

专题：拓扑物理前沿与应用

拓扑半金属 ZrSiSe 器件中面内霍尔效应的观测*

韦博元 步海军 张帅 宋凤麒†

(南京大学物理学院, 固体微结构国家重点实验室, 人工微结构科学与技术协同创新中心, 南京 210093)

(2019 年 10 月 2 日收到; 2019 年 11 月 6 日收到修改稿)

拓扑半金属中的手性反常通常是用负磁阻来检测. 然而, 手性反常导致的负磁阻对磁场和电流的夹角比较敏感, 这给测量带来了挑战. 最近, 作为一种新兴实验手段, 面内霍尔效应被越来越多地应用于拓扑半金属中手性反常的探测. 本文通过将拓扑 Nodal-line 半金属 ZrSiSe 块体机械剥离制备成的介观器件, 对其面内霍尔效应进行了测量并探究其起源. 尽管测量数据与拓扑半金属中手性反常导致的面内霍尔效应理论公式拟合得很好, 但各向异性磁电阻的分析结果表明, 负磁阻并不存在. 更进一步地, 根据最近报道提出手性反常存在的判据, 在一个手性反常主导的系统中, 以磁场和电流夹角为参数的 $R_{xx} - R_{yy}$ 关系曲线呈现为随磁场变化的一系列同心圆, 而在本文 ZrSiSe 器件的输运实验中, 表现为非同心圆的形式. 结合分析, 本文排除了手性反常的存在, 并推断各向异性磁电阻才是其面内霍尔效应的起因.

关键词: 拓扑半金属, 面内霍尔效应, 手性反常

PACS: 72.15.Gd, 73.23.-b, 73.43.Qt

DOI: 10.7498/aps.68.20191501

1 引言

近年来, 作为探索固体中奇异准粒子激发的绝佳平台, 拓扑材料一直是凝聚态物理的研究热点^[1-6]. 拓扑半金属 (topological semimetal, TSM) 作为拓扑材料的重要组成部分, 因其电子态的非平庸行为带来的众多新奇物理现象而备受研究者们关注^[7-19]. 在 Dirac 半金属中费米面附近, 四重简并的能带交叉点被称为 Dirac 点, 并受空间和时间反演对称性保护^[7,20,21]. 当时间或空间反演对称性被破坏时, Dirac 点将会分裂为二重简并的两个手性相反的 Weyl 点^[22,23], 形成 Weyl 半金属. Weyl 半金属的一个奇异特性是手性反常^[24-26], 它会导致负磁阻 (negative magnetoresistance, NMR) 的出现^[27,28], 输运上也因此将 NMR 作为证实很多 TSM 拓扑特

性的有效实验手段. 手性反常导致 NMR 的机制是在平行电场和磁场作用下, 手性电荷在一对 Weyl 点之间抽运, 产生手性电流, 当磁场增大时, 可以观察到 NMR. 由于外加磁场下 Dirac 半金属破坏了时间反演对称性形成 Weyl 半金属, NMR 同理也应可以被观测到. 然而, 手性反常导致的 NMR 对角度具有极高的敏感性, 同时正的轨道磁电阻也会掩盖掉可能存在的 NMR. 另外, 其他机制, 如 current jetting, 弱局域化效应等, 也可以导致 NMR 的出现^[29,30]. 因此, 需要新的实验手段来验证 TSM 中手性反常是否存在.

最近, 利用面内霍尔效应 (planar Hall effect, PHE) 来探测 TSM 中手性反常以及非平庸 Berry 曲率被理论提出来, 相关实验工作也陆续报道出来^[31-35]. 然而, PHE 的产生同样也有其他机制, 比如铁磁金属中磁有序和自旋轨道耦合 (spin-orbital

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303203)、国家自然科学基金 (批准号: 91622115, 11522432, 11574217, U1732273, U1732159, 61822403, 11874203, 11904165, 11904166) 和江苏省自然科学基金 (批准号: BK20160659) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: songfengqi@nju.edu.cn

coupling, SOC) 相互作用^[36], 平面轨道磁电阻等^[33], 也可以导致 PHE. 换言之, PHE 不是手性反常乃至 TSM 存在的充分条件. 因此, 有必要对目前实验证实的 TSM 进行 PHE 观测并需要详细的分析来确认其来源.

本文对拓扑 Nodal-line 半金属 ZrSiSe 进行了 PHE 观测, 并探索了其成因. 经过系统的分析, 排除了手性反常导致的 PHE 的可能, 并论证了平面内各向异性磁电阻 (anisotropic magnetoresistance, AMR) 才是其成因. 结果表明, 对于 TSM, 手性反常并非 PHE 的唯一起源, 当系统中存在平面 AMR 时, PHE 也可以被观测到.

