arXiv:2603.02074v1 [quant-ph] 2 Mar 2026

# 用于高精度磁测量和探测奇异相互作用的悬浮铁磁扭摆振荡器

Yichong Ren[1], Lielie Wu[1], Wijnand Broer[1], Fei Xue[1*], Pu Huang[2*], Jiangfeng Du[3,4,5,6]1*合肥工业大学物理学院，中国安徽省合肥市，邮编 230601。[2]南京大学固体微结构国家重点实验室和物理系，中国江苏省南京市，邮编 210093。[3]浙江大学量子传感研究所和物理学院，中国浙江省杭州市，邮编 310027。[4]中国科学技术大学中国科学院微尺度磁共振重点实验室和物理科学学院，中国安徽省合肥市，邮编 230026。[5]中国科学技术大学安徽省科学仪器开发与应用重点实验室，中国安徽省合肥市，邮编 230026。[6]中国科学技术大学合肥国家实验室，中国安徽省合肥市，邮编 230088。

*通讯作者。电子邮箱：xfei.xue@hfut.edu.cn；hp@nju.edu.cn；

**摘要**

悬浮铁磁系统凭借机械隔离减少机械接触及其相关噪声，在精密磁场传感方面展现出巨大潜力。本文报道了一种基于悬浮铁磁扭转振子实现的高灵敏度磁力计，并采用质心跟踪方法，以获得更高的测量分辨率并降低噪声。该装置具有紧凑的传感器体积$(2.5\,\mathrm{mm})^3$，并在室温下运行，实现了令人瞩目的磁灵敏度$391 \pm 59\,\mathrm{fT}\cdot$赫兹$^{-1/2}$。这一能力可实现对微弱磁场的精确探测，并为探索标准模型之外的奇异相互作用提供了一个全新平台。这些结果表明，悬浮扭转振子系统不仅是高精度磁传感的有力工具，也有望推动基础物理学取得突破。

**关键词：**铁磁 扭摆振荡器、磁力计、奇异相互作用 作用

## 引言

磁场的精确测量对于地磁导航、生物磁学以及磁性材料研究等多个科学和技术领域至关重要。在基础物理学中，高灵敏度磁传感在检验洛伦兹对称性 [1–3],、探寻奇异的自旋相关相互作用 [4–11], 、探测暗物质 [12–16],以及测量引力偶极矩 [17]方面发挥着关键作用。然而，磁传感器的灵敏度从根本上受到受噪声限制，主要是机械系统中的热噪声和量子探测噪声。具体而言，热噪声根据 fl涨落耗散定理降低灵敏度，而由海森堡不确定性原理支配的量子噪声则确立了标准量子极限（SQL）。此外，磁传感器的灵敏度通常受其空间尺度限制，文献[18] 全面概述了磁噪声与传感体积之间的关系，并进一步总结了能量

分辨率极限（ERL），其依据是现有实验结果。

奇异自旋相关相互作用的探测依赖于对赝磁场的测量[10,11],其测量精度主要由传感器的磁灵敏度以及磁力计与自旋源之间的空间距离决定。这些参数通常存在权衡关系：提高磁灵敏度通常需要增大传感器体积。然而，体积的增加会使传感器与源之间的距离相应增大，从而降低测量精度。因此，在研究奇异相互作用或潜在第五种力时，有效作用范围（ERL）也是评估磁力计性能的一项关键指标。

铁磁材料具有较高密度的关联电子自旋，因而被认为在磁传感应用中具有巨大潜力 [19–21]。尤其是铁磁-机械系统通过测量机械响应来检测磁力或转矩 [22–24]，能够充分发挥铁磁材料的性能。这些系统通常通过将铁磁材料附接到悬臂等机械部件上构成，这种方法广泛应用于磁力显微镜和磁共振力显微镜 [25, 26]。基于抗磁悬浮[27] 或超导磁悬浮 [28] 的铁磁-机械实验系统已经实现，并分别展现出超高磁灵敏度。本文介绍了一种用于铁磁-机械系统的额外实验平台，凸显了其在精密弱磁场检测和探索新型物理相互作用方面的潜力[19]。

在本研究中，我们通过实验展示了毫米级尺寸、可在室温下运行的铁磁扭转振荡器（FMTO）的性能。我们的结果证实了铁磁材料在磁传感方面的巨大潜力，并拓展了依赖高灵敏度磁力计的基础物理学研究的可能性。此外，我们提出了一种基于FMTO 的磁力计方案，用于检验奇异相互作用，并详细讨论了其性能。

# 结果

## FMTO 的磁传感模型

对于处于外部磁场 $B_{\rm bias}$ 中的悬浮铁磁体，其动力学演化由下式决定

$$\begin{aligned}\dot{\vec{\mathbf{J}}} &= \vec{\boldsymbol{\tau}},\\ \dot{\vec{\mathbf{S}}} &= \vec{\boldsymbol{\Omega}} \times \vec{\mathbf{S}}.\end{aligned} \tag{1}$$

$\vec{\mathbf{J}} = \vec{\mathbf{L}}+\vec{\mathbf{S}}$ 为总角动量，$\vec{\mathbf{L}} = I\vec{\Omega}$ 为动能角动量，而 $\vec{\mathbf{S}}$ 为内禀自旋，角速度为$\vec{\Omega}$，转动惯量为 $I$。$\vec{\boldsymbol{\tau}} = \vec{\boldsymbol{\mu}} \times \vec{\mathbf{B}}$ 为磁场对铁磁体施加的转矩，$\vec{\boldsymbol{\mu}} = \gamma_0 \vec{\mathbf{S}}$ 为磁矩，旋磁比为 $\gamma_0$。

悬浮铁磁体的主要动力学行为取决于其内禀自旋($\vec{\mathbf{S}}$) 是否大于其轨道角动量($\vec{\mathbf{L}}$)：当自旋占主导时，扭转动力学占优[19],；而在角动量占主导的条件下，陀螺效应占优[29]。 $\vec{\mathbf{L}}$ 和 $\vec{\mathbf{S}}$ 的大小由铁磁体的尺寸和偏置磁场决定。对于宏观铁磁体和较弱的磁场，扭转模式占主导。在这种情况下，铁磁体会像扭转振荡器一样摆动，并被归类为 FMTO。否则，铁磁体将像陀螺仪一样绕外磁场进动，并被称为铁磁陀螺振荡器（FGO）。文献 [30]报道了在悬浮铁磁体中观测陀螺效应的尝试。

在我们的实验中，选用等效体积为$(\mathbf{2.5}\mathrm{mm})^3$的圆柱形铁磁体作为FMTO，其扭转运动由

$$I\ddot{\theta} + \gamma\dot{\theta} + k\theta = \tau_{\rm s}. \tag{2}$$

$\theta$ 是图1（b）中的偏转角，$I$ 是 FMTO 的转动惯量，$\gamma = 2\pi f_{\rm r}/Q$ 是耗散，其中 $Q$ 表示品质因数，且$f_{\rm r} = \sqrt{k/I}/2\pi$ 是共振频率。转矩弹性系数 $k \equiv \mu B_{\rm bias}$ 可通过偏置磁场 $B_{\rm bias}$调节，该磁场与传感磁体的磁矩及 z轴平行。该系数表示与角位移成正比的回复力矩。驱动扭矩 $\tau_{\rm s}(t) = \mu B_{\rm sig}(t)$ 垂直于传感磁体的磁矩和 z轴，在磁信号 $B_{\rm sig}$作用下产生振荡运动。$B_{\rm sig} \ll B_{\rm bias}$，正如图 1(a)所示，正交取向可确保高效的扭矩转换，同时最大限度地减少寄生耦合。其解

方程(2) 在频域中的表达式为

$$\theta(f) = \chi(f)\,\tau_{\mathrm{s}}(f)\,. \tag{3}$$

$\tau_{\mathrm{s}}(f)$ 是驱动扭矩的频谱$\tau_{\mathrm{s}}(t)$，$\chi(f) = 1/\left[4\pi^2 I\left(f_{\mathrm{r}}^2 - f^2 + i f f_{\mathrm{r}}/Q\right)\right]$是阻尼振荡器的机械易感率。

## 实验细节

实验装置如图所示。1(a)。FMTO置于磁屏蔽罩和真空室内，环境温度为室温。抗磁悬浮装置由提升磁铁、热解石墨和悬浮磁铁组成。FMTO通过自身重力、提升磁铁施加的磁力以及热解石墨对悬浮磁铁施加的抗磁力三者之间的相互作用，实现稳定悬浮。

