arXiv:2303.04354v1 [physics.atom-ph] 8 Mar 2023

采用双正交多程腔进行弱磁场探测的高灵敏度、稳定原子矢量磁力计

S.-Q. Liu, [1] Q.-Q. Yu, [1] H. Zhou, [1] 和 D. Sheng[1], *

[1] *Department of Precision Machinery and Precision Instrumentation, Key Laboratory of Precision Scientific Instrumentation of Anhui Higher Education Institutes, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China*

本文介绍了一种用于弱磁场测量的紧凑型低温原子矢量磁力计，其原子气室内含有两个正交多程腔。在 75 ℃ 的工作温度下，受光子噪声限制，该传感器在 10 赫兹处三个轴上的磁场灵敏度均优于 45 fT/Hz$^{1/2}$ ，在 0.1 赫兹处则优于 85 fT/Hz$^{1/2}$ 。即使激光频率未锁定，该传感器在积分时间为 10^4 秒时，三个轴上的测量稳定性也优于 1.5 皮特斯拉。本文展示了传感器对旋转的响应，并进一步利用该响应在偏置磁场归零时测量传感器中原子的有效旋磁比。这种磁力计为实现超低磁场的长期稳定测量和校准迈出了重要一步。

I. 引言

高灵敏度磁力计在基础物理学研究、 [1, 2], 地质学研究 [3–6], 和生物成像 [7, 8]等领域有广泛应用。由于传感器灵敏度取决于信噪比（SNR）和所研究系统的相干时间，因此有多种方法可以提高传感器灵敏度。一种方法是使用涂层气室延长原子相干时间 [9],; 另一种方法是通过将多程气室 [10] 连接到系统来提高信噪比。对于碱金属原子，在高温自旋交换弛豫无关（SERF）工作区间内，可以同时实现这两项改进，此时原子密度高且横向去极化率受到抑制 [11]。

除磁场灵敏度外，长期测量稳定性也是磁力计在实际应用中的另一项重要参数，尤其是在需要精确比较不同时刻的测量结果时。在上述方法中，前两种方法可在相对较低的温度下工作，这有助于维持更稳定的测量环境。由于存在缓冲气体和猝灭气体，多程气室法中的原子跃迁线宽会显著展宽 [12], ，而且与涂层气室法相比，测量结果对激光束参数的依赖性较弱。

本文采用多程气室法，展示了一种在激光自由运行条件下用于弱磁场测量的高灵敏度、高稳定性原子矢量磁力计。引言之后，第二节介绍传感器的工作原理和装置，第三节给出传感器参数校准和运行测试的结果，第四节讨论传感器磁场测量的稳定性，最后在第五节总结全文。

* dsheng@ustc.edu.cn

II. 工作原理与实验装置

本文所述磁力计采用单光束零场能级交叉共振方案 [13]。电子自旋极化$\mathbf{P}$ 的动力学由布洛赫方程 [14] 描述:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \frac{1}{Q(P)}[\gamma_e \mathbf{P} \times \mathbf{B} - R_{op}(\mathbf{s} - \mathbf{P}) - R_{rel}\mathbf{P}], \quad (1)$$

其中， γ_e 为电子旋磁比，$\mathbf{B}$为外部磁场， $Q(P)$为核自旋减速因子 [15]， R_{op} 为光抽运率，$\mathbf{s}$ 为光子自旋，而 R_{rel} 为无激光束时的原子去极化率。当外部磁场表示为$\mathbf{B} = \hat{v}[B_{v,0}+B_{v,m}\cos(\omega t)]$, ，且$\hat{v}$ 垂直于泵浦光束方向时，沿泵浦光束方向的电子极化会以 ω的谐波频率调制，其基频谐波分量为 [14, 16]

$$P(\omega) = \frac{\gamma_e B_{v,0} R_{op} \sin(\omega t)}{R_{tot}^2 + (\gamma_e B_{v,0})^2} J_0\left(\frac{\gamma_e B_{v,m}}{Q(P)\omega}\right) J_1\left(\frac{\gamma_e B_{v,m}}{Q(P)\omega}\right). \quad (2)$$

这里， $R_{tot} = R_{op} + R_{rel}$，而 J_0 (J_1)分别为第一类零阶（一阶）贝塞尔函数。透射激光束的强度 I 根据 P而变化，关系式为 [15]:

$$\frac{dI(l)}{dl} = -I(l)[1 - \mathbf{s} \cdot \mathbf{P}(l)]n\sigma, \quad (3)$$

其中， l 是光在原子气室内的传播长度， n 是原子密度，σ 是原子的光子吸收截面。与原子极化类似，透射光束强度也会呈现由$B_{v,\ m}$引起的相关调制；通过对透射光束 [13]的一阶谐波信号进行解调，我们可以提取沿调制磁场方向的偏置磁场。

对于单光束零场能级交叉方案，传感器对沿

泵浦光束方向 [17, 18]的磁场不敏感。为消除这一问题，我们采用了一个由两个赫里奥特腔辅助的原子气室 [19]，如图1(b)所示。这两个赫里奥特腔相互正交放置，以避免探测盲区，并且两个腔体内部光束图样之间的垂直间距保持大于3 mm，因此在相干时间内，原子从一个腔体扩散到另一个腔体的影响可忽略不计。此类腔体键合在硅片上，并采用阳极键合技术 [20]与玻璃池连接。每个腔体由两个相同的圆柱镜组成，每个镜子的曲率半径为60 mm，直径为12.7 mm。两面镜之间的距离为11.5 mm，其对称轴之间的相对夹角为52.2°。前镜中心有一个直径为2.5 mm的孔，光束通过同一孔进入和离开腔体，并在腔体内反射21次。由于腔体内光束呈对称分布，磁力计的光束方向定义为腔体内平均光束取向 [21]，，该方向沿两腔镜中心的连线 [19]。这样，传感器光束方向对输入光束取向不敏感。该原子气室外部尺寸为21.7×21.7×25.5 mm^3，，其中充有600 torr的N_2 气体和一滴 ^{87}Rb原子。其通常通过使高频交流电流流经陶瓷加热器而在 75 °C的温度下工作，平均加热功率消耗为2.3 W，是黑体辐射极限 [13]的两倍。

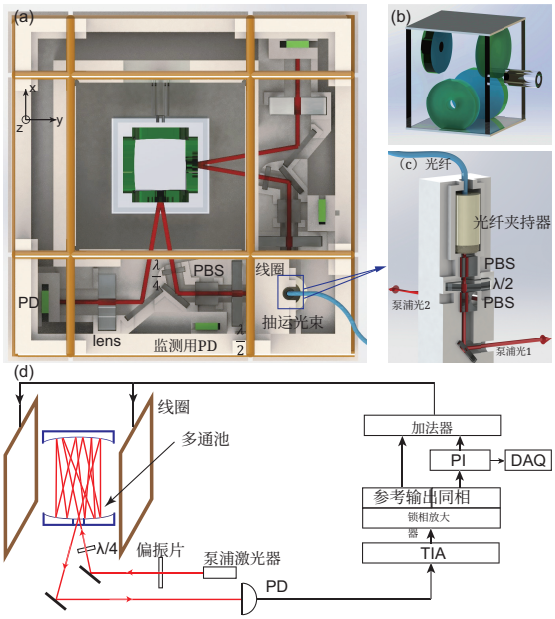


图 1: （a）矢量磁力计传感器的俯视图。（b）实验中使用的原子气室示意图，其中包含两个正交多程腔。（c）光纤出射光束分束部件的侧视图，上方的偏振分束器用于净化光束偏振，光纤固定座是一个 3D 打印结构，内含陶瓷光纤插芯和准直透镜。（d）电信号处理示意图。

如图1(a)所示，磁力计传感器的光学平台采用高精度三维（3D）打印技术制成。传感器呈立方体形状，边长为78.5 mm。一束与Rb D1跃迁谱线共振的光通过保偏光纤耦合进入传感器。如图1(c)所示，这束直径为1 mm的光被偏振分束器（PBS）分成两束，分别进入两个Herriott腔。在进入Herriott腔之前，每束光的功率有10%被分出并送至光电二极管探测器（PD），用于监测光束功率；其余光束通过四分之一波片后变为圆偏振。每个腔体的透射光束由一个PD记录。调制场由锁相放大器的信号连接产生

连接至三组相互正交的亥姆霍兹线圈。这些线圈沿着传感器外表面的槽缠绕，边长均为 74.6 mm。各方向的调制磁场幅度相近，约为 150 nT，但调制频率各不相同，范围为 1.8 kHz 至 2.7 kHz。选择这些特定的调制频率，是为了使传感器达到最佳长期稳定性，本文后文将对此进行讨论。

所有电信号均通过与传感器连接的印刷电路板传输。除温度信号外，大部分电信号都通过一根屏蔽式12芯电缆传输至控制电

子设备；温度信号则由一根T型热电偶电缆传输，加热电流由另一根独立的屏蔽电缆承载。来自光电探测器（PD）的电流信号记录了从原子气室射出的透射光束，该信号首先由跨阻放大器（TIA）转换为电压信号，然后传送至锁相放大器。如图1(d)所示，锁相放大器的同相信号被送入反馈回路，用于持续抵消各调制磁场方向上的偏置磁场。在闭环运行中，比例积分（PI）控制器的输出被记录为磁力计信号 [13]。

III. 传感器参数校准和运行测试

我们首先采用泵浦-探测方案 [22]，通过一个独立装置测量表征原子自旋动力学的参数。在零偏置磁场下，原子被共振圆偏振抽运光束极化，并由沿横向传播的失谐线偏振光束进行探测。随后关闭抽运光束，并开启一个垂直于抽运光束和探测光束的偏置磁场。我们记录探测光束偏振的法拉第旋转，由此可以提取探测光束的横向

去极化时间（T_2）和原子旋磁比（γ）。如图2 T_2 所示，当偏置磁场大于80 nT时，去极化时间为2.4 ms。随着偏置磁场进一步减小，横向弛豫受到抑制，同时原子旋磁比也相应减小，这表明系统进入SERF区。与高温情况不同的是，由于本研究中的自旋交换率较小，SERF机制在此仅能使 T_2 提高两倍。

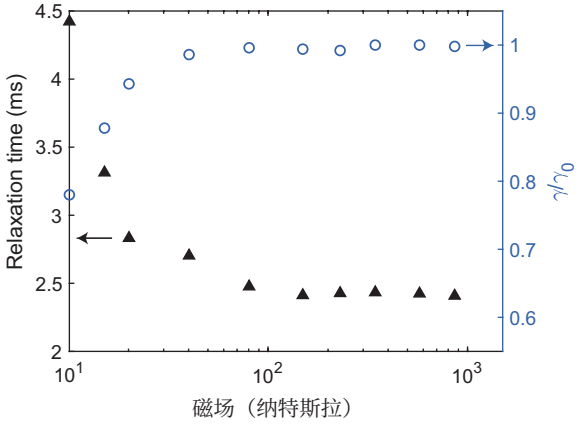


图2：原子横向弛豫时间和原子旋磁比随偏置磁场大小变化的曲线，其中 γ_0 表示自旋交换率相对于原子拉莫尔进动频率可忽略时的原子旋磁比。所有数据均在传感器置于五层坡莫合金屏蔽罩内时采集；本文其余部分中的数据也均是在这种情况下采集的。

每个腔体的注入光束功率为0.26毫瓦时，透射光束功率约为0.1毫瓦，磁力计的开环响应曲线半高全宽（FWHM）为145纳特斯拉。该传感器有两种相互独立的闭环工作模式，因为任一多程腔的信号都可用于对共同的敏感磁场方向（图1(a)中的 z 轴）进行反馈。这两种模式表现出相近的磁场灵敏度。此外，当气室温度高于75

°摄氏度。在本文其余部分中，y 轴和 z 轴的磁力计信号由同一束探测光束提取，气室温度保持在 75°摄氏度。如图3(a)所示，三个轴上的磁场灵敏度在 10 赫兹时均低于 45 fT/赫兹$^{1/2}$，其受光子噪声限制；在 0.1 赫兹时均低于 85 fT/赫兹$^{1/2}$。此外，测得不同反馈通道之间的串扰均小于 0.1%。

从机械和电气 [23]特性的角度考虑，最好在传感器头外部采用金属材料进行封装。在这种情况下，需要特别关注金属 [24]中的约翰逊噪声电流。如果在图1(a)中沿 z 轴将一块金属圆盘安装在传感器外部，则由此产生的

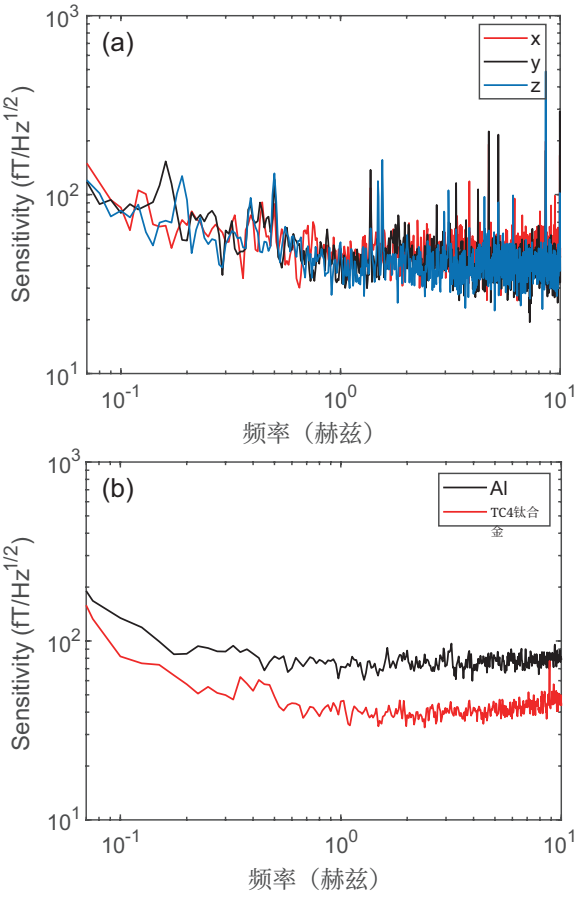


图3：(a) 同时测得传感器在三个轴上的磁场灵敏度曲线。解调过程中的时间常数将闭环带宽设为 30 赫兹，且本文其余部分均保持这一设置。(b) 在传感器的 z 方向安装一块方形 TC4钛合金或铝材料后，沿 z 轴测得的磁场灵敏度对比。该材料厚 1.6 毫米，边长 8 厘米。

原子在 z 方向上感受到的白噪声为 [24]:

$$\delta B_z = \frac{1}{\sqrt{8\pi}} \frac{\mu_0 \sqrt{k_B T \sigma t}}{d} \frac{1}{1 + d^2/r^2}. \tag{4}$$

此处，μ_0 为真空磁导率，k_B 为玻尔兹曼常数，T 为环境温度，d 为金属件中心到原子的距离，σ、t 和 r 分别为金属件的电导率、厚度和半径。对于一块常用金属制成的方形金属件，例如铝（$\sigma = 3.8 \times 10^7$ 欧姆$^{-1}\cdot$米$^{-1}$），其厚度为 1.6 mm、边长为 8 cm，且其中心距两个正交腔体中较近的腔体 28 mm。根据式（4）估算，使用较近腔体的磁力计产生的白噪声为 95 fT/Hz$^{1/2}$。图 3(b) 中的测量结果对应于

扣除光子噪声贡献后，金属件产生的磁场噪声为 65 fT/Hz$^{1/2}$ 。此处，由于式（4）仅适用于腔体的中心区域，且腔体其他部分的噪声值更低，因此计算中对噪声进行了高估。金属件产生的磁场噪声超过了图 3(a) 中传感器原有的灵敏度，因此需要寻找 σ更低的金属。一种可能的替代材料是 TC4钛合金（Ti-6Al-4V），其电导率为 $\sigma = 5.8 \times 10^5$ 欧姆$^{-1}$·米$^{-1}$。将上述测量中使用的材料换为 TC4 材料后，封装材料产生的白噪声可降低 8 倍，使得在频率高于 0.1 Hz 时，传感器原有噪声主导频域中的磁场灵敏度。图 3(b) 中的结果也证实了这一点。然而，需要强调的是，在低于 0.1 Hz 的频段内，TC4 材料产生的磁场噪声将超过传感器原有噪声。因此，金属封装不适用于对长期稳定性有要求的场合。

为展示这台三轴矢量磁力计的工作情况，我们在传感器处于闭环模式时，按照图1(d)所示，在传感器线圈中施加一系列方向不同的外部磁场 $\boldsymbol{B}_e$，并将施加磁场与传感器读数进行比较。按照参考文献 [25], 采用的方案，我们选取了41个测试点 $\boldsymbol{B}_e$ ，其中第 i个测试磁场设计为 $B_{xi} = B_{dx}(\phi_i/\pi - 1)$、 $B_{yi} = B_{dy}\cos(\phi_i)$和 $B_{zi} = B_{dz}\sin(\phi_i)$，其中 $\phi_i = i/N \times 2\pi$ 和$N = 40$。图4(a)显示了 $\boldsymbol{B}_e$ 的各分量，其数值分别为B_{dx}=43.87 nT、 B_{dy}=41.72 nT和 B_{dz}=44.15 nT。这些点在磁场空间中形成的曲线如图4(b)所示。测量结果表明，三个轴上施加磁场与传感器读数之间的偏差均在0.1%以内。

作为一种气体自旋传感器，这种磁力计也对外部旋转敏感；频率为 Ω 的旋转会沿旋转轴产生有效磁场 $\Delta B = \Omega/\gamma$ 。在这种情况下，可利用外部旋转对γ进行原位校准。这为前述“自由感应衰减”方法提供了一种补充方案；当闭环模式下偏置磁场为零时，该方法不适合测量有效原子旋磁比。我们将传感器的测试平台放置在电动旋转台上，并控制旋转速率

以恒定的加速度和减速度率 $|a|$沿着 y 轴旋转。如图5所示，旋转频率 Ω 随时间线性变化，范围为 $\Omega_m/2\pi = 5$ deg/s。同一图中还显示了沿 y 轴记录的传感器信号，闭环磁力计的读数如预期般与 Ω 同步。通过在保持 Ω_m 不变的同时，将 $|a|$ 设为若干不同值，我们提取了零偏置磁场下 $\gamma/\gamma_0 = 0.70 \pm 0.02$ 的加权结果。

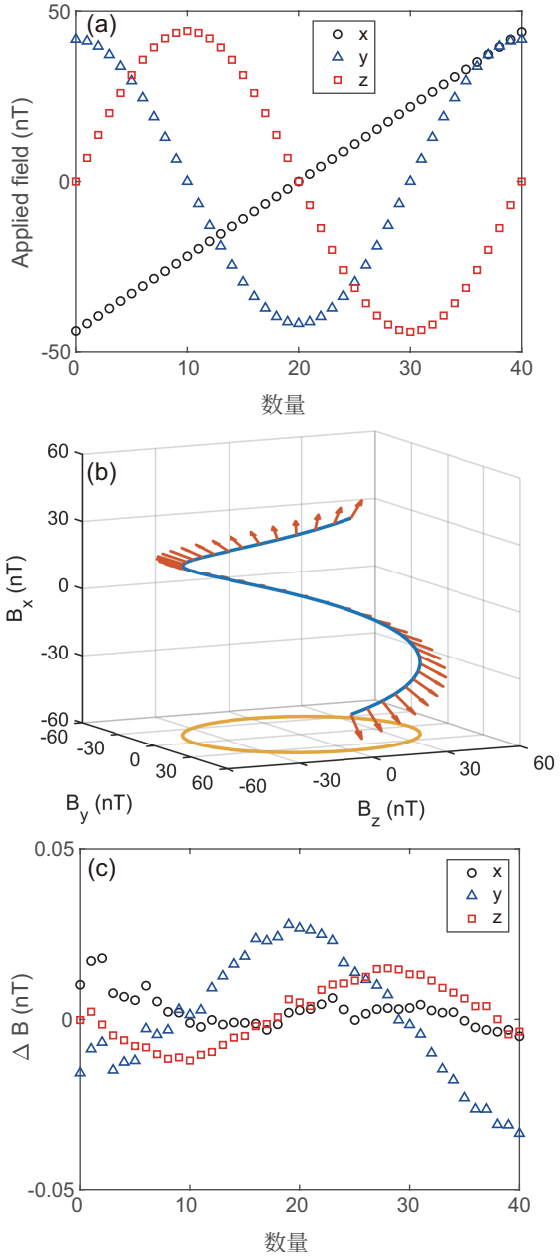


图4：(a) 用于测试矢量磁力计运行情况的 $\boldsymbol{B}_e$ 的41个点。(b) 在磁场空间中可视化的 $\boldsymbol{B}_e$ 。蓝线是由这41个点构成的曲线，红色箭头表示磁场方向，黄色圆表示蓝色曲线在 B_y-B_z 平面上的投影。(c) 三个轴上施加磁场与传感器读数之间的偏差。

IV. 传感器测量稳定性

这款矢量磁力计的磁场测量结果取决于多个实验参数。除了前文提到的旋转效应，气室温度也是另一个重要的实验

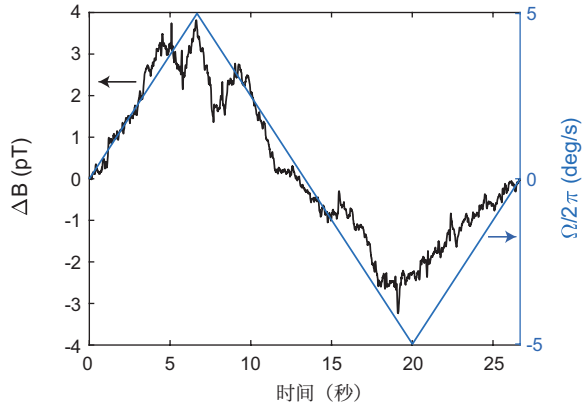


图5：测试平台旋转频率和传感器响应随时间的变化，其中旋转速率处于相同的加速度和减速度率下。

参数，它与原子密度直接相关。图 6(a) 中的实验结果表明，要使传感器达到 1 皮特斯拉的测量稳定性，温度稳定性需优于 0.4 ℃；使用温控系统在实践中较容易达到这一要求。我们还注意到，虽然磁力计在y 轴和 z 轴上的结果随温度的变化趋势相似，但它们与 x 轴上的结果存在明显差异。这部分是因为， y 轴和 z 轴的信号取自同一束探测光束，而x 轴的信号则取自另一束探测光束。

激光参数，包括光束功率和频率，是影响测量稳定性的主要实验因素。它们对测量的影响源于光抽运速率、光频移变化及其他技术原因所产生的综合效应。如图6(b)所示，当光束功率波动超过20%时，磁场测量结果的变化可能超过10皮特斯拉。这些光束功率依赖性可用三次多项式函数很好地拟合。利用这些拟合结果以及传感器提供的光束功率监测信号，即使不锁定光束功率，也能进行校正，从而消除光束功率效应对磁力计测量结果的影响。本文使用的分布式布拉格反射器（DBR）二极管激光器（Photodigm PH795DBR 二极管激光器，采用 TO-8 封装，最大输出功率为 80 毫瓦）的激光频率通常每天会波动 200 兆赫兹，同时环境温度会变化数摄氏度。

为了测量该传感器的稳定性，我们在夜间让磁力计以闭环模式运行，且不对激光束参数进行任何控制。图 7(a) 和 (b) 中的数据点展示了对长达 10 小时的磁力计数据在频域和时域中的分析。积分时间约为 3 小时时，稳定性

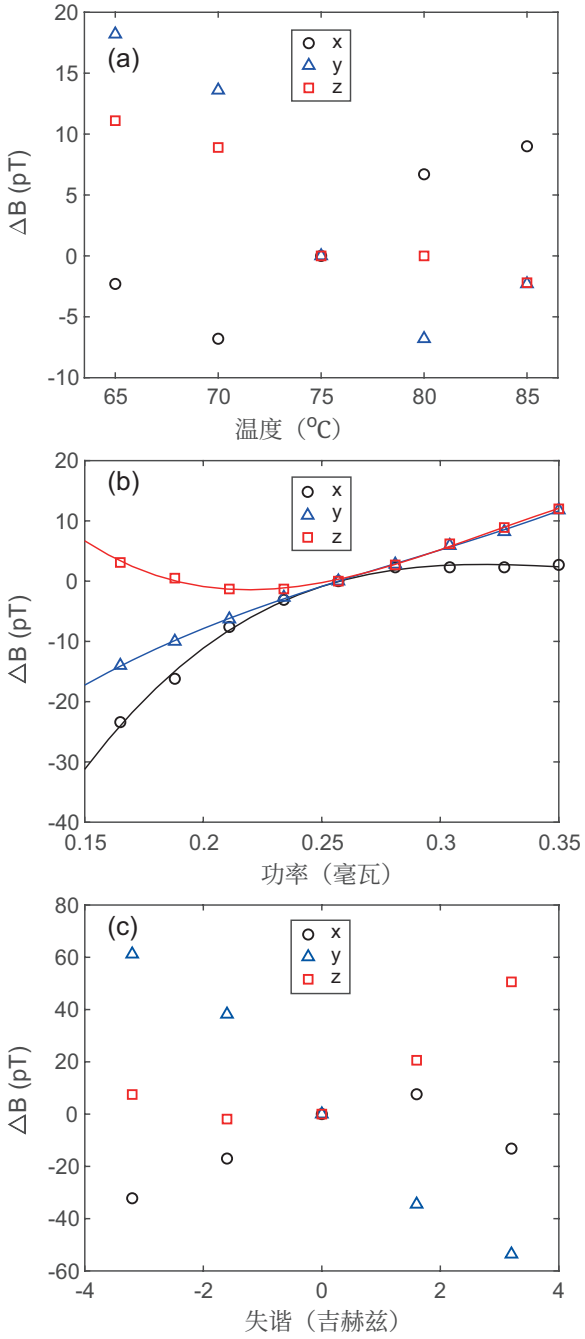


图 6：图 (a)、(b) 和 (c) 分别展示了测量结果对气室温度、进入多程腔前的光束功率以及光束频率的依赖关系。图 (b) 中的实线是使用三次多项式函数拟合得到的结果。

x 轴测得的磁场仍优于 1 皮特斯拉，但 y 轴和 z 轴的结果分别达到 3 和 4 皮特斯拉。这些原始数据的结果在校正光束功率效应后，可改善两倍以上。同一图中以虚线表示的所得数据集表明，三个轴上的测量稳定性均优于

积分时间为 10^3 秒时，测量稳定性优于 0.2 皮特斯拉，超过了采用涂层气室的零场矢量磁力计的表现 [26]。积分时间为 10^4 秒时，三个轴上的测量稳定性均优于 1.5 皮特斯拉，其中最佳者优于 0.3 皮特斯拉。这一性能与用于搜寻中子电偶极矩的先进标量磁力计相当 [27]。对于图 7(b) 所示的时间尺度，激光频率漂移尚不是造成测量不稳定性的重要因素。

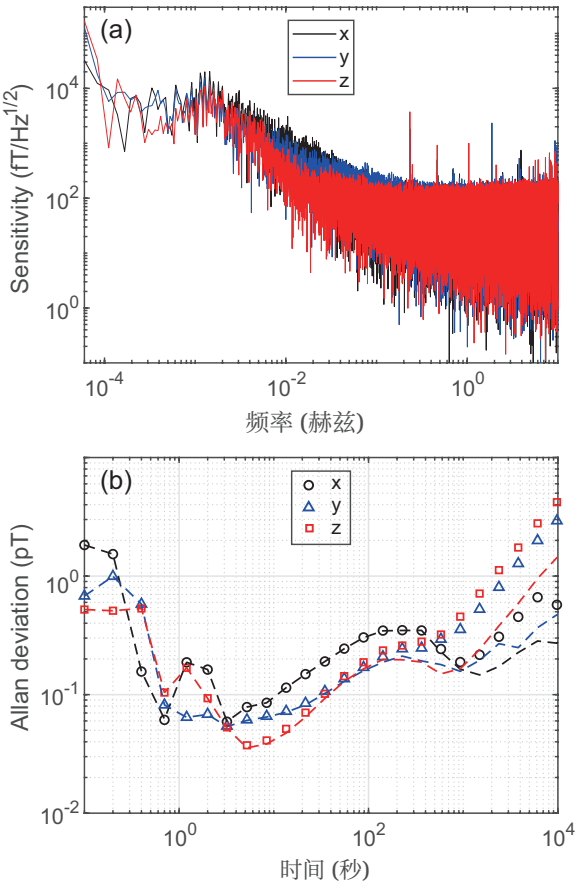


图 7：图 (a) 为一组持续 10 小时的磁力计数据的谱密度图。1 毫赫兹附近的凸起是由气室温度不稳定造成的，该温度由 T 型热电偶进行控制。图 (b) 为图 (a) 中测量结果的阿伦偏差结果，分别显示了校正（虚线）和未校正（符号）光束功率效应的情况。

需要强调的是，图 7(b) 所示测量结果成立的另一个重要条件是，调制场的拍频及其若干主要谐波均超出传感器的探测带宽。否则，如图 8 所示，传感器的长期稳定性将受到干扰。还有其他几种方案也能实现类似的传感器闭环运行。在这些替代方案中，多个方向上的调制场具有相同的频率，仅相位不同 [17]。通过比较不同方案，我们从测量结果中发现，当前方案（即三个方向上的调制场彼此独立）受到频率拍频问题的影响最为显著。然而，按照前述测量中采用的方式加以注意后，我们也发现，正是本文采用的这种独立调制场方案，使传感器在三个轴上均获得了最佳的长期测量稳定性。

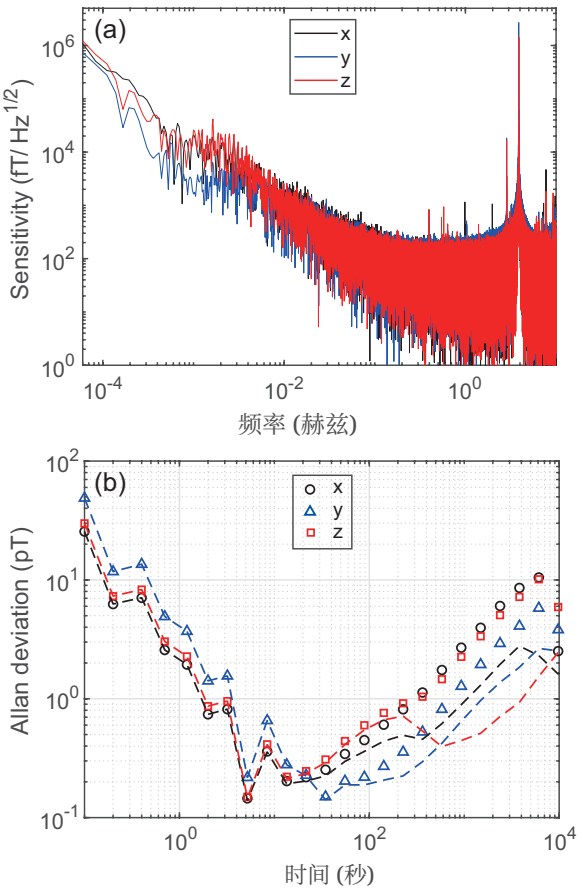


图 8：图中内容与图 7 相同，但调制场的拍频信号出现在 10 赫兹以下的频域中。

V. 结论

总之，我们展示了一种由双正交多程腔辅助的紧凑型原子矢量磁力计。该仪器可在低温和含有缓冲气体的环境中工作，即使未进行激光锁定，在积分时间为 10^4 秒时，弱磁场测量稳定性仍优于 1.5 皮特斯拉。经过适当改造后，该装置也有望扩展至地磁场范围 [20, 28] 。

该传感器有几个方面可以改进。其一是

进一步减小传感器尺寸并降低功耗，这可以通过缩短腔长进而减小单元尺寸来实现。另一方面是测量稳定性。可以合理预期，该传感器在数天甚至更长时间内的测量稳定性可达到约 1 皮特斯拉，而这种测量稳定性是超低场校准的必要条件。在这一时间尺度内，需要对激光参数实施更多控制。我们已经制定了一种新的光束功率锁定方案，所需功率和空间成本较低，并提出了一种稳健的方法来避免调制频率拍频问题 [29]。对于光束频率锁定，已有一些成熟的方法 [30, 31]。然而，为了实现极致小型化，考虑到我们只需要大约每隔几小时对光束频率进行一次反馈调节。

致谢

本研究部分工作在中国科学技术大学（USTC）微纳研究与制造中心完成。本研究得到国家自然科学基金委员会（NSFC，项目编号：11974329）以及中国科学院（CAS）科学仪器设备发展项目（项目编号：YJKYYQ20200043）的资助。

[1] N. Sachdeva、I. Fan、E. Babcock、M. Burghoff、T. E. Chupp、S. Degenkolb、P. Fierlinger、S. Haude、E. Kraegeloh、W. Kilian、S. Knappe-Gr¨uneberg、F. Kuch-ler、T. Liu、M. Marino、J. Meinel、K. Rolfs、Z. Salhi、A. Schnabel、J. T. Singh、S. Stuiber、W. A. Terrano、L. Trahms 和 J. Voigt，利用 ^{3}He共磁测量和SQUID探测确定的 ^{129}Xe永久电偶极矩新上限，《物理评论快报》**123**，143003（2019）。[2] S. Afach、B. C. Buchler、D. Budker、C. Dailey、A. Dere-vianko、V. Dumont、N. L. Figueroa、I. Gerhardt、Z. D. Gruji´c、H. Guo、C. Hao、P. S. Hamilton、M. Hedges、D. F. J. Kimball、D. Kim、S. Khamis、T. Kornack、V. Lebedev、Z.-T. Lu、H. Masia-Roig、M. Monroy、M. Padniuk、C. A. Palm、S. Y. Park、K. V. Paul、A. Pe-naflor、X. Peng、M. Pospelov、R. Preston、S. Pustelny、T. Scholtes、P. C. Segura、Y. K. Semertzidis、D. Sheng、Y. C. Shin、J. A. Smiga、J. E. Stalnaker、I. Sulai、D. Tan-don、T. Wang、A. Weis、A. Wickenbrock、T. Wilson、T. Wu、D. Wurm、W. Xiao、Y. Yang、D. Yu 和 J. Zhang（GNOME合作组），利用全球光学磁力计网络搜寻拓扑缺陷暗物质，《自然·物理》**17**，1396（2021）。[3] M. Nabighian、V. Grauch、R. Hansen、T. LaFehr、Y. Li、J. Peirce、J. Phillips 和 M. Ruder，75周年纪念——磁法在勘探中的历史发展，《地球物理学》**70**，33ND（2005）。[4] H. B. Dang、A. C. Maloof 和 M. V. Romalis，利用原子磁力计进行超高灵敏度磁场和磁化强度测量，《应用物理快报》**97**，151110（2010）。[5] M. D. Prouty、R. Johnson、I. Hrvoic 和 A. K. Ver-shovskiy，光学磁力测量：地球物理应用，载于 *Optical Magnetometry*（剑桥大学出版社，2013），第319–333页。[6] H. Yang、X. Peng、A. Gooday、B. Jones、J. Li、S. Liu、W. Huang、Z. Sun、S. Chen、S. Dasgupta、H. Xu、S. Liu、W. Xu 和 K. Ta，磁性有孔虫在马里亚纳海沟繁盛，《地球化学展望快报》**21**，23（2022）。[7] R. Zhang、W. Xiao、Y. Ding、Y. Feng、X. Peng、L. Shen、C. Sun、T. Wu、Y. Wu、Y. Yang、Z. Zheng、X. Zhang、J. Chen 和 H. Guo，记录脑活动于无-

利用光泵原子磁力计测量屏蔽后的地磁场，Science Advances **6**，eaba8792（2020）。[8] M. Limes、E. Foley、T. Kornack、S. Caliga、S. McBride、A. Braun、W. Lee、V. Lucivero 和 M. Romalis，便携式磁测量：在环境场中检测生物磁学，Phys. Rev. Applied **14**，011002（2020）。[9] S. J. Seltzer、M.-A. Bouchiat 和 M. V. Balabas，原子磁测量用表面涂层，载于 *Optical Magnetometry*，

D. Budker 和 D. F. Jackson Kimball 编（剑桥大学出版社，2013），第205–224页。[10] S. Li、P. Vachaspati、D. Sheng、N. Dural 和 M. V. Romalis，铷蒸气在多通池中产生超过100 rad的光旋转，Phys. Rev. A **84**，061403（2011）。[11] J. C. Allred、R. N. Lyman、T. W. Kornack 和 M. V. Romalis，不受自旋交换弛豫影响的高灵敏度原子磁力计，Phys. Rev. Lett. **89**，130801（2002）。[12] M. V. Romalis、E. Miron 和 G. D. Cates，氦-3、氦-4、氮和氙对铷谱线的压力展宽：谱线中心和近翼，Phys. Rev. A **56**，4569（1997）。[13] D. Sheng、A. R. Perry、S. P. Krzyzewski、S. Geller、J. Kitching 和 S. Knappe，微加工光泵磁梯度仪，Appl. Phys. Lett. **110**，031106（2017）。[14] V. Shah 和 M. V. Romalis，利用椭圆偏振光实现无自旋交换弛豫磁测量，Phys. Rev. A **80**，013416（2009）。[15] S. Appelt、A. B. Baranga、C. J. Erickson、M. Romalis、A. R. Young 和 W. Happer，氦-3和氙的自旋交换光泵浦理论，Phys. Rev. A **58**，1412（1998）。[16] C. Cohen-Tannoudji、J. Dupont-Roc、S. Haroche 和 F. Lalo¨e，光泵原子在零磁场中的若干能级交叉共振。I. 理论，Rev. Phys. Appl. **5**，95（1970）。[17] E. Boto、V. Shah、R. M. Hill、N. Rhodes、J. Osborne、C. Doyle、N. Holmes、M. Rea、J. Leggett、R. Bowtell 和 M. J. Brookes，利用光泵磁测量三轴检测神经磁场：在儿童中的可行性与应用，NeuroImage **252**，119027

（2022）。[18] Y. Yan、J. Lu、S. Zhang、F. Lu、K. Yin、K. Wang、B. Zhou 和 G. Liu，SERF区运行的三轴闭环光泵磁力计，Opt. Express **30**，18300（2022）。[19] J. A. Silver，简单密集图案光学多通池，Appl. Opt. **44**，6545（2005）。[20] B. Cai、C.-P. Hao、Z.-R. Qiu、Q.-Q. Yu、W. Xiao 和 D. Sheng，赫里奥特腔辅助的全光原子矢量磁力计，Phys. Rev. A **101**，053436（2020）。[21] Q.-Q. Yu、S.-Q. Liu、C.-Q. Yuan 和 D. Sheng，利用单束振幅调制光束实现无光频移、无死区的基于原子取向的标量磁测量，Phys. Rev. Applied **18**，014015（2022）。[22] C.-P. Hao、Z.-R. Qiu、Q. Sun、Y. Zhu 和 D. Sheng，非共振射频场与强自旋交换碰撞原子之间的相互作用，Phys. Rev. A **99**，053417（2019）。[23] S. J. Seltzer 和 M. V. Romalis，无屏蔽的无自旋交换弛豫原子磁力计三轴矢量工作模式，Appl. Phys. Lett.**85**，4804（2004）。[24] S.-K. Lee 和 M. V. Romalis，计算简单几何形状的高磁导率磁屏蔽和导电物体产生的磁场噪声，J. Appl. Phys. **103**，084904（2008）。[25] H. Zheng、Z. Sun、G. Chatzidrosos、C. Zhang、K. Nakamura、H. Sumiya、T. Ohshima、J. Isoya、J. Wrachtrup、A. Wickenbrock 和 D. Budker，利用金刚石中单一轴向的氮空位中心实现无微波矢量磁测量，Phys. Rev. Appl. **13**，044023（2020）。[26] G. Bison、V. Bondar、P. Schmidt-Wellenburg、A. Schnabel 和 J. Voigt，灵敏且稳定的矢量磁力计用于零场和有限磁场操作的磁力计，《Opt. Express》**26**，17350（2018）。[27] C. Abel、S. Afach、N. J. Ayres、G. Ban、G. Bison、K. Bodek、V. Bondar、E. Chanel、P.-J. Chiu、C. B. Crawford、Z. Chowdhuri、M. Daum、S. Emmenegger、L. Ferraris-Bouchez、M. Fertl、B. Franke、W. C. Grif- fith、Z. D. Gruji´c、L. Hayen、V. H´elaine、N. Hild、M. Kasprzak、Y. Kermaidic、K. Kirch、P. Knowles、H.-C. Koch、S. Komposch、P. A. Koss、A. Kozela、J. Krem- pel、B. Lauss、T. Lefort、Y. Lemi`ere、A. Leredde、A. Mtchedlishvili、P. Mohanmurthy、M. Musgrave、O. Naviliat-Cuncic、D. Pais、A. Pazgalev、F. M. Piegsa、E. Pierre、G. Pignol、P. N. Prashanth、G. Qu´em´ener、M. Rawlik、D. Rebreyend、D. Ries、S. Roc- cia、D. Rozpedzik、P. Schmidt-Wellenburg、A. Schn- abel、N. Severijns、R. T. Dinani、J. Thorne、A. Weis、E. Wursten、G. Wyszynski、J. Zejma 和 G. Zsigmond，光抽运铯磁力计实现对中子电偶极矩的高灵敏度搜索，《Phys. Rev. A》**101**，053419（2020）。[28] D. Sheng、S. Li、N. Dural 和 M. V. Romalis，利用多程气室实现亚飞特斯拉标量原子磁测量，《Phys. Rev. Lett.》**110**，160802（2013）。[29] H. Zhou、X. Wang、S. Liu 和 D. Sheng，准备中。[30] D. Wolfgang，

Laser Spectroscopy: Vol. 2 Experimental，第 版 *Techniques* 4 2008（Springer，柏林，）。[31] C. Lee、G. Z. Iwata、E. Corsini、J. M. Higbie、S. Knappe、M. P. Ledbetter 和 D. Budker，小型二色原子蒸气激光锁定，《Rev. Sci. Instrum.》**82**，043107（2011）。