

专题: 量子相干和量子存储研究进展

量子存储研究进展*

窦建鹏¹⁾²⁾ 李航¹⁾²⁾ 庞晓玲¹⁾²⁾ 张超妮¹⁾²⁾ 杨天怀¹⁾²⁾ 金贤敏^{1)2)†}

1) (上海交通大学, 物理与天文学院, 区域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室, 上海 200240)

2) (中国科学技术大学, 量子信息与量子物理协同创新中心, 合肥 230026)

(2019 年 1 月 8 日收到; 2019 年 1 月 19 日收到修改稿)

量子技术, 比如量子通信、量子计算, 具有经典技术所不具有的优势. 但是, 作为量子技术基本元素的量子态往往极为脆弱, 很容易受到外界环境的影响而丢失, 而且量子态的制造和量子操作往往是概率性的. 这种概率性使得远距离量子通信和大规模的量子计算很难实现, 除非有量子存储器将这些随机产生的量子态缓存并同步起来. 在过去的十几年中, 量子存储在各种各样的存储方案中得到了研究, 而且已经从最初的原理性演示逐步发展到了如今的近乎可实用化. 现如今, 量子存储领域追求的是可实用化, 而判断一个存储器是否可以实用化的基本标准是: 高存储效率、低噪音、长寿命 (或者大的时间带宽积) 和室温条件下运行. 通过介绍多个具有代表性的存储方案, 本文给出了量子存储领域的研究现状和发展趋势. 其中基于室温原子系统的宽带量子存储因其装置简单、实用性更强而广受关注. 但是由于噪音问题, 直到最近才在实验室中实现可工作在室温环境中的宽带 FORD (far off-resonance Duan-Lukin-Cirac-Zoller) 量子存储和梯形量子存储. 本文对多种存储方案的工作原理、优缺点进行了介绍, 对 FORD 方案之所以能够成功进行了分析, 还对量子存储的降噪方法进行了总结.

关键词: 量子存储, 量子信息, 远失谐 Duan-Lukin-Cirac-Zoller 方案, 室温原子**PACS:** 03.67.-a, 03.67.Hk, 42.50.-p**DOI:** 10.7498/aps.68.20190039

1 引言

现如今, 各种各样纷繁复杂的量子技术将量子力学中的基本原理 (比如量子态叠加原理、全同性原理、量子纠缠) 融合到通信、信息处理和精密测量中, 其所具有的优势有望超越经典技术^[1,2]. 但是量子技术最基本的元素是量子态, 而量子态往往极为脆弱, 很容易受到外界环境的影响而丢失. 比如, 量子通信往往使用光子作为量子信息的载体, 但即使通信波段 (1.5 μm 附近) 的光在光纤中传输, 其损耗的典型值也有 0.2 dB/km. 光在光纤中传输 100 km 后只剩下一百分之一. 量子安全通信有赖于单光子, 而不可克隆定理决定了单光子不能像经

典光通信那样进行放大. 对于远距离量子通信^[3,4], 传输损耗问题需要长寿命的量子存储器 (也叫量子中继器) 来解决. 此外, 量子态的制造和量子操作往往是概率性的, 例如量子光学实验室里用到的量子态一般是单光子, 其产生往往是基于非线性晶体中的参量下转换过程或者是无高阶激发项的量子点. 基于这类方法, 单光子的产生是随机的. 这种随机性使得大规模的量子计算^[5,6]很难实现, 除非有量子存储器将这些随机产生的量子态缓存并同步起来.

量子存储器, 顾名思义就是可以将量子态存储起来, 并且过一段时间还可以将存储的量子态读取

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303700)、国家自然科学基金 (批准号: 11374211, 61734005, 11761141014, 11690033)、上海市科学技术委员会 (批准号: 15QA1402200, 16JC1400405, 17JC1400403)、上海市教委 (批准号: 16SG09, 2017-01-07-00-02-E00049) 和国家青年千人计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xianmin.jin@sjtu.edu.cn

出来的器件. 为了更好地理解“量子”和“存储器”这两个概念的结合历程, 有必要了解量子存储器的雏形——慢光速实验. 根据爱因斯坦的光速不变原理: 在真空中的光速相对于任意惯性参考系都为恒定值 c . 但是在介质中, 光速往往小于 c . 比如, 玻璃的折射率大约为 1.5, 光在玻璃中的速度约为 $2c/3$. 20 世纪 90 年代, 美国和德国的几个研究组致力于降低介质中的光速, 特别是美国哈佛大学的 Hau 研究组^[7]在钠原子玻色爱因斯坦凝聚中实现了超慢的光速 (17 m/s). 2001 年, 科学家实现了零光速^[8,9]. 与此同时, 人们也在尝试着在介质中实现超光速, 即介质中光的群速度大于 c . 这看起来与爱因斯坦的光速不变原理相矛盾的超光速仅仅从概念上就吸引了很多人. 2000 年, 王力军及其合作者^[10]在《Nature》上发表的超光速实验, 证明了铯原子气体中光脉冲群速度超光速现象的存在. 慢光速和超光速分别是在正常色散介质和反常色散介质中实现的. 这里从数学上的傅里叶变换对介质中的光速进行简单分析. 光脉冲可以看成很多个频率成分的叠加. 由于介质有色散效应, 各个频率成分在介质中的相速度不同. 随着在介质中传播, 各频率成分的相位关系逐渐变化. 脉冲形状随着这种相位关系的变化而变化, 这导致了慢光速或超光速的出现. 除了色散之外, 介质还会对光脉冲有吸收作用. 如果被吸收了的光脉冲能够转化为原子的相干态, 而这种相干态可以在一段延时之后被转化回光脉冲, 那么就实现了光脉冲的存储和读取. 最早的光存储器存储的是经典的脉冲光, 后来人们尝试着将承载着量子信息的单个光子也存储起来, 利用存储器进行多光子同步、量子计算以及远距离量子通信. 基于这些想法, 2000 年以后出现了大量研究光存储器或者量子存储器的实验和理论工作.

2 量子存储的研究进展

在过去的十几年中, 量子存储在各种各样的存储方案中得到了研究^[11,12]. 量子存储方案的种类有: 电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT)^[13–15]、Duan-Lukin-Cirac-Zoller (DLCZ) 存储方案^[16–19]、法拉第相互作用^[20,21]、可反转非均匀展宽^[22,23]、原子频率梳^[24]、拉曼存储^[25,26]、梯形存储^[27,28]. 上述各种存储方案其本质上都是光与物质相互作用、物质内部状态自己干涉或者是相位关系的演化和恢复.

量子存储器按其基于的介质进行分类, 主要

有: 固态存储器、原子气体存储器、光路存储器. 固态存储器主要有基于金刚石的存储器和基于稀土离子掺杂固态晶体的存储器. 使用光学声子作为存储态的金刚石存储器寿命太短, 只有几皮秒^[29,30]. 另外, 室温下基于金刚石氮空位 (NV) 色心的核自旋相干时间已经达到秒量级^[31], 但是室温下金刚石中的光学声子会导致跃迁频率严重展宽, 因此金刚石 NV 色心方案现在还不适合应用于建立量子纠缠^[32].

2.1 基于稀土离子掺杂的固态量子存储

2015 年, 澳大利亚的研究者^[33]在液氮温度 (2 K) 下, 实现了铕三价离子掺杂硅酸钇 ($\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$) 晶体中的基态超精细分裂能级间的相干时间达到 6 h. 这么长的相干时间主要得益于使用了零值一阶塞曼 (zero first-order Zeeman) 方法来降低磁场波动对自旋波相位演化的影响, 还使用了动态解耦方式来增长相干时间. 这项工作使得稀土掺杂晶体成为了最有希望实用化的量子存储方案之一. 接下来人们要努力的是实现高保真度和高存储效率的真正的量子存储器而不仅仅是 6 h 的基态相干时间.

稀土离子掺杂的固态量子存储器有四个特点:

第一, 稀土离子的 $5s^2$ 和 $5p^6$ 壳层在 $4f$ 壳层的外面, 因此对于 $4f$ 壳层的电子有很好的屏蔽效果, 使得 $4f$ 壳层电子的能级具有较长的相干时间;

第二, 稀土离子电子的波函数不能满足空间反演对称, 否则 $4f$ 壳层的电子能级之间的偶极跃迁被跃迁定则禁止. 幸运的是宿主晶体可以破坏稀土离子的空间反演对称;

第三, 稀土离子掺杂的固态量子存储器要工作在极低温 (几开尔文) 环境中, 以减小宿主晶体的声子对掺杂离子产生影响^[34];

第四, 存储带宽 (GHz 以上) 大、寿命长, 因此具有时间域和频率域的多模存储能力.

中国科学技术大学李传锋研究组基于钕离子掺杂钒酸钇 ($\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$) 晶体实现了单光子多模式 (100 个时间模式) 量子存储^[12,35], 其实验装置如图 1 所示.

