

原子间相互作用对光场和原子激光压缩性质的影响^{*}

李 明 孙久勋[†]

(电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2005 年 5 月 10 日收到, 2005 年 12 月 1 日收到修改稿)

对文献中给出的光场与二能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体(BEC)相互作用系统的哈密顿量进行分析, 表明文献中对原子间相互作用部分的处理有不合理之处, 文献中的处理过高估计了原子间相互作用的贡献, 从而对该哈密顿量作出了改进. 用改进的哈密顿量解析地求解了非旋波近似下光子和原子算符的运动方程, 并结合 BEC 的有关实验条件对哈密顿量中的有关参数作出了估计, 研究了光场与原子玻色-爱因斯坦凝聚体相互作用系统中, 光场和耦合输出相干原子束的压缩性质. 结果表明: 光场两正交分量的涨落均随时间按余弦规律周期性地变化, 原子激光的两正交分量的涨落均可压缩.

关键词: 玻色-爱因斯坦凝聚, 压缩相干态, 光场的正交压缩, 压缩原子激光

PACC: 3280, 4250

1. 引 言

自从 1995 年, 美国科学家在实验室观察到了中性碱金属原子的玻色-爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein Condensation, 简称 BEC)以来, 人们对 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, 取得了一系列成果^[1-14]. 由于光场与原子的相互作用在原子冷却、BEC 制备和探测过程中起着极为重要的作用, 深入研究 BEC 的光学性质不仅有助于研究 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[8]提出了一种普遍的原子与光子相互作用的量子场论, 不仅可用于处理超冷原子的量子统计性质, 而且可用于描写原子 BEC 的形成以及 BEC 的量子光学性质. 文献[9]针对原子激光的耦合输出实验提出了一种类似于 J-C 模型的理论分析模型. 文献[10]进一步研究了压缩原子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. 最近, 文献[11]又提出了一种利用强入射光控制原子激光相干性的方法, 并证明了输出的原子激光束将会随时间演化而呈现一些非经典性质, 如亚泊松分布和正交压缩性质等.

文献[9, 10]均没有考虑 BEC 原子间的相互作用, 但原子间相互作用对于 BEC 的形成及其相关性都是一个非常重要的影响因素. 为此, 文献[12-14]讨论了原子间相互作用对光场与原子 BEC 相互作用系统中耦合输出的相干原子束压缩性质的影响. 本文利用格子液体方法对文献[12-14]的模型进行分析和改进. 格子液体方法认为^[15], 液体中原子排列的特征是近程有序而远程无序, 固体中则是近程和远程都有序. 考虑到原子间相互作用随距离增加而迅速减小, 可以忽略液体中原子排列的远程无序, 根据近程有序的特征, 近似认为液体中原子的排列与固体一样, 都是在格位点上有序地排列, 从而采用对格位的求和研究液体的性质.

在此值得指出的是, 关于激光与 BEC 凝聚体的相互作用是量子光学、凝聚态物理等学科的前沿研究方向, 文献中有关的理论模型处于初创阶段, 还很不成熟. 本文也只是在现有文献的基础上作了一些尝试, 得出的结果对进一步探索提供了一种可供参考的思路.

2. 系统哈密顿量的改进和运动方程的求解

在熟知的 Bogoliubov 近似下^[16, 17], 文献[12-14]

^{*} 国家自然科学基金(批准号:19904002)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: sjx@uestc.edu.cn

已推导出考虑原子间相互作用的光场-原子 BEC 系统的总哈密顿量:

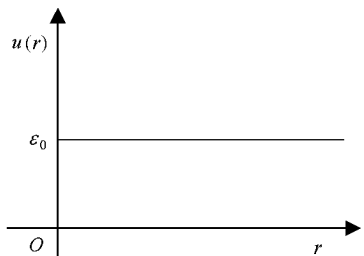
$$H = (\omega_0 + 2N_0\Omega)b^\dagger b + \omega a^\dagger a + \varepsilon \sqrt{N_0}(a^\dagger e^{i\theta} b + a e^{-i\theta} b^\dagger) + N_0^2 \Omega, \quad (1)$$

