高场水冷磁体上的高精度热电测量装置

钱英才[1,2],张勇[3],李奇[1,2],潘森洋[1,2],张警蕾[1†],皮雳[1,2†]

1.中国科学院合肥物质科学研究院,强磁场科学中心,极端条件凝聚态物理安徽省重点实验室,合肥 230031;

2.中国科学技术大学研究生院科学岛分院,合肥 230026;

3.南京大学固体微结构国家实验室,南京 210093

收稿日期:2022-11-04;接收日期:2022-12-05

【摘要】 拓扑材料是凝聚态物理近些年的一个重要研究领域.在对拓扑材料的研究中,利用较强的磁场可以观测到高度局域电子态中出现的新奇量子态与物理效应.热电效应是指受热材料中的载流子随着温度梯度由高温区往低温区移动时,所产生的电荷堆积的一种现象.热电效应是探究强磁场下拓扑材料反常物性的一种非常有效的手段.然而关于拓扑材料热电效应在强磁场下的研究较少,这主要是因为水冷磁体上缺乏热电效应的相关表征手段.本文针对水冷磁体在工作时机械振动很强且变场速率快的特点,改进了传统的热电测量装置,实现了在水冷磁体中 32 T 磁场下高精度的热电测量.通过对拓扑材料 $ZrTe_5$ 和 ZrSiSe 的热电效应进行测量,验证了该装置的有效性.

关键词: 强磁场,热电效应,拓扑材料,低温

PACS: 72.20.Ht, 72.15.Jf, 04.20.-q

DOI: 10.13380/j.ltpl.2022.06.005

High-Precision Thermoelectric Measurement Device in Water-Cooled Magnet under High Magnetic Fields

QIAN Yingcai[1,2], ZHANG Yong[3], LI Qi[1,2], PAN Senyang[1,2], ZHANG Jinglei[1†], PI Li[1,2†]

1. *Anhui Province Key Laboratory of Condensed Matter Physics at Extreme Conditions, High Magnetic Field Laboratory, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei* 230031, *China*;

2. *Science Island Branch of Graduate School, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026, *China*;

3. *National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing* 210093, *China*

Received date: 2022-11-04; accepted date: 2022-12-05

【Abstract】 Recently, topological materials have stimulated unprecedented research interest in condensed matter physics. In the presence of a perpendicular magnetic field and a longitudinal thermal gradient, the diffusion of carriers can produce a longitudinal electric field and a transverse electric field, which are defined as thermoelectric effects. In principle, thermoelectric effects are sensitive and promising probes to novel quantum states and exotic physical effects for those topological materials. However, the studies of thermoelectric properties in ultra-high magnetic fields are rare. In this work, aiming at the problems of fast field-sweeping rate and large mechanical vibration, we have designed and constructed a high-precision measurement device for detecting the thermoelectric effect in water-cooled magnet up to 32 T. Meanwhile, the reliability of our measurement system is further

* 国家自然科学基金项目(资助号:12122411、U1932154)和合肥科学中心卓越用户计划项目(CAS 2021HSC-UE011) 资助的课题.

† pili@hmfl.ac.cn; zhangjinglei@hmfl.ac.cn

confirmed by measuring the thermoelectric effects for several topological materials.

Keywords: High magnetic fields, Thermoelectric effects, Topological materials, Low temperature

PACS: 72.20.Ht, 72.15.Jf, 04.20.-q

DOI: 10.13380/j.ltpl.2022.06.005

Reference method: QIAN Yingcai, ZHANG Yong, LI Qi, PAN Senyang, ZHANG Jinglei, PI Li, Low. Temp. Phys. Lett. **44**, 0418 (2022)

