arXiv:2603.01226v1 [cond-mat.supr-con] 1 Mar 2026

扫描 高矢量磁场下的隧道显微镜

Jaime Rumeu Ozores,[1] Miguel Agueda Velasco,[1] Edwin Herrera,[1] Pablo Garcıa Talavera,[1] Jose D. Bermudez-Perez,[1,2] Jose A. Moreno,[1] Paula Obladen,[1] Rafael Alvarez Montoya,[3] Jose Navarrete,[4] Juan Ramon Marijuan,[4] Jose A. Galvis,[2] Isabel Guillamon,[1] 和 Hermann Suderow[1,a)]

1)*Laboratorio de Bajas Temperaturas y Altos Campos Magnéticos, Departamento de Física de la Materia Condensada, Instituto Nicolás Cabrera and Condensed Matter Physics Center (IFIMAC), Unidad Asociada UAM-CSIC, Universidad Autónoma de Madrid, E-28049 Madrid, Spain*2)*School of Sciences and Engineering, Universidad del Rosario, Bogotá 111711,Colombia*3)*Departamento de Física de la Materia Condensada, Universidad Autónoma de Madrid, E-28049 Madrid, Spain*4)*SEGAINVEX, Universidad Autónoma de Madrid, E-28049 Madrid, Spain*

扫描隧道显微镜（STM）是一种强大的仪器，可用于研究表面电子态密度，直至原子尺度。许多有趣的样品需要研究其随磁场变化的情况，而磁场通常垂直于表面施加。传统扫描隧道显微镜设计使得在必须沿其他方向施加磁场时进行测量颇具挑战。在此，我们展示一套安装在可旋转平台上的新型扫描隧道显微镜装置。我们设计并建造了一台新型扫描隧道显微镜，其尺寸足够小，可在直径为37 mm的空间内实现完全旋转，远小于许多磁体内部的可用空间。我们表明，这种新型可旋转扫描隧道显微镜装置在噪声和精度方面保持了先进扫描隧道显微镜的性能。我们的新方法显著增强了对所施加磁场方向的控制，并为研究量子材料开辟了令人振奋的新可能性。

引言

磁场是矢量，具有大小和方向。因此，对磁性的研究理想情况下应包含在不同磁场大小和方向下获得的结果。对于数十毫特斯拉量级的磁场，三轴亥姆霍兹线圈被广泛使用[1]。相比之下，特斯拉量级的磁场则需要使用超导螺线管。可用空间通常是直径小于两英寸的圆柱形体积[2,3]。控制磁场方向要么需要（i）沿某一方向组合一个长螺线管沿 z 方向，分裂线圈位于螺线管外部，且沿平面内（x-y）方向布置；或者（ii）采用一种装置，可改变长螺线管内测量装置的方向。第一种情况下，分裂线圈远离测量装置，平面内可用的最大磁场通常低于 3 T[4–18]。第二种方案最常用于对振动不太敏感的测量装置，包括电阻率、磁化强度、热膨胀、比热等，因为它能够达到最高磁场。不过，这种配置（如图 1所示）在扫描隧道显微镜（STM）中相对较少采用[18–20]。原因在于，扫描隧道显微镜通常需要低振动环境，因此大多安装在刚性支撑上，无法改变样品的取向，通常只能在磁场方向固定的情况下进行测量[21–23]。此外，扫描隧道显微镜通常需要占用螺线管内全部可用空间，因而无法旋转。在此，我们将扫描隧道显微镜小型化，并将其安装在超导螺线管内的旋转平台上。我们实现了对磁场大小和方向的可控调节，同时不影响低温扫描隧道显微镜的常规能力，即对原子尺度位置的控制以及电子态密度的测量。

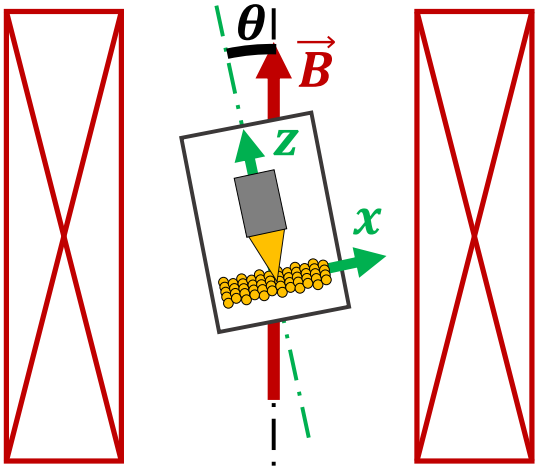

图 1：我们用黑色矩形示意一台可旋转的扫描隧道显微镜（STM）。在显微镜内部，我们示意了一个扫描压电元件（灰色）、一个针尖（橙色）和一个表面（橙色球体，示意原子）。螺线管以红色表示。红色箭头表示所施加磁场的方向。通过可旋转平台改变扫描隧道显微镜的方向；表面坐标系中的主轴 x 和 z 以绿色表示。旋转角为 θ。

装置描述

我们工作的一个重要新颖之处是开发了一种可旋转平台，如图2(a,b)所示。该可旋转平台（图2(a)中的A）由聚醚醚酮（PEEK）制成，并固定在铜

a)通讯作者：hermann.suderow@uam.es

梁上，使用两颗螺钉固定。样品精确位于旋转轴上以及磁体中心，从而确保样品暴露于空间均匀的磁场中。平台上有一个平坦的支撑面，我们用螺钉和凯夫拉绳将微型扫描隧道显微镜固定在该支撑面上。两面加固的侧壁用螺钉固定在铜支撑上。组件两侧各有一个特氟龙环（图2(a)中的C），因此可以实现旋转。该配置允许连续且无耗散的旋转，角度精度优于一度。平台底部装有东芝THS118霍尔传感器和来自Temati的CCS碳温度计，用于测量磁场方向和温度。

旋转在低温下进行，方法是引入一根细长的不锈钢丝（直径0.1 mm，D见图2（b、c）），我们用弹簧将其拉直，并通过焊接在热沉上的铜线沿低温恒温器全长对其进行热化。我们可以使用室温波纹管致动器拉动该钢丝，如图2（c）所示。钢丝焊接在一颗螺钉上（G见图2（c）），该螺钉固定于波纹管的活动部分（H见图2（c））。该部分与一个小齿轮相连（I见图2（c））。沿顺时针方向转动齿轮，即可拉动钢丝并使平台旋转，如图2（b）示意所示。平台另一侧连接一根长弹簧（F见图2（b）），当齿轮逆时针转动时，该弹簧使运动反向。为减少室温振动经由钢丝机械耦合至平台，我们将钢丝连接到一根多股0.18 mm凯夫拉绳（E见图2（b）），该绳固定在旋转平台的底侧。

与其他扫描隧道显微镜装置相比，平台上的可用空间大幅减少。在图2（d）中，我们以示意图展示了为解决这一问题而开发的微型扫描隧道显微镜。其原理和设计与此前报道的扫描隧道显微镜装置相似[2,15,18,19,21,24,25]，并基于所谓的 Pan 设计[26]，，同时进行了一些重要改进。我们将扫描隧道显微镜的尺寸缩小了，包括直径（16 mm）和高度（30 mm）。微型扫描隧道显微镜主要由三部分组成：主头部、棱柱和底座。每个部件均采用3级钛通过3D打印制造。部件内部并非实心，而是采用六边形网状结构，以在保持高刚度的同时减轻微型扫描隧道显微镜的重量。微型扫描隧道显微镜头部用作行走器的支撑，压电管安装在行走器内。行走器通过粗进给系统相对于样品垂直移动[2]。粗进给系统包含两个剪切压电堆栈，使用 Stycast 粘接到头部。行走器和压电堆栈的接触表面均由抛光氧化铝制成，并覆有石墨，以实现所需的粘滑组合，详见参考文献25。行走器是一个小型棱柱，借助铍铜弹簧固定在头部。行走器的尺寸已缩减至最低限度，以便在内部容纳外径为2.5 mm的小型压电管。该压电管可在低温下扫描1。5 μμ × 1 mμ区域。样品放置在底座上，位于可移动滑块顶部；该滑块是参考文献24中所述装置的微型版本。底座牢固地固定在头部上，使用 M2黄铜螺纹杆固定。整套装置所需的空间由微型扫描隧道显微镜和平台的尺寸决定。系统完全旋转时，需要37 mm的净直径。

