

# 压缩真空中三能级 $\Lambda$ 型原子荧光光子关联

石文星<sup>1</sup> 王 飞<sup>2\*</sup>

(<sup>1</sup> 江汉大学物理科学与信息工程学院, 湖北 武汉 430056)  
<sup>2</sup> 三峡大学理学院, 湖北 宜昌 443002)

**摘要** 主要研究处于压缩真空中的  $\Lambda$  型三能级原子的荧光光子关联行为。利用约化密度矩阵方程和量子回归理论, 理论计算并数值模拟了荧光场强度关联随时间的演化。结果表明, 系统荧光光子的关联行为受到压缩真空的显著调制。当与原子相互耦合的场很弱时, 压缩真空不改变荧光光子的关联行为, 但缩短了反关联演化时间, 并改变了原子的布居分布; 然而, 在强场耦合作用下, 压缩真空破坏了系统的相干布居捕获条件, 压缩真空和原子相干导致荧光光子的关联行为从强关联回到正常水平。

**关键词** 量子光学; 光子关联; 压缩真空; 三能级  $\Lambda$  型原子

**中图分类号** O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.1227001

## Fluorescence Photon Correlation of a Three-Level $\Lambda$ -Type Atom in a Squeezed Vacuum

Shi Wenxing<sup>1</sup> Wang Fei<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> School of Physics and Information Engineering, Jiangnan University, Wuhan, Hubei 430056, China)  
<sup>2</sup> College of Science, China Three Gorges University, Yichang, Hubei 443002, China)

**Abstract** The fluorescence photon correlation in a three-level  $\Lambda$ -type atom in a broadband squeezed vacuum is investigated. By using the equation for the reduced density operator and the quantum regression theorem, the dynamics of the intensity correlation and the evolution are numerically calculated. The results show that the behavior of the photon correlation can obviously be modified by the squeezed vacuum. When the coherent field is so weak that the atomic coherence is negligible, the anticorrelation is preserved and the time for evolving into normal case is reduced via squeezed vacuum, and the populations of different levels are changed. However, when a stronger coupling field is applied, the combination of atomic coherence and squeezed vacuum leads to the changing from strong photon correlation to normal photon correlation, attributing to that the coherent population trapping is spoiled by the squeezed vacuum.

**Key words** quantum optics; photon correlation; squeezed vacuum; three-level  $\Lambda$ -type atom

**OCIS codes** 270.1670; 270.5290

## 1 引 言

量子干涉和原子相干导致了一系列重要的光学现象, 如相干布居捕获(CPT)<sup>[1]</sup>、电磁诱导透明(EIT)<sup>[2-6]</sup>、无反转激光(LWI)<sup>[7]</sup>、自发辐射调制<sup>[8-9]</sup>等。最近, Swain 等<sup>[10]</sup>研究了三能级  $V$  型系统中量子干涉效应对荧光光子关联行为的影响, 结果表明, 量子干涉可以导致非经典的关联行为。一

般地, 产生量子干涉要求两个偶极矩相互平行, 因此两个高度简并的激发态必须具有相同的角量子数和磁量子数  $J$  和  $m_J$ , 这在现实系统中是难以实现的。为克服这个困难, Ficek 等<sup>[11]</sup>提出采用直流场耦合两个上能态来模拟产生量子干涉, 因而非经典关联行为也可以在具有两个相互垂直的偶极矩的系统中产生。从上述研究中可以看出, 量子干涉对量子非

收稿日期: 2013-07-08; 收到修改稿日期: 2013-08-06

基金项目: 国家自然科学基金(11104163)、三峡大学科学基金(KJ2011B019)

