arXiv:2602.10931v1 [physics.atom-ph] 11 Feb 2026

用于磁力测量的低压碱金属蒸气池中的探针辅助去布居泵浦

M. E. Limes，* J. Smoot、J. Perez、J. Freeman、C. Amano-Dolan 和 D. Peters
National Security Institute, Virginia Tech, Blacksburg, VA, 24061, USA

W. Lee*Department of Physics, Harvard University, Cambridge, MA, 02138, USA*(日期：2026年2月12日)

在精密原子磁力测量中，碱金属蒸气池内加入惰性缓冲气体，可显著展宽超精细跃迁，从而促进光抽运并减少扩散弛豫，同时还能实现非辐射激发态猝灭。我们展示了超精细流形可分辨的低缓冲气体压力（低于 50 托）碱金属蒸气室，同样能够实现高性能磁力计。为使 ^{87}Rb达到高偏振度，我们使用窄线宽 σ_+ 光对 $F = 2$ 态进行光抽运，同时调谐探测光束，使其能够去布居 $F = 1$ 态（与 $F = 2$ 相差$\Delta\nu = 6.8$ GHz）。探测光调谐还可实现 $F = 2$ 探测，兼具高光旋转和低探测光展宽；我们在一个 25 托、0.5 cc 的蒸气室内演示了上下梯度测量，其地磁场自由进动磁力计灵敏度为 18 fT/$\sqrt{\text{Hz}}$，带宽为 1 kHz；此外，在 110 kHz 附近的窄频带内，射频磁力计灵敏度达到 12 fT/$\sqrt{\text{Hz}}$。

热碱金属蒸气系统在全球最灵敏的磁场测量方面可与超导量子干涉器件媲美 [1]。热原子系统在便携式传感方面具有多项优势，例如可在加热状态下运行，而超导量子干涉器件则需要低温冷却和杜瓦瓶。微型高性能原子传感器正迅速走向成熟，这得益于单模垂直腔面发射激光器和阳极键合气室等关键创新 [2]。商用近零场原子磁力计在磁屏蔽条件下用于脑磁图（MEG）研究方面展现出巨大潜力，这类研究涉及轻微运动 [3–5], , 并采用广受欢迎的自旋交换弛豫自由（SERF）原子磁力计 [6]。然而，SERF 原子磁力计以及自由进动标量磁力计等其他类型的碱金属磁力计，在地磁场及更高磁场下的灵敏度会显著降低，这是由于碱金属原子内部超精细耦合所导致的效应，例如自旋交换弛豫 [7] 和航向误差 [8, 9]。

便携式自由进动原子磁力计具有较高的动态范围和线性度，因此即使在未屏蔽的地球磁场中也能达到足够的性能，检测脑磁图（MEG）信号 [10, 11], 并用于其他各种应用。这些特性源于对总磁场 B作用下进动的自旋进行频率测量 ω 。在这里，校准由旋磁比 $\gamma = \omega/B$ [12–15], 提供，而不是像SERF和射频 [16] 传感器那样测量电压与磁场；后者需要频繁校准。在磁屏蔽环境中，标量磁力计也展现出媲美其他精密测量方式 [17–19]的高性能。因此，人们对开发提升标量磁力计功能的方法兴趣浓厚 [20], , 其中包括引入磁场调制以实现矢量传感 [21–23]。

对于精密磁力测量，通常会向蒸气室中加入足量缓冲气体（N_2的压力高于50托），以提高光抽运效率并减缓扩散壁弛豫 [24–29]。在这里，吸收线展宽有助于兼顾宽线宽和窄线宽半导体激光器的效率：对于前者，展宽能使吸收线与宽激光光谱的重叠增加；对于后者，展宽则能确保所有基态超精细态都可被泵浦。展宽的代价包括峰值吸收效率降低，以及入射线偏振探测光束产生的最大光学旋光减弱[30]。我们表明，仔细调谐探测光可辅助低缓冲气体压力蒸气室中的光抽运，从而获得较高的极化度，同时保留较大的光学旋转以用于探测。我们给出了基础理论，并通过实验展示了标量磁力计和射频磁力计的高灵敏度与高带宽。探测光辅助的去布居泵浦还能抑制超精细耦合效应（例如航向误差），并提高对强磁场和磁场梯度引起的非均匀退相干的耐受性。这些特性对于多种高性能原子磁测量应用都很重要，例如脑磁图、磁导航 [31],和中子电偶极矩搜索 [32]。

标量自由进动磁力计的最佳工作方式是将碱金属原子完全极化至边缘态，以最大化信噪比，并通过抑制自旋交换弛豫来提供 T_2 扩展 [8, 18]。无论是沿垂直于所测标量磁场 B_0的平面进行脉冲式光抽运，还是先进行纵向光抽运，再施加 $\pi/2$ 翻转脉冲，最终产生的横向自旋极化都会绕总磁场 B_0自由进动；在检测周期内不使用泵浦激光，以避免光频移。探测光的频率经过调节以最大化灵敏度，这需要权衡：一方面最大化初始光旋转，另一方面降低探测光展宽，直至其与次大的弛豫速率（通常为自旋交换弛豫或壁弛豫）相当。将 T_2 增大约一个测量

*通讯作者：limes.mark@gmail.com；同时任职于布拉德利电气与计算机工程系

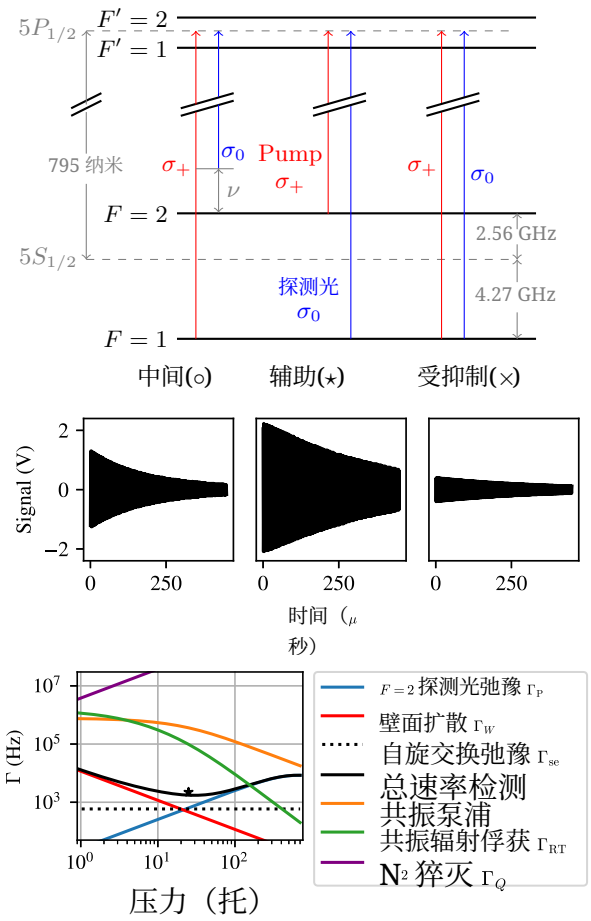

图 1。（顶部）若干工作区间的格罗特里安图及代表性数据。（底部）探测光辅助耗尽泵浦的主导速率； N_2 猝灭克服了辐射俘获，其中（⋆）表示受壁弛豫和探测展宽限制的实验条件。

时间 T，有益于实现最佳灵敏度；这一点可通过将克拉美–罗下界（CRLB）的频率噪声[33, 34] 估计值转换为场灵敏度看出

$$\delta B = \frac{\sqrt{12C}}{2\pi\gamma(A/\rho)T^{3/2}\sqrt{\mathrm{BW}}}\left[\frac{\mathrm{T}}{\sqrt{\mathrm{Hz}}}\right], \qquad (1)$$

信噪比为 A/ρ，积分时间为 T，脉冲式传感器带宽 BW 为 $= 1/2T_{\mathrm{rep}}$，且 C 取决于 T_2 和 T。在衰减期间，自旋进动的平均频率通过低场、强超精细耦合下的旋磁比 γ 与磁场成正比（例如 ^{87}铷， $\gamma \approx 7$ GHz/T）。为使方程 1 最小，单次测量应持续 $\sim 2T_2$ [35]。为获得平坦的磁力计带宽 BW，测量每隔 T_{rep} 重复一次，但需注意：带内较高频率需要进行振幅校正，带外频率则会产生显著混叠 [36]。缩短拟合窗口可以人为提高磁力计带宽，但灵敏度会随带宽增加而线性下降 [37, 38]。

在 ^{87}铷的低缓冲气体压力下（低于 100 托），$F=2$ 和 $F=1$ 基态可由窄线宽光 [39, 40]分别寻址。本研究处于这样一种工作条件：窄线宽 σ_+ 泵浦光效率较高，但在给定时刻只能寻址 $F=2$ 或 $F=1$。如图 1 所示，在辅助（⋆）工作模式下，可使用另一束激光，例如线偏振 σ_0 横向探测光，同时调谐以驱动来自 $F=1$ 的跃迁。当 σ_+ 泵浦光将 $F=2$ 态泵浦至 $m_F=2$ 边缘态时，额外耗尽 $F=1$ 可使边缘态极化度获得最大 $\times 1.6$ 增强。泵浦结束后，调谐至 $F=1$ 跃迁的线偏振探测光已方便地避开高度极化的 $F=2$ 流形，两者相差 $\Delta\nu = 6.8$ GHz 的超精细分裂，因此能在探测光引起的磁线宽展宽较小的情况下获得较强的光旋转。相较于高缓冲气体运行方式，探测光辅助耗尽泵浦用于磁力测量有多项优势；在高缓冲气体运行方式下，超精细流形的吸收线会发生重叠。在检测期间，探测光还会持续耗尽 $F=1$，从而即使在地球尺度磁场中、偏振度较高时，也能抑制自旋交换弛豫。此处的限制因素是壁弛豫和探测光展宽。此外， $F=1$不会产生光旋转，因此快速衰减的 $F=1$ 态不会引起频率啁啾（进动频率相差 ~ 1 kHz， $F=2$ 处于 44 μT 时），仅剩非线性塞曼航向误差效应 [8, 41]。

我们基于吸收截面 $\sigma = \pi r_e c f$ Re$[V(\nu)]$ 和光旋转 $\phi = l r_e c f n P_x$ Im$[V(\nu)]/2$建立了用于自由进动磁力测量的探针辅助去布居泵浦模型，其中经典电子半径为r_e，光速为 c，D_1 振子强度为 $f = 0.34$，光程为 l，碱金属数密度为 n，且 P_x 表示沿探测光轴的偏振。我们使用 Voigt 线型，因为多普勒展宽 $\Gamma_G = 0.57$ GHz 与缓冲气体展宽 $\Gamma_L \approx 18p/p_0$ GHz 相当，缓冲气体压力为 p，且 $p_0 = 760$ 托。对于窄激光线宽，泵浦速率为 $\Gamma_{\mathrm{P}} = \Phi\sigma$，光子通量为 $\Phi = I_0/h\nu$。缓冲气体压力极低的小型气室（例如 $\ll 1$ cc、10 托）会产生很强的扩散壁弛豫，使原子去极化，进而可能导致辐射俘获 [42]。辐射俘获速率估算为 $\Gamma_{\mathrm{RT}} = K(M-1)f_{\mathrm{spon}}\Gamma_{\mathrm{P}}/2$，见参考文献 [42]，；在 100℃ 时， $K = 0.12$，其中 $M = 28$为光子逸出气室前的平均发射次数。我们发现，较宽范围的 N_2 压力都足以实现非辐射猝灭，猝灭速率超过 10 MHz Γ_{Q}，而共振时的 ~ 0.5 MHz 泵浦／辐射俘获速率则与之相比更低。对于扩散壁弛豫，我们采用$\Gamma_W = [(\pi/L)^2 + (\mu/R)^2]D_0 p_o/p$，其中 L 和 R 分别为气室长度和半径，扩散系数 D_0 对应于缓冲气体 [28]中的铷。如图 1 所示，在我们的条件下， ~20 托时探针辅助去布居泵浦的相干时间最长；我们还预计该压力下的最佳灵敏度为 8 fT/$\sqrt{\text{Hz}}$，带宽为 1.2 kHz。与高缓冲气体展宽的情况相比，此时 Voigt 线型被.....取代

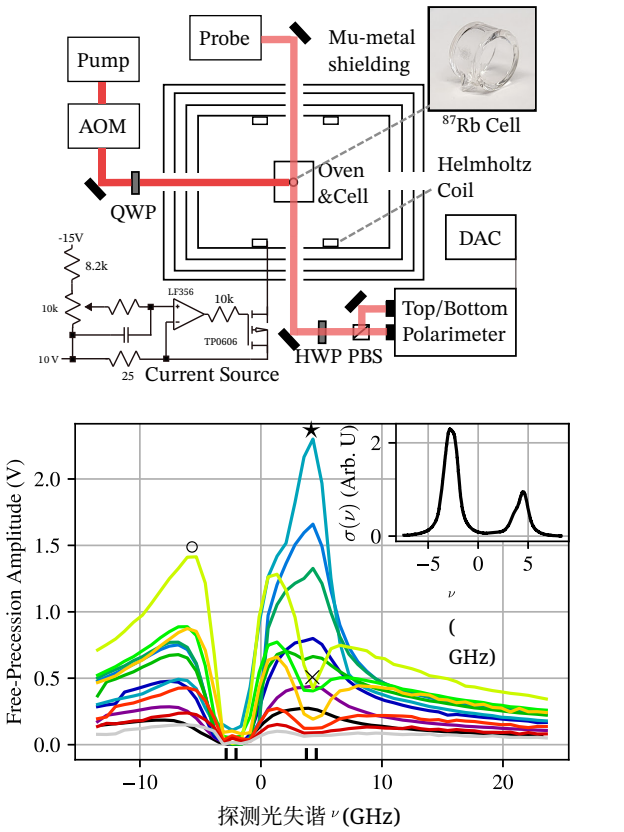

图2.（顶部）示意图：σ_+ 光沿着44 μT磁场对 ^{87}铷原子气室进行光泵浦。经过泵浦阶段后，施加倾倒脉冲，并通过线偏振探测光的光旋转检测自旋进动。（底部）对于温度为 90°C、含有25托缓冲气体的 ^{87}铷原子气室，标量磁力计振幅会随探测光和泵浦光波长的变化而响应。x轴表示探测光失谐，泵浦光失谐从紫光到红光（ν由低到高）依次绘出，步进为1.46 GHz。图中标出了中间（○）、辅助（⋆）和抑制（×）区域，并沿x轴给出了参考线 $F \to F'$：$2\to1, 2\to2, 1\to1, 1\to1$。插图：线偏振探测光吸收截面 σ（ν）。

线型被复洛伦兹线型取代，最大光学旋光出现在调谐量为 $\nu_{\mathrm{opt}} = \Gamma_L/2$时；我们还发现，当探测光展宽 Γ_P 与不依赖于缓冲气体压力的速率 Γ_{NP}相竞争时，最佳灵敏度 δB 随 Γ_L 增加，而带宽随 $1/\Gamma_L$降低。

实验中，我们使用一个 ^{87}铷蒸气室，其内部尺寸为两块光学平板相距 6 mm，内径为 10 mm（0.47 cc），内充有 25 托缓冲气体，Ar:N_2 比例为 3:2。蒸气室置于氮化硼炉中加热，炉内的锰铜线由 80 kHz 连续波驱动。泵浦光和探测光均由 Photodigm 795 nm激光器提供，线宽为 0.5 MHz。每束激光入射到蒸气室的峰值功率为 5–10 mW。如图2所示，泵浦光输入 InterAction Corp. 声光调制器（AOM），再经四分之一波片（QWP）转换为圆偏振光。探测光束穿过蒸气室的光学平板，再通过半波片（HWP）进入平衡偏振仪，该偏振仪配有偏振分束立方体（PBS）；此外，还使用一台定制的上下式偏振仪，其采用分立光电二极管。平衡时，四个光电二极管区域各接收 1 mW 光功率。受光子散粒噪声限制的信号由美国国家仪器公司 PXI-5922 卡数字化。为在磁屏蔽内模拟地球磁场，我们用 Libbrecht-Hall 电路[43]驱动一个 40 匝亥姆霍兹线圈。偏置磁场和泵浦光沿圆柱轴施加，探测光则沿横向传播。泵浦后，通过一个 4 cm 见方的亥姆霍兹线圈施加共振 $\pi/2$脉冲，使自旋位于横向平面内。

为演示探针辅助去布居泵浦，我们改变泵浦光和探测光的波长，并在 90°C 下记录单次衰减。拟合 $A\exp(-t/T_2)\sin(\gamma B_0 t+\phi)$ 得到振幅，并将其绘制为探测光调谐频率 ν 的函数，频率步进为 0.73 GHz；泵浦光调谐频率则以紫色至红色表示，步进为 1.46 GHz（图2）。当探测光直接调谐至 $F=2$ 基态跃迁时，线偏振探测光会被强烈吸收，且不会发生光旋转，因此信号振幅接近零。在中间（○）区域，探测光调谐至 $\nu=-6$ GHz，可产生适中的光旋转信号，同时泵浦光调谐至 $F=1$ 基态跃迁。当探测光调谐至 4.27 GHz 时，存在一种有效机制，可使 $F=1$ 流形布居转移至 $F=2$ 基态；因此，泵浦光调谐至 -2.56 GHz、从 $F=2$ 态跃迁时，会使 $F=2$ 流形中的偏振度接近 1，如（⋆）所示。由于探测光已相对 $F=2$失谐 6.8 GHz，因此还可获得较强的光旋转和较低的探测光展宽，有利于检测。当泵浦光调谐至 $F=1$ 的 4.27 GHz 时，探测光也调谐至 $F=1$ 态，从而抵消任何向 $F=2$ 流形的光抽运，导致信号受到抑制（×）。改变泵浦光螺旋度和磁场时，激光调谐响应依然稳定；在一系列地球尺度磁场（5 至 150 μT）下，响应也基本相似。为确认气室压力，将入射线偏振探测光功率降至 0.5 mW，并通过 $I=I_0\exp(-n\sigma(\nu)l)$ 将透射率转换为吸收截面 σ（ν），其中 I/I_0 为输出/输入光强，n 为数密度，$l=6$ mm 为穿过气室的光程（图2插图）。吸收截面 σ（ν）采用四个Voigt线型拟合，分别对应每个超精细基态至激发态跃迁；对于 25 ± 1 托的 Ar:N_2 [44]，得到的压力展宽为 $\Gamma_B = 0.59\pm0.02$ GHz。

为展示灵敏度，将激光器调谐至探针辅助去布居泵浦模式。探测光检测信号分为两路，分别检测蒸气室顶部和底部[45]，并采集光旋转信号，如图 3 所示。逐次重复率为 2 kHz，每次测量的检测周期为 0.4 ms，且 $T_2=0.33$ ms。使用非线性拟合程序，分别对各次测量的数据进行衰减正弦波拟合，并通过 $B=\gamma/\omega$提取磁场。磁力计原始性能约为 200 fT/$\sqrt{\text{Hz}}$，受 Libbrecht-Hall 电源噪声限制；这一点可由梯度计灵敏度低约 ×5 、为 35.7 ± 0.3 ΔfT/$\sqrt{\text{Hz}}$ 得以证明（注入

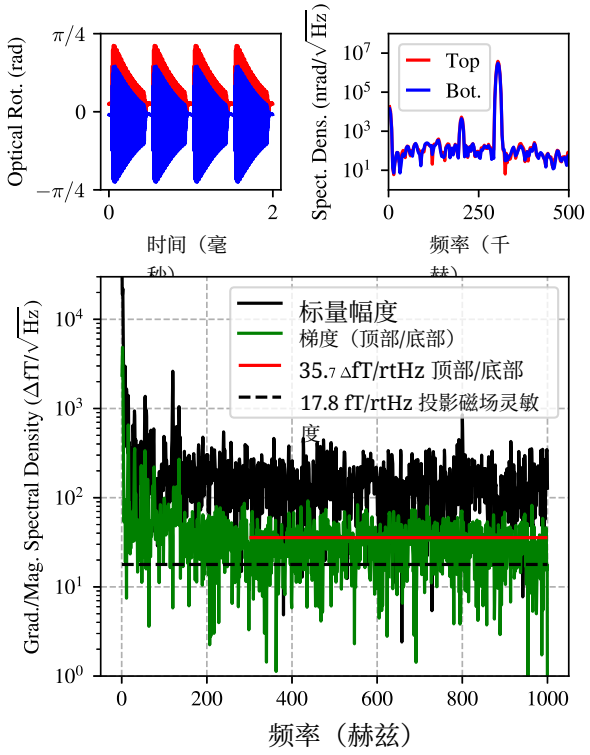

图 3. 展示了 0.4 ms 测量次的顶部/底部光旋转和谱密度。每次测量均提取蒸气室顶部/底部的频率，并以 2 kHz 重复测量。探针辅助去布居泵浦标量磁力计测得 44 μT，电流源噪声为 200 fT/√Hz。顶部/底部梯度测量的磁场灵敏度预计为 17.8 ± 0.3 fT/√Hz，带宽为 1 kHz。

宽带噪声 1 nT/√Hz 表明梯度计共模抑制比为 ~ 3000）。梯度测量表明，将气室顶部和底部信号重新组合构成的磁力计灵敏度可达 18 fT/√Hz。其他方法的灵敏度在地球磁场下会显著退化，见 [10, 34, 41], ；而我们在 10–100 μT 范围内未观察到磁场依赖性。此外，我们仅使用不到 $\pi/4$的光旋转，便在保持高灵敏度的同时实现了大带宽。通过不降低灵敏度的方式提高带宽，对梯度容差（以及单次测量频率误差要求）至关重要。例如，参考文献 [34], 中的类似气室尺寸（0。5 cc）、高缓冲气体压强和多程探针，可实现 14 fT/√Hz 灵敏度和 90 Hz 带宽；我们的 1 kHz 带宽要求每次测量的测量时间缩短 ×10倍。在此，扩散引起的梯度弛豫相较于非均匀 T_2^* 退相干较弱，因此测量时间缩短时，梯度容差会相应提高 $dB/dz = \Delta\phi/(\gamma LT)$。例如，160 nT/cm 的梯度作用 0.4 ms，或 16 nT/cm 的梯度作用 4 ms，都会导致 $\mathrm{sinc}(\Delta\phi) = 1/e$ 的信号幅度损失。测得的梯度计性能逊于方程 1 的 CRLB 估算值 27.2 fT/√Hz（对应观测到的信噪比和 T_2），磁力计性能则为 13.6 fT/√Hz。

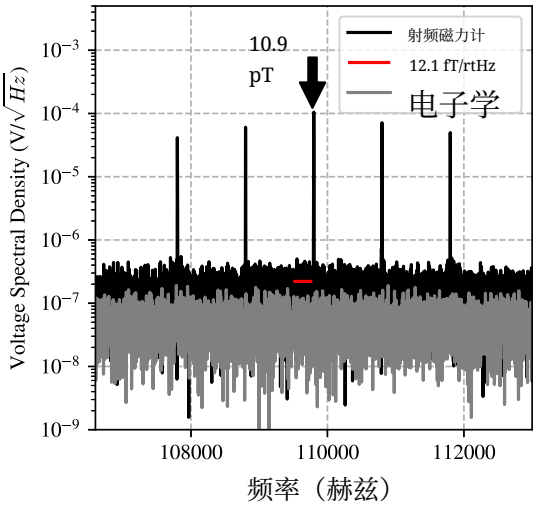

图 4. 射频磁力计采用与标量传感器相同的几何结构，其共振频率由 15.7 μT 的标量场强确定。

同样的方法和几何结构也可用于射频磁力测量，我们通过实验展示了这一点：将蒸气室温度提高至 130°C，并以 [16, 46, 47] 连续进行探针辅助去布居泵浦。为校准测试磁场，将偏置磁场 B_0 调至在 110 kHz 附近共振，并在旋转波近似下驱动拉比振荡，其中驱动磁场 B_1 远小于 B_0。在图 4 中，我们测得磁场灵敏度为 12.1 ± 0.4 fT/√Hz。图中展示了在 110 kHz 附近检测到的五个不同频率，振幅为 10.9 pT，对应的磁力计半高全宽约为 3 kHz。自旋投影噪声极限为 $\delta B = (1/\gamma)\sqrt{8/(F_z n V T_2)}$，其中 F_z 为沿 z 方向的偏振度，n 为数密度，V 为探测体积；对于我们的参数，我们发现 δB 低于 10 fT/√Hz。

我们展示了在低缓冲气体碱金属蒸气室中进行探测光辅助去布居泵浦，用于标量磁力测量和射频磁力测量。所用气室尺寸小，且采用低功率单程激光器，为使用低压蒸气室、以提升梯度容差并在较大的地球尺度磁场中保持灵敏度的紧凑型便携传感器探头提供了重要的原理验证。超精细效应受到抑制，开辟了精密磁力测量的新领域，包括无自旋交换弛豫（SERF）扩展 [48]；例如，对 $F = 1$ ($\Delta\nu = 6.8$ GHz)调谐时，可以对 ^{87}铷的 50% 极化 $F = 2$ 流形进行强探测；此时，磁场引起的自旋演化仅具有 $F = 2$ 特征。此外，该方法也适用于其他常用于精密磁力测量的碱金属：钾和铯。为提高原始灵敏度，也可以采用多程配置，以实现自旋噪声极限运行 [17, 34, 49–53]。

感谢弗吉尼亚理工大学研究与创新办公室提供支持，并感谢 Brian Saam 参与讨论。

[1] H. 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** (2010)。[2] J. Kitching，芯片级原子器件，《应用物理评论》**5**，031302 (2018)。[3] C. N. Johnson、P. D. D. Schwindt 和 M. Weisend，利用原子磁力计进行多传感器脑磁图，《医学与生物学物理》**58**，6065 (2013)。[4] E. Boto、N. Holmes、T. M. Tierney、J. Leggett、R. Hill、S. Mellor、G. Roberts、G. Barnes、R. Bowtell、M. Brookes、 *et al.*，利用光泵磁力计进行脑磁图测量，《脑磁图五十年》。牛津大学出版社，纽约，104 (2020)。[5] O. Alem、K. J. Hughes、I. Buard、T. P. Cheung、T. Maydew、A. Griesshammer、K. Holloway、A. Park、V. Lechuga、C. Coolidge、M. Gerginov、E. Quigg、A. Seames、E. Kronberg、P. Teale 和 S. Knappe，基于 128 个零场传感器的集成式全头部光泵磁力计脑磁图系统，《神经科学前沿》**第 17 卷 - 2023**，10.3389/fnins.2023.1190310 (2023)。[6] J. C. Allred、R. N. Lyman、T. W. Kornack 和 M. V. Romalis，一种不受自旋交换弛豫影响的高灵敏度原子磁力计，物理评论快报 **89**，130801 (2002)。[7] W. Happer 和 A. C. Tam，快速自旋交换对碱金属蒸气磁共振谱的影响，《物理评论 A》**16**，1877 (1977)。[8] W. Lee、V. G. Lucivero、M. V. Romalis、M. E. Limes、E. L. Foley 和 T. W. Kornack，地磁场中全光学碱金属蒸气磁力计的航向误差，《物理评论 A》**103**，063103 (2021)。[9] D. P. Hewatt、M. Ellmeier、C. Kiehl、T. S. Menon、J. W. Pollock、C. A. Regal 和 S. Knappe，研究低自旋偏振度碱金属自由感应衰减磁力计中的超精细系统误差和相对相位，《物理评论 A》**111**，033106 (2025)。[10] M. Limes、E. Foley、T. Kornack、S. Caliga、S. McBride、A. Braun、W. Lee、V. Lucivero 和 M. Romalis，用于在环境磁场中探测生物磁学信号的便携式磁测量，《物理评论应用》**14**，011002 (2020)。[11] R. J. Clancy、V. Gerginov、O. Alem、S. Becker 和 S. Knappe，关于无需屏蔽即可用于脑磁图的标量光泵磁力计的研究，《医学与生物学物理》**66**，175030 (2021)。[12] D. Sheng、A. R. Perry、S. P. Krzyzewski、S. Geller、J. Kitching 和 S. Knappe，一种微加工光泵磁梯度计，《应用物理快报》**110**，031106 (2017)。[13] V. Gerginov、S. Krzyzewski 和 S. Knappe，微型标量光泵磁力计的脉冲运行，美国光学学会杂志B **34**，1429 (2017)。[14] A. R. Perry、M. D. Bulatowicz、M. Larsen、T. G. Walker，以及 R. Wyllie，《具有亚 20 ft/cm/√hz 灵敏度的全光学本征原子梯度计，可用于 22 μt 地球尺度磁场》，Optics Express **28**, 36696 (2020), https://doi.org/10.1364/oe.408486. [15] V. Gerginov、M. Pomponio 和 S. Knappe，《微加工气室中低于 100 ft/hz1/2 的标量磁测量》，IEEE Sensors Journal **20**, 12684 (2020). [16] I. M. Savukov、S. J. Seltzer、M. V. Romalis 和 K. L. Sauer，《用于探测射频磁场的可调谐原子磁力计》，Phys. Rev. Lett. **95**, 063004 2005( ). [17] S. Li、P. Vachaspati、D. Sheng、N. Dural 和 M. V. Romalis，《多程池中由铷蒸气产生的超过 100 rad 的光旋转》，Phys. Rev. A **84**, 061403 (2011). [18] D. Sheng、S. Li、N. Dural 和 M. V. Romalis，《使用多程池实现亚飞特斯拉标量原子磁测量》，Phys. Rev. Lett. **110**, 160802 (2013). [19] V. Lucivero、W. Lee、M. Limes、E. Foley、T. Kornack 和 M. Romalis，《地球尺度磁场下近量子噪声极限的飞特斯拉脉冲梯度计》，Phys. Rev. Appl. **18**, L021001 (2022). [20] D. Hunter、M. S. Mrozowski、A. McWilliam、S. J. Ingleby、T. E. Dyer、P. F. Griffin 和 E. Riis，《光抽运增强自由感应衰减磁强计》，J. Opt. Soc. Am. B **40**, 2664 (2023). [21] E. Alexandrov、M. Balabas、V. Kulyasov、A. Ivanov、A. Pazgalev、J. Rasson、A. Vershovski 和 N. Yakobson，《基于标量钾传感器的三分量变磁仪》，Measurement Science and Technology **15**, 918 2004( ). [22] A. Vershovskii、M. Balabas、A. Ivanov、V. Kulyasov、A. Pazgalev 和 E. Aleksandrov，《基于铯传感器的快速三分量磁强计-变磁仪》，Technical Physics**51**, 112 (2006). [23] T. Wang、W. Lee、M. Limes、T. Kornack、E. Foley 和 M. Romalis，《使用交变快旋转场的脉冲矢量原子磁强计》，自然通讯 **16**, 1374 (2025). [24] C. Ottinger、R. Scheps、G. York 和 A. Gallagher，《稀有气体对铷共振线的展宽》，Physical Review A **11**, 1815 (1975). [25] M. D. Rotondaro 和 G. P. Perram，《稀有气体、h d n ch 和 cf 对铷 d $_{52}$ $_{12}$, $_{52}$ $_{32}$ $_{1}$ $_{2}$, $_{2}$, $_{2}$, $_{4}$ $_{4}$, $\rightarrow$ 和 d 线（s p p）的碰撞展宽与频移》，Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **57**, 497 (1997). [26] M. Romalis、E. Miron 和 G. Cates，《3 he、4 he、n 2 和 xe 对铷 d 1、d 2 线的压力展宽：线芯与近翼》，Physical Review A **56**, 4569 (1997). [27] M. Erhard、S. Nußmann 和 H. Helm，《铷中相干暗共振的功率展宽和多普勒效应》，Phys. Rev. A **62**, 061802 (2000). [28] W. Happer、Y.-Y. Jau 和 T. Walker, *Optically pumped atoms* 2010 (John Wiley & Sons,). [29] G. Oelsner、R. IJsselsteijn、T. Scholtes、A. Kr¨uger,

V. Schultze、G. Seyffert、G. Werner、M. J¨ager、A. Chwala 和 R. Stolz，《用于地球磁场下测量的集成光抽运磁力计》，Phys. Rev. Appl. **17**, 024034 (2022). [30] W. Happer 和 B. Mathur，《非共振光作为光抽运碱金属蒸气的探测手段》，Physical Review Let- ters **18**, 577 (1967). [31] J. S. Bennett、B. E. Vyhnalek、H. Greenall、E. M. Bridge、F. Gotardo、S. Forstner、G. I. Harris、F. A. Miranda 和 W. P. Bowen，《航空航天应用中的精密磁力计：综述》，《传感器》**21**，5568 (2021). [32] 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. Fra nke、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，《用于高灵敏度搜索中子电偶极矩的光抽运铯磁力计》，Phys. Rev. A **101**, 053419 (2020). [33] R. J. Hoare、E. R. Oteiza 和 T. E. Chupp，《利用氙-129和氦-3搜寻永久电偶极矩》，载于 *AIP Conference Proceedings*，第 275 卷（美国物理联合会，1993），第 73–84 页。[34] V. Lucivero、W. Lee、N. Dural 和 M. Romalis，《使用单个多程池的飞特斯拉级直接磁梯度仪》，Physical Review Applied **15**, 014004 (2021). [35] M. Limes、N. Dural、M. Romalis、E. Foley、T. Kornack、A. Nelson 和 L. Grisham，《毫米尺寸阳极键合批量微加工氦-3-氙-129-铷-87池中的长自旋-1/2惰性气体相干时间》，《应用物理快报》**126** (2025). [36] M. E. Limes、L. Rathbun、E. Foley、T. Kornack、Z. Hain- sel 和 A. Braun，《自由进动标量磁力计的频率相关振幅校正》，《IEEE传感器快报》**9**, 1 (2025). [37] N. Wilson、C. Perrella、R. Anderson、A. Luiten 和 P. Light，《通过瞬时相位提取实现宽带原子磁测量》，Phys. Rev. Res. **2**, 013213 (2020). [38] A. Jaufenthaler、T. Kornack、V. Lebedev、M. E. Limes、R. K¨orber、M. Liebl 和 D. Baumgarten，《脉冲光抽运磁力计：解决无屏蔽磁性纳米颗粒磁弛豫测量中的死时间和带宽问题》，《传感器》**21**, 10.3390/s21041212 (2021).

[39] T. McClelland、L. Lam 和 T. Kwon，《光泵碱金属蒸气中磁共振线宽的异常窄化》，《物理评论A》**33**，1697（1986）。[40] J. Dreiling、E. Norrgard、D. Tupa 和 T. J. Gay，《光泵铷蒸气池中偏振度的横向测量》，《物理评论A：原子、分子与光物理》**86**，053416（2012）。[41] R. Zhang、D. Kanta、A. Wickenbrock、H. Guo 和 D. Budker，《地磁场范围内无航向误差的光学原子磁测》，物理评论快报**130**，153601（2023）。[42] M. A. Rosenberry、J. P. Reyes、D. Tupa 和 T. J. Gay，《低缓冲气体压力下铷光泵中的辐射俘获》，《物理评论 A》**75**，023401（2007）。[43] K. Libbrecht 和 J. L. Hall，《低噪声、高速二极管激光器电流控制器》，《科学仪器评论》**64**，2133（1993）。[44] M. Arditi 和 T. Carver，《缓冲气体中光泵铷-87原子的超精细弛豫》，《物理评论》**136**，A643（1964）。[45] I. K. Kominis、T. W. Kornack、J. C. Allred 和 M. V. Romalis，《亚飞特斯拉级多通道原子磁力计》，《自然》**422**，596（2003）。[46] I. Savukov、T. Karaulanov 和 M. G. Boshier，《超灵敏高密度铷-87射频磁力计》，《应用物理快报》**104**，023504（2014）。[47] R. J. Cooper、D. W. Prescott、P. Matz、K. L. Sauer、N. Dural、M. V. Romalis、E. L. Foley、T. W. Kornack、M. Monti 和 J. Okamitsu，《用于射频干扰抑制和无屏蔽核四极共振探测的原子磁力计多传感器阵列》，《物理评论应用》**6**，064014（2016）。[48] A. Berrebi、M. Dikopoltsev、O. Katz 和 O. Katz，《碱金属原子的自旋弛豫光学防护》，物理评论快报**135**，023201（2025）。[49] M. Romalis 和 T. Kornack，*Scalar Multi-Pass Atomic Magnetometer* 2017，技术报告（）。[50] Y. Liu、X. Peng、H. Wang、B. Wang、K. Yi、D. Sheng 和 H. Guo，《采用多程池的飞特斯拉级氦-4磁力计》，《光学快报》**47**，5252（2022）。[51] S.-Q. Liu、Q.-Q. Yu、H. Zhou 和 D. Sheng，《利用两个正交多程腔探测弱磁场的高灵敏度、稳定原子矢量磁力计》，《物理评论应用》**19**，044062（2023）。[52] K. Yi、Y. Liu、B. Wang、W. Xiao、D. Sheng、X. Peng 和 H. Guo，《采用多程池的自由感应衰减氦-4磁力计》，《物理评论应用》**22**，014084（2024）。[53] D. Heilman、K. Sauer、D. Prescott、C. Motamedi、N. Dural、M. Romalis 和 T. Kornack，《大型多程双腔射频原子磁力计》，《物理评论应用》**22**，054024（2024）。