arXiv:2603.01987v1 [quant-ph] 2 Mar 2026

腔增强光学读出与控制核自旋量子比特

Alexander Ulanowski、Johannes Fr¨uh、Fabian Salamon、Adrian Holz¨apfel 和 Andreas Reiserer*

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Quantum Networks Group,Hans-Kopfermann-Straße 1, D-85748 Garching, GermanyTechnical University of Munich, TUM School of Natural Sciences, Physics Department and Munich Center for Quantum Science and Technology (MCQST),James-Franck-Straße 1, D-85748 Garching, Germany andTUM Center for Quantum Engineering (ZQE), Am Coulombwall 3A, 85748 Garching, Germany

核自旋在固体中具有非凡的相干性，因此是量子网络和中继器中量子存储器的理想候选者。然而，直接对单个核自旋量子比特进行全光学初始化、相干控制和读出，一直是一项重大挑战。在此，我们将掺杂原子 ^{167}Er嵌入硅酸钇，并置于低温法布里-珀罗腔中，实现了这一目标。该腔的线宽为 65 MHz，远小于相邻超精细能级之间 0.9 GHz 的间隔。因此，频率选择性发射增强使单次读出保真度达到 91(2)%。此外，强磁场可冻结顺磁杂质，使相干时间超过 0.2 s。核自旋量子比特、频率复用寻址以及在损耗极低的电信C波段实现的寿命受限光子发射相结合，使^{167}Er成为构建长距离基于光纤的量子网络的领先平台。

引言

量子网络将使用户能够完成经典设备无法实现的任务，并以经典设备无法实现的方式进行交互 [1], ，从而为量子信息处理和分布式量子传感带来众多应用。首批原型 [2] 已展示了静态自旋量子比特之间可跨越数十公里实现纠缠 [3–5]。然而，若要将距离进一步延长，光纤中的光子损耗仍是一大障碍 [6]。已有研究提出，可通过量子中继器克服这一障碍；这需要在静态量子比特与光纤最低损耗波段的光学光子之间建立高效接口 [7], ，同时还需要存储时间接近秒级的量子存储器 [8]。

由于对电场噪声和磁场噪声不敏感，核自旋量子比特非常适合达到这一时间尺度。先前的实验采用了真空中囚禁的原子 [9, 10] ，或将其作为掺杂原子嵌入磁矩密度较低的晶体中，例如金刚石 [11–15], 硅 [16], 碳化硅 [17], 和硅酸盐晶体 [18, 19]。在后者中，利用稀土掺杂原子系综实现了目前的相干时间纪录——超过十小时 [20]。

然而，要将如此出色的存储时间与高效、相干的单光子产生结合起来——这正是量子中继器所需要的 [8], ——仍是一项重大挑战。早期研究尝试利用金刚石 [11, 12, 21] 和碳化硅 [22, 23], 中色心周围的核自旋，并通过与电子自旋的受控耦合间接读出核自旋。借助这种方法，研究人员已分辨出多达 27 个独立的核自旋 [24]。然而，这种方法中电子自旋的随机翻转会降低核自旋的相干性 [13, 14], ，而通过电子自旋辅助量子比特间接读出核自旋还需要额外的电子——核自旋量子门 [11, 12, 21–24] 通常通过微波脉冲实现。这会降低可达到的速率，并引发加热和缺陷，从而损害保真度。通过施加较强磁场，利用核自旋系综克服了这些限制。当产生的塞曼分裂远大于热能时，电子自旋会被冻结在基态，并通过直接的自旋-晶格弛豫过程 [25], 在极短时间内衰减至该态。尽管如此，研究已表明，超精细相互作用能够实现核自旋系综的全光控制 [26]。在此，我们将这一方法拓展至单个核自旋量子比特的初始化、相干控制和光学单次读出。

具体而言，我们研究正硅酸钇（YSO）晶体中的单个铒掺杂剂。这种发射体与基质的组合在量子网络领域极具前景：首先，铒掺杂原子能够发射电信C波段 [7], 的光子，而光在光纤中的损耗在该波段最低。其次，Er:YSO 中已观测到极长的光学相干时间，最长可达数毫秒 [27], ，并在适用的谐振腔中 [28]达到寿命极限。最后，频率选择性寻址可在同一光学模式中对多个独立自旋量子比特进行相干控制 [29, 30], 数量可达数百个 [31], 从而为长距离多路复用纠缠生成 [32] 铺平道路。

此前在 Er:YSO 中进行的实验将偶数同位素的电子自旋用作量子比特 [29, 31],而我们在此研究 ^{167}Er 的核自旋。与利用掺杂原子系综开展的开创性工作类似，该工作实现了秒级相干性 [26], 我们在 < 1.8K 的温度下，使用闭循环 ^{4}He 低温恒温器，并施加 6.8 T 的强磁场，使发射体和所有顺磁杂质的电子自旋完全极化。如图 1a 所示，这降低了本征

