arXiv:2603.02507v1 [quant-ph] 3 Mar 2026

利用自旋-机械转换测量量子系统

A. A. Wood,[1,*] D. S. Rice,[1] T. Xie,[1] F. H. Cassells,[1] R. M. Goldblatt,[1] T. Delord,[2] 高斯 H´etet,[3] 以及 A. M. Martin[1]

[1]*School of Physics, University of Melbourne, Victoria 3010, Australia*[2]*Department of Physics, City College of the City University of New York New York New York 10031 USA ,,,,*

[3]*Laboratoire De Physique de l'École Normale Supérieure ´ Ecole Normale Supérieure, PSL Research University,CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris,24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France*(日期：2026年3月4日)

能够展现量子力学效应的悬浮宏观粒子，作为精密传感和检验量子力学的手段，正日益受到关注。金刚石中的缺陷（例如氮空位（NV）中心）具有可光学寻址自旋，这些自旋在室温下拥有较长的相干时间，为研究与宏观经典粒子耦合的量子自旋动力学提供了一个颇具吸引力的系统。在本研究中，我们通过自旋-机械耦合，将对自旋系综进行量子测量所得的结果转化为宿主粒子的宏观旋转。在依次施加绿光激光器和微波控制脉冲后，末态量子比特自旋态与宿主粒子——一颗电悬浮金刚石——之间的自旋-机械耦合会对粒子施加力矩，使一束微弱的近红外激光束发生偏转。我们测得自旋读出对比度超过70%，并展示了对相干拉比振荡、自旋回波干涉测量以及由 T_1引起的弛豫进行脉冲式机械探测。我们以时间分辨方式直接测量了翻转自旋所产生的60阿牛·米自旋力矩导致的粒子重新定向。我们的结果为利用脉冲控制的悬浮自旋-机械系统开辟了令人瞩目的新机遇，从提升传感能力到实现宏观量子叠加态的前景。

引言。 磁性与物理旋转之间的联系已确立一个多世纪 [1, 2], ，远早于自旋被确立为量子现象。对自旋量子比特执行的每一次量子操作，都会因角动量守恒而施加微小的机械力；对于固态自旋，这些力最终可使自旋与主体基底的机械运动发生纠缠。为实现与机械振子耦合的量子力学系统，人们对承载自旋的纳米及微米粒子的悬浮进行了深入研究 [3–14]。金刚石受到特别关注，因其含有可光学寻址、寿命长的自旋量子比特，例如NV中心 [15], ，其在块体样品中可表现出 $T_2^*, T_2 > 1$ 毫秒的自旋相干时间 [16, 17]，而在研磨的化学气相沉积纳米金刚石中 T_2 可达数百微秒 [18]。嵌入的自旋用于将量子自旋动力学与粒子的运动耦合，从而产生混合自旋-机械系统，其基础应用包括检验量子叠加态能够存在的长度尺度 [19–22] ，以及寻找量子引力的可能特征 [23, 24]。由于捕获光的吸收会在真空中引起不受控加热，金刚石的光学捕获颇具挑战 [25], ，因此保罗阱等电阱已被用于若干自旋-机械控制的实验演示 [26, 27], ，其中最值得注意的是对含单个氮空位中心的纳米金刚石的捕获 [6], 、对受困微型金刚石摆动运动的自旋冷却 [28] ，以及在20兆赫旋转速度下的量子控制 [29]。

Delord等人 [28] 提出的一项关键技术是机械探测磁共振（MDMR）：大量氮-空位中心组成的系综（$\sim 10^9$）与宿主微金刚石的摆动运动之间发生自旋-机械耦合，由诱导产生的氮-空位磁化引发粒子机械重新定向。随后，通过监测散射光而非氮-空位荧光来探测粒子运动。在文献 [28], 中，用于控制氮-空位色心的绿光也被用于探测运动。因此，因禁粒子的自旋依赖性重新定向会与激光诱导的再极化相竞争，从而无法对纯自旋动力学进行机械测量，也无法将研究扩展到自旋相干动力学会影响粒子运动的区域。

在此，我们实现了对悬浮微粒中经一系列控制脉冲制备的量子自旋系综进行非微扰式机械探测。对NV自旋施加标准的自旋极化与操控序列后，所得结果以磁化的形式储存；随后，借助自旋-机械转换（SMC），将其转化为承载该系综的微金刚石的机械旋转。我们使用弱近红外激光持续探测粒子运动，该激光对粒子的自旋和运动影响极小，因此可以延长测量时间、增大粒子的运动幅度，并产生更大的光学偏转。我们展示了SMC可作为脉冲自旋操控技术的一种高保真读出方法，并演示了具有高对比度的机械探测拉比振荡和自旋回波干涉测量；后者可有效地将自旋系综获得的量子相位转化为机械的宏观粒子重新

* alexander.wood@unimelb.edu.au

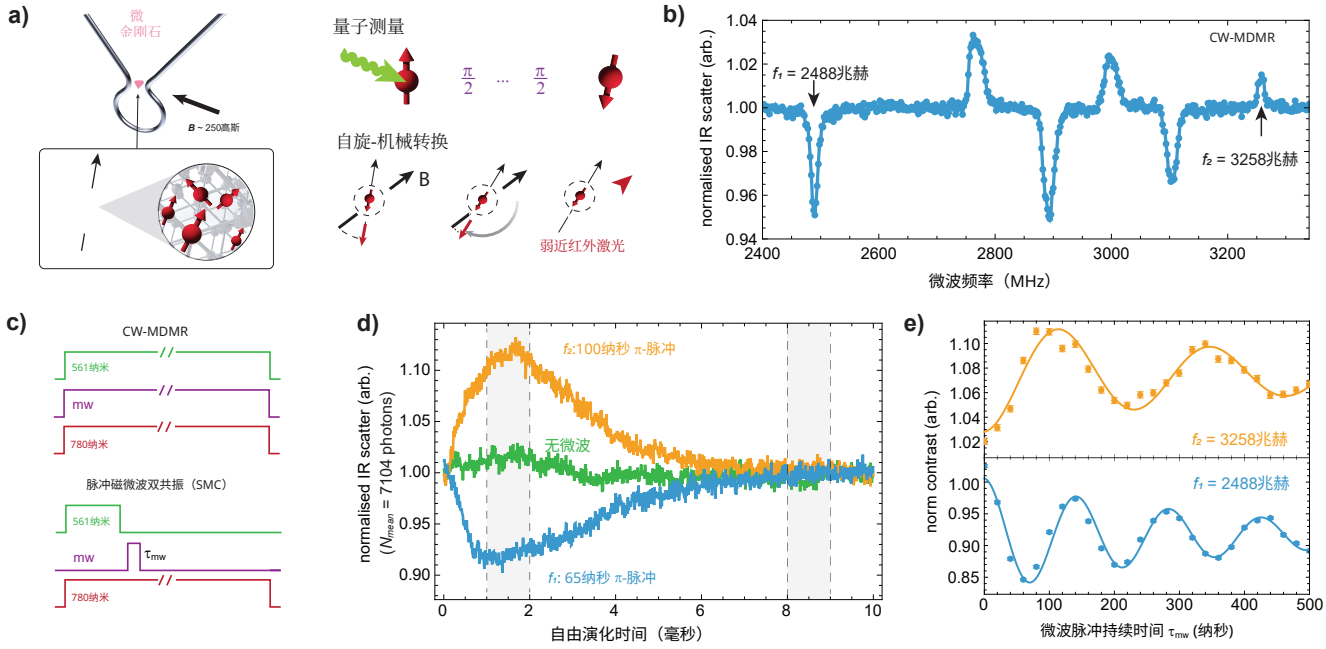

图 1. **通过自旋-机械转换进行测量**。a）实验示意图：内部含有 $\sim 10^8$ 个氮-空位中心的微金刚石被悬浮在保罗阱中。量子测量：绿光将金刚石内部的氮-空位中心光学泵浦至 $m_S = 0$ 自旋态，并通过一系列微波脉冲对自旋系综进行量子测量。自旋-机械转换：自旋测量的投影结果产生磁化，对悬浮晶体施加力矩。随后通过探测散射的弱近红外光来测量晶体旋转。b）连续施加绿光、近红外光和扫频微波时测得的散射近红外光连续波MDMR谱（序列如（c）上方所示）。此处只能看到八个共振峰中的六个。我们在 $f_{1,2} = 2488$ 3258 兆赫处识别出两个对比度相反、对应于 $m_S = 0 \rightarrow \pm 1$ 自旋跃迁的共振峰。c）下方：脉冲磁微波双共振序列：一个 200-500 μ 秒的 100 μ 瓦绿激光脉冲对氮-空位中心进行光学泵浦，随后一个微波脉冲翻转目标自旋跃迁。持续施加非微扰近红外光，有助于读出由微波脉冲引起的运动瞬态。d）无微波脉冲以及在 $f_{1,2}$ 跃迁上施加 π 个脉冲时的归一化近红外散射。灰色虚线区域表示用于 e）的积分区域；e）显示了各个自旋跃迁上的微波拉比振荡，读出对比度为 10–15%。误差条根据光子计数统计得出。

取向。我们量化了自旋弛豫对自旋施加的力矩的影响，并利用机械探测矢量磁力测量直接测量粒子的重新定向——进而测量力矩。我们的研究为悬浮自旋系统开辟了新的传感机会，使人们能够采用种类繁多的延长相干时间的自旋控制序列，并推动了探测与经典振荡器机械耦合的量子自旋系综量子动力学这一研究前景。

结果。 我们的实验（图 1(a)）基于文献[28]，并在方法和随附的补充信息中进行了完整描述。简而言之，10 μ微微米金刚石在保罗阱中受到俘获，分别用绿光（561 nm）和近红外光（780 nm）照射，以泵浦NV自旋并进行运动探测。文献 [30] 中还使用近红外光（NIR，747 nm）监测NV磁性引起的运动，且不会影响NV自旋态。通过保罗阱电极施加微波以操控NV自旋，并收集散射近红外光以监测粒子的运动。保罗阱电压和交流频率经过调

调整后，受困金刚石会绕某一轴摆动，而非旋转 [31]。我们首先在磁场中进行标准的连续波磁检测磁共振实验，以识别共振微波跃迁。图1(b)展示了连续照射绿光并施加微波时采集的散射近红外光连续波MDMR谱，揭示了四种可能的氮-空位取向类别中的三种所具有的特征性高对比度特征；相反的测量对比度对应于微波诱导的 $m_S = 0 \rightarrow \pm 1$ 自旋跃迁。我们考虑属于同一取向类别、但自旋极性相反的两个跃迁，其位置分别为$f_{1,2} = 2488$，3258兆赫。在连续波MDMR中，图1(c，上图)所示，绿激光泵浦使粒子处于非磁性 $m_S = 0$ 自旋态，从而抵消自旋诱导的粒子重新定向，限制粒子角位移，进而限制测量对比度。

SMC读出。 先脉冲照射绿光，再施加共振微波脉冲（图 1(c，下图）仅凭自旋磁化引起的粒子重新定向即可进行检测。监测散射近红外光 10 ms，图 1(d)，我们观察到明确的

瞬态信号出现在采集到的光子时间轨迹中，对应粒子向相反方向重新定向。瞬态信号的特征形状可以直观地理解（参见理论与补充信息）：首先，磁自旋态布居产生自旋诱导扭矩，使金刚石粒子转向，从而使磁化在 [32, 33] 演化的前 1ms 内更接近外加磁场。随后，以 T_1 为参数描述的弛豫会削弱自旋极化并减小自旋力矩，之后陷阱恢复力使粒子恢复到先前的取向。然后，我们分别比较这两个阶段（约 1ms 和 8ms）的光子计数，以定义 SMC 对比度 C，并改变施加的微波脉冲持续时间，分别针对 f_1 和 f_2 跃迁描绘拉比振荡；由于自旋力矩符号不同，两者的对比度相反，如图 1(e) 所示。

SMC 检测。介绍并展示 SMC 后，我们将其与标准光致发光（PL）读出进行比较。图1（e）中获得的测量对比度已超过单一取向类别在集合氮-空位样品中可达到的最高 PL 对比度（8%）。这一上限只有在不存在其他缺陷（主要是氮-空位^0）产生的背景荧光时才能实现。MDMR 对比度的最终上限取决于能否有效地在探测器处分离出粒子的自旋依赖散射光，原则上可达 100%。在我们的实验中，粒子反射光被聚焦到共焦配置中的一个小孔径上，该孔径为 50 μm 光纤。金刚石的摆动和运动会导致收集效率变化，从而将运动转换为测得的光子数。我们发现，这种配置既适用于收集 PL，又能产生高 MDMR 对比度，超过了此前的演示结果；此前的演示使用单模光纤对反射光未聚焦散斑图样中的局部变化进行采样 [28]。

在图 2中，我们将 SMC读出与标准光致发光进行比较。我们测得的光致发光对比度通常为 1-2%，远低于 8% 的理想极限 [34]，；在 N 密度极高的辐照金刚石中，由于氮-空位^0 丰度较高 [35]，这种情况很常见。然而，SMC 对比度不受氮-空位^0 丰度影响，因为这两种物种之间的电荷转移不会导致可测量的

