世界上最小的高精度电容膨胀仪及其应力施加型对应装置的新应用。

R. Küchler，[1,2] R. Wawrzyńczak，[1] H. Dawczak-Dębicki，[1] J. Gooth，[1,3] 和 S. Galeski[1,3]1)马克斯·普朗克固体化学物理研究所，*Nöthnitzer Strasse 40*，*01187* 德累斯顿，德国2)*Innovative Measurement Technology Kuechler*，*Frankenstraße 13*，*01309* 德累斯顿，德国3)波恩大学物理研究所，*Nussallee 12*，*D-53115* 波恩，德国

（日期：2023年1月5日）

我们介绍一种新型应力膨胀仪，其尺寸和重量与世界上最小的微型电容膨胀仪完全相同（高度 × 宽度 × 深度 $=15\,\mathrm{mm}\times14\,\mathrm{mm}\times15\,\mathrm{mm}$，重量：12 g）。开发这款新设备只需更换最新研发的微型膨胀仪中的一个部件，即所谓的“主体”。因此，这种主体可互换的新型微型膨胀仪可用于在有无较大应力的情况下进行高分辨率热膨胀和磁致伸缩测量。我们还报告了这两种微型膨胀仪腔体类型的两项新颖应用。我们首次将新装置安装在无制冷剂系统（PPMS DynaCool）中。第一种新装置可使两种膨胀仪在320 K至1.8 K的温度范围内原位旋转至 $-90°\geq\mu\geq+90°$之间的任意角度。我们还将微型膨胀仪腔体安装在PPMS DynaCool的稀释制冷机插入杆中，如今可在4 K至0.06 K的温度范围内进行膨胀测量。由于样品空间有限，此前无法进行此类测量。对于这两种新应用，我们均可分辨出令人瞩目的长度变化，精度达到0.01 Å。

arXiv:2301.01368v1 [physics.ins-det] 3 Jan 2023

I. 引言

在当今许多最令人感兴趣的材料中，磁矩、电子与其底层晶体结构之间存在强相互作用。这些材料能够展现令人振奋的物理现象，例如超导体、磁体、拓扑绝缘体、非费米液体、不同形式的量子临界性以及磁阻挫。然而，由于这些材料中的温度和能量尺度通常极小，研究这些状态及其涌现激发态极具挑战性[1,2]）。

超高分辨率电容膨胀测量是一种特别适用的技术，对相变、极低能激发，以及多种电子、轨道和自旋自由度与晶格之间的耦合尤为敏感。

在单晶研究中，膨胀测量法相较于比热测量C具有决定性优势：根据晶体对称性的不同，沿各晶轴方向的线性热膨胀可能呈现不同数值，甚至具有不同的温度依赖性。这使得研究晶体结构时能够获得更全面的认识，因为还可以获取互补的方向信息。对于二级相变，可以利用Ehrenfest关系，通过体热膨胀的不连续量（$\Delta\beta$）与比热（ΔC）之比，计算相变温度对压力的初始依赖性：

$$(dT_C/dp)_{p\to0}=V_{mol}T_C\Delta\beta/\Delta C \qquad (1)$$

线性热膨胀也遵循类似关系，并可据此估算单轴压力依赖性[3–5]。

不同的相变和晶轴也可能具有不同的压力依赖性。

一个典型例子是对近期发现的多相非常规超导体$CeRh_2As_2$[6,7]，的测量，其中两个相变发生在极窄的温度区间内（$T_C=0.26\,\mathrm{K}$、$T_0=0.4\,\mathrm{K}$）。线性热膨胀系数在两个相变中呈现不同符号，因此根据Ehrenfest 关系，压力依赖性相反[7]。T_0 的强正压力依赖性，与铈基Kondo晶格中磁有序所观察到的强负压力系数形成对比。这一观察是识别T_0处第二相非磁性本质的关键。

电容式膨胀测量可沿不同晶轴进行，这一优势在研究几何受挫材料 CeRhSn 时尤为明显：沿两条互补晶轴观察到了不同的温度依赖性[8]。因此，我们将在引言中更详细地介绍这一材料。

膨胀测量也是研究量子临界性的“确凿证据”实验，因为检测到发散的 Grüneisen比（体积热膨胀与比热之比），即可证明存在压力诱导的量子临界点（QCP）[9–13]。此外，标度分析表明，描述发散行为的临界指数有助于确定量子临界点的性质[14]。

尽管电容式膨胀测量法数十年前便已开发并投入使用[15–18]，但直到最近，我们才对膨胀仪的设计作出重要改进，使其如今能够在全新的实验环境中以前所未有的精度研究创新材料样品[19–21]。这些新应用包括极强磁场和极低温[19,21]。在 2017[21], 的编辑精选文章中，我们介绍了“世界上最小的电容式膨胀仪：用于强磁场下高分辨率热膨胀和磁致伸缩测量”。尽管经过了极致小型化，这款电容式膨胀仪仍能分辨 0.01 Å 的长度变化。还有其他设计巧妙的微型膨胀仪[22–25]，但如此小巧的电容式膨胀仪能够达到这样的超高分辨率，前所未有。

由于创新材料的样品尺寸往往只有几毫米甚至更小，因此样品在低温下的绝对长度变化通常极其微小，这使得膨胀仪具有极高的分辨率尤为重要。在测量样品长度变化的各种方法中，

电容式膨胀测量因能够实现极高的分辨率而脱颖而出，其分辨率可达 $\Delta L = 10^{-10}$ m，至少比其他技术高一个数量级，包括X射线衍射[26], 光学干涉测量[27], 或应变片[28]以及压电悬臂技术[25], 。

许多低温设备留给实验装置的空间有限。得益于我们新型膨胀仪的小巧尺寸（高度 × 、宽度 × 、深度 = 15 mm×14 mm×15 mm），我们得以在样品空间狭小的设备中实现新的应用[21]。一个重要的例子是，我们的微型设备可以在商用物性测量系统（PPMS）的探针内手动旋转。其超紧凑设计还使我们能够在奈梅亨高场磁体实验室的比特磁体中，对直径为 15.2 mm 的管内样品进行高分辨率热膨胀和磁致伸缩测量，温度低至 300 mK[21]。

本研究报告了一种应力膨胀仪的开发，该仪器与此前介绍的微型膨胀仪尺寸完全相同。为此，只需替换最新开发的微型膨胀仪中的一个部件，即所谓的“主体”。因此，这种主体可互换的新型微型膨胀仪可用于在有或无较大单轴应力的条件下，对热膨胀和磁致伸缩进行高分辨率测量。

近期，人们已将配备压电致动器的智能装置用于非常规超导体的电阻率和交流磁化率测量，这些装置可实现原位应变调控[29–31]。然而，热膨胀和磁致伸缩是最灵敏的相变热力学探针，分别取决于熵和磁化强度对单轴应力的导数，甚至更适合研究例如 受挫 Kondo 晶格[32]。

几年前，我们研制了首台用于高分辨率热膨胀和磁致伸缩测量的单轴应力电容膨胀仪[20]。当时，我们的膨胀仪已经实现小型化，但还没有现在这么小。我们首台应力膨胀仪的池体尺寸大得多（高 ×宽×深 =

36 mm×26mm×20mm）[20]。其工作机制和基本设计与我们的新型微型应力膨胀仪相同。使用这个较大的应力池，施加到样品上的力最高可达 75 N。通过测量横截面为 0.25 mm^2 的长方体样品，可实现 3 kbar 的单轴应力。

在 CeRhSn 单晶实验中，我们成功地利用单轴应力作为控制参数，将一种量子临界几何阻挫材料调控至磁有序基态[33]。与此前研究的所有量子临界材料[9–13]不同，膨胀系数 α/T 仅在 *ab* 平面内发散，而沿*c*轴则呈现费米液体行为[8]。对此的解释是，存在一个与几何阻挫相关的量子临界点，它只对面内应力敏感，而不受*c*轴应力影响[8]。

随后，我们利用新研制的单轴应力膨胀仪[20] 进行进一步研究[33]。我们对一块经过充分表征、两端横截面相同的单块矩形晶体施加了不同的单轴应力，最高达 2 kbar，从而确保样品沿长度方向受力均匀。通过减小样品的横截面来提高施加的应力。承受最高 2 kbar 应力的样品，其

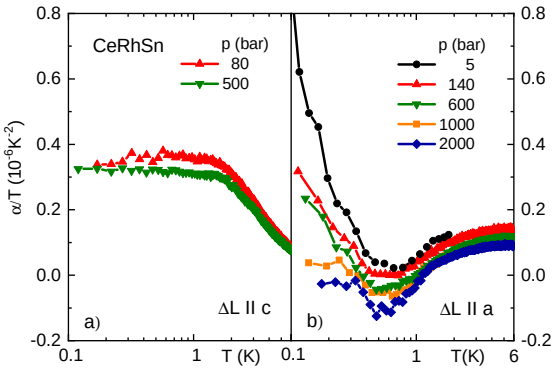

图1. 沿*c*轴和*a*轴测得的热膨胀系数除以温度 α/T，随温度变化的关系；测量时沿测量方向施加不同的单轴应力。0.5 MPa 下的数据引自参考文献8。

横截面为 $0.5 \times 0.6\,\mathrm{mm}^2$。

如图1b所示，在笼目平面内增加应力会抑制 α/T在低温下的发散，随后膨胀系数发生阶跃式变化，这表明发生了二级相变。

由于近藤耦合会随应力增大，而这本身会稳定 CeRhSn 中的顺磁行为，因此观测到的有序态源于面内应力释放了几何阻挫。因此，单轴应力已成功用作一种新型控制参数，使量子临界几何阻挫材料调控至磁有序基态。