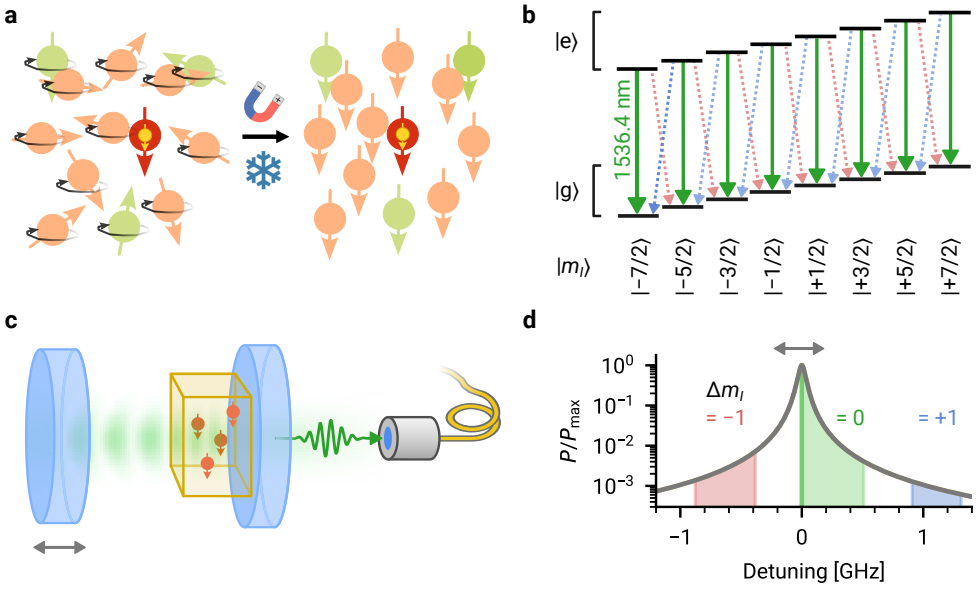

图 1. **实验概念。a,** 左图：量子比特编码在晶体中 ^{167}Er 掺杂原子的核自旋（金色）上。在 <2K 的低温下，发射体（红色）的电子自旋可以通过光学抽运等方式排列整齐，从而消除其进动。然而，其他掺杂原子和顺磁杂质（橙色、绿色）的电子自旋——它们可能未知和/或没有光学跃迁——则会呈随机分布。它们的进动（黑色箭头）和翻转会导致涨落磁场，进而引发退相干。右图：施加数特斯拉的磁场后，所有自旋都会排列整齐，从而即使在杂质浓度相当高时也能消除磁场涨落。**b,** ^{167}Er 掺杂原子在波长为 1536.4 nm 处有一个光学跃迁（绿色箭头），连接其光学基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 能级组。每组都包含八个核自旋能级 $|m_I\rangle$，其能量因核塞曼相互作用和超精细相互作用而发生位移，因此在所施加的磁场下，相邻能级的间隔最高可达 0.9 GHz。利用光学谐振腔，可以选择性地增强核自旋守恒光学跃迁（绿色箭头），而不改变使 m_I 增加（红色虚线）或减少（蓝色虚线）一个量子的衰变。**c,** 要选择性增强 $\Delta m_I = 0$ 跃迁上的光子发射（绿色卷曲箭头），需要使用模式体积小、线宽极窄（$\ll 0.9$GHz）的谐振腔。为此，将一片厚度为 10.9 µm 的 YSO 基质晶体薄膜（黄色）——其中含有铒掺杂原子（红色自旋符号）——集成到可调频（灰色箭头）法布里-珀罗谐振腔（蓝色圆柱体）的光学模式（绿色）中。**d,** 通过珀塞尔效应，跃迁 $|-7/2\rangle_e \rightarrow |-7/2\rangle_g$ 上向光腔模式的衰变率（绿色线条）最高可增强 $P = 95$（10）倍；而失谐的光学跃迁则可能具有低几个数量级的相对珀塞尔因子 P/P_{max}。彩色区域表示包含自旋守恒跃迁（浅绿色）和自旋翻转跃迁（蓝色和红色）的光谱带。

自旋噪声，并且即使在杂质浓度较高的材料中，也能实现超过数秒的核自旋相干性 [26] 以及超过数毫秒的光学相干性 [27]。与此同时，这也消除了由超超精细相互作用导致的光学退相位 [33, 34]。

实验构想

我们研究 Er:YSO 的位点1。在零磁场下，其光学跃迁频率为 1536.4 nm，跃迁发生在 $|g\rangle \equiv Z_1$—— $^4I_{15/2}$ 基态的最低晶场能级——与 $|e\rangle \equiv Y_1$—— $^4I_{13/2}$光学激发态 [27] 的最低能级——之间。当沿晶体的 b轴施加 6.8 T 磁场时，核自旋能级之间的间隔最大可达 0.9 GHz [35], ，如图 1b 所示。这一较大的能级间隔超过了 Er:YSO 中的非均匀展宽，因此即使在系综 [26]中，也能够实现通过光泵浦进行频率选择性自旋初始化，即利用 $\Delta m_I = \pm 1$反复激发自旋翻转跃迁。此处， m_I 表示沿磁场方向的核自旋量子数投影，其取值范围为 $-7/2$ 至 $+7/2$ ，对应于 ^{167}Er 的 $I = 7/2$核自旋。请注意，有效的 $S = 1/2$电子自旋可以通过光学跃迁衰减至 $m_S = 1/2$，但在这种情况下，由于以速率 $\propto B^5$ [25]发生直接的自旋-晶格弛豫，它会立即返回热平衡态 $-1/2$ 。

进行光学读出时，必须保持核自旋量子数 m_I 不变。尽管频率选择性光激发可以确保这一点，但在 $Y_1 \rightarrow Z_1$ 跃迁上发生光学衰减时， m_I 仍可能以较高概率发生变化，如图1b中的蓝色和红色虚线箭头所示。与近期在金刚石色心上的实验类似 [15], ，该跃迁较低的循环性阻碍了高保真度的全光读出——

