing  $B$  field; (f) the Fermi arcs for Fermi level close to (up panel) and away from (bottom panel) Dirac point.

体态更慢的衰减, 以及栅压调控的面内各向异性超导. Guo 等<sup>[147]</sup>在  $\text{Cd}_3\text{As}_2\text{-Nb}$  构成的 Hallbar 器件中, 发现表面态超导和量子霍尔效应的共存.

这些实验揭示了拓扑半金属中费米弧表面态更强的超导近邻耦合, 以及承载受拓扑保护的弹道运输超导电流.

## 2.2 高阶拓扑相

凝聚态体系中的拓扑物相具有独特的体边对应关系, 受拓扑保护的边界态通常出现在比体态低一维的边缘或表面上, 如  $d$  维拓扑绝缘体具有受拓扑保护的无能隙  $d-1$  维边界态. Benalcazar 等<sup>[148]</sup>于 2017 年将拓扑物相推广至高阶 (higher-order-topology). 在体态具有量子化电多极矩 (electric multipole moments) 的  $d$  维晶体绝缘体中,  $d-1$  维边界态被打开能隙, 额外存在受拓扑保护无能隙角态 (cornerstates). 同年, Benalcazar 等<sup>[149]</sup>, Langbehn 等<sup>[150]</sup>及 Song 等<sup>[151]</sup>在这类体系中发现三维绝缘体 ( $d=3$ ) 中的二维 ( $d-1$  维) 表面态被打开能隙, 而存在受拓扑保护的一维 ( $d-2$  维) 棱态 (hinge-states), 这类绝缘体称为二阶 (second-order) 拓扑绝缘体. 一般地,  $d$  维  $n$  阶拓扑绝缘体具有  $d-n$  维的无能隙边界态<sup>[152–156]</sup>.

事实上, 在二阶拓扑相的概念提出之前, Murani 等<sup>[157]</sup>就在 (111) 面的单质铋 (Bi) 纳米线约瑟夫森结中 (图 4(a)) 测量到边缘超导电流. 面

外磁场 (图 4(b)) 和面内磁场 (图 4(c)) 的  $I_c$ - $B$  振荡周期与对应的截面积相符, 揭示了 Bi 中沿对边传输的超导电流, 这也与局域态密度的计算结果一致 (图 4(d)). 高阶拓扑被提出后, Schindler 等<sup>[158]</sup>结合第一性原理计算和拓扑量子化学理论, 发现 Bi 实际上是一个高阶拓扑绝缘体, 并在扫描隧道谱 (scanning tunneling spectroscopy) 和约瑟夫森干涉实验中探测到高阶棱态的实验迹象.

高阶拓扑的概念也被扩展到拓扑半金属体系, Ezawa<sup>[152]</sup>于 2018 年预言了二阶拓扑半金属, Lin 等<sup>[159]</sup>计算发现高阶拓扑半金属中存在一维棱态. 具体到材料体系, Călugăru 等<sup>[160]</sup>预言狄拉克半金属  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  和  $\text{Na}_3\text{Bi}$  可能存在高阶拓扑相, Ezawa<sup>[161]</sup>和 Wang 等<sup>[162]</sup>基于第一性原理计算了外尔半金属  $X\text{Te}_2$  ( $X = \text{Mo}, \text{W}$ ) 中的二阶拓扑相和高阶棱态. 实验上, Huang 等<sup>[163]</sup>于 2019 年利用扫描隧道显微镜 (scanning tunneling microscope, STM) 在外尔半金属  $\text{MoTe}_2$  的  $1T'/T_d$  相畴壁 (domain wall) 处发现导电棱态, 提供了外尔半金属中高阶拓扑相存在的证据.

运输上, Li 等<sup>[164]</sup>于 2020 年首次探测到狄拉克半金属中高阶拓扑相的存在证据. 研究者用  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  纳米片和 Nb 超导电极制备了多个不同沟道长度  $L$  的约瑟夫森结 (图 5(a) 插图), 发现输运维度随沟道长度增大的反常降低. 在面外磁场下,  $L = 500 \text{ nm}$  约瑟夫森结的  $I_c$ - $B$  为夫琅禾费衍射

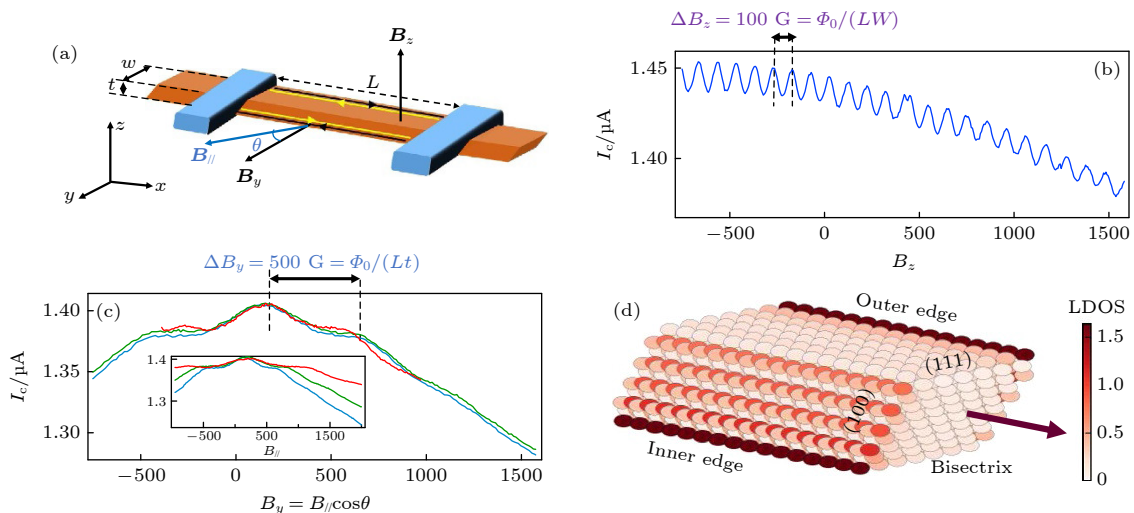


图 4 铋 (Bi) 纳米线中的边缘超导电流<sup>[157]</sup>: (a) 钨 (W)-Bi-W 约瑟夫森结示意图; (b) 面外磁场下的  $I_c$ - $B$  振荡; (c) 面内磁场下的  $I_c$ - $B$  振荡; (d) Bi 纳米线中局域态密度的紧束缚计算

Fig. 4. Edge supercurrent in bismuth (Bi) nanowires<sup>[157]</sup>: (a) Schematic of the tungsten (W)-Bi-W Josephson junction; (b)  $I_c$ - $B$  oscillations under an out-of-plane magnetic field; (c)  $I_c$ - $B$  oscillations under an in-plane magnetic field; (d) tight-binding calculation of the local density of states (LDOS) in bismuth nanowire.

图样, 超导电流密度  $J_c$  在空间均匀分布, 此时超导电流主要由三维体态贡献. 而在  $L = 800$  nm 的约瑟夫森结中,  $I_c$ - $B$  偏离夫琅禾费衍射图样, 且  $I_c$ - $V_g$  呈非单调拱形依赖, 在狄拉克点处极大, 表明此时超导输运有效维度降为二维, 主要由费米弧表面态贡献超导电流. 在更长的  $L = 1$   $\mu\text{m}$  的约瑟夫森结中,  $I_c$ - $B$  主峰宽度与其他次级峰相同 (图 5(a)), 无法用夫琅禾费图样拟合 (图 5(b) 绿线), 而可以被反对称的 SQUID 图样来近似 (图 5(b) 红线), 表明超导电流受限在一维, 这一点也可以从 IFT 得到的  $J_c(x)$  分布看出 (图 5(c)). 通过 SQUID 模型拟合, 可得边缘超导电流数值接近长结 (long junction) 极限下的单通道理论值  $ev_f/L \approx 80$  nA. 扣除背底信号, 超导电流的振荡 (图 5(d)) 呈拍频状, 具有双频 (图 5(e)), 这可能来源于  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  纳米片上下表面的宽度差 (图 5(f)). 结果表明  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  中体态、费米弧、高阶棱态共存. 利用它们特征相干长度  $\xi$  的差异, 可以通过改变样品几何尺寸实现输运模式的过滤和降维.

对于外尔半金属,  $T_d$ - $\text{MoTe}_2$  是常压下唯一已知的超导体, 一个自然的问题是其中是否存在高阶的边界超导态. Wang 等<sup>[165]</sup> 在机械剥离的  $T_d$ - $\text{MoTe}_2$  中用金 (Au) 电极做欧姆接触, 在面外磁场下, 观

测到两种  $I_c$ - $B$  振荡模式 (图 6(a)). 内侧夫琅禾费图样的低频模反映了体态超导电流, 外侧扇贝形 (scalloped) 的高频模起源于边界超导电流. 两种模式可以从  $dV/dI$  的极大值分辨图中看出 (图 6(b)). 而在大面积的样品中, 低频模振荡消失, 只存在扇贝形的高频模 (图 6(c), (d)), 表明边界态对超导电流的主导. 这与 Li 等<sup>[164]</sup> 在  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  中观测到的输运维度随几何尺寸增大的反常降低很相似. 研究者进一步确认了边界态振荡频率随样品面积的标度关系 (图 6(e)), 并发现了对称性破缺的弱激发态 (图 6(f)). 跟进的实验中, Zhu 等<sup>[166]</sup> 用  $\text{MoTe}_2$  和 Al 超导体形成高界面穿透度的约瑟夫森结, 观测到相位调控的 MAR 和约瑟夫森电流. 有趣的是, MAR 特性不受  $\text{MoTe}_2$  本身是否超导影响.

对于外尔半金属  $\text{WTe}_2$ , 2020 年同期的 3 项实验<sup>[167–169]</sup> 揭示了其高阶拓扑相. Kononov 等<sup>[167]</sup> 在  $\text{WTe}_2$  中用金属钯 (Pd) 进行欧姆接触, 测量到零电阻态. 由于电荷转移或形成平带, 与 Pd 直接接触的  $\text{WTe}_2$  进入超导态, 也有可能是 Pd 和 Te 的相互融合在界面处形成超导体  $\text{PdTe}_x$ <sup>[170]</sup>, 从而近邻诱导中间正常态的  $\text{WTe}_2$ , 构成约瑟夫森结. 面外磁场的  $I_c$ - $B$  的振荡行为偏离夫琅禾费图样, IFT 得到超导电流密度非对称地分布在两侧边界

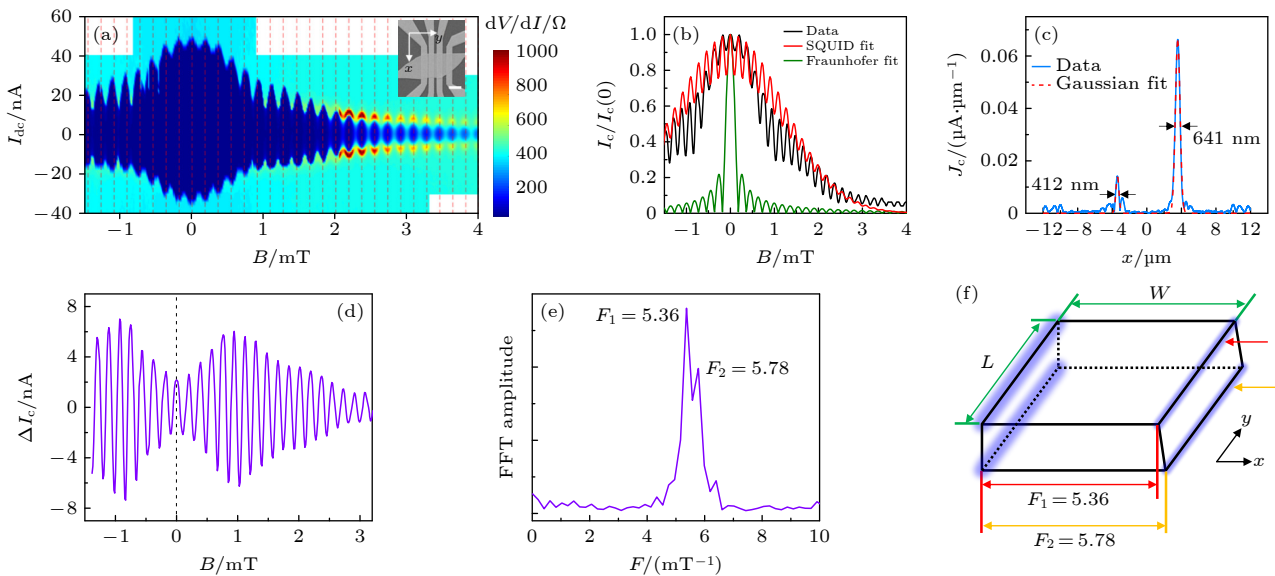


图 5  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  中的高阶拓扑相<sup>[164]</sup> (a) 面外磁场下的  $I_c$  振荡, 插图为约瑟夫森结 SEM 图片, 标尺为 2  $\mu\text{m}$ ; (b)  $I_c$ - $B$  偏离夫琅禾费图样, 可被反对称 SQUID 模型拟合; (c) 超导电流密度  $J_c$  受限在一维通道; (d) 扣除光滑背景后的拍频振荡; (e) 对 (d) 做 FFT, 得到两个振荡频率; (f)  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  中高阶拓扑棱态示意图

Fig. 5. Higher-order topological phase in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ <sup>[164]</sup>: (a)  $I_c$  oscillations under an out-of-plane magnetic field, inset is an SEM image of the Josephson junctions, scale bar is 2  $\mu\text{m}$ ; (b)  $I_c$ - $B$  deviates from the Fraunhofer pattern and could be fitted by the asymmetric SQUID model; (c) the supercurrent density  $J_c$  is confined in 1D channels; (d) beating oscillations after subtracting a smooth background; (e) two frequencies obtained by applying FFT to (d); (f) schematic of the higher-order topological hinge states in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ .

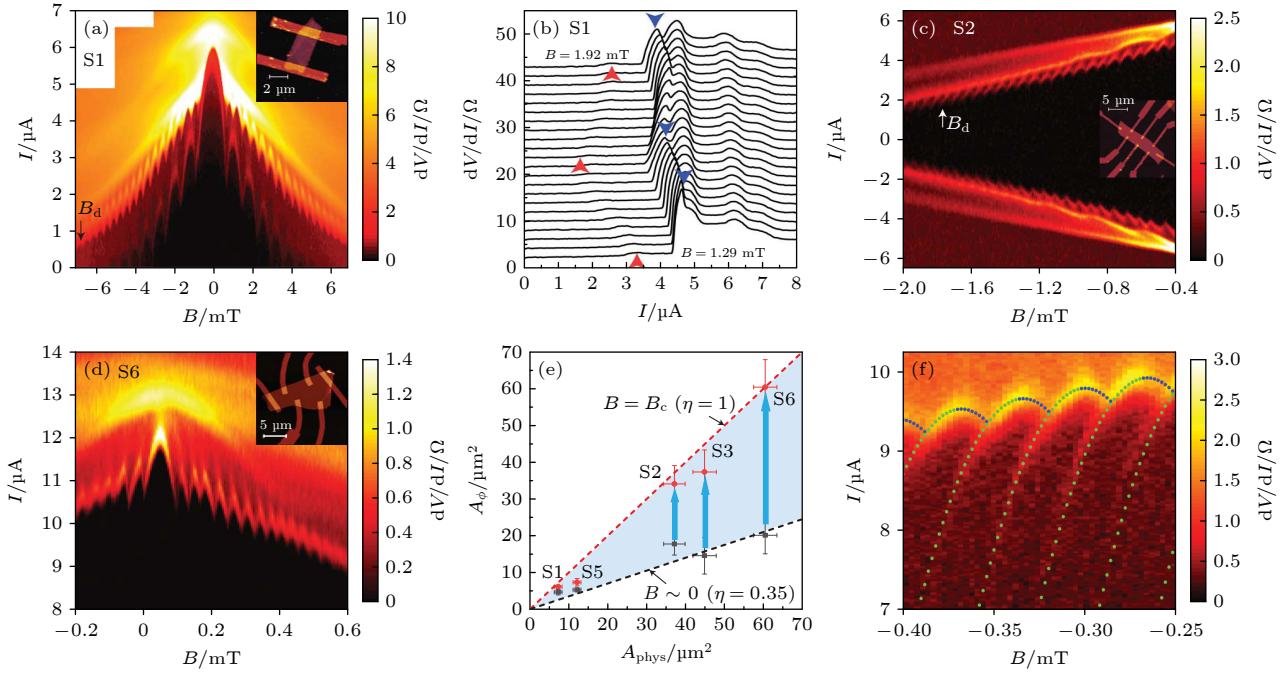


图 6 外尔半金属  $T_d\text{-MoTe}_2$  中的边缘超导电流<sup>[165]</sup> (a) S1 样品中的两种  $I_c$ - $B$  振荡模式, 内侧夫琅禾费形的低频模, 外侧扇贝形的高频模; (b) 低频模 (红箭头) 和高频模 (蓝箭头) 随磁场的演化; 较大面积样品 S2 (c) 和 S6 (d) 中则只有高频模; (e) 由振荡周期推算的面积与物理面积的标度关系; (f) 对称性破缺的弱激发态

Fig. 6. Edge supercurrent in the Weyl semimetal  $T_d\text{-MoTe}_2$ <sup>[165]</sup>: (a) Two  $I_c$ - $B$  oscillation modes in sample S1, the slow mode displays the inner Fraunhofer pattern, while the fast mode exhibits the outer scalloped boundary; (b) magnetic field evolution of the slow mode (red arrows) and fast mode (blue arrows); in large-area crystals S2 (c) and S6 (d), only the fast mode is visible; (e) scaling between the flux penetration area derived from the oscillation period and the physical area; (f) weak excitation branches with broken symmetry.

约 75 nm 的范围内, 提供了  $\text{WTe}_2$  中存在高阶边界态的证据. 非互易的临界电流  $I_c^+(B) \neq I_c^-(B)$  和  $I_c(-B) \neq I_c(B)$  反映了非简谐的电流-相位关系 (current-phase relation, CPR), 而时间反演对称性保证了  $I_c^\pm(B) = I_c^\mp(-B)$  依然成立.

Huang 等<sup>[168]</sup> 采用  $\text{WTe}_2$  和 Nb 超导电极制备了约瑟夫森结. 在面外磁场作用下, 较厚样品 (~60 nm) 中观测到  $I_c$ - $B$  呈夫琅禾费形, IFT 得到的超导电流分布较为均匀, 反映了体态外尔费米子主导的输运过程. 有趣的是, 在较薄样品 (~13 nm) 中,  $I_c$ - $B$  表现为夫琅禾费和 SQUID 的叠加, 超导电流密度显示体态依然贡献, 但两侧的边界态更加凸显. 对比实验显示, 超导电流的不对称性  $I_c^+(B) \neq I_c^-(B)$  来源于一维边界态.

Choi 等<sup>[169]</sup> 进一步发现了  $\text{WTe}_2$  高阶拓扑的各向异性. 在与 Nb 形成的约瑟夫结中, 研究者发现沿  $\text{WTe}_2$  的  $a$  轴存在一维棱态, 沿  $b$  轴超导电流则均匀分布. 器件 A 的  $I_c$ - $B$  振荡曲线明显偏离夫琅禾费图样, IFT 分析表明体态依然承载无耗散电流, 并在两侧具有额外的输运通道, 且边界电流接

近一维弹道输运通道的理论值  $e\Delta_{\text{Nb}}/(2\hbar) = 140 \text{ nA}$ , 符合理论对螺旋型棱态的计算. 为了排除表面态超导电流的可能性, 研究者用  $\text{Al}_2\text{O}_3$  部分接触  $\text{WTe}_2$  的侧面 ( $ac$  面), 并制备了器件 AT. 不同于器件 A, 高场下器件 AT 的  $I_c$  很快衰减. 这可以通过分布在相对两条边的棱态来解释, 在器件 AT 中, 底部棱态因为  $\text{Al}_2\text{O}_3$  的隔离无法与 Nb 电极形成超导耦合, 只有一条棱态参与超导输运, 无法形成 SQUID 型干涉, 所看到的夫琅禾费衍射图样由体态贡献. 该实验揭示了  $\text{WTe}_2$  中各向异性的高阶拓扑态.

这些实验利用超导电流随磁场的响应, 通过 IFT 分析给出了超导电流的空间分布, 揭示了正常态输运测量中难以捕捉的一维高阶拓扑棱态.

### 2.3 有限动量配对超导态

超越 BCS (Bardeen - Cooper - Schrieffer) 理论<sup>[171,172]</sup> 的非常规超导是凝聚态物理学长期的研究热点和难点. 2005 年, 《科学》杂志将高温超导配对机理列入 125 个待解决的科学问题之一<sup>[173]</sup>. 事实上, BCS 理论提出后 7 年就出现了有限动量

配对的超导理论, 即 FFLO(Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov) 理论<sup>[174,175]</sup>. 在超出泡利顺磁极限 (Pauli paramagnetic limit) 的一定磁场范围内, 塞曼劈裂的费米面之间产生有限动量库珀对, 形成空间非均匀的超导序参量. 通过核磁共振 (nuclear magnetic resonance, NMR) 和热力学测量, 实验上观测到一些 FFLO 超导态的存在迹象<sup>[176–182]</sup>. 值得注意的是, FFLO 态的形成需要在超导体的上临界磁场附近的一个狭窄窗口. 近期的理论研究<sup>[183–188]</sup>表明, 在具有强自旋-轨道耦合 (spin-orbit coupling, SOC) 的体系中, 施加小磁场使自旋螺旋型的费米面移动, 可以产生有限动量配对超导态, 形成实空间周期性振荡的超导序参量  $\Delta(\mathbf{r}) = \Delta e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}$ , 其中  $\mathbf{q}$  为磁场诱导的库珀对动量. 拓扑材料具有自旋-动量锁定的边界态, 在近邻效应和小磁场作用下可能存在这样的非常规超导.

实验上, Hart 等<sup>[189]</sup> 在 HgTe 量子阱 (quantum well) 约瑟夫森结中, 发现了面内磁场对库珀对有限动量的调制, 以及空间变化的超导序参量. 在高掺杂区域, 超导随电子浓度的演化与理论一致, 得到了有效  $g$  因子与费米速度的比值. Chen 等<sup>[190]</sup> 在拓扑绝缘体 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 约瑟夫森结中, 观测到面内磁场产生的反常夫琅禾费图样, 揭示了空间振荡的超导序参量. 这里的有限动量配对被归因于塞曼效应和 AB(Aharonov-Bohm) 磁通的共同作用.

拓扑半金属-超导体异质结体系中也存在有限动量配对的迹象. Li 等<sup>[191]</sup> 在狄拉克半金属 Bi<sub>0.97</sub>Sb<sub>0.03</sub> 与 Nb 构成的约瑟夫森结中, 施加面内

平行磁场, 观察到  $I_c$ - $B$  振荡. 这源于塞曼场使狄拉克锥沿磁场方向劈裂  $\Delta k_x = g\mu_B B_x/(\hbar v_F)$ , 近邻诱导的超导配对因此获得有限动量. 零磁场下, 配对发生在布里渊区中  $L$  和  $-L$  点, 动量为零, 有限动量来源于磁场的影响.  $I_c$ - $B$  可以被有限动量配对模型拟合, 得到  $g \sim 800$ , 与实验值相近. 研究者还观测到平行磁场下  $n = 1$  Shapiro 台阶的重现, 反映了磁场对  $4\pi$  周期超导电流的抑制. 这可能是由于样品具有一定厚度  $z$ , 轨道效应使狄拉克锥产生了横向的偏移  $\Delta k_y = \frac{e}{\hbar} B_x z$ , 导致 Andreev 束缚态在平行于界面方向出现有限动量, 影响了透射共振谱.

Li 等<sup>[192]</sup> 在狄拉克半金属 Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> 纳米线中也看到了平行磁场下的  $I_c$ - $B$  振荡 (图 7(a)). 电子端 (栅压  $V_g > 0$ ) 的振荡来源于表面态子能带的轨道干涉效应 (图 7(a) 上图). 由于 Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> 在空穴端迁移率很低, 主要由费米弧表面态承载超导电流. 平行磁场下, 由于表面态费米面偏移, 库珀对获得有限动量, 贡献额外相位. 塞曼相位和轨道干涉效应的共同调制可以很好地拟合空穴端的振荡 (图 7(a) 下图).  $I_c$ - $B$  振荡随栅压的连续演化进一步揭示了电子和空穴端的显著区别 (图 7(b)).

有限动量配对超导还可以导致  $0-\pi$  相位约瑟夫森结转变 ( $0-\pi$  相变). Li 等<sup>[193]</sup> 用 Nb 超导电极制备了 Bi<sub>0.97</sub>Sb<sub>0.03</sub> 的非对称 SQUID 器件 (图 8(a)), 极低温下观测到非正弦、锯齿状倾斜的 CPR (图 8(b)), 揭示了其弹道运输的特征. 在面内平行磁场作用下, Bi<sub>0.97</sub>Sb<sub>0.03</sub> 异质结的 CPR 发生  $0-\pi$  相变 (图 8(c)), 临界电流的峰谷发生反复的翻转 (图 8(d)). 在零面

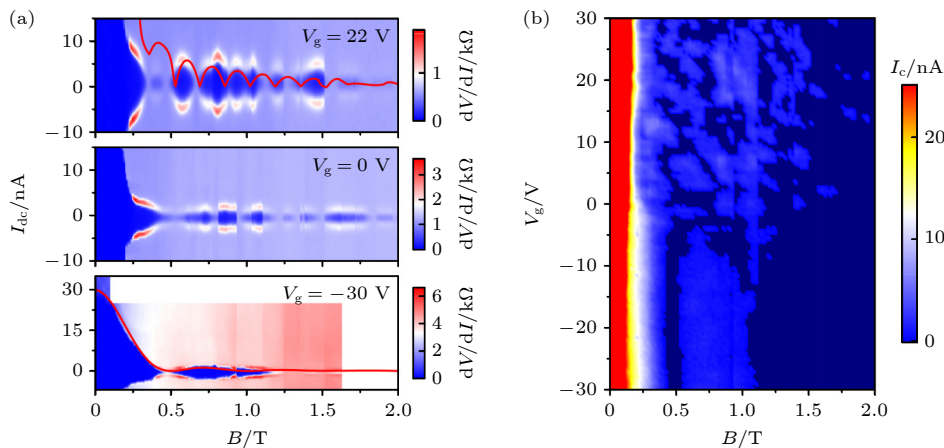


图 7 Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> 约瑟夫森结中的有限动量配对<sup>[192]</sup> (a) Nb-Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> 纳米线-Nb 约瑟夫森结在平行磁场下的  $I_c$  振荡; (b)  $I_c$  随  $V_g$  和平行磁场的演化

Fig. 7. Finite momentum pairing in Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> Josephson junctions<sup>[192]</sup>: (a)  $I_c$  oscillations with parallel magnetic field in Nb-Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> nanowire-Nb Josephson junctions; (b) evolution of  $I_c$  with  $V_g$  and parallel magnetic field.

