

文章编号: 1007-6654(2011)01-0010-05 20

电磁诱导吸收介质中探针场的量子噪声特性

褚鑫, 李中华, 李媛, 张俊香[†]

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

摘要: 在 N 型原子系统中, 在二束强的耦合场作用于介质对探针场体现出很强的诱导吸收作用, 与此同时, 强吸收引起的自发辐射噪声会影响探针场的量子噪声特性。该文章研究了输入的量子化探测场在经过电磁诱导吸收介质后的噪声特性变化, 数值模拟得出, 通过调节控制场的强度可以使得探测场的噪声谱图形在吸收窗口范围内产生震荡分裂, 噪声最小值处于一定的探针场失谐处。

关键词: 电磁诱导透明; 电磁诱导吸收; 量子噪声

中图分类号: O431 **文献标识码:** A

0 引言

量子干涉与相干效应如电磁诱导透明(EIT)^[1,2]、电磁诱导吸收(EIA)^[3,4]、相干布居数俘获(CPT)^[5]、激光无反转放大(LWI)^[6,7]等在量子计算与量子信息领域具有一定应用前景。大部分 EIT 过程主要是基于三能级原子系统(分别称为是梯型三能级、V 型三能级以及 Λ 型三能级)与光场的相互作用, 但是许多研究电磁诱导透明时的实验系统可以扩展到多于三个能级的原子系统^[8], 与此同时越来越多的效应受到多能级模型的影响, 如 EIA 就是四能级原子系统与光场作用所产生的量子相干效应^[3]。Schmidt 和 Imamoglu 提出了四能级图像从而获得增强的克尔非线性^[9]。Burkett 等在四能级介质中验证了无反转增益特性^[10]。Manson 和 Wei 在电子自旋共振(ESR)中, 研究了第三束光对电磁诱导透明特性的影响^[11]。

近年来, 由于光和原子被认为是信息传输的良好介质和存储单元, 因此光与原子的相干特性

在量子信息中的应用越来越受到人们的关注。在量子信息过程中需要对量子态进行制备, 传输和存储, 而对这些量子信息过程的可靠度的一个重要依据就是对噪声的测量^[12]。在 Λ 型三能级系统中, Peng 和 Johnsson 等研究了在共振情况下非经典光通过原子介质后的噪声特性^[13]。Dantan 等考虑了压缩光通过原子介质后原子自旋噪声的变化^[14]。我们研究了压缩光经过原子介质后噪声随失谐的变化特性^[15]。

我们在之前的基础上计算了在 N 型四能级系统中, 量子化的探针场在通过原子介质后的噪声谱, 当第三束控制光等于零时, 与三能级系统噪声谱相同, 而随着控制光的增强, 可以使得探测场的输出噪声谱同吸收峰一样产生分裂, 从而得到两个噪声最小值窗口, 分别对应于两个不同失谐处的吸收最小窗口。

20) 收稿日期: 2010-11-12

基金项目: 国家自然科学基金(10974126); 国家重点基础研究发展计划(2010CB923102)

作者简介: 褚鑫(1983—), 男, 在读硕士, 主要从事量子光学与量子信息的研究。E-mail: 200822609001@mail.sxu.cn

[†] 通讯作者: E-mail: junxiang@sxu.edu.cn

1 理论模型

假定电磁场通过一个稠密的原子气室,其中原子气室的长度为 L , 交叉界面为 S , 且原子数密度为 N 。能级图如图 1 所示,在此我们假设原子是封闭的四能级系统。一束弱的量子化的探针场 (g) 与态 $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ 耦合,另外两束强经典光,即耦合光 (Ω_C) 和控制光 (Ω_S),分别与 $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$ 及 $|c\rangle \rightarrow |d\rangle$ 耦合。其中原子对应的跃迁频率分别为 ω_{ba} 、 ω_{bc} 、 ω_{dc} 。

