

# 第二类拓扑外尔半金属 $WP_2$ 高压超导相的常压截获<sup>\*</sup>

彭锦锋, 迟振华<sup>†</sup>, 崔田<sup>†</sup>

宁波大学物理科学与技术学院, 高压物理科学研究院, 宁波 315211

收稿日期: 2023-03-04; 接收日期: 2023-03-29

**【摘要】** 第二类拓扑外尔半金属  $WP_2$  高压下发生超导转变, 然而, 高压超导相能否在常压截获还没有相关报道. 本文对密封于金刚石对顶砧中的  $WP_2$  高压超导相在室温条件下快速卸压至不同压强, 原位测量电阻-温度曲线, 验证能否在常压截获高压超导相. 研究表明:  $WP_2$  的高压超导相可以在常压截获, 从而提供了一个通过角分辨光电子能谱和扫描隧道谱探寻马约拉纳零能模的拓扑超导体材料平台.

**关键词:** 高压, 拓扑外尔半金属, 超导电性, 常压截获

**PACS:** 07.35.+K, 74.62.Fj, 72.15.-v, 71.5.Ak

**DOI:** 10.13380/j.ltpl.2023.01.007

## Interception of High-Pressure Superconducting Phase of Type-II Topological Weyl Semimetal $WP_2$ at Ambient Pressure<sup>\*</sup>

PENG Jinfeng, CHI Zhenhua<sup>†</sup>, CUI Tian<sup>†</sup>

*Institute of High Pressure Physics, School of Physical Science and Technology, Ningbo University, Ningbo 315211*

Received date: 2023-03-04; accepted date: 2023-03-29

**【Abstract】** The type-II topological Weyl semimetal  $WP_2$  is pressurized to exhibit superconductivity. However, whether the high-pressure superconducting phase could be intercepted at ambient pressure or not is unclear. In this paper, we rapidly decompress the high-pressure superconducting phase sealed in the sample chamber of diamond anvil cell at room temperature, in order to check the possibility of interception at ambient pressure. It is demonstrated that the high-pressure superconducting phase could be intercepted at ambient pressure. The high-pressure superconducting phase intercepted at ambient pressure is a promising candidate of topological superconductor.

**Keywords:** High pressure, Topological Weyl semimetal, Superconductivity, Interception at ambient pressure

**PACS:** 07.35.+K, 74.62.Fj, 72.15.-v, 71.5.Ak

**DOI:** 10.13380/j.ltpl.2023.01.007

**Reference method:** PENG Jinfeng, CHI Zhenhua, CUI Tian, Low. Temp. Phys. Lett. **45**, 0055 (2023)

<sup>\*</sup> 宁波大学科研启动项目(批准号:ZX2022000142)和浙江省科技创新团队项目(批准号:2021R01004)资助的课题.

<sup>†</sup> chizhenhua@nbu.edu.cn; cuitian@nbu.edu.cn

## 1 引言

拓扑材料是一大类具有新奇物性的新兴量子材料,具有拓扑保护的非常平庸能带结构,涵盖拓扑(晶体)绝缘体<sup>[1, 2]</sup>、拓扑半金属<sup>[3-8]</sup>、拓扑超导体<sup>[9]</sup>.其中,拓扑半金属根据磁单极子在动量空间分布的不同,可分为狄拉克半金属<sup>[3]</sup>、外尔半金属<sup>[4]</sup>、节线半金属<sup>[5]</sup>和多重兼并费米子半金属<sup>[6-8]</sup>.其中,外尔半金属根据能带结构中导带和价带接触方式的不同,可分为第一类外尔半金属和第二类外尔半金属;根据是否具有磁性,还可为磁性外尔半金属和非磁性外尔半金属.拓扑超导体的准粒子激发-马约拉纳零能模可应用于高容错拓扑量子计算,但本征拓扑超导体在自然界中非常罕见.研究表明:通过插层引入电荷载流子施主<sup>[10]</sup>和高压<sup>[11-14]</sup>提高费米面附近态密度驱使拓扑绝缘体和拓扑半金属发生超导转变是获得拓扑超导体的有效途径.2011年,中国科学院物理研究所靳常青团队利用高压手段驱使拓扑绝缘体  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  发生超导转变<sup>[11]</sup>.2013年,K. Kirshenbaum 等人通过高压诱导拓扑绝缘体  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  发生超导转变<sup>[12]</sup>.2015年,中国科学院物理研究所孙力玲团队<sup>[13]</sup>和南京大学宋凤麟团队<sup>[14]</sup>报道了高压调控第二类拓扑外尔半金属  $\text{WTe}_2$  发生超导转变.压强、组分和磁场是调控材料性能的三个重要的热力学参数.不同于组分和磁场,压强,在不引入组分无序的前提下,缩小原子间距使得原子之间相互作用增强,减小体积使得近邻位置电子云之间重叠增强,进而提高电子跃迁动能与库仑排斥势能之比,是调控关联电子体系微观相互作用的一种连续可控的洁净物理手段.压强通过调控体系不同基态之间的竞争相互作用可诱导出演生的宏观量子现象,比如超导电性.

