

# 虚光场对玻色-爱因斯坦凝聚体与二项式光场相互作用系统中光场压缩性质的影响<sup>\*</sup>

赵建刚<sup>‡</sup> 孙长勇<sup>†</sup> 梁宝龙 苏 杰

(聊城大学物理科学与信息工程学院, 聊城 252059)

(2008 年 10 月 27 日收到 2008 年 12 月 2 日收到修改稿)

在二项式光场和二能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体相互作用系统中, 应用全量子理论, 分别在旋波近似和非旋波近似下, 研究了光场的压缩特性以及原子本征频率、原子-光场的耦合系数、光场参数以及虚光场对系统光场压缩特性的影响. 研究表明, 光场的两个正交分量均被周期性压缩, 光场压缩持续时间与原子的本征频率有关, 压缩深度与二项式光场概率分布参数和虚光场有关, 光场与原子的耦合系数决定了光场涨落的崩塌-回复频率.

关键词: 量子光学, 玻色-爱因斯坦凝聚, 虚光场, 光场压缩

PACC: 4250, 3280

## 1. 引 言

1995 年, 美国科学家在实验室实现了具有弱相互作用的中性碱金属原子的玻色-爱因斯坦凝聚现象(Bose-Einstein condensation, BEC)<sup>[1-3]</sup>, 这一物理学发展史上具有里程碑意义的重大进展, 开辟了一个全新的物理学领域, 人们以极大的兴趣对原子 BEC 的产生及其独特性质以及原子 BEC 与光场的相互作用进行了大量的实验和理论研究, 取得了一系列的研究成果<sup>[4-20]</sup>. 在原子的激光冷却、BEC 的制备和探测过程中, 光场与原子之间的相互作用起着极为重要的作用. 因此, 对 BEC 的量子光学性质的研究, 即有利于了解 BEC 自身的特性, 而且可能为 BEC 的制备和探测提供有效的方法. 文献 [6] 提出了一种普遍的原子与光子相互作用的量子场论, 不仅可用于超冷原子的量子统计性质, 而且可用于描写 BEC 的形成以及 BEC 的量子光学性质, 文献 [8] 进一步研究了压缩激光的量子动力学理论, 提出利用压缩相干光与原子 BEC 的相互作用可以产生压缩原子激光, 文献 [18] 研究了 V 型三能级原子 BEC 与双模压缩光场相互作用系统中光场的压缩特性.

近年来, 对光场与原子 BEC 相互作用系统中的量子光学性质的研究, 基本上考虑非经典光场与原子 BEC 之间的相互作用, 处理方法采用旋波近似, 而对强入射光的情形很少涉及. 大量的研究表明, 虚光子过程是光场与原子相互作用过程中实实在在的物理过程, 它可以导致相互作用过程中光场和原子量子特性的变化以及在物理过程中引起量子噪声<sup>[21-23]</sup>. 因此, 对虚光场效应的研究是一个既有理论价值又有实际意义的课题, 越来越受到人们的关注. 本文应用全量子理论, 分别在旋波近似和非旋波近似下, 忽略非线性的原子-原子相互作用<sup>[8]</sup>, 研究了二项式光场与二能级原子 BEC 相互作用系统中光场的压缩特性. 通过数值计算, 得到了光场涨落函数的时间演化曲线, 并进一步讨论了原子的本征频率、光场参数和虚光场对光场压缩性质的影响.

## 2. 旋波近似下光场的压缩性质

考虑二能级原子 BEC 与单模二项式光场的相互作用系统. 在旋波近似下, 系统的哈密顿量为

$$H = \omega_0 b_2^\dagger b_2 + \omega_a a^\dagger a + g'(ab_1 b_2^\dagger + a^\dagger b_1^\dagger b_2), \quad (1)$$

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10847143)和山东省自然科学基金(批准号:Q2007A01)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人, E-mail: sunchangyong@lcu.edu.cn

<sup>‡</sup> E-mail: zhaojiangang2007@sohu.com

式中  $b_i^\dagger$  和  $b_i$  ( $i=1, 2$ ) 分别为 BEC 原子第  $i$  个原子态的产生算符与湮没算符,  $a^\dagger$  和  $a$  是二项式光场的产生算符和湮没算符,  $\omega_a$  为光场的圆频率,  $\omega_0$  为原子基态和激发态之间的本征跃迁圆频率,  $g'$  为原子和光场之间的耦合系数.

