

文章编号: 1007-6654(2015)01-0033-06<sup>①</sup>

## 铯原子介质中受激拉曼四波混频的光放大特性

王红丽, 王丹, 郭苗军, 周海涛, 张俊香<sup>†</sup>

(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:** 实验研究了在铯原子介质中受激拉曼四波混频过程中, 注入的探针光与所产生的共轭光的增益特性, 具体比较了在探针场分别作为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场情况下, 增益随粒子数密度、泵浦光频率失谐的依赖关系, 并分析了其增益谱线线型和谱宽。为进一步开展基于受激拉曼四波混频进行量子关联光束的制备提供了主要实验参数的选择参考。

**关键词:** 受激拉曼过程; 四波混频; Stokes 场; Anti-Stokes 场

**中图分类号:** O431

**文献标识码:** A

**DOI:** 10.3788/ASQO20152101.0033

### 0 引言

在量子信息领域, 非经典压缩光场<sup>[1,2]</sup>和纠缠关联光场<sup>[3,4]</sup>是实现量子通信协议、远距离信息传输等的重要量子源, 在确保信息安全、增大信息容量等方面具有经典通讯无法比拟的优越性。在基于原子中继站的量子通讯网络中, 需要制备波长处于原子吸收线附近的纠缠态光场。因此, 基于原子相干效应和四波混频(FWM)过程产生连续变量孪生光束在量子通信网络领域中具有很重要的优势。自 1985 年实验上在碱金属钠原子中通过非简并四波混频过程得到了低于散粒噪声基准 0.3 dB 的压缩光源后<sup>[5]</sup>, 通过四波混频非线性相互作用直接制备非经典压缩光场越来越受到了广泛的关注。人们在受激非简并双  $\Lambda$  型四波混频系统中产生了高品质的强度差压缩光场<sup>[1-6]</sup>, 双色两组份量子纠缠<sup>[7]</sup>, 纠缠成像<sup>[8]</sup>, 实现了量子态的低噪声放大<sup>[9]</sup>等。由于铯原子 D1

吸收线正好对应 InAs 量子点跃迁<sup>[10]</sup>, 因此基于铯原子系统产生的孪生光束更具有实际的应用价值。我们在双  $\Lambda$  型铯原子系统中获得了低于散粒噪声基准 2.5 dB 的明亮孪生光束<sup>[11]</sup>。根据量子关联和增益之间的关系可知强的量子关联需要较大的增益<sup>[12]</sup>, 因此受激拉曼四波混频增益的实验研究对进一步优化提高孪生光束的关联特性及通过级联产生多组分量子关联光束<sup>[6]</sup>具有实际的指导意义。

该文章利用铯原子汽室作为非线性增益介质, 通过受激拉曼的四波混频非线性效应, 实验研究了受激放大的探针场与同时产生的共轭场这一对孪生光束之间的增益情况: 通过改变铯原子汽室的温度(即改变粒子数密度), 测量分析了探针光分别作为 Stokes 光和 Anti-Stokes 光时(根据作用能级分析可知, 当信号光为 Stokes 光时, 共