2 拓扑半金属的 PHE 理论

PHE 最早在铁磁金属中发现, 它源于铁磁金属中的 SOC. 最近的理论表明, TSM 中手性反常

同样可以导致 PHE 的出现, 并且霍尔电阻率和纵向电阻率信号满足以下形式^[37]:

$$\rho_{yx}^{\text{PHE}} = -\Delta\rho^{\text{chiral}}\sin\theta\cos\theta, \quad (1a)$$

$$\rho_{xx} = \rho_{\perp} - \Delta\rho^{\text{chiral}}\cos^2\theta, \quad (1b)$$

其中 ρ_{yx}^{PHE} 表示面内霍尔电阻率, $\Delta\rho^{\text{chiral}} = \rho_{\perp} - \rho_{\parallel}$ (ρ_{\perp} 和 ρ_{\parallel} 分别表示磁场垂直和平行于电流方向时的电阻率) 表示手性反常导致的各向异性电阻率, ρ_{xx} 表示磁场方向在样品平面旋转时角度依赖的纵向电阻率. 由于纵向电阻率 $\rho = RL/S$ (R 表示纵向电阻, S 表示样品横截面积, L 表示样品两个纵向电极之间的距离), 角度依赖的面内霍尔电阻和各向异性电阻分别满足与 (1a) 式和 (1b) 式相同的形式. 可以看到, 与霍尔效应的面外磁场的转角测量结果不同, PHE 的周期为 180° , 而且霍尔电阻的峰与谷分别出现在 135° 和 45° 处.

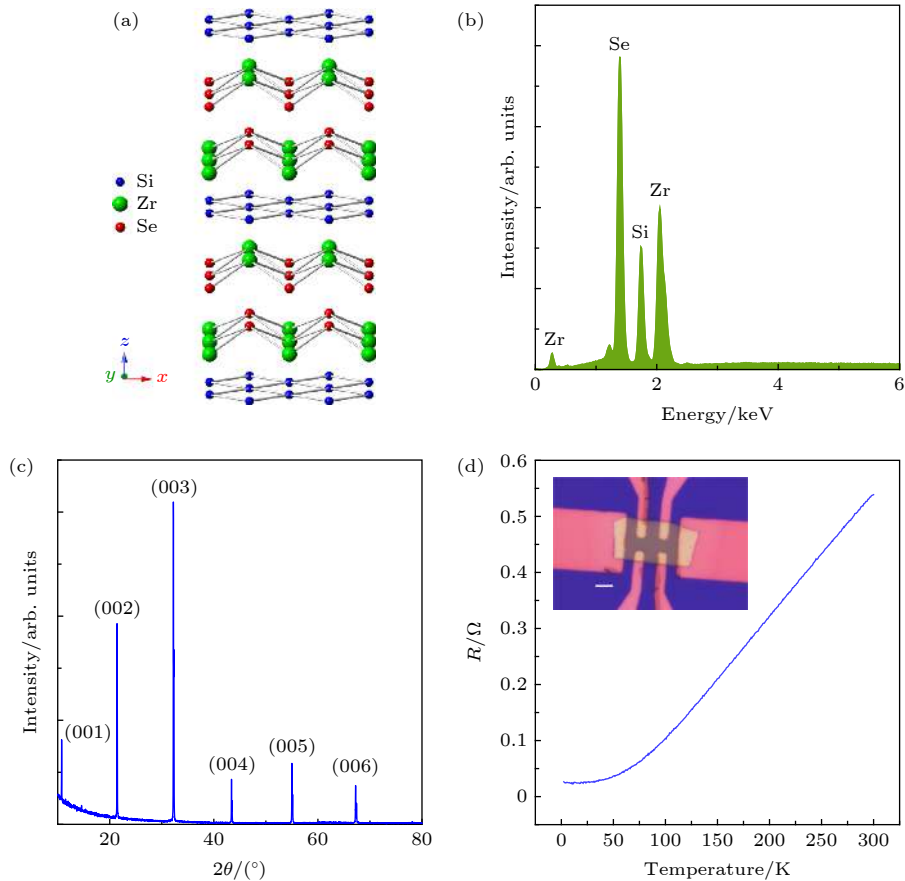


图 1 ZrSiSe 单晶及纳米片的表征 (a) ZrSiSe 的晶体结构; (b) ZrSiSe 晶体的 EDS 谱; (c) ZrSiSe 晶体 (00*n*) 面的 X 射线衍射谱; (d) 零磁场下 ZrSiSe 纳米片电阻随温度的变化曲线. 内插图是纳米片器件的光学图, 其中白色基准尺为 5 μm

Fig. 1. The characterization of the ZrSiSe single crystals and nanoflakes: (a) The crystal structure of ZrSiSe; (b) the EDS spectrum of ZrSiSe crystal; (c) the single crystal X-ray-diffraction data of the (00*n*) surfaces of the sample; (d) the resistance varies with temperature at zero field. The inset is the optical graph of ZrSiSe flake device, and the white scale bar is 5 μm .

3 实验及测量结果

3.1 ZrSiSe 块体及纳米片的基本表征

ZrSiSe 块体通过化学气相运输的方法生长得到, 气相运输剂采用的是碘单质^[15]. ZrSiSe 晶体的空间群为 $P4/nmm$, 是由两组镜面对称的 ZrSe 层夹着一层 Si 层, 沿着 c 轴通过范德瓦耳兹力堆叠而成, 如图 1(a) 所示, 属于典型的层状材料. 图 1(b) 是 ZrSiSe 单晶块体的能量色散谱 (energy dispersive spectrum, EDS), 测量得到 Zr, Si 和 Se 三种元素的原子数比例非常接近于 1:1:1. 之后对晶体进行了 X 射线衍射分析, 结果如图 1(c) 所示, 可以清楚地看到各 $(00n)$ 衍射峰, 并且没有其他的杂质峰出现, 表明块体具有较高的晶体质量.

