

doi:10.3788/gzxb20134206.0727

在非对称光腔中利用 CRIB 技术进行 光量子态存储

高微, 王明锋, 郑亦庄

(温州大学 物理与电子信息工程学院, 浙江 温州 325035)

摘 要: 本文提出了一个在光腔中利用可控逆非均匀展宽技术实现高效的量子存储方案. 当光场在光腔中每次往返的吸收与透射到光腔中光场强度完全一样时(阻抗匹配条件), 发现进入光腔中的光场可以完全被非均匀展宽原子系综吸收. 通过计算得到无论是向前读取还是向后读取的方案, 量子存储效率在光深度很小时都可以达到 1. 若没有光腔 100% 的存储效率仅仅只有在光深度无穷大时才能得到. 在光深度很小时就能达到高效的量子存储在实验上非常容易实现. 因此该方案为实验上实现高效的量子存储提供一个确实可行的方法.

关键词: 光量子态存储; CRIB 技术; 阻抗匹配

中图分类号: O431

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2013)06-0727-5

Quantum Memory with CRIB in an Asymmetric Optical Cavity

GAO Wei, WANG Ming-feng, ZHENG Yi-zhuang

(College of Physics and Electric Information Engineering, Wenzhou University, Wenzhou, Zhejiang 325035, China)

Abstract: We propose an efficient quantum memory scheme with controlled reversible inhomogeneous broadening in an optical cavity. When the absorption per cavity round trip exactly matches the transmission of the coupling mirror (impedance matching condition), we show that the input light field can be completely absorbed by an inhomogeneous broadening atomic ensemble. From calculation we obtain that either a forward or a backward retrieval process the quantum memory efficiency can reach unity even for a small optical depth of the atomic system. If there is no cavity, 100% efficiency is obtained only for extremely large optical depth. A high efficiency for the quantum memory at a small optical depth is easily achieved in practice. Therefore our proposal offers promising possibilities for the practical realization of high quantum memory efficiency.

Key words: Quantum memory; Controlled reversible inhomogeneous broadening; Impedance matching

0 引言

光量子态存储^[1-2]是实现线性量子计算^[3]和量子中继器^[4]的至关重要环节. 关于光量子态存储方案在近几年都取得了很大进展, 如: 非共振喇曼^[5-6]、电磁诱导透明^[7-10]和光子回声技术^[2, 11-18]. 可控逆非

均匀展宽 (Controlled Reversible Inhomogeneous Broadening, CRIB)^[2, 11-17]和原子频率梳 (Atomic Frequency Comb, AFC)^[18]是光子回声技术中两个非常重要的方法. 光子回声 CRIB 技术, 最初是由 S. A. Moseev^[11]等人提出的, 运用多普勒展宽的原子气体实现单光子存储. 随后这个想法又在固体材

基金项目: 国家自然科学基金 (No. 11074190)、浙江省自然科学基金 (Nos. Y6090529, LY12A05001) 和浙江省教育厅基金 (No. Y201120838) 资助

第一作者: 高微 (1988-) 男, 硕士研究生, 主要研究方向为量子信息. Email: gaoweilinhu@163.com

导师 (通讯作者): 郑亦庄 (1951-) 男, 教授, 博士, 主要研究方向为量子光学与量子信息. Email: yzzheng@wzu.edu.cn

收稿日期: 2012-12-11; 录用日期: 2013-03-11

料中得到实现^[2,12-17],并且存储效率达到了69%^[18],是目前固体材料体系的最高的存储效率.在固态材料中有两个明显的优点,第一个优点:可以利用亚稳态长的消相干时间,延长存储的时间.第二个优点:非均匀展宽可以用外场控制.在加上其多模存储^[18-20]的优点,所以 CRIB 技术吸引了大家的关注.

在光子回声 CRIB 技术中,对光子向前读取的方案,由于介质的重吸收导致最大量子存储效率只能达到54%^[2,14].如果施加两个相向的 π 脉冲,使得光子读取后向后传播在光深度无穷大时,效率可以达到1^[2,14].然而实验上增加光深度是非常困难的,尤其是对非常吸引人的固态材料,如稀土离子掺杂晶体^[2],导致在实验上实现存储的效率都很低,因此,高效的量子存储能在光深度小的材料中实现是我们非常期待的.

