

晶体波导量子存储*

刘超 周宗权[†] 李传锋^{††}

(中国科学技术大学物理学院 中国科学院量子信息重点实验室 中国科学院量子信息与量子科技创新研究院 合肥 230026)

Crystal-based waveguide quantum memories

LIU Chao ZHOU Zong-Quan[†] LI Chuan-Feng^{††}

(CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, CAS Key Laboratory of Quantum Information, School of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2023-07-11 收到

[†] email: zq_zhou@ustc.edu.cn

^{††} email: cfli@ustc.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20230804

摘要 光子量子存储器是一种可以存储光子量子信息并在可控的时间后将其读取出来的设备。基于光子量子存储器可以构建量子中继器，克服信号在传输过程中伴随通信距离增加的指数衰减，从而实现大尺度的量子网络。作为一种优异的量子存储材料，块状的稀土掺杂晶体已被广泛地应用于各种量子存储实验中。与经典存储器的发展路线类似，目前量子存储器也正在朝着小型化和集成化发展。采用飞秒激光微加工技术在块状的稀土掺杂晶体中加工光波导，来构建晶体波导量子存储器就是一条极具发展前景的技术路线。文章将主要介绍近期基于飞秒激光微加工技术的晶体波导量子存储器的研究进展。

关键词 稀土掺杂晶体, 飞秒激光微加工, 光波导, 量子存储

Abstract Quantum memories are devices that can store photonic quantum information and release it after a controlled time. Quantum repeaters can be constructed based on optical quantum memories to overcome the exponential decay of the signal during transmission when the communication distance increases, thus realizing large-scale quantum networks. As a promising candidate for quantum memories, bulk rare-earth-ion-doped crystals have been widely utilized in quantum memory experiments. Similar to the course of development of classical memories, quantum memories are also heading towards miniaturization and integration. This paper will describe one of the most promising technical routes to construct crystal-based waveguide quantum memories in bulk rare-earth-doped crystal by using femtosecond laser micromachining techniques.

Keywords rare-earth-ion-doped crystal, femtosecond laser micromachining, optical waveguides, quantum memories

* 国家自然科学基金(批准号: 12204463; 2222411; 11821404)、中国博士后科学基金(批准号: 2021M703105)资助项目

1 引言

我们生活在一个网络时代，每天都有海量的信息在互联网中传输。与经典网络不同，量子网络中传输的是量子信息。借助量子网络，可以实现远距离的量子密钥分发，完成基于物理学原理的保密通信^[1]；可以实现基于分布式架构的可扩展量子计算，提高量子计算的效率^[2]；还可以实现分布式量子精密测量，提高测量的精度^[3]。与经典的网络类似，量子网络中常用的信道和信息载体也是光纤和光子，只不过量子网络中用到的光子数比经典网络要少太多，大多数情况下都在单个光子的级别。光子在光纤中传输时，会发生损耗，随着传输距离的增长，这个损耗指数地增加，这使得基本无法通过直接在两点间传输光信号来实现远距离的通信。在经典通信领域，可通过每隔 50 km 或者 100 km 设置一个中继站对光信号进行放大来弥补信道的传输损耗。但在量子网络中，受限于量子不可克隆定律^[4]，无法有效地克隆未知的量子态，因而经典的中继方案无法奏效。

量子中继方案也是将一段很长的通信距离分成很多段，每一段距离两端各有一个节点，通过纠缠分发等方案在这两个节点之间建立量子纠缠，然后再在两个相邻节点之间进行纠缠交换的操作，如果成功就能实现通信距离的翻倍^[5]。在所有的纠缠交换操作成功后，可继续在相邻节点之间进行下一层的纠缠交换，每一层纠缠交换成功后，都会使通信距离加倍增加，最终就能达到所需的通信距离。由于纠缠交换过程的成功与否是概率性的，如果不采取其他额外措施，就得要求所有的纠缠交换操作同时成功，才能达到最终所需的通信距离。而量子存储器可以将分发或者交换产生的纠缠态存储起来，在需要的时候再读出继续进行纠缠交换操作，因而可以有效地提升纠缠交换的成功率。

量子存储器大体上可以分为发射型和吸收型两类。发射型量子存储器在经过经典的激光脉冲激发后可以释放单光子，并形成自旋—光子纠缠。在单量子以及原子系综体系中都可以实现发射型

量子存储器。在单原子^[6-8]、单离子^[9, 10]以及固体中的单杂质^[11-14]等体系中已经实现了量子存储器。这种基于单量子体系的发射型量子存储器原则上可以确定性地产生单光子以及自旋—光子纠缠，但却很难实现多模式复用。而基于 DLCZ (Duan—Lukin—Cirac—Zoller) 方案^[15]通过拉曼散射产生与原子关联的光子，也可以在冷原子气^[16, 17]以及稀土掺杂晶体^[18, 19]等原子系综中实现发射型量子存储器。这样就可以在发射型量子存储器中实现多模式复用^[20-22]，然而拉曼散射过程中产生的光子是概率性的，这会对量子通信速率造成不利影响。