3.2 ZrSiSe 纳米片的 SdH 振荡

通过机械剥离的方法, 在覆有 300 nm 二氧化

硅层的硅片上得到了 ZrSiSe 薄层纳米片. 经过标准的紫外光刻, 我们在纳米片上制备了金电极. 在沉积电极之前, 需要对光刻好的样品进行了氩离子刻蚀, 以除去由于空气中的水氧造成的退化层, 来保证器件的导通性.

图 1(d) 是零场下样品一 (记为 S1) 中纳米片电阻随温度的变化曲线, 其中内插图是 ZrSiSe 纳米片器件的光学图像. 可以看到, 在整个变温过程中, 样品始终表现金属性, 剩余电阻比为 22. 为了进一步探究纳米片的性质, 我们又测量了 S1 在不同温度下的磁阻与霍尔电阻. 如图 2(a) 所示, 在磁场超过 6 T 时, 样品的磁阻 R_{xx} 表现出明显的 SdH 振荡. 在最低温 1.8 K, 最高磁场 14 T 时, 磁阻比达到了 4000%. 通过扣除平滑背景, 可以得到不同温度下磁阻振荡分量关于 $1/B$ 的变化曲线, 如图 2(b) 所示. 经过快速傅里叶变换, 得到 210 T 的振荡频率, 如图 2(c) 所示, 这与文献中报

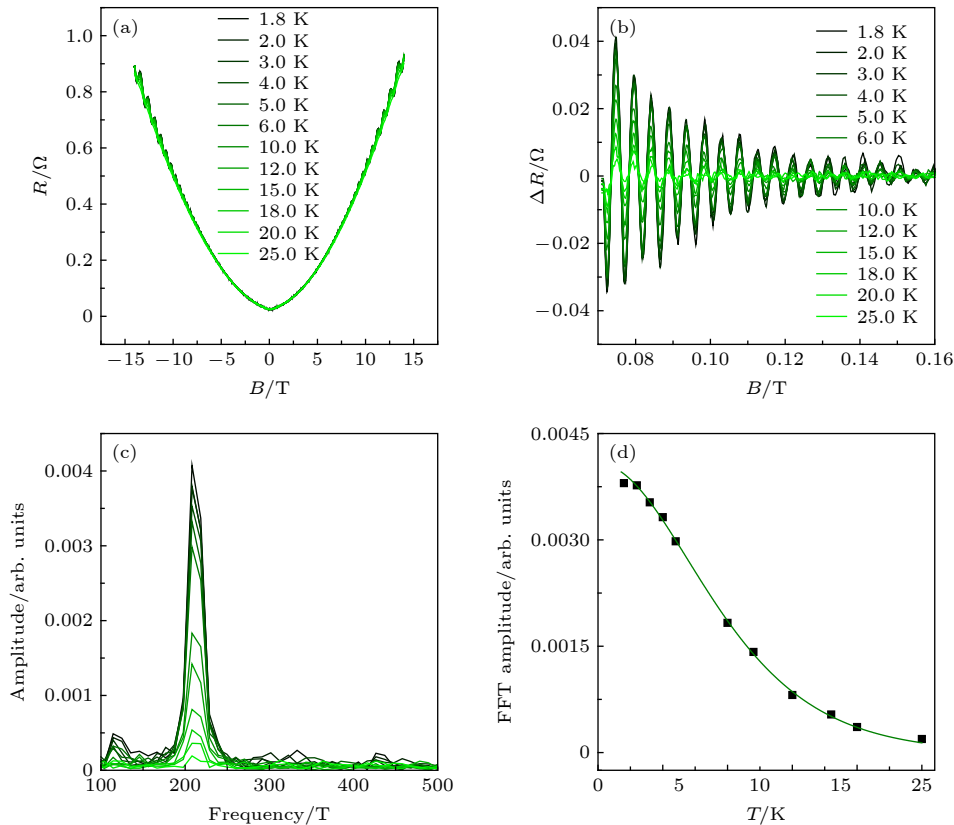


图 2 ZrSiSe 纳米片的 SdH 振荡 (a) 垂直磁场下 ZrSiSe 纳米片在不同温度下的磁阻; (b) 提取到的磁阻关于 $1/B$ 的 SdH 振荡; (c) 图 (b) 中振荡的快速傅里叶变换; (d) 图 (c) 中随温度变化的 FFT 振幅. 实线是利用 Lifshitz-Kosevich 公式进行的拟合, 得到有效质量为 $0.13 m_e$.

Fig. 2. The SdH oscillations of ZrSiSe nanoflakes: (a) Magnetoresistance of ZrSiSe nanoflakes under perpendicular magnetic field at different temperatures; (b) the extracted SdH oscillations of magnetoresistance versus $1/B$; (c) fast Fourier transformation spectra of the oscillation in (b); (d) the temperature dependence of FFT amplitude in (c). The solid line is a fit to the Lifshitz-Kosevich formula and gives the cyclotron effective mass of $0.13 m_e$.

道的块体测量结果一致^[15]. 另外, 我们发现在接近 115 T 的位置, 还存在一个微小的振荡峰. 为了得到载流子的有效质量, 利用 $\Delta R \propto 2\pi^2 [(k_B T / (\hbar v_c)) / \sinh [2\pi^2 (k_B T / (\hbar v_c))]]$ 拟合了 SdH 振幅 ΔR 随温度的变化曲线. 这里 k_B 表示玻尔兹曼常数, \hbar 表示约化普朗克常数. 如图 2(d) 所示, 最终可得到载流子有效质量为 $m^* = 0.13 m_0$, 这个值与文献报道的结果比较接近^[14].