本文对哈密顿量中的“ $N_0^2 \Omega$ ”进行分析,将表明这一项是不合理的,需要进行改进.首先令 $H_0 = N_0^2 \Omega$, 设激发原子占全部原子总数的比例很少, H_0 可以看成是没有激发原子时 BEC 凝聚体中所有原子间的总相互作用能.假设两个原子之间的相互作用势函数为常数势

$$u(r) = \varepsilon_0, \quad (0 < r < \infty), \quad (2)$$

于是由方程(2), BEC 凝聚体中任意一个原子与其他 $(N_0 - 1)$ 个原子之间的相互作用能为 $(N_0 - 1)\varepsilon_0$, 所有 N_0 个原子间的总相互作用能为

$$H_0 = \frac{1}{2} N_0 (N_0 - 1) \varepsilon_0 \approx \frac{1}{2} N_0^2 \varepsilon_0, \quad (3)$$



显然,方程(3)与 $H_0 = N_0^2 \Omega$ 等效,而且 $\Omega = \varepsilon_0/2$. 由于方程(2)是一种背景势,等效于原子之间没有相互作用力,实际上是不合理的,因此 $N_0^2 \Omega$ 也是不合理的.

下面来分析 H_0 的合理形式.如果用伦纳德-琼斯(Lennard-Jones, LJ)势函数描述两个原子之间合理的相互作用势^[15,16]:

$$u(r) = \varepsilon_0 \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - 2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right], \quad (0 < r < \infty) \quad (4)$$

利用格子液体方法并忽略表面效应^[15], BEC 凝聚体中任意一个原子(称为中心原子)与其他 $(N_0 - 1)$ 个原子之间的相互作用能为

$$\sum_{i=1}^{N_0-1} u(R_i) = \varepsilon_0 \sum_{i=1}^{N_0-1} \left[\left(\frac{r_0}{R_i} \right)^{12} - 2 \left(\frac{r_0}{R_i} \right)^6 \right], \quad (5)$$

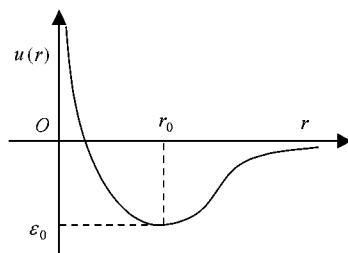


图1 方程(2)和方程(4)中势函数的示意图

其中 R_i 为中心原子与第 i 个原子之间的距离.考虑到 LJ 势(4)式随距离增加而迅速减小,在方程(5)的求和中,只有距离很近的原子才有较大的贡献,距离较远的原子贡献会迅速减小,我们可以只考虑中心原子周围的 z 个最近邻原子的贡献, z 称为配位数.设最近邻原子间的距离为 λ , 则方程(5)简化为

$$\sum_{i=1}^{N_0-1} u(R_i) \approx z \varepsilon_0 \left[\left(\frac{r_0}{\lambda} \right)^{12} - 2 \left(\frac{r_0}{\lambda} \right)^6 \right] \equiv u_0, \quad (6)$$

对于密度一定的 BEC 凝聚体, u_0 近似为一个常数并且与 N_0 无关.所有 N_0 个原子间的总相互作用能为

$$H_0 = \frac{1}{2} N_0 u_0, \quad (7)$$

上式表明 H_0 应该与 N_0 的一次方 N_0 成正比,文献[12—14]中给出的 $H_0 = N_0^2 \Omega$ 与 N_0 的二次方 N_0^2 成正比是不合理的.我们应该对文献[12—14]中的有关公式进行修正.