本文在光腔中研究了 CRIB 技术的应用.发现在阻抗匹配的条件下,进入光腔中的光场可以完全被原子系综吸收.并且在光深度很小时,无论是向前读取还是向后读取的方案,量子存储效率都可以达到100%.因此该方案提供了一个非常吸引大家关注的高效率的量子存储方法.

1 完全吸收进入光腔的光场

首先将一个非均匀展宽的原子系综放在一个非对称光腔中,如图1所示.当光场透过第一个镜子进入到光腔中,然后被原子系综吸收实现存储,这里我们用的存储技术是 CRIB 技术.这部分只处理原子系综吸收光场的过程,光场的读取过程在第二部分研究.腔模场 a 和原子相干 σ 的运动方程为

$$\dot{a}_1 = -\kappa a_1 + \sqrt{2\kappa} a_{in} + i\beta \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta G(\Delta) \sigma_1 \quad (1)$$

$$\dot{\sigma}_1 = -i\Delta \sigma_1 + i\delta a_1 \quad (2)$$

下标1代表吸收过程, κ 为腔模的衰减速率, β 是与偶极矩相关常量, $G(\Delta)$ 表示非均匀展宽原子光谱分布^[2,14,21]. Δ 是原子频率的失谐量, δ 表示偶极矩.在式(2)中假定所有的原子最初都处于原子的基态($\sigma_z \approx -1$).

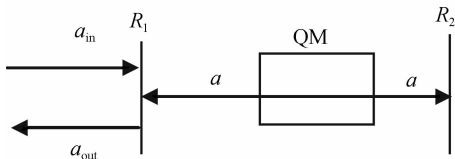


图1 在非对称光腔($R_1 < R_2 \approx 1$)中研究 CRIB 技术的量子存储, a_{in}, a_{out} 表示输入和输出光场, a 是腔模场

Fig. 1 A QM with HYPER inside an asymmetric optical cavity with $R_1 < R_2 \approx 1$. a_{in}, a_{out} represent the input and output field. a is the cavity mode

对于光腔的输入光场 a_{in} ,输出光场 a_{out} 以及腔模场 a 满足方程(3)^[22].

$$a_{out} = -a_{in} + \sqrt{2\kappa} a \quad (3)$$

方程(2)的解为

$$\sigma_1 = i\delta \int_{-\infty}^t dt' e^{-i\Delta(t-t')} a_1(t') \quad (4)$$

将式(4)代入到式(1),得

$$\begin{aligned} \dot{a}_1(t) = & -\kappa a_1(t) + \sqrt{2\kappa} a_{in}(t) - \frac{\beta\delta}{\gamma} \int_{-\infty}^t dt' a_1(t') \cdot \\ & \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta e^{i\Delta(t-t')} = -\kappa a_1(t) + \sqrt{2\kappa} a_{in}(t) - \frac{\beta\delta}{\gamma} \cdot \\ & \int_{-\infty}^t dt' a_1(t') 2\pi\delta(t-t') = -\kappa a_1(t) + \\ & \sqrt{2\kappa} a_{in}(t) - \Gamma a_1(t) \end{aligned} \quad (5)$$

γ 是光谱均匀分布的宽度,在本文中考虑光谱的分布是均匀分布^[23],对于任意一个足够宽又平坦的光谱分布, $G(\Delta)$ 的值可以近似为 $G(0)$.在 CRIB 技术中,均匀展宽与外场产生非均匀展宽相比非常小,应用这样近似是非常合理的^[24-25]. $\Gamma = \frac{\pi\beta\delta}{\gamma}$ 表示原子系综吸收腔模场的速率.