该传感磁体为圆柱形，由钕铁硼制成，直径为1 mm，高度为20mm，磁化方向与其径向平行。通过线圈中的直流电流引入偏置场 $B_{\mathrm{bias}}$，而通过另一组交流线圈中的交流电流引入磁信号 $B_{\mathrm{sig}}$。玻璃棒上的反射镜使激光光斑发生偏转，从而将FMTO的扭转运动映射为图像传感器上激光光斑的平移。随后，相机和质心算法可提取FMTO的运动信息。支撑结构由聚四氟乙烯制成，并置于非磁性不锈钢真空室内的多层磁屏蔽罩中。磁屏蔽罩和真空室上的窗口允许激光束进入和射出。整个系统均采取了热隔离和振动隔离措施，包括FMTO、磁屏蔽罩和测量光学系统。采用优化的质心算法检测FMTO的扭转运动，可有效抑制系统中的大多数常见噪声源。我们的测量系统结合了优化的质心跟踪算法和后处理数字锁相技术，可实现高分辨率、低噪声且动态范围宽的角度测量。该系统旨在探索FMTO的机械动态响应特性。所得响应曲线绘于图1(c)中，其中1.07 赫兹和4.99赫兹 处的共振峰分别对应FMTO的摆动模态和扭转模态。通过洛伦兹拟合确定，FMTO的扭转模态品质因数为 $Q = 39.0 \pm 0.4$，将作为磁传感应用的基础。根据FMTO模型，扭转

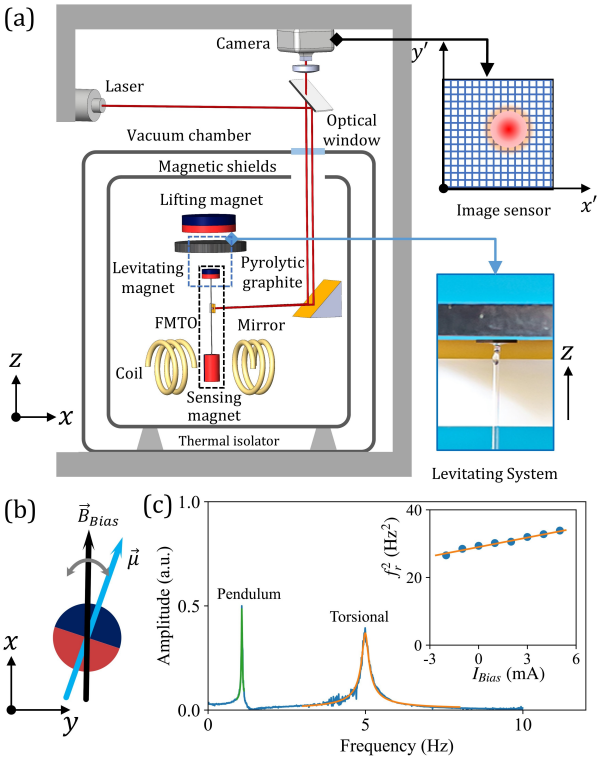


**图 1** FMTO系统示意图。（a）FMTO由一个悬浮磁体、一根玻璃棒和一个传感磁体组成。使用热解石墨盘来稳定FMTO。通过相机和质心算法可以提取FMTO的运动信息。插图显示了提升磁体与石墨盘之间典型的0.5 mm间隙。（b）FMTO的工作原理是使用两对彼此独立的线圈引入偏置磁场和信号磁场。（c）插图展示了线性拟合，说明共振频率平方与直流线圈中的电流之间呈线性关系；这证实了右侧的橙色共振峰对应于FMTO的扭转模态。

弹性系数由偏置磁场决定，而偏置磁场实际上由偏置电流控制。因此，共振频率的平方应与偏置电流 $I_{\mathrm{bias}}$成正比，从而可以将扭转模态与摆动模态区分开来。

图1(c)的插图展示了共振频率随偏置电流的变化，这证实4.99Hz处的共振峰对应于扭转模态。此外，插图所示的拟合结果中出现了明显的偏移，这表明即使偏置磁场设为零，FMTO 的弹性系数仍存在非零偏移。共振频率的这一非零偏移可能源于两个方面：(1) FMTO 的磁场和结构存在旋转不对称性，以及 (2)

结构不对称的 FMTO 在旋转时会抬高其质心。后一种效应会产生自作用的回复力矩，其动态特性类似于不倒翁。

在实验中，我们先后制造了三个 FMTO，并采用锁相法测量其在不同压力下的品质因数，测得范围为 10 至 100。随后，我们选择综合性能最佳的 FMTO 进行磁场传感。在压力低于40 时，其品质因数约为10mbar ；而在大气压下，品质因数低于 10。FMTO 系统中机械耗散的主要来源是气体阻尼和磁耗散。气体阻尼取决于压力，在我们的装置中，压力低于10mbar 时，气体阻尼可以忽略，此时磁耗散占主导地位。磁耗散主要源于导电材料中时变磁通 所感生的涡流，在高真空条件下尤为显著 [27, 31]。

使用由小颗粒抗磁材料与绝缘基底混合制成的复合材料，替代传统的块状抗磁材料，可以有效降低磁耗散并提高抗磁悬浮系统的品质因数。采用这种方法并合理优化颗粒尺寸，可使抗磁悬浮系统的品质因数提升至超过 $10^5$[27, 31, 32]。此外，力矩传感系统的近期技术进步，例如超导悬浮系统[33–35] 和光学悬浮系统[36]，，也可能为降低耗散和提高品质因数提供替代方案。

## 磁灵敏度校准

磁灵敏度定义为最小可测磁场与测量时间平方根的乘积，是评估磁力计性能的最关键指标。采用 信噪比 $\geqslant 1$ 作为区分信号与噪声的标准时，灵敏度等于磁噪声功率谱密度（PSD）的平方根。

在我们的实验中，原始数据是相机拍摄的激光光斑视频，随后使用优化后的质心算法从视频的每一帧中提取位移信号。磁信号与光斑位移信号通过传递函数相关联，该传递函数正比于 $\chi(f)$ 式(3) 中的量（参见补充材料中的式 S1 和式 S2），其平方符合洛伦兹线型。校准传递函数后，通过测量噪声功率谱密度得出磁灵敏度。校准过程详见补充方法

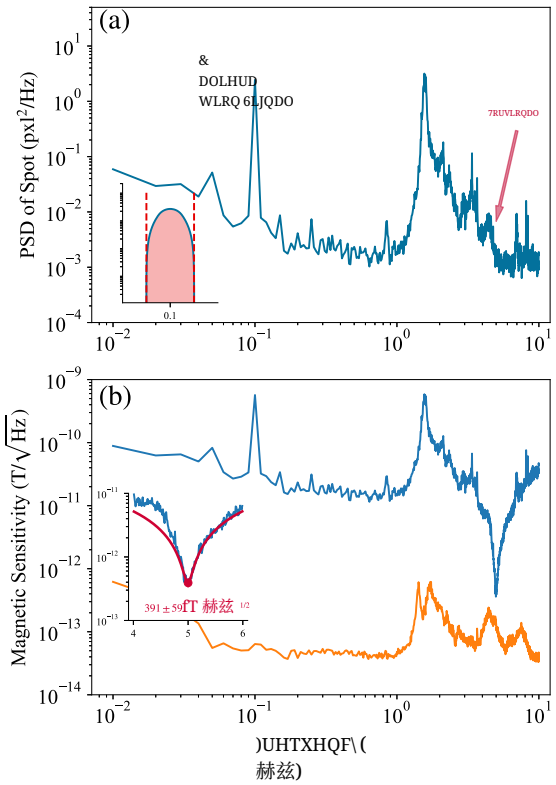


**图2** 磁灵敏度校准。(a) 测量 FMTO 在磁信号驱动下，激光光斑在电荷耦合器件上的运动功率谱密度。(b) 利用校准磁信号推导出磁灵敏度。蓝线表示 FMTO 未受任何驱动时的功率谱密度。插图展示了磁灵敏度与频率之间的关系，尤其是在扭转共振附近。橙线表示 FMTO 的噪声 底限，该限值受测量噪声限制。

1：施加振幅和频率预先设定的磁信号以驱动 FMTO，然后测量由此产生的光斑位移响应信号。这会在响应信号的功率谱密度中产生一个校准峰，并通过校准峰的均方根振幅与所施加磁信号振幅之比，确定驱动频率处的传递函数。结合通过锁相检测获得的共振频率和品质因数数据，可对整个频率范围内的传递函数进行校准。最后，按照补充材料中的式 S3，将噪声功率谱密度与校准后的传递函数结合，计算磁灵敏度。