1 引　　言

在凝聚态物理中引入了由拓扑不变量定义的物相，由非平庸的拓扑数来描述这些物相的拓扑性质，相对应的材料便被称为拓扑材料[1]. 拓扑材料新奇量子态与量子相变的研究是凝聚态物理最前沿与核心的研究内容之一[2-7]. 特别是在强磁场下，电子被高度局域化，拓扑材料在进入量子极限状态后，就有可能会展现出一些新奇的量子态与物理效应[8-13]. 因此拓扑材料在强磁场下的研究被广泛关注. 目前对于拓扑材料的研究有多种手段，其中热电对于拓扑材料物理性质的研究有独特的优势. 这是因为热电效应与电导率的倒数成正比，相比于电输运性质，它对于材料中态密度的异常更加敏感[14-16]. 从拓扑绝缘体和拓扑半金属中由能带非平庸拓扑特性所导致的奇异的塞贝克效应[17-19]，再到近年来发现的磁性拓扑材料的反常能斯特效应[20, 21]，都表明热电效应是探测强磁场下拓扑材料新奇物性的一种有效手段.

目前对于拓扑材料的热电效应研究主要是依托于超导磁体(Super-Conducting Magnet, SCM)开展工作. 水冷磁体(Water-Cooled Magnet, WCM)可以提供 30 T 以上的稳态强磁场，发展适用于水冷磁体的热电测量装置可以极大地提高这类科学研究探索的磁场上限. 然而与超导磁体相比，水冷磁体中的测试环境却极为恶劣：一方面水冷磁体的机械振动所产生的噪音水平是超导磁体的一百倍以上[22]；另一方面水冷磁体的变场速率(最高可达 0.2 T/s)远高于超导磁体. 这导致在水冷磁体上很难实现热电效应的高精度测量. 在本研究中，我们针对水冷磁体的工作特点，设计了一种可在水冷磁体中对拓扑材料热电效应高精度测量的装置. 我们采用一个圆形铜板用于固定样品，使用 Kevlar 线将两块铜片固定于铜板之上进行导热，将样品悬空放置，克服了加场速率过快对实验结果产生的影响；并搭配与磁体配套的减震设备，减小了水冷磁体工作时机械振动的影响，实现了在水冷磁体上高精度的热电测量. 该热电测量装置的成功搭建，不仅为我们研究强磁场下的拓扑物态提供了一个重要的平台，也为开发新一代的热电器件奠定了基础.

2 热电测量装置改进

热电效应主要包括塞贝克效应和能斯特效应. 在材料上施加一定的热梯度，当磁场垂直于样品表面时，样品内的载流子扩散可以产生一个纵向电场和一个横向电场. 其中纵向电场对应塞贝克效应(Seebeck effect)：$-S_{xx}=\dfrac{E_{xx}}{|\nabla T|}$，横向电场对应能斯特效应(Nernst effect)：$S_{xy}=\dfrac{E_{xy}}{|\nabla T|}$，其中 E 是感应电场，∇T 是沿 x 方向的热梯度[23, 24].

针对水冷磁体的工作特点，我们优化了传统的“一个加热器，两个温度计”的经典热电测量结构，使其满足了在水冷磁体上测量热电效应的要求. 在水冷磁体上的热电测量装置如图 1 所示. 传统的热电测量一般在超导磁体上进行，超导磁体的变场速率较慢，所以样品上的热梯度不容易受到磁场变化的影响. 水冷磁体在工作时的变场速率远高于超导磁体，因此很难在样品上形成稳定的热梯度. 为了解决这个问题，我们将几根比较细的 Kevlar 线固定于圆形铜板之上，并在 Kevlar 线上固定了两块铜片. 其中铜片 B 作为热端固定于 Kevlar 线上并与铜板不接触. Kevlar 线是一种新型的复合材料，它具有非常好的绝热性、热稳定性和绝缘性，这样保证了样品热端与铜板之间具有良好的隔热. 铜片 A 的一端固定于 Kevlar 线之上，另一端用导电银胶(Dupont-5007E)连接到铜板上作为冷端进行导热. 样品的两端使用导电银胶固定于两块铜片之上，导电银胶也为样品和铜片之间提供了良好的热接触. 样品悬空放置于两块铜片之上，这样可以避免样品因为质地较软在放置时发生弯曲；也可以保证在磁场快速变化时样品上能够产生一个稳定的温度梯度.