假设进入光腔的光场与光腔衰减相比变化得非常缓慢.在绝热近似的条件下($\dot{a} = 0$),式(5)可以表示为

$$a_1 = \frac{\sqrt{2\kappa}}{\kappa + \Gamma} a_{in} \quad (6)$$

将上式代入到式(3),得

$$a_{out} = \frac{\kappa - \Gamma}{\kappa + \Gamma} a_{in} \quad (7)$$

完全吸收进入光腔的光场时,也就是 $a_{out} = 0$,在 $\kappa = \Gamma$ 的条件下就可以实现,这个条件就是阻抗匹配.光场在光腔中每次往返的吸收与透射到光腔中光场强度完全一样时,阻抗匹配条件就可以实现^[26],这也就意味着光场从光腔中没有反射.

2 高效的读取存入的光场

高效的读取存入的光场也是量子存储不可缺少的部分.这里只对 CRIB 技术存储过程进行分析.在光场完全被非均匀展宽的原子系综吸收后,在某一时刻反转原子频率的失谐量,存入的光场就可以读取出来.失谐量 $\Delta \rightarrow -\Delta$ 可以由多普勒效应^[11]得到,也可以改变外加磁场或电场^[2,12-17]实现.对于磁场和电场控制时,非均匀展宽线是由施加外场产生的塞曼效应和斯塔克效应决定的.这里假定我们施加的外场是电场,非均匀展宽线是由斯塔克效应产生的.更多详细的过程,参看文献[2]和[14].

在光子回声 CRIB 技术中,对光子向前读取的方案,最大量子存储效率只能达到54%.如果附加

两个 π 脉冲和一个亚稳态能级,使得光子向后读取,在光深度无穷大的时,效率可以达到 100%。但是增加光深度是非常困难的,尤其是固体材料。在我们提出的腔存储方案中,发现即使在光深度很小的情况下,无论是向前读取还是向后读取的方案,存储效率都可以达到 1。

假设在时间 $t=0$, 电场反转,可控的原子频率失谐量由 $\Delta \rightarrow -\Delta$, 原子系综吸收的光场就会被读取出来。原子相干和腔模场的演化方程为

$$\dot{\sigma}_2 = +i\Delta\sigma_2 + i\delta a_2 \quad (8)$$

$$\dot{a}_2 = -\kappa a_2 + i\beta \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta G(\Delta)\sigma_2 \quad (9)$$

下标 2 表示光场的读出过程,在阻抗匹配的条件下,进入到光腔中光场被原子系综完全被吸收。因此在式(9)中省略含有入射光场的那项,此时边界条件为

$$\sigma_2(t=0) = i\delta \int_{-\infty}^0 dt' e^{i\Delta t'} a_1(t') \quad (10)$$

式(8)的解可以很容易得到

$$\sigma_2(t) = i\delta \int_{-\infty}^0 a_1(t') e^{i\Delta(t+t')} dt + i\delta \int_0^t a_2(t') e^{i\Delta(t-t')} dt' \quad (11)$$

将上式代入到式(9)中得到

$$\begin{aligned} \dot{a}_2(t) = & -\kappa a_2(t) - \frac{\beta\delta}{\gamma\sqrt{2\kappa}} \int_{-\infty}^0 dt' a_{in}(t') \cdot \\ & \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta e^{i\Delta(t+t')} - \frac{\beta\delta}{\gamma} \int_0^t dt' a_2(t') \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta e^{i\Delta(t-t')} = \\ & -\kappa a_2(t) - \frac{2\Gamma}{\sqrt{2\kappa}} a_{in}(-t) - \Gamma a_2(t) \end{aligned} \quad (12)$$

在阻抗匹配条件下,式(9)在吸收过程中可以表示为 $a_1 = \frac{a_{in}}{\sqrt{2\kappa}}$ 。这个等式已经在式(12)中应用,

最后一个等式用了与吸收过程相同的参量。 a_{in} 前面的系数是 2Γ 而不是 Γ ,是由于对 t' 积分对整个 δ 函数都有效,然而对 a_3 只有一半的 δ 函数有效。与吸收过程一样在绝热近似条件下,可以得到

$$a_2(t) = \frac{2\Gamma}{(\kappa + \Gamma)\sqrt{2\kappa}} a_{in}(-t) \quad (13)$$