作者简介: 石文星(1974—), 男, 博士, 副教授, 主要从事量子光学和量子信息方面的研究。E-mail: swxing@163.com

\* 通信联系人。E-mail: feiwang202@163.com

经典关联起着十分重要的作用。然而,情况并非总是如此,文献[12]在三能级  $\Lambda$  系统中,研究了辐射场的量子统计性质。在不同的初始条件下,当考虑自发辐射相干效应时,非经典光子关联只出现在没有量子干涉的情形下<sup>[13]</sup>。也就是说,当系统存在由于两个相互平行的偶极矩而产生的量子干涉效应时反而不产生非经典光子关联。在以上的研究工作中,仅仅考虑了原子处于普通真空的情形,不同的现象源于系统中量子干涉对于自发辐射的影响不同。在 V 型系统中,量子干涉导致了原子布居被困在激发态,因而光子难以衰减导致了非经典关联。然而,在  $\Lambda$  系统中量子干涉则破坏了 CPT 条件从而引起非经典效应的消失。另一方面,通过改变原子系统所处的环境也可以用来控制原子的自发辐射性质。Ficek 等<sup>[14]</sup>从理论和应用方面深入研究了三能级系统中增宽的压缩真空对系统光学性质的影响。压缩真空会很大程度地调制系统的光学性质,如共振荧光<sup>[15]</sup>、光学双稳<sup>[16]</sup>、无反转增益<sup>[17]</sup>等。

众所周知,共振荧光探测是量子光学和量子信息中的一个重要课题,它可以用作探测光谱、光子产生、单光子和双光子源等的工具。共振荧光是实验物理中一个普遍的现象,而光子关联是荧光场的重要性质,它表征了在某时刻探测到某一个光子,在其后的任意时间间隔  $\tau$  内探测到下一个光子的几率,如果探测到的几率很小,则一般称之为反聚束行为,若探测几率较大,则称为聚束行为。关联函数的重要性一方面体现在实验技术上的易操作性,另一方面在于光子探测器的效率不是一个有限的因子。因此,在某些环境下,人们可能要求通过测量光子关联而不是测量辐射谱来研究压缩真空的效应。基于这个原因,文献[18]研究了压缩真空中由一个相干场驱动的 V 型三能级系统的强度关联。结果表明,压

缩真空在某些时间内会抑制光子的反聚束行为,而在某些情况下则相反。三能级 V 型系统和  $\Lambda$  系统由于其结构不同,量子干涉效应在二者中所起的作用亦不相同。对于荧光光子关联,量子干涉导致 V 型原子系统在普通真空中出现了非经典关联,但在  $\Lambda$  系统中则破坏了这种量子关联。本文考虑了压缩真空中三能级  $\Lambda$  系统的荧光光子关联。结果表明,压缩真空改变了原子布居分布。在弱场耦合情况下,外加激光场诱导的相干效应很弱,压缩真空使得系统出现了非经典的反关联光子。与之相反,在强场耦合时,在原子相干和压缩真空的共同作用下,强关联光子回到正常水平,这是由于压缩真空改变了系统的布居分布,从而使得激发态存在稳定的布居,破坏了 CPT 条件,其效果与两个衰减通道之间的量子干涉效应类似,从而导致非经典关联光子的消失。研究结果为在压缩真空库作用下,三能级  $\Lambda$  系统的荧光场性质、光子的高阶关联特征以及实验上探测关联光子的研究提供了理论依据,并为更多的处于非真空库中的多能级原子系统荧光场性质的研究打下一定的基础。同时,本文的工作对于研究不同环境影响下的相干布居捕获和电磁诱导透明、多能级原子介质的吸收和色散特性具有重要的作用。

