

基于光子晶体微腔的回波光量子存储

邢雪燕 李霞霞 陈宇辉 张向东

Optical echo memory based on photonic crystal cavities

Xing Xue-Yan Li Xia-Xia Chen Yu-Hui Zhang Xiang-Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 114201 (2022) DOI: 10.7498/aps.70.20220083

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220083>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

量子存储式量子计算机与无噪声光子回波

“Quantum memory” quantum computers and noiseless photon echoes

物理学报. 2022, 71(7): 070305 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212245>

基于掺铒晶体的光量子存储和调控

Quantum memory and manipulation based on erbium doped crystals

物理学报. 2022, 71(6): 064203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211803>

多模式固态量子存储

Multimode solid-state quantum memory

物理学报. 2019, 68(3): 030303 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182207>

量子存储研究进展

Research progress of quantum memory

物理学报. 2019, 68(3): 030307 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190039>

基于 $\text{EuCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ 晶体的光存储

Atomic frequency comb optical memory in $\text{EuCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ crystal

物理学报. 2021, 70(16): 160302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210648>

相干时间超过10 min的单离子量子比特

Single-ion qubit with coherence time exceeding 10 minutes

物理学报. 2019, 68(3): 030306 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181729>

基于光子晶体微腔的回波光量子存储^{*}

邢雪燕 李霞霞 陈宇辉[†] 张向东

(北京理工大学物理学院, 先进光电量子结构设计与测量教育部重点实验室,

纳米光子学与超精密光电系统北京市重点实验室, 北京 100081)

(2022 年 1 月 12 日收到; 2022 年 2 月 24 日收到修改稿)

充分发掘量子计算机的应用潜力需要将大量分立的量子节点连接起来, 组建一个与互联网类似的全量子网络. 高性能的可集成光量子存储器是解决不同量子节点间信号同步问题的核心器件, 直接关系到量子网络的实现规模和整体性能. 然而, 目前的微纳量子存储器还存在可集成性和存储性能难以兼容的问题, 还不能满足构建全量子网络的需求. 本文提出在掺铒硅材料上设计通信波段的光子晶体微腔, 不仅可利用光学微腔的角动量共振模式来实现基于光子回波的量子存储, 还可利用光学微腔来增强光和物质相互作用, 有望实现高存储效率的可集成量子存储器.

关键词: 量子存储, 光子回波, 光子晶体腔, 空间相位失配

PACS: 42.50.-p, 03.67.-a, 42.82.-m, 32.80.Qk

DOI: 10.7498/aps.70.20220083

1 引言

量子存储器可以实现对光量子态的按需存储和读取, 是解决不同量子计算节点之间, 或不同量子元件之间信号同步问题所必需的核心元件^[1-6]. 利用量子存储器寄存量子态, 一方面不仅可实现量子计算机之间的量子信息交互, 从而最大限度地发掘量子计算的应用潜力; 另一方面还可以用来构建量子中继器, 解决光信号随通信距离增加而指数衰减的问题, 进而实现长距离的量子通信. 在构建大规模的全量子网络中, 量子存储器是至关重要的元件之一.

一般来说, 大规模量子网络都牵涉到众多的网络节点和多路量子信号的收发和存储, 在这种情况下, 如果仍利用传统光学器件对光量子信号进行处理, 随着节点数的增加必将产生占据空间大、成本高、可操作性差和系统稳定性不足等问题. 在这种

条件下, 借用集成电路的方法, 利用微纳光学结构对量子存储器进行集成化将大幅提高器件的一致性和系统的稳定性, 并且降低系统的成本, 在实现大规模量子网络上有着巨大的应用前景. 因此, 可集成量子存储器的研制直接关系到未来全量子网络的实现, 已经引起了世界上众多研究机构的关注. 国际上现有的可集成量子存储器的技术方案主要包括: 1) 利用离子扩散^[7]、激光直写^[8,9]和聚焦离子束刻蚀^[10]等技术直接在晶体上制备光波导和微腔结构, 并实现单光子水平的存储; 2) 借用传统硅基集成光学研究成果, 制备 1.5 μm 波段的硅基光学结构, 通过硅和晶体材料构成的杂化体系来构建量子存储器^[11]. 然而, 如何根据微纳光学结构的特点, 将各种已有量子存储技术应用到光芯片上, 以满足构建全量子网络对可集成量子存储器的性能需求, 仍然有待深入研究解决.

在量子存储的诸多技术方案中, 光子回波存储技术由于其优越的可控性而备受关注. 早期的回波

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 62105033, 12174026)、北京理工大学学术启动计划和北京理工大学科技创新计划资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: stephen.chen@bit.edu.cn