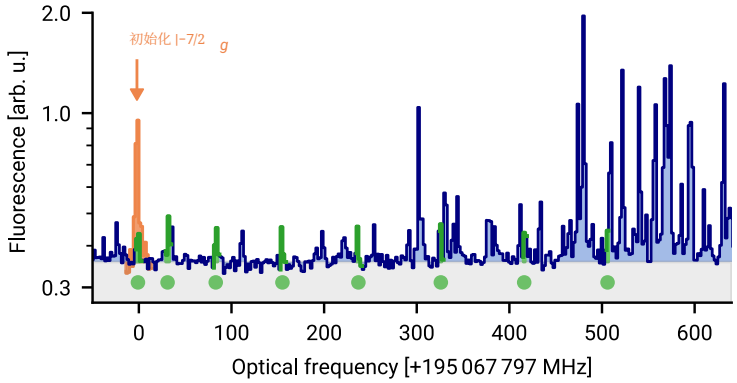

图 2. **单个铒掺杂剂的光谱学**。 在脉冲共振荧光光谱中，观察到许多峰，这些峰源自单个铒掺杂原子（蓝色条），其中既有具有超精细结构的，也有不具有超精细结构的。0.36 arb.u. 以下的灰色阴影区域表示探测器暗计数。将光抽运序列用于初始化处于 $|-7/2\rangle_g$ $|-7/2\rangle_e \rightarrow$ 态的 ^{167}Er 掺杂原子后，$|-7/2\rangle_g$ 它在相应的自旋保持跃迁上呈现更强的荧光强度（橙色条）。初始化到其他自旋态（未显示）后，可确定该掺杂原子的全部八个自旋保持跃迁；它们在荧光谱中以绿色突出显示，并在下方以绿色圆点标出。从 $|-7/2\rangle_e \rightarrow |-7/2\rangle_g$ 到 $|+7/2\rangle_e \rightarrow |+7/2\rangle_g$（从左到右），频率持续升高。

出。我们通过将发射体置于品质因数为 $Q = 3 \times 10^6$的高品质因数法布里-珀罗光腔中，克服了这一挑战，如图1c所示。由此得到的线宽为65 MHz（半高全宽），远小于相邻核自旋能级之间光学跃迁的间隔。因此，如图1d所示，当 $P \ll 1$时，失谐的自旋翻转跃迁的衰减率不会得到增强，因而保持其体材料中的数值。相比之下，光腔会选择性增强共振的核自旋保持跃迁（$\Delta m_I = 0$），测得的珀塞尔因子 [2] 最高可达95(10)。循环性的提升为本研究所展示的全光核自旋量子比特读出铺平了道路。

结果

单个 ^{167}铒掺杂原子的探测

我们的实验采用一片厚度为 10.9 µm 的 YSO 薄膜，并将其集成到一个频率可调法布里-珀罗谐振腔中，具体如我们此前的研究 [31, 34]所述。晶体中的铒具有天然同位素丰度，因此 $\sim$ 23% 的发射体属于同位素 ^{167}Er。在低于 2 K 的温度下，该晶体中的单个铒掺杂原子表现出窄至 0.2 MHz 的光学跃迁 [30], ，其中心频率各不相同，这是由晶体环境的局部变化造成的，例如应变、缺陷或其他掺杂离子。这些随机频移使得能够对单个发射体进行频分复用寻址 [29, 30]。与铕共掺杂可实现谱密度的定向降低 [31]。

为确定合适的 ^{167}Er发射体，我们采用脉冲荧光光谱学，使用持续时间为 8 µs、频率在 2MHz 范围内啁啾的激光脉冲。激光关闭后，我们使用超导纳米线单光子探测器探测发射的荧光光子。随后，我们在保持光腔处于共振状态的同时扫描激发激光频率。对于不含核自旋的偶数同位素，在单个共振频率处会产生强荧光；而对于 ^{167}Er的保自旋跃迁，预计会出现八个较弱的峰，每个峰对应一个核自旋基态。图 2 展示了一个具有此特征的光谱示例。自旋翻转跃迁与共振频率相差数百 MHz，不会产生可测量的信号（未显示），因为其珀塞尔增强按分支比的比例降低；此外，若在同一频率下反复探测，信号会因意外的光学自旋泵浦而衰减。

珀塞尔增强光学自旋初始化

接下来，我们将重点讨论 $|-7/2\rangle_g$ 与 $|-7/2\rangle_e$之间的光学跃迁。首先，最外侧自旋态之间的跃迁（$m_I = \pm 7/2$）预计具有最大的循环性，这有利于自旋读出。其次，通过驱动所有 $\Delta m_I = -1$ 光学跃迁，可以将自旋初始化到$|-7/2\rangle_g$，此前已在原子系综中展示过这一点[26]。不过，在光学谐振腔中使用单个发射体，需要对该方案进行调整，我们将在下文中对此进行介绍。

若要从随机状态出发，将自旋初始化为 $|-7/2\rangle$，就需要使所有其他能级退布居——这一过程称为光学抽运。为此，可以有选择地激发红边带的所有七个跃迁，也就是所有使核自旋的量子数减小一的自旋翻转跃迁，$|-7/2\rangle$。

激发态随后发生的衰变可能会随机改变自旋。在连续或反复驱动下，系统将经历多次光学激发和衰变，直至最终处于 $|{-}7/2\rangle_g$；从该状态出发，红边带上不可能再发生激发。

光学抽运过程的时间尺度由发射体寿命以及自旋翻转衰变与保自旋衰变的分支比决定。因此，谐振腔的存在使过程得以加快 [2], ，因为珀塞尔效应增强了保自旋跃迁线的分支，并导致更快的光学衰变，将激发态寿命从 11。4 ms [36] 缩短至 0。12 ms。

图 1d 展示了各个跃迁的相对珀塞尔因子 $P/P_{\max}$ 随光谱变化的情况，其中谐振腔被精确调谐至 $|-7/2\rangle_e \rightarrow |-7/2\rangle_g$，从而增强了该跃迁的衰变。较高自旋态对应的珀塞尔因子较小，而 $|+7/2\rangle_e \rightarrow |+7/2\rangle_g$ 跃迁的珀塞尔因子可忽略不计。为实现最快的初始化，可以同时激发全部七个红边带跃迁。但出于技术原因，我们选择依次施加这些跃迁，使所需的脉冲能够由单个激光产生，并通过电光调制器改变其频率。

在实验中，我们使用持续时间为 20 μs、在 10 MHz 范围内进行频率啁啾的脉冲。我们从 $|+7/2\rangle_g \rightarrow |+5/2\rangle_e$ 频率开始，然后进行 $|+5/2\rangle_g \rightarrow |+3/2\rangle_e$，并以此类推，直到 $|-5/2\rangle_g \rightarrow |-7/2\rangle_e$。重复这一序列会使 $|-7/2\rangle_g$ 中的布居数显著增加，如图 2 所示，此时相应自旋保持跃迁上的荧光信号显著增强（橙色）。初始化保真度可以通过自相关测量进行表征。为达到最高值——高达 97.3(9) %——在下文将介绍的单次读出实验中，我们将泵浦序列重复 500 次。