如图2(a)所示，通过正弦电流驱动交流线圈，在0.1赫兹 处产生磁校准信号。该磁信号的生成与校准详见补充方法 2。结合这些结果与 FMTO 的机械特性（包括其共振频率），即可确定传递函数，

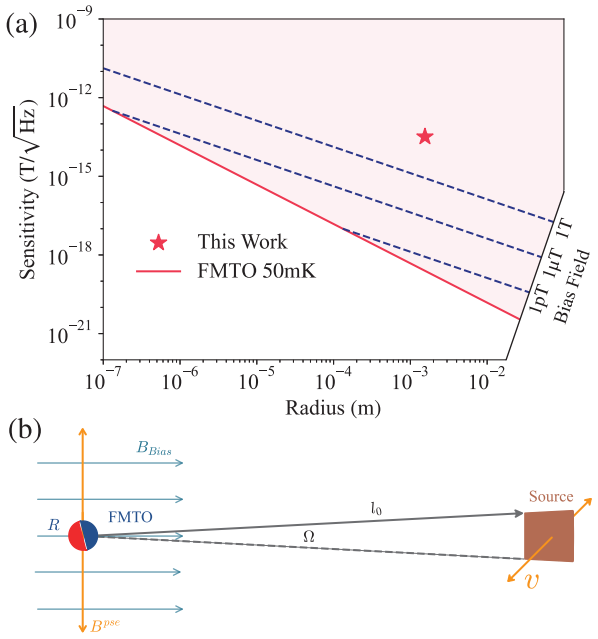


**图 3** 传感器半径与典型偏置磁场下的最佳磁灵敏度之间的关系。(*a*) FMTO磁力计的潜在灵敏度与传感器半径之间的关系。(*b*) 使用FMTO磁力计探测振动核子源产生的赝磁场。

频率和 $Q$因子。为展示 FMTO系统在探测磁场方面的性能，我们考虑两种情形。在第一种情形中，我们根据 FMTO 的功率谱密度（PSD）确定可测量的最小磁场，图2(b)中的蓝线表示该功率谱密度。在共振条件下，灵敏度在4.99赫兹处达到飞特 · 赫兹$^{-1/2}$。图2(a)显示，噪声功率谱密度在共振频率处有一个小峰值，而图2(b)则显示同一频率处的磁灵敏度出现相应的凹陷。这种现象源于 FMTO 的共振放大：在共振状态下，系统会放大机械响应，从而提高对微弱磁信号的灵敏度。然而，共振也会放大机械噪声，使功率谱密度出现峰值。虽然这种放大有助于检测微弱信号，但噪声同时增强会掩盖更精细的磁场细节，导致共振频率处的灵敏度明显下降。

在第二种情况下，将 FMTO 固定在石墨盘上以抑制其扭转运动。这样，得到的功率谱密度（PSD）就代表光学测量的噪声底限（系统噪声的详细分析请参阅补充分析 1），从而得到受测量限制的灵敏度：55fT · 赫兹$^{-1/2}$约为 0。1 赫兹，即图2（b）中的橙色曲线。

# 讨论

## FMTO的磁传感潜力

对于 FMTO 磁力计，热噪声限制的灵敏度表示为：

$$\eta_{B_{\mathrm{th}}}(f) = S_{\tau_{\mathrm{th}}}^{1/2}(f)/\mu, \tag{4}$$

其中，$S_{\tau_{\mathrm{th}}}(f) = 4k_{\mathrm{B}}TI\gamma$为热转矩噪声的功率谱密度，$\mu$ 为磁矩。根据方程（4），品质因数为 $10^5$ 、温度为50毫开尔文 时FMTO的潜在能力以红色区域示于图3（a）中，详细推导见补充分析 2。蓝色虚线表示不同偏置磁场下可达到的灵敏度，这表明对于FMTO系统，较弱的偏置磁场或较大的传感器半径都能提高灵敏度。在室温下，我们的FMTO系统在等效半径为1.5 毫米 时可达到55飞特 · 赫兹$^{-1/2}$ 的灵敏度，如图3（a）中的红星所示。FMTO系统的一项有前景的应用是探测标准模型之外奇异相互作用产生的赝磁场[19, 29]。图3（b）展示了使用FMTO磁力计检验奇异相互作用的方案。核子源垂直于纸面振动，从而产生垂直方向的赝磁场。FMTO磁力计置于距离核子源$l_0$ 处，用于探测该赝磁场。核子源由一个立体角为Ω的球壳形BGO晶体构成。

## 探测奇异相互作用

对于一种假设由新玻色子介导的自旋与速度相关相互作用，振动核子源产生的垂直赝磁场可表示为[37]

$$\vec{\mathbf{B}}^{\mathrm{pse}} = f^{4+5}C_0\int_V dV\left[(\vec{\mathbf{v}}_{\mathrm{n}}\times\hat{r})\left(\frac{1}{\lambda r}+\frac{1}{r^2}\right)e^{-r/\lambda}\right], \tag{5}$$

其中，$\vec{\mathbf{v}}$ 是相对速度，$\hat{r} = \vec{\mathbf{r}}/r$ 是单位向量，$r$ 是电子自旋与核子之间的距离，$f^{4+5} = g_{\mathrm{s}}^{\mathrm{e}}g_{\mathrm{s}}^{\mathrm{N}}$是无量纲耦合常数，$\lambda$ 是未观测到的玻色子的康普顿波长，$C_0$ 是与材料和基本常数相关的参数。

假设源振幅 $A_{\mathrm{n}}$ 和 FMTO 半径 $R$ 远小于距离 $l_0$，定义 $\varepsilon_{\mathrm{A}} = A_{\mathrm{n}}/l_0 \ll 1$。若源以频率 $f_{\mathrm{n}}$振动，其速度振幅为$v_{\mathrm{n}} = 2\pi f_{\mathrm{n}}A_{\mathrm{n}} = 2\pi f_{\mathrm{n}}\varepsilon_{\mathrm{A}}l_0$。图3(b) 中总源产生的伪磁场可通过对式(5) 积分计算，代入

速度：

$$\vec{\mathbf{B}}^{\mathrm{pse}} = 2\pi C_0 C_\lambda\left(l_0\right) f^{4+5} f_{\mathrm{n}} \Omega \varepsilon_{\mathrm{A}} \lambda^2, \tag{6}$$

其中 $C_\lambda(l_0) = (l_0^2/\lambda^2 + 2l_0/\lambda)e^{-l_0/\lambda}$ 是关于 $\lambda$ 和 $l_0$ 的无量纲函数。

如果使用灵敏度为$\eta_{\mathrm{B}}(f)$ 的FMTO磁力计，通过在时间 $T_{\mathrm{mea}}$内探测伪磁场来测试奇异相互作用，则得到的无量纲耦合常数为

$$\Delta f^{4+5} = \frac{\Delta B}{\left|\partial B^{\mathrm{pse}}/\partial f^{4+5}\right|} = \frac{\eta_{\mathrm{B}}\left(f\right) T_{\mathrm{mea}}^{-1/2}}{2\pi\varepsilon_{\mathrm{A}}\Omega C_0 C_\lambda\left(l_0\right) f_{\mathrm{n}} \lambda^2}, \tag{7}$$

$\Delta B = \eta_{\mathrm{B}}(f) T^{-1/2}{}_{\mathrm{mea}}$是FMTO磁力计可探测的最小磁场。

根据公式(6)，当源与传感器之间的距离 $l_0$ 超过临界阈值后，伪磁信号会迅速衰减，从而限制传感器的尺寸和灵敏度。探测奇异相互作用的精度取决于传感器在受限空间内的磁灵敏度。如参考文献 [19], 所述，FMTO铁磁传感器的灵敏度显著高于同等体积的其他磁传感器，因此非常适合用于探测奇异相互作用。

若使用灵敏度为55fT $\cdot$ 赫兹$^{-1/2}$ 的 FMTO磁力计探测奇异相互作用，结果如图4中的红色实线所示。此外，其他参数设置如下： $f_{\mathrm{n}} = 4.99$赫兹，$l_0$ =7.5 mm，$A_{\mathrm{n}} = 1.5$mm，$\Omega = 10^{-2}$ sr，$T_{\mathrm{mea}} = 10^4$ s。