我们对 CeRhSn 开展的应变膨胀测量研究是此类研究中最早的一批，开辟了探索几何阻挫物质的新途径。预计在其他一些量子自旋液体候选材料中，也可以通过单轴应力释放阻挫，发现不同的隐藏量子相。

使用我们新开发的微型应力池，可对样品施加最高达 65 N 的类似力。这相当于 2.6 kbar 的单轴应力，该数值是通过测量横截面为 0.25 mm^2 的长方体样品获得的。新型微型应力膨胀仪的工作模式和设计将在 II A节和II B节中详细说明。

本研究报告了两种可使用微型膨胀仪池的新颖应用。我们新型的超高分辨率膨胀测量装置首次安装在无制冷剂系统（PPMS DynaCool）中。该干式系统采用一台双级脉冲管制冷机，同时为超导磁体和温度控制系统提供制冷，从而为样品测量营造高效、低振动的环境。

我们的首个新装置是一个配备原位机械旋转器的 PPMS 膨胀测量探头。因此，现在可以原位将两个微型膨胀仪旋转至 $-90°$ 至 $\geq \mu \geq +90°$ 之间的任意角度。原位意味着膨胀仪在旋转过程中始终位于插入杆内，无需事先取出。该旋转操作可在 1.8 K 至 320 K 的温度范围内进行。相关内容发表于

第三节。

我们还将微型电池安装在 PPMS DynaCool 的稀释制冷机插入杆中，从而可以使用覆盖 4 K 至 60 mK 的温度范围。在这样的稀释制冷机中，供用户进行实验的空间仅为直径 22 mm、长度 35 mm 的圆柱形体积。我们将电池平行和垂直于施加的磁场安装于其中。这是首次在 PPMS 稀释制冷机中进行膨胀测量。膨胀仪冷却至 60 mK 可在不到 8 小时内非常迅速地完成。有关实验装置和首批测量结果的详细信息见第六章。

对于这两种新应用，我们能够分辨低至 0.01 Å 的显著长度变化，这比此前在 PPMS 系统中进行膨胀测量时报告的数值小 10 倍[21]。这相当于相对分辨率为$\Delta L/L = 10^{-10}$，该数值是通过测量长度略小于 1 mm 的样品获得的。

直到最近，只有使用 Oxford Instruments 低温恒温器稀释制冷机内真空腔中的膨胀仪，才能进行$\Delta L/L = 10^{-10}$的超高分辨率测量[19–21]。借助 Oxford Instruments 低温恒温器，我们付出了巨大努力，通过自制的复杂阻尼系统将低温恒温器与其周围环境在机械上隔离。

我们的新结果证明，商用无液氦系统（PPMS DynaCool）也非常适合使用我们的样品池进行超高分辨率热膨胀和磁致伸缩测量；这些样品池对机械振动相对不敏感。

随着液氦日益难以获取，世界各地实验室中的无制冷剂系统数量正在稳步增加。这类系统预计将逐步取代较旧的低温系统。由于膨胀仪测量对机械或电气干扰极为敏感，我们实现的超高分辨率测量表明，其他敏感应用也能在无制冷剂系统中运行。

然而，要实现如此高分辨率的测量，必须以适当方式搭建PPMS系统，避免机械噪声，尤其是电子噪声。在这方面，避免接地回路至关重要。

这是我们首次使用PPMS系统实现如此出色的分辨率。在搭建Dy-naCool测量站时，我们特别注重避免接地回路。这促使我们重新审视低温PPMS系统的搭建方式。在成功消除传统低温PPMS系统中接地回路的存在后，我们也得以显著提高分辨率。

由于避免电子噪声对于膨胀测量的成功至关重要，我们将在第四章详细讨论我们的 DynaCool 实验装置，并介绍我们如何改进其他 PPMS 系统以降低电子噪声。在第五章中，我们将展示使用新型微型应力膨胀仪进行的首次测试测量。

II. 新型迷你应力膨胀仪

A. 新型迷你应力膨胀仪

微型应力膨胀仪基于我们获得专利的微型膨胀仪设计[19–21]，该设计遵循 Pott-Schefzyk 原理[17]，采用两片平行扁叶簧。不同于这一广为人知的原理，我们的新型应力池使用四个弹簧而非两个。新设计如图 2 所示。我们的应力池由一个外框（3）和一个活动部件（1）组成。下部电容器极板（6）安装在外框（3）的底部组件上。上部电容器极板（5）固定在活动部件（1）的底部。外框与活动部件通过四片厚度为 0.5 mm 的扁叶簧（2）连接。样品通过调节螺钉（9）夹紧，该螺钉将样品压向四片平行片簧所产生的力。在这种结构中，样品长度的变化会导致两片电容器极板之间的距离发生同样大小的变化。Pott-Schefzyk 膨胀计由许多独立部件组成，而我们的设计仅由四个主要部件组成：（A）底部组件、（B）主体、（C）盖和（D）样品调节工具（见图 3）。

样品调节工具（D）仅用于样品安装，测量过程中不使用。底部组件（A）包含下部电容器极板（6）。主体（B）包含平面片簧和上部电容器极板（5）。该主体（B）负责膨胀仪腔体的功能。在 Pott-Schefzyk 腔体中，主体由 7 个不同部件组成，这些部件通过螺钉连接在一起。在我们的微型膨胀仪中，主体通过电火花线切割和铣削加工成一个整体。如果采用 Pott-Schefzyk 设计制造新型应力膨胀仪的主体，则需要 13 个独立部件。与原始迷你膨胀计池相比[21]，该主体（B）进行了两项根本性改变：(i) 片簧的厚度显著增加，从 0.25 mm 增加到 0.5 mm。我们的理论计算表明，弹簧力 F以及施加在样品上的单轴压力（应力）p会随着片簧厚度d 的增加而增加，关系为 $F \propto p \propto d^3$。因此，片簧厚度加倍后，作用于样品的弹簧力将增加 8 倍。(ii) 并联弹簧回路中增加了两根弹簧。在原始回路中，两根弹簧并联连接，因为它们并排连接并作为一根弹簧发挥作用。组合体的应变是共同应变，而组合体的应力是各自应力之和。当两根以上弹簧并联时，情况同样如此。我们在膨胀仪设计中增加了两根厚度同为 0.5 mm 的片簧。因此，组合体的应力应加倍。结合这两项根本性改变（(i) 和 (ii)），作用于样品的显著增强的弹簧力应为微型膨胀仪设计的 16 倍。在下一节中，我们将介绍对作用于样品的最终弹簧力进行的实验测定。这表明我们的计算相当精确。实际上，弹簧力增加了 15 倍，而不是 16 倍。

膨胀仪的第三个主要部件是盖（C），它通过螺纹旋接在主体上。该盖包含一个锁紧螺钉（12），其功能如下所述。零件编号

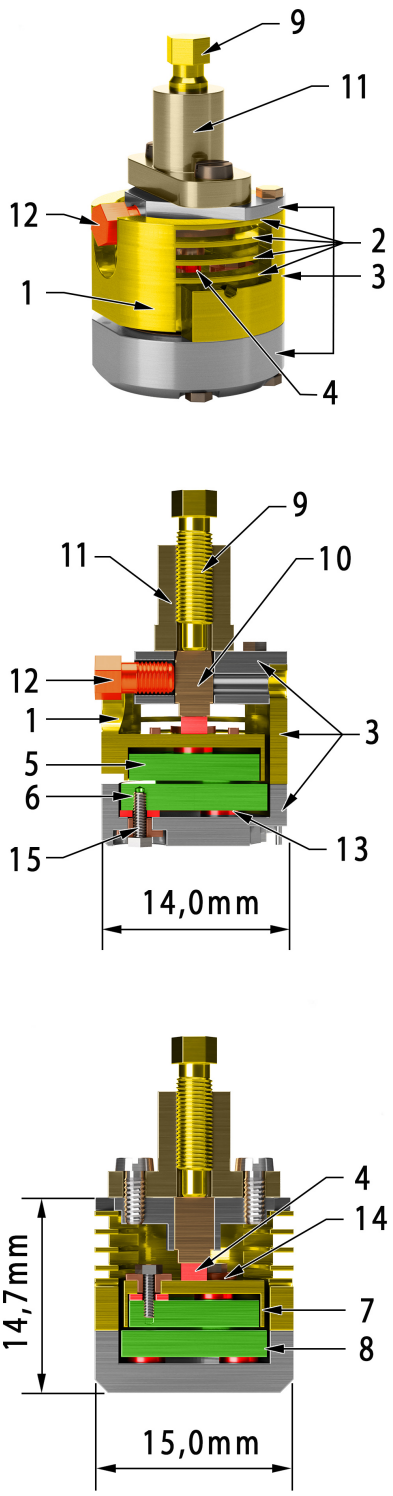

图 2. 新型微型应力膨胀仪的示意图。上图为三维视图，中图为侧面剖视图，下图为膨胀仪的正面剖视图。(1) 活动部件，(2) 四个铍铜扁平片簧，(3) 外框，(4) 样品，(5) 上电容器极板，(6) 下电容器极板，(7 和 8) 保护环，(9) 调节螺钉，(10) 立方体活塞，(11) 可拆卸样品调节工具，(12) 锁定螺钉，(13) 蓝宝石垫圈，(14) Vespel 绝缘件，(15) 焊接在螺钉上的电气连接端。