吸收型量子存储器可以吸收输入的外部光子，然后在一段时间后将吸收的光子释放出来。由于单个原子与单个光子的相互作用太弱，为了有效地吸收外部输入的光子，吸收型量子存储器主要依赖于大量的原子，也就是原子系综来实现。基于吸收型量子存储器的量子中继器^[23-25]结合了单量子以及原子系综体系的优点，可以同时支持确定性的单光子源以及多模式复用^[18, 19, 26]，可以实现更快的量子通信速率。

量子存储器的性能可以用存储保真度、存储效率、存储时间、存储带宽、存储模式数、存储波段等参数表征^[27]。目前在稀土掺杂晶体中已经实现了 99.9% 的存储保真度^[28]、69% 的存储效率^[29]、20 ms 的存储时间^[30]、多模式复用^[31]、1.5 μm 通讯波段^[32]的量子存储，展现了这种材料极好的应用前景。此外，铈掺杂的硅酸钇晶体具有所有物质体系中最长的相干寿命，在特定实验条件下长达 6 个小时^[33]。人们利用掺铈硅酸钇晶体极长自旋相干时间的特点，还提出了一种全新的远程量子通信方案——可移动量子存储器^[34]。该方案的基本思想是将量子信息存储到长寿命的量子存储器中，然后通过经典的交通工具如飞机、高铁、卡车等将量子存储器运送到需要的地方后再将存储的量子信息读取出来。该方案的核心以及难点就是实现长寿命的量子存储，中国科学技术大学的研究团队不久前已在掺铈硅酸钇晶体中实现了 1 小时的高保真度相干光存储^[35]，向实现可移动量子存储器迈出坚实的一步。

为了推进实际应用，量子存储器也在朝着集

成化和小型化的方向发展。得益于稀土掺杂晶体稳定的物理和化学性质,多种基于晶体内微纳结构的量子存储器已被加工出来^[36-38]。其中,采用飞秒激光微加工技术可在稀土掺杂晶体中加工出高品质的光波导,实现晶体波导量子存储。这种波导结构可以直接与单模光纤对接,并支持传输不同的偏振模式,可以方便地扩展和集成。

2 飞秒激光直写的晶体波导

飞秒激光在材料的加工中具有广泛的应用,本文主要关注使用飞秒激光在稀土掺杂晶体中加工光波导。它的基本原理是将强的飞秒激光脉冲聚焦在透明的材料中,引起聚焦区域材料折射率的改变^[39, 40]。在飞秒激光照射的同时移动样品,就能加工出满足不同应用需求的波导结构。根据加工过程中损伤的类型以及几何形态,如图1所示,可以将飞秒激光微加工的光波导分为4类^[40]: I型光波导形成于飞秒激光照射过的区域,发生的是折射率变大的变化,对应于弱损伤; II型光波导形成于飞秒激光加工的两条平行刻痕之间,其中刻痕的折射率变小,对应于强损伤; III型光波导形成于圆形的一圈刻痕之间,刻痕的折射率变小,对应的也是强损伤; IV型波导与II型波导结构类似,不过IV型波导是直接于样品表面加工的,跟脊波导很类似,而其他三种类型的波导一

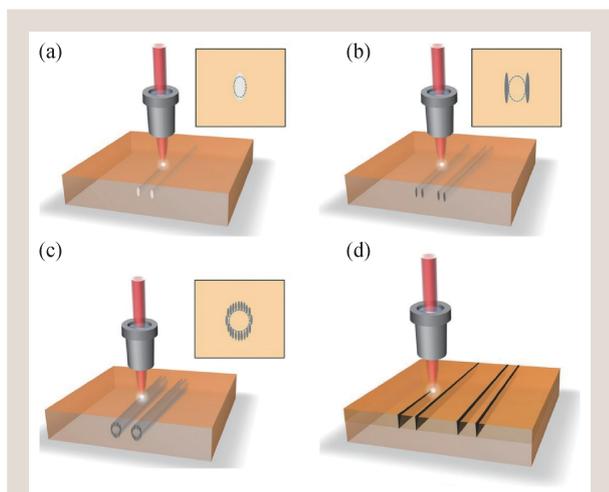


图1 4种不同类型波导的示意图 (a) I型光波导; (b) II型光波导; (c) III型光波导; (d) IV型光波导^[40]

一般在距离样品表面几十微米的位置。除了以上4种类型外,还可在III型波导刻痕外多加工几层周期性排列的刻痕,形成光晶格波导^[41]。

3 量子存储方案

在加工好晶体波导后,为了实现量子存储还需要选择合适的量子存储方案。在稀土掺杂晶体中,由于不同稀土离子所处的环境不同,光学跃迁频率也存在区别。体现在整块晶体的稀土离子系综上,就是呈现出非均匀展宽的吸收带^[42]。

3.1 原子频率梳方案

对于一个由两个基态能级 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ 以及一个激发态能级 $|e\rangle$ 组成的 Λ 系统,采用光谱烧孔技术可以在 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ 之间制备一个梳状的吸收带,这个吸收带也被称为原子频率梳(AFC)^[43]。当单光子被AFC吸收后,整个原子系综处于一个集体的Dicke态:

$$|\psi\rangle_{\text{AFC}} = \sum_j c_j e^{i\delta_j t} e^{-ikz_j} |g_1 \cdots e_j \cdots g_N\rangle,$$

