

文章编号: 1007-6654(2006)01-0020-05

原子相干效应中的量子噪声特性研究

王海红, 董雅宾, 郜江瑞, 张俊香

(山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006)

摘要: 在原子相干效应条件下, 由于场与原子之间的相干耦合, 导致原子能态的相干叠加, 因而导致与之作用场的光场特性发生变化。本文研究了两束光与原子样品相互作用下, 量子化光场的噪声谱, 结果得到了在一定的失谐范围内, 光场起伏存在 1.25 dB 的压缩, 继而可以用来实现量子起伏纠缠。

关键词: 相干效应; 量子噪声; 压缩谱

中图分类号: O431 **文献标识码:** A

0 引言

量子信息是当今科学研究的热点之一, 完成量子信息的传输是量子通信的基础。为了完成量子通信, 我们必须构建量子网络, 目前, 已经有许多的工作是利用光与原子间相互作用来解决量子网络中的节点问题^[1-4]。当人们完成节点的量子信息操纵的时候, 携带量子信息的光场的噪声对我们高质量完成量子通信起着至关重要的作用。光与原子相互作用产生的量子相干效应为量子噪声压缩以及量子纠缠赋予了崭新的物理特性。光与原子之间的相互作用有着丰富的物理内容。众所周知, 激光的实现就是光与物质在腔内相互作用的结果。通过外加光场与原子的共振相互作用, 可以使原子的内部能级结构以及介质的光学性质发生改变, 反过来原子的变化又会影响外加光场的光学特性。电磁感应透明(EIT)就是在一定条件下外加光场的作用使原子的内部能态发生相干叠加, 导致介质的非线性极化率得到共振增强, 同时对光场的吸收减少, 提高了非线性过程中的能量转换效率。介质的极化增强与吸收减少这一特性反过来使光场在介质中传播时能量不会发生衰减而速度却被减慢。与此同时就会有更多的光场被长时间的未被吸收的限制在原子团中而建立更高的非线性耦合效应。在这一过程中建立的非线性效应使得相邻原子团之间会建立一定时间的量

子纠缠。同时作用光场之间在原子相干效应的影响下也会体现出量子噪声的减小以及量子关联的建立, 特别是光场的连续变量量子压缩或关联特性。

对原子与光场相互作用过程中的噪声研究, 早前针对一束光通过样品时的噪声变化情况进行了研究^[5-8], 而且利用该噪声特性进行了光谱的精细测量^[9]。E. S. Polzik 等首次报道了通过电磁感应产生的原子相干效应在原子系综之间实现了量子纠缠^[10]。M. O. Scully 等提出了在拉曼系统中, 通过场与原子的共振相互作用, 在无腔的情况下即可实现作用场之间的 100% 量子关联^[11]。2003 年, 美国加州理工大学 H. J. Kimble 研究组在三能级冷原子系统中, 实现了 Stokes 与 anti-Stokes 光子纠缠关联对的探测^[12]。与此同时, 2004 年米歇根大学在三能级系统中, 完成了单原子与单光子纠缠的实验^[13]。该工作研究了在二束光作用下, 三能级原子对作用光场的噪声变化特性, 结果表明在一定失谐范围内光场噪声出现压缩。

1 量子化探针场与 Λ 型三能级原子作用的噪声谱

图 1 为 Λ 型三能级原子结构简图, 原子具有两个下能态 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$, 一个激发态 $|a\rangle$ 。当两束同方向传输的光场通过光学稠密, 长度为 L 的三能级

收稿日期: 2005-11-07

基金项目: 国家自然科学基金(60278010); 山西省自然科学基金(20041039); 山西省归国留学基金

作者简介: 王海红(1979-), 男, 山西大学光电研究所硕士研究生, 从事量子光学, 激光技术方面的研究。

原子样品时,其中一束相干经典光场与态 $|c\rangle$ 和 $|a\rangle$ 之间发生共振耦合,经典相干光场的拉比频率为 Ω , 态 $|b\rangle$ 和 $|a\rangle$ 之间与一束弱的量子化探针场进行耦合。态 $|b\rangle$ 和态 $|a\rangle$ 间的跃迁频率是 ω_{ab} , 态 $|c\rangle$ 和态 $|a\rangle$ 间的跃迁频率是 ω_{ac} 。

