准一维超导体 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 的核磁共振研究

马倩^{1,2}, 李政^{1,2*}

1. 中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190;

2. 中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049

* 联系人, E-mail: lizheng@iphy.ac.cn

2017-06-26 收稿, 2017-08-03 修回, 2017-08-04 接受, 2017-10-13 网络版发表

国家重点基础研究发展计划(2015CB921304)资助

摘要 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 是具有准一维结构的超导体, 超导温度 $T_c=4.3$ K. 本文介绍利用 ^{125}Te 核磁共振和 ^{181}Ta 核四极矩共振研究 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 的物性. ^{181}Ta 的自旋为 $I=7/2$, 对四极矩相互作用敏感; ^{125}Te 的自旋为 $I=1/2$, 只能感受磁相互作用. 通过对比 ^{181}Ta 与 ^{125}Te 两种元素的自旋弛豫率($1/T_1$), 发现在温度低于80 K时出现电场梯度涨落, 并随着降温逐渐增强, 在 $T_{\text{CDW}}=20$ K进入电荷密度波有序态. 在超导态, ^{125}Te 的 $1/T_1$ 在略低于 T_c 时出现Hebel-Slichter相干峰, 这表明 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 是一种无能隙节点的超导体. 由于强烈电场梯度涨落, ^{181}Ta 的 $1/T_1$ 并没有出现相干峰.

关键词 超导电性, 电荷密度波, 核磁共振, 核四极矩共振

低维度体系通常呈现丰富的物理现象, 如电荷密度波(CDW), 自旋密度波(SDW)和超导电性. 当超导与另一个有序态共存或者近邻时, 通常会出现新奇的性质. 铜氧化物^[1]和铁基^[2]高温超导体都具有二维结构, 其超导相都近邻反铁磁相. 这引起了人们在低维超导材料中发现非常规超导体的兴趣. 准一维材料 $\text{Li}_{0.9}\text{Mo}_6\text{O}_{17}$ ^[3]和有机化合物 $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ ^[4]与 $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ ^[5]被发现可能是具非常规性质的超导体. 一维系统由于其简单的结构引起了人们的关注, 特别是理论上的兴趣^[6].

具有准一维晶体结构的 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 被发现在 $T_c\sim 4.6$ K出现超导电性^[7]. 如图1所示, 它由 PdTe_2 链、 TaTe_3 链和 Ta_2Te_4 双链沿着晶体 b 轴排列组成^[8]. 能带结构计算表明在费米能级上的态密度主要来自于Te的 p 轨道^[9]. 尽管扫描隧道显微镜(STM)研究表明在这个系统中的超导能隙结构各向异性没有节点^[10,11], 而热导率^[12]及比热^[13]的测量, 表明其存在能隙节点. 扫描隧道显微镜研究显示系统位于一个有序态的附

近, 出现一个周期性调制^[11]. 这与其在磁场直达50 T时磁阻没有饱和而是出现了一个随磁场线性变化的现象是一致的^[14].

本文报告了对 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 核磁共振(NMR)和核四极矩共振(NQR)的研究. 自旋-晶格弛豫率($1/T_1$)除以温度与涨落呈正比, ^{181}Ta 的 $1/T_1T$ 在低于80 K急剧增大, 但Te的 $1/T_1T$ 几乎是一个常数, 由于 ^{181}Ta 的核自旋为 $I=7/2$, 拥有一个大的核四极矩, 与电场梯度相耦合, 但 ^{125}Te 没有, 这表明存在较强的电场梯度(EFG)涨落. 进一步降低温度, NQR谱的半高宽、共振频率和 $1/T_1T$ 在 $T=20$ K时都出现突变, 这表明CDW转变在 $T_{\text{CDW}}=20$ K发生. 在超导状态下, ^{125}Te 的 $1/T_1$ 出现Hebel-Slichter相干峰, 表明 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 是一个无能隙节点的超导体. 较强的电场梯度涨落使得 ^{181}Ta 的 $1/T_1$ 没有出现相干峰.

1 实验内容

$\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 单晶样品通过自助溶剂的方法制备^[7].

