

探索“手征电子学” ——第二类外尔半金属的手征输运

王瑶佳¹ 王锐¹ 卢海舟² 缪峰^{1,†}

(1 南京大学物理学院 南京 210093)

(2 南方科技大学物理系 深圳 518055)

2017-01-14收到

† email: miao@nju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20170205

1929年,物理学家 Hermann Weyl 理论预言了一种质量为零的相对论性费米子,称为“外尔费米子”^[1]。独特的是,这种费米子具有两种不同的类型,可以用“手征”来表示,其中一种费米子的自旋和动量方向平行,而另一种费米子相反,称它们分别具有“右手”和“左手”手征,如同人的左手和右手一样,具有镜像对称性。通常人们研究的费米子“右手”和“左手”手征分量是无法分离的,因此如果在实验上能够实现两种外尔费米子的分离,将可能观测到新的物理现象,也将为探索“手征电子学”和发展下一代低功耗信息器件提供新的契机。

最初人们一直在高能物理中寻找外尔费米子,中微子曾经被认为是外尔费米子,但后来发现中微子有质量,寻找外尔费米子的道路变得更加坎坷。理论预言近80年后,凝聚态物理中拓扑能带理论的发展给人们带来了新的希望。在固体材料中,电子的运动会受到晶格周期势场的影响,同时受到其他电子的相互作用。而在某些特殊晶格中,电子的集体行为可以用一种新的“准粒子”来描述。随后的研究发现,在一些破坏空

间或时间反演对称性的固体材料中,如果能带中导带和价带相交于一点,那么在交点处满足线性色散关系的低能准粒子可以等效地对应于高能物理中的无质量外尔费米子。2011年,南京大学万贤刚教授首次预言了第一种存在外尔费米子的固体材料 $\text{Y}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ ^[2],该材料具有磁性,但由于磁性会影响实验上对外尔点的观测,不容易证实外尔费米子的存在。2015年,中国科学院物理研究所^[3]以及 Princeton 大学^[4]的物理学家们终于在破坏空间反演对称性的固体材料 TaAs 中发现了外尔费米子,具有外尔费米子的固体材料称为外尔半金属。自此,越来越多的理论和实验工作迅速开展起来。

以 TaAs 为代表的外尔半金属中,外尔点附近的能带是直立的“X”型锥体,费米子满足洛伦兹对称性,称为“第一类外尔费米子”。而随后理论预言,在凝聚态领域可以存在另一种新型的外尔费米子,由于外尔点附近能带发生严重的倾斜,从而打破洛伦兹对称性,称为“第二类外尔费米子”,对应的拓扑材料为“第二类外尔半金属”(图1)。第一个被预言的第二类外尔半金属材料是 WTe_2 ^[5],随后有多种材料被预言(MoTe_2 等)。第二类外尔半金属具有和第一类外尔半金属相似的拓扑保护的不闭合表面态(费米弧),由于第二类外尔点附近的能带发生了显著的倾斜,理论预言会诱导各向异性的负磁阻效应等新奇量子现象,从而受到了广泛的关注。

理论上,负磁阻产生的机理是来源于手征外尔费米子在外尔点处独特的“磁单极”,这种“磁单极”存在于动量空间,其产生的“磁场”被称作贝里曲率(Berry curvature),当材料中外加磁场 \mathbf{B} 和电场 \mathbf{E} 满足 $\mathbf{B} \cdot \mathbf{E} \neq 0$ 时,贝里曲率将会导

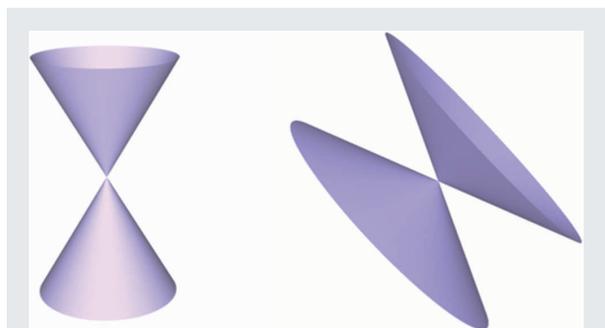


图1 两种类型的外尔点周围能带:直立锥体(第一类外尔点),倾斜锥体(第二类外尔点)

