

准一维 Cr 基超导体 RbCr_3As_3 的超导能隙

李青 汪旻祥 刘通 穆青隔 任治安 李世燕

Superconducting gap of quasi-one-dimensional Cr-based superconductor RbCr_3As_3

Li Qing Wang Min-Xiang Liu Tong Mu Qing-Ge Ren Zhi-An Li Shi-Yan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 207411 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181692

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181692>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

铁基高温超导体电子结构的角分辨光电子能谱研究

Angle-resolved photoemission studies on iron based high temperature superconductors

物理学报.2018, 67(20): 207413 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181768>

“111”型铁基超导材料研究进展

The research progress about “111”-typed iron based superconductor

物理学报.2018, 67(20): 207414 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181586>

112型铁基化合物 EuFeAs_2 的单晶生长与表征

Single crystal growth and characterization of the 112-type iron-pnictide EuFeAs_2

物理学报.2018, 67(20): 207403 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181393>

铁基氟化物超导体 $\text{SrFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{AsF}$ ($x=0, 0.125$) 声子特性的第一性原理计算研究

First-principles study on phonon properties of iron-based fluoride superconductors $\text{SrFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{AsF}$ ($x=0, 0.125$)

物理学报.2014, 63(9): 097401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.097401>

β 型烧绿石氧化物超导体 AOs_2O_6 ($A=\text{K, Rb}$) 的声子软化与超导电性

Phonon softening and superconductivity of β -pyrochlore oxide superconductors AOs_2O_6 ($A=\text{K, Rb}$)

孙家法, 王玮

物理学报.2012, 61(13): 137402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.137402>

专题: 铁基高温超导体发现十周年

准一维 Cr 基超导体 RbCr_3As_3 的超导能隙*李青¹⁾ 汪旻祥¹⁾ 刘通²⁾ 穆青隔²⁾ 任治安²⁾ 李世燕^{1)†}

1)(复旦大学物理系, 应用表面物理国家重点实验室, 先进材料实验室, 上海 200438)

2)(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

(2018年9月11日收到; 2018年10月8日收到修改稿)

RbCr_3As_3 是具有 $[(\text{Cr}_3\text{As}_3)^-]_\infty$ 线性链的准一维超导体, 超导转变温度约为 6.6 K. 对 RbCr_3As_3 单晶进行了电输运和极低温热输运性质的研究. 低温下, 拟合了 RbCr_3As_3 正常态电阻率随温度的变化, 发现其满足费米液体行为. 通过拟合超导转变温度随磁场的关系, 得到 RbCr_3As_3 单晶的上临界场约为 25.6 T. 对 RbCr_3As_3 进行了零场下的极低温热导率测量, 得到其剩余线性项为 $7.5 \mu\text{W}\cdot\text{K}^{-2}\cdot\text{cm}^{-1}$, 占正常态热导率值的 24%. 测量不同磁场下 RbCr_3As_3 的热导率, 发现与单带 s 波超导体相比较, RbCr_3As_3 剩余线性项随磁场增加相对较快. 这些结果表明 RbCr_3As_3 单晶很可能是有节点的非常规超导体.

关键词: RbCr_3As_3 , 极低温热导率, 超导能隙

PACS: 74.70.-b, 74.25.fc, 74.20.Rp

DOI: 10.7498/aps.67.20181692

1 引言

寻找非常规超导体和研究其超导配对机理一直是凝聚态物理的前沿课题^[1]. 非常规超导电性通常存在于低维系统. 在准二维体系中, 具有非常规超导电性的材料较多, 例如铜氧化物高温超导体、铁基超导体、重费米子超导体、有机超导体和 Sr_2RuO_4 等^[1]. 当维度进一步降低到准一维, 由于载流子被限制在一维空间中, 可能产生 Tomonaga-Luttinger 液体行为^[2]. 另外, 准一维材料常具有 Peierls 非稳定性, 低温下会形成电荷密度波^[3]. 这些性质不利于在准一维材料中产生超导态, 因此, 准一维超导体较少. 准一维超导体常具有新奇的超导电性, 例如, 有机化合物 $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ ^[4] 和无机化合物 $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_7$ ^[5] 可能具有自旋三态配对超导电性, 引起了研究人员的广泛关注.