<sup>①</sup> 收稿日期: 2014-11-03; 修回日期: 2014-11-16

**基金项目:** 国家自然科学基金(11274210; 61108003); 高等学校博士学科点专项科研基金(20131401110013); 国家自然科学基金创新群体项目(61121064)

**作者简介:** 王红丽(1988—), 女, 山西临汾, 硕士研究生, 主要从事量子光学研究。E-mail: wanghongli4713@163.com

**† 通信作者:** 张俊香, E-mail: junxiang@sxu.edu.cn

轭光为 Anti-Stokes 光,反之亦然),信号光和共轭光的增益随泵浦光频率失谐的变化关系。

### 1 实验装置

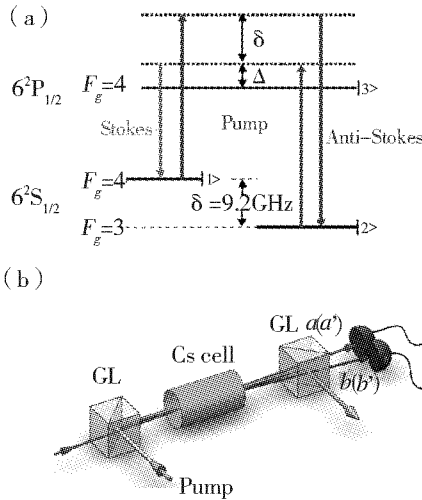


Fig. 1 (Color online) (a) Relevant energy levels of the  $^{133}\text{Cs}$  D1 line corresponding a double-lambda system. (b) Experimental setup. GL: Glan—Laser polarizer.  $a$  represents the probe light of Stokes field,  $b$  represents the conjugate light of Anti-Stokes field;  $a'$  represents the probe light of Anti-Stokes field,  $b'$  represents the conjugate light of Stokes field.

图 1 (a) 铯原子 D1 线的能级图, (b) 实验装置图。GL: 格兰棱镜。a 表示探针场为 Stokes 场, b 表示共轭场为 Anti-Stokes 场; a' 表示探针场为 Anti-Stokes 场, b' 表示共轭场为 Stokes 场。

实验中我们采用的能级系统为双  $\Lambda$  型原子系统,如图 1(a)所示。铯原子 D1 线基态的两个超精细分裂能级  $6^2S_{1/2}, F_g=3$  和  $6^2S_{1/2}, F_g=4$  和激发态能级  $6^2P_{1/2}, F_e=4$  构成一个双  $\Lambda$  型三能级原子系统。两个基态能级  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  分别对应铯原子 D1 线两个基态超精细分裂能级  $F_g=4$  和  $F_g=3$ ,二者之间的频率差为  $\delta=2\pi\times 9.2 \text{ GHz}$ ,激发态能级  $|3\rangle$  对应铯原子 D1 线激发态能级  $F_e=4$ ,其自发衰减率为  $\Gamma=2\pi\times 4.6 \text{ MHz}$ 。一束强的泵

浦场同时作用于跃迁能级  $|3\rangle\leftrightarrow|1\rangle$  和  $|3\rangle\leftrightarrow|2\rangle$ ,其单光子失谐分别为  $\Delta+\delta$  和  $\Delta$ 。一束弱的探针场作用于能级跃迁  $|3\rangle\leftrightarrow|1\rangle$  时,其探针场失谐为  $\Delta$ (Stokes 场),而对应能级跃迁  $|3\rangle\leftrightarrow|2\rangle$  时,探针场失谐为  $\Delta+\delta$ (Anti-Stokes 场)。基于两基态能级之间的强相干性<sup>[13]</sup>和相位匹配关系,系统同时吸收两个泵浦光光子,对称地产生一个探针光光子  $a(a')$  和一个共轭光光子  $b(b')$ ,如图 1(b)所示。在此过程中,探针场和泵浦场、共轭场和泵浦场满足双光子共振条件,且探针场和共轭场之间的频率差为  $18.4 \text{ GHz}$ 。

实验选用长度为  $L=15 \text{ mm}$  的铯原子汽室,并对其加热控温。实验中,泵浦光(pump)和探针光(probe),功率大小分别为  $P_p=500 \text{ mW}$  和  $P_{pr}=100 \mu\text{W}$ 。在图 1(b)中,探针光相对于泵浦光以  $\theta=0.38^\circ$  角度入射,并在铯原子汽室中心相交,重叠区域的光束束宽分别为  $w_p=0.69 \text{ mm}$  和  $w_{pr}=0.39 \text{ mm}$ 。最后通过一对交直流分离的平衡零拍探测器对探针光和共轭光行探测。