存储技术主要包括梯度回波存储 (gradient echo memory, GEM) 技术^[12]、受控非均匀线宽反转 (controlled reversible inhomogeneous broadening, CRIB) 技术^[13–15] 和原子频率梳 (atomic frequency comb, AFC) 技术^[16]. 对于 GEM 和 CRIB 技术来说, 存储过程中依赖外加的电场或磁场来展宽吸收峰, 要实现高的存储效率, 需要存储介质具有非常大的光学深度, 这一点在微纳尺度上并不容易实现. 另一方面, AFC 技术要求利用光谱烧孔技术在原子的非均匀展宽范围内制备频率呈周期性间隔的吸收线型, 这不仅带来实验操作上的复杂性, 更重要的是, 这一方案会使得参与存储的原子浓度减小, 进而降低存储效率. 针对这些问题, 人们提出了不需要对原子系统的非均匀线宽进行预处理的光子回波存储技术, 主要包括杂化光子回波重整技术 (hybrid photon echo rephrasing, HyPER)^[17,18]、光频移回波重整技术 (light shift photon echo rephrasing, LiSPER)^[19,20]、无噪声光子回波技术 (noiseless photon echo, NLPE)^[21], 以及法国科学家 Damon 等^[22] 于 2011 年首次提出的利用空间相位失配来进行量子存储的静默回波再现 (revival of silenced echo, ROSE) 技术等. 其中, ROSE 技术不需要繁琐的初态制备过程, 技术流程简单易行; 避免了对基态原子的清空, 可以有效地利用所有的原子实现对信号光的吸收捕获; 同时, 对光子回波的静默和再现操作都只依赖于光场的空间相位失配, 和存储原子系统本身的特性无关, 具有广泛的适用性, 在理论上可以与上述各种存储技术相结合, 实现高性能的量子存储.

然而, 目前对于 ROSE 存储技术的讨论主要集中在宏观尺寸或者是光场具有明确的传播方向的结构上, 如环形光学谐振腔或者波导结构^[9,23,24]. 光学微腔是在研制可集成器件时常用到的一种光学元件, 其尺寸在波长量级, 此时光场的谐振模式将不再明确地具有传播形式的解^[25], 以往对 ROSE 存储技术的理论分析无法直接用于研究基于光学微腔的量子存储器. 另一方面, 光学微腔不仅可以在空间上将光场局域在很小的体积范围内, 还可以在时间上让光子多次在腔内振荡, 从而有效地增强光和物质的相互作用. 这使得系统即使在较低的掺杂浓度下也存在较大的光吸收, 更易于实现阻抗匹配条件^[26], 从而实现将近 100% 的量子存储效率. 因此, 在光学微腔中实现 ROSE 存储, 除了

可以满足量子网络对于存储器在可集成性上的要求外, 还可以提高量子存储的性能指标, 有着广泛的应用前景, 因而是一个急需解决的科学问题. 本文通过理论分析给出了在微腔中实现 ROSE 技术的一般条件, 结合二维光子晶体结构中光学微腔和波导的特性^[27], 具体讨论了如何在光子晶体微腔中实现信号光和控制光之间的空间相位失配, 并通过信号脉冲光和控制脉冲光之间的空间相位失配来实现高存储效率的量子存储.

2 利用空间相位失配进行量子存储

2.1 光与二能级原子的相互作用

频率为 ω 的光场 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t + i\phi(\mathbf{r})} + \text{c.c.}$ 和一个二能级原子相互作用的哈密顿量为

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 & \Omega(\mathbf{r}, t) e^{-i\phi(\mathbf{r})/2} \\ \Omega(\mathbf{r}, t) e^{i\phi(\mathbf{r})/2} & \Delta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中, $\Delta = \omega_2 - \omega$ 为原子与入射光频率之间的失谐量, ω_2 为原子激发态的频率, $\Omega(\mathbf{r}, t) = \mathbf{d}_{12} \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ 是光场对应的拉比振荡频率, $\mathbf{d}_{12}$ 是基态和激发态之间跃迁对应的电偶极矩. 将原子体系的基态和激发态分别记为 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$, 则原子任意状态可表示为 $|\phi(t)\rangle = a(t)|1\rangle + b(t)|2\rangle = [a(t), b(t)]^T$. 原子系统的动力学过程由薛定谔方程给出:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} a(t) &= -\frac{i}{2} \Omega(\mathbf{r}, t) e^{i\phi(\mathbf{r})} \cdot b(t), \\ \frac{d}{dt} b(t) &= -i \Delta b - \frac{i}{2} \Omega(\mathbf{r}, t) e^{-i\phi(\mathbf{r})} \cdot a(t). \end{aligned} \quad (2)$$

当激光频率和原子失谐量可以忽略时 $\Delta \approx 0$, 微分方程 (2) 的解为

$$\begin{aligned} a(t) &= \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) a(0) - i e^{i\phi(\mathbf{r})} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) b(0), \\ b(t) &= \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) b(0) - i e^{-i\phi(\mathbf{r})} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) a(0). \end{aligned} \quad (3)$$

在一个 π 脉冲 ($\Omega t = \pi$) 的作用下 (考虑 π 脉冲的时间宽度很短的情况, 即脉冲持续时间 $t_\pi^+ - t_\pi^- \rightarrow 0$), 有

$$\begin{aligned} a(t_\pi^+) &= -i e^{i\phi(\mathbf{r})} b(t_\pi^-), \\ b(t_\pi^+) &= -i e^{-i\phi(\mathbf{r})} a(t_\pi^-). \end{aligned} \quad (4)$$

用密度矩阵 ρ 来表示, 则原子在基态和激发态的概率分别表示为 $\rho_{11} = a(t)a^*(t)$ 和 $\rho_{22} = b(t)b^*(t)$,

而体系的相干特性可以用 ρ 的非对角元 $\rho_{12} = a(t)b^*(t)$ 来表示. 由 (4) 式可知, π 脉冲对原子系统相干特性的影响为

$$\rho_{12}(t_{\pi}^+) = e^{2i\phi(r)} \rho_{12}^*(t_{\pi}^-). \quad (5)$$

也就是说, 在 π 脉冲的作用下, $\rho_{12}(t_{\pi}^+)$ 会变成原来 $\rho_{12}(t_{\pi}^-)$ 的复共轭, 并且叠加上一个与泵浦光相关的相位因子 $2i\phi(r)$.

