

噪声对双势阱玻色-爱因斯坦凝聚体系 自俘获现象的影响

刘泽专 杨志安

(济南大学理学院, 济南 250022)

(2006 年 7 月 17 日收到, 2006 年 8 月 15 日收到修改稿)

研究了对称双势阱玻色-爱因斯坦凝聚体系(BEC)存在均匀噪声或高斯噪声时的自俘获现象. 结果发现噪声的存在破坏了自俘获现象的临界行为特征, 使得原来约瑟夫森振荡和自俘获之间的临界点变成了一个过渡区域, 而且噪声强度越大, 这个过渡区域展得越宽. 同时发现, 对于确定的相互作用强度, 当噪声强度增大到一定程度时, 相平面会出现混乱, 如果这时固定噪声强度增大相互作用强度, 相平面中的轨道会重新出现. 对纯量子系统加噪声后, 自俘获同样不存在临界值, 而是存在一个临界区域, 且随噪声的增强临界区域会展宽. 与平均场近似情况下不同的是, 纯量子情况下噪声促进自俘获的产生, 且噪声越强自俘获越明显.

关键词: 玻色-爱因斯坦凝聚, 自俘获, 双势阱, 噪声

PACC: 0365, 0155, 7335

1. 引言

1995 年, 文献 [1] 实现了碱金属原子的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC), 使原子处于与激光对等的地位^[2]. 这种新物态的获得允许我们用原子代替光子观测非线性效应, 它的多方面的研究价值得到了诸多的关注, 开展了许多有意义的研究^[3-10].

BEC 原子的量子隧穿性质是近年来一个研究热点^[5, 6, 11-14], 双势阱模型是进行这类研究的基本而又简单的物理模型^[13, 14]. 而双势阱中的自俘获现象(self-trapping)显得非常新奇, 就是, 由于相互作用, 对称双势阱中演化的 BEC 可以呈现高度的不对称分布, 尤其是这种相互作用是排斥相互作用时, BEC 反而聚集在一起, 形成自俘获现象. 自俘获现象可以分为两类^[13, 14]: 1) 具有相对相位随时间单调变化(running phase)性质的自俘获; 2) 粒子布居数和相对相位都在平衡点附近振荡的自俘获. 可喜的是, 第一类自俘获现象最近已在实验中被观测到^[15]. 文献 [16] 从理论上详细地研究了两团弱耦合超流体的量子合并(quantum merging)问题.

噪声的存在是自然界和实验中的普遍现象. 自然, 对噪声的研究就显得很有必要, 这方面的文献也

不少^[17-23]. 最近, 双势阱中两团弱耦合 BEC 相对相位的热致涨落(thermally induced fluctuations)已在实验中观察到, 并证明可以用来进行超低温温度测量^[24].

本文主要研究均匀噪声和高斯噪声这两类噪声对第一类自俘获现象的影响. 我们发现, 噪声的存在破坏了自俘获现象的临界行为特征, 使得原来的约瑟夫森振荡(Josephson oscillation)和自俘获之间的临界点扩展成一个过渡区域. 同时发现, 对于确定的相互作用强度, 当噪声强度增大到一定程度时, 相平面(phase space)中的轨道变成随机的, 如果这时固定噪声强度而增大相互作用强度, 当相互作用强度增大到一定程度时, 相平面中的轨道会重新出现.

2. 对称双势阱 BEC 体系的自俘获

对双势阱 BEC 体系, 其两模近似薛定谔方程, 即两模戈罗斯-比特乌斯基方程(GPE)^[25]为以下形式^[5, 6, 10]:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中 a, b 分别是粒子出现在两个势阱中的概率幅, 总的概率 $|a|^2 + |b|^2 = 1$. 体系的哈密顿为

$$H = \begin{pmatrix} \frac{\gamma}{2} - \frac{c}{2}(|b|^2 - |a|^2) & -\frac{v}{2} \\ -\frac{v}{2} & -\frac{\gamma}{2} + \frac{c}{2}(|b|^2 - |a|^2) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中, v 是两势阱中凝聚体间的耦合系数; γ 是两势阱间的能量差, 与势阱的形状有关, $\gamma = 0$ 时两势阱间无能量差 称为对称势阱; c 表示相互作用强度.

取, $a = |a|e^{i\theta_a}$, $b = |b|e^{i\theta_b}$, 令 $s = |b|^2 - |a|^2$ 称为布居数差; 令 $\theta = \theta_a - \theta_b$, 称为相对相位, 于是有

$$\begin{aligned} \frac{ds}{dt} &= v\sqrt{1-s^2}\sin\theