

# 基于拓扑绝缘体纳米线约瑟夫森结的反常 临界超流增强和半整数夏皮洛台阶

侯延亮<sup>1)2)</sup> 王翔<sup>1)2)</sup> 孙晓培<sup>1)2)</sup> 吕力<sup>1)2)3)†</sup>

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

3) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

(2022 年 10 月 29 日收到; 2022 年 11 月 28 日收到修改稿)

基于拓扑绝缘体材料的约瑟夫森结是寻找马约拉纳零能模的候选器件, 因而受到拓扑量子计算研究领域的关注. 这方面实验的关键之一, 是制备具有优质结区的约瑟夫森器件. 本工作在三维拓扑绝缘体  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  和  $\text{Bi}_2(\text{Se}_x\text{Te}_{1-x})_3$  纳米线上制作了约瑟夫森结器件, 研究了其结区的超导邻近效应、多重安德列夫反射和超流-相位关系, 观测到了约瑟夫森结的临界超流随磁场增大而反常地增大、其交流约瑟夫森效应出现半整数的夏皮洛台阶的实验结果. 本文还讨论了这些反常现象的可能来源, 特别是与结区界面处超导电的 Ti 缓冲层和拓扑绝缘体纳米线中的 Te 元素形成  $\text{TiTe}$  铁磁性合金层的关系.

**关键词:** 拓扑绝缘体纳米线, 临界超流反常, 半整数夏皮洛台阶

**PACS:** 85.25.Cp, 74.50.+r, 73.63.-b, 73.40.-c

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222072

## 1 引言

2008 年, Fu 和 Kane<sup>[1]</sup> 从理论上提出, 拓扑绝缘体表面态在 s 波超导体的邻近效应诱导下, 能够表现出类 p 波超导电性, 从而产生满足非阿贝尔统计的马约拉纳零能模. 这一想法一经提出, 引起了科研工作者的广泛兴趣. 马约拉纳零能模受拓扑保护, 对外界干扰免疫, 可以大大提高量子态的退相干时间, 为量子计算的实现提供了新的思路. 基于拓扑绝缘体的超导邻近效应设计、制备可行的拓扑量子器件, 寻找并验证马约拉纳零能模的存在, 可以为下一步实现拓扑量子比特及其编织操作打下实验基础, 具有重要的意义.

为了制备出高质量的约瑟夫森器件, 需要解决两个方面的问题: 一是选用高质量的拓扑绝缘体材

料, 二是控制好超导电极与拓扑绝缘体的界面. 在材料质量方面, 现有拓扑绝缘体材料的一大问题是体态的导电成分占比较大, 导致表面态信号较弱. 解决的方法是生长多元的材料, 并对成分进行调控, 通过改变费米面的位置而提高表面态的占比<sup>[2-5]</sup>. 常用的生长拓扑绝缘体纳米材料的方法有分子束外延生长法<sup>[6,7]</sup>、气-液-固化学气相沉积生长法<sup>[8,9]</sup>、马弗炉生长法<sup>[10,11]</sup>等. 目前已生长出了不同元素组分的拓扑绝缘体材料, 在此基础上制作的约瑟夫森结器件, 其结区的透射系数高达 0.85<sup>[12,13]</sup>. 在电极材料与拓扑绝缘体界面的控制方面, 选择合适的电极材料可以有效避免出现复杂的界面情况. 例如, 如果选择 Pd 膜作为超导电极与含 Te 拓扑绝缘体之间的缓冲层, 在界面处会生成  $\text{PdTe}$  和  $\text{PdTe}_2$  超导合金相, 从而增加了系统的复杂度<sup>[14-17]</sup>.

本工作构筑了基于三维拓扑绝缘体纳米线的约

† 通信作者. E-mail: [lilu@aphy.iphy.ac.cn](mailto:lilu@aphy.iphy.ac.cn)

瑟夫森结器件, 观测到了两个反常的实验现象: 1) 临界超流随外加磁场的增强而反常增大; 2) 在交流约瑟夫森效应中出现半整数夏皮洛台阶. 为了探寻其背后的物理机理, 对器件界面进行透射电子显微镜 (transmission electron microscope, TEM) 观察、能谱表征分析以及磁矩测量等. 实验结果表明, 器件界面处形成了有别于电极缓冲层材料 Ti 和纳米线的铁磁性 TiTe 合金层. 通过讨论这一铁磁性合金层与所观察到的反常现象的关系, 认为铁磁性的引入破坏了约瑟夫森结系统的时间反演对称性, 使其超流-相位关系 (current-phase relation, CPR) 不同寻常, 由此可能导致了临界超流随磁场增强而反常增大的行为; 并且, 由于铁磁性的引入, 结区形成了超导-铁磁金属-超导 (superconductor-ferromagnetic metal-superconductor, SFS) 结和超导-正常金属-超导 (superconductor-normal metal-superconductor, SNS) 结的混合系统, 使得存在  $\pi$  周期的 CPR, 导致半整数夏皮洛台阶的出现. 目前, 还没有关于器件界面效应引起类似反常现象的报道和讨论. 本文工作将有助于下一步改善器件界面、从而制备出基于拓扑绝缘体纳米线的高质量拓扑量子器件.