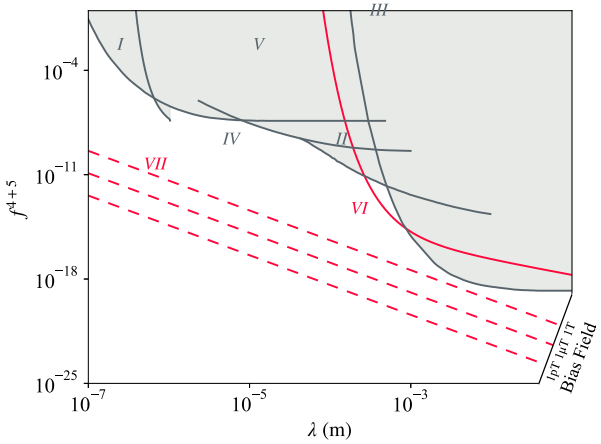


**图 4** 耦合常数的最佳上限 $f^{4+5}$。实验结果以实线以上的灰色阴影区域表示：I.[38], II.[37], III.[39], IV.[40], V.[41]。红色实线 VI 给出了本研究采用最佳配置实现的 FMTO 的最佳上限。红色虚线表示受热力矩噪声限制、针对不同偏置磁场由优化后的 FMTO 磁力计设定的上限。

接下来，我们评估所有 FMTO 磁力计探测由轴子介导、作用力程为 $\lambda$的奇异相互作用的潜力。在此过程中，距离 $l_0$ 将固定为最优值$\sqrt{2}\lambda$ ，源振幅将设为 $A_{\mathrm{n}} = \varepsilon_{\mathrm{A}} l_0 = \sqrt{2}\varepsilon_{\mathrm{A}}\lambda$。其他实验参数设定为 $T = 50$mK，Q =$10^7$,$\mathrm{T}_{\mathrm{mea}} = 10^4$ s。图4中的红色虚线展示了在不同偏置磁场条件下得到的结果。增大偏置磁场会降低 FMTO 的灵敏度，但同时会提高共振频率，从而产生更强的赝磁信号，最终提升对奇异相互作用的探测精度（详情见补充分析3中的公式 S10）。

FMTO磁力计具有极高的磁灵敏度，在探测奇异相互作用方面展现出卓越的能力，尤其适用于探测由质量较大的轴子介导、具有较短康普顿波长的相互作用。通过优化源与磁力计之间的距离、源振幅和品质因数等参数，该设备提高了灵敏度，使无量纲耦合常数 $f^{4+5}$的上限比现有方法改善了许多个数量级。其可调特性，包括谐振频率和偏置场，使其能够在各种条件下进行精确测量，超越现有技术，并助力探索新物理和基本相互作用。

## 结论

总之，FMTO系统在弱磁场测量方面具有显著优势。通过提高品质因数、增大半径或降低温度，可进一步提升灵敏度。例如，在$Q = 10^5, T =$50 mK $r = 10$ mm （$r$ 为铁磁球半径）条件下，可在1 mHz 处实现0.23aT $\cdot$ 赫兹$^{-1/2}$的灵敏度。与 [19],中所提出的仅依赖铁磁振子尺寸的系统不同，我们的FMTO系统可通过偏置磁场调节共振频率。这为瞄准特定相互作用频率提供了更大的灵活性，从而有可能揭示新物理。此外，能够在室温下进行测量提升了FMTO在广泛实验条件下的实用性，为探索基本相互作用的研究人员提供了更易使用的工具。

# 方法

## 测量系统

采用优化的质心算法，从相机视频所捕获的激光光斑中提取运动信息。借助该算法，相机为检测FMTO的偏fl转提供了出色的解决方案。该优化质心算法能够以小于 $2\times10^{-8}$rad的标准差实现对扭转角的高分辨率测量。其对从 $10^{-8}$rad 到 $10^{-3}$ rad的扭转运动亦呈现线性响应。它展现出高精度、宽动态范围，并能够降低多种噪声源，包括激光源和图像传感器中的电噪声，以及系统支撑框架形变所引起的激光光斑漂移。此类形变可能源于温度 fl波动，或光路中各部件的振动。

与此同时，相机记录的每个视频帧中的时间 fl波动会导致锁相测量期间的相位fl波动，从而降低测量精度。为应对这一挑战，我们开发并在实验中采用了数字后处理锁相技术。该技术有效地减轻了图像传感器和数据处理引入的随机延迟。

这些努力——用于fl检测激光光斑的最优质心算法，以及用于解决相机引起的随机延迟问题的数字后处理锁相技术——共同实现了对 FMTO 扭转运动的高精度、低噪声测量。

# 数据可用性

正文和补充材料中所有图表的数据，可在提出合理请求后向通讯作者获取。

# 参考资料


[1]T. Pruttivarasin、M. Ramm、S. Porsev、I. Tupitsyn、M. Safronova、M. Hohensee、H. Häner，利用囚禁离子检验洛伦兹对称性的电子迈克耳孙–莫雷类比实验。《自然》**517**(7536), 592–595 (2015)。https://doi.org/10.1038/nature14091。网址：https://www.nature.com/articles/nature14091

[2]J.M. Brown、S.J. Smullin、T.W. Kornack、M.V. Romalis，洛伦兹对称性破坏与*cpt*破坏中子自旋相互作用的新限制。《物理评论快报》**105**, 151604 (2010)。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.151604。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.151604

[3] M. Smiciklas、J.M. Brown、L.W. Cheuk、S.J. Smullin、M.V. Romalis，利用 $^{21}$Ne–Rb–K 共磁力计对局域洛伦兹不变性进行的新检验。《物理评论快报》107，171604（2011）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.171604。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.171604[4] G. Vasilakis、J.M. Brown、T.W. Kornack、M.V. Romalis，利用 K–$^3$He 共磁力计设定的新型长程核自旋相关力限值。《物理评论快报》103，261801（2009）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.261801。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.261801[5] M. Bulatowicz、R. Gri th、M. Larsen、J. Mir- ijanian、C.B. Fu、E. Smith、W.M. Snow、H. Yan、T.G. Walker，利用极化的 $^{129}$Xe 和$^{131}$Xe 气体进行双物种核磁共振，实验室搜寻类轴子粒子引起的长程 $t$-奇、 $p$-奇相互作用。《物理评论快报》111，102001（2013）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.102001。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.102001[6] J. Lee、A. Almasi、M. Romalis，自旋-质量相互作用限值的改进。《物理评论快报》120，161801（2018）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.161801。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.161801[7] L. Hunter、J. Gordon、S. Peck、D. Ang、J.F. Lin，将地球用作极化电子源以搜寻长程自旋-自旋相互作用。科学339(6122)，928–932（2013）。https://doi.org/10.1126/science. 1227460。网址：https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1227460[8]R. Xing、W. Mengqi、G. Jianpei、Q. Xi、G. Maosen、J. Man、X. Yijin、W. Pengfei、H. Pu、S. Fazhan、C. Yi-Fu、Z. Chongwen、D. Jiangfeng，利用单电子自旋量子传感器搜寻一种奇异的自旋相关相互作用。《自然·通讯》9(1)，739（2018）。https://doi.org/10. 1038/s41467-018-03152-9。网址：https://www.nature.com/articles/s41467-018-03152-9[9] H. Su、Y. Wang、M. Jiang、W. Ji、P. Fadeev、D. Hu、X. Peng、D. Budker，搜寻

利用自旋放大器搜寻奇异的自旋相关相互作用。Science Advances 7fi（47），eabi9535（2021年）。https://doi.org/10.1126/sciadv.abi9535。网址：https://www.science.org/doi/abs/10.1126/sciadv.abi9535

[10] H. Liang、M. Jiao、Y. Huang、P. Yu、X. Ye、Y. Wang、Y. Xie、Y.F. Cai、X. Rong、J. Du，利用系综氮空位金刚石磁力计对奇异的自旋相关相互作用提出新约束。《国家科学评论》**10**（7），nwac262（2022年）。https://doi.org/10.1093/nsr/nwac262。网址https://doi.org/10.1093/nsr/nwac262

[11]K.Y. Wu、S.Y. Chen、J. Gong、M. Peng、H. Yan，利用旋转调制源质量和原子磁力计阵列搜索奇异自旋相关相互作用。《物理评论 D》**105**，055020（2022）。https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.055020。网址https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.105.055020

[12] I.M. Bloch、G. Ronen、R. Shaham、O. Katz、T. Volansky、O. Katz，利用 floquet 量子探测器对类轴子暗物质施加新的限制。《Science Advances》**8**(5)，eabl8919（2022）。https://doi.org/10.1126/sciadv.abl8919。网址https://www.science.org/doi/abs/10.1126/sciadv.abl8919