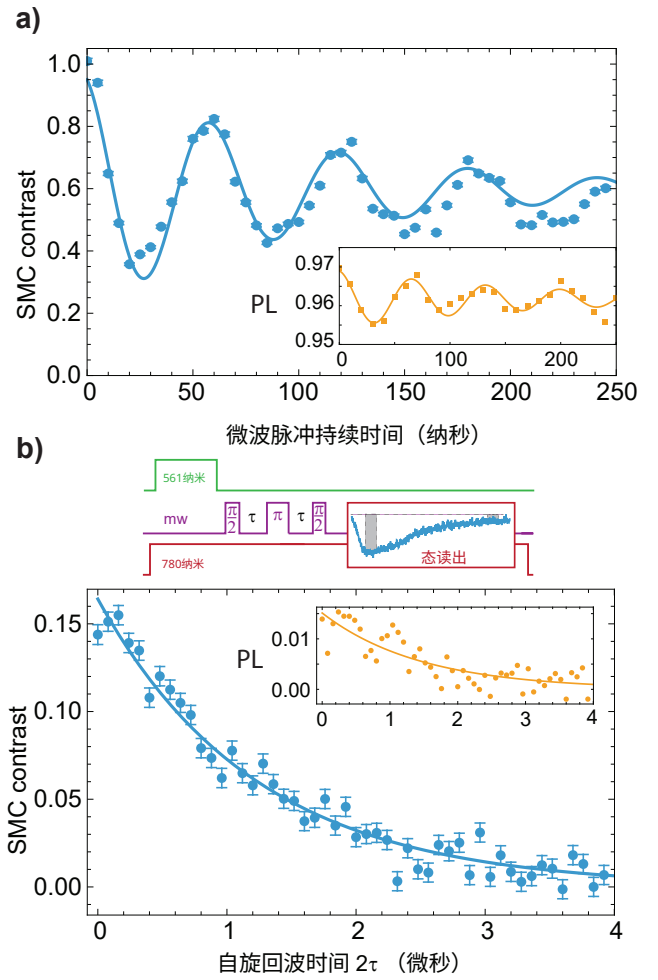

图2. **SMC与光致发光对比**。a) 平均60秒的SMC读出拉比振荡，测得对比度为73(6)%，比通过常规光致发光测量检测到的拉比振荡高出50倍（平均30分钟；橙色插图）。b) 上：机械探测自旋回波的脉冲序列；下：结果（平均10分钟），并再次与标准光致发光读出进行比较（插图，平均33分钟）。误差条根据光子计数统计推算。

力矩，而在图2(a)所示的示例中，测量时间为60秒后，对比度达到73(6)%，接近超纯金刚石中的单个NV中心经电荷态优化后可实现的30–40%最高光致发光对比度的两倍 [36–38]，并且比平均时间为30分钟的标准光致发光拉比测量（插图）高出50倍。光致发光和散射近红外光均衰减了 10^4 倍，以避免损坏我们的单光子计数探测器。两种探测方式的光子计数率均为1–5 Mcts/s，因此可以直接比较。

SMC 所提供的出色拉比对比度也适用于更复杂的测量。在图2（b）中，我们比较了机械探测的自旋回波与 PL 测量所能达到的效果。在自旋回波中，自旋在自由演化时间内累积的量子相位首先被投影为布居分布，随后在自由演化时间内转化为粒子取向。因此，我们的测量实现了对量子信息的机械探测，这在悬浮自旋系统中尚属首次。需要指出的是，这些测量是在两个不同的金刚石样品上进行的；在 PL 测量中，金刚石脱离阱后通过静电作用附着在电极上，使其保持静止，从而避免机械噪声对 PL 读出的影响。

弛豫与机械读出。在连续绿光照射下，MDMR 信号源于激光诱导布居与微波诱导占据之间的竞争，前者作用于

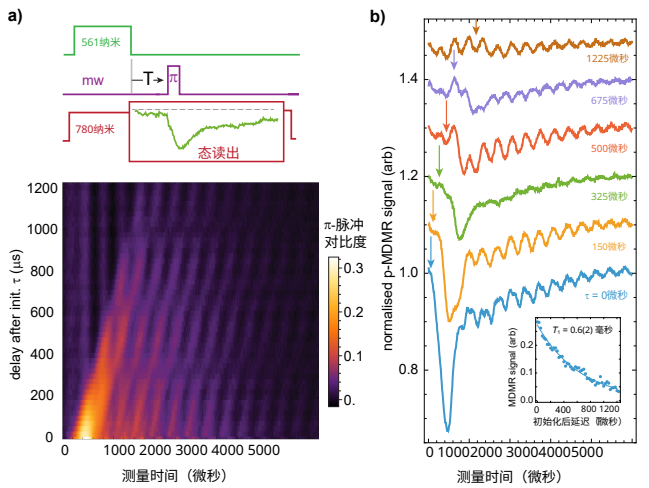

图 3. T_1 **通过机械读出进行测量。** a) 脉冲序列（上）和运动瞬态数据随延迟时间的变化（下）。响应的衰减是由 T_1 引起的退极化所致，它会削弱自旋力矩。初始激光偏振脉冲以及随后在阱交流频率下施加的微波 π 脉冲所引发的微运动清晰可见，此外，在 $1/f_{\mathrm{trap}}$的整数倍处也可见相互抵消。b) 细节图，为清晰起见，时间轨迹在垂直方向上错开显示。插图绘出了积分信号响应 F，据此可确定 T_1。

$m_S = 0$ 态，后者作用于磁性 $m_S = \pm 1$ 态。因此，除使微波跃迁频率展宽外，本征自旋相干性几乎不起作用。虽然 $T_2 = 1.22(5)$ μ秒和$T_2^* < 100$ 纳秒都太短，不足以影响粒子的摆动动力学，但我们可以利用 SMC 轻松观测到 T_1 弛豫对粒子动力学的影响。如前所述，随着时间增加， T_1 会使极化NV自旋施加的自旋力矩逐渐减弱，从而导致散射近红外光的时间轨迹在接近 1 毫秒处出现拐点。

我们通过首先将自旋系综初始化到 T_1 态，随后用绿激光脉冲并等待一段时间 $m_S = 0$ ，再施加微波 T 脉冲来进行测量π，如图3(a)所示。随着延迟时间 T增加，由于 T_1的去极化效应，散射近红外瞬态信号的振幅会减小。信号强度 $F = \int^{5\text{毫秒}}_{T} S(t)dt$ 其中 $S(t)$为散射近红外时间轨迹，其随 τ 的变化关系绘于图3(b)的插图中，由此得到 $T_1 = 0.6(2)$毫秒。在这组数据中，我们观察到由绿激光脉冲和微波脉冲的扰动效应引起的另一种效应：在陷阱交流驱动频率下诱导出的微运动；对于这颗金刚石，该频率为 2895 赫兹。绿激光脉冲产生的辐射压力使粒子在阱中发生位移并诱导微运动，这是离子阱中一种众所周知的现象。然而，这种运动在图3(a)中表现为竖直线，可由粒子自旋力矩重新定向所诱导的微运动抵消。

自旋力矩使粒子的取向偏离陷阱平衡点，并在摆动自由度中诱导微运动；在我们的实验中，平动和取向变化均可被检测到。我们观察到在间隔 $1/f_{\mathrm{trap}}$ 处无诱导微运动的轨迹（图3(b)）。关于粒子本征微运动的影响（它可能是占主导地位的粒子运动），补充信息中有进一步详述。

角位移和自旋力矩的泵浦-探测测量。 导致磁偶极磁共振信号的金刚石重新定向，也会因NV塞曼位移的角度依赖性而产生能量移动。我们测量了由以下机械作用产生的频率扰动： π脉冲，采用图 4(a)所示的“泵浦-探测”配置。在此，首先施加一个共振“泵浦” π脉冲，频率为 $f_1 = 2498$兆赫，以启动粒子的重新定向。随后插入可变的延迟时间 t_d，使粒子朝外加磁场方向旋转一定角度 θ_B，然后再施加另一个频率为 π的“探测”微波脉冲 f_2。若泵浦脉冲与探测脉冲之间的塞曼位移没有变化——即延迟时间为零——第二个脉冲会使NV系综返回 $m_S = 0$ 态，并阻止自旋力矩介导的粒子重新定向，此时MDMR近红外信号将趋近于1。延迟时间较长时，通过改变探测脉冲的频率 f_2，即可测得重新定向引起的频率移动。

图 4(b) 显示了泵浦-探测MDMR对比信号随 f_2 变化的情况，涵盖了不同的延迟时间 t_d，结果显示在 300 μs 内偏移超过 50 MHz。还可以明显看出振幅显著下降，这主要是由于T_1诱导的退极化减少了被探测脉冲翻转的自旋数。尽管如此，追踪 MDMR 信号峰值随 t_d 的变化，使我们能够确定粒子在自由演化时间内转过的角位移，如图 4(c) 所示。通过将完整的 MDMR 谱拟合到一个模型中，并将每个 NV 轴相对于外加磁场的取向设为自由参数（见补充信息），我们推断，原本与 273 G 磁场成 $\sim 45°$ 的 NV 轴旋转了约 $4°$，即在 300 μs 内旋转了 70 毫弧度。聚焦于最初的 100 μs 演化过程（图 4(c，插图）中角位移与时间呈二次关系，简单的运动学论证（见补充信息）得出力矩为 $\approx 6 \times 10^{-17}$ 牛顿米，这意味着我们用 1×10^8 脉冲翻转了 π个自旋。

讨论。 本研究实现了 SMC，从而实现对脉冲自旋操控的机械读出，为悬浮自旋系统提供了大量成熟的自旋测量与控制协议，并迈出了将相干量子动力学转导为机械运动的第一步。我们的结果将悬浮自旋的光机械探测拓展到一个全新领域：可以无损读出自旋系综的量子态——近红外激光不会

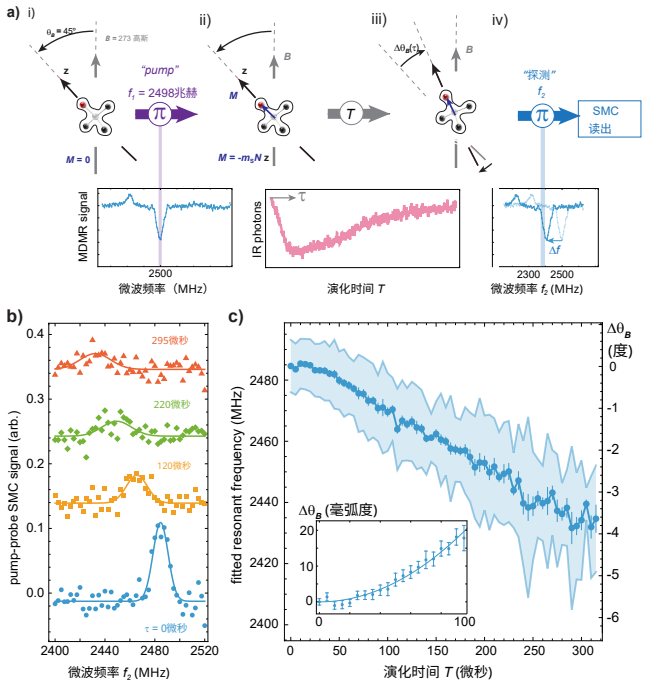

图 4. **角位移的泵浦-探测测量**。a）实验序列示意图及相关角度。共振的"泵浦"微波 π 脉冲启动金刚石粒子的重新定向。经过时间 t_d 后，施加第二个频率可调的"探测" π 脉冲：当其与新金刚石角度下的 NV 双能级劈裂共振时，探测脉冲通过重新布居非磁性 $m_S = 0$ 态，阻止自旋力矩诱导的重新定向，并使 MDMR 对比度趋近于 1。b）不同 t_d 时间下，SMC 对比度随探测微波频率 f_2 的变化；除 T_1 诱导的退极化导致振幅受到抑制外，还呈现明显的频率移动。c）提取的对比度最大值位置（点）和宽度（阴影线）随演化时间 t_d 的变化。插图：演化初始的 100 μ 秒由 $\theta\,(T) \approx 2\tau_{\rm sp}/It_d^2$ 给出，其中 I 为转动惯量，从而可以测量自旋诱导扭矩 $\tau_{\rm sp}$。（c）中的误差棒由拟合高斯均值的标准误差得出。

影响粒子运动或自旋态——且测量对比度远高于传统技术。只有采用共振微波腔中的毫米级金刚石进行室温系综读出的技术 [39] 或激光阈值读出 [40, 41]能达到相近的对比度。SMC最适用于含有高氮-空位密度的金刚石样品，因此可能有利于传感，因为它不受许多困扰光致发光探测的问题影响，例如背景荧光、NV电荷态之间的荧光重叠，以及有限的光子收集效率 [36]。事实上，快速旋转金刚石的能力 [29, 42] 有望通过直流场的旋转上变频提升磁测量性能 [43, 44]。此外，光子收集的光谱范围可以缩窄至检测激光的精确波长——而检测激光几乎可以是任意波长只要它不与 NV 自旋相互作用——即可消除背景计数。

本研究呈现的结果还表明，SMC 是一种有趣的工具，有助于更好地理解并最终控制宿主机械振子。一个自然的延伸方向是研究这样的情形：在粒子重新取向的整个过程中，NV 中心始终保持自旋相干。简单来说，自旋的相干叠加原则上应能驱使宿主粒子进入取向的相干宏观叠加态。然而，这类实验要求机械状态的退相干时间与自旋相干时间相当，而这又需要高真空，甚至还要屏蔽黑体辐射。此外，在本研究关注的 N 自旋非关联系综系统中，对自旋施加 $\pi/2$ 脉冲会产生张量积态，即 $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|0\rangle + |1\rangle)^{\otimes N}$。若要使粒子演化为取向的叠加态，自旋理想情况下应处于 N 自旋 GHZ态，$|0,\ 0,\ 0...0\rangle + |1,\ 1,\ 1...1\rangle$ (参见补充信息)；这只是张量积态中极小的一部分，在实验上也远难实现。