2.2 环形光路存储

光路存储器的工作原理是: 光子在光路中低损耗地传播, 以实现延时或存储功能. 为了实现存储时间可编程控制, 光路存储器一般为环形光路 (光

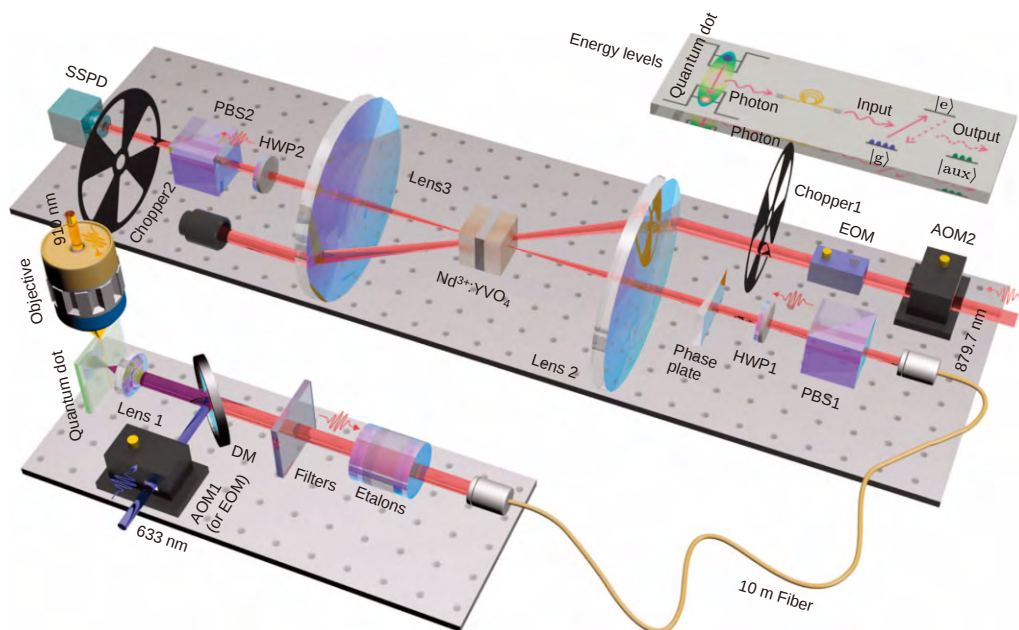


图 1 基于钕离子掺杂钒酸钇晶体的量子存储(单光子来源于另一个光学平台的量子点)^[35]

Fig. 1. Quantum memory based on a $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ crystal^[35]. The single photons are emitted from a quantum dot on another optical table.

在这个环形里转圈)。在环形光路存储器里加一个电光调制器和偏振分束器,通过改变光子的偏振实现光子的存储和读取^[36,37]。在水平偏振的光子透过偏振分束器并进入环形光路之后,电光调制器将其偏振变为垂直偏振。垂直偏振的光子不能透过偏振分束器,因此就在这个环里低损耗地转圈。环形光路的周长决定了存储时间的步长,而光路损耗限制了存储寿命(百纳秒量级)。由于环形光路存储不会引入噪音,而且特别适合存储短脉冲(带宽大),因此在某些应用(比如同步多光子、操纵光子的时间模式)中会有其独特的优势。

2.3 电磁感应透明量子存储

EIT 的原理是:在控制光的作用下,原子气体原来的共振吸收峰消失并出现透明窗口,探测光在这个窗口区域内感受到的是无吸收的正常色散。前面提到光脉冲在正常色散介质中传播会出现慢光速效应,而慢光效应会导致脉冲宽度变窄。本来在空气中脉宽远大于存储介质尺寸的脉冲,被压窄后可以整个处于存储介质中。探测光进入介质中后与介质形成暗态激化子,并以远低于 c 的速度在介质中传播^[38]。关闭控制光后,透明窗口消失,探测光脉冲会被介质吸收,并以相干态的形式存储在介质中。存储一段时间后,重新打开控制光便可将存储的相干态读取出来,即存储的相干态重新变成光子并从介质中辐射出来。基于冷原子的 EIT 存储已

经实现对单光子态的存储^[13,15],而且对经典光脉冲的存储效率已经达到了 92%^[39]。2017 年,华南师范大学颜辉研究组^[40]基于冷原子 EIT 实现了 65% 的单光子存储效率,其实验原理如图 2 所示。这是有史以来存储外来单光子的量子存储器首次超越不可克隆阈值(50% 的存储效率)^[41]。

可以看出,冷原子 EIT 存储已经取得了非常

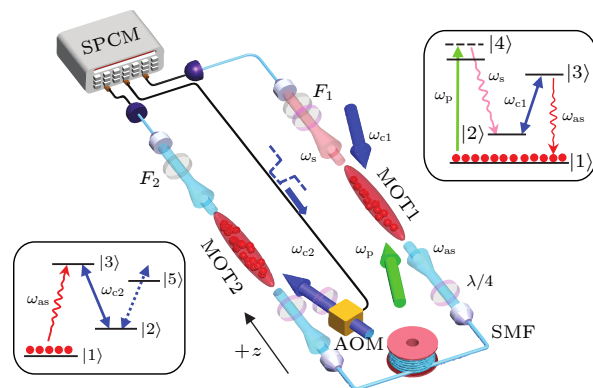


图 2 基于冷原子 EIT 的量子存储(第一个磁光阱(MOT1)囚禁的雪茄型铷原子系综用来产生双光子对,第二个磁光阱(MOT2)囚禁的铷原子系综作为量子存储器,用来存储来自于 MOT1 的 anti-Stokes 光子)^[40]

Fig. 2. EIT quantum memory based on cold atoms^[40]. The rubidium atomic ensemble in the first cigar-shaped magneto-optical trap (MOT1) is used to generate photon pairs. The rubidium atomic ensemble in MOT2 acts as a quantum memory, and is used to store the anti-Stokes photons from MOT1.

好的结果, 而现在的问题是:

1) 可工作在量子区域的室温低噪音 EIT 存储还没有实现, 因为室温条件下原子运动剧烈, 碰撞荧光噪音严重^[42], 碰撞荧光噪音和 EIT 存储方案中的待存单光子的频率相同或相近, 所以很难被滤除;

2) EIT 方案的透明窗口一般都在 MHz 量级, 不适合用来实现宽带存储, 即使使用足够强的控制光来产生更宽的透明窗口, 但是这个窗口的宽度仍然受到激发态的超精细分裂 (对于碱金属原子, 激发态的超精细分裂在 100 MHz 的量级) 的限制^[43].

2.4 磁场梯度回波存储

磁场梯度回波存储 (gradient echo memory, GEM)^[44,45]是可反转非均匀展宽存储大类中的一个很有代表性的方案, 其工作原理如图 3 所示. 磁场 GEM 是在原子池的纵向上有一个线性梯度磁场. 这里的纵向是指与光传播方向相同的方向. 纵向梯度磁场由螺距渐变的通电螺线管产生. 不同的磁场强度导致原子磁子能级移动不同, 即在纵向上原子能级存在频率梯度. 因此待存储的光子在纵向上感受到的失谐是沿纵向逐渐变化的. 待存光子的各种频率成分沿纵向被逐渐吸收. 渐变的能级移动导致纵向上不同位置的原子波函数的相位演化速度也是渐变的. 在读取时, 磁场梯度反转 180°, 原子能级的频率梯度反转 180°. 原子波函数的相位差反

向演化, 经过一定的演化时间, 波函数的相位恢复到初始状态并出现干涉增强, 存储的光子便可被取出来. 从相位差演化来看, GEM 与原子频率梳类似. 另外, GEM 还结合了拉曼存储的特点: 一束强的耦合光将待存光子转移到长寿命的基态上, 这样便克服了激发态寿命太短的问题. 等到读取时这个强的耦合光相当于拉曼存储中的读光.

关于磁场 GEM, 有以下 7 点需要了解.

1) 磁场的梯度决定了原子波函数相位的演化速度. 如果关掉磁场, 即磁场为零, 则不同原子波函数的相位差恒定不变. 对于磁场 GEM, 除了人为设计的梯度磁场外, 还要使用磁屏蔽筒将环境磁场屏蔽掉. 不然, 螺线管的电流为零, 即关掉人造梯度磁场后, 原子波函数的相位差在环境磁场中仍然会变化. 由于环境磁场是杂乱无规则的, 所以不同原子波函数相位关系不会像在规则梯度磁场里那样可以周期性恢复. 波函数相位关系不满足相干相长, 也就是原子波函数退相干, 这会影响读取效率和存储寿命. 不论是远失谐拉曼存储还是其他类型的存储, 都需要磁屏蔽的原因就是要让原子池感受到的环境磁场的磁感应强度尽量为零, 以避免波函数退相干.

2) 由于纵向梯度磁场的存在, 读取出来的光子在向前传播的过程中不再与遇到的原子共振, 因此不容易被原子重新吸收. 所以磁场 GEM 具有较高的读取效率^[46].

3) 通过改变磁场梯度, 可以改变光脉冲的频谱宽度, 因此 GEM 可以实现光脉冲的拉伸和压缩.

4) 能够同时存储多个光脉冲 (多个脉冲一个个依次进入存储器), 而且可以任意调整读取顺序.

5) 可以实现脉冲的分束操作 (即每次读取只读出一部分存储的光子).

6) 在现有的实验条件下, 磁场梯度存储的带宽只有 MHz 量级.

7) 室温下的磁场 GEM 方案和拉曼存储方案有类似的噪音问题 (见 2.5 节), 所以目前还只适合存储经典光脉冲.

2.5 远失谐拉曼存储

高存储读取效率、低噪音、长寿命 (或者大的时间带宽积)、室温条件下运行, 这四点成为衡量一个量子存储器是否能够实用的重要标准. 遗憾的是, 大量的实验和理论证明这四点很难同时被满足. 在基于室温原子系综的存储方案中碰撞荧光噪

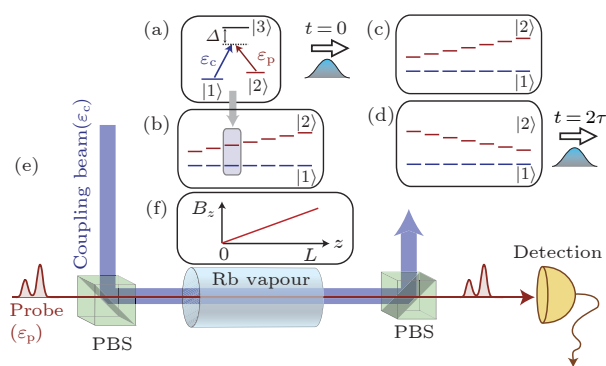


图 3 磁场 GEM 的原理图^[45] (a) 三能级系统; (b) 沿 z 方向线性频移的原子系综; (c) 光脉冲将要存入频移了的原子系综; (d) 在 τ 时刻, 频率梯度反转, 在 2τ 时刻出现光子回波; (e) 主要光路; (f) 施加的梯度磁场 B_z .