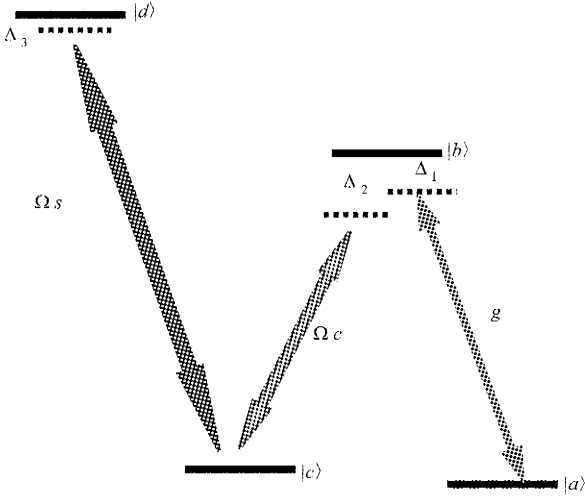


图 1 N型能级原子结构图

Fig. 1 N-type level structure of the atoms

在此考虑准一维模型中^[16],考虑了同向传播的三束光。可得到相互作用哈密顿量为

$$V = - \int \frac{N\hbar}{L} (gae^{-i\omega_p t} |b\rangle\langle a| + \Omega_c e^{-i\omega_c t} |b\rangle\langle c| + \Omega_s e^{-i\omega_s t} |d\rangle\langle c| + H.c.) \quad (1)$$

其中 N 为原子数密度, \hbar 为普朗克常数, ω_p 、 ω_c 和 ω_s 分别为探测光、耦合光和控制光的频率, g 为原子和探针场的耦合常数, Ω_c 和 Ω_s 分别是耦合场和控制场的拉比频率。在此假定当 Δz 的间隔内包含的原子个数 $N_Z \gg 1$ 并且与此同时场是慢变的,我们可以引入慢变的原子算符

$$\sigma_{\mu\nu}(z, t) = \lim_{\Delta Z \rightarrow 0} \frac{L}{N\Delta Z} \sum_{z \leq z' \leq z+\Delta Z} \sigma_{\mu\nu}^j(t) \quad (2)$$

在考虑三束光失谐的情况下,由海森堡—郎之万方程得到的演化方程为,

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{ab} = & -(\gamma_{ab} + i\Delta_1)\tilde{\sigma}_{ab} + iga(\tilde{\sigma}_{aa} - \tilde{\sigma}_{bb}) + \\ & i\Omega_C \tilde{\sigma}_{ac} + \tilde{F}_{ab} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{ac} = & -(\gamma_{ad} + i(\Delta_1 - \Delta_2))\tilde{\sigma}_{ac} - iga\tilde{\sigma}_{bc} + \\ & i\Omega_C^* \tilde{\sigma}_{ab} + i\Omega_S^* \tilde{\sigma}_{ad} + \tilde{F}_{ac} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{ad} = & -(\gamma_{ad} + i(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3))\tilde{\sigma}_{ad} - \\ & iga\tilde{\sigma}_{bd} + i\Omega_S \tilde{\sigma}_{ac} + \tilde{F}_{ad} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{bc} = & -(\gamma_{bc} - i\Delta_2)\tilde{\sigma}_{bc} - ig^* a^+ \tilde{\sigma}_{ac} - \\ & i\Omega_C^* (\tilde{\sigma}_{ac} - \tilde{\sigma}_{bb}) + i\Omega_S^* \tilde{\sigma}_{bd} + \tilde{F}_{bc} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{bd} = & -(\gamma_{bd} - i(\Delta_2 - \Delta_3))\tilde{\sigma}_{bd} - \\ & ig^* a^+ \tilde{\sigma}_{ad} - i\Omega_C^* \tilde{\sigma}_{cd} + i\Omega_S \tilde{\sigma}_{bc} + \tilde{F}_{bd} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{cd} = & -(\gamma_{cd} + i\Delta_3)\tilde{\sigma}_{cd} - i\Omega_C \tilde{\sigma}_{bd} - \\ & i\Omega_S (\tilde{\sigma}_{dd} - \sigma_{cc}) + \tilde{F}_{cd} \end{aligned}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z}\right)a = ig^* N\tilde{\sigma}_{ab} \quad (3)$$