然而，如果将氮-空位自旋系综制备为相干叠加态，并使其持续时间足以实现可测量的金刚石角位移（约为 100 μ秒），那么相干横向自旋动力学对粒子运动的影响或许就会开始显现。在这些实验所用的磁场中，氮-空位系综的横向自旋分量以GHz频率进动，因此不会与粒子运动显著耦合。不过，通过施加接近基态能级反交叉（GSLAC）的强磁场 [30], ，或许能够实现与阱的世俗频率相当的较低进动频率。除此之外，还有多种复杂的动态解耦脉冲序列，可将自旋相干时间延长至原来的十倍或百倍；对于高NV密度、高度无序的金刚石样品尤其如此 [45, 46] ，例如本文所用样品，其自旋相干时间可从数个 μ秒延长许多倍。通过前馈调节微波失谐以保持自旋共振 [47] ，可在周期性时变磁环境中实现相干控制。在材料工程方面，可将市售的CVD金刚石衬底（其相干时间接近100-200 μ秒、氮-空位中心密度为 ∼ 300ppb）加工成比本文所用 10 μ米样品更小的微型或纳米金刚石 [18] 。这样，较低的缺陷浓度便能在不显著损害自旋性质的情况下，实现相当的重新定向角度；纳米金刚石中已观察到这一点。

总之，我们证明了自旋-机械转换可作为读出悬浮量子自旋系综的一种方法。我们的技术能够通过机械方式检测拉比振荡、自旋回波干涉测量和 T_1 弛豫，其读出对比度优于超纯金刚石中单个NV中心的读出对比度，且在相同条件下比标准光致发光读出高出50倍以上。这些结果是一项强大的赋能技术，

可用于悬浮自旋系统，并为精密传感和宏观量子现象研究开辟了新的机遇。

方法。我们的实验由一个保罗阱构成，该阱由一根弯成马蹄形状的 25 μm钨丝形成。保罗阱安装在三轴压电纳米定位器上，以优化与照明光束的对准。向保罗阱电极施加频率为2-3 kHz、幅值为1.5-2 kV的交流电势，同时偏置三通器使微波电流（2.2-4 GHz）流过该回路形状。典型直径为10-12 μm、含1-2 ppm NV中心（Adamas Nano）的微金刚石颗粒被囚禁在阱的颈部区域，此处微波耦合最强，典型摆动俘获频率为100-500 Hz。我们的所有实验均在大气压下进行，但置于具有被动除湿的真空腔内，以延长俘获寿命。利用工作距离为11 mm、数值孔径为0.6的显微镜物镜，将绿光（561 nm）和780 nm近红外光聚焦到囚禁粒子上。散射的780 nm光与NV 光致发光（650-800 nm）均由单光子计数模块（SPCM）探测，并使用750 nm长通滤光片将光致发光与散射近红外光分离。光致发光和散射光子通量经中性密度滤光片衰减 10^4 倍，以防止损坏单光子计数模块。

微金刚石通过将一根涂有微金刚石粉末的带电注入丝放置在电极附近而被装载到阱中。因此，装载到阱中的样品具有各种形状和尺寸，且氮空位中心密度分布范围很大。对于每个装载到阱中的粒子，我们都会调节交流电压和频率，以确保粒子处于稳定的摆动运动状态，而不是旋转 [33] ，并且能够抵抗持续的绿光照射。许多受俘粒子即使暴露于中等强度的绿光激光器下，也会迅速变得不稳定并离开阱中；其原因尚未完全明了，但通常认为与表面电荷稳定性有关。因此，对于本文展示数据的四个样品，囚禁电压和频率各不相同，具体记录于补充信息中。

理论。我们研究了一个被囚禁在电保罗阱中的微金刚石，该微金刚石包含一个NV中心系综。在下文中，我们忽略NV中心之间的相互作用，并假设对粒子运动动力学采用纯经典描述。在磁场$\mathbf{B}$ 存在时描述NV自旋的简化哈密顿量为

$$H/\hbar = D_{\mathrm{zfs}} S_z^2 + \gamma_e \mathbf{B}\cdot\mathbf{S}, \tag{1}$$

其中 $D_{\mathrm{zfs}}/2\pi = 2.87$GHz、 $\gamma_e/2\pi = 2.8$MHz/G， $= (S_x,\ S_y,\ S_z)$ 为自旋-1 泡利矩阵向量 S_i。我们假设金刚石的取向被俘获在近似谐势中，其阱频率为 ω ，且摆动自由度 θ 满足

$$I\ddot{\theta} + I\gamma_g\dot{\theta} + I\omega^2\theta = \tau(t). \tag{2}$$

其中， I 是粒子的转动惯量， γ_g 是气体阻尼系数， $\tau(t)$ 是时变力矩，其中包含由布朗运动产生的随机贡献 $\tau_r(t)$ 以及一种自旋机械力矩

$$\tau_{\mathrm{spm}}(t) = -\mathrm{Tr}\left(\rho(t)\frac{\partial H}{\partial\theta}\right) \tag{3}$$

该力矩源自氮-空位自旋极化。可观测到的粒子动力学由谐振囚禁势（包括粒子微运动）、自旋去极化以及过阻尼区间内的摆动运动相互作用而产生。尽管如此，我们观察到，自旋诱导的重新定向会使粒子发生显著旋转，且重现性足够高，因此可作为高保真读出NV系综量子态的方法。预期的自旋力矩诱导旋转计算见补充信息。

致谢

本研究得到澳大利亚研究理事会（DP240100942）的资助。

作者贡献

A. A. W. 构思并主导了本研究，A. M. M. 提供理论支持。实验装置由 A. A. W.、R. M. G. 和 T. X. 搭建，T. D. 和 G. H. 也作出了贡献。数据由 A. A. W. 和 T. X. 收集并分析。D. S. R. 进行了用于角度跟踪测量的MDMR谱计算。F. H. C.、A. M. M. 和 T. D. 开展了自旋机械动力学理论研究；A. A. W. 撰写了论文，所有作者均作出了贡献。

利益冲突

作者声明不存在任何利益冲突。

数据可用性

所有原始数据和分析代码均可根据合理请求向通讯作者（A. A. W.）获取。

[1] A. Einstein 和 W.J. de Haas, 《安培分子电流的实验验证》, 德国物理学会¨ , 第**17**卷, 152页（1915年）。

[2] S. J. Barnett, 《旋转磁化》, 《物理评论》6, 239（1915年）。[3] Z. Yin、N. Zhao 和 T. Li, 含氮-空位中心的混合光机系统, 《中国物理学、力学与天文学》58, 1（2015）。[4] R. M. Pettit、L. P. Neukirch、Y. Zhang 和 A. N. Vamivakas, 光学悬浮纳米金刚石中单个氮-空位中心自旋的相干控制, 《美国光学学会杂志B辑》JOSAB 34, C31（2017）。[5] T. Delord、L. Nicolas、L. Schwab 和 G. H´etet, 离子阱中悬浮于金刚石中的NV中心的电子自旋共振, 《新物理学杂志》19, 033031（2017）。[6] G. P. Conangla、A. W. Schell、R. A. Rica 和 R. Quidant, 真空中悬浮单个氮空位的运动控制与光学探测, 《纳米快报》18, 3956（2018）。[7] M. C. O'Brien、S. Dunn、J. E. Downes 和 J. Twamley, 低压下微型金刚石的磁机械俘获, 《应用物理学快报》114, 053103（2019）。[8] J. Millen、T. S. Monteiro、R. Pettit 和 A. N. Vamivakas, 悬浮粒子的光机学, 《物理学进展报告》83, 026401（2020）。[9] P. Huillery、T. Delord、L. Nicolas、M. Van Den Bossche、M. Perdriat 和 G. H´etet, 悬浮铁磁粒子的自旋力学, 《物理评论B辑》101, 134415（2020）。[10] C. Gonzalez-Ballestero、M. Aspelmeyer、L. Novotny、R. Quidant 和 O. Romero-Isart, 悬浮动力学：真空中微观物体的悬浮与控制, 《科学》374, eabg3027（2021）。[11] M. Perdriat、C. Pellet-Mary、P. Huillery、L. Rondin 和 G. H´etet, 含氮-空位中心与囚禁粒子的自旋力学, 《微型机械》12, 651（2021）。[12] C. C. Rusconi、M. Perdriat、G. H´etet、O. Romero-Isart 和 B. A. Stickler, 悬浮纳米转子的自旋控制量子干涉, 《物理评论快报》129, 093605（2022）。[13] M. Fuwa、R. Sakagami 和 T. Tamegai, 毫克级钇铁石榴石球体的铁磁悬浮与谐振阱, 《物理评论A辑》108, 063511（2023）。[14] V. Wachter、S. V. Kusminskiy、G. H´etet 和 B. A. Stickler, 陀螺稳定量子自旋转子, 《物理评论快报》136, 073604（2026）。[15] M. W. Doherty、N. B. Manson、P. Delaney、F. Jelezko、J. Wrachtrup 和 L. C. L. Hollenberg, 金刚石中的氮-空位色心, 《物理学报告》528, 1（2013）。[16] G. Balasubramanian、P. Neumann、D. Twitchen、M. Markham、R. Kolesov、N. Mizuochi、J. Isoya、J. Achard、J. Beck、J. Tissler、V. Jacques、P. R. Hemmer、F. Jelezko 和 J. Wrachtrup, 同位素工程金刚石中的超长自旋相干时间, 《自然·材料》8, 383（2009）。[17] E. D. Herbschleb、H. Kato、Y. Maruyama、T. Danjo、T. Makino、S. Yamasaki、I. Ohki、K. Hayashi、H. Morishita、M. Fujiwara 和 N. Mizuochi, 室温固态自旋之间的超长相干时间, 《自然·通讯》10, 3766（2019）。[18] B. D. Wood、G. A. Stimpson、J. E. March、Y. N. D. Lekhai、C. J. Stephen、B. L. Green、A. C. Frangeskou、L. Gin´es、S. Mandal、O. A. Williams 和 G. W. Morley, 研磨纳米金刚石中氮空位中心的长自旋相干时间, 《物理评论B辑》105, 205401（2022）。

[19]O. Romero-Isart, A. C. Pflanzer, F. Blaser, R. Kaltenbaek, N. Kiesel, M. Aspelmeyer 和 J. I. Cirac, 《大型量子叠加态与纳米级大质量物体的干涉》, 《物理评论快报》107, 020405 2011( )。[20] M. Scala, M. S. Kim, G. W. Morley, P. F. Barker 和 S. Bose, 《由自旋诱导并探测的悬浮热纳米振荡器的物质波干涉测量》, 《物理评论快报》111, 180403 (2013)。[21] Z.-q. Yin, T. Li, X. Zhang 和 L. M. Duan, 《通过自旋-光机械耦合实现悬浮纳米金刚石的大型量子叠加态》, Phys. Rev. A 88, 033614 (2013)。[22] C. Wan, M. Scala, G. Morley, A. A. Rahman, H. Ulbricht, J. Bateman, P. Barker, S. Bose 和 M. Kim, 《用于大型量子叠加态的自由纳米物体拉姆齐干涉》, 《物理评论快报》117, 143003 (2016)。[23] S. Bose, A. Mazumdar, G. W. Morley, H. Ulbricht, M. Toroˇs, M. Paternostro, A. A. Geraci, P. F. Barker, M. Kim 和 G. Milburn, 《量子引力的自旋纠缠见证》, 《物理评论快报》119, 240401 (2017)。[24] S. Bose, A. Mazumdar, R. Penrose, I. Fuentes, M. Toroˇs, R. Folman, G. J. Milburn, M. Kim, A. Kent, A. T. M. A. Rahman, C. Laplane, A. Markowitz, D. Das, E. Campos-M´endez, E. Kilian, D. Groswasser, M. Givon, O. Dobkowski, P. Skakunenko, M. Muretova, Y. Japha, N. Levi, O. Feldman, D. Pital´ua-Garc´ıa, J. M. H. Gosling, K.-D. Zhu, M. Genovese, K. Romero-Hojjati, R. J. Marsh-man, M. Rademacher, M. Schut, M. Bautista-Cruz, Q. Xi-ang, S. M. Graham, J. E. March, W. J. Fairbairn, K. S. Gokani, J. Aziz, R. Howl, R. Zhou, R. Rizaldy, T. Guer-reiro, T. Zhou, J. Twamley, C. Marletto, V. Vedral, J. Op-penheim, M. Paternostro, H. Ulbricht, P. F. Barker, T. P. Purdy, M. V. G. Dutt, A. A. Geraci, D. C. Moore 和 G. W. Morley, 《基于自旋的途径：检验重力的量子本质》, arXiv:2509.01586 (2025年)。[25] A. T. M. A. Rahman, A. C. Frangeskou, M. S. Kim, S. Bose, G. W. Morley 和 P. F. Barker, 《真空中光学悬浮纳米金刚石的燃烧与石墨化》, 《科学报告》6, 21633 (2016)。[26] T. Delord, L. Nicolas, Y. Chassagneux 和 G. H´etet, 《离子阱中悬浮金刚石的单个氮空位自旋与转动模式之间的强耦合》, Phys. Rev. A 96, 063810 (2017)。[27] C. Pellet-Mary, P. Huillery, M. Perdriat 和 G. H´etet, 《可调谐偶极相互作用增强的磁力矩》, 《物理评论B辑》104, L100411 (2021)。[28] T. Delord, P. Huillery, L. Nicolas 和 G. H´etet, 《受困金刚石运动的自旋冷却》, 《自然》580, 56 2020( )。[29] Y. Jin, K. Shen, P. Ju, X. Gao, C. Zu, A. J. Grine 和 T. Li, 《高真空中旋转悬浮金刚石内电子自旋的量子控制与贝里相位》, 《自然·通讯》15, 5063 (2024)。[30] M. Perdriat, P. Huillery, C. Pellet-Mary, G. Hetet, 《利用自旋抗磁性锁定悬浮金刚石的角度》, 《物理评论快报》128,117203 (2022)。[31] M. Perdriat, C. C. Rusconi, T. Delord, P. Huillery, C. Pellet-Mary, A. Durand, B. A. Stickler 和 G. H´etet, 《四极离子阱中带电微粒的旋转锁定》, 《物理评论快报》133, 253602 (2024)。[32] T. Delord,

（2019）。[33] M. Perdriat, *Angular control of levitated magnetic particles for studies of gyromagnetism at the micro-scale*，博士论文，巴黎西岱大学（2023）。[34] L. Rondin、J.-P. Tetienne、T. Hingant、J.-F. Roch、P. Maletinsky 和 V. Jacques，《金刚石中氮空位缺陷的磁测量》，《物理报告》77，056503（2014）。[35] A. Tallaire、O. Brinza、P. Huillery、T. Delord、C. Pellet- Mary、R. Staacke、B. Abel、S. Pezzagna、J. Meijer、N. Touati、L. Binet、A. Ferrier、P. Goldner、G. Hetet 和 J. Achard，《通过添加一氧化二氮生长的粉色CVD金刚石中的高氮-空位密度》，《碳》170，421（2020）。[36] J. F. Barry、J. M. Schloss、E. Bauch、M. J. Turner、C. A. Hart、L. M. Pham 和 R. L. Walsworth，《NV金刚石磁测量的灵敏度优化》，《现代物理评论》92，015004（2020）。[37] Y. Song、Y. Tian、Z. Hu、F. Zhou、T. Xing、D. Lu、B. Chen、Y. Wang、N. Xu 和 J. Du，《脉宽诱导的金刚石中光泵浦氮-空位电子自旋极化增强》，《光子研究》PRJ 8，1289（2020）。[38] D. Wirtitsch、G. Wachter、S. Reisenbauer、M. Gulka、V. Iv´ady、F. Jelezko、A. Gali、M. Nesladek 和 M. Trupke，《利用氮空位中心的电离动力学，实现自旋与电荷态的快速、高对比度初始化》，《物理评论研究》5，013014（2023）。[39] E. R. Eisenach、J. F. Barry、M. F. O'Keeffe、J. M. Schloss、M. H. Steinecker、D. R. Englund 和 D. A. Braje，《固态自旋传感器的腔增强微波读出》，《自然·通讯》12，1357（2021）。[40] F. A. Hahl、L. Lindner、X. Vidal、T. Luo、T. Ohshima、S. Onoda、S. Ishii、A. M. Zaitsev、M. Capelli、B. C. Gibson、A. D. Greentree 和 J. Jeske，《氮空位中心的磁场依赖受激发射》，《科学进展》8，eabn7192（2022）。[41] L. Lindner、F. A. Hahl、T. Luo、G. N. Antonio、X. Vidal、M. Rattunde、T. Ohshima、J. Sacher、Q. Sun、M. Capelli、B. C. Gibson、A. D. Greentree、R. Quay 和 J. Jeske，《双介质激光系统：氮空位金刚石与红色半导体激光器》，《科学进展》10，eadj3933（2024）。[42] A. A. Wood、E. Lilette、Y. Y. Fein、V. S. Perunicic、L. C. L. Hollenberg、R. E. Scholten 和 A. M. Martin，《旋转电子-核自旋系统中的磁赝场》，《自然·物理》13，1070–1073（2017）。[43] A. A. Wood、A. G. Aeppli、E. Lilette、Y. Y. Fein、A. Stacey、L. C. L. Hollenberg、R. E. Scholten 和 A. M. Martin，${T} {2}$限制下通过量子自旋快速旋转实现静态磁场传感，《物理评论B辑》98，174114（2018）。[44] A. A. Wood、A. Stacey 和 A. M. Martin，《低于拉姆齐极限的直流量子磁测量》，《物理评论应用》18，054019（2022）。[45] H. Zhou、J. Choi、S. Choi、R. Landig、A. M. Douglas、J. Isoya、F. Jelezko、S. Onoda、H. Sumiya、P. Cappellaro、H. S. Knowles、H. Park 和 M. D. Lukin，《强相互作用自旋系统的量子计量学》，《物理评论X》10，031003（2020）。[46] H. Zhou、L. S. Martin、M. Tyler、O. Makarova、N. Leitao、H. Park 和 M. D. Lukin，《用于强相互作用系统量子传感的稳健高阶哈密顿量工程》，《物理评论快报》131，220803（2023）。[47] A. A. Wood、R. M. Goldblatt、R. E. Scholten 和 A. M. Martin，《核自旋量子比特的量子控制》快速旋转的金刚石，Physical Review Research **3**，043174 (2021)。

利用自旋-机械转换进行量子系统测量 - 补充信息

S1. 实验装置与细节

实验装置由囚禁在自制保罗阱中的微金刚石组成，见图S1（a-d）。微金刚石样品购自 Adam´as Nanotechnology，直径为 8-12 μm，指定的氮-空位中心密度为 1-2 ppm。我们通常观察到，囚禁粒子中有 10-20% 的荧光明显较弱，因此没有可观测到的磁偶极磁共振信号。

保罗阱。保罗阱本身是手工制作的，使用 25 μm 镀金钨丝，先将其弯成 V 形，再通过夹压长度为 50 μm 的钨丝形成环底和瓶颈捕获区域。保罗阱焊接在定制印刷电路板上，以提供机械稳定性，并连接高压驱动信号和微波。完整组件及电路图如图S1（a、e）所示。低频高压信号（1-3 kHz，600-2000 V）由矢量信号发生器（Rohde and Schwartz SMBV100A）的低频输出端提供，并经 Matsusada AMT-10-10高压放大器放大；放大器通过印刷电路板上的 1 mH 高压电感器连接至保罗阱。微波通过两个 1 nF、3000 V 电容器与交流驱动信号合并。因此，高压低频保罗阱对微波呈开路，而微波则经由 30 dB、50 Ω 衰减器沿钨丝接地。保罗阱安装在三轴压电平移台（Xeryon, XLS-3-40-HV）上，该平台可向各个方向移动 25 mm，编码器分辨率为 5 nm。整个组件置于大型真空腔内。虽然本研究未在低于大气压的条件下进行测量，但真空腔能提供至关重要的防护，避免气流轻易使金刚石脱阱。

装载。按照参考文献 [S1，S2]所述的“注入”方法，将微金刚石装入保罗阱。用羊毛衣物摩擦 PVC 管，使其带电；再用一根末端带有 2 cm 100 μ长钨丝的绝缘探针在带电的 PVC 管上拖动。钨丝上的电子转移到 PVC 管上，使其整体带负电。随后将钨丝尖端浸入微金刚石粉末中，粉末会很容易地附着在带电探针上。接着，将涂有微金刚石的钨丝尖端移至保罗阱附近进行装载；装载期间，保罗阱通常以 2 kV、3 kHz 运行。当探针靠近阱时，许多微金刚石会被吸引到瓶颈处（例如，图 S1(c)）、环形捕获区域以及多数情况下的电极上。我们通过气流和快速搅动压电平台来促使微金刚石脱离，从而选出一颗金刚石：后一种方法中，超声压电驱动信号非常有效，能够使附着在电极上的金刚石脱落并进入捕获区域。

光学。 图中展示了实验光路示意图。 S1(e)。固定的显微镜物镜（Nikon TU Plan ELWD 0.6NA）将绿光和近红外光聚焦到受困金刚石上，同时收集散射近红外光和氮-空位光致发光。经蓝光透射滤光片滤光的白光源从后方照亮保罗阱，翻转镜系统可使物镜形成囚禁粒子的图像。561 nm 激光器是 CNI 的二极管泵浦固体激光器，在耦合进入单模保偏光纤前，经双程声光调制器系统进行门控。绿光通过 638 nm 长通二向色镜导向显微镜物镜的后孔径。780 nm 激光是 MOGLabs CatEye ECDL，其 ~ 0.1兆赫线宽，并同样通过双程声光调制器进行门控。耦合进入单模保偏光纤后，780 nm 光通过偏振分光棱镜和四分之一波片（构成光学阀），并在二向色镜处与绿光合束。氮-空位光致发光（600 - 800 nm）和粒子散射的 780 nm 光均由显微镜物镜收集。90:10 分束器将其中一部分光引入收集装置，该装置配有 OD4 滤光片，用于衰减氮-空位光致发光和红外光子通量；还配有可切换的 780 nm 带通滤光片，用于仅选取散射红外光，以及 650 长通滤光片，以防在配置为光致发光探测时绿光反射进入探测器。焦距为 100 mm 的消色差透镜将光耦合进入一根 50 μm 芯多模光纤，并将其送至单光子计数模块（Excelitas SPCM-AQRH-14-FC）。在单光子计数模块探测的下游，经四分之一波片旋转偏振的红外光从偏振分光棱镜的反射端口射出，并在此处耦合进入一根 50 μm 芯光纤，再导入光电倍增管（Hamamatsu R928）。光电倍增管信号连接至频谱分析仪（Moku:Lab），并持续采集粒子运动和旋转的功率谱密度。

稳定。 将微金刚石装载到阱中后，我们利用光电倍增管（PMT）检测散射的 780 nm 光，以测量粒子运动。每颗金刚石的形状和荷质比各不相同，通常会受困于保罗阱瓶颈区域内不同的空间位置。因此，装载后的金刚石可能会出现明显的微运动（以阱驱动频率沿任意方向平移），和/或以阱频率的一半旋转 [S3]。如图 S1(g) 所示，在保罗阱驱动频率一半处出现特征峰，是旋转的一个易于辨认的标志。为使粒子稳定，我们缓慢降低驱动电压，同时提高阱频率，以消除旋转（参见文献 [S3]）。有时，将驱动电压从高值骤然降至低值

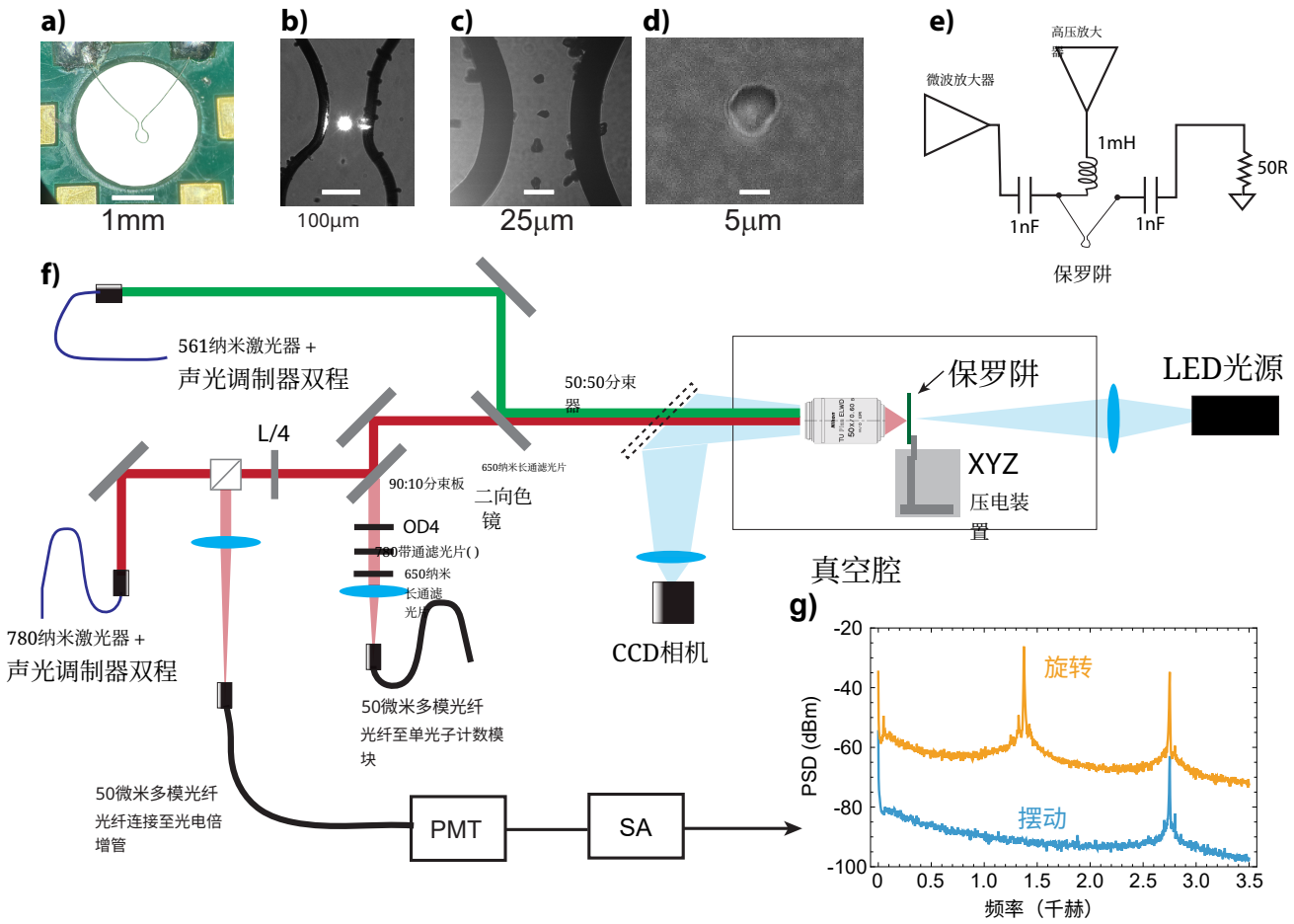

图 S1. 实验装置示意图。a) 保罗阱导线焊接到印刷电路板上的照片；b-d) 不同放大尺度下受困微金刚石的图像。a) 中显示了单个粒子散射的绿光；c) 中有多个粒子被困；d) 中显示了单个微金刚石的高倍放大图像。用与陷阱交流驱动频率同步闪烁的光照射粒子，以消除微运动。e) 用于同时向保罗阱电极施加高压信号并传输微波的电路。f) 光学装置和光束路径。g) 通过光电倍增管和频谱分析仪测得的粒子运动功率谱密度：旋转粒子（橙色）和摆动粒子（蓝色）的轨迹，为便于观察进行了垂直错位。