其中 N 为AFC内可能与单光子作用的离子总数, $|e_j\rangle$ 表示原来处于 $|g\rangle$ 的第 j 个离子被激发到激发态 $|e\rangle$, z_j 为第 j 个离子的位置, k 为输入单光子的波数,系数 c_j 由第 j 个离子的跃迁频率以及位置决定。假设AFC的周期为 Δ , $\delta_j = \omega_0 + 2\pi m\Delta$,其中 ω_0 为AFC的中心频率, m 为整数,在 $\tau = 1/\Delta$ 后,相位自发地重聚,从而导致AFC回波的发射。AFC存储方案的存储时间固定,且仅与AFC的周期相关。

3.2 自旋波的原子频率梳方案

为了实现按需存储,可以在 $t(t < 1/\Delta)$ 时于 $|e\rangle$ 与 $|s\rangle$ 上施加一个控制光脉冲,将 $|g\rangle$ 与 $|e\rangle$ 之间的光学相干转移到 $|g\rangle$ 与 $|s\rangle$ 之间的自旋激发,输入的单光子存储为这两个基态能级之间的自旋波。在 τ_s 后,可以在 $|e\rangle$ 与 $|s\rangle$ 施加另一个控制光脉冲,将 $|g\rangle$ 与 $|s\rangle$ 之间的自旋激发转移为 $|e\rangle$ 与 $|g\rangle$ 之间

的光学相干，经过时间 $\tau_s + 1/\Delta$ 后，相位重聚导致回波的发射，这就是自旋波的原子频率梳方案。原子频率梳方案充分利用了稀土掺杂晶体光学非均匀展宽远大于均匀展宽的特点，是最早在稀土掺杂晶体中实现的量子存储方案。

3.3 斯塔克调制的原子频率梳方案

除了施加一组控制光脉冲外，还可以通过施加一组控制电脉冲来实现按需存储。在外加电场的作用下，晶体中稀土离子的跃迁频率发生移动。对 YSO 晶体来说，当外电场沿着晶体的 b 轴或者垂直于 b 轴时，晶体中的离子会分成两组，分别获得 Ω 和 $-\Omega$ 的频率移动^[44]，其中

$$\Omega = (\mu_g - \mu_e) \cdot E/h = \delta\mu \cdot E/h,$$

μ_g 和 μ_e 分别表示基态和激发态的电偶极矩， $\delta\mu$ 为它们二者之差， E 为外加电场， h 为约化普朗克常量。假设单个电场脉冲持续的时间为 T_p ，那么两组离子会分别积累 $e^{i2\pi\Omega T_p}$ 以及 $e^{-i2\pi\Omega T_p}$ 的相位。若使 $T_p = 1/(4\Omega)$ ($T_p < 1/\Delta$)，那么两组离子在 AFC 回波发射前就会积累为 π 的相位，这将导致两组离子之间的相消干涉，从而导致原本会在 $t = 1/\Delta$ 发射的 AFC 回波完全被抑制。在 $\left[\frac{n-1}{\Delta}, \frac{n}{\Delta}\right]$ (n 为正整数) 时间区间内施加一个同样的电场脉冲，可使两组离子积累的相位由 π 增长为 2π ，原先 $t = 1/\Delta$ 被抑制的 AFC 回波又会在 $t = n/\Delta$ 重新发射出来，这就达到了按需存储的目的。在实际实验中，电场不可能绝对均匀，不同稀土离子获得的频率移动各不相同，通过将第二个电场脉冲的方向反转，两个电场脉冲后最终每个稀土离子获得的总相位都为 0，因而高效地实现 AFC 回波的抑制以及按需读取。斯塔克调制的原子频率梳方案避免了使用强的控制光脉冲，从而可以有效地规避自旋波原子频率梳方案中控制光脉冲引起的噪声。

3.4 无噪声光子回波方案

无噪声光子回波 (NLPE) 方案涉及 4 个能级，两个基态能级 $|g_1\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 以及两个光学激发态能

级 $|e_1\rangle$ 和 $|e_2\rangle$ ^[45]。布居数最开始被初始化到基态能级 $|g_1\rangle$ 上，光子可被非均匀加宽的光学跃迁 $|g_1\rangle \leftrightarrow |e_2\rangle$ 吸收。在能级 $|e_2\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 施加第一个 π 脉冲，将 $|g_1\rangle$ 和 $|e_2\rangle$ 之间的光学相干转移到 $|g_1\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 之间自旋相干。在能级 $|g_1\rangle$ 和 $|e_1\rangle$ 施加第二个 π 脉冲，就将 $|g_1\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 之间的自旋相干转移为 $|g_2\rangle$ 和 $|e_1\rangle$ 之间的光学相干。依次在 $|g_1\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 之间施加第三个以及 $|e_2\rangle$ 和 $|g_2\rangle$ 之间施加第四个 π 脉冲，相干被转移回 $|g_1\rangle$ 和 $|e_2\rangle$ 之间，并导致无噪声光子回波的发射。由 π 脉冲不理想导致的残留布居数仅存在于 $|e_1\rangle$ 能级，自发辐射导致的噪声与最后发射的回波频率上可区分，因而可以采用滤波晶体滤除。由于无需制备 AFC 结构，NLPE 方案可以充分利用样品的吸收深度，因而可以实现更高的存储效率。