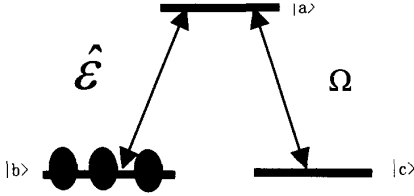


图1 三能级原子结构简图

Fig.1 Λ -type level structure of the atoms

考虑准一维模型^[14], N 个原子与耦合光以及探针光相互作用的哈密顿量为:

$$\hat{V} = - \int \frac{N\hbar}{L} [g\hat{\sigma}_{ab}(z,t)\hat{\epsilon}(z,t) + \Omega\hat{\sigma}_{ac}(z,t) + H.C] dz \quad (1)$$

这里, $g = d_{ab}\sqrt{\frac{\omega_{ab}}{2\epsilon_0 V\hbar}}$, 是原子和探针场的耦合常数。 d_{ab} 是原子相对于 $|b\rangle$ 和 $|a\rangle$ 跃迁的偶级动量。 ϵ_0 是介电常数, \hbar 是普朗克常数, L 是原子样品的长度。 $\hat{\sigma}_{ab}(z,t)$, $\hat{\sigma}_{ac}(z,t)$ 是原子的跃迁算符, 假定原子样品长度为 Δz 的间隔内包含 Nz 个原子 ($Nz \gg 1$), 且探针光的振幅不发生改变, 则原子算符由下式表示:

$$\hat{\omega}_m(z,t) = \frac{1}{Nz} \sum_{m \in Nz} \hat{\sigma}_{uv}^m(t) \exp\left[i\left(\frac{\omega_{uv}z}{c} - \omega_{uv}\right)t\right] \quad (2)$$

$\hat{\epsilon}(z,t)$ 与探针场的正频部分有关:

$$\hat{E}^{(+)} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_{ab}}{2\epsilon_0 V}} \hat{\epsilon}(z,t) \exp\left[i\left(\frac{\omega_{ab}z}{c} - \omega_{ab}\right)t\right] \quad (3)$$

V 为量子化探针场与原子相互作用的体积。

在考虑单光子和双光子失谐的情况下, 光与 N 个 Λ 型三能级原子相互作用系统中, 原子算符的演化方程为:

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{aa} &= -2\gamma\sigma_{aa} - i(g^*\hat{\epsilon}^+\hat{\sigma}_{ba} - g\hat{\epsilon}\hat{\sigma}_{ab}) \\ &\quad - i(\Omega^*\hat{\sigma}_{ca} - \Omega\hat{\sigma}_{ac}) + \hat{F}_{aa} \\ \dot{\sigma}_{bb} &= \gamma\sigma_{aa} + \gamma_0(\hat{\sigma}_{cc} - \hat{\sigma}_{bb}) - ig\hat{\epsilon}\hat{\sigma}_{ab} \\ &\quad + ig^*\hat{\epsilon}^+\hat{\sigma}_{ba} + \hat{F}_{bb} \\ \dot{\sigma}_{cc} &= \gamma\sigma_{aa} + \gamma_0(\hat{\sigma}_{cc} - \hat{\sigma}_{bb}) - i\Omega\hat{\sigma}_{ac} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ i\Omega^*\hat{\sigma}_{ca} + \hat{F}_{cc} \\ \dot{\sigma}_{ba} &= -(\gamma + i\Delta_2)\hat{\sigma}_{ba} + ig\hat{\epsilon}(\hat{\sigma}_{bb} - \hat{\sigma}_{aa}) \\ &\quad + i\Omega\hat{\sigma}_{bc} + \hat{F}_{ba} \\ \dot{\sigma}_{ac} &= -(\gamma + i\Delta_1)\hat{\sigma}_{ac} - ig^*\hat{\epsilon}^+\hat{\sigma}_{bc} \\ &\quad + i\Omega^*(\hat{\sigma}_{aa} - \hat{\sigma}_{cc}) + \hat{F}_{ac} \\ \dot{\sigma}_{bc} &= -(\gamma_0 + i\delta)\hat{\sigma}_{bc} - ig\hat{\epsilon}\hat{\sigma}_{ac} \\ &\quad + i\Omega^*\hat{\sigma}_{ba} + \hat{F}_{bc} \end{aligned} \quad (4)$$

γ 和 γ_0 指原子能级的衰减率, Δ_2 指量子化探针场单光子的失谐, Δ_1 指耦合场单光子的失谐, $\delta = \Delta_1 - \Delta_2$ 指双光子失谐。 $\hat{F}_m(z,t)$ ($\mu, \nu = a, b, c$) 为连续变量朗之万噪声算符,

$$\hat{F}_\mu(z,t) = \frac{1}{Nz} \sum_{m \in Nz} \hat{F}_\mu^m(t) \exp\left[i\left(\frac{\omega_{\mu\nu}z}{c} - \omega_{\mu\nu}\right)t\right] \quad (5)$$