将方程(7)改写为如下形式:

$$H_0 = \frac{1}{2} N_0 u_0 = N_0^2 \cdot \frac{u_0}{2N_0}, \quad (8)$$

并与文献[12—14]中的 $H_0 = N_0^2 \Omega$ 比较,可知 Ω 对应于 $\frac{u_0}{2N_0}$, 即

$$\Omega \rightarrow \frac{u_0}{2N_0}, \quad (9)$$

因此我们应该将文献[12—14]的哈密顿量,即方程(1)中的 Ω 全部替换为 $\frac{u_0}{2N_0}$, 于是得到本文修正后的哈密顿量:

$$H = \frac{1}{2} N_0 u_0 + \omega a^\dagger a + (\omega_0 + u_0) b^\dagger b + \varepsilon \sqrt{N_0}(a^\dagger e^{i\theta} b + a e^{-i\theta} b^\dagger), \quad (10)$$

从(10)式可以看出,玻色-爱因斯坦凝聚体中原子间的相互作用使原子的能级间隔由原来的 ω_0 增大到 $\omega_0 + u_0$, 能级间隔的增加量 $\Delta = u_0$ 与 BEC 中的原子数无关.而文献[13,14]中能级间隔 $\omega_0 + 2N_0 \Omega$, Δ

$= 2N_0\Omega$ 与 BEC 中的原子数 N_0 和原子间的相互作用强度 Ω 的乘积成正比. 两者的差异是很大的.

系统的 Heisenberg 运动方程为^[12-14, 18]

$$i\dot{a} = [a, H] = \omega a + \varepsilon \sqrt{N_0} b e^{i\theta}, \quad (11)$$

$$i\dot{b} = [b, H] = \varepsilon \sqrt{N_0} a e^{-i\theta} + (\omega_0 + u_0) b, \quad (12)$$

文献 [12—14] 是在共振条件下求解 Heisenberg 运动方程. 本文在非共振条件下求解^[18], 得到

$$a(t) = (1/\gamma) e^{-i(\omega + \omega_0 + u_0)t/2} \times \{-i\sqrt{N_0}\varepsilon \sin(\gamma t) e^{i\theta} b(0) + [\gamma \cos(\gamma t) - (i/2)(\omega - \omega_0 - u_0) \sin(\gamma t)] a(0)\} \quad (13)$$

$$b(t) = (1/\gamma) e^{-i(\omega + \omega_0 + u_0)t/2} \times \{-i\sqrt{N_0}\varepsilon \sin(\gamma t) e^{-i\theta} a(0) + [\gamma \cos(\gamma t) + (i/2)(\omega - \omega_0 - u_0) \sin(\gamma t)] b(0)\} \quad (14)$$

其中 $\gamma = (1/2)\sqrt{(\omega - \omega_0 + u_0)^2 + 4N_0\varepsilon^2}$.

3. 光场的压缩效应

设初始时刻所有原子均处于基态并发生玻色-爱因斯坦凝聚, 激发态为真空态. 系统的初始态矢可表示为^[12-14]

$$|\psi(0)\rangle = |\beta_0\rangle \otimes |\phi(0)\rangle, \quad (15)$$

式中 $|\beta_0\rangle$ 为原子基态湮没算符 b_0 的本征态, 表示在基态发生玻色-爱因斯坦凝聚的原子处于相干态, 即有 $b_0|\beta_0\rangle = \sqrt{N_0}e^{-i\theta}|\beta_0\rangle$, 此处 N_0 为处于 $|\beta_0\rangle$ 态的平均原子数, 而 $|\phi(0)\rangle = |0\rangle \otimes |a, \xi\rangle$, 其中 $|0\rangle$ 和 $|a, \xi\rangle$ 分别表示初始时刻原子的激发态为真空态而光场处于压缩相干态, $|a, \xi\rangle = D(\alpha)S(\xi)|0\rangle$, 其中

$$D(\alpha) = \exp(\alpha a^\dagger - \alpha^* a), S(\xi) = \exp\left[\frac{1}{2}(\xi^* a^2 - \xi a^{*2})\right],$$

且有 $a = \sqrt{n}e^{i\eta}$, $\xi = re^{i\varphi}$, m 为初始光场的平均光子数, r 为光场的初始压缩因子.