4 晶体波导量子存储研究进展

4.1 II 型晶体波导存储器的表征及相干光存储

II 型光波导对加工参数相对不敏感，本团队的可集成量子存储实验首先从 II 型波导的加工开始。实验选用的样品是具有超长相干寿命的掺铕硅酸钇 ($\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ，简写 Eu:YSO) 晶体，它属于单斜晶系，掺杂的稀土离子可以取代占据两个 C_1 对称晶体位点的 Y^{3+} 离子^[46]。占据这两个不同位点的稀土离子的光学跃迁频率不同，对应的真空波长分别为 580.04 nm (位点 I) 和 580.21 nm (位点 II)。YSO 晶体有三条偏振主轴，分别用 b 、 D_1 、 D_2 表示。Eu 有两种稳定同位素， ^{151}Eu 和 ^{153}Eu ，两者的自然丰度基本相等，但具有不同的自旋能级结构。实验样品中 $^{151}\text{Eu}^{3+}$ 的掺杂浓度为 0.1%，通过采用同位素提纯技术可以尽量减少 $^{153}\text{Eu}^{3+}$ 的影响^[47]。

当入射光偏振沿着 D_1 轴时，位于位点 I 的 $^{151}\text{Eu}^{3+}$ 具有最强的吸收，因而更易于实现高的存储效率。为了在晶体中加工出支持偏振沿

D_1 的光波导，飞秒激光沿着样品的 D_2 轴方向入射，同时位移台带着样品沿着 b 轴方向移动，形成一条刻痕。接着位移台沿着 D_1 轴方向平移 $20\ \mu\text{m}$ ，重复上述操作，就能得到II型光波导。当偏振沿 D_1 轴时， $580\ \text{nm}$ 的激光可以被束缚在波导中，与波导中的 $^{151}\text{Eu}^{3+}$ 作用，且最后的出射光可以有效地被收集进单模光纤中。因而晶体中的每一个波导都能作为一个量子存储器来使用。

为了表征这种晶体波导存储器的性能，需要对它进行测试并跟块状晶体存储器进行对比。通过采用光子回波技术，测得波导中的光学相干时间为 $202\ \mu\text{s}$ 。通过将样品往上移动足够的距离，使得激光的作用区域远离波导而进入晶体的中心区域，可以测得同样实验条件下块状晶体的光学相干时间为 $186\ \mu\text{s}$ 。同样可以测出波导中的光学非均匀展宽为 $11.8\ \text{GHz}$ ，自旋非均匀展宽为 $114\ \text{kHz}$ ；而块状晶体中的光学非均匀展宽为 $4.7\ \text{GHz}$ ，自旋非均匀展宽为 $60\ \text{kHz}$ 。可见在波

导的加工过程中样品的光学相干时间基本未受影响，而光学以及自旋非均匀展宽却受到了类似程度的扩大，这说明样品在加工过程中受到了一定的损伤。而这种加工导致的不利影响可以通过进一步优化加工参数以及在加工后进行退火操作来修复^[38]。

为了验证这种波导存储器的可靠性，可在其中演示不同的量子存储方案，并计算存储保真度。在将存储的光信号读出时，可引入一组本地的参考信号与之干涉。通过逐步改变输入信号的相位，读出信号的相位也随之改变，而参考信号的相位保持不变，这样就能得到如图2所示的完整干涉曲线，从干涉曲线的干涉可见度可直接算出存储保真度。实验上演示了自旋波的原子频率梳以及低噪声回波恢复^[48]这两种存储方案，分别得到了 0.99 以及 0.97 的存储保真度，证明了这种晶体波导存储器的可靠性。

4.2 时分编码量子比特的按需存储

IV型光波导在样品的表面，容易与片上电极集成，适合采用斯塔克调制的原子频率梳方案。为了减少波导的插入损耗，可采用低能量的飞秒激光脉冲多次加工的方式得到高品质的光波导。实验中采用的单脉冲能量为 $60\ \text{nJ}$ ，单次加工形成的刻痕深度为 $7\ \mu\text{m}$ ，采用从下往上逐次加工，每次的加工深度都减少 $6\ \mu\text{m}$ 左右，经过三次加工后，刻痕深度为 $18.3\ \mu\text{m}$ ，IV型波导就位于两组平行的最终刻痕之间。如图3(a)所示，波导的模式非常接近高斯模式，大小为 $10.5\ \mu\text{m} \times 7.9\ \mu\text{m}$ 。在计入波导的插入损耗、光路损耗、单模收集损耗后，仍然得到了 40% 的传输效率。如图3(b)所示，用飞秒激光在波导两侧平行地刻蚀了一组凹槽，直径为 $80\ \mu\text{m}$ 的两根银线间隔 $300\ \mu\text{m}$ ，埋在凹槽里面，作为施加电场的电极来使用。实验中演示了按需存储时分编码(time-bin)量子比特，存储的保真度达到了 99.3% ，远超经典界限，也接近块状晶体中 99.9% 的最高存储保真度记录^[28]。