3.3 ZrSiSe 纳米片的 PHE 及 AMR 的测量

之后利用样品二 (记为 S2), 通过转角测量来获得 PHE 及 AMR 数据, 相应的器件测量的几何构置如图 3(b) 的内插图所示. 两个纵向的电极用来测量纵向电阻, 横向的两个电极用来测量面内霍尔电阻, 施加的磁场绕着 c 轴在样品平面旋转, θ 定义为磁场方向与电流方向的夹角. 首先应当注

意到实际测量过程中可能存在的几种误差. 第一, 磁场很难保证完全在样品平面内旋转, 平面外的磁场分量总是客观存在的, 这将导致一部分普通的霍尔电阻混在面内霍尔电阻 R_{yx} 中. 为了排除普通霍尔的贡献, 我们测量了正负场的信号然后取均值. 第二, 两个霍尔电极在纵向方向上可能存在微小间距, 这样将导致平面内的 AMR 以及平面外纵向磁电阻分量. 前一项的贡献随角度有 $\cos^2\theta$ 的依赖关系, 如果对数据进行 $R_{yx} = (R_{yx}(\theta) - R_{yx}(\pi - \theta)) / 2$ 的处理, 可以被排除. 后一项由于是 $\cos^2(\theta + \delta)$ 的角度依赖关系, 并且 δ 随机地依赖于电流和磁场方向间的几何关系, 因此处理起来比较麻烦. 测量得到的 PHE 数据清楚地显示峰值与谷值分别在接近 135° 和 45° 处, 因此随机的 δ 偏差角度带来的面外磁阻分量可以忽略不计. 排除掉以上提到的所有可能的误差后, 得到了本征的 PHE 曲线, 如图 3(a)

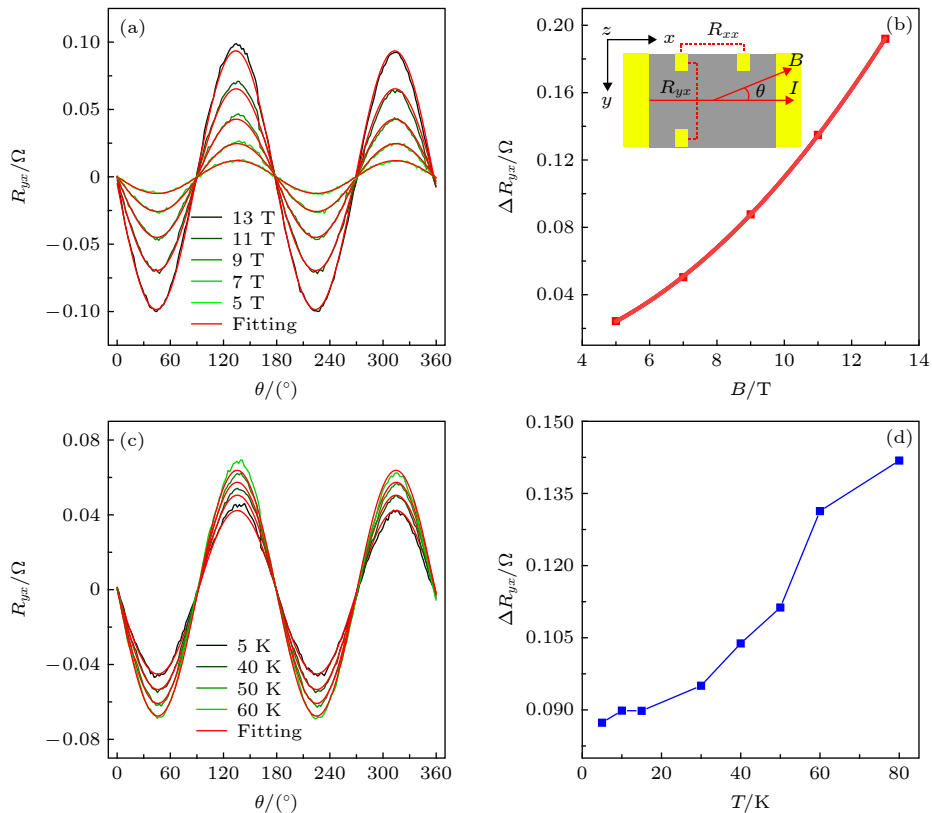


图 3 ZrSiSe 纳米片中 PHE 的观测 (a) $T = 2$ K 时, 不同磁场下的 PHE 以及相应的拟合曲线; (b) $T = 2$ K 时, PHE 振幅随磁场强度大小的变化. 内插图是 PHE 测量的器件示意图; (c) $B = 9$ T 时, 不同温度下的 PHE 以及相应的拟合曲线; (d) $B = 9$ T 时, PHE 振幅随温度的变化

Fig. 3. PHE measurement in ZrSiSe nanoflakes: (a) The measured PHE and the corresponding fitting curves under different B fields when the temperature is 2 K; (b) the amplitude of PHE varies with magnetic field when temperature is 2 K. The inset displays the schematic of the device configuration for PHE measurement; (c) angle dependence of the planar Hall resistance taken at different temperatures when the field is 9 T; (d) the amplitude of PHE varies with temperature when the field is 9 T.