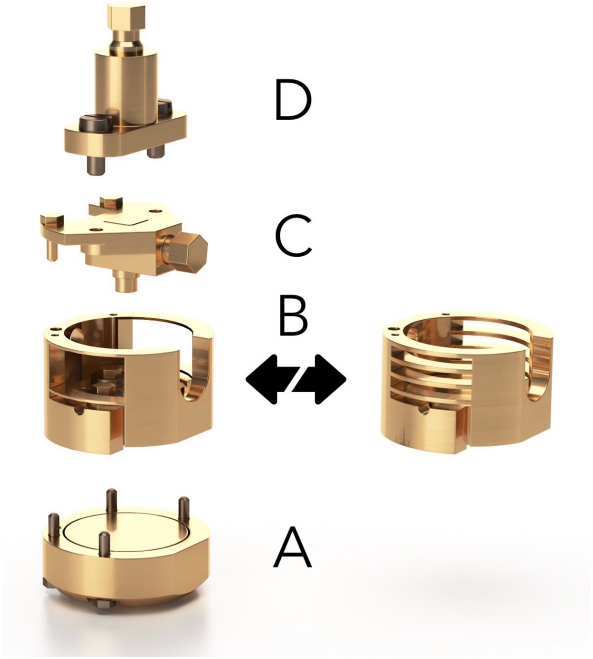

图 3. 新型微型应力膨胀仪与近零压力微型膨胀仪的比较：每台膨胀仪均由四个主要部件组成：(A) 底部组件，(B) 主体，(C) 盖和 (D) 样品调节工具。若要施加额外的单轴应力，只需更换主体 (B)。主体中的应力单元包含四个厚度为 0.5 mm 的弹簧，而不是两个厚度为 0.25 mm 的弹簧。

四是样品调节工具（D），用于安装样品，之后将其移除。该样品调节工具包括一个细螺纹调节螺钉（9），用于安装样品（4，红色）。样品的安装过程如下：首先旋松并移除样品调节工具（D）和盖（C）。接着，从上方将样品插入主体的中心。然后重新旋紧盖（C）和调节工具（D）。样品起初是独立竖立的，下一步通过拧紧调节螺钉（9）将其夹紧。在此方法中，螺钉不会直接压在样品上，而是压在一个只能在盖内水平移动的立方体活塞（10）上。这确保单晶的预定方向在夹紧过程中不会发生改变。样品夹紧后，使用锁定螺钉（12）固定立方体活塞（10）。随后旋松并移除样品调节工具（D）。

微型膨胀仪与微型应力膨胀仪的结构几乎完全相同。四个主要部件中有三个（底部组件（A）、盖（C）和样品调节工具（D））可用于两种膨胀仪（见图 3）。只有包含片簧的主体（B）需要更换，以便对样品施加“近乎零”或显著的单轴压力。因此，微型应力膨胀仪与世界上最小的微型膨胀仪具有完全相同的微小尺寸和重量（高度 × 宽度 ×深度 =15 mm×14 mm×15 mm，重量：12 g）。两种膨胀仪均可用于测量尺寸小于 1 mm 至 2.75 mm 的样品。微型膨胀仪可安装任意几何形状的样品。相比之下，应力膨胀仪要求使用两端横截面相同、特性明确的矩形单晶，

以确保样品内部的压力分布均匀。与近期开发的压电应变调谐装置相比[31]，我们的应力膨胀仪具有一项优势：对于矩形晶体，样品内部不存在应变梯度。通过测量横截面更小的样品来施加较高压力时，建议充分抛光样品表面，以防止产生裂纹。

除绝缘垫圈外，膨胀仪的所有部件均由超高纯度铍铜制成，以减少磁场随时间变化所感生的涡流。含铍量为 1.84% 的材料，其电导率远低于纯铜或纯银。

可使用商用电容测量电桥记录测得的电容变化，再应用平板电容器公式，将这一电容变化换算为样品所导致的长度变化。未加载单元的电容器极板间距为 0.25 mm（$C = 3$ pF）；在测量位置，间距则减小至约 0.05 mm（$C = 20$ pF）。所有制造的微型应力膨胀仪在电容超过 $40 - 50$ pF 时都会发生短路。因此，可以在 10 至 20 pF 的极高测量电容下工作：电容绝对值由商用电容测量电桥（Andeen Hagerling 2550A）测量，分辨率为 10^{-6} pF。在如此高的电容下，样品长度变化的绝对值可用 $\Delta L = 0.01$ Å 的灵敏度进行测量。尽管尺寸很小，新型微型应力膨胀仪仍具有极高的分辨率。新设计还可在相当大的单轴应力下进行测量。下一章将介绍我们搭建的力测试装置，用于测定施加在样品上的弹簧力。

B. 作用于样品的弹簧力及其产生的应力。

微型应力膨胀仪的新工作模式基于四根平行片簧对样品施加的巨大力。我们在参考文献 21 中提到，在采用两根厚度为 0.25 mm 的片簧的微型膨胀仪设计中，施加于样品的弹簧力较小，介于 3 至 4 N 之间。在大多数实验中，如此微弱的力不会改变材料性质。相比之下，在我们采用 4 根更厚且相互平行的弹簧的新设计中，弹簧力以及由此产生的单轴压力（应力）均显著增大。下文将通过实验测定采用两根厚度为 0.25 mm 弹簧的微型膨胀仪，以及分别采用四根厚度为 0.4 mm 和 0.5 mm 弹簧的两台微型应力膨胀仪所施加的弹簧力。

以下公式可用于计算校正后的平板电容器极板间距的变化：

$$\Delta L = \varepsilon_0 \pi r^2 \frac{C - C_0}{CC_0} \left(\frac{1 - CC_0}{C_{\max}^2} \right). \qquad (2)$$

我们使用公式2在室温下测试不同微型膨胀仪的功能，并确定施加在样品上的弹簧力。这里，ΔL 表示样品的长度变化，即电容器极板之间的距离变化。C 表示变化的电容，而C_0 表示

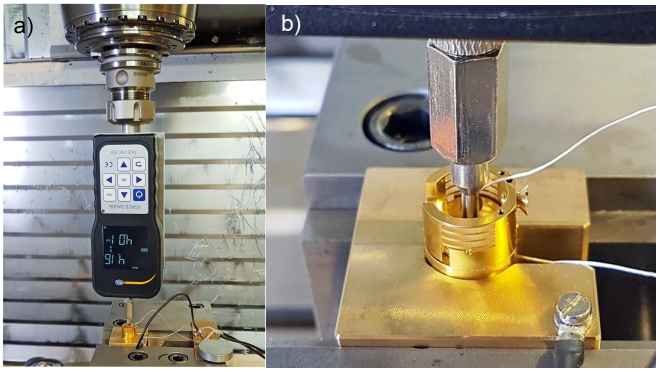

图4. 弹簧力的测定：(a) 测力计安装在数控机床上。(b) 将测力计的传感器探头垂直对准膨胀仪活动部件的上表面。当力逐渐增大至 7000 g 时，探头对活动部件施加的压力随之增加，使活动部件垂直向下移动，其中包括上方的电容器极板向下方极板移动。

初始电容。与理想平板电容器不同，制造的膨胀仪的电容器极板并非精确平行。这种由倾斜造成的误差通过在公式中纳入短路电容$C_{\max}$[17,21]予以考虑。我们通过调节螺钉小心地缩短极板间距，直至电容器被压缩，从而获得短路电容。最终测得的最高值为$C_{\max}$。考虑到极板的倾斜，Pott 和 Schefzyk[17] 推导出公式2，这是测得的长度变化 ΔL的修正表达式，其中 $\varepsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12}$ F/m 为真空介电常数，$r = 5$ mm 为较小圆形上电容器极板的半径。

图4展示了我们的实验装置，我们用它测定施加于样品的弹簧力与电容之间的关系。我们使用分辨率为 0.01N 的测力计测量所施加的力。测力计安装在数控机床上，可沿垂直方向以微米步进精确移动。测力计的传感器探头作用于膨胀仪活动部件的中心位置（见图4）。通过远程控制数控机床，我们缓慢地向下移动测力计及其传感器探头。这样，我们逐渐增大力，使弹簧弯曲程度加大，并缩短两个电容器极板之间的距离。通过逐步增加力来确定校准曲线$F(N)$ 与$C(pF)$之间的关系：应力微型膨胀仪每次增加 2 N，微型膨胀仪每次增加 0.2 N。与此同时，使用 Andeen Hagerling (AH) 2550A 电容电桥测量电容的变化。根据测得的电容，利用公式2计算长度变化 ΔL （电容器极板之间的距离）。

图5显示了三种膨胀仪中，测得的电容与作用于样品上的弹簧力之间的关系。由于膨胀仪的工作电容范围为 10 至 20 pF，微型膨胀仪（2 根厚度为 0.25 mm 的弹簧）产生了预期的 3 至 4 N 的力。膨胀仪的分辨率会随着电容增大而按平方关系提升，因此，当测量电容低于