2015年, 曹光早课题组^[6-8]发现了准一维三元铬砷基超导体 $A_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ ($A = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$), 其

中 $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 的超导转变温度为 6.1 K, $\text{Rb}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 和 $\text{Cs}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 的超导转变温度要低一些, 分别是 4.8 K 和 2.2 K. 该体系是六方晶格结构, 具有非中心对称性, 包含 $[(\text{Cr}_3\text{As}_3)^{2-}]_\infty$ 双壁亚纳米管, $[(\text{Cr}_3\text{As}_3)^{2-}]_\infty$ 链由碱金属阳离子阵列隔开^[9]. 理论计算显示, $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 具有复杂的多能带电子结构, 两条准一维能带和一条三维能带穿越费米面^[10]. 对 $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 进行核磁共振 (nuclear magnetic resonance, NMR) 研究发现, 在超导转变温度附近 Cr 自旋涨落增强, 超导转变温度以下核自旋晶格弛豫率 Hebel-Slichter 相干峰缺失, 表现出非常规超导电性^[11]. 另外, $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 的上临界场 $H_{c2}(0)$ 约为 44.7 T, 大约是泡利极限的 4 倍, 可能存在自旋三态的 Cooper 对^[6]. 这些新奇的实验结果引起了研究者的广泛关注, 但是由于 $A_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 体系极易被空气氧化, 很多实验手段都不能用来研究其超导能隙对称性和超导机理. 随后, 曹光早课题组^[12,13]又合成了在空气中稳定的 $A\text{Cr}_3\text{As}_3$ ($A = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$) 体系的多晶样品, 但这些多晶样品

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0300503, 2015CB921401)、国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金 (批准号: U1630248) 和国家自然科学基金 (批准号: 11474339, 11774402) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shiyan_li@fudan.edu.cn

在低温下并不超导,而是表现团簇的自旋玻璃态. 2017年,任治安课题组^[14,15]合成出了 KCr_3As_3 和 RbCr_3As_3 单晶,发现单晶样品表现出超导电性, KCr_3As_3 的超导转变温度为5 K, RbCr_3As_3 的超导转变温度为7.3 K. ACr_3As_3 体系与 $\text{A}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 类似,具有 $[(\text{Cr}_3\text{As}_3)]_\infty$ 线性链,但 ACr_3As_3 的空间群是 $P6_3/m$,晶格具有中心对称性^[12].此外, ACr_3As_3 体系超导转变温度随着碱金属原子半径的增大而增大,与 $\text{A}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 体系相反. ACr_3As_3 体系是否与 $\text{A}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 体系一样具有非常规超导电性,这个问题值得通过各种实验手段进行深入研究.

本文对 ACr_3As_3 体系中的 RbCr_3As_3 单晶样品进行了电输运和极低温热输运性质研究.极低温热导率是研究超导能隙的体测量手段,例如,对于超导能隙有节点的超导体,零温极限下热导率 κ_0/T 将为有限值^[16].本文在零场下测量了 RbCr_3As_3 单晶的极低温热导率,发现剩余线性项 κ_0/T 为 $7.5 \mu\text{W}\cdot\text{K}^{-2}\cdot\text{cm}^{-1}$,占正常态的24%,表明 RbCr_3As_3 超导体可能存在能隙节点.此外,本文还进行了磁场下的热导率测量,通过拟合得到不同磁场下的 κ_0/T ,绘制归一化的剩余线性项随磁场的关系,并与已知能隙结构的典型超导材料比较,发现随着磁场的增加, RbCr_3As_3 的归一化剩余线性项增加较慢,但比单带s波超导体的快.

2 实验方法

实验使用的 RbCr_3As_3 单晶通过对 $\text{Rb}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 前驱物退插层 Rb^+ 得到^[15].在光学显微镜下,测量样品的有效尺寸为 $1.33 \text{ mm} \times 0.32 \text{ mm} \times 0.25 \text{ mm}$.由于样品一维性较强,实际上是由一束纤维状的 RbCr_3As_3 单晶组成,纤维状单晶之间有一定空隙,如图1(b)插图所示,通过光学显微镜测量的整个样品的横截面积不准确.因此,本实验采用称重法求横截面积,首先对样品进行多次称重并取平均值,然后除以样品的密度和长度得到横截面积为 $3 \times 10^{-8} \text{ m}^2$,比通过光学显微镜测量的值约小1/2.7.利用Quantum Design公司的超导量子干涉仪(superconducting quantum interference device, SQUID),在磁场 $H = 10 \text{ Oe}$ 下,测量单晶样品零场冷的直流磁化率,得到样品在磁化率上的超导转变温度.之后,又用 ^4He 低温样品杆测量了电阻率,得到在电阻率上的超导转变温度.电