所示. 可以看到, PHE 曲线周期为 180° , 峰值和谷值出现的位置分别在 135° 和 45° 处, 可以用 (1a) 式很好地拟合. 注意到拟合可以得到不同磁场下一系列的 ΔR_{yx} 值. (1a) 式中的各向异性电阻率 $\Delta\rho$ 与换算成电阻后的各向异性电阻 ΔR 相对应, 这里拟合得到的 ΔR_{yx} 用来指代 ΔR . ΔR_{yx} 关于磁场的变化曲线如图 3(b) 所示. 图中实线是对数据点的幂函数拟合, 拟合得到的幂指数为 2.15, 这与手性反常导致的 AMR 随磁场的二次依赖关系的情况有所偏离 [38]. 另外, 温度也是影响也会影响 ΔR_{yx} . 图 3(c) 是在磁场为 9 T 时 S2 的 PHE 在不同温度下的变化曲线. 可以看到, 一直到 80 K, 依然可以看到明显的 PHE. 利用与 (1a) 式形式相同的各向异性电阻的公式, 同样可以拟合得到不同温度下的 ΔR_{yx} , 它随温度的变化曲线如图 3(d) 所示. 可以看到, 在 1.8—60 K 的过程中, ΔR_{yx} 大小随温度

迅速增加, 之后在更高的温度下增长速度逐渐减小.

各向异性电阻 ΔR 也可以通过角度依赖的纵向电阻来拟合得到, 并帮助判断样品 PHE 是源于手性反常还是仅仅由其他原因导致的普遍现象. 图 4(a) 是 S2 在温度为 2 K 时不同磁场下与 PHE 同时测量得到的平面 AMR 以及拟合曲线 (红线表示). 可以看到, 平面 AMR 的周期同样为 180° . 注意到随着磁场强度的增加, R_{xx} 的振幅迅速增加, 利用与 (1b) 式形式相同的各向异性磁电阻的公式进行数据拟合可以得到一系列随磁场改变的 ΔR_{xx} 值, 这里 ΔR_{xx} 同样对应于各向异性电阻 ΔR . 利用幂函数对其拟合, 可以得到幂指数为 1.78, 即 $\Delta R_{xx} \propto B^{1.78}$, 如图 4(b) 所示, 同样偏离手性反常导致的 AMR 的结果.

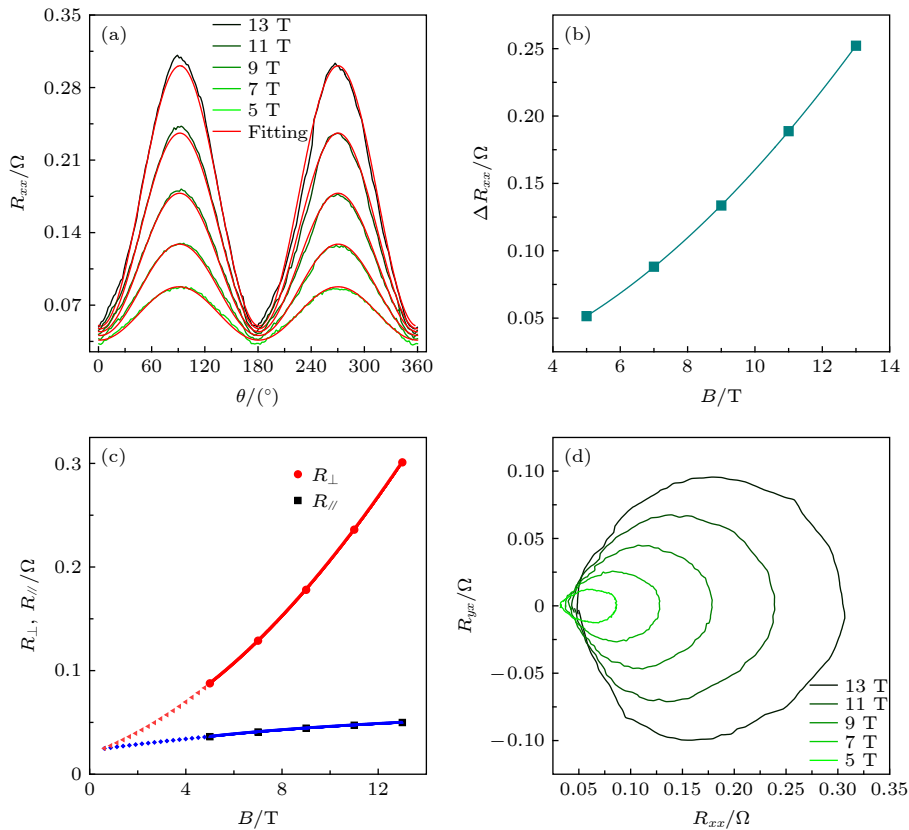


图 4 ZrSiSe 中 PHE 的起源 (a) $T = 2$ K 时, 不同磁场下的平面 AMR. 红色实线是利用公式拟合得到的曲线; (b) $T = 2$ K 时, 平面 AMR 振幅随磁场的变化. 青色实线是对实验数据点进行的幂函数拟合曲线; (c) 从图 (a) 中提取的 R_{\perp} 和 R_{\parallel} 随磁场的变化; (d) 不同磁场下, 以 θ 为参量得到的 R_{xx} - R_{yx} 关系曲线

Fig. 4. Origin of the measured PHE: (a) In-plane AMR versus angle θ at various fields when temperature is 2 K. Solid red curves represent the fitting curves; (b) the amplitude of AMR varies with field at 2 K. The cyan curve is the power law fit curve for the experimental data points; (c) R_{\perp} and R_{\parallel} extracted from the experimental data in panel (a). the red and blue solid curves represent the power law fit curves for R_{\perp} and R_{\parallel} , respectively; (d) the orbits obtained by plotting R_{xx} and R_{yx} with θ as the parameter at specific magnetic field.