微型扫描隧道显微镜还包括一个原位样品和针尖制备系统。在图2(e) 中，我们展示了样品制备台的示意图。我们将一块 0.5 毫米厚的氧化铝粘在样品表面上（图2(e) 中的 S）。我们使用一套由绳索和导线组成的系统，将其连接到位于室温下的第二个致动器，从而在低温下冷却并移动样品托架。样品托架被移至一根梁下方，使氧化铝撞击梁，从而解理样品。随后，我们可以将样品托架移回，并使针尖靠近通过低温解理获得的洁净表面。为使这一过程兼容旋转台，样品解理的致动方向与移动可旋转平台的方向相反。操作解理系统时，我们会将平台的一端固定，以避免不必要的旋转。我们还会在样品托架内放置一个金垫，以便在需要时对针尖进行调理。

影响微型扫描隧道显微镜性能的振动会激发针尖-样品系统的相对运动，导致隧穿电流不稳定。通过采用刚度尽可能高的扫描隧道显微镜装置，可以有效减小这些振动；这意味着应尽可能提高其共振频率[27]。降低扫描隧道显微镜的质量是提高系统共振频率的一种可行方法。图3(a) 展示了利用有限元分析计算得到的新型微型扫描隧道显微镜装置的振动模态，其频率约为 11.4 kHz。为获得实际装置的振动模态，我们将交流电压施加到一个与压电元件串联的已知电阻器上，并测量电阻器两端的电压 V_{out}，方法参照文献28。我们向扫描隧道显微镜底座中的压电叠堆（图2(d) 中的 N）发送振幅为 V_{in} 、幅值为$V_{peak-peak}$= 1V 的激励信号，以实现粗略进给，并扫描频率 ω。装置的某个共振频率会在传递函数中表现为一个微小特征 $\frac{V_{out}}{V_{in}}(\omega)$。图3 (b) 展示了新型微型扫描隧道显微镜的测量结果。右下角插图给出了传递函数对频率的导数，我们可以据此最清楚地识别共振峰。第一个共振频率为 13.6 kHz，与通过有限元计算得到的第一个共振频率非常接近（图3 (a) 展示了计算得到的最低频率振动模态）。图3 (c) 展示了此前制造的另一台扫描隧道显微镜装置的传递函数。这台扫描隧道显微镜的形状大致相同，但直径为 30 mm、高度为 40 mm，相关描述见文献24。其第一个共振频率为 9.0 kHz。因此，通过微型化扫描隧道显微镜，我们显著提高了其共振频率，并降低了其振动敏感性。

为测试平台对低频振动（低于 100 Hz）的稳定性，我们使用牢固安装在平台上的加速度计（TE Connectivity）测量了速度随频率的变化。我们使用 EGG 5113 前置放大器，随后对信号进行傅里叶变换，以获得频域响应。在

图4中，我们展示了在 0°、 45° 和 90° 旋转角度下获得的曲线。通常，在 50 Hz 处存在一个峰。除此之外，振动谱中没有可辨识的特征。此外，在所有旋转角度下都获得了相近的水平。观测到的振动水平也与先前采用刚性且不可旋转平台的低温扫描隧道显微镜装置中所发现的水平相似[2,15,28–31]。因此，我们新建的平台能够实现旋转，而不会引起振动水平的显著变化。

为了测试平台和微型扫描隧道显微镜，我们使用了 Precision Cryogenics 生产的液氦低温恒温器，其中装有 Oxford Instruments 的螺线管。不过，该平台和微型扫描隧道显微镜也可安装在稀释制冷机中，以及任何内径大于 37 mm 的磁体中。低温恒温器（图5（a）中的 A）安装在气动阻尼器上（Newport 的 S-2000A 气动隔振器，图5（a）中的 B）。微型扫描隧道显微镜安装在长插入件的底部，如图5（b）所示。微型扫描隧道显微镜位于内部真空腔中，腔内充有用于热化的氦交换气体[32]。插入件顶部设有多个真空馈通件（图5（b）中的 F–H）。我们施加偏压，并通过图5（b）中的馈通件 F 测量隧穿电流。图5（b）中的馈通件 G 和 H 用于压电管信号、粗进给系统、霍尔传感器、温度计和加热器。我们使用不锈钢管穿入绞合导线，以实现电气连接（图5（b）中的 I）。为滤除不需要的高频噪声，我们将每对导线与裸铜线绞合，从而增加对地电容。裸铜线沿导线全长与不锈钢管相连，形成接地连接[2]。粗进给和霍尔探头使用六根漆包铜线，其余线路均采用漆包锰铜线，其中十一根用于压电管、温度计和加热器信号。

本研究考察的样品由购自Goodfellow的高纯度金（99.99%）以及我们生长的2H-$NbSe_2$ 组成。我们采用标准化学气相输运法，使用碘[33,34]获得了2H-$NbSe_2$ 单晶。对于2H-$NbSe_2$，，首先将铌粉（Alfa Aesar 99.99%）与粉末状硒块（Alfa Aesar 99.999%）按化学计量比装入抽真空的石英安瓿中混合，使多晶粉末预先反应。我们将该粉末加热至 800℃并保持10天，然后关闭炉子使其冷却。随后将所得多晶体与作为输运剂的5 mg/厘米^3 碘（赛默飞世尔科技 99.999%）一起装入另一石英安瓿中。源区和生长区分别设定为 700℃/800℃，持续48小时。然后在14天的生长过程中施加 750℃/700℃的梯度。最终获得了尺寸达 5 mm的光亮六边形片状晶体。

结果

为了评估该系统的性能，我们在 4.2 K 下进行了两组实验。首先，我们使用金针尖和金样品，在 8 特斯拉磁场下制备单原子点接触，并研究接触方向与磁场矢量之间的夹角对实验的影响。如下文所示，我们以高精度和稳定性成功制备了数百万个接触。其次，为了测试成像能力，我们观察了 2H-$NbSe_2$中的超导涡旋晶格，并研究磁场与样品表面之间的夹角对成像的影响。结合这些实验以及上文所示的振动特性，我们证明，可旋转平台具备与固定式低温扫描隧道显微镜平台相近的性能。

倾斜磁场中的金原子尺寸接触。为了制备金的单原子点接触，我们使用金针尖和样品，如图 6(a) 所示。典型实验如图 6(b) 所示。首先，我们获取扫描隧道显微镜图像，如图 6(b) 左下角的插图所示。将针尖定位在中心，关闭扫描隧道显微镜的反馈回路，然后让针尖靠近样品。随着距离 d 减小，电导 G 按指数规律增加，符合真空隧道结的预期关系。根据 $log(G)$ 对 d 的斜率（图 6(b)），我们测得功函数约为 4 eV，符合金的预期。当两个电极足够接近时，针尖顶端和表面的两个金原子会连接在一起，形成单原子点接触[35–43]。对于金，单原子点接触的电导 G 对几乎所有接触而言都非常接近 $G = G_0 = 2e^2/h$ 。继续将针尖压入样品时，接触面积会增大并包含多个原子。由于接触结构不再明确定义，电导不再是 G_0 的整数倍。尽管如此，仍存在一些特征，且 $G(d)$ 在 G_0 的非整数倍处呈现阶跃。将某个电导值出现的频率绘制成直方图后，会在 G_0 处出现一个尖峰，并在 G_0 的非整数倍处出现较小的峰，如图 6(c)[36–38,41–48] 所示。我们发现，不同角度下得到的直方图相似（图 6(b,c)）。所有这些测量都表明，在新的装置中，扫描隧道显微镜的精度和原子级控制能力保持不变。