## 2 模型和方程

考虑一个三能级  $\Lambda$  型原子系统,如图 1 所示,频率为  $\omega$  的激光场同时耦合两个偶极跃迁  $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$  和  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ ,  $\omega_{31}$  和  $\omega_{32}$  分别表示从激发态  $|3\rangle$  到两个基态  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  的共振跃迁频率。与文献[12—13]中系统所不同的是,该系统处于增宽的压缩真空。利用 Wiskoph 和 Wigner 方法,得到在 Born 和 Markov 近似下,系统在相互作用绘景中的约化密度算符  $\rho_s^1$  主方程为<sup>[19]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_s^1}{\partial t} = & -\frac{i}{\hbar} [H_{\text{ex}}^1, \rho_s^1] - \frac{N+1}{2} (\gamma_1 + \gamma_2) (\sigma_{33} \rho_s^1 + \rho_s^1 \sigma_{33}) - \frac{N}{2} [\gamma_1 (\sigma_{11} \rho_s^1 + \rho_s^1 \sigma_{11}) + \gamma_2 (\sigma_{22} \rho_s^1 + \rho_s^1 \sigma_{22})] + \\ & (N+1) (\gamma_1 \sigma_{13} \rho_s^1 \sigma_{31} + \gamma_2 \sigma_{23} \rho_s^1 \sigma_{32}) + N (\gamma_1 \sigma_{31} \rho_s^1 \sigma_{13} + \gamma_2 \sigma_{32} \rho_s^1 \sigma_{23}) + \\ & M \{ \gamma_1 \sigma_{31} \rho_s^1 \sigma_{31} \exp[-2i(\omega - \omega_{31})t] + \gamma_2 \sigma_{32} \rho_s^1 \sigma_{32} \exp[-2i(\omega - \omega_{32})t] \} + \\ & M^* \{ \gamma_1 \sigma_{13} \rho_s^1 \sigma_{13} \exp[2i(\omega - \omega_{31})t] + \gamma_2 \sigma_{23} \rho_s^1 \sigma_{23} \exp[2i(\omega - \omega_{32})t] \}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $\gamma_i$  ( $i=1,2$ ) 为原子相应的衰减速率;算符  $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$  ( $i, j=1,2,3$ ), 当  $i=j$  时表示投影算符, 当  $i \neq j$  时表示自旋反转算符;  $N$  和  $|M|$  为压缩特征,  $N$  为平均光子数, 考虑最好的压缩条件  $M = \sqrt{N(N+1)} \exp(i\phi_c)$ ,  $\phi_c$  为压缩真空场的相位;  $H_{\text{ex}}^1$  为相互作用绘景下系统的哈密顿量,

$$H_{\text{ex}}^1 = -\hbar \Delta_1 \sigma_{33} + \hbar (\Delta_1 - \Delta_2) \sigma_{22} - \hbar \Omega (\sigma_{32} + \sigma_{23}) - \hbar \Omega (\sigma_{31} + \sigma_{13}), \quad (2)$$

其中,  $2\Omega$  为场的拉比频率, 失谐量  $\Delta_1 = \omega_{31} - \omega$ ,  $\Delta_2 = \omega_{32} - \omega$ 。则系统的密度矩阵元  $\rho_{ij}$  方程为

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} &= -[(N+1)(\gamma_1 + \gamma_2) + N\gamma_1]\rho_{33} + i\Omega(\rho_{23} - \rho_{32}) + i\Omega(\rho_{13} - \rho_{31}) + N(\gamma_2 - \gamma_1)\rho_{22} + N\gamma_2, \\
 \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= (N+1)\gamma_2\rho_{33} - N\gamma_2\rho_{22} - i\Omega(\rho_{23} - \rho_{32}), \\
 \frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} &= -\Gamma_{31}\rho_{31} + |M|\gamma_1 \exp(-i\phi)\rho_{13} + i\Omega\rho_{21} + i\Omega(1 - \rho_{22} - 2\rho_{33}), \\
 \frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} &= -\Gamma_{21}\rho_{21} + i\Omega\rho_{31} - i\Omega\rho_{23}, \\
 \frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} &= -\Gamma_{32}\rho_{32} + |M|\gamma_2 \exp(-i\phi)\rho_{23} + i\Omega\rho_{21} - i\Omega(\rho_{33} - \rho_{22}),
 \end{aligned} \quad (3)$$