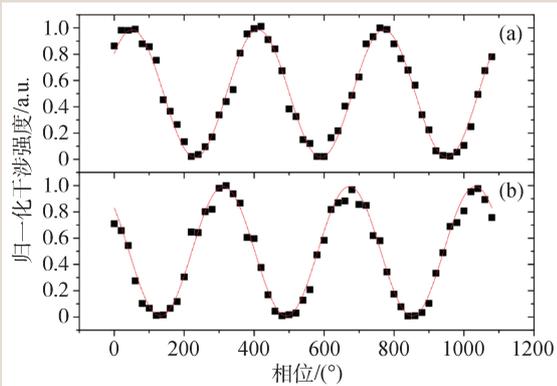


图2 读出信号与存储信号之间的干涉曲线 (a)低噪声回波恢复方案；(b)自旋波的原子频率梳方案^[47]

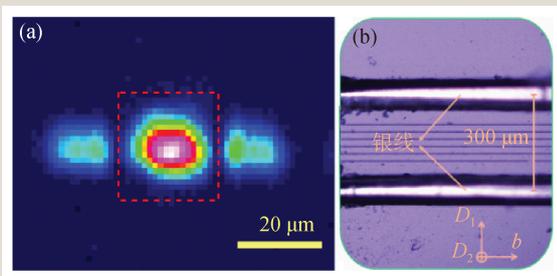


图3 (a)波导的模式；(b)显微镜下可见Eu:YSO晶体上加工了6条刻痕，组成了5组相邻的IV型光波导，光波导两侧埋了两根间距为 $300\ \mu\text{m}$ 的电极^[38]

4.3 偏振量子比特的按需存储

III型光波导可以支持不同的偏振模式，因而很适合偏振量子比特的存储。大多数稀土掺杂晶体都具有各向异性的吸收，也就是说晶体对不同偏振光的吸收系数不一样。之前的解决方案是将两块最强吸收方向相互正交的晶体拼在一起，并在两块晶体中间插入半波片，形成类似三明治的结构，以实现对不同偏振的均衡吸收^[28]。但由于耦合的困难，这种方案很难在晶体波导存储器中实现。

前面提到¹⁵¹Eu³⁺可以取代硅酸钇中两种占据不同位点的Y³⁺离子，由于位点I的¹⁵¹Eu³⁺吸收更强，所以之前的实验大多是基于位点I的Eu³⁺进行的。而位点II的¹⁵¹Eu³⁺虽然吸收较弱，但却对沿D₁和b的偏振光具有相近的吸收系数。近期，靳明等人详细测量了位点II的¹⁵¹Eu³⁺的自旋能级结构，并在单块晶体中实现了基于NLPE方案的偏振量子比特的按需存储^[49]。这使在晶体波导存储器中实现偏振量子比特的存储成为了可能。

实验中采用的III型波导位于由20圈刻痕围成的圆形区域，该III型波导对偏振基本没有依赖性，TM和TE模的插入损耗分别为0.85 dB以及0.84 dB，这里TE和TM模的偏振方向分别沿着晶体的b轴和D₁轴^[50]。如图4所示，加工的波导位于晶体表面下20 μm处，波导两侧在晶体表面沉积了两根间距为100 μm的电极，用于施加电场来实现斯塔克调制的原子频率梳方案。为了克服位点II的¹⁵¹Eu³⁺吸收弱的问题，这里采用了特殊设计的泵浦方案，将AFC的吸收深度提高到了4，最终对任意偏振实现了500 ns存储时间下25%的存储效率。通过采用量子过程层析技术，测得在

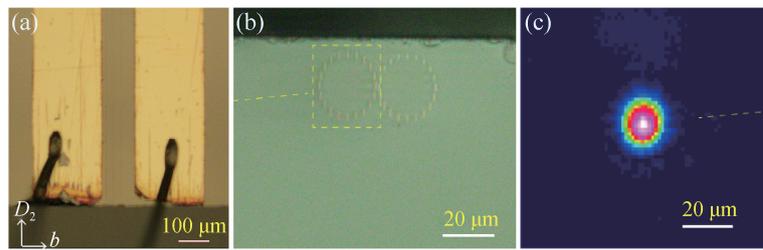


图4 (a) Eu:YSO晶体中III型光波导以及旁边的电极在显微镜下的正视图；(b) III型光波导在显微镜下的侧视图；(c) III型波导的模式图^[50]

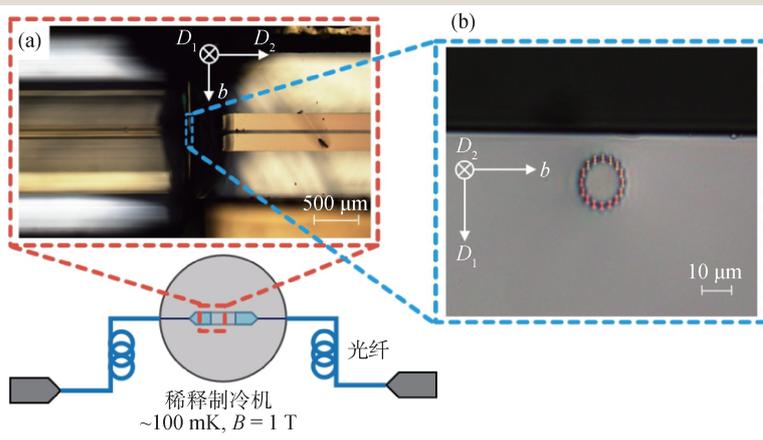


图5 (a)基于Er:YSO晶体的III型光波导直接与单模光纤对接，其对接处在显微镜下的图像；(b)III型光波导在显微镜下的侧视图^[51]