倾斜磁场中的涡旋晶格。为进一步展示可旋转平台的稳定性以及微型扫描隧道显微镜的性能，我们还测量了层状超导体 2H-$NbSe_2$ 中涡旋晶格随磁场方向的变化。为了观察超导涡旋晶格，我们在恒高模式下绘制图像，在每个位置采集一条完整的隧穿电导随偏压变化的曲线（通过切断反馈回路）。由于针尖悬在样品上方仅数个 $\mathring{A}$ 处，这一过程对振动尤其敏感。随后，我们计算零偏压下的隧穿电导与远高于超导能隙的偏压下隧穿电导之间的差值。在涡旋之外，我们观察到充分发展的超导态密度，其具有能隙，因此归一化零偏压隧穿电导较小。在超导涡旋内部，我们观察到较高的归一化零偏压隧穿电导。如图7(a) 所示，这类零偏压电导图能够准确呈现超导涡旋晶格，其中磁场垂直于样品，强度为 0.5 T（另见文献[4,5,11,13_17]）。我们观察到圆形涡旋，涡旋晶格晶胞呈正六边形，其涡旋间距为 $L_0 \approx 70$ nm，与阿布里科索夫晶格的预测值 $L_0 = (4/3)^{1/4}\sqrt{\Phi_0/B}$ 相符（其中 Φ_0 为磁通量子， B= 0.5T 为施加的磁场）。

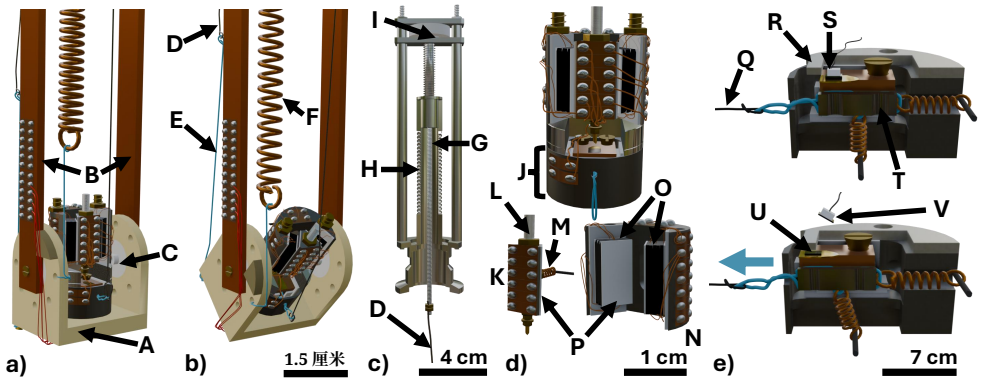

图 2：（a）装置示意图，磁场垂直于表面。A 为可旋转平台。B 为牢固固定在平台上的铜梁。C 为特氟龙圆盘，用于将可旋转平台牢固固定到铜梁上，同时允许在低温下原位旋转。（b）与（a）相同的示意图，平台旋转后，磁场与表面成 60° 角。D 为钢丝。E 为凯夫拉绳。F 为反向弹簧。（c）真空馈通致动器示意图。G 为螺杆。H 为波纹管。I 为齿轮。（d）微型扫描隧道显微镜示意图。J 为扫描隧道显微镜底座。K 为行走器。L 为压电管。M 为用于将行走器固定到剪切压电堆上的铍铜弹簧。N 为微型扫描隧道显微镜的主头部。O 为用于粗动的压电堆。P 为抛光氧化铝。（e）扫描隧道显微镜底座（J）的剖面图及样品解理过程示意图。上图显示解理前准备好的样品。Q 为连接到第二个致动器的钢丝。R 为用于解理样品的梁。S 为粘在样品表面上的氧化铝。T 为滑块。下图显示样品正在解理的瞬间。U 为解理后的样品。V 为样品被解理下来的部分。

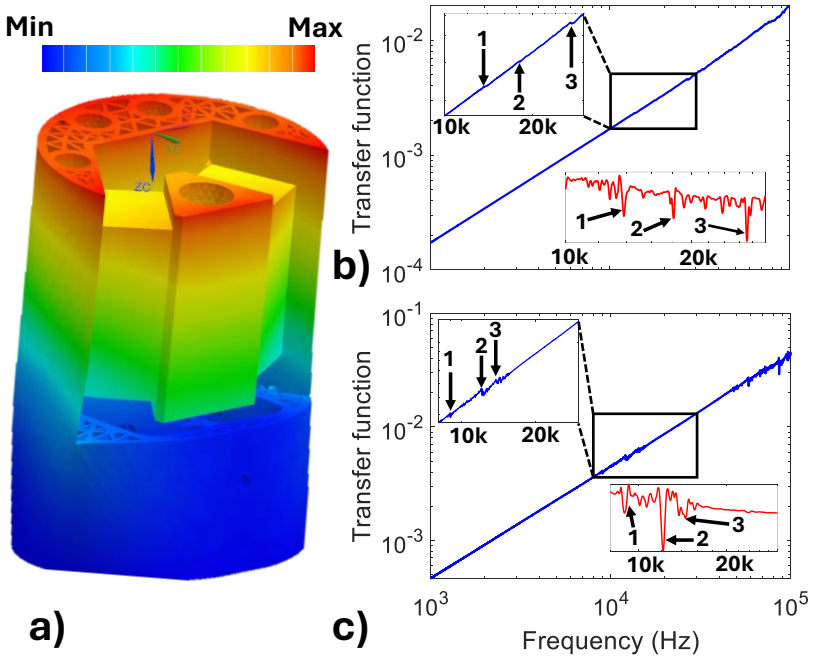

图 3：（a）我们用颜色标度展示微型扫描隧道显微镜在其第一共振频率 11.4 kHz 下的形变，该形变通过使用 Siemens NX 进行有限元分析获得。图中扫描隧道显微镜装置以变形状态绘出，并夸大了位移，以突出显示对应于这一第一共振模式的运动。（b）微型扫描隧道显微镜的传递函数 $\frac{V_{out}}{V_{in}}(\omega)$ 随频率 ω 变化的曲线，获取方法如正文所述。左上角插图展示了主图中黑色方框所圈出的曲线部分。我们用箭头和数字标出传递函数中观察到的前三个特征。右下角插图展示了同一频率区间内传递函数的导数。我们再次用箭头和数字标出前三个共振频率，分别为 13.7 kHz、18.3 kHz 和 27.0 kHz。（c）与（b）相同，但对象是直径约大一倍的扫描隧道显微镜（详情见正文）。在这种情况下，由于扫描隧道显微镜尺寸较大，第一批共振出现在较低频率，分别为 9.0 kHz、12.1 kHz 和 13.8 kHz。

以往使用扫描隧道显微镜研究倾斜磁场中的涡旋晶格时，主要采用分体式超导线圈。研究表明，表面观察到的涡旋晶格是体相涡旋晶格在表面上的投影，并且涡旋间相互作用能应在接近表面处达到最小值[4,5,11,13]。对于各向同性超导体，在涡旋间相互作用中不存在表面效应时，表面观察到的涡旋晶格图样就是正六边形的投影。

在各向异性超导体中，超导相干长度可能取决于所施加磁场的方向[49]。例如，在层状 2H-$NbSe_2$，中，垂直于层的上临界场远低于平行于层的临界场[50–55]。因此，沿 c轴（垂直于层）的超导相干长度远小于面内超导相干长度。

在图7(a-d)中，我们展示了磁场为 0.5 T、相对于2H-$NbSe_2$的 c轴具有多个倾斜角 θ 时测得的涡旋晶格。为了进行定量分析，我们必须区分涡旋晶格坐标系与表面晶格坐标系（见图7(m)；另见参考文献4、5、11、13和49）。考虑各向异性参数，$\Gamma = (H_{c_2,ab}/H_{c_2,c})^2$，对于层状 2H-$NbSe_2$，其大致为 11[4]，在涡旋晶格坐标系中（即垂直于所施加磁场的平面内），涡旋晶格呈畸变六边形，沿着一个椭圆排列，其形状与 Γ[4,5,49]有关。在表面坐标系中，涡旋晶格是另一个畸变六边形，这正是我们通过扫描隧道显微镜实际观察到的图样。二者最终可以通过几何关系相互联系。因此，通过分析表面坐标系中的涡旋位置，我们可以推断涡旋坐标系中涡旋晶格的形状。