4 讨论

以上对样品 S2 的 PHE 和平面 AMR 的测量表明,二者分别满足 $\sin\theta\cos\theta$ 和 $\cos^2\theta$ 的角度依赖关系,可以利用 TSM 中手性反常导致 PHE 的理论公式很好地进行拟合,这似乎暗示可以用手性反常来解释 ZrSiSe 中测到的 PHE. 然而,如图 4(a) 所示,当磁场平行于电流方向时,随着磁场强度的增加,纵向电阻也在增加,也就是说,并没有观测到理论预言的手性反常导致的 NMR. 由于 (1a) 式和 (1b) 式的推导只考虑了手性反常作为 PHE 的成因, NMR 理应同时被观测到,因此样品的实验结果不能证明 PHE 源于手性反常. 当然, NMR 的形成机制也有很多,也不能作为手性反常存在的充分条件. 另外,对于完全由手性反常导致的 PHE,随着磁场强度的增大, R_{\parallel} 应当保持不变, R_{\perp} 逐渐减小^[32]. 从图 4(a) 中的数据可以提取 R_{\parallel} 和 R_{\perp} , 它们随磁场的变化如图 4(c) 所示. 可以看到, R_{\perp} 与磁场呈幂函数型依赖关系,即 $R_{\perp} \propto B^{1.67}$, R_{\parallel} 缓慢增长且满足多项式关系. R_{\parallel} 和 R_{\perp} 均与磁场正相关. 鉴于此,我们认为 ZrSiSe 样品 PHE 不是源于手性反常.

考虑一个普通的导体系统并且不引入手性反常,测量的器件结构及测量方式与图 3(b) 内插图中描述的相同. 如果施加的平面磁场给系统引入了平面各向异性磁电阻,则可以推导出 ρ_{xx} 和 ρ_{yy} 满足与 (1a) 式和 (1b) 式相同的形式^[33]. 这意味着只要平面磁场的施加导致了 AMR, PHE 总是可以被观测到. 事实上, AMR 最早被用于研究铁磁薄膜的磁化过程^[39]. AMR 的形成原因有很多,除了手性反常,还包括了经典的轨道磁电阻,磁性系统中的 SOC 等. 不仅仅在 TSM 中, 3d 铁磁金属^[40], 拓扑绝缘体^[41,42], 铁磁半导体 (Ga, Mn)As^[43], 平庸的金属 Bi 中^[34], 也观测到了 PHE. 最近有文献报道认为磁场可以影响 ZrSiSe 中载流子的寿命, 这种影响是各向异性的, 或者磁场在平面内旋转时这种影响更为明显^[44], 或许可以用来解释我们观测到的 AMR. 另外, 参照最近的一篇报道所给出的手性反常的一个似乎可信的判据^[34], 我们以 θ 为参量, 画出不同磁场下 PHE 的振幅关于平面 AMR 的变化曲线, 如图 4(d) 所示. 在手性反常主导的系统中, 上述曲线应该是不同磁场下对应的一

系列同心圆. 但是, 图 4(d) 展示的 ZrSiSe 样品的测量结果却是随着磁场强度减小中心逐渐偏向左侧的一系列圆形图案, 这与手性反常不存在的情况相符合. 综上分析, 我们认为 ZrSiSe 器件中测到的 PHE 源于平面各向异性磁电阻而非手性反常.

5 结论

利用电输运观测拓扑 Nodal-line 半金属 ZrSiSe 纳米片中角度依赖的 PHE 并探索了其来源. 由样品的 PHE 和纵向电阻的数据拟合得到各向异性磁电阻的振幅与磁场均不满足手性反常导致的各向异性磁电阻随磁场的二次依赖关系. 同时, 也没有观测到理论预言中手性反常导致的负磁阻. 另外, 对于手性反常导致的 PHE, 当磁场变化时 R_{\parallel} 应保持不变, R_{\perp} 随着磁场的增大逐渐减小. 实验数据表明 ZrSiSe 样品的 R_{\perp} 随着磁场强度的增大指数型增长, R_{\parallel} 则缓慢增长. 最近一篇报道提出了一个手性反常存在的判据, 以磁场和电流夹角 θ 为参量, PHE 的振幅和平面 AMR 的变化关系图像是随磁场变化的一系列同心圆, 而本实验中则为中心偏向一侧的一系列非同心圆. 综合以上实验分析结果, 可以认为 ZrSiSe 纳米片样品的 PHE 是由平面各向异性磁电阻导致的, 而非源于手性反常. 当施加平面磁场后, 只要系统中产生了各向异性磁电阻, PHE 总是可以被观测到, 当 PHE 和 NMR 同时被观测到时, 才能进一步确认手性反常是否存在.

