

文章编号: 0253-2239(2005)09-1271-6

三能级电磁感应透明中辐射场的量子统计特性*

董雅宾 张俊香 郜江瑞

(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, 太原 030006)

摘要: 对 Λ 型三能级原子电磁感应透明(EIT)过程中辐射场的二阶相干度进行了研究。理论分析表明,在电磁感应透明系统中,由于原子的相干效应导致其上能级共振荧光场的二阶相干度将呈现单光子场的量子统计特性。并对其随耦合场强度和探测光失谐的变化进行了详细的分析和讨论,结果发现:在 $|\Omega| > (\Gamma_2 + \Gamma_3)/2$ 情况下,采用较弱的耦合光功率(由拉比频率 Ω 表征)及较大的探测光失谐,在较长时间延迟范围内,二阶相干度保持小于 1,更利于实现非经典场的量子统计行为;相反,在 $|\Omega| \leq (\Gamma_2 + \Gamma_3)/2$ 情况下,探测光的失谐量越小,越利于获得二阶相干度小于 1 的量子统计光场。由此可见选取合适的参量可优化电磁感应透明过程中单光子场的量子统计特性。

关键词: 量子光学; 量子统计特性; 单光子态; 二阶相干度; 电磁感应透明; Λ 型三能级

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

Quantum Statistical Property of Radiation Field in Three-Level Electromagnetically Induced Transparency System

Dong Yabin Zhang Junxiang Gao Jiangrui

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

Abstract: The second-order coherence of radiation field in Λ -type three-energy level electromagnetically induced transparency (EIT) system is investigated theoretically. The result of calculation indicates that the coherence effect of atom in EIT system induces the second-order coherence of the resonance fluorescence field of upper level to present the quantum statistical property of single photon. And the second-order coherence of the radiation field dependence of intensity of coupling light and detuning of probe light is considered. Under the condition of $|\Omega| > (\Gamma_2 + \Gamma_3)/2$, if the weaker power of coupling light or far-off-resonance of probe light is applied, second-order coherence can retain smaller than 1 in longer time delay, which can make for realizing the quantum statistical action of nonclassical field; contrarily, under the condition of $|\Omega| \leq (\Gamma_2 + \Gamma_3)/2$, the smaller off-resonance of probe light is applied, the better the quantum statistical nonclassical field realizes that second-order coherence can retain smaller than 1 in longer time delay. So the quantum statistical property of single-photon field in EIT can be optimized in different conditions when appropriate parameters are chosen.

Key words: quantum optics; quantum statistical property; single-photon state; second-order coherence; electromagnetically induced transparency (EIT); Λ -type three-energy level

1 引 言

单光子态的产生和控制是实现许多量子计算和量子通信的关键组成部分。例如,利用一个便利的单光子源,则仅需通过线性光学和光电探测器就可进行量子计算^[1];利用一个可靠的单光子源,就可以

很好地实现量子密码^[2]及密钥分配^[3]。因此如何制备高效可控的单光子源,已成为目前研究的热点课题之一。

近年来,许多实验小组利用不同的装置均制备了单光子源。例如,染料分子^[4],量子阱^[5],色心

* 国家自然科学基金(60278010)、山西省自然科学基金(20041039)和山西省回国留学基金资助课题。

作者简介: 董雅宾(1978~),男,浙江宁波人,山西大学光电研究所博士研究生,主要从事量子光学、激光技术等方面的研究。E-mail: ybdong@sxu.edu.cn

收稿日期: 2004-10-28; 收到修改稿日期: 2005-01-19

法^[6],单原子俘获(腔 QED)^[7],量子点^[8],衰减激光强度法^[9],参变下转换^[10],双光子吸收^[11],拉曼过程^[12]等。其中,量子点和色心法已经成功地用于量子密码学实验中^[13,14]。

本文讨论了在 Λ 型三能级原子电磁感应透明(EIT)系统中原子辐射场的二阶关联函数,其二阶相干度满足单光子的量子统计特性,由此说明了在电磁感应透明系统中产生单光子态的可能性。电磁感应透明现象是一种由于强耦合场产生原子的相干从而导致探测光共振吸收减弱的量子干涉现象^[15]。自电磁感应透明效应发现以来,人们在此基础上作了很多有意义的工作,如无反转激光^[16,17]、光速减慢及光存储与释放^[18]等。