考虑到吸收过程中,进入光腔的光场完全被吸收,式(3)在读取过程可以表示为

$$a_{out} = \sqrt{2\kappa} a_2 \quad (14)$$

将式(11)代入式(14),可以得到

$$a_{out}(t) = -\frac{2\Gamma}{\kappa + \Gamma} a_{in}(-t) = -a_{in}(-t) \quad (15)$$

这个结果与文献[14]中结果是相符的,最后一个等式是在阻抗匹配条件($\kappa = \Gamma$)的情况下得到的。在我们的这个方案中,可以看出量子存储效率可以达到 1。下面我们对一个具体的光腔进行分析。

以上处理应用于光腔中,腔的第一个镜子的反

射率接近于 1($R_1 = r_1^2 \approx 1$),第二个镜子的反射率是 1($R_2 = r_2^2 = 1$)。对一个普通的非对称光腔进行研究,能获得更多准确的结论。下面在法布里-珀罗腔中分析,对于吸收过程吸收系数通过一般的办法“对所有的路径求和”得到^[26]。当输入光场与光腔共振时,可以得到

$$\begin{aligned} \frac{a_{out}}{a_{in}} = & r_1 - r_2 t_1^2 e^{-d} - r_1 r_2^2 t_1^2 e^{-2d} - r_1^2 r_2^2 t_1^2 e^{-3d} - \\ & \dots = \frac{r_1 - r_2 e^{-d}}{1 - r_1 r_2 e^{-d}} = \frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2} e^{-d}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d}} \end{aligned} \quad (16)$$

T_1 ($T_1 = t_1^2 = 1 - R_1$) 为第一个镜子的透射率, d 是光腔中原子系综的光深度。从上式可以看出在 $\sqrt{R_1} = \sqrt{R_2} e^{-d}$ 的条件下,光场可以完全被吸收,这个条件就是阻抗匹配条件^[26]。

2.1 向前读取过程

我们可以用类似的办法来处理光子读取的过程。从文献[2]和文献[14],得知存储效率可以用“对所有强度求和方法得到”。对于向前读取的方案,存储效率的相关系数在文献[2]和文献[14]已经给出,即

$$\int_0^z dz' e^{-\frac{\alpha z'}{2}} \alpha e^{-\frac{\alpha(z-z')}{2}} = \alpha z e^{-\frac{\alpha z}{2}} \quad (17)$$

z 为原子系综的长度, α 是吸收系数。积分后面的第一个因数 $e^{-\frac{\alpha z'}{2}}$ 是光子传输到 z' 强度,第二个因数 α 可以解释为光子在 z' 吸收和读取强度。最后一个因数 $e^{-\frac{\alpha(z-z')}{2}}$ 符合光子在读取后从 z' 传输到原子系综的末端的强度。以上结果可以在法布里-珀罗腔中推广,在吸收之前和读取之后,光子可以在光腔中任意往返。因此光子向前传播时吸收之前传输到 z' 的强度为

$$\begin{aligned} t_1 e^{-\frac{\alpha z'}{2}} + t_1 r_1^2 r_2^2 e^{-\frac{\alpha z'}{2}} e^{-d} + t_1 r_1^2 r_2^2 e^{-\frac{\alpha z'}{2}} e^{-2d} + \dots = \\ \frac{t_1 e^{-\frac{\alpha z'}{2}}}{1 - r_1 r_2 e^{-d}} = \frac{\sqrt{T_1} e^{-\frac{\alpha z'}{2}}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d}} \end{aligned} \quad (18)$$

用上式同样的方法,也可以得到读取之后强度为

$$\frac{e^{-\frac{\alpha(z-z')}{2}} e^{-\frac{\alpha z'}{2}} \sqrt{T_1 R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d}} \quad (19)$$

光子在 z' 吸收和读取强度依然是 α , 存储效率的系数表示为

$$2 \int_0^z dz' \frac{\sqrt{T_1} e^{-\frac{\alpha z'}{2}}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d}} \alpha \frac{e^{-\frac{\alpha(z-z')}{2}} e^{-\frac{\alpha z'}{2}} \sqrt{T_1 R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d}} \quad (20)$$

在上式中,考虑到光子无论是向前传播还是经过第二个镜子反射向后传播都可以被吸收,对于向前读取过程这两项存储效率系数是相等的,所以在积分号前面乘以 2 了。化简式(20)可以得到效率的

平方根为

$$\sqrt{\eta} = \frac{2de^{-d}T_1\sqrt{R_2}}{(1-\sqrt{R_1R_2}e^{-d})^2} \quad (21)$$

结果符合以下条件的限制 ($\epsilon \ll 1$), $R_2 = 1$, $d \ll 1$. 此时阻抗匹配条件可表示为 $\epsilon = d$. 式(21)可简化为

$$\sqrt{\eta} = \frac{4d\epsilon}{(d+\epsilon)^2} = 1 \quad (22)$$

上式的最后一个等式是在阻抗匹配条件下得到的. 如图2所示, 对于向前读取过程, 总的存储效率(包括吸收和读取过程)是关于光深度的函数关系式. 我们发现在非对称光腔中($R_2 = 1, R_1 = 0.999$), 存储效率在光深度很小时就可以达到1. 若不在光腔时, 存储效率最大只能达到54%. 值得注意的是, 图2中分析的是第一个镜子反射是0.999时的情况, 对于不同的 R_1 满足阻抗匹配的条件的光深度是不一样的(由(16)式决定).

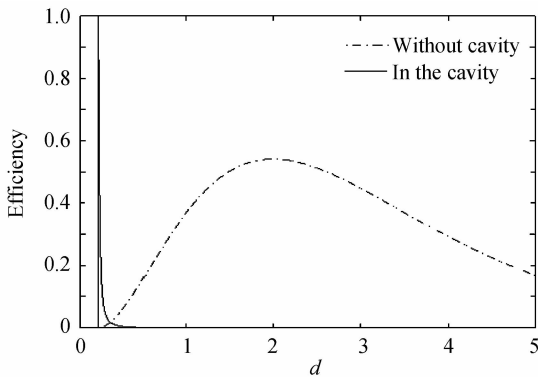


图2 向前传播量子存储效率关于光深度的函数

Fig. 2 The quantum memory efficiency reemission in forward direction as a function of optical depth

2.2 向后读取过程

可以用类似的方法处理向后读取过程, 其效率的表达式在文献[2]和[14]已经给出, 即

$$\int_0^{\infty} dz' e^{-\frac{\alpha z'}{2}} \alpha e^{-\frac{\alpha z'}{2}} = (1 - e^{-\alpha}) \quad (23)$$

应用到光腔中, 和上述处理方法一样, 存储效率的系数可以表示为

$$\int_0^{\infty} dz' \frac{\sqrt{T_1} e^{-\frac{\alpha z'}{2}}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d}} \alpha \frac{e^{-\frac{\alpha z'}{2}} \sqrt{T_1}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d}} + \int_0^{\infty} dz' \frac{e^{-\frac{\alpha z'}{2}} e^{-\frac{\alpha z'}{2}} \sqrt{T_1 R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d}} \alpha \frac{e^{-\frac{\alpha z'}{2}} e^{-\frac{\alpha z'}{2}} \sqrt{T_1 R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d}} \quad (24)$$

上式第一项是光子向前传播被吸收后存储效率系数, 第二项是经过第二个镜子反射向后传播被吸收后存储效率系数, 此时读取的过程是向后读取, 化简式(24), 得

$$\sqrt{\eta} = \frac{(1 - e^{-d}) T_1}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d})^2} + \frac{(1 - e^{-d}) e^{-d} T_1 R_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d})^2} \quad (25)$$

同样在这些条件的情况下, $\sqrt{R_1} = 1 - \epsilon$ ($\epsilon \ll 1$), $R_2 = 1, d \ll 1$. 效率因子可以表示为

$$\sqrt{\eta} = \frac{(1 - e^{-2d}) T_1}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-d})^2} = \frac{2d}{d + \epsilon} = 1 \quad (26)$$