假定初始时刻所有原子均处于基态并发生 BEC, 激发态为真空态, 系统的态矢可表示为

$$|\psi(0)\rangle = |\alpha_1\rangle \otimes |\Phi(0)\rangle_s, \quad (2)$$

$$|\Phi(0)\rangle_s = |0_2\rangle \otimes |\eta, M\rangle, \quad (3)$$

式中  $|\alpha_1\rangle$  表示在基态发生 BEC 的原子处于相干态<sup>[7]</sup>, 有  $b_1|\alpha_1\rangle = \sqrt{N_0}e^{-i\theta}|\alpha_1\rangle$ ,  $N_0$  为处于  $|\alpha_1\rangle$  的平均原子数, 而  $|0_2\rangle$  表示原子能级  $|2\rangle$  处于真空态,  $|\eta, M\rangle$  为二项式光场, 即

$$|\eta, M\rangle = \sum_{n=0}^M \beta_n^M |n\rangle \quad (0 < \eta < 1, M > 0), \quad (4)$$

式中

$$\beta_n^M = \left[ \frac{M!}{n!(M-n)!} \eta^n (1-\eta)^{M-n} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

在(4)式中  $|n\rangle$  表示场模的数态,  $\{\eta(1-\eta)\}$  表

示 Bernoulli 实验的两个可能输出结果的概率. (5) 式是二项式的光子分布函数, 表现为亚泊松分布,  $M$  是光场的最大光子数.

为了使体系的运动方程便于求解, 我们采用 Bogoliubov 近似, 即假定初始时刻处于 BEC 的原子数目很大, 以至于在光场相互作用过程中基态原子数的缓慢变化可以忽略不计, 从而可以将体系哈密顿中的  $b_1^\dagger$  和  $b_1$  分别用  $\sqrt{N_0}e^{i\theta}$  和  $\sqrt{N_0}e^{-i\theta}$  代替, 令  $g = g'\sqrt{N_0}$ , 为简单起见, 只考虑共振情形, 即设  $\omega_a = \omega_0 = \omega$ , 同时为了便于书写方便将  $b_2$  写成  $b$ , 则  $H$  可简化为

$$H = \omega b^\dagger b + \omega a^\dagger a + g(ab^\dagger e^{-i\theta} + a^\dagger e^{i\theta}), \quad (6)$$

由此我们得到关于  $a, b$  的海森伯方程的矩阵形式为

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} b(t) \\ a(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega & g e^{-i\theta} \\ g e^{i\theta} & \omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b(t) \\ a(t) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

利用系数矩阵的对角化技术, 可以得到其解如下:

$$\begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(gt) & -i \sin(gt) e^{i\theta} \\ -i \sin(gt) e^{-i\theta} & \cos(gt) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(0) \\ b(0) \end{pmatrix} e^{-i\omega t}. \quad (8)$$

为了研究光场的压缩效应, 定义光场的两个缓变的正交分量算符<sup>[24]</sup>为

$$U_1 = \frac{1}{2}(a + a^\dagger), \quad (9)$$

$$U_2 = \frac{1}{2i}(a - a^\dagger). \quad (10)$$

$U_1, U_2$  满足下列对易关系:

$$[U_1, U_2] = \frac{i}{2}, \quad (11)$$

相应的不确定关系为

$$(\Delta U_1)^2 (\Delta U_2)^2 \geq 1/16. \quad (12)$$

引入

$$Q_i = (\Delta U_i)^2 - \frac{1}{4}, \quad (i=1, 2). \quad (13)$$

若在某一状态下,  $Q_i < 0$  ( $i=1, 2$ ), 则表示光场的第  $i$  个正交分量的量子噪声被压缩. 当系统处于(2)式所描述的状态时, 利用(8)式可得

$$a(t) = e^{-i\omega t} \cos(gt) \xi_1, \quad (14)$$

$$a^2(t) = e^{-2i\omega t} \cos^2(gt) \xi_2, \quad (15)$$

$$a^\dagger(t)a(t) = \eta M \cos^2(gt), \quad (16)$$

式中

$$\xi_1 = \sum_{n=0}^M \frac{M! \eta^n (1-\eta)^{M-n-1}}{n!(M-n)!} \times \sqrt{\eta(1-\eta)(M-n)},$$

$$\xi_2 = \sum_{n=0}^M \frac{M! \eta^{n+1} (1-\eta)^{M-n-1}}{n!(M-n)!} \times \sqrt{(M-n)(M-n-1)}.$$

将(14)–(16)式代入(13)式得

$$Q_{RW1} = \frac{1}{2} \cos^2(gt) (\xi_2 \cos(2\omega t) + \eta M - 2\xi_1^2 \cos^2(\omega t)), \quad (17)$$

$$Q_{RW2} = -\frac{1}{2} \cos^2(gt) (\xi_2 \cos(2\omega t) - \eta M + 2\xi_1^2 \sin^2(\omega t)). \quad (18)$$

从(17)–(18)式不难看出, 光场的两个正交分量的涨落均随时间周期性地变化. 当

$$\xi_2 \cos(2\omega t) + \eta M < 2\xi_1^2 \cos^2(\omega t) \quad (19)$$

时, 有  $Q_{RW1} < 0$ , 即  $U_1$  分量被压缩. 而当

$$\xi_2 \cos(2\omega t) + 2\xi_1^2 \cos^2(\omega t) > \eta M \quad (20)$$

时, 有  $Q_{RW2} < 0$ , 即  $U_2$  分量被压缩.

从(17),(18)式还可以看出,  $Q_{RWi}(t)$  ( $i = 1, 2$ ) 含有频率分别为  $2\omega$  和  $2g$  的两种振荡, 前者是由原子频繁发射和吸收光子造成的量子 Rabi 振荡, 后者表征原子与光子相互作用所引起的崩塌-回复效应.

为了进一步分析光场压缩性质受二项式光场概

率分布参数  $\eta$  的影响, 我们对(17)(18)式进行数值计算, 由于  $Q_{RW1}, Q_{RW2}$  的函数关系具有对称性, 在这里我们只给出  $Q_{RW1}$  的计算结果(如图1). 由图1可以看出, 随着参数  $\eta$  的增大,  $Q_{RW1}$  的压缩深度逐渐加深, 又因  $Q_{RW1}, Q_{RW2}$  随时间演化曲线关于横轴对称, 所以  $Q_{RW2}$  的压缩深度也随参数  $\eta$  的增大逐渐加深.

