

受激拉曼增益介质中的量子噪声特性研究*

鲁翠萍 袁春华 张卫平†

(华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室和物理系, 上海 200062)

(2008 年 4 月 21 日收到, 2008 年 5 月 10 日收到修改稿)

研究了三能级原子系综与相干控制场以及量子探测场的相互作用下的受激拉曼系统. 运用量子理论推导出了该受激拉曼系统中由于量子场真空涨落引起的量子噪声以及受激散射的量子化光场噪声谱, 并且数值计算了注入拥有非经典涨落的量子探测场, 真空涨落所引起的量子噪声谱.

关键词: 受激拉曼增益, 量子噪声, 噪声谱

PACC: 4250, 4350

1. 引言

量子信息科学和技术由于极其诱人的应用前景成为国际上最活跃的理论和研究的热点课题之一^[1]. 其中纠缠态在量子信息学的各个领域都有着广泛而重要的应用. 对于长距离的量子通信, Duan 等^[2]提出了一个非常有价值的方案来制备两个原子系综的纠缠. 在此方案中核心系统是利用 Λ 形的三能级原子的系综, 原子的初始布居都制备在基态, 通过一个大失谐、短的抽运光脉冲产生拉曼跃迁到下面另一个原子态. 注意此处光与原子系综之间是集体激发(可用满足标准玻色对易的激子算符描述), 经过作用后原子系综以很低的概率自发辐射出一个斯托克斯(Stokes)光子, 大多数原子的布居数还是在基态. 这里是热原子系综, 不考虑原子的超辐射效应, 因此自发辐射对每一个原子是独立行为. 现在国际上有些小组利用 Duan 的此方法来做量子存储^[3-4], 还有些组利用此方法来产生单光子源^[5]、非经典的光子对^[6-8]. 相对于 Duan 的方案, Deng 等^[9]在 Λ 形三能级原子系综中引入另一束量子化探测场, 研究该系统在受激拉曼情形受激产生的量子光场的特性. 他们在不同情形下分别得到超光速脉冲和慢光脉冲的传播. 该理论模型的研究忽略了由于

量子光场的真空涨落所产生的噪声. 利用 Deng 的方案, 如果引入的量子化探测场是单光子, 那么在低增益情形可以产生光子对^[8]. 对于大失谐的受激拉曼方案应用于产生光子对以及量子信息存储等^[3-8], 完整的理论研究应该包括量子噪声.

本文研究了 Λ 形三能级原子系综受激拉曼散射过程中, 由于量子场真空涨落所引起的量子噪声. 给出了三能级原子系综与相干控制场以及量子探测场的相互作用下的受激拉曼系统 Langevin-Heisenberg 运动方程, 其中从量子理论出发推导出了系统的 Langevin 噪声. 数值计算了引入具有压缩特性的量子光场, 散射后量子光场的噪声特性.

2. 理论模型

本文研究的是由 N 个全同 Λ 形三能级原子(图 1)组成的系综, 利用光学抽运的方法原子初始制备在基态 $|1\rangle$. 一束 Rabi 频率为 $2\Omega_c$ (ω_c) 的相干经典光场与激发态 $|3\rangle$ 到原子基态 $|1\rangle$ 的跃迁相耦合, 其单光子失谐为 $\delta_1 = \omega_{31} - \omega_c$ ($\delta_1 \gg \Omega_c$). 由于大失谐, 原子基本上都在基态 $|1\rangle$, 而一旦引入另一束的量子化探测场后(与激发态 $|3\rangle$ 到原子亚稳态 $|2\rangle$ 相耦合弱, 单光子失谐为 $\delta_2 = \omega_{32} - \omega_p$ 以及双光子失谐为 $\Delta = \delta_1 - \delta_2$), 使基态原子吸收经典相干场的光

* 国家自然科学基金(批准号: 10474055 和 10447004), 国家杰出青年科学基金(批准号: 10588402), 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2006CB921104), 上海市科学技术委员会科研计划(批准号: 06JC14026 和 05PJ14038), 高校博士点专项科研基金(批准号: 20040003101), 国家博士后科研基金(批准号: 44021200) 和上海博士后科研基金(批准号: 44034560) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: wpzhang@phy.ecnu.edu.cn