[13]C. Abel、N.J. Ayres、G. Ban、G. Bison、K. Bodek、V. Bondar、M. Daum、M. Fairbairn、V.V. Flambaum、P. Geltenbort、K. Green、W.C. Griffith、M. van der Grinten、Z.D. Grujić、P.G. Harris、N. Hild、P. Iayd- jiev、S.N. Ivanov、M. Kasprzak、Y. Ker- maidic、K. Kirch、H.C. Koch、S. Kom- posch、P.A. Koss、A. Kozela、J. Krempel、B. Lauss、T. Lefort、Y. Lemière、D.J.E. Marsh、P. Mohanmurthy、A. Mtchedlishvili、M. Mus- grave、F.M. Piegsa、G. Pignol、M. Raw- lik、D. Rebreyend、D. Ries、S. Roccia、D. Rozpędzik、P. Schmidt-Wellenburg、N. Sev- erijns、D. Shiers、Y.V. Stadnik、A. Weis、E. Wursten、J. Zejma、G. Zsigmond，《通过电场和磁场中的核自旋进动搜寻类轴子暗物质》。Phys. Rev. X **7**,041034 (2017). https://doi.org/10.1103/PhysRevX.7.041034。网址https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.7.041034

[14]M. Jiang、H. Su、A. Garcon、X. Peng、D. Budker，利用自旋放大器搜索类轴子暗物质。《自然·物理》**17**(12)，1402–1407 (2021)。https://doi.org/10.1038/s41567-021-01392-z。网址https://www.nature.com/articles/s41567-021-01392-z

[15]A. Garcon、J.W. Blanchard、G.P. Centers、N.L. Figueroa、P.W.Graham、D.F.J. Kimball、S. Rajendran、A.O. Sushkov、Y.V. Stad- nik、A. Wickenbrock、T. Wu、D. Budker，《利用超低场核磁共振对玻色子暗物质的约束》。Science Advances **5**(10)，eaax4539（2019）。https://doi.org/10.1126/sciadv.aax4539。网址https://www.science.org/doi/abs/10.1126/sciadv.aax4539

[16]T.S. Roussy、D.A. Palken、W.B. Cairncross、B.M. Brubaker、D.N. Gresh、M. Grau、K.C. Cossel、K.B. Ng、Y. Shagam、Y. Zhou、V.V. Flambaum、K.W. Lehnert、J. Ye、E.A. Cornell，实验将类轴子的质量范围限制在七个数量级。《物理评论快报》**126**，171301（2021年）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.171301。网址https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.171301

[17] P. Fadeev、T. Wang、Y.B. Band、D. Budker、P.W. Graham、A.O. Sushkov、D.F.J. Kimball，引力探针自旋：利用铁磁陀螺仪测量内禀自旋广义相对论进动的前景。《物理评论D》**103**，044056（2021年）。https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.044056。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.103.044056

[18]M.W. Mitchell、S. Palacios Alvarez，专题讨论：磁场传感器能量分辨率的量子极限。《现代物理评论》**92**，021001（2020年）。https://doi.org/10.1103/RevModPhys.92.021001。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.92.021001

[19] A. Vinante、C. Timberlake、D. Budker、D.F.J. Kimball、A.O. Sushkov、H. Ulbricht，利用铁磁转矩传感器超越能量分辨率极限。《物理评论快报》**127**，070801（2021年）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.070801。网址https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.127.070801

[20] D.F. JacksonKimball、A.O. Sushkov、D. Budker，进动铁磁针磁力计。《物理评论快报》**116**，190801（2016年）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.190801。网址https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.190801

[21] J.F. Barry、R.A. Irion、M.H. Steinecker、D.K. Freeman、J.J. Kedziora、R.G. Wilcox、D.A.

Braje，亚铁磁振荡器磁力计。物理评论应用**19**，044044（2023）。https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.19.044044。网址https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.19.044044

[22] H. Aireddy, A. Das，用于测量电场调控铁磁/铁电异质结构磁性的悬臂梁磁力计。《科学仪器评论》**90(10)**（2019年）。网址https://doi.org/10.1063/1.5115560

[23]M.F. Colombano, G. Arregui, F. Bonell, N.E. Capuj, E. Chavez-Angel, A. Pitanti, S.O. Valenzuela, C.M. Sotomayor-Torres, D. Navarro-Urrios, M.V. Costache，铁磁共振辅助光机磁力计。《物理评论快报》**125**，147201（2020年）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.147201。网址https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.147201

[24]C. Gonzalez-Ballestero, M. Aspelmeyer, L. Novotny, R. Quidant, O. Romero-Isart，《悬浮动力学：真空中微观物体的悬浮与控制》。科学 **374**(6564), eabg3027 (2021年)。https://doi.org/10.1126/science.abg3027。网址：https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.abg3027[25] D. Rugar, R. Budakian, H. Mamin, B. Chui，《通过磁共振力显微镜探测单自旋》。《自然》 **430**(6997), 329–332 (2004)。https://doi.org/10.1038/nature02658。网址：https://www.nature.com/articles/nature02658[26]G.P. Berman, F. Borgonovi, V.N. Gorshkov, V.I. Tsifrinovich，《磁共振力显微镜与单自旋测量》(世界科学出版社，2006年)。网址：https://www.dmf.unicatt.it/ftp/pub/users/borgonov/mrfm-book.pdf

[27]W. Ji, C. Xu, G. Qu, D. Budker，《用于环境条件下磁测量的悬浮传感器》。arXiv预印本 arXiv:2504.21524 (2025年)。https://doi.org/10.48550/arXiv.2504.21524[28] F. Ahrens, W. Ji, D. Budker, C. Timberlake, H. Ulbricht, A. Vinante，能量分辨率远低于……的悬浮铁磁磁力计。《物理评论快报》 **134**, 110801 (2025年)。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.110801。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.134.110801

[29]P. Fadeev, C. Timberlake, T. Wang, A. Vinante, Y.B. Band, D. Budker, A.O. Sushkov, H. Ulbricht, D.F.J. Kimball，《用于基础物理学检验的铁磁陀螺仪》。Quantum Science and Technology6(2), 024006 (2021年)。https://doi.org/10.1088/2058-9565/abd892。网址：https://dx.doi.org/10.1088/2058-9565/abd892[30] F. Ahrens, A. Vinante，《非自旋悬浮铁磁体中的陀螺耦合观测》。arXiv预印本 arXiv:2504.13744 (2025年)。网址：https://doi.org/10.48550/arXiv.2504.13744

[31]H. Xie、Y. Li、R. Li、Y. Leng、Y. Chen、L. Wang、D. Long、X. Bian、C.K. Duan、P.Yin、P.Huang、J. Du，通过优化导电几何结构抑制抗磁悬浮振子的机械耗散。物理评论研究 **5**，013030（2023）。https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.5.013030。网址https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevResearch.5.013030

[32]F. Xiong, L. Guo, Z. Chen, A. Du, C. Li, T. Wu，《室温下实现超低阻尼率的真空悬浮金属机械振子》。Com- munications Physics 8(1), 80（2025年）。https://doi.org/10.1038/s42005-025-02010-7。链接https://doi.org/10.1038/s42005-025-02010-7[33]P. Huillery, T. Delord, L. Nicolas, M. Van Den Bossche, M. Perdriat, G. Hétet，《悬浮铁磁粒子的自旋力学》。物理评论B **101**，134415（2020年）。https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.134415。链接https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.101.134415

[34]A. Vinante, P. Falferi, G. Gasbarri, A. Set- ter, C. Timberlake, H. Ulbricht，《迈斯纳悬浮铁磁微粒的超低机械阻尼》。物理评论应用 **13**，064027（2020年）。https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.064027。链接https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.13.064027[35] J. Gieseler, A. Kabcenell, E. Rosenfeld, J.D. Schaefer, A. Sa ra, M.J.A. Schuetz, C. Gonzalez-Ballestero, C.C. Rusconi, O. Ro mero-Isart, M.D. Lukin，《利用悬浮微磁体进行单自旋磁机械学》。物理评论快报 **124**，163604（2020年）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.163604。

网址
https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.163604

[36] J. Ahn, Z. Xu, J. Bang, P. Ju, X. Gao, T. Li, 《利用光学悬浮纳米转子进行超灵敏扭矩探测》。Nature nanotechnol- ogy **15**(2), 89–93（2020年）。链接https://doi.org/10.1038/s41565-019-0605-9

[37] L. Wu、S. Lin、X. Kong、M. Wang、J. Zhou、C.K. Duan、P. Huang、L. Zhang、J. Du：《探索奇异相互作用的自旋机械量子芯片》。美国国家科学院院刊 **120**(36), e2302145120（2023）。https://doi.org/10.1073/pnas.2302145120。网址：https://www.pnas.org/doi/abs/10.1073/pnas.2302145120