Fig. 3. GEM schematic^[45]: (a) A three-level system; (b) an ensemble of atoms with linearly varying frequency shift in the z direction; (c) a pulse of light is stored in the frequency-shifted ensemble; (d) after reversal of the frequency gradient at time τ , a photon echo emerges at time 2τ ; (e) the optical layout; (f) the applied magnetic field, B_z .

音和量子态的退相干成为了主要问题, 这两个问题导致室温下的共振或近共振原子实验不能很好地工作在量子区域^[14,42,47]. 为了解决近共振情况下的碰撞荧光噪音和存储带宽太小的问题, 英国牛津大学的 Walmsley 研究组^[48]于十几年前开始尝试远失谐拉曼存储, 其原理如图 4(a) 和图 4(b) 所示. 值得一提的是, 2014 年, Walmsley 研究组^[49]在具有 kagome 结构的空心光纤 (内直径 26 μm) 中充入铯原子, 并实现了单光子量级的室温远失谐拉曼存储, 见图 4(c). 相对于自由空间光存储, 这种空心光纤存储需要的控制光 (也称写光、读光) 能量低 200 倍, 而且可以和其他光学元器件 (比如单模光纤) 集成.

不论是 EIT 存储还是磁场 GEM, 还是这里的拉曼存储, 这些存储方案采用的能级结构大多都是 Λ 型能级结构, 采用的原子初态往往是碱金属原子

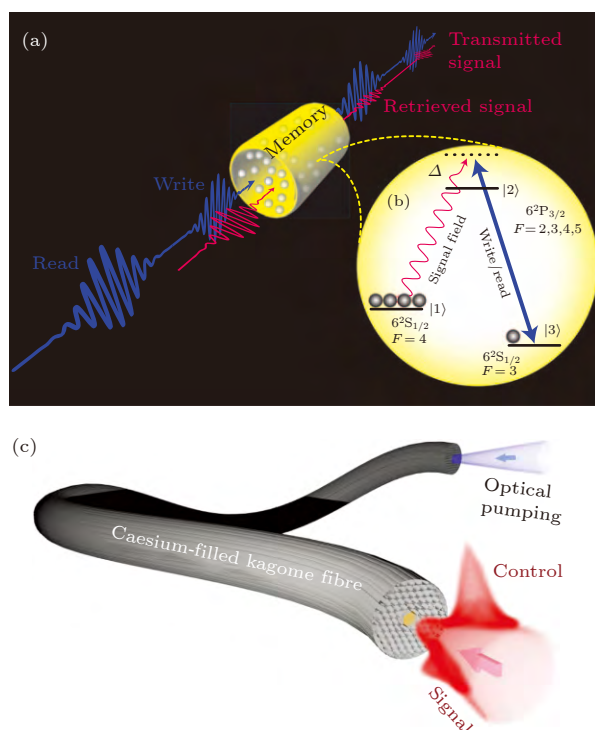


图 4 远失谐拉曼存储 (a) 实验原理^[48]; (b) Λ 型能级结构, 强的控制光 (蓝线) 激发出虚能级 (黑色虚线), 并将信号光子 (红线) 耦合进铯原子系综或者将存储的信号光子读取出来^[48]; (c) 在空心光子晶体光纤中实现单光子量级的宽带光存储^[49]

Fig. 4. Far off-resonance Raman memory: (a) Principle of experiment^[48]; (b) Λ -type energy level; the strong control light (blue line) induces a virtual energy level (black dashed line), and couples (retrieve) the signal photons (read lines) into (from) the caesium atomic ensemble^[48]; (c) broadband single-photon-level memory in a hollow-core photonic crystal fibre^[49].

基态超精细分裂的某一个子能级, 采用的中间态为碱金属原子的第一激发态, 而采用的存储态是基态超精细分裂的另外一个子能级. 这样的存储态寿命长, 但缺点是: 原子初态能级和存储态能级间的频率差不到 10 GHz, 比如铯原子的基态超精细分裂只有 9.19 GHz. 在远失谐拉曼存储方案中, 需要很强的控制光将外来光子耦合到原子系综里面, 而这个强控制光会产生严重的四波混频噪音. 控制光的失谐越大, 信号光子和荧光噪音的频率差就可以越大, 经过频率滤波后荧光噪音就越少, 但是失谐越大, 四波混频噪音越不可忽略. 当强控制光的失谐大到和基态超精细分裂相当时, 四波混频噪音变的不可忽略. 为了实现远失谐拉曼存储, 控制光的失谐既要足够大以避开荧光噪音 (几个 GHz 的分布范围) 又要足够小 (远小于基态超精细分裂) 以减小四波混频噪音的影响. 总之, 基于室温碱金属原子的 Λ 型量子存储似乎不能在原理上同时消除荧光噪音和四波混频噪音. 与热原子实验不同的是: 在冷原子实验中碰撞荧光噪音不严重. 中国科学技术大学郭光灿研究组^[26]已经实现基于冷原子的拉曼存储 (控制光蓝失谐 70 MHz). 在室温拉曼存储方面, 华东师范大学的张卫平研究组^[50]通过最优化控制脉冲技术实现了前所未有的 82.6% 的总存储效率. 不过到目前为止, 还没有哪个研究组在室温拉曼存储中观察到非经典特性.

2.6 梯形量子存储

为了从原理上完全避开四波混频噪音和荧光噪音, 英国牛津大学的 Walmsley 研究组^[27]和以色列魏茨曼科学研究所的 Firstenberg 研究组^[28]尝试了具有梯形能级结构的存储方案, 并且实现了近乎无噪音的室温存储, 不过存储寿命分别只有 5.4 ns 和 86 ns. 这类梯形存储方案使用的初态是碱金属原子的基态, 使用的中间态为碱金属原子的第一激发态, 使用的存储态是碱金属原子更高的激发态, 因此存储寿命受制于激发态的寿命. 如图 5 所示, 在梯形存储方案中, 待存光子耦合的是原子初态和第一激发态, 而强控制光耦合的是第一激发态和存储态. 在能级图上看, 从上往下依次是高激发态、第一激发态、基态. 强控制光没有耦合初态, 因此不会像 Λ 型存储那样激发出大量荧光噪音. 另外, 强控制光和待存光子的频率差距很远, 因此仅仅使用滤波片 (而不是繁琐的频率滤波腔) 就可以将强控制光滤除. 可以说, 梯形存储完美地解决了室温原子实验中的四波混频噪音和荧光噪音问题, 特别

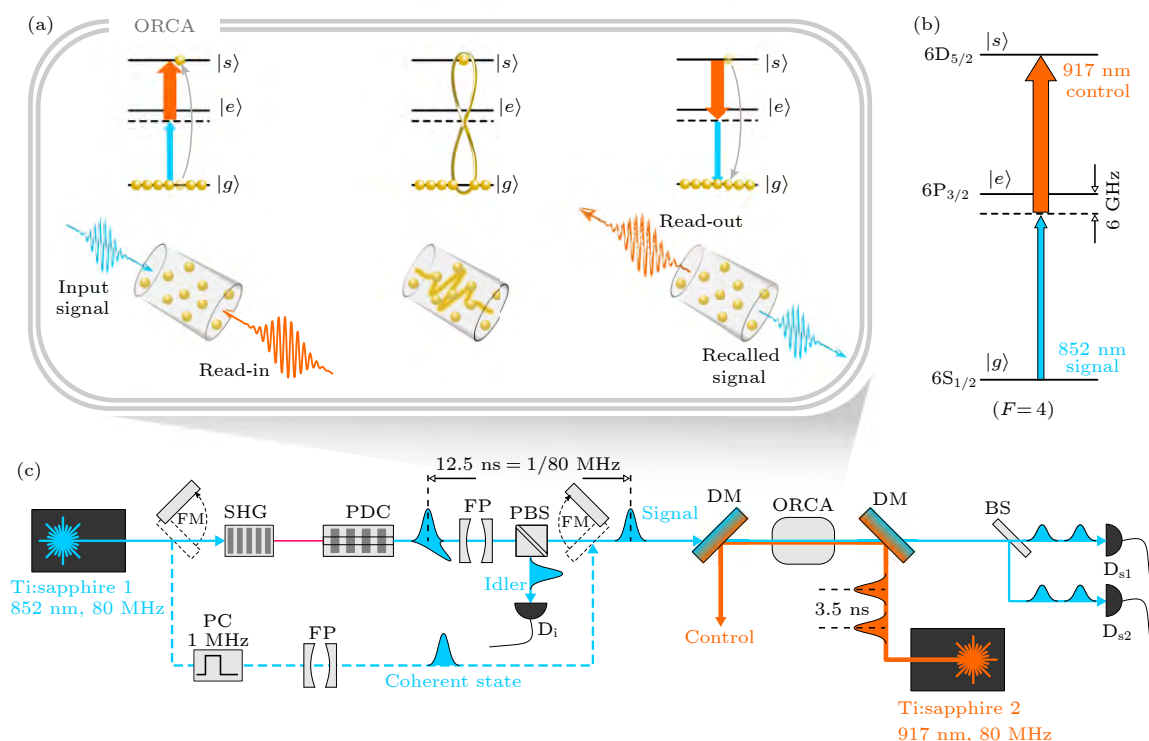


图 5 基于非共振梯形吸收的量子存储^[27] (a) 信号光子(蓝线)和控制光(橙线)反向传播; (b) 具体采用的铯原子能级, 其中 $6D_{5/2}$ 是存储态; (c) 实验装置图

Fig. 5. Quantum memory protocol based on off-resonant cascaded absorption (ORCA)^[27]: (a) The weak input signal pulse (blue line) and strong control pulse (orange line) are counter-propagating; (b) the relevant caesium atomic levels, where the storage state is $6D_{5/2}$; (c) the experimental setup.

