连续运行多参数传感器中的量子噪声标度

Aleksandra Sierant, [1], * Diana M´endez-Avalos, [1] Santiago Tabares Giraldo, [1] 和 Morgan W. Mitchell[1, 2]
[1] *ICFO - Institut de Ciències Fotòniques, The Barcelona Instituteof Science and Technology, 08860 Castelldefels (Barcelona), Spain*[2] *ICREA - Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, 08010 Barcelona, Spain*

我们通过实验研究了限制连续运行多参数量子传感器的量子噪声机制。使用混合射频–直流光泵磁力计，我们在保持量子噪声受限的条件下，在探测光功率跨越一个数量级、泵浦功率变化三倍的范围内，测绘了光子散粒噪声、自旋投影噪声和测量反作用噪声。我们观察到各总噪声功率随探测光子通量分别呈线性、二次和三次标度，同时反作用对泵浦光子通量呈二次依赖，与随机布洛赫方程模型定量一致。在较高探测光功率下，额外的探测光诱导弛豫改变了自旋噪声谱，同时保持积分噪声标度。我们的结果揭示了连续监测多参数传感器所特有的基本的资源依赖权衡，并从实验上确立了支配其最优运行的量子极限。

arXiv:2602.05991v1 [quant-ph] 5 Feb 2026

典型的量子传感器，包括磁力计、 [1], 陀螺仪 [2, 3], 以及用于搜寻标准模型 [4, 5], 之外新物理的仪器，会对自旋系综进行连续、无损的光学监测，以观测其在环境场和惯性效应作用下的演化。多种量子噪声源，包括光子散粒噪声（PSN）、自旋投影噪声（SPN）和测量反作用噪声（MBA），共同构成了这些传感器的内禀量子噪声，因而也影响其量子噪声极限灵敏度 [6–8]。这些噪声贡献随所用粒子数资源的变化规律各不相同，也就是说，它们取决于自旋数量，以及用于探测和光学泵浦自旋系综的光功率。在最著名的例子中——Braginsky 首先在引力波探测背景下对此进行了研究——[9], 光子散粒噪声贡献随探测光通量增加而降低，而测量反作用贡献则随之增加。其他条件相同的情况下，这就形成了一个最佳探测功率或测量强度，并为灵敏度设定了量子极限。其他条件相同

更广泛地说，不同量子噪声贡献随三种资源输入的标度关系，定义了一个复杂的优化图景，决定了此类传感器的最终潜力 [10]。这一问题的重要变体还涉及非经典状态（例如压缩状态） [11] 以及多参数传感 [12], , 在后者中，会同时探测对自旋的多个影响。先前的工作研究了自旋噪声光谱学的灵敏度图景（其中没有泵浦光，并且对外部场的灵敏度很低），考察了有无压缩探测光 [13, 14]时，原子数和探测光通量对灵敏度的影响。在单参数磁力计中，已有研究考察了光子散粒噪声和自旋投影噪声随原子数的标度关系 [15]„ 而由于测量反作用规避 [16], 无法在该系统中研究测量反作用。本文通过研究有无压缩探测光时，三种噪声贡献随探测光通量和泵浦光通量的标度关系，补全了这一图景。正如 [17] 所述，在多参数参数传感场景 [18], 中研究这一问题是很自然的；与单参数场景相比，该场景无法规避测量反作用。

具体而言，我们在混合射频–直流光泵磁力计（hOPM）中实验测绘了这些量子噪声贡献的标度关系。该多参数传感器利用单个自旋系综测量两个彼此分离频段的磁场。我们分别改变探测光功率和泵浦功率，以调控测量强度和自旋极化。我们观察到，光子散粒噪声（PSN）、自旋投影噪声（SPN）和测量反作用（MBA）随探测光功率分别呈线性、二次和三次标度关系，而 MBA 还随泵浦功率呈二次依赖。这些结果揭示了连续监测的单参数和多参数传感器中与资源相关的基本权衡，并通过实验确立了支配其最优运行的量子噪声行为。

实验系统与噪声分析 — 实验方案和噪声分析方法如图 1 所示；更多细节见补充材料。一个屏蔽的 ^{87}Rb蒸气池在 Bell–Bloom构型下接受光泵浦，从而产生集体自旋极化，并在相对于泵浦–探测轴方向为 45° 的外加直流磁场中进动。集体原子自旋 $\mathbf{F}$在磁场和连续光学测量的作用下演化。至一阶近似，自旋动力学由随机布洛赫方程描述

$$\frac{d}{dt}\mathbf{F}(t) = [-\gamma\mathbf{B}(t) + G_S S_3(t)\hat{z}] \times \mathbf{F}(t) - (\Gamma + \Gamma_{\rm pr})\mathbf{F}(t) + R_{\rm OP}(t)\,[\mathbf{F}_{\rm max} - \mathbf{F}(t)] + \mathbf{N}_{\rm at}(t) + \mathbf{N}_{\rm pr}(t) \quad (1)$$

其中 γ 是原子旋磁比，$\mathbf{B}$ 是磁场矢量， Γ 是内禀自旋弛豫率，$\Gamma_{\rm pr} = \alpha P_{\rm pr}$ 是与探测光功率 $P_{\rm pr}$成正比的探测诱导弛豫率， $R_{\rm OP}$ 是光泵浦速率。矢量$\mathbf{F}_{\rm max}$与系综中的原子数成正比，表示完全极化自旋

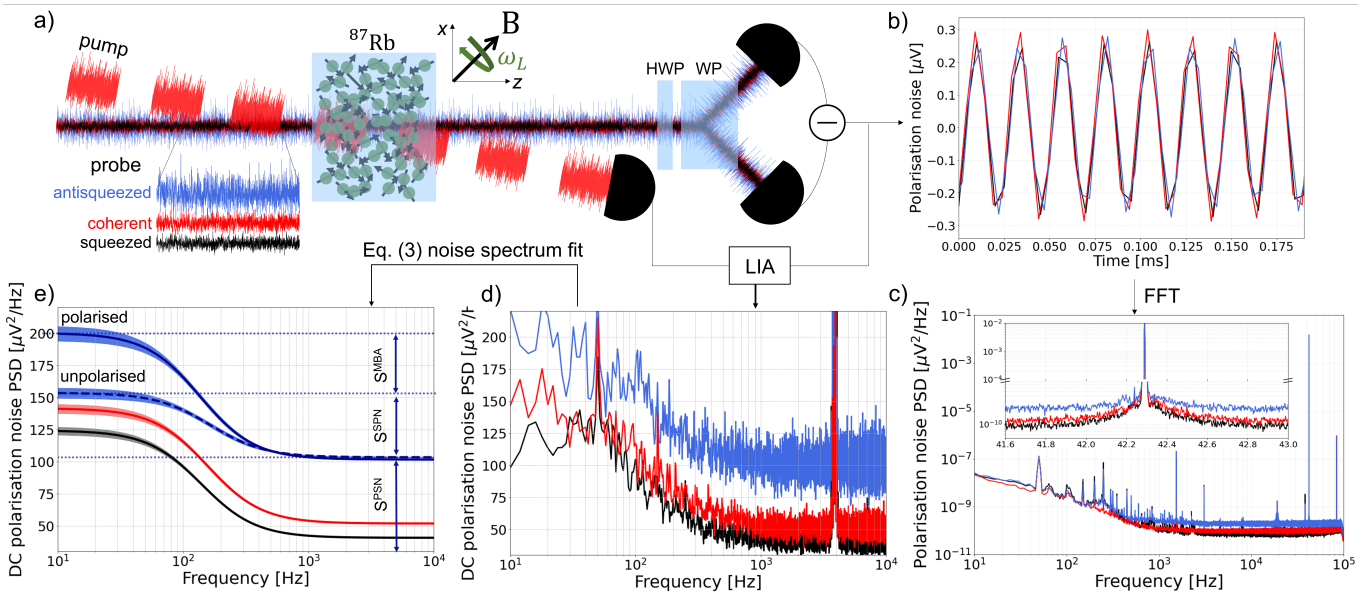

图1. **量子噪声表征方案与方法。** (a) 实验装置示意图。 ^{87}Rb蒸气在Bell–Bloom构型中被光泵浦。相对于泵浦–探测方向以 45° 施加于 x–z 平面内的直流磁场$\mathbf{B}_{dc}$ 实现了直流/射频混合磁力测量 [19]。探测光束被制备为压缩（黑色）、相干（红色）或反压缩（蓝色）状态，其偏振旋转由沃拉斯顿棱镜（WP）和平衡光电探测器探测。HWP——半波片，LIA——锁相放大。(b) 三种探测状态的代表性时域偏振旋转信号。(c) 测得的偏振噪声谱，插图为拉莫尔频率附近的放大图，对应三种探测状态、极化原子。PSD——功率谱密度。探测光功率2.8 mW，泵浦功率10 μW。(d) 由以泵浦功率为相位参考 [19]的数字锁相放大器获得的解调偏振噪声功率谱密度。(e) 对全部三种探测状态的解调噪声谱进行拟合。为清晰起见，仅对反压缩探测状态标出光子散粒噪声、自旋投影噪声和测量反作用。阴影区域表示由自助法得到的 $\pm1\sigma$ 不确定度。

状态。朗之万噪声项$\mathbf{N}_{\rm at}(t)$和$\mathbf{N}_{\rm pr}(t)$分别描述内禀自旋涨落和探测光诱导弛豫噪声。项 $G_S S_3(t)\hat{z}$ 表示由探测光椭圆率涨落引起的光学塞曼位移，并导致测量反作用。

非共振探测光束产生的偏振旋转（图 1b、c）通过平衡偏振计测量，读取其 S_2（t）斯托克斯分量。

$$S_2^{(\rm out)}(t) = G_F F_z(t) S_1^{(\rm in)}(t) + N_{\rm opt}(t), \qquad (2)$$

其中， $\phi = G_F F_z$ 为偏振旋转角， G_F 为与失谐相关的耦合因子， $N_{\rm opt}$ 表示所探测斯托克斯分量的量子偏振噪声，PSN [20]。该近似适用于小旋转角。自旋动力学和光学读出共同为连续运行的多参数量子传感器中的PSN、SPN 和 MBA 定义了统一框架。探测光被制备为相干、压缩或反压缩偏振状态，从而能够受控地在共轭斯托克斯分量 S_2 和 S_3之间重新分配光学量子噪声。由于探测光路和探测系统中存在光学损耗，测得的压缩和反压缩水平均不对称；与预期一致，经历光学损耗后的压缩态中，反压缩幅度大于压缩幅度。

泵浦功率在 5 至 15 μW 之间变化，探测光功率在 0.5 至 3 mW 之间变化。

检测到的信号在泵浦频率处解调，以获得偏振噪声谱（图 1d）。测得的偏振噪声继承了集体自旋的动态响应。因此，解调信号的量子噪声谱由频率无关的光子散粒噪声贡献，以及经磁共振滤波的原子噪声贡献组成。测得正交分量的单边噪声功率谱密度可写为

$$\mathcal{S}_{\rm dc,rf}(f) = \xi^2\,\mathcal{S}^{\rm PSN} + \mathcal{L}(f)\left(\mathcal{S}^{\rm SPN} + \bar{\xi}^2\,\mathcal{S}^{\rm MBA}\right), \qquad (3)$$

其中， ξ^2 （$\bar{\xi}^2$）表示所检测斯托克斯分量的压缩（反压缩）因子，而 $\mathcal{L}$（f） $=\Delta f^2/$（$f^2+\Delta f^2$）是与磁共振线宽 Δf 相关的洛伦兹响应。由于存在额外的弛豫通道，未极化系综和极化系综的该响应可能略有差异。光子散粒噪声$\mathcal{S}^{\rm PSN}$ 在频谱上是平坦的，而自旋投影噪声 $\mathcal{S}^{\rm SPN}$和测量反作用噪声 $\mathcal{S}^{\rm MBA}$ 则受洛伦兹包络调制。偏振压缩会在共轭斯托克斯分量之间重新分配量子涨落，降低检测到的散粒噪声，同时增强反作用贡献，

从而保留其固有的频谱结构，但改变各类噪声的相对权重。

排除了在约 50 Hz 和 4 kHz 处可见的窄技术噪声峰。按照文献 [17]，采用结合自助法的最大似然估计获得模型参数。对于每种测试条件，我们使用公式 3 对解调谱进行拟合，如图 1d 所示，以识别噪声贡献 $\mathcal{S}$。对于 SPN 和 MBA，我们将总功率计算为 $\mathcal{S}_{\mathrm{tot}} = \mathcal{S}\,\Delta f\pi/2$，即相应噪声功率谱密度在正频率上的积分。通过对未极化系综的测量，减去公式 (3) 中拟合噪声谱里频谱平坦的 PSN 项 $\xi^2\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}}$，提取出 SPN 贡献。通过对极化系综的测量，同时减去 PSN 项和根据未极化系综推断出的 SPN 贡献，从而分离出 MBA 贡献。推断出的噪声水平确定了相应的频率区间：在低频下，hOPM 受 SPN 和 MBA 限制；在高频下，则受 PSN 限制。

量子噪声标度 — 随机布洛赫方程式(1)与光学读出式(2)预言了基本量子噪声贡献随光功率变化的不同标度律。光子散粒噪声源于探测光偏振的量子涨落，随探测光功率线性标度，$\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}} \propto P_{\mathrm{pr}}$，且与泵浦功率无关。自旋投影噪声源于集体自旋的本征量子涨落，以与探测光强度成正比的强度被转导至光学读出，从而在低探测光功率下呈现二次标度 $\mathcal{S}^{\mathrm{SPN}} \propto P_{\mathrm{pr}}^2$。在较高探测光功率下，探测光的非共振散射会诱发显著的探测光诱导弛豫，我们用有效弛豫率 $\Gamma_{\mathrm{pr}} = \alpha P_{\mathrm{pr}}$加以建模。该项展宽自旋噪声谱，同时保持总自旋噪声功率 $\mathcal{S}_{tot}^{\mathrm{SPN}} \propto P_{\mathrm{pr}}^2$不变。测量反作用源于探测光椭圆率的涨落，由 S_3斯托克斯分量描述，并通过光学塞曼位移作用于自旋。反作用力矩 $G_S S_3(t)\hat{z}\times\mathbf{F}$ 包含量子涨落 $S_3(t)$与自旋$\mathbf{F}$的乘积，前者的噪声功率与探测光强度成正比，后者的平均值与泵浦功率成正比。因此，测量反作用对$\mathbf{F}$ 方差的贡献按$P_{\mathrm{pr}}P^2_{\mathrm{pu}}$标度。读出过程以与 P_{pr}^2成正比的增益将其转换为观测信号。因此，该模型预言总噪声功率为$\mathcal{S}_{tot}^{\mathrm{MBA}} \propto P^3{}_{\mathrm{pr}}P^2_{\mathrm{pu}}$，即测量反作用功率随探测光功率呈三次方标度，随泵浦功率呈二次方标度。这一标度律使得能够对支配连续工作多参数传感器的量子噪声机制进行实验检验，而与传感器的具体细节无关。图 2总结了在直流和射频读出通道中，测得的光子散粒噪声、自旋投影噪声和测量反作用对偏振噪声的贡献随探测光功率和泵浦光功率的变化。

光子散粒噪声 — 对于所有探测量子态，光子散粒噪声均表现出对探测光功率的线性依赖，而对泵浦功率无可测依赖，这与预期标度 $\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}} \propto P_{\mathrm{pr}}$一致。形式为 $\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}} = a_1 P_{\mathrm{pr}} + a_0$ 的线性拟合示于图2（左），拟合细节汇总于补充材料。提取的斜率 a_1 在不确定度范围内与泵浦功率无关，且对极化与非极化系综几乎相同，从而确认光子散粒噪声仅由探测场决定。这些斜率遵循探测量子态所规定的排序：与相干探测相比，压缩光使光子散粒噪声降低，反压缩光使其升高，这反映了量子涨落在被探测斯托克斯分量与其共轭分量之间的重新分配。相对噪声降低与增强在直流和射频通道之间保持一致。对两个通道取平均后，线性系数 a_1 在压缩态探测下相对于相干光约降低1.2–1.3分贝，在反压缩态探测下约升高2.3–2.9分贝，且对探测光功率和系综极化仅有弱依赖。在固定探测光功率下，将 $\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}}$ 作为泵浦功率函数进行的独立常数拟合进一步确认不存在泵浦功率依赖，并给出一致的分贝级噪声抑制与增强因子。

SPN ——在较低探测功率下，SPN对探测功率呈二次依赖关系，$\mathcal{S}^{\mathrm{SPN}} \propto P_{\mathrm{pr}}^2$，且不表现出可测量的泵浦功率依赖性，也不依赖探测场的量子态。这种行为与集体自旋的本征量子涨落相符：这些涨落被传递至光学读出，其增益与探测光强度成正比。在较高探测功率下，SPN功率谱密度的二次标度不再成立，同时自旋噪声线宽变宽，如补充材料所示。这种偏离归因于探测光的散射；散射引入了一个与探测功率成正比的额外弛豫通道。因此，固定的自旋噪声总功率会分布到不断增大的带宽上，导致峰值噪声谱密度降低，同时积分自旋噪声功率仍保持整体的二次标度。图2（中）展示了对SPN总功率进行的二次拟合。提取出的二次系数见补充材料；这些系数在直流和射频通道之间一致，且随探测量子态仅有微弱变化，证实SPN不受光学压缩影响。*MBA* ——图2（右）展示了MBA总噪声功率的标度关系，其中采用 $\mathcal{S}^{\mathrm{MBA}} = a_0 + a_3 P_{\mathrm{pr}}^3$形式的拟合得到三次系数 a_3；该系数随泵浦功率大幅增加，这与探测引发的光学塞曼位移所导致反作用的预期标度关系一致。在固定探测功率下，独立拟合噪声对泵浦功率的依赖关系，证实了这一行为，并得到了两个测量通道一致的二次系数。还观察到一个小的偏置项 a_0，见

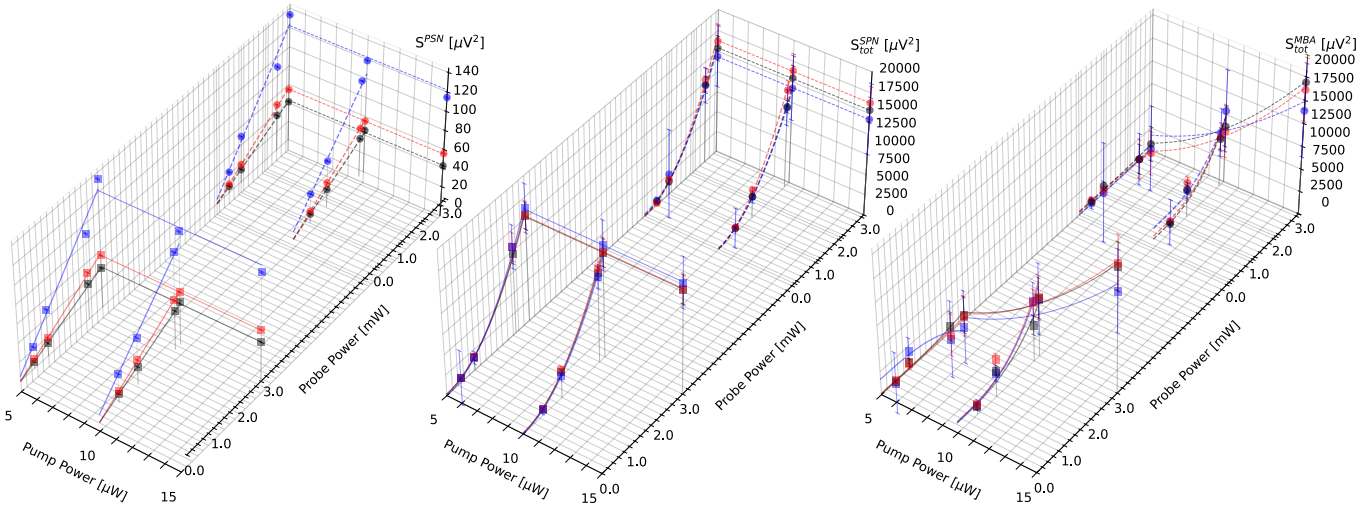

图2. **探测光功率和泵浦功率下的量子噪声标度**。使用相干（红色）、压缩（黑色）和反压缩（蓝色）探测光，对直流（方形，实线拟合）和射频（圆形，虚线拟合）通道进行测量。误差条表示通过自助法获得的 $\pm 1\sigma$ 不确定性。**左：** PSN 功率谱密度 $\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}}$，呈现随探测光功率$\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}} = a_0 + a_1 P_{\mathrm{pr}}$线性标度，且不依赖于泵浦功率。**中：** 未极化系综的 SPN 总功率，呈现随探测光功率 $\mathcal{S}^{\mathrm{SPN}}_{\mathrm{tot}} = a_0 + a_2 P^2_{\mathrm{pr}}$二次标度，且不依赖于泵浦功率。**右：** 偏振系综的总 MBA 噪声功率，呈现随探测光功率 $\mathcal{S}^{\mathrm{MBA}}_{\mathrm{tot}} = a_0 + a_3 P^3_{\mathrm{pr}}$ 立方标度，并与泵浦功率呈二次依赖。所有面板的拟合参数见补充材料。

三次拟合；该偏置项随泵浦功率增加，但在所考察的探测功率范围内始终处于次要地位。我们认为这一偏置来自技术背景贡献，而非基本的反作用过程。它不会影响所提取的标度关系。

综合来看，这些结果揭示了连续运行的多参数量子传感器中固有的、依赖于资源的优化图景。增加探测光功率虽能抑制光子散粒噪声，却同时会增强自旋噪声转换，更重要的是会增强测量反作用，因而灵敏度随探测光强度呈非单调变化。与增加测量强度无条件有益的反作用规避型单参数传感器不同， [15, 21], hOPM的多参数运行在受 PSN 限制的高频灵敏度与受 MBA 限制的低频灵敏度之间形成了根本性的权衡。因此，观测到的 MBA 随探测光功率呈立方标度、随泵浦功率呈二次依赖，意味着存在一个由两种光学资源共同决定的最优工作点。这一最优点的起源和性质并非本研究实现方案所特有，预计在连续监测的自旋系统中也普遍存在。

总之，我们通过实验确立了连续运行的自旋进动传感器中光子散粒噪声、自旋投影噪声和测量反作用噪声的标度律，其中既包括采用压缩探测光进行量子增强的情况，也包括未采用量子增强的情况

。我们采用一种典型的多参数传感器——混合射频–直流光泵磁力计，观测到光子散粒噪声、自旋投影噪声和测量反作用分别随探测光功率呈线性、二次和三次标度，同时测得测量反作用对泵浦功率呈二次依赖。测得的标度与随机布洛赫方程模型相符，该模型同时刻画了自旋动力学和光学读出的量子特性。射频和直流测量均呈现相同的标度；这些标度也适用于各种采用连续光泵浦和自旋系综无损读出的传感器。这些结果结合此前关于量子噪声随自旋系综规模变化的标度研究 [15], ，全面描绘了此类传感器的量子噪声图景，并为其设计和优化提供了指导。

致谢 作者感谢 Theo Meireles 提供有益的讨论，并感谢 Piotr Sierant 协助处理数据，以及对图表发表了许多讽刺性评论。本研究得到欧盟委员会项目 Field-SEER（ERC 101097313）、OPMMEG（101099379）和 QUANTIFY（101135931）的支持；西班牙科学部 MCIN 项目 SAPONARIA（PID2021-123813NB-I00）和 SALVIA（PID2024-158479NB-I00）、MARICHAS（PID2021-126059OA-I00）、“下一代欧盟/PRTR”（拨款编号 FJC2021-047840-I）以及“Severo Ochoa”卓越中心 CEX2024-001490-S [MICIU/AEI/10.13039/501100011033]。此外，还得到加泰罗尼亚政府通过 CERCA 计划及 DURSI 拨款的支持

编号 2021 SGR 01453 和 QSENSE（GOV/51/2022）。Fundació Privada Cellex；Fundació Mir-Puig。由欧盟资助。DMA 感谢欧盟地平线欧洲研究与创新计划通过 MSCA 拨款协议提供资助——项目编号 101081441。本文所表达的观点和意见仅代表作者本人，并不一定反映欧盟的立场。欧盟及其资助机构均不对此承担责任。

补充材料

实验装置和运行参数 混合光泵磁力计（hOPM）的基本结构和工作原理，以及偏振压缩探测光的产生方法，已在此前的文献中作了详细介绍 [17, 18,21, 22]。本文在此概述与本文所述量子噪声标度测量相关的关键要素。直流磁场 $\mathbf{B}_{\rm dc}$ 施加在x–z 平面内，与光泵浦和探测方向成 45° 角，从而能够同时探测直流和射频磁场。弱射频磁场$\mathbf{B}_{\rm rf}$ 沿 x 轴施加，并以频率 $\omega_{\rm rf}$振荡，其相位与光泵浦频率 $\omega_{\rm p}$同步。光泵浦采用 Bell–Bloom技术 [23]，实现，通过以 $\omega_{\rm p} \approx \omega_L$的频率周期性驱动集体原子自旋 $\mathbf{F}$，产生共振增强的横向自旋极化。富集的 ^{87}Rb 蒸气封装在磁屏蔽玻璃气室中，气室内部长度为 3 cm，充有 100 Torr 的 N_2 缓冲气体。气室加热至 105 °C，对应的原子数密度约为 8.2×10^{12} atoms/cm^3。磁场由低噪声感应线圈产生，线圈由精密电流源驱动，产生大小为 $\mathbf{B}_{\rm dc} \approx 6\mu$T（$\omega_L \approx 2\pi\times 42$ kHz）的直流偏置磁场以及射频驱动磁场。光泵浦由一束沿 z 轴传播的圆偏振光束提供，其瞬时泵浦功率在 5 μW 至 15 μW 之间变化。泵浦激光频率以 $\omega_{\rm p}$ 为中心进行调制，扫描 ^{87}Rb D_1 跃迁，并在每个拉莫尔进动周期内两次扫过共振。调制信号与射频驱动在相位和频率上保持同步。通过线偏振探测光束的离共振法拉第旋转来监测原子自旋进动。探测功率在 0.5 mW 至 3 mW 之间变化，以研究量子噪声贡献的标度关系。探测光源自一套稳频二极管激光系统，该系统工作于

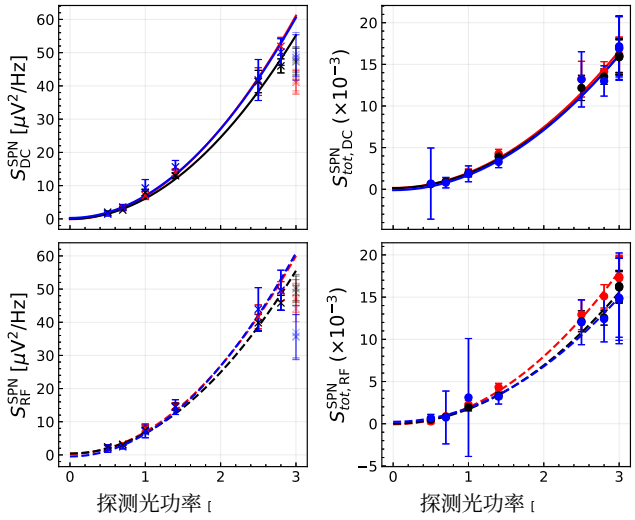

图3. 未极化原子系综的SPN功率谱密度和SPN总功率随探测光功率的变化；该系综分别用相干光（红色）、压缩光（黑色）和反压缩光（蓝色）进行探测，并同时给出直流和射频测量通道的结果。虚线表示对探测光功率依赖关系所作的形式为 $\mathcal{S}^{\rm SPN} = a_2 P_{\rm pr}^2 + a_0$ 的二次拟合；相应的拟合参数汇总于表III。$P_{\rm pr} = 3$ mW处的数据点因探测光诱导的线宽展宽而未纳入对 $\mathcal{S}^{\rm SPN}$ 的二次拟合，但仍与SPN总噪声功率的二次标度一致。

波长为 795 nm，相对于 D_1 跃迁蓝失谐约 50 GHz。偏振旋转由散粒噪声极限平衡偏振仪检测，该仪器由半波片、沃拉斯顿棱镜和平衡光电探测器组成。偏振压缩探测态通过将阈下光学参量振荡器产生的垂直偏振压缩真空场与水平偏振本地振荡器相结合而产生。压缩真空与本地振荡器之间的相对相位受到主动稳定。测得的偏振压缩在原子气室前约为 2.0 分贝，在平衡探测器处经过气室后约为 1.8 分贝。探测器输出和泵浦调制信号经过数字化处理，用于数字解调和频谱分析。在本实验中，可实现的压缩程度受到光学损耗、残余相位噪声以及用于压缩光产生的可用泵浦功率的限制。

噪声标度与拟合参数 图3总结了直流和射频读出通道中测得的SPN对偏振噪声贡献的标度。

在较低探测光功率下，SPN 对探测光功率呈二次依赖关系，$\mathcal{S}^{\rm SPN} \propto P_{\rm pr}^2$，且对泵浦功率或探测场的量子态均无可测量的依赖。在较高探测光功率下，SPN 功率谱密度的二次标度不再成立，并伴随着展宽

表 I. 直流和射频通道中，PSN 功率 $\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}} = a_1 P_{\mathrm{pr}} + a_0$ 随探测光功率变化的线性拟合结果。结果分别展示了使用相干态（coh）、压缩态（sq）和反压缩态（asq）探测时，非极化和极化原子系综在泵浦功率为 5 μW 和 10 μW 条件下的情况。每个分贝列给出相对于同一通道、同一系综和同一泵浦功率下相干态的线性系数 a_1 相对变化。不确定度表示一个标准差。

状态	$\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}}$ [μV^2/Hz]											
	非极化						极化					
	5 μW[a]			10 μW[a]			5 μW			10 μW		
	a_1	a_0	dB	a_1	a_0	dB	a_1	a_0	dB	a_1	a_0	dB
相干$_{\mathrm{dc}}$	19<款式 id="1">-</款式>59(15)	−0.48(11)	0	19。25(6)	−1.77(6)	0	19.65(15)	−0.42(11)	0	19.15(5)	−1.66(6)	0
sq$_{\mathrm{dc}}$	14.50(12)	−0.60(9)	−1.31(5)	14.51(7)	−2.04(10)	−1.31(4)	14.65(12)	−0.68(9)	−1.30(5)	14.90(5)	−1.95(5)	−1.11(3)
asq$_{\mathrm{dc}}$	36。25(69)	9。25(71)	+2.67(6)	37。30(14)	3。90(15)	+2.88(3)	34.74(36)	8.46(39)	+2.47(4)	33。15(15)	7.03(15)	+2.38(4)
相干$_{\mathrm{rf}}$	19。60(15)	−0.43(11)	0	19。57(6)	−1.99(6)	0	19.66(14)	−0.49(10)	0	19。44(6)	−1.89(6)	0
sq$_{\mathrm{rf}}$	14.72(12)	−0.71(9)	−1.24(6)	15.64(10)	−3.09(15)	−0.98(5)	14.87(12)	−0.79(9)	−1.20(6)	14。87(6)	−1.87(5)	−1.17(4)
asq$_{\mathrm{rf}}$	37.85(64)	5.53(58)	+2.88(7)	34.74(19)	4.67(27)	+2.50(4)	34.79(35)	8。14(37)	+2.69(4)	31.53(15)	7.54(16)	+2.21(4)

a 本次测量中泵浦光被阻挡。

表 II. 在固定探测光功率 P_{pr} =3 mW 下，通过对直流和射频通道的泵浦功率进行常数拟合，得到的 PSN 功率 $\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}}$ 。结果分别展示了对相干（coh）、压缩（sq）和反压缩（asq）探测，以及非极化和极化原子系综的测量结果。dB 列给出了相对于同一通道和系综的相干态的变化量。不确定度以一个标准差表示。

状态	$\mathcal{S}^{\mathrm{PSN}}$ [μV^2/Hz]			
	非偏振		偏振	
	a_0	dB	a_0	dB
相干$_{\mathrm{dc}}$	55.11(16)	0	55.17(20)	0
sq$_{\mathrm{dc}}$	42。17(14)	−1.15(1)	41.93(16)	−1.19(1)
asq$_{\mathrm{dc}}$	134.00(40)	+3.86(1)	121.88(44)	+3.44(2)
相干$_{\mathrm{rf}}$	54.80(16)	0	54.99(20)	0
sq$_{\mathrm{rf}}$	42.04(16)	−1.15(2)	41.90(17)	−1.19(2)
asq$_{\mathrm{rf}}$	134.70(41)	+3.90(1)	122.52(41)	+3.48(2)

表III. 对SPN功率谱密度 $\mathcal{S}^{\mathrm{SPN}} = a_0 + a_2 P^2$ $\mathcal{S}^{\mathrm{SPN}}_{\mathrm{tot}} = _{\mathrm{pr}}$ 以及 $a_0 + a_2 P^2$ $\pi/2$ SPN总功率$_{\mathrm{pr}}$的二次拟合。总噪声系数包含洛伦兹积分因子。dB列给出二次系数 a_2 相对于同一测量通道相干态的相对变化。

状态	$\mathcal{S}^{\mathrm{SPN}}$ [μV^2/Hz]			$\mathcal{S}^{\mathrm{SPN}}_{\mathrm{tot}}$ [μV^2]		
	a_2	a_0	dB	a_2	a_0	dB
coh$_{\mathrm{dc}}$	6.74(2)	−0.07(2)	0	1850(80)	143(63)	0
sq$_{\mathrm{dc}}$	6.28(2)	+0.06(2)	−0.31(1)	1800(70)	121(46)	−0.12(2)
asq$_{\mathrm{dc}}$	6.48(4)	+0.3(5)	−0.17(3)	1860(220)	−83(410)	+0.01(5)
coh$_{\mathrm{rf}}$	6.75(3)	−0.04(2)	0	2030(90)	−83(99)	0
sq$_{\mathrm{rf}}$	6.27(2)	−0.06(2)	−0.31(2)	1765(65)	17(88)	−0.60(2)
asq$_{\mathrm{rf}}$	6.91(6)	−0.7(5)	+0.11(4)	1690(280)	162(640)	−0.80(7)

自旋噪声线宽。这种偏差归因于探针诱导的光抽运，它引入了一个与探测光功率成正比的额外弛豫通道。因此，固定的总自旋噪声功率被重新分配到不断增大的带宽中，从而降低峰值噪声谱密度，同时保持

表 IV. 总 MBA 噪声 $\mathcal{S}^{\mathrm{MBA}}_{\mathrm{tot}} = a_3 P_{\mathrm{pr}}^3 + a_0$ $\pi/2$ 的三次拟合。所有系数均包含洛伦兹积分因子。不确定度表示一个标准差。dB 列给出三次系数 a_3 相对于相同通道和泵浦功率下相干态的相对变化。

状态	$\mathcal{S}^{\mathrm{MBA}}_{\mathrm{tot}}$ [μV^2]					
	5 μW			10 微瓦		
	a_3	a_0	dB	a_3	a_0	dB
相干$_{\mathrm{dc}}$	6。0(9。3)	120(260)	0	320(68)	1520(260)	0
sq$_{\mathrm{dc}}$	39(77)	36(137)	+8.1(9)	215(53)	1360(255)	−1.7(4)
asq$_{\mathrm{dc}}$	−138(190)	2090(1740)	—	298(105)	1490(650)	−0.3(5)
相干$_{\mathrm{rf}}$	−33(99)	492(335)	0	276(75)	1660(250)	0
sq$_{\mathrm{rf}}$	16(77)	357(231)	—	291(57)	1230(190)	+0.2(3)
asq$_{\mathrm{rf}}$	5.8(168)	30(750)	—	239(145)	2750(1240)	−0.6(7)

表 V. 总 MBA 噪声的二次标度系数 $\mathcal{S}^{\mathrm{MBA}}_{\mathrm{tot}} = a_2 P^2_{\mathrm{pump}} + a_0$。所有系数均包含 $\pi/2$ 洛伦兹积分因子。dB 列给出了相对于同一测量通道的相干态，二次系数的相对变化 a_2 。

状态	$\mathcal{S}^{\mathrm{MBA}}_{\mathrm{tot}}$ [μV^2]		
	a_2	a_0	dB
相干态$_{\mathrm{dc}}$	85。8(24)	−1340(2950)	0
sq$_{\mathrm{dc}}$	82.5(20)	−1070(2640)	−0.17(12)
asq$_{\mathrm{dc}}$	72.8(38)	−1550(5140)	−0.72(23)
相干$_{\mathrm{rf}}$	88.3(27)	−2400(3280)	0
sq$_{\mathrm{rf}}$	86。6(22)	−1180(2590)	−0.08(11)
asq$_{\mathrm{rf}}$	67.3(44)	454(6020)	−1.19(29)

积分自旋噪声功率整体呈二次标度。表III汇总了对SPN功率谱密度和SPN总功率所做的二次拟合。由于线宽增大，探测光功率最高（$P_{\mathrm{pr}} = 3\mathrm{mW}$）处的数据点未纳入对 $\mathcal{S}^{\mathrm{SPN}}$ 的二次拟合，但仍与SPN总功率预期的二次标度相符。图2中所有拟合的拟合参数均列于表I–V。

* aleksandra.sierant@icfo.eu[1] I. K. Kominis, T. W. Kornack, J. C. Allred, and M. V. Romalis, 《亚飞特斯拉多通道原子磁力计》, 《自然》**422**, 596 (2003). [2] T. W. Kornack, R. K. Ghosh, and M. V. Romalis, 《基于原子共磁力计的核自旋陀螺仪》, Phys. Rev. Lett. **95**, 230801 (2005). [3] T. G. Walker and M. S. Larsen, 第八章——自旋交换泵浦核磁共振陀螺仪, 载于 *Advances In Atomic, Molecular , and Optical Physics*, 第65卷, E. Arimondo、C. C. Lin 和 S. F. Yelin 编（学术出版社, 2016）, 第373–401页。[4] L. Hunter, J. Gordon, S. Peck, D. Ang, and J.-F. Lin, 利用地球作为极化电子源搜寻长程自旋-自旋相互作用, 《科学》**339**, 928 (2013). [5] S. Afach, B. C. Buchler, D. Budker, C. Dailey, A. Derevianko, V. Dumont, N. L. Figueroa, I. Gerhardt, Z. D. Gruji´c, H. Guo, *et al.*, 利用全球光学磁力计网络搜寻拓扑缺陷暗物质, Nat. Phys **17**, 1396 (2021). [6] C. W. Helstrom, 《量子探测与估计理论》, J. Stat. Phys. **1**, 231 (1969). [7] C. L. Degen, F. Reinhard, and P. Cappellaro, 量子传感, Rev. Mod. Phys. **89**, 035002 (2017). [8] L. Pezz`e, A. Smerzi, M. K. Oberthaler, R. Schmied, and P. Treutlein, 利用原子系综的非经典态实现量子计量学, Rev. Mod. Phys. **90**, 035005 (2018). [9] V. Braginsky, F. Khalili, and K. Thorne, *Quantum Measurement* 1995 （剑桥大学出版社, ）。[10] M. W. Mitchell, 数量不受限的量子传感, 《量子科学与技术》**2**, 044005 (2017). [11] D. Ganapathy, W. Jia, M. Nakano, V. Xu, N. Aritomi, T. Cullen, N. Kijbunchoo, S. E. Dwyer, A. Mullavey, L. McCuller, R. Abbott, I. Abouelfettouh, R. X. Ad- hikari, A. Ananyeva, S. Appert, K. Arai, S. M. Aston, M. Ball, S. W. Ballmer, D. Barker, L. Barsotti, B. K. Berger, J. Betzwieser, D. Bhattacharjee, G. Billingsley, S. Biscans, N. Bode, E. Bonilla, V. Bossilkov, A. Branch, A. F. Brooks, D. D. Brown, J. Bryant, C. Cahillane, H. Cao, E. Capote, F. Clara, J. Collins, C. M. Comp- ton, R. Cottingham, D. C. Coyne, R. Crouch, J. Csizmazia, L. P. Dartez, N. Demos, E. Dohmen, J. C. Drig- gers, A. Effler, A. Ejlli, T. Etzel, M. Evans, J. Fe- icht, R. Frey, W. Frischhertz, P. Fritschel, V. V. Frolov, P. Fulda, M. Fyffe, B. Gateley, J. A. Giaime, K. D. Gia- rdina, J. Glanzer, E. Goetz, R. Goetz, A. W. Goodwin- Jones, S. Gras, C. Gray, D. Griffith, H. Grote, T. Guidry, E. D. Hall, J. Hanks, J. Hanson, M. C. Heintze, A. F. Helmling-Cornell, N. A. Holland, D. Hoyland, H. Y. Huang, Y. Inoue, A. L. James, A. Jennings, S. Karat, S. Karki, M. Kasprzack, K. Kawabe, P. J. King, J. S. Kissel, K. Komori, A. Kontos, R. Kumar, K. Kuns, M. Landry, B. Lantz, M. Laxen, K. Lee, M. Lesovsky, F. Llamas, M. Lormand, H. A. Loughlin, R. Macas, M. MacInnis, C. N. Makarem, B. Mannix, G. L. Mansell, R. M. Martin, K. Mason, F. Matichard, N. Mavalvala, N. Maxwell, G. McCarrol, R. McCarthy, D. E. McClel- land, S. McCormick, T. McRae, F. Mera, E. L. Merilh, F. Meylahn, R. Mittleman, D. Moraru, G. Moreno, T. J. N. Nelson, A. Neunzert, J. Notte, J. Oberling, T. O'Hanlon, C. Osthelder, D. J. Ottaway, H. Overmier, W. Parker, A. Pele, H. Pham, M. Pirello, V. Quetschke, K. E. Ramirez, J. Reyes, J. W. Richardson, M. Robin- son, J. G. Rollins, C. L. Romel, J. H. Romie, M. P. Ross, K. Ryan, T. Sadecki, A. Sanchez, E. J. Sanchez, L. E. Sanchez, R. L. Savage, D. Schaetzl, M. G. Schiworski, R. Schnabel, R. M. S. Schofield, E. Schwartz, D. Sellers, T. Shaffer, R. W. Short, D. Sigg, B. J. J. Slagmolen, C. Soike, S. Soni, V. Srivastava, L. Sun, D. B. Tan- ner, M. Thomas, P. Thomas, K. A. Thorne, C. I. Torrie, G. Traylor, A. S. Ubhi, G. Vajente, J. Vanosky, A. Vec- chio, P. J. Veitch, A. M. Vibhute, E. R. G. von Reis, J. Warner, B. Weaver, R. Weiss, C. Whittle, B. Willke, C. C. Wipf, H. Yamamoto, L. Zhang, and M. E. Zucker（LIGO O4 探测器合作组）, 利用频率依赖压缩实现 LIGO 探测器的宽带量子增强, 《物理评论 X》**13**, 041021（2023）。[12] Y. Li、L. Joosten、Y. Baamara、P. Colciaghi、A. Sinatra、P. Treutlein 和 T. Zibold, 利用纠缠原子传感器阵列进行多参数估计, 《科学》**391**, 374（2026年）, https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.adt2442

[13] V. G. Lucivero, R. Jim´enez-Mart´ınez, J. Kong, 和 M. W. Mitchell, 《压缩光自旋噪声光谱》, 《物理评论 A》**93**, 053802（2016）。[14] V. G. Lucivero, A. Dimic, J. Kong, R. Jim´enez-Mart´ınez, 和 M. W. Mitchell, 《噪声光谱的灵敏度、量子极限与量子增强》, 《物理评论 A》**95**, 041803（2017）。[15] C. Troullinou, V. G. Lucivero, 和 M. W. Mitchell, 《最佳数密度下的量子增强磁力测量》, 《物理评论快报》**131**, 133602（2023）。[16] C. Troullinou, R. Jim´enez-Mart´ınez, J. Kong, V. G. Lu- civero, 和 M. W. Mitchell, 《高灵敏度光泵磁力计中的压缩光增强与反作用规避》, 《物理评论快报》**127**, 193601（2021）。[17]A. Sierant, D. Mendez-Avalos, S. Tabares-Giraldo, 和 M. W. Mitchell, 《压缩光增强多参数量子传感器中的量子噪声》, arXiv:2506.08190 10.48550/arXiv.2506.08190（2025年）。[18] M. Lipka, A. Sierant, C. Troullinou, 和 M. W. Mitchell, 《利用直流与射频混合光泵磁力计进行多参数量子传感与磁通信》, 《物理评论应用》**21**, 034054（2024）。[19] M. Lipka, A. Sierant, C. Troullinou, 和 M. W. Mitchell, 《利用直流与射频混合光泵磁力计进行多参数量子传感与磁通信》, 《物理评论应用》**21**, 034054（2024）。[20] C. M. Caves, 《干涉仪中的量子力学噪声》, 《物理评论 D》**23**, 1693（1981）。[21] C. Troullinou, R. Jim´enez-Mart´ınez, J. Kong, V. Lu- civero, 和 M. Mitchell, 《高灵敏度光泵磁力计中的压缩光增强与反作用规避》, 《物理评论快报》**127**, 193601（2021）。[22] A. Predojevi´c, Z. Zhai, J. M. Caballero, 和 M. W. Mitchell, 《二极管泵浦光学参量振荡器产生的铷共振压缩光》, 《物理评论 A》**78**, 063820（2008）。[23] W. E. Bell 和 A. L. Bloom, 《光驱动自旋进动》, 《物理评论快报》**6**, 280（1961）。