在考虑原子的自发辐射和退相干效应后, 对 ρ 的主方程求解可以获得 $\rho_{12}(t)$ 的运动方程:

$$\frac{d}{dt}\rho_{12} = i\Delta\rho_{12} - \gamma_2\rho_{12} + \frac{i\Omega(r,t)e^{i\phi(r)}}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}), \quad (6)$$

其中 $1/\gamma_2 = T_2$ 为原子的退相干时间. 在没有入射光场时, 原子将进行自由演化,

$$\rho_{12}(r, t) = \rho_{12}(t_0)e^{(i\Delta - \gamma_2)(t - t_0)}. \quad (7)$$

2.2 光子回波技术中的空间相位失配

基于 (5) 式和 (7) 式, 可以得出利用空间相位失配效应进行光量子存储的一般条件. 如图 1(a) 所示, 基于 ROSE 的光量子存储协议主要包括以下几个步骤:

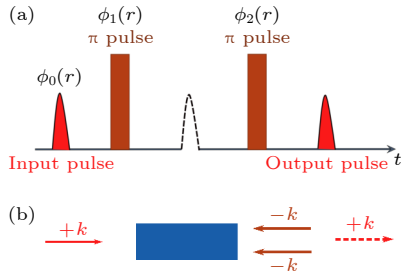


图 1 双 π 脉冲作用下的光子回波静默和再现操作 (a) 双 π 脉冲光子回波技术的脉冲序列, 输入信号光的相位分布为 $\phi_0(r)$, 第一个 π 脉冲对应的相位分布为 $\phi_1(r)$, 并且 $\phi_1(r) \neq \phi_0(r)$, 第二个 π 脉冲对应的相位分布为 $\phi_2(r)$; (b) 在自由空间的 ROSE 存储技术中, $\phi_1(r) \neq \phi_0(r)$ 可通过控制脉冲光和控制脉冲的入射方向来实现. 例如, 图中的信号脉冲从左侧入射 $\phi_0 = ikr$, π 脉冲从右侧入射 $\phi_1 = \phi_2 = -ikr$

Fig. 1. The silence and revival of two- π -pulse photon echo: (a) Pulse sequence of two- π -pulse photon echo. The phase distribution of the input pulse is $\phi_0(r)$, that of the first π pulse is $\phi_1(r)$, where $\phi_1(r) \neq \phi_0(r)$, and that of the second π pulse is $\phi_2(r)$. (b) In free space ROSE, $\phi_1(r)$ differs from $\phi_0(r)$ due to the different propagating directions of the signal pulse and the π pulses. In panel (b), the signal pulse incoming from the left has $\phi_0 = ikr$, and the π pulses incoming from the right have $\phi_1 = \phi_2 = -ikr$.

1) 在 t_0 时刻, 待存储的信号脉冲发送到存储介质中, 被存储介质吸收. 假设初始条件下所有原子都处在基态, 由于本文考虑的入射信号光是光的量子态, 对应的光强一般较小, 所以大部分原子依旧是处在基态, 即 $\rho_{11} - \rho_{22} \approx 1$. 原子吸收信号光后, 处于位置 r 处的原子的相干项可表示为

$$\begin{aligned} \rho_{12}(r, t_0^+) &= \frac{id_{12}}{2\hbar} e^{i\phi_0(r)} \int_{-\infty}^{t_0} E_{in}(r, t') e^{(i\Delta - \gamma_2)(t_0 - t')} dt' \\ &\stackrel{\text{def}}{=} C e^{i\phi_0(r)}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 C 为常数, $\phi_0(r)$ 为入射信号脉冲的空间相位因子.

2) 在时刻 $t_0 - t_1$ 之间, 由于没有入射光场, 原子系统将进行自由演化, 根据 (7) 式可得:

$$\begin{aligned} \rho_{12}(r, t) &= \rho_{12}(r, t_0^+) e^{(i\Delta - \gamma_2)(t - t_0)} \\ &= C e^{i\phi_0(r)} e^{(i\Delta - \gamma_2)(t - t_0)}. \end{aligned} \quad (9)$$

在演化的过程中, 不同的原子具有不同的 Δ , 从而导致每个原子的相位演化速度不同, 整个原子系统的集体激发相对于原入射信号光的相干性就会消失掉.