尽管由于分支比的原因，预计在最外侧自旋态（例如 $|-7/2\rangle_g$）中进行初始化的效率最高，但也可以通过将红边带跃迁替换为蓝边带上相应的跃迁，在其他态中初始化自旋。这样，我们便能确定所研究掺杂原子的全部 $\Delta m_I = 0, \pm 1$光学跃迁的精确频率，共计 22 个，从而全面表征基态和激发态的能级。光谱中指定的自旋保持跃迁在图 2 面板底部以绿色圆点标出。

核自旋量子比特的单次读出

实现高效初始化的脉冲序列后，我们接下来研究核自旋态的光学读出。为此，我们将量子比特定义在基态中能量最低的两个能级$|-7/2\rangle_g$ 和 $|-5/2\rangle_g$，并施加与自旋保持跃迁$|-7/2\rangle_g \rightarrow |-7/2\rangle_e$共振的光学激发脉冲。由于该跃迁与所有其他光学跃迁的失谐都很大，因此可以实现自旋选择性激发；窄带激发脉冲后探测到光子，即可明确表明处于 $|-7/2\rangle_g$ 态。然而，由于激发概率和探测概率有限，没有探测到光子并不能表明处于 $|-5/2\rangle_g$ 态。因此，需要进行多次光学激发，才能实现对核自旋的明确读出。只有当跃迁具有高循环性时，这才有可能实现；这意味着光学衰变过程中自旋态不会改变。在我们的实验中，选择性谐振腔增强实现了这一点。此外，谐振腔将光子探测效率提高至 11(1)%，并缩短了光学寿命，从而加快了读出过程。只有结合这些优势，单次读出才成为可能。

作为首次实验演示，在初始化自旋后，我们反复激发保持自旋的$|-7/2\rangle_g \rightarrow |-7/2\rangle_e$ 跃迁并测量荧光。我们使用持续时间为 8 μs、频率在 2 MHz 范围内啁啾的脉冲。如果自旋处于 $|-7/2\rangle_g$ 态，每次读出尝试都能检测到数个光子。然而，如果自旋处于 $|-5/2\rangle_g$，或处于量子比特流形以外的其他状态，则预计只能检测到少量荧光光子，这些光子可能源于非共振驱动或探测器暗计数。经过 110 个激发脉冲后获得的直方图如图 3a 所示。显然，将自旋初始化为 $|-7/2\rangle_g$（橙色）时得到的分布与初始化为 $|-5/2\rangle_g$（蓝色）时得到的分布不同；两者都接近二项分布，平均光子数分别为 10.69(5) 和 2.356(24)。将判别阈值设为最优值 $n = 5$个探测光子，可得到 91(2) % 的单次读出保真度。这里，我们将保真度定义为正确判定核自旋态 $|-7/2\rangle_g$ 和$|-5/2\rangle_g$的最小概率，并且不对初始化误差进行校正。

图 3a 中的直方图是在最佳脉冲数和判别阈值下测得的。这是系统优化的结果，如图 3b 所示。从直方图可以看出，限制所达到保真度的主要因素是探测器暗计数，其速率为 43.9(1) Hz；这一点可从未施加光激发脉冲时探测事件的分布（黑色空心柱）看出，该分布与暗态 $|-5/2\rangle_g$（蓝色柱）的分布非常接近。由于

最先进的器件能够在效率相近的情况下将暗计数降低一个数量级以上 [37], , 我们预计单次读出保真度有望提高到 98% 以上，超过拓扑量子纠错通常要求的阈值 [38]。

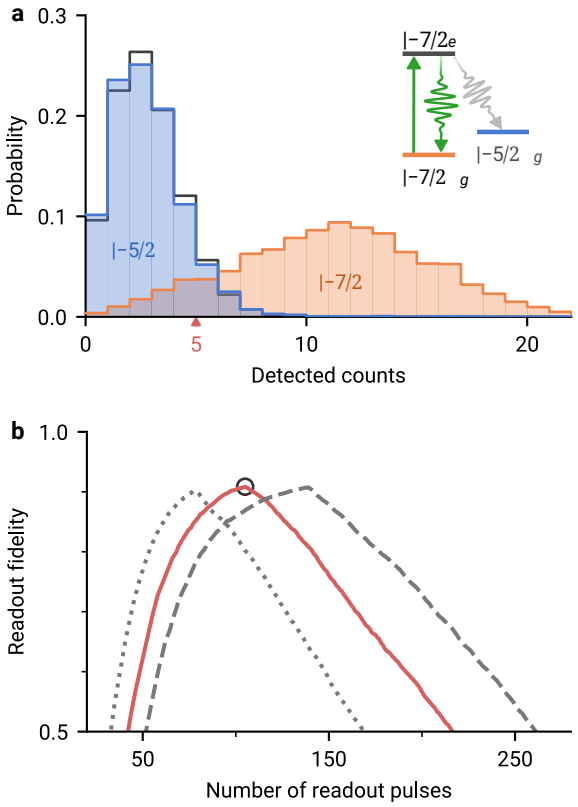

图 3. **光学核自旋量子比特读出。a,** 插图：量子比特编码在基态 $|g\rangle$ 的两个最低能态 $|-7/2\rangle_g$（橙色）和 $|-5/2\rangle_g$（蓝色）中，谐振腔经过调谐，可选择性增强光学读出跃迁 $|-7/2\rangle_g \leftrightarrow |-7/2\rangle_e$（绿色）。初始化后，通过在共振激光激发（直箭头）后测量荧光光子（绿色弯箭头）进行读出。主图：经过 110 个读出脉冲后，探测器光子数会因量子比特初始化方式不同而异。各分布清晰分离。若在检测到至少 $n = 5$ 个光子的情况下将核自旋态判定为 $|-7/2\rangle_g$，则平均读出保真度达到 91(2)%。该数值受限于自旋制备在 $|-5/2\rangle_g$ 时检测到的光子；其分布（蓝色）主要由探测器暗计数组成，即使没有激发激光脉冲也会出现这些暗计数（黑色空心柱）。**b,** 达到的保真度取决于读出脉冲数和光子数阈值 n（点线：4，红色实线：5，虚线：6）。最优值（黑色圆点）出现在 110 个脉冲和 $n = 5$ 处（如 a 图所示）。