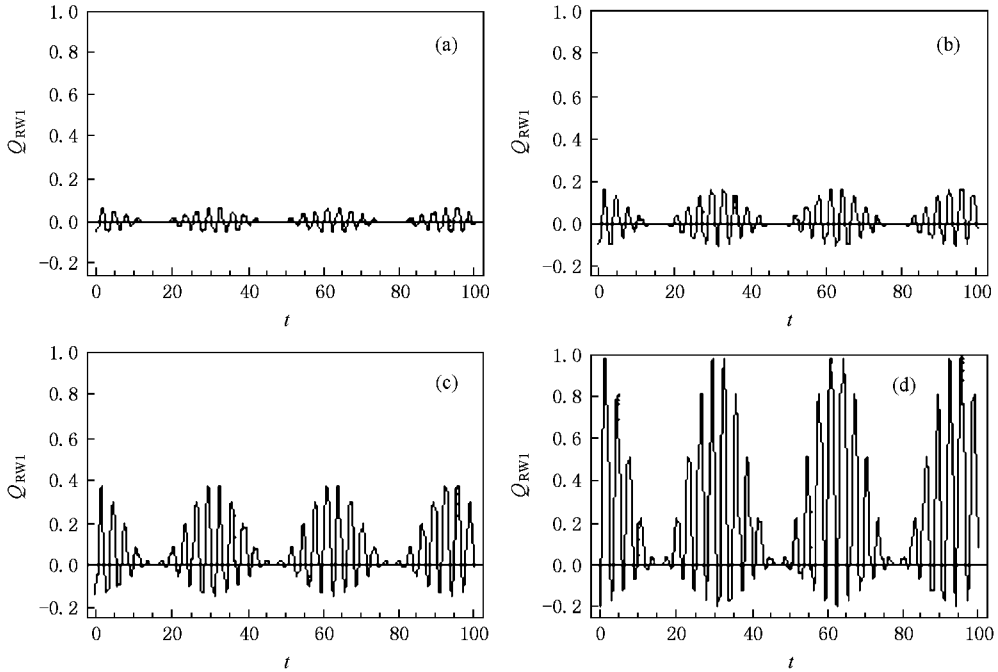


图1 当参数  $\omega = 1.0, g = 0.1$  (a)  $\eta = 0.2$  (b)  $\eta = 0.4$  (c)  $\eta = 0.6$  (d)  $\eta = 0.8$  时,  $Q_{RW1}$  随时间的演化曲线

### 3. 非旋波近似下光场的压缩性质

在非旋波近似下, 二能级原子 BEC 与单模二项式光场的相互作用系统的哈密顿量为

$$H = \omega_0 b_2^\dagger b_2 + \omega_a a^\dagger a + g'(ab_1 b_2^\dagger + a^\dagger b_1^\dagger b_2 + ab_1^\dagger b_2 + a^\dagger b_1 b_2^\dagger), \quad (21)$$

仍然只考虑共振的情况, 利用(1)式的化简方法, 并令  $\theta = 0$ , 将系统的哈密顿化简为

$$H = \omega b^\dagger b + \omega a^\dagger a + g(ab^\dagger + a^\dagger b + ab + a^\dagger b^\dagger), \quad (22)$$

由上式可以得出关于  $b, a, b^\dagger, a^\dagger$  海森伯方程的矩阵形式如下:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} b(t) \\ a(t) \\ b^\dagger(t) \\ a^\dagger(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega & g & 0 & g \\ g & \omega & g & 0 \\ 0 & -g & -\omega & -g \\ -g & 0 & -g & -\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b(t) \\ a(t) \\ b^\dagger(t) \\ a^\dagger(t) \end{pmatrix}. \quad (23)$$

利用系数矩阵的对角化技术, 上述方程可以严格求解, 其解如下:

$$\begin{aligned} b(t) &= \gamma_1 b(0) + \gamma_2 b^\dagger(0) \\ &\quad + \gamma_3 a(0) + \gamma_4 a^\dagger(0), \\ a(t) &= \gamma_1 a(0) + \gamma_2 a^\dagger(0) \\ &\quad + \gamma_3 b(0) + \gamma_4 b^\dagger(0), \end{aligned} \quad (24)$$

其中

$$\gamma_1 = \frac{1}{2} \left( \cos(\lambda_1 t) + \cos(\lambda_2 t) - \frac{i(\omega - g)}{\lambda_1} \right)$$

$$\begin{aligned} & \times \sin(\lambda_1 t) - \frac{i(\omega + g)}{\lambda_2} \sin(\lambda_2 t) \Big), \\ \gamma_2 &= \frac{ig}{2} \left( \frac{\sin(\lambda_1 t)}{\lambda_1} - \frac{\sin(\lambda_2 t)}{\lambda_2} \right), \\ \gamma_3 &= \frac{1}{2} \left( -\cos(\lambda_1 t) + \cos(\lambda_2 t) \right. \\ & \quad \left. + \frac{i(\omega - g)}{\lambda_1} \sin(\lambda_1 t) \right. \\ & \quad \left. - \frac{i(\omega + g)}{\lambda_2} \sin(\lambda_2 t) \right), \end{aligned} \quad (25)$$

$$\gamma_4 = -\frac{ig}{2} \left( \frac{\sin(\lambda_1 t)}{\lambda_1} + \frac{\sin(\lambda_2 t)}{\lambda_2} \right),$$

$$\lambda_1 = \sqrt{\omega^2 - 2\omega g},$$

$$\lambda_2 = \sqrt{\omega^2 + 2\omega g}.$$

利用与旋波近似完全类似的方法,可求得非旋波近似下光场  $U_i(t)$  ( $i = 1, 2$ ) 分量的涨落函数  $Q_{\text{NR}i}(t)$  ( $i = 1, 2$ ) 的解析表达式如下:

$$Q_{\text{NR}1} = \frac{1}{4} \left\{ -\xi_1^2 (\gamma_1 + \gamma_1^* + \gamma_2 + \gamma_2^*)^2 \right.$$

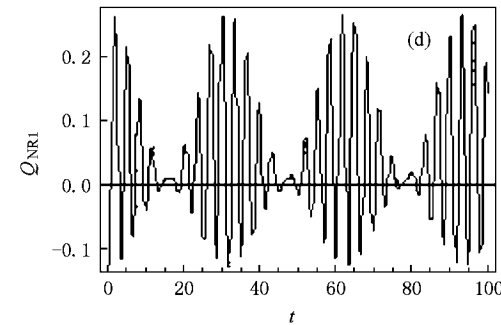
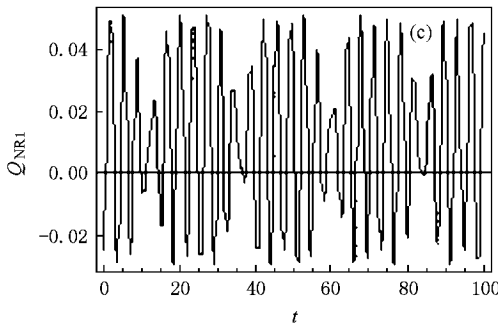
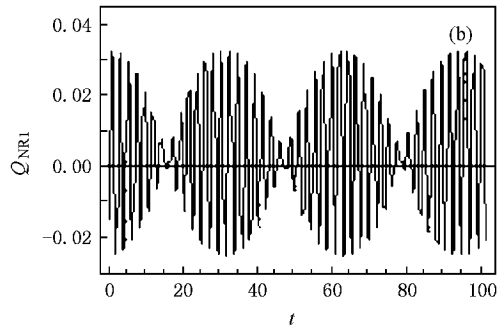
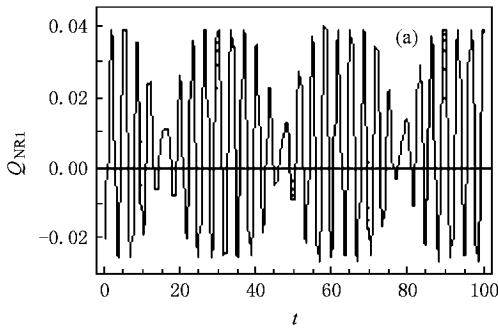


图 2 当参数 (a)  $\omega = 1.0, g = 0.1, \eta = 0.1$  (b)  $\omega = 1.5, g = 0.1, \eta = 0.1$  (c)  $\omega = 1.0, g = 0.15, \eta = 0.1$  (d)  $\omega = 1.0, g = 0.1, \eta = 0.15$  时,  $Q_{\text{NR}1}$  随时间的演化曲线