1 μs存储时间下的存储保真度为99.4%。

4.4 通讯波段量子比特的按需存储

Er³⁺的光学跃迁频率为1.54 μm，刚好处在通讯波段，在光纤中传输损耗较低，因而很适合用于通讯波段的量子存储。如图5所示，刘端程等人在¹⁶⁷Er:YSO晶体中加工了直接与单模光纤对接的光波导，波导的两端直接跟单模光纤粘接在一起，得到了51%的端对端效率^[51]。为了提高样品的吸收深度，实验中将样品放置在稀释制冷机内，样品被冷却到100 mK，同时施加1 T的磁场，使得Er³⁺的布居数部分初始化，最终实现了65 ns存储时间条件下10.9%的存储效率。通过采用斯塔克调制的原子频率梳方案，首次在可集成量子存储器中实现了通讯波段量子比特的按需存储，对time-bin量子比特的存储保真度达到了98.3%。

4.5 多模式存储

采用多模式存储可以有效地提高量子存储器的存储容量和量子通信的速率。对于基于 AFC 的存储方案来说,存储的最大时间模式数等于 AFC 的带宽(即存储带宽)与 AFC 的周期 Δ 之比。在自旋波的 AFC 方案中,需要施加一对很强的控制光脉冲,对于块状的 Eu:YSO 来说,在 2 MHz 存储带宽的情况下,控制光的功率一般在 300 mW,考虑到光路的损耗等,这通常已经达到单台固体激光器输出功率的极限了。要想实现更大的存储带宽,就需要控制光具有更高的功率。在波导存储器中,由于控制光被束缚在很小的空间内,因而控制光功率密度相比采用块状晶体可以实现量级上的提升,这使得提高存储带宽、实现更多的存储模式成为可能。苏明煦等人在基于 ^{151}Eu :YSO 中 II 型波导的存储器里实现了 11 MHz 的存储带宽,基于相干光演示了 200 个时间模式的 AFC 存储以及 100 个时间模式的自旋波 AFC 存储^[52]。西班牙光子科学研究所的 A. Seri 等人在基于 Pr:YSO 晶体中 I 型波导的存储器里实现了频率域 15 个模式、时域 9 个模式共 135 个模式的量子存储^[53]。

5 总结与展望

晶体波导量子存储器发展迅速,短短几年内就在存储保真度、存储模式数以及通信波段存储

等方面达到了接近块状晶体的水平,但在集成性和扩展性等方面,比块状晶体具有更大的优势。目前,波导跟单模光纤的对接效率仍然还有较大的提升空间,对接中的损耗主要来自于二者模式的不匹配。以 III 型波导为例,为了提高对接效率就要减小波导的模式直径并加大刻蚀强度以引起足够大的折射率变化。而这又会导致对晶体的强损伤,从而不可避免地扩大晶体的自旋以及光学非均匀展宽,对量子存储性能带来不利影响。通过在波导或者光纤中引入局部的模式直径变换,有望最大程度优化两者之间的模式匹配,同时不会引入大的额外展宽。此外,由于控制光和信号光都在波导中传输,无法像在块状晶体中一样采用空间滤波的方式来滤除控制光导致的噪声,这使得在波导中实现基于自旋波的原子的频率梳方案的量子存储极具挑战。

除了采用飞秒激光直写技术,近些年基于铈酸锂波导、聚焦离子束刻蚀以及硅基光子晶体微腔等技术开发的可集成固态量子存储器也取得了诸多进展^[54-57]。这些可集成量子存储器具有尺寸更小、集成度更高等优点,然而由于这种结构大多位于样品表面且加工过程中对晶体结构存在不可避免的强损伤,导致其在端对端耦合效率、存储时间、存储模式等参数上的表现仍有较大的提升空间。此外,由于飞秒激光微加工技术天然地具备三维加工的能力,所以可在单块晶体中加工多根空间上可区分的波导存储器,有望大大地提高量子存储器的存储容量。

参考文献

- [1] Gisin N, Ribordy G, Tittel W *et al.* *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74: 145
- [2] Cirac J I, Ekert A, Huelga S F *et al.* *Phys. Rev. A*, 1999, 59: 4249
- [3] Gottesman D, Jennewein T, Croke S. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109: 070503
- [4] Wootters W K, Zurek W H. *Nature*, 1982, 299: 802
- [5] Briegel H J, Dür W, Cirac J I *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 5932
- [6] Hofmann J, Krug M, Ortengel N *et al.* *Science*, 2012, 337: 72
- [7] van Leent T, Bock M, Fertig F *et al.* *Nature*, 2022, 607: 69
- [8] Specht H P, Nölleke C, Reiserer A *et al.* *Nature*, 2011, 473: 190
- [9] Mochring D L, Maunz P, Olmschenk S *et al.* *Nature*, 2007, 449: 68
- [10] Duan L M, Monroe C. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82: 1209
- [11] Hensen B, Bernien H, Dreau A E *et al.* *Nature*, 2015, 526: 682
- [12] Delteil A, Sun Z, Gao W B *et al.* *Nature Physics*, 2016, 12: 218
- [13] Siphigil A, Evans R E, Sukachev D D *et al.* *Science*, 2016, 354: 847
- [14] Pompili M, Hermans S L, Baier S *et al.* *Science*, 2021, 372: 259
- [15] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I *et al.* *Nature*, 2001, 414: 413
- [16] Chou C W, Lurat J, Deng H *et al.* *Science*, 2007, 316: 1316