## 2 实验

### 2.1 材料生长

采用三温区的化学气相沉积管式炉, 以气-液-固生长机制的原理, 在不同温度的硅基片上长出了不同组分的三维拓扑绝缘体纳米线材料. 实验过程中, 首先将 Bi, Se, Te 等单质粉末原料放置于管式炉第一温区的中央区域, 再将准备好的表面附有离散分布金颗粒的 10 片  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  硅基片, 按顺序排布放置于管式炉第二、三温区之间的过渡区域; 其次, 密封管路, 向炉内通入比例为 4:1 的氩气和氢气, 维持炉内气体氛围压强在 100 mbar ( $1\text{ bar} = 10^5\text{ Pa}$ ); 然后, 设置升温程序, 使 3 个温区最终的温度分别为  $580\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $580\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $380\text{ }^\circ\text{C}$ , 在基片上沉积材料 40 min 后, 将管式炉降温至室温, 取出带有样品的基片; 最后, 对生长出的材料进行扫描电子显微镜 (scanning electron microscope, SEM) 形貌观察和能谱分析 (energy dispersive spectroscopy, EDS) 等. 结果表明, 长出的材料为三维  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  纳米线、 $\text{Bi}_2(\text{Se}_x\text{Te}_{1-x})_3$  纳米线等, 纳米线的

长度处于  $5\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$  范围内, 宽度处于  $20\text{--}300\text{ nm}$  范围内.

### 2.2 器件制作

首先, 挑选合适的三维拓扑绝缘体纳米线, 将其转移到表面附有  $300\text{ nm}$  厚  $\text{SiO}_2$  层的硅基片上; 其次, 以  $4000\text{ rad/min}$  的速率在基片上旋涂  $950\text{ PMMA A4}$  胶, 并用加热台将其在  $120\text{ }^\circ\text{C}$  下加热 2 min 使胶固化; 然后, 利用电子束曝光的方法在样品上实现微纳加工图形设计, 经显影、定影等步骤后, 分别在  $\text{Ar/O}_2$  和  $\text{Ar}$  环境下各离子束刻蚀 40 s, 以去除曝光区域的残胶; 最后, 再用高真空的 PLASSYS 镀膜设备在基片上蒸镀 Ti/Al 薄膜 ( $3/80\text{ nm}$ ) 后, 取出样品, 将其泡在丙酮溶液中完成去胶操作. 至此, 完成了多个基于三维拓扑绝缘体纳米线的约瑟夫森结器件的制作. 器件设计的结区间距在  $50\text{--}200\text{ nm}$  范围内.

### 2.3 器件测量

将制备好的约瑟夫森结器件放置于环境温度  $20\text{ mK}$  的干式稀释制冷机系统中进行测量. 测量系统主要包括滤波和接地系统、吉时利 (Keithley) 源表和锁相放大器等数据采集系统、微波传输系统等. 其中, 滤波系统为三级滤波, 包括 RC 滤波、 $\pi$  型滤波、铜粉滤波等; 采用 Keithley 2400 源表对超导磁体施加电流来实现外加磁场的精确控制, 用 LI5640 锁相放大器采集约瑟夫森结器件的微分电阻信号, 测量约瑟夫森结器件临界超流随磁场的变化; 用斯坦福 SG384 射频信号发生器通过微波传输线在约瑟夫森结器件附近施加微波辐射场, 测量约瑟夫森结的交流约瑟夫森效应.

## 3 结果和讨论

### 3.1 临界超流反常增大行为和半整数夏皮洛台阶现象

首先, 对器件表面施加了垂直磁场, 测量了结区临界超流随磁场变化的关系. 图 1(a) 和图 1(b) 中的 SEM 图分别对应基于三维拓扑绝缘体  $\text{Bi}_2(\text{Se}_x\text{Te}_{1-x})_3$  纳米线和  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  纳米线的约瑟夫森结器件实物图. 通过对这两个器件进行测量, 观测到临界超流随磁场增强而反常增大的现象, 如图 1(a) 和图 1(b) 中的数据图所示. 为了验证实验现象的