在电磁感应透明系统中,由于原子的相干效应导致处于基态的大量原子对探测场的吸收降低,其上能态原子布居数远远小于下能态,因此尽管在共振光强的作用下,其上能态辐射光场的几率也急剧降低。于是通过控制相干光脉冲的激发,使上能级原子辐射的共振荧光强度减弱至单光子量级,理论计算的结果表明,其上能级共振荧光场的二阶相干度呈现单光子场的量子统计特性。

2 Λ 型三能级原子的电磁感应透明过程

图 1 是 Λ 型三能级原子系统, $|1\rangle, |3\rangle$ 为原子的两个基态能级, $|2\rangle$ 为原子的激发态。 $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ 分别为三个能级上的衰减因子, 频率为 ω_c 的强耦合场作用于 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 能级之间, 其拉比频率为 Ω ; $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 间有一个频率为 ω_p 的弱探测光场与其作用, 其拉比频率为 g 。

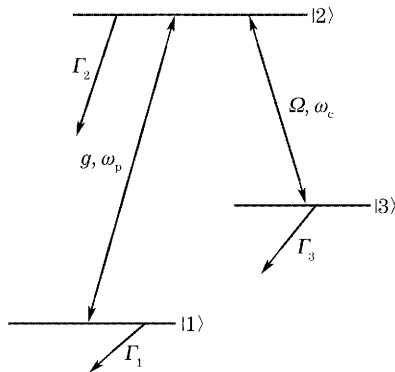


图 1 三能级原子系统

Fig. 1 Three-level atomic system

对于上述 Λ 型三能级原子系统, 其哈密顿量为 $H = H_0 + H_1$, 其中 H_0 为原子的自由哈密顿量, H_1 为

光与原子相互作用哈密顿量, 在旋转波近似下有

$$H_0 = \hbar\omega_1 |1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2 |2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3 |3\rangle\langle 3|, \quad (1)$$

$$H_1 = -\frac{\hbar}{2} [g \exp(-i\omega_p t) |2\rangle\langle 1| + \Omega \exp(-i\omega_c t) |2\rangle\langle 3| + H. c.], \quad (2)$$

其中 $g = \mathbf{p}_{21} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_p / \hbar$, $\Omega = \mathbf{p}_{23} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_c / \hbar$ 分别为探测场与耦合场的拉比频率。

原子系统的波函数可表示为

$$|\psi(t)\rangle = a_1(t) \exp(-i\omega_1 t) |1\rangle + a_2(t) \exp(-i\omega_2 t) |2\rangle + a_3(t) \exp(-i\omega_3 t) |3\rangle, \quad (3)$$

将哈密顿量代入薛定谔方程

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle,$$

并考虑各个态的衰减因子, 在慢变近似 [$a_1 = \tilde{a}_1 \exp(-i\Delta_p t)$, $a_2 = \tilde{a}_2$, $a_3 = \tilde{a}_3 \exp(-i\Delta_c t)$] 及假定耦合场无失谐 ($\Delta_c = 0$) 情况下可得

$$\begin{cases} \dot{\tilde{a}}_1 = \left(-\frac{\Gamma_1}{2} + i\Delta_p\right) \tilde{a}_1 + \frac{i}{2} g^* \tilde{a}_2, \\ \dot{\tilde{a}}_2 = \frac{i}{2} g \tilde{a}_1 + \frac{i}{2} \Omega \tilde{a}_3 - \frac{\Gamma_2}{2} \tilde{a}_2, \\ \dot{\tilde{a}}_3 = \frac{i}{2} \Omega^* \tilde{a}_2 - \frac{\Gamma_3}{2} \tilde{a}_3. \end{cases} \quad (4)$$