引用格式: 马倩, 李政. 准一维超导体 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 的核磁共振研究. 科学通报, 2017, 62: 4054–4060

Ma Q, Li Z. NMR study of quasi-one-dimensional $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ (in Chinese). Chin Sci Bull, 2017, 62: 4054–4060, doi: 10.1360/N972017-00706

图1 (网络版彩色)Ta₄Pd₃Te₁₆的结构. 有2个不同的Ta位置和2个不同的Pd位置. Te有8个不同的位置, 分别用数字来标记

Figure 1 (Color online) Structure of Ta₄Pd₃Te₁₆. There are two different sites of Ta and two different sites of Pd. Eight sites of Te are labeled by numbers

通过超导量子干涉仪(SQUID)测量直流磁化率得到 $T_C=4.3$ K. ^{125}Te 的核旋磁比 $\gamma=13.454$ MHz/T, 对 ^{125}Te 的NMR测量, 单晶的**b**轴与磁场相平行, $B\parallel b$. ^{181}Ta 的核旋磁比 $\gamma=5.096$ MHz/T, 对 ^{181}Ta 进行NQR测量时, 为了减少趋肤效应的影响, 晶体被压碎成粉末来提高比表面积. ^{125}Te 的核磁共振谱采用固定磁场扫描频率的方式, 并通过固定频率扫描磁场进行检验. ^{181}Ta 的频谱是通过在零场下扫描频率获得. ^{125}Te 的核磁矩的恢复曲线为简单的e指数形式, $1-M(t)/M(\infty)=\exp(-t/T_1)$, 其中 $M(t)$ 是在施加饱和脉冲之后在时间 t 时的磁矩. ^{181}Ta 的核磁矩曲线包含3个e指数项^[15], 根据各向异性 $\eta=0.29$ (见下节), 恢复曲线为

$$1-M(t)/M(\infty)=0.04\exp(-3t/T_1)+0.37\exp(-9.3t/T_1)+0.59\exp(-18.3t/T_1).$$

2 正常态

图2为30 K时 ^{181}Ta 的NQR谱. ^{181}Ta 的自旋为7/2, 因此核四极矩共振会出现3个峰. 在Ta₄Pd₃Te₁₆中Ta有2个不等价位置, 如图1所示, 这使共振峰数量加倍. 图2中6个峰可以分为2组, 每组包含3个峰. NQR谱是由核四极矩 Q 与电场梯度 $V_{\alpha\alpha}=\partial^2V/\partial V^2$ ($\alpha=x, y, z$) 之间的相互作用所导致的, 其中 V 是电

图2 (网络版彩色) ^{181}Ta 在30 K时的核磁共振谱, 曲线为高斯拟合的结果

Figure 2 (Color online) ^{181}Ta NQR spectra at 30 K, curves are Gaussian fits

势. 哈密顿量 H 为^[16]

$$H_Q = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)} \left[(3I_z^2 - I^2) + \frac{\eta}{2} (I_+^2 + I_-^2) \right], \quad (1)$$

其中, e 为电子电荷, $\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}$ 为电场梯度的各向异性参量. ^{181}Ta 的核四极矩较大, $Q=4.2 \times 10^{-24}$ cm², 比 ^{75}As 或者 ^{63}Cu 的核四极矩大一个数量级. 因此其NQR谱频率远高于铁砷化物中 ^{75}As 共振频率^[17]或铜氧化物中 ^{63}Cu 共振频率^[18].

当 $\eta=0$ 时, $m \leftrightarrow m-1$ 跃迁的共振频率 $\nu_{m \leftrightarrow m-1} = \left(m - \frac{1}{2} \right) \frac{3eQV_{zz}}{2I(2I-1)}$, 3条谱线等距分布. 但是当 η 非0时, 3条谱线是不等间距的. 从图1中可以看出, Ta₄Pd₃Te₁₆中Ta不是轴对称的, 这导致了非对称的电场梯度. 拟合谱得到Ta(1)位置 $\eta_1=0.29$, Ta(2)位置 $\eta_2=0.7$. 由于在Ta(2)位置 η_2 较大, 导致了 $\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$ 比 $\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 5/2$ 的频率更高^[19]. 由于不能确定哪个Ta的位置有较大的 η , 标识在图2中的(1)和(2)可能与在图1中不对应.