阻率测量的温度范围为1.5—300 K,磁场最高加到13 T,并采用标准四线法接线以消除接触电阻引起的测量误差,测量过程中电流方向与针状方向一致. RbCr_3As_3 单晶极低温热导率测量与电阻率测量是同一块样品,热导率测量在稀释制冷机中进行.每个测量单元有一个加热器,给样品提供热流,

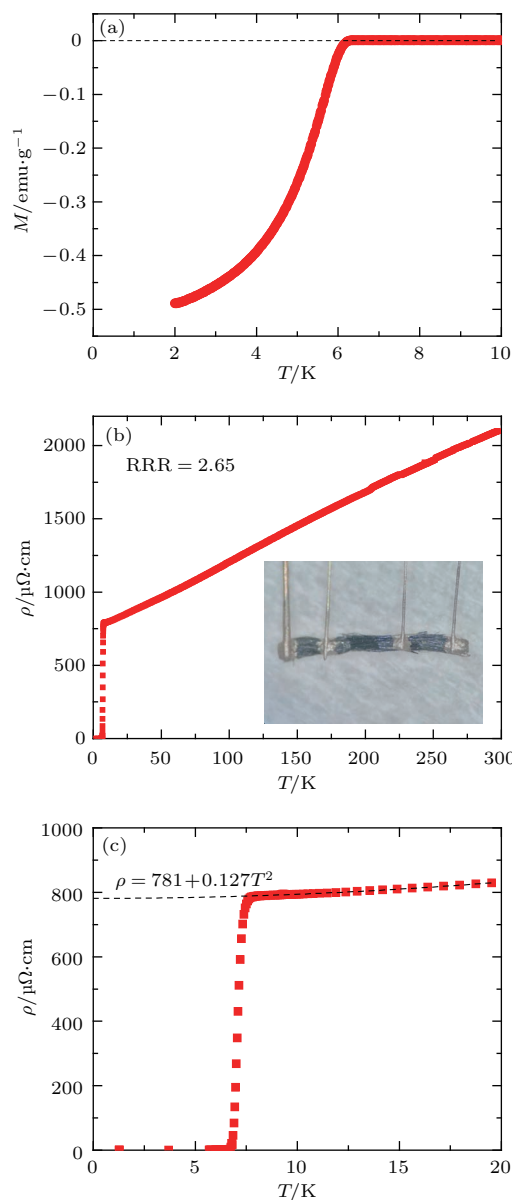


图1 (a) $H = 10 \text{ Oe}$ 下 RbCr_3As_3 单晶的零场冷直流磁化率(磁场垂直于针状方向);(b)零场下, RbCr_3As_3 单晶电阻率随温度的依赖关系(插图为 RbCr_3As_3 单晶);(c)低温下, RbCr_3As_3 单晶的电阻率超导转变
Fig. 1. (a) DC magnetization of RbCr_3As_3 single crystal, measured in $H = 10 \text{ Oe}$ with zero-field-cooled process (perpendicular to needle direction); (b) temperature dependence of the resistivity for RbCr_3As_3 single crystal in zero field (Inset shows the photo of RbCr_3As_3 single crystal); (c) superconducting transition of RbCr_3As_3 single crystals at low temperature.

并使用自标定 RuO_2 为温度计, 测量沿热流方向样品上的温度梯度. 实验施加的磁场垂直于电流和热流方向, 为了防止样品受力变形以及磁场能够在样品中均匀分布, 每次换场都在超导转变温度以上进行.