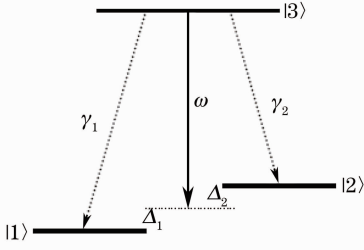

 图 1 三能级  $\Lambda$  型原子系统能级结构图

 Fig. 1 Energy level diagram of three-level  $\Lambda$ -type atomic system

其中,

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{31} &= \frac{1}{2}(N+1)(\gamma_1 + \gamma_2) + \frac{1}{2}N\gamma_1 - i\Delta_1, \\
 \Gamma_{21} &= \frac{1}{2}N(\gamma_1 + \gamma_2) - i(\Delta_1 - \Delta_2), \\
 \Gamma_{32} &= \frac{1}{2}(N+1)(\gamma_1 + \gamma_2) + \frac{1}{2}N\gamma_2 - i\Delta_2,
 \end{aligned} \quad (4)$$

$\phi$  表征相干场和压缩场之间的相对相位差。

原子辐射荧光场的双时二阶关联函数为

$$g_2(\tau) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\langle \mathbf{E}^{(-)}(t)\mathbf{E}^{(-)}(t+\tau)\mathbf{E}^{(+)}(t+\tau)\mathbf{E}^{(+)}(t) \rangle}{\langle \mathbf{E}^{(-)}(t)\mathbf{E}^{(+)}(t) \rangle \langle \mathbf{E}^{(-)}(t+\tau)\mathbf{E}^{(+)}(t+\tau) \rangle}, \quad (5)$$

其中  $\langle \cdot \rangle$  表示求期望值。对于当前三能级  $\Lambda$  原子系统, 有  $\mathbf{E}^{(+)}(t) \propto \mathbf{D}(t) = \boldsymbol{\mu}_{31}\sigma_{13}(t) + \boldsymbol{\mu}_{32}\sigma_{23}(t)$  且  $\mathbf{E}^{(-)}(t) \propto \mathbf{D}^*(t)$ ,  $\mathbf{D}^*$  表示对  $\mathbf{D}$  取复共轭,  $\boldsymbol{\mu}_{31}$  和  $\boldsymbol{\mu}_{32}$  是相应的电偶极矩。则关联函数的形式可表示为

$$g_2(\tau) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\langle \mathbf{D}^*(t)\sigma_{33}(t+\tau)\mathbf{D}(t) \rangle}{(|\boldsymbol{\mu}_{31}|^2 + |\boldsymbol{\mu}_{32}|^2)\langle \sigma_{33}(t)\sigma_{33}(t+\tau) \rangle}. \quad (6)$$

利用量子回归理论<sup>[20]</sup>,  $\langle \mathbf{D}^*(t)\sigma_{33}(t+\tau)\mathbf{D}(t) \rangle$  随时间  $\tau$  的演化方程形式上与 (3) 式中的第一个方程类似, 要求解这个双时关联函数的瞬时解, 需给出其初始条件。当  $\tau \rightarrow 0$  时, 即可以求系统的初始条件, 如:  $\langle [\boldsymbol{\mu}_{13}\sigma_{31}(t) + \boldsymbol{\mu}_{32}\sigma_{32}(t)]\sigma_{11}(t+\tau)[\boldsymbol{\mu}_{31}\sigma_{13}(t) + \boldsymbol{\mu}_{32}\sigma_{23}(t)] \rangle$ , 取  $\tau \rightarrow 0$ , 化简为  $|\boldsymbol{\mu}_{13}|^2\langle \sigma_{33}(t) \rangle$ , 代入归

一化条件即可得  $\rho_{11}(0) = \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2}$ 。分别求解其余元素则可得到  $\rho_{22}(0)$ ,  $\rho_{12}(0)$  和  $\rho_{21}(0)$ , 表示为

$$\begin{aligned}
 \rho_{11}(0) &= \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2}, \\
 \rho_{22}(0) &= \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}, \\
 \rho_{12}(0) &= \rho_{21}(0) = \frac{\gamma_{12}}{\gamma_1 + \gamma_2},
 \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $\gamma_{12} = \beta\sqrt{\gamma_1\gamma_2}$  表征自发辐射引起的量子干涉效应, 这里仅考虑两个偶极矩垂直的情形, 取  $\beta=0$ , 从而可以给出归一化的强度关联函数的简洁形式为

$$g_2(\tau) = \frac{\rho_{33}(\tau)}{\rho_{33}(\infty)} \Big|_{\rho_{ji}(0)}, \quad (8)$$