图3为向后传播量子存储效率关于光深度的函数. 从图3可以看出, 在非对称光腔中($R_2 = 1, R_1 = 0.999$), 向后读取的存储效率, 在光深度很小时就可以达到1, 若不在光腔时, 存储效率只有在光深度无穷大时才能接近1. 从式(21)和式(25), 可以分别找到向前读和向后读取时效率最高的特殊条件, 但是是一些假设条件必须满足, 首先存储光场的宽度与光腔的宽度相比必须非常小, 这样光场与光腔的共振条件才能实现. 其次我们认为光腔没有损失, 在实验上可以用防反射膜使得这部分损失很小. 注意到, 本文的结果与文献[27]的结果是完全吻合的. 此外, 本文的方案对向前和向后读取的过程都做了具体的分析计算. 由式(22)和式(26)可知在阻抗匹配条件下, 无论向前还是向后读取过程, 效率都可以达到1.

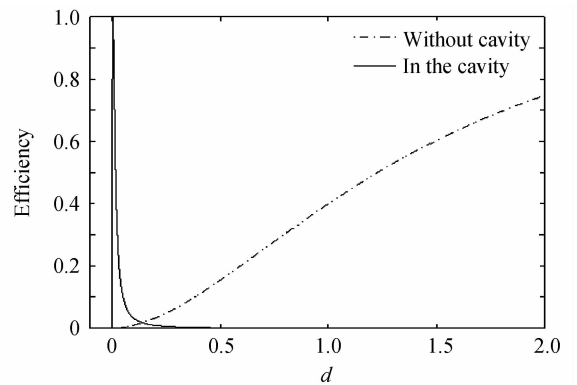


图3 向后传播量子存储效率关于光深度的函数

Fig. 3 The quantum memory efficiency reemitted in backward direction as a function of the optical depth

3 结论

本文研究了 CRIB 技术在单边腔中的应用. 研究发现, 在阻抗匹配的光腔中, 对于向前读取方案, 在光深度很小时, 存储效率就可以达到1. 若不在光腔中最大存储效率只能达到54%. 对于向后读取方案, 在光深度很小时, 存储效率也可以达到100%, 如果不在光腔中, 仅仅只有当光深度无穷大时, 存储效率才可能接近1. 因此本文的方案为实验上实现真正高效的量子存储提供了一个确实可行的方法.

参考文献

- [1] LVOVSKY A I, SANDERS B C, TITTEL W. Optical quantum memory[J]. *Nature Photonics*, 2009, **3**(12): 706-714.
- [2] TITTEL W, AFZELIUS M, CHANELIERE T, *et al.* Photon-echo quantum memory in solid state systems[J]. *Laser Photonics Reviews*, 2010, **4**(2): 244-267.
- [3] KOK P, MUNRO W J, NEMOTO K, *et al.* Linear optical