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^[12-14, 18]

$$U_1 = (1/2)(a e^{i\omega t} + a^\dagger e^{-i\omega t}), \quad (16)$$

$$U_2 = (i/2)(a e^{i\omega t} - a^\dagger e^{-i\omega t}), \quad (17)$$

U_1 和 U_2 满足下列对易关系:

$$[U_1, U_2] = i/2, \quad (18)$$

相应的不确定关系为

$$(\Delta U_1)(\Delta U_2) \geq 1/16, \quad (19)$$

引入

$$Q_i = (\Delta U_i)^2 - (1/4), (i = 1, 2) \quad (20)$$

若在某一状态下, 有 $Q_i < 0$ ($i = 1, 2$), 则意味着光场的第 i 个正交分量的量子噪声被压缩. 利用 (13), (14) 式, 可以得到

$$Q_1(t) = (1/2) \sinh r (\sinh r + \cosh r \cos \varphi) + C \cdot \sinh r \times \{\sinh r \cos[(\omega - \omega_0 + u_0)t + \cosh r \cos[(\omega - \omega_0 + u_0)t - \varphi]]\}, \quad (21)$$

$$Q_2(t) = (1/2) \sinh r (\sinh r - \cosh r \cos \varphi) + C \cdot \sinh r \times \{\sinh r \cos[(\omega - \omega_0 + u_0)t - \cosh r \cos[(\omega - \omega_0 + u_0)t - \varphi]]\}, \quad (22)$$

其中: $C = N_0\varepsilon^2[(\omega - \omega_0 + u_0)^2 + 4N_0\varepsilon^2]$. 从 (21), (22) 式不难看出, 光场的任一正交分量的涨落能否压缩取决于光场的初始压缩因子 r 和压缩方向角 φ , 当

$$\cos(\varphi + \pi) > \tanh r \quad (23)$$

时, 有 $Q_1 < 0, Q_2 > 0$, 即光场的 U_1 分量可被压缩而 U_2 分量不可压缩; 而当

$$\cos \varphi > \tanh r \quad (24)$$

时, 有 $Q_1 > 0, Q_2 < 0$, 即光场的 U_2 分量可被压缩而 U_1 分量不可压缩.

我们利用上面推出的公式对光场的压缩性质作了计算和分析, 即利用方程 (21)–(24) 式对光场的 $Q_i(t)$ 作了数值计算, 所得结果如图 2(a)–(c) 所示. 由于 $Q_1(t)$ 和 $Q_2(t)$ 的函数关系具有对称性, 所以我们只计算了 $Q_1(t)$, 而没有计算 $Q_2(t)$. 计算中参数的取值如下, 根据文献 [12–14] 取 $r = 0.5, N_0 = 10^5$, 由于 ω, ω_0 和 u_0 是以组合形式 $(\omega - \omega_0 + u_0)$ 出现, 所以不失一般性可以只考虑共振情况, 即取 $\omega = \omega_0$. 另外, 根据文献 [15, 16, 19] 取 $\varepsilon_0 = 2\text{cm}^{-1}, z = 10$, 根据 (21), (22) 式以及后面的 (27), (28) 式可知 u_0 的正负对结果无影响可取 $u_0 = \varepsilon_0 = 20\text{cm}^{-1}$. 对 ε 我们考虑了光与原子作用强度不同的 3 种情况, 即 $\varepsilon = 0.002u_0, 0.02u_0$ 和 $0.2u_0$.