$\hat{\sigma}_{\mu\nu} = |\mu\rangle\langle\nu|$ 为原子算符, $\omega_{\mu\nu}$ 是能级 $|\mu\rangle$ 和 $|\nu\rangle$ 间的跃迁频率。

由麦克斯韦场传输方程近似得到量子化探针场的传输方程:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c\frac{\partial}{\partial z}\right)\hat{\epsilon} = ig^*N\hat{\sigma}_{ba} \quad (6)$$

为了求解量子化探针场的传输方程, 我们假定系统满足电磁感应透明条件, 即量子场远小于经典耦合场, 原子初始都处于 $|b\rangle$ 态。所以有,

$$\hat{\sigma}_{bb} = 1, \hat{\sigma}_{aa} = \hat{\sigma}_{ac} = \hat{\sigma}_{ca} = 0 \quad (7)$$

因此可以得到光与原子相互作用的简化方程:

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{ba} &= -(\gamma + i\Delta_2)\hat{\sigma}_{ba} + ig\hat{\epsilon}(\hat{\sigma}_{bb} - \hat{\sigma}_{aa}) \\ &\quad + i\Omega\hat{\sigma}_{bc} + \hat{F}_{ba} \\ \dot{\sigma}_{ac} &= -(\gamma + i\Delta_1)\hat{\sigma}_{ac} - ig^*\hat{\epsilon}^+\hat{\sigma}_{bc} \\ &\quad + i\Omega^*(\hat{\sigma}_{aa} - \hat{\sigma}_{cc}) + \hat{F}_{ac} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + c\frac{\partial}{\partial z}\right)\hat{\epsilon} &= ig^*N\hat{\sigma}_{ba} \end{aligned} \quad (8)$$

对 (8) 式作傅立叶变换: $\hat{F}(z,\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{F}(z,t) e^{i\omega t} dt$ 并解方程组得到量子化探针场:

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon}(L,\omega) &= e^{-\Lambda(\omega)L} \hat{\epsilon}(0,\omega) + \frac{g^*N}{c} \int_0^L e^{-\Lambda(\omega)(L-s)} \\ &\quad \cdot \left\{ \frac{-\Omega\hat{F}_{bc}(s,\omega) + \hat{F}_{ba}(s,\omega)(\omega + \delta + i\gamma_0)}{[\gamma - i(\omega - \Delta_2)][\gamma_0 - i(\omega + \delta)] + |\Omega|^2} \right\} ds \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\Delta(\omega) = \frac{|g|^2 N}{c} \cdot \frac{\gamma_0 - i(\omega + \delta)}{[\gamma - i(\omega - \Delta_2)][\gamma_0 - i(\omega + \delta)] + |\Omega|^2} - \frac{i\omega}{c}$$

探针场的正交位相振幅算符为:

$$\hat{X}(\omega) = \varepsilon(L, \omega) + \varepsilon^*(L, \omega)$$

$$\hat{Y}(\omega) = i[\varepsilon(L, \omega) - \varepsilon^*(L, -\omega)] \quad (10)$$

为了得到量子化探针场的噪声谱,我们需要知道量子化场的正交振幅关联,和郎之万噪声的关联^[14]:

$$\langle X^{out}(\omega) X^{out}(\omega') \rangle = \frac{2\pi L}{c} \delta(\omega + \omega') S_{out}(\omega) \quad (11)$$

$$\langle \hat{F}_{\omega}^i(t_1) \hat{F}_{\omega'}^j(t_2) \rangle = \langle D(\delta_{\omega}^i \delta_{\omega'}^j - D(\delta_{\omega}^i) \delta_{\omega'}^j - \delta_{\omega}^i D(\delta_{\omega'}^j)) \rangle \delta(t_2 - t_1) \delta_{ij} \quad (12)$$

(12)式中 $D(\delta_{\omega}^i)$ 指 δ_{ω}^i 不包含朗之万噪声的动

力学部分, $\delta(t_2 - t_1)$ 表示真空库模的短期记忆能力。在满足(4)的条件下,我们把朗之万噪声关联转化到频域,其不为零的项为:

$$\langle \hat{F}_{ba}(z_1, \omega_1) \hat{F}_{ba}^+(z_2, \omega_2) \rangle = \frac{L\delta(z_1 - z_2)\delta(\omega_1 - \omega_2)}{N} (2\gamma - \gamma_0)$$

$$\langle \hat{F}_{bc}(z_1, \omega_1) \hat{F}_{bc}^+(z_2, \omega_2) \rangle = \frac{L\delta(z_1 - z_2)\delta(\omega_1 - \omega_2)}{N} \gamma_0$$

$$\langle \hat{F}_{bc}^+(z_1, \omega_1) \hat{F}_{bc}(z_2, \omega_2) \rangle = \frac{L\delta(z_1 - z_2)\delta(\omega_1 - \omega_2)}{N} \gamma_0 \quad (13)$$