### 2 实验结果

在拉曼四波混频过程中,定义探针光的增益  $G^{[12]}$  为放大的探针光的光功率与注入的探针光的光功率之比,共轭光的增益为产生的共轭光的光功率与注入的探针光的光功率之比,理论上共轭光的增益为  $G-1$ 。实验中探针光和共轭光增益的测量采用双光子共振增益峰值处的光电流与远失谐处的光电流相比而得。从图 2 可以看出在扫描探针场频率时,探针场(红色曲线)和共轭场(蓝色曲线)均出现两个增益峰,探针场  $a(a')$  和共轭场  $b(b')$  的频率差为  $18.4 \text{ GHz}$ 。对比图(b)和图(c)可以发现,探针场为 Stokes 场时增益峰右侧有一个小的吸收,这种类色散结构的增益曲线是由拉曼四波混频增益和拉曼吸收<sup>[14]</sup>共同作用产生的。

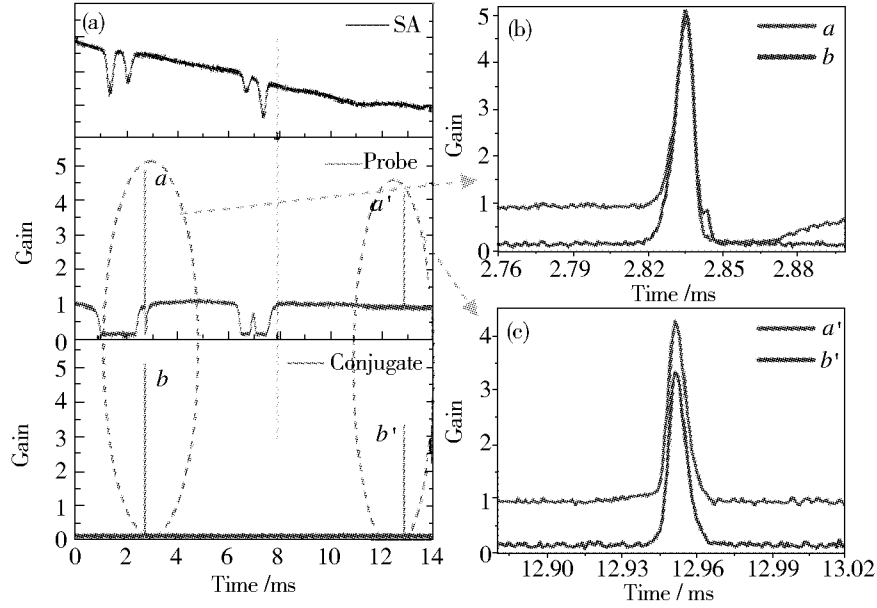


Fig. 2 (Color online) (a) The gains of the probe (red line) and the conjugate (blue line) lights. (b) The gains of the probe (red line) and the conjugate (blue line) light when the probe light is Stokes field. (c) The gains of the probe (red line) and the conjugate (blue line) light when the probe light is Anti-Stokes field. The main experimental parameters are:  $T=110^{\circ}\text{C}$ ,  $\Delta=1\,129\text{ MHz}$ ,  $P_p=500\text{ mW}$ ,  $P_{pr}=100\text{ }\mu\text{W}$ ,  $L=15\text{ mm}$ ,  $\theta=0.38^{\circ}$ .

图2 (a) 探针场(红色曲线)和共轭场(蓝色曲线)的增益曲线,其中黑色曲线为饱和和吸收谱。(b) 探针场为 Stokes 场时探针场和共轭场的增益曲线。(c) 探针场为 Anti-Stokes 场时探针场和共轭场的增益曲线。实验参数:  $T=110^{\circ}\text{C}$ ,  $\Delta=1129\text{ MHz}$ ,  $P_p=500\text{ mW}$ ,  $P_{pr}=100\text{ }\mu\text{W}$ ,  $L=15\text{ mm}$ ,  $\theta=0.38^{\circ}$ 。