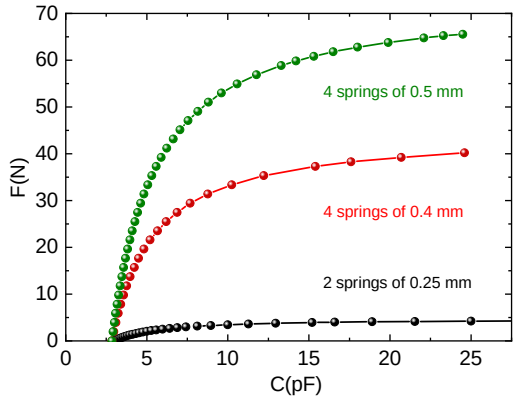

图5. 电容器极板位移及相应弹簧力随工作电容的变化关系。通常，膨胀仪的工作电容设在10至20 pF之间；对于虚线所示的最强应力腔体，这对应的力为55至65 N。

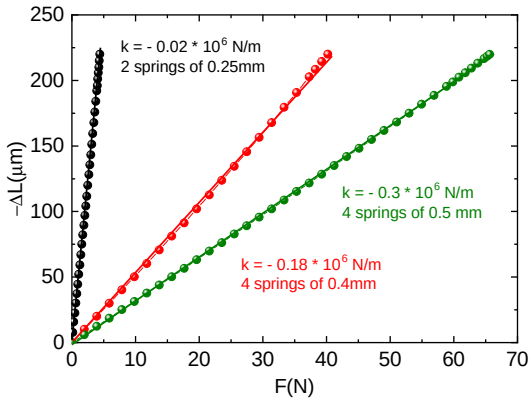

图6. 实验测得的弹簧力与上电容器极板相对于其静止位置的位移之间的关系；上极板位于下极板上方 250 μm处。虚线表示胡克定律 $F = k \times x$，弹簧常数为k，如图所示。

10 pF 时，无法进行高分辨率测量。对于配有 4 根厚度分别为 0.4 mm 和 0.5 mm 弹簧的两种应力膨胀仪，弹簧力分别显著增至约 9 倍和 15 倍。对于配有 4 根厚度为 0.5 mm 弹簧的应力池，其工作范围内的弹簧力为 50 至 65 N。通过测量横截面分别为 1 mm^2 和 0.4 mm^2 的长方体样品，可得到最大单轴应力 0.65 和 4 kbar。由于铜合金的弹性模量从室温到低于 1 K 几乎保持不变，因此该数值适用于从 320 K 到 0.01 K 的整个温度范围。

图6显示了测得的长度变化 ΔL （使用公式2计算）与施加的力之间呈现的线性关系。对于此处的三种膨胀仪，观察到线性关系$F = k \times \Delta L$，这证明弹簧不会发生塑性变形。即使施加的力达到最大值，弹簧的弯曲仍处于弹性范围内。这意味着，带有4根厚度为0.5 mm弹簧且弹簧常数为$k = -0.3 \times 10^6$ N/m的微型应力膨胀仪，也可在整个工作范围内使用。

III. 新应用：原位 PPMS系统用膨胀测量探头

迄今为止，全球开发的所有微型电容式膨胀仪，其尺寸理想情况下都能装入PPMS系统[19,20,22–25]，但无法实现膨胀仪旋转。仅有我们的微型膨胀仪和Quantum Design（QD）开发的膨胀仪例外。在QD设计中[34]，，膨胀仪置于胶囊内。胶囊的设计允许膨胀仪腔体旋转，并通过紧定螺钉锁定到位，以便在不同角度进行测量。然而，每次旋转前都必须将膨胀仪从PPMS中取出，并手动重新设定角度。采用此方法无法在低温下进行原位 旋转。此外，在此应用中，待测样品长度最好为2 mm，$\pm 50\ \mu$m。

下文将介绍一种新开发的膨胀仪探头，可使膨胀仪在 PPMS 中的任意角度（ $-90° \leq \mu \leq +90$ ）进行原位旋转，温度范围为 320 K 至 1.8 K。这使得可以在较短的测量时间内系统地开展各向异性研究。此应用中可使用微型膨胀仪或微型应力膨胀仪，测量尺寸小于 1 mm 至 2.75 mm 的样品。

图 7 展示了所开发的 PPMS 膨胀测量探头。微型膨胀仪 (1) 或微型应力膨胀仪安装在 C 形膨胀仪支架 (2) 上，该支架置于机械旋转器上，可在 PPMS 内对样品进行水平原位手动旋转。膨胀仪的旋转轴与外加磁场方向垂直。

一个由阳极氧化铝制成的探头头部（见图 7(a)）安装在探杆上端。该头部配有一个旋钮，可手动将膨胀仪旋转至 $-90°$ 至 $+90°$ 之间。我们加入了锁定机构，以防止旋转超过 180°，避免用于接线的超薄同轴电缆过度扭绞并断裂。不过，在特殊实验中，只要操作谨慎，也可拆下锁定机构的销钉，使其最多旋转 360°。

固定在探头头部的旋钮通过螺纹连接到一根不锈钢管上；该管经由气密引线通道向下延伸至笼架（3）。笼架（3）通过螺纹连接在管子的下端，内部装有机械旋转器和膨胀仪支架，其中包括膨胀仪。机械旋转器的所有部件均由我们在车间采用青铜以极高精度加工而成，因此能够在极强磁场中运行（目前测试过的最大磁场：12 T）。不锈钢管的下端通过螺纹连接到一个锥齿轮上，该锥齿轮通过另一个锥齿轮和一组齿轮，将旋转传递给 C 形膨胀仪支架（2）。最下方的齿轮连接着一根螺旋弹簧（4），弹簧处于张紧状态，从而防止反向移动。这使膨胀仪能够精确定位。外侧笼架框架的中部安装了一片片簧（5），它对 C 形膨胀仪支架和中心齿轮施加轻微压力，以优化膨胀仪与笼架之间的热耦合。

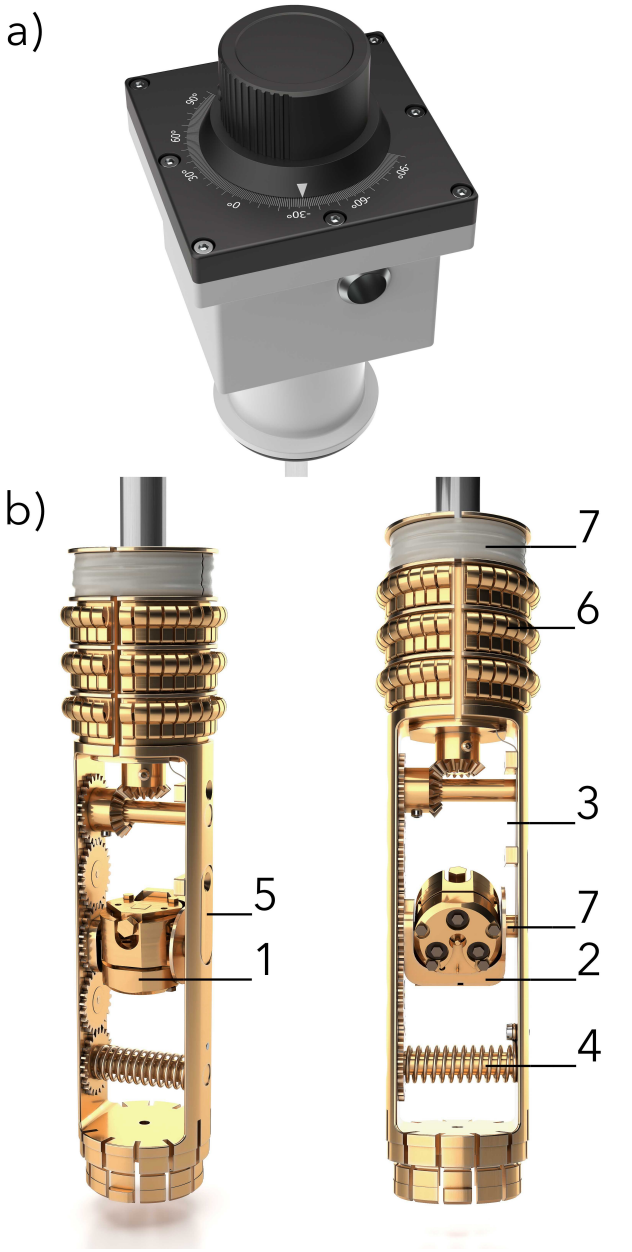

图 7。（a）探针头部；（b）从两个不同角度观察的原位 PPMS 膨胀测量探针。（1）膨胀仪，（2）C 形膨胀仪支架，（3）笼架，（4）螺旋弹簧，（5）片簧，（6）镀金接触弹簧，（7）同轴电缆的位置。

PPMS 探针通过接触弹簧与 PPMS 底部的环形区域进行热耦合，加热器通过引脚连接器将氦气加热至适当温度。三排镀金接触弹簧（6）连接在笼架顶部。热锚（6）直接安装在膨胀仪上方，并与 PPMS冷却通道内腔的下部接触。PPMS冷却通道内腔只有下部由高导热材料（铜）制成，其温度与引脚连接器保持一致。热锚的工作平台具有特大表面积，将其安装在这一高度，是为了有效改善微型膨胀仪的热耦合。由于同轴电缆也提供

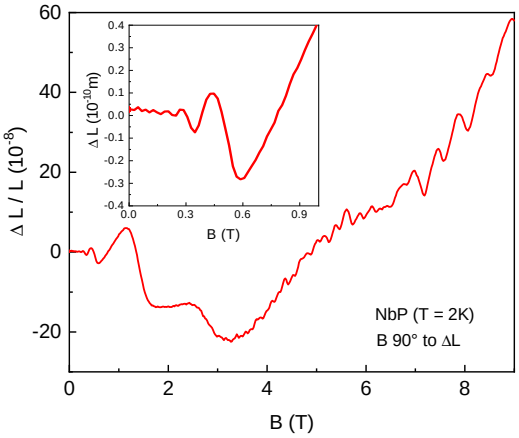

图 8。图中展示了 2 K 时一块尺寸为 1 mm 的 NbP 单晶的相对长度变化 $\Delta L/L$ 随外加磁场的变化；可以清楚地看到由德哈斯－范阿尔芬效应引起的长度变化量子振荡。磁场以 10 Oe/s 的速率在 Dy- naCool 系统中扫描。