根据式(9), (13), 我们得到量子化探针光的正交振幅噪声谱:

$$S_X^{out} = S_1 + S_2 + S_3 \quad (14)$$

$$S_1 = \frac{1}{4} \{ e^{-[\Lambda(\omega) + \Lambda(-\omega)]L} + e^{-[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda(-\omega)]L} + e^{-[\Lambda^*(\omega) + \Lambda(\omega)]L} + e^{-[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda^*(\omega)]L} \} S_X^{in}$$

$$S_2 = -\frac{1}{4} \{ e^{-[\Lambda(\omega) + \Lambda(-\omega)]L} - e^{-[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda(-\omega)]L} - e^{-[\Lambda^*(\omega) + \Lambda(\omega)]L} + e^{-[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda^*(\omega)]L} \} S_Y^{in}$$

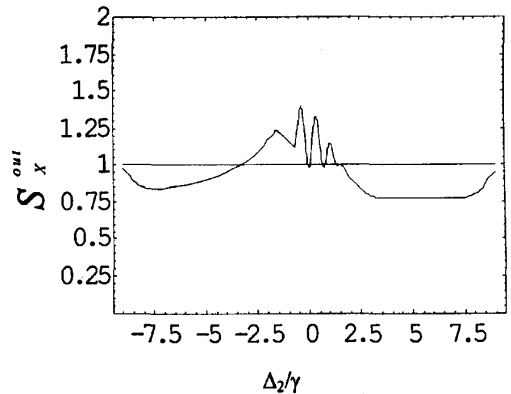
$$S_3 = \frac{|g|^2 N (1 - e^{-[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda(-\omega)]L}) \Omega^2 \gamma_0}{c[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda(-\omega)][\gamma - i(\omega - \Delta_2)][\gamma_0 - i(\omega - \delta)] + |\Omega|^2} + \frac{|g|^2 N (1 - e^{-[\Lambda^*(\omega) + \Lambda^*(\omega)]L}) \{ \Omega^2 \gamma_0 + [(\omega + \delta)^2 + \gamma_0^2] (2\gamma - \gamma_0) \}}{c[\Lambda^*(\omega) + \Lambda(\omega)][\gamma - i(\omega - \Delta_2)][\gamma_0 - i(\omega + \delta)] + |\Omega|^2}$$

由(14)式可看出,输出光场的噪声由三部分组成,其中, S_1 表示与输入光场的振幅噪声有关的输出光噪声, S_2 表示由输入光场的位相噪声引入的输出光噪声, S_3 是只与原子介质有关,由朗之万噪声引起的输出光噪声。

2 量子化探针场的噪声分析

一般情况下,实验中所用的激光器为外腔反馈半导体激光器,其振幅噪声接近于散粒噪声基准,其位相噪声远远高于散粒噪声基准。所以位相噪声相对于振幅噪声很大,这里我们假定位相噪声是振幅噪声的30倍,振幅噪声为相干光噪声,即 $S_X^{in} = 1$, $S_Y^{in} = 30$ 。当假定耦合光场没有失谐 $\Delta_1 = 0$ 时,我们得到量子化探针场的噪声随其失谐的变化曲线,如图2所示。图中 $S_X^{out} = 1$ 的直线代表散粒噪声基准。从图中可以看出:量子化探针场在零失谐附近,噪声形状是类梳子状,但在正负大失谐情况下一定范围

内出现有25%的压缩,而且正失谐区域的压缩范围比负失谐区域大。

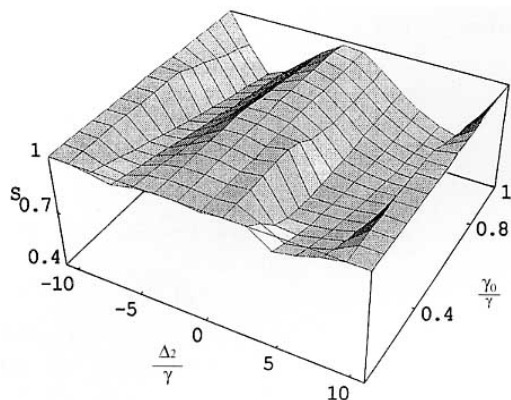


$$(c = 100, \frac{\gamma_0}{\gamma} = 0.5, \frac{\omega}{\gamma} = 1, \frac{\Omega}{\gamma} = 5)$$