拓扑半金属在费米能级附近具有导带和价带的线性交叉点,呈现出包括手性反常、量子反常/自旋霍尔效应、巨磁阻、高迁移率等新奇的物理现象. $\text{WP}_2$  是一种第二类拓扑外尔半金属<sup>[15, 16]</sup>.前期工作中,我们观测到了压强诱导  $\text{WP}_2$  的超导电性,发生超导转变的临界压强在 30 GPa 左右,临界温度  $T_c$  约为 3.5 K,随着压强升高, $T_c$  单调升高,在 100

GPa 左右, $T_c$  接近 4.5 K.高压同步辐射 X 射线衍射研究表明: $\text{WP}_2$  在 0~50 GPa 压强范围内不发生一级结构相变,晶体结构对称性保持不变,即能带结构的拓扑属性保持不变,表明  $\text{WP}_2$  在 30~50 GPa 压强范围内可能是一种拓扑超导体.如果高压超导相能在常压截获,将提供一个通过角分辨光电子能谱和扫描隧道谱探寻马约拉纳零能模的拓扑超导体材料平台.本文中,我们将密封于金刚石对顶砧中的  $\text{WP}_2$  高压超导相在室温条件下快速卸压至不同压强,原位测量电阻-温度曲线,验证其超导电性是否可以在常压截获.结果表明: $\text{WP}_2$  的高压超导相可以在常压截获,相比于高压相具有更高的  $T_c$ .

## 2 实验方法

$\text{WP}_2$  单晶样品采用碘为助熔剂通过化学气相运输法生长获得.高压低温电阻测量采用金刚石对顶砧(Screw-Pressure-Type DAC, HMD, Japan),通过一对台面直径 300 微米金刚石压砧对顶挤压产生高压.首先,将一片厚度 250 微米的正方形钨片预压到厚度 25 微米,利用激光在预压后的钨片上打一个直径 300 微米的圆孔;然后,将立方氮化硼粉和环氧树脂粘接剂混合物填充到预压形成的凹坑内,再次预压到厚度 20 微米,形成致密的绝缘层;然后,将手工裁剪的 4 根厚度 5 微米的铂电极摆放在绝缘层表面,再次预压使 4 根电极附着在绝缘层表面,电极按照标准四引线法排布;最后,挑选一根长条状的样品与 4 根电极搭接,置于样品附近的红宝石球用于标定压强,加压保证样品和电极之间良好的电接触,样品和电极之间的接触布局如图 1 所示.

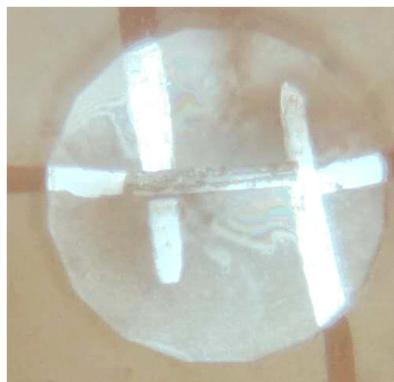


图 1 样品和电极布局图

### 3 结果与讨论

在室温条件下,将超导样品从 100.0 GPa 依次快速卸压至不同压强,原位测量的电阻-温度曲线如图 2(a)所示.显而易见,卸压至 70.0 GPa,低温有一个显著的电阻陡降,可归因于发生超导转变,临界温度  $T_c$  约为 5.5 K.继续卸压至 50.0 GPa,  $T_c$  约为 6.0 K.继续卸压至 30.0 GPa,  $T_c$  约为 6.2 K.继续卸压至常压,  $T_c$  约为 6.3 K.比较发现,加压过程中发生超导转变的临界压强在 30 GPa 左右,而卸压过程中在常压仍然具有超导电性,说明样品中压强诱导的超导转变是不可逆相变.  $T_c$  随压强降低单调递增,说明卸压导致超导电性增强.样品的正常态电阻随压强降低单调增大,表明样品正常态的金属性随压强降低逐渐减弱.卸压过程中,2 K 磁电阻-磁场曲线如图 2(b)所示.随压强降低,磁电阻从 70.0 GPa 到常压减小接近三个数量级,与图 2(a)中正常态电阻随压强降低单调增大反关联,表明正常态电阻主导着磁电阻的大小.很多材料有亚稳态和稳态两种存在形式,比如稳态的石墨和亚稳态的金刚石,稳态的白磷和亚稳态的黑磷.相比于稳态,亚稳态动力学稳定而热力学不稳定,被一个能垒所保护.利用亚稳态和稳态之间的能垒,通过迅速卸压或快速降温偏离热力学平衡条件,可截获亚稳态,比如从液态快速冷却可截获非晶态的块体金属玻璃.本实验中没有采用传压介质,样品和金刚石压砧台面直接接触,近似处于单轴压缩的受力状态,样品承受的轴向应力远高于面内应力,而应力不均匀可以显著提高亚稳态和稳态之间的能垒,能垒足够高即可以防止样品从亚稳态重新回到稳态,从而将亚稳态截获.本实验中,压强诱导的高压超导相可认为是一种亚稳态,在室温条件下,从适宜的初始压强迅速卸压至不同压强直至常压,均可以截获亚稳态的高压超导相.