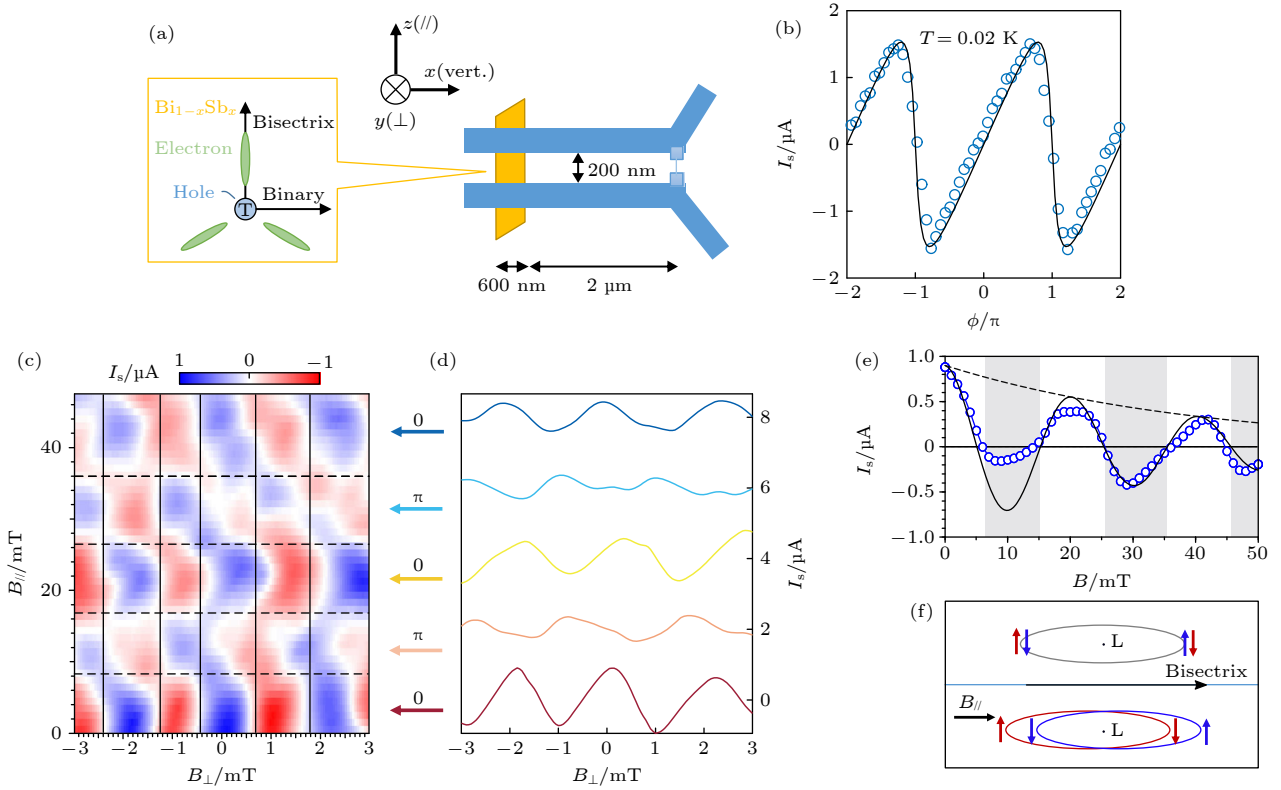


图 8  $\text{Bi}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}$  约瑟夫森结中塞曼效应诱导  $0-\pi$  相变<sup>[193]</sup> (a)  $\text{Bi}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}$  与 Nb 构成的非对称 SQUID 器件示意图; (b) 20 mK 的锯齿形 CPR; (c) 平行磁场诱导的  $0-\pi$  相变; (d) 不同平行磁场下的 CPR; (e) 临界电流随平行磁场的振荡; (f) 塞曼效应诱导的有限动量配对

Fig. 8. Zeeman-effect-induced  $0-\pi$  transitions in  $\text{Bi}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}$  Josephson junctions<sup>[193]</sup>: (a) Schematic of the asymmetric SQUID made of  $\text{Bi}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}$  and Nb; (b) sawtooth-shaped CPR at 20 mK; (c) parallel-magnetic-field-induced  $0-\pi$  transitions; (d) CPR at different parallel magnetic fields; (e) critical current oscillations with parallel magnetic field; (f) illustration of the Zeeman-effect-induced finite-momentum pairing.

外磁场,  $I_s-B_{\parallel}$  振荡 (图 8(e)) 表明约瑟夫森结处于干净极限 (clean limit). 约瑟夫森结中  $0-\pi$  相变被归因于狄拉克费米面的塞曼劈裂 (图 8(f)), 产生有限动量配对  $\Delta k = g\mu_B B / (\hbar v_F)$ . 当相位  $\Delta k l$  随面内磁场增大, 超导序参量会反号, 形成超电流的反相, 其中  $l$  是运输路径长度. 有趣的是, 当改变面内磁场至垂直方向, 没有发现  $0-\pi$  相变, 这样的差异主要源于  $\text{Bi}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}$  的  $g$  因子具有较强的面内各向异性.

半导体器件是现代信息技术的基石, 其中异质结的非互易输运起到了重要作用, 例如二极管的正向导通与反向截止. 阻碍摩尔定律维持下去的一个重要原因是半导体电阻产生不可避免的能耗. 而超导电子学器件因无耗散的特点而备受关注. Ando 等<sup>[194]</sup> 于 2020 年在一种人工超晶格  $[\text{Nb}/\text{V}/\text{Ta}]_n$  中实现了磁场调控的超导二极管效应, 该效应也在其他材料中相继实现<sup>[195–199]</sup>. 然而背后的微观机制

尚无定论.

Yuan 和 Fu<sup>[188]</sup> 提出, 强 SOC 体系中, 面内磁场产生的库珀对有限动量可能贡献非互易超流输运. 实验上, Pal 等<sup>[200]</sup> 在狄拉克半金属  $\text{NiTe}_2$  中实现了显著的约瑟夫森二极管效应 (图 9). 在  $\text{Nb}-\text{NiTe}_2-\text{Nb}$  器件中, 施加一个很小的面内垂直磁场 (图 9(a)), 发现约瑟夫森结的临界电流具有非互易性  $I_{c+} \neq |I_{c-}|$  (图 9(b)). 选取电流大小介于二者之间, 可以实现整流与超导二极管效应 (图 9(c)). 有趣的是, 临界电流之差  $\Delta I_c \equiv I_{c+} - |I_{c-}|$  关于面内垂直磁场反对称, 并且存在多次变号的振荡行为 (图 9(d)). 唯象理论分析表明库珀对有限动量造成相位移动, 产生非互易电流振荡  $\Delta I_c \propto \sin\left(\pi \frac{B_y}{B_d}\right)$ , 估算得库珀对纵向动量  $4.5 \times 10^6\text{ m}^{-1}$ . 有限动量被归因于电流屏蔽效应和拓扑表面态的塞曼移动, ARPES 实验进一步证实了  $\text{NiTe}_2$  自旋极化的表面态. 为确认有限动量的存在, 研究者测量了微分电

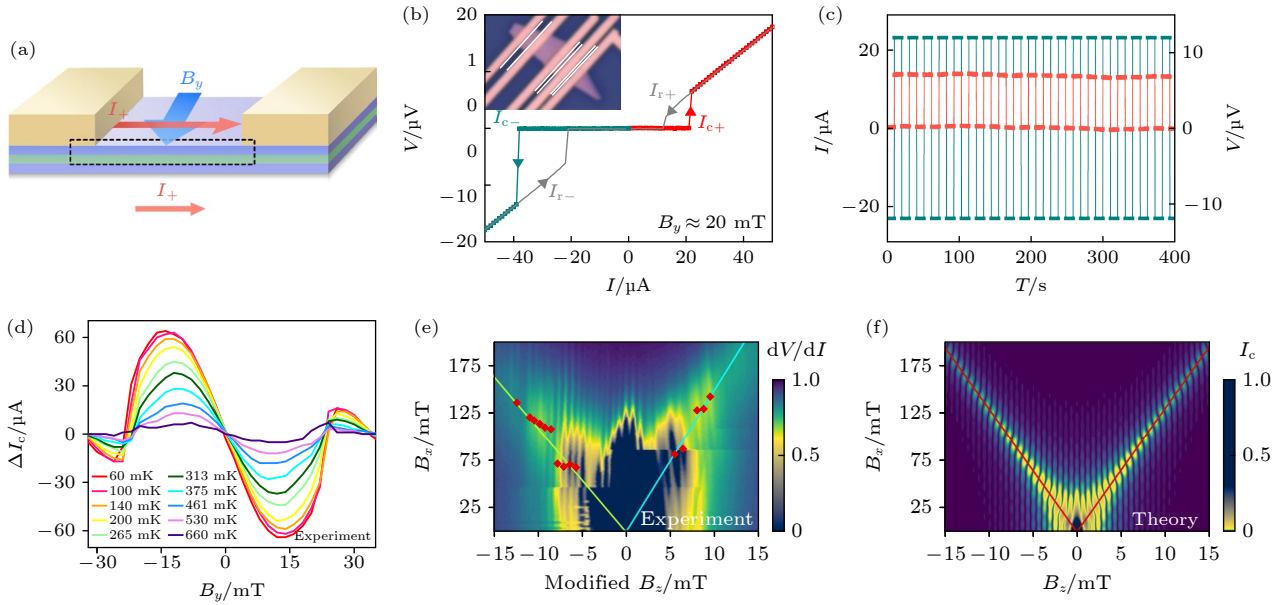


图9 狄拉克半金属 NiTe<sub>2</sub> 中的约瑟夫森二极管效应<sup>[200]</sup> (a) 约瑟夫森结与面内垂直磁场  $B_y$  示意图;  $B_y = 20$  mT 的非互易临界电流  $I_{c+} \neq |I_{c-}|$  (b) 和整流效应 (c); (d)  $\Delta I_c$  随  $B_y$  和温度的演化; (e)  $dV/dI$ - $B_z$  干涉图案随平行磁场  $B_x$  的演化; (f) 计算的  $I_c$ - $B_z$  干涉图案随平行磁场  $B_x$  的演化

Fig. 9. Josephson diode effect in a Dirac semimetal NiTe<sub>2</sub><sup>[200]</sup>: (a) Schematic of a Josephson junction with in-plane perpendicular magnetic field  $B_y$ ; non-reciprocal critical current  $I_{c+} \neq |I_{c-}|$  (b) and rectification effect (c) with  $B_y = 20$  mT; (d) dependence of  $\Delta I_c$  on  $B_y$  and temperature; (e) evolution of the interference pattern of  $dV/dI$ - $B_z$  due to the parallel magnetic field  $B_x$ ; (f) calculated interference pattern of  $I_c$ - $B_z$  evolving with  $B_x$ .

阻干涉图样随面内平行磁场的演化(图9(e)),其与有限动量产生的相位因子带来的  $I_c$  振荡理论模拟(图9(f))相似,具有相同的  $B_z$  周期和两侧分枝斜率,推算出库珀对横向动量  $1.6 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ,与纵向动量同量级,揭示了 NiTe<sub>2</sub> 约瑟夫森结中的有限动量配对.有趣的是,近期输运实验实现了无外磁场的超导二极管效应<sup>[201–204]</sup>,其物理机制有待深入考察.

本节内容回顾了超导电流对拓扑金属中多种运输模式的过滤和选择,以及由此揭示的新奇拓扑量子态.可以看到,相比正常态输运,约瑟夫森电流干涉为量子态的实空间分辨提供了有力工具,使研究者可以筛选各种不同输运维度的量子态,并由此发现了高阶拓扑半金属相的实验证据.另外,拓扑半金属比石墨烯更丰富的量子物态也从约瑟夫森干涉实验中被揭示,例如小磁场下狄拉克点处  $I_c$  极大,来源于受拓扑保护的费米弧表面态承载的超导电流.此外, SOC 与磁场的共同调制还可能存在于非常规超导和有限动量配对.拓扑半金属-超导体异质结体系为探究新奇物态提供了一个良好平台,更多基础的物理问题有待在该体系继续深入研究.

### 3 拓扑超导和 Majorana 零能模的探测与调控

对于拓扑材料-超导体异质结体系,利用非平庸表面态和 s 波超导耦合实现拓扑超导和 Majorana 零能模<sup>[125–132]</sup>是具有挑战性的宏伟目标.凝聚态体系中的 Majorana 准粒子之所以引起广泛关注,除了因其非阿贝尔统计特性在拓扑量子计算上的潜在应用价值外<sup>[205]</sup>,还在于对 Majorana 基本粒子本身的兴趣<sup>[206,207]</sup>.对于带电粒子,它的反粒子携带相反电荷.电中性粒子则可能是其自身的反粒子,例如自旋为 0 的中性  $\pi$  介子  $\pi^0$ ,自旋量子数为 1 的光子,自旋量子数为 2 的引力子,分别遵循 Klein-Gordon 方程,麦克斯韦方程和爱因斯坦场方程.这些实数方程确保了实数场算符,  $\varphi = \varphi^*$ ,满足粒子为自身反粒子的必要条件.对于自旋  $-1/2$  的粒子,狄拉克方程  $(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0$  则预言了反粒子的存在,并被正电子的实验发现证实<sup>[208]</sup>.可以看到,狄拉克方程并不是实数方程,场算符的自共轭不能保证.是否存在自旋  $-1/2$ ,反粒子为其自身的费米子呢? 1937 年 Majorana<sup>[209]</sup> 发现,在满足 Clifford 代数的前提下,狄拉克方程中的  $\gamma$  矩阵

可以取纯虚数, 得到实数的 Majorana 方程, 并预言存在自旋半整数、反粒子是其自身的费米子, 即 Majorana 费米子. Majorana 推测中微子是 Majorana 费米子, 但一直未得到实验上的证明. 事实上, 直至今日都没有在基本粒子中发现 Majorana 费米子. 近期的凝聚态理论 [125–132, 210–216] 则提出在拓扑超导体中存在零能的 Majorana 准粒子激发  $\gamma_j = c_j^\dagger + c_j$ , 满足  $\gamma_j = \gamma_j^\dagger$ . 潜在的候选体系有 5/2 分数量子霍尔态, 以及 p-波拓扑超导体等.

实验上, 在拓扑绝缘体-超导体异质结 (Koren 等 [217]), 以及半导体纳米线-超导体异质结 (Mourik 等 [218]、Das 等 [219]、Deng 等 [220]) 中, 通过测量反常的零偏压电导峰 (zero-bias conductance peak, ZBCP), 研究者发现了超导能隙内的零能模, 并认为这是 Majorana 准粒子激发的可能迹象. 至于拓扑半金属, 研究者在 MoTe<sub>2</sub> [221], 磁性外尔半金属 Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> [222], Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> [223] 及拓扑半金属 CoSi [224] 等材料的超导体异质结中也观测到与零偏压反常电导相关的迹象. 然而, 一些其他微观机制也可能导致零偏压处电导出现峰值 [225, 226], 例如近藤效应 (Kondo effect), 弱反局域化 (weak antilocalization), Andreev 束缚态等. 此外, 实验始终未确切观测到理论预期的量子化 ZBCP ( $2e^2/h$ ). 这些困难使得 ZBCP 不能唯一地作为 Majorana 零能模的证据. 与此同时, 研究者也发展了其他探测方法, 从另一个视角寻找 Majorana 准粒子的存在迹象.

