

基于铁磁扭摆振子的磁场测量及其应用*

武列列 任益充[†] 薛飞[‡]

(合肥工业大学物理学院, 合肥 230601)

(2024年11月1日收到; 2024年12月10日收到修改稿)

得益于铁磁材料极高自旋密度、强自旋-晶格相互作用及力学系统对信号的谐振放大, 铁磁-力学系统在磁场精密测量领域展现出巨大潜力. 本文研究了处于均匀磁场中的铁磁体所构成的铁磁扭摆振子 (ferromagnetic torsional oscillator, FMTO) 的力学特性, 分析了其作为磁传感器的探测性能; 研究表明, FMTO 磁传感器在基础噪声的影响下仍拥有超高的磁灵敏度, 能够超越能量分辨率极限 (energy resolution limit, ERL) 2—4 个量级. 随后针对 FMTO 磁传感器在新相互作用探测领域的应用进行了探讨, 研究指出 FMTO 磁传感器测量的新相互作用耦合常数的下限领先 ERL 磁传感器 5 个量级, 并超越现有实验结果 2—9 个量级.

关键词: 磁传感器, 铁磁振子, 精密测量, 新相互作用

PACS: 07.55.Ge, 07.55.Db, 85.35.Gv, 12.60.-i

DOI: 10.7498/aps.74.20241538

CSTR: 32037.14.aps.74.20241538

1 引言

磁场精密测量技术的进步对于多个领域都有着深远的影响, 生物医学中脑磁^[1]和心磁^[2,3]成像技术利用磁场测量来探查人体内部的活动; 军事和国防领域中^[4]磁异常的探测^[5]对高精度导航^[6,7]和空间技术^[8]至关重要; 基础科学研究中, 超高灵敏度的弱磁测量技术正在开辟新的研究领域, 如暗物质、暗能量以及其他可能存在的宇宙中未知相互作用和新物理现象的探索^[9-12]. 磁场精密测量技术的进步与发展在促进工程应用造福人类的同时, 也拓展了科学边界, 为未来的科学发现奠定基础.

发展具有超高灵敏度的磁传感器对生物医学、地球空间、新物理等领域至关重要, 磁灵敏度作为衡量磁传感器性能的关键指标主要受热噪声、量子测量噪声等噪声的限制^[13]. 源于随机热运动的热噪声, 可由涨落耗散定理给出对应的灵敏度限制;

源于测不准原理的量子测量噪声则定义了磁灵敏度的标准量子极限^[14](standard quantum limit, SQL). 近来, 文献^[15]定义新的能量分辨率极限 (energy resolution limit, ERL): $S_B V \geq 2\mu_0 \hbar$, 其中 $S_B(\omega)$ 为磁场噪声功率谱 (power spectrum density, PSD); μ_0, \hbar 为真空磁导率和约化普朗克常数; V 代表传感器的空间体积. ERL 给出有限体积的磁传感器所能检测到的最弱磁信号, 在多种技术平台上得到有效验证, 被视为评估磁传感器灵敏度的性能基准: 大多数磁传感器 (如 SQUID、原子传感器、固态自旋系统) 满足该关系且仅在最佳情况下接近 ERL.

基础研究和工程应用中对超高灵敏度测磁传感器有着巨大需求, 磁传感器的灵敏度往往受限于 ERL 使得这些需求难以被满足. 超越 ERL 的磁传感器对基础研究具有重要意义, 能够推动实验进展并取得突破性成果. 以新相互作用为例, 新相互作用实验探测的本质是测量其所产生的赝磁场,

* 国家自然科学基金 (批准号: 12150011) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: renyichong@outlook.com

[‡] 通信作者. E-mail: xfei.xue@hfut.edu.cn

探测精度取决于传感器磁灵敏度及传感器与核子源的间距. 具体而言, 磁灵敏度的提高有助于提高新相互作用探测精度, ERL 则表明提高磁灵敏度意味着磁传感器更大的空间尺寸, 这将增大传感器与核子源的间距, 从而限制了新相互作用的测量精度. ERL 在某种意义上限制了新相互作用测量精度的上限, 超越 ERL 的超高灵敏度磁传感器对于此类研究工作具有重要意义, 能够推动实验探测的进展, 取得突破性成果.

ERL 在传统上被认为是磁传感器可达到的灵敏度上限, 但其实质上是对实验结果的经验总结, 并非源自第一性原理, 实现超越 ERL 的磁传感器并不违反基本原理. 最新研究表明, 基于铁磁-力学系统的磁传感器有望在灵敏度上超越 ERL^[16], 通过测量其对磁信号的机械响应, 可将铁磁-力学系统用于磁场测量. 例如, 将铁磁与悬臂梁等机械振子连接即可用于磁场测量, 典型应用案例有磁力显微镜和磁共振力显微镜等; 悬浮的铁磁-力学系统可消除夹持耗散获得更高的品质因子, 从而实现超越 ERL 的灵敏度^[17]. 截至目前, 悬浮的铁磁-力学系统已有铁磁扭摆振子 (ferromagnetic torsional oscillator, FMTO) 和铁磁陀螺 (ferromagnetic gyroscope, FMG) 两类方案^[16,18], 在基础噪声的影响下, 其灵敏度可超越 ERL 五个数量级. 这一突破不仅提高了磁场测量的灵敏度和分辨率, 而且还拓宽了物理学研究的边界, 对新相互作用、暗能量、暗物质等基础物理学领域有着深远的影响.

本文提出一种基于悬浮铁磁扭摆振子的磁传感器方案, 铁磁扭摆振子将磁信号转化为扭矩信号驱动振子的转动, 并以光学方法测量振子运动并从中提取磁信号. 与文献^[16]中方案不同, FMTO 的共振频率可通过调节偏置磁场控制, 故本方案更加灵活可控. 本文对 FMTO 系统的力学性质及其磁灵敏度进行了系统分析, 其磁灵敏度可领先 ERL 数个量级, 高灵敏度 FMTO 磁传感器在新相互作用探测中的应用有望将新相互作用耦合常数的下限推进 2—9 个量级.

2 FMTO 动力学模型

处于均匀磁场 B_{Bias} 中的铁磁体, 其动力学演化由如下方程描述^[19]:

$$\dot{\mathbf{J}} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}_{\text{Bias}}, \quad \dot{\mathbf{S}} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{S}, \quad (1)$$

$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ 为铁磁小球的总角动量, $\mathbf{L} = I\boldsymbol{\Omega}$ 为小球经典刚体角动量, \mathbf{S} 为小球内禀自旋角动量, $\boldsymbol{\mu} = \gamma_0\mathbf{S}$ 为磁矩, $I = 2mR^2/5$ 代表半径为 R 、质量为 m 小球的转动惯量, $\boldsymbol{\Omega}$ 为小球的角速度, γ_0 为电子旋磁比.