3 测量结果与讨论

图 1(a) 显示在 $H = 10 \text{ Oe}$ ($1 \text{ Oe} = 10^3/(4\pi) \text{ A/m}$) 下, RbCr_3As_3 单晶的零场冷直流磁化率 M , 抗磁转变温度 $T_c \approx 6.2 \text{ K}$, 与之前报道结果一致 [15]. 根据文献 [15] 中的晶格常数和考虑退磁因子, 估计 RbCr_3As_3 单晶在温度为 2 K 时的超导体积百分比约 145%, 其超出 100% 的部分可能主要来自于质量称量的误差, 表明我们的样品具有体超导性, 这也与文献 [15] 一致. 图 1(b) 显示了 RbCr_3As_3 单晶在温度 T 为 $1.5\text{--}300 \text{ K}$ 时的电阻率 ρ , 从图中可以看出, 样品表现出很好的金属性行为, 样品的剩余电阻率比 (residual resistivity ratio, RRR) 为 2.65. 图 1(c) 给出了 RbCr_3As_3 单晶样品在低温下的电阻率超导转变, 零电阻 $T_c \approx 6.6 \text{ K}$, 比磁化率转变温度略高一些. 此前, Liu 等 [15] 报道 RbCr_3As_3 的 $T_c = 7.3 \text{ K}$ 是指电阻率超导转变刚开始时的温度, 所以比本文高 0.7 K . 用公式 $\rho(T) = \rho_0 + AT^2$ 对温度为 $8\text{--}20 \text{ K}$ 的正常态电阻率进行拟合 (见图 1(c) 虚线), 发现拟合曲线与实际测量数据符合得非常好, 表明 RbCr_3As_3 低温正常态电阻率符合费米液体行为, 拟合得到的样品剩余电阻率 $\rho_0 = 781 \mu\Omega\cdot\text{cm}$.

为了确定样品的上临界磁场 $H_{c2}(0)$, 本文测量得到了不同磁场下的低温电阻率曲线, 如图 2(a) 所示. 随着磁场的增加, 超导转变温度逐渐被压制到更低温度, 正常态表现出轻微的磁阻行为. 定义 $\rho = 0$ 时的磁场为 H_{c2} , 将不同温度下的临界磁场绘制成图 2(b), 利用 Ginzburg-Landau 公式 $H_{c2}(T)/H_{c2}(0) = 1 - [T/T_c(0)]^2$ 进行拟合, 得到上临界 $H_{c2}(0) = 25.6 \text{ T}$.

图 3 给出了 RbCr_3As_3 单晶热导率对温度的依赖关系, 将不同磁场下的数据绘制成 κ/T 对 T 的曲线. 测量得到的热导率是电子和声子的贡献项之和. 低温下热导率数据通常用公式 $\kappa/T = a + bT^{\alpha-1}$ 进行拟合 [17,18]. 公式右边的第一项代表电子的贡献, 第二项代表声子的贡献, 由于声子在边界发生镜面反射, 低温极限下 α 一般

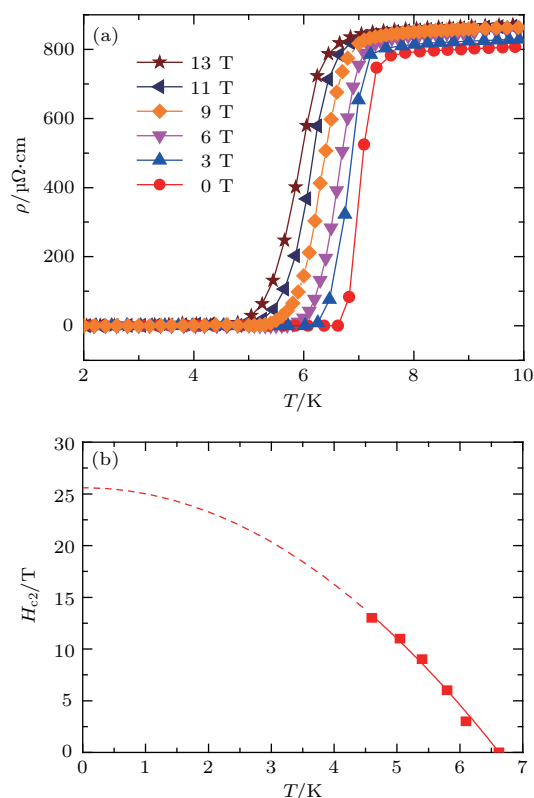


图 2 (a) RbCr_3As_3 单晶在不同磁场下的低温电阻率; (b) 上临界场对温度的依赖关系

Fig. 2. (a) Low-temperature resistivity of RbCr_3As_3 single crystal under various magnetic field; (b) temperature dependence of the upper critical field $H_{c2}(T)$.

在 2—3 之间 [17,18]. 由于图 3 中所有的曲线基本呈线性, 与之前研究的 KFe_2As_2 ($\alpha \approx 2$) [19] 类似, 我们固定幂次 $\alpha = 2$.