全光相干控制

在演示了对单个核自旋的单次读出后，我们现在转而研究它们的相干特性。我们首先测量其寿命：在所用的温度 1.72(1) K 和磁场 6.8 T 下，寿命为 33(3) s。进一步降低温度或可改善这一结果。

为确定相干时间，我们对核自旋态实施相干控制。由于核自旋的旋磁比较小，若直接用射频场驱动，要达到 kHz 范围内的拉比频率，就需要数瓦的功率，从而导致加热和谐振器不稳定性。因此，我们改用全光控制。具体而言，我们用两个控制场驱动拉曼跃迁，如图4a所示。为避免激发态散射限制自旋控制保真度，同时将驱动功率维持在适中的 10 mW，我们选择了相对于 $|-7/2\rangle_g \leftrightarrow |-7/2\rangle_e$ 跃迁失谐$\Delta = -90$MHz。

为确保两个场具有相近且恒定的振幅，并使拉比频率不受谐振腔残余频率涨落的影响，我们调节后者，使两个场相对于腔共振具有大小相等、符号相反的失谐。随后，我们照射不同持续时间的脉冲，以观测量子比特流形各态之间的拉比振荡，如图4b所示。由于拉曼激光脉冲的功率和/或偏振涨落，振荡会逐渐衰减。对于持续时间短于 0。1 ms 的脉冲，可以排除退相干的影响，因为在拉姆齐序列中测得的退相干时间为 $T_2^* = 0.62(3)$ ms。该数值比同一基质中铒电子自旋的 56(9)ns 相干时间 [39]高出四个数量级以上，表明核自旋量子比特对磁场涨落的敏感性很低。

核自旋量子比特相干性

为进一步提高相干性，我们采用汉恩回波序列。如图4c所示，我们测得汉恩回波时间为 $T_{\mathrm{Hahn}} = 16.7(9)$ ms。该数值远小于在^{167}Er 位点2进行系综测量时得到的结果，后者超过一秒 [26]。这种下降以及 T_{Hahn} 在约30 ms处的复现，均源于偏置磁场的波动，未来可通过主动阻尼来减小这些波动。

或者，相干性可以通过动力学解耦来延长。为此，我们施加 π脉冲，交替绕 X 和 Y 轴，以降低对脉冲误差 [40]的敏感度。由此，我们在64个脉冲后测得相干时间长达 $T_{\mathrm{DD}} = 0.28(8)$ s。消除残余脉冲缺陷很可能使这一时间进一步延长。相干时间随所施加脉冲数 N 的标度遵循幂律，

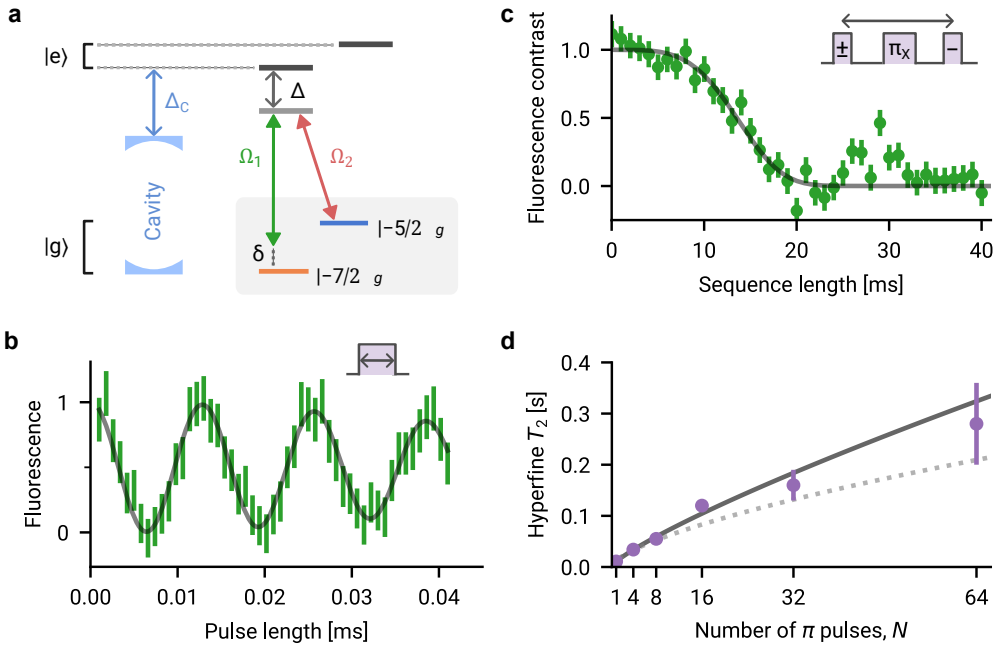

图4. **全光相干控制与超精细相干性。a,** 为实现对核自旋量子比特（灰色框）的相干控制，将谐振腔暂时相对于 $|-7/2\rangle_g \leftrightarrow |-7/2\rangle_e$ 频率失谐 $\Delta_C = -400$MHz。随后，使用拉比频率为Ω_1和Ω_2的方波激光脉冲驱动拉曼跃迁；这些脉冲同时照射，其频率差在 $\delta = 0$时与量子比特跃迁相匹配。通过选择相对于读出跃迁$\Delta = -90$MHz的失谐来避免散射。**b,** 改变拉曼脉冲持续时间时，在$\delta = 0$处观测到拉比振荡。带有拉伸指数包络的余弦函数（实线）能够很好地拟合数据。**c,** 在由脉冲序列 $\pi/2 - \pi - \pi/2$组成的哈恩回波实验中（见插图），通过对拉伸指数函数（实线）进行拟合，得到相干时间为 $T_{\mathrm{Hahn}} = 14.8(9)$ ms。**d,** 相干时间可通过动态解耦进一步延长，其中依次施加 N个等间隔的 π脉冲。为减小脉冲误差的影响，脉冲相位在绕 X轴与 Y轴的旋转之间交替改变，从而形成XY(N)序列。由此，相干时间随脉冲数目（紫色数据）按照 $T_{\mathrm{DD}} \propto N^{0.82(2)}$（黑色拟合曲线）增加，最高达到 $T_{\mathrm{DD}} = 0.28(8)$ s。灰色虚线表示缓慢变化自旋浴的预期增长，$\propto N^{2/3}$。