其中 $\gamma_{\mu\nu}$ 是原子相应能级间的衰减率, Δ_1 、 Δ_2 和 Δ_3 分别是三束光与对应能级间的失谐。 $F_{\mu\nu}(z, t)$ 是连续变量的郎之万噪声算符,它们之间的关联可以由量子退化定理 (quantum regression theorem)^[17,18] 得出,如下所示,

$$\begin{aligned} & \langle \hat{F}_{\mu\nu}(z_1, \omega_1) \hat{F}_{\alpha\beta}(z_2, \omega_2) \rangle \\ & = \frac{L}{N} \langle D(\sigma_{\mu\nu} \sigma_{\alpha\beta}) - D(\sigma_{\mu\nu}) \sigma_{\alpha\beta} - \sigma_{\mu\nu} D(\sigma_{\alpha\beta}) \rangle \times \\ & \quad \delta(z_2 - z_1) \delta(\omega_1 - \omega_2) \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $\sigma_{\mu\nu}$ 为不包含郎之万噪声的运动方程对应项。

为了求解量子化探针场的噪声,我们假定系统满足电磁诱导透明的条件,即探针场拉比频率远小于耦合光拉比频率和在初始情况下原子都布居在 $|a\rangle$ 态上。在此基础上我们可以得到如下近似,

$$\sigma_{aa} = 1, \quad \sigma_{bb} = \sigma_{cc} = \sigma_{dd} = \sigma_{bc} = 0 \quad (5)$$

对(3)式进行傅立叶变换并代入近似条件可得

$$\left(-i\omega + c \frac{\partial}{\partial z}\right)a = ig^* N\tilde{\sigma}_{ab} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} -i\omega \tilde{\sigma}_{ab} = & -(\gamma_{ab} + i\Delta_1)\tilde{\sigma}_{ab} + iga + \\ & i\Omega_C \tilde{\sigma}_{ac} + \tilde{F}_{ab} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} -i\omega \tilde{\sigma}_{ac} = & -(\gamma_{ac} + i(\Delta_1 - \Delta_2))\tilde{\sigma}_{ac} + \\ & i\Omega_C^* \tilde{\sigma}_{ab} + i\Omega_S^* \tilde{\sigma}_{ad} + \tilde{F}_{ac} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} -i\omega \tilde{\sigma}_{ad} = & -(\gamma_{ad} + i(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3))\tilde{\sigma}_{ad} + \\ & i\Omega_S \tilde{\sigma}_{ac} + \tilde{F}_{ad} \end{aligned} \quad (9)$$

解上面的方程得到湮灭算符的表达式为

$$a(z, \omega) = a(0, \omega) e^{-\Lambda(\omega)L} - \frac{g^* N}{c} \int_0^L F(s, \omega) e^{-\Lambda(\omega)(L-s)} ds \quad (10)$$

其中,

$$\begin{aligned} \Lambda(\omega) &= \frac{|g|^2 N}{c} \frac{r_2 r_3 + |\Omega_S|^2}{z} - i \frac{\omega}{c}, \\ F(z, \omega) &= \frac{i\Omega_C \Omega_S^* F_{ad} + \Omega_C r_3 F_{ac} - i(r_2 r_3 + |\Omega_S|^2) F_{ab}}{z}, \\ r_1 &= \gamma_{ab} + i(\delta_p + \delta_0 - \omega), \\ r_2 &= \gamma_{ac} + i(\delta_p - \omega), \\ r_3 &= \gamma_{ad} + i(\delta_p + \Delta_3 - \omega). \end{aligned}$$