其中  $\rho_{33}(\tau)$  和  $\rho_{33}(\infty)$  分别为能级  $|3\rangle$  上的瞬时解和定态解。

### 3 压缩真空中光子关联效应

在下面的数值计算中, 拉比频率、失谐量和衰减速率以  $\gamma_1$  为单位, 时间以  $\gamma_1^{-1}$  为单位。图 2 给出了弱场耦合, 即  $\Omega = 0.05\gamma_1 \ll \gamma_1$  时, 荧光场的强度关联随时间的演化曲线, 其他参数为  $\gamma_2 = \gamma_1, \Delta_1 = -\Delta_2 = 0.5\gamma_1$ 。实线 ( $N=0$ ) 和虚线 ( $N=0.5$ ) 分别为标准真空场和压缩真空场下归一化强度关联随时间的演化曲线。从图中可以看出, 关联函数的值始终小于 1, 这表明荧光光子呈现出反聚束行为, 也就是所谓的“反关联”, 此时相应光场的分布为“亚泊松分布”。关联函数随时间的演化没有显示出拉比振荡, 这是由于激光场很弱, 不足以将原子抽运到激发态, 导致绝大部分原子处于基态, 从激发态辐射荧光的几率很小。在压缩真空场中, 强度关联的值达到 1 所需的时间更短, 并且此时并非所有的布居都囚禁在基态。在稳态情况下, 激发态的布居  $\sigma_{33}(\infty) = 0.1428$ , 相干场很弱时, 有

$$\frac{\partial \rho_{33}(\tau)}{\partial \tau} = -(3N + 2)\rho_{33}(\tau) + N, \quad (9)$$

则

$$\rho_{33}(\tau) = \frac{N}{3N + 2} \{1 - \exp[-(3N + 2)\tau]\}. \quad (10)$$

从这个解析结果可知,当  $N = 0$  时,激发态布居为 0,当  $N \neq 0$  时,激发态布居不为 0,并且其演化时间要比  $N = 0$  时快。因此,可以很清楚地看出压缩真空所起的效应,在压缩真空库中,即使相干场很弱,也会有部分原子处于激发态上且不易辐射。值得注意的是,虽然在两种情形下荧光场都呈现出反关联,但是二者的本质是不同的。当系统处于真空库  $N = 0$  时,由于激光场很弱,导致没有原子抽运到激发态,使得激发态布居  $\rho_{33} = 0$ ,因此原子几乎没有自发辐射,导致探测荧光光子的几率极低甚至为 0。然而对于  $N \neq 0$ ,由于压缩真空库的作用,使部分原子囚禁在激发态而不易辐射,从而导致探测到荧光光子的几率很低。

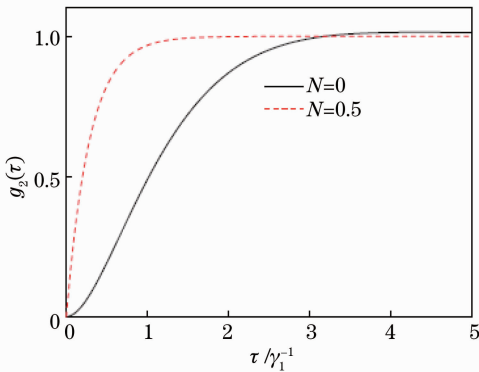


图 2  $\Omega = 0.05\gamma_1$  时,荧光场强度关联的时间演化曲线

Fig. 2 Time evolution curves of the fluorescence intensity correlation for  $\Omega = 0.05\gamma_1$