超导磁体在工作时产生的机械振动较弱，不容易对实验测量结果产生影响. 水冷磁体在使用过程中需要不断通入去离子水进行降温，这导致了水冷磁体的机械振动很强，所以在测量过程中会对热电测量结果产生很大的影响. 我们将样品的测量导线使用导电银胶固定于铜片旁的 Kevlar 线之上. 由于 Kevlar 线具有高强度的特点，可以有效地避免在测量过程中测量导线随水冷磁体发生的抖动. 搭配与磁体配套的减震设备，可以最大程度减小水冷磁体机械振动对测量结果的影响. 为了减小测量导线与样品之间接触电阻对测量结果的影响，我们采用点焊(Spot welding)的方式将直径 25 μm 的 Pt 线焊接在样品表面，确保了样品上每个电极的接触电阻

均小于 1 Ω,为样品与 Pt 线之间提供了良好的欧姆接触.

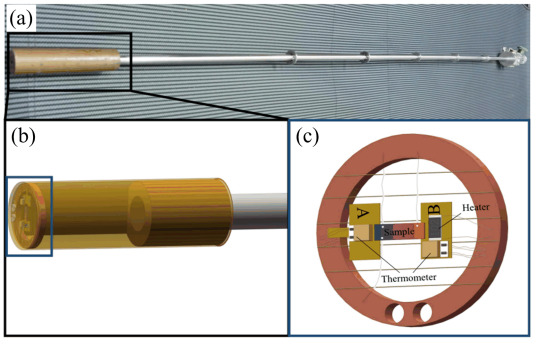

图 1 (a) 实验测量杆实物图,(b) 样品杆底部示意图,(c) 热电器件测量结构示意图

实验时,我们使用低温胶(Ge Vanish-7031) 在两块铜片上分别固定了一个 RuO_2 温度计,并在铜片 B 上面固定了一个 0805 碳膜精密贴片电阻(1 KΩ).碳膜贴片电阻的阻值对磁场和温度均不敏感,在额定的电流下,它的加热功率是恒定的.在整个测量过程中,我们使用电流源(Keithley-6221)对加热电阻施加一个恒定的直流电流,加热电阻所产生的焦耳热就会通过铜片 B 传导到样品上,从而在样品上产生一个稳定的温度梯度.通过放置在样品两端的 RuO_2 温度计可以得到样品两端的温度差 ΔT.利用纳伏表(Keithley-2182A)测量出样品上的横向以及纵向电压,计算后就可以得到样品的塞贝克效应以及能斯特效应.

3 方法验证

3.1 热梯度的估算

我们采用上述方法对尺寸为 10 mm × 2 mm × 0.2 mm 的 $ZrTe_5$ 以及 16 mm × 4 mm × 0.2 mm 的 ZrSiSe 在低温强磁场的条件下进行实验测量.整个实验过程均在高真空($<10^{-3}$ Pa)的环境下进行,样品表面的热量辐射以及空气对流对实验的影响可以忽略不计.

本实验所用的 $ZrTe_5$ 和 ZrSiSe 均是通过化学气相传输(CVT)方法,以碘作为输运剂所生长的高质量单晶.其中 $ZrTe_5$ 是将高纯度的 Zr 粉末和 Te 粉末以一定化学计量比混合,再加入少量的碘单质作为输运剂,将混合的原料放置在石英管中密封,再将密封好的石英管放进双温炉区,在 500～550 ℃的温度梯度下进行 4 天的预反应,随后逆转单晶生长的温度.一个月以后,在石英管内部就可以看到有光泽的细长条状晶体.而 ZrSiSe 则是将 Zr、Si、Se 粉末以及输运剂混合后在石英管内密封,放在双温炉区.包含反应粉末的占据端以及石英管的空端分别保持在高温 1050 ℃和低温 950 ℃,生长一周以后便可以在冷端形成 ZrSiSe 晶体.