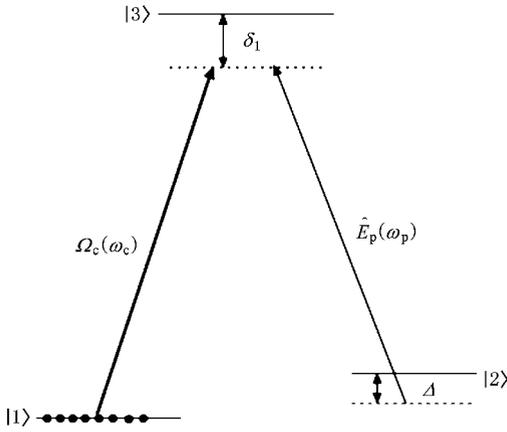


图 1 三能级原子与两个场作用的示意图(其中一为经典相干光场 Ω_c , 另一为量子化光场 \hat{E}_p)

子并且辐射出光子到量子探测场中,也就是通过非共振的双光子跃迁能级 $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 之间发生拉曼跃迁. 注意这里散射场的光束与入射量子探测场的方向相同,并且合为一束量子光场. 所以下文所提的量子探测场与电磁诱导透明(EIT)^[10]系综中的量子探测场是有区别的. 在 EIT 中,量子探测场在介质中传播不会获得增益,只会有衰减或者说在透明窗口内几乎无衰减,但是在本文研究的拉曼系统中它将会获得增益并且被放大.

考虑一个铅笔状的原子系综,可以作准一维处理,光场沿着径向输入. 在旋转波近似和偶极近似下,系统的哈密顿量由下式给出:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_B + \sum_{j=1}^N (\hat{H}_A^j + \hat{H}_{int}^j + \hat{H}_V^j), \\ \hat{H}_B &= \sum_k \hbar \omega_k \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_k, \\ \hat{H}_A^j &= \hbar \omega_{21} \hat{\sigma}_{22}^j + \hbar \omega_{31} \hat{\sigma}_{33}^j, \\ \hat{H}_{int}^j &= -\hbar [g_p \hat{\sigma}_{32}^j \hat{E}_p e^{-i\omega_p t} + \Omega_c e^{-i\omega_c t} \hat{\sigma}_{31}^j] + \text{H.c.}, \\ \hat{H}_V^j &= -\sum_k (g_{1k} \hat{\sigma}_{31}^j + g_{2k} \hat{\sigma}_{32}^j + g_{3k} \hat{\sigma}_{21}^j) \hat{b}_k + \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 \hat{H}_A , \hat{H}_B , \hat{H}_{int} , \hat{H}_V 分别表示描述原子的能量,电磁场的真空库,原子与光场以及原子与真空电磁场相互作用的哈密顿量,我们这里忽略了自由电磁场的能量. g_i ($i = p, 1k, 2k, 3k$) 分别是原子与量子探测光场以及电磁真空模的耦合系数, \hat{E}_p 是慢变的量子探测光场算符, $2\Omega_c = \mu_{31}$, E_c/\hbar 是相干经典耦合场的 Rabi 频率, $\hat{\sigma}_{\mu\nu}^{(j)} = |\mu^{(j)}\rangle\langle\nu|$, \hat{b}_k 是真空场 k 阶模的湮没算符.

由于原子系综是铅笔状的,设在一小段间隔 Δz 内包含的原子数目为 $N\Delta z/L$,引入连续的原子跃迁算符

$$\hat{\sigma}_{ij}^{(j)}(z, t) = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{L}{N\Delta z} \sum_{z^{(j)} \in \Delta z} \hat{\sigma}_{\mu\nu}^{(j)},$$

其中 $\hat{\sigma}_{\mu\nu}^{(j)}$ 是原子 j 在位置 z_j 的单原子跃迁算符,以及连续的噪声算符

$$\hat{F}_{mn}^{(j)}(z, t) = \frac{L}{N\Delta z} \sum_{z^{(j)} \in \Delta z} \hat{F}_{mn}^{(j)}(z, t).$$

引入以下缓变的连续原子跃迁算符:

$$\hat{\sigma}_{13}(z, t) = \tilde{\sigma}_{13}(z, t) e^{-i\omega_c t},$$

$$\hat{\sigma}_{23}(z, t) = \tilde{\sigma}_{23}(z, t) e^{-i\omega_p t},$$

$$\hat{\sigma}_{12}(z, t) = \tilde{\sigma}_{12}(z, t) e^{(i\omega_p - \omega_c)t}.$$