在三能级电磁感应透明系统中, 探测光功率远小于耦合光功率 (即 $g \ll \Omega$), 并且应满足条件 $|\Omega|^2 \gg \Gamma_2 \Gamma_3$ ^[19]; 同时在初始状态绝大多数原子均处于基态上, 因此我们设初值条件为 $a_1(0) = 1$, $a_2(0) = 0$, $a_3(0) = 0$, 对方程组(4)作拉普拉斯变换, 并解方程组(4)得上能态的布居数几率振幅为

$$\bar{a}_2(s) = a_2(\infty) \left[\frac{1}{s + \Gamma_1/2 - i\Delta_p} - \frac{s + |\Omega|^2/[2(\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)] + \Gamma_3/2}{s^2 + (\Gamma_2 + \Gamma_3)s/2 + |\Omega|^2/4} \right], \quad (5)$$

其中 s 为拉普拉斯变换中的复参变量。

当电磁感应透明发生时, 一束强耦合光将原子由基态 $|3\rangle$ 抽运到激发态 $|2\rangle$ 上, 处于激发态上的原子将迅速向基态 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 上跃迁并辐射光子, 当原子跃迁到 $|3\rangle$ 态时, 由于强耦合场的存在, 又将从基态 $|3\rangle$ 跃迁到激发态 $|2\rangle$ 上, 而由于 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 间探测光很弱, 以至于代表它跃迁能力的拉比频率 g 远远小于原子在 $|2\rangle$ 态上的衰变率 Γ_2 即 ($g \ll \Gamma_2$), 因此处于激发态 $|2\rangle$ 上的原子将向基态 $|1\rangle$ 上跃迁, 并辐射光子。通过测量辐射场的二阶相干度, 来讨论其辐射场的量子统计特性, 下面先引入二阶相干度的概念。

3 二阶相干度的概念及单光子态的量子特性

量子归一化的二阶相干度是^[20]

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle E^-(0)E^-(\tau)E^+(\tau)E^+(0) \rangle}{\langle E^-(\infty)E^+(\infty) \rangle}, \quad (6)$$

原子与场发生共振相互作用时,考虑到原子跃迁辐射荧光的物理过程,在远场条件及韦斯科普夫-维格纳(Weisskopf-Wigner)近似下,共振辐射场的场算符可以通过原子的上升与下降算符表示为^[21,22]

$$\begin{cases} E^+(\mathbf{r},t) = f(\mathbf{r})\sigma^-(t-\mathbf{r}/c), \\ \sigma^- = |1\rangle\langle 2| \\ E^-(\mathbf{r},t) = f^*(\mathbf{r})\sigma^+(t-\mathbf{r}/c), \\ \sigma^+ = |2\rangle\langle 1| \end{cases} \quad (7)$$

式中 $f(\mathbf{r}), f^*(\mathbf{r})$ 为 c 数——经典的(Classical)数,即普通的数[它区别于 q 数——量子的(quantum)数,即算符],(7)式体现了原子系统对辐射场的贡献,将(7)式代入(6)式,于是辐射场的二阶相干度可以用原子算符来表示:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \sigma^+(0)\sigma^+(\tau)\sigma^-(\tau)\sigma^-(0) \rangle}{\langle \sigma^+(\infty)\sigma^-(\infty) \rangle}, \quad (8)$$

(8)式涉及双时相关函数,但可应用 Lax 的量子回归定理^[22,23]使之变为单时相关函数。于是(8)式变为^[24]

$$g^{(2)}(\tau) = \rho_{22}(\tau)/\rho_{22}(\infty), \quad (9)$$

其中 $\rho_{22}(\tau) = \langle \sigma^+(\tau)\sigma^-(\tau) \rangle = a_2^*(\tau)a_2(\tau)$ 是上能级的密度算符, $\rho_{22}(\infty)$ 为稳态时上能级的密度算符。我们将利用公式(9)讨论 Λ 型三能级电磁感应透明原子系统的二阶相干度。

若光场处于纯的单光子态时,其二阶相干度为 $g^{(2)}(0) = 0$ 。一般情况下,若光场的二阶相干度满足条件 $0 \leq g^{(2)}(0) < 1$ 且 $g^{(2)}(0) < g^{(2)}(\tau)$,则表明该光场具有单光子态的量子统计特性。这成为判定是否处于单光子态的依据。