为耗散额外热量，它们在接触弹簧（7）正上方的一排中缠绕数圈，将这些热量传导至冷却通道。样品腔还应维持在氦气氛中，典型氦气压力为 5-7 Torr，这能进一步提高装置及其内部样品的热稳定性。探针还配有辐射屏蔽罩，以防止额外加热。

为检查膨胀仪的热耦合情况，我们将一只 Cernox-CX-SD 温度计拧在微型膨胀仪上，然后在升温过程中，分别直接在膨胀仪上和 PPMS（销钉连接器）上测量温度。当温度以 0.3 K/min 的扫描速率从 2 K 升至 300 K 时，两只温度计的读数差在 50 K 以下小于 0.2 K，在 100 K 以下增至 0.5 K，之后直到 300 K 基本保持不变。当从较高温度开始测量时，两只温度计的读数差在很宽的温度范围内均小于 0.2 K。以 0.1 K/min 扫描时，我们发现两只温度计在 50 K 以下没有温差。

探针头部还装有两个气密封装的 LEMO连接器，并通过一对同轴电缆连接到电容电桥。

作为我们在 DynaCool系统中运行的原位PPMS膨胀测量探头具有卓越分辨率的一个例证，我们展示了 Weyl半金属 NbP 的磁致伸缩 $\Delta L(B)/L$ 量子振荡测量（见图 8）。将一块 1 mm 的单晶安装好，使样品长度的变化 $\Delta L(B)$ 沿晶体的c轴测量；将膨胀仪旋转至 $\theta = 90°$ 后，磁场B 沿a轴施加。在 DynaCool系统中，磁场以 10 Oe/s 的速率扫场，测量温度为 2 K。在很低的磁场下便可观察到清晰的德哈斯-范阿尔芬（dHvA）振荡，并且在所测最高磁场下振幅变得非常大。NbP 中的磁致伸缩源于磁场改变了载流子浓度。磁致伸缩测量对于研究具有轻载流子且态密度存在多能带贡献的半金属非常有用

（DOS）[35]。与输运测量[36], 不同，热力学探针与态密度直接耦合，因为磁致伸缩直接测量磁场诱导的载流子密度变化的线性函数 $\Delta L/L = c\Delta N(B)$[35,37]。外加磁场将准粒子的能量量子化为朗道能级；这些能级沿垂直于磁场的方向占据离散能级，具体取决于回旋能量[38]。随着回旋能量随磁场增强而增大，较高的朗道能级会逐渐失去占据。图 8 中观察到的波纹和峰值是朗道能级清空时载流子浓度突变所致，并反映了态密度中的非对称奇异性。

在 NbP 中，观测到的峰与两个电子型和两个空穴型费米面口袋相关[39]。如图 8 插图所示，低频量子振荡的分辨率可低至 0.3 T。这对应较大的磁长度，体现了样品的高品质和仪器的超高灵敏度。得益于装置的高灵敏度，我们能够分辨小至 $\Delta L = 0.01$ Å 的位移。我们对 NbP 进行的磁致伸缩测量是针对外尔半金属开展的首批研究之一，结果表明，磁致伸缩是研究此类材料的极具价值的探针，并促使人们进一步探索。

这是我们首次在 PPMS 系统上实现如此出色的分辨率。如今，我们达到了市售最佳电容测量电桥（Andeen Hagerling 2550A）的分辨率极限，也就是说，电容绝对值的测量分辨率可达 10^{-6} pF。这表明，DynaCool 系统为膨胀测量提供了极低振动的环境。然而，要实现如此高分辨率的测量，必须对 PPMS 系统进行适当配置，以避免机械噪声，尤其是电子噪声。避免接地回路尤为重要。下一章将对此进行详细讨论。

IV. 测量装置的电气隔离

电容测量是最具挑战性的电学测量类型之一。要在我们的装置上进行高分辨率膨胀测量，提供低噪声环境至关重要。在这类测量中，噪声的主要来源包括测量导线与周围环境之间的杂散电容、接地回路引起的电噪声，以及来自其他测量电子设备（测量用电脑、磁体和温度控制器、泵等）的噪声。

在我们的装置中，通过在膨胀仪的电容器极板与 AH 2500电容电桥之间使用完全屏蔽的同轴电缆，将杂散电容产生的噪声限制在较低水平。此外，同轴电缆的外屏蔽层焊接在膨胀仪螺钉上，并与膨胀仪腔体的金属表面相连。由于膨胀测量探头的接触弹簧与 PPMS冷却通道的内腔接触，这种布置确保测量电缆的屏蔽层与 PPMS 样品腔电气连接。这进一步减小了杂散电容的影响，因为 PPMS 本身也构成电屏蔽的一部分。尽管这种设置限制了杂散电容，但如果低温恒温器和电容电桥连接到不同的插座，形成接地回路，就可能引入额外噪声。接地回路是噪声的主要来源。如果测量用电脑、低温恒温器和电容电桥之间存在电气连接，也会出现类似问题，也就是说，通过 USB 或 GPIB 电缆连接（见图 9a）。

要使我们的装置达到 10^{-6} pF 的最高分辨率，必须解决接地回路问题。图 9b 展示了一种可减少接地回路影响的仪器连接示意图，该方案适用于大多数 PPMS 系统。包括测量用电脑在内的所有测量仪器均连接到同一个 PPMS 电源。尽管这种设计无法彻底消除接地回路问题，但由于所有电子设备都接地到同一点，因此可以限制其影响。虽然这种设计设置起来非常方便，但其缺点是测量电子设备与其他电子设备之间没有实现电气隔离。如果设计不当，这可能成为显著的噪声源（例如，常见的数字个人计算机通常未针对提供低噪声环境进行优化）。此外，对于 PPMS 以外的低温恒温器系统，这种设置并非总是可行。

最适合获得最佳分辨率、从而实现最高测量质量的装置用于我们在 QD Dynacool 上进行的测量，如图 9c 所示。在这种配置中，电容电桥在低温恒温器样品腔内接地，并与电网和测量用电脑均实现电气隔离。如此可避免所有接地回路，而接地至低温恒温器则确保样品腔、导线屏蔽层和电容电桥之间不存在电位差。在此装置中，电容电桥与电源线之间的电气隔离通过隔离变压器（ETTK 2500 - 230 VAC 隔离变压器）实现。更具挑战性的问题是对用于数据记录的测量仪器和电脑进行电气隔离。在我们的装置中，这是通过光纤 USB 中继器实现的。具体而言，AH2500 通过 USB/GPIB 适配器连接至 Icron Ranger 2324 USB 发射器，信号经多模光纤传输至接收器，再通过 USB 传送至测量用电脑。事实证明，这种连接方式能够提供可靠的连接，并使测量装置与电脑电子设备完全隔离。

测量装置如图 9c 所示。尽管它需要额外的仪器设备，但也带来一系列额外优势：（1）可用于任何制造商生产的低温恒温器；（2）隔离变压器除了断开接地外，还可作为低通滤波器，滤除电源线中携带的任何高频分量；（3）通过光学方式隔离测量仪器与计算机，可确保高频数字噪声以及 USB 和 GPIB 接地设计不当的问题不会影响测量结果。

V. 使用新型微型应力膨胀仪进行测试测量

为展示新型微型应力膨胀仪的功能，我们测量了多铁性 $TbMnO_3$ 在应力和近乎零压力下的热膨胀。$TbMnO_3$ 的铁电特性源于以下因素之间的相互作用：

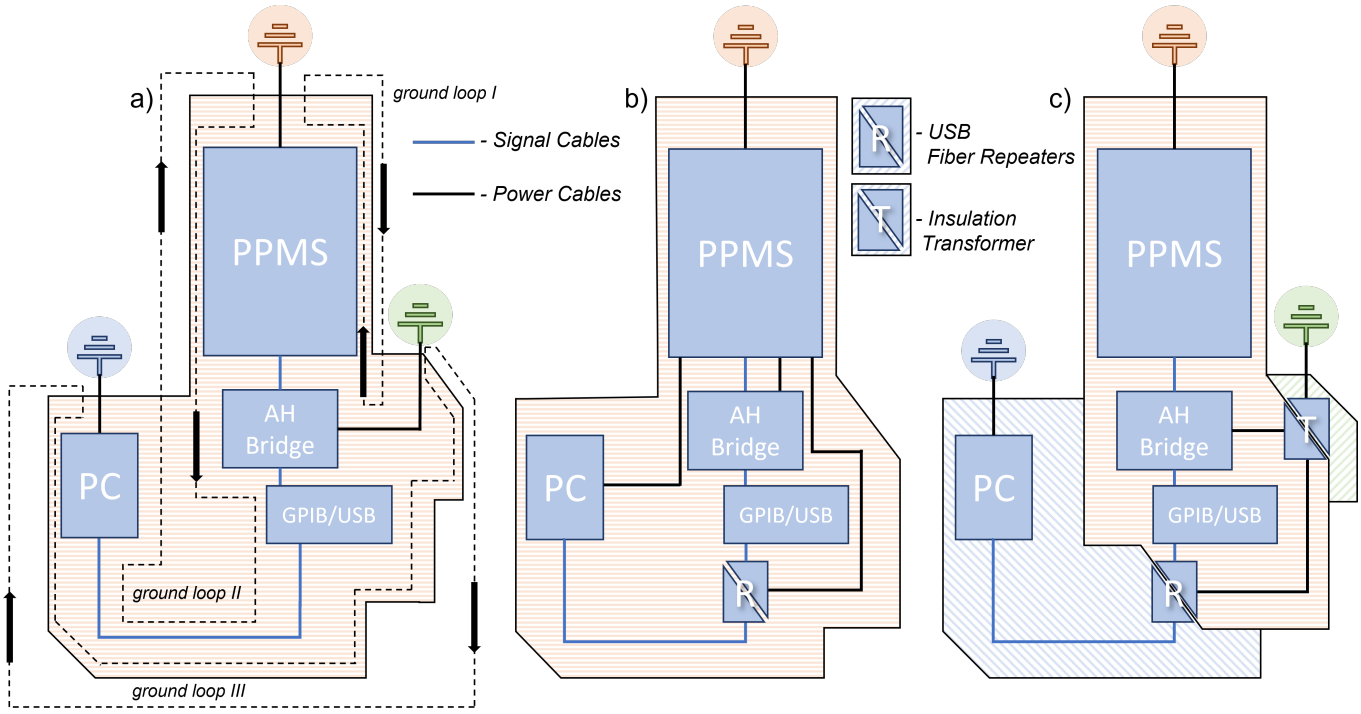

图9。测量系统的三种电气连接方式。a）错误连接的电路，受到地环路噪声的影响。b）整个系统由同一个 PPMS 电源供电。c）AH 电桥（电容电桥）、PPMS（包括其控制器在内的物性测量系统）和 PC（测量计算机）彼此物理分离。