在零场下, 拟合热导率数据, 如图 3(a) 所示, 得到样品的剩余线性项为 $\kappa_0/T = (7.5 \pm 1.4) \mu\text{W}\cdot\text{K}^{-2}\cdot\text{cm}^{-1}$. 利用 Wiedemann-Franz 定律计算正常态剩余线性项为 $\kappa_{N0}/T = L_0/\rho_0 = 31.5 \mu\text{W}\cdot\text{K}^{-2}\cdot\text{cm}^{-1}$, 其中洛伦兹常数 $L_0 = 2.45 \times 10^{-8} \text{ W}\cdot\Omega\cdot\text{K}^{-2}$, 可以得到样品在零温极限下超导态的剩余线性项占正常态的 24%. 在无能隙节点的超导体中, 当温度趋于零时, 所有电子都形成 Cooper 对, 不存在费米型准粒子参与导热, 因此剩余线性项 $\kappa_0/T = 0$. 对于有节点的非常规超导体来说, 节点处由于杂质引起的低能准粒子可以导热, 剩余线性项 κ_0/T 将为有限值. 例如, 过掺杂的 d 波超导体 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Tl-2201) 的 $\kappa_0/T = 1.41 \text{ mW}\cdot\text{K}^{-2}\cdot\text{cm}^{-1}$ [20], p 波超导体 Sr_2RuO_4 的 $\kappa_0/T = 17 \text{ mW}\cdot\text{K}^{-2}\cdot\text{cm}^{-1}$ [21]. 因此, 对于零场下剩余线性项 κ_0/T 占正常态 24% 的 RbCr_3As_3 单晶来说, 其超导能隙很可能存在节点.

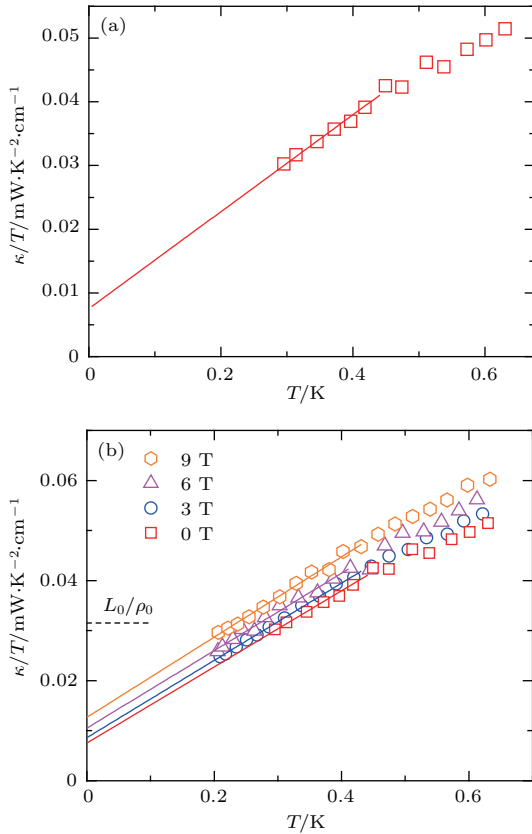


图3 (a) 零场下 RbCr₃As₃ 单晶热导率随温度的依赖关系, 实线代表 $\kappa/T = a + bT^{\alpha-1}$ (α 固定为 2) 的拟合曲线; (b) RbCr₃As₃ 单晶在不同磁场下的低温热导率, 虚线是正常态 Wiedemann-Franz 定律预期值 L_0/ρ_0

Fig. 3. (a) Temperature dependence of the thermal conductivity for RbCr₃As₃ single crystal in zero field, the solid line represents a fit of the data to $\kappa/T = a + bT^{\alpha-1}$ with α fixed to 2; (b) Low-temperature thermal conductivity of RbCr₃As₃ single crystal under various magnetic fields. The dashed line is the normal-state Wiedemann-Franz law expectation L_0/ρ_0 .

图 3(b) 给出了样品的 κ/T 在不同磁场下的温度依赖关系, 图中的实线是 $\kappa/T = a + bT^{\alpha-1}$ 的拟合结果. 很容易看出, 随着磁场的增加, κ_0/T 逐渐提高. 为了获得更多的能隙结构信息, 我们将归一化的剩余线性项 $[\kappa_0/T]/[\kappa_{N0}/T]$ 对归一化的磁场 H/H_{c2} 做图, 结果如图 4 所示. 图 4 还给出了几个典型超导体的数据, 如干净的 s 波超导体 Nb^[22]、脏的 s 波超导合金 InBi^[23]、多带 s 波超导体 NbSe₂^[24] 和过掺杂的 d 波超导体 Tl-2201^[20]. 从图 4 可以看出, RbCr₃As₃ 的 κ_0/T 随磁场增加较慢, 和 d 波超导体 Tl-2201 的 \sqrt{H} 行为不同, 但比单带 s 波超导体的快. 此前, 对于有能隙节点的铁基超导体 KFe₂As₂, 当样品非常干净时, 热导率随磁场先缓慢增加, 当所加磁场大于 1 T (约为 H_{c2} 的 2/3) 时, 热导率随磁场迅速增加, 到达正常态后热导率

