一种采用自由感应衰减的多次通过光泵铷原子磁力仪

Lulu Zhang，[1] Yongbiao Yang，[1] Ni Zhao，[1] Jun He，[1,2] 和 Junmin Wang[1,2,a)]1)量子光学与量子光学器件国家重点实验室，山西大学光电子研究所，中国太原 *030006*2)极端光学协同创新中心，山西大学，中国太原 *030006*

本文介绍了一种由射频磁场驱动的自由感应衰减（FID）型光泵铷原子磁力仪。在时域和频域中研究了铷蒸气室温度、泵浦光束功率、射频磁场强度和静磁场强度等参数对自由感应衰减信号振幅及半高全宽（FWHM）的影响。同时，通过改变探测光束与原子系综相互作用的光程，比较了单程和三程探测光束情形下磁力计的灵敏度。与单程探测光束情形下 ∼21.2 pT/Hz$^{1/2}$ 的灵敏度相比，三程探测光束情形下的自由感应衰减信号振幅显著增强，灵敏度提升至 ∼13.4 pT/Hz$^{1/2}$。本文的研究为后续研究不同缓冲气体压力对半高全宽的影响提供了参考，也为进一步通过采用偏振压缩光作为探测光束来提高自由感应衰减铷原子磁力仪的灵敏度、实现超越光子散粒噪声水平的灵敏度奠定了基础。

arXiv:2301.08437v1 [physics.atom-ph] 20 Jan 2023

一、引言

磁力计是许多领域中测量磁场的重要工具，尤其适用于弱磁场测量。不同类型的磁力计具有不同的灵敏范围。磁通门磁力计是应用最广泛的商用磁力计之一，基于电磁感应原理，其可测量的最小磁场通常处于 nT 量级。金刚石中的氮空位（NV）中心磁力计[1]，利用金刚石中的 NV 中心，已实现达到 pT 量级的磁场测量，可用于凝聚态物理学及其他领域。超导量子干涉器件（SQUID）磁力计[2], 基于超低温液氦系统，已达到亚 fT 量级，但高昂的维护成本和严苛的环境要求限制了其广泛应用。原子磁力仪能够测量 aT 量级的磁场，其性能可与 SQUID 相媲美。此外，原子磁力仪易于小型化，且成本低廉，因此在近几十年中发展迅速。目前，原子磁力仪已广泛应用于医学领域的心磁图和脑磁图[3−5]，以及空间探索领域的宇宙暗物质探测[6−8]。它在军事探测、导航和其他领域[9−11]也发挥着重要作用。原子磁力仪包括无自旋交换弛豫（SERF）原子磁力仪、Mz磁力仪、Mx磁力仪等。SERF 原子磁力仪主要工作在低频率和近零磁场环境中，并具有极高的原子数密度[12]；其灵敏度已达到亚 fT/Hz 量级[1/2]。Mz磁力仪[13] 和 Mx磁力仪[14] 通常使用圆偏振光束或椭圆偏振光束对原子进行极化，并检测磁场。

a)通讯作者：wwjjmm@sxu.edu.cn；ORCID：0000-0001-8055- 000X

性光束对原子进行极化并检测磁场。此外，相干布居俘获（CPT）原子磁力仪[15]，、全光 Bell–Bloom 原子磁力计[16], 和自由感应衰减（FID）原子磁力计[17,18] 也得到了广泛应用。

自由感应衰减原子磁力仪通过拉莫尔频率提取磁场信息。在原子自旋极化过程中，Erling Riis 等人使用椭圆偏振光，在微加工铯蒸气室中使原子样品极化[19]。他们比较了频率调制和振幅调制对灵敏度的影响，并通过振幅调制实现了 3.9 pT/Hz$^{1/2}$ 的磁场灵敏度。S. G. Li 等人采用连续或突发采样模式来分析系统的频率性能[20]。在连续采样模式下，系统在保持良好灵敏度的同时获得了较高的测量带宽；这有助于进一步应用于对测量带宽要求较高的磁力计或传感器阵列。H. F. Dong 等人展示了一种基于自由感应衰减磁力计的分布式磁场测量方案[21]。在 0.6–100 Hz 的带宽内，磁场灵敏度达到 10 pT/Hz$^{1/2}$ 。该模式能够对测量范围内的磁场分布成像，可用于磁源定位及其他应用。除了静磁场测量，自由感应衰减磁力计还可用于跟踪和测量变化磁场[22−24]。多通道方案也应用于磁场测量设备。目前的多通道方案通常分为两类。D. Sheng 等人将两面圆柱形反射镜置于铷蒸气室中，形成 42 次通光配置，并将反向传播的两束光用作梯度仪[25]。通过在脉冲模式下抑制原子自旋交换弛豫，获得了 0.54 fT/Hz$^{1/2}$ 的灵敏度。S. G. Li 等人通过在蒸气室中增设两面高反射率反射镜，使光束在气室中多次反射[20]，实现了 0.2 pT/Hz$^{1/2}$ 的灵敏度。Dumke 等人展示了一种腔增强型

全光学原子磁力仪，其方法是将铯蒸气室置于低精细度腔内[26]。

对于原子磁力仪，光子散粒噪声（PSN）是灵敏度的主要限制因素之一。克服这一限制因素的一种理想方法是使用超越光子散粒噪声的压缩光来替代相干光。一些研究团队采用不同的方法产生压缩光，并将其应用于原子磁力仪；这些方法均成功证明了压缩光对原子磁力仪的量子增强效应[27–29]。2010年，M. Mitchell团队初步展示了利用压缩水平为 - 3.2 dB 的 795纳米偏振压缩光对铷原子磁力仪进行量子增强测量。灵敏度从 46 nT/Hz$^{1/2}$ 提升至 32 nT/Hz$^{1/2}$ [30]。2021年，该团队进一步将偏振压缩光引入 Bell–Bloom 全光原子磁力仪，并分析了不同频段的主要噪声 [31]。我们团队展示了一种基于法拉第旋转的铷原子磁力仪[^]，并引入斯托克斯算符S_2 偏振压缩光替代相干光；通过使用压缩水平为 −3.7 dB[32]的偏振压缩光，证明了压缩光在 10 kHz 分析频率下的量子增强效应。

本文介绍了自由感应衰减铷原子磁力仪的构建方法，并在时间上分离泵浦光束、射频磁场的 $\pi/2$脉冲和探测光束，以避免三种场在时间上重叠所造成的相互影响。我们分析并优化了自由感应衰减铷原子磁力仪的参数，并展示了单程和三程探测光束，以探究在不改变空间分辨率的情况下，探测光束与原子系综相互作用的光程所产生的影响，为进一步探索利用斯托克斯算符S_2偏振压缩光提升原子磁力仪灵敏度奠定了坚实基础。

II. 实验装置

我们的实验装置如图1所示。一个 20 × 20 ×20 mm^3 的天然丰度铷蒸气室，其四个窗口的外表面均镀有795纳米增透膜；室内还含有100 TorrN_2 气体，作为荧光猝灭气体，以抑制自旋极化破坏
由激发态原子返回基态时产生的随机偏振态荧光引起；N_2 气体还可作为缓冲气体，降低自旋弛豫率。自旋弛豫是由原子间的自旋交换碰撞以及原子与蒸气室内壁之间的自旋破坏碰撞引起的。采用带孔的方形柔性薄膜电加热器（孔径为~12mm）作为加热器，由交流电驱动。使用PT100热敏电阻作为温度传感元件，并使用商用温度控制器（ANTHONE LU-920）进行温度控制。当温度控制在

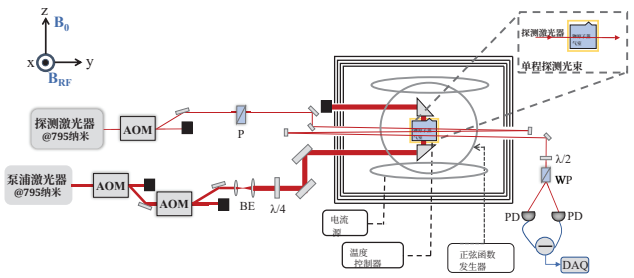

图 1. 实验装置。AOM：声光调制器；BE：光束扩展器； λ/4：四分之一波片； λ/2：半波片；P：偏振片；WP：沃拉斯顿棱镜；PD：光电探测器；DAQ：数据采集系统。

~100 ℃。原子蒸气室置于四层坡莫合金（μ金属）磁屏蔽罩内，以屏蔽环境磁场。屏蔽因子大于50,000，剩磁小于1 nT。同时，沿Z轴和X轴分别放置两对亥姆霍兹线圈，以产生静磁场B_0 和射频磁场B_{RF}。波长为795纳米的外腔二极管激光器（ECDL）发出的泵浦光束依次通过两个声光调制器（AOM）。第一个AOM主要用于反馈，以稳定泵浦功率并减小强度波动的影响。第一个AOM产生的频移由第二个AOM补偿，后者也用于控制泵浦光束的开关。泵浦光束经扩束后，通过 λ/4波片变为圆偏振光，从侧孔进入磁屏蔽罩，并经直角棱镜穿过蒸气室。扩束后的光束直径约为10 mm，穿过蒸气室的传播方向与静磁场B_0一致。类似地，线偏振探测光束也通过一个AOM进行开关控制。如图1所示，我们在探测光束的光路中加入两面高反射镜，实现了多程测量。光束直径约为2 mm，其方向大致垂直于射频磁场；探测光束沿Y轴穿过蒸气室后进入偏振仪（由 λ/2、沃拉斯顿棱镜和平衡差分探测器组成），以检测探测光束偏振面的旋光信号。数据采集卡DAQ（NI-USB6363）用于采集自由感应衰减信号。

III. 理论分析

100 Torr N_2 气体压力下铷原子自旋极化的物理图像如图 2a 所示。忽略核自旋的影响时，铷原子 $5^2S_{1/2}$ 态的塞曼能级分别为 $m_J = +1/2$ 和 $m_J = -1/2$。当圆偏振光束与铷 D1 线（$5^2S_{1/2}$–$5^2P_{1/2}$）共振时，处于 $m_J = -1/2$ 的原子可跃迁至 $m_J = +1/2$，而处于 $m_J = +1/2$ 态的原子不会吸收圆偏振光束

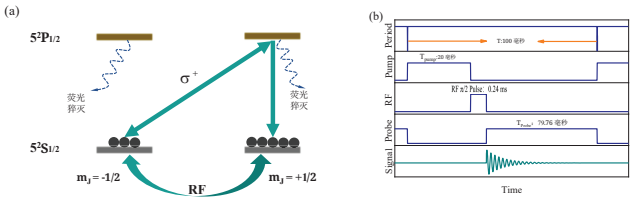

图 2.（**a**）在适当的N_2 气体压强下铷原子系综自旋极化的物理图像；（**b**）时间序列图及典型时间间隔。

并处于暗态。激发态发生原子自发辐射后，原子会回落至 $m_J = -1/2$ 和 $m_J = +1/2$ 基态。随着这一过程持续进行，大多数原子最终会转移至暗态$m_J = +1/2$，从而形成自旋极化态。在此过程中，偏振方向随机的光子被 N_2气体吸收，以避免破坏原子自旋极化[33]。由于静磁场 B_0, , $m_J = +1/2$ 和 $m_J = -1/2$ 发生塞曼分裂，其频率为拉莫尔频率。

在原子被布居到自旋极化态后，施加具有拉莫尔频率的射频磁场，原子便会在基态m_J= +1/2和$m_J = -1/2$之间来回跃迁，这就是磁共振跃迁。该过程也可以用布洛赫球表示。塞曼态$m_J = +1/2$和$m_J = -1/2$可视为一个静止的二能级系统，分别表示为 $|0\rangle$态和 $|1\rangle$态，对应布洛赫球的北极和南极；球面上的任意一点则表示这两个态的叠加。初始原子自旋极化处于 $|0\rangle$态，与静磁场B_0的方向平行。改变射频磁场的脉冲持续时间，可使原子自旋极化旋转至布洛赫球上的任意一点，表现为自旋极化矢量在探测光方向上的不同投影值。随后，原子自旋极化会继续围绕静磁场B_0以拉莫尔频率自由演化，直至达到热平衡态。通常，当射频磁场为 $\pi/2$ 脉冲时，原子自旋极化会从北极旋转90°至赤道面，此时自旋极化矢量在探测方向上的投影值最大。当射频磁场为 π 脉冲时，原子自旋极化会从北极旋转180°至南极，自旋极化方向与静磁场平行，此时其在探测方向上的投影值最小。此外，射频磁场的强度决定了射频磁场与原子系综之间的相互作用时间，二者成反比。然而，随着射频磁场强度增大，磁场的不均匀性也会增加，可能引发其他问题，例如磁共振线宽展宽，因此必须选择合适的射频磁场强度。

这一过程也可以用经典图像来解释。在实验室坐标系中，如果原子磁矩 μ 因力矩L（$L = \mu \times B_0$）而以 ω_0 的角频率围绕磁场 B_0 进动，那么角动量F 的动力学方程如下：

$$dF/dt = \omega_0 \times F = \gamma F \times B_0 \tag{1}$$

γ 是原子的旋磁比。从上式可以得出，当施加角频率为 ω的射频磁场B_{RF}时，$B_0 = \omega/\gamma$。此时，若引入旋转坐标系，则角动量的进动方程如下：

$$dF/dt = \gamma F \times B_{eff} \tag{2}$$

其中，$B_{eff} = B_0 + \omega_0/\gamma + B_{RF}$为有效磁场。在本实验中，我们研究了 $\omega = \omega_0$情况下磁矩的变化。由于法拉第旋转效应，可以检测到原子磁矩在探测光束方向上的投影矢量，且输出信号与投影值成正比[34]。在原子蒸气室中，碰撞（原子之间、原子与蒸气室内壁之间，以及原子与缓冲气体之间的碰撞）会导致磁矩取向发生变化。若考虑原子极化的弛豫过程，并假设原子磁矩的初始相位为 φ，则偏振仪输出的自由感应衰减信号可表示如下[35]:

$$S_{signal} = A\mu sin(\gamma B_{RF} t) cos(\omega_0 t + \varphi) \times exp(-t/T_2) \tag{3}$$

其中，A 是比例系数，T_2 是原子自旋横向弛豫时间。根据该方程可知，自由感应衰减信号与射频磁场强度有关。当 $\gamma B_{RF} t = \pi/2$时，也就是说，射频磁场以 $\pi/2$ 脉冲的形式作用，输出信号的幅度最大。输出信号经快速傅里叶变换（FFT）后，其信噪比（SNR）和半峰全宽（FWHM） Γ 会直接影响磁力计的灵敏度[33]:

$$\delta B = \hbar\Gamma/[g\mu_B \times (SNR)] \tag{4}$$

这里，$\hbar$ 是约化普朗克常数，g 是朗德因子，μ_B 是玻尔磁子。

时间序列图如图 2b 所示。在一个完整的周期 T 内，我们首先开启泵浦光束足够长的时间，以确保原子自旋充分极化。随后关闭泵浦光束，并开启射频磁场，持续 $\pi/2$ 脉冲。最后，开启探测光束以检测自由感应衰减信号。该设计可有效避免三个场因时间重叠而产生的相互影响。

射频磁场的设置模式（$\pi/2$ 脉冲模式）如图 3a 所示。在射频磁场的作用下，原子在相邻的塞曼能级之间来回跃迁。因此，偏振仪输出了逐渐衰减的信号，与呼吸模相似。射频磁场在第一个呼吸模达到最大值时关闭，这一时刻即为

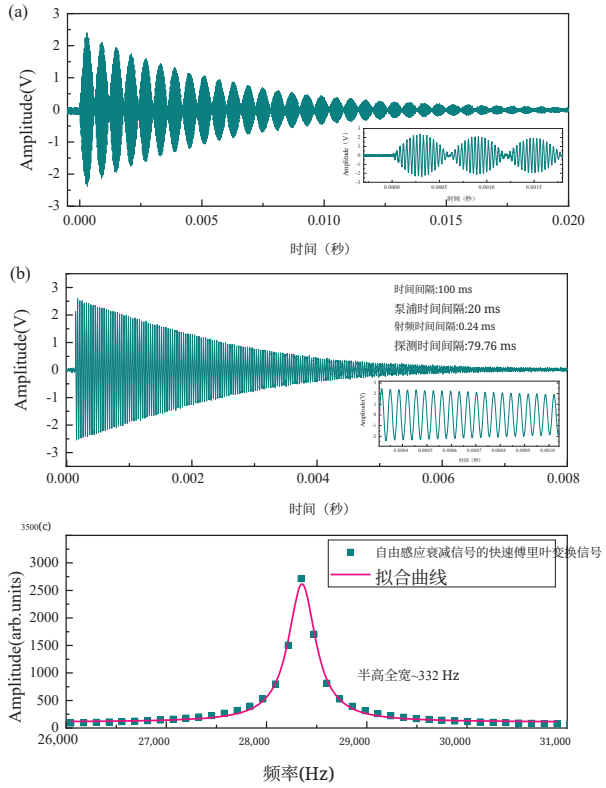

图 3. **(a)** 存在射频磁场时的磁共振信号；**(b)** 自由感应衰减信号；**(c)** 自由感应衰减信号的快速傅里叶变换。

脉冲时刻。值得注意的是，随着射频磁场强度增加，完成一个呼吸模所需的时间会缩短，$\pi/2$ 脉冲的持续时间也会缩短。因此，若改变射频磁场强度，就应同时调整射频磁场的开启时间，以保持 $\pi/2$ 脉冲。射频磁场关闭时，探测光束（T_{probe} = T $-T_{pump}$ − 射频 $\pi/2$ 脉冲）开启，以检测拉莫尔进动频率，如图 3b 所示。快速傅里叶变换后的典型半高全宽约为 332 Hz，如图 3c 所示。在后续的最优参数研究中，典型参数 T 设为 100 ms，T_{pump} 设为 20 ms，射频磁场设为 $\pi/2$ 脉冲模式。

IV. 参数优化

A. 铷原子数密度

在研究^{85}Rb 和 ^{87}Rb 的原子数密度对自由感应衰减信号幅度及快速傅里叶变换后半高全宽的影响时，我们将其他参数保持如下：产生射频磁场的线圈电流为 4 mA；探测光功率为 100 μW；相对于 $5S_{1/2}(F_g = 3)–5P_{1/2}(F_g = 2)$ 跃迁，频率红失谐 45 GHz；

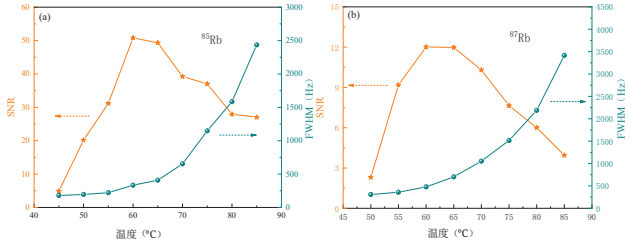

图 4. 不同原子数密度对 ^{85}Rb 原子系综（**a**）和 ^{87}Rb 原子系综（**b**）快速傅里叶变换后半高全宽和信噪比的影响。

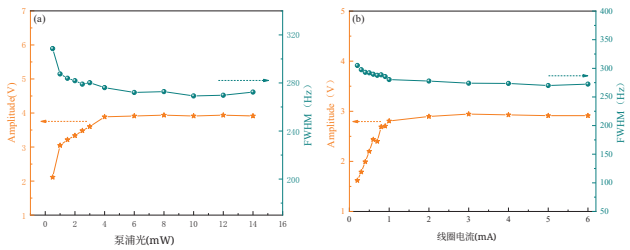

图 5. （**a**）信号幅度和半高全宽随泵浦功率的变化——产生射频磁场的线圈电流为 4 mA；（**b**）信号幅度和半高全宽随射频磁场的变化——泵浦功率为 15 mW。对于（**a**、**b**），其他参数条件如下：探测光功率为 100 μW，频率相对于 ^{85}Rb 原子的 $5S_{1/2}(F_g = 3)–5P_{1/2}(F_g = 2)$ 跃迁红失谐 45 GHz。泵浦光束与 Rb 原子的 $5S_{1/2}(F_g = 3)–5P_{1/2}(F_g = 2)$ 跃迁共振。

分别对应 ^{85}Rb 的跃迁和^{87}Rb 的 $5S_{1/2}(F_g = 2)–5P_{1/2}(F_g = 1)$ 跃迁。泵浦功率为 15 mW，且分别与^{85}Rb 的 $5S_{1/2}(F_g = 3)–5P_{1/2}(F_g = 2)$ 跃迁和 ^{87}Rb 的 $5S_{1/2}(F_g = 2)–5P_{1/2}(F_g = 1)$ 跃迁共振。对于我们的原子蒸气室，原子数密度增加并不一定有利于半高全宽和信噪比。如图 4a、b 所示，随着原子数密度增加，半高全宽呈上升趋势，而 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 的信噪比在 60 °C.由于天然丰度较低，^{87}Rb 的半高全宽和信噪比均不如^{85}Rb，因此将温度控制在 60 °C，并在后续实验中使用 ^{85}Rb。

B. 泵浦光束的功率

如图 5a 所示，随着泵浦功率增加，信号幅度增大，而半高全宽减小。当泵浦功率达到 4 mW 时，原子极化达到最大值。泵浦功率进一步增加后，信号幅度和半高全宽趋于稳定。后续实验中，我们将泵浦功率控制在 15 mW。

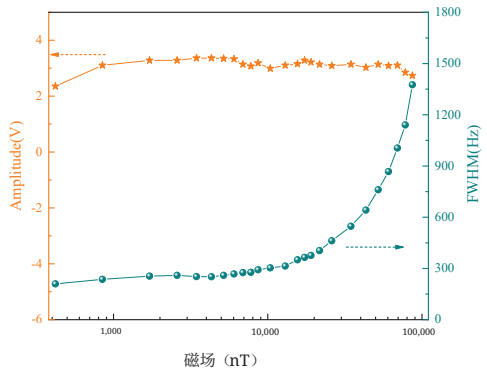

图 6. 自由感应衰减信号幅度和半高全宽随静磁场的变化。

C. 不同射频磁场强度

射频磁场强度也会影响信号幅度和半高全宽。如图 5b 所示，我们通过改变线圈电流来调节射频磁场强度。线圈电流较小时，只能使部分原子沿垂直于原子极化的方向极化，因此法拉第旋转信号的幅度和半高全宽均不理想。当线圈电流增加到 2 mA 时，信号达到饱和。进一步增大射频磁场强度后，法拉第旋转信号的幅度和半高全宽趋于稳定，并且我们没有观察到由射频磁场不均匀性导致的展宽。后续实验中，我们采用 3 mA。

D. 不同静磁场强度

图 6 显示了不同静磁场下法拉第旋光信号的幅度和半高全宽的变化。随着静磁场增强，信号幅度没有显著变化，但静磁场达到一定值时，半高全宽显著增大。这可能是由非线性塞曼效应以及静磁场增强所导致的不均匀性引起的。

V. 单程和三程探测光束下磁力计的性能比较

对单程和三程探测光束情形下磁力计的灵敏度进行了比较和研究。图 7a 展示了数据采集系统采集到的典型信号，此时周期约为 7.7 ms，泵浦光束开启了 5 ms。插图显示了一个周期内的信号。随后对输出信号进行快速傅里叶变换，并对峰值进行拟合。拟合得到的中心频率即为拉莫尔频率，如图 7b、c 所示。与单程探测光束情形相比，可以看出，信号幅

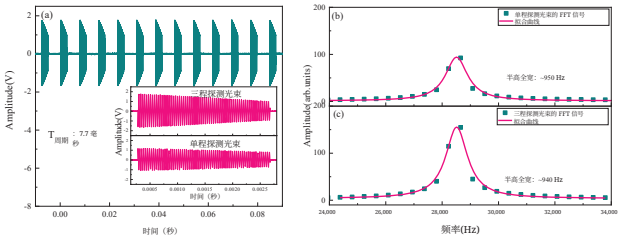

图 7. **(a)** 平衡差分光电二极管的输出信号（插图：同一周期内单程和三程探测光束情形下的自由感应衰减信号）；**(b,c)** 单程和三程探测光束情形下一个周期内自由感应衰减信号的快速傅里叶变换。

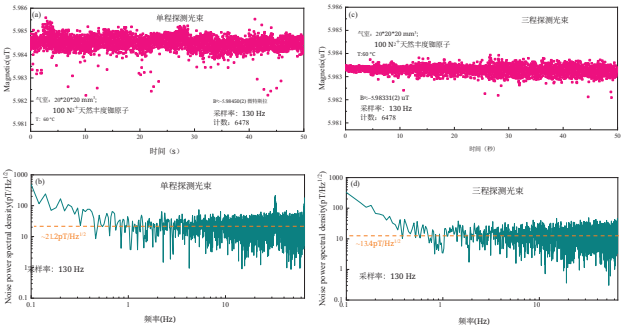

图 8. **(a)** 单程探测光束情形下测得的磁场数据集，周期为 ~7.7 ms；**(b)** 对 **(a)** 中数据计算得到的功率谱密度——橙色虚线表示计算得到的噪声底 ~21.2 pT/Hz$^{1/2}$，带宽为 65 Hz；**(c)** 三程探测光束情形下测得的磁场数据集，周期为 ~7.7 ms；**(d)** 对 **(c)** 中数据计算得到的功率谱密度——橙色虚线表示计算得到的噪声底 ~13.4 pT/Hz$^{1/2}$，带宽为 65 Hz。

度在三程探测光束情形下显著增大，这是因为探测光束与原子系综相互作用的光程更长。

在图 7b、c 中，根据公式 $\omega = \gamma \cdot B$ 将拉莫尔频率值换算为磁场值（^{85}Rb 基态（F = 3）的旋磁比 γ 为 4.66743 Hz/nT）。通过重复测量获得一系列磁场值，并计算其功率谱密度（PSD）。图 8a–d 分别展示了采样率为 130 Hz、采样周期数为 6478 时，单程和三程探测光束情形下磁力计的磁场值及灵敏度。磁力计的灵敏度分别为 21.2 pT/Hz$^{1/2}$ 和 13.4 pT/Hz$^{1/2}$，该结果通过对灵敏度值进行统计平均计算得出，表明灵敏度已显著提高。根据磁场值分布的统计平均值，单程探测光束情形下的静磁场值为 5.98450(2) ±(4) μT，三程探测光束情形下为 5.98331(2) ± (2) μT。换言之，探测光束与原子系综相互作用的光程增加，并未导致磁场值的误差分布增大。

表 I. 自由感应衰减磁力计单程和三程探测光束情形的参数。

	信号 (V)	噪声(V)	半高全宽(Hz)	灵敏度 (pT/Hz$^{1/2}$)
单程探测情形	0.864	0.056	950	21.2
三程探测情形	1.368	0.056	940	13.4

单程和三程探测光束情形下的参数如表 1 所示。当探测光束三次通过蒸气室时，信号幅度增大，但噪声幅度和半高全宽几乎不变。从表中可以看出，持续增加相互作用的光程可进一步提高磁力计的灵敏度，而且半高全宽不会进一步增大；但需要注意的是，探测光需要多次通过蒸气室，这对磁场均匀性提出了更高要求。

VI. 灵敏度分析与讨论

对于光泵原子磁力计而言，磁场的不均匀性也是影响灵敏度的主要因素。实验系统中使用的静磁场 B_0 和射频磁场 B_{RF}也存在不均匀性的潜在风险。特别是，磁场不均匀性的增加不仅会展宽磁共振谱，还会对灵敏度产生不利影响。这是我们进一步研究的方向。当系统得到优化后，磁力计的灵敏度主要受量子噪声限制，即原子自旋投影噪声δB_{at}和PSN δB_{ph} [36–38]。原子自旋投影噪声可以通过原子自旋压缩得到抑制[39,40]。PSN则可以通过引入压缩光加以抑制。在此前的工作中，我们课题组在基于法拉第旋转[32], 的铷原子磁力仪中引入斯托克斯算符 S_2 偏振压缩光，实现了灵敏度的提升；我们还系统分析了频率失谐对压缩水平的影响，发现当探测光与铷原子共振时，压缩水平会出现明显损失。这表明，具有较大频率失谐的探测光更适合与偏振压缩光兼容。在我们展示的Mz磁力仪中，只有圆偏振光与原子跃迁谱线共振，因此与压缩光的兼容性并不理想[41]。在自由感应衰减型铷原子磁力仪系统中，具有较大频率失谐的探测光完全满足引入偏振压缩光的条件；然而，在我们的系统中，在引入压缩光之前进行优化，使系统噪声达到PSN至关重要，例如降低光的强度涨落、磁场的不均匀性等。此外，为避免射频磁场不均匀性对灵敏度造成潜在影响，并减少射频磁场带来的额外时间开销，后续实验中可以考虑采用贝尔–布卢姆方案，通过泵浦光振幅调制取代射频磁场，

从而在后续实验中采用斯托克斯算符 S_2偏振压缩光，以超越PSN。

VII. 结论

本文详细阐述了自由感应衰减型光泵铷磁力计的物理图像，并系统地分析和优化了各参数与自由感应衰减信号之间的依赖关系。重要的是，为消除三个场之间的串扰，我们系统中的泵浦光束、 $\pi/2$ 射频磁场脉冲和探测光束按顺序控制，彼此独立。研究展示了探测光束与原子系综之间的光程对灵敏度的影响。结果表明，光程相互作用与自由感应衰减磁力计的信噪比成正比；在不改变空间分辨率的情况下，灵敏度从21.2 pT/Hz$^{1/2}$ 提升至13.4 pT/Hz$^{1/2}$。此外，探测光束频率大失谐的双光束自由感应衰减铷原子磁力计，避免了测量偏差[42]导致的检测阶段原子共振吸收。这一结果为后续采用斯托克斯算符 $\hat{S}_2$ 偏振压缩光[2] 提高信噪比，进而提升磁力计灵敏度奠定了基础。与先前的研究[32,41], 相比，自由感应衰减型铷原子磁力计能够更广泛、更准确地测量磁场，且不局限于实时跟踪磁场。此外，我们还初步展示了在单光束线偏振法拉第旋转磁力计中，通过795纳米$\hat{}$斯托克斯算符S_2 偏振压缩光实现量子增强；灵敏度从28.3 pT/Hz$^{1/2}$ 提升至19.5 pT/Hz$^{1/2}$[32]。此外，文献[31], 通过使用偏振压缩光，实现了磁力计灵敏度提升17%的量子增强。这意味着，我们可以通过引入斯托克斯算符S_2偏振压缩光而非相干光，使以探测光偏振旋转角度测得的信噪比超过光子散粒噪声，并显著提高灵敏度。

资助

本项目得到国家自然科学基金委员会（项目编号：11974226、61875111）和山西省研究生教育创新项目（项目编号：2022Y022）资助。

利益冲突

作者声明不存在需要披露的利益冲突。

参考文献

[1] Casola, F.; van der Sar, T.; Yacoby, A. 利用基于金刚石中氮-空位中心的磁力测量探测凝聚态物理。《Nat. Rev. Mater.》2018, 3, 17088.[2]Vasyukov, D.; Anahory, Y.; Embon, L.; Halbertal, D.; Cuppens, J.; Neeman, L.; Finkler, A.; Segev, Y.; Myasoedov, Y.; Rappaport, M.L.; 等. 扫描型超导量子干涉器的单电子自旋灵敏度。《Nat. Nanotechnol.》2013, 8, 639–644.[3]Sander, T.H.; Preusser, J.; Mhaskar, R.; Kitching, J.; Trahms, L.; Knappe, S. 使用芯片级原子磁力计进行脑磁图测量。《Biomed. Opt. Express》2012, 3, 981–990.[4] Kamada, K.; Sato, D.; Ito, Y.; Natsukawa, H.; Okano, K.; Mizutani, N.; Kobayashi, T. 使用新开发的高灵敏度原子磁力计紧凑型模块进行人体脑磁图测量。《Jpn. J. Appl. Phys.》2015, 54, 026601.[5] Alem, O.; Sander, T.H.; Mhaskar, R.; LeBlanc, J.; Eswaran, H.; Steinhoff, U.; Okada, Y.; Kitching, J.; Trahms, L.; Knappe. 使用微加工光泵磁力计阵列进行胎儿心磁图测量。《Phys. Med. Biol.》2015, 60, 4797–4811. [6]Mateos, I.; Patton, B.; Zhivun, E.; Budker, D.; Wurm, D.; Ramos-Castro, J. 亚毫赫兹频率下原子磁力计的噪声表征。《Sens. Actuat. A Phys.》2015, 224, 147–155.[7]Korth, H.; Strohbehn, K.; Tejada, F.; Andreou, A.G.; Kitching, J.; Knappe, S.; Lehtonen, S.J.; London, S.M.; Kafel. 基于铷同位素 ^{87}Rb 的空间用微型原子标量磁力计。《J. Geophys. Res. Space Phys.》2016, 121, 7870–7880.[8] Jiang, M.; Su, H.W.; Garcon, A.; Peng, X.H.; Budker, D. 利用自旋放大器搜寻类轴子暗物质。《Nat. Phys.》2021, 17, 1402–1407. [9] Paoletti, V.; Buggi, A.; Pasteka, R. 利用多尺度位场方法探测未爆炸弹药。《Pure Appl. Geophys.》2019, 176, 4363–4381.[10] Shockley, J.A.; Raquet, J. 利用磁场变化进行地面车辆导航。《Navigation》2015, 61, 237–252.[11] Canciani, A.; Raquet, J. 机载磁异常导航。《IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.》2017, 53, 67–80.[12] Allred, J.; Lyman, R.N.; Kornack, T.W.; Romalis, M.V. 不受自旋交换弛豫影响的高灵敏度原子磁力计。《Phys. Rev. Lett.》2002, 89, 130801.[13] Gu, Y.; Sh, R.H.; Wang, Y.H. 分布反馈激光泵浦铯原子磁力计灵敏度相关参数研究。《物理学报》2014, 63, 110701.（中文）[14]Su, S.; Zhang, G.; Bi, X.; He, X.; Zheng, W.; Lin, Q. 面向室温应用的椭圆偏振激光泵浦 Mx 磁力仪。《光学快报》2019年，27，33027。[15] Belfi, J.; Bevilacqua, G.; Biancalana, V.; Cartaleva, S.; Dancheva, Y.; Moi, L. 用于无屏蔽环境中心脏信号检测的铯相干布居囚禁磁力仪。《美国光学学会杂志B辑》2007年，24，2357–2362。[16] Bell, W.E.; Bloom, A.L. 光驱动自旋进动。《物理评论快报》1961年，6，280–281。[17] Savukov, I.M.; Romalis, M.V. 利用原子磁力仪进行核磁共振检测。《物理评论快报》2005年，94，123001。[18]Zhang, R.; Klinger, E.; Bustos, F.P.; Akulshin, A.; Guo, H.; Wickenbrock, A.; Budker, D. 利用钠蒸气定向发射进行远距离磁力测量。《物理评论快报》2021年，127，173605。[19] Hunter, D.; Piccolomo, S.; Pritchard, J.D.; Brockie, N.L.; Dyer, T.E.; Riis, E. 基于微加工铯蒸气室的自由感应衰减磁力仪。《物理评论A》2018年，10，014002。[20] Li, S.G.; Liu, J.S.; Jin, M.; Tetteh, A.K.; Dai, P.F.; Xu, Z.K.; Eric-Theophilus, N.T. 使用光学多程池的千赫兹带宽高灵敏度标量原子磁力仪。《测量》2022年，190，110704。[21] Liu, C.; Dong, H.F.; Sang, J.J. 利用数字微镜器件和原子蒸气室实现亚毫米分辨率磁场成像。《应用物理快报》2021年，119，114002。[22]Hunter, D.; Jiménez-Martínez, R.; Herbsommer, J.; Ramaswamy, S.; Li, W.; Riis, E. 利用铯基自由感应衰减磁力仪进行波形重建。《光学快报》2018年，26，30523–30531。[23] Miao, P.X.; Yang, S.Y.; Wang, J.X.; Lian, J.Q.; Tu, J.H.; Yang, W.; Cui, J.Z. 基于泵浦-探测非线性磁光旋转的铷原子磁力仪。《物理学报》2017年，66，160701。（中文）。[24]Wilson, N.; Perrella, C.; Anderson, R.; Luiten, A.; Light, P. 通过瞬时相位提取实现宽带原子磁力测量。《物理研究评论》2020年，2，013213。[25] Sheng, D.; Li, S.; Dural, N.; Romalis, M.V. 利用多程池实现亚飞特斯拉标量原子磁力测量。《物理评论快报》2013年，110，160802。[26] Crepaz, H.; Ley, L.Y.; Dumke, R. 腔增强原子磁力测量。《科学报告》2015年，5，15448。[27]Horrom, T.; Singh, R.; Dowling, J.P.; Mikhailov, E.E. 采用低频压缩的量子增强磁力仪。《物理评论A》2012年，86，023803。[28] Novikova, I.; Mikhailov, E.E.; Xiao, Y. 原子传感器中的过量光学量子噪声。《物理评论A》2014年，91，051804。[29] Otterstrom, N.; Pooser, R.C.; Lawrie, B.J. 利用可实现的原位光学压缩进行非线性光学磁力测量。《光学快报》2014年，39，1012001。[30] Wolfgramm, F.; Cere, A.; Beduini, F.A.; Predojevi´c, A.; Koschorreck, M.; Mitchell, M.W. 压缩光光学磁力测量。《物理评论快报》2010年，105，053601。[31] Troullinou, C.; Jiménez-Martínez, R.; Kong, J.; Lucivero, V.G.; Mitchell, M.W. 高灵敏度光泵磁力仪中的压缩光增强与反作用规避。《物理评论快报》2021年，127，193601。[32] Bai, L.L.; Wen, X.; Yang, Y.L.; Zhang, L.L.; He, J.; Wang,

Y.H.; Wang, J.M. 基于法拉第旋转的量子增强铯原子磁力仪：采用795纳米斯托克斯算符压缩光。《光学杂志》**2021年**，*23*，085202。[33] Budker, D.; kimbal, D.F.J.光学磁力测量；剑桥大学出版社：英国剑桥，2013年；第98–99页。[34] Miao, P.X.; Zheng, W.Q.; Yang, S.Y.; Wu, B.; Cheng, B.; Tu, J.H.; Ke, H.L.; Yang, W.; Wang, J.; Cui, J.Z.; 等。基于自由自旋进动的宽量程自锁式原子磁力仪。《美国光学学会杂志*B*辑》**2019年**，*36*，819–828。[35] Yang, B.; Miao, P.X.; Shi, Y.C.; Feng, H.; Zhang, J.M; Cui, J.Z; Liu, Z.D. 双能级磁共振经典物理图像的理论与实验研究。《中国激光》**2020年**，*47*，1012001。（中文）。[36] Budker, D.; Romalis, M. 光学磁力测量。《自然·物理》**2007年**，*3*，227–234。[37] Budker, D.; Gawlik, W.; Kimball, D.F.; Rochester, S.M.; Yashchuk, V.V.; Weis, A. 原子中的共振非线性磁光效应。《现代物理评论》**2002年**，*74*，1153–1201。[38] Pustelny, S.; Wojciechowski, A.; Gring, M.; Kotyrba, M.; Zachorowski, J.; Gawlik, W. 基于磁力测量的非线性磁光旋转，振幅调制光。《应用物理学杂志》**2008年**，*103*，063108.[39] Bao, H.; Duan, J.; Jin, S.; Lu, X.; Li, P.; Qu, W.; Wang, M.; Novikova, I.; Mikhailov, E.E.; Zhao, Ka.; et al. 通过预测与回溯测量实现原子的自旋压缩。《自然》**2020年**，*581*，159–163.[40] Shah, V.; Vasilakis, G.; Romalis, M.V. 利用连续量子非破坏测量实现高带宽原子磁力测量。《物理评论快报》**2010年**，*104*，013604.[41] Zhang, L.L.; Bai, L.L.; Yang, Y.L.; Yang, Y.B.; Wang, Y.H.; Wen, X.; He, J.; Wang, J.M. 采用再泵浦激光提高光泵铯原子磁力仪的灵敏度。《物理学报》**2021年**，*70*，230702。（中文）。[42] Hunter, D.; Dyer, T.E.; Riis, E. 基于拉姆齐式探测的高精度光泵磁力仪。《光学快报》**2022年**，*47*，1230–1233。