3) 在 t_1 时刻, 向存储介质输入一个空间相位分布为 $\phi_1(r)$ 的控制 π 脉冲. 根据 (5) 式, 该脉冲将会使 (9) 式中的 ρ_{12} 的相位反转, 并且同时叠加上一个 $2\phi_1$ 的相位因子. 因此, 在 $t = t_1^+$ 后, 原子的相干项 ρ_{12} 可表示为

$$\rho_{12}(r, t_1^+) = C^* e^{-i\phi_0 + 2i\phi_1} e^{(-i\Delta - \gamma_2)(t_1 - t_0)}. \quad (10)$$

4) 在时刻 $t_1 - t_2$ 之间, 不存在入射光场, 原子将进行自由演化, 由 (7) 式可得:

$$\begin{aligned} \rho_{12}(r, t) &= \rho_{12}(r, t_1^+) e^{(i\Delta - \gamma_2)(t - t_1)} \\ &= C^* e^{-i\phi_0 + 2i\phi_1} e^{i\Delta(t - 2t_1 + t_0)} e^{-\gamma_2(t - t_0)}. \end{aligned} \quad (11)$$

可见 ρ_{12} 的相位因子主要由两部分组成, 第一部分是信号光和控制脉冲的空间相位叠加形成的空间相位因子, 另一部分是由于原子频率失谐导致的时域相位因子.

在传统的双脉冲光子回波当中, 控制脉冲和信号脉冲具有相同的空间分布模式 $\phi_1 = \phi_0$, 原子集体激发的空间相位分布和原信号光一致. 此时, 对于具有不同频率失谐量 Δ 的原子来说, 它们的辐射场在 $t = 2t_1 - t_0$ 时刻又会再一次具有相同的时间相位, 产生干涉相长的效果, 所以原子系统的集体

激发会以空间分布 ϕ_0 的模式形成一个向外辐射的极大值:

$$\rho_{12}(\mathbf{r}, 2t_1 - t_0) = C^* e^{i\phi_0(\mathbf{r})} e^{-\gamma_2(2t_1 - 2t_0)}. \quad (12)$$

但是, 传统的双脉冲光子回波不能用于光量子存储, 因为第一个 π 脉冲会将一部分原子从基态转移到了激发态, 处于激发态的电子除了会引入自发辐射噪声外, 还会使得之后的回波相当于从一个增益的介质中释放, 从而破坏光的量子态. 上文提到的 HyPER, LiSPER 和 NLPE 等存储技术都是通过不同的方式把这样一个光子回波给静默掉以后来实现量子存储的. ROSE 技术则是通过空间相位失配效应来实现这一目标. 具体来说, 当 $\phi_1 \neq \phi_0$ 时, 即使在 $t = 2t_1 - t_0$ 时刻, 原子系综也无法形成一个和原信号脉冲相同的空间相位分布, 自然也无法形成相长的干涉而向外辐射光. 在一般的 ROSE 技术中, 入射脉冲和控制脉冲的入射方向相反, 也就是说 $i\phi_0 = i\mathbf{k}\mathbf{r}$ 而 $i\phi_1 = -i\mathbf{k}\mathbf{r}$ [22]. 根据 (11) 式, 此时 $t = 2t_1 - t_0$ 时刻原子系综的空间相位因子为 $-3i\mathbf{k}\mathbf{r}$, 所以向外的辐射由于干涉相消而被压制.

5) 在 t_2 时刻, 再施加一个空间相位分布为 $\phi_2(\mathbf{r})$ 的控制 π 脉冲. 根据 (5) 式, 在 $t = t_2^+$ 时, 原子的相干项 ρ_{12} 可表示为

$$\rho_{12}(\mathbf{r}, t) = C e^{i\phi_0 - 2i\phi_1 + 2i\phi_2} e^{i\Delta(-t_2 + 2t_1 - t_0)} e^{-\gamma_2(t_2 - t_0)}. \quad (13)$$

6) 在 t_2 时刻之后, 原子进行自由演化,

$$\begin{aligned} \rho_{12}(\mathbf{r}, t) &= \rho_{12}(\mathbf{r}, t_2^+) e^{(i\Delta - \gamma_2)(t - t_2)} \\ &= C e^{i\phi_0 - 2i\phi_1 + 2i\phi_2} e^{i\Delta(t - 2t_2 + 2t_1 - t_0)} e^{-\gamma_2(t - t_0)}. \end{aligned} \quad (14)$$

在实验中, 两次 π 脉冲的空间相位分布一般都是相同的, 即 $\phi_2 = \phi_1 \neq \phi_0$, 根据 (14) 式, 可知在 $t = 2t_2 - 2t_1 + t_0$ 时, 存在一个与入射信号光相同空间分布模式的光子回波发射:

$$\rho_{12}(\mathbf{r}, t) = C e^{i\phi_0} e^{-\gamma_2(t - t_0)}. \quad (15)$$

3 光学微腔

目前国际上的研究者在不同的物理体系上都对量子存储器进行了深入的探讨. 在固态介质上, 利用现代微纳加工技术, 可以制备波导和光子晶体腔等易于集成的微纳光学结构. 这些结构能够与现有的光学器件进行片上集成互联, 使得未来大规模

量子网络应用成为了可能 [27]. 更重要的是, 利用微纳光学腔, 可以极大增强光和物质相互作用. 这种增强效应带来一个最直接的好处就是即使在低掺杂浓度下也可以实现很强的光学吸收, 从而实现高的存储效率. 同时, 低的掺杂浓度也意味着更小的离子间相互作用, 这对提高减小离子系统的退相干效应, 延长量子存储器的相干存储时间十分有利. 另一方面, 这种增强效应还可以使得我们可以用更弱的激光去实现对离子的相干操控, 在技术上带来更大的实现空间. 利用光学微腔来进行量子存储展现出来的应用潜力使得这一课题成为了国际上一个新兴的研究热点 [28].