需要注意的是，对于各向同性材料，即使在倾斜磁场下，涡旋晶格仍保持六边形。然而，在单轴超导体中，超导参数会变得具有方向依赖性[4,5,49]。如上文所述，在层状 2H-$NbSe_2$，中，垂直于层的上临界场显著低于平行于层的上临界场。当磁场发生倾斜时，强各向异性平面内平行与垂直方向之间的不平衡会使六方涡旋晶格发生畸变。对于 2H-$NbSe_2$，我们可以写为：

$$\gamma(\theta) = \left(1 + \frac{1}{\Gamma}\tan^2\theta\right)^{1/4} \cos^{-1/2}\theta, \qquad (1)$$

其中，γ 是包围畸变六边形涡旋晶格[56–58]最近邻的椭圆的各向异性参数。随着磁场方向接近平面 ab，$1/\gamma$ 会迅速增大。此外，我们还可以定义涡旋晶格取向 α，即相对于水平轴 x' 测得的角度，以及涡旋晶格坐标系中的晶格基矢 d'_1 和 d'_2。我们还可以写作[56–58]：

$$\mathbf{d}'_1 = L_0\left(\gamma\cos\alpha\,\hat{\mathbf{x}}' + \frac{1}{\gamma}\sin\alpha\,\hat{\mathbf{y}}'\right) \qquad (2)$$

$$\mathbf{d}'_2 = L_0\left(\gamma\cos(\alpha+\pi/3)\,\hat{\mathbf{x}}' + \frac{1}{\gamma}\sin(\alpha+\pi/3)\,\hat{\mathbf{y}}'\right) \qquad (3)$$

这些矢量在涡旋晶格坐标系中定义了畸变涡旋晶格，并为将其几何关系投影到表面坐标系中提供了基础。

我们首先讨论表面处的涡旋密度，即单位表面积内的涡旋数。在图 7（n）中，我们绘出了涡旋密度 ρ_{vortex} 随倾斜角θ的变化，发现随着角度增加，涡旋密度按预期以 cos(θ) 的形式减小[11,13]。

为了进一步讨论这些结果，我们注意到，当磁场垂直于层时，涡旋晶格的取向如图 7（e）所示。这定义了角度 α_s，其表示零倾角时涡旋晶格的取向。如上文所述，α 在涡旋晶格坐标系中也是相同的角度（图 7（i））。我们在图 7（o）中绘出了 tan(α_s)/tan(α)。可以看到，随着倾斜角增加，该值按预期以 tan(α_s)/tan(α) = tan(θ) 的形式减小[4,5,11,13,49]。

在涡旋晶格坐标系中确定涡旋晶格的位置后，我们可以将其形状与晶轴方向进行比较（图7(i-l)中的紫色箭头）。我们从原子分辨率形貌图中获得了硒原子晶格矢量的方向（见图7(n)中的插图）。我们看到涡旋晶格发生了畸变。这种畸变反映了 2H –$NbSe_2$(Γ = 11 和 $H_{c2,ab}$=14.5 特斯拉，与 $H_{c2,c}$=4.5 特斯拉相比)[4,5,54,55,59]中临界场的各向异性。

结论

我们的微型扫描隧道显微镜配备可旋转平台，展现出与其他扫描隧道显微镜系统相似的特性。与其他用于在磁场下进行研究、且磁场沿不同（固定）方向施加的扫描隧道显微镜装置相比，这款微型扫描隧道显微镜体积更小，谐振频率更高[22,60,61]。可旋转平台提供了稳定性，使其能够开展先进实验，效果可媲美采用固定方向装置进行的实验。这款可旋转微型扫描隧道显微镜可安装在能够达到更低温度的低温恒温器和能够产生更高磁场的磁体中，从而带来令人振奋的新机遇。它可用于研究众多磁性和超导系统的各向异性性质，包括各向异性的磁性拓扑半金属和绝缘体、具有高度各向异性磁场响应的非常规超导体，以及在特定磁场方向上呈现极端超导形式的超导体[62–65]。例如，重费米子超导体具有高度各向异性的超导相图。宏观测量表明，在 $CeCoIn_5$ 或 UPt_3[63,66,67] 中，沿某些非常特定的磁场方向，顺磁效应会对库珀对产生强烈的交换相互作用。在 UTe_2，中，上临界场具有高度各向异性，因此形成独特的相图，该相图对磁场角度高度敏感；此外，还存在一种表面电荷密度波，其与超导性的相互作用可通过改变磁场方向加以研究[64,65,68]。通过研究各向异性超导体 URu_2Si_2 台阶表面上态密度的角度依赖性，也可以探究表面台阶处超导性与量子阱态之间的相互作用[69]。人们已观测到量子化态

在二维超导体中，磁场方向起着重要作用：若磁场平行于超导平面施加，临界场应会极高[70,71]。这些系统以及其他系统都要求对磁场方向进行精确控制，而本文介绍的装置正可实现这一点。新型可旋转扫描隧道显微镜为研究凝聚态物质中的重要问题开辟了途径；借助原子分辨率的微观测量，这些问题此前更难以探究。

致谢

我们感谢 Frederic Hardy 对强磁场下测量工作的建议，并提供了霍尔探头。本研究得到了西班牙国家研究署（PID2023-150148OB-I00、PID2020- 114071RB-I00、PDC2021-121086-I00、TED2021-130546B- I00 和 CEX2023001316-M）、马德里自治区 TEC-2024/TEC-380 项目“Mag4TIC”及博士论文资助（PIPF-2023/TEC-30683、PIPF-2023/TEC- 30853）的支持；还得到了欧盟协议编号 871106 的资助，以及欧洲研究委员会 PNICTEYES 项目（协议编号 679080）和 VECTORFIELDIMAGING 项目（协议编号 101069239）的资助。我们感谢由马德里自治区通过与马德里自治大学签订的协议资助的 QUASURF 项目（SI4/PJI/2024-00199），该协议旨在促进并鼓励研究和技术转让。我们感谢通过欧盟Cost CA21144计划开展的合作，并感谢 SEGAINVEX 在微型扫描隧道显微镜、可旋转平台、其余扫描隧道显微镜装置及低温部件的设计和制造方面提供的支持。

附录

先前的研究已详细探讨单原子点接触对磁场的依赖关系[72–92]。磁性元素会产生显著的磁阻。非磁性元素（如金）则只呈现一些细微特征：磁场远高于 10 特斯拉时，电阻低于 G_0 的接触数量有所增加[92]。金的电子能带结构几乎不受磁场影响。朗道量子化或能带的塞曼分裂等特征，对原子尺寸接触中的电导几乎没有影响[83,89,92]。此外，回旋半径远大于原子尺寸。图6 中的结果表明，在约 8 特斯拉时，原子尺寸接触的形状保持不变，不受旋转角度影响。值得进一步研究的是，这一结果是否适用于更高磁场下的实验。