是控制光自身也能轻松被滤除. 梯形存储满足了室温条件下的低噪音运行, 但是在存储效率和存储寿命方面有待提高. 在原理上, 梯形存储的寿命受制于激发态的寿命, 因此不能实现长寿命存储.

2.7 基于原子气体的量子存储

原子气体存储器主要基于碱金属原子(铷原子或者铯原子)气体. 之所以选择碱金属原子, 是因为其最外层单个电子的轨道角动量和自旋角动量与原子核的自旋角动量耦合形成的能级结构简单, 具备常用到的 Λ 型能级结构和梯型能级结构. 原子气体存储器又分冷原子存储和热原子存储. 为了突出热原子存储在运行温度方面的优势, 几十摄氏度的热原子存储都被称为室温原子存储. 基于原子气体的量子存储的代表性工作见图 6^[51], 详细信息见表 1. 可以看出, 除了 2018 年的两项工作外, 所有的室温存储器的互关联函数都低于 6, 然而想要破坏 CHSH 不等式(注意, CHSH 不等式是贝尔不等式的一般形式), 需要互关联函数 $g^{(2)} > 6$ ^[52–54]. 这也是一直以来我们没有看到过基于室温原子存储器的单光子量子远程传态、量子纠缠交换、量子

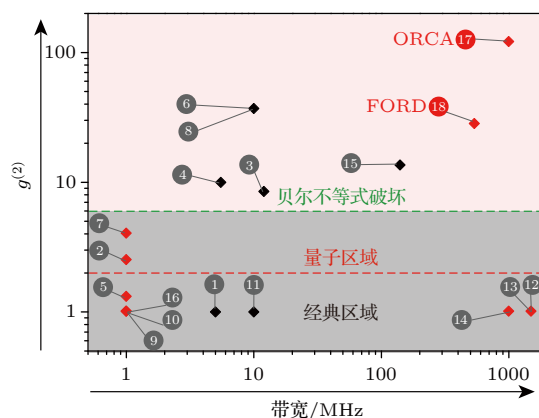


图 6 在实现宽带量子存储的历程中, 基于原子系综的量子存储的代表性工作^[51], 其中冷原子实验用黑色方块表示; 热原子实验用红色方块表示; ORCA 表示梯形量子存储; FORD 表示远失谐 DLCZ 量子存储

Fig. 6. Milestone works of quantum memory towards broadband and quantum regime in atomic ensemble^[51]. The quantum memory experiments in cold atoms are shown in black diamond. The quantum memory experiments in room-temperature atoms are shown in red diamond. ORCA: Quantum memory based on off-resonant cascaded absorption. FORD: Quantum memory based on far off-resonance DLCZ protocol.

表 1 各种基于原子系综的具有代表性的量子存储器及其重要参数^[51]Table 1. Milestone works on quantum memory in atomic ensemble and key figures of merit^[51].

具有代表性的工作	存储方案	存储器温度	互关联函数 $g^{(2)}$	带宽	时间带宽积
1 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 110 083601 (2013)	EIT	300 μ K	≤ 2	< 5 MHz	74
2 <i>Nature</i> 438 837 (2005)	EIT	303—320 K	2—3	~ 1 MHz	~ 1
3 <i>Nature</i> 438 833 (2005)	EIT	~ 100 μ K	8.5	12 MHz	120
4 <i>Nat. Photon.</i> 5 628 (2011)	EIT	~ 100 μ K	10	5.5 MHz	13
5 <i>Phys. Rev. A</i> 75 040101 (2007)	DLCZ	333 K	1.3	1 MHz	NA
6 <i>Nat. Phys.</i> 5 95 (2009)	DLCZ	100 μ K	37	< 10 MHz	< 10000
7 <i>Opt. Lett.</i> 37 142 (2012)	DLCZ	310 K	4	1 MHz	5
8 <i>Nat. Photon.</i> 10 381 (2016)	DLCZ	~ 100 μ K	~ 37	< 10 MHz	< 2200000
9 <i>Nature</i> 461 241 (2009)	GEM	300 K	≤ 2	1 MHz	NA
10 <i>Nat. Commun.</i> 174 (2011)	GEM	351 K	≤ 2	~ 1 MHz	≤ 10
11 <i>Optica</i> 3 100 (2016)	GEM	100 μ K	≤ 2	< 10 MHz	84
12 <i>Nat. Photon.</i> 4 218 (2010)	Far off-resonance Raman	335.5 K	≤ 2	1.5 GHz	18
13 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 107 053603 (2011)	Far off-resonance Raman	335.5 K	≤ 2	1.5 GHz	2250
14 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 116 090501 (2016)	Far off-resonance Raman	343 K	≤ 2	1 GHz	95
15 <i>Nat. Photon.</i> 9 332 (2015)	Raman memory	~ 100 μ K	13.6	140 MHz	200
16 <i>Nature</i> 432 482 (2004)	Off-resonant Faraday interaction	300 K	≤ 2	NA	NA
17 <i>Phys. Rev. A</i> 97 042316 (2018)	Off-resonant cascaded absorption (ORCA)	364 K	120	1 GHz	5
18 <i>Commun. Phys.</i> 1 55 (2018)	Far off-resonance DLCZ (FORD)	334 K	28	537 MHz	700

中继器和量子网络的原因. 表 1 中第 17 和第 18 项工作几乎是同一时间完成的, 都是第一次实现了室温宽带量子存储器. 相比于第 17 项工作, 第 18 项工作的时间带宽积 (存储寿命除以脉宽) 高了 140 倍. 2.8 节将详细介绍第 18 项工作.

2.8 基于室温原子系综的远失谐 DLCZ 量子存储

相对于低温量子存储器, 室温量子存储器有其独特的优点: 不需要复杂的冷却设备, 操作起来更简便, 因此室温量子存储器的实用性更强. 但是在室温条件下, 荧光噪音和量子态的退相干成为主要问题, 这导致室温实验不能很好地工作在量子区域或者只有很短的存储寿命. 在室温下, 基于原子系综的近共振存储方案中待存光子的频率和碰撞荧光噪音的频率相近, 所以荧光噪音很难被滤除. 通过使用大失谐, 远失谐拉曼存储可以避开荧光噪音并且具有很大的存储带宽, 但是强控制光引入的自发拉曼散射和四波混频噪音导致其不能工作在量子区域.

在借鉴前人工作的基础上, 本研究组提出并实现了 FORD (far off-resonance Duan-Lukin-Cirac-Zoller) 方案^[51]. 图 7 所示为 FORD 方案的原理图.

下面给出 FORD 方案的特点和可行性分析.

1) FORD 方案不需要复杂的外部单光子源. 一个远失谐的写脉冲激发原子气体 (这里用的是铯原子气体), 原子气体会有一定概率辐射出一个 Stokes 光子, 同时会在原子气体内部产生一个与 Stokes 光子关联的集体激发态. 探测到 Stokes 光子也就意味着集体激发态的成功存储. FORD 量子存储器存储的就是这个集体激发态, 这与所有基于 DLCZ 方案的存储器相同. 相对于需要外部单光子源的量子存储器, FORD 量子存储器的写入效率极高. 值得一提的是: 在一些冷原子实验中, 往往采用与存储器相同的原子系综来产生单光子^[26,40], 这种单光子源的频率和带宽能够与量子存储器的直接匹配. 对于室温量子存储器而言, 有一个与之直接匹配的单光子源同样很重要. 不过由于噪音问题, 能够直接与室温宽带量子存储器匹配的单光子源直到最近才得以实现^[55].

2) 由于 FORD 存储不像远失谐拉曼存储那样需要强控制光将外来光子耦合到原子气体中, 所以在 FORD 量子存储的写过程中不会有严重的四波混频噪音.