### 3.1 $4\pi$ 周期超导电流

交流约瑟夫森效应 (a.c. Josephson effect) 是探测拓扑超导体中 Majorana 零能模的另一种方法. Kitaev [211] 提出在一维 p 波超导体中,  $4\pi$  周期的 CPR 与 Majorana 费米子共存, 并被 Fu 和 Kane [227] 推广到量子自旋霍尔绝缘体-超导体异质结体系中. 实验上,  $4\pi$  周期超导电流可以通过交流约瑟夫森效应验证. 如果 CPR 为  $2\pi$  周期, 微波辐照下, 约瑟夫森结电流密度为

$$j = j_c \sin \left( \phi_0 + \frac{2e}{\hbar} Vt + \frac{2eu}{\hbar\omega} \sin \omega t \right),$$

其中  $V$  为结两端电压,  $u$  为微波施加的交变电压幅值,  $\omega$  为微波角频率. 伏安曲线中, 在  $V_n = nhf/(2e)$  处呈现平台, 称为 Shapiro 台阶 [228], 其中  $h$  为普朗克常数,  $f = \omega/(2\pi)$  为微波频率,  $n \in \mathbb{Z}$ . 当体系发生拓扑超导相变,  $4\pi$  周期的 CPR 使得约

瑟夫森电流变为

$$j = j_c \sin \left( \phi_0' + \frac{e}{\hbar} Vt + \frac{eu}{\hbar\omega} \sin \omega t \right),$$

基频减小一半, 理想情况下奇数阶 Shapiro 台阶消失, 称为分数交流约瑟夫森效应 (fractional Josephson effect). 实际器件由于电容效应 [229], 通常只有  $n = 1$  台阶的消失最显著. 奇数台阶 ( $n = 1$  台阶) 的抑制 (消失) 是拓扑超导和 Majorana 零能模存在的独特迹象.

实验上, Veldhorst 等 [230] 在拓扑绝缘体 Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>-Nb 异质结中观测到了约瑟夫森电流和清晰的 Shapiro 台阶. 其中拓扑非平庸的二维表面态贡献了弹道运输的约瑟夫森电流, 为实现拓扑超导提供了基础. Rokhinson 等 [231] 在 InSb 半导体纳米线-Nb 的异质结中, 观测到高磁场下  $n = 1$  Shapiro 台阶的消失, 揭示了  $4\pi$  周期的 CPR 和 Majorana 准粒子的存在迹象. Wiedenmann 等 [232] 在外延生长的拓扑绝缘体 HgTe 约瑟夫森结中, 发现  $n = 1$  级 Shapiro 台阶的抑制, 表明存在  $4\pi$  周期的无能隙的 Andreev 束缚态. 研究者同时分析了拓扑平庸的弹道运输通道对实验结论的可能影响. 进一步, Bocquillon 等 [233] 制备了 8 nm 厚的 HgTe 量子阱超导异质结, 发现来源于二维量子自旋霍尔绝缘体边界态的  $4\pi$  周期 CPR. 作为对比, 在 5 nm 厚度的拓扑平庸 HgTe 量子阱样品中 (临界厚度  $d_c = 6.3$  nm), 所有 Shapiro 台阶均可见.

近期理论 [126–132] 预测在拓扑半金属-超导体异质结体系中, 也存在拓扑超导态与 Majorana 零能模. Li 等 [191] 在狄拉克半金属 Bi<sub>0.97</sub>Sb<sub>0.03</sub>-Nb 的约瑟夫森结中看到了占比显著的  $4\pi$  周期 Andreev 束缚态. 低频微波辐照下,  $n = 1$  台阶几乎在全功率范围消失. 提高频率, 在高功率时  $n = 1$  台阶发生振荡, 在更高功率下所有台阶均可见, 且  $n = 1$  台阶宽度甚至超过  $n = 2$  台阶. 此外,  $n = 1, 2$  台阶的最大宽度之比  $Q_{12}$  随微波频率单调增大. 从  $Q_{12} = 1$  处的临界频率可以得到  $4\pi$  周期电流占比约 20%. 能够测到如此高占比的  $4\pi$  周期超导电流, 一方面来源于狄拉克锥较宽的透射共振 (transmission resonance) 谱, 另一方面源于实验中快于准粒子中毒 (quasiparticle poisoning) 速率的测量频率.

Yu 等 [234] 研究了狄拉克半金属 Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub>-Al 的交流约瑟夫森效应. 实验发现  $I_c$ - $B$  在约 22 mT 处存在拐点, 对应  $\Phi_0/2$ , 研究者将这样的拐点归因于

体态和费米弧干涉形成的  $\pi$  周期超导电流. 此外, 在 10.5 GHz 的微波辐照下, 还发现半整数 Shapiro 台阶, 对应  $\pi$  周期 CPR. 微波频率减小为 3 GHz, 观测到  $n = 1$  Shapiro 台阶的消失.  $n = 1$  Shapiro 台阶的消失是否一定意味着出现  $4\pi$  周期超导电流呢? 仔细分析表明, 当微波辐照具有较高功率,  $n$  级 Shapiro 台阶的宽度遵循  $n$  贝塞尔函数振荡<sup>[235]</sup>. 即使 CPR 是  $2\pi$  周期, 也能在特定功率看到奇数台阶的消失或抑制. 因此, 在连续功率变化下研究交流约瑟夫森效应十分必要.

Wang 等<sup>[236]</sup>对  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  纳米线-Nb 约瑟夫森结进行了更精细的交流约瑟夫森效应研究. 微分电阻随微波功率的演化显示, 微波频率为 6.7 GHz 时所有 Shapiro 台阶逐个出现 (图 10(a)), 在高功率下出现振荡. 2 GHz 的 Shapiro 台阶演化更为复杂 (图 10(b)), 可以观测到  $n = 1$  Shapiro 台阶的消失 (图 10(c)). 进一步, 研究者绘制出两种频率下  $n = 0-4$  Shapiro 台阶宽度随射频功率的演化.

6.7 GHz 的台阶宽度近似遵从贝塞尔函数振荡 (图 10(d)). 相较  $n = 2$  台阶, 2 GHz 中  $n = 1$  级台阶最大宽度  $w_1$  明显被抑制 (图 10(e)). 由 1, 2 级台阶宽度比值  $Q_{12}$  随微波频率的演化, 估算出  $4\pi$  周期电流占比约 10%. 有趣的是,  $n = 0$  台阶在第一个节点具有剩余电流 (图 10(e) 红箭头). 电阻分流约瑟夫森结 (RSJ) 模型的计算可得, 占比 7% 的  $4\pi$  周期电流就可以在第 1 个节点产生明显的剩余电流  $I_0^{k=1}$ , 而  $2\pi$  周期电流则不会导致该现象 (图 10(f)). 进一步的栅压调控实验表明 (图 11(e), (f)),  $n = 1$  台阶的抑制主要源于拓扑表面态相关的  $4\pi$  周期超导电流. 该实验揭示了  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  中费米弧表面态主导的  $4\pi$  周期电流, 提供了 Majorana 零能模存在的证据.

对于外尔半金属, Shvetsov 等<sup>[237]</sup>在  $\text{WTe}_2$ -In 的异质结中, 观测到整数和分数 Shapiro 台阶, 反映了 CPR 的多值性. 研究者把这一现象归因于拓扑表面态的约瑟夫森电流. 不同的是, 研究者并没

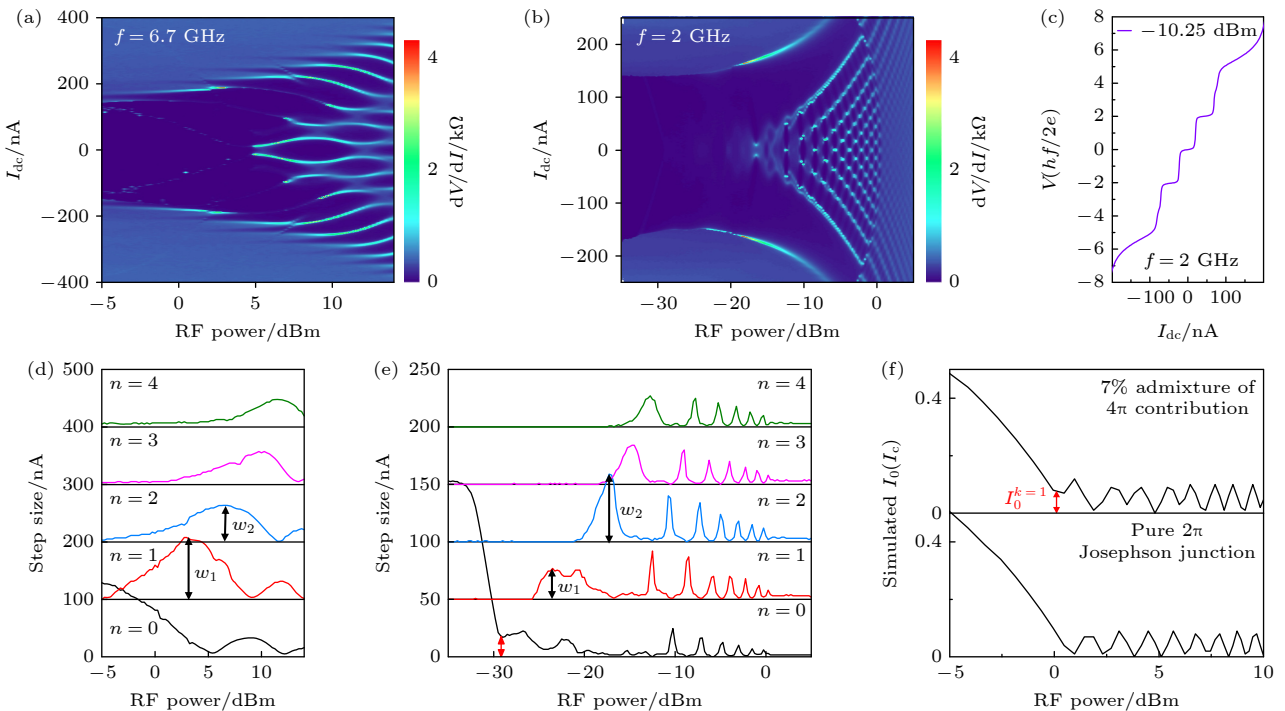


图 10  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  表面态承载的  $4\pi$  周期超导电流<sup>[236]</sup>: (a), (b) 微波频率分别为 6.7 GHz 和 2 GHz, 微分电阻随电流和微波功率的演化; (c)  $n = 1$  Shapiro 台阶的消失; (d), (e) 分别从 (a) 和 (b) 提取的 Shapiro 台阶宽度随功率的演化; (f) 模拟的低频下  $n = 0$  台阶对微波功率的响应, 占比 7% 的  $4\pi$  周期超导电流可以产生明显的剩余电流  $I_0^{k=1}$

Fig. 10.  $4\pi$ -periodic supercurrent carried by surface states of  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ <sup>[236]</sup>: (a), (b) Differential resistance as a function of current and microwave power under irradiation frequency of 6.7 GHz and 2 GHz, respectively; (c) missing of the  $n = 1$  Shapiro step; (d), (e) extracted power evolution of Shapiro step sizes from (a) and (b), respectively; (f) simulated response of  $n = 0$  step to microwave power under low irradiation frequency, a 7% admixture of  $4\pi$ -periodic supercurrent could generate a clear residual supercurrent  $I_0^{k=1}$ .

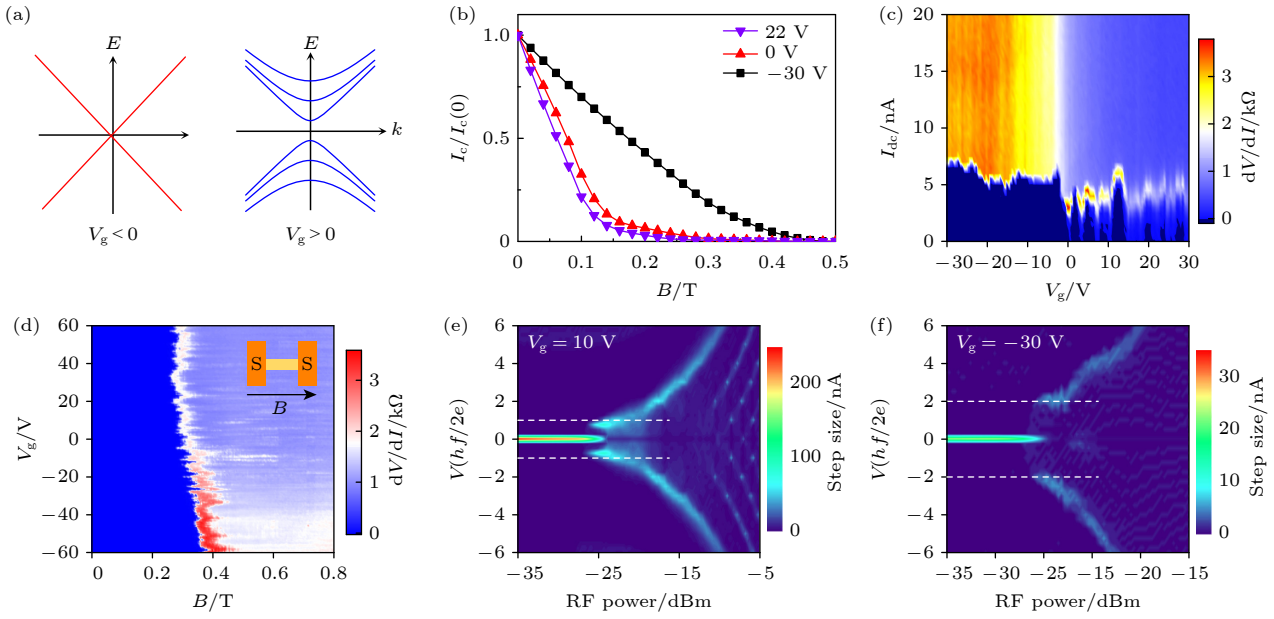


图 11  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  纳米线约瑟夫森结中栅压调控的拓扑超导相变 (a) 栅压调控表面态拓扑相变<sup>[192]</sup>; (b) 平行磁场中, 3 个栅压下的归一化  $I_c$ - $B$  曲线<sup>[192]</sup>; (c) 300 mT 平行磁场中  $dV/dI$  关于  $I_{dc}$  和  $V_g$  的函数图<sup>[192]</sup>; (d)  $dV/dI$  随栅压和平行磁场的变化<sup>[192]</sup>; 正栅压 (e) 和负栅压 (f) 下 Shapiro 台阶宽度随电压  $V$  和射频功率的演化<sup>[236]</sup>

Fig. 11. Topological transition of superconductivity in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  nanowire Josephson junctions by gate control: (a) Topological transition of surface states by tuning gate voltages<sup>[192]</sup>; (b) normalized  $I_c$ -parallel magnetic field  $B$  at three gate voltages<sup>[192]</sup>; (c)  $dV/dI$  as a function of  $I_{dc}$  and  $V_g$  under a parallel magnetic field of 300 mT<sup>[192]</sup>; (d) evolution of  $dV/dI$  with  $V_g$  and parallel magnetic field  $B$ <sup>[192]</sup>; Shapiro step size as a function of voltage  $V$  and radio frequency power at positive (e) and negative (f) gate voltages<sup>[236]</sup>.