图3展示了73.5 MHz($\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$)附近共振峰对温度的依赖性. 在20 K以上, 随着温度的变化, 谱的形状几乎没有变化, 但在20 K以下开始展宽. 图4(a)展示了半高宽对温度的依赖, 在20 K时半高宽迅速增大, 同时核四极矩共振频率 $\nu_{\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2}$ 也在20 K以下迅速增大, 如图4(b)所示, 这表明发生了相变. 自旋-晶格弛豫率的结果表明了此处有一个CDW的相

图 3 (网络版彩色) 在一些典型温度下 $^{181}\text{Ta}(1)$ 的核四极共振峰 ($m = \pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$), 曲线为高斯拟合结果

Figure 3 (Color online) $^{181}\text{Ta}(1)$ NQR peak ($m = \pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$ transition) at some typical temperatures, curves are Gaussian fits

变, 这将在下面展开讨论.

由于CDW形成, 电场的调制周期大于晶格常数的时候, 在一个周期内有两个或更多的原子感受到不同的电场梯度, 这通常会导致谱发生劈裂或展宽, 就像 SrPt_2As_2 ^[20]一样. 但在平面波中, NQR频率的空间分布满足 $\nu = \nu_0 + \nu_1 \sin(kx + \phi)$, 其中 ν_1 对应调制波的振幅, ϕ 对应调制波的相位^[21]. $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 中, 电场调制沿着 b 轴, 周期大小为 $2b$ ^[11], 即 $k = 2\pi/2b$. 沿 b 轴, $\text{Ta}(1)$ 和 $\text{Ta}(2)$ 有相同的位置^[8], $x = nb$, 其中 n 是一个整数. $\phi = 0$ 时, 在所有 Ta 的位置上, 正弦项变为 0, 所有的 Ta 原子都有相同的 $\nu = \nu_0$, 因此谱不会劈裂或者明显的移动. 这与德哈斯-瓦耳芬实验结果一致, 德哈斯-瓦耳芬实验发现费米面没有发生重构, 说明平移对称性没有被破坏^[22].

图5为 $B(=13.43 \text{ T})//b$ 轴时, 不同温度下的 ^{125}Te 的核磁共振谱. 如图1所示, 在单胞中共有 8 个 Te 不等价位置, 因此在 NMR 谱中应该出现 8 个共振峰. 峰值 1 和 2 在高于 20 K 时有相同的频率, 但在低温下由于 CDW 转变发生劈裂. ^{125}Te 的自旋 $I = 1/2$, 不受电场梯度的影响. 在 CDW 态下峰 1 和 2 不再重合, 是因为在 CDW 有序态下, 2 个 Te 的位置不再相同, 其奈特位移也不同.

图4(c)为 ^{181}Ta 和 ^{125}Te 两种原子核的 $1/T_1T$. ^{125}Te 的

图 4 (网络版彩色) (a) $^{181}\text{Ta}(1)$ 峰 ($\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$) 的半高全宽 (FWHM) 随温度的变化; (b) $^{181}\text{Ta}(1)$ 峰 ($\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$) 共振频率 $\nu_{\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2}$ 随温度的变化; (c) ^{181}Ta 与 ^{125}Te 的 $1/T_1T$ 随温度的变化. 竖直线代表 T_{CDW} 的位置

Figure 4 (Color online) (a) Temperature dependence of FWHM of the peak $^{181}\text{Ta}(1)$ ($\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$ transition); (b) temperature dependence of resonance frequency $\nu_{\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2}$ of peak $^{181}\text{Ta}(1)$ ($\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$ transition); (c) the temperature dependence of $1/T_1T$ vs T for ^{181}Ta and ^{125}Te . The vertical line indicates the position of T_{CDW}

T_1 在图5中箭头所指的峰2处测量, 为避免完全压制超导, 测量是在 2.308 T 的低场下进行的, 此时 $T_C = 2.9 \text{ K}$. 转变温度通过使用 NMR 线圈测量交流磁化率得到. ^{181}Ta 的 T_1 在零场下 NQR 谱中 73.5 MHz ($\pm 1/2 \leftrightarrow \pm 3/2$ 转变) 峰的位置测量得到.