3) 室温宽带 FORD 存储的寿命受制于原子的热运动导致的原子丢失和自旋波退相干^[56], 也受制

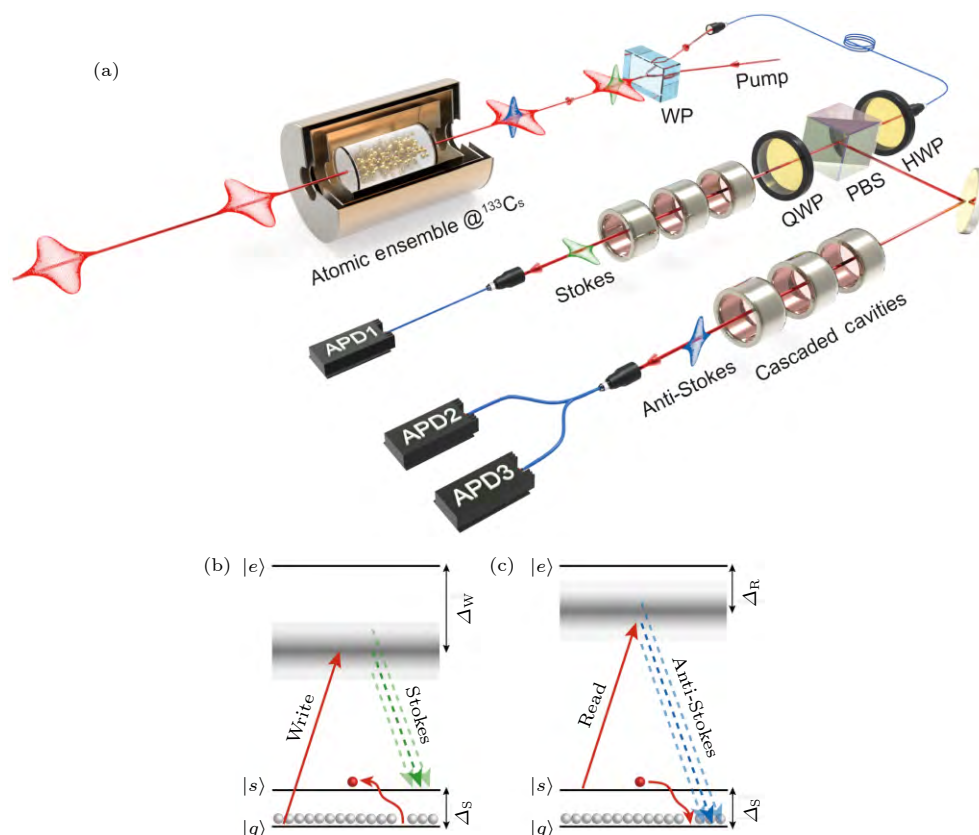


图7 FORD存储方案的原理图^[51] (a) 实验装置图, 其中铯池置于3层磁屏蔽筒内并被加热到61.3 °C, WP代表沃拉斯顿棱镜; QWP代表四分之一波片; HWP代表二分之一波片; PBS为偏振分束器; (b) FORD存储的写过程; (c) 读过程

Fig. 7. Experimental principle^[51]. (a) Experimental setup. The caesium cell is packed in a three-layer magnetic shielding and is heated up to 61.3 °C. WP, Wollaston prism; QWP, quarter-wave plate; HWP, half-wave plate; PBS, polarization beam splitter. (b) The write process of FORD quantum memory. (c) The read process.

于原子与原子池壁的碰撞导致的自旋弛豫, 这是所有基于室温原子系综的量子存储器都面临的问题. 但这不是原理上的问题, 因为可以使用更细更短的原子池将原子限制在光束作用区域和自旋波半波长之内. 另外可以使用内壁镀有抗弛豫膜的原池来延长存储寿命.

4) 在热原子实验中, 碰撞荧光噪音分布在原子共振频率附近几个 GHz 范围内. 在 FORD 方案中, 写光和读光的失谐大于荧光的频率分布范围, 想要的 Stokes 光子和 anti-Stokes 光子的频率和碰撞荧光噪音的频率差至少有几个 GHz, 所以碰撞荧光噪音可以被频率滤波器滤除. 根据以上分析, Stokes 光子和 anti-Stokes 的带宽可以接近 GHz 而不会与荧光噪音混在一起, 因此 FORD 方案具有大带宽、低荧光噪音的优点, 这一点与远失谐拉曼存储类似.

5) 存储一段时间后, 使用失谐为几个 GHz 的读脉冲可以将存储的集体激发态读出为 anti-Stokes 光子. FORD 量子存储方案的读取过程类

似于拉曼存储的读取过程. 在读取过程中, 读光的失谐 (几个 GHz) 比基态超精细分裂 (9.19 GHz) 小很多, 这样可以降低四波混频噪音的影响. 相对于失谐十几个 GHz 的远失谐拉曼存储来说, FORD 方案的四波混频噪音低很多.

从上面的分析可以看出, FORD 方案原理上是可行的. 经过数年努力, 我们在实验上证明了 FORD 方案可以在很大的失谐范围内工作在量子区域, 而最优失谐在 $\Delta_r = 4$ GHz 附近. 在最优失谐下我们测到了高达 28 的互关联函数、0.0001 的无条件噪音水平、高达 700 的时间带宽积^[51]. 不仅如此, 我们在具体实验中使用了同向共轴方式, 即写光、读光、想要的 Stokes 光子和 anti-Stokes 光子同向共轴. 这种方式噪音最大, 比如写读光的漏光带来的噪音. 就是在这种极端情况下, 我们仍然获得了上面所述的非经典性. 可以预见, 如果采用低噪音的非共轴方式, FORD 存储的噪音水平会更低. 这么低的噪音水平得益于方案的优越性和下面总结的多重噪音压制方法.

2.9 噪音滤除以及优化读取效率和存储寿命的方法

对于室温量子存储而言, 噪音问题曾是最棘手的问题, 也是之前许多室温存储不能很好地工作在量子区域的原因. 这里总结出量子存储常用到的四种滤除噪音的方法: 空间滤波、偏振滤波、频率滤波、时间滤波.

1) 空间滤波. 噪音光子的空间分布往往和想要的光子的空间分布有区别, 基于此可以利用单模光纤定义一个特定的空间收集角.

2) 偏振滤波. 大部分噪音光子的偏振方向和想要的光子的偏振方向垂直. 比如远失谐拉曼跃迁时激发出来的 Stokes 光子和 anti-Stokes 光子的偏振与写光和读光的偏振垂直. 可以使用高消光比的偏振器件尽量消除写光和读光的漏光. 另外, 偏振器件还用来消除光路中的干涉现象, 比如使用偏振分束器或者隔离器可以使得光束只能单向传播, 这样可以消除光束来回反射导致的干涉效应. 否则, 这种来回反射或者干涉将会导致整体的滤波能力严重下降.

3) 频率滤波. 大部分的噪音光子和想要的光子的频率不同, 因此可以利用频率滤波器滤除噪音. 常用到的频率滤波器有: 原子池 (利用某个共振跃迁来吸收噪音光)、带通滤波片、法布里-珀罗腔 (FP 腔).

4) 时间滤波. 想要的光子只在特定的时间段出现, 所以单光子计数器只需要在这段特定的时间段内计数, 或者处理数据时只选取这特定时间段内的数据, 这样可以去掉大量噪音.

以上四种去噪方法还需要配合巧妙的实验方案和光路设计, 这往往从源头上决定了噪音的数量级.

理论上非共振拉曼过程可以有接近 100% 的读取效率^[25,50]. 我们现在的读取效率 (略高于 10%) 受制于实验装置的不足 (只有一套激光脉冲产生系统). 由同一套脉冲产生系统输出的写光和读光频率相同, 而读取过程的失谐远小于写过程的失谐, 因此写过程中有大概率将集体激发态读出, 导致读取效率的提升受限. 如果我们有两套独立的脉冲产生系统, 那么写光和读光的频率、动量、带宽、强度都可以互相独立的调节. 比如我们使用失谐小一些但是强度比较弱的写光, 在保持激发概率不变的情况下, 写过程的失谐 Δ_W 比写过程中发生读取效应的失谐 Δ_R 小很多, 那么写过程中

发生的读取效应就可以忽略. 对于读取效率, 可能的改善措施还包括增大脉冲能量、匹配脉冲形状^[57]、腔增强^[58,59]、反射相干增强^[60].

虽然时间带宽积足够大很重要, 但是对于特定的通信距离, 足够长的存储寿命意味着更少的量子中继器.

1) 在冷原子实验中, 研究者采用光晶格囚禁原子以消除原子运动导致的退相干, 并且人为补偿囚禁光的非均匀性导致的有差异的 ac Stark 能级移动, 实现了存储寿命长达百毫秒量级的量子存储^[18,61]. 另外, 通过设置合适的偏置磁场和使用微波的动力学退耦作用, 在冷原子系综和稀土离子掺杂固体中都已实现了几十秒的相干光存储^[62,63]. 而且研究者在稀土离子掺杂晶体中还实现了长达一分钟的图像存储^[63].

2) 对于室温原子实验, 制约存储寿命的主要问题是原子运动跑出作用区域. 可以用更细的原子池来保持原子总是处于作用区域里. 同时需要给原子池内壁镀抗弛豫膜的膜层, 以防止因碰撞导致相干态被破坏. 在内壁镀抗弛豫膜的池子内, 碱金属原子塞曼子能级的相干时间已经可以达到 60 s^[64]. 最近, 基于内壁镀有抗弛豫膜的细原子池, 室温量子存储的存储寿命已经达到 270 μ s^[65]. 另外值得一提的是, 通过使用抗弛豫镀膜和磁量子数差 1 的塞曼相干态, 基于室温原子的经典光存储的寿命已经达到 1 s^[66].

3 量子存储的应用

量子存储器可应用于多光子同步^[67]、确定性单光子源^[68]、量子中继器^[69]、光与物质混合干涉仪^[70]. 这里以量子中继器的典型方案 (DLCZ 方案) 和多光子同步为例进行简要介绍.