图 3 给出了强场作用下荧光关联函数随时间的演化曲线,相干场  $\Omega = 10\gamma_1 \gg \gamma_1$ ,其他参数与图 2 相同。 $N = 0$ (实线)的关联强度对应左边坐标, $N = 0.5$ (虚线)的关联强度对应右边坐标。结果表明,荧光场显示出很强的拉比振荡行为。由于此时  $\omega_{21} = \Delta_1 - \Delta_2 = \gamma_1 \ll \Omega$ ,因此系统运行在 CPT 共振条件附近。当  $N = 0$ ,即系统处于标准真空时,原子布居被抽运到激发态能级之后,很快地衰减到基态,因此关联函数的值很大。从图 3 可以看出,在第一个振荡周期内  $g_2(\tau)$  最大值为 178.588,这表明经过时间  $\tau$  探测到光子的几率很大,即强关联,此时对应光场的分布为“超泊松分布”。经过许多振荡周期之后,系统会演化进入一个基态的叠加态,此时荧光场关

联函数的值减小。相应地,在时间  $\tau$  探测到光子的几率会减小到正常水平。这与文献[10]中的结论类似。本质上是由于在强场耦合条件下,当两个基态能级近简并时,导致原子布居囚禁在两个基态的叠加态上,这个态将与系统退耦合,一般称之为“暗态”,这个效应也称为暗共振效应。然而,当  $N \neq 0$  时,从图 3 可以看出,荧光场关联函数最大值为  $g_2(\tau = 0.12) = 2.12$ ,这种荧光光子振荡行为与二能级原子系统类似。因此压缩真空效应导致关联函数从强关联回到正常水平。从物理本质上来讲,在当前系统中,强场耦合条件下,压缩真空破坏了系统的 CPT 条件。这点通过数值计算结果可知,对于  $N = 0, \sigma_{33}(\infty) = 2.49 \times 10^{-3}$ ,激发态布居接近于 0。而当  $N = 0.5$  时,  $\sigma_{33}(\infty) = 0.2$ ,其激发态布居不为 0,相干布居捕获现象消失。因此可以看出当系统处于压缩真空时,由于量子干涉和压缩真空二者的共同作用,导致了荧光光子的关联行为处于正常水平。总之,在强场耦合条件下,压缩真空破坏了系统的 CPT 效应,导致荧光光子关联行为从强关联变回到正常水平。

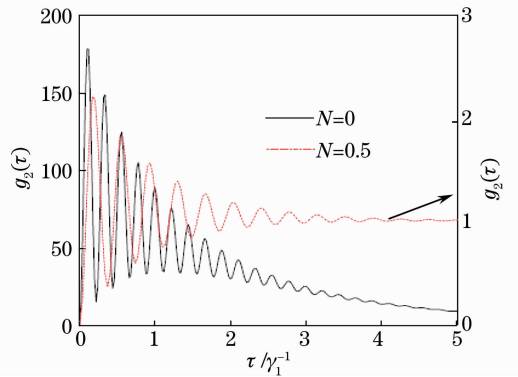


图 3  $\Omega = 10\gamma_1$  时,荧光场强度关联的时间演化曲线

Fig. 3 Time evolution curves of the fluorescence intensity correlation for  $\Omega = 10\gamma_1$

## 4 结 论

研究了压缩真空中  $\Lambda$  型三能级原子系统的荧光光子关联特征。研究表明,压缩真空对光子关联行为有很大的影响。当驱动场很弱时,压缩真空可以改变原子布居分布,同时使得系统辐射出反关联光子。而当驱动场足够强时,在接近相干布居捕获条件下,外加相干场诱导的原子相干导致系统出现了强关联光子,但压缩真空和原子相干共同作用可以导致荧光光子关联回到正常水平,这是由于压缩真空破坏了系统的相干布居捕获条件,从而引