表 I. 实验中使用的保罗阱参数。

正文中的图	f_{AC}（赫兹）	V_{AC}（伏特$_{\mathrm{PP}}$）
图1数据（全部）	2375	1840
图2（a）	2790	1950
图2（b）	2375	1840
图3（全部）	2895	1632
图4（全部）	2790	1950

在固定频率下，也可用于使粒子从旋转状态转变为摆动状态。因此，本研究中考察的每颗受困微型金刚石，其阱驱动频率都略有不同，具体取决于装载后哪些参数能够稳定其振荡动力学，如表 I 所示。

S2. 理论描述

正文中提出的理论（方程 1–3）再现了观测到的实验结果，具体而言，是图 1(d) 中观察到的特征性粒子偏转。在实验中，使用一束绿光将 NV 极化至 $m_S = 0$ 态，随后施加微波 π脉冲，使自旋翻转至磁态。悬浮金刚石随后将旋转，使 NV 轴与外场对准或反向对准。参与的取向类别中的每个 NV 都会施加一个大小为 $\tau(t) = |\mu_{\mathrm{NV}}|B\sin(\phi - \theta(t))$ 的力矩，其中 μ_{NV} 是氮 - 空位磁矩，其值近似等于电子的旋磁比； ϕ 是磁场与 NV 轴平衡取向之间的夹角。 T_1 退相干会使力矩衰减，同时形成热混合态，可通过引入衰减项 $\exp(-\frac{t}{T_1})$ 进行现象学建模。因此，粒子谐振阱中的摆动模式（自由度为 θ ）的运动方程为

$$I\ddot{\theta} + I\gamma_g\dot{\theta} + I\omega^2\theta = Ne^{-\frac{t}{T_1}}|\mu_{NV}|B\sin(\phi - \theta(t)) + \tilde{\tau}(t) \tag{1}$$

其中 ω 为阱中相关摆动模式的谐振阱频率， γ_g 为气体阻尼率， I 为转动惯量，而 N 为微波脉冲翻转的 NV自旋数量。由于实验并非在真空压力下进行，悬浮金刚石会因与空气粒子的随机碰撞而受到布朗噪声影响。该效应可建模为一个额外的力矩 [S2]， $\tilde{\tau}(t)$，其性质为

$$\langle\tilde{\tau}(t)\rangle = 0 \qquad \langle\tilde{\tau}(t)\tilde{\tau}(t')\rangle = 2\gamma I k_B T\delta(t - t'),$$

其中 $T = 300$K 为环境温度， k_B 为玻尔兹曼常数， $\delta(t - t')$为狄拉克δ函数。加入噪声项后，运动方程无法获得确定性解。相反，可以利用福克-普朗克方程求解角位置和速度的概率分布函数（PDF） $p(\theta,\ \theta,\ t)$。对于该系统，福克-普朗克方程为

$$\partial_t p(\theta,\dot{\theta},t) = -\partial_\theta\left(\dot{\theta}\,p(\theta,\dot{\theta},t)\right) + \partial_{\dot{\theta}}\left[\left(\gamma\dot{\theta} + \omega^2\theta - \frac{\tau(\theta,t)}{I}\right)p(\theta,\dot{\theta},t)\right] + \partial^2_{\dot{\theta}}\left(\frac{\gamma}{\beta}\,p(\theta,\dot{\theta},t)\right), \tag{2}$$

其中 $\beta = \frac{1}{k_B T}$。对粒子的角偏差进行模拟时，采用名义半径为10μm 的椭球形金刚石，其中含有 10^8 个氮空位中心，置于频率为 $T_1 = 7$ms 的谐振阱中；阱频率为 $\omega = 2300$rad/s，气体阻尼率为$\gamma_g = 6280$rad/s。图 S2 展示了对角速度积分后，随时间变化的取向角概率密度的福克-普朗克解（$\theta(t)$）。图中还叠加绘出了系综平均角位置$\langle\theta(t)\rangle$，称为一阶矩，定义为

$$\langle\theta(t)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty}\theta(t)\cdot p(\theta,\dot{\theta},t)d\theta. \tag{3}$$

理论模拟结果与实验观测结果高度相似。在大气压下，由于显著的气体阻尼，无法分辨久期运动或摆动，因此难以估算陷阱参数，不过我们在此采用的陷阱参数对于所用的阱而言是合理的 [S4]。

S3. 微运动

被保罗阱俘获的粒子会以陷阱交流驱动频率运动，这种运动称为微运动，其产生原因是粒子从未被俘获在电场的精确四极零点处。重力和杂散电场会使粒子发生位移，从而产生平移微运动。尽管名称如此，微运动在实验中可能十分显著，远远超过较慢的久期运动，导致粒子出现明显模糊。在我们的实验中，尽管微运动无处不在且远远主导粒子运动，我们并未尝试主动减小微运动。在大气压下，由于阻尼状态很强，难以观测到谐振俘获频率下的久期运动或角动力学。

正文中的测量（尤其是图 3）显示，绿光激光初始化和自旋力矩都会引发微运动；但由于实验与阱驱动频率之间没有同步，阱驱动产生的固有微运动并不存在。因此，经过多次实验重复后，微运动基本会被平均掉，不会影响我们的测量。我们通过将实验与阱交流频率同步，考察了微运动的影响。同步信号用于对实验脉冲发生器（Swabian Instruments PulseStreamer 8/2）进行硬件触发，从而在阱驱动的确定相位施加激光和微波脉冲，这意味着微运动不再被平均掉。图中展示了

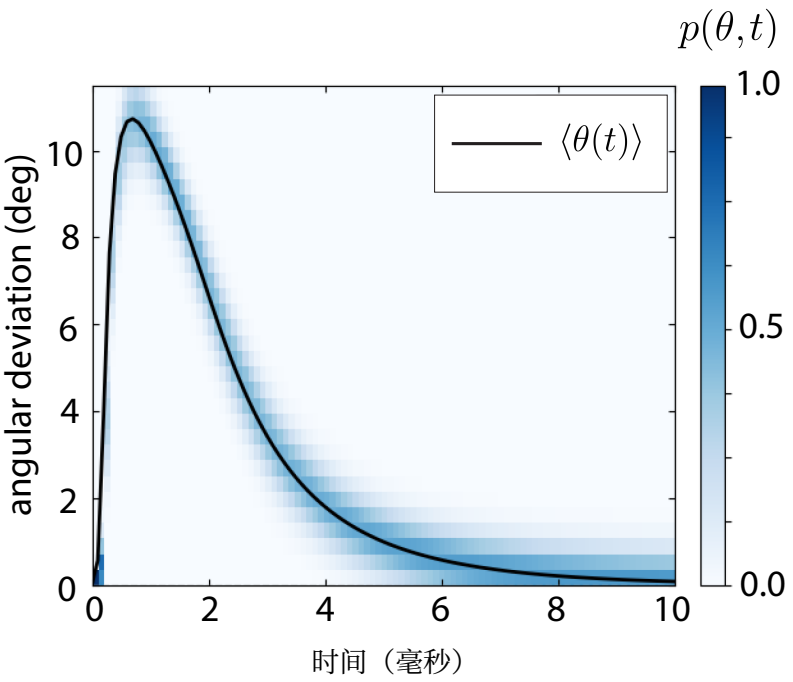

图 S2. 悬浮微金刚石与氮空位中心耦合并自由演化时的模拟边缘角概率密度函数（蓝色），采用布朗噪声建模，并叠加系综平均（黑色）。模拟针对标称半径为 10μm 的椭球形（$\frac{a}{b}=0.5$）金刚石进行，含 10^8 个氮空位中心，退相干时间为 $T_1=7$ 毫秒，处于频率为 2300rad/s 的谐振阱中，大气压导致气体阻尼因子为 $\gamma_g=6280$rad/s

同步的实现方式如图S3(a) 所示。首先，我们仅在同步触发器之后 $10\,\mu$s 的固定延迟时间 T_{d} 时脉冲式地开启 780 nm 激光，同时持续施加绿光和微波。通过这种方式，近红外光以频闪方式测量特定微运动相位下的磁偶极磁共振信号；本例中的相位对应阱驱动频率 2778 Hz。值得注意的是，MDMR谱可能与我们通常在非同步测量中看到的整体平均特征截然不同，如图S3(b,c) 所示，在不同延迟时间下会呈现正、负对比度。

接下来，我们将 SMC 拉比振荡的时间分辨测量与阱微运动同步（图 S3（c））。在一次 $500\,\mu$s 绿激光脉冲（该脉冲在若干微运动周期内初始化氮空位中心，$f=2564$Hz）之后，于启动粒子运动的近红外读出之前施加一段持续时间可变的微波脉冲。在测得的时间轨迹中，反射近红外光在阱频率处的强烈调制清晰可见（图 S3（d、e）），不过微波 π-脉冲的效应仍导致信号显著下降，其幅度与我们在平均的、未同步实验中所观察到的相当（正文图 1）。这些测量证实存在显著的微运动，但也表明它并不影响正文所述的自旋转矩测量。微运动的一个重要影响是，在未同步测量中需要多次实验平均才能将其抑制，这使得通过 SMC 对自旋进行单次读出（SSR）变得困难，尽管其光子计数率（>1000 个光子/箱，已计入用于衰减光子通量的中性密度滤光片）以及自旋读出对比度（正文报告为 70%）本应使 SSR 成为可能。然而，与阱驱动频率同步，并将收集限制在调制读出信号的固定点，应能计入微运动的影响，从而使 SSR 可行。

S4. 光学扰动

在正文中，我们在图 3 观察到了相关证据：开启绿光激光器的脉冲会造成扰动，表现为以交流驱动频率发生的微运动。在其他实验中，我们清楚地看到，绿光会导致金刚石的位置，有时还会导致其角位移。鉴于 SMC 的核心原则是绿光

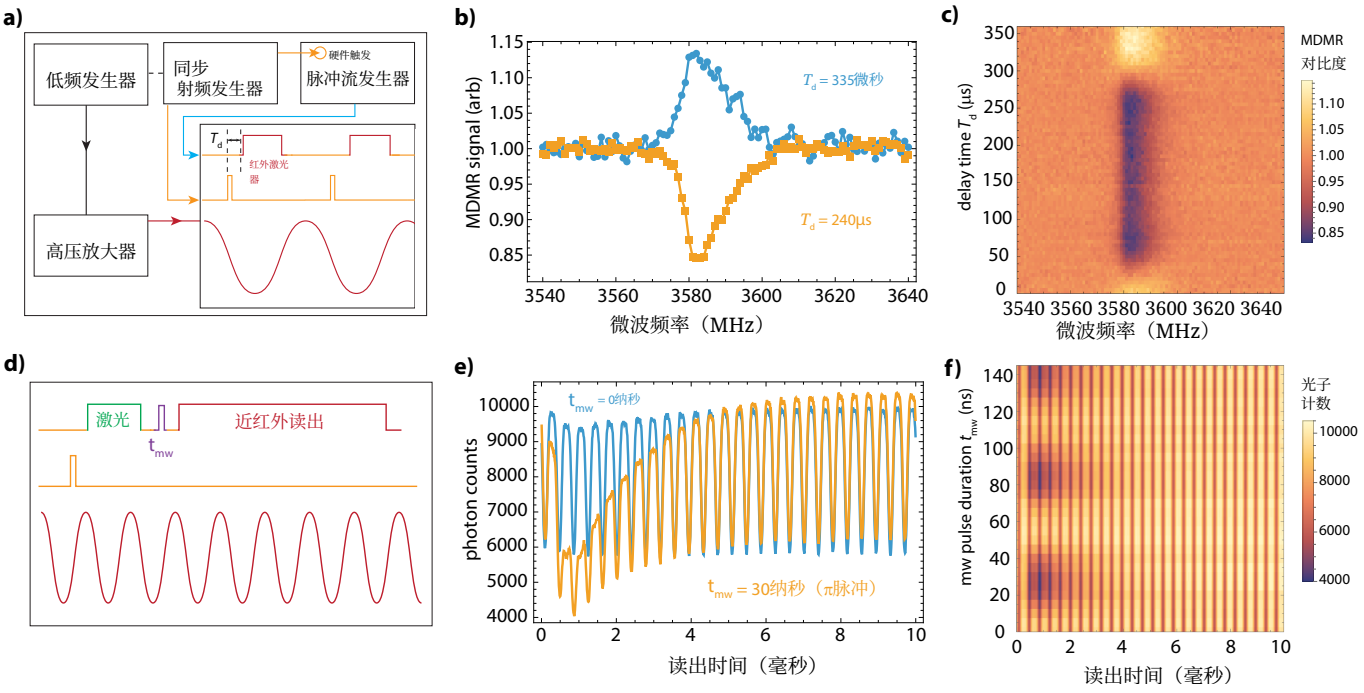

图 S3. 探究微运动对 SMC读出的影响。a) 使用交流保罗阱驱动实现同步脉冲的实验示意图。近红外光与交流驱动同步脉冲，延迟时间 T_d 可用于选择微运动的不同相位。b) 两种不同延迟时间下的 MDMR 信号，呈现反转的对比度；c) MDMR 信号随延迟时间的变化。d) 使用与 a) 类似的实现方式，使 SMC读出实验与微运动同步进行；不同之处在于，除了 e)、f) 中的自旋转矩信号外，还在 10 ms 的近红外读出期间对微运动进行采样。尽管微运动清晰可见，仍然能够显现自旋转矩信号。