3.1 基于 DLCZ 方案的量子中继器

DLCZ 方案是由段路明, M. D. Lukin, J. I. Cirac 和 P. Zoller 四位科学家于 2001 年提出的, 旨在利用原子系综和线性光学实现远距离量子通信^[16]. 后来人们以四个人的名字命名了这个方案. DLCZ 方案的特点是通过测量光子数来纠缠两个原子系综, 其原理如图 8(a) 和图 8(b) 所示. 在这里我们不能分辨这个 Stokes 光子是来源于原子池 A 还是来源于原子池 B, 就好像是在杨氏双缝干涉实验中我们不知道光子会从哪个狭缝透过一样, 如图 8(c) 所示. 不能分辨光子从哪个狭缝透过是

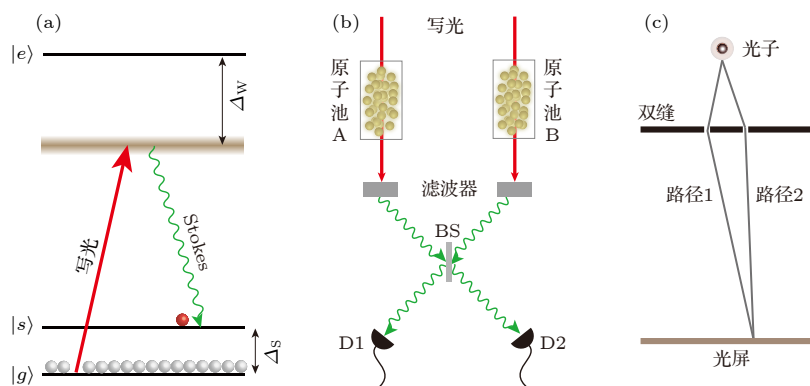


图 8 基于 DLCZ 方案建立纠缠的原理 (a) 一开始, 原子被制备在初态 $|g\rangle$ 上, 然后写光与原子相互作用, 并以百分之几的概率产生 Stokes 光子; (b) 探测器 1 (记为 D1) 和探测器 2 (记为 D2) 探测到的光子有可能是来自于原子池 A 也有可能来自于原子池 B, 在不能分辨 Stokes 光子是来自原子池 A 还是 B 的前提下, 如果 D1 和 D2 两个探测器只有一个探测到光子且只探测到一个光子, 则原子池 A 和 B 之间存在纠缠; BS, 光束分束器, 这里用的分束比是 50 : 50; (c) 杨氏双缝干涉, 我们不能确定光子会从哪个狭缝通过

Fig. 8. Generation of entanglement based on DLCZ protocol. (a) Initially, the atoms are prepared in state $|g\rangle$. Then a write light interacts with atoms and generates a Stokes photon with a probability of a few percent. (b) The photons detected by the detector 1 (denoted by D1) and detector 2 (denoted by D2) may come from either the cell A or the cell B. If the two detectors (D1 and D2) detect only one photon, and one cannot distinguish whether the photon is from the cell A or cell B, then the entanglement between the cell A and cell B is established. BS: beam splitter with a splitting ratio of 50 : 50. (c) Young's double slit experiment. We can not distinguish which slit the photon passes through.

杨氏双缝干涉条纹出现的前提条件, 也是光子的波函数可以写成叠加态的前提条件. 同理, 这里原子池 A 和 B 之间可以建立纠缠的条件是: Stokes 光子的波函数可以写成如下的叠加态形式:

$$\Psi_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\text{Stokes}\rangle_A + |\text{Stokes}\rangle_B), \quad (1)$$

其中 $|\text{Stokes}\rangle_A$ 表示的是 Stokes 光子来源于原子池 A; $|\text{Stokes}\rangle_B$ 表示的是 Stokes 光子来源于原子池 B. 根据 DLCZ 方案, 通过对多个原子系综进行纠缠交换, 便可逐级实现更远距离量子通信, 其工作原理如图 9 所示. 这种原子系综之间的纠缠交换类似于 1998 年实现的光子之间的纠缠交换^[71].

DLCZ 方案类似于 1999 年 C. Cabrillo, J. I. Cirac, P. García-Fernández 和 P. Zoller 四人提出的两个原子之间建立纠缠的方案^[72]. 相对于使用两个原子, 使用两个原子系综来建立纠缠有如下四方面的重要优势.

1) 原子系综内含有大量原子, 所有原子都参与集体激发态的产生和存储, 存在集体增强效应. 辐射出的 Stokes 光子集中在与写光同向共轴的一个小立体角内^[73,74]. 这方便了对 Stokes 光子的收集, 同时也提高了信噪比. 比如荧光噪音分布在各个方向, 所以大部分荧光噪音可以被空间滤波滤除.

2) 大量原子波函数之间存在干涉, 存在相位

匹配条件^[69], 这使得在读取过程中产生的 anti-Stokes 光子也只分布在某个特定方向. 这个方向与读光和写光之间的夹角有关. 图 7 使用的是共线方式, 即写光和读光共轴同向. 根据相位匹配条件, 图 7 中写读光的方向也是 anti-Stokes 光子的辐射方向. 相对于非共线方式, 共线方式产生的自旋波波长最长, 原子运动导致的退相干效应较小, 因此共线方式的存储寿命较长^[56]. 在共线方式下, 山西大学王海研究组^[75]通过使用 13.5 G (1 G = 10^{-4} T) 的磁场排除了对磁场敏感的能级跃迁, 并且首次实现了将光偏振量子比特存储为对磁场不敏感的自旋波, 在冷原子中实现了 4.5 ms 的 EIT 存储.

3) 原子气体可以装在一个玻璃池中, 操作起来比较简单. 而单个原子的囚禁设备复杂, 而且原子容易丢失.

4) 单个原子的光学厚度太低, 因此产生 Stokes 光子的概率太低.

3.2 基于量子存储的多光子同步

量子存储器除了可以用作量子中继器, 还可以用于产生确定性单光子和同步多光子. 基于参量下转换的概率性单光子源 (关联光子对), 其信号光子预报另一个光子存在的预报概率通常只有 20%. 利用基于 DLCZ 方案的量子存储器可以提高预报

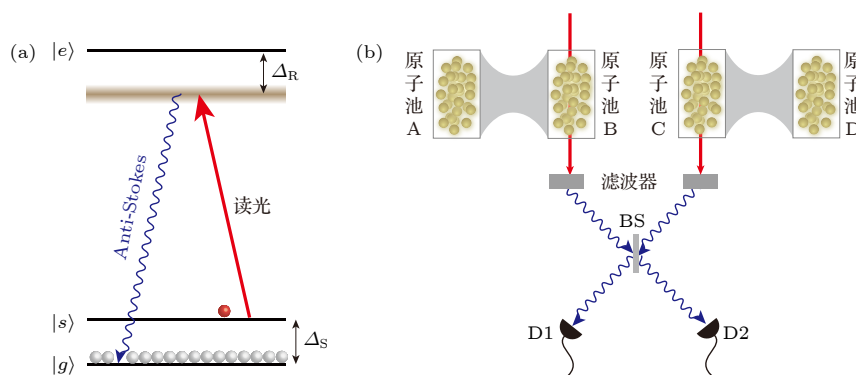


图9 基于DLCZ方案的纠缠交换 (a) 读取过程, 读光将存储态 $|s\rangle$ 读出为 anti-Stokes 光子; (b) 纠缠交换, 一开始, 原子池 A 和 B 存在纠缠, 原子池 C 和 D 存在纠缠, 原子池 B 和 C 在读光作用下有一定概率产生 anti-Stokes 光子, 在不能分辨光子是来源于原子池 B 还是 C 的前提下, 如果 D1 和 D2 两个探测器只有一个探测到光子且只探测到一个光子, 则原子池 A 和 D 之间会产生纠缠; 以此类推, 便可在距离很远的两个原子系综之间建立纠缠

Fig. 9. Entanglement swapping based on DLCZ protocol. The retrieval process. The read light retrieves the storage state $|s\rangle$ out as an anti-Stokes photon. (b) Entanglement swapping. Initially, cell A and B are entangled, cell C and D are entangled. Under the influence of read light, both the cell B and C will emit anti-Stokes photons with a certain probability. If the two detectors (D1 and D2) detect only one photon, and one can not distinguish whether the photon is from cell B or cell C, then the cell A and D are entangled. By analogy, one can establish an entanglement between two atomic ensembles separated by great distance.

概率和光子对的产生率^[68]. 基本原理是: 反复进行多次写操作, 直到产生 Stokes 光子为止, 而 Stokes 光子可以预报集体激发态的存在. 探测到 Stokes 光子之后, 反馈控制电路会结束写操作, 并在一个确定的延时打开读光将集体激发态高效率地读出为 anti-Stokes 光子. 另外, 利用量子存储器可以提高多光子同步的效率. 基于参量下转换产生单光子的概率在 10% 左右, 要想同时产生 10 个光子就需要 10^{10} 次泵浦非线性晶体, 对于更多个光子的同步, 所需时间会呈指数递增. 而可存储外来光子的量子存储器可以将随机产生的单光子缓存起来. 如果有多个存储器, 就可以等到所有存储器都成功存储了外来光子后, 将光子一起读出以实现多光子同步. 参照文献^[67], 可以算出基于存储器实现 N 个光子同步的概率为

$$p_m = q^N \left\{ 1 + \frac{\bar{R}\bar{q}\eta B}{1 + (B-1)[R(\bar{q}-q) + q]} \right\}^N, \quad (2)$$

其中 B 是时间带宽积 (存储寿命乘以存储带宽); q 是外来单光子的产生概率, 利用概率性单光子源同步 N 个光子的概率为 q^N ; R 是一个大于 0 小于 1 的参数, 与同步的光子数 N 和概率 q 有关; $\bar{q} = 1 - q$, $\bar{R} = 1 - R$; η 是存储器的总存储效率 (存入效率和最大读取效率的乘积). 对于特定的光子数 N 和概率 q , 多光子的同步概率 p_m 与时间带宽积和总存储效率有关. 量子中继器需要长存储寿命来实现更远距离的量子纠缠, 但是对于多光子

同步来说, 时间带宽积才是关键参数.