图2 探针场的噪声起伏谱

Fig.2 The output noise spectrum of the probe field

图3,图4是量子化探针场的噪声谱与失谐,两个基态间的相移以及耦合光的拉比频率的关系,

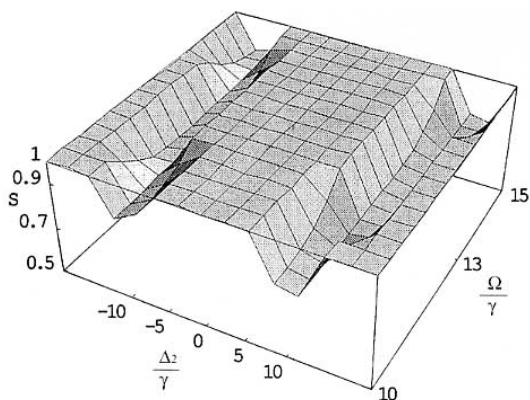


$$(c = 100, \frac{\omega}{\gamma} = 1, \frac{\Omega}{\gamma} = 5)$$

图3 探针场噪声起伏谱随其频率失谐和基态间相移的变化规律

Fig.3 The output noise spectrum of the probe field as the functions of normalized probe field detuning and the normalized dephasing of the ground-states

为了更好的体现探针场压缩的变化,图中把量子化探针场的噪声谱设定在0.5到1之间,如上图3,4所示。从图中可以看出,正负失谐区域的压缩范围随基态间的相移的增加而加深,而且还略有加宽而正负失谐区域的压缩范围随耦合光的拉比频率的加大而逐渐远离零失谐。



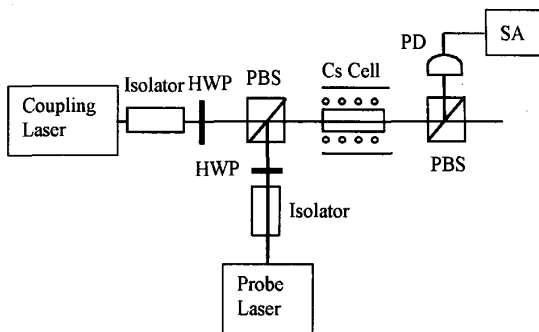
$$(c = 100, \frac{\gamma_0}{\gamma} = 0.5, \frac{\omega}{\gamma} = 1)$$

图4 探针场噪声起伏谱随其频率失谐和耦合场拉比频率的变化规律

Fig.4 The output noise spectrum of the probe field as the functions of normalized probed field detuning and normalized coupling field Rabi frequency

3 噪声谱的实验结果

实验装置如图5所示,耦合光(coupling laser)和探针光(probe laser)从同一方向入射到原子样品中。二者均是外腔反馈半导体激光器,最大输出功率为~30 mW,同时耦合光与探针光的偏振方向正交。耦合光的频率锁定到 $6S_{1/2}(F_g = 4) \leftrightarrow 6P_{3/2}(F_e = 4)$, 探针光的频率连续扫描通过 $6S_{1/2}(F_g = 4) \leftrightarrow 6P_{3/2}(F_e = 3)$ 。汽室中耦合光的功率为3.2 mW,探针光功率260 μ W。探针光通过铯盒后被偏振分束器反射进入低噪声探测器探测其噪声谱,如图6所示。红线为散粒噪声基准,黑线为噪声起伏。由此可见,在探针光的一定失谐范围内,探针光的起伏是低于散粒噪声的。



(PBS:偏振分束器; PD:低噪声探测器; HWP: 1/2 波片; SA: 频谱分析仪; Isolator:隔离器; Cs Cell:铯盒)

图5 实验设置简图

Fig.5 Experimental setup

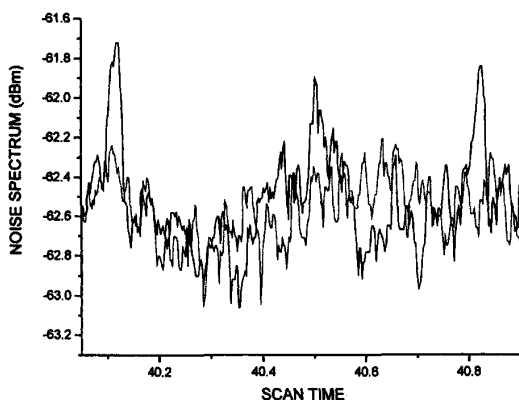


图6 测量频率为5MHz时探针光的噪声谱

Fig.6 The noise spectrum of the probe field vs probe detuning at the analyzing frequency of 5 MHz