超导转变的一个本征属性是迈斯纳效应,即完全抗磁性.高压磁化率测量具有很大的挑战性,可通过测量外磁场中的电阻转变提供抗磁性的间接证据.为了证实图 2(a)中低温下的电阻转变起源于超导转变,对卸压至 60.0 GPa 的样品进行了外磁场中的电阻-温度曲线测量.如图 3(a)所示,随外磁场

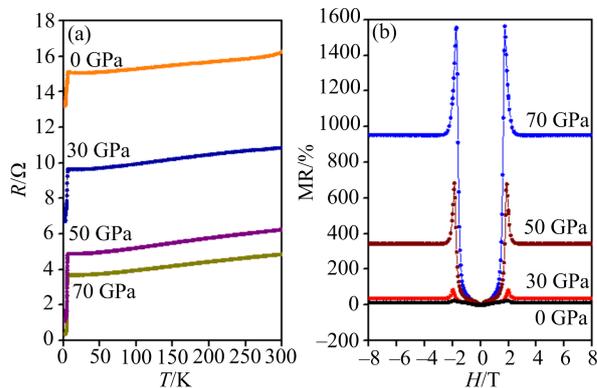


图 2 卸压过程中的电阻-温度曲线和 2 K 磁电阻-磁场曲线

强度增加,发生电阻转变的温度逐渐降低,外磁场对电阻转变有显著的压制作用,说明超导电性逐渐被外磁场破坏,间接表明低温下的电阻转变起源于超导转变.样品的临界磁场-临界温度曲线如图 3(b)所示,利用 Ginzburg-Landau (G-L) 方程拟合得到样品的零温上临界磁场为 2.42 T,远小于 Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 弱耦合泡利顺磁极限场  $1.84T_c = 11.04$  T.泡利极限场的大小取决于超导电子库伯对拆开进入正常态所需的塞曼能,  $WP_2$  中起源于大原子序数  $W$  的强自旋-轨道耦合效应显著提高了泡利顺磁配对拆开所需能量,远低于泡利顺磁极限场的零温上临界磁场表明:  $WP_2$  中压强诱导的超导电性起源于以声子为媒介的电子配对,即  $WP_2$  属于经典 BCS 理论框架内的常规电子-声子耦合超导体,与等结构的第二类拓扑外尔半金属  $WTe_2$  中压强诱导的超导电性起源相同.