可以间歇性地脉冲照射，以光学方式制备氮-空位自旋，因此必须考察绿光的扰动效应，并在一定程度上考察近红外读出光的扰动效应。尽管近红外光的功率可以降至远低于 1 μW，以进行读出，但要使 NV系综自旋极化，所需的绿光功率较高（通常超过 50 μW），尤其是在拉比测量中仅短暂脉冲照射激光时。因此，绿光激光器的扰动效应远强于近红外光，且主要源自辐射压力 [S5]。

有些微金刚石受到绿光照射的扰动尤其明显，当以 50 μW 左右的功率照射时，会明显移动到新的位置。这些金刚石通常难以处理，稳定性差，因此会被弃用。另一些金刚石则相反，施加绿光时，散射红外光几乎没有变化。较大的金刚石（指定尺寸范围为 8-12 μm）通常比小粒子受到绿光的扰动小，但我们认为形貌对观察到的扰动影响最大。形貌难以量化，因为受俘粒子通常以固定方向保持在阱中，无法通过重新定向来观察粒子长宽比。例如，某些粒子从一个方向看起来很大，但实际上可能扁平且呈薄片状，因此会受到激光的强烈扰动。这里我们展示一些关于绿光如何扰动受俘粒子的扩展数据，并指出正文中的数据通常取自囚禁非常稳定、受施加绿光影响最小的粒子。

SMC 与连续波 MDMR 的比较

在 MDMR 中，持续照射绿光会使粒子达到稳定取向；施加共振微波时，该取向会准静态地变化。对于受绿光扰动尤为明显的粒子，我们发现，在连续波绿光照射下，粒子的取向会产生不同于 SMC 和拉比振荡所用占空比下脉冲绿光照射时的 MDMR谱，这是由绿光激光器施加的时间平均力不同所致。因此，连续波 MDMR 测量确定的共振频率，在脉冲绿光激光器以执行拉比测量时可能并不准确；MDMR 对比度也可能显著变化，有时甚至会由负转正。图 S4(a,b) 展示了这一效应：我们施加连续微波，同时以不同时间和不同重复频率脉冲照射绿光激光器（50 μW）。在重复频率固定为 100 Hz 时，改变激光脉冲长度对 MDMR 对比度的影响较小；而改变重复频率则会显著改变对比度，并扰动 MDMR 特征的频率。

接下来，我们直接评估 th 变化的绿光功率对机械探测拉比测量的影响

振荡。对于固定的绿色泵浦时间 500 μ秒，我们改变绿色泵浦功率并测量拉比振荡的振幅，如图S4（c）所示。正如预期，在几 μ瓦的低功率下，自旋极化在 500 μ秒脉冲内并不完全，从而导致低振幅的拉比振荡。超过约 100 μ瓦后，拉比对比度趋于饱和，表明自旋极化已饱和。

接下来，我们直接考察了绿光激光器对粒子运动的影响，在施加一个 50 μW绿光脉冲期间记录了散射近红外光；该脉冲在记录开始1毫秒后施加，见图S4（d）。绿光脉冲所引起的瞬态粒子运动呈现出一个有趣的效应，即粒子会继续运动 500 μ秒或更长时间，且是在绿光激光器熄灭之后、沿激光扰动它的同一方向，然后才回到平衡位置。这与正文图4中所报道的实验形成对比：一旦施加微波 π脉冲，运动便会突然停止。来自绿光激光器的辐射压力在激光熄灭时也应突然终止。由于在较大离轴磁场存在的情况下，氮-空位 m_S 能级之间发生自旋混合，纯 $m_S = 0$ 态表现出非零磁化，尽管其至多仅为 $\sim 1.5\%$（相对于完全极化的 $m_S = \pm 1$ 态）。需要进一步的实验来考察这一效应，不过它在当前的SMC实现中至多只起次要作用。我们还在此指出，由于实验中所用的561 nm激光光源发生故障，改用了532 nm绿色激光，不过预计这一替换不会对实验产生显著影响。

我们还研究了不同近红外功率的影响。在图 S4(e) 中，我们绘出了 SMC 拉比对比度随近红外功率的变化关系。在 50 μW 的功率变化范围内，对比度仅略有变化。我们认为，功率低于 10 μW 时，对比度略低（从 13% 到 16%）是因为低功率数据中的噪声更大（所有数据的平均时间均固定为 3 分钟），而非近红外功率引起的机械效应；后者似乎并未出现。在图 S4(f) 中，我们展示了稳态（即持续近红外照射）计数率随相同近红外功率变化范围的变化。需要注意的是，进入雪崩光电二极管的计数率会衰减 10^4，倍，因此，读取粒子机械状态所需的近红外功率可以显著低于我们此处使用的功率。选择衰减计数纯粹是为了方便使用光致发光探测。金刚石绿光照射产生的光致发光计数率（由于会影响自旋极化，无法衰减）估计为 $> 20 \times 10^9$cts/s，这会损坏雪崩光电二极管探测器。因此，光致发光计数必须在进入雪崩光电二极管前衰减；让光致发光和近红外光共用同一条探测光路更为简便。

S5. 测量灵敏度

利用自旋-机械转换读取一组自旋的量子测量结果，可作为传统荧光探测的一种替代方案。我们考虑这样一种情况：使用绿光将自旋系综制备到 $m_S = 0$ 态，随后施加一系列微波脉冲，将序列起始与结束之间积累的相对相位转换为 $m_S = 0$ 态与 $m_S = \pm 1$态之间的布居数差，例如拉姆齐或哈恩回波型干涉测量。下文假设 MDMR 仅用于读出；至于待测场本身诱导自旋力矩的情况，文献 [S2]中已对此进行探讨。MDMR 可带来增强的读出对比度，理论上可达 100%；但为了让自旋力矩产生足够明显的粒子偏转，必须等待数毫秒量级的时间，之后还需使其恢复到初始取向，才能进行下一次测量。除占主导地位的散粒噪声外，我们还必须考虑会导致角偏差噪声的因素（例如自旋投影噪声和金刚石取向的热涨落）如何映射到探测到的光子率上。

A. 光子散粒噪声

正文中我们进行的测量，是将自旋极化（从而将对自旋系综进行量子测量的结果）映射为探测器上散射近红外光的强度。假设收集到的光子数在两个值 $x_{|0\rangle}$ and$x_{|-1\rangle}$ 之间线性变化，这两个值分别对应自旋态达到最大极化时的角度极值，$\theta \in (\theta_0, \theta - 1)$，光子散粒噪声 将导致可探测角度变化的下限。

对自旋系综进行拉姆齐型测量将产生一个 SMC 信号，其表达式为 b y

$$S = (x_{|0\rangle} - x_{|-1\rangle}) \cos^2\left(\frac{\gamma_e \delta B t}{2}\right) \tag{4}$$

其中 δB 是待测的微弱磁场，γ_e 是电子旋磁比，t 是自由演化时间。假设在中条纹点工作，线性化的拉姆齐信号为

$$S = (x_{|0\rangle} - x_{|-1\rangle}) \frac{\gamma_e \delta B t}{2}. \tag{5}$$

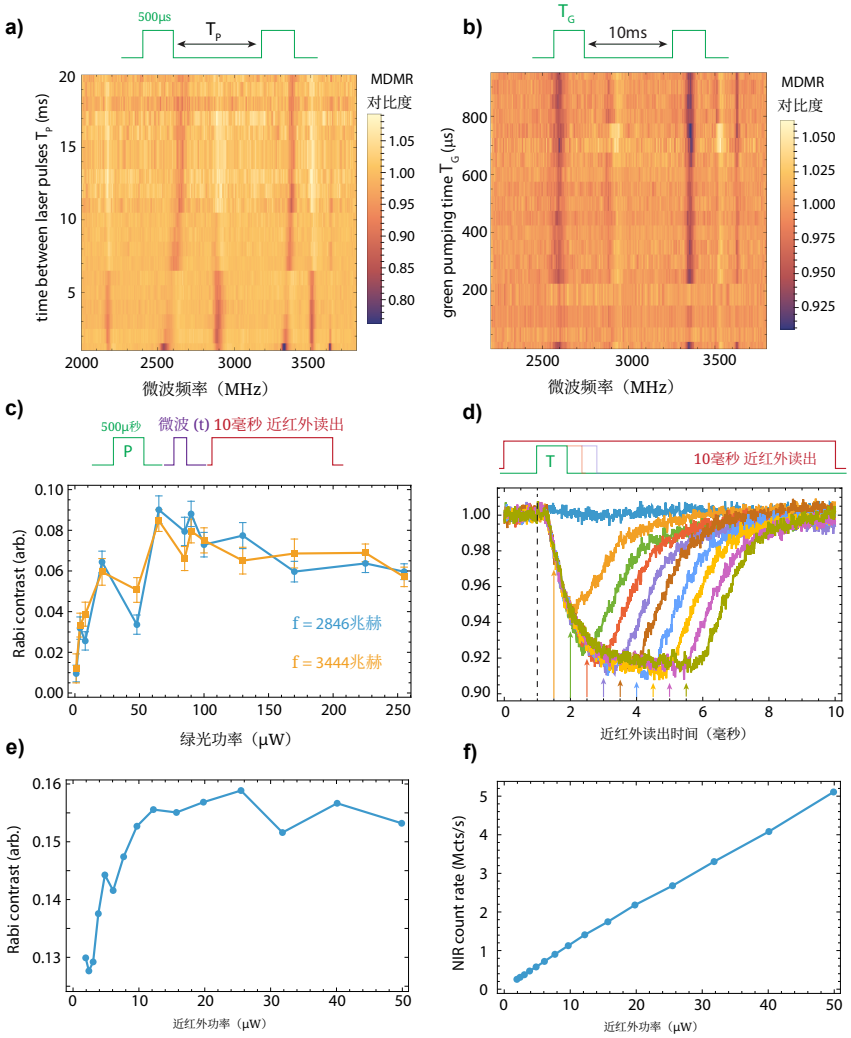

图 S4. 评估绿光的影响。a) CW-MDMR 信号随频率和绿光激光泵浦脉冲之间的时间变化（500 μs， 60 μW）；绿光激光造成的运动扰动会使对比度和频率均发生变化。b) 在固定脉冲间隔（10 ms）下，改变绿激光脉冲的持续时间（功率恒定为 60 μW）对粒子运动的影响较小，因此对 MDMR 信号的影响也较小。c) 两种不同取向类别和频率下，SMC 拉比振荡振幅随绿光激光功率的变化。需要将激光功率提高到 50 μW 以上，才能实现足以产生 MDMR 信号的自旋极化。d) 在近红外记录期间加入持续时间可变的绿激光脉冲，可直接观察绿光激光造成的扰动。竖直箭头表示相应绿光脉冲结束的时刻：注意，光熄灭后粒子仍会继续运动。对于 c) 和 d)，由于 561 nm 光源故障，使用了 532 纳米激光。e) SMC 拉比对比度随近红外功率的变化；f) 稳态近红外计数率随近红外功率的变化。

在中条纹点，我们检测到 $x_{|-1\rangle}+\Delta x/2$ 个光子，其中 $\Delta x = (x_{|0\rangle} - x_{|-1\rangle})$ 。假设 $x_{|-1\rangle} \ll \Delta x/2$，即归一化读出对比度非常接近 1，这对 SMC 来说并非不可想象。因此，信号误差为 $\delta S \approx \sqrt{\Delta x/2}$ ，并且

$$\frac{dS}{dB} = \frac{\gamma_e T \Delta x}{2}, \qquad \delta B = \frac{2\delta S}{\Delta x \gamma T} = \sqrt{\frac{2}{\Delta x}} \frac{1}{\gamma_e T}. \tag{6}$$

光子散粒噪声取决于用于平均的测量次数。假设对 $T_2^* \ll t_\theta \ll t_d$ 进行拉姆齐型测量，其中 t_θ 是金刚石在自旋力矩作用下旋转的时间， t_d 是泵浦并重置金刚石运动初始状态所需的死时间，则每秒可进行的测量次数为