- [17] Yuan Z S, Chen Y A, Zhao B *et al.* Nature, 2008, 454: 1098
 [18] Liu X, Hu J, Li Z F *et al.* Nature, 2021, 594: 41
 [19] Lago-Rivera D, Grandi S, Rakonjac J V *et al.* Nature, 2021, 594: 37
 [20] Heller L, Farrera P, Heinze G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2020, 124: 210504
 [21] Kutluer K, Mazzera M, de Riedmatten H. Phys. Rev. Lett., 2017, 118: 210502
 [22] Laplane C, Jobez P, Etesse J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2017, 118: 210501
 [23] Sangouard N *et al.* Phys. Rev. A, 2007, 76: 050301
 [24] Simon C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 98: 190503
 [25] Liu X, Zhou Z Q, Hua Y L *et al.* Phys. Rev. A, 2017, 95: 012319
 [26] Tang J S *et al.* Nat. Commun., 2015, 6: 8652
 [27] Simmon C, Afzelius M, Appel J *et al.* European Physical Journal D, 2010, 58(1): 1.
 [28] Zhou Z Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 108: 190505
 [29] Hedges M P, Longdell J J, Li Y *et al.* Nature, 2010, 465: 1052
 [30] Ortu A *et al.* npj Quantum Information, 2022, 8: 29
 [31] Yang T S *et al.* Nat. Commun., 2018, 9: 3407
 [32] Saglamyurek E, Jin J, Verma V B *et al.* Nature Photonics, 2015, 9: 83
 [33] Zhong M *et al.* Nature, 2015, 517: 177
 [34] Morton J J, Mølmer K. Nature, 2015, 517: 153
 [35] Ma Y, Ma Y Z, Zhou Z Q *et al.* Nat. Commun., 2021, 12: 2381
 [36] Saglamyurek E, Sinclair N, Jin J *et al.* Nature, 2011, 469: 512
 [37] Zhong T *et al.* Science, 2017, 357: 1392
 [38] Liu C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2020, 125: 260504
 [39] Gattass R R, Mazur E. Nature Photonics, 2008, 2: 219
 [40] Chen F, Aldana J. Laser & Photonics Reviews, 2014, 8: 251
 [41] Li L, Kong W, Chen F. Advanced Photonics, 2022, 4: 024002
 [42] Thiel C W, Böttger T, Cone R. Journal of Luminescence, 2011, 131: 353
 [43] Afzelius M *et al.* Phys. Rev. A, 2009, 79: 052329
 [44] Horvath S P *et al.* Phys. Rev. Research, 2021, 3: 023099
 [45] Ma Y Z, Jin M, Chen D L *et al.* Nat. Commun., 2021, 12: 4378
 [46] Könz F, Sun Y, Thiel C *et al.* Phys. Rev. B, 2003, 68: 085109
 [47] Liu C, Zhou Z Q, Zhu T X *et al.* Optica, 2020, 7: 192
 [48] Damon V *et al.* New Journal of Physics, 2011, 13: 093031
 [49] Jin M, Ma Y Z, Zhou Z Q *et al.* Science Bulletin, 2022, 67: 676
 [50] Zhu T X, Liu C, Jin M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2022, 128: 180501
 [51] Liu D C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2022, 129: 210501
 [52] Su M X, Zhu T X, Liu C *et al.* Phys. Rev. A, 2022, 105: 052432
 [53] Seri A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 123: 080502
 [54] Askarani M F *et al.* Phys. Rev. Appl., 2019, 11: 054056
 [55] Craiciu I, Lei M, Rochman J *et al.* Optica, 2021, 8: 114
 [56] Chen S, Raha M, Phenicie C M *et al.* Science, 2020, 370: 592
 [57] Huang J Y *et al.* Chinese Physics Letters, 2023, 40: 070301