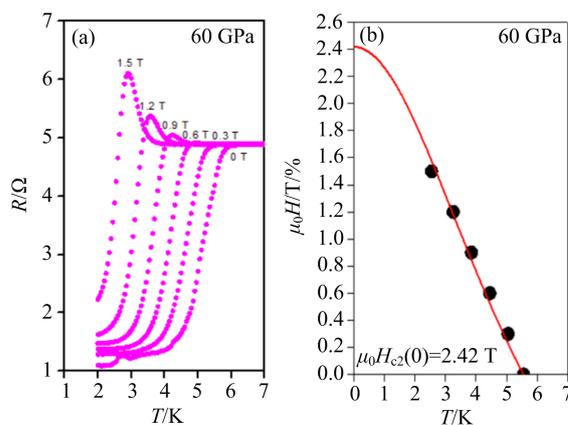


图 3 卸压至 60 GPa 所截获高压超导相的上临界磁场

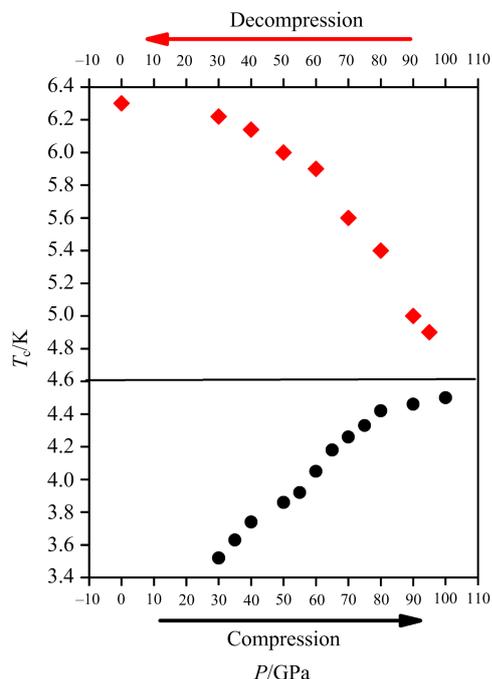


图4 加压和卸压过程中超导转变临界温度  $T_c$  随压强的演化

加压和卸压过程中,超导转变临界温度  $T_c$  随压强的演化如图4所示. 加压过程中,样品在30 GPa附近开始发生超导转变. 随压强增大,超导转变临界温度  $T_c$  单调升高,在100 GPa附近升高到约为4.5 K. 卸压过程中,随压强减小,超导转变临界温度  $T_c$  单调升高,常压升高到约为6.3 K. 显而易见,加压和卸压过程中,超导转变临界温度  $T_c$  随压强的演化呈相反的趋势,相比于加压,卸压显著提高了  $T_c$ , 增强了超导电性.

#### 4 结 论

本文主要探索了第二类拓扑外尔半金属  $WP_2$  高压超导相的常压截获. 研究表明:  $WP_2$  中压强诱导的超导电性可以维持到常压,即压强诱导形成的亚稳态的高压超导相可以在常压截获,提供了一个通过角分辨光电子能谱和扫描隧道谱探寻马约拉纳零能模的材料平台.

#### 参 考 文 献

- [1] M. Z. Hasan, C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.*, **82** (2010), 3045
- [2] L. Fu, *Phys. Rev. Lett.*, **106**(2011), 106802
- [3] Z. H. Zhu, J. E. Hoffman, *Nature*, **513**(2014), 319
- [4] S. Jia, S.-Y. Xu, M. Zahid Hasan, *Nat. Mater.*, **15** (2016), 1140
- [5] A. A. Burkov, M. D. Hook, L. Balents, *Phys. Rev. B*, **84** (2011), 235126
- [6] B. Bradlyn, J. Cano, Z. J. Wang, M. G. Vergniory, C. Felser, R. J. Cava, B. A. Bernevig, *Science*, **353** (2016), aaf5037
- [7] Z. M. Zhu, G. W. Winkler, Q. S. Wu, J. Li, A. A. Soluyanov, *Phys. Rev. X*, **6**(2016), 031003
- [8] B. J. Wieder, *Nat. Phys.*, **14**(2018), 329
- [9] M. Sato, Y. Ando, *Rep. Prog. Phys.*, **80**(2017), 076501
- [10] M. Kriener, K. Segawa, Z. Ren, S. Sasaki, Y. Ando, *Phys. Rev. Lett.*, **106**(2011), 127004
- [11] J. L. Zhang, S. J. Zhang, H. M. Weng, W. Zhang, L. X. Yang, Q. Q. Liu, S. M. Feng, X. C. Wang, R. C. Yu, L. Z. Cao, L. Wang, W. G. Yang, H. Z. Liu, W. Y. Zhao, S. C. Zhang, X. Dai, Z. Fang, C. Q. Jin, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **108** (2011), 24
- [12] K. Kirshenbaum, P. S. Syers, A. P. Hope, N. P. Butch, J. R. Jeffries, S. T. Weir, J. J. Hamlin, M. B. Maple, Y. K. Vohra, J. Paglione, *Phys. Rev. Lett.*, **111**(2013), 087001
- [13] D. F. Kang, Y. Z. Zhou, W. Yi, C. L. Yang, J. Guo, Y. G. Shi, S. Zhang, Z. Wang, C. Zhang, S. Jiang, A. G. Li, K. Yang, Q. Wu, G. M. Zhang, L. L. Sun, Z. X. Zhao, *Nat. Commun.*, **6**(2015), 7804
- [14] X. C. Pan, X. L. Chen, H. M. Liu, Y. Q. Feng, Z. X. Wei, Y. H. Zhou, Z. H. Chi, L. Pi, F. Yen, F. Q. Song, X. G. Wan, Z. R. Yang, B. G. Wang, G. H. Wang, Y. H. Zhang, *Nat. Commun.*, **6**(2015), 7805
- [15] M.-Y. Yao, N. Xu, Q. S. Wu, G. Autes, N. Kumar, V. N. Strocov, N. C. Plumb, M. Radovic, O. V. Yazyev, C. Felser, J. Mesot, M. Shi, *Phys. Rev. Lett.* **122** (2019), 176402
- [16] G. Autès, D. Gresch, M. Troyer, A. A. Soluyanov, O. V. Yazyev, *Phys. Rev. Lett.* **117**(2016), 066402