图3为在不同铯原子汽室温度下,探针场分别为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场时,放大的探针场  $a(a')$  和产生的共轭场  $b(b')$  的增益随泵浦光频率失谐  $\Delta$  的变化关系。从图中可以看出,在不同温度条件下,当泵浦光频率失谐较小时,随着  $\Delta$  增大,探针场和共轭场的增益都先开始上升,当达到最大时又开始缓慢下降。当探针场为 Stokes 场时,在  $\Delta$  较小情况下,  $b$  的增益峰值(实三角形)要比  $a$  (实圆形)的大[图3(a1—e1)],这是由于  $a$  的频率处于共振跃迁能级  $F_g=4\leftrightarrow F_e=4$  附近,由于粒子数密度增加,原子对  $a$  的吸收损耗也相应增强;随着  $\Delta$  增大,原子介质对  $a$  的吸收逐渐减弱,因此  $b$  的增益峰值又比  $a$  的小。而当探针场为 Anti-Stokes 场时[图3(a2—e2)],由于  $a'$  的频率远离原子共振中心(约  $10\text{ GHz}$ ),所以  $a'$  的增益峰值一直比  $b'$  的大。当铯原子汽室温度在  $95^{\circ}\text{C}\sim 115^{\circ}\text{C}$  范围内,随着温度升高,探针场和共

轭场的最大增益明显升高,在泵浦光功率和人射探针光功率一定的条件下( $P_p=500\text{ mW}$ ,  $P_{pr}=100\text{ }\mu\text{W}$ ),当  $T=110^{\circ}\text{C}$  时,增益达到饱和,如图3(d1)(d2)各场的最大增益值约为:  $G_a=7.2$ ,  $G_b=7.2$ ,  $G_{a'}=7.2$  和  $G_{b'}=6.6$ 。

通过实验研究发现,探针场与共轭场的最大量子关联并不是在最大增益处获得,只有在合适的温度、功率及频率失谐等实验参量条件下,才能获得最佳的量子关联<sup>[6,11]</sup>。在我们的实验系统中,通过大量实验验证,发现在  $T=110^{\circ}\text{C}$ 、 $\Delta=1\,129\text{ MHz}$  附近,可获得较大的量子关联<sup>[11]</sup>。为此,我们比较了在  $\Delta=1\,129\text{ MHz}$  时,探针场与共轭场的增益峰值及增益谱宽度随温度的变化特点,如图4所示。发现随着铯原子粒子数密度的升高,探针场和共轭场的增益基本按线性增加,在  $T=110^{\circ}\text{C}$  时达到最大,然后又开始减弱,如图4(a)所示;定义增益谱的半高宽度为增益谱

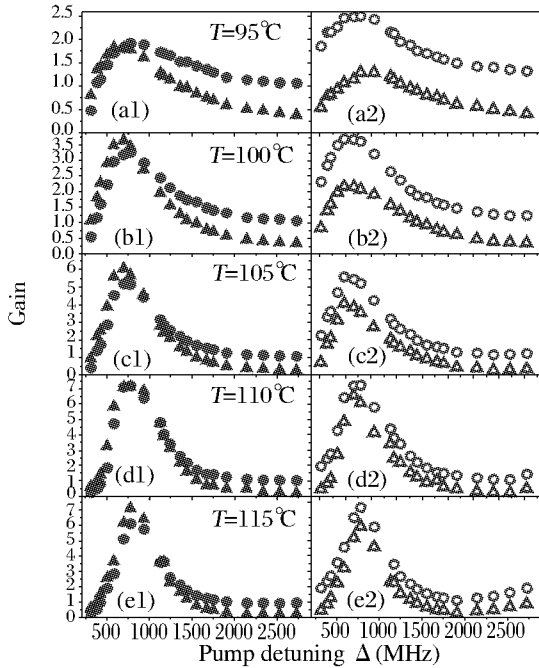


Fig. 3 (Color online) The measured gains of the probe  $a$  (red solid circles) and the conjugate  $b$  (blue solid triangles), as well as  $a'$  (red hollow circles) and  $b'$  (blue hollow triangles) versus the detuning  $\Delta$  of the pump beam. The other parameters are the same as in Fig. 2