在实验中我们使用被固定在样品两端的两个 RuO_2 温度计测量样品上的温度梯度.水冷磁体的工作磁场较强,而温度计具有磁阻效应,可能会导致温度计的显示温度与样品的实际温度有一定的偏差.为了估算温度计磁阻效应可能引起的温度计偏差,我们在 1.5 K 时对测量装置上的贴片电阻施加了一定大小的电流.在零磁场下等待一段时间使温度计的显示温度稳定以后,测量了两个 RuO_2 温度计的显示温度随磁场的变化.如图 2(a)所示,在 12 T 的时候,由磁阻效应所引起的热端温度计 T_{high} 的温度偏差仅为 1.6%;在磁场达到 35 T 时,热端温度计 T_{high} 的温度偏差达到了 2.3%.需要指出的是,我们所使用的是同型号的两个温度计,它们的磁阻效应非常相似,所以它们的温度误差得到了很好地补偿.如图 2(a)中插图所示,样品两端的温差 ΔT 受磁场影响较小,在磁场达到 35 T 时,样品两端温度计的显示温差的变化也仅为 2.6%,此时我们可以很精确地得到样品两端的温差.

一般来说,样品的热导率可能会随磁场发生相应的变化,导致样品上的温度梯度也随之变化.原则上此时需要设置反馈电路保证样品上温度梯度的稳定,但是如果样品温度梯度随磁场变化较小时则无须设置.我们估算了热导率变化对测量结果的影响,使用了两种方式计算样品在磁场下的热导率变化.在加热功率恒定时,样品两端的温差 $\Delta T = T_{high} - T_{low}$ 与热导率的倒数 $1/\kappa$ 是成正比的,我们通过公式 $\kappa(B)/\kappa(0) \sim \Delta T(0)/\Delta T(B)$ 计算了 $ZrTe_5$ 在 2 K 时热导率的场依赖性.此外,我们利用同时记录的样品电导率数据,通过 Wiedemann-Franz 定律计算了 $ZrTe_5$ 的电子热导率 K_{WF} 随磁场的变化.如图 2(b)所示,$ZrTe_5$ 的热导率以及电子热导率在低磁场范围内急剧变化,但在 3 T 以上趋于饱和.我们通过同样的方式计算了 ZrSiSe 的热导率在磁场下的变化,结果表明 ZrSiSe 的热导率也会随着磁场的增加迅速达到饱和,所以在测量过程中我们无须设置反馈电路.因此在测量时,当磁场足够强时,样品上的热梯度 ∇T 是稳定的,此时样品热导率变化对实验结果的影响可以忽略不计.

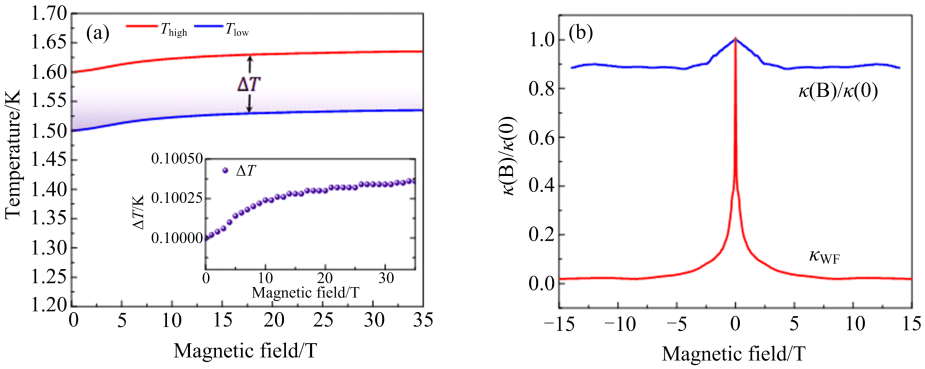

图 2 (a) 1.5 K 时样品两端温度计的显示温度随磁场的变化图(插图为温差 ΔT 在磁场下的变化图)，(b) $ZrTe_5$ 在 2 K 的热导率与通过 Wiedemann-Franz 定律所计算的电子热导率 K_{WF} 随磁场的变化图