^{125}Te 自旋 $I = 1/2$, 只能通过磁相互作用发生弛豫, 而 ^{181}Ta 自旋 $I = 7/2$, 可以通过磁和四极矩相互作用发生弛豫. 通过对比两个原子核的 $1/T_1T$, 可以得到 EFG 涨落的信息. 在 20 K 以上, ^{125}Te 的 $1/T_1T$ 不随温度的变化, 遵循在常规金属中的 Korringa 关系. 在 80 K 以上, ^{181}Ta 的 $1/T_1T$ 也不随温度变化, 这表明弛豫主要受磁相互作用主导. 在 80 K 以下, ^{181}Ta 的 $1/T_1T$ 迅速增加, 这暗示着由于一个有序参量的扰动导致电场梯

图5 (网络版彩色) $B(=13.43 \text{ T})//b$ 轴时 ^{125}Te 的核磁共振谱. 不同温度下的共振峰偏移十分明显. 在 20 K 以下, 信号减弱, 并且峰 1 与峰 2 的逐渐发生劈裂. T_1 在箭头所指的峰 2 处测量

Figure 5 (Color online) ^{125}Te NMR spectra with $B(=13.43 \text{ T})//b$. The vertical axes were offset for clarity. Below 20 K, the signal is weak and peak 1 and peak 2 gradually split. T_1 is measured at the peak 2 marked by the arrow

度涨落的出现. 这个序参量用来描述在 $T=20 \text{ K}$ 时所发生的相变. 这样一个参量是电荷密度波, 它的涨落会与 ^{181}Ta 的核四极矩耦合. 这与电子结构计算的结论相一致, 表明 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 中更可能存在 CDW 而不是 SDW^[9]. 在 $T_{\text{CDW}}=20 \text{ K}$, ^{181}Ta 的 $1/T_1T$ 由于 EFG 涨落的临界慢化, 出现了一个明显的峰. ^{125}Te 的 $1/T_1T$ 同样在 T_{CDW} 以下开始减小, 表明有序导致了态密度的减小. 电荷涨落也可能反映在其他特性中, 表现出有趣的行为, 例如输运特性. 在铁基高温超导体中, 电荷/轨道有序的量子涨落导致非常规性质^[23,24], 并且甚至可能导致了超导电性.

3 超导态

^{125}Te 和 ^{181}Ta 自旋-晶格弛豫率的差异同样出现在 T_C 以下. 图6展示了 ^{125}Te 和 ^{181}Ta 的 $1/T_1$ 随温度的变化,

图6 (网络版彩色) ^{125}Te 与 ^{181}Ta 自旋晶格弛豫率随温度的变化. 在 T_C 以下的曲线为用 BCS 能隙拟合的结果, $\Delta(0)=1.76 k_B T_C$

Figure 6 (Color online) Temperature dependence of the spin-lattice relaxation rate of ^{181}Ta and ^{125}Te . The curve below T_C is a fit to a BCS gap with $\Delta(0)=1.76 k_B T_C$

为了对比, 分别用 T_C 处的 $1/T_1$ 归一化. 可以清晰地看出 ^{125}Te 存在一个相干峰 (Hebel-Slichter 峰), 而在 ^{181}Ta 中没有出现. 大多数情况下, NQR 和 NMR 弛豫感受到同样的涨落, 导致相同的自旋-晶格弛豫率. 例如在 LiFeAs 中, NMR 和 NQR 的 $1/T_1$ 有着相同的变化趋势^[25]. 而此处, ^{125}Te 和 ^{181}Ta 的 $1/T_1$ 显著的区别是由于 ^{125}Te 只能通过磁相互作用发生弛豫而在低温下 ^{181}Ta 的 $1/T_1$ 由核四极矩弛豫主导.