起光子关联行为的不同。

### 参 考 文 献

- 1 Wolf E. Progress in Optics [M]. Amsterdam: Elsevier, 1996. 257.
- 2 S E Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. Physics Today, 1997, 50(7): 36–42.
- 3 Y Wu, J Saldana, Y F Zhu. Large enhancement of four-wave mixing by suppression of photon absorption from electromagnetically induced transparency [J]. Phys Rev A, 2003, 67(1): 013811.
- 4 Y Wu, X X Yang. Electromagnetically induced transparency in V-,  $\Lambda$ -, and cascade-type schemes beyond steady-state analysis [J]. Phys Rev A, 2005, 71(5): 053806.
- 5 Y Wu, X X Yang. Four-wave mixing in molecular magnets via electromagnetically induced transparency [J]. Phys Rev B, 2007, 76(5): 054425.
- 6 Luo Zhenfei, Xu Zhizhan, Yu Wei, *et al.*. Influence of atomic coherence on the absorption-dispersion relation in V-type energy level scheme [J]. Acta Optica Sinica, 1993, 13(1): 28–30.  
罗振飞, 徐至展, 余 玮, 等. 在 V 型系统中原子相干对吸收-色散关系的影响 [J]. 光学学报, 1993, 13(1): 28–30.
- 7 J Mompert, R Corbalan. Lasing without inversion [J]. J Opt B: Quantum Semiclass Opt, 2000, 2(3): R7.
- 8 Zhu Shiyao, M O Scully. Spectral line elimination and spontaneous emission cancellation via quantum interference [J]. Phys Rev Lett, 1996, 76(3): 388–391.
- 9 E Paspalakis, P L Knight. Phase control of spontaneous emission [J]. Phys Rev Lett, 1998, 81(2): 293–296.
- 10 S Swain, P Zhou, Z Ficek. Intensity-intensity correlations and quantum interference in a driven three-level atom [J]. Phys Rev A, 2000, 61(4): 043410.
- 11 Z Ficek, S Swain. Simulating quantum interference in a three-level system with perpendicular transition dipole moments [J]. Phys Rev A, 2004, 69(2): 023401.
- 12 Dong Yabin, Zhang Junxiang, Gao Jiangrui. Quantum statistical property of radiation field in three-level electromagnetically induced transparency system [J]. Acta Optica Sinica, 2005, 25(9): 1271–1276.  
董雅宾, 张俊香, 郝江瑞. 三能级电磁感应透明中辐射场的量子统计特性 [J]. 光学学报, 2005, 25(9): 1271–1276.
- 13 Hu Xiangming, Wang Fei. Strong correlation of fluorescence photons without quantum interference [J]. Chin Phys Lett, 2007, 24(2): 421–423.
- 14 Z Ficek, P D Drummond. Three-level atom in a broadband squeezed vacuum field. I. General theory [J]. Phys Rev A, 1991, 43(11): 6247–6257.
- 15 F Carreno, M A Anton, G Calderon. Quantum interference effects in resonance fluorescence and absorption spectra of a V-type three-level atom damped by a broadband squeezed vacuum [J]. Opt Commun, 2003, 221(4-6): 365–385.
- 16 M A Anton, G Calderon, F Carreno. Optical bistability in V-type atoms driven by a coherent field in a broadband squeezed vacuum [J]. Phys Lett A, 2003, 311(4): 297–312.
- 17 M A Anton, G Calderon, F Carreno. Control of the inversionless gain and refractive index in a V-type atom via squeezed vacuum and quantum interference [J]. Phys Rev A, 2004, 69(2): 023801.
- 18 F Carreno, M A Anton, G Calderon. Intensity-intensity correlations in a V-type atom driven by a coherent field in a broadband squeezed vacuum [J]. J Opt B: Quantum Semiclass Opt, 2004, 6(7): 315.
- 19 G S Agarwal. Quantum Optics [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1974.
- 20 M Lax. Quantum noise. XI. Multitime correspondence between quantum and classical stochastic processes [J]. Phys Rev, 1968, 172(2): 350–361.

栏目编辑：史 敏