[38] J. Ding、J. Wang、X. Zhou、Y. Liu、K. Sun、A.O. Adeyeye、H. Fu、X. Ren、S. Li、P. Luo、Z. Lan、S. Yang、J. Luo：微米范围内速度与自旋相关奇异相互作用的约束。《物理评论快报》**124**，161801（2020年）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.161801。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.161801

[39] D. Wu、H. Liang、M. Jiao、Y.F. Cai、C.K. Duan、Y. Wang、X. Rong、J. Du：利用系综NV金刚石磁力计，在微米尺度上改进对奇异的自旋和速度依赖相互作用的限制。《物理评论快报》**131**，071801（2023年）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.071801。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.131.071801

[40] F.M. Piegsa、G. Pignol：新型轻玻色子的轴向耦合常数限制。《物理评论快报》**108**，181801（2012）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.181801。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.181801

[41] Y.J. Kim、P.H. Chu、I. Savukov：利用自旋交换弛豫自由磁力计，对亚兆电子伏特范围轴子质量下的奇异自旋与速度相关相互作用进行实验约束。《物理评论快报》**121**，091802（2018）。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.091802。网址https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.091802

## 致谢

我们感谢荣星教授在论文写作方面提供的宝贵意见。本研究得到以下项目的资助：中央高校基本科研业务费专项资金（项目编号：JZ2025HGTB0176）、国家重点研发计划（项目编号：2024YFF0727902）以及中国国家自然科学基金（项目编号：12150011、T2388102 和 12075115）。

## 作者贡献

所有作者均参与了本文的构思与撰写。总体构想由 F.X.、P.H. 和 J.D. 提出；实验装置由 F.X. 和 P.H. 设计，随后由 Y.-C. R. 和 F.X. 搭建。实验测量由 L.-L. W. 和 Y.-C. R. 完成，Y.-C. R. 还进行了理论计算。F.X. 负责监督研究工作。稿件由 F.X.、Y.-C. R. 和 W. B. 撰写，所有作者在整个过程中均参与讨论并提出意见。

## 利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

## 附加信息

**补充信息** 在线版本包含可查阅的补充材料。**通信**及材料索取事宜，请联系 F. X. 或 P. H。

# 《用于高精度磁测量和奇异相互作用探测的悬浮铁磁扭转振荡器》的补充信息

Yichong Ren[1], Lielie Wu[1], Wijnand Broer[1], Fei Xue[1*], Pu Huang[2*], Jiangfeng Du[3,4,5,6]1*合肥工业大学物理学院，安徽合肥，230601，中国。[2]南京大学固体微结构国家重点实验室和物理系，江苏南京，210093，中国。[3]浙江大学量子传感研究所和物理学院，浙江杭州，310027，中国。[4]中国科学技术大学中国科学院微尺度磁共振重点实验室和物理科学学院，安徽合肥，230026，中国。[5]中国科学技术大学安徽省科学仪器开发与应用重点实验室，安徽合肥，230026，中国。[6]中国科学技术大学合肥国家实验室，安徽合肥，230088，中国。

*通讯作者。电子邮箱：xfei.xue@hfut.edu.cn；hp@nju.edu.cn；

**摘要**

本补充文件进一步阐述了悬浮铁磁扭转振荡器的测量方法、磁灵敏度校准、噪声相关问题，以及受热噪声限制的磁灵敏度。文中给出了赝磁场积分形式的解析表达式，以及奇异相互作用的探测结果。此外，还列出了铁磁材料和核子材料的材料参数，从而全面概述实验装置与理论基础。

## 补充方法1：磁校准

磁灵敏度校准主要依赖于准确确定磁信号与光斑位移之间的传递函数。鉴于该传递函数的平方遵循洛伦兹曲线，校准过程包含两个关键步骤：首先，确定 FMTO 的共振频率和品质因数，以建立传递函数的基本形状；其次，在特定频率下对传递函数进行精确校准。将这些结果结合起来，即可实现对整个频谱范围内传递函数的全面校准。随后，可利用传递函数和噪声功率谱密度（功率谱密度，PSD）计算 FMTO 的磁灵敏度。

图S1 展示了实验中的传递过程：从磁信号到像素。将磁信号与激光光斑位移相关联的变换函数可表示为：

$$y(f) = C_{\mathrm{T}}(f) B_{\mathrm{s}}(f). \tag{S1}$$

此处，$B_{\mathrm{s}}(f)$ 表示磁信号的频谱，$y(f)$ 表示以像素为单位的光斑位移频谱，而 $C_{\mathrm{T}}(f)$ 则是传递函数。传递函数的理论表达式

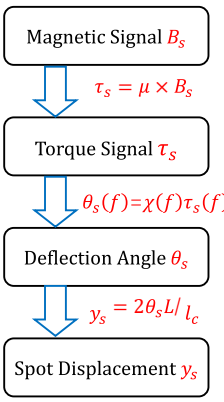


**图 S1** 将磁信号转换为激光光斑位移像素的系数校准逻辑与流程。

为 $C_{\mathrm{T}}(f)$：

$$C_{\mathrm{T}}(f) = 2\mu L\chi(f)/l_{\mathrm{c}}, \tag{S2}$$

其中，$\mu$ 为 FMTO 的磁矩，$L$ 为激光从反射镜到相机的路径长度，$l_{\mathrm{c}}$ 为相机的像素尺寸，$\chi(f)$ 为 FMTO 的机械灵敏度系数。

为校准传递函数 $C_{\mathrm{T}}(f)$，我们在交流线圈中施加了频率为0.1 赫兹、振幅为 $2\,\mu$A 的正弦电流。该电流产生振幅为 $114 \pm 17$pT 的磁场，驱动 FMTO。这个已知的参考信号会在 FMTO 响应信号的功率谱密度中产生明显峰值，如图 2(a) 中的校准信号所示。图 2(a) 中的功率谱密度通过将时间序列数据分成多个100s 片段，选取信噪比最高的50 个片段，并对这些片段的功率谱密度取平均得到。

通过计算该校准峰所涵盖的面积 $A_{\mathrm{cal}}$ 以及校准信号的振幅 $B_{\mathrm{cal}}$，可确定 0.1 赫兹处的传递函数 $C_{\mathrm{T}}(f)$：$C_{\mathrm{T}}(0.1) = \sqrt{(2A_{\mathrm{cal}})}/B_{\mathrm{cal}} = 2.7 \pm 0.4$ pxl/fT。注意，$|C_{\mathrm{T}}(f)|^2$ 符合洛伦兹曲线，因为 $|C_{\mathrm{T}}(f)| \propto |\chi(f)|$。因此，$|C_{\mathrm{T}}(f)|^2$ 的轮廓由品质因数和共振频率决定，这两者均可通过锁相法测量。我们在 0.01 赫兹至 10 赫兹的频率范围内，以 0.01 赫兹为步长，对 FMTO 的频率响应和相位响应进行了全面扫描。随后，对振幅平方进行了洛伦兹拟合，由此确认共振频率为 4.99 赫兹，品质因数为$39.0 \pm 0.4$。然后，可根据该结果以及前述的 $C_{\mathrm{T}}(0.1)$ 推导出整个频率范围内的传递函数，从而通过将光斑的磁噪声底 floor除以传递函数，得到磁灵敏度（或磁噪声底）。

磁灵敏度 $\eta_{\mathrm{B}}(f)$ 因此通过使用测得的激光光斑位移噪声 floor $S_y^{1/2}(f)$ 和传递函数 $C_{\mathrm{T}}(f)$ 计算得出：

$$\eta_{\mathrm{B}}(f) = S_y^{1/2}(f)/C_{\mathrm{T}}(f). \tag{S3}$$

## 补充方法 2：磁信号生成和详细参数

线圈的电流—磁场转换系数基于毕奥-萨伐尔定律进行了理论计算。为验证理论模型的有效性，对一对直流线圈进行了实验表征。线圈由铜线绕制而成，每个线圈均为80匝，直径为60mm，间距为38mm。使用一块9 V 电池与可变电阻相结合，产生范围为 1 mA 至60mA的直流电流。使用商用磁力计（TM4300B，分辨率为 10 nT）测量线圈中心处的磁场。测得的电流—磁场转换系数（1.73 $\mu$T/mA）比理论值（14.4%）低约，理论值为（2.02 $\mu$T/mA），表明存在系统偏差，这可能是由几何公差和实验不确定性导致的。

交流线圈也由铜线绕制而成，形成一对5匝线圈，直径为50mm，间距为65mm。根据毕奥-萨伐尔定律，理论电流-磁场转换系数计算为56.95 nT/mA。考虑到直流线圈校准中观察到的偏差，后续校准采用该数值，并假设其不确定度为15%。在实验中，交流线圈与1 MΩ 电阻串联，并由数据采集卡驱动，具体型号为NIUSB-6216。该采集卡的最大输出电压为 ±10 V，最大电流为2 mA。