在上面的讨论中了解到, 利用空间相位失配效应来进行光量子存储的关键在于实现控制 π 脉冲和入射信号脉冲之间的空间相位失配. 在基于块状材料的 ROSE 实验中, 入射光和控制光的波矢都非常容易确定, 但是在光学微腔中, 光场的分布形式非常丰富, 同时腔模和波导的耦合方式也非常多样, 并不是所有的共振模都可以通过空间相位失配效应来实现对第一个光子回波的静默操作. 例如, 光场分布以驻波形式存在的微纳光学腔并不能采用 ROSE 技术. 因为在这样的光学腔中, 腔模的光场一般都以驻波的形式存在, 等价于正负两个方向的光波同时在腔内叠加, 所以即使入射光和控制光以不同的方向耦合到腔内, 也不能实现入射光和控制光之间空间波矢的失配, 存储效率的上限不会超过 50%. 在光学微腔中实现基于空间相位失配的量子存储, 需要满足以下几个条件: 1) 该微纳光学腔需要支持简并的两种谐振模式, 用于区分信号脉冲和控制 π 脉冲; 2) 腔模不能是驻波模式, 而是需要具有依赖于空间位置的相位因子; 3) 可以通过不同的耦合方式选择性地激发这两种简并谐振模式之一.

本节将分析掺铈硅材料中不同的二维光子晶体微腔谐振模式, 讨论如何实现高效率的 ROSE 存储技术. 考虑通信波段的光量子存储, 采用的存储介质为掺杂铈离子的硅材料. 相较于其他材料体系, 掺铈硅材料的优势首先体现在其与现代的硅基集成工艺以及 1.5 μm 的光纤工艺技术完全兼容; 同时这一材料也具有较长的自旋相干时间 [29], 并且已有研究在这一体系上实现了单个铈离子的量子探测 [30]. 这些特性使得人们越来越关注如何利用掺铈硅材料来构建各种量子器件. 本文首先在这

一材料体系上设计了一个工作在 $1.5\ \mu\text{m}$ 波段的二维正方晶格结构光子晶体结构, 如图 2(a) 所示. 其中晶格常数 $a = 500\ \text{nm}$, 蓝色部分硅柱子的直径

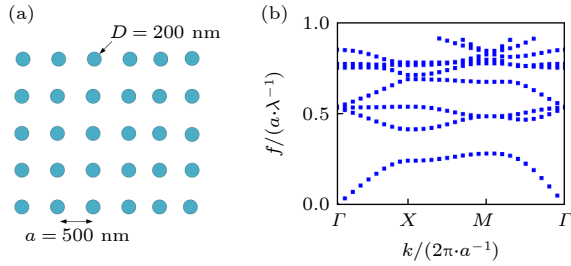


图 2 拟采用的光子晶体结构 (a) 光子晶体结构, 光子晶体为正方晶格结构, 周期为 $500\ \text{nm}$, 其中蓝色柱子为掺铟的硅材料, 直径 $D = 200\ \text{nm}$; (b) 计算得到的光子晶体能带图, 带隙在 $1.21\text{--}1.78\ \mu\text{m}$ 范围内

Fig. 2. Photonic crystal: (a) Structure of the photonic crystal. The photonic crystal has a square lattice, whose period is $500\ \text{nm}$. The circles stands for the silicon pillars with a diameter of $D = 200\ \text{nm}$. (b) Energy band of the photonic crystal in panel (a), showing a bandgap within $1.21\text{--}1.78\ \mu\text{m}$.

为 $D = 200\ \text{nm}$, 折射率为 $n_{\text{Si}} = 3.41$, 其余空气部分的折射率为 1. 图 2(b) 给出了该光子晶体微腔的能带图, 可以看到, 结构归一化频率 f 的带隙为 $0.28\text{--}0.41$, 即 $1.21\text{--}1.78\ \mu\text{m}$ 范围内.

基于上述光子晶体, 设计了不同的光子晶体微腔, 讨论其实现 ROSE 存储的可能性. 第一种方法是通过完全移除中心的一个硅柱子形成光子晶体腔, 如图 3(a) 所示. 该结构微腔在波长 $1.544\ \mu\text{m}$ 处存在单极子腔模, 如图 3(c) 所示. 这样一种光学腔的光场分布模式类似于驻波腔, 无论光从哪个方向入射, 都会激发出这种驻波谐振; 反过来说, 这样一种驻波形式的谐振模在向外辐射能量时, 也会沿左右两个方向同时辐射能量. 体现在图 3(e) 所示的结果上, 可以看到, 从上方的光子晶体波导输入的光无法通过阻抗匹配和干涉相消的方式在下方波导实现单端输出. 这样的腔模在 ROSE 技术条件下无法超过 50% 的存储效率, 因此这样的