基于 DLCZ 方案的量子存储不需要外来单光子源, 其存储的集体激发态就相当于成功存入存储器的单光子. 集体激发态的产生概率就相当于外部单光子的产生和存储的总概率. 由于不需要外来单光子源, (2) 式不适用于基于 DLCZ 方案的多光子同步. 不过基本原理都是一样的: 利用存储器的存储功能, 来实现不同时间产生的单光子互相等待. 基于 DLCZ 方案的多光子同步如图 10 所示, 原子池在写光作用下有一定概率产生 Stokes 光子和与之相应的集体激发态. 反复进行写操作, 直到探测到 Stokes 光子为止. 探测到 Stokes 光子说明原子池里成功存储了集体激发态. 存储了激发态的原子池处于等待状态, 等待其他原子池也成功存储集体激发态. 当所有原子池都成功存储了集体激发态, 用读光将所有原子池内的集体激发态同时读取, 以产生 N 个时间上同步的 anti-Stokes 光子, 见图 10 的下半部分. Stokes 光子在时间轴上是随机出现的, 而同步的 anti-Stokes 光子对应于同一时间. 除了使用多个存储器, 也可以利用单个 DLCZ 存储器的多模存储能力来提高单光子的产生率和多光子同步概率^[19]. 其基本原理是: 原子池辐射出的 Stokes 光子分布在某一立体角内, 虽然这个角度不是很大, 但是将这个立体角分成若干小立体角便可以定义出几十个自旋波模式.

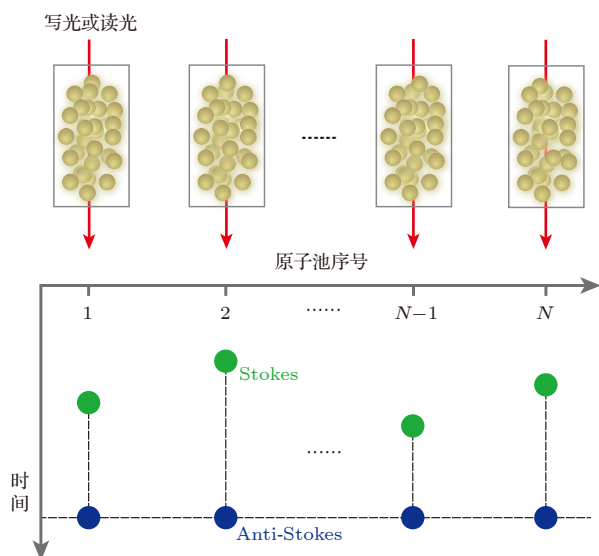


图 10 基于 DLCZ 方案的多光子同步, 其中在写光作用下, N 个原子池随机产生 Stokes 光子 (绿色圆) 和与 Stokes 光子对应的集体激发态; 对每个原子池反复进行写操作, 直到产生 Stokes 光子为止; 当所有原子池都成功存储了集体激发态, 用读光将所有原子池内的集体激发态同时读取, 以产生 N 个时间上同步的 anti-Stokes 光子 (蓝色圆)

Fig. 10. Multiphoton synchronization based on DLCZ protocol. N cells interacting with write light can stochastically generate Stokes photons (green circles) and collective excitations. Repeatedly write the cell until a Stokes photon is generated. When each of the cells successfully stores a collective excitation, turn on the read light and retrieve all of the collective excitations out as N synchronous anti-Stokes photons (blue circles).

4 总 结

本文从量子存储的起源开始, 以多个典型存储方案为例详细介绍了量子存储的研究现状. 二十年来, 通过不断地努力探索, 人们已经实现从冷原子存储到热原子存储, 从窄带存储到宽带存储, 从经典光存储到量子存储的可实用化转变, 而且量子存储器的存储效率和存储寿命已经接近可实用化. 量子存储, 除了可以用来实现多个存储器的量子纠缠或量子网络^[29,37,76–79]外, 还可以用来探索一些更基础的物理问题, 比如存储器内部的多粒子纠缠^[80]、光波与原子自旋波的干涉^[70,81]、精密测量^[82–84]. 总之, 量子存储器不仅仅能够服务于可以预见的应用, 它的低噪音以及量子特性还能够为我们研究基础物理提供新的可能. 不过, 现已实现的量子存储器总是因某些不足不能同时满足四个可实用化标准: 高存储效率、低噪音、长寿命 (或者大的时间带宽积) 和室温条件下运行. 未来仍然需要很多努力

才能实现真正实用的量子存储器.

参考文献

- [1] Zoller P, Beth Th, Binosi D, Blatt R, Briegel H, Bruss D, Calarco T, Cirac J I, Deutsch D, Eisert J, Ekert A, Fabre C, Gisin N, Grangiere P, Grass M, Haroche S, Imamoglu A, Karlson A, Kempe J, Kouwenhoven L, Kröll S, Leuchs G, Lewenstein M, Loss D, Lütkenhaus N, Massar S, Mooij J E, Plenio M B, Polzik E, Popescu S, Rempe G, Sergienko A, Suter D, Twamley J, Wendin G, Werner R, Winter A, Wrachtrup J, Zeilinger A 2005 *Eur. Phys. J. D* **36** 203
- [2] O'Brien J L, Furusawa A, Vučković J 2009 *Nat. Photon.* **3** 687
- [3] Jin X M, Ren J G, Yang B, Yi Z H, Zhou F, Xu X F, Wang S K, Yang D, Hu Y F, Jiang S, Yang T, Yin H, Chen K, Peng C Z, Pan J W 2010 *Nat. Photon.* **4** 376
- [4] Gisin N, Thew R 2007 *Nat. Photon.* **1** 165
- [5] Ladd T D, Jelesko F, Laflamme R, Nakamura Y, Monroe C, O'Brien J L 2010 *Nature* **464** 45
- [6] Aspuru-Guzik A, Walther P 2012 *Nat. Phys.* **8** 285
- [7] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [8] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [9] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [10] Wang L J, Kuzmich A, Dogariu A 2000 *Nature* **406** 277
- [11] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W 2009 *Nat. Photon.* **3** 706
- [12] Hua Y L, Zhou Z Q, Li C F, Guo G C 2018 *Chin. Phys. B* **27** 020303
- [13] Chaneière T, Matsukevich D N, Jenkins S D, Lan S Y, Kennedy T A B, Kuzmich A 2005 *Nature* **438** 833
- [14] Eisaman M D, André A, Massou F, Fleischhauer M, Zibrov A S, Lukin M D 2005 *Nature* **438** 837
- [15] Zhang H, Jin X M, Yang J, Dai H N, Yang S J, Zhao T M, Rui J, He Y, Jiang X, Yang F, Pan G S, Yuan Z S, Deng Y J, Chen Z B, Bao X H, Chen S, Zhao B, Pan J W 2011 *Nature Photon.* **5** 628
- [16] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [17] Kuzmich A, Bowen W P, Boozer A D, Boca A, Chou C W, Duan L M, Kimble H J 2003 *Nature* **423** 731
- [18] Yang S J, Wang X J, Bao X H, Pan J W 2016 *Nat. Photon.* **10** 381
- [19] Chrapkiewicz R, Dąbrowski M, Wasilewski W 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 063603
- [20] Julsgaard B, Kozhekin A, Polzik E S 2001 *Nature* **413** 400
- [21] Julsgaard B, Sherson J, Cirac J I, Fiinfasek J, Polzik E S 2004 *Nature* **432** 482
- [22] Moiseev S A, Kröll S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 173601
- [23] Alexander A L, Longdell J J, Sellars M J, Manson N B 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043602
- [24] Afzelius M, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2009 *Phys. Rev. A* **79** 052329
- [25] Reim K F, Nunn J, Jin X M, Michelberger P S, Champion T F M, England D G, Lee K C, Kolthammer W S, Langford N K, Walmsley I A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 263602
- [26] Ding D S, Zhang W, Zhou Z Y, Shi S, Shi B S, Guo G C 2015 *Nat. Photon.* **9** 332
- [27] Kaczmarek K T, Ledingham P M, Brecht B, Thomas S E, Thekkadath G S, Lazo-Arjona O, Munns J H D, Poem E, Feizpour A, Saunders D J, Nunn J, Walmsley I A 2018 *Phys. Rev. A* **97** 042316