对于钕铁硼等铁磁材料，其质量密度为 $\rho_{\mathrm{m}} = 7430\mathrm{kg/m^3}$,，磁化强度为 $\mu_0 M = 0.71$T，电子自旋密度为$\rho_{\mathrm{e}} = 6 \times 10^{28}\mathrm{m^{-3}}$。对于$Bi_4Ge_3O_{12}$(BGO) 材料，核子密度为$\rho_{\mathrm{n}} = 4 \times 10^{30}\mathrm{m^{-3}}$。玻璃棒是一个空心圆柱体，内径为0.8mm，外径为1mm，长度为20cm。激光的路径长度约为0.7m。传感磁体和悬浮磁体均由NdFeB 材料制成。传感磁体呈圆柱形，直径为1 mm，长度为20mm；悬浮磁体呈圆盘形，直径为5mm，厚度为0.5mm。反射镜

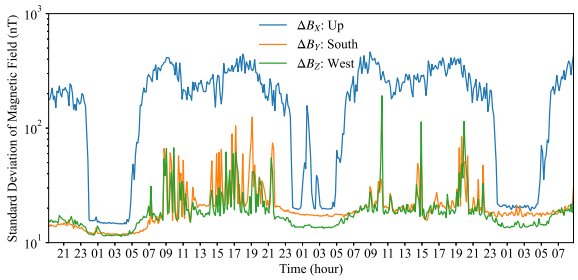


**图 S2** 实验中的环境磁场 fl波动。 fi

粘在玻璃棒中心的反射镜由一片3mm × 5 mm 厚的硅晶圆制成。扭摆振荡器的总质量约为400mg，转动惯量约为 $3 \times 10^{-10}\mathrm{kg} \cdot \mathrm{m}^2$。

## 补充分析 1：噪声源

对于灵敏的磁场测量，了解来自环境和测量过程的这些噪声至关重要。为此，我们分析了以下四种最相关的噪声源：

- 实验环境中的磁噪声，需要采取适当策略降低其fl影响；
- 激光光斑位移探测的测量噪声，它决定了该测量方法的极限；
- 耦合到激光光斑位移上的振动噪声，会同时增加 FMTO 动力学和激光光斑位移中的噪声。
- 热噪声决定了 FMTO 在有限温度下的磁灵敏度极限。 fi

**磁噪声**。在实验中，环境磁噪声会严重影响fl FMTO 的磁灵敏度。我们使用磁力计测量了实验室中的磁场RM3100 并计算了其偏差。典型数值绘于图S2中，显示水平方向的标准差约为10 nT。垂直方向的标准差变化显著，从 00:00 至 05:00 期间的 20 nT 到 06:00 至 24:00 期间的200 nT 不等。不同时段垂直方向磁噪声的显著差异主要归因于地铁的影响。白天（06:00 至 24:00），地铁会产生大量垂直磁噪声，而夜间地铁停止运行后，磁噪声则会减弱（00:00 至 05:00）。参考文献 [4]也报告了北京地磁场的测量结果，揭示了地铁对垂直磁噪声有显著影响。

地磁台站采集的地磁监测数据为估算地磁噪声底提供了依据。具体而言，参考文献 [5]指出，在淮南和蒙城地区，地磁噪声底低于$10\ \mathrm{pT} \cdot$赫兹$^{-1/2}$，对应频率为0.01 Hz。类似地，参考文献 [4] 指出，红山台站在0.5 Hz处的噪声底约为$30\ \mathrm{pT} \cdot$赫兹$^{-1/2}$，该数值由功率谱密度的平方根得出。其他文献 [6, 7]未提供地磁场的功率谱密度，但其报告的标准差与参考文献 [4, 5]中的结果一致。

磁力计 RM3100 的最低有效位（LSB）仅为 13 nT，这表明测得的 10 nT 标准差可能不准确。实际标准差很可能远小于这一测量值。由于RM3100的精度较低，因此无法准确确定 fl夜间实验室中的磁噪声波动及功率谱密度。

因此，我们得出结论：夜间地铁停运时，地磁噪声底噪可低至$10\ \mathrm{pT} \cdot$赫兹$^{-1/2}$量级。此外，多层磁屏蔽可将外部磁噪声降低3 至5 个数量级。因此，基于上述对环境磁场的了解，实验数据是在安静的夜间远程采集的。

**测量噪声**。 采用一台海康威视 MV-CA050-20UM 相机，其像素尺寸为 $4.8\ \mu\mathrm{m} \times 4.8\ \mu\mathrm{m}$，以8位模式运行，并以50 FPS的帧率捕捉光斑位移。该相机引入的量化噪声功率谱密度（PSD）约为 $8 \times 10^{-7}\ \mathrm{pxl}^2 \cdot$赫兹$^{-1}$，显著低于非共振条件下 FMTO 的热噪声。

**振动噪声**。FMTO系统结构的振动会在FMTO的动力学过程和激光光斑位移测量中引入噪声。我们观察到，FMTO真空室内的压力会随时间逐渐升高。典型值如图S3所示。我们发现，FMTO的品质因数从约10 变为100，而软原子力显微镜悬臂梁（用作参考物）的品质因数则显著提高，从 $10^2$ 增至 $10^4$。因此，我们得出结论：尽管真空室中的残余空气会使机械振荡器产生一定的耗散，但它并非影响当前磁灵敏度的主要因素

因此，在实验期间关闭真空泵，以减少振动。

**热噪声**。对于品质因数为40 、室温为300K的FMTO，热噪声对其功率谱密度的贡献在非共振条件下约为 $4 \times 10^{-6}\mathrm{pxl}^2 \cdot \text{赫兹}^{-1}$，而在共振条件下则升至约$7 \times 10^{-3}\mathrm{pxl}^2 \cdot \text{赫兹}^{-1}$。值得注意的是，如图2(a)中的蓝线所示，这些结果比FMTO的功率谱密度低5 个数量级。

## 补充分析2：FMTO的能力

对于式(2)中所述的FMTO系统，热噪声源于转矩的热涨落。根据涨落耗散定理，热噪声转矩的功率谱密度可表示为：

$$S_{\tau_{\mathrm{th}}} = 4\left(k_{\mathrm{B}}T\right) I\gamma = 8\pi\left(k_{\mathrm{B}}T\right) I\, f_{\mathrm{r}}/Q, \tag{S4}$$

其中， $T$ 为温度， $I$ 为转动惯量， $f_{\mathrm{r}}$ 和 $Q$ 分别为文中给出的共振频率和品质因数， $k_{\mathrm{B}}$ 为玻尔兹曼常数。

当该磁信号产生的转矩超过上述公式给出的热转矩时，即可检测到磁信号。因此，受热噪声限制的磁灵敏度为：

$$\eta_{\mathrm{B}} = S_{\tau_{\mathrm{th}}}^{1/2}/\mu, \tag{S5}$$

其中， $\mu$ 是 FMTO 的磁矩。

对于半径为 $R$、质量密度为 $\rho_{\mathrm{m}}$ 、自旋密度为 $\rho_{\mathrm{e}}$ 的铁磁球体，已知

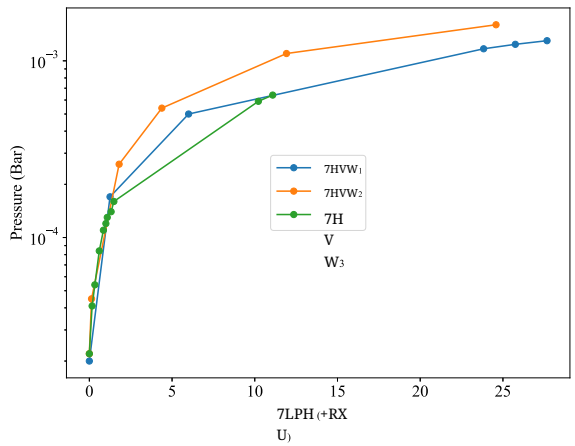


**图 S3** 泵关闭后压力随时间的下降。

磁化强度为 $M = \rho_{\mathrm{e}}\mu_{\mathrm{B}}$，其中 $\mu_{\mathrm{B}}$ 为玻尔磁子。转动惯量为 $I = 2mR^2/5 = (8\pi/15)\ \rho_{\mathrm{m}}R^5$。当球体悬浮于均匀磁场 $B_{\mathrm{bias}}$ 中时，其磁矩为 $\mu = 4\pi R^3 M/3 = 4\pi\rho_{\mathrm{e}}\mu_{\mathrm{B}}R^3/3$。利用等效弹性系数 $k = \mu B_{\mathrm{bias}}$，可推导出共振频率，该系数为

$$f_{\mathrm{r}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{I}} = \frac{\sqrt{10}}{4\pi}\rho_{\mathrm{m}}^{-1/2}\left(\rho_{\mathrm{e}}\mu_{\mathrm{B}}\right)^{1/2}B_{\mathrm{bias}}^{1/2}R^{-1}. \tag{S6}$$