图 3 不同温度下增益峰值随泵浦光频率失谐  $\Delta$  的变化关系。其中  $a$  (红色实圆形),  $b$  (蓝色实三角形),  $a'$  (红色空心圆形),  $b'$  (蓝色空心三角形)。其他实验参量同图 2。

宽  $d$ , 则在相同泵浦光功率和频率失谐下, 探针场和共轭场的谱宽基本相同, 且随着粒子数密度增大而变化不大, 而当增益由最大开始减弱时, 增益谱宽有微小变宽, 并且探针场谱宽大于共轭场的谱宽 [如图 4(b)]。这主要是由于在粒子数密度很高条件下, 原子介质中的其他非线性效应, 如泵浦光的自聚焦效应等明显增强, 原子介质中的郎之万噪声加剧, 从而导致受激拉曼的非线性效率减弱, 这同时也是降低甚至消除探针场和共轭场之间量子关联的主要因素。图 5 给出了三个不同温度下, 探针场  $a(a')$  和共轭场  $b(b')$  的增益谱线随双光子失谐的变化情况。

### 3 理论拟合

在旋波近似下 ( $\hbar=1$ ), 受激拉曼四波混频过

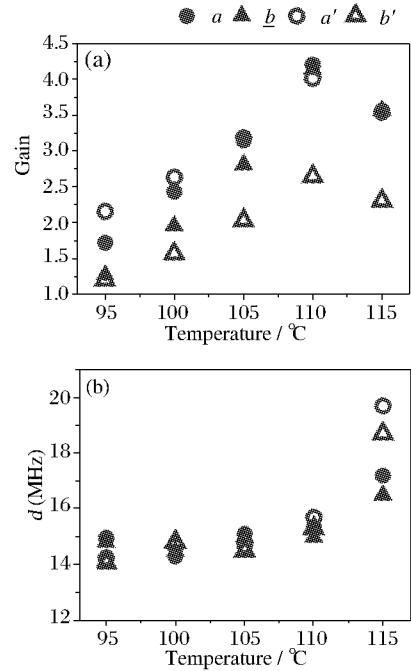


Fig. 4 (Color online) The gains (a) and the spectrum width  $d$  (b) of the probe  $a$  (red solid circles) and the conjugate  $b$  (blue solid triangles) at the same of the pump detuning, as well as  $a'$  (red hollow circles) and  $b'$  (blue hollow triangles) versus the temperature of the Cs cell.  $\Delta=1\ 129$  MHz, and the main experimental parameters are the same as in Fig. 2.

图 4 在相同泵浦光频率失谐下, 增益谱的峰值 (a) 和谱宽  $d$  (b) 随温度的变化关系。其中  $a$  (红色实圆形),  $b$  (蓝色实三角形),  $a'$  (红色空心圆形),  $b'$  (蓝色空心三角形)。  $\Delta=1\ 129$  MHz, 其他实验参数与图 2 中相同。

程的有效哈密顿量为<sup>[15]</sup>

$$\hat{H}_{\text{eff}} \approx i\chi a^+ \hat{b}^+ - i\chi \times ab, \quad (1)$$

其中,

$$\chi = N\Omega^2 g_{31}^* g_{32}^* \times \frac{4(\delta - 2\Delta)[(\delta^2 - 6\delta\Delta + 6\Delta^2) + (\delta - \Delta)^2(\Delta^2 + \gamma^2)/\Omega^2]}{(\delta^2 - 2\delta\Delta + 2\Delta^2)^3}, \quad (2)$$

$N$  表示原子数,  $\Omega$  代表泵浦光的拉比频率,  $g_{31}$  和  $g_{32}$  表示原子和光场之间的耦合常数。通过计算可以得到探针场和共轭场的增益分别为  $G_{\text{probe}} = \cosh^2(\chi t) = G$  和  $G_{\text{conjugate}} = \sinh^2(\chi t) = G - 1$ <sup>[12]</sup>。图 6 给出在不考虑原子对光场吸收的情况下, 理论拟合的探针