对于光场压缩效应, 由图 2(a)–(c) 和 (21), (22) 式可以看出, 若取 $\varphi = 0$ 或 $\varphi = \pi$, 光场的两正交分量的涨落均按余弦规律周期性地变化, 其振荡周期为 $T = 2\pi/(\omega - \omega_0 + u_0)$, 振幅为 $C \cdot \sinh r \cdot (\cosh r - \sinh r)$, 对于光场可压缩的正交分量, 其平均压缩深度为 $(1/2) \sinh r \cdot (\sinh r - \cosh r)$. 可见, 光场的平均压缩深度与原子间相互作用无关, 仅取决

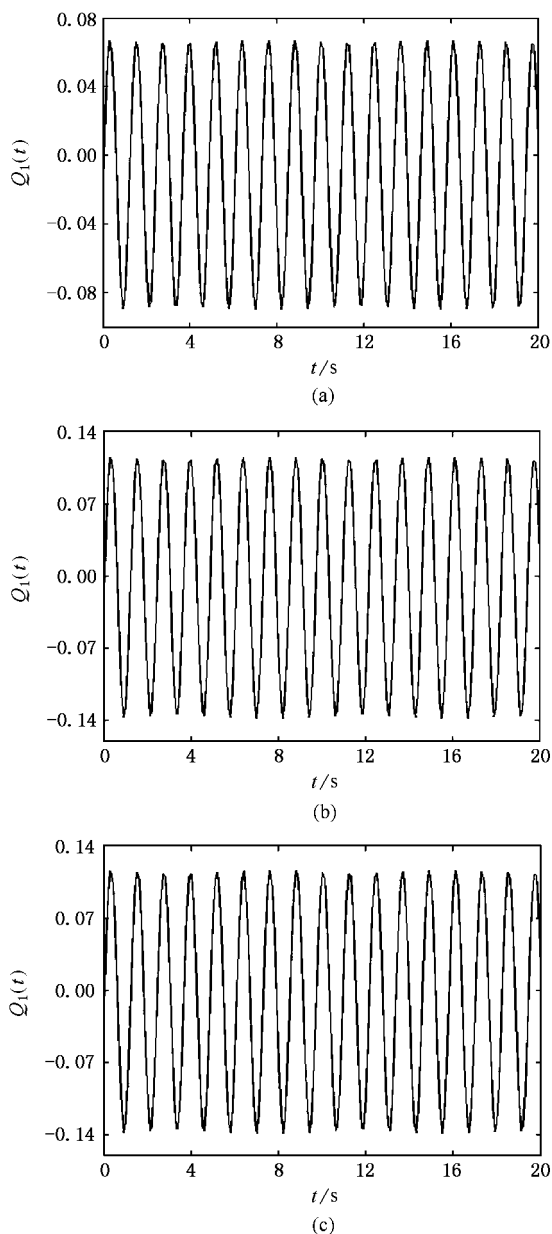


图 2 光场 $Q_1(t)$ 的时间演化特性 (a) $\epsilon = 0.002u_0, \varphi = \pi$ (b) $\epsilon = 0.02u_0, \varphi = \pi$ (c) $\epsilon = 0.2u_0, \varphi = \pi$

于光场的初始压缩因子 r . 由于当 $\varphi = 0$ 时, 光场的 U_1 分量不压缩, 因此在图 2(a)–(c) 中只考虑 $\varphi = \pi$ 的情况. 由图可知, 在初始光场和 u_0 一定的情况下, BEC 中光场-原子相互作用强度 ϵ 越强, 光场两正交分量涨落随时间变化的振幅越大. 这与理论公式是一致的.