参考文献

[1]A. Hrester，《方形亥姆霍兹线圈系统的设计》，《科学仪器评论》**37**，1264–1265（1966）。[2]M. Fern´andez-Lomana，B. Wu，F. Mart´ín-Vega，R. S´ánchez- Barquilla，R. ´Alvarez Montoya，J. M. Castilla，J. Navarrete，J. R. Marijuan，E. Herrera，H. Suderow 等，《毫开尔文扫描隧道显微镜：应用于20 T磁场下铝和金单原子点接触中的电导量子化，以及2H–$NbSe_2$,的电荷密度波”《科学仪器评论》92, 093701 (2021). [3]D. C. Larbalestier, J. Jiang, U. P. Trociewitz, F. Kametani, C. Scheuerlein, M. Dalban-Canassy, M. Matras, P. Chen, N. C. Craig, P. J. Lee, 等，“用于产生超过30 T磁场的各向同性圆线多芯铜氧化物超导体”，《自然·材料》13, 375–381 (2014). [4]H. F. Hess, C. A. Murray, 和 J. V. Waszczak，“利用扫描隧道显微术研究各向异性超导体2H-$NbSe_2$,中倾斜磁通线晶格结构的畸变与不稳定性”《物理评论快报》69, 2138–2141 (1992). [5]H. F. Hess, C. A. Murray, 和 J. V. Waszczak，“倾斜磁场中的2 50, 16528 2 16540 1994 H-NbSe磁通晶格与涡旋结构”，《物理评论B》– ( ). [6]A. Grigorenko, S. Bending, T. Tamegai, S. Ooi, 和 M. Henini，“ 涡旋物质的一维链态”，《自然》414, 728–731 (2001). [7]V. K. Vlasko-Vlasov, A. Koshelev, U. Welp, G. W. Crabtree, 和 K. Kadowaki，“$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+d}$中约瑟夫森涡旋被薄饼涡旋装饰”，《物理评论B》66, 014523 (2002). [8]A. N. Grigorenko, S. J. Bending, A. E. Koshelev, J. R. Clem, T. Tamegai, 和 S. Ooi，“淬火无序存在下相互作用的交叉涡旋晶格的可视化”，《物理评论快报》89, 217003 (2002). [9]M. Tokunaga, T. Tamegai, Y. Fasano, 和 F. de la Cruz，“通过比特装饰直接观测$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ 中的涡旋链态”，《物理评论B》67, 134501 (2003). [10]J. A. Galvis, H. Suderow, S. Vieira, S. L. Bud’ko, 和 P. C. Canfield，“超导体$LaSb_2$,中的扫描隧道显微术”，《物理评论B》87, 214504 (2013). [11]E. Herrera, I. Guillam´on, J. A. Galvis, A. Correa, A. Fente, S. Vieira, H. Suderow, A. Y. Martynovich, 和 V. G. Kogan，“由于表面处的类库仑排斥，块体各向同性超导体中倾斜涡旋晶格的表面下弯曲与重新取向”，《物理评论B》96, 184502 (2017). [12]P. J. Curran, H. A. Mohammed, S. J. Bending, A. E. Koshelev, Y. Tsuchiya, 和 T. Tamegai，“利用薄饼涡旋调控$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ 单晶中约瑟夫森涡旋晶格的结构”，《科学报告》8, 10914 (2018). [13]J. A. Galvis, E. Herrera, C. Berthod, S. Vieira, I. Guillam´on, 和 H. Suderow，“2H-$NbSe_2$,中的倾斜涡旋芯与超导能隙各向异性”，《通讯物理》1, 30 (2018). [14]A. Correa, F. Mompe´an, I. Guillam´on, E. Herrera, M. Garc´ıa- Hern´andez, T. Yamamoto, T. Kashiwagi, K. Kadowaki, A. I. Buzdin, H. Suderow, 等，“倾斜磁场中超导涡旋之间的吸引相互作用”，《通讯物理》2, 31 (2019). [15]J. A. Galvis, E. Herrera, I. Guillam´on, J. Azpeitia, R. F. Luc- cas, C. Munuera, M. Cuenca, J. A. Higuera, N. D´ıaz, M. Pazos, 等，“用于低温扫描探针显微术的三轴矢量磁体装置”，《科学仪器评论》86, 013706 (2015). [16]I. Fridman, C. Kloc, C. Petrovic, 和 J. Y. T. Wei，“利用多普勒调制扫描隧道显微术对超导涡旋晶格进行侧向成像”，Applied Physics Letters 99, 192505 (2011). [17]I. Fridman, C. Kloc, C. Petrovic, 和 J. Y. T. Wei，“利用扫描隧道谱学观测多带超导体2H-NbSe2中的面内涡旋晶格转变”，(2013), arXiv:1303.3559 [凝聚态物理]. [18]C. Trainer, C. M. Yim, M. McLaren, 和 P. Wahl，“通过可旋转插入件实现三维矢量磁场中的低温扫描隧道显微镜”，《科学仪器评论》88, 093705 (2017). [19]S. C. White, U. R. Singh, 和 P. Wahl，“一种用于低温及强磁场测量的刚性扫描隧道显微镜头”，《科学仪器评论》82, 113708 (2011).[20]Yue Gao, Wenjie Meng, Yuchen Zhang, Shuai Dong, Aile Wang, Min Zhang, Jihao Wang, Yubin Hou, 和 Qingyou Lu，“无制冷剂磁体中的紧凑型压电驱动可旋转磁力显微镜”，《科学仪器评论》96, 123707 (2025)。

[21]Olivia Armitage, Haibiao Zhou, Bruno Saika, Daniel A. Vajner, Martin McLaren, 和 Peter Wahl, “用于低温超高真空扫描隧道显微镜的1 K低温罐设计”, 《科学仪器评论》96, 123906 (2025). [22]D. Wu, J. Wang, S. Dong, Z. Li, R. Liang, A. Wang, M. Zhang, J. Zhang, Q. Feng, W. Meng, 等, “用于面内磁场测量的35 T水冷磁体扫描隧道显微镜”, 《科学仪器评论》96, 083708 (2025). [23]J. Wang, W. Li, W. Meng, Y. Hou, Y. Lu, 和 Q. Lu, “利用超稳定扫描隧道显微镜对垂直或平行于样品表面的12 T磁场下进行原子成像”, 《超微显微学》251, 113774 (2023). [24]H. Suderow, I. Guillamon, 和 S. Vieira, “配备机械驱动水平直线定位台的紧凑型超低温扫描隧道显微镜”, 《科学仪器评论》82, 033711 (2011). [25]F. Mart´ın-Vega, V. Barrena, R. S ´anchez-Barquilla, M. Fern´andez- Lomana, J. Benito Llorens, B. Wu, A. Fente, D. Perconte Duplain, I. Horcas, R. L ´opez, 等, “用于扫描隧道显微术的简化反馈控制系统”, 《科学仪器评论》92, 103705 (2021). [26]S. H. Pan, E. W. Hudson, 和 J. C. Davis, “基于^{3}He制冷机的超低温扫描隧道显微镜”, 《科学仪器评论》70, 1459–1463 (1999). [27]B. Voigtl¨ander, *Scanning Probe Microscopy: Atomic Force Microscopy and Scanning Tunneling Microscopy*, 《纳米科学与技术》（施普林格，2015）. [28]I. Battisti, G. Verdoes, K. van Oosten, K. M. Bastiaans, 和 M. P. Allan, “用于谱成像的超稳定扫描隧道显微镜的设计指南、构造与性能定义”, 《科学仪器评论》89, 123705 (2018). [29]D. Wong, S. Jeon, K. P. Nuckolls, M. Oh, S. C. J. Kingsley, 和 A. Yazdani, “模块化超高真空毫开尔文扫描隧道显微镜”, 《科学仪器评论》91, 023703 (2020). [30]S. Misra, B. B. Zhou, I. K. Drozdov, J. Seo, L. Urban, A. Gye- nis, S. C. J. Kingsley, H. Jones, 和 A. Yazdani, “在稀释制冷机温度和强磁场下运行的超高真空扫描隧道显微镜的设计与性能”, 《科学仪器评论》84, 103903 (2013). [31]Y. J. Song, A. F. Otte, V. Shvarts, Z. Zhao, Y. Kuk, S. R. Blanken- ship, A. Band, F. M. Hess, 和 J. A. Stroscio, “特邀综述文章：10 mK扫描探针显微镜设施”, 《科学仪器评论》81, 121101 (2010).[32]R. ´Alvarez Montoya, S. Delgado, J. Castilla, J. Navarrete, N. D. Contreras, J. R. Marijuan, V. Barrena, I. Guillam´on, 和 H. Sud- erow, “简化液氦低温恒温器冷却的方法”, 《HardwareX》5, e00058 (2019). [33]E. Revolinsky, G. Spiering, 和 D. Beerntsen, “铌-硒体系中的超导性”, 《固体物理与化学杂志》26, 1029–1034 (1965). [34]S. M. Valero, *Two-dimensional crystals and van der Waals het-erostructures based on inorganic and molecular strongly correlated layered materials* 2021 ( ).