根据系统的哈密顿量(1),得到原子算符演化的 Heisenberg-Langevin 运动方程如下:

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{11} &= -i\Omega_c \tilde{\sigma}_{31} + i\Omega_c^* \tilde{\sigma}_{13} + \Gamma_{31} \tilde{\sigma}_{33} \\ &\quad + \Gamma_{21} \tilde{\sigma}_{22} + \hat{F}_{11}, \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{22} &= -ig_p \hat{E}_p \tilde{\sigma}_{32} + ig_p^* \hat{E}_p^\dagger \tilde{\sigma}_{23} + \Gamma_{32} \tilde{\sigma}_{33} \\ &\quad - \Gamma_{21} \tilde{\sigma}_{22} + \hat{F}_{22}, \end{aligned} \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{31} &= (i\delta_1 - \gamma_{31}) \tilde{\sigma}_{31} - ig_p^* \hat{E}_p^\dagger \tilde{\sigma}_{21} \\ &\quad + i\Omega_c^* (\tilde{\sigma}_{33} - \tilde{\sigma}_{11}) + \hat{F}_{31}, \end{aligned} \quad (2c)$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{21} &= (i\Delta - \gamma_{21}) \tilde{\sigma}_{21} - ig_p \hat{E}_p \tilde{\sigma}_{31} \\ &\quad + i\Omega_c (\tilde{\sigma}_{23} + \hat{F}_{21}), \end{aligned} \quad (2d)$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\sigma}}_{23} &= -(i\delta_2 + \gamma_{32}) \tilde{\sigma}_{23} - ig_p \hat{E}_p (\tilde{\sigma}_{33} - \tilde{\sigma}_{22}) \\ &\quad + i\Omega_c \tilde{\sigma}_{21} + \hat{F}_{23}, \end{aligned} \quad (2e)$$

其中 $\gamma_{31} = \frac{\Gamma_{31} + \Gamma_{32}}{2}$, $\gamma_{32} = \frac{\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{21}}{2}$, $\gamma_{21} = \frac{\Gamma_{21}}{2}$, $\Gamma_{31} = \frac{4\omega_c^3 \mu_{13}^2}{3\hbar c^3}$, $\Gamma_{32} = \frac{4\omega_p^3 \mu_{23}^2}{3\hbar c^3}$, $\Gamma_{21} = \frac{4(\omega_c - \omega_p)^3 \mu_{12}^2}{3\hbar c^3}$, γ_{ij} 是从态 $|i\rangle$ 跃迁到态 $|j\rangle$ 消相干,

并且 $\dot{\tilde{\sigma}}_{33} = -(\dot{\tilde{\sigma}}_{11} + \dot{\tilde{\sigma}}_{22})$. $\hat{F}_{jk}(z, t)$ 是满足 δ 关联的 Langevin 噪声算符,具体形式及其关联函数见附录 A.

关于量子化场的演化,由慢变振幅的麦克斯韦传输方程来描述:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z}\right) \hat{E}_p(z, t) = ig_p N \tilde{\sigma}_{23}(z, t). \quad (3)$$

为了求解量子化探测场的传输方程(3),首先需求解原子部分的方程. 在量子场的真空 Rabi 频率

g_p 远小于经典场的 Rabi 频率 Ω_c 下,求解原子部分的方程(2)时可以把 \hat{E}_p 当作微扰处理,在 0 级近似下,由方程(2a)–(2d)可得

$$\begin{aligned}\tilde{\sigma}_{11}^0 &= 1 - \frac{2|\Omega_c|^2}{\delta_1^2 + \gamma_{31}^2}, \\ \tilde{\sigma}_{22}^0 &= \frac{|\Omega_c|^2}{\delta_1^2 + \gamma_{31}^2}, \\ \tilde{\sigma}_{33}^0 &= \frac{|\Omega_c|^2}{\delta_1^2 + \gamma_{31}^2},\end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \hat{\epsilon}(z, \omega) = - \left[\frac{i\omega}{c} + iK \frac{(\omega - \Delta - i\gamma_{21}) \chi (\tilde{\sigma}_{33}^0 - \tilde{\sigma}_{22}^0) + \Omega_c \tilde{\sigma}_{31}^0}{A(\omega)} \right] \hat{\epsilon}(z, \omega) + \hat{F}_1(z, \omega), \quad (5)$$

