

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<sup>[1-4]</sup>。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到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<sup>[5-8]</sup>, 而且利用该噪声特性进行了光谱的精细测量<sup>[9]</sup>。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<sup>[10]</sup>。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<sup>[11]</sup>。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<sup>[12]</sup>。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<sup>[13]</sup>。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 $\Lambda$ 型三能级原子作用的噪声谱

图 1 为  $\Lambda$  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  $\Omega$ , 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  $\omega_{ab}$ , 态  $|c\rangle$  和态  $|a\rangle$  间的跃迁频率是  $\omega_{ac}$ 。

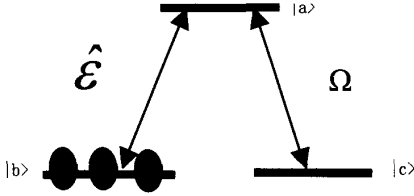


图1 三能级原子结构简图

Fig.1  $\Lambda$ -type level structure of the atoms

考虑准一维模型<sup>[14]</sup>,  $N$  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。 $\epsilon_0$  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  $\Delta z$  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:

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

$\hat{\epsilon}(z,t)$  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  $\Lambda$  型三能级原子相互作用系统中, 原子算符的演化方程为:

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

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_{bb} = & \gamma\hat{\sigma}_{aa} + \gamma_0(\hat{\sigma}_{cc} - \hat{\sigma}_{bb}) - ig\hat{\epsilon}\hat{\sigma}_{ab} \\ & + ig^*\hat{\epsilon}^+\hat{\sigma}_{ba} + \hat{F}_{bb} \end{aligned}$$

$$\dot{\hat{\sigma}}_{cc} = \gamma\hat{\sigma}_{aa} + \gamma_0(\hat{\sigma}_{cc} - \hat{\sigma}_{bb}) - i\Omega\hat{\sigma}_{ac}$$

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

$\gamma$  和  $\gamma_0$  指原子能级的衰减率,  $\Delta_2$  指量子化探针场单光子的失谐,  $\Delta_1$  指耦合场单光子的失谐,  $\delta = \Delta_1 - \Delta_2$  指双光子失谐。 $\hat{F}_\mu(z,t)$  ( $\mu, \nu = a, b, c$ ) 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:

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

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:

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

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:

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

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

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<sup>[14]</sup>:

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

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

(12)式中  $D(\delta_{\omega}^i)$  指  $\delta_{\omega}^i$  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:

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

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

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

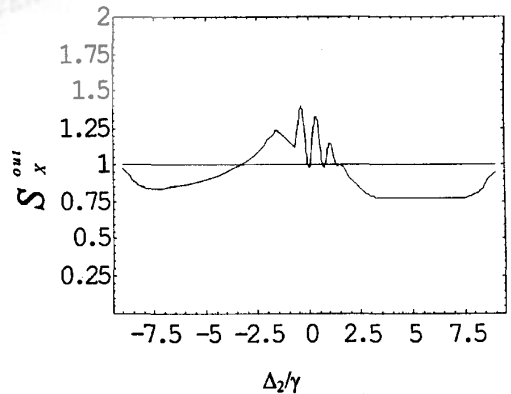
$$S_3 = \frac{|g|^2 N (1 - e^{-[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda(-\omega)]L}) \Omega^2 \gamma_0}{c[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda(-\omega)][\gamma - i(\omega - \Delta_2)][\gamma_0 - i(\omega - \delta)] + |\Omega|^2} + \frac{|g|^2 N (1 - e^{-[\Lambda^*(\omega) + \Lambda^*(\omega)]L}) \{ \Omega^2 \gamma_0 +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

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。

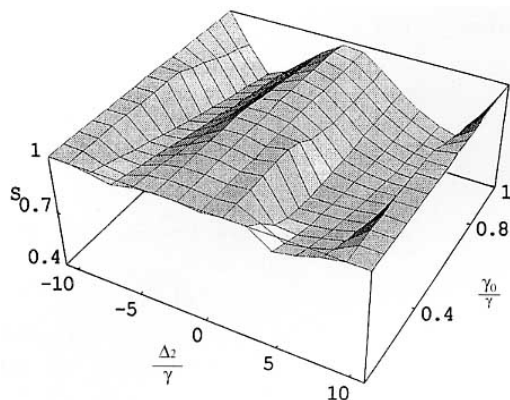


$$(c = 100, \frac{\gamma_0}{\gamma} = 0.5, \frac{\omega}{\gamma} = 1, \frac{\Omega}{\gamma} = 5)$$

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,

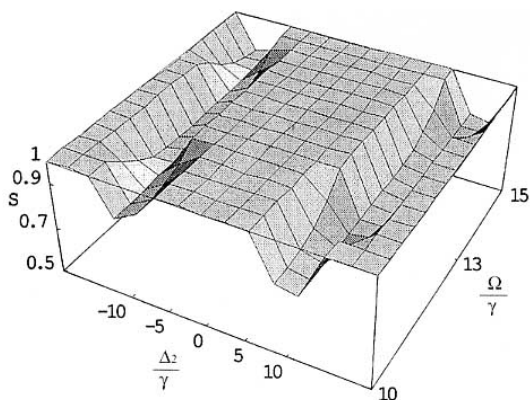


$$(c = 100, \frac{\omega}{\gamma} = 1, \frac{\Omega}{\gamma} = 5)$$

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。



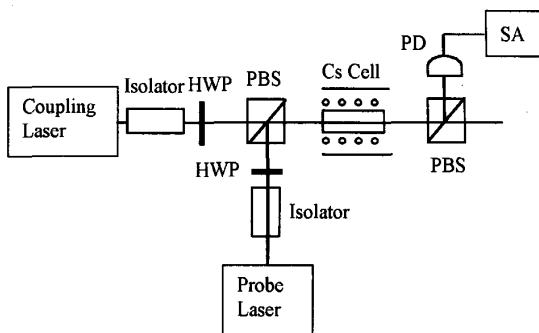
$$(c = 100, \frac{\gamma_0}{\gamma} = 0.5, \frac{\omega}{\gamma} = 1)$$

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  $\mu$ 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

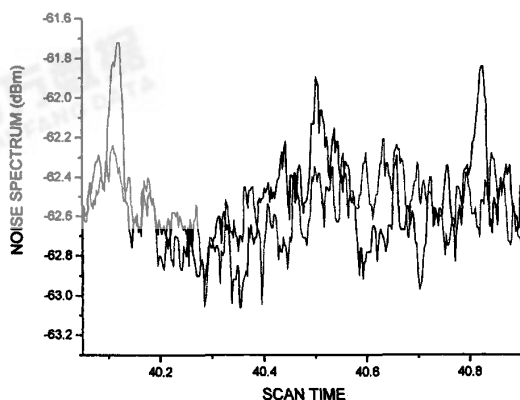


图6 测量频率为5MHz时探针光的噪声谱

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, JOHNSON 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