磁自由度与电自由度[40]。选择该体系是因为，即使是微小的结构畸变，也应能引起强烈响应；这是因为轨道和磁自由度相关的相互作用对离子间距极为敏感。

我们制备了一个长方体样品（$l \times w \times d = 1.83 \times 1.22 \times 0.72\ \mathrm{mm}^3$），其切自一根采用浮区技术生长的棒材。热膨胀沿可实现的最长方向测量，该方向与（1，0，1）晶体学方向重合。

在常压下，$TbMnO_3$ 在 42 K 至 7 K 之间经历一系列相变。所有这些相变的特征都可以从用微型膨胀仪测得的热膨胀系数的 T 依赖关系中观察到（见图10中的蓝色曲线）。在 $T_{N\,Mn} = 42$ K 时，Mn 磁矩排列成非公度正弦反铁磁结构，其有序波矢为随温度变化的（0，$k_{Mn}(T)$，0）。进一步冷却时，α 在 $T \approx 34$ K 处发生跃变，这一现象已在先前研究中观察到，并被推测归因于有序波矢随温度变化的速率发生改变[41]。热膨胀系数中最显著的异常出现在 26 K 略低的温度处，表现为磁矩非公度旋轮线有序的开始；其有序波矢的非零分量与正弦结构相同。旋轮线有序打破了反演对称性，并允许自发电极化的产生。该相变与铁电相的开始相一致，此时电极化非零，为 $P \parallel c$[41]。鉴于这一特征十分显著，我们将进一步使用单轴压力研究该特征。在 5 K 以上观察到的最后一个 α 拐点源于 Tb 离子处磁矩的有序化。

应力下的测量使用一种新型微型应力膨胀仪完成。样品由四个厚度为0.5 mm的弹簧夹持在可移动板和固定板之间，这些弹簧施加约65 N的强力。我们测得50 K时电容为24 pF，在冷却至2 K的过程中，电容略微升至25 pF。通过使用F(N)与C(pF)的校准曲线（见图5），我们确定施加在样品上的力约为65 N。施加的应力通过将力除以样品的横截面积计算得出。由于我们使用的是两端横截面积相同的单块矩形晶体，因此能够确保样品沿长度方向承受均匀应力，这是相较于压电器件的一项重要优势。切割后样品的横截面积为$w \times d = 1.22 \times 0.72\ \mathrm{mm}^2$。由此得到的单轴压力为75 MPa。相比之下，在微型膨胀仪测量期间施加在样品上的力仅为4 N（见图5），对应的应力低了16倍。如图10中的橙色曲线所示，应力下测量也观察到了相同的特征，即在7 K、26 K、34 K和42 K处出现四个相变；只有绝对值略小。仔细观察26 K处最显著的相变，可以发现应力使相变温度向较低温度偏移（见图10插图）。为准确确定相变温度，我们以0.01 K/min的速率进行了极慢速测量。在如此低的扫描速率下，升温和降温过程中的测量结果高度重合。应力下相变温度向较低温度偏移，这与我们基于 Ehrenfest 关系所作的计算一致。对于二级相变，方程1所示的Ehrenfest关系可根据体热膨胀和比热的不连续性，计算相变温度 ΔT_C 的依赖关系

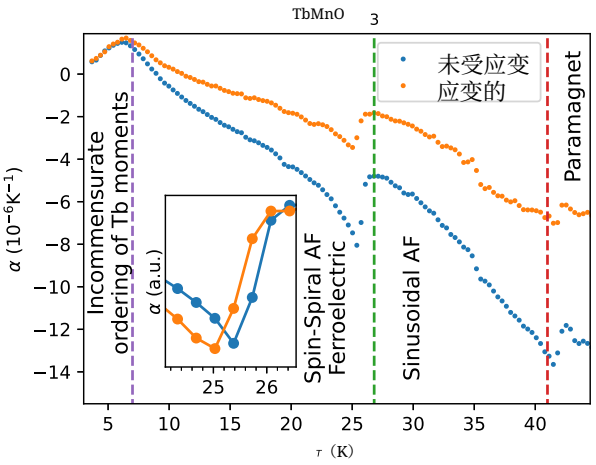

图10. 使用配备2根0.25 mm弹簧和4根0.5 mm弹簧的微型膨胀仪测得的多铁性$TbMnO_3$的热膨胀系数。虚线标示了其他研究[41]中观察到的相变温度。插图显示了磁性相变和顺电-铁电相变附近数据区域经过缩放和平移后的结果。实线仅作视觉参考。

线性热膨胀和比热。线性热膨胀也存在类似关系，可用于估算单轴压力依赖性[3–5]。利用我们无应变热膨胀测量在26 K处的跃变高度以及文献42中的比热跃变高度，我们计算出在单轴压力增加70 MPa时，相变温度的偏移值为 $\Delta T_C = -0.11$ K。应变膨胀测量得到的数值为$\Delta T_C = -0.3$ K（见图10插图），其大小和符号均与计算结果一致，但略大一些。这一观察结果与其他体系的类似研究[43]相符。基于线性热膨胀系数跃变高度、使用Ehrenfest关系进行的计算，似乎适合估算T_C的单轴压力依赖性，但要确定准确数值仍需进行实验测量。此处也可能存在误差。由于温度偏移较小，最大的挑战在于准确确定相变温度。在未来一项类似研究中，我们将尝试测量更薄的样品，以增大施加的应力，从而获得更大的相变温度偏移。

VI. 新应用：在 PPMS 的稀释制冷机插入杆内使用

PPMS（Dyna-Cool（D850）/ PPMS（P850））的稀释制冷机（DR）插入件可将温度范围扩展至从 4 K 到 0.05 K，支持多种测量选项以及用户定制实验。膨胀测量需要使用同轴电缆，以限制杂散电容。Quantum Design 的标准稀释制冷机（DR）单元仅配备了一组锰铜直流线路。因此，要进行膨胀测量，必须对 DR 进行改装，添加同轴电缆。我们在附录中详细说明了具体做法。微型膨胀仪和微型应力膨胀仪可通过两个铜铍合金制成的适配器，拧接到 DR 插入杆的实验平台上——

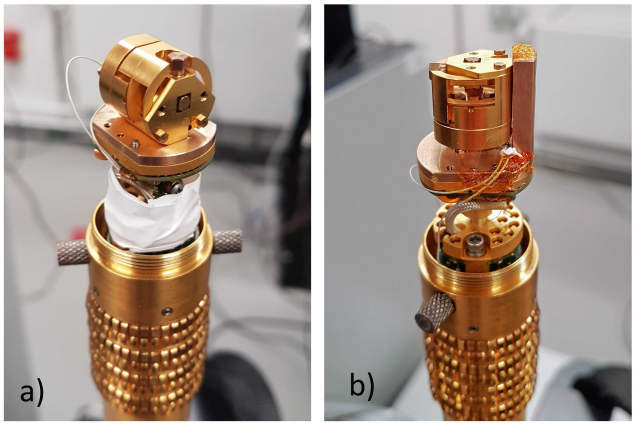

图11. 微型膨胀仪安装在稀释制冷机适配器上的照片：(a) 垂直于磁场，(b) 平行于磁场。

这些适配器经过专门设计，可测量样品沿平行和垂直于磁场方向的长度变化（见图11）。借助这一新装置，我们首次得以在 PPMS 的 DR 插入件中进行膨胀测量。使用该装置，我们在 8 小时内将膨胀仪从室温冷却至 65 mK。达到这一最低温度后，膨胀仪在几分钟内便达到热力学平衡，可开始测量。

在以下章节中，我们展示了在 PPMS DynaCool 系统的稀释制冷机插入杆中使用微型膨胀仪时所具有的卓越灵敏度。为此，我们展示了沿c轴测量的 $YbAlO_3$ 单晶的低温磁致伸缩和热膨胀测量结果，样品长度为$l = 1.74$ mm。磁致伸缩采用图11a所示的配置进行测量。在此配置中，测量沿c 方向的长度变化，同时磁场沿垂直方向施加，即沿a方向施加。