图 2 给出的是光场各种参数不同时,  $Q_{\text{NR}1}$  随时间的演化曲线,由图可以看出,在非旋波近似下,  $Q_{\text{NR}1}$  随时间作周期性地变化,  $U_1$  分量被周期性压缩. 由图 2(a)(b)比较还可以看出,原子发射和吸收光子造成的量子 Rabi 振荡频率随着原子本征跃

$$\begin{aligned} & + \xi_2 [(\gamma_1 + \gamma_2^*)^2 + (\gamma_1^* + \gamma_2)^2] \\ & + 2\eta M(\gamma_1 + \gamma_2^*)(\gamma_1^* + \gamma_2) \\ & + \gamma_1 \gamma_2 + \gamma_1^* \gamma_2^* + \gamma_3 \gamma_4 + \gamma_3^* \gamma_4^* \\ & + 2\gamma_2 \gamma_2^* + 2\gamma_4 \gamma_4^* \Big\}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} Q_{\text{NR}2} &= -\frac{1}{4} \left\{ -\xi_1^2 (\gamma_1 - \gamma_1^* + \gamma_2 - \gamma_2^*)^2 \right. \\ & + \xi_2 [(\gamma_1 - \gamma_2^*)^2 + (\gamma_1^* - \gamma_2)^2] \\ & + 2\eta M(\gamma_1 - \gamma_2^*)(\gamma_2 - \gamma_1^*) \\ & + \gamma_1 \gamma_2 + \gamma_1^* \gamma_2^* + \gamma_3 \gamma_4 + \gamma_3^* \gamma_4^* \\ & \left. - 2\gamma_2 \gamma_2^* - 2\gamma_4 \gamma_4^* \right\}. \end{aligned} \quad (27)$$

由于(26)(27)式比较复杂,很难直接看出  $Q_{\text{NR}1}, Q_{\text{NR}2}$  随时间演化的内在规律,我们借助于数值计算对非旋波近似下光场的压缩性质进行分析. 同理,由于  $Q_{\text{NR}1}, Q_{\text{NR}2}$  的函数关系具有对称性,我们只给出  $Q_{\text{NR}1}$  随时间的演化曲线(如图 2).

迁频率  $\omega$  的增大而增大,而表征原子与光子相互作用所引起的崩塌-回复振荡的频率不变;由图 2(a), (c) 表较可以看出当原子与光场的耦合系数增大时,崩塌-回复振荡的频率增大,而系统的量子 Rabi 振荡频率不变;由图 2(a)(d)比较可以看出,当二项

式光场概率分布参数  $\eta$  增大时, 系统两种振荡的频率基本不变,  $Q_{NR1}$  的压缩深度明显加深.

#### 4. 虚光场效应对系统光场压缩性质的影响

为了充分说明虚光场效应对二能级原子 BEC 与二项式光场相互作用系统中光场压缩性质的影响, 我们下面给出了  $\Delta Q (= Q_{NR1} - Q_{RW1})$  随时间演化的曲线(如图 3).