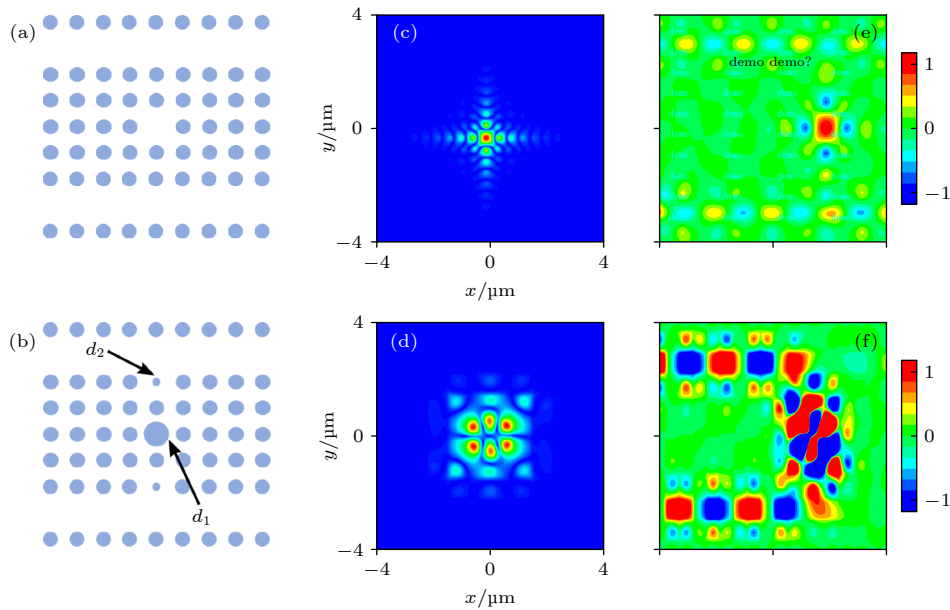


图 3 两种不同的光子晶体微腔. 单极子谐振模式: (a) 在光子晶体中去掉一个硅柱子可以形成一个缺陷态微腔. 这样一种腔支持单极子的谐振模式, 如图 (c) 所示. 入射光从左上方的光子晶体波导入射耦合到光子晶体腔中, 如图 (e) 所示. 由于单极子谐振模式是一种类似于驻波的谐振模式, 因此无法通过调节阻抗匹配实现 100% 的单端输出. 六极子谐振模式: (b) 把光子晶体中间的硅柱子直径增加为 $d_1 = 700\ \text{nm}$, 并且将边沿的一个硅柱子直径减小为 $d_2 = 150\ \text{nm}$, 可以形成另一种光学微腔. 这样一种光学腔支持六极子的谐振模式, 其场分布如图 (d) 所示. 当入射光同样从左上方的光子晶体波导耦合到光子晶体腔时, 如图 (f) 所示, 六单极子谐振模式类似于一个顺时针旋转的回音壁模式, 可以通过调节阻抗匹配实现能量接近 100% 地从左下角的端口输出

Fig. 3. Two photonic-crystal cavities. Monopole resonance: (a) Removing a rod in the photonic crystal forms a defect cavity. One of the resonances of the structure (a) is a monopole resonance, the field distribution of which is shown in panel (c). Such a monopole mode is analogous to standing-wave resonance, and has a constant phase in space. This means that single-port output to one end of the waveguides can not be realized by tuning the waveguide-cavity coupling, as shown in panel (e). Hexapole resonance: (b) By increasing the diameter of the central rod to $700\ \text{nm}$ and reducing the rods at the edge to $d_2 = 150\ \text{nm}$, one can make another kind of cavity that supports hexapole resonance. The field distribution is shown in panel (d). In such a structure the coupling between waveguides and the cavity are impedance matched, as shown in panel (f), therefore one can transfer the input light to the down-right port with an efficiency close to 100%.

微腔结构及其对应的耦合方式不适用于实现高存储效率的量子存储. 第二种方法, 基于光子晶体的对称性重新设计光子晶体腔, 将中心硅柱子的直径 d_1 增大为 700 nm, 并且减小其附近的两个硅柱子的直径 d_2 为 150 nm, 如图 3(b) 所示. 该结构在 1.5 μm 处的一个共振模式如图 3(d) 所示. 通过调节上下波导和腔之间的耦合强度, 可以实现上下两个通道之间的阻抗匹配, 使得前向传播的入射光和腔的前向辐射光发生干涉相消, 最终导致前向输出的光场为零, 只存在后向传播的光场, 如图 3(f) 所示. 这样一种六极子的共振模式实质上是一种具有光学角动量的腔模 [25], 如果将信号光和泵浦光可以分别激发出具有不同的角动量 (或者不同的角动量指向) 的腔模, 由于不同角动量之间的正交特性, 空间相位因子就可以满足 $\phi_0 \neq \phi_1$ 的关系, 从而利用空间相位失配来进行量子存储.