有观测到  $4\pi$  周期的超导电流。外尔半金属-超导体异质结体系中是否存在拓扑超导和 Majorana 零能模还需更多实验探究。

### 3.2 栅压调控拓扑超导相变

拓量子计算是制造容错量子计算机的一种方案<sup>[205]</sup>。其中, Majorana 零能模被认为是实现拓扑量子计算的最主要路径之一。利用 Majorana 零能模的非阿贝尔统计构建拓扑量子比特, 首先需要实现的是对 Majorana 零能模的产生、湮灭, 以及编织 (braiding) 的精准调控。考虑到 Majorana 零能模出现在拓扑超导相的边界处<sup>[125,214–216]</sup>, 调控拓扑材料-超导体异质结体系的拓扑相变就成了一切操纵的基础和前提。Pientka 等<sup>[238]</sup> 理论分析了约瑟夫森结超导相位差对拓扑超导相变的重要性。当相位差为  $\pi$  时, 在任意的塞曼场和化学势条件下, 体系都进入拓扑超导相。实验上, Fornieri 等<sup>[239]</sup> 和 Ren 等<sup>[240]</sup> 同期分别在 InAs 半导体和 HgTe 量子阱的约瑟夫森结中, 利用超导相位调控, 在二维电子气约瑟夫森结中实现了拓扑超导相变。对于拓扑半金属, 拓扑相变还可以通过磁场诱导能隙开启

与关闭<sup>[241,242]</sup>、电场调控<sup>[243–245]</sup>、应力工程<sup>[246,247]</sup>、点接触<sup>[97,99]</sup> 以及施加高压<sup>[73]</sup> 来实现。

Li 等<sup>[192]</sup> 提出一种更简单便捷的调控手段, 利用纳米结构的量子限制效应 (quantum confinement effect), 在狄拉克半金属  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  纳米线-Nb 约瑟夫森结中, 通过栅压调控实现了拓扑相变。 $\text{Cd}_3\text{As}_2$  中, 电子具有较高的迁移率和平均自由程, 而空穴迁移率和平均自由程一般比较低<sup>[14,15]</sup>, 当纳米线截面周长介于 n 端和 p 端平均自由程之间时, 在电子端, 量子限制效应导致分立的量子化表面子能带; 而在空穴端, 表面态保持拓扑非平庸特性, 仍然具有无能隙的狄拉克线性色散能带 (图 11(a))。相应地, 沿纳米线方向施加磁场, 在正常态观测到电子端的 AB 振荡和空穴端的 Altshuler-Aronov-Spivak (AAS) 振荡, 反映了栅压调控的表面态拓扑相变。在 p 端, 由于空穴的低迁移率, 主要由表面态承载超导电流, 费米弧的拓扑保护特性使  $I_c$  在磁场中具有更高稳定性和鲁棒性 (图 11(b))。施加一个平行磁场, 抑制体态超导电流, 电子端分立表面态的轨道干涉效应使  $I_c$ - $V_g$  出现振荡行为 (图 11(c))。相反, 空穴端因为线性色散关系的保持, 不存在

$I_c$ - $V_g$  振荡行为, 且具有更大的  $I_c$ (图 11(c)). 另外, 因线性色散的拓扑非平庸特性, 空穴端的临界磁场更大(图 11(d)).

基于这种栅压调控的本征拓扑相变, 制备 s 波超导体-纳米线异质结, 可实现栅压调控的拓扑超导相变.  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  中栅压调控拓扑超导相变可以从交流约瑟夫森效应看出. 微波辐照下, Wang 等<sup>[236]</sup>观察到在空穴端出现了明显的(图 11(f))  $n = 1$  Shapiro 台阶抑制, 而在电子端  $n = 1$  Shapiro 台阶依然存在(图 11(e)). 这些实验表明, 狄拉克半金属  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  约瑟夫森结中存在栅压可调的拓扑超导, 提供了产生、操纵, 继而编织 Majorana 零能模的一个具有前景的实验平台, 有望用于构建可扩展的拓扑量子比特<sup>[248]</sup>.

## 4 总结与展望

本文从两方面回顾了拓扑半金属-超导体异质结体系近年的研究进展. 其一是利用超导电流这一模式过滤器所发现的新奇拓扑量子态: 通过约瑟夫森电流在电磁场下的演化, 费米弧承载的弹道输运被揭示, 反映了表面态受拓扑保护和背散射被抑制的特性; 利用多输运通道的特征长度差异, 一维导电棱态及高阶拓扑半金属相被实验发现; 面内塞曼场还会产生有限动量库珀对, 实现非互易的超导电子学器件. 其二是拓扑超导和 Majorana 零能模的探测与调控: 利用交流约瑟夫森效应, 多研究小组证实了拓扑半金属-超导体异质结中的  $4\pi$  周期 CPR 和拓扑超导态; 栅压调控实验进一步实现了拓扑超导态的开关操作.

拓扑半金属-超导体异质结体系提供了一个研究拓扑物态的实验平台. 除了本文回顾的研究进展, 还有许多新奇的量子效应亟待考察. 利用超导电流的空间分辨能力, 或许可以从输运上揭示一些具有特殊空间分布的量子态. 如近年来提出的非厄米趋肤效应(non-Hermitian skin effect, NHSE)<sup>[249,250]</sup>. 又如, 在拓扑半金属纳米线中定义量子点<sup>[251]</sup>, 可以在超导体-金属-超导体的三端器件中探测交叉 Andreev 反射(crossed Andreev reflection, CAR)与 p 波配对<sup>[252,253]</sup>, 考察量子纠缠(quantum entanglement)与贝尔不等式(Bell inequality)<sup>[254]</sup>等.

应当指出, 由于本身的拓扑属性, 相较半导体纳米线, 拓扑半金属-超导体异质结体系在 Maj-

orana 零能模编织与操纵方面具有其自身优势. 注意到在本文回顾的交流约瑟夫森效应实验中, 拓扑超导态的  $4\pi$  周期 CPR 都是在无外磁场时观测到的. 利用纯电学调控, 可以实现拓扑超导态的开关, 进而达到对 Majorana 零能模实空间位置的操纵. 特别地, 两对 Majorana 可以构建一个拓扑量子比特. 通过生长或微纳加工的办法, 制备拓扑半金属(例如  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ ) 的 Y 型纳米线结构<sup>[255]</sup>, 通过局域栅压的纯电学操控实现 Majorana 零能模产生、湮灭以及编织操作, 有望实现拓扑量子比特从 0 到 1 的突破(图 12). 加工规模化的纳米线网络, 可以满足非阿贝尔统计的拓扑量子计算与信息处理<sup>[256]</sup>, 有望解决量子比特退相干与容错量子计算的关键科学问题, 为后摩尔时代的算力提升打下坚实基础.

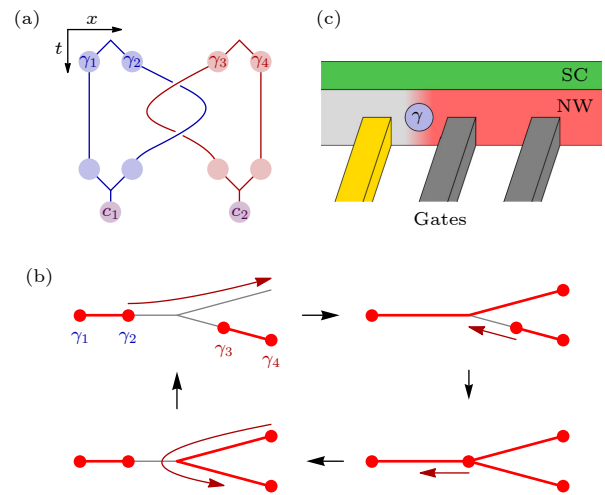


图 12 纳米线 Y 型结构的 Majorana 零能模编织<sup>[255]</sup> (a) 理想的 Majorana 编织, 从真空中产生两对 Majorana 零能模 ( $\gamma_i$ ), 各一个被编织后, 每对 Majorana 零能模融合为一个费米子 ( $c_i$ ), 始末状态可以定义一个拓扑量子比特的  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$ ; (b) 纳米线 Y 型结构中两个 Majorana 零能模的交换操作, 一次完整的编织需要进行两次这样的交换; (c) 栅压调控 Majorana 零能模的实验构型, Majorana 零能模 ( $\gamma$ ) 位于纳米线中拓扑超导(红色)和平庸(浅灰)区域的边界

Fig. 12. Braiding Majorana zero modes in a nanowire Y-junction<sup>[255]</sup>: (a) Ideal Majorana braiding, two pairs of Majorana fermions ( $\gamma_i$ ) are created from the vacuum, and one from each pair is braided, after this process, each pair of Majorana fermions fuses to form a complex fermion ( $c_i$ ), initial and final states could be defined as the  $|0\rangle$  and  $|1\rangle$  of a topological qubit; (b) sequence of moves for exchanging one from each pair of Majorana zero modes in a nanowire Y-junction, this exchange must be carried out twice to perform a complete braid; (c) schematic experimental setup for manipulating Majorana fermions by gate control, Majorana zero modes ( $\gamma$ ) locate at the boundary between the topological regions (red) and trivial regions (light gray).

参考文献

- [1] Klitzing K V, Dorda G, Pepper M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 494
- [2] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [3] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [4] Armitage N P, Mele E J, Vishwanath A 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 015001
- [5] Lv B Q, Qian T, Ding H 2021 *Rev. Mod. Phys.* **93** 025002
- [6] Wan X, Turner A M, Vishwanath A, Savrasov S Y 2011 *Phys. Rev. B* **83** 205101
- [7] Burkov A A, Balents L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 127205
- [8] Balents L 2011 *Physics* **4** 36
- [9] Wang Z J, Sun Y, Chen XQ, Franchini C, Xu G, Weng H M, Dai X, Fang Z 2012 *Phys. Rev. B* **85** 195320
- [10] Young S M, Zaheer S, Teo J C Y, Kane C L, Mele E J, Rappe A M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 140405
- [11] Mañes J L 2012 *Phys. Rev. B* **85** 155118
- [12] Wang Z J, Weng H M, Wu Q S, Dai X, Fang Z 2013 *Phys. Rev. B* **88** 125427
- [13] Yang B J, Nagaosa N 2014 *Nat. Commun.* **5** 4898
- [14] Neupane M, Xu S Y, Sankar R, Alidoust N, Bian G, Liu C, Belopolski I, Chang T R, Jeng H T, Lin H, Bansil A, Chou F, Hasan M Z 2014 *Nat. Commun.* **5** 3786
- [15] Jeon S, Zhou B B, Gyenis A, Feldman B E, Kimchi I, Potter A C, Gibson Q D, Cava R J, Vishwanath A, Yazdani A 2014 *Nat. Mater.* **13** 851
- [16] Liang T, Gibson Q, Ali M N, Liu M H, Cava R J, Ong N P 2015 *Nat. Mater.* **14** 280
- [17] Narayanan A, Watson M D, Blake S F, Bruyant N, Drigo L, Chen Y L, Prabhakaran D, Yan B, Felser C, Kong T, Canfield P C, Coldea A I 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 117201
- [18] Shekhar C, Nayak A K, Sun Y, Schmidt M, Nicklas M, Leermakers I, Zeitler U, Skourski Y, Wosnitza J, Liu Z, Chen Y, Schnelle W, Borrmann H, Grin Y, Felser C, Yan B 2015 *Nat. Phys.* **11** 645
- [19] Qiu G, Du Y, Charnas A, Zhou H, Jin S, Luo Z, Zemlyanov D Y, Xu X, Cheng G J, Ye P D 2016 *Nano Lett.* **16** 7364
- [20] Hu J, Liu J Y, Graf D, Radmanesh S M A, Adams D J, Chuang A, Wang Y, Chiorescu I, Wei J, Spinu L, Mao Z Q 2016 *Sci. Rep.* **6** 18674
- [21] Zheng G L, Lu J W, Zhu X D, Ning W, Han Y Y, Zhang H W, Zhang J L, Xi C Y, Yang J Y, Du H F, Yang K, Zhang Y H, Tian M L 2016 *Phys. Rev. B* **93** 115414
- [22] Tafti F F, Gibson Q D, Kushwaha S K, Haldolaarachchige N, Cava R J 2016 *Nat. Phys.* **12** 272
- [23] Zhang C L, Xu S Y, Belopolski I, Yuan Z J, Lin Z Q, Tong B B, Bian G, Alidoust N, Lee C C, Huang S M, Chang T R, Chang G Q, Hsu C H, Jeng H T, Neupane M, Sanchez D S, Zheng H, Wang J F, Lin H, Zhang C, Lu H Z, Shen S Q, Neupert T, Hasan M Z, Jia S 2016 *Nat. Commun.* **7** 10735
- [24] Wang Z, Zheng Y, Shen Z X, Lu Y H, Fang H Y, Sheng F, Zhou Y, Yang X J, Li Y P, Feng C M, Xu Z A 2016 *Phys. Rev. B* **93** 121112
- [25] Chi H, Zhang C, Gu G, Kharzeev D E, Dai X, Li Q 2017 *New J. Phys.* **19** 015005
- [26] Huang S, Kim J, Shelton W A, Plummer E W, Jin R 2017 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **114** 6256
- [27] Gao W S, Hao N N, Zheng F W, Ning W, Wu M, Zhu X D, Zheng G L, Zhang J L, Lu J W, Zhang H W, Xi C Y, Yang J Y, Du H F, Zhang P, Zhang Y H, Tian M L 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 256601
- [28] Uchida M, Nakazawa Y, Nishihaya S, Akiba K, Kriener M, Kozuka Y, Miyake A, Taguchi Y, Tokunaga M, Nagaosa N, Tokura Y, Kawasaki M 2017 *Nat. Commun.* **8** 2274
- [29] Kumar N, Sun Y, Xu N, Manna K, Yao M Y, Suess V, Leermakers I, Young O, Foerster T, Schmidt M, Borrmann H, Yan B, Zeitler U, Shi M, Felser C, Shekhar C 2017 *Nat. Commun.* **8** 1642
- [30] Li C Z, Wang L X, Liu H W, Wang J, Liao Z M, Yu D P 2015 *Nat. Commun.* **6** 10137
- [31] Xiong J, Kushwaha S K, Liang T, Krizan J W, Hirschberger M, Wang W, Cava R J, Ong N P 2015 *Science* **350** 413
- [32] Huang X C, Zhao L X, Long Y J, Wang P P, Chen D, Yang Z H, Liang H, Xue M Q, Weng H M, Fang Z, Dai X, Chen G F 2015 *Phys. Rev. X* **5** 031023
- [33] Li H, He H T, Lu H Z, Zhang H C, Liu H C, Ma R, Fan Z Y, Shen S Q, Wang J N 2016 *Nat. Commun.* **7** 10301
- [34] Du J H, Wang H D, Chen Q, Mao Q H, Khan R, Xu B J, Zhou Y X, Zhang Y N, Yang J H, Chen B, Feng C M, Fang M H 2016 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **59** 657406
- [35] Jia Z Z, Li C Z, Li X Q, Shi J R, Liao Z M, Yu D P, Wu X S 2016 *Nat. Commun.* **7** 13013
- [36] Wang Y J, Liu E F, Liu H M, Pan Y M, Zhang L Q, Zeng J W, Fu Y J, Wang M, Xu K, Huang Z, Wang Z L, Lu H Z, Xing D Y, Wang B G, Wan X G, Miao F 2016 *Nat. Commun.* **7** 13142
- [37] Xu X T, Jia S 2016 *Chin. Phys. B* **25** 117204
- [38] Hirschberger M, Kushwaha S, Wang Z J, Gibson Q, Liang S H, Belvin C A, Bernevig B A, Cava R J, Ong N P 2016 *Nat. Mater.* **15** 1161
- [39] Zhang C, Zhang E Z, Wang W Y, Liu Y W, Chen Z G, Lu S H, Liang S H, Cao J Z, Yuan X, Tang L, Li Q, Zhou C, Gu T, Wu Y Z, Zou J, Xiu F X 2017 *Nat. Commun.* **8** 13741
- [40] Niemann A C, Gooth J, Wu S C, Bassler S, Sergelius P, Huhne R, Rellinghaus B, Shekhar C, Suss V, Schmidt M, Felser C, Yan B H, Nielsch K 2017 *Sci. Rep.* **7** 43394
- [41] Gooth J, Niemann A C, Meng T, Grushin A G, Landsteiner K, Gotsmann B, Menges F, Schmidt M, Shekhar C, Suss V, Hune R, Rellinghaus B, Felser C, Yan B H, Nielsch K 2017 *Nature* **547** 324
- [42] Li P, Wen Y, He X, Zhang Q, Xia C, Yu Z M, Yang S Y A, Zhu Z Y, Alshareef H N, Zhang X X 2017 *Nat. Commun.* **8** 2150
- [43] Juyal A, Agarwal A, Mukhopadhyay S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 096801
- [44] Liang S H, Lin J J, Kushwaha S, Xing J, Ni N, Cava R J, Ong N P 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031002
- [45] Kumar N, Guin S N, Felser C, Shekhar C 2018 *Phys. Rev. B* **98** 041103
- [46] Li P, Zhang C H, Zhang J W, Wen Y, Zhang X X 2018 *Phys. Rev. B* **98** 121108
- [47] Guo C Y, Wu F, Smidman M, Yuan H Q 2018 *AIP Adv.* **8** 101336
- [48] Wu M, Zheng G L, Chu W W, Liu Y Q, Gao W S, Zhang H W, Lu J W, Han Y Y, Zhou J H, Ning W, Tian M L 2018 *Phys. Rev. B* **98** 161110
- [49] Liu E K, Sun Y, Kumar N, Muechler L, Sun A L, Jiao L, Yang S Y, Liu D F, Liang A J, Xu Q N, Kroder J, Suss V, Borrmann H, Shekhar C, Wang Z S, Xi C Y, Wang W H, Schnelle W, Wirth S, Chen Y L, Goennenwein S T B, Felser C 2018 *Nat. Phys.* **14** 1125
- [50] Singha R, Roy S, Pariari A, Satpati B, Mandal P 2019 *Phys. Rev. B* **99** 035110
- [51] Gooth J, Bradlyn B, Honnali S, Schindler C, Kumar N, Noky J, Qi Y, Shekhar C, Sun Y, Wang Z, Bernevig B A,