4. 原子激光的压缩效应

为了研究原子激光的压缩效应, 定义原子激光

的两个缓变的正交分量算符

$$U_1 = (1/2)(b e^{i\omega t} + b^+ e^{-i\omega t}), \quad (25)$$

$$U_2 = (i/2)(b e^{i\omega t} - b^+ e^{-i\omega t}), \quad (26)$$

与光场的情况类似, 可以得到

$$Q_1(t) = 2C \cdot \sinh r \cdot [\sinh r - \cosh r \cos((\omega - \omega_0 + u_0)t + 2\theta - \varphi)] \cdot \sin^2(\gamma t/2), \quad (27)$$

$$Q_2(t) = 2C \cdot \sinh r \cdot [\sinh r + \cosh r \cos((\omega - \omega_0 + u_0)t + 2\theta - \varphi)] \cdot \sin^2(\gamma t/2), \quad (28)$$

从 (27) (28) 两式不难看出, 当

$$\cos[(\omega - \omega_0 + u_0)t + 2\theta - \varphi] > \tanh r \quad (29)$$

时, 有 $Q_1 < 0, Q_2 > 0$, 即原子激光的 U_1 分量可被压缩而 U_2 分量不可压缩; 而当

$$\cos[(\omega - \omega_0 + u_0)t + 2\theta - \varphi + \pi] > \tanh r \quad (30)$$

时, 有 $Q_1 > 0, Q_2 < 0$, 即原子激光的 U_2 分量可被压缩而 U_1 分量不可压缩. 不妨选取 $\varphi = 2\theta$, 则由 (29) (30) 式可知, 当

$$\frac{2n\pi - \arccos(\tanh r)}{\omega - \omega_0 + u_0} < t < \frac{2n\pi + \arccos(\tanh r)}{\omega - \omega_0 + u_0}, \quad (31)$$

原子激光的 U_1 分量可被压缩而 U_2 分量不可压缩. 而当

$$\frac{2n\pi - \arccos(\tanh r)}{\omega - \omega_0 + u_0} - \pi < t < \frac{2n\pi + \arccos(\tanh r)}{\omega - \omega_0 + u_0} - \pi, \quad (32)$$

原子激光的 U_2 分量可被压缩而 U_1 分量不可压缩.

从 (27) (28) 式可看出, 原子激光的两正交分量的涨落均随时间周期性地变化, 最大压缩深度为 $(C/4) \tanh r (\cosh 2r - \sinh 2r)$. 这表明原子激光的最大压缩深度与 u_0 、光场的初始压缩因子 r 、光场与原子 BEC 相互作用系数 ϵ 以及处于基态的超冷原子数目 N_0 等因素密切相关. 考虑原子间相互作用的原子激光比不考虑相互作用的情况更难压缩, 且相互作用越强, 压缩深度越小. 而 BEC 中光场-原子间的相互作用有利于增强原子激光的压缩深度. 在光场的初始压缩因子, 以及处于基态的超冷原子数目一定的情况下, BEC 中光场-原子间的相互作用越强, 原子激光的压缩深度越大.