$T_{\mathrm{DD}} \propto N^{0.82(2)}$，如图4d所示，这与装置中涨落磁场的预期相符，而不同于缓慢变化自旋浴所预期的幂律 $\propto N^{2/3}$。

讨论

上述测量展示了在样品中所有电子自旋都被冻结在基态的情况下，对核自旋量子比特进行全光学初始化、相干控制和单次读出。我们的方法消除了此前铒及其他克拉默斯稀土掺杂离子实验中一直存在的三个主要退相干来源：首先，它们对基质材料中顺磁杂质引起的涨落磁场非常敏感。其次，它们与其他同类型掺杂离子之间存在各向异性交互作用，无法有效地解耦 [41]。最后，铒掺杂离子与基质中钇原子核之间的超超精细相互作用会导致光学相干性迅速崩塌

，而在较强磁场下可以避免这种情况 [33] [27, 34]。

虽然目前实现的相干时间已足以用于量子中继协议 [8]，但通过消除当前的限制因素——低温恒温器中的经典磁场噪声——还可以进一步延长相干时间。另一种方法是通过主动稳定脉冲面积来提高拉曼脉冲的保真度，这将有助于施加更多脉冲以延长相干时间。然而，拉曼脉冲期间布居于光学激发态后发生自发衰变的概率较低，因此可能会遇到限制。这可能会妨碍达到 66(6) s 的寿命极限。如果需要如此超长的相干时间，改用核自旋丰度较低的晶体将更有利，例如钨酸钙；在毫开尔文温度下，其电子自旋的相干时间比 YSO 中实现的长四个数量级 [42] [41]。

尽管存在光学散射，我们已证明使用拉曼脉冲对单个自旋进行光学控制

具有驱动功率较低的优势，约为 10mW，其中大部分（$> 90\,\%$）由于与光腔共振的失谐而被反射。这与通过外部线圈施加射频场、利用动态解耦所需的数十瓦功率相比，可大幅降低加热 [43, 44]。此外，拉曼场会对掺杂离子产生交流斯塔克频移，该频移取决于失谐和场振幅，因而也取决于发射体在谐振器模式中的位置。因此，这项技术有望实现对单个自旋的选择性寻址，类似于早期对 Er:YSO 中电子自旋的实验；这些实验采用了微波驱动以及额外的交流斯塔克频移激光 [29]。

尽管单次读出的保真度仍低于先进量子纠错协议所需的水平 [45]，，我们的分析表明，若使用暗计数更低的光子探测器，便可直接实现超过 98 % 的保真度；而通过有效滤除残余黑体辐射即可实现这一点 [46]。此外，缩小谐振器模式束腰以提高系统的协同性，或（可能）使用矢量磁体沿着可降低核自旋翻转概率的方向施加磁场，都能提高循环性。同时，将磁场调至特定工作点，也能使基态或光学跃迁频率不受磁场涨落影响 [47]，，从而进一步延长其相干时间。

展望

即使不进行这些改进，我们的系统也十分适合用于光学介导的远程铒掺杂离子间纠缠生成。与近期采用镱实现的方案相比 [32]，，我们的装置具有更高的出耦效率（最高可达 76(5) %），工作于电信频段，并兼具寿命受限的光学跃迁 [28] 和长达 0。2 s 的基态相干时间，且无需 ^{3}He 制冷机，因此铒的核自旋是量子中继器实验的理想候选 [8]。这可以基于本文展示的核自旋量子比特实现，并结合光子量子比特的时间箱编码 [48, 49]。另一种方案是利用核自旋流形更大的希尔伯特空间，将量子信息编码到较小的薛定谔猫态中。与近期采用施主量子比特实现这一设想的方案相比 [50]，，铒可为此类态提供光学接口，为基于自旋猫码的高效纠错协议开辟道路 [51]。

不过，我们的方法并不局限于 ^{167}Er:YSO 这一经过研究的基质与掺杂原子组合；它也可以应用于其他物理系统，例如 Er:Si [52–54], Er:Y_2O_3, ，或金刚石、硅和碳化硅中的色心。这需要线宽小于发射体的超精细耦合和光谱扩散的谐振器。除了本文研究的法布里-珀罗腔，纳米光子谐振器 [53, 55] 也可能适用于此目的。因此，我们预计，所展示的长存储时间、高效光子提取、光子相干性、光谱复用能力和电信波段运行相结合，将为多个硬件平台上的大规模量子网络开辟独特前景。

资助

本研究获以下资助：1）德国研究联合会（DFG，德国研究基金会）通过德国大学卓越计划（EXC-2111 - 390814868）及个人资助协议（547245129）提供资助；2）慕尼黑量子谷提供资助，该项目由巴伐利亚州政府通过“高科技议程巴伐利亚 Plus”提供资金支持；3）欧盟提供资助（欧洲研究委员会项目 OpENSpinS，编号 101170219）。本文所表达的观点和意见仅代表作者本人，并不一定反映欧盟或欧洲研究委员会的观点。欧盟及其资助机构均不对这些观点和意见承担责任。