- Felser C 2019 *Nature* **575** 315
- [52] Meng J C, Xue H X, Liu M R, Jiang W M, Zhang Z, Ling J Z, He L, Dou R F, Xiang C M, Nie J C 2020 *J. Phys. Condens. Matter* **32** 015702
- [53] Zhu Y L, Gui X, Wang Y, Graf D, Xie W W, Hu J, Mao Z Q 2020 *Phys. Rev. B* **101** 035133
- [54] Chen J, Li H, Ding B, Liu E K, Yao Y, Wu G H, Wang W H 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 222403
- [55] Zhang J L, Chen J, Li P, Zhang C H, Hou Z P, Wen Y, Zhang Q, Wang W H, Zhang X X 2020 *J. Phys. Condens. Matter* **32** 355707
- [56] Ong N P, Liang S H 2021 *Nat. Rev. Phys.* **3** 394
- [57] Jiang B Y, Wang L J Y, Bi R, Fan J W, Zhao J J, Yu D P, Li Z L, Wu X S 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 236601
- [58] Laha A, Singha R, Mardanya S, Singh B, Agarwal A, Mandal P, Hossain Z 2021 *Phys. Rev. B* **103** L241112
- [59] Wang L M, Lin S E, Shen D, Chen I N 2021 *New J. Phys.* **23** 093030
- [60] Kumar P, Nagpal V, Sudesh, Patnaik S 2022 *J. Phys. Condens. Matter* **34** 055601
- [61] Wang L X, Li C Z, Yu D P, Liao Z M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10769
- [62] Lin B C, Wang S, Wang L X, Li C Z, Li J G, Yu D P, Liao Z M 2017 *Phys. Rev. B* **95** 235436
- [63] Wang S, Lin B C, Zheng W Z, Yu D P, Liao Z M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 257701
- [64] Moll P J W, Nair N L, Helm T, Potter A C, Kimchi I, Vishwanath A, Analytis J G 2016 *Nature* **535** 266
- [65] Zhang C, Narayan A, Lu S H, Zhang J L, Zhang H Q, Ni Z L, Yuan X, Liu Y W, Park J H, Zhang E Z, Wang W Y, Liu S S, Cheng L, Pi L, Sheng Z G, Sanvito S, Xiu F X 2017 *Nat. Commun.* **8** 1272
- [66] Nishihaya S, Uchida M, Nakazawa Y, Kriener M, Kozuka Y, Taguchi Y, Kawasaki M 2018 *Sci. Adv.* **4** eaar5668
- [67] Schumann T, Galletti L, Kealhofer D A, Kim H, Goyal M, Stemmer S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 016801
- [68] Goyal M, Galletti L, Salmani-Rezaie S, Schumann T, Kealhofer D A, Stemmer S 2018 *APL Mater.* **6** 026105
- [69] Lin B C, Wang S, Wiedmann S, Lu J M, Zheng W Z, Yu D, Liao Z M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 036602
- [70] Zhang C, Zhang Y, Yuan X, Lu S H, Zhang J L, Narayan A, Liu Y W, Zhang H Q, Ni Z L, Liu R, Choi E S, Suslov A, Sanvito S, Pi L, Lu H Z, Potter A C, Xiu F X 2019 *Nature* **565** 331
- [71] Liu J Y, Yu J, Ning J L, Yi H M, Miao L, Min L J, Zhao Y F, Ning W, Lopez K A, Zhu Y L, Pillsbury T, Zhang Y B, Wang Y, Hu J, Cao H B, Chakoumakos B C, Balakirev F, Weickert F, Jaime M, Lai Y, Yang K, Sun J W, Alem N, Gopalan V, Chang C Z, Samarth N, Liu C X, McDonald R D, Mao Z Q 2021 *Nat. Commun.* **12** 4062
- [72] Van Delft D, Kes P 2010 *Phys. Today* **63** 38
- [73] He L P, Jia Y T, Zhang S J, Hong X C, Jin C Q, Li S Y 2016 *NPJ Quantum Mater.* **1** 16014
- [74] Qi Y, Naumov P G, Ali M N, Rajamathi C R, Schnelle W, Barkalov O, Hanfland M, Wu S C, Shekhar C, Sun Y, Suess V, Schmidt M, Schwarz U, Pippel E, Werner P, Hillebrand R, Foerster T, Kampert E, Parkin S, Cava R J, Felser C, Yan B, Medvedev S A 2016 *Nat. Commun.* **7** 11038
- [75] Zhou Y H, Wu J F, Ning W, Li N N, Du Y P, Chen X L, Zhang R R, Chi Z H, Wang X F, Zhu X D, Lu P C, Ji C, Wan X G, Yang Z R, Sun J, Yang W, Tian M L, Zhang Y H, Mao H K 2016 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **113** 2904
- [76] Chan Y T, Alireza P L, Yip K Y, Niu Q, Lai K T, Goh S K 2017 *Phys. Rev. B* **96** 180504
- [77] Guguchia Z, von Rohr F, Shermadini Z, Lee A T, Banerjee S, Wieteska A R, Marianetti C A, Frandsen B A, Luetkens H, Gong Z, Cheung S C, Baines C, Shengelaya A, Taniashvili G, Pasupathy A N, Morenzoni E, Billinge S J L, Amato A, Cava R J, Khasanov R, Uemura Y J 2017 *Nat. Commun.* **8** 1082
- [78] Li Y F, Zhou Y H, Guo Z P, Han F, Chen X L, Lu P C, Wang X F, An C, Zhou Y, Xing J, Du G, Zhu X Y, Yang H, Sun J, Yang Z R, Yang W G, Mao H K, Zhang Y H, Wen H H 2017 *NPJ Quantum Mater.* **2** 66
- [79] Tafti F F, Torikachvili M S, Stillwell R L, Baer B, Stavrou E, Weir S T, Vohra Y K, Yang H Y, McDonnell E F, Kushwaha S K, Gibson Q D, Cava R J, Jeffries J R 2017 *Phys. Rev. B* **95** 014507
- [80] Chi Z H, Chen X L, An C, Yang L X, Zhao J G, Feng Z L, Zhou Y H, Zhou Y, Gu C C, Zhang B W, Yuan Y F, Kenney-Benson C, Yang W G, Wu G, Wan X G, Shi Y G, Yang X P, Yang Z R 2018 *NPJ Quantum Mater.* **3** 28
- [81] Heikes C, Liu I L, Metz T, Eckberg C, Neves P, Wu Y, Hung L, Piccoli P, Cao H, Leao J, Paglione J, Yildirim T, Butch N P, Ratcliff W, II 2018 *Phys. Rev. Mater.* **2** 074202
- [82] Li Y P, An C, Hua C Q, Chen X L, Zhou Y H, Zhou Y H, Zhang R R, Park C Y, Wang Z, Lu Y H, Zheng Y, Yang Z R, Xu Z A 2018 *NPJ Quantum Mater.* **3** 58
- [83] Cai S, Emmanouilidou E, Guo J, Li X D, Li Y C, Yang K, Li A G, Wu Q, Ni N, Sun L L 2019 *Phys. Rev. B* **99** 020503
- [84] Guguchia Z, Gawryluk D J, Brzezinska M, Tsirkin S S, Khasanov R, Pomjakushina E, von Rohr F O, Verezhak J A T, Hasan M Z, Neupert T, Luetkens H, Amato A 2019 *NPJ Quantum Mater.* **4** 50
- [85] Hu Y J, Chan Y T, Lai K T, Ho K O, Guo X, Sun H P, Yip K Y, Ng D H L, Lu H Z, Goh S K 2019 *Phys. Rev. Mater.* **3** 034201
- [86] Jia Y T, Zhao J F, Zhang S J, Yu S, Dai G Y, Li W M, Duan L, Zhao G Q, Wang X C, Zheng X, Liu Q Q, Lon Y W, Li Z, Li X D, Weng H M, Yu R Z, Yu R C, Jin C Q 2019 *Chin. Phys. Lett.* **36** 087401
- [87] Xu C Q, Li B, van Delft M R, Jiao W H, Zhou W, Qian B, Zhigadlo N D, Qian D, Sankar R, Hussey N E, Xu X 2019 *Phys. Rev. B* **99** 024110
- [88] Leng H, Ohmura A, Anh L N, Ishikawa F, Naka T, Huang Y K, de Visser A 2020 *J. Phys. Condens. Matter* **32** 025603
- [89] Yuan Y F, Wang W K, Zhou Y H, Chen X L, Cu C C, An C, Zhou Y, Zhang B W, Chen C H, Zhang R R, Yang Z R 2020 *Adv. Electron. Mater.* **6** 1901260
- [90] Feng Z J, Si J Y, Li T, Dong H L, Xu C Q, Yang J, Zhang Z, Wang K, Wu H, Hou Q, Xing J J, Wan S, Li S, Deng W, Feng J J, Pal A, Chen F, Hu S B, Ge J Y, Dong C, Wang S S, Ren W, Cao S X, Liu Y, Xu X F, Zhang J C, Chen B, Yeh N C 2021 *Mater. Today Phys.* **17** 100339
- [91] Furue Y, Fujino T, Salis M V, Leng H, Ishikawa F, Naka T, Nakano S, Huang Y, de Visser A, Ohmura A 2021 *Phys. Rev. B* **104** 144510
- [92] Mu Q G, Fan F R, Borrmann H, Schnelle W, Sun Y, Felser C, Medvedev S 2021 *NPJ Quantum Mater.* **6** 55
- [93] Mu Q G, Nenno D, Qi Y P, Fan F R, Pei C, ElGhazali M, Gooth J, Felser C, Narang P, Medvedev S 2021 *Phys. Rev. Mater.* **5** 084201
- [94] Yang H, Hooda M K, Yadav C S, Hrabovsky D, Gauzzi A, Klein Y 2021 *Phys. Rev. B* **103** 235105
- [95] Cao W Z, Zhao N N, Pei C Y, Wang Q, Zhang Q H, Ying T P, Zhao Y, Gao L L, Li C H, Yu N, Gu L, Chen Y L, Liu K,