在超导态下 $1/T_1$ 的表达式为

$$\frac{T_{1N}}{T_{1S}} = \frac{2}{k_B T N_0^2} \int \left(1 \mp \frac{\Delta^2}{E^2} \right) N_s^2(E) f(E) [1 - f(E)] dE, \quad (2)$$

式中, T_{1N} 和 T_{1S} 分别代表在正常态和超导态下的弛豫率. $f(E)$ 是费米分布函数, $N_s(E) = \frac{N_0 E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}$ 是超导

态下的态密度, $C = \left(1 \mp \frac{\Delta^2}{E^2} \right)$ 是相干因子. C 中的正负号取决于导致弛豫的相互作用的性质^[26]. 与磁场相互作用导致的弛豫是核自旋与电子自旋/轨道之间的

磁相互作用引起的,不具有时间反演对称性,此时

$$C = \left(1 + \frac{\Delta^2}{E^2}\right), \text{ 弛豫率的表达式为}$$

$$\frac{T_{\text{IN}}}{T_{\text{IS}}} = \frac{2}{k_{\text{B}}T} \int \left(\frac{E^2 + \Delta^2}{E^2 - \Delta^2} \right) f(E) [1 - f(E)] dE. \quad (3)$$

对于s-波能隙,在 $E=\Delta$ 处,态密度的发散使得在略低于 T_{C} 处出现一个Hebel-Slichter相干峰,相干因子会进一步增强这种发散行为.而核四极矩弛豫是核四极矩与电场梯度之间的相互作用引起的,相互作用具有时间反演对称性.此时, $C = \left(1 - \frac{\Delta^2}{E^2}\right)^{[27]}$, 弛豫率有一个简单的表达式:

$$\frac{T_{\text{IN}}}{T_{\text{IS}}} = \frac{2}{k_{\text{B}}T} \int f(E) [1 - f(E)] dE, \quad (4)$$

态密度的发散被相干因子抵消,所以 $1/T_1$ 不会出现Hebel-Slichter相干峰.这就解释了 ^{125}Te 与 ^{181}Ta 在 $1/T_1$ 上的差异.一个类似的情况也在 Ta_3Sn 中出现过, ^{119}Sn 中出现相干峰,但核四极矩弛豫使得 ^{181}Ta 的 $1/T_1$ 的相干峰消失^[28].从图6中可以清晰看到一个 ^{125}Te 的Hebel-Slichter相干峰,这表明超导能隙具有s-波对称性.如果能隙函数在费米面处改变符号,像d波或者p波一样,相干峰将会被抑制.为了使用BCS能隙拟合

数据,我们用一个展宽函数卷积 $N_{\text{S}}(E)^{[29]}$,这近似于以 E 为中心高度为 $1/2\delta$ 的矩形函数.图6中的曲线是拟合结果, $\Delta(0)=1.76k_{\text{B}}T_{\text{C}}$, $\delta=\Delta(0)/3.5$,其中 $\Delta(0)$ 是零温时的超导能隙.另一方面,由于CDW和超导共存, ^{181}Ta 的 $1/T_1$ 在 T_{C} 以下随温度的变化关系是由态密度和电场梯度涨落的减弱共同决定,更为复杂.用一个理论上的函数来拟合数据超出了本文的范围.

尽管电子结构的计算已经证明 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 是一个多能带系统,但对态密度的贡献主要来源于Te的p轨道.因此, ^{125}Te 的NMR得到的无节点的超导能隙与来自能带计算的结果是一致的,即当没有自旋涨落时, $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 是以声子为媒介的s波超导体^[9].

4 结论

综上所述,对 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 的NMR和NQR的研究发现 ^{125}Te 与 ^{181}Ta 在自旋-晶格弛豫率 $1/T_1$ 上存在显著差异,表明电场梯度涨落在80 K之下开始出现.电场梯度涨落随着温度的降低而增强,直到 $T_{\text{CDW}}=20$ K,出现一个CDW相变,在该温度以下,共振频率、半高宽以及 $1/T_1$ 会生明显变化.在 T_{C} 以下, ^{125}Te 的 $1/T_1$ 出现一个明显的Hebel-Slichter相干峰,这是s波超导体的标志.