* andreas.reiserer@tum.de[1] S. Wehner、D. Elkouss 和 R. Hanson，《科学》**362**，eaam9288（2018年）。[2] A. Reiserer，《现代物理评论》**94**，041003（2022年）。[3] T. van Leent、M. Bock、F. Fertig、R. Garthoff、S. Eppelt、Y. Zhou、P. Malik、M. Seubert、T. Bauer、W. Rosenfeld、W. Zhang、C. Becher 和 H. Weinfurter，《自然》**607**，69（2022年）。[4] C. M. Knaut、A. Suleymanzade、Y.-C. Wei、D. R. As- su mpcao、P.-J. Stas、Y. Q. Huan、B. Machielse、E. N. Knall、M. Sutula、G. Baranes、N. Sinclair、C. De- Eknamkul、D. S. Levonian、M. K. Bhaskar、H. Park、M. Lonˇcar 和 M. D. Lukin，《自然》**629**，573（2024年）。[5] A. J. Stolk、K. L. van der Enden、M.-C. Slater、I. te Raa- Derckx、P. Botma、J. van Rantwijk、J. J. B. Biemond、R. A. J. Hagen、R. W. Herfst、W. D. Koek、A. J. H. Meskers、R. Vollmer、E. J. van Zwet、M. Markham、A. M. Edmonds、J. F. Geus、F. Elsen、B. Jungbluth、C. Haefner、C. Tresp、J. Stuhler、S. Ritter 和 R. Hanson，《科学进展》**10**，eadp6442（2024年）。[6] S. Muralidharan、L. Li、J. Kim、N. L¨utkenhaus、M. D. Lukin 和 L. Jiang，Sci. Rep. **6**，20463 （ 2016 年）。[7] P. Holewa 、 A. Reiserer、T. Heindel、S. Sanguinetti、A. Huck 和 E. Semenova，《纳米光子学》**14**，1729（2025年）。[8] P. v. Loock、W. Alt、C. Becher、O. Benson、H. Boche、C. Deppe、J. Eschner、S. H¨ofling、D. Meschede、P. Mich-