致手征相反的外尔点之间出现电荷转移引起手征电势不平衡(手征反常),在输运上则会诱导出电流,贡献正的手征电导,也就对应产生负的磁电阻^[6]。负磁阻随磁场和电场的角度变化非常敏感,当 $B//I$ 时负磁阻最强,同时手征电导满足: $\sigma \propto \frac{B^2}{\mu^2}$,其

中 μ 为费米能到外尔点的能量差,所以费米能越靠近外尔点,负磁阻越强。理论上第一类和第二类外尔半金属在输运上都具有负磁阻效应。但是两者能带上的区别导致负磁阻效应有极大的不同。对于第一类外尔半金属,在空间各个方向都能观测到负磁阻效应,这已经在TaAs^[7, 8]等材料中得到观测;而对于第二类外尔半金属,负磁阻有很强的各向异性,它只能在特殊的方向观测到,其他方向上负磁阻会消失而具有正磁阻。因此,观测负磁阻的各向异性也是输运实验上判断第二类外尔点存在的关键证据。

最近,我们课题组利用高质量的WTe₂薄膜,首次观测到了第二类外尔半金属对应的各向异性负磁阻效应,通过电学运输的方法证明了WTe₂属于第二类外尔半金属^[9]。WTe₂是一种层状结构的过渡金属硫族化合物,最早由于实验上观察到的巨大不饱和磁阻已经受到了广泛的关注。其面内两个晶向相互垂直(a, b 轴),由于 a 轴方向钨链的形成,导致很强的面内各向异性,如图2(a)所示。在这两个特征晶向中,理论上负磁阻可以在 b 轴方向观测到,而在 a 轴方向上观测不到。

通常块体的WTe₂由于具有很强的正纵向磁电阻($B//I$ 时的磁电阻),会掩盖掉手征反常引起的负磁阻,因此实验上很难在块体WTe₂中观测到负磁阻效应。而WTe₂层状结构的优势,使得其可以很容易通过机械剥离的方法得到薄膜,薄膜WTe₂的

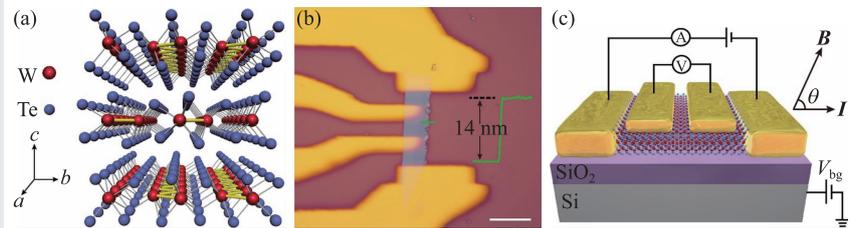


图2 WTe₂器件的结构与测量示意图 (a)WTe₂的晶格结构,其中黄色金属链为 a 轴方向;(b)薄膜器件结构图,样品厚度通过原子力显微镜确定为14 nm;(c)器件模型和四端法磁阻测量示意图

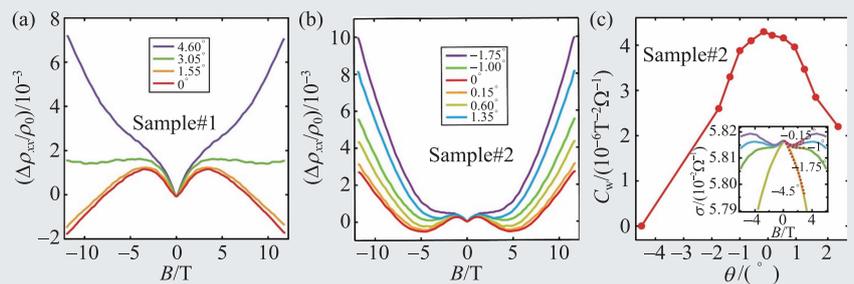


图3 角度依赖的负磁阻现象 (a—b)两类代表性样品Sample #1和#2中角度依赖的负磁阻现象;(c)Sample #2手征反常参量 C_w 在磁场和电流平行时(0°)最大,插图为负磁阻的实验数据曲线(实线)和拟合曲线(虚线)的对比