参考文献

- [1] Li Z G, Zhang S, Song F Q 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 097202 (in Chinese) [李兆国, 张帅, 宋凤麒 2015 物理学报 **64** 097202]
- [2] Wang Q, Sheng L 2015 *Acta Phys. Sin.* **9** 097302 (in Chinese) [王青, 盛利 2015 物理学报 **9** 097302]
- [3] Wang H Q, Yang Y Y, Ju Y, Sheng L, Xing D Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 037202 (in Chinese) [王怀强, 杨运友, 鞠艳, 盛利, 邢定钰 2013 物理学报 **62** 037202]
- [4] Yin C J, Wang L, Feng Z L, Yang M, Yan D Y, Wang C X, Sin Y G 2015 *Acta Phys. Sin.* **67** 128102 (in Chinese) [伊长江, 王乐, 冯子力, 杨萌, 闫大禹, 王翠香, 石友国 2015 物理学报 **67** 128102]
- [5] Gong Y, Guo J W, Li J H, Zhu K J, Liao M H, Liu X Z, Zhang Q H, Gu L, Tang L, Feng X, Zhang D, Li W, Song C L, Wang L L, Yu P, Chen X, Wang Y Y, Yao H, Duan W H, Xu Y, Zhang S C, Ma X C, Xue Q K, He K 2019 *Chin. Phys. Lett.* **36** 076801
- [6] Jiang G Y, Feng Y, Wu W X, Li S R, Bai Y H, Li Y X, Zhang Q H, Gu L, Feng X, Zhang D, Song C L, Wang L L,

- Li W, Ma X C, Xue Q K, Wang Y Y, He K 2018 *Chin. Phys. Lett.* **35** 076802
- [7] Wang Z J, Sun Y, Chen X Q, Franchini C, Xu G, Weng H M, Dai X, Fang Z 2012 *Phys. Rev. B* **85** 195320
- [8] Wang Z J, Weng H M, Wu Q S, Dai X, Fang Z 2013 *Phys. Rev. B* **88** 125427
- [9] Chang T R, Xu S Y, Sanchez D S, Tsai W F, Huang S M, Chang G Q, Hsu C H, Bian G, Belopolski I, Yu Z M, Yang S A, Neupert T, Jeng H T, Lin H, Hasan M Z 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 026404
- [10] Liu Z K, Zhou B, Zhang Y, Wang Z J, Weng H M, Prabhakaran D, Mo S K, Shen Z X, Fang Z, Dai X, Hussain Z, Chen Y L 2014 *Science* **343** 864
- [11] Bian G, Chang T R, Sankar R, Xu S Y, Zheng H, Neupert T, Chiu C K, Huang S M, Chang G Q, Belopolski I, Sanchez D S, Neupane M, Alidoust N, Liu C, Wang B K, Lee C C, Jeng H T, Zhang C L, Yuan Z J, Jia S, Bansil A, Chou F C, Lin H, Hasan M Z 2016 *Nat. Commun.* **7** 10556
- [12] Schoop L M, Ali M N, Straßer C, Topp A, Varykhalov A, Marchenko D, Duppel V, Parkin S S, Lotsch B V, Ast C R 2016 *Nat. Commun.* **7** 11696
- [13] Neupane M, Belopolski I, Hosen M M, Sanchez D S, Sankar R, Szlawska M, Xu S Y, Dimitri K, Dhakal N, Maldonado P, Oppeneer P M, Kaczorowski D, Chou F C, Hasan M Z, Durakiewicz T 2016 *Phys. Rev. B* **93** 201104
- [14] Hu J, Tang Z J, Liu J Y, Liu X, Zhu Y L, Graf D, Myhro K, Tran S, Lau C N, Wei J, Mao Z Q 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 016602
- [15] Pan H Y, Tong B B, Yu J H, Wang J, Fu D Z, Zhang S, Wu B, Wan X G, Zhang C, Wang X F, Song F Q 2018 *Sci. Rep.* **8** 9340
- [16] Bian G, Chang T R, Zheng H, Velury S, Xu S Y, Neupert T, Chiu C K, Huang S M, Sanchez D S, Belopolski I, Alidoust N, Chen P J, Chang G Q, Bansil A, Jeng H T, Lin H, Hasan M Z 2016 *Phys. Rev. B* **93** 121113
- [17] Lv B Q, Xu N, Weng H M, Ma J Z, Richard P, Huang X C, Zhao L X, Chen G F, Matt C E, Bisti F, Strocov V N, Mesot J, Fang Z, Dai X, Qian T, Shi M, Ding H 2015 *Nat. Phys.* **11** 724
- [18] Yang L X, Liu Z K, Sun Y, Peng H, Yang H F, Zhang T, Zhou B, Zhang Y, Guo Y F, Rahn M, Prabhakaran D, Hussain Z, Mo S K, Felser C, Yan B, Chen Y L 2015 *Nat. Phys.* **11** 728
- [19] Xu S Y, Belopolski I, Alidoust N, Neupane M, Bian G, Zhang C L, Sankar R, Chang G Q, Yuan Z J, Lee C C, Huang S M, Zheng H, Ma J, Sanchez D S, Wang B K, Bansil A, Chou F C, Shibaev P P, Lin H, Jia S, Hasan M Z 2015 *Science* **349** 613
- [20] Young S M, Zaheer S, Teo J C, Kane C L, Mele E J, Rappe A M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 140405
- [21] Mañes J L 2012 *Phys. Rev. B* **85** 155118
- [22] Xu S Y, Alidoust N, Belopolski I, Yuan Z J, Bian G, Chang T R, Zheng H, Strocov V N, Sanchez D S, Chang G Q, Zhang C L, Mou D X, Wu Y, Huang L N, Lee C C, Huang S M, Wang B K, Bansil A, Jeng H T, Neupert T, Kaminski A, Lin H, Jia S, Hasan M Z 2015 *Nat. Phys.* **11** 748
- [23] Xu N, Weng H M, Lv B Q, Matt C E, Park J, Bisti F, Strocov V N, Gawryluk D, Pomjakushina E, Conder K, Plumb N C, Radovic M, Autès G, Yazyev O V, Fang Z, Dai X, Qian T, Mesot J, Ding H, Shi M 2016 *Nat. Commun.* **7** 11006
- [24] Fukushima K, Kharzeev D E, Warringa H J 2008 *Phys. Rev. D* **78** 074033
- [25] Son D T, Spivak B Z 2013 *Phys. Rev. B* **88** 104412
- [26] Kharzeev D E 2014 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **75** 133
- [27] 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
- [28] Zhang C L, Xu S Y, Belopolski I, Yuan Z J, Lin Z Q, Tong B B, Guang B, Nasser A, Lee C C, Huang S M, T Chang 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
- [29] Arnold F, Shekhar C, Wu S C, Sun Y, Dos Reis R D, Kumar N, Naumann M, Ajeesh M O, Schmidt M, Grushin A G, Bardarson J H, Baenitz M, Sokolov D, Borrmann H, Nicklas M, Felser C, Hassinger E, Yan B H 2016 *Nat. Commun.* **7** 11615
- [30] Dos Reis R D, Ajeesh M O, Kumar N, Arnold F, Shekhar C, Naumann M, Schmidt M, Nicklas M, Hassinger E 2016 *New J. Phys.* **18** 085006
- [31] Li C Z, Wang L X, Liu H W, Wang J, Liao Z M, Yu D P 2015 *Nat. Commun.* **6** 10137
- [32] Kumar N, Guin S N, Felser C, Shekhar C 2018 *Phys. Rev. B* **98** 041103(R)
- [33] Liu Q Q, Fei F C, Chen B, Bo X Y, Wei B Y, Zhang S, Zhang M H, Xie F J, Naveed M, Wan X G, Song F Q, Wang B G 2019 *Phys. Rev. B* **99** 155119
- [34] Liang S H, Lin J J, Kushwaha S, Xing J, Ni N, Cava R J, Ong N P 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031002
- [35] Li P, Zhang C H, Zhang J W, Wen Y, Zhang X X 2018 *Phys. Rev. B* **98** 121108
- [36] Smit J 1951 *Physica* **17** 612
- [37] Burkov A A 2017 *Phys. Rev. B* **96** 041110
- [38] Nandy S, Sharma G, Taraphder A, Tewari S 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 176804
- [39] West F G 1963 *J. Appl. Phys.* **34** 1171
- [40] Marsocci V A, Chen T T 1969 *J. Appl. Phys.* **40** 3361
- [41] Taskin A A, Legg H F, Yang F, Sasaki S, Kanai Y, Matsumoto K, Rosch A, Ando Y 2017 *Nat. Commun.* **8** 1340
- [42] Wu B, Pan X C, Wu W K, Fei F C, Chen B, Liu Q Q, Bu H J, Cao L, Song F Q, Wang B G 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 011902
- [43] Tang H X, Kawakami R K, Awschalom D D, Roukes M L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 107201
- [44] Chiu Y C, Chen K W, Schoenemann R, Quito V L, Sur S, Zhou Q, Graf D, Kampert E, Förster T, Yang K, McCandless G T, Chan J Y, Baumbach R E, Johannes M D, Balicas L 2019 arXiv: 1904.10123