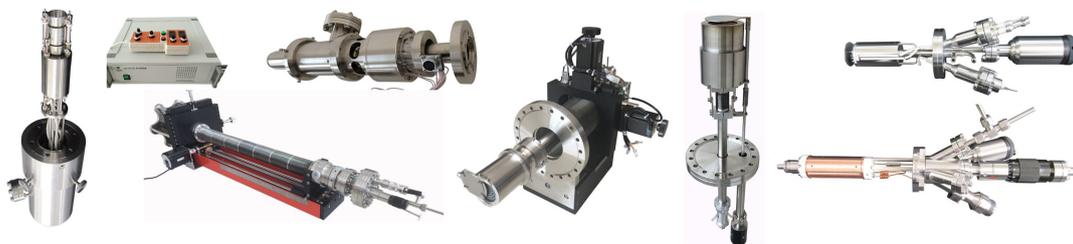
大连齐维科技发展有限公司

地址: 大连高新园区龙头工业园龙天路27号

电话: 0411-8628-6788 传真: 0411-8628-5677

E-mail: info@chi-vac.com HP: <http://www.chi-vac.com>

表面处理 and 薄膜生长产品: 氩离子枪、RHEED、磁控溅射靶、束源炉、电子轰击蒸发源、样品台。



超高真空腔室和薄膜生长设备: PLD系统、磁控溅射系统、分子束外延系统、热蒸发镀膜装置。



压控电流源

您的科学。我们的工具。SRS。

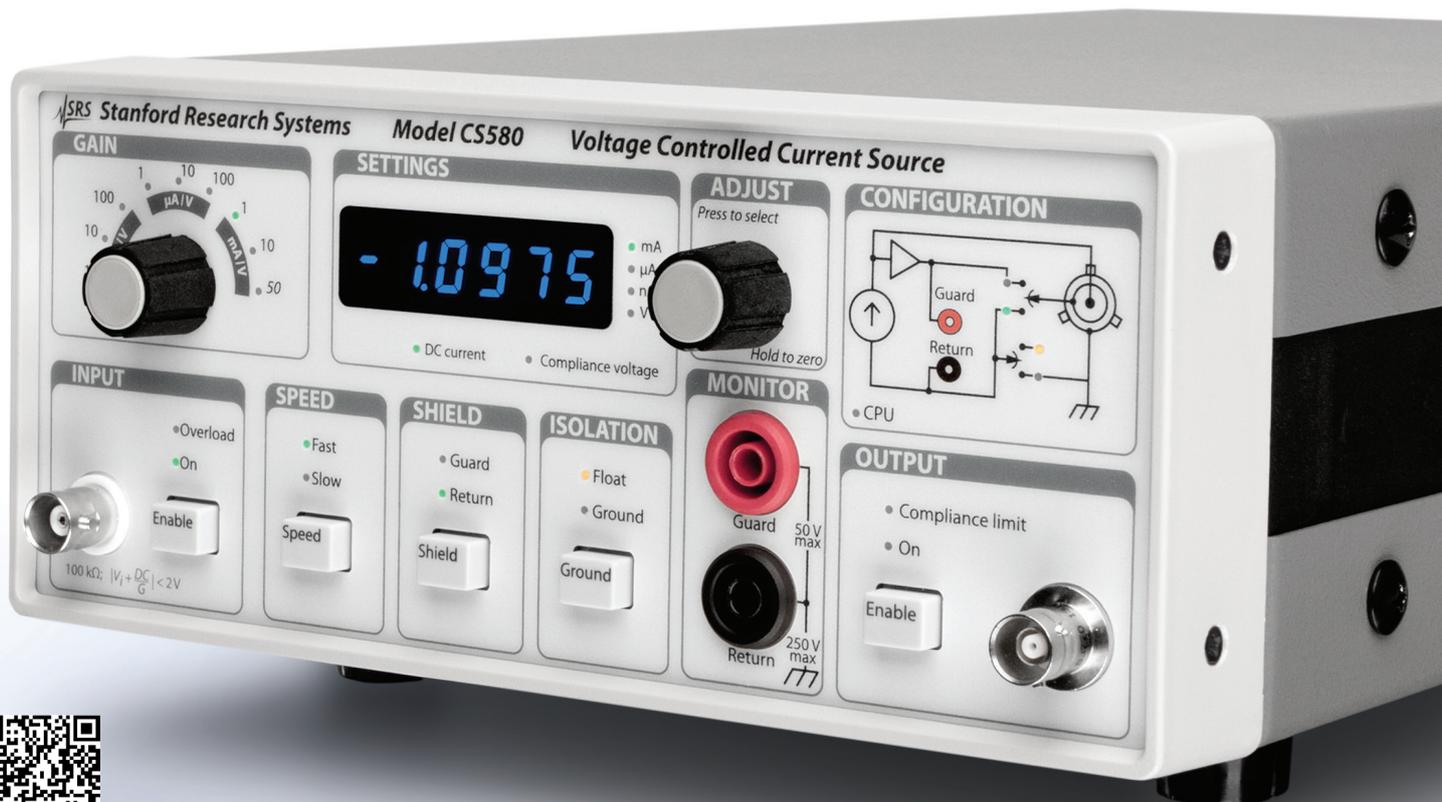
- ▶ 输出/吸入 AC & DC 电流
- ▶ 模拟电压控制输入
- ▶ 1 nA/V 至 50 mA/V 增益
- ▶ 200 kHz 频宽
- ▶ ±50 V 顺从电压范围
- ▶ 超低噪音设计
- ▶ RS-232 & 光纤接口

此CS580压控电流源乃一款灵活易用仪器，为需求超低噪声电流源的研究人员提供新的可能。

该CS580是类似锁相放大器之敏感交流仪器的天然伴侣。它提供了一个直接从交流或直流控制电压产生精密电流的简单途经。

此CS580尤其适用于从事半导体及输运现象，超导，纳米技术等研究领域的实验室。

CS580 型号 ... \$3735 (国际价格)



请扫描二维码了解更多详情

SRS Stanford Research Systems
www.thinkSRS.com • Tel: 408-744-9040

先锋科技股份有限公司
电话: 86-10-6263-4840
传真: 86-10-8261-8238
Email: sales@teo.com.cn

欧陆科技有限公司
电话: 86-10-6800-8213/16/17
传真: 86-10-6800-8212
Email: euro-tech.bj@euro-tech.com

北京东方科泰科技发展有限公司
电话: 86-10-6497-1708
传真: 86-10-6497-1710
Email: sales@bost-ltd.com