- quantum memory with photonic qubits [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2007, **79**(1): 135.
- [4] BRIEGEL H J, DÜR W, CIRAC J I, *et al.* Quantum repeaters: the role of imperfect local operations in quantum communication[J]. *Physical Review Letters*, 1998, **81**(4): 5932-5935.
- [5] JULSGAARD B, SHERSON J, CIRAC J I, *et al.* Experimental demonstration of quantum memory for light[J]. *Nature*, 2004, **432**(7016): 482-486.
- [6] REIM K F, MICHELBERGER P, LEE K C, *et al.* Single-photon-level quantum memory at room temperature [J]. *Physical Review Letters*, 2011, **107**(4): 53603.
- [7] EISAMAN M, ANDRÉ A, MASSOU F, *et al.* Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses[J]. *Nature*, 2005, **438**(7069): 837-841.
- [8] NOVIKOVA I, GORSHKOV A V, PHILLIPS D F, *et al.* Optimal control of light pulse storage and retrieval [J]. *Physical Review Letters*, 2007, **98**(4): 243602.
- [9] CHOI K S, DENG H, LAURAT J, *et al.* Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory[J]. *Nature*, 2008, **452**(7183): 67-71.
- [10] APPEL J, FIGUEROA E, KORYSTOV D, *et al.* Quantum memory for squeezed light [J]. *Physical Review Letters*, 2008, **100**(9): 093602.
- [11] MOISEEV S A, KRÖLL S. Complete reconstruction of the quantum state of a single-photon wave packet absorbed by a doppler-broadened transition [J]. *Physical Review Letters*, 2001, **87**(17): 173601.
- [12] KRAUS B, TITTEL W, GISIN N, *et al.* Quantum memory for nonstationary light fields based on controlled reversible inhomogeneous broadening [J]. *Physical Review A*, 2006, **73**(2): 020302.
- [13] ALEXANDER A L, LONGDELL J J, SELLARS M J, *et al.* Photon echoes produced by switching electric fields [J]. *Physical Review Letters*, 2006, **96**(4): 043602.
- [14] SANGOUARD N, SIMON C, AFZELIUS M, *et al.* Analysis of a quantum memory for photons based on controlled reversible inhomogeneous broadening [J]. *Physical Review A*, 2007, **75**(3): 032327.
- [15] LONGDELL J J, HÉTET G, LAM P K, *et al.* Analytic treatment of controlled reversible inhomogeneous broadening quantum memories for light using two-level atoms [J]. *Physical Review A*, 2008, **78**(3): 032337.
- [16] HÉTET G, LONGDELL J J, ALEXANDER A L, *et al.* Electro-optic quantum memory for light using two-level atoms [J]. *Physical Review Letters* 2008, **100**(2): 023601.
- [17] LEDINGHAM P M, LONGDELL J J, LI Y, *et al.* Efficient quantum memory for light [J]. *Nature*, 2010, **465**(7310): 1052-1056.
- [18] AFZELIUS M, SIMON C, DE RIEDMATTEN H, *et al.* Multimode quantum memory based on atomic frequency combs [J]. *Physical Review A* 2009, **79**(5): 052329.
- [19] SIMON C, DE RIEDMATTEN H, AFZELIUS M, *et al.* Quantum repeaters with photon pair sources and multimode memories [J]. *Physical Review Letters*, 2007, **98**(19): 190503.
- [20] NUNN J, REIM K, LEE K C, *et al.* Multimode memories in atomic ensembles [J]. *Physical Review Letters*, 2008, **101**(26): 260502.
- [21] ZHANG Hua-rong, JIANG Yue, LI Cheng, *et al.* Evolution rule of ultra-short laser pulse area in homogeneously broadened medium [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(7): 1608-1612.
张华荣, 蒋月, 李成, 等. 均匀展宽介质中激光超短脉冲面积的演化规律 [J]. *光子学报*, 2009, **38**(7): 1608-1612.
- [22] WALLS D F, MILBURN G J. Quantum optics [M]. Heidelberg Springer, 1994:121-124.
- [23] ZHANG Hua-rong, JIANG Yue, YU Xiang-yang. Inhomogeneous broadening effect on the propagation characteristics of ultra-short laser pulse [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(1): 0006-0011.
张华荣, 蒋月, 余向阳. 非均匀展宽对超短激光脉冲传播特性的影响 [J]. *光子学报*, 2010, **39**(1): 0006-0011.
- [24] LEDINGHAM P M, NAYLOR W R, LONGDELL J J, *et al.* Nonclassical photon streams using rephased amplified spontaneous emission [J]. *Physical Review A*, 2010, **81**(1): 012301.
- [25] MCAUSLAN D L, LEDINGHAM P M, NAYLOR W R, *et al.* Photon-echo quantum memories in inhomogeneously broadened two-level atoms [J]. *Physical Review A* 2011, **84**(2): 022309.
- [26] SIEGMAN A E. Lasers [M]. University Science Books Press, 1986:1285.
- [27] MOISEEV S A, ANDRIANOV S N, GUBAIDULLIN F F. Efficient multimode quantum memory based on photon echo in an optimal QED cavity [J]. *Physical Review A*, 2010, **82**(2): 022311.