SPECIAL TOPIC—The frontiers and applications of topological physics

Observation of planar Hall effect in topological semimetal ZrSiSe device^{*}

Wei Bo-Yuan Bu Hai-Jun Zhang Shuai Song Feng-Qi[†]

(Center of Artificial Microstructure Science and Technology Innovation, National Laboratory of Solid State

Microstructures, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

(Received 2 October 2019; revised manuscript received 6 November 2019)

Abstract

Planar Hall effect(PHE) is a newly emerging experimental tool to detect chiral anomaly and nontrivial Berry curvature in topological semimetals, as chiral-anomaly-induced negative magnetoresistance is sensitive to the angle between magnetic field B and current I . Here we demonstrate the PHE in a topological nodal-line semimetal ZrSiSe device by electric transport measurement. According to our analysis, we conclude that the PHE results from the trivial anisotropic magnetoresistance (AMR). We argue that there is no inevitability between PHE and chiral anomaly, and some other mechanisms can induce PHE. This work indicates that PHE cannot be considered as evidence of chiral anomaly and one may seek for non-topological origin in such studies.

Keywords: topological semimetal, planar Hall effect, chiral anomaly

PACS: 72.15.Gd, 73.23.-b, 73.43.Qt

DOI: [10.7498/aps.68.20191501](https://doi.org/10.7498/aps.68.20191501)

^{*} Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0303203), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91622115, 11522432, 11574217, U1732273, U1732159, 61822403, 11874203, 11904165, 11904166), and the National Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20160659).

[†] Corresponding author. E-mail: songfengqi@nju.edu.cn