参考文献

- Bednorz J G, Müller K A. Possible high- T_{C} superconductivity in the Ba-La-Cu-O system. *Z Phys B Condens Matter*, 1986, 64: 189–193
- Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M, et al. Iron-based layered superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x=0.05-0.12$) with $T_{\text{C}}=26$ K. *J Am Chem Soc*, 2008, 130: 3296
- Greenblatt M, McCarroll W H, Neifeld R, et al. Quasi two-dimensional electronic-properties of the lithium molybdenum bronze, $\text{Li}_{0.9}\text{MO}_6\text{O}_{17}$. *Solid State Commun*, 1984, 51: 671–674
- Jerome D, Mazaud A, Ribault M, et al. Superconductivity in a synthetic organic conductor $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$. *J Phys Lett*, 1980, 41: L95–L98
- Bechgaard K, Carneiro K, Olsen M, et al. Zero-Pressure organic superconductor: Di-(tetramethyltetraselenafulvalenium)-rate $[\text{TMTSF}]_2\text{ClO}_4$. *Phys Rev Lett*, 1981, 46: 852–855
- Carr S T, Tsvelik A M. Superconductivity and charge-density waves in a quasi-one-dimensional spin-gap system. *Phys Rev B*, 2002, 65: 195121
- Jiao W H, Tang Z T, Sun Y L, et al. Superconductivity in a layered $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ with PdTe_2 chains. *J Am Chem Soc*, 2014, 136: 1284–1287
- Mar A, Ibers J A. Synthesis, crystal structure and electrical conductivity of a new layered ternary telluride $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$. *J Chem Soc Dalton Trans*, 1991: 639–641
- Singh D J. Multiband superconductivity of $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ from Te p states. *Phys Rev B*, 2014, 90: 144501
- Du Z Y, Fang D L, Wang Z Y, et al. Anisotropic superconducting gap and elongated vortices with caroli-de gennes-matricon states in the new superconductor $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$. *Sci Rep*, 2015, 5: 9408
- Fan Q, Zhang W H, Liu X, et al. Scanning tunneling microscopy study of superconductivity, magnetic vortices, and possible charge-density wave in $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$. *Phys Rev B*, 2015, 91: 104506

- 12 Pan J, Jiao W H, Hong X C, et al. Nodal superconductivity and superconducting dome in the layered superconductor $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$. *Phys Rev B*, 2015, 92: 180505
- 13 Jiao W H, Liu Y, Li Y K, et al. Multiband superconductivity in $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ with anisotropic gap structure. *J Phys: Condens Matter*, 2015, 27: 325701
- 14 Xu X F, Jiao W H, Zhou N, et al. Quasi-linear magnetoresistance and the violation of Kohler's rule in the quasi-one-dimensional $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ superconductor. *J Phys: Condens Matter*, 2015, 27: 335701
- 15 Chepin J, Ross J H. Magnetic spin-lattice relaxation in nuclear-quadrupole resonance: The $\eta \neq 0$ case. *J Phys: Condens Matter*, 1991, 3: 8103–8112
- 16 Slichter C P. *Principles of Magnetic Resonance*. Berlin: Springer, 1990
- 17 Kawasaki S, Mabuchi T, Maeda S, et al. Doping-enhanced antiferromagnetism in $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAs}_2$. *Phys Rev B*, 2015, 92: 180508
- 18 Zheng G Q, Kitaoka Y, Asayama K, et al. NMR study of local hole distribution, spin fluctuation and superconductivity in $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$. *Phys C*, 1996, 260: 197–210
- 19 Li Z, Jiao W H, Cao G H, et al. Charge fluctuations and nodeless superconductivity in quasi-one-dimensional $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ revealed by ^{125}Te -NMR and ^{181}Ta -NQR. *Phys Rev B*, 2016, 94: 174511
- 20 Kawasaki S, Tani Y, Mabuchi T, et al. Coexistence of multiple charge-density waves and superconductivity in SrPt_2As_2 revealed by ^{75}As NMR/NQR and ^{195}Pt NMR. *Phys Rev B*, 2015, 91: 060510
- 21 Blinc R. Magnetic resonance and relaxation in structurally incommensurate systems. *Phys Rep*, 1981, 79: 331
- 22 Helm T, Flicker F, Kealhofer R, et al. Thermodynamic anomaly above the superconducting critical temperature in the quasi-one-dimensional superconductor $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$. *Phys Rev B*, 2017, 95: 075121
- 23 Zhou R, Li Z, Yang J, et al. Quantum criticality in electron-doped $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$. *Nat Commun*, 2013, 4: 2265
- 24 Kuo H H, Chu J H, Kivelson S A, et al. Ubiquitous signature of nematic quantum criticality in optimally doped Fe-based superconductors. *Science*, 2016, 352: 958–962
- 25 Li Z, Ooe Y, Wang X C, et al. ^{75}As NQR and NMR studies of superconductivity and electron correlations in iron arsenide LiFeAs . *J Phys Soc Jpn*, 2010, 79: 083702
- 26 MacLaughlin D E. Magnetic resonance in the superconducting state. *Solid State Phys*, 1976, 31: 1–69
- 27 Hammond R H, Knight W D. Nuclear quadrupole resonance in superconducting gallium. *Phys Rev*, 1960, 120: 762–772
- 28 Wada S, Asayama K. Nuclear quadrupole spin-lattice relaxation of Ta-181 in type II superconducting Ta_3Sn . *J Phys Soc Jpn*, 1973, 34: 1168–1179
- 29 Hebel L C. Theory of nuclear spin relaxation in superconductors. *Phys Rev*, 1959, 116: 79