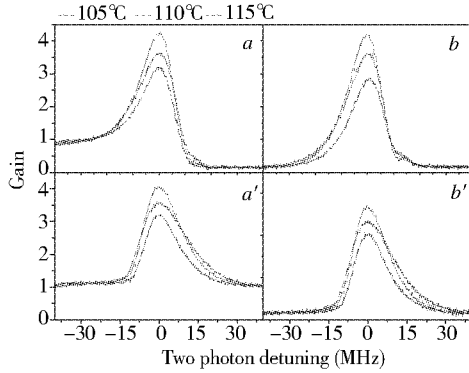


Fig. 5 (Color online) The gain spectrum of the probe  $a$  ( $a'$ ) and the conjugate  $b$  ( $b'$ ) versus the two photon detuning with the different temperature:  $T=105^\circ\text{C}$  (black line),  $110^\circ\text{C}$  (red line) and  $115^\circ\text{C}$  (blue line).  $\Delta=1\,129$  MHz. The other parameters are the same as in Fig. 2.

图 5 不同温度条件下的增益谱随双光子失谐的变化情况： $T=105^\circ\text{C}$ （黑线）， $110^\circ\text{C}$ （红线）和  $115^\circ\text{C}$ （蓝线）。实验参数： $\Delta=1\,129$  MHz。其他参量与图 2 相同。

光增益随泵浦光频率失谐  $\Delta$  的变化关系图。随着泵浦光频率失谐的增大，探针光增益呈先增大后减小的趋势，与实验结果基本吻合。图中绿色曲线比红色曲线模拟采用的原子数多即温度高，可以看出温度高时增益较大，结果与实验数据一致。

#### 4 总结

本文基于双  $\Lambda$  型三能级原子系统，通过受激拉曼四波混频过程，实验研究了放大的探针场和产生

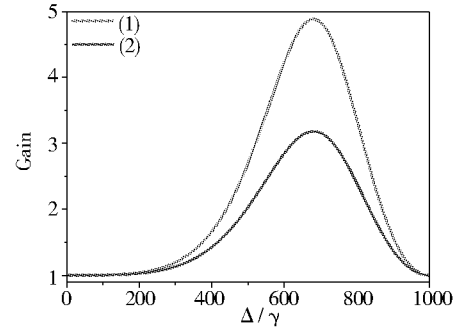


Fig. 6 (Color online) The gains of output probe versus pump detuning  $\Delta$ . The main parameters are:  $\Omega=100\gamma$ ,  $\gamma t=2.5$ ,  $\delta=2\,000\gamma$ , (1)  $\sqrt{N}g_{31}=\sqrt{N}g_{32}=55\gamma$  (green line) and (2)  $\sqrt{N}g_{31}=\sqrt{N}g_{32}=50\gamma$  (red line).

图 6 探针光增益随单光子失谐  $\Delta$  的变化关系。拟合参数： $\Omega=100\gamma$ ， $\gamma t=2.5$ ， $\delta=2\,000\gamma$ ，(1)  $\sqrt{N}g_{31}=\sqrt{N}g_{32}=55\gamma$ （绿色曲线）；(2)  $\sqrt{N}g_{31}=\sqrt{N}g_{32}=50\gamma$ （红色曲线）。

的共轭场这一对孪生光场的增益特性：分析比较了探针场分别作为 Stokes 场和 Anti-Stokes 场情况下，关联光场增益在不同温度下随泵浦光频率失谐的变化关系，以及在相同失谐条件下，增益峰大小和增益谱宽度随粒子数密度的变化特点。理论拟合了不同温度下探针光增益随泵浦光失谐的变化规律，且与实验结果趋势一致。以上工作对进一步研究基于受激拉曼四波混频产生孪生光束的量子关联测量及多光子关联等的研究具有一定的参考价值。