4 计算结果与分析

下面对 $\bar{a}_2(s)$ 进行拉普拉斯逆变换,(5)式中右边第二项的分母为关于 s 的一元二次方程,其判别式为: $\Delta = (\Gamma_2 + \Gamma_3)^2 - 4|\Omega|^2$,在 Δ 不同的情况下,做拉普拉斯逆变换, $a_2(t)$ 会得到不同的结果,因此可对不同情况分别进行讨论。并注意在讨论中应保证电磁感应透明条件 $|\Omega|^2 \gg \Gamma_2\Gamma_3$ 的满足。

1) 当 $\Delta < 0$ 时,即

$$|\Omega|^2 > \frac{(\Gamma_2 + \Gamma_3)^2}{4} > \left(\frac{\Gamma_2}{2}\right)^2 \Rightarrow |\Omega| > \frac{\Gamma_2}{2},$$

因此当 $\Gamma_2 \gg 4\Gamma_3$ 满足,就可满足 $|\Omega|^2 \gg \Gamma_2\Gamma_3$,于是有

$$a_2(t) = a_2(\infty) \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_1}{2} - i\Delta_p\right)t\right] - \exp\left(\frac{\Gamma_2 + \Gamma_3}{4}t\right) \times \left[\cos\frac{\sqrt{-\Delta}}{4}t + \frac{|\Omega|^2 - (\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)(\Gamma_2 - \Gamma_3)}{(\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)\sqrt{-\Delta}} \sin\frac{\sqrt{-\Delta}}{4}t \right] \right\}$$

其中 $a_2(\infty)$ 为稳态解:

$$a_2(\infty) = \frac{ig(\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)}{(\Gamma_1 - i2\Delta_p)(\Gamma_2 + \Gamma_3 - \Gamma_1 + i2\Delta_p) - |\Omega|^2},$$

所以二阶相干度为

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\rho_{22}(\tau)}{\rho_{22}(\infty)} = \frac{a_2^*(\tau)a_2(\tau)}{a_2^*(\infty)a_2(\infty)} = \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_1}{2} + i\Delta_p\right)\tau\right] - \exp\left(\frac{\Gamma_2 + \Gamma_3}{4}\tau\right) \left[\cos\frac{\sqrt{-\Delta}}{4}\tau + \frac{|\Omega|^2 - (\Gamma_1 - \Gamma_3 + i2\Delta_p)(\Gamma_2 - \Gamma_3)}{(\Gamma_1 - \Gamma_3 + i2\Delta_p)\sqrt{-\Delta}} \sin\frac{\sqrt{-\Delta}}{4}\tau \right] \right\} \times \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_1}{2} - i\Delta_p\right)\tau\right] - \exp\left(\frac{\Gamma_2 + \Gamma_3}{4}\tau\right) \left[\cos\frac{\sqrt{-\Delta}}{4}\tau + \frac{|\Omega|^2 - (\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)(\Gamma_2 - \Gamma_3)}{(\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)\sqrt{-\Delta}} \sin\frac{\sqrt{-\Delta}}{4}\tau \right] \right\}.$$

如图 2 所示,当探测光的失谐 Δ_p 不变($\Delta_p = \Gamma_2$)而耦合光的功率(由拉比频率 Ω 表征,以下同)改变时,二阶相干度随时间延迟变化的情况。可见,图 2 中曲线(a)、(b)、(c)均满足条件, $0 \leq g^{(2)}(0) < 1$,

$g^{(2)}(0) < g^{(2)}(\tau)$,故在此条件下,辐射场具有单光子态的量子统计性质。当耦合光的功率增大时,二阶相干度曲线振荡幅度变大,同时振荡频率变快。其中相比曲线(b)、(c),曲线(a)($\Omega = 3\Gamma_2$,拉比频率较小)的

二阶相干度在 0 时间延迟附近随时间延迟 τ 的增加较缓慢,在一段较长时间延迟范围内均满足 $g^{(2)}(\tau) < 1$ 。由此说明,在此种情况下,较弱的耦合场更利于实现非经典场的量子统计行为。

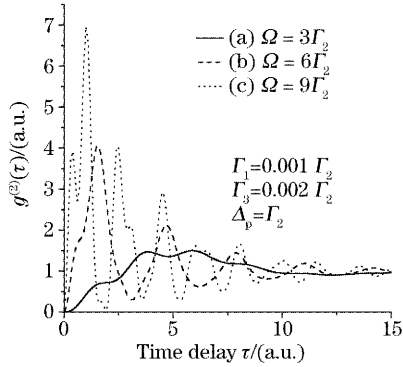


图 2 在不同耦合光功率下,二阶相干度与延迟时间的关系

Fig. 2 Second-order coherence versus delay time at different power of coupling light (Ω)

如图 3 所示,当探测光的失谐 Δ_p 改变而耦合光的功率不变($\Omega = 6\Gamma_2$)时,二阶相干度随时间延迟变化的情况。可见,曲线(a)、(b)、(c)均满足条件

$0 \leq g^{(2)}(0) < 1, g^{(2)}(0) < g^{(2)}(\tau)$;当失谐 Δ_p 增大时 [见曲线(c), $\Delta_p = 1.5\Gamma_2$],二阶相干度曲线振荡幅度变小,同时振荡频率变慢。在时间延迟为 0 的附近,二阶相干度随时间延迟 τ 的增加变化趋缓。

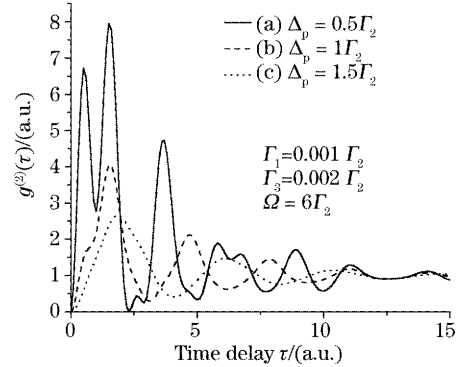


图 3 在不同探测光失谐下,二阶相干度与延迟时间的关系

Fig. 3 Second-order coherence versus delay time at different detuning of probe light Δ_p

2) 当 $\Delta > 0$ 时,即 $|\Omega|^2 < (\Gamma_2 + \Gamma_3)^2 / 4$,因此须满足 $|\Omega| \gg 4\Gamma_3$,才能保证 $|\Omega|^2 \gg \Gamma_2\Gamma_3$ 成立,于是有

$$a_2(t) = a_2(\infty) \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_1}{2} - i\Delta_p\right)t\right] - \frac{1}{2} \left[1 + \frac{|\Omega|^2 - (\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)(\Gamma_2 - \Gamma_3)}{(\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)\sqrt{-\Delta}} \right] \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_2 + \Gamma_3}{4} - \frac{\sqrt{-\Delta}}{4}\right)t\right] - \frac{1}{2} \left[1 - \frac{|\Omega|^2 - (\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)(\Gamma_2 - \Gamma_3)}{(\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)\sqrt{-\Delta}} \right] \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_2 + \Gamma_3}{4} + \frac{\sqrt{-\Delta}}{4}\right)t\right] \right\},$$

所以二阶相干度为

$$g^{(2)}(\tau) = \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_1}{2} + i\Delta_p\right)\tau\right] - \left[\text{ch}\frac{\sqrt{\Delta}}{4}\tau - \frac{|\Omega|^2 - (\Gamma_1 - \Gamma_3 + i2\Delta_p)(\Gamma_2 - \Gamma_3)}{(\Gamma_1 - \Gamma_3 + i2\Delta_p)\sqrt{\Delta}} \text{sh}\frac{\sqrt{\Delta}}{4}\tau \right] \exp\left(\frac{\Gamma_2 + \Gamma_3}{4}\tau\right) \right\} \times \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_1}{2} - i\Delta_p\right)\tau\right] - \left[\text{ch}\frac{\sqrt{\Delta}}{4}\tau - \frac{|\Omega|^2 - (\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)(\Gamma_2 - \Gamma_3)}{(\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)\sqrt{\Delta}} \text{sh}\frac{\sqrt{\Delta}}{4}\tau \right] \exp\left(\frac{\Gamma_2 + \Gamma_3}{4}\tau\right) \right\}.$$