其中 $K = N|g_p|2/c$, $A(\omega) = (\omega - \Delta - i\gamma_{21}) \chi (\omega + \delta_2 - i\gamma_{32}) - |\Omega_c|^2$, 由于真空场涨落引起的噪声 $\hat{F}_1(z, \omega) = b_{21}(\omega) \hat{F}_{21}(z, \omega) + b_{23}(\omega) \hat{F}_{23}(z, \omega)$. $b_{21} = -i \frac{\Omega_c}{A(\omega)}$, $b_{23} = -i \frac{(\omega - \Delta - i\gamma_{21})}{A(\omega)}$. 对方程(5)做反傅里叶变换就可得到量子探测光场含时的解,其中在做傅里叶变换时就会涉及到一个响应函数^[11], 尤其处理大带宽脉冲 (< 1 ps), 就不能考虑瞬时响应. 对于窄带宽的情形, 邓鲁等在频率 $\omega = 0$ 附近对场作了展开, 具体的解见文献[9]. 在本文中, 只关注真空涨落噪声对量子探测场的影响, 变换到时域的解这里就不做介绍.

下面我们计算受激拉曼散射后, 由于真空涨落引起的噪声谱. 首先解方程(5)得到在频率域量子探测场

$$\begin{aligned}\hat{\epsilon}_p(L, \omega) &= \exp[-\Lambda(\omega)L] \hat{\epsilon}_p(0, \omega) \\ &+ \frac{iNg_p}{c} \int_0^L \exp[-\Lambda(\omega) \chi (L-s)] \\ &\times \hat{F}_1(s, \omega) ds, \quad (6)\end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}\Lambda(\omega) &= iK [(\omega - \Delta - i\gamma_{21}) \chi (\tilde{\sigma}_{33}^0 - \tilde{\sigma}_{22}^0) \\ &+ \Omega_c \tilde{\sigma}_{31}^0] / A(\omega) + i\omega/c.\end{aligned}$$

方程(6)右边的第一项可解释为量子探测场获得拉曼增益, 是由于受激拉曼散射场的光束与入射量子探测场的方向相同所致. 第二项表示当量子化探测场与原子发生相互作用时, 由于量子化探测场的真空涨落而产生的噪声. 下面将数值研究由于量子探测场真空涨落而附加到探测场上的噪声.

$$\tilde{\sigma}_{31}^0 = \frac{\Omega_c^*}{\delta_1 + i\gamma_{31}}. \quad (4)$$

然后对方程(2d)(2e)以及(3)式作傅里叶变换:

$$\hat{F}(z, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{F}(z, t) e^{-i\omega t} dt,$$

并解方程得 $\tilde{\sigma}_{23}(\omega)$, 将其代入方程(3)得到如下的传输方程:

3. 量子探测光场的噪声谱

首先引入频率域量子化光场的正交振幅和相位算符

$$\hat{X}_p(z, \omega) = \hat{\epsilon}_p(z, \omega) + \hat{\epsilon}_p^\dagger(z, -\omega),$$

$$\hat{Y}_p(z, \omega) = - [\hat{\epsilon}_p(z, \omega) - \hat{\epsilon}_p^\dagger(z, -\omega)]. \quad (7)$$

为了得到量子化场的噪声谱, 我们需要求得量子化场的正交振幅和相位关联

$$\hat{X}(L, \omega) \hat{X}(L, \omega') = \frac{2\pi L}{c} \delta(\omega + \omega') S_X(L, \omega),$$

$$\hat{Y}(L, \omega) \hat{Y}(L, \omega') = \frac{2\pi L}{c} \delta(\omega + \omega') S_Y(L, \omega). \quad (8)$$

利用(6)–(8)式, 可以得到输出的量子化场振幅噪声谱如下:

$$S_X(L, \omega) = S_1(\omega) + S_2(\omega) + S_3(\omega), \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned}S_1(\omega) &= [S_X(0, \omega) / 4] \\ &\times [\exp(-(\Lambda(\omega) + \Lambda(-\omega))L) \\ &+ \exp(-(\Lambda(\omega) + \Lambda^*(\omega))L) \\ &+ \exp(-(\Lambda^*(-\omega) + \Lambda(-\omega))L) \\ &+ \exp(-(\Lambda^*(-\omega) + \Lambda^*(\omega))L)], \quad (10)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}S_2(\omega) &= [S_Y(0, \omega) / 4] \\ &\times [-\exp(-(\Lambda(\omega) + \Lambda(-\omega))L) \\ &+ \exp(-(\Lambda(\omega) + \Lambda^*(\omega))L) \\ &+ \exp(-(\Lambda^*(-\omega) + \Lambda(-\omega))L) \\ &- \exp(-(\Lambda^*(-\omega) + \Lambda^*(\omega))L)], \quad (11)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_3(\omega) = & \frac{K(1 - e^{-2\text{Re}\{\Lambda(\omega)L\}})}{2\text{Re}\{\Lambda(\omega)\}} \left[|b_{21}|^2 \gamma_{32} \tilde{\sigma}_{33}^0 \right. \\
 & \left. + |b_{23}|^2 (\gamma_{32} \tilde{\sigma}_{33}^0 - \gamma_{32} \tilde{\sigma}_{22}^0 + \gamma_{31} \tilde{\sigma}_{22}^0) \right] \\
 & + \frac{K(1 - e^{-2\text{Re}\{\Lambda(-\omega)L\}})}{2\text{Re}\{\Lambda(-\omega)\}} \\
 & \times \left[|b_{21}|^2 (\gamma_{31} \tilde{\sigma}_{33}^0 + \gamma_{21} (\tilde{\sigma}_{22}^0 - \tilde{\sigma}_{11}^0)) \right. \\
 & \left. + \gamma_{21} (|b_{23}|^2 \tilde{\sigma}_{33}^0 + b_{23}^* b_{21} \tilde{\sigma}_{31}^0 \right. \\
 & \left. + b_{23} b_{21}^* \tilde{\sigma}_{13}^0) \right]. \tag{12}
 \end{aligned}$$

从方程(9)可以清楚地看到对输出的噪声有贡献的由三项组成,第一项 $S_1(\omega)$ 和第二项 $S_2(\omega)$ 分别是由输入光场的振幅和相位噪声引入的输出光噪声,第三项 $S_3(\omega)$ 是由真空涨落引起的输出噪声,即 $S_3(\omega)$ 就是方程(6)右边的噪声项的关联之和,也就

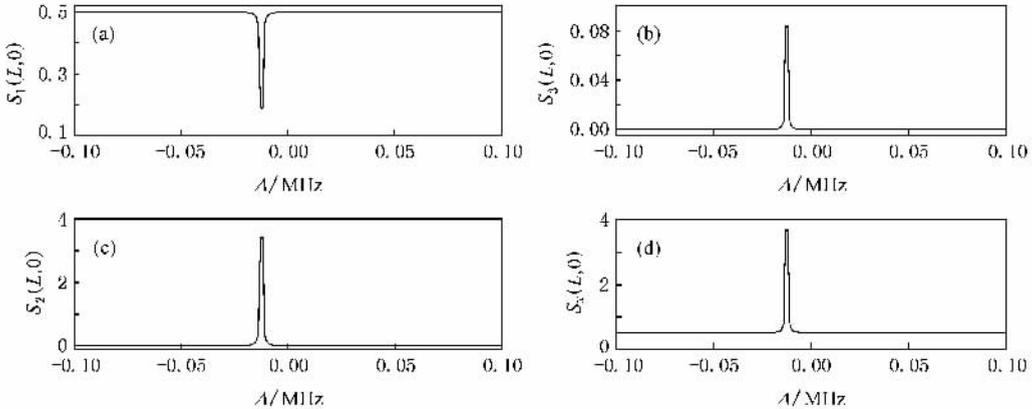


图2 输出光的强度噪声随双光子失谐 Δ 的变化(相关的参数为 $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10$ MHz, $\gamma_{21} = 100$ Hz, $\Omega_c = 5$ MHz, $\delta_1 = 2$ GHz, $L = 0.01$ m, $K = 10^8/\text{cm} \cdot \text{s}$)

从图2中得知,对于低增益情形(远离拉曼增益峰值),真空量子噪声也很低(见图2c),量子噪声对散射光场的影响不大,散射光场拥有与注入量子化场类似的振幅压缩.这一点与EIT的情形正好相反^[12],EIT必须在双光子共振时才能很好的保持量子化探测场的输入压缩特性,因为在EIT的共振情形噪声 $S_3(\omega)$ 对它的影响最低.

4. 结 论

本文研究了三能级原子系综与相干控制场以及量子探测场的相互作用下的受激拉曼系统中,受激散射的量子化光场噪声特性.数值计算了引入具有压缩特性的量子光场,散射后量子光场的噪声特性.