我们利用方程 (27)–(30) 式以及上面相同的参数对原子激光的压缩性质作了计算和分析, 所得

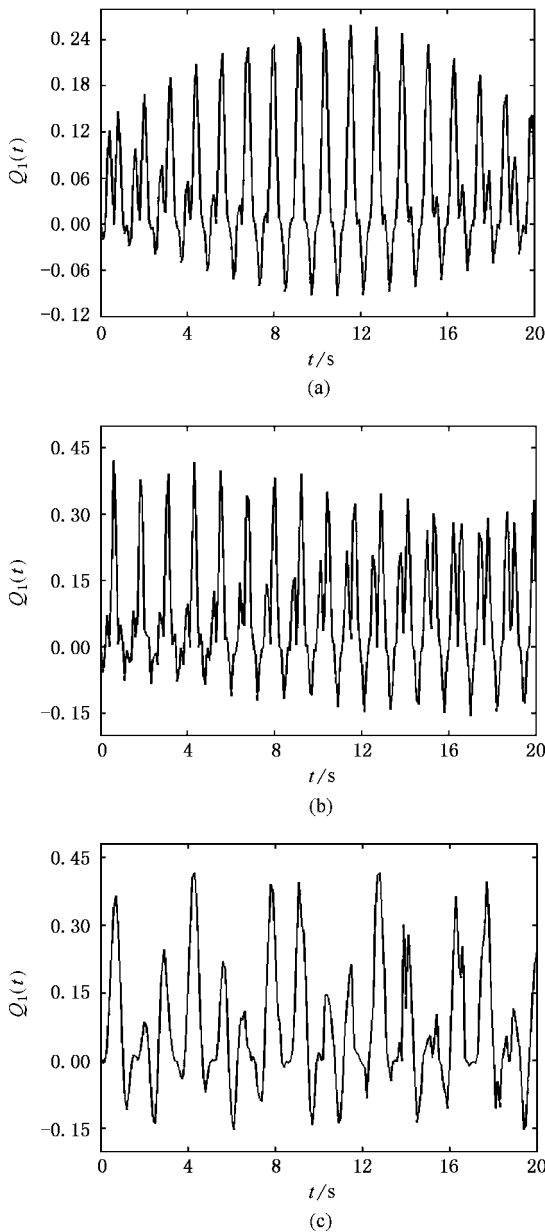


图3 原子激光 $Q_1(t)$ 的时间演化特性 (a) $\epsilon = 0.002u_0$ (b) $\epsilon = 0.02u_0$ (c) $\epsilon = 0.2u_0$

结果如图 3(a)–(c) 所示. 对于原子激光的压缩效

应, BEC 中光场-原子相互作用强度 ϵ 对光场的涨落有明显的影 响. 当 ϵ 较小时, $Q_1(t)$ 呈周期性变化较明显, 且压缩深度较浅. 当 ϵ 较大时, $Q_1(t)$ 呈周期性变化不明显, 呈现某种类似于混沌的行为, 且压缩深度变深. 即在光场的初始压缩因子 r, u_0 以及处于基态的超冷原子数目一定的情况下, BEC 中光场-原子间的相互作用 ϵ 越强, 原子激光的压缩深度越大. 这与方程 (27) 和 (28) 是一致的.

5. 结 论

本文运用全量子理论, 对文献中给出的光场与二能级原子玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC) 相互作用系统的哈密顿量进行分析, 表明文献中对原子间相互作用部分的处理有不合理之处. 文献中的处理过高估计了原子间相互作用的贡献, 从而对该哈密顿量作出了改进. 在非旋波近似和波戈留波夫近似下, 利用改进的哈密顿量解析地求解了光子和原子算符的运动方程, 并结合 BEC 的有关实验条件对哈密顿量中的有关参数作出了估计, 并进一步讨论了原子间相互作用对压缩相干态光场与原子玻色-爱因斯坦凝聚体相互作用系统中原子激光正交压缩特性的影响. 结果表明: 本文给出的 $Q_1(t)$ 和 $Q_2(t)$ 振幅和频率与凝聚体中原子数的关系都与文献中不同. 对于光场压缩效应, 在初始光场和 u_0 一定的情况下, BEC 中光场-原子相互作用强度 ϵ 越强, 光场两正交分量涨落随时间变化的幅度越大. 对于原子激光的压缩效应, BEC 中光场-原子相互作用强度 ϵ 对光场的涨落有明显的影 响. 当 ϵ 较小时, $Q_1(t)$ 呈周期性变化较明显, 且压缩深度较浅. 当 ϵ 较大时, $Q_1(t)$ 呈周期性变化不明显, 呈现某种类似于混沌的行为, 且压缩深度变深. 即在光场的初始压缩因子 r, u_0 以及处于基态的超冷原子数目一定的情况下, BEC 中光场-原子间的相互作用 ϵ 越强, 原子激光的压缩深度越大.