ler、F. Schmidt 和 H. Weinfurter，《先进量子技术》3，1900141（2020年）。[9] M. K¨orber、O. Morin、S. Langenfeld、A. Neuzner、S. Rit- ter 和 G. Rempe，Nature Photon. 12，18（2018年）。[10] P. Wang、C.-Y. Luan、M. Qiao、M. Um、J. Zhang、Y. Wang、X. Yuan、M. Gu、J. Zhang 和 K. Kim，Nature Commun. 12，233（2021年）。[11] M. V. G. Dutt、L. Childress、L. Jiang、E. Togan、J. Maze、F. Jelezko、A. S. Zibrov、P. R. Hemmer 和 M. D. Lukin，《科学》316，1312（2007年）。[12] L. Robledo、L. Childress、H. Bernien、B. Hensen、P. F. A. Alkemade 和 R. Hanson，《自然》477，574（2011年）。[13] P. C. Maurer、G. Kucsko、C. Latta、L. Jiang、N. Y. Yao、S. D. Bennett、F. Pastawski、D. Hunger、N. Chisholm、M. Markham、D. J. Twitchen、J. I. Cirac 和 M. D. Lukin，《科学》336，1283（2012年）。[14] A. Reiserer、N. Kalb、M. S. Blok、K. J. van Bemme- len、T. H. Taminiau、R. Hanson、D. J. Twitchen 和 M. Markham，《物理评论X》6，021040（2016年）。[15] R. A. Parker、J. Arjona Mart´ınez、K. C. Chen、A. M. Stramma、I. B. Harris、C. P. Michaels、M. E. Trusheim、M. Hayhurst Appel、C. M. Purser、W. G. Roth、D. En- glund 和 M. Atat¨ure，Nat. Photon. 18，156（2024年）。[16] K. Saeedi、S. Simmons、J. Z. Salvail、P. Dluhy、H. Rie- mann、N. V. Abrosimov、P. Becker、H.-J. Pohl、J. J. L. Morton 和 M. L. W. Thewalt，《科学》342，830（2013年）。[17] A. Bourassa、C. P. Anderson、K. C. Miao、M. Onizhuk、H. Ma、A. L. Crook、H. Abe、J. Ul-Hassan、T. Ohshima、N. T. Son、G. Galli 和 D. D. Awschalom，Nat. Mater. 19，1319（2020年）。[18] M. Zhong、M. P. Hedges、R. L. Ahlefeldt、J. G. Bartholomew、S. E. Beavan、S. M. Wittig、J. J. Longdell 和 M. J. Sellars，《自然》517，177（2015年）。[19] M. T. Uysal、M. Raha、S. Chen、C. M. Phenicie、S. Ourari、M. Wang、C. G. Van de Walle、V. V. Do- brovitski 和 J. D. Thompson，《PRX量子》4，010323（2023年）。[20] F. Wang、M. Ren、W. Sun、M. Guo、M. J. Sellars、R. L. Ahlefeldt、J. G. Bartholomew、J. Yao、S. Liu 和 M. Zhong，《PRX量子》6，010302（2025年）。[21] P. Neumann、R. Kolesov、B. Naydenov、J. Beck、F. Rempp、M. Steiner、V. Jacques、G. Balasubramanian、M. L. Markham、D. J. Twitchen、S. Pezzagna、J. Meijer、J. Twamley、F. Jelezko 和 J. Wrachtrup，Nature Phys. 6，249（2010年）。[22] X.-Y. Lai、R.-Z. Fang、T. Li、R.-Z. Su、J. Huang、H. Li、L.-X. You、X.-H. Bao 和 J.-W. Pan，《物理评论快报》132，180803（2024年）。[23] E. Hesselmeier、P. Kuna、W. Knolle、F. Kaiser、N. T. Son、M. Ghezellou、J. Ul-Hassan、V. Vorobyov 和 J. Wrachtrup，《物理评论快报》132，180804（2024年）。[24] M. H. Abobeih、J. Randall、C. E. Bradley、H. P. Bartling、M. A. Bakker、M. J. Degen、M. Markham、D. J. Twitchen 和 T. H. Taminiau，《自然》576，411（2019年）。[25] G. Wolfowicz、F. J. Heremans、C. P. Anderson、S. Kanai、H. Seo、A. Gali、G. Galli 和 D. D. Awschalom，Nat. Rev. Mater. 6，906（2021年）。[26] M. Ranˇci´c、M. P. Hedges、R. L. Ahlefeldt 和 M. J. Sellars，《自然物理》14，50（2018年）。[27] T. B¨ottger、C. W. Thiel、R. L. Cone 和 Y. Sun，《物理评论B辑》79，115104（2009年）。[28] B. Merkel、A. Ulanowski 和 A. Reiserer，《物理评论X》10，041025（2020年）。[29] S. Chen, M. Raha, C. M. Phenicie, S. Ourari, 和 J. D. Thompson，《科学》370，592（2020）。[30] A. Ulanowski、B. Merkel 和 A. Reiserer，《科学进展》8，eabo4538（2022）。[31] A. Ulanowski、J. Fr¨uh、F. Salamon、A. Holz¨apfel 和 A. Reiserer，《先进光学材料》12，2302897（2024）。[32] A. Ruskuc、C.-J. Wu、E. Green、S. L. N. Hermans、W. Pa- jak、J. Choi 和 A. Faraon，《自然》639，54（2025）。[33] B. Car、J.-L. Le Gou¨et 和 T. Chaneli`ere，《物理评论B辑》102，115119（2020）。[34] A. Ulanowski、O. Kuijpers、B. Merkel、A. Holz¨apfel 和 A. Reiserer，《PRX量子》6，020344（2025）。[35] S. Horvath、J. Rakonjac、Y.-H. Chen、J. Longdell、P. Goldner、J.-P. Wells 和 M. Reid，《物理评论快报》123，057401（2019）。[36] T. B¨ottger、Y. Sun、C. W. Thiel 和 R. L. Cone，《物理评论B辑》74，075107（2006）。[37] A. S. Mueller、B. Korzh、B. Korzh、M. Runyan、E. E. Wollman、A. D. Beyer、J. P. Allmaras、J. P. Allmaras、A. E. Velasco、I. Craiciu、B. Bumble、R. M. Briggs、L. Narvaez、C. Pe˜na、C. Pe˜na、M. Spiropulu 和 M. D. Shaw，《光学》8，1586（2021）。[38] A. G. Fowler、M. Mariantoni、J. M. Martinis 和 A. N. Cleland，《物理评论A辑》86，032324（2012）。[39] P. Cova Fari˜na、B. Merkel、N. Herrera Valencia、P. Yu、A. Ulanowski 和 A. Reiserer，《物理评论应用》15，064028 2021( )。[40] D. Suter 和 G. A. ´Alvarez，《现代物理评论》88，041001（2016）。[41] B. Merkel、P. Cova Fari˜na 和 A. Reiserer，《物理评论快报》127，030501（2021）。[42] M. Le Dantec、M. Ranˇci´c、S. Lin、E. Billaud、V. Ran- jan、D. Flanigan、S. Bertaina、T. Chaneli`ere、P. Goldner、A. Erb、R. B. Liu、D. Est`eve、D. Vion、E. Flurin 和 P. Bertet，《科学进展》7，eabj9786（2021）。[43] M. G¨undo˘gan、P. M. Ledingham、K. Kutluer、M. Mazzera 和 H. de Riedmatten，《物理评论快报》114，230501（2015）。[44] A. Ortu、A. Holz¨apfel、J. Etesse 和 M. Afzelius，《npj量子信息》8，29（2022）。[45] N. P. Breuckmann 和 J. N. Eberhardt，《PRX量子》2，040101（2021）。[46] H. Shibata、K. Shimizu、H. Takesue 和 Y. Tokura，《光学快报》40，3428（2015）。[47] D. L. McAuslan、J. G. Bartholo mew、M. J. Sellars 和 J. J. Longdell，《物理评论A辑》85，032339（2012）。[48] H. Bernien、B. Hensen、W. Pfaff、G. Koolstra、M. S. Blok、L. Robledo、T. H. Taminiau、M. Markham、D. J. Twitchen、L. Childress 和 R. Hanson，《自然》497，86（2013）。[49] M. T. Uysal、L. Dusanowski、H. Xu、S. P. Horvath、S. Ourari、R. J. Cava、N. P. de Leon 和 J. D. Thomp- son，《物理评论X》15，011071（2025）。[50] X. Yu、B. Wilhelm、D. Holmes、A. Vaartjes、D. Schwien- bacher、M. Nurizzo、A. Kringhøj、M. R. v. Blankenstein、A. M. Jakob、P. Gupta、F. E. Hudson、K. M. Itoh、R. J. Murray、R. Blume-Kohout、T. D. Ladd、N. Anand、A. S. Dzurak、B. C. Sanders、D. N. Jamieson 和 A. Morello，《自然物理》21，362（2025）。[51] S. Omanakuttan、V. Buchemmavari、J. A. Gross、I. H. Deutsch 和 M. Marvian，《PRX量子》5，020355（2024）。

[52] J. Yang、W. Fan、Y. Zhang、C. Duan、G. G. de Boo、R. L. Ahlefeldt、J. J. Longdell、B. C. Johnson、J. C. McCallum、M. J. Sellars、S. Rogge、C. Yin 和 J. Du，《物理评论B辑》**105**，235306（2022年）。[53] A. Gritsch、A. Ulanowski、J. Pforr 和 A. Reiserer，《自然·通讯》**16**，64（2025 年）。

[54] J. Fr¨uh、F. Salamon、A. Gritsch、A. Ulanowski 和 A. Reiserer，《硅中光腔增强型单光子发射体的光谱稳定性》（2026 2601 13666），arXiv:[ ]量子物理。[55] T. Asano 和 S. Noda，IEEE会刊 **106**，2183，2018 年( )。