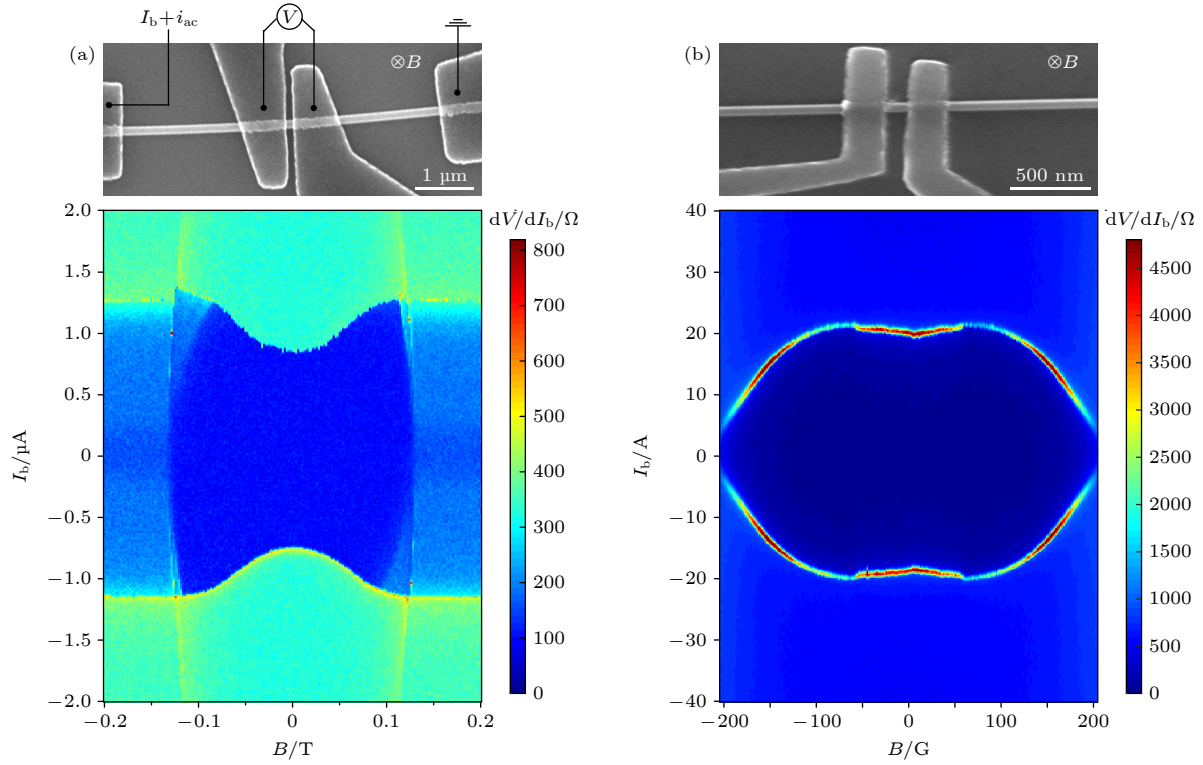


图 1 (a), (b) 分别为基于  $\text{Bi}_2(\text{Se}_x\text{Te}_{1-x})_3$  纳米线和  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  纳米线约瑟夫森结器件的 SEM 图, 以及各自对应的微分电阻随偏置电流和磁场而变化的实验数据, 其中  $I_b$  为直流偏置电流,  $i_{ac}$  为低频交流电流,  $V$  为结区电压,  $B$  为施加的磁场

Fig. 1. (a) and (b) Scanning electron microscope images of two Josephson junction devices based on  $\text{Bi}_2(\text{Se}_x\text{Te}_{1-x})_3$  nanowire and  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  nanowire, respectively, together with their differential resistance as a function of bias current and magnetic field.  $I_b$ ,  $i_{ac}$ ,  $V$  and  $B$  represent dc bias current, low-frequency ac current, voltage drop across the junction, and applied magnetic field, respectively.

重复性和可靠性, 测量了另外 5 个基于拓扑绝缘体纳米线的约瑟夫森结器件, 同样观测到了这样的反常实验现象。

随后, 又测量了图 1(b) 中的器件在微波辐射下的交流约瑟夫森效应, 希望得到该约瑟夫森结超流-相位关系方面的信息。图 2(a) 和图 2(b) 分别为 0 G 和 100 G ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ) 垂直磁场下的微分电阻随微波功率和偏置电流变化的实验数据。微波频率为 3.33 GHz, 微波功率从 -60 dBm 增至 -20 dBm。实验数据呈现出交流约瑟夫森效应和夏皮洛台阶。白色数字标注的深蓝色区域是整数夏皮洛台阶出现的区域。除了整数夏皮洛台阶之外, 还观测到了半整数的夏皮洛台阶, 如红色箭头所标示。图 2(c) 和图 2(d) 分别为图 2(a) 和 (b) 局部的放大图, 与 0 G 垂直磁场下的半整数的夏皮洛台阶相比, 100 G 垂直磁场下  $n = \pm 1/2, \pm 3/2$  的半整数台阶更清晰, 同时还出现了  $n = \pm 5/2$  的半整数台阶。图 2(e) 为图 2(a) 图中几个不同微波功率处的微分电阻随偏置电压的变化关系曲线, 红色箭头标记的是半整数台阶出现的位置, 蓝色箭头标记

的是整数台阶出现的位置, 台阶对应的偏置电压位置  $V(n)$  和台阶序号  $n$  很好地符合了  $V(n) = nhf/2e$  的关系, 其中  $h$  为普朗克常量,  $f$  为给约瑟夫森结施加微波的频率,  $e$  为电子电荷。

## 3.2 讨论

### 3.2.1 多重安德列夫反射和器件基本参数

接下来讨论出现临界超流反常增大和半整数夏皮洛台阶两个实验现象的原因。首先分析器件的一些基本参数, 包括过量电流 (excess current,  $I_e$ )、结区诱导的能隙大小  $\Delta'$ 、界面透射系数  $t$  等。