#### 参考文献：

- [1] McCormick C F, Boyer V, Arimondo E, *et al.* Strong Relative Intensity Squeezing by Four-wave Mixing in Rubidium Vapor [J]. *Opt Lett*, 2007, **32**(2): 178-180.
- [2] Corzo Neil, Alberto M, Marino, M Kevin, Jones, *et al.* Multi-spatial-mode Single-beam Quadrature Squeezed States of Light from Four-wave Mixing in Hot Rubidium Vapor[J]. *Opt Express*, 2011, **19**(22): 21358-21369.
- [3] Pooser R C, Marino A M, Boyer V, *et al.* Quantum Correlated Light Beams from Nondegenerate Four-wave Mixing in an Atomic Vapor, the D1 and D2 Lines of  $85\text{Rb}$  and  $87\text{Rb}$ [J]. *Opt Express*, 2009, **17**(19): 16722-16730.
- [4] McCormick C F, Marino A M, Boyer V, *et al.* Strong Low-frequency Quantum Correlations from a Four-wave-mixing Amplifier [J]. *Phys Rev A*, 2008, **78**(4): 043816(5).
- [5] Slusher R E, Hollberg L W, Yurke B, *et al.* Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity[J]. *Phys Rev Lett*, 1985, **55**(22): 2409-2412.
- [6] Qin Zhongzhong, Cao Leiming, Wang Hailong, *et al.* Experimental Generation of Multiple Quantum Correlated Beams

- from Hot Rubidium Vapor[J]. *Phys Rev Lett*, 2014, **113**(2):023602(5).
- [7] Quentin Glorieux, Jeremy B Clark, Neil V Corzo, *et al.* Generation of Pulsed Bipartite Entanglement Using Four-wave Mixing[J]. *New Journal of Physics*, 2012, **14**(12):123024.
- [8] Boyer V, Marino A M, Lett P D. Generation of Spatially Broadband Twin Beams for Quantum Imaging[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**(14):143601(4).
- [9] Pooser R C, Marino A M, Boyer V, *et al.* Low-Noise Amplification of a Continuous-Variable Quantum State[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **103**(1):010501(4).
- [10] Pinotsi D, Imamoglu A. Single Photon Absorption by a Single Quantum Emitter[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**(9):093603(4).
- [11] Guo Miaojun, Zhou Haitao, Wang Dan, *et al.* Experimental Investigation of high—frequency-difference Twin Beams in Hot Cesium Atoms[J]. *Phys Rev A*, 2014, **89**(3):033813(6).
- [12] Jasperse Martijn. Relative Intensity Squeezing by Four-Wave Mixing in Rubidium, the Degree Theses of Master of Philosophy, April 2010.
- [13] Zhang Jun-Xiang, Zhou Hai-Tao, Wang Da-Wei, *et al.* Enhanced Reflection via Phase Compensation from Anomalous Dispersion in Atomic Vapor[J]. *Phys Rev A*, 2011, **83**(5):053841(7).
- [14] Grove T T, Shahriar M S, Hemmer P R, *et al.* Distortion-free Gain and Noise Correlation in Sodium Vapor with Four-wave Mixing and Coherent Population Trapping[J]. *Opt Lett*, 1997, **22**(11):769-771.
- [15] Wang Dan, Hu Li-Yun, Pang Xiu-Mei, *et al.* Quadripartite Entanglement from a Double Three-level  $\Lambda$ -type-atom Model [J]. *Phys Rev A*, 2013, **88**(4):042314(17).

## The Amplifier of Stimulated Raman Four-wave Mixing in Cesium Atoms

WANG Hong-li, WANG Dan, GUO Miao-jun, ZHOU Hai-tao, ZHANG Jun-xiang

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

**Abstract:** In this paper, we experimentally investigated the classic gains of injected probe and generated conjugate lights via using stimulated Raman four-wave mixing process in cesium atoms. The dependences of gain on the atomic density and pump detuning were compared when the probe was injected into the atoms as a Stokes or Anti-Stokes field, and the line shape and width of the spectrum were also discussed. This result will provide necessary information for the preparation of quantum correlation via using stimulated Raman four-wave mixing process.

**Key words:** stimulated Raman process; four-wave mixing; Stokes fields; Anti-Stokes fields