当探测光的失谐 Δ_p 不变($\Delta_p = \Gamma_2$)而耦合光的功率改变时,二阶相干度随时间延迟变化的情况,如图 4 所示。可见,图 4 中曲线(a)、(b)、(c)均满足条件 $0 \leq g^{(2)}(0) < 1, g^{(2)}(0) < g^{(2)}(\tau)$,即产生单光子态的量子统计光场;当耦合光的功率增大时,二阶相干度曲线振荡幅度变大,而振荡频率几乎不变。所以在该种情况下,耦合场的强度大小对二阶相干度的影响不是很显著。

当考虑探测光的失谐对二阶相干度的影响时,取耦合光的功率不变($\Omega = 0.3\Gamma_2$),而探测光的失谐 Δ_p 分别为 $0.5\Gamma_2, 1\Gamma_2, 1.5\Gamma_2$ 时二阶相干度随时间延迟变化的情况,如图 5 所示。可见,图 5 中曲线

(a)、(b)、(c)也均满足条件单光子场的量子统计特性, $0 \leq g^{(2)}(0) < 1, g^{(2)}(0) < g^{(2)}(\tau)$;当 Δ_p 失谐增大时,二阶相干度曲线振荡幅度和振荡频率都变大。其中曲线(a)($\Delta_p = 0.5\Gamma_2$)即失谐小的情况,二阶相干度随时间延迟的增加变化较缓慢。因此,在该条件下,探测光的失谐量越小,越利于获得二阶相干度小于 1 的量子统计光场。

3) 当 $\Delta = 0$ 时, $|\Omega|^2 = \frac{(\Gamma_2 + \Gamma_3)^2}{4} > \left(\frac{\Gamma_2}{2}\right)^2 \Rightarrow |\Omega| > \frac{\Gamma_2}{2}$,因此只须满足 $\Gamma_2 \gg 4\Gamma_3$,就能保证 $|\Omega|^2 \gg \Gamma_2\Gamma_3$ 成立,于是

$$a_2(t) = a_2(\infty) \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_1}{2} - i\Delta_p\right)t\right] - \exp\left(\frac{\Gamma_2 + \Gamma_3}{4}t\right) \left[1 + \left(-\frac{\Gamma_2 - \Gamma_3}{4} + \frac{|\Omega|^2}{2(\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)}\right)t\right] \right\},$$

所以二阶相干度为

$$g^{(2)}(\tau) = \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_1}{2} + i\Delta_p\right)\tau\right] - \exp\left(\frac{\Gamma_2 + \Gamma_3}{4}\tau\right) \left[1 + \left(-\frac{\Gamma_2 - \Gamma_3}{4} + \frac{|\Omega|^2}{2(\Gamma_1 - \Gamma_3 + i2\Delta_p)}\right)\tau\right] \right\} \times \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\Gamma_1}{2} - i\Delta_p\right)\tau\right] - \exp\left(\frac{\Gamma_2 + \Gamma_3}{4}\tau\right) \left[1 + \left(-\frac{\Gamma_2 - \Gamma_3}{4} + \frac{|\Omega|^2}{2(\Gamma_1 - \Gamma_3 - i2\Delta_p)}\right)\tau\right] \right\}.$$

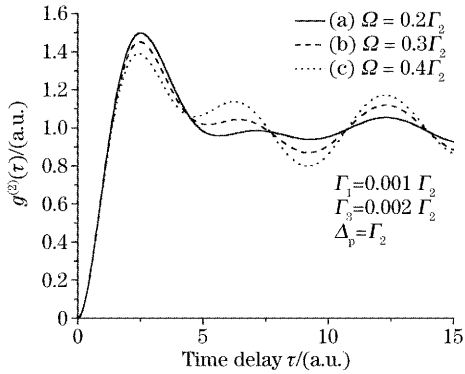


图 4 在不同耦合光功率下,二阶相干度与延迟时间的关系

Fig. 4 Second-order coherence versus delay time at different power of coupling light (Ω)