由图 3(a)(b)可以看出由非旋波项引起的虚光场效应反映在曲线上, 即在旋波近似下原子 Rabi 振荡的基础上附加一个类似崩塌-回复现象的振荡,

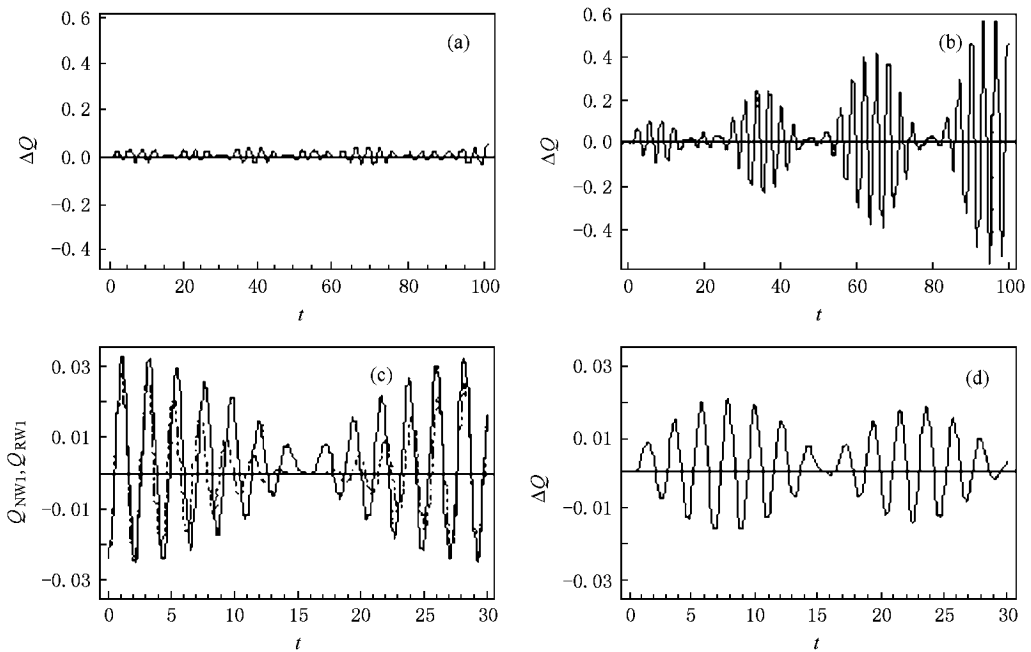


图 3 当参数(a)  $\lambda\omega = 1.0, g = 0.1, \eta = 0.1$  (b)  $\lambda\omega = 1.0, g = 0.1, \eta = 0.8$  (d)  $\lambda\omega = 1.2, g = 0.10, \eta = 0.1$  时  $\Delta Q$  随时间的演化曲线 (c)  $\lambda\omega = 1.2, g = 0.1, \eta = 0.1, Q_{NR1}$  (实线) 和  $Q_{RW1}$  (虚线) 随时间的演化曲线

#### 5. 结 论

本文分别在旋波近似和非旋波近似下, 运用全量子理论和 Bogoliubov 近似研究了单模二项式光场与二能级原子 BEC 相互作用系统中光场的压缩特性, 讨论了原子本征频率、原子 BEC-光场的耦合系数、光场参数以及虚光场对系统光场压缩特性的影

响. 结果表明, 在单模二项式光场与二能级原子 BEC 相互作用系统中, 光场的两个正交分量均被周期性压缩, 原子的本征频率  $\omega$  决定了光场两个正交分量涨落的 Rabi 频率和压缩持续时间, 光场与原子的耦合系数  $g$  决定了光场涨落的崩塌-回复频率, 当二项式光场概率分布参数  $\eta$  增大和考虑虚光场时, 光场的压缩深度均变深.