$YbAlO_3$ 被描述为一种一维（1D）海森堡反铁磁自旋$S = \frac{1}{2}$ 链，在低温和弱磁场下表现出托莫纳加–卢廷格液体行为[45]。在奈尔温度$T_N = 0.88$ K以下，具有类伊辛各向异性的有限偶极链间耦合会导致公度三维反铁磁序[44]。B-T相图见图12(a)。各向同性链内相互作用与类伊辛链间相互作用相结合，随着磁场增强，依次形成自旋密度波（SDW）相（$B = 0.32$ T）和横向反铁磁相（TAF）[44]。此外，在$B = 0.67$ 至$B = 0.76$ T的磁场范围内，磁化曲线在$m = \frac{1}{3}$附近呈现一个较弱的平台。图12(a)所示的相图中也标出了这一特征[44]。

图12(b)显示了在$T = 0.065$ K下测得的磁致伸缩系数 $\lambda = 1/L(d\Delta L(B)/dB)$。得益于出色的测量分辨率，即使选用的导数区间$dB = 0.01$ T非常小，$\lambda(B)$曲线也几乎没有噪声且十分平滑。我们能够以最高精度分辨迄今为止确认的所有相变。此外，我们在$B = 0.67$ 和$B = 0.76$ T处检测到明显的双峰。这些是边界场，在这两个场之间，磁化曲线上可以观察到一个接近$m = \frac{1}{3}$ 的微弱平台。此外，

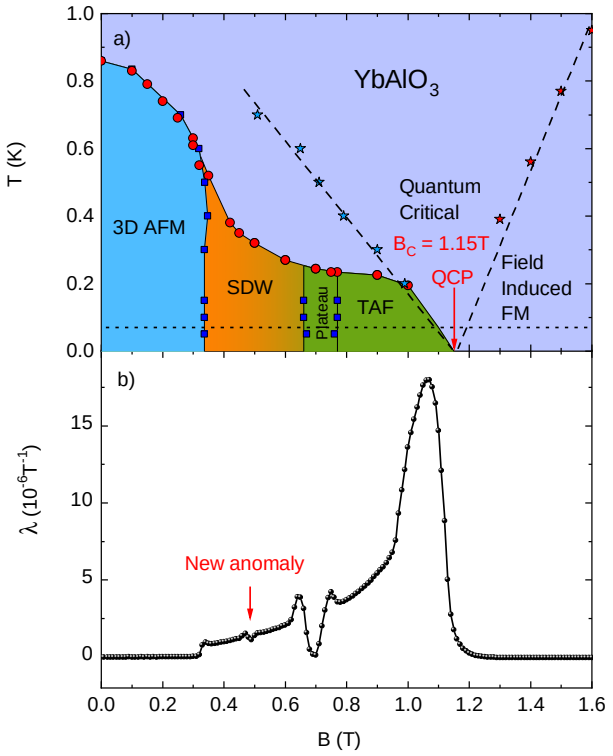

图12. a) 根据比热和磁化测量重建的 $YbAlO_3$ 相图，测量时$B \parallel a$，引自参考文献44。蓝色、橙色和绿色区域分别表示三个磁有序相。绿色区域内低温和$B \approx 0.7$ T条件下的蓝色方块标示了$m = \frac{1}{3}$平台的位置。b) 沿c轴对一块尺寸为1.74 mm的单晶进行测量得到的磁致伸缩系数 $\lambda(B)$。磁场沿a轴施加，$T = 0.065$ K。

我们还发现了一个此前仅在热导率测量中发现过的小型新异常 [46]。这清楚地表明，在约0.5 T处还存在另一种场诱导相变。[46]对此有更详细的讨论。

图13(a)显示低温下的线性热膨胀系数 $\alpha = L^{-1}(dL/dT)_P$；图13(b)显示在零场下沿c轴测得的 $YbAlO_3$ 单晶的绝对长度变化 $\Delta L(T)$。

在 $\alpha(T)$中于T_N处观察到的尖锐 λ型异常表明发生了二级相变。此外，由于噪声水平极低，我们采用了非常窄的温度窗口$dT = 10$ mK来确定线性热膨胀系数 $\alpha = L^{-1}(dL/dT)_P$。峰值非常明显，且相变发生在仅50 mK的极窄温度区间内。这表明，由于膨胀仪质量很小，膨胀仪内部以及样品内部都能非常迅速地达到热平衡。在低温下经常采用的复杂膨胀仪装置中，样品与样品池彼此热隔离；而采用微小样品池设计后，这种装置已不再必要。插图显示了我们的膨胀仪具有非凡的灵敏度，分辨率高达0.01 Å。

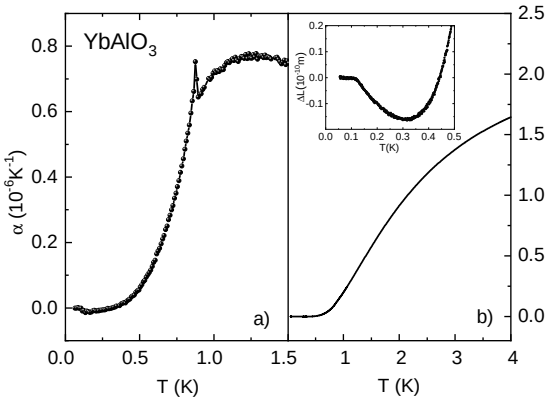

图13。(a) 二级相变在$T_N = 0.88$ K处出现了非常尖锐的 λ型异常，这表明我们的膨胀仪具有很高的灵敏度，且样品质量非常好。(b)中的插图展示了我们的膨胀仪在安装到PPMS DynaCool系统的稀释制冷机插入件上时，具有极高的分辨率$\Delta L = 0.01$ Å。

致谢

我们尤其感谢 P. Gegenwart。若没有他在德国科学基金会联合项目第 KU 3287/1-1 号和第 GE 1640/8-1 号项目（通过单轴压力调节自旋液体中的受挫性）中的支持与合作，应力膨胀仪和微型膨胀仪的开发将无法实现。Gegenwart 领导了该项目，该项目还取得了 CeRhSn 的单轴压力研究结果。我们还要感谢本研究所的创始所长 Frank Steglich，他一直大力倡导膨胀测量法，并支持我们获得膨胀仪专利。我们也感谢 M. Brando 和 A. P. Mackenzie 对我们的支持。Brando 发起了 $YbAlO_3$ 的测量工作。感谢 L. Va- sylechko 和 S. Nikitin 提供 $YbAlO_3$ 单晶。我们还要感谢 T. Lühmann，他不断改进运行实验所需的软件。我们也感谢工场的机械师们，他们制作了膨胀仪和 PPMS 探针的所有精密部件。还要特别感谢 W. Schnelle 和 R. Koban，他们提出了这一想法，并已使用我们的原位探针在 EverCool PPMS 中对 NbP 单晶开展了出色的角度依赖磁致伸缩测量。我们也感谢 V. Hasse 和 C. Shekhar 提供 NbP 单晶。此外，我们感谢 K. Povarov 就在稀释制冷装置上安装额外同轴导线提供建议。我们还要感谢 T. Kubacka 与我们分享 $TbMnO_3$ 样品。

数据可用性声明

支持本研究发现的数据可在本文中获取。

全球最小的高精度电容膨胀仪及其新型应力施加型对应装置的新应用。12



图14. 定制连接器。

附录A：在 Quantum Design 稀释制冷机中安装微型膨胀仪

膨胀测量需要使用同轴电缆来限制杂散电容。标准 Quantum Design 稀释制冷机（DR）装置仅配备了一组锰铜直流线路。因此，要进行膨胀测量，必须通过添加同轴电缆对 DR 进行改装。

为安装同轴电缆，我们使用了稀释制冷机的备用信号导管。它们由两根铜镍管组成，从设备顶部一直延伸到样品空间。为了能够从外部连接同轴电缆，我们用新的铣制铝法兰替换了铝制盲法兰，新法兰内置真空密封型Fischer连接器（见图14）。为限制额外电缆带来的热负荷，我们使用了非常纤细的9450 WH Alpha Wire微型同轴电缆，其电缆外径为150μm。布线时，我们总共使用了两根1.5米长的同轴电缆。

为确保我们的装置在稀释制冷温度下可靠运行，一个关键问题是在将信号线接入样品台之前对其进行适当热化。我们通过将导线缠绕在中心杆上，并在导线离开空间电缆导管的位置将其热锚定到探杆上来实现这一点（见图15(a,b)）。我们使用导热清漆固定导线。随后，导线垂直穿过低温级、热交换器和混合室，一直延伸到样品台。这里有一点很重要：必须牢固固定导线，使其不接触冷凝管（见图15(b,c)）。为此，我们使用了GE清漆和特氟龙胶带。

DR 装置的最终膨胀仪组件如图16所示。在我们的装置中，每次安装时，导线都直接焊接到膨胀仪上。多余的导线用特氟龙胶带缠绕在样品台上，以防与冷凝管接触。下一步，我们将连接带有公母连接器的同轴电缆，使安装更加方便。最终组件的俯视图