在实验中, ROSE 的方案可以通过信号光和控制光从不同方向耦合到光学微腔中来实现. 根据图 3(f) 可知, 左侧入射光和右侧入射光会激发出具有不同角动量指向的谐振模式, 非常类似于环形回音壁腔中顺时针模式和逆时针模式的激发, 从而使得信号脉冲和 π 脉冲在空间相位的分布上产生失配. 基于该微腔的 ROSE 存储过程如图 4(b)—图 4(d) 所示: 首先, 图 4(b) 中一个信号光脉冲从波导左侧入射到光子晶体腔中, 此时对腔模的激发沿“顺时针”方向. 一段时间后, 一个 π 脉冲从右侧入射, 以“逆时针”的方式激发腔模, 如图 4(c) 所示. 当信号光和第一个 π 脉冲在微腔中激发出的模式存在空间上的相位失配时, 原本应该在第一个 π 脉冲后释放的光子回波由于空间相位上的相干相消效应而被抑制. 再经过一段时间后, 第二个 π 脉冲从同样位置入射到光子晶体腔内, 第一个 π 脉冲引入的空间相位经过再一次的 π 脉冲反转后与第二个 π 脉冲引入的空间相位互相抵消, 光子回波便可从微腔中释放出来, 如图 4(d) 所示.

在基于光学微腔的量子存储器的设计当中, 要实现 ROSE 技术, 一般首先要避免利用驻波模式的谐振模式, 因为其存储效率理论上限无法超过 50%; 一般的环形腔谐振模式具有明确的传播方向, 虽然易于实现 ROSE 方案, 但是其对应的模式体积较大, 不能很好地利用光学微腔对光和物质相互作用的增强效应来提高存储效率. 通过设计使得共振模式具有不同的角动量是一种可能的方式.

除此以外, 还可以利用光子晶体结构中的赝自旋和谷自由度等来实现 ROSE 存储; 特别是对于拓扑光子晶体来说, 光自旋等特性是受拓扑保护的, 更能避免不同自旋朝向的简并模式之间由于缺陷散射而引起的串扰, 对于集成量子存储器的设计十分有利.

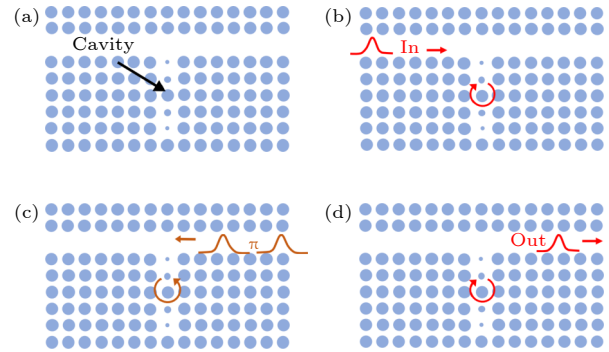


图 4 基于光子晶体微腔的 ROSE 回波量子存储 (a) 用于 ROSE 存储的光子晶体结构; (b) 信号光脉冲从左侧入射, 如图 3(d) 所示, 可以在原子系统中激发出一种 $\phi_0(r)$ 为“顺时针”旋转的集体极化; (c) 控制 π 脉冲从右侧入射, 因此其激发的腔模具有的相位分布 $\phi_1(r)$ 为“逆时针”旋转方向; (d) 当第二个控制 π 脉冲也从右侧入射后, 根据 (13) 式和 (15) 式, 原子系统的集体激发再次具有 $\phi_0(r)$ 的相位分布, 在 $t = 2t_2 - 2t_1 + t_0$ 时刻会向右边的端口外辐射出一个光子回波

Fig. 4. Protocol of ROSE quantum memory based on photonic crystal structures: (a) One photonic crystal structure that is suitable for ROSE technique; (b) a signal pulse is input from the left, and the collective atomic polarization thus has a “clockwise” spatial phase distribution $\phi_0(r)$; (c) control π pulses are input from the right, therefore have a “anti-clockwise” spatial phase distribution $\phi_1(r)$; (d) after the second π pulse, according the Eqs. (13) and (15), the collective atomic polarization has a phase distribution of $\phi_0(r)$ and then emit a photon echo to the right port.

4 结 论

本文讨论了基于空间相位失配效应实现光子回波量子存储的一般条件, 在掺铈硅材料上提出了一种工作在 1.5 μm 波段的光子晶体微腔量子存储方案. 通过对光子晶体结构的设计, 实现了单向输出的微腔结构. 该结构支持简并的两种谐振模式, 并且这两种模式的空间相位分布具有不同的角动量取向, 因而可以应用到基于空间相位失配的量子存储方案中. 这种光子晶体微腔存储方案不仅与现有的硅基工艺和 1.5 μm 光纤工艺技术相兼容, 而且可以充分利用光学微腔对光和物质的增强作用

来提高集成量子存储器的存储效率,同时也避免了类似于其他量子存储技术方案中复杂的初态制备和吸收减小问题,有望构建出高性能的可集成光量子存储器,为进一步构建全量子网络提供奠定基础.