由 (1) 式描述的铁磁的演化过程中同时存在扭摆和进动两种运动模式^[20]. 哪种运动模式占据主导则取决于其刚体角动量和自旋角动量的相对大小: 刚体角动量远大于自旋角动量时, 如图 1 中左图所示, 铁磁体以 $\omega_{\text{T}} = \sqrt{\mu B_{\text{Bias}}/I}$ 的角频率进行扭摆运动, 称为铁磁扭摆振子, 即 FMTO; 自旋角动量远大于刚体角动量时, 则如图 1 中右图所示, 铁磁体以拉莫尔频率 $\omega_{\text{L}} = \gamma_0 B_{\text{Bias}}$ 绕磁场陀螺进动^[18], 称之为铁磁陀螺即 FMG. 研究指出, FMTO 和 FMG 在磁场测量领域均有着极高潜力, 二者区别在于 FMG 系统铁磁半径较小且磁场较弱, FMTO 则要求较大铁磁半径或较强外场.

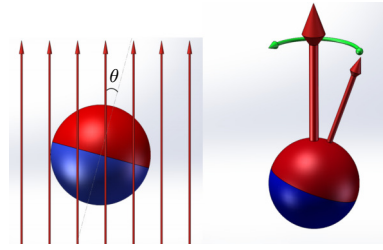


图 1 铁磁球体在磁场中的运动模式: 铁磁扭摆振子 (左图) 和铁磁陀螺 (右图)

Fig. 1. Patterns of ferromagnetic magnets in a magnetic field: Ferromagnetic torsion pendulum oscillator (left panel) and ferromagnetic gyroscope (right panel).

铁磁体刚体角动量与自旋角动量之比为

$$\frac{L}{S} = \frac{I\omega_{\text{T}}}{S} = \sqrt{2/5}\gamma_0\rho_m^{1/2}(\rho_e\mu_B)^{-1/2}RB_{\text{Bias}}^{1/2}, \quad (2)$$

式中 ω_{T} 为扭摆频率; ρ_m , ρ_e 分别代表质量密度和自旋密度. (2) 式指出: 半径或外磁场较大时, 刚体角动量远大于自旋角动量, 铁磁体以扭摆运动为主; 半径和外磁场较小时, 自旋角动量远大于刚体角动量, 铁磁体以拉莫尔进动为主. 图 2 展示了半径和磁场对铁磁运动模式的影响: 粉色和青色区域分别对应 $S \gg L$ 和 $L \gg S$ 两种情况 (取 10 作为临界判据, 如红色虚线代表 $S/L = 10$, 青色虚线代表 $L/S = 10$). 粉色区域内自旋角动量是刚体角动量的 10 倍以上, 铁磁表现为以陀螺进动为主的 FMG,

青色区域内刚体角动量远大于自旋角动量, 铁磁体表现为以扭摆运动为主的 FMTO.

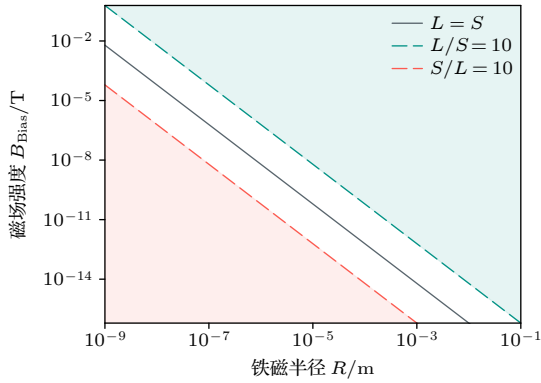


图 2 铁磁半径及外磁场对运动模式的影响

Fig. 2. Ferromagnets' motion pattern decided by external field and its radius.

对刚体角动量和自旋角动量的初步分析发现: 自旋角动量取决于磁矩, 正比于半径的三次方, 刚体角动量作为转动惯量与角速度之积则正比于半径的四次方. 这意味着宏观尺寸的铁磁体通常表现为以扭摆为主的 FMTO, 此时 (1) 式退化为典型的受迫阻尼谐振子^[21], 其运动方程由下式描述:

$$I\ddot{\theta}(t) + I\gamma\dot{\theta}(t) + k\theta(t) = \tau_{\text{tot}}(t), \quad (3)$$

式中 θ 为偏转角; $k = \mu B_{\text{Bias}}$ 为等效弹性系数; $\gamma = \omega_0/Q$ 为耗散项, 其中 $\omega_0 = \sqrt{k/I}$ 为共振角频率, Q 为品质因子; 右边 $\tau_{\text{tot}}(t)$ 代表施加在振子上的总力矩. 对 (3) 式进行傅里叶变换可得表示在频域上的稳态解:

$$\theta(\omega) = \chi(\omega) \tau_{\text{tot}}(\omega) / I, \quad (4)$$

式中 $\theta(\omega)$, $\tau_{\text{tot}}(\omega)$ 分别为 $\theta(t)$, $\tau_{\text{tot}}(t)$ 的频谱; $\chi(\omega)$ 通常被称为振子的机械敏感系数:

$$\chi(\omega) = 1 / (\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\omega_0/Q). \quad (5)$$

以上分析仅针对 FMTO 的动力学模型, 并未涉及其结构设计和物理实现, 实验中可通过超导磁悬浮^[22,23]、抗磁悬浮^[24] 等多种方式^[25-27] 实现铁磁振子的悬浮. 在水平面内两个正交方向上放置两对亥姆霍兹线圈, 其中一对线圈通直流电以产生均匀偏置磁场 B_{Bias} 用以控制磁矩指向调节共振频率等, 另一线圈则通以较弱的交流信号以产生交变磁信号 $B_{\text{sig}}(t)$. 铁磁体通过 $\tau_{\text{sig}}(t) = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}_{\text{sig}}(t)$ 将磁信号转化为驱动 FMTO 运动的力矩信号; 测量 FMTO 对磁信号的动力学响应 (功率谱、噪声本底等), 当

由磁信号驱动所产生的运动高于噪声时, 即可从噪声中分辨出磁信号.