该方程表明，共振频率随磁场增强而升高，并随铁磁球体增大而降低。将上述表达式代入灵敏度公式后，可得到磁灵敏度的两个等效表达式：

$$\eta_{\mathrm{B}} = F_0\left(k_{\mathrm{B}}T\right)^{1/2}\left(\rho_{\mathrm{e}}\mu_{\mathrm{B}}\right)^{-3/4}\rho_{\mathrm{m}}^{1/4}Q^{-1/2}B_{\mathrm{bias}}^{1/4}R^{-1}, \tag{S7}$$

$$= F_1\left(k_{\mathrm{B}}T\right)^{1/2}\left(\rho_{\mathrm{e}}\mu_{\mathrm{B}}\right)^{-5/4}\rho_{\mathrm{m}}^{3/4}Q^{-1/2}B_{\mathrm{bias}}^{-1/4}f_{\mathrm{r}}, \tag{S8}$$

其中 $F_0 = (3/\pi)^{1/2}(2/5)^{1/4}$， $F_1 = \left(2^7 3^2\pi^2/5^3\right)^{1/4}$。式(S7) 说明了灵敏度与FMTO半径之间的相关性，而式(S8) 则给出了灵敏度与FMTO共振频率之间的关系。

## 补充分析3：探测奇异相互作用

使用FMTO探测奇异相互作用的示意图如图3(b)所示。总赝磁场与最终积分结果分别由式(5) 和式(6)给出。在此，我们概述详细的推导过程。

在球坐标系中，体积元表示为 $dV = \Omega r^2 dr$，其中Ω 为立体角。由此可得：

$$\begin{aligned}\vec{\mathbf{B}}^{\mathrm{pse}} &= f^{4+5}C_0\int_V dV\left[\left(\vec{\mathbf{v}}_{\mathrm{n}}\times\hat{r}\right)\left(\frac{1}{\lambda r}+\frac{1}{r^2}\right)e^{-r/\lambda}\right], \\ &\approx 2\pi\varepsilon_{\mathrm{A}}\Omega C_0 f_{\mathrm{n}}\lambda^2 f^{4+5}C_\lambda\left(l_0\right), \end{aligned}\tag{S9}$$

其中， $l_0$ 和 $l_{\mathrm{m}}$ 分别为球壳状核子源内层和外层到 FMTO 的距离。 $C_0 = \hbar\rho_{\mathrm{n}}/\left(4\pi m_{\mathrm{e}}c\gamma\right)$ 是一个与材料和基本常数有关的参数，其中 $\rho_{\mathrm{n}}$ 为核子源的核子自旋密度， $m_{\mathrm{e}}$ 为电子质量， $\gamma$ 为电子旋磁比， $\hbar$ 和 $c$ 分别为约化普朗克常数和光速。

速度振幅 $v_{\mathrm{n}} = 2\pi f_{\mathrm{n}} A_{\mathrm{n}}$，其中 $f_{\mathrm{n}}$为振动频率，$A_{\mathrm{n}} = \varepsilon_{\mathrm{A}} l_0$ 为核子源质量的振动振幅。方程 Eq.（S9）中的近似成立，因为上限 $l_{\mathrm{m}}$ 在 $l_0$ 时可以忽略不计。函数 $C_\lambda\left(l_0\right) = \left(l_0^2/\lambda^2 + 2l_0/\lambda\right) e^{-l_0/\lambda}$ 是一个无量纲函数，其最大值为1。174 ，当 $l_0 = \sqrt{2}\lambda$时达到。这表明，当源与传感器的距离为$\sqrt{2}\lambda$时，传感器附近的赝磁场最强，此时最适合探测涉及康普顿波长为 $\lambda$的未观测到的玻色子的相互作用。

通过 $\Delta f^{4+5}$ 表示的奇异相互作用探测结果可表示为:

$$\begin{aligned}\Delta f^{4+5} &= \frac{\Delta B}{\left|\partial B^{\mathrm{pse}}/\partial f^{4+5}\right|} = \frac{\eta_{\mathrm{B}}\left(f\right) T_{\mathrm{mea}}^{-1/2}}{2\pi\varepsilon_{\mathrm{A}}\Omega C_0 C_\lambda\left(l_0\right) f_{\mathrm{n}}\lambda^2}, \\ &= \frac{\left(k_{\mathrm{B}}T\right)^{1/2}\rho_{\mathrm{m}}^{3/4}F_1}{2\pi\varepsilon_{\mathrm{A}}\Omega C_0 C_\lambda\left(l_0\right)\lambda^2\mu_{\mathrm{B}}^{5/4}\left[Q^{1/2}\rho_{\mathrm{e}}^{5/4}B_{\mathrm{bias}}^{1/4}T_{\mathrm{mea}}^{1/2}\right]}.\end{aligned} \tag{S10}$$

在该方程中， $R$ 缺失意味着传感器半径不会影响精度，而 $\Delta f^{4+5} \propto \rho_{\mathrm{e}}^{-5/4}$则表明标准差与自旋密度的 $5/4$ 次方成反比。因此，使用自旋密度更高的材料制造传感器，可以显著提高奇异相互作用探测的精度。铁磁材料尤其适用于此类探测，例如自旋密度高达 $10^{28}\ \mathrm{m}^{-3}$的材料。此外，传感器半径对奇异相互作用探测的精度没有影响。另外，在共振条件（$Q^{1/2}$）下，FMTO系统可将磁灵敏度和奇异相互作用测量精度提高$\Delta f^{4+5} \propto Q^{-1/2}$倍。对于品质因数高达 $10^7$ 的超导悬浮铁磁球体[1]，，FMTO在磁传感和奇异相互作用探测方面具有巨大潜力。

# 参考文献


[1]A. Vinante, P. Falferi, G. Gasbarri, A. Set- ter, C. Timberlake, H. Ulbricht，利用迈斯纳悬浮铁磁微粒实现超低机械阻尼。物理评论应用 **13**, 064027 (2020年)。https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.064027。网址 https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.13.064027

[2]P. Fadeev、C. Timberlake、T. Wang、A. Vinante、Y.B. Band、D. Budker、A.O. Sushkov、H. Ulbricht、D.F.J. Kimball，用于检验基础物理的铁磁陀螺仪。Quantum Science and Technology6(2), 024006 (2021年)。https://doi.org/10.1088/2058-9565/abd892。网址 https://dx.doi.org/10.1088/2058-9565/abd892

[3]Y.J. Kim, P.H. Chu, I. Savukov，利用自旋交换弛豫无磁力计对亚兆电子伏特轴子质量范围内一种奇异的自旋和速度依赖相互作用进行实验约束。《物理评论快报》**121**, 091802 (2018)。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.091802。网址 https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.091802

[4]X. Zhang, G. Chang, M. Zhang，北京国家地球观测台地磁观测系统受到的干扰。《地震与地磁观测研究》**39**，108–113（2018）。https://doi.org/10.3969/j.issn.1003-3246.2018.06.016。网址 https://doi.org/10.3969/j.issn.1003-3246.2018.06.016

[5]G. LiangHui, W. Bo, S. XiaoLin, W. Yun, J. ChengYi, Y. Shuo, S. YuFeng，淮南市地下实验室地磁总场连续观测。《地球物理学报》（中文版）**67**（2），820–828（2024）。https://doi.org/10.6038/cjg2023Q0911。网址 https://doi.org/10.6038/cjg2023Q0911

[6]E.C. Kalafatoğlu Eyigüler、Z. Kaymaz，土耳其上空地磁活动日期间的磁场和电场变化。《空间研究进展》，**60**（9），1921–1948（2017）。https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.07.019。网址 https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S027311771730529X

[7]V.V. Krylov、O.D. Zotov、B.I. Klain、N.V. Ushakova、N.P. Kantserova、A.V. Znobisheva、Y.G. Izyumov、V.V. Kuz'mina、A.A. Morozov、L.A. Lysenko、N.N. Nemova、E.A. Osipova，地磁扰动生物学效应的实验研究：典型地磁暴及其组成部分对植物和动物的影响。《大气与太阳-地球物理学杂志》**110-111**，28–36（2014）。https://doi.org/10.1016/j.jastp.2014.01.020。网址 https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682614000339