$1/t_d$，而受光子散粒噪声限制的灵敏度为

$$\delta B = \sqrt{\frac{2t_d}{\Delta x}} \frac{1}{\gamma_e T}. \tag{7}$$

悬浮金刚石在入射功率为 50 μW的激光照射下，稳态近红外光子通量可高达 1×10^7光子/s，经过一个ND= 4 衰减器（衰减∼ 10^4 倍）后亦是如此。在单次测量中，我们实际可在一个宽度为1 ms、包含自旋对比度信息的时间窗口内收集超过10000个光子。取$T = T_2^* = 100$ ns、 $t_d = 10$ ms、$\Delta x/2 = 5000$ 时,—散粒噪声极限灵敏度较差，仅为 $\delta B = 500$nT/$\sqrt{\text{Hz}}$。考虑中性密度滤光片后，散粒噪声极限灵敏度提升至5 nT/$\sqrt{\text{Hz}}$。

关于如何全面优化SMC以提高磁测灵敏度，超出了本文的讨论范围；这需要详细考量囚禁势、金刚石材料（尤其是尺寸和NV浓度，以及自旋相干特性）等因素。主要限制因素是机械弛豫时间较长导致测量占空比较低，以及样品中NV中心固有的自旋相干时间较短。将其提高至 $T_2^* \sim 1$ μs（或者采用受 $T_2 \sim 10$ μs限制的哈恩回波序列）是可行的；在针型保罗阱几何结构中，摆动频率达到 1 − 10kHz（$t_d \sim 100$ μs）也有可能实现 [S6],相应的灵敏度可提高至 50 pT/$\sqrt{\text{Hz}}$。通过专用光学装置提高光子收集效率完全可行；只要近红外激光功率对金刚石摆动运动的扰动较小，也可以通过提高激光功率产生更多光子。

除了磁测量这一示例外，另一个更普遍的考量是光子散粒噪声如何限制最小可检测偏转角。由于受困微金刚石的形状和大小往往各不相同，导致每个粒子的俘获频率和光子计数率也不尽相同，因此准确计算这一极限颇为困难；更不用说转动惯量也各不相同，其缩放关系为 r^5。根据正文中的研究结果（图 4）以及由运动方程（式 1）进行的偏转数值计算，在 1 毫秒的诱导运动中，几度的角偏差可作为合理的起始估计。因此，对于 $C = 50\%$ 的读出对比度（在典型的 SMC 拉比测量中很容易实现），光子计数将在 $x_{|0\rangle}$ （对应 $\theta = \theta_0$ ）与 $x_{|-1\rangle} = C x_{|0\rangle}$（对应 θ_{-1} ）之间变化。散粒噪声限制下的角灵敏度计算如下：

$$\delta S = \frac{x_{|0\rangle}(1-C)}{\theta_0 - \theta_{-1}} \delta\theta = \frac{1/2 x_{|0\rangle}}{4^\circ} \delta\theta. \tag{8}$$

假设 $\delta S = \sqrt{\frac{3x_{|0\rangle}}{4}}$（位于两个角极值的中间，以确保线性工作）我们得到

$$\delta\theta = \frac{4^\circ\sqrt{3}}{\sqrt{x_{|0\rangle}}} \sqrt{t_d} \tag{9}$$

与之前相同，在一次测量中使用 $x_{|0\rangle} \approx 10000$ 时，角灵敏度为 0.1 毫弧度/$\sqrt{\text{Hz}}$。

B. 自旋投影噪声

现在我们来考虑除检测问题之外的其他噪声源，它们会影响测量金刚石旋转角的能力。如果金刚石处于取向的量子叠加态，那么在经过足够长的时间、使自旋力矩驱动其发生显著旋转后，对其取向进行测量将得到两个不同的值，这是因为NV自旋可能处于两种不同状态，因此会产生投影噪声。然而，对于 N 非关联自旋的情况，金刚石并未处于取向的叠加态，因此粒子位置测量完全是经典的。尽管如此，自旋投影噪声仍会对测得的角度产生噪声。假设在脉冲序列的中条纹点工作，经过微波脉冲序列后，自旋系综将被投影到 $\approx N/2$ 个处于各自自旋态的氮空位中心中，其不确定度为$\pm\sqrt{N}$ ，这源于自旋投影噪声 [S7]。因此，粒子磁化强度、自旋力矩以及最终的粒子旋转角，都会反映自旋系综每次投影读出所产生的自旋投影噪声。

来自投影噪声的力矩噪声将为

$$\delta\tau = \hbar\gamma_e B \delta N = \hbar\gamma_e B\sqrt{N/2}, \tag{10}$$

其中 $\gamma_e/2\pi = 28$GHz/T， B 为磁偏置场，假设其方向经过对准，以获得最大的自旋力矩。我们以每秒 $(t + t_d)^{-1}$ 次的速率测量力矩，其中 t 为测量时间（包括持续 T_2^* 的

拉姆齐序列，以及粒子旋转到可检测角度所需的时间）， t_d 为每次测量后重置粒子运动所需的总时间（包括光学泵浦），通常为 $t_d \gg t$。自旋投影力矩噪声为

$$\delta\tau \approx \hbar\gamma_e B\delta N\sqrt{t_d}. \tag{11}$$

对于 $N = 10^8$ 个自旋、 $t_d = 10$ 毫秒、 $B = 27$毫特斯拉，这是投影噪声限制的力矩灵敏度，数值为 10^{-22} 牛顿米/√赫兹。该力矩将驱动粒子旋转一个角度

$$\delta\theta \approx \frac{\delta\tau}{I} f(t, \omega_0, \gamma_g, T_1) \tag{12}$$

在自旋-机械转换的时间 t 内。这里， I 是转动惯量，函数 $f(t,$ .....)包含由气体阻尼 γ_g、 T_1 弛豫和谐振阱频率 ω_0引起的角运动随时间演化的显式时间依赖关系（例如，阻尼弛豫或欠阻尼振荡）。经一秒平均后，投影噪声限制的最小可检测角度为

$$\delta\theta = \frac{\hbar\gamma_e B\sqrt{N/2}}{I} f(t, \omega_0, \gamma_g, T_1)\sqrt{t_d}. \tag{13}$$

当 $f(t,\ \omega_0,\ \gamma_g,\ T_1) \approx t^2/2$（适用于短时间 $\ll T_1,\ 2\pi/\omega_0,\ \gamma_g^{-1}$，如我们目前的研究所示）时，对于 $N = 10^8$ 个自旋、 t_d =10 毫秒、 B = 27毫特斯拉和 $I \approx 10^{-23}$ 千克米^2,，自旋投影噪声限制的角度测量量级约为 0.1 微弧度/√赫兹。对于给定的粒子旋转角，使用当前实验中的高 NV 密度粒子时，自旋投影噪声引起的角噪声将为 $\delta\theta/\theta = \sqrt{2/N} \approx 10^{-4}$ 。

C. 热涨落

SMC中被激发的摆动自由度在阱内的本征热运动会产生噪声，从而限制角分辨率。悬浮摆动的金刚石可视为典型的扭摆（弱力测量中最灵敏的类型之一），但我们对热噪声对SMC测量的影响采用了不同于通常方式的分析方法 [S8]。在最灵敏的扭秤实验中，待检测的力矩会施加在振荡器的共振频率处或附近；就我们的实验而言，该频率为摆动频率 $\omega_0/2\pi \sim 0.50$-1 kHz。在这种情况下，最小可检测力矩为$\delta\tau = \sqrt{4k_B T I\gamma_g/\delta t}$ [S9], 其中 δt 表示测量时间。本质上，施加共振力矩会使累积响应逐渐增强，而热噪声则按 $1/\sqrt{\delta t}$的规律受到抑制。这种工作模式最适用于品质因数高（阻尼系数低）的谐振器；而对我们的系统而言，其独特之处还在于自旋弛豫时间长。

在我们当前的实验实现中， ω_0、 γ_g 和 T_1^{-1}大致相等，因此无法将其作为扭转振荡器进行共振操作。我们观察到的并非简谐振荡，而只是振荡周期刚开始时的运动，随后气体阻尼便会抑制运动。因此，每次实验开始前，振荡器都已与背景气体充分达到热平衡，能量均分定理给出

$$\langle\theta\rangle = \sqrt{\frac{k_B T}{I\omega_0^2}}, \tag{14}$$

即 对金刚石的取向进行单次测量时，其均值为零（相对于某个任意初始轴），标准差为 $\langle\theta\rangle$。以速率 $(t + t_d)^{-1} \approx (t_d)^{-1}$进行测量，可将角灵敏度提高至 $\langle\theta\rangle\sqrt{t_d}$；当 $T = 300$K、 $t_d = 10$ 毫秒、 $I \approx 10^{-23}$ 千克米^2 和 $\omega_0/2\pi = 1$ kHz 时，热噪声限制的角灵敏度为 0。3 毫弧度/√Hz。可通过降低摆动模温度 [S4], 、提高阱频率 [S6] 或缩短机械复位时间 t_d来进一步提高这一灵敏度。进入欠阻尼区间颇具吸引力，有望提升测量灵敏度：在该区间内，自旋力矩产生的角偏差显著增大，呈现简谐振荡，而非当前实验中观察到的过阻尼瞬态响应；实现这一点需要对真空系统抽气。然而，在较低压力下，简谐振荡和较高的Q品质因数会导致较长的机械复位时间，从而降低占空比，除非采取措施迅速冷却或阻尼诱导运动，以便为下一次 SMC测量复位振荡器。

S6. 宏观量子叠加

这里我们将详细介绍相关内容，并展望对粒子运动的量子力学行为的观测。一个简单的问题是：当 NV自旋处于相干叠加态时（例如通过微波 π/2 脉冲实现），会发生什么？这种自旋叠加是否会影响粒子的机械状态？粒子是否也能处于取向态的叠加态？空气碰撞引起的机械退相干会影响自旋相干性吗，还是反之？需要考虑两种情形。第一种情况下，粒子的运动处于明确的量子态，并与自旋系综强烈集体耦合。在此情形下，自旋退相位会导致机械退相位，反之亦然。鉴于我们是在大气压下运行，目前的工作远未达到这一情形。第二种情形是具有大耗散的振荡器，此时自旋相干性可能受到自旋-机械耦合的影响。尽管在本工作中我们先验地 无法探测这些效应，但我们也表明，若自旋系综中不存在量子关联，且单自旋-粒子耦合不强，这些效应就很小。

为说明这一点，我们来考虑这样一种情况：先通过光学极化初始化自旋系综，再施加微波场，使每个自旋旋转 π/2。重要的是，所得状态并非相关叠加态，而是相干叠加的乘积态。首先以双自旋系综为例，我们有：

$$|\Psi\rangle_{spin} = \frac{1}{2}\left(|1\rangle + |0\rangle\right)_1 \otimes \left(|1\rangle + |0\rangle\right)_2 = \frac{1}{2}\left(|11\rangle + |00\rangle + |10\rangle + |01\rangle\right), \tag{15}$$

这本身是由三个 Dicke态叠加而成的，分别对应 $m_s = 1$ 中有 0、1 和 2 个自旋。经过自旋-机械转换后，每个向上的自旋都会赋予金刚石一定的角动量，并使其取向发生微小偏移 θ，因此，自旋会与金刚石粒子的取向纠缠，我们可以将其写为：

$$|\Psi\rangle_{spin,m} = \frac{1}{2}\left(|11\rangle \otimes |2\theta\rangle_{\mathrm{m}} + |00\rangle \otimes |0\rangle_{\mathrm{m}} + \left(|10\rangle + |01\rangle\right)|\theta\rangle_{\mathrm{m}}\right). \tag{16}$$

请注意，要生成猫态，即粒子取向的宏观叠加，我们期望得到状态 $|11\rangle \otimes |2\theta\rangle_{\mathrm{m}} + |00\rangle \otimes |0\rangle_{\mathrm{m}}$；然而实际上，由于另外两个简并的 Dicke态，粒子可能处于三种不同的取向。在当前实验中，单个自旋引起的扰动 θ 可以忽略，在自旋的相干时间内也无法测量：我们只能检测到由大量自旋引起的旋转。将上述情况推广到由 N 个自旋组成的系综，每个自旋先经过光学极化初始化，再接受微波 $\pi/2$ 脉冲，所得状态同样是相干叠加的乘积态，

$$|\Psi\rangle_{\mathrm{spin}} = \bigotimes_{i=1}^{N} \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|1\rangle_i + |0\rangle_i\right). \tag{17}$$

我们可以在对称Dicke基中重写该自旋态。令 $|D_N^{(k)}\rangle$ 表示这样一个Dicke态：其中有 k 个自旋处于 $m_s = 1$，另有（$N-k$）个自旋处于 $m_s = 0$：

$$|D_N^{(k)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\binom{N}{k}}} \sum_{\mathrm{perm}} |\underbrace{1\ldots1}_{k}\underbrace{0\ldots0}_{N-k}\rangle, \tag{18}$$

其中，我们对自旋系综的所有可能置换求和。于是，自旋态可写为

$$|\Psi\rangle_{\mathrm{spin}} = \frac{1}{2^{N/2}} \sum_{k=0}^{N} \sqrt{\binom{N}{k}}\, |D_N^{(k)}\rangle. \tag{19}$$