Summary for “准一维超导体 $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ 的核磁共振研究”

NMR study of quasi-one-dimensional $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$

MA Qian^{1,2} & LI Zheng^{1,2*}¹ Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;² School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

* Corresponding author, E-mail: lizheng@iphy.ac.cn

Low-dimensional systems often display rich physical phenomena, such as charge density wave (CDW), spin density wave (SDW), and superconductivity. Many superconductors were found at low dimensions where the superconductivity coexists with or adjoins another ordered state and has an unconventional nature. The high transition temperature (T_C) superconductivity has been realized in two-dimensional copper oxides and iron pnictides, where the superconducting phase is located in the vicinity of magnetic and nematic orders. This raises an interest in finding unconventional superconductivity in low-dimensional materials. $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ with a quasi-one-dimensional crystal structure was discovered to be superconducting with $T_C \sim 4.6$ K. It consists of PdTe_2 chains, TaTe_3 chains, and Ta_2Te_4 double chains along the crystallographic b axis. Band structure calculations indicate that $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ is an s-wave superconductor with pairing from phonons associated with the Te-Te p bonding and a Fermi-surface associated with Te p bands. Although scanning tunneling microscopy (STM) found that the superconducting gap structure in this system is more likely anisotropic without nodes, nodal gap behaviors were claimed by thermal conductivity and specific heat measurements. STM study suggested that the system is in the vicinity of an ordered state that shows a periodic modulation. This suggestion is consistent with the observation that the magnetoresistance shows an H -linear behavior without saturation up to 50 T. In this paper, we report nuclear magnetic resonance and nuclear quadrupole resonance investigations on $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$. The spin-lattice relaxation rate ($1/T_1$) divided by the temperature, $1/T_1T$, of ^{125}Te is almost a constant and obeys the Korringa relationship as in a normal metal, but $1/T_1T$ of ^{181}Ta increases dramatically below 80 K. These results indicate strong electric-field-gradient (EFG) fluctuations, since ^{181}Ta has a nuclear spin $I=7/2$ with a large nuclear quadrupole moment that couples to EFG, but ^{125}Te with spin $I=1/2$ can only relax by magnetic interactions. Upon cooling, both the full width at half maximum of the spectra and $1/T_1T$ show a sudden change at $T=20$ K, indicating a CDW transition takes place at $T_{\text{CDW}}=20$ K. This is consistent with the electronic structure calculation which implies that $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ prefers the CDW rather than the SDW. In the superconducting state, a Hebel-Slichter coherence peak appears in the temperature dependence of $1/T_1$ of ^{125}Te just below T_C , which indicates that $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ is a fully gapped superconductor. $1/T_1$ can be fitted by using a BCS gap with $\Delta(0)=1.76k_B T_C$. Although $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ is a multiband system, the main contribution to the DOS is from Te p orbitals. Therefore, the full gap derived from the ^{125}Te NMR is consistent with the suggestion from the band calculation that $\text{Ta}_4\text{Pd}_3\text{Te}_{16}$ should be an s-wave superconductor mediated by phonons associated with the Te-Te bonding if there are no spin fluctuations. Due to coexistence of CDW and superconducting, strong EFG fluctuations eliminate the coherence peak in the temperature dependence of $1/T_1$ of ^{181}Ta .

superconducting, charge density wave, nuclear magnetic resonance, nuclear quadrupole resonance

doi: 10.1360/N972017-00706