4 结论

实验数据和理论分析均证实了在原子相干效应

介质中,存在光场压缩甚至光场起伏纠缠。得到了量子化探针光场的噪声谱,我们考虑实验情况,对量子化探针场的噪声谱进行了分析,发现探针场在正负大失谐情况下一定范围内噪声出现了压缩,压缩范围随基态间的相移的增加而加深,而且还略有加宽,随耦合光的拉比频率的加大而逐渐远离零失谐。

参考文献:

- [1] PHILLIPS D F, FLEISBHAUER A, MAIR A, *et al.* Storage of Light in Atomic Vapor [J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**: 783.
- [2] LUKIN M D, FLEISBHAUER A. Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**: 5094.
- [3] SCHORI C, JULSGARD B, SRENSEN J L, *et al.* Recording Quantum Properties of Light in a Long-Lived Atomic Spin State: Towards Quantum Memory [J]. *Phys Rev Lett*, 2002, **89**: 057903.
- [4] JULSQAARD B, *et al.* Experimental demonstration of quantum memory for light [J]. *Nature (London)*, 2004, **432**: 482.
- [5] MCINTYPE D H, FAIRCHILD C E, COOPER J, *et al.* Diode-laser noise spectroscopy of rubidium [J]. *Opt Lett*, 1993, **18**: 1816.
- [6] WILLIS A P, FERQUSON A I, KANE M D. Longitudinal mode noise conversion by atomic vapour [J]. *Opt Commun*, 1995, **122**: 31.
- [7] ROSENBLUTH M, ROSENHOUSE-DANTASKER A, WILSON-GORDON A D, *et al.* Spectroscopy with diode-laser noise [J]. *Opt Commun*, 1998, **146**: 158.
- [8] MESSAOUD BAHOURA, ANDR CLAIRON. Diode-laser noise conversion in an optically dense atomic sample [J]. *Opt Lett*, 2001, **26**: 926.
- [9] YABUZAKI T, MITSUI T, TANAKA U. New type of high-resolution spectroscopy with a diode laser [J]. *Phys Rev Lett*, 1991, **67**: 2453.
- [10] JULSQAARD B, KOZHEKIN A, POLZIK E S. Experimental long-lived entanglement of two macroscopic objects [J]. *Nature*, 2001, **413**: 400.
- [11] LUKIN M D, MATSKO A B, FLEISCHHAUER M, *et al.* Quantum Noise and Correlations in Resonantly Enhanced Wave Mixing Based on Atomic Coherence [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **82**: 1847.
- [12] KUZMICH A, BOWEN W P, BOCA A D, *et al.* Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles [J]. *Nature*, 2003, **423**: 731.
- [13] BLINOV B B, MOEHRING D L, DUAN L M, *et al.* Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon [J]. *Nature*, 2004, **428**: 153.
- [14] FLEISHHAUER M, LUKIN M D. Quantum memory for photons: Dark-state polaritons [J]. *Phys Rev A*, 2002, **65**: 022314.
- [15] PENG A, JOHNSSON M, BOWEN W P, *et al.* Squeezing and entanglement delay using slow light [J]. *Phys Rev A*, 2005, **71**: 033809.

The Property of Quantum Noise in Quantum Coherent Atomic System

WANG Hai-hong, DONG Ya-bin, GAO Jiang-rui, ZHANG Jun-xiang

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, People's Republic of China)

Abstract: The coherent superposition of atomic states leads to the change of properties of interaction lights because of the coupling between the lights and atoms. In this paper, the noise spectrum of the quantified light interacting with the atoms is studied; it shows that the squeezing of 1.25 dB can be observed at the detuning of probe light, which then can be used to get the entanglement.

Key words: quantum coherence; quantum fluctuation; squeezing spectrum

原子相干效应中的量子噪声特性研究

作者: [王海红](#), [董雅宾](#), [郜江瑞](#), [张俊香](#), [WANG Hai-hong](#), [DONG Ya-bin](#), [GAO Jiang-ru](#), [ZHANG Jun-xiang](#)

作者单位: [山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西, 太原, 030006](#)

刊名: [量子光学学报](#) **ISTIC** **PKU**

英文刊名: [ACTA SINICA QUANTUM OPTICA](#)

年, 卷(期): 2006, 12(1)

引用次数: 0次

参考文献(15条)