[35]G. Rubio-Bollinger, P. Joyez, 和 N. Agra¨ıt, “ 原子尺寸结中的金属黏附”, 《物理评论快报》93, 116803 (2004). [36]N. Agra¨ıt, J. G. Rodrigo, 和 S. Vieira, “原子尺寸接触中的电导阶跃与量子化”, 《物理评论B》47, 12345 12348 1993– ( ). [37]H. Ohnishi, Y. Kondo, 和 K. Takayanagi, “通过悬浮金原子的单独原子链行量子化电导”, 《自然》395, 780 783 1998– ( ). [38]A. I. Yanson, G. R. Bollinger, H. E. van den Brom, N. Agra¨ıt, 和 J. M. van Ruitenbeek, “单个金原子金属线的形成与操控”, 《自然》395, 783–785 (1998). [39]E. Scheer, N. Agra¨ıt, J. C. Cuevas, A. L. Yeyati, B. Ludoph, A. Mart´ın-Rodero, G. R. Bollinger, J. M. van Ruitenbeek, 和 C. Urbina, “单原子接触中化学价在电传导中的特征”, 《自然》394, 154–157 (1998). [40]V. Rodrigues, T. Fuhrer, 和 D. Ugarte, “金纳米线量子电导中的原子结构特征”, 《物理评论快报》85, 4124–4127 (2000)。

[41]J. M. Krans, J. M. van Ruitenbeek, V. V. Fisun, I. K. Yanson 和 L. J. de Jongh, “金属点接触中电导量子化的特征”, 《自然》375, 767–769（1995年）。[42]N. Agra¨ıt, A. L. Yeyati 和 J. M. van Ruitenbeek, “原子尺寸导体的量子性质”, 《物理学报告》377, 81–279（2003）。[43]C. Sirvent, J. G. Rodrigo, S. Vieira, L. Jurczyszyn, N. Mingo 和 F. Flores, “扫描隧道显微镜中单原子接触的电导阶跃：贵金属与过渡金属”, 《物理评论B》53, 16086–16090（1996）。[44]C. Sabater, C. Untiedt, J. J. Palacios 和 M. J. Caturla, “金属电极在原子尺度上的机械退火”, 《物理评论快报》108, 205502（2012）。[45]C. Sabater, W. Dednam, M. R. Calvo, M. A. Fern´andez, C. Untiedt 和 M. J. Caturla, “第一近邻几何结构在原子接触电子与力学性质中的作用”, 《物理评论B》97, 075418（2018）。[46]J. G. Rodrigo, H. Suderow, S. Vieira, E. Bascones 和 F. Guinea, “利用扫描隧道显微镜制备的超导纳米结构”, 《物理学杂志：凝聚态物质》16, R1151（2004）。[47]J. C. Cuevas 和 E. Scheer, *Molecular Electronics an introduction to theory and experiment* 2 2017 第 版（World Scientific, ）。[48]R. Requist, P. P. Baruselli, A. Smogunov, M. Fabrizio, S. Modesti 和 E. Tosatti, “金属、磁性与分子纳米接触”, 《自然·纳米技术》11, 499–508（2016）。[49]L. J. Campbell, M. M. Doria 和 V. G. Kogan, “单轴超导体中的涡旋晶格结构”, 《物理评论B》38, 2339 1988( )。[50]T. Dvir, F. Massee, L. Attias, M. Khodas, M. Aprili, C. H. L. Quay 和 H. Steinberg, “利用范德瓦耳斯隧道结对块体及少层超导 $NbSe_2$ 进行光谱学研究”, 《自然·通讯》9, 598（2018）。[51]M. Kuzmanovi´c, T. Dvir, D. LeBoeuf, S. Ili´c, M. Hai m, D. M¨ockli, S. Kramer, M. Khodas, M. Houzet, J. S. Meyer 等, “强磁场下少层 $NbSe_2$ 的隧穿光谱：三重态超导与伊辛保护”, 《物理评论B》106, 184514 2022( )。[52]S. Foner 和 E. McNiff, “低温下层状超导 $NbSe_2$ 的上临界场”, 《物理学快报A》45, 429–430（1973）。[53]C.-w. Cho, J. Lyu, L. An, T. Han, K. T. Lo, C. Y. Ng, J. Hu, Y. Gao, G. Li, M. Huang 等, “竞争性超导通道导致 $NbSe_2$ 单层中的节点与向列超导相”, 《物理评论快报》129, 087002（2022）。[54]X. Xi, Z. Wang, W. Zhao, J.-H. Park, K. T. Law, H. Berger, L. Forr´o, J. Shan 和 K. F. Mak, “超导 $NbSe_2$ 原子层中的伊辛配对 ”, 《自然 · 物理学》 12, 139–143 （2016）。[55]A. Nader 和 P. Monceau, “2H-$NbSe_2$ 降至 50 mK 时的临界场”, SpringerPlus 3, 16（2014）。[56]Y. Li、G. Kang 和 Y. Gao, “各向异性双轴超导体中临界电流密度的标度规律”, 《Physica B：凝聚态物质》491, 70–78（2016）。[57]G. P. Mikitik 和 E. H. Brandt, “各向异性双轴II型超导体中点缺陷对磁通线的钉扎”, 《物理评论B》79, 020506（2009）。[58]J.D. Bermudez-Perez, P. Garc´ıa Talavera, J.A. Moreno, M. ´Agueda, O. Bou Marqu´es, Juan Schmidt, Sergey L. Bud’ko, P.C. Canfield, I. Guillam´on, J.A. Galvis 等, “FeSe中的双轴超导性”（2025年）, 准备中的手稿。[59]D. Sanchez, A. Junod, J. Muller, H. Berger 和 F. L´evy, “强磁场下 2H-$NbSe_2$ 的比热”, 《Physica B：凝聚态物质》204, 167–175（1995）。[60]W. Meng, K. Zhao, J. Wang, J. Zhang, Q. Feng, Z. Wang, T. Geng, T. Guo, Y. Hou, L. Pi, Y. Lu 和 Q. Lu, “混合磁体中采用基本非金属设计的 30 T 扫描隧道显微镜”, 《超微显微学》212, 112975（2020）。[61]W. Tao, S. Singh, L. Rossi, J. W. Gerritsen, B. L. M. Hendriksen, A. A. Khajetoorians, P. C. M. Christianen, J. C. Maan, U. Zeitler 和 B. Bryant, “一种可在比特磁体中最高 34 T 磁场下进行显微成像和光谱测量的低温扫描隧道显微镜”, 《科学仪器评论》88, 093706（2017）。[62]Benjamin Schrunk 等, “反铁磁体中磁分裂导致费米弧的出现”, 《自然》603, 610（2022）。