[1] Anderson M H, Enscher J R, Methews M R *et al* 1995 *Science* **269** 198
 [2] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
 [3] Mewes M O, Andrews M R, Kurn D M *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 582

[4] Anderson B P, Kasevich M A 1998 *Science* **282** 1686
 [5] Kuang L M 1998 *Commun. Theor. Phys.* **30** 161
 [6] Kuang L M, Ouyang Z W 2000 *Phys. Rev. A* **61** 023604
 [7] Zhao Z C, Kuang L M 2000 *Acta Sin. Quant. Opt.* **6** 29 (in Chinese) [赵志超、匡乐满 2000 量子光学学报 **6** 29]
 [8] You L, Lewenstein M, Cooper J 1995 *Phys. Rev. A* **51** 4712

- [9] Sun C P , Zhan H , Miao Y X *et al* 1998 *Commun. Theor. Phys.* **29** 161 (Beijing : High Education Press) p380 [胡 英 . 1982 流体的分子热力学 (北京 : 高等教育出版社) 第 380 页]
- [10] Jing H , Chen J L , Ge M L 2001 *Phys. Rev. A* **63** 15601
- [11] Jing H , Ge M L 2001 *Science in China A* **31** 725 (in Chinese) [景 辉、葛默林 2001 中国学报 (A 辑) **31** 725]
- [12] 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]
- [13] Zhou M , Fang J Y , Huang C J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1916 (in Chinese) [周 明、方家元、黄春佳 2003 物理学报 **52** 1916]
- [14] Zhou M , Huang C J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 0054 (in Chinese) [周 明、黄春佳 2004 物理学报 **53** 0054]
- [15] Hu Y . 1982 *Molecular Thermodynamics on fluids* (in Chinese) (Beijing : High Education Press) p380 [胡 英 . 1982 流体的分子热力学 (北京 : 高等教育出版社) 第 380 页]
- [16] Zhang L Y *et al* 1987 *Quantum Statistical Physics* (in Chinese) (Beijing : Peking University Press) [章立源等 . 1987 量子统计物理学 (北京 : 北京大学出版社)]
- [17] Ni G J , Chen S Q 2000 *Advanced Quantum Mechanics* p372 (in Chinese) [倪光炯、陈苏卿 2000 高等量子力学 第 372 页]
- [18] Peng J S , Li G X 1996 *Introduction of Modern Quantum Optics* (Beijing : Science Press) p185 (in Chinese) [彭金生、李高翔 1996 近代量子光学导论 (北京 : 科学出版社) 第 185 页]
- [19] Tannous C , Langlois J 2001 *Canadian J. Phys.* **79** 109

Influence of the interaction between atoms on the squeezing of light field and atomic lasers *

Li Ming Sun Jiu-Xun[†]

(College of Physical Electronics , University of Electronic Science and Technology of China , Chengdu 610054 , China)

(Received 10 May 2005 ; revised manuscript received 1 December 2005)

Abstract

The Hamiltonian operator of a system of single-mode light field interacting with Bose-Einstein condensate (BEC) of two-level atoms is discussed in terms of the lattice-liquid model. It is indicated that the contribution of the interaction between atoms to the Hamiltonian was irrationally overestimated in the literature , so the Hamiltonian operator is improved in the present paper. Based on the improved Hamiltonian , the equations of motion of the photon and atomic operators are derived analytically . The relevant parameters in the model are estimated in connection with the BEC experimental conditions. The influence of the interaction between atoms in the BEC on the squeezing of light field and the atomic lasers is studied. The results show that the dependence of squeezing factor with atom number in BEC is different from that given in literature. and the fluctuations of two quadrature components of light evolve periodically with cosine law and the fluctuations of two quadrature components of the atomic laser can be squeezed.

Keywords : Bose-Einstein condensate , squeezed state , quadrature squeezing of light , squeezed atomic laser

PACC : 3280 , 4250

* Project supported by the National Science Foundation of China (Grant No. 19904002).

[†] Corresponding author. E-mail : sjx@uestc.edu.cn