- Qi Y P 2022 *Phys. Rev. B* **105** 174502
- [96] Deng W, Zhen J P, Huang Q S, Wang Y J, Dong H L, Wan S, Zhang S H, Feng J J, Chen B 2022 *J. Phys. Chem. Lett.* **13** 5514
- [97] Aggarwal L, Gaurav A, Thakur G S, Haque Z, Ganguli A K, Sheet G 2016 *Nat. Mater.* **15** 32
- [98] Aggarwal L, Gayen S, Das S, Thakur G S, Ganguli A K, Sheet G 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 252602
- [99] Wang H, Wang H C, Liu H W, Lu H, Yang W H, Jia S, Liu X J, Xie X C, Wei J, Wang J 2016 *Nat. Mater.* **15** 38
- [100] Aggarwal L, Gayen S, Das S, Kumar R, Suess V, Felser C, Shekhar C, Sheet G 2017 *Nat. Commun.* **8** 13974
- [101] Wang H, Wang H C, Chen Y Q, Luo J W, Yuan Z J, Liu J, Wang Y, Jia S, Liu X J, Wei J, Wang J 2017 *Sci. Bull.* **62** 425
- [102] Naidyuk Y, Kvitnitskaya O, Bashlakov D, Aswartham S, Morozov I, Chernyavskii I, Fuchs G, Drechsler S L, Huehne R, Nielsch K, Buechner B, Efremov D 2018 *2D Mater.* **5** 045014
- [103] Hou X Y, Wang Z, Gu Y D, He J B, Chen D, Zhu W L, Zhang M D, Zhang F, Xu Y F, Zhang S, Yang H X, Ren Z A, Weng H M, Hao N, Lv W G, Hu J P, Chen G F, Shan L 2019 *Phys. Rev. B* **100** 235109
- [104] Le T, Yin L C, Feng Z L, Huang Q, Che L Q, Li J, Shi Y G, Lu X 2019 *Phys. Rev. B* **99** 180504
- [105] Luo J W, Li Y N, Li J C, Hashimoto T, Kawakami T, Lu H, Jia S, Sato M, Wang J 2019 *Phys. Rev. Mater.* **3** 124201
- [106] Hou X Y, Gu Y D, Li S J, Zhao L X, Zhu W L, Wang Z, Zhang M D, Zhang F, Zhang L, Zi H, Wu Y W, Yang H X, Ren Z A, Zhang P, Chen G F, Hao N, Shan L 2020 *Phys. Rev. B* **101** 134503
- [107] Wang H, He Y P, Liu Y Y, Yuan Z J, Jia S, Ma L, Liu X J, Wang J 2020 *Sci. Bull.* **65** 21
- [108] Wang H, Liu Y Z, Zhou H B, Ji H R, Luo J W, Zhang J W, Wei T H, Wang P Y, Jia S, Wang J 2020 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **63** 287411
- [109] Zhang M D, Hou X Y, Wang Q, Wang Y Y, Zhao L X, Wang Z, Gu Y D, Zhang F, Xia T L, Ren Z A, Chen G F, Hao N, Shan L 2020 *Phys. Rev. B* **102** 085139
- [110] Bashlakov D L, Kvitnitskaya O E, Shipunov G, Aswartham S, Feys O D, Efremov D V, Buechner B, Naidyuk Y G 2022 *Low Temp. Phys.* **48** 747
- [111] Vasdev A, Kumar R, Hooda M K, Yadav C S, Sheet G 2022 *Solid State Commun.* **357** 114952
- [112] Chen F C, Luo X, Xiao R C, Lu W J, Zhang B, Yang H X, Li J Q, Pei Q L, Shao D F, Zhang R R, Ling L S, Xi C Y, Song W H, Sun Y P 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 162601
- [113] Cho S, Kang S H, Yu H S, Kim H W, Ko W, Hwang S W, Han W H, Choe D H, Jung Y H, Chang K J, Lee Y H, Yang H, Kim S W 2017 *2D Mater.* **4** 021030
- [114] de Lima B S, de Cassia R R, Santos F B, Correa L E, Grant T W, Manesco A L R, Martins G W, Eleno L T F, Torikachvili M S, Machado A J S 2018 *Solid State Commun.* **283** 27
- [115] Li Y, Gu Q Q, Chen C, Zhang J, Liu Q, Hu X Y, Liu J, Liu Y, Ling L S, Tian M L, Wang Y, Samarth N, Li S Y, Zhang T, Feng J, Wang J 2018 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **115** 9503
- [116] Mandal M, Marik S, Sajilesh K P, Arushi, Singh D, Chakraborty J, Ganguli N, Singh R P 2018 *Phys. Rev. Mater.* **2** 094201
- [117] Dahal R, Deng L Z, Poudel N, Gooch M, Wu Z, Wu H C, Yang H D, Chang C K, Chu C W 2020 *Phys. Rev. B* **101** 140505
- [118] Wu J F, Hua C Q, Liu B, Cui Y W, Zhu Q Q, Xiao G R, Wu S Q, Cao G H, Lu Y H, Ren Z 2020 *Chem. Mater.* **32** 8930
- [119] Mandal M, Singh R P 2021 *J. Phys. Condens. Matter* **33** 135602
- [120] Correa L, Ferreira P S, de Faria L R, Dorini T T, Luz M S d, Fisk Z, Torikachvili M S, Eleno L T F, Machado A J S 2022 *J. Alloys Compd.* **907** 164477
- [121] Mandal M, Patra C, Kataria A, Paul S, Saha S, Singh R P 2022 *Supercond. Sci. Technol.* **35** 025011
- [122] Ruan B B, Sun J N, Chen Y, Yang Q S, Zhao K, Zhou M H, Gu Y D, Ma M W, Chen G F, Shan L, Ren Z A 2022 *Sci. China Mater.* **65** 3125
- [123] Salis M V, Lorenz J P, Huang Y K, de Visser A 2022 *Phys. Rev. B* **105** 054508
- [124] Tu X H, Bo T, Liu P F, Yin W, Hao N, Wang B T 2022 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **24** 7893
- [125] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407
- [126] Kobayashi S, Sato M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 187001
- [127] Chen A, Franz M 2016 *Phys. Rev. B* **93** 201105
- [128] Chan C, Liu X J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 207002
- [129] Chen A, Pikulin D I, Franz M 2017 *Phys. Rev. B* **95** 174505
- [130] Zhang R X, Liu C X 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 156802
- [131] Yan Z B, Wu Z G, Huang W 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 257001
- [132] Giwa R, Hosur P 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 187002
- [133] Li C Z, Li C, Wang L X, Wang S, Liao Z M, Brinkman A, Yu D P 2018 *Phys. Rev. B* **97** 115446
- [134] Calado V E, Goswami S, Nanda G, Diez M, Akhmerov A R, Watanabe K, Taniguchi T, Klapwijk T M, Vandersypen L M K 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 761
- [135] Ben Shalom M, Zhu M J, Fal'Ko V I, Mishchenko A, Kretinin A V, Novoselov K S, Woods C R, Watanabe K, Taniguchi T, Geim A K, Prance J R 2016 *Nat. Phys.* **12** 318
- [136] Soluyanov A A, Gresch D, Wang Z, Wu Q, Troyer M, Dai X, Bernevig B A 2015 *Nature* **527** 495
- [137] Huang C, Narayan A, Zhang E Z, Liu Y W, Yan X, Wang J X, Zhang C, Wang W Y, Zhou T, Yi C J, Liu S S, Ling J W, Zhang H Q, Liu R, Sankar R, Chou F C, Wang Y H, Shi Y G, Law K T, Sanvito S, Zhou P, Han Z, Xiu F X 2018 *ACS Nano* **12** 7185
- [138] Kononov A, Shvetsov O O, Egorov S V, Timonina A V, Kolesnikov N N, Deviatov E V 2018 *EPL* **122** 27004
- [139] Grabecki G, Dabrowski A, Iwanowski P, Hruban A, Kowalski B J, Olszowska N, Kolodziej J, Chojnacki M, Dybko K, Lusakowski A, Wojtowicz T, Wojciechowski T, Jakiela R, Wisniewski A 2020 *Phys. Rev. B* **101** 085113
- [140] Shvetsov O O, Esin V D, Barash Y S, Timonina A V, Kolesnikov N N, Deviatov E V 2020 *Phys. Rev. B* **101** 035304
- [141] Huang C, Zhou B T, Zhang H Q, Yang B J, Liu R, Wang H W, Wan Y M, Huang K, Liao Z M, Zhang E Z, Liu S S, Deng Q S, Chen Y H, Han X D, Zou J, Lin X, Han Z, Wang Y H, Law K T, Xiu F X 2019 *Nat. Commun.* **10** 2217
- [142] Dynes R C, Fulton T A 1971 *Phys. Rev. B* **3** 3015
- [143] Shvetsov O O, Kononov A, Timonina A V, Kolesnikov N N, Deviatov E V 2018 *JETP Lett.* **107** 774
- [144] Li C Z, Wang A Q, Li C, Zheng W Z, Brinkman A, Yu D P, Liao Z M 2020 *Nat. Commun.* **11** 1150
- [145] Crosser M S, Huang J, Pierre F, Virtanen P, Heikkilä T T, Wilhelm F K, Birge N O 2008 *Phys. Rev. B* **77** 014528
- [146] Li N, Tan Z B, Chen J J, Zhao T Y, Chu C G, Wang A Q,

- Pan Z C, Yu D P, Liao Z M 2022 *Supercond. Sci. Technol.* **35** 044003
- [147] Guo B, Lygo A C, Pardue T N, Stemmer S 2022 *Phys. Rev. Mater.* **6** 034203
- [148] Benalcazar W A, Bernevig B A, Hughes T L 2017 *Science* **357** 61
- [149] Benalcazar W A, Bernevig B A, Hughes T L 2017 *Phys. Rev. B* **96** 245115
- [150] Langbehn J, Peng Y, Trifunovic L, von Oppen F, Brouwer P W 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 246401
- [151] Song Z D, Fang Z, Fang C 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 246402
- [152] Ezawa M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 026801
- [153] Geier M, Trifunovic L, Hoskam M, Brouwer P W 2018 *Phys. Rev. B* **97** 205135
- [154] Schindler F, Cook Ashley M, Vergniory Maia G, Wang Z, Parkin Stuart S P, Bernevig B A, Neupert T 2018 *Sci. Adv.* **4** eaat0346
- [155] Hsu C H, Stano P, Klinovaja J, Loss D 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 196801
- [156] Khalaf E 2018 *Phys. Rev. B* **97** 205136
- [157] Murani A, Kasumov A, Sengupta S, Kasumov Y A, Volkov V T, Khodos I I, Brisset F, Delagrangé R, Chepelianskii A, Deblock R, Bouchiat H, Guéron S 2017 *Nat. Commun.* **8** 15941
- [158] Schindler F, Wang Z, Vergniory M G, Cook A M, Murani A, Sengupta S, Kasumov A Y, Deblock R, Jeon S, Drozdov I, Bouchiat H, Guéron S, Yazdani A, Bernevig B A, Neupert T 2018 *Nat. Phys.* **14** 918
- [159] Lin M, Hughes T L 2018 *Phys. Rev. B* **98** 241103
- [160] Călugăru D, Juričić V, Roy B 2019 *Phys. Rev. B* **99** 041301(R)
- [161] Ezawa M 2019 *Sci. Rep.* **9** 5286
- [162] Wang Z J, Wieder B J, Li J, Yan B H, Bernevig B A 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 186401
- [163] Huang FT, Joon Lim S, Singh S, Kim J, Zhang L, Kim J W, Chu M W, Rabe K M, Vanderbilt D, Cheong S W 2019 *Nat. Commun.* **10** 4211
- [164] Li C Z, Wang A Q, Li C, Zheng W Z, Brinkman A, Yu D P, Liao Z M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 156601
- [165] Wang W D, Kim S, Liu M H, Cevallos F A, Cava R J, Ong N P 2020 *Science* **368** 534
- [166] Zhu Z, Kim S, Lei S, Schoop L M, Cava R J, Ong N P 2022 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **119** e2204468119
- [167] Kononov A, Abulizi G, Qu K, Yan J, Mandrus D, Watanabe K, Taniguchi T, Schönenberger C 2020 *Nano Lett.* **20** 4228
- [168] Huang C, Narayan A, Zhang E Z, Xie X, Ai L, Liu S, Yi C, Shi Y G, Sanvito S, Xiu F 2020 *Natl. Sci. Rev.* **7** 1468
- [169] Choi Y B, Xie Y, Chen C Z, Park J, Song S B, Yoon J, Kim B J, Taniguchi T, Watanabe K, Kim J, Fong K C, Ali M N, Law K T, Lee G H 2020 *Nat. Mater.* **19** 974
- [170] Ohtomo M, Deacon R S, Hosoda M, Fushimi N, Hosoi H, Randle M D, Ohfuchi M, Kawaguchi K, Ishibashi K, Sato S 2022 *Appl. Phys. Express* **15** 075003
- [171] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R 1957 *Phys. Rev.* **106** 162
- [172] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R 1957 *Phys. Rev.* **108** 1175
- [173] Seife C 2005 *Science* **309** 82
- [174] Fulde P, Ferrell R A 1964 *Phys. Rev.* **135** A550
- [175] Larkin A I, Ovchinnikov Y N 1964 *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **47** 1136
- [176] Bianchi A, Movshovich R, Capan C, Pagliuso P G, Sarrao J L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 187004
- [177] Radovan H A, Fortune N A, Murphy T P, Hannahs S T, Palm E C, Tozer S W, Hall D 2003 *Nature* **425** 51
- [178] Lortz R, Wang Y, Demuer A, Bottger P H M, Bergk B, Zwicknagl G, Nakazawa Y, Wosnitza J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 187002
- [179] Mayaffre H, Kramer S, Horvatic M, Berthier C, Miyagawa K, Kanoda K, Mitrovic V F 2014 *Nat. Phys.* **10** 928
- [180] Kitagawa S, Nakamine G, Ishida K, Jeevan H S, Geibel C, Steglich F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 157004
- [181] Devarakonda A, Inoue H, Fang S, Ozsoy-Keskinbora C, Suzuki T, Kriener M, Fu L, Kaxiras E, Bell D C, Checkelsky J G 2020 *Science* **370** 231
- [182] Kinjo K, Manago M, Kitagawa S, Mao Z Q, Yonezawa S, Maeno Y, Ishida K 2022 *Science* **376** 397
- [183] Aoyama K, Sigrist M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 237007
- [184] Michaeli K, Potter A C, Lee P A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 117003
- [185] Zwicknagl G, Jahns S, Fulde P 2017 *J. Phys. Soc. Jpn.* **86** 083701
- [186] Yang F, Wu M W 2018 *J. Low Temp. Phys.* **192** 241
- [187] Yuan N F Q, Fu L 2021 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **118** e2019063118
- [188] Yuan N F Q, Fu L 2022 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **119** e2119548119
- [189] Hart S, Ren H, Kosowsky M, Ben-Shach G, Leubner P, Briñe C, Buhmann H, Molenkamp L W, Halperin B I, Yacoby A 2016 *Nat. Phys.* **13** 87
- [190] Chen A Q, Park M J, Gill S T, Xiao Y, Reig-I-Plessis D, Macdougall G J, Gilbert M J, Mason N 2018 *Nat. Commun.* **9** 3478
- [191] Li C, de Boer J C, de Ronde B, Ramankutty S V, van Heumen E, Huang Y, de Visser A, Golubov A A, Golden M S, Brinkman A 2018 *Nat. Mater.* **17** 875
- [192] Li C Z, Wang A Q, Li C, Zheng W Z, Brinkman A, Yu D P, Liao Z M 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 027001
- [193] Li C, de Ronde B, de Boer J, Ridderbos J, Zwanenburg F, Huang Y, Golubov A, Brinkman A 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 026802
- [194] Ando F, Miyasaka Y, Li T, Ishizuka J, Arakawa T, Shiota Y, Moriyama T, Yanase Y, Ono T 2020 *Nature* **584** 373
- [195] Lyu Y Y, Jiang J, Wang Y L, Xiao Z L, Dong S, Chen Q H, Milošević M V, Wang H, Divan R, Pearson J E, Wu P, Peeters F M, Kwok W K 2021 *Nat. Commun.* **12** 2703
- [196] Baumgartner C, Fuchs L, Costa A, Reinhardt S, Gronin S, Gardner G C, Lindemann T, Manfra M J, Faria Junior P E, Kochan D, Fabian J, Paradiso N, Strunk C 2022 *Nat. Nanotechnol.* **17** 39
- [197] Bauriedl L, Bäuml C, Fuchs L, Baumgartner C, Paulik N, Bauer J M, Lin K Q, Lupton J M, Taniguchi T, Watanabe K, Strunk C, Paradiso N 2022 *Nat. Commun.* **13** 4266
- [198] Golod T, Krasnov V M 2022 *Nat. Commun.* **13** 3658
- [199] Strambini E, Spies M, Ligato N, Ilić S, Rouco M, González-Orellana C, Ilyn M, Rogero C, Bergeret F S, Moodera J S, Virtanen P, Heikkilä T T, Giazotto F 2022 *Nat. Commun.* **13** 2431
- [200] Pal B, Chakraborty A, Sivakumar P K, Davydova M, Gopi A K, Pandeya A K, Krieger J A, Zhang Y, Date M, Ju S, Yuan N, Schroeter N B M, Fu L, Parkin S S P 2022 *Nat. Phys.* **18** 1228
- [201] Wu H, Wang Y, Xu Y, Sivakumar P K, Pasco C, Filippozzi U, Parkin S S P, Zeng Y J, McQueen T, Ali M N 2022 *Nature* **604** 653
- [202] Narita H, Ishizuka J, Kawarazaki R, Kan D, Shiota Y,