[63]Christian Pfleiderer，“f电子化合物的超导相”，《现代物理评论》81，1551（2009年）。[64]Sylvia K Lewin, Corey E Frank, Sheng Ran, Johnpierre Paglione 和 Nicholas P Butch，“强磁场下 UTe_2 的综述”，《物理学进展报告》81，114501（2023年）。[65]D Aoki, J-P Brison, J Flouquet, K Ishida, Y Tokunaga 和 Y Yanase，“UTe_2,中的非常规超导”，《物理学杂志：凝聚态物质》34，243002（2022年）。[66]Robert Joynt 和 Louis Taillefer，“UPt_3,的超导相”，《现代物理评论》74，235（2002年）。[67]Rebecca Bisset, Luke C Rhodes, Hugo Decitre, Matthew J Neat, Ana Maldonado, Andrew Huxley, Carolina A Marques 和 P Wahl，“利用扫描隧道显微术确定 UPt_3 的超导序参量”，arXiv 2512.15845。[68]Pablo Garc´ıa Talavera 等，“UTe_2,中的表面电荷密度波”，arXiv 2504.12505。[69]Edwin Herrera 等，“重费米子超导体表面的量子阱态”，《自然》616，465（2023年）。[70]Jose Antonio Moreno 等，“重费米子超导体表面的量子阱态”，arXiv 2508.04867。[71]Lucas Schneider, Khai That Ton, Ioannis Ioannidis, Jan-nis Neuhaus-Steinmetz, Thore Posske, Roland Wiesendanger 和 Jens Wiebe，“逐原子构筑的量子点中的近邻超导”，《自然》621，60（2023年）。[72]F. Strigl, C. Espy, M. B¨uckle, E. Scheer 和 T. Pietsch，“铂原子接触与链中磁有序的出现”，《自然·通讯》6，6172（2015年）。[73]V. Rodrigues, J. Bettini, P. C. Silva 和 D. Ugarte，“磁性纳米线中自发自旋极化输运的证据”，《物理评论快报》91，096801（2003年）。[74]C. Untiedt, D. M. T. Dekker, D. Djukic 和 J. M. van Ruitenbeek，“原子接触中不存在磁诱导分数量子化”，《物理评论B》69，081401（2004年）。[75]J. Fern´andez-Rossier, D. Jacob, C. Untiedt 和 J. J. Palacios，“磁有序铂纳米接触中的输运”，《物理评论B》72，224418（2005年）。[76]A. Kinikar, T. Phanindra Sai, S. Bhattacharyya, A. Agarwala, T. Biswas, S. K. Sarker, H. R. Krishnamurthy, M. Jain, V. B. Shenoy 和 A. Ghosh，“石墨烯原子尺度点接触中的量子化边缘模”，《自然·纳米技术》12，564–568（2017年）。[77]M. Kawamura, K. Ono, P. Stano, K. Kono 和 T. Aono，“利用核磁共振测量量子点接触的电子磁化强度”，《物理评论快报》115，036601（2015年）。[78]B. Brun, F. Martins, S. Faniel, B. Hackens, G. Bachelier, A. Ca-vanna, C. Ulysse, A. Ouerghi, U. Gennser, D. Mailly 等，“扫描栅显微镜揭示量子点接触中的维格纳物理与近藤物理”，《自然·通讯》5，4290（2014年）。[79]A. Bagrets, N. Papanikolaou 和 I. Mertig，“原子尺寸接触的磁阻：第一性原理研究”，《物理评论B》70，064410 (2004年).[80]D. Jacob, J. Fern´andez-Rossier 和 J. J. Palacios，《Ni纳米接触中的磁与轨道阻塞》，《物理评论B》71，220403（2005）。[81]H. Suderow、M. Crespo、S. Vieira、M. Vila、M. Garc´ıa-Hern´andez、A. de Andr´es、C. Prieto、C. Ocal、J. Mart´ınez 和 Y. Mukovskii，《观测到电流通过单原子量子点接触时的自旋极化》，Physica E：低维系统与纳米结构 18，264–265（2003），第23届国际低温物理会议（LT23）。[82]B. Doudin 和 M. Viret，《弹道磁阻？》，《物理学杂志：凝聚态物质》20，083201（2008）。[83]M. R. Calvo、J. Fern´andez-Rossier、J. J. Palacios、D. Jacob、D. Na-telson 和 C. Untiedt，《铁磁原子接触中的近藤效应》，《自然》458，1150–1153（2009）。[84]R. Vardimon、M. Klionsky 和 O. Tal，《原子尺度氧化镍中完全自旋过滤的迹象》，《纳米快报》15，3894–3898（2015）。[85]D. Rakhmilevitch、S. Sarkar、O. Bitton、L. Kronik 和 O. Tal，《通过几何优化自旋选择轨道杂化增强分子结中的磁阻》，《纳米快报》16，1741–1745（2016）。[86]R. Vardimon、M. Matt、P. Nielaba、J. C. Cuevas 和 O. Tal，《铁磁原子尺寸接触中电传导的轨道起源：来自散粒噪声测量和理论模拟的见解》，《物理评论B》93，085439（2016）。[87]S. Chakrabarti、A. Vilan、G. Deutch、A. Oz、O. Hod、J. E. Peralta 和 O. Tal，《对原子线基本结构的磁控制》，《自然·通讯》13，4113（2022）。[88]R. Hayakawa、M. A. Karimi、J. Wolf、T. Huhn、M. S. Z¨ollner、C. Herrmann 和 E. Scheer，《单自由基分子结中的巨大磁阻》，《纳米快报》16，4960–4967（2016）。[89]S. Egle、C. Bacca、H.-F. Pernau、M. Huefner、D. Hinzke、U. Nowak 和 E. Scheer，《采用机械可控断裂结制备的原子尺寸接触的磁阻》，《物理评论B》81，134402（2010）。[90]F. Strigl、M. Keller、D. Weber、T. Pietsch 和 E. Scheer，《钯中的磁性：原子接触的磁电导与输运谱学》，《物理评论B》94，144431（2016）。[91]M. W. Prestel、M. F. Ritter、A. Di Bernardo、T. Pietsch 和 E. Scheer，《调控原子线的磁各向异性能》，《物理评论B》100，214439（2019）。[92]B. Wu、A. Mart´ınez、P. Obladen、M. Fern´andez-Lomana、E. Herrera、C. Sabater、J. J. Palacios、I. Guillam´on 和 H. Suderow，《输运实验揭示的一价金属纳米接触原子与电子结构的磁场依赖性》（2024），arXiv:2407.20577 [cond-mat.mes-hall]。

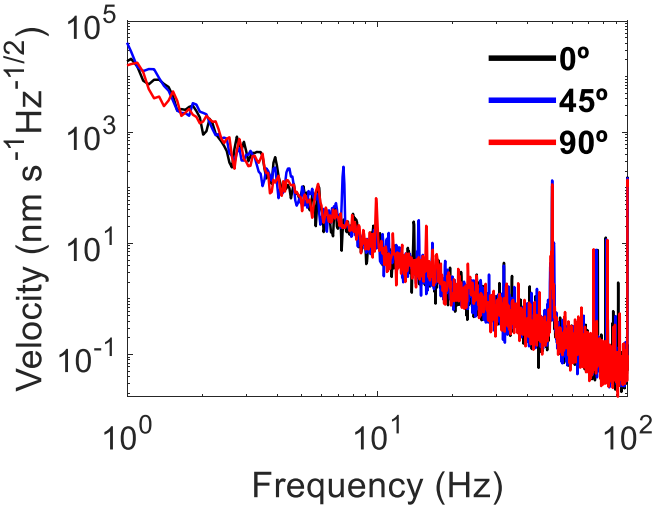

图4：平台旋转至 0°、 45° 和 90°时，振动速度随频率的变化关系。速度由加速度计测得的电压信号的傅里叶变换获得，具体方法如正文所述。

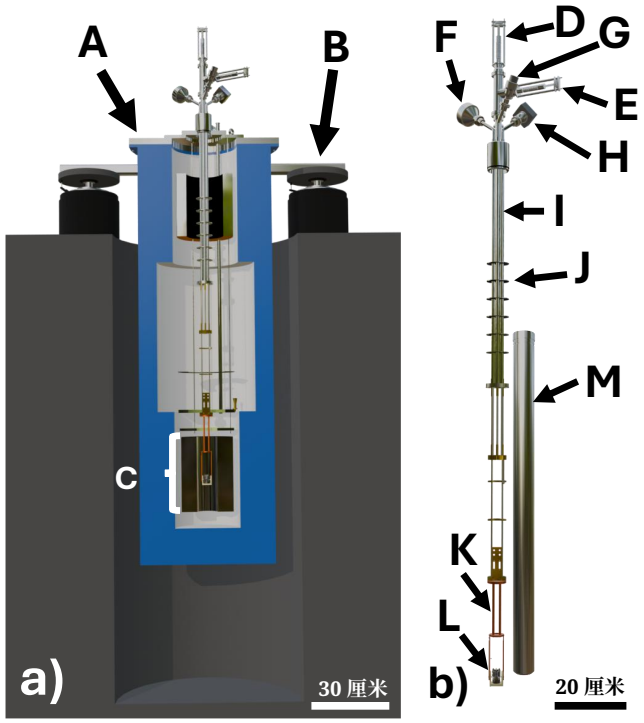

图5：（a）整个装置的侧视图。低温恒温器（A）插入地面（灰色）上的孔中，并悬挂在气动阻尼器上以实现隔振（B）。9特斯拉超导磁体位于低温恒温器底部（C）。（b）插入件的示意图。D和E表示两个等效的真空馈通致动器，具体描述见图2 （c）。F、G和H为导线馈通件。I为内部包含线路的不锈钢管。J为辐射屏蔽罩。K为支撑可旋转平台的铜支撑梁。L为位于可旋转平台内的微型扫描隧道显微镜。M为带有铟密封件、构成内部真空腔的管子。