为了获得探针场的正交振幅噪声谱我们引入

$$\begin{aligned} S_1(\omega) &= \frac{S_X^2}{4} (e^{-[\Lambda(\omega) + \Lambda(-\omega)]L} + e^{-[\Lambda(\omega) + \Lambda^*(\omega)]L} + e^{-[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda(-\omega)]L} + e^{-[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda^*(\omega)]L}) \\ S_2(\omega) &= -\frac{S_Y^2}{4} (e^{-[\Lambda(\omega) + \Lambda(-\omega)]L} - e^{-[\Lambda(\omega) + \Lambda^*(\omega)]L} - e^{-[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda(-\omega)]L} + e^{-[\Lambda^*(-\omega) + \Lambda^*(\omega)]L}) \\ S_3(\omega) &= \frac{|g|^2 NL}{c} \frac{1 - e^{-[\Lambda(\omega) + \Lambda^*(\omega)]L}}{[\Lambda(\omega) + \Lambda^*(\omega)]L} \times \\ &\quad \frac{|\Omega_C|^2 |r_3|^2 \gamma_{ac} + |\Omega_C|^2 |\Omega_S|^2 (2\gamma_{ad} - \gamma_{ac}) + |r_2 r_3 + |\Omega_S|^2 | (2\gamma_{ab} - \gamma_{ac})}{|z(\omega)|^2} + \\ &\quad \frac{|g|^2 NL}{c} \frac{1 - e^{-[\Lambda(-\omega) + \Lambda^*(-\omega)]L}}{[\Lambda(-\omega) + \Lambda^*(-\omega)]L} \frac{|\Omega_C|^2 |r_3(-\omega)|^2 \gamma_{ac}}{|z(-\omega)|^2} \end{aligned}$$

在(12)式中的输出的振幅噪声谱中包括三部分。第一部分, $S_1(\omega)$, 代表了与输入场的振幅噪声相关的部分; 第二部分, $S_2(\omega)$, 指的是与输入场的相位噪声相关的部分(此处是由于光通过原子介质后相位噪声到振幅噪声的转化产生的影响); 第三部分 $S_3(\omega)$ 与原子噪声有关, 是由郎之万噪声引起的输出光噪声。

2 量子化探针场在分析频率为零时的噪声输出

在这一部分中我们分析了在分析频率 ω 为零时, 探针场噪声随着失谐变化时的图形, 如图 2 所示。我们设定 $|g|^2 NL / c\gamma_{ba} = 25$, $\gamma_{bc} / \gamma_{ba} = 1$, $\gamma_{da} / \gamma_{ba} = 0$, $\gamma_{ac} / \gamma_{ba} = 0$, $\Omega_C / \gamma_{ba} = 3.6$, $\delta_0 = \Delta = 0$, $\omega = 0$, 并且取不同的 Ω_S / γ_{ba} 得到不同的图形。另外, 对于一束 3 db 的振幅压缩光, 我们可

了正交振幅关联和正交相位关联函数

$$\begin{aligned} \langle \hat{X}(L, \omega) \hat{X}(L, \omega') \rangle &= \frac{L}{c} \delta(\omega + \omega') S_X(L, \omega), \\ \langle \hat{Y}(L, \omega) \hat{Y}(L, \omega') \rangle &= \frac{L}{c} \delta(\omega + \omega') S_Y(L, \omega) \end{aligned} \quad (11)$$

其中正交振幅算符和正交相位算符的定义分别为 $\hat{X}(L, \omega) = \hat{a}(L, \omega) + \hat{a}^+(L, -\omega)$ 和 $\hat{Y}(L, \omega) = i[\hat{a}(L, \omega) - \hat{a}^+(L, -\omega)]$ 。

利用式(11)及郎之万噪声算符的关联(4)我们可以得出输出量子化探针场的正交振幅噪声谱为 $S_X(L, \omega) = S_1(\omega) + S_2(\omega) + S_3(\omega)$ (12) 其中

以得到归一化的两个正交分量分别为 $S_X(0, 0) = 0.5$, $S_Y(0, 0) = 2$ 。

在上面的理论模拟中可以看出, 输出场的噪声最小始终处于 EIT(电磁诱导透明)介质的透明窗口内, 从而可以通过调节控制光拉比频率使得在不同的失谐处得到最小的噪声, 与此同时也保证了介质的折射率为最大值。

下面为了更清晰地看到输出总的噪声谱图形随着控制光拉比频率 Ω_S 的变化, 在下面的图形中将控制光不同的拉比频率对应的噪声谱放在一个图形中, 如图 3 所示。通过图形我们可以看出, 在没有控制光(即控制光拉比频率为零时), 噪声的最小值处在共振的情况下; 随着控制光的出现, 可以看到噪声谱的最小值发生分裂, 并且随着 Ω_S 的增加分裂也随之增加, 从而可以在不同的失谐处产生输出噪声的最小值。