- Moriyama T, Shimakawa Y, Ognev A V, Samardak A S, Yanase Y, Ono T 2022 *Nat. Nanotechnol.* **17** 823
- [203] Jeon K R, Kim J K, Yoon J, Jeon J C, Han H, Cottet A, Kontos T, Parkin S S P 2022 *Nat. Mater.* **21** 1008
- [204] Lin J X, Siriviboon P, Scammell H D, Liu S, Rhodes D, Watanabe K, Taniguchi T, Hone J, Scheurer M S, Li J I A 2022 *Nat. Phys.* **18** 1221
- [205] Nayak C, Simon S H, Stern A, Freedman M, Das Sarma S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1083
- [206] Wilczek F 2009 *Nat. Phys.* **5** 614
- [207] Elliott S R, Franz M 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 137
- [208] Anderson C D 1933 *Phys. Rev.* **43** 491
- [209] Majorana E 1937 *Il Nuovo Cimento* **14** 171
- [210] Read N, Green D 2000 *Phys. Rev. B* **61** 10267
- [211] Kitaev A Y 2001 *Phys. Usp.* **44** 131
- [212] Law K T, Lee P A, Ng T K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 237001
- [213] Alicea J 2010 *Phys. Rev. B* **81** 125318
- [214] Lutchyn R M, Sau J D, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 077001
- [215] Oreg Y, Refael G, von Oppen F 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 177002
- [216] Sau J D, Lutchyn R M, Tewari S, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 040502
- [217] Koren G, Kirzhner T, Lahoud E, Chashka K B, Kanigel A 2011 *Phys. Rev. B* **84** 224521
- [218] Mourik V, Zuo K, Frolov S M, Plissard S R, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P 2012 *Science* **336** 1003
- [219] Das A, Ronen Y, Most Y, Oreg Y, Heiblum M, Shtrikman H 2012 *Nat. Phys.* **8** 887
- [220] Deng M T, Yu C L, Huang G Y, Larsson M, Caroff P, Xu H Q 2012 *Nano Lett.* **12** 6414
- [221] Lin Z, Song H D, Ye X G, Xue J, Wang A Q, Zhang Y, Liu S, Zhang Z, Xu H, Yu D, Liao Z M 2020 *Phys. Rev. B* **101** 214519
- [222] Shvetsov O O, Barash Y S, Egorov S V, Timonina A V, Kolesnikov N N, Deviatov E V 2020 *EPL* **132** 67002
- [223] Yu W, Haenel R, Rodriguez M A, Lee S R, Zhang F, Franz M, Pikulin D I, Pan W 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 032002
- [224] Esin V D, Barash Y S, Timonina A V, Kolesnikov N N, Deviatov E V 2021 *JETP Lett.* **113** 662
- [225] Chen J, Woods B D, Yu P, Hocevar M, Car D, Plissard S R, Bakkers E P A M, Stanescu T D, Frolov S M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 107703
- [226] Yu P, Chen J, Gomanko M, Badawy G, Bakkers E P A M, Zuo K, Mourik V, Frolov S M 2021 *Nat. Phys.* **17** 482
- [227] Fu L, Kane C L 2009 *Phys. Rev. B* **79** 161408
- [228] Shapiro S 1963 *Phys. Rev. Lett.* **11** 80
- [229] Picó-Cortés J, Domínguez F, Platero G 2017 *Phys. Rev. B* **96** 125438
- [230] Veldhorst M, Snelder M, Hoek M, Gang T, Guduru V K, Wang X L, Zeitler U, van der Wiel W G, Golubov A A, Hilgenkamp H, Brinkman A 2012 *Nat. Mater.* **11** 417
- [231] Rokhinson L P, Liu X, Furdyna J K 2012 *Nat. Phys.* **8** 795
- [232] Wiedenmann J, Bocquillon E, Deacon R S, Hartinger S, Herrmann O, Klapwijk T M, Maier L, Ames C, Brüne C, Gould C, Oiwa A, Ishibashi K, Tarucha S, Buhmann H, Molenkamp L W 2016 *Nat. Commun.* **7** 10303
- [233] Bocquillon E, Deacon R S, Wiedenmann J, Leubner P, Klapwijk T M, Bruene C, Ishibashi K, Buhmann H, Molenkamp L W 2017 *Nat. Nanotechnol.* **12** 137
- [234] Yu W, Pan W, Medlin D L, Rodriguez M A, Lee S R, Bao Z Q, Zhang F 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 177704
- [235] Russer P 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 2008
- [236] Wang A Q, Li C Z, Li C, Liao Z M, Brinkman A, Yu D P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 237701
- [237] Shvetsov O O, Kononov A, Timonina A V, Kolesnikov N N, Deviatov E V 2018 *EPL* **124** 47003
- [238] Pientka F, Keselman A, Berg E, Yacoby A, Stern A, Halperin B I 2017 *Phys. Rev. X* **7** 021032
- [239] Fornieri A, Whitticar A M, Setiawan F, Portolés E, Drachmann A C C, Keselman A, Gronin S, Thomas C, Wang T, Kallaher R, Gardner G C, Berg E, Manfra M J, Stern A, Marcus C M, Nichele F 2019 *Nature* **569** 89
- [240] Ren H, Pientka F, Hart S, Pierce A T, Kosowsky M, Lunczer L, Schlereth R, Scharf B, Hankiewicz E M, Molenkamp L W, Halperin B I, Yacoby A 2019 *Nature* **569** 93
- [241] Cho S, Dellabetta B, Zhong R D, Schneeloch J, Liu T S, Gu G D, Gilbert M J, Mason N 2015 *Nat. Commun.* **6** 7634
- [242] Jauregui L A, Pettes M T, Rokhinson L P, Shi L, Chen Y P 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 345
- [243] Collins J L, Tadich A, Wu W, Gomes L C, Rodrigues J N B, Liu C, Hellerstedt J, Ryu H, Tang S, Mo S K, Adam S, Yang S A, Fuhrer M S, Edmonds M T 2018 *Nature* **564** 390
- [244] Pan H, Wu M, Liu Y, Yang S A 2015 *Sci. Rep.* **5** 14639
- [245] Liu J W, Hsieh T H, Wei P, Duan W H, Moodera J, Fu L 2014 *Nat. Mater.* **13** 178
- [246] Nie T P, Meng L J, Li Y R, Luan Y H, Yu J 2018 *J. Phys. Condens. Matter* **30** 125502
- [247] Shao D X, Ruan J W, Wu J F, Chen T, Guo Z P, Zhang H J, Sun J, Sheng L, Xing D Y 2017 *Phys. Rev. B* **96** 075112
- [248] Liao Z M, Chu C G, Wang A Q, Li N 2021 China Patent ZL202110952523.6
- [249] Yao S Y, Wang Z 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 086803
- [250] Yao S Y, Song F, Wang Z 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 136802
- [251] Jung M, Yoshida K, Park K, Zhang X X, Yesilyurt C, Siu Z B, Jalil M B A, Park J, Park J, Nagaosa N, Seo J, Hirakawa K 2018 *Nano Lett.* **18** 1863
- [252] Wang G, Dvir T, Mazur G P, Liu C X, van Loo N, Ten Haaf S L D, Bordin A, Gazibegovic S, Badawy G, Bakkers E, Wimmer M, Kouwenhoven L P 2022 *Nature* **612** 448
- [253] Dvir T, Wang G, van Loo N, Liu C X, Mazur G P, Bordin A, ten Haaf S L D, Wang J Y, van Driel D, Zlatelli F, Li X, Malinowski F K, Gazibegovic S, Badawy G, Bakkers E P A M, Wimmer M, Kouwenhoven L P 2023 *Nature* **614** 445
- [254] Bordoloi A, Zannier V, Sorba L, Schonenberger C, Baumgartner A 2022 *Nature* **612** 454
- [255] Harper F, Pushp A, Roy R 2019 *Phys. Rev. Res.* **1** 033207
- [256] Alicea J, Oreg Y, Refael G, von Oppen F, Fisher M P A 2011 *Nat. Phys.* **7** 412

SPECIAL TOPIC—Quantum transport in topological materials and devices

# Josephson effect in topological semimetal-superconductor heterojunctions\*

Chu Chun-Guang<sup>1)</sup> Wang An-Qi<sup>1)</sup> Liao Zhi-Min<sup>1)2)†</sup>

1) (*State Key Laboratory for Mesoscopic Physics and Frontiers Science Center for Nano-optoelectronics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*)

2) (*Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China*)

( Received 6 March 2023; revised manuscript received 10 April 2023 )

## Abstract

Topological semimetals are exotic phases of quantum matter with gapless electronic excitation protected by symmetry. Benefitting from its unique relativistic band dispersion, topological semimetals host abundant quantum states and quantum effects, such as Fermi-arc surface states and chiral anomaly. In recent years, due to the potential application in topological quantum computing, the hybrid system of topology and superconductivity has aroused wide interest in the community. Recent experimental progress of topological semimetal-superconductor heterojunctions is reviewed in two aspects: 1) Josephson current as a mode filter of different topological quantum states; 2) detection and manipulation of topological superconductivity and Majorana zero modes. For the former, utilizing Josephson interference, ballistic transport of Fermi-arc surface states is revealed, higher-order topological phases are discovered, and finite-momentum Cooper pairing and superconducting diode effect are realized. For the latter, by detecting a.c. Josephson effect in Dirac semimetals, the  $4\pi$ -periodic supercurrent is discovered. By all-electric gate control, the topological transition of superconductivity is obtained. Outlooks of future research on topological semimetal-superconductor heterojunctions and their application in Majorana braiding and topological quantum computing are discussed.

**Keywords:** topological semimetals, Josephson effect, topological superconductivity, Majorana zero modes

**PACS:** 74.45.+c, 74.50.+r, 03.75.Lm

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230397

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91964201, 61825401, 12204016) and the Innovation Program for Quantum Science and Technology, China (Grant No. 2021ZD0302403).

† Corresponding author. E-mail: [liaozm@pku.edu.cn](mailto:liaozm@pku.edu.cn)



## 拓扑半金属-超导体异质结的约瑟夫森效应

初纯光 王安琦 廖志敏

### Josephson effect in topological semimetal–superconductor heterojunctions

Chu Chun-Guang Wang An-Qi Liao Zhi-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 087401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230397

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230397>

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

#### 拓扑材料中的超导

Superconductivity in topological materials

物理学报. 2020, 69(2): 020301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191627>

#### 拓扑超导Majorana束缚态的探索

Exploration of Majorana bound states in topological superconductors

物理学报. 2020, 69(11): 117102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190959>

#### 拓扑半金属材料的单晶生长研究进展

Research progress of single crystal growth for topological semimetals

物理学报. 2018, 67(12): 128102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180796>

#### 在人工拓扑超导体磁通涡旋中寻找Majorana零能模

Search for Majorana zero mode in the magnetic vortex of artificial topological superconductor

物理学报. 2019, 68(13): 137401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181698>

#### 拓扑半金属材料角分辨光电子能谱研究进展

Progress of ARPES study on topological semimetals

物理学报. 2019, 68(22): 227102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191544>

#### 马约拉纳零能模的非阿贝尔统计及其在拓扑量子计算的应用

Non-abelian statistics of Majorana modes and the applications to topological quantum computation

物理学报. 2020, 69(11): 110302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200812>