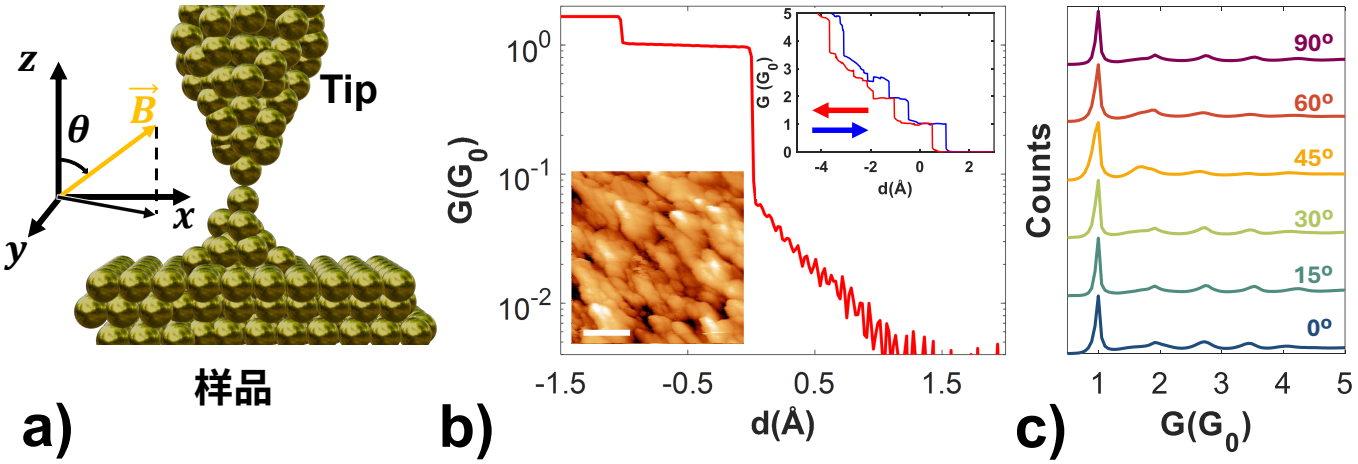

图6：(a) 单原子点接触的示意图。原子以浅黄色球体表示。图中标出了针尖和样品。坐标系以黑色箭头表示，磁场以橙色箭头表示。(b) 曲线显示了几条具有代表性的电导 G 随距离 d 变化的曲线。红线表示针尖接近样品，蓝线表示针尖从样品撤回。电导以电导量子 $G_0 = 2e^2/h$为基准进行归一化。左下角插图是在 4.2 K 下，以 2 nA 的隧穿电流和 10 mV 的偏压获得的扫描隧道显微镜形貌图。白色标尺长度为 50 nm。(c) 彩色曲线表示电导直方图，由约五十万条如(b)所示的曲线制成；磁场为 8 T，角度见图例。

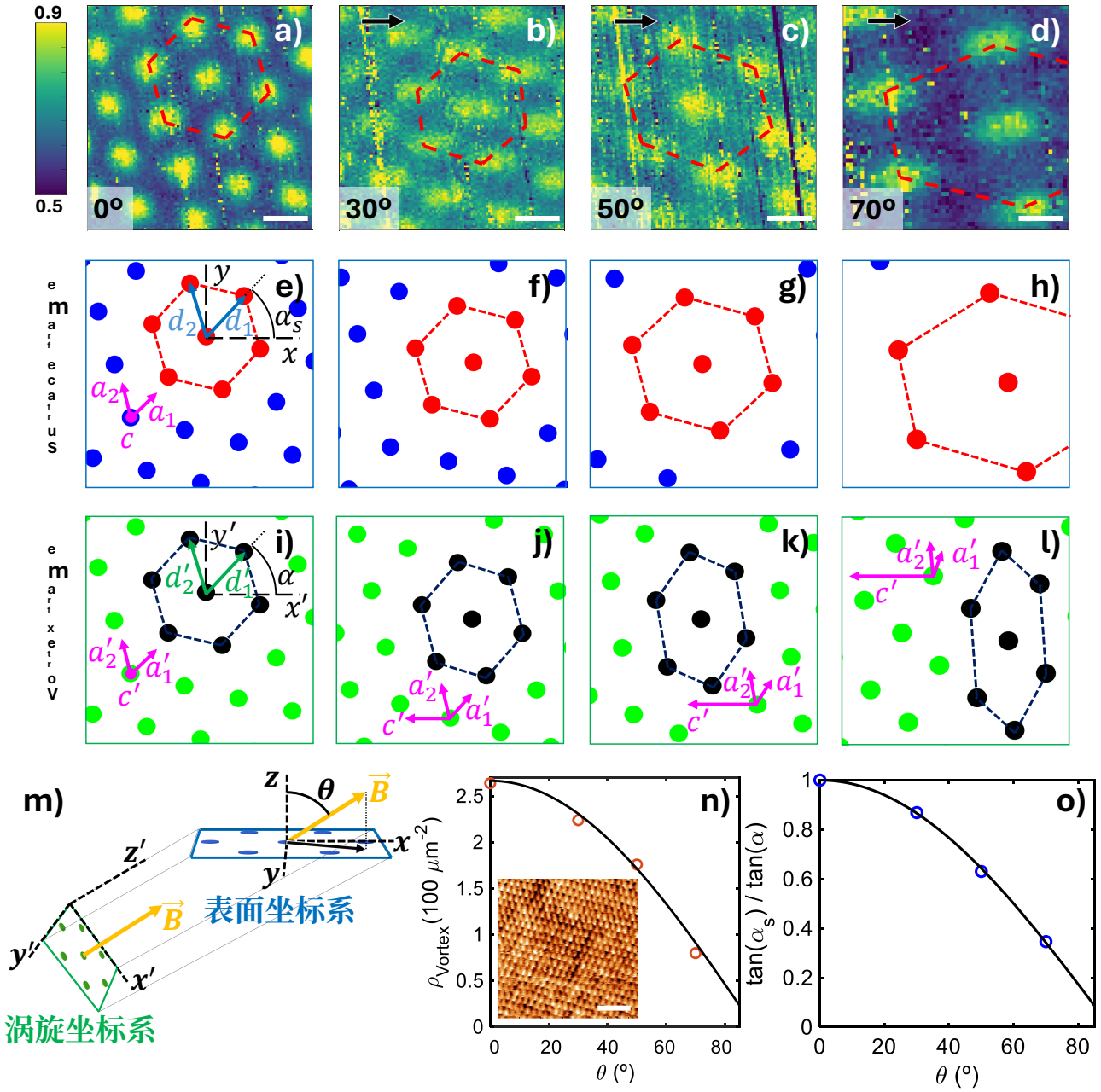

图7：（a-d）在磁场为0.5 T、温度为4.2 K时，2H – $NbSe_2$ 的零偏压隧穿电导图。黑色箭头表示磁场矢量的面内分量方向。白色比例尺长50 nm。左侧色条表示归一化隧穿电导。每幅图中均标出了倾斜角 θ （0°、 30°、50° 和 70°）。在（e-h）中，我们将在表面坐标系中的涡旋位置表示为蓝色圆盘，这些位置由顶行所示图像获得。红色虚线表示由最近邻构成的六边形。2H –$NbSe_2$的晶轴 a_1、 a_2和 c在左图中以紫色显示。左图中，涡旋晶格的晶胞矢量以蓝色箭头 d_1 和 d_2 表示，涡旋晶格晶胞以黑色虚线表示。角度 α_S 定义了六方涡旋晶格相对于坐标系 x轴的取向。在（i-l）中，我们在涡旋晶格坐标系中展示涡旋晶格，具体获得方法见正文。涡旋晶格晶胞由虚线表示。对于每个倾斜角，涡旋晶格坐标系中的晶轴投影 a_1'、 a_2' 和 c' 以紫色箭头表示。六方涡旋晶格的晶格矢量以绿色箭头 d_1' 和 d_2'表示。（m）样品中涡旋坐标系与表面坐标系的示意图。磁场矢量以橙色箭头表示。其在表面坐标系中的投影以黑色箭头表示。（n）我们以橙色圆点表示表面坐标系中的涡旋密度， ρ_{vortex}（θ）随倾斜角 θ的变化。插图显示了在隧穿电流为2 nA、偏压为5 mV时测得的原子分辨率形貌图像。白色比例尺长1.75 nm。（o）我们以蓝色圆圈表示表面坐标系与涡旋晶格坐标系中涡旋晶格角位置之比，tan(α_S)/tan(α)随 θ的变化。 α_S （α）是表面（涡旋）坐标系中 d_1 （d_1'）与x轴之间的角度。（n）和（o）中的连续黑线是对cos(θ)的拟合。