开始饱和^[25]. 本文 RbCr₃As₃ 归一化热导率行为与干净的 KFe₂As₂ 在低场下热导率行为相似, 但 RbCr₃As₃ 的上临界场远大于测量系统的最大磁场 9 T, 因此不能得到超导态到正常态的全部数据, 无法与干净的 KFe₂As₂ 在高场下的变化行为相比较.

实际上, 由于 RbCr₃As₃ 的准一维特性, 我们更应该与其他准一维超导体进行比较. (TMTSF)₂PF₆ 是最早被发现的准一维有机超导体, 加压下自旋密度波和超导态共存. Lee 等^[4,26] 在加压下对 (TMTSF)₂PF₆ 的超导态进行了 NMR 和 Knight 频移实验研究, 发现在超导转变温度以下没有共振频移, 表明 (TMTSF)₂PF₆ 可能具有自旋三态超导电性. Belin 和 Behnia^[27] 测量了 (TMTSF)₂ClO₄ 准一维超导体的热导率, 发现零场下剩余线性项为零, 进一步的零磁场 μ SR 实验发现在超导转变温度以下没有自发磁场产生^[28], 说明 (TMTSF)₂ClO₄ 超导能隙没有节点且时间反演对称性不破缺. 然而, 2012 年, Yonezawa 等^[29] 测量了 (TMTSF)₂ClO₄ 单晶加场时的转角比热, 发现当磁场垂直于样品针状方向时, 比热随磁场的变化满足 \sqrt{H} 行为, 说明超导能隙存在线节点. 理论上关于 (TMTSF)₂X ($X = \text{PF}_6, \text{ClO}_4$) 体系超导配对方式也存在争议, Shimahara^[30] 认为是无能隙节点的自旋单态 d 波超导体, 而 Kuroki 等^[31] 认为 (TMTSF)₂PF₆ 存在有节点的 f 波超导配对, (TMTSF)₂ClO₄ 是无节点的 p 波超导配对. 之后, Lebed^[32] 又认为 (TMTSF)₂ClO₄ 是有节点的 d 波

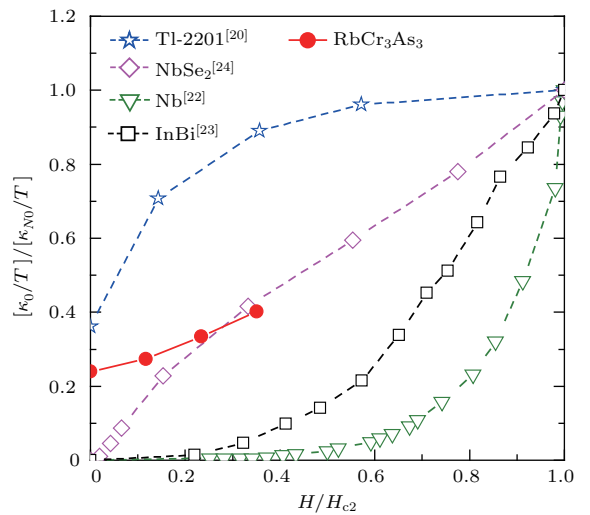


图 4 RbCr₃As₃ 单晶的归一化热导率与归一化磁场的依赖关系

Fig. 4. Normalized residual linear term κ_0/T of RbCr₃As₃ single crystal as a function of H/H_{c2} .

超导体. 对于准一维三元铬砷基超导体 $A_2Cr_3As_3$, $K_2Cr_3As_3$ 的NMR实验表明其超导能隙可能存在点节点或线节点^[11]. 因此, 虽然我们测量的 $RbCr_3As_3$ 单晶极低温热导率在零磁场下有剩余线性项, 表明其很可能存在能隙节点, 但由于目前理论和实验上准一维超导材料能隙结构的复杂性, 对于 $RbCr_3As_3$ 单晶的具体能隙结构还不能完全判断, 其热导率剩余线性项随磁场的变化行为也不明确, 还需要进行深入的实验和理论研究.