- [ 1 ] Anderson M H , Enscher J R , Methews M R *et al* 1995 *Science* **269** 198
- [ 2 ] Davis K B , Mewes M O 1995 *Phys Rev Lett.* **75** 3969
- [ 3 ] Bradley C C , Sackett C A , Tollett J J *et al* 1995 *Phys Rev Lett.* **75** 1687
- [ 4 ] Mewes M O , Andrews M R , Kurn D M *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 582
- [ 5 ] Anderson B P , Kasevich M A 1998 *Science* **282** 1686
- [ 6 ] You L , Lewenstein M , Cooper J 1995 *Phys. Rev. A* **5** 4712
- [ 7 ] Sun C P , Zhan H , Miao Y X *et al* 1998 *Commun. Theor. Phys.* **29** 161
- [ 8 ] Jing H , Chen J L , Ge M L 2001 *Phys. Rev. A* **63** 015601
- [ 9 ] Yin J P , Gao W J , Hu J J , Wang Y Q 2002 *Optics Communications* **206** 99
- [ 10 ] Xu Z J , Cheng C *et al* 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 611
- [ 11 ] Kuang L M , Ouyang Z W 2000 *Phys. Rev. A* **61** 023604
- [ 12 ] Liang Z X , Zhang Z D , Liu W M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 050402
- [ 13 ] Wen L H , Liu M , Xiong H W , Zhan M S 2005 *Eur. Phys. J. D* **36** 89
- [ 14 ] Wu Y , Yang X X , Xiao Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2200
- [ 15 ] Jiang T , Zhang Y P , Nie Z Q *et al* 2007 *Chin. Phys.* **16** 2984
- [ 16 ] Huang J S , Chen H F , Xie Z W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3435 ( in Chinese ) [ 黄劲松、陈海峰、谢征微 2008 物理学报 **57** 3435 ]
- [ 17 ] Zong F D , Zhang J F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2658 ( in Chinese ) [ 宗丰德、张解放 2008 物理学报 **57** 2658 ]
- [ 18 ] Zhou M , Huang C J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2514 ( in Chinese ) [ 周 明、黄春佳 2002 物理学报 **51** 2514 ]
- [ 19 ] Zhou Y X , Xia Q F , Sun C Y 2008 *J. At. Mol. Phys.* **25** 633 ( in Chinese ) [ 周玉新、夏庆峰、孙长勇 2008 原子与分子物理学报 **25** 633 ]
- [ 20 ] Hong T , Huo Y S , Wang Y Z 2000 *Acta Optica Sinica* **20** 315 ( in Chinese ) [ 洪 涛、霍芸生、王育竹 2000 光学学报 **20** 315 ]
- [ 21 ] Peng J S , Li G X 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 568 ( in Chinese ) [ 彭金生、李高翔 1993 物理学报 **42** 568 ]
- [ 22 ] Liu S Q , Guo Q , Tao X *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1481 ( in Chinese ) [ 刘三秋、郭 琴、陶向阳等 1998 物理学报 **47** 1481 ]
- [ 23 ] Li Y P , Xia Y J , He J Y 2005 *J. At. Mol. Phys.* **22** 551 ( in Chinese ) [ 李永平、夏云杰、贺金玉 2005 原子与分子物理学报 **22** 551 ]
- [ 24 ] Peng J S , Li G X 1996 *Introduction to quantum optics* ( Beijing : Science Press ) p15 ( in Chinese ) [ 彭金生、李高翔 1996 量子光学导论 ( 科学出版社 ) 第 165 页 ]

## Influence of the virtual photon field on the squeezing properties of light field in the system of binomial state field interacting with atomic Bose-Einstein condensate<sup>\*</sup>

Zhao Jian-Gang<sup>‡</sup> Sun Chang-Yong<sup>†</sup> Liang Bao-Long Su Jie

( School of Physics Science and Information Technology , Liaocheng University , Liaocheng 252059 , China )

( Received 27 October 2008 ; revised manuscript received 2 December 2008 )

### Abstract

The squeezing properties of binomial state field interacting with Bose-Einstein condensate of two-level atoms are investigated within and without rotating-wave approximation by means of quantum theory. The influences of atomic eigenfrequency, the coupling constant between light field and atoms, the parameter of light field and the virtual photon field on squeezing properties have been discussed. The results show that two quadrature components can be squeezed periodically, and the duration of squeezing light has something to do with atomic eigenfrequency  $\omega$ , and the degree of squeezing with the parameter of the binomial states field  $\eta$  and the virtual photon field. The frequency of light fluctuation's collapse and revival is determined by the coupling constant between light field and atoms.

**Keywords :** quantum optics , Bose-Einstein condensation , virtual photon field , squeezing of light

**PACC :** 4250 , 3280

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10847143 ) and the Natural Science Foundation of Shandong Province , China ( Grant No. Q2007A01 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : sunchangyong@lcu.edu.cn

<sup>‡</sup> E-mail : zhaojiangang2007@sohu.com