正纵向磁阻相比块体来讲减弱很多,从而有利于负磁阻的观测。另外,WTe₂的能带结构在很薄层(7 nm以下)会发生明显变化,外尔点可能消失掉,因此负磁阻效应需要在合适的样品厚度下观测。我们在实验中发现,研究WTe₂手征输运特性的样品理想厚度为7—15 nm,这种厚度下正磁阻可以得到有效抑制,同时仍然能保证外尔点的存在。在选择合适厚度薄膜的前提下,为了避免在制作器件时引入额外的掺杂,我们采用可校准掩模蒸镀技术制作出高质量的WTe₂薄膜器件(图2(b))。

实验中,通过四端法测量(图2(c)),成功在 b 轴器件中观测到了负磁阻效应,负磁阻随磁场 B 和电流 I 的夹角变化非常敏感,当 $B//I$ 时负磁阻最强,而稍微改变两者夹角负磁阻则很快消失(图3(a), (b)),这些特征都符合手征反常引起的负磁阻的特点。为了对负磁阻进行量化分析,我们采用了手征反常相关的半经典公式进行拟合,发现实验数据很好地符合手征反常公式,并且得到的手征反常参量 C_w 同样随角度变化非常敏感(图3(c))。同时实验中也仔细排除了其他效应的影响,从而说明所观测到的负磁阻是由外尔半金属中的手

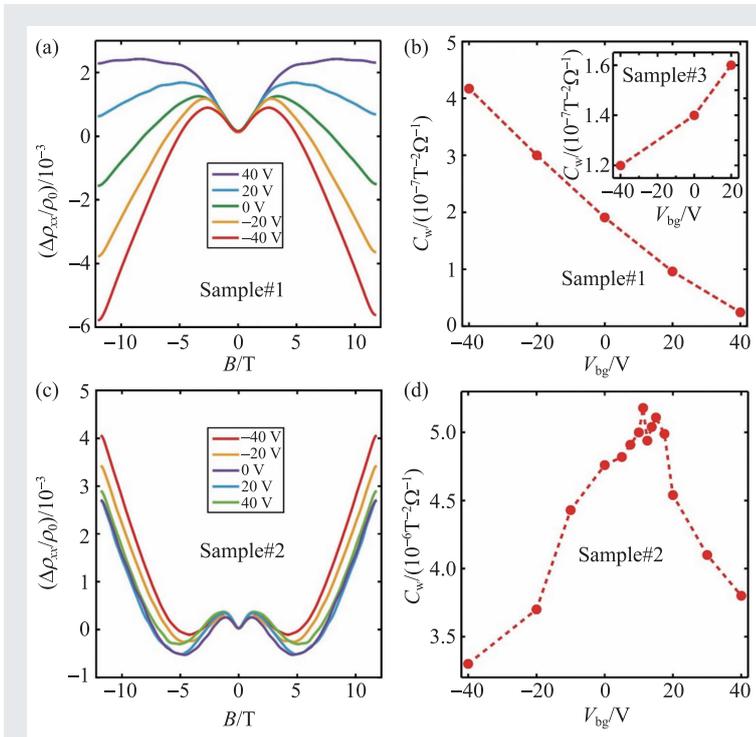


图4 外场栅压调控 (a)Sample #1 栅压调控下的负磁阻, 随栅压增大负磁阻逐渐减弱; (b)Sample #1 和#3 中手征反常参量随栅压增大分别减小和增大; (c-d) Sample #2 栅压调控下的负磁阻; 手征反常参量在 10—17.5 V 栅压之间达到极大值