3.2 狄拉克半金属 $ZrTe_5$ 的热电效应测量

首先，我们在超导磁体系统上测试了 $ZrTe_5$ 的塞贝克效应和能斯特效应在磁场下的变化. 如图 3 所示，塞贝克效应随着磁场的升高而线性增加，直至达到量子极限. 在高温区间，能斯特效应表现出经典的 Drude 峰. 然而随着温度的降低，能斯特效应 S_{xy} 逐渐演化为反常能斯特效应. 这些测量结果与 $ZrTe_5$ 先前的研究结果是一致的[14,25-28]. 需要指出的是，$ZrTe_5$ 的塞贝克效应以及能斯特效应在较低的磁场下都表现出了明显的量子振荡.

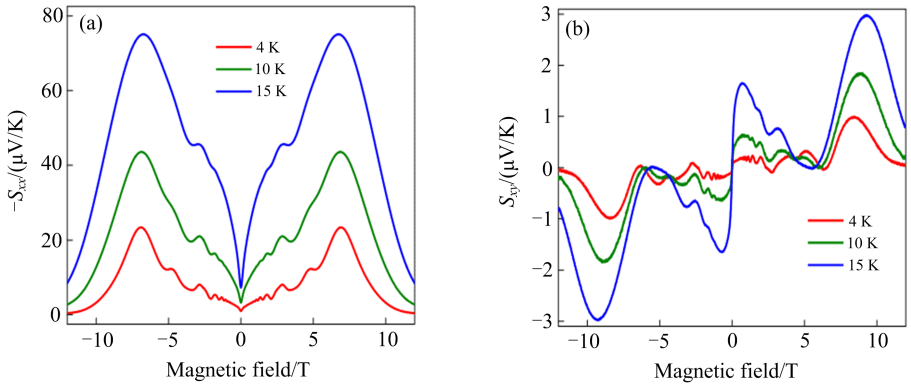

图 3 超导磁体上测量的不同温度下 $ZrTe_5$ 的(a) 塞贝克效应与(b)能斯特效应随磁场的变化

随后，我们将该热电测量装置转移到中国科学院强磁场科学中心水冷磁体中进行实验. 在整个实验过程中，我们使用 0.1 T/s 的变场速率进行测量. 由于水冷磁体的测量噪音相对较大，为了能够从所测得的信号中分辨出热电信号，我们需要将样品两端的相对温度变化扩大为 $\Delta T/T \approx 5 \sim 10\%$(超导磁体上热电测量相对温度变化一般为 $\Delta T/T \approx 2 \sim 3\%$). 此外，水冷磁体在刚启动时加场速率不稳定，会产生一个热脉冲，在低磁场时会产生很大的测量噪音，所以我们从 3 T 开始记录测量数据. 如图 4 所示，样品测量的噪音水平在 50 nV 左右. 为了验证该热电测量装置的可靠性，我们比对了超导磁体与水冷磁体中的测量数据. 如图 4 所示，超导磁体与水冷磁体在 3～12 T 时的测量结果基本一致，这也验证了我们发展的热电测量装置的可靠性.

理论预测结果表明，狄拉克半金属的塞贝克效应达到量子极限以后会随着磁场的增加呈线性增长[29]. 然而，水冷磁体中的测量结果却与理论预测有着明显的差异. 在低温下，$ZrTe_5$ 的塞贝克效应先是随着磁场的增大而变大，在 7 T 左右开始下降，然后于 14 T 左右达到最小值；之后随着磁场的增大，塞贝克效应 S_{xx} 也随之变大. 相应地，在体系进入量子极限以后，能斯特效应 S_{xy} 立即出现了一个峰，看起来像是量子振荡的一部分，但是峰值的幅度远高于量子振荡的幅度. 另一方面能斯特效应 S_{xy} 在 14 T 左右符号发生了改变，而且不同温度下的塞贝克