4 结 论

本文通过测量新型准一维Cr基超导体 $RbCr_3As_3$ 单晶的极低温热导率来研究其超导能隙结构. 在零场下, 发现其热导率剩余线性项为 $7.5 \mu W \cdot K^{-2} \cdot cm^{-1}$, 占正常态的24%, 表明其超导能隙很可能存在节点. 其归一化的 κ_0/T 随归一化的磁场 H/H_{c2} 增加较慢, 和d波超导体Tl-2201的 \sqrt{H} 行为不同, 但比单带s波超导体的快. 对于准一维超导体 $RbCr_3As_3$ 的超导能隙节点的具体形式, 还需要进一步的实验和理论研究.

参考文献

- [1] Norman M R 2011 *Science* **322** 196
- [2] Voit J 1994 *Rep. Prog. Phys.* **57** 977
- [3] Grüner G 1988 *Rev. Mod. Phys.* **60** 1129
- [4] Lee I J, Brown S E, Clark W G, Strouse M J, Naughton M J, Kang W, Chaikin P M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **88** 017004
- [5] Sepper O, Lebed A G 2013 *Phys. Rev. B* **87** 100511
- [6] Bao J K, Liu J Y, Ma C W, Meng Z H, Tang Z T, Sun Y L, Zhai H F, Jiang H, Bai H, Feng C M, Xu Z A, Cao G H 2015 *Phys. Rev. X* **5** 011013
- [7] Tang Z T, Bao J K, Liu Y, Sun Y L, Ablimit A, Zhai H F, Jiang H, Feng C M, Xu Z A, Cao G H 2015 *Phys. Rev. B* **91** 020506
- [8] Tang Z T, Bao J K, Wang Z, Bai H, Jiang H, Liu Y, Zhai H F, Feng C M, Xu Z A, Cao G H 2015 *Sci. China: Mater.* **58** 16
- [9] Zhou Y, Cao C, Zhang F C 2017 *Sci. Bull.* **62** 208
- [10] Jiang H, Cao G H, Cao C 2015 *Sci. Rep.* **5** 16054
- [11] Zhi H Z, Imai T, Ning F L, Bao J K, Cao G H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 147004
- [12] Tang Z T, Bao J K, Liu Y, Bai H, Jiang H, Zhai H F, Feng C M, Xu Z A, Cao G H 2015 *Sci. China: Mater.* **58** 543
- [13] Bao J K, Li L, Tang Z T, Liu Y, Li Y K, Bai H, Feng C M, Xu Z A, Cao G H 2015 *Phys. Rev. B* **91** 180404
- [14] Mu Q G, Ruan B B, Pan B J, Liu T, Yu J, Zhao K, Chen G F, Ren Z A 2017 *Phys. Rev. B* **96** 140504
- [15] Liu T, Mu Q G, Pan B J, Yu J, Ruan B B, Zhao K, Chen G F, Ren Z A 2017 *Europhys. Lett.* **120** 27006
- [16] Shakeripour H, Petrovic C, Taillefer L 2009 *New J. Phys.* **11** 055065
- [17] Sutherland M, Hawthorn D G, Hill R W, Ronning F, Wakimoto S, Zhang H, Proust C, Boaknin E, Lupien C, Taillefer L, Liang R X, Bonn D A, Hardy W N, Gagnon R, Hussey N E, Kimura T, Nohara M, Takagi H 2003 *Phys. Rev. B* **67** 174520
- [18] Li S Y, Bonnemaïson J B, Payeur A, Fournier P, Wang C H, Chen X H, Taillefer L 2008 *Phys. Rev. B* **77** 134501
- [19] Dong J K, Zhou S Y, Guan T Y, Zhang H, Dai Y F, Qiu X, Wang X F, He Y, Chen X H, Li S Y 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 087005
- [20] Proust C, Boaknin E, Hill R W, Taillefer L, Mackenzie A P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 147003
- [21] Suzuki M, Tanatar M A, Kikugawa N, Mao Z Q, Maeno Y, Ishiguro T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 227004
- [22] Lowell J, Sousa J B 1970 *J. Low. Temp. Phys.* **3** 65
- [23] Willis J, Ginsberg D 1976 *Phys. Rev. B* **14** 1916
- [24] Boaknin E, Tanatar M A, Paglione J, Hawthorn D, Ronning F, Hill R W, Sutherland M, Taillefer L, Sonier J, Hayden S M, Brill J W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 117003
- [25] Reid J P, Tanatar M A, Fecteau A J, Gordon R T, de Cotret S R, Leyraud N D, Saito T, Fukazawa H, Kohori Y, Kihou K, Lee C H, Iyo A, Eisaki H, Prozorov R, Taillefer L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 087001
- [26] Lee I J, Chow D S, Clark W G, Strouse M J, Naughton M J, Chaikin P M, Brown S E 2003 *Phys. Rev. B* **68** 092510
- [27] Belin S, Behnia K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2125
- [28] Luke G M, Rovers M T, Fukaya A, Gat I M, Larkin I, Savici A, Uemura Y J, Kojima K M, Chaikin P M, Lee I J, Naughton M J 2003 *Physica B* **326** 378
- [29] Yonezawa S, Maeno Y, Bechgaard K, Jérôme D 2012 *Phys. Rev. B* **85** 140520
- [30] Shimahara H 2000 *Phys. Rev. B* **61** R14936
- [31] Kuroki K, Arita R, Aoki H 2001 *Phys. Rev. B* **63** 094509
- [32] Lebed A G 2012 *Physica B* **407** 1803