1. PHILLIPS D F, FLEISBHUAER A, MAIR A [Storage of Light in Atomic Vapor](#) 2001
2. LUKIN M D, FLEISBHUAER A [Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency](#) 2000
3. SCHORI C, JULSGARD B, SRENSSEN J L [Recording Quantum Properties of Light in a Long-Lived Atomic Spin State:Towards Quantum Memory](#) 2002
4. JULSQAARD B [Experimental demonstration of quantum memory for light](#) 2004
5. MCINTYPE D H, FAIRCHILD C E, COOPER J [Diode-laser noise spectroscopy of rubidium](#) 1993
6. WILJJS A P, FERQUSON A I, KANE M D [Longitudinal mode noise conversion by atomic vapour](#) 1995
7. ROSENBLUTH M, ROSENHOUSE-DANTASKER A, WILSON-GORDON A D [Spectroscopy with diode-laser noise](#) 1998
8. MESSAOUD BAHOURA, ANDR CLAIRON [Diode-laser noise conversion in an optically dense atomic sample](#) 2001
9. YABUZAKI T, MITSUI T, TANAKA U [New type of high-resolution spectroscopy with a diode laser](#) 1991
10. JULSGAARD B, KOZHEKIN A, POLZIK E S [Experimental long-lived entanglement of two macroscopic objects](#) 2001
11. LUKIN M D, MATSKO A B, FLEISCHHAUER M [Quantum Noise and Correlations in Resonantly Enhanced Wave Mixing Based on Atomic Coherence](#) 1999
12. KUZMICH A, BOWEN W P, BOCA A D [Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles](#) 2003
13. BLINOV B B, MOEHRING D L, DUAN L M [Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon](#) 2004
14. FLEISHHAUER M, LUKIN M D [Quantum memory for photons:Dark-state polaritons](#) 2002
15. PENG A, JOHNSON M, BOWEN W P [Squeezing and entanglement delay using slow light](#) 2005

相似文献(4条)

1. 学位论文 [王海红](#) 原子相干效应中量子噪声特性的研究 2006

光与原子相互作用产生的原子相干效应为量子计算和量子通信开辟了新的途径, 是进行量子信息存储的重要途径之一。近年来的研究表明, 光是进行量子信息传输和量子信息处理的可靠载体, 但是由于其快速的传播速度, 它不适于进行量子信息存储。然而不管是传统的计算机还是未来的量子计算机, 都需要一定的存储空间, 用来存储有待处理的信息。目前国际上公认, 实物粒子如原子是理想的量子信息记忆单元, 而原子与光场之间的相干相互作用, 恰恰为量子信息由光场的量子态到实物粒子量子态(自旋)的传递提供了有效途径。因此通过光场与原子的相干作用实现光子与实物粒子之间量子态的传输、存储和提取, 将会对发展量子计算、量子通信具有重要意义。在量子信息的存储和传输过程中, 光场的量子噪声将会对信息提取的信噪比产生一定的影响。如何抑制原子相干过程中量子噪声对信息存储和提取的影响, 将对提高信噪比、确保信息安全以及提高信息容量等方面起到积极的推动作用。另一方面, 由于原子相干效应介质中较大的色散特性, 对其作用场量子噪声特性的研究, 也间接提供了一种测量激光场位相噪声的方法。该论文讨论了原子相干效应介质中与之作用的探测场的量子噪声特性。结果表明, 光与原子介质的相干作用过程中其量子噪声具有几个特点: 一、能把激光器的本征位相噪声转化为可测的强度噪声, 并且测量的操作简单, 有望小型集成商品化; 二、噪声谱除了体现激光器的本征噪声外, 还携带了原子信息。这将对原子钟, 高精度谱分析, 冷原子研究, 未来的量子通信等有着非常重要的意义; 三、在共振相互作用和一定失谐情况下, 量子噪声能够得到很好的抑制。

本文主要介绍利用具有原子相干效应的原子共振介质和EIT介质来研究半导体激光器的量子噪声特性, 其实验和理论结果定性吻合。主要内容如下:

- 1: 利用原子共振介质和EIT介质对半导体激光器的噪声特性进行了实验研究。
 - 2: 用频率调制谱理论对实验结果进行了定性解释, 在此基础上利用全量子理论对其进行了更详细具体的分析。
- 在这些研究工作中, 属创新性的工作有三点:
- A: 利用EIT介质来研究半导体激光器的输出噪声, 得到了输出噪声与探测光失谐、分析频率的关系。
 - B: 基于频率调制谱思想, 对实验结果得出定性解释。
 - C: 利用全量

子理论对实验结果进行了详细分析,进一步说明了其噪声谱不对称性的来源。

2. 期刊论文 [张靖, 李春文, ZHANG Jing, LI Chun-wen](#) [基于相干控制的二能级量子系统退相干抑制](#) [-控制与决策](#)