3 FMTO 噪声与灵敏度分析

磁灵敏度作为评估磁传感器性能的最关键指标, 定义为最小可分辨磁场与测量时间平方根的乘积:

$$\eta_B = \delta B \sqrt{T_{\text{mea}}}, \quad (6)$$

其中 η_B 为磁灵敏度, T_{mea} 为测量时间, δB 为最小可分辨磁场. 若采用 $\text{SNR} \geq 1$, 即信噪比大于等于 1 作为最小可分辨的临界判据^[28], 则可以磁噪声的标准差 ΔB 作为最小可分辨磁场 δB , 此时磁传感器的灵敏度为

$$\eta_B = \Delta B \sqrt{T_{\text{mea}}} = \sqrt{S_{B_{\text{tot}}}}, \quad (7)$$

式中 $S_{B_{\text{tot}}}$ 的单位为 T^2/Hz 代表磁噪声功率谱. 注意对噪声功率谱开根号即为噪声本底 (noise floor), 故 (7) 式表明磁传感器灵敏度等于其磁噪声本底 (magnetic noise floor) $\sqrt{S_{B_{\text{tot}}}}$.

本文主要考虑热噪声、量子测量噪声等基本噪声对灵敏度的影响. 热噪声是与频率无关的高斯白噪声, 以随机涨落的力矩进入力学系统驱动振子运动, 热涨落力矩的功率谱由涨落耗散定理给出^[29]:

$$S_{\tau_{\text{th}}} = 4k_B T I \omega_0 / Q, \quad (8)$$

式中 k_B 为玻尔兹曼常数, T 为环境温度. 在 FMTO 系统中, 力矩与磁信号间存在转化关系 $\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$, 故热噪声对磁噪声的贡献为

$$S_{B_{\text{th}}} = S_{\tau_{\text{th}}} / \mu^2, \quad (9)$$

式中 μ 为振子磁矩, $S_{B_{\text{th}}}$ 为由热噪声贡献的磁噪声功率谱.

基础噪声之一的量子测量源自测不准原理, 测量过程会反馈给系统一定的反作用力, 从而引入额外的测量噪声. 若振子偏转角测量噪声功率谱为 S_θ , 则测量过程反馈给力学系统的反作用力矩功率谱 (back-action torque) 为 $S_{\tau_{\text{BA}}}$, 测量噪声与反作用力矩二者的功率谱应满足测量噪声与反作用力矩间满足海森伯测不准原理:

$$S_\theta S_{\tau_{\text{BA}}} \geq \hbar^2. \quad (10)$$

注意到偏转角 θ 与力矩 $\boldsymbol{\tau}$ 通过 (4) 式相联系, 可将测量噪声 S_θ 转化为等效的总力矩噪声 S_{τ_θ} :

$$S_{\tau_\theta} = S_\theta I^2 |\chi(\omega)|^{-2}. \quad (11)$$

测量过程引入总力矩噪声包括 S_{τ_θ} 和 $S_{\tau_{BA}}$ 两部分:

$$S_{\tau_m} = S_{\tau_\theta} + S_{\tau_{BA}} \geq 2\hbar I |\chi(\omega)|^{-1}, \quad (12)$$

力矩噪声 S_{τ_m} 在 $S_{\tau_{BA}} = S_\theta I^2 |\chi(\omega)|^{-2}$ 处的最小值 $S_{\tau_{SQL}}$ 被命名为标准量子极限, 通过 (4) 式将力矩噪声转化为磁噪声, 可得磁噪声的标准量子极限为^[30]

$$S_{B_{SQL}} = 2\hbar I |\chi(\omega)|^{-1} \mu^{-2} \approx \begin{cases} 2\hbar I \omega_0^2 \mu^{-2}, & \omega \ll \omega_0, \\ 2\hbar I \omega_0^2 \mu^{-2} Q^{-1}, & \omega \approx \omega_0. \end{cases} \quad (13)$$

综上所述, 包含热噪声、量子测量噪声的基础噪声的等效磁噪声功率谱为

$$S_{B_{tot}} = S_{B_{th}} + S_{B_{SQL}}. \quad (14)$$

将 (14) 式代入 (7) 式即可求得系统的磁灵敏度. 上述关于热噪声、量子噪声和灵敏度的理论分析并非仅局限于 FMTO 系统, 而是对基于阻尼谐振子模型 (铁磁-力学系统) 的磁传感器均有效.

在更详细的讨论噪声对磁传感器性能的影响前有必要进一步明晰灵敏度和噪声本底的差别: 如 (7) 式所述, 若取信噪比大于等于 1 作为磁场可分辨的标准, 则只要信号高于噪声即意味着信号是可分辨的, 故此时传感器灵敏度等于其噪声本底, 二者在数值和表达式上完全一致. 在实际讨论中非常容易混淆灵敏度与噪声本底, 引起进一步的误解, 如降低噪声本底意味着数值的减小, 而灵敏度降低则意味着数值的增大. 在接下来的讨论中热灵敏度、SQL 灵敏度、ERL 灵敏度这些概念用于表述仅考虑系统热噪声、SQL 噪声、ERL 噪声下的测量灵敏度^①.

首先分析 ERL 对磁灵敏度的限制, 并将其与 FMTO 系统在量子测量噪声和热噪声下的磁灵敏度进行比较. ERL 将磁灵敏度与传感器体积进行关联, 指出磁传感器的磁噪声功率谱满足 $S_B V \geq 2\mu_0 \hbar$, 故 ERL 给出的磁灵敏度上限为

$$\eta_{B_{ERL}} = \sqrt{3/2\pi}^{-1/2} \hbar^{1/2} \mu_0^{1/2} R^{-3/2}. \quad (15)$$

由 (15) 式可知, ERL 灵敏度仅与传感器尺寸相关, 即

磁灵敏度正比于 $R^{-3/2}$, 随振子半径的增加而提高.

进一步考虑由 NdFeB 材料制成的球形磁体, 以超导磁悬浮、抗磁悬浮等机制悬浮在均匀磁场中构成 FMTO 系统, 则 FMTO 系统的力学参数如下:

$$I = 2mR^2/5 = 8\pi\rho_m R^5/15,$$

$$k = \mu B_{Bias} = 4\pi\rho_e \mu_B R^3 B_{Bias}/3,$$

$$\omega_0 = \sqrt{5/2} (\rho_e \mu_B)^{1/2} B_{Bias}^{1/2} \rho_m^{-1/2} R^{-1}, \quad (16)$$

式中 $\rho_m = 7430 \text{ kg/m}^3$ 为 NdFeB 材料的质量密度, $\rho_e = 6 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ 为 NdFeB 关联电子自旋密度^②. (16) 式指出 FMTO 共振频率与半径成反比且正比于偏置磁场的 1/2 次方, 这意味着宏观 FMTO 系统尤其适合低频弱磁信号的精密测量.

FMTO 系统在标准量子极限下的灵敏度由 (7) 式和 (13) 式给出, 代入 (16) 式中的 FMTO 参数后可得

$$\eta_{B_{SQL}} = \begin{cases} \sqrt{\frac{3\hbar}{2\pi}} (\rho_e \mu_B)^{-1/2} B_{Bias}^{1/2} R^{-3/2}, & \omega \ll \omega_0, \\ \sqrt{\frac{3\hbar}{2\pi}} (\rho_e \mu_B)^{-1/2} B_{Bias}^{1/2} R^{-3/2} Q^{-1/2}, & \omega \approx \omega_0. \end{cases} \quad (17)$$

标准量子极限下的灵敏度 η_{SQL} 正比于 $B_{Bias}^{1/2} R^{-3/2}$, 这意味着增加振子半径、减小外磁场均有助于减小量子测量噪声提高灵敏度. 由于量子测量噪声由反作用力矩与测量噪声构成, 故标准量子极限下的磁灵敏度依赖频率, 且其灵敏度在 $\omega \approx \omega_0$ 的共振情况下提升 $Q^{1/2}$ 倍.

热噪声对半径为 R 、处于偏置磁场 B_{Bias} 中的 FMTO 磁灵敏度的影响由 (7) 式与 (9) 式给出:

$$\eta_{B_{th}} = C_0 (k_B T)^{1/2} (\rho_e \mu_B)^{-3/4} \rho_m^{1/4} Q^{-1/2} B_{Bias}^{1/4} R^{-1}, \quad (18)$$

式中常数 $C_0 = (2/5)^{1/4} (3/\pi)^{1/2}$. 由热噪声引入的涨落力矩为高斯白噪声, 其功率谱均匀分布在各频段, 故热噪声影响下的磁灵敏度与测量频率无关.

热噪声对磁灵敏度的影响与测量频率无关, 但量子测量噪声、测量噪声、振动噪声等在共振测量时对磁灵敏度影响最小. 在实际的科研和工程应用中, 通常使磁传感器工作在谐振情况下, 故磁灵敏度

① 灵敏度代表传感器在所有噪声影响下系统总体性能指标, 一般不用来区分各噪声的单独影响, 故热灵敏度的命名不太严谨, 其本质上是源自热噪声的噪声本底.

② 铁磁的磁性来源于内部关联电子自旋, 其磁化强度 M 与自旋密度 ρ_e 之间关系为 $M = \rho_e \mu_B$, 玻尔磁子 μ_B 为单个电子贡献的磁矩; NdFeB 铁磁材料的饱和磁化强度为 $\mu_0 M = 0.71 \text{ T}$, μ_0 为真空磁导率.

与共振频率 ω_0 的关系非常重要, 由 (16) 式与 (18) 式可得

$$\eta_{B_{\text{th}}} = C_1 (k_B T)^{1/2} (\rho_e \mu_B)^{-5/4} \rho_m^{3/4} \times Q^{-1/2} B_{\text{Bias}}^{-1/4} \omega_0, \quad (19)$$

式中常数 $C_1 = (2/5)^{3/4} (3/\pi)^{1/2}$. FMTO 共振频率 ω_0 由偏置磁场 B_{Bias} 和振子半径 R 决定, 故 (18) 式与 (19) 式可通过 (16) 式中 ω_0 的表达式互相转换, 两者分别描述了 FMTO 在热噪声影响下的磁灵敏度与偏置磁场和共振频率的关系. (18) 式指出增大半径或减小偏置磁场均有助于提高磁灵敏度, (19) 式则表明磁灵敏度随共振频率降低而提高, 故 FMTO 尤为适合低频磁场的精密测量.

应注意到 (18) 式仅代表处于磁场 B_{Bias} 中 FMTO 系统的磁灵敏度, 并非所有 FMTO 系统的磁灵敏度极限. 根据 (18) 式, 减小偏置磁场 B_{Bias} 即可进一步提高磁灵敏度, 但这种方法面临技术和原理的双重限制: 技术挑战来自磁噪声、 $1/f$ 噪声 (减小偏置磁场将降低 FMTO 频率, 则 $1/f$ 噪声成为主要噪声) 等; 原理上的限制源于 FMTO 要求振子刚体角动量远大于其自旋角动量, 这在实质上限制了偏置磁场的下限. 偏置磁场取下限时 FMTO 所达到的磁灵敏度即为所有 FMTO 系统的磁灵敏度极限.

为研究所有 FMTO 系统热噪声下的磁灵敏度极限, 定义 $\varepsilon_r \equiv L/S$ 为刚体角动量与自旋角动量之比, 基于 (2) 式有

$$B_{\text{Bias}} = \frac{5\varepsilon_r^2 \rho_e \hbar}{4\rho_m R^2 \gamma_0}. \quad (20)$$

将磁偏置磁场代入 (18) 式, 可得 FMTO 所能达到的磁灵敏度:

$$\eta_{B_{\text{th}}} = 5^{1/4} C_0 \varepsilon_r^{1/2} (k_B T)^{1/2} (\rho_e \mu_B)^{-1/2} \times \gamma_0^{-1/2} Q^{-1/2} R^{-3/2}, \quad (21)$$

FMTO 要求 $\varepsilon_r = L/S \gg 1$, 故 ε_r 的下限给出 FMTO 系统的极限磁灵敏度, 通常要求刚体角动量比自旋角动量大 1—2 个量级以上, 即 $\varepsilon_r > 10$.

图 3 选择半径 $R = 30 \mu\text{m}$ 的钕铁硼 (NdFeB) 作为铁磁振子, 通过悬浮系统消除夹持耗散使其品质因子 $Q = 10^7$ [17], 图 3(a) 和图 3(b) 分别为 FMTO 各种磁噪声本底的频率分布, 以及铁磁半径对其磁噪声本底的影响.

图 3(a) 中偏置磁场 $B_{\text{Bias}} = 1 \mu\text{T}$, FMTO 共振

频率 $f_0 = 73.15 \text{ Hz}$, 则刚体角动量比自旋角动量高两个量级 ($L/S \approx 382$), 振子扭摆模式的运动占绝对主导. 环境温度分别取 50 mK 和 4.2 K , 则分析结果显示: 亚共振情况下的 SQL 与 50 mK 温度下的热噪声较为接近; 共振情况下 SQL 噪声比 4.2 K , 50 mK 温度下的热噪声分别低 3 和 4 个量级. 热噪声和 SQL 噪声均远低于 ERL 噪声, 低温 4.2 K , 50 mK 下的热噪声比 ERL 低 2—4 个量级. 在实际测量中, SQL 相较热噪声几乎可忽略, FMTO 系统的磁灵敏度主要取决于热噪声.

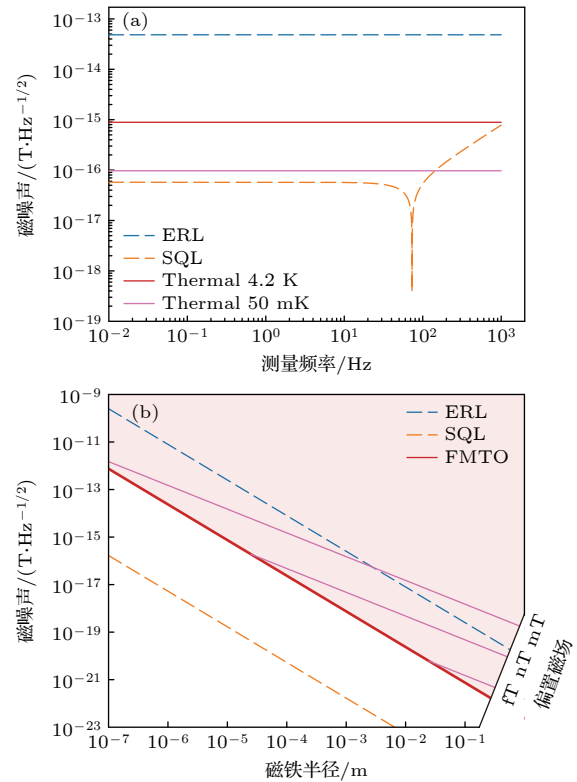


图 3 (a) FMTO 磁噪声与测量频率关系: ERL 噪声 (蓝虚线), SQL 噪声 (橙虚线), 4.2 K 热噪声 (红实线) 与 50 mK 热噪声 (粉实线); (b) FMTO 磁噪声本底与半径关系: ERL 噪声 (蓝虚线), 共振时 SQL 噪声 (橙虚线), 4.2 K FMTO 热噪声极限 (红实线), 特定磁场下 4.2 K FMTO 热噪声 (粉实线)

Fig. 3. (a) Magnetic noise versus frequency for FMTO: ERL (blue dashed), SQL (orange dashed), Thermal at 4.2 K (red solid) and at 50 mK (pink solid); (b) magnetic noise versus radius for FMTO: ERL (blue dashed), resonant SQL (orange dashed), Thermal limit at 4.2 K (red solid) and with special bias field (pink solid).

图 3(b) 重点研究不同 FMTO 噪声与半径的关系: 红色实线代表 (21) 式中 FMTO 热噪声极限 (采用 $L/S \geq 10$ 作为 FMTO 的临界条件), 粉色阴影区域为 FMTO 所能达到的磁灵敏度范围, 粉色

实线代表 (18) 式中特定偏置磁场 (见右下角坐标) 中的 FMTO 磁灵敏度; FMTO 在 4.2 K 时热噪声极限比 ERL 低 3 个量级, 若环境温度下降至 50 mK 则其热噪声极限比 ERL 低 4 个量级. 需要强调的是红实线仅代表 FMTO 原理上的热噪声极限, 实验中在半径较大时很难达到该极限, 如对厘米级别的 FMTO 系统, 欲达到其热噪声极限则要求偏置磁场稳定在 fT 量级, 这在地表磁噪声环境和现有磁屏蔽技术下是几乎不可能的. 地表环境中配合良好磁屏蔽, 可将剩磁下降至 nT 以下, 此时根据图 3(b) 中粉色实线, FMTO 系统仍可在米以下尺寸领先 ERL, 这充分验证了铁磁-力学系统在磁场精密测量应用中的巨大潜力. 噪声与半径的幂律具有非常重要的意义, 根据 (15) 式、(17) 式、(21) 式可知 FMTO 系统的 SQL (橙色实线), ERL, 热噪声极限均正比于 $R^{-3/2}$, 但保持偏置磁场不变情况下 FMTO 的热噪声比于 R^{-1} .

FMTO 超越 ERL 主要归功于以下因素: 1) 铁磁材料极高的自旋密度: 根据 (18) 式和 (17) 式热噪声和 SQL 的磁噪声本底分别正比于 $\rho_e^{-3/4}$ 和 $\rho_e^{-1/2}$, 故铁磁材料极高的自旋密度能有效克服噪声提高灵敏度; 2) 自旋-晶格相互作用^[31]: 铁磁内部所有关联电子自旋均平行于磁矩方向, 故可通过自旋-晶格相互作用快速平均掉热噪声和量子测量噪声, 即作用于单个电子的噪声会通过自旋-晶格相互作用由整个铁磁体承担, 这一机制使其能快速平均单自旋的噪声从而降低磁噪声提高灵敏度; 3) 悬浮系统极低的耗散^[17]: 对热噪声, 涨落耗散定理指出 Q 的提高能有效降低热涨落力矩功率谱; 对测量噪声, 力学系统对信号的响应在共振情况下放大 Q 倍, 测量噪声的影响被降低 $Q^{1/2}$ 倍. 综上, 减小耗散提高品质因子 Q 能显著降低热噪声和量子测量噪声的影响; 悬浮力学系统在消除夹持耗散后能够取得极高的 Q 值, 据报道基于超导磁悬浮的铁磁能获得高达 10^6 — 10^7 的品质因子, 这也是 FMTO 系统能够超越 ERL 的重要原因.

4 新相互作用探测

超高灵敏度磁场测量最有前途的应用场景之

一是通过对赝磁场的探测来探索新相互作用. 若在极化电子自旋和移动的非极化核子之间由未知玻色子传递自旋和速度相关的新相互作用^[32], 则电子与核子间的势能可由下式描述^①:

$$V_{\text{int}}(\mathbf{r}) = -f^{4+5} \frac{\hbar^2}{8\pi m_e c} [\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{v} \times \hat{\mathbf{r}})] \times \left(\frac{1}{\lambda r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-r/\lambda}, \quad (22)$$

其中 m_e 和 c 分别为电子质量和真空光速, $\boldsymbol{\sigma}$ 为泡利矢量算符, \mathbf{v} 是自旋电子与核子间的相对速度, $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$ 则代表电子与核子间的单位矢量, \mathbf{r} 是电子与核子间的相对位移矢量, $\lambda = \hbar/m_b c$ 是质量为 m_b 的未知玻色子的康普顿波长, $f^{4+5} = g_s^e g_s^N$ 是无量纲的耦合常数.

新相互作用势能项 $V_{\text{int}}(\mathbf{r})$ 可看作电子磁矩与赝磁场的相互作用—— $V_{\text{int}}(\mathbf{r}) = \boldsymbol{\mu}_B \cdot \mathbf{B}^{\text{pse}} = \gamma_0 \hbar \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}^{\text{pse}}/2$, 故电子所受新相互作用等价于运动核子产生赝磁场 \mathbf{B}^{pse} 作用于电子. 有限体积核子以速度 \mathbf{v} 运动时所产生的赝磁场为^[35]

$$\mathbf{B}^{\text{pse}} = f^{4+5} C \int_V dV \left[(\mathbf{v} \times \mathbf{r}) \left(\frac{1}{\lambda r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-r/\lambda} \right], \quad (23)$$

式中 $C = \hbar \rho_N / (4\pi m_e c \gamma_0)$, ρ_N 为核子数密度.

新相互作用探测的实验装置图如图 4(a) 所示. 立体角为 Θ 的球壳状 BGO 晶体作为核子源, 其内外表面半径分别为 l_0, l_1 , 核子以振幅 A_n 和频率 ω_n 垂直纸面振动, 产生竖直方向的赝磁场, 磁传感器放置于球壳状核子源的球心位置用于探测赝磁场. 假设振子半径和振幅远小于 l_0 , 即 $\varepsilon_A = A_n/l_0 \ll 1$, $\varepsilon_R = R/l_0 \ll 1$, 则此时核子源的速度振幅为 $v_n = \omega_n A_n = \varepsilon_A \omega_n l_0$. 积分 (23) 式可得其产生赝磁场:

$$\mathbf{B}^{\text{pse}} = \varepsilon_A \Theta C C_\lambda(l_0) f^{4+5} \omega_n \lambda^2, \quad (24)$$

式中 $C_\lambda(l_0) = (l_0^2/\lambda^2 + 2l_0/\lambda) e^{-l_0/\lambda}$ 是关于 λ, l_0 的无量纲函数. 注意分析发现球壳状核子源中距离内表面在 7λ 以上部分对赝磁场的贡献仅在千分之一量级, 这意味着满足 $l_1 - l_0 > 7\lambda$ 的条件时可将积分上限 l_1 近似为正无穷, 计算中使用了这一条件.

若采用灵敏度为 $\eta_B(\omega)$ 的磁传感器对赝磁场进行持续时间为 T_{mea} 的测量, 可给出耦合常数 f^{4+5}

① 1984 年, Moody 和 Wilczek^[33] 提出费米子间可能存在新型长程相互作用. 2006 年, Dobrescu 和 Mocioiu^[34] 推导出新相互作用的势能函数, 并将其划分为 16 种类型, “4+5”代表其中一种依赖于自旋和速度的相互作用. 这些新相互作用可视作施加在自旋上的等效磁场, 称为赝磁场. 探测赝磁场需采用基于自旋体系的磁测量技术, 如 NV 色心、原子磁力计等, 传统设备无法探测.

精度为

$$\Delta f^{4+5} = \frac{\Delta B}{|\partial B^{\text{pse}}/\partial f^{4+5}|} = \frac{\eta_B(\omega) T_{\text{mea}}^{-1/2}}{\varepsilon_A \Theta C C_\lambda(l_0) \omega_n \lambda^2}, \quad (25)$$

$\Delta B = \eta_B(f) T_{\text{mea}}^{-1/2}$ 为磁传感器的最小可分辨磁场, 将磁传感器的灵敏度代入 (25) 式即可得到新相互作用的探测精度.

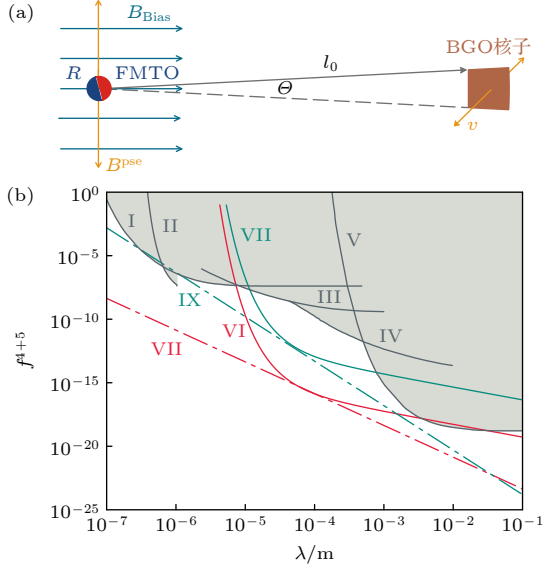


图 4 (a) 新相互作用探测示意图; (b) 新相互作用探测: I^[36], II^[35], III^[37], IV^[38], V^[39] 均为实验结果, VI 和 VII 分别对应 FMTO 和 ERL 固定间距下探测结果, VIII 和 IX 分别代表 FMTO 和 ERL 的最优结果

Fig. 4. (a) Schematic of the detection of exotic interactions; (b) exotic interactions probes: I^[36], II^[35], III^[37], IV^[38], V^[39] all are experimental results; VI and VII are the results achieved by FMTO and ERL under fixed pitch respectively, VIII and IX are the optimal results of FMTO and ERL respectively.

若使用 FMTO 磁传感器探测新相互作用, 则可通过控制偏置磁场 B_{Bias} 调节 FMTO 共振频率等于核子振动频率 ($\omega_0 = \omega_n$), 使 FMTO 系统在共振情况下以获得最佳灵敏度, 将 FMTO 和 ERL 磁传感器的灵敏度代入 (25) 式可得

$$\Delta f_{\text{FMTO}}^{4+5} = \frac{(5/2)^{1/4} C_1 (k_B T)^{1/2} \rho_m^{1/2}}{\varepsilon_A \Theta C C_\lambda(l_0) \rho_e \mu_B T_{\text{mea}}^{1/2} Q^{1/2} R^{1/2} \lambda^2 \omega_n^{1/2}}, \quad (26)$$

$$\Delta f_{\text{ERL}}^{4+5} = \frac{\sqrt{3\hbar\mu_0/2\pi}}{\varepsilon_A \Theta C C_\lambda(l_0) T_{\text{mea}}^{1/2} R^{3/2} \lambda^2 \omega_n}. \quad (27)$$

(24) 式表明传感器与核子源间距 l_0 对膺磁场的场强至关重要, 优化此参数 l_0 能够有效提高探测精度. 分析膺磁场表达式 (24) 式中 $C_\lambda(l_0)$ 的性质可发现, $l_0 = \sqrt{2}\lambda$ 处膺磁场场强最大, $l_0 \gg \sqrt{2}\lambda$ 时膺磁场随间距呈指数衰减. 这意味着探测康普顿波长为 λ 的未知玻色子传递的新相互作用时, 设置间距 $l_0 = \sqrt{2}\lambda$ 时能获得最佳探测精度. 为进一步系统分析 FMTO 和 ERL 在新相互作用领域的潜力^①, 可以假设实验条件总是满足 $l_0 = \sqrt{2}\lambda$, 此时 $R = l_0 \varepsilon_R = \sqrt{2}\lambda \varepsilon_R$ 且 $C_\lambda(l_0) = 2(1 + \sqrt{2})e^{-\sqrt{2}} \approx 1.174$, 将其代入到 (26) 式和 (27) 式即可得到参数优化后的探测结果.

图 4(b) 展示了 ERL 和 FMTO 磁传感器探测新相互作用的精度, 以及与现有工作的对比. 黑色实线 I—V 为现有实验的测量结果, VI—IX 为 FMTO 系统和 ERL 系统的理论结果 (参数 $\varepsilon_R = 1/5$, $\varepsilon_A = 1/5$, $T = 50$ mK, 核子源振动频率为 10 Hz 即 $\omega_n = 20\pi$ rad/s), 红色实线 VI 和青色实线 VII 对应 30 μm 半径的 FMTO 和 ERL 磁传感器在固定间距 $l_0 = 150 \mu\text{m}$ 时的探测结果 (见 (26) 式); 红色虚线 VIII 和青色虚线 IX 为 FMTO 和 ERL 在最优情况下所能取得的探测结果 (核子源与磁传感器间距 l_0 总是取 $l_0 = \sqrt{2}\lambda$ 的最优值以保证在康普顿波长为 λ 时取得最优结果, 见 (27) 式). 图 4(b) 显示, 已有实验的精度距离 ERL 仍有较大差距, 仅在微米和毫米量级逼近 ERL 极限.

对比图 4(b) 中曲线 VIII 和 IX 可知, FMTO 磁传感器在新相互作用探测精度上领先 ERL 高达 7 个量级, 但 ERL 在康普顿波长 λ 接近 0.1 m 时将超越 FMTO 系统. 然而目前实验在 λ 较小时探测精度较差, 故 FMTO 针对 λ 较小时的新相互作用探测拥有极大潜力, (26) 式指出 $\Delta f_{\text{FMTO}}^{4+5} \propto \rho_e^{-5/4}$, 即铁磁材料极高的关联电子自旋密度是 FMTO 超越 ERL 的重要因素.

5 总结与展望

本文提出基于悬浮铁磁扭摆振子的磁传感器方案, 深入分析了该系统的动力学响应、基础噪声和探测性能. 研究显示: 铁磁材料极高的自旋密度

① 一般而言, 在实验中改变间距 l_0 面临许多的技术挑战, 如实验装置摆放、磁传感器和噪声的标定等, 故通常情况下间距 l_0 保持不变, 这也意味着不能在所有 λ 上取得最优探测结果.

及其较强的自旋-晶格相互作用, 能够帮助 FMTO 降低磁噪声并快速平均掉热噪声和量子测量噪声, 悬浮系统则能够消除 FMTO 的夹持耗散实现极高的品质因子, 使 FMTO 能够进一步谐振放大信号, 有效克服测量噪声和环境噪声的影响, 最终达到超越 ERL 的磁灵敏度. 此外, FMTO 磁传感器在探测新型相互作用方面展现出巨大潜力, 其能够在探测精度上领先 ERL 最高 5 个量级, 领先现有实验 2—9 个量级, 这对于未来的科学研究和技术应用具有重要意义, 不仅推动了磁传感器技术的发展, 也为新相互作用的探测提供了新的思路和工具.

参考文献

- [1] Xia H, Ben-Amar Baranga A, Hoffman D, Romalis M V 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 211104
- [2] Harada S, Sasada I, Hang F 2015 *Electron. Commun. Jpn.* **98** 20
- [3] Dolabdjian C, Saez S, Reyes Toledo A, Robbes D 1998 *Rev. Sci. Instrum.* **69** 3678
- [4] Germain-Jones D T 1957 *J. Sci. Instrum.* **34** 1
- [5] Mohanty I, Nagendran R, Arasu A V T, Baskaran R, Mani A 2018 *Meas. Sci. Technol.* **29** 105601
- [6] Nabighian M N, Grauch V J S, Hansen R O, et al. 2005 *Geophysics* **70** 33
- [7] Zhao L, Yan T J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 067702 (in Chinese) [赵龙, 颜廷君 2013 物理学报 **62** 067702]
- [8] Pedersen L W, Merenyi L 2016 *J. Ind. Geophys. Union. Special Volume-2* 30
- [9] Jiang M, Su H W, Garcon A, Peng X H, Budker D 2021 *Nat. Phys.* **17** 1402
- [10] Wang Y H, Huang Y, Guo C, et al. 2023 *Sci. Adv.* **9** eade0353
- [11] Wang Y H, Su H W, Jiang M, et al. 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 051801
- [12] Su H W, Wang Y H, Jiang M, Ji W, Fadeev P, Hu D D, Peng X H, Budker D 2021 *Sci. Adv.* **7** eabi9535
- [13] Braginsky V B 1968 *Sov. Phys. JETP.* **26** 831
- [14] Braginsky V B, Vorontsov Y I 1975 *Sov. Phys. Usp.* **17** 644
- [15] Mitchell M W, Palacios Alvarez S 2020 *Rev. Mod. Phys.* **92** 021001
- [16] Vinante A, Timberlake C, Budker D, Kimball D F J, Sushkov A O, Ulbricht H 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 070801
- [17] Vinante A, Falferi P, Gasbarri G, Setter A, Timberlake C, Ulbricht H 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 064027
- [18] Jackson Kimball D F, Sushkov A O, Budker D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 190801
- [19] Fadeev P, Wang T, Band Y B, Budker D, Graham P W, Sushkov A O, Kimball D F J 2021 *Phys. Rev. D* **103** 044056
- [20] Fadeev P, Timberlake C, Wang T, et al. 2021 *Quantum. Sci. Technol.* **6** 024006
- [21] Zhang L, Liu L, Cao L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1494 (in Chinese) [张莉, 刘立, 曹力 2010 物理学报 **59** 1494]
- [22] Slezak B R, Lewandowski C W, Hsu J F, D Urso B 2018 *New J. Phys.* **20** 063028
- [23] Timberlake C, Gasbarri G, Vinante A, Setter A, Ulbricht H 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 224101
- [24] Zheng D, Leng Y C, Kong X, et al. 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 013057
- [25] Gieseler J, Novotny L, Quidant R 2013 *Nat. Phys.* **9** 806
- [26] Millen J, Fonseca P Z G, Mavrogordatos T, Monteiro T S, Barker P F 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 123602
- [27] Wang T, Lourette S, O'Kelley S R, et al. 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 044041
- [28] Schloss J M, Barry J F, Turner M J, Walsworth R L 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 034044
- [29] Callen H B, Welton T A 1951 *Phys. Rev.* **83** 34
- [30] Nimmrichter S, Hornberger K, Hammerer K 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 020405
- [31] Losby J E, Sauer V T K, Freeman M R 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 483001
- [32] Leslie T M, Weisman E, Khatiwada R, Long J C 2014 *Phys. Rev. D* **89** 114022
- [33] Moody J, Wilczek F 1984 *Phys. Rev. D* **30** 130
- [34] Dobrescu B A, Mocioiu I 2006 *J. High Energy Phys.* **11** 005
- [35] Wu L H, Lin S C, Kong X, Wang M Q, Zhou J W, Duan C K, Huang P, Zhang L, Du J F 2023 *PNAS* **120** e2302145120
- [36] Ding J H, Wang J B, Zhou X, et al. 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 161801
- [37] Wu D G, Liang H, Jiao M, Cai Y F, Duan C K, Wang Y, Rong X, Du J F 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 071801
- [38] Piegsa F M, Pignol G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 181801
- [39] Kim Y J, Chu P H, Savukov I 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 091802

Ferromagnetic torsional oscillator based magnetic field measurement and its applications*

WU Lielie REN Yichong[†] XUE Fei[‡]

(School of Physics, Hefei University of Technology, Hefei 230601, China)

(Received 1 November 2024; revised manuscript received 10 December 2024)

Abstract

The ferromagnetic-mechanical system can be used as a magnetometer by monitoring its mechanical response to magnetic signals. This system can exceed the energy resolution limit (ERL) in terms of sensitivity, due to the ultra-high spin density and strong spin-lattice interactions inherent in ferromagnetic materials. A levitated ferromagnetic-mechanical system can further enhance its quality factor by eliminating clamp dissipation, thus achieving higher magnetic sensitivity. In this work, a magnetometer is proposed based on a magnetically levitated ferromagnetic torsional oscillator (FMTO), which transforms magnetic signals into torque to drive the oscillator. An optical method is then used to measure the torsional motion and extract the magnetic signal. The resonance frequency of this FMTO system can be controlled by modifying the bias field, thus providing enhanced flexibility and control.

By analyzing the influence of fundamental noise, including thermal noise and quantum measurement noise (SQL), the relationship between the magnetic noise floor of the FMTO made of NdFeB and its radius is obtained. The SQL is much lower than both thermal noise and ERL, indicating that thermal noise is a dominant factor affecting the magnetic sensitivity of the FMTO. The magnetic sensitivity of the FMTO system at 4.2 K exceeds the ERL by three orders of magnitude, confirming the significant potential application of the FMTO system in high-precision magnetic measurements.

Searching for exotic interactions is one of the most promising applications of ultra-high sensitivity magnetic sensors. It is typically achieved by measuring pseudo-magnetic fields. The accuracy of detecting exotic interactions depends on two main factors: the magnetometer's sensitivity and the distance between the sensor and the source. The ERL presents challenges in meeting both of these factors simultaneously. Improving magnetic sensitivity typically increases the radius of the sensor, which in turn increases the distance between the sensor and the source, limiting the accuracy of detecting exotic interactions. Thus, ERL limits the accuracy of exotic interaction detection, while the FMTO, with its excellent sensitivity, is expected to significantly improve the detection of exotic interactions.

If there is an exotic interaction, the BGO nuclei oscillating perpendicular to the paper will generate a pseudo-magnetic field along the vertical direction. This pseudo-magnetic field will induce torsional motion in the FMTO. The lower limit of the coupling constant for the new interaction is determined by measuring the torsional motion. Existing experiments have approached the ERL at Compton wavelengths on millimeter and micrometer scales. However, the FMTO system, with a bias field of 1 μT , exceeds the ERL by up to five orders of magnitude in sub-centimeter Compton wavelength and the existing experimental results by two to nine orders of magnitude. These results highlight the potential advantages of FMTO-based magnetometers in probing exotic interactions.

All in all, in this work, a magnetometer configuration is proposed based on a levitated FMTO and its mechanical response, fundamental noise, magnetic performance, and applications in fundamental research are analyzed comprehensively.

Keywords: magnetometer, ferromagnetic oscillator, precision measurement, exotic interactions

PACS: 07.55.Ge, 07.55.Db, 85.35.Gv, 12.60.-i

DOI: [10.7498/aps.74.20241538](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241538)

CSTR: [32037.14.aps.74.20241538](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20241538)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12150011).

[†] Corresponding author. E-mail: renyichong@outlook.com

[‡] Corresponding author. E-mail: xfei.xue@hfut.edu.cn

基于铁磁扭摆振子的磁场测量及其应用

武列列 任益充 薛飞

Ferromagnetic torsional oscillator based magnetic field measurement and its applications

WU Lielie REN Yichong XUE Fei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 030701 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241538

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241538>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电子束离子阱光谱标定和Ar¹³⁺离子M1跃迁波长精密测量

Spectral calibration for electron beam ion trap and precision measurement of M1 transition wavelength in Ar¹³⁺

物理学报. 2022, 71(3): 033201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211663>

频域反射法光纤延时精密测量

Accurate measurement of optical fiber time delay based on frequency domain reflectometry

物理学报. 2021, 70(8): 084204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201075>

少电子离子束缚态电子g因子精密测量

Precise measurements of electron g factors in bound states of few-electron ions

物理学报. 2024, 73(20): 203103 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240683>

多量子比特WV纠缠态在Lipkin-Meshkov-Glick模型下的量子Fisher信息

Quantum Fisher information of multi-qubit WV entangled state under Lipkin-Meshkov-Glick model

物理学报. 2023, 72(22): 220302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231179>

锁相放大器的研究进展

Research progress of lock-in amplifiers

物理学报. 2023, 72(22): 224206 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230579>

稳定的高亮度低速亚稳态氦原子束流

A bright and stable beam of slow metastable helium atoms

物理学报. 2021, 70(13): 133201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201833>