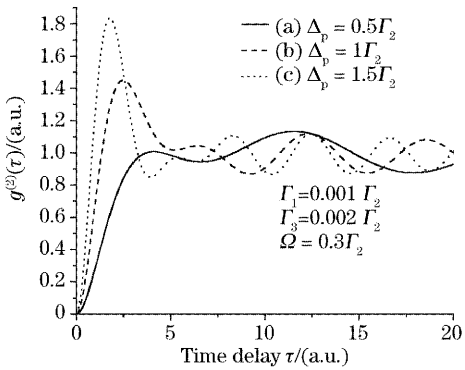


图 5 在不同探测光失谐下,二阶相干度与延迟时间的关系

Fig. 5 Second-order coherence versus delay time at different Δ_p

图 6 为当耦合场与衰减因子相近时,探测光的失谐 Δ_p 改变而耦合光的功率不变 ($\Omega = 0.501\Gamma_2$) 时,二阶相干度随时间延迟变化的情况。可见,图 6 中曲线(a)、(b)、(c)均满足条件 $0 \leq g^{(2)}(0) < 1$, $g^{(2)}(0) < g^{(2)}(\tau)$,当失谐增大时,二阶相干度曲线振荡幅度和振荡频率都变大。其中曲线(a) ($\Delta_p = 0.5\Gamma_2$)的二阶相干度随时间延迟的增加变化较缓慢。

通过考察电磁感应透明过程中不同情况的二阶相干度,可发现图 2~图 6 中的二阶相干度均满足

条件 $0 \leq g^{(2)}(0) < 1$, $g^{(2)}(0) < g^{(2)}(\tau)$,于是可得出电磁感应透明过程辐射的光场具有单光子量子统计特性。并且分析了耦合场的强弱以及探测场失谐对量子统计特性的影响,分析结果表明,在 $|\Omega| > (\Gamma_2 + \Gamma_3)/2$ 情况下,当取较小的耦合光功率及较大的探测光失谐时,二阶相干度随时间延迟的变化较缓,在较长时间延迟范围内,二阶相干度保持小于 1。相反,在 $|\Omega| \leq (\Gamma_2 + \Gamma_3)/2$ 情况下,较小的探测光失谐有利于在较长的时间延迟范围内保持二阶相干度小于 1。

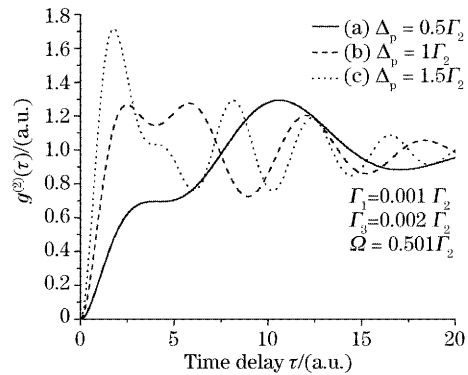


图 6 在不同探测光失谐下,二阶相干度与延迟时间的关系

Fig. 6 Second-order coherence versus delay time at different Δ_p

5 结 论

本文对 Λ 型三能级原子电磁感应透明过程中辐射场的二阶相干度进行了研究,表明其辐射场具有单光子场的量子统计特性,说明利用电磁感应透明过程可以有制备单光子态的可能性。同时也讨论了在电磁感应透明系统中相关参量对二阶相干度的影响,为在实际系统中进行单光子的制备与测量提供理论参考。当然该系统如果应用于产生单光子也有一些不足,如果考虑单光子的产生效率,一般使用多个三能级原子系统^[25],此时在多原子系统中的计算会有所不同,同时还应考虑光子数的概率分布及辐射光子的角分布。