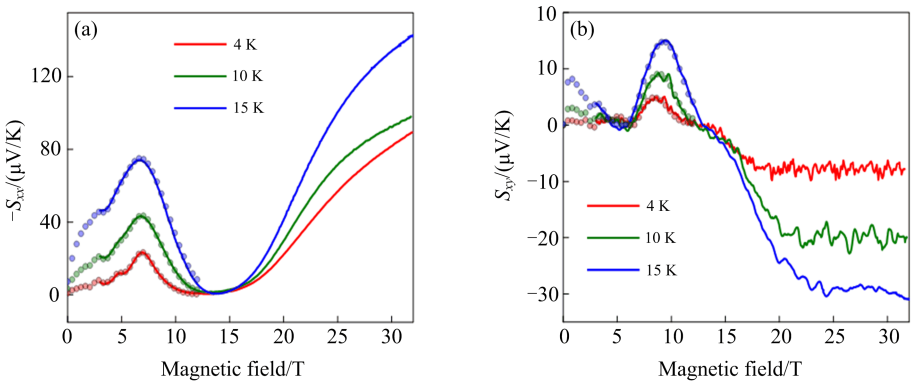

图 4　水冷磁体上测量的不同温度下 $ZrTe_5$ 的(a) 塞贝克效应与(b) 能斯特效应随磁场的变化，点状线为超导磁体中所测数据

效应 S_{xx} 也在该临界磁场处收敛到零. 前期研究结果表明，$ZrTe_5$ 在强磁场下出现的这种反常热电效应是由于能带反转这一拓扑特性造成的. 磁场达到 5 T 时，费米面只和最低朗道能级相切，此时系统进入量子极限. 由于 $ZrTe_5$ 能带具有拓扑非平庸的特性，当外界磁场继续增加时，第零朗道能级发生反转. 其中位于上方的电子第零朗道能级随着磁场的增加能量降低，位于下方的空穴第零朗道能级随着磁场的增加能量升高，并且在磁场为 14 T 时相交. 随着外界磁场的进一步增大，电子和空穴的第零朗道能级继续演化并分离. 此时，在强磁场下，第零朗道能级的简并度变大，对应的态密度减小，并且费米能量呈现减小的趋势，因此塞贝克效应会出现很大的下降而出现一个最小值. 在无质量 Dirac 系统中，体系进入量子极限后塞贝克效应随磁场的增加将继续线性增长[29]，这导致了塞贝克效应 S_{xx} 在 14 T 后随着外界磁场的增大持续增加. 此外，能斯特效应 $S_{xy}=\rho_{xx}\alpha_{xy}-\rho_{yx}\alpha_{xx}$（其中 ρ_{ij} 为电阻率张量，α_{ij} 为热电线性响应张量）的两项具有相反的符号. 第零朗道能级闭合时，它们相互竞争，但是因为绝对值相同，两者相互抵消，不产生电势差，导致在 14 T 时能斯特效应 S_{xy} 的符号发生反转.

3.3　拓扑节线半金属 ZrSiSe 的塞贝克效应测量

为了进一步验证我们发展的热电测量装置的有效性，我们测量了拓扑节线半金属 ZrSiSe 的热电效应. 由于 ZrSiM(M = S, Te, Se)体系的能带结构比较复杂，费米面结构也较为复杂，在电输运上电子和空穴浓度相当，贡献了不饱和磁阻，这使得电阻上 ZrSiSe 的量子振荡与其背景相比，信号较小[30-33]. 但是在热电效应上，电子和空穴的热电响应刚好相互抵消，热电数据表现出来的则完全是量子振荡[34, 35]. 在实验上，我们首先在超导磁体系统中测量了 ZrSiSe 的塞贝克效应随磁场的变化. 测量结果如图 5(a)中插图所示. 在 1.6 K 时，ZrSiSe 的热电数据表现出了很强的量子振荡，而且随着磁场强度的增加，振荡的幅度也在不断增大. 之后，我们利用该装置在水冷磁体上测试了 1.6 K 时 ZrSiSe 的塞贝克效应随磁场的变化，如图 5(a)所示. 我们对水