2006, 21 (5)

对于二能级开放量子系统,研究了利用相干控制抑制退相干效应的问题。首先讨论了二能级开放量子系统在相干控制下的建模问题,将退相干抑制归结为与环境噪声解耦的控制问题,然后,引入开环控制抑制退相干,并证明该控制可使系统状态中的部分分量与环境噪声渐近解耦,最后引入反馈控制,使得系统状态的相应分量可以与环境精确解耦,同时能够避免测量引入的量子噪声的影响。

3. 期刊论文 [徐彦秋, 陈爱喜, XU Yan-qi, CHEN Ai-xi](#) [利用纠缠交换在理想和非理想条件下的远程态制备](#) [-量子光](#)

[学报](#)2009, 15 (2)

提出了利用纠缠交换技术实现一个纠缠态的远程制备,考虑在量子信道没有遭受噪声影响的条件下,利用一对两粒子纠缠态作为量子信道去实现远程态制备,此外我们考察了噪声存在时的远程态的制备,研究显示不同类型的量子噪声对远程态制备过程的保真度的影响不同,对一个确定量子态,我们考察了消相干效应对其远程制备的影响。

4. 学位论文 [林功伟](#) [基于腔QED的量子计算和量子通讯](#) 2008

量子力学和信息科学的交叉诞生了一门新的学科:量子信息。最近几年,量子信息在理论和实验上取得了惊人的进展,已引起各国政府、科学界和信息产业的高度重视。量子信息包括:量子计算、量子通讯、量子密码等。量子信息的载体是量子态。量子态的制备、加工、传输以及存储的过程叫做量子信息处理过程。目前,人们主要在以下的量子系统中来研究量子信息过程:腔QED,光学系统,离子阱,核磁共振,量子点等。这些系统中,腔QED方案是其中有前景的量子硬件设计方案之一。腔QED的主要思想是将俘获的原子约束在高品质腔中,有很长相干时间的原子态作为存储qubit,有很好的传输能力的光子作为飞行qubit。因此基于腔QED实现量子计算和量子通讯的研究受到人们广泛的重视。然而,有效的实现这些量子计算和量子通信方案目前在实验上仍然还是一个很大的挑战。正因如此,本人把基于腔QED实现量子计算和量子通讯作为硕士学位论文研究的课题。主要工作包含以下几个方面:

1. 利用Raman过程制备三原子singlet态。在这个方案中,三个三能级原子同时通过两个腔,在整个制备过程中腔场始终处于真空态,有效抑制了腔泄漏消相干的影响。和先前的方案相比,我们方案不需要把原子的信息先储存在腔场中,然后再转移到其它的原子上,同时也不需要对接腔场的态进行探测而使原子态塌缩到对应的纠缠态上。
2. 利用腔的input-output过程实现纠缠态的制备和量子通讯。首先,我们分别提出了制备多原子cluster态和多光子cluster态的方案,数值模拟表明即使考虑了一些实际量子噪声的影响,多光子cluster态仍具有较高的成功概率和保真度。其次,我们提出利用腔QED实现光子的Bell态和GHZ态识别的方法。在这个方案中光子的Bell态或Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ)态都可以被完全地鉴别,而且可以非破坏性地完全鉴别。
3. 可调谐相位门的实现和图态的有效制备。首先,提出一个基于腔QED或离子囚禁系统实现可调谐的相位门方案。在这个方案中,原子的两个稳定的低能态做为qubit的两个逻辑态,条件相移的获得不需要原子内态发生实际跃迁,而且通过控制有效的相互作用时间 t ,条件相移 ϕ 可以在0到 2π 之间变化。其次,更重要的是我们提出了利用多比特纠缠门来有效制备各种图态的方法。
4. 利用原子系综囚禁在腔中实现频率上转换和光子的量子交换门。首先,我们提出一种方法用来实现内部腔场的非线性作用-频率上转换。在这个方案中,一个V型的原子系综囚禁在腔中作为两个腔模发生相互作用媒介。在一定的条件下,原子始终处于基态上,腔模的自由度和原子的自由度是没有耦合的,腔模之间的有效耦合系数可以随着 \sqrt{N} (这里的N指原子的数目)而扩展。其次,我们进一步实现单光子水平的量子交换门。数值模拟表明即使考虑了腔泄漏和原子自发辐射的消相干效应,光子交换门仍具有很高的保真度。

本文链接: http://d.g.wanfangdata.com.cn/Periodical_lzgxzb200601005.aspx

下载时间: 2010年3月6日