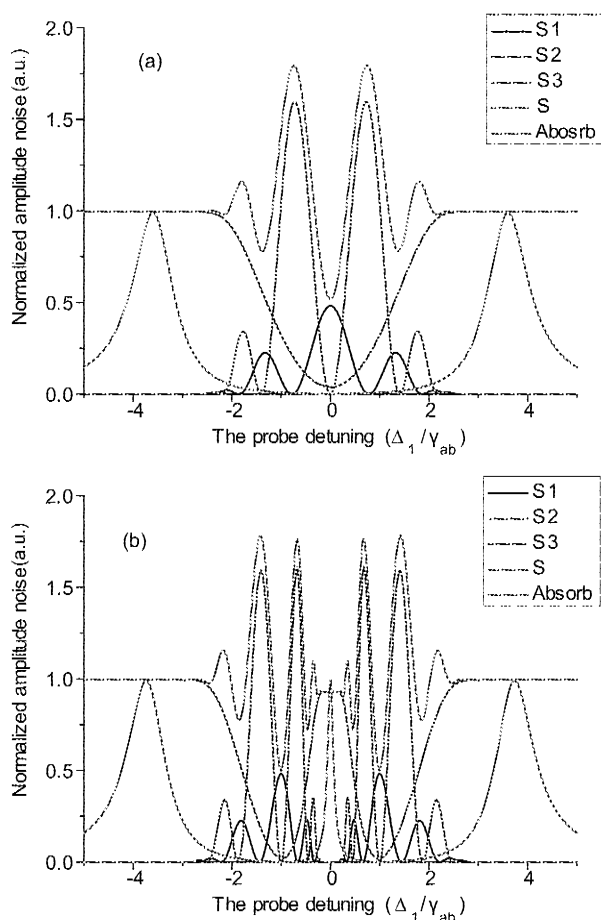


图 2 (a)、(b) 分别为 Ω_s 等于 0 和 1 时的图形, 图中的 Absorb 为噪声谱对应的 EIT 和 EIA 谱线。

Fig. 2 (a), (b) are the results for the Rabi frequency of the control field of $\Omega_s/\gamma_{ab} = 0$ and $\Omega_s/\gamma_{ab} = 1$.

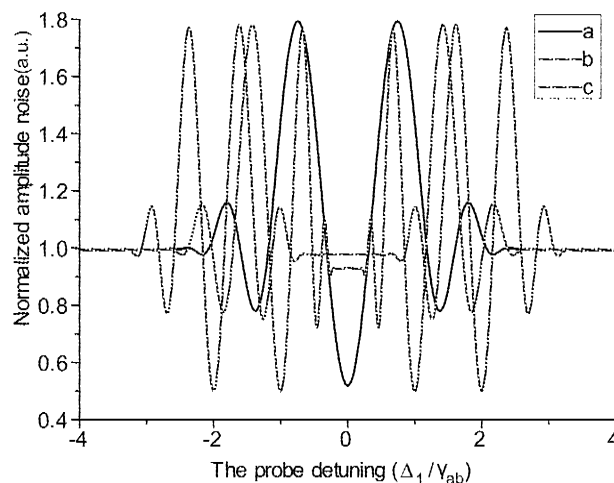


图 3 上面图中三条分别为 Ω_s 等于 0、1 和 2 时的正交振幅噪声谱, a, b, c 分别对应于 0, 1, 2.

Fig. 3 The figure is the output amplitude noise of probe beam in different Ω_s .