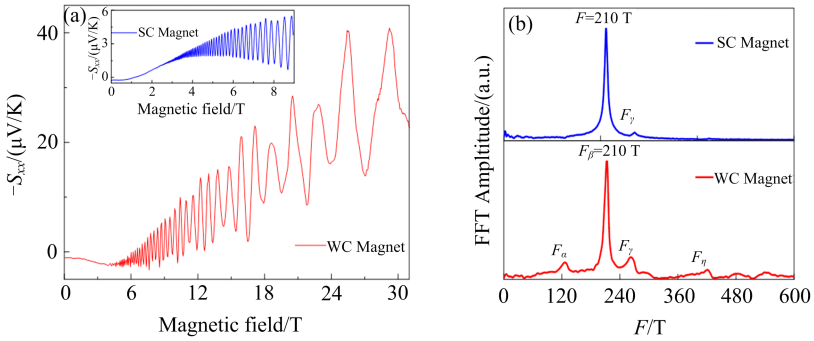

图 5　(a) 1.6 K 时，超导磁体与水冷磁体上所测得 ZrSiSe 塞贝克效应随磁场的变化(插图为超导磁体中所测数据)，(b) 1.6 K 时，超导磁体与水冷磁体中所测的 FFT 分析频谱

冷磁体和超导磁体上所测得数据进行快速傅里叶变换(FFT)分析. 如图 5(b)所示,两者的数据都得到了一个 $F_\beta=210$ T 的主频率,表明了超导磁体与水冷磁体中的测量结果是一致的. 此外,与超导磁体的测试结果相比,我们在水冷磁体中所测数据的分析频谱中能够分析出更多的频率,这表明在强磁场下开展热电效应的测量是研究材料费米面结构的一个有效手段.

4 结　　论

在本工作中,我们针对水冷磁体的工作特点优化了传统的热电测量装置,成功地在水冷磁体上实现了对拓扑材料热电效应的高精度测量. 利用自主搭建的热电测量装置,我们使用直流法测量了狄拉克半金属 $ZrTe_5$ 和拓扑节线半金属 ZrSiSe 在强磁场下的热电效应,验证了我们发展的强磁场下热电测量装置的有效性. 本文为拓扑材料进行强磁场下的科学研究提供了新的实验测量方法,对更好地理解拓扑材料的能带结构,探索新奇的物理效应有重要的研究意义.

参 考 文 献

[1] M. Vergniory, L. Elcoro, C. Felser, N. Regnault, B. A. Bernevig, Z. Wang, *Nature*, **566**(2019), 480

[2] M. Babanly, E. V. Chulkov, Z. S. Aliev, A. Shevelkov, I. Amiraslanov, *Russ. J. Inorg. Chem.*, **62**(2017), 1703

[3] D. Kong, Y. Cui, *Nat. Chem.*, **3**(2011), 845

[4] F. Tang, H. C. Po, A. Vishwanath, X. Wan, *Nature*, **566**(2019), 486

[5] B. J. Wieder, B. Bradlyn, J. Cano, Z. Wang, M. G. Vergniory, L. Elcoro, A. A. Soluyanov, C. Felser, T. Neupert, N. Regnault, *Nat. Rev. Mater.*, **7**(2022), 196

[6] 兰小斌, 宋江鹏, 曹亮, 熊奕敏, 低温物理学报, **1**(2022), 47

[7] 田心, 王广涛, 低温物理学报, **41**(2019), 5

[8] K. Behnia, L. Balicas, Y. Kopelevich, *Science*, **317**(2007), 1729

[9] B. I. Halperin, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26**(1987), 1913

[10] J. Kaplan, M. Glasser, *Phys. Rev. Lett.*, **28**(1972), 1077

[11] M. Shayegan, V. Goldman, H. Drew, *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1988), 5585

[12] W. Yu, Y. Jiang, J. Yang, Z. Dun, H. Zhou, Z. Jiang, P. Lu, W. Pan, *Sci. Rep.*, **6**(2016), 1