是本文的重点.比较方程(6)和方程(12),可得 $S_3(\omega)$ 中的 $\frac{K(1 - e^{-2\text{Re}\{\Lambda(\omega)L\}})}{2\text{Re}\{\Lambda(\omega)\}}$ 与 $\frac{K(1 - e^{-2\text{Re}\{\Lambda(-\omega)L\}})}{2\text{Re}\{\Lambda(-\omega)\}}$ 就是与拉曼增益相关的系数,说明了随着拉曼的增益增加噪声也随着增加,但是对于低增益情形,噪声也随之降低.

下面引入拥有非经典涨落压缩光场,产生的量子探测光场的量子噪声谱.考虑引入产生受激拉曼的量子探测光场在零探测频率且有3 dB的振幅压缩,也就是归一化的初始振幅压缩 $S_X(0,0) = 0.5$,相位压缩 $S_Y(0,0) = 2$. $S_X(L,0) = 1$ 表示是输出场的散粒噪声(shot noise).为了清楚地了解输出散射光的压缩性质,利用方程(9)我们画出探测光场 $S_X(L,0)$ 的噪声谱随着双光子失谐 Δ 的变化曲线如图2.

随着 Rabi 振荡频率的降低噪声也随着降低,在一定的情形下真空涨落导致的噪声可以通过调节参数压制的很低,本文研究的受激拉曼增益系统能够适合量子信息领域的应用^[8].

附录 A

在本附录,我们列出了由于量子场的真空涨落产生噪声的具体形式以及它们之间的关联表达式.首先 Heisenberg-Langevin 运动方程(2)中的噪声如下:

$$\begin{aligned}
 \hat{F}_{11}(z,t) = & i \sum_k \hat{b}_k^\dagger(0) \left(g_{1k}^* \tilde{\sigma}_{13} e^{-i\omega_k t} + g_{3k}^* \tilde{\sigma}_{12} e^{-i(\omega_c - \omega_p)t} \right) \\
 & \times \exp(i\omega_k t) - i \sum_k \left(g_{1k} \tilde{\sigma}_{31} e^{i\omega_k t} \right. \\
 & \left. + g_{3k} \tilde{\sigma}_{21} e^{i(\omega_c - \omega_p)t} \right) \hat{b}_k(0) \exp(-i\omega_k t), \tag{A1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{F}_{22}(z, t) = & i \sum_k \hat{b}_k^\dagger(0) (g_{2k}^* \tilde{\sigma}_{23} e^{-i\omega_p t} - g_{3k}^* \tilde{\sigma}_{12} e^{-(\omega_c - \omega_p)t}) \\ & \times \exp(i\omega_k t) - i \sum_k (g_{2k} \tilde{\sigma}_{32} e^{i\omega_p t} \\ & - g_{3k} \tilde{\sigma}_{21} e^{(\omega_c - \omega_p)t}) \hat{b}_k(0) \exp(-i\omega_k t), \quad (A2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{F}_{21}(z, t) = & i \sum_k \hat{b}_k^\dagger(0) (g_{1k}^* \tilde{\sigma}_{23} e^{-i\omega_c t} \\ & + g_{3k}^* (\tilde{\sigma}_{22} - \tilde{\sigma}_{11}) e^{-(\omega_c - \omega_p)t}) \exp(i\omega_k t) \\ & - i \sum_k g_{2k} \tilde{\sigma}_{31} e^{i\omega_p t} \hat{b}_k(0) \exp(-i\omega_k t), \quad (A3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{F}_{23}(z, t) = & -i \sum_k (g_{2k} (\tilde{\sigma}_{33} - \tilde{\sigma}_{22}) e^{i\omega_p t} \\ & - g_{1k} \tilde{\sigma}_{21} e^{i\omega_c t}) \hat{b}_k(0) \exp(-i\omega_k t) \\ & - i \sum_k \hat{b}_k^\dagger(0) g_{3k} \tilde{\sigma}_{13} e^{-(\omega_c - \omega_p)t} \exp(i\omega_k t), \quad (A4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{F}_{31}(z, t) = & i \sum_k \hat{b}_k^\dagger(0) [g_{1k}^* (\sigma_{33} - \sigma_{11}) e^{-i\omega_c t} \\ & + g_{3k}^* \tilde{\sigma}_{32} e^{-(\omega_c - \omega_p)t} - g_{2k}^* \tilde{\sigma}_{21} e^{-i\omega_p t}] \end{aligned}$$