- [28] Finkelstein R, Poem E, Michel O, Lahad O, Firstenberg O 2018 *Sci. Adv.* **4** 8598
- [29] Lee K C, Sprague M R, Sussman B J, Nunn J, Langford N K, Jin X M, Champion T, Michelberger P, Reim K F, England D, Jaksch D, Walmsley I A 2011 *Science* **334** 1253
- [30] England D G, Fisher K A G, MacLean J P W, Bustard P J, Lausten R, Resch K J, Sussman B J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 053602
- [31] Maurer P C, Kucsko G, Latta C, Jiang L, Yao N Y, Bennett S D, Pastawski F, Hunger D, Chisholm N, Markham M, Twitchen D J, Cirac J I, Lukin M D 2012 *Science* **336** 1283
- [32] Ghobadi R, Wein S, Kaviani H, Barclay P, Simon C 2017 arXiv: 1711.02027 [quant-ph]
- [33] Zhong M, Hedges M P, Ahlefeldt R L, Bartholomew J G, Beavan S E, Wittig S M, Longdell J J, Sellars M J 2015 *Nature* **517** 177
- [34] Yano R, Mitsunaga M, Uesugi N 1991 *Opt. Lett.* **16** 1884
- [35] Tang J S, Zhou Z Q, Wang Y T, Li Y L, Liu X, Hua Y L, Zou Y, Wang S, He D Y, Chen G, Sun Y N, Yu Y, Li M F, Zha G W, Ni H Q, Niu Z C, Li C F, Guo G C 2015 *Nature Commun.* **6** 8652
- [36] Kaneda F, Xu F, Chapman J, Kwiat P G 2017 *Optica* **4** 1034
- [37] Pang X L, Yang A L, Dou J P, Li H, Zhang C N, Poem E, Saunders D J, Tang H, Nunn J, Walmsley I A, Jin X M 2018 arXiv: 1803.07122 [quant-ph]
- [38] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [39] Hsiao Y F, Tsai P J, Chen H S, Lin S X, Hung C C, Lee C H, Chen Y H, Chen Y F, Yu I A, Chen Y C 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 183602
- [40] Li J F, Wang Y F, Zhang S C, He J Y, Cheng A Q, Yan H, Zhu S L 2017 arXiv:1706.01404 [quant-ph]
- [41] Grosshans F, Grangier P 2001 *Phys. Rev. A* **64** 010301
- [42] Manz S, Fernholz T, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. A* **75** 040101
- [43] Alkali D Line Data, Steck D A <http://steck.us/alkalidata> [2018-12-03]
- [44] Hétet G, Hosseini M, Sparkes B M, Oblak D, Lam P K, Buchler B C 2008 *Opt. Lett.* **33** 2323
- [45] Hosseini M, Sparkes B M, Hétet G, Longdell J J, Lam P K, Buchler B C 2009 *Nature* **461** 241
- [46] Cho Y W, Campbell G T, Everett J L, Bernu J, Higginsbottom D B, Cao M T, Geng J, Robins N P, Lam P K, Buchler B C 2016 *Optica* **3** 100
- [47] Bashkanskyy M, Fatemi F K, Vurgaftman I 2012 *Opt. Lett.* **37** 142
- [48] Reim K F, Nunn J, Lorenz V O, Sussman B J, Lee K C, Langford N K, Jaksch D, Walmsley I A 2010 *Nat. Photon.* **4** 218
- [49] Sprague M R, Michelberger P S, Champion T F M, England D G, Nunn J, Jin X M, Kolthammer W S, Abdolvand A, Russell P St J, Walmsley I A 2014 *Nat. Photon.* **8** 287
- [50] Guo J X, Feng X T, Yang P Y, Yu Z F, Chen L Q, Yuan C H, Zhang W P 2019 *Nat. Commun.* **10** 148
- [51] Dou J P, Yang A L, Du M Y, Lao D, Gao J, Qiao L F, Li H, Pang X L, Feng Z, Tang H, Jin X M 2018 *Commun. Phys.* **1** 55
- [52] de Riedmatten H, Laurat J, Chou C W, Schomburg E W, Felinto D, Kimble H J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 113603
- [53] Chen S, Chen Y A, Zhao B, Yuan Z S, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 180505
- [54] Bao X H, Reingruber A, Dietrich P, Rui J, Dück A, Strassel T, Li L, Liu N H, Zhao B, Pan J W 2012 *Nat. Phys.* **8** 517
- [55] Dou J P, Yang A L, Du M Y, Lao D, Li H, Pang X L, Gao J, Qiao L F, Tang H, Jin X M 2018 *npj Quantum Information* **4** 31
- [56] Zhao B, Chen Y A, Bao X H, Strassel T, Chu C S, Jin X M, Schmiedmayer J, Yuan Z S, Chen S, Pan J W 2009 *Nat. Phys.* **5** 95
- [57] Novikova I, Phillips N B, Gorshkov A V 2008 *Phys. Rev. A* **78** 021802
- [58] Nunn J, Thomas S, Munns J H D, Kaczmarek K T, Qiu C, Feizpour A, Poem E, Brecht B, Saunders D J, Ledingham P M, Reddy D V, Raymer M G, Walmsley I A 2017 *Phys. Rev. A* **96** 012338
- [59] Saunders D J, Munns J H D, Champion T F M, Qiu C, Kaczmarek K T, Poem E, Ledingham P M, Walmsley I A, Nunn J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 090501
- [60] Guo J X, Chen L Q, Yang P Y, Li Z J, Wu Y, Feng X T, Yuan C H, Ou Z Y, Zhang W P 2017 *Opt. Lett.* **42** 1752
- [61] Radnaev A G, Dudin Y O, Zhao R, Jen H H, Jenkins S D, Kuzmich A, Kennedy T A B A 2010 *Nat. Phys.* **6** 894
- [62] Dudin Y O, Li L, Kuzmich A 2013 *Phys. Rev. A* **87** 031801
- [63] Heinze G, Hubrich C, Halfmann T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 033601
- [64] Balabas M V, Karaulanov T, Ledbetter M P, Budker D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 070801
- [65] Zugenmaier M, Dideriksen K B, Spørgesen A S, Albrecht B, Polzik E S 2018 *Commun. Phys.* **1** 76
- [66] Katz O, Firstenberg O 2018 *Nat. Commun.* **9** 2074
- [67] Nunn J, Langford N K, Kolthammer W S, Champion T F M, Sprague M R, Michelberger P S, Jin X M, England D G, Walmsley I A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 133601
- [68] Chen S, Chen Y A, Strassel T, Yuan Z S, Zhao B, Schmiedmayer J, Pan J W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 173004
- [69] Sangouard N, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [70] Chen B, Qiu C, Chen S Y, Guo J X, Chen L Q, Ou Z Y, Zhang W P 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 043602
- [71] Pan J W, Bouwmeester D, Weinfurter H, Zeilinger A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3891
- [72] Cabrillo C, Cirac J I, García-Fernández P, Zoller P 1999 *Phys. Rev. A* **59** 1025
- [73] Duan L M, Cirac J I, Zoller P 2002 *Phys. Rev. A* **66** 023818
- [74] Gujarati T P, Wu Y K, Duan L M 2018 *Phys. Rev. A* **97** 033826
- [75] Xu Z X, Wu Y L, Tian L, Chen L R, Zhang Z Y, Yan Z H, Li S J, Wang H, Xie C D, Peng K C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 240503
- [76] Yuan Z S, Chen Y A, Zhao B, Chen S, Schmiedmayer J, Pan J W 2008 *Nature* **454** 1098
- [77] Bernien H, Hensen B, Pfaff W, Koolstra G, Blok M S, Robledo L, Taminiu T H, Markham M, Twitchen D J, Childress L, Hanson R 2013 *Nature* **497** 86
- [78] Jing B, Wang X J, Yu Y, Sun P F, Jiang Y, Yang S J, Jiang W H, Luo X Y, Zhang J, Jiang X, Bao X H, Pan J W 2019 *Nat. Photon.* [10.1038/s41566-018-0342-x](https://doi.org/10.1038/s41566-018-0342-x)
- [79] Pu Y F, Wu Y K, Jiang N, Chang W, Li C, Zhang S, Duan L M 2018 *Sci. Adv.* **4** 3931
- [80] Fröwis F, Strassmann P C, Tiranov A, Gut C, Lavoie J, Brunner N, Bussièrès F, Afzelius M, Gisin N 2017 *Nat. Commun.* **8** 907
- [81] Campbell G, Hosseini M, Sparkes B M, Lam P K, Buchler B C 2012 *New J. Phys.* **14** 033022
- [82] Wasilewski W, Jensen K, Krauter H, Renema J J, Balabas M V, Polzik E S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 133601
- [83] Biedermann G W, McGuinness H J, Rakholia A V, Jau Y Y, Wheeler D R, Sterk J D, Burns G R 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 163601
- [84] Pezzè L, Smerzi A, Oberthaler M K, Schmied R, Treutlein P 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 035005

SPECIAL TOPIC—Advances in quantum coherence and quantum storage

Research progress of quantum memory*

Dou Jian-Peng¹⁾²⁾ Li Hang¹⁾²⁾ Pang Xiao-Ling¹⁾²⁾ Zhang Chao-Ni¹⁾²⁾
 Yang Tian-Huai¹⁾²⁾ Jin Xian-Min^{1)2)†}

1) (*State Key Laboratory of Advanced Optical Communication Systems and Networks, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

2) (*Synergetic Innovation Center of Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

(Received 8 January 2019; revised manuscript received 19 January 2019)

Abstract

Quantum technologies, for example, quantum communication and quantum computation, promise spectacular quantum enhanced advantages beyond what can be done classically. However, quantum states, as the element of quantum technologies, are very fragile and easily get lost to the environment, and meanwhile, their generation and quantum operations are mostly probabilistic. These problems make it exponentially hard to build long-distance quantum channels for quantum communication and large quantum systems for quantum computing. Quantum memory allows quantum states to be stored and retrieved in a programmable fashion, therefore providing an elegant solution to the probabilistic nature and associated limitation by coordinating asynchronous events. In the past decades, enormous advances in quantum memory have been made by developing various storage protocols and their physical implementations, and the quantum memory has gradually evolved from the initial conceptual demonstration to a nearly practical one. Aiming at being practicable for efficient synchronisation and physical scalability, an ideal quantum memory should meet several key features known as high efficiency, low noise level, large time bandwidth product (lifetime divided by pulse duration) and operating at room temperature. Here, we present the research status and development trends of this field by introducing some typical storage protocols. Among these protocols, a room-temperature broadband quantum memory is the most attractive due to its simplicity and practicability. However, at room temperature, noise becomes dominant and is a bottleneck problem that has impeded the realization of a real room-temperature broadband quantum memory in the last decades. Recently, the noise problem has been solved in two memory protocols, i.e. FORD (far off-resonance Duan-Lukin-Cirac-Zoller) protocol and ORCA (off-resonant cascaded absorption) protocol. In this paper, the working principles, the merits and demerits of various quantum memory protocols are illustrated. Furthermore, the approaches to eliminating noise and the applications of quantum memory are summarized.

Keywords: quantum memory, quantum information, far off-resonance Duan-Lukin-Cirac-Zoller protocol, room-temperature atoms

PACS: 03.67.-a, 03.67.Hk, 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.68.20190039

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0303700), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11374211, 61734005, 11761141014, 11690033), the Science and Technology Commission of Shanghai Municipality, China (Grant Nos. 15QA1402200, 16JC1400405, 17JC1400403), the Shanghai Municipal Education Commission, China (Grant Nos. 16SG09, 2017-01-07-00-02-E00049), and the National Young 1000 Talents Plan, China.

† Corresponding author. E-mail: xianmin.jin@sjtu.edu.cn