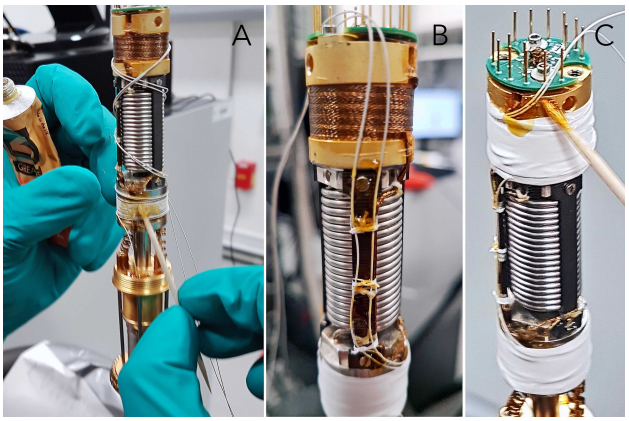

图15。（a）用GE清漆将同轴导线热锚定到静止段。（b、c）用特氟龙胶带将同轴导线固定到稀释制冷机的垂直部分。

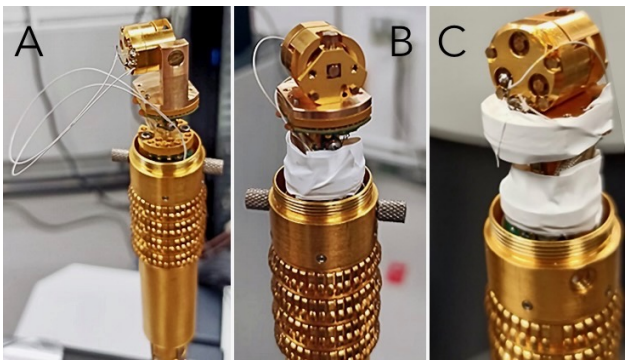

图16。最终组件的不同视图。使用特氟龙胶带整理多余的导线。

冷凝管的安装如图17所示。

[1]Y. Tokura、M. Kawasaki 和 N. Nagaosa，《自然·物理》**13**，1056 (2017)。[2]D. N. Basov、R. D. Averitt 和 D. Hsieh，Nature Materials**16**，1077 (2017)。[3]尽管近期对此关系存疑[5]，，该关系$dT_C/dp_i = T_C\Delta\alpha_i/\Delta C_i$仍然成立[4]，，因为实验中所有（不同的）单轴压力始终保持恒定，而 ΔC_i 因此不仅指恒定 pi 下的热容跃变，实际上还指在恒定静水压力下测得的 ΔC 。

[4]Markus Garst ，私人通信。



图17。安装冷凝管后的最终组件俯视图。

[5]P. Moin, 《相变》**89**, 1074 (2016), https://doi.org/10.1080/01411594.2016.1146951. [6]S. Khim, J. F. Landaeta, J. Banda, N. Bannor, M. Brando, P. M. R. Bry- don, D. Hafner, R. Küchler, R. Cardoso-Gil, U. Stockert, A. P. Mackenzie, D. F. Agterberg, C. Geibel, and E. Hassinger, 《科学》**373**, 1012 (2021), https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.abe7518. [7]D. Hafner, P. Khanenko, E.-O. Eljaouhari, R. Küchler, J. Banda, N. Bannor, T. Lühmann, J. F. Landaeta, S. Mishra, I. Sheikin, E. Hassinger, S. Khim, C. Geibel, G. Zwicknagl, and M. Brando, 《物理评论X》**12**, 011023 (2022). [8]Y. Tokiwa, C. Stingl, M.-S. Kim, T. Takabatake, and P. Gegenwart, 《科学进展》**1**, e1500001 (2015), https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/sciadv.1500001. [9]R. Küchler, N. Oeschler, P. Gegenwart, T. Cichorek, K. Neumaier, O. Tegus, C. Geibel, J. A. Mydosh, F. Steglich, L. Zhu, and Q. Si, 《物理评论快报》**91**, 066405 (2003). [10]R. Küchler, P. Gegenwart, K. Heuser, E.-W. Scheidt, G. R. Stewart, and F. Steglich, 《物理评论快报》**93**, 096402 (2004). [11]R. Küchler, P. Gegenwart, J. Custers, O. Stockert, N. Caroca-Canales, C. Geibel, J. G. Sereni, and F. Steglich, 《物理评论快报》**96**, 256403 (2006). [12]A. Steppke, R. Küchler, S. Lausberg, E. Lengyel, L. Steinke, R. Borth, T. Lühmann, C. Krellner, M. Nicklas, C. Geibel, F. Steglich, and M. Brando, 《科学》**339**, 933 (2013), https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1230583. [13]P. Gegenwart, Q. Si, and F. Steglich, 《自然·物理》**4**, 186 (2008). [14]L. Zhu, M. Garst, A. Rosch, and Q. Si, 《物理评论快报》**91**, 066404 (2003). [15]G. White, 《低温学》**1**, 151 (1961). [16]G. Brändli and R. Griessen, 《低温学》**13**, 299 (1973). [17]R. Pott and R. Schefzyk, 《物理学杂志E：科学仪器》**16**, 444 1983( ). [18]M. O. Steinitz, J. Genossar, W. Schnepf, and D. A. Tindall, 《科学仪器评论》**57**, 297 (1986), https://doi.org/10.1063/1.1138934. [19]R. Küchler, T. Bauer, M. Brando, and F. Steglich, 《科学仪器评论》**83**, 095102 (2012), https://doi.org/10.1063/1.4748864. [20]R. Küchler, C. Stingl, and P. Gegenwart, 《科学仪器评论》**87**, 073903 (2016), https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4958957. [21]R. Küchler, A. Wörl, P. Gegenwart, M. Berben, B. Bryant, and S. Wiedmann, 《科学仪器评论》**88**, 083903 (2017), https://doi.org/10.1063/1.4997073. [22]M. Rotter, H. Müller, E. Gratz, M. Doerr, and M. Loewenhaupt, 《科学仪器评论》**69**, 2742 (1998), https://doi.org/10.1063/1.1149009. [23]G. M. Schmiedeshoff, A. W. Lounsbury, D. J. Luna, S. J. Tracy, A. J. Schramm, S. W. Tozer, V. F. Correa, S. T. Hannahs, T. P. Murphy, E. C. Palm, A. H. Lacerda, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, J. L. Smith, J. C. Lash- ley, and J. C. Cooley, 《科学仪器评论》**77**, 123907 (2006), https://doi.org/10.1063/1.2403088. [24]J. J. Neumeier, R. K. Bollinger, G. E. Timmins, C. R. Lane, R. D. Krogstad, and J. Macaluso, 《科学仪器评论》**79**, 033903 (2008), https://doi.org/10.1063/1.2884193.

[25]J.-H. Park、D. Graf、T. P. Murphy、G. M. Schmiedeshoff 和 S. W. Tozer，《科学仪器评论》80，116101（2009），https://doi.org/10.1063/1.3258143。[26]T. Barron、J. Collins 和 G. White，《物理学进展》29，609（1980），https://doi.org/10.1080/00018738000101426。[27]I. Hamann、J. Sanjuan、R. Spannagel、M. Gohlke、G. Wanner、S. Schuster、F. Guzman 和 C. Braxmaier，《国际光机电一体化期刊》13，18（2019），https://doi.org/10.1080/15599612.2019.1587117。[28]N. Kabeya、K. I mura、K. Deguchi 和 N. K. Sato，《日本物理学会志》80，SA098（2011），https://doi.org/10.1143/JPSJS.80SA.SA098。[29]J.-H. Chu、H.-H. Kuo、J. G. Analytis 和 I. R. Fisher，《科学》337，710（2012），https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1221713。[30]A. Steppke、L. Zhao、M. E. Barber、T. Scaffidi、F. Jerzembeck、H. Rosner、A. S. Gibbs、Y. Maeno、S. H. Simon、A. P. Mackenzie 和 C. W. Hicks，《科学》355，eaaf9398（2017），https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.aaf9398。[31]C. W. Hicks、M. E. Barber、S. D. Edkins、D. O. Brodsky 和 A. P. Mackenzie，《科学仪器评论》85，065003（2014），https://doi.org/10.1063/1.4881611。[32]P. Gegenwart，《物理学进展报告》79，114502（2016）。[33]R. Küchler、C. Stingl、Y. Tokiwa、M. S. Kim、T. Takabatake 和 P. Gegenwart，《物理评论B》96，241110（2017）。[34] D. Martien、M. Williamsen、S. Spagna、R. Black、T. DaPron、T. Hogan 和 D. Snow，《IEEE磁学汇刊》55，1（2019）。[35]M. Dresselhaus，《固体物理与化学杂志》32，3（1971）。[36]Z. Zhu、A. Collaudin、B. Fauqué、W. Kang 和 K. Behnia，《自然·物理》8，89（2012）。[37]J. P. Michenaud、J. Heremans、M. Shayegan 和 C. Haumont，《物理评论B》26，2552（1982）。[38]D. Shoenberg，《物理学杂志F：金属物理》18，49（1988）。[39]J. Klotz、S.-C. Wu、C. Shekhar、Y. Sun、M. Schmidt、M. Nicklas、M. Baenitz、M. Uhlarz、J. Wosnitza、C. Felser 和 B. Yan，《物理评论B》93，121105（2016）。[40]Y. Tokura、S. Seki 和 N. Nagaosa，《物理学进展报告》77，076501（2014）。[41]D. Meier、N. Aliouane、D. N. Argyriou、J. A. Mydosh 和 T. Lorenz，《新物理学杂志》9，100（2007）。[42]D. O'Flynn、M. R. Lees 和 G. Balakrishnan，《物理学杂志：凝聚态》26，256002（2014）。[43]Steppke 等，尚未发表。[44]S. E. Nikitin、S. Nishimoto、Y. Fan、J. Wu、L. S. Wu、A. S. Sukhanov、M. Brando、N. S. Pavlovskii、J. Xu、L. Vasylechko、R. Yu 和 A. Podlesnyak，《自然·通讯》12，3599（2021）。[45]L. S. Wu、S. E. Nikitin、Z. Wang、W. Zhu、C. D. Batista、A. M. Tsvelik、A. M. Samarakoon、D. A. Tennant、M. Brando、L. Vasylechko、M. Frontzek、A. T. Savici、G. Sala、G. Ehlers、A. D. Christianson、M. D. Lumsden 和 A. Podlesnyak，《自然·通讯》10，698（2019）。[46]P. Mokhtari 等，尚未发表。