$$\times \exp(i\omega_k t). \quad (A5)$$

$\hat{F}_{jk}(z, t)$ 是满足 δ 关联的 Langevin 噪声算符, 其关联函数在频率域噪声关联的表达式如下:

$$\hat{F}_{21}^\dagger \hat{F}_{21} = \frac{2\pi L}{N} [\gamma_{31} \tilde{\sigma}_{33}^0 + \gamma_{21} \tilde{\sigma}_{22}^0 - \tilde{\sigma}_{11}^0],$$

$$\hat{F}_{21}^\dagger \hat{F}_{21}^\dagger = \frac{2\pi L}{N} \gamma_{32} \tilde{\sigma}_{33}^0,$$

$$\hat{F}_{23}^\dagger \hat{F}_{23} = \frac{2\pi L}{N} \gamma_{21} \tilde{\sigma}_{33}^0,$$

$$\hat{F}_{23}^\dagger \hat{F}_{23}^\dagger = \frac{2\pi L}{N} [\gamma_{32} \tilde{\sigma}_{33}^0 - \tilde{\sigma}_{22}^0 + \gamma_{31} \tilde{\sigma}_{22}^0],$$

$$\hat{F}_{23}^\dagger \hat{F}_{21} = \frac{2\pi L}{N} \gamma_{21} \tilde{\sigma}_{31}^0,$$

$$\hat{F}_{21}^\dagger \hat{F}_{23} = \frac{2\pi L}{N} \gamma_{21} \tilde{\sigma}_{13}^0,$$

$$\hat{F}_{21}^\dagger \hat{F}_{23}^\dagger = \hat{F}_{23}^\dagger \hat{F}_{21}^\dagger = 0, \quad (A6)$$

其中 L 表示原子与光场相互作用的长度, N 是原子系综的总原子数.

- [1] Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum computation and quantum information* (Cambridge University)
- [2] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [3] Bajcsy M, Zibrov A S, Lukin M D 2003 *Nature* **426** 638
- [4] Laurat J, Riedmatten H D, Felinto D, Chou C W, Schomburg E W, Kimble H J 2006 *Opt Express* **14** 6912
- [5] Choi K S, Deng H, Laurat L, Kimble H J 2008 *Nature* **452** 67
- [6] Kuzmich A, Bowen W P, Boozer A D, Boca A, Chou C W, Duan L M, Kimble H J 2003 *Nature* **423** 731

- [7] van der Wal C H, Eisaman M D, Andre A, Walsworth R L, Phillips D F, Zibrov A S, Lukin M D 2003 *Science* **301** 196
- [8] Lu C P, Yuan C H, Zhang W P, Deng L 2008 *arXiv* 0803.1010
- [9] Payne M G, Deng L 2001 *Phys. Rev. A* **64** 031802(R)
- [10] Harris S E 1997 *Phys Today* **50** 36
- [11] Shapiro J H 2006 *Phys. Rev. A* **73** 062305
- [12] Zhang J X, Cai J, Bai Y F, Gao J R, Zhu S Y 2007 *Phys. Rev. A* **64** 033814

The property of quantum noise in active Raman gain medium^{*}

Lu Cui-Ping Yuan Chun-Hua Zhang Wei-Ping[†]

(*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China*)

(Received 21 April 2008 ; revised manuscript received 10 May 2008)

Abstract

We study a three-level atom assemble interacting with a pump field and a quantum probe field , and derive the Langevin quantum noise operators and quantum noise spectrum due to vacuum fluctuations via quantum theory. We calculate the output noise spectrum of active Raman scattering field through the medium when introducing one nonclassical squeezing field.

Keywords : active Raman gain , quantum noise , noise spectrum

PACC : 4250 , 4350

^{*} Project supported by the National Nature Science Foundation of China (Grant Nos. 10474055 and 10447004), the National Science Foundation for Young Scientists of China (Grant No. 10588402), the National Basic Research of China (973 Program) (Grant No. 2006CB921104), the Science and Technology Commission of Shanghai Municipality (Grant Nos. 06JC14026 and 05PJ14038), the Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education (Grant No. 20040003101), the Post Doctoral Fund of China (Grant No. 44021200), and the Post Doctoral Fund of Shanghai (Grant No. 44034560).

[†] Corresponding author. E-mail : wpzhang@phy.ecnu.edu.cn