征反常导致。另外, 为了验证 WTe_2 中负磁阻的各向异性特征, 我们同时对 a 轴器件进行测量, 发现负磁阻效应在 a 轴器件中消失, 从而有力地验证了 WTe_2 作为第二类外尔半金属的手征输运特点。

前面的理论指出, 负磁阻效应在外尔点附近最强, 所以验证负磁阻和外尔点的关系是输运中证明外尔点存在的关键。而薄膜器件相比块体器件有一个重要优势在于, 薄膜器件可以通过外场调控对费米面进行原位调节。利用此特点, 我们

通过施加外场栅压调节, 研究负磁阻随栅压的变化。实验中发现, 当栅压从负偏压增大到正偏压时, 有的样品 (Sample #1) 中负磁阻逐渐变弱 (图 4(a)), 而有的样品 (Sample #3) 中负磁阻变强, 两者对应的手征反常参量分别单调减小或增大 (图 4(b)), 由理论可知这些样品中的费米能分别在外尔点以上或外尔点以下调节。另外, 我们在一些样品 (Sample #2) 中发现, 负磁阻在栅压变化范围内达到了极大值 (图 4(c), (d)), 这个特征有力地说明费米能通过栅压调节经过了外尔点 (本期封面图)。这一系列栅压调节实验为验证 WTe_2 为第二类外尔半金属提供了充足的证据, 也是对于目前所有已知的第一类和第二类外尔半金属, 第一次实现栅压可控调节费米能经过外尔点的电子输运实验。

值得一提的是, 在我们工作取得进展的同时, 一些课题组在 $MoTe_2$ ^[10-14]、 WTe_2 ^[15-18]、 $Mo_xW_{1-x}Te_2$ ^[19] 等材料中利用角分辨光谱仪 (ARPES) 开展了实验上对第二类外尔半金属费米弧的观测, 并取得了重要成果 (代表性成果包括最近清华大学研究组发表的相关工作^[10])。

我们这一工作近日发表在 *Nature Communications* 上^[9]。该工作不仅在凝聚态物理中为原位研究第二类外尔费米子提供了可通用的实验手段, 并且对拓扑及手征电子的应用研究有着重要的意义。

参考文献

- [1] Weyl H. *Zeitschrift für Physik*, 1929, 56: 330
- [2] Wan X G, Turner A M, Vishwanath A *et al.* *Phys. Rev. B*, 2011, 83: 205101
- [3] Lv B Q *et al.* *Phys. Rev. X*, 2015, 5: 031013
- [4] Xu S Y *et al.* *Science*, 2015, 349: 613
- [5] Soluyanov A A *et al.* *Nature*, 2015, 527: 495
- [6] Son D T, Spivak B Z. *Phys. Rev. B*, 2013, 88: 104412
- [7] Huang X *et al.* *Phys. Rev. X*, 2015, 5: 031023
- [8] Zhang C L *et al.* *Nat. Commun.*, 2016, 7: 10735
- [9] Wang Y *et al.* *Nat. Commun.*, 2016, 7: 13142
- [10] Deng K *et al.* *Nat. Phys.*, 2016, 12: 1105
- [11] Tamai A *et al.* *Phys. Rev. X*, 2016, 6: 031021
- [12] Huang L *et al.* *Nat. Mater.*, 2016, 15: 1155
- [13] Xu N *et al.* <https://arxiv.org/abs/1604.02116> (2016)
- [14] Aiji Liang J H S N *et al.* <https://arxiv.org/abs/1604.01706> (2016)
- [15] Wang C *et al.* *Phys. Rev. B*, 2016, 94: 241119(R)
- [16] Wu Y *et al.* *Phys. Rev. B*, 2016, 94: 121113(R)
- [17] Bruno F Y *et al.* *Phys. Rev. B*, 2016, 94: 121112(R)
- [18] Anchez-Barriga J S *et al.* *Phys. Rev. B*, 2016, 94: 161401(R)
- [19] Belopolski I *et al.* *Nat. Commun.*, 2016, 7: 13643