3 结论

本文通过理论推导得出了在原子相干效应的影响下, 量子化探针场的输出噪声谱, 并且对照之前的理论进行了验证。发现在 N 型四能级的 EIT 介质中, 随着控制光的引入, 输出噪声谱的最小值也随之发生分裂, 与此同时 EIT 的透射峰也发生分裂, 并且透射峰始终对应于噪声最小处。在此基础上, 通过分别带入不同的控制光的拉比频率 Ω_s (即控制光光强), 可以得出随着拉比频率的增加, 噪声谱最小值的分裂也随之增加。从而可以通过调节控制光的拉比频率来实现在不同的失谐处达到噪声最小。

参考文献:

- [1] HARRIS S E. Lasers Without Inversion; Interference of Lifetime-broadened Resonances [J]. *Phys Rev Lett*, 1989, **62**: 1033-1036.
- [2] HARRIS S E. Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Today*, 1997, **50**: 36-42.
- [3] TAICHENACHEV A V A, TUMAIIKIN A M, YUDIN V I. Electromagnetically Induced Absorption in a Four-state System [J]. *Phys Rev A*, 1999, **61**: 011802.
- [4] LEZAMA A, BARREIRO S, AKULSHIN A M. Electromagnetically Induced Absorption [J]. *Phys Rev A*, 1999, **59**: 4732-4735.
- [5] GRAY H R, WHITLEY R M, STROUD C R, JR. Coherent trapping of Atomic Populations [J]. *Opt Lett*, 1978, **3**: 218-220.
- [6] KOCHAROVSKAYA O. Amplification and Lasing Without Inversion [J]. *Phys Rep*, 1992, **219**: 175-190.
- [7] GAO J, et al. Observation of Light Amplification Without Population Inversion in Sodium [J]. *Opt Commun*, 1993,

- 93: 323-327.
- [8] MCGLOIN D, FULTON D J, DUNN M H. Electromagnetically Induced Transparency in N-level Cascade Schemes [J]. *Opt Commun*, 2001, **190**: 221-229.
- [9] SCHMIDT H, IMAMOGLU A. Giant Kerr Nonlinearities Obtained by Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Opt Lett*, 1996, **21**: 1936-1938.
- [10] BURKETT W H, LI Y Q, XIAO M. Inhomogeneous Broadening-dependent Spectral Features in a Four-level Atomic System [J]. *J Opt Soc Am B*, 2000, **17**: 293-299.
- [11] WEI C, MANSON N B. Observation of the Dynamic Stark Effect on Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev A*, 1999, **60**: 2540-2546.
- [12] MATSUKEVICH D N, KUZMICH A. Quantum State Transfer Between Matter and Light [J]. *Science*, 2003, **306**: 663-666.
- [13] PENG A, JOHNSON M, BOWEN W P, *et al.* Squeezing and Entanglement Delay Using Slow Light [J]. *Phys Rev A*, 2005, **71**: 033809.
- [14] DANTAN A, BRAMATI A, PINARD M. Atomic Quantum Memory: Cavity Versus Single-pass Schemes [J]. *Phys Rev A*, 2005, **71**: 043801.
- [15] ZHANG J, CAI J, BAI Y, *et al.* Optimization of the Noise Property of Delayed Light in Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev A*, 2007, **76**: 033814.
- [16] FLEISHHAUER M, LUKIN M D. Quantum Memory for Photons: Dark-state Polaritons [J]. *Phys Rev A*, 2002, **65**: 022314.
- [17] HALD J, POLZIK E. Mapping a Quantum State of Light Onto Atoms [J]. *J Opt B*, 2001, **3**: S83-S92.
- [18] COHEN-TANNOUDJI C, DUPON-ROC J, GRYNBERG G. Atom-Photon Interactions [M]. New York: Wiley J. 1992, 334-351.

Quantum Noise Property of Probe Light in EIA Medium

CHU Xin, LI Zhong-hua, LI Yuan, ZHANG Jun-xiang

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

Abstract: In the case of N-type atomic ensemble, which is affected by two strong beams, the electromagnetically induced absorption is observed. Simultaneously with the influence of spontaneous emission which is a result of strong absorption, the quantum noise spectrum will be changed. In this paper, the output noise spectrum of the amplitude quadrature in the special quantum probe field, which has passed through the N-type electromagnetically induced transparent medium, is analyzed theoretically. After numerical simulation we find that by means of modulating the light intensity, a small splitting could appear in the noise spectrum of the corresponding probe light, similar to that in the absorption peak, but yet the minimum of the noise can only appear at that very detuned frequency where exists the minimum of absorption intensity.

Key words: electromagnetically induced transparency; electromagnetically induced absorption; quantum noise