因此，相干自旋态是Dicke态的叠加，其二项式权重分布峰值位于$k = N/2$附近。完全极化态（$k = 0$ 和 $k = N$）构成GHZ型态，其权重呈指数级小量 $\sim 2^{-N}$。经过自旋–力学转换后， $m_s = 1$ 中含有 k 个自旋的Dicke态与力学取向态 $|k\theta\rangle_{\mathrm{m}}$ 相关联，联合自旋–力学态变为：

$$|\Psi\rangle_{\mathrm{spin,m}} = \frac{1}{2^{N/2}} \sum_{k=0}^{N} \sqrt{\binom{N}{k}}\, |D_N^{(k)}\rangle \otimes |k\theta\rangle_{\mathrm{m}}. \tag{20}$$

该态是纠缠态：每个集体自旋投影 k 都与一种不同的力学取向相关联。然而，对于大量自旋 N，Dicke态的权重趋于集中在其最大值附近，位于

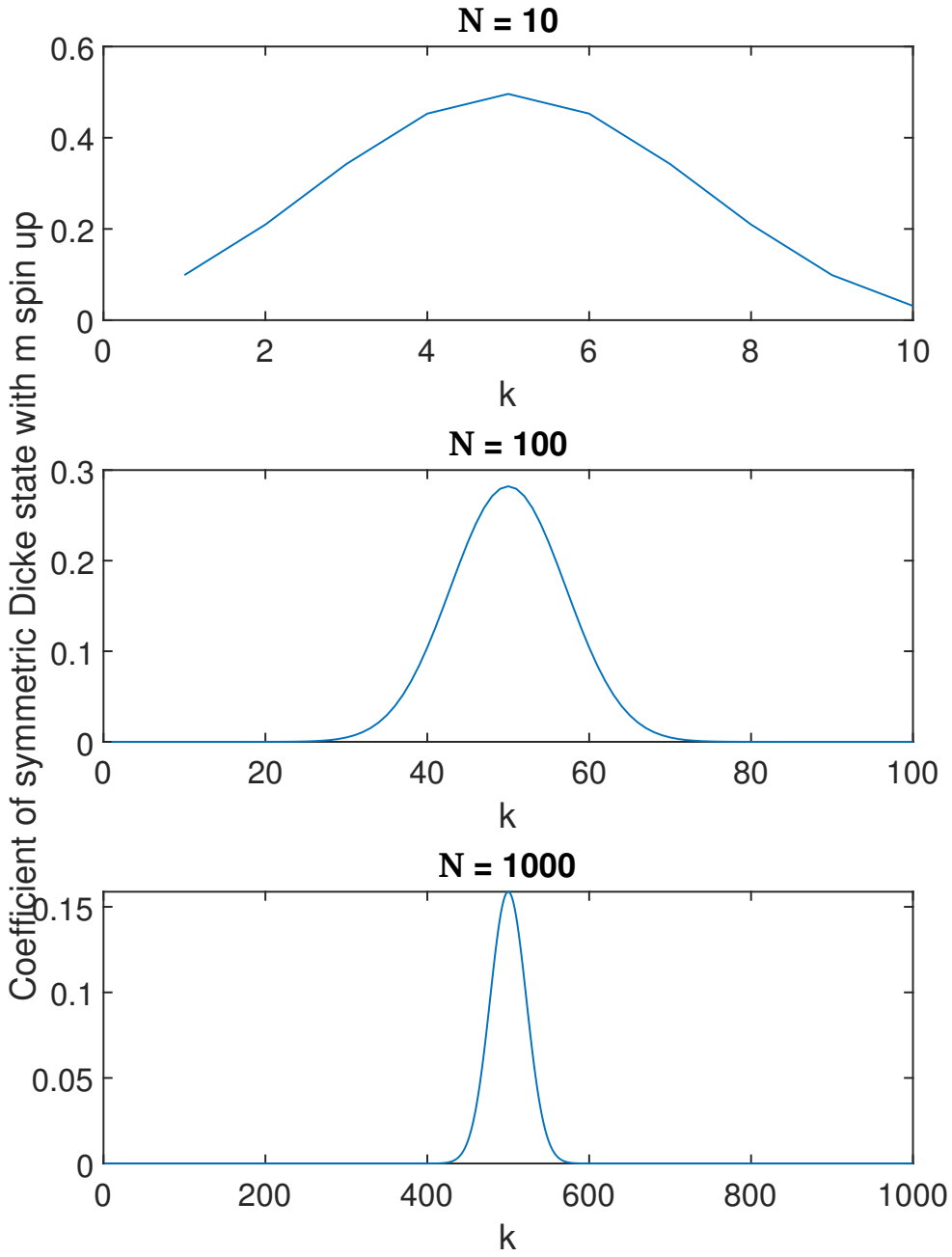

图 S5. 权重 Dicke态 $|D_N^{(k)}\rangle$ 的，其中有 k 个自旋处于 $m_S = 1$，针对三种不同的总自旋数 N .

$k = N/2$，且分布宽度相对 N减小。图 S5 展示了少量自旋（最多 $N = 1000$）的数值模拟，呈现了这一行为。在当前实验条件下，只有大量自旋才能诱导金刚石产生可测量的旋转，这种效应将大幅减弱机械退相干对自旋性质的影响。从实验角度来看，将粒子的运动态与单个氮-空位自旋的运动态纠缠起来要复杂得多，但从概念上说，这为生成宏观叠加态提供了一种更直接的方法。

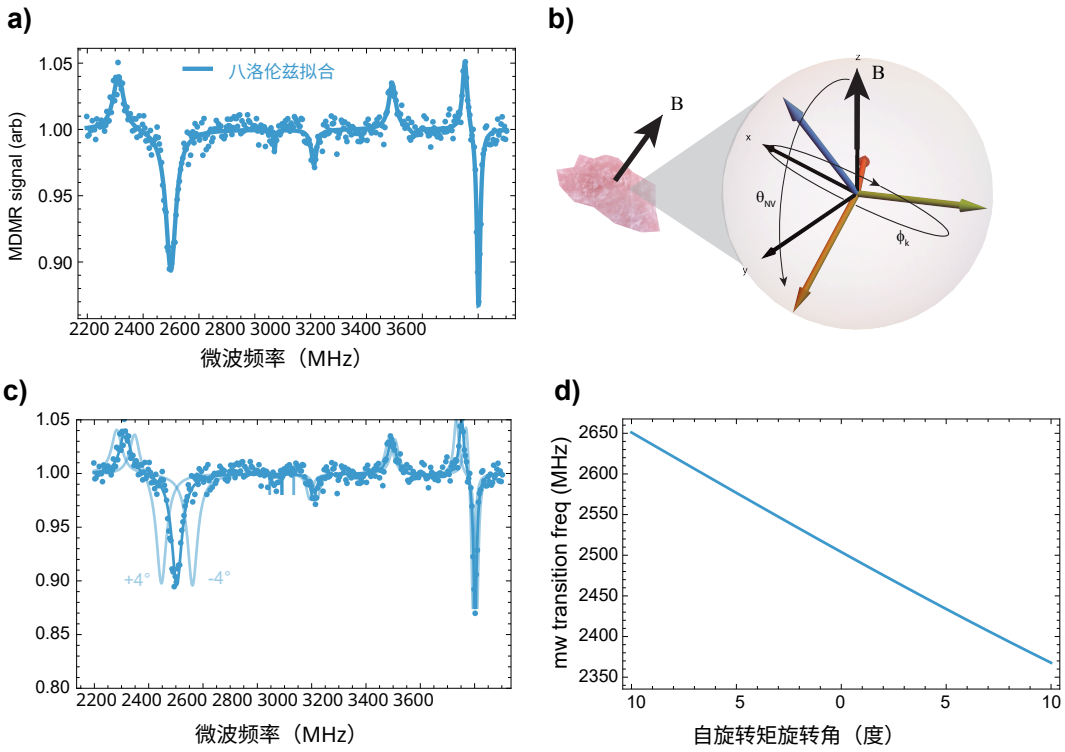

图 S6. 用 MDMR 矢量磁测量确定角位移。a) 实验中使用的微金刚石粒子（正文，图 4）的连续波MDMR谱及其拟合结果。b) 微金刚石被捕获在相对于磁场任意取向的位置。因此，MDMR谱以外加磁场的方向为参照 $\boldsymbol{B}$（此处沿 z 轴）。两个角度 θ_{NV} 和 ϕ_k 用于表征 NV 晶体学取向相对于外加磁场的方向。c) 连续波MDMR数据与最佳拟合的MDMR谱（粗线）叠加，对应于 $|\boldsymbol{B}| = 271.5\mathrm{G}$、$\theta_{\mathrm{NV}} = 225\,^\circ$、$\phi_k = 292.98^\circ$ $\pm 4\,^\circ$。较淡的曲线描绘了由角位移产生的谱，这些角位移源于施加自旋力矩，使目标 NV 取向类（(b) 中的橙色）与磁场对齐。d) 旋转角至跃迁频率的线性化标定。

S7. MDMR矢量磁测量

我们测量微金刚石在施加一个 π脉冲后所旋转的角度，所用的是正文图4所述的泵浦-探测微波脉冲。为量化旋转角，我们使用MDMR谱模型，估计我们用微波所针对的NV取向类的MDMR跃迁频率随旋转角的变化。图S6(a)给出了在持续施加光和微波条件下获得的稳态MDMR谱，并叠加洛伦兹拟合以提取八个跃迁频率。接下来，我们构建NV自旋哈密顿量

$$H = D_{\mathrm{zfs}}\,\hat{S}_z^2 + \gamma_e \vec{\mathbf{B}} \cdot \vec{\mathbf{S}}, \tag{21}$$

其中 $D_{\mathrm{zfs}}/2\pi = 2870$兆赫为零场分裂，$\gamma_e/2\pi = 2.803$ 兆赫/高斯为电子旋磁比，且$\vec{\mathbf{S}} = (\hat{S}_x, \hat{S}_y, \hat{S}_z)$为自旋-1算符。定义磁场 $\boldsymbol{B}$ 以及图S6(b)所示的角度 θ_{NV} 和 ϕ_k，我们计算所得的电子自旋跃迁频率，并采用数值最小二乘极小化来确定产生图S6(a)中所见MDMR谱的 $\boldsymbol{B}$、θ_{NV} 和 ϕ_k。对应于最佳值 $|\boldsymbol{B}| = 271.5$高斯、$\theta_{\mathrm{NV}} = 225\,^\circ$、$\phi_k = 292.98^\circ$ 的MDMR谱 f示于图S6(b)，其中使用了图S6(a)拟合得到的振幅和宽度。接下来，我们假定当共振微波布居$m_S = -1$ 自旋态时，自旋力矩会使相关NV取向类（位于2500兆赫）朝磁场方向对齐。利用该模型，我们在图S6(d)中得到 $f(\theta_d)$的曲线，它给出了由自旋力矩介导的朝磁场旋转所引起的频率移动。反演频率-角度数据后，即可把正文图4中确定的频率测量校准为旋转角。

力矩通过 $\boldsymbol{\tau} = \frac{d\boldsymbol{L}}{dt} = I\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt}$ 与粒子的角动量相关联，其中 I 为转动惯量。对正文图4(c)中的数据进行二次函数拟合，得到 $\theta(t) = 2.18 \times 10^6 \mathrm{rad\ s^{-2}} t^2$。对时间求二阶导数，得到 $\frac{d\omega}{dt} = 4.35 \times 10^6\ \mathrm{rad\ s^{-2}}$。我们将粒子转动惯量近似为平均值

介于半径为 r 的球体与边长为 $2\,r$的立方体之间，得到 $I_{\text{eff}} = 1/2\left(1/6mr^2 + 2/5mr^2\right)$，其中对于一个 $r = 5\,\mu\text{m}$的粒子为 $m = 1.8\text{pg}$。因此，我们求得 $\tau = I_{\text{eff}}\frac{d\omega}{dt} = 56.5\,\text{a牛顿米}$。每个自旋所施加的力矩近似为$\tau_s = \hbar\gamma B$，这意味着初始 π脉冲翻转了 1×10^8 个自旋。

参考文献

[S1] T. Delord, *Spin-mechanics with micro-particle levitating in a Paul trap*, 博士论文，巴黎文理研究大学（2019）。[S2] M. Perdriat, *Angular control of levitated magnetic particles for studies of gyromagnetism at the micro-scale*, 博士论文，巴黎西岱大学（2023）。[S3] M. Perdriat、C. C. Rusconi、T. Delord、P. Huillery、C. Pellet-Mary、A. Durand、B. A. Stickler 和 G. H´etet, 《四极离子阱中带电微粒的旋转锁定》，《物理评论快报》133，253602（2024）。[S4] T. Delord、P. Huillery、L. Nicolas 和 G. H´etet, 《受困金刚石运动的自旋冷却》，《自然》580，56（2020）。[S5] T. Delord、L. Nicolas、L. Schwab 和 G. H´etet, 《离子阱中悬浮金刚石内NV中心的电子自旋共振》，《新物理学杂志》19，033031（2017）。[S6] P. Skakunenko、D. Folman、Y. Bar-Haim 和 R. Folman, 《针式保罗阱中纳米金刚石的强限制：迈向大质量物体的物质波干涉测量》，arXiv:2508.14272 [quant-ph] （2025）。[S7] C. Degen、F. Reinhard 和 P. Cappellaro, 《量子传感》，《现代物理评论》89，035002（2017）。[S8] Y. T. Chen 和 A. Cook, 《扭摆实验中的热噪声限制》，《经典与量子引力》7，1225（1990）。[S9] L. Haiberger、M. Weingran 和 S. Schiller, 《工作于热噪声极限的高灵敏度硅晶体力矩传感器》，《科学仪器评论》78，025101（2007）。