[13] 刘悦, 赵可, 羊新胜, 赵勇, 低温物理学报, **41**(2019), 198

[14] J. Zhang, C. Wang, C. Guo, X. Zhu, Y. Zhang, J. Yang, Y. Wang, Z. Qu, L. Pi, H.-Z. Lu, *Phys. Rev. Lett.*, **123**(2019), 196602

[15] 刘江辉, 刘惠军, 低温物理学报, **41**(2019), 12

[16] 吴芳, 王伟, 低温物理学报, **42**(2020), 7

[17] T. Liang, Q. Gibson, J. Xiong, M. Hirschberger, S. P. Koduvayur, R. J. Cava, N. P. Ong, *Nat. Commun.*, **4**(2013), 1

[18] N. Xu, Y. Xu, J. Zhu, *Npj Quantum Mater.*, **2**(2017), 1

[19] Z. Zhu, X. Lin, J. Liu, B. Fauqué, Q. Tao, C. Yang, Y. Shi, K. Behnia, *Phys. Rev. Lett.*, **114**(2015), 176601

[20] N. Morali, R. Batabyal, P. K. Nag, E. Liu, Q. Xu, Y. Sun, B. Yan, C. Felser, N. Avraham, H. Beidenkopf, *Science*, **365**(2019), 1286

[21] A. Sakai, Y. P. Mizuta, A. A. Nugroho, R. Sihombing, T. Koretsune, M.-T. Suzuki, N. Takemori, R. Ishii, D. Nishio-Hamane, R. Arita, *Nat. Phys.*, **14**(2018), 1119

[22] W. Meng, Y. Guo, Y. Hou, Q. Lu, *Nano Res.*, **8**(2015), 3898

[23] K. Behnia, H. Aubin, *Rep. Pro. Phy.*, **79**(2016), 046502

[24] A. Glatz, I. Beloborodov, *Phys. Rev. B*, **79**(2009), 235403

[25] J. Guo, Y. Huang, X. Wu, Q. Wang, X. Zhou, X. Xu, B. Li, *Phys. Status Solidi RRL.*, **13**(2019), 1800529

[26] T. Liang, J. Lin, Q. Gibson, S. Kushwaha, M. Liu, W. Wang, H. Xiong, J. A. Sobota, M. Hashimoto, P. S. Kirchmann, *Nat. Phys.*, **14**(2018), 451

[27] S. A. Miller, I. Witting, U. Aydemir, L. Peng, A. J. Rettie, P. Gorai, D. Y. Chung, M. G. Kanatzidis, M. Grayson, V. Stevanović, *Phys. Rev. Appl.*, **9**(2018), 014025

[28] W. Zhang, P. Wang, B. Skinner, R. Bi, V. Kozii, C.-W. Cho, R. Zhong, J. Schneeloch, D. Yu, G. Gu, *Nat. Commun.*, **11**(2020), 1

[29] B. Skinner, L. Fu, *Sci. Adv.*, **4**(2018), 2621

[30] M. Hooda, C. Yadav, *Appl. Phys. Lett.*, **111**(2017), 053902

[31] M. Matusiak, J. Cooper, D. Kaczorowski, *Nat. Commun.*, **8**(2017), 1

[32] H. Pan, B. Tong, J. Yu, J. Wang, D. Fu, S. Zhang, B. Wu, X. Wan, C. Zhang, X. Wang, *Sci. Rep.*, **8**(2018), 1

[33] Z. Zhu, T.-R. Chang, C.-Y. Huang, H. Pan, X.-A. Nie, X.-Z. Wang, Z.-T. Jin, S.-Y. Xu, S.-M. Huang, D.-D. Guan, *Nat. Commun.*, **9**(2018), 1

[34] G. Gatti, A. Crepaldi, M. Puppin, N. Tancogne-Dejean, L. Xian, U. De Giovannini, S. Roth, S. Polishchuk, P. Bugnon, A. Magrez, *Phys. Rev. Lett.*, **125**(2020), 076401

[35] F. Orbanić, M. Novak, Z. Glumac, A. McCollam, L. Tang, I. Kokanović, *Phys. Rev. B*, **103**(2021), 045122