SPECIAL TOPIC — Tenth anniversary of the discovery of iron-based high temperature superconductors

Superconducting gap of quasi-one-dimensional Cr-based superconductor RbCr_3As_3 *

Li Qing¹⁾ Wang Min-Xiang¹⁾ Liu Tong²⁾ Mu Qing-Ge²⁾ Ren Zhi-An²⁾ Li Shi-Yan^{1)†}

1) (State Key Laboratory of Surface Physics, Department of Physics, Laboratory of Advanced Materials, Fudan University, Shanghai 200438, China)

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

(Received 11 September 2018; revised manuscript received 8 October 2018)

Abstract

Since the discovery of high-temperature superconductivity in cuprates, finding more unconventional superconductors and understanding their superconducting pairing mechanism has been an important theme in condensed matter physics. Recently, ternary Cr-based superconductors $A_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ ($A = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$) and $A\text{Cr}_3\text{As}_3$ ($A = \text{K}, \text{Rb}$) were reported, which own quasi-one-dimensional crystal structure, containing $[(\text{Cr}_3\text{As}_3)^-]_\infty$ linear chains. $A_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ belongs to $P\bar{6}m2$ space group, and $A\text{Cr}_3\text{As}_3$ crystallizes in a centrosymmetric structure with the space group $P6_3/m$. Many experiments, such as nuclear magnetic resonance, London penetration depth, show that $A_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ is an unconventional superconductor. However, these $A_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ compounds are extremely unstable in air. Here, we study the superconducting gap of the air-stable RbCr_3As_3 single crystal, using ultralow-temperature thermal conductivity measurement. The resistivity of RbCr_3As_3 single crystal shows a superconducting transition temperature T_c^{zero} at 6.6 K. The normal-state resistivity data from 20 K to 8 K are fitted to $\rho(T) = \rho_0 + AT^2$, which gives a residual resistivity of $\rho_0 = 781 \mu\Omega\cdot\text{cm}$. Then, the thermal conductivity of RbCr_3As_3 single crystal is measured at temperature down to 80 mK and in magnetic fields up to 9 T. In zero field, residual linear term $\kappa_0/T = 7.5 \mu\text{W}\cdot\text{K}^{-2}\cdot\text{cm}^{-1}$ is observed, which is about 24% of its normal-state value, suggesting nodes in the superconducting gap. At low field, the κ_0/T of RbCr_3As_3 shows a relatively faster field dependence than single-gap s-wave superconductors. These results reveal that RbCr_3As_3 is likely an unconventional superconductor with superconducting gap nodes, although the exact superconducting gap symmetry and structure for this quasi-one-dimensional superconductor needs further investigation.

Keywords: RbCr_3As_3 , ultralow-temperature thermal conductivity, superconducting gap

PACS: 74.70.-b, 74.25.fc, 74.20.Rp

DOI: 10.7498/aps.67.20181692

* Project supported by the National Key Research and Development Plan of China (Grant Nos. 2016YFA0300503, 2015CB921401), the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U1630248), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11474339, 11774402).

† Corresponding author. E-mail: shiyang_li@fudan.edu.cn