参 考 文 献

- 1 E. Knill, R. Laflamme, G. J. Milburn. A scheme for efficient quantum computation with linear optics [J]. *Nature*, 2001, **409**(6816): 46~52
- 2 Norbert Lütkenhaus. Security against individual attacks for realistic quantum key distribution[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **61**(5): 052304-1~052304-10
- 3 L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac *et al.*. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics [J]. *Nature*, 2001, **414**(6862): 413~418
- 4 B. Lounis, W. E. Moerner. Single photons on demand from a single molecule at room temperature [J]. *Nature*, 2000, **407**(6803): 491~493
- 5 J. Kim, O. Benson, H. Kan *et al.*. A single-photon turnstile device[J]. *Nature*, 1999, **397**(6719): 500~503
- 6 A. Beveratos, S. Kühn, R. Brouri *et al.*. Room temperature stable single-photon source[J]. *Eur. Phys. J. D*, 2002, **18**(2): 191~196
- 7 J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer *et al.*. Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity [J]. *Science*, 2004, **303**(5666): 1992~1994
- 8 P. Michler, A. Kiraz, C. Becher *et al.*. A quantum dot single-photon turnstile device[J]. *Science*, 2000, **290**(5500): 2282~2285
- 9 Xiong Li, Qin Xiaomin, Feng Mingming *et al.*. Single-photon control with Mach-Zender interferometer [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(3): 294~298 (in Chinese)
熊利, 秦小林, 冯明明等. 基于马赫-曾德尔干涉仪的单个光子操控[J]. *光学学报*, 2004, **24**(3): 294~298
- 10 C. K. Hong, L. Mandel. Experimental realization of a localized one-photon state[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **56**(1): 58~60
- 11 Hiromi Ezaki, Eiichi Hanamura, Yoshihisa Yamamoto. Generation of phase states by two-photon absorption[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **83**(17): 3558~3561
- 12 C. W. Chou, S. V. Polyakov, A. Kuzmich *et al.*. Single-photon generation from stored excitation in an atomic ensemble [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(21): 213601-1~213601-4
- 13 Edo Waks, Kyo Inoue, Charles Santori *et al.*. Quantum cryptography with a photon turnstile [J]. *Nature*, 2002, **420**(6917): 762
- 14 Alexios Beveratos, Rosa Brouri, Thierry Gacoin *et al.*. Single photon quantum cryptography [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(18): 187901-1~187901-4
- 15 S. E. Harris, J. E. Field, A. Imamoglu. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**(10): 1107~1110
- 16 S. Zibrov, M. D. Lukin, D. E. Nikonov *et al.*. Experimental demonstration of laser oscillation without population inversion via quantum interference in Rb[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**(8): 1499~1502
- 17 Jingjuan Li, Chengpu Liu, Ni Cui *et al.*. Lasing with and without inversion due to spontaneously generated coherence in an open V-type system[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**(12): 725~727
- 18 Shuguang Zhu, Anshi Xu, Yu Zhang *et al.*. Reversible storage of multiple light pulses in the EIT atomic medium[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(11): 680~682
- 19 Julio Gea-Banacloche, Yong-qing Li, Shao-zheng Jin *et al.*. Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and experiment[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(1): 576~584
- 20 Tan Weihai. *Nonlinear and Quantum Optics* [M]. 2nd ed., Beijing: Science Press, 2000. 181~182 (in Chinese)
谭维翰. *非线性与量子光学* [M] (第2版). 北京: 科学出版社, 2000. 181~182
- 21 R. Loudon. Non-classical effects in the statistical properties of light[J]. *Rep. Prog. Phys.*, 1980, **43**(7): 913~949
- 22 Marlan O. Scully, M. Suhail Zubairy. *Quantum Optics* [M]. London: Cambridge University Press, 1999. 292~316
- 23 Melvin Lax. Quantum Noise. XI. Multitime correspondence between quantum and classical stochastic processes [J]. *Phys. Rev.*, 1968, **172**(2): 350~361
- 24 A. Beveratos, R. Brouri, J.-P. Poizat *et al.*. Bunching and antibunching from single NV color centers in diamond[J]. arXiv, www.arXiv.org/ps-cache/quant-ph/pdf/0010/001044.pdf
- 25 L.-M. Duan, J. I. Cirac, P. Zoller. Three-dimensional theory for interaction between atomic ensembles and free-space light[J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **66**(2): 023818-1~023818-13