参考文献

- [1] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W 2009 *Nat. Photonics* **3** 706
- [2] Sangouard N, Simon C, Riedmatten H D, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [3] Heshami K, England D G, Humphreys P C, Bustard P J, Acosta V M, Nunn J, Sussman B J 2016 *J. Mod. Opt.* **63** 2005
- [4] Simon C 2017 *Nat. Photonics* **11** 678
- [5] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [6] Bussieres F, Sangouard N, Afzelius M, Riedmatten H D, Tittel W 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 1519
- [7] Saglamyurek E, Sinclair N, Jin J, Slater J A, Oblak D, Bussieres F, George M, Ricken R, Sohler W, Tittel W 2011 *Nature* **469** 512
- [8] Liu C, Zhu T X, Su M X, Ma Y Z, Zhou Z Q, Li C F, Guo G C 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 260504
- [9] Liu C, Zhou Z Q, Zhu T X, Zheng L, Jin M, Liu X, Li P Y, Huang J Y, Ma Y, Tu T, Yang T S, Li C F, Guo G C 2020 *Optica* **7** 192
- [10] Zhong T, Kindem J M, Bartholomew J G, Rochman J, Craiciu I, Miyazono E, Bettinelli M, Cavalli E, Verma V, Nam S W, Marsili F, Shaw M D, Beyer A D, Faraon A 2017 *Science* **357** 1392
- [11] Craiciu I, Lei M, Rochman J, Bartholomew J G, Faraon A 2021 *Optica* **8** 114
- [12] Hétet G, Longdell J J, Alexander A L, Lam P K, Sellars M J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 23601
- [13] Moiseev S A, Kröll S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 173601
- [14] Kraus B, Tittel W, Gisin N, Nilsson M, Kröll S, Cirac J I 2002 *Phys. Rev. A* **65** 020302
- [15] Alexander A L, Longdell J J, Sellars M J, Manson N B 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043602
- [16] Riedmatten H D, Afzelius M, Staudt M U, Simon C, Gisin N 2008 *Nature* **456** 07607
- [17] Mcauslan D L, Ledingham P M, Naylor W R, Beavan S E, Longdell J J 2011 *Phys. Rev. A* **84** 022309
- [18] Afzelius M, Simon C, Riedmatten H D, Gisin N 2009 *Phys. Rev. A* **79** 052329
- [19] Chanelière T, Hétet G 2015 *Opt. Lett.* **40** 1294
- [20] McDonald H C 2016 *Ph. D. Dissertation* (Otago: University of Otago)
- [21] Ma Y Z, Jin M, Chen D L, Zhou Z Q, Li C F, Guo G C 2021 *Nat. Commun.* **12** 4378
- [22] Damon V, Bonarota M, Louchet-Chauvet A, Chaneliere T, Le Gouët J L 2011 *New J. Phys.* **13** 093031
- [23] Dajczgewand J, Le Gouët J L, Louchet-Chauvet A, Chanelière T 2014 *Opt. Lett.* **39** 2711
- [24] Fu Y, Wang M F, Zheng Y Z 2014 *Opt. Commun.* **321** 162
- [25] Fan S, Villeneuve P R, Joannopoulos J D, Haus H A 1998 *Opt. Express* **3** 4
- [26] Afzelius M, Simon C 2010 *Phys. Rev. A* **82** 022310
- [27] Wang J, Sciarrino F, Laing A, Thompson M G 2020 *Nat. Photonics* **14** 273
- [28] Zhong T, Goldner P 2019 *Nanophotonics* **8** 2003
- [29] Hughes M A, Panjwani N A, Urdampilleta M, Homewood K P, Mordin B, Carey J D 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 194001
- [30] Yin C, Rancic M, Boo G G, Stavrias N, McCallum J C, Sellars M J, Rogge S 2013 *Nature* **497** 91

Optical echo memory based on photonic crystal cavities^{*}

Xing Xue-Yan Li Xia-Xia Chen Yu-Hui[†] Zhang Xiang-Dong

(*Beijing Key Laboratory of Nanophotonics and Ultrafine Optoelectronic Systems, Key Laboratory of Advanced Optoelectronic Quantum Architecture and Measurements of Ministry of Education, School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China*)

(Received 12 January 2022; revised manuscript received 24 February 2022)

Abstract

Like internet, connecting quantum computers together to build a full quantum network will enhance the ability to process quantum information. On-chip quantum memories can possess the essential functionalities in building a quantum network, including synchronizing a large number of quantum computers and implementing long-distance quantum communication. However, owing mainly to the constraints imposed by the micro-photonic structures themselves, on-chip quantum memories cannot satisfy the requirement for constructing the full quantum network for the incompatibility of their memory property and integration property. We here propose to build an on-chip quantum memory by using spatial-phase-mismatching effect in photonic crystal cavities. In this scenario, not only is the large orbital angular momentum of photonic crystal cavities utilized to realize photon-echo type memory, but also the light-matter enhancement of a photonic cavity is used to achieve a high-efficiency quantum storage.

Keywords: quantum memory, photon echo, photonic crystal cavity, spatial-phase-mismatching

PACS: 42.50.-p, 03.67.-a, 42.82.-m, 32.80.Qk

DOI: 10.7498/aps.70.20220083

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62105033, 12174026), the Start-up Fund of Beijing Institute of Technology, China, and the Science and Technology Innovation Project of Beijing Institute of Technology, China.

[†] Corresponding author. E-mail: stephen.chen@bit.edu.cn