以图 1(b) 中  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  纳米线约瑟夫森结器件为例, 测量得到了如图 3(a) 所示的  $I_b$ - $V$  曲线。当约瑟夫森结处于大偏置下的正常电阻态时, 将此位置的曲线沿其切线方向延长, 得到与纵轴相交的截距为 50 nA, 即为过量电流  $I_e$ 。另外, 该约瑟夫森结在大偏置下的正常态微分电阻  $R_n$  为 1300  $\Omega$ , 其临界超流值  $I_c$  为 20 nA, 由此可知该器件的  $eI_eR_n$  为 26  $\mu\text{eV}$ 。

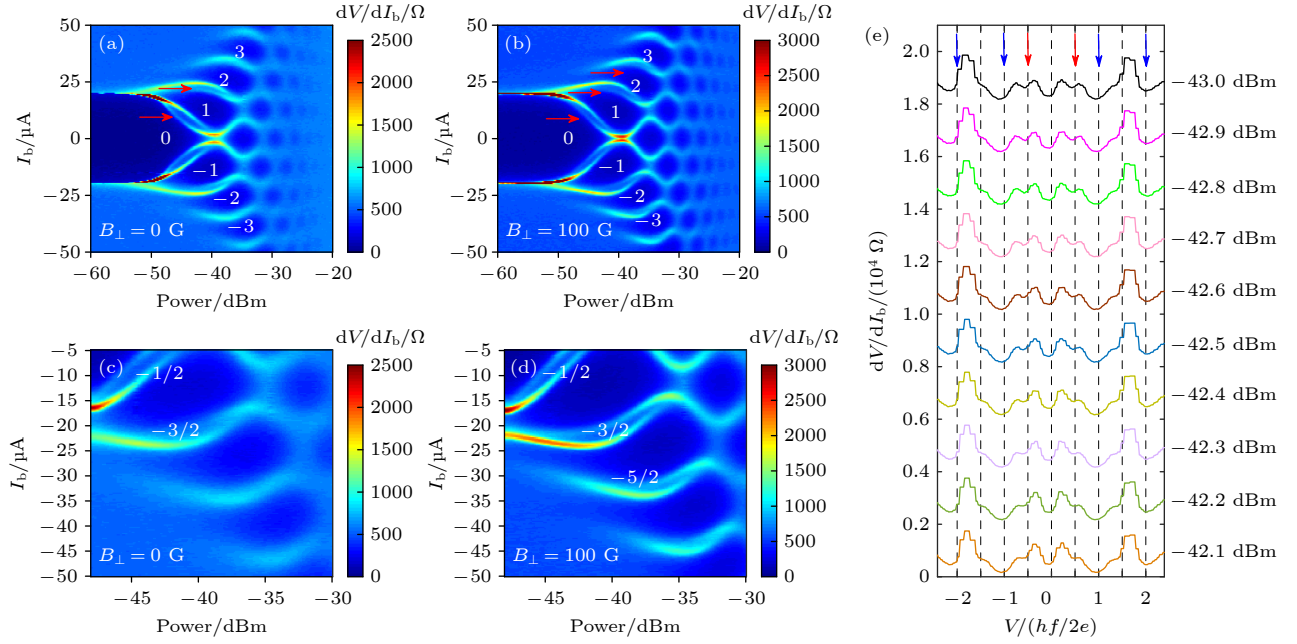


图 2 图 1(b) 中的器件在微波辐射下出现整数和半整数的夏皮洛台阶 (a), (b) 分别为 0 G 和 100 G 垂直磁场下的微分电阻随微波功率和偏置电流而变化的实验数据, 白色数字标示的深蓝色区是对应序号的整数台阶出现的区域, 红色箭头标示的是半整数台阶出现的位置; (c), (d) 是 (a), (b) 局部的放大图, 展示在 100 G 的垂直磁场下, 半整数台阶比零磁场下更为清晰; (e) 图 (a) 中几个不同微波功率处的微分电阻随偏置电压的变化关系曲线, 红色箭头标记的是半整数台阶出现的位置, 蓝色箭头标记的是整数台阶出现的位置

Fig. 2. Integer and half-integer Shapiro steps under microwave irradiation for the device shown in Fig. 1(b): (a), (b) The differential resistance as a function of microwave power and bias current under the perpendicular magnetic field of 0 G and 100 G, respectively, showing Shapiro steps. Integer steps appear in the dark blue regions indicated by the white numbers. And, half-integer steps appear in the positions indicated by the red arrows. (c), (d) Details of (a) and (b), showing that the half-integer steps can be more clearly seen in a perpendicular magnetic field of 100 G than in zero field. (e) Line-cuts in panel (a) at several different microwave powers and converted to bias voltage. Integer and half-integer Shapiro steps are marked with blue and red arrows, respectively.

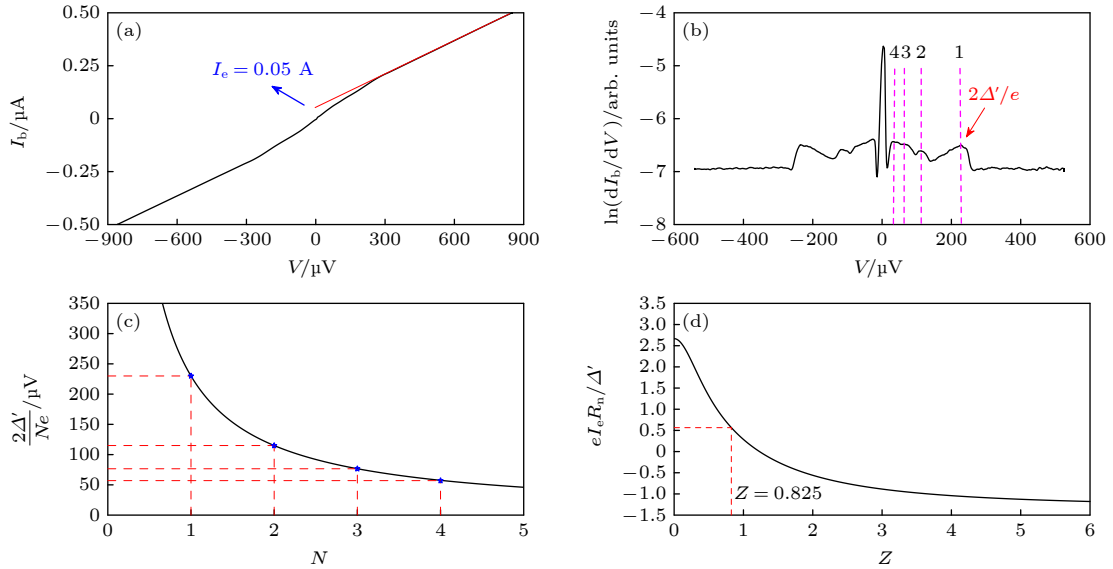


图 3 多重安德列夫反射 (a) 基于图 1(b) 约瑟夫森结器件的  $I_b$ - $V$  曲线, 过量电流为 50 nA; (b) 多重安德列夫反射导致的电导峰; (c) 电压峰的位置与电导峰的序号符合理论预计; (d) 根据 OTBK 理论得出的  $eI_e R_n / \Delta'$ - $Z$  的曲线<sup>[18]</sup>

Fig. 3. Multiple Andreev reflection: (a) The  $I_b$ - $V$  curve of the Josephson junction device shown in Fig. 1(b), the excess current  $I_e$  is 50 nA; (b) the conductance peaks caused by multiple Andreev reflections; (c) the peak positions follow the expectation of the theory; (d) the  $eI_e R_n / \Delta'$ - $Z$  curve derived from OTBK theory<sup>[18]</sup>.

图 3(b) 为其多重安德列夫反射 (multiple Andreev reflection, MAR) 数据图, MAR 出现在电导峰对应的偏置电压位置. 可观测到的 MAR 的阶数有四阶, 如图中  $N = 1, 2, 3, 4$  序号标注所示. 发生一阶 MAR 时对应的结区偏置电压位置为  $2\Delta'/e = 230 \mu\text{V}$ , 即诱导的超导能隙  $\Delta'$  为  $115 \mu\text{eV}$ . 如图 3(c) 所示, 发生 MAR 时对应的结区偏置电压值和阶数能够很好地与 MAR 的理论公式 (1) 吻合:

$$V = \frac{2\Delta'}{Ne}. \quad (1)$$

根据 Octavi-Tinkham-Blonder-Klapwijk (OT-BK) 理论可以得到结区界面的势垒强度  $Z$ 、诱导的能隙  $\Delta'$ 、过量电流  $I_c$ 、正常态电阻  $R_n$  之间的关系, 即 [18]:

$$\begin{aligned} \frac{eI_c R_n}{\Delta'} &= 2(1 + 2Z^2) \\ &\times \tanh^{-1} \left[ 2Z \sqrt{(1 + Z^2)/(1 + 6Z^2 + 4Z^4)} \right] \\ &\times \left[ Z \sqrt{(1 + Z^2)(1 + 6Z^2 + 4Z^4)} \right]^{-1} - \frac{4}{3}. \end{aligned} \quad (2)$$

其关系曲线图展示在图 3(d) 中. 根据前面已知的参数  $I_c = 50 \text{ nA}$ ,  $R_n = 1300 \Omega$ ,  $\Delta' = 115 \mu\text{eV}$ , 可知  $eI_c R_n / \Delta' = 0.525$ . 那么, 根据图 3(d) 可得到结区界面的势垒  $Z$  为 0.825, 如图中的红色虚线

标注所示. 由此得到器件界面的透射系数  $t = 1/(1 + Z^2) = 0.595$ .

根据以往以 Al/Pt 作为超导电极的  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  和  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  约瑟夫森器件的研究报道,  $eI_c R_n$  可达到 Al 超导能隙的 60% 以上, 界面的透射系数可高达 0.85 [12,13]. 而在本文的多个器件中,  $eI_c R_n$  不到 Al 超导能隙的 20%, 界面透射系数也比较低 (0.55—0.65). 这从侧面表明本文器件界面有可能比较复杂, 实验中出现的反常现象也可能与此有关.

### 3.2.2 器件界面效应: 铁磁性的 TiTe

为了探究器件界面的复杂情况是否与发生的反常现象有关, 对器件进行 TEM 观察、能谱分析以及磁矩测量等. 实验结果表明, 器件界面处形成了有别于电极缓冲层材料 Ti 和纳米线的铁磁性 TiTe 合金层.

图 4(a) 为基于三维  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  纳米线约瑟夫森器件的结区截面 TEM 图以及能谱分析. 元素成分分析表明, 在结区界面处黄色虚线标示的范围内 Ti 元素和 Bi 元素重叠很少, 而 Ti 和 Te 元素重叠较多. 因此, 可以确定在此区域内形成了 Ti 和 Te 的合金.

有研究报道, 单层或几层的 TiTe 材料为铁磁性的狄拉克半金属, Ti 原子层和 Te 原子层间会存在鲁棒性的铁磁序交换耦合机制, 使得 TiTe 具有

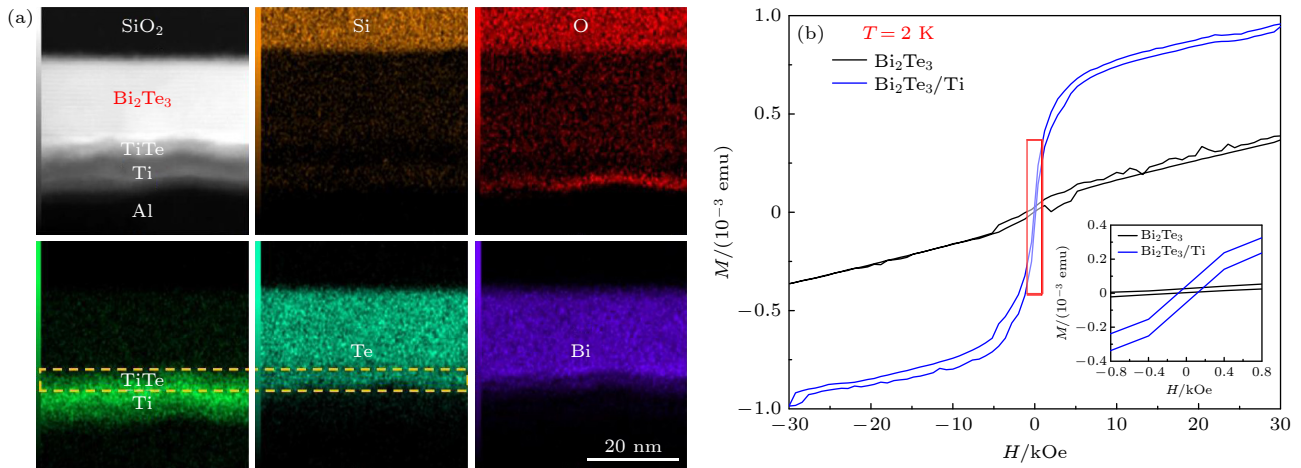


图 4 (a) 基于三维  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  纳米线约瑟夫森器件截面的 TEM 图以及能谱分析的元素成分扫描图,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  与电极缓冲层 Ti 的界面处产生了 TiTe 合金层, 位置如图中黄色虚线框所示; (b)  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  薄片样品和蒸镀 Ti 后的  $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Ti}$  异质结样品在 2 K 温度下的  $M$ - $H$  曲线数据图 ( $1 \text{ emu} = 10^{-3} \text{ A}\cdot\text{m}^2$ ), 插图为红色方框区域实验数据放大图

Fig. 4. (a) Transmission electron microscope image on the cross-section of the Josephson junction device composed of a three-dimensional topological insulator nanowire  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  and superconducting electrodes with buffer layer Ti at the interface. Also shown are the elemental mappings at the interface by energy dispersive spectroscopy. The two dashed yellow lines indicate where TiTe alloy is formed at the interface; (b) the  $M$ - $H$  curves measured at the temperature of 2 K on a  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  flake before and after Ti film deposition, the inset shows the enlarged details in the red box.

强铁磁性<sup>[19]</sup>. 为了判断器件界面处的 Ti 和 Te 合金相是否是 TiTe 合金相、是否具有铁磁性, 在 Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> 薄片 (厚度为 30 nm) 上蒸镀 Ti 膜 (厚度为 3 nm) 之前和之后的样品上, 分别测量 2 K 温度下的  $M-H$  曲线, 结果如图 4(b) 所示. 与蒸镀 Ti 前的结果相比, 蒸镀 Ti 后的 Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>/Ti 异质结样品的  $M-H$  曲线在 2 K 的低温下呈现出了铁磁性回滞, 矫顽力在 100 Oe ( $1 \text{ Oe} = 10^3/(4\pi) \text{ A/m}$ ) 左右, 说明 Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>/Ti 异质结样品具有铁磁性磁矩. 因为 Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> 和 Ti 膜本身都不具有铁磁性, 所以可认为, 在器件界面处, 电极的缓冲层 Ti 膜与拓扑绝缘体材料的 Te 元素发生了化学反应, 生成了具有铁磁性的 TiTe 合金层. 铁磁性 TiTe 层的出现, 为揭示两个反常实验现象的物理机理提供了重要线索.

据报道, 基于 InAs、石墨烯的约瑟夫森器件可以形成高透射系数的结区和重倾斜的 CPR, 使得 CPR 出现高阶谐波, 导致微波辐照下整数和半整数夏皮洛台阶的出现<sup>[20,21]</sup>. 而本文器件具有较低的界面透射系数  $t = 0.595$ , 其 CPR 更接近于正弦函数, 因此可以排除本实验中半整数夏皮洛台阶的出现是由重倾斜 CPR 导致的. 另外, 库珀对中电子塞曼分裂导致的 Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 超导态<sup>[22,23]</sup>产生非零动量的超导配对机制, 形成空间分布的 p 波, 亦有可能导致本实验中反常现象出现, 但目前尚未有足够的实验证据验证.

另一方面, 在基于 SnTe, NiFe 等的约瑟夫森器件上, 也观察到了临界超流随磁场增强而反常增大的行为和交流约瑟夫森效应中出现半整数夏皮洛台阶的行为<sup>[24,25]</sup>, 基于此, 结合本实验的具体情况, 对所观察到的反常现象给出如下可能的物理机理解释.

有研究认为, 时间反演对称性破缺可导致出现临界超流随磁场增强而反常增大的行为<sup>[24]</sup>. 在本文器件的界面处形成了铁磁性的 TiTe 合金, 铁磁性的引入打破了系统的时间反演对称性, 从而导致了临界超流随磁场增强而反常增大的行为.

另有研究报道, 在 SFS 结和 SNS 结混合的 Nb-NiFe-Nb 约瑟夫森结中存在着 0 结和  $\pi$  结的竞争机制, 使得 CPR 中含有  $\pi$  周期的二阶谐波相, 导致在交流约瑟夫森效应中出现了半整数的夏皮洛台阶<sup>[25]</sup>. 在本文的器件中, 界面处产生了铁磁性

的 TiTe 合金层, 同样可能使得结区形成 SFS 结和 SNS 结的混合系统, 导致 CPR 中也含有  $\pi$  周期的二阶谐波相, 因此在微波辐射下的交流约瑟夫森效应中出现了半整数的夏皮洛台阶. 另外, 与 0 G 的情况相比, 100 G 垂直磁场下出现了更高阶和更清晰的半整数夏皮洛台阶 (图 2). 这可能与在 100 G 下 TiTe 铁磁性更强有关.

## 4 总 结

综上所述, 约瑟夫森器件中电极缓冲层 Ti 膜与拓扑绝缘体的 Te 元素化合形成了具有铁磁性的 TiTe 合金. 铁磁性 TiTe 层的出现, 不仅打破了系统的时间反演对称性, 导致出现临界超流随磁场增强而反常增大的行为, 同时还使得结区构成了 SFS 结和 SNS 结的混合系统, 致使 CPR 含有  $\pi$  周期的二阶谐波相, 在交流约瑟夫森效应中出现半整数的夏皮洛台阶. 本文基于拓扑绝缘体纳米线的约瑟夫森器件, 首次观察到可能由器件界面效应引起的类似反常现象, 这为以后改善结区界面, 制备出高质量可行的拓扑量子器件做了良好的铺垫, 也为后续在拓扑量子计算领域中研究马约拉纳零能模打下实验基础.

## 参考文献

- [1] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407
- [2] Zhang H B, Yu H L, Bao D H, Li S W, Wang C X, Yang G W 2012 *Phys. Rev. B* **86** 075102
- [3] Barreto L, Kühnemund L, Edler F, et al. 2014 *Nano Lett.* **14** 3755
- [4] Lu H Z, Shen S Q 2011 *Phys. Rev. B* **84** 125138
- [5] Brahlek M, Kim Y S, Bansal N, Edrey E, Oh S 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 012109
- [6] Krumrain J, Mussler G, Borisova S, et al. 2011 *J. Cryst. Growth* **324** 115
- [7] Chen X, Ma X C, He K, Jia J F, Xue Q K 2011 *Adv. Mater.* **23** 1162
- [8] Kong D, Randel J C, Peng H, Cha J J, Meister S, Lai K, Chen Y, Shen Z X, Manoharan H C, Cui Y 2010 *Nano Lett.* **10** 329
- [9] Schönherr P, Collins-McIntyre L J, Zhang S L, Kusch P, Reich S, Giles T, Daisenberger D, Prabhakaran D, Hesjedal T 2014 *Nanoscale Res. Lett.* **9** 127
- [10] Han K B, Chong S K, Oliynyk A O, et al. 2018 *Sci. Rep.* **8** 17290
- [11] Urkude R R, Rawat R, Palikundwar U A 2017 *J. Phys. Condens. Matter* **29** 495602
- [12] Galletti L, Charpentier S, Song Y, Golubev D, Wang S M, Bauch T, Lombardi F 2017 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27** 1800404

- [13] Kunakova G, Bauch T, Trabeldo E, Andzane J, Erts D, Lombardi F 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 172601
- [14] Bai M, Wei X K, Feng J, Luysberg M, Bliesener A, Lippertz G, Uday A, Taskin A A, Mayer J, Ando Y 2022 *Commun. Mater.* **3** 20
- [15] Noh H J, Jeong J, Cho E J, Kim K, Min B I, Park B G 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 016401
- [16] Leng H, Paulsen C, Huang Y K, de Visser A 2017 *Phys. Rev. B* **96** 220506
- [17] Bai M, Yang F, Luysberg M, Feng J, Bliesener A, Lippertz G, Taskin A A, Mayer J, Ando Y 2020 *Phys. Rev. Mater.* **4** 094801
- [18] Niebler G, Cuniberti G, Novotný T 2009 *Supercond. Sci. Technol.* **22** 085016
- [19] Xuan X, Zhang Z, Chen C, Guo W 2022 *Nano Lett.* **22** 5379
- [20] English C D, Hamilton D R, Chialvo C, Moraru I C, Mason N, Harlingen D J V 2016 *Phys. Rev. B* **94** 115435
- [21] Spanton E M, Deng M, Vaitiekėnas S, Krogstrup P, Nygård J, Marcus C M, Moler K A 2017 *Nat. Phys.* **13** 1177
- [22] Chen A Q, Park M J, Gill S T, et al. 2018 *Nat. Commun.* **9** 3478
- [23] Hart S, Ren H, Kosowsky M, et al. 2017 *Nat. Phys.* **13** 87
- [24] Trimble C J, Wei M T, Yuan N F Q, et al. 2021 *NPJ Quantum Mater.* **6** 61
- [25] Yao Y, Cai R, Yang S H, Xing W, Ma Y, Mori M, Ji Y, Maekawa S, Xie X C, Han W 2021 *Phys. Rev. B* **104** 104414

# Anomalous critical supercurrent and half-integer Shapiro steps based on Josephson junction of topological insulator nanowires

Hou Yan-Liang<sup>1)2)</sup> Wang Xiang<sup>1)2)</sup> Sun Xiao-Pei<sup>1)2)</sup> Lü Li<sup>1)2)3)†</sup>

1) (Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3) (Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China)

( Received 29 October 2022; revised manuscript received 28 November 2022 )

## Abstract

Topological insulator-based Josephson junction, as a candidate device for searching for Majorana zero energy modes, has attracted much attention. One of the key issues along this direction is to fabricate Josephson junctions with high-quality interfaces, hoping to searching for  $4\pi$ -period current-phase relation in topologically non-trivial Josephson junction. In this work, the Josephson junctions based on three-dimensional topological insulator nanowires  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  and  $\text{Bi}_2(\text{Se}_x\text{Te}_{1-x})_3$  are fabricated to study their superconducting proximity effects, multiple Andreev reflections, and current-phase relations. A number of interesting phenomena are observed, including the anomalous enhancement in junctions' critical supercurrent with magnetic field, and the appearance of half-integer Shapiro steps in the ac Josephson effect. And, we discuss the possible origins of the observed anomalous behaviors in general, and their relation with the ferromagnetic layer of TiTe alloy formed at the interface between the topological insulator nanowires and the Ti buffer layer of the metallic electrodes, in particular. We provide the experimental evidence for the formation of a ferromagnetic TiTe alloy layer at the interface of our device. And, we believe that the formation of such a layer in our Josephson device breaks the time reversal symmetry, leading to the observed anomalous enhancement of the critical supercurrent with magnetic field, as well as the appearance of half-integer Shapiro steps. Our results suggest that to study the topologically non-trivial behaviors such as  $4\pi$ -period current-phase relation, one still needs to improve the interface quality of the superconductor-normal metal-superconductor type of Josephson junction devices.

**Keywords:** topological insulator nanowire, anomalous behaviors in critical supercurrent, half-integer Shapiro steps

**PACS:** 85.25.Cp, 74.50.+r, 73.63.-b, 73.40.-c

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222072

† Corresponding author. E-mail: [lilu@aphy.iphy.ac.cn](mailto:lilu@aphy.iphy.ac.cn)

## 基于拓扑绝缘体纳米线约瑟夫森结的反常临界超流增强和半整数夏皮洛台阶

侯延亮 王翔 孙晓培 吕力

### Anomalous critical supercurrent and half-integer Shapiro steps based on Josephson junction of topological insulator nanowires

Hou Yan-Liang Wang Xiang Sun Xiao-Pei Lü Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 037401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222072

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222072>

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

#### 高性能太赫兹发射: 从拓扑绝缘体到拓扑自旋电子

High-performance THz emission: From topological insulator to topological spintronics

物理学报. 2020, 69(20): 200704 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200680>

#### Li(Na)AuS体系拓扑绝缘体材料的能带结构

Band structure of topological insulator Li(Na)AuS

物理学报. 2021, 70(2): 027101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200885>

#### 电触发二氧化钒纳米线发生金属-绝缘体转变的机理

Mechanism of electrically driven metal-insulator phase transition in vanadium dioxide nanowires

物理学报. 2018, 67(17): 177201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180835>

#### 基于蜂窝晶格声子晶体的双频带声拓扑绝缘体

Dual-band acoustic topological insulator based on honeycomb lattice sonic crystal

物理学报. 2019, 68(22): 224301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190951>

#### 基于复合蜂窝结构的宽带周期与非周期声拓扑绝缘体

Broadband periodic and aperiodic acoustic topological insulator based on composite honeycomb structure

物理学报. 2020, 69(2): 024302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191454>

#### 拓扑绝缘体中的超快电荷自旋动力学

Ultrafast charge and spin dynamics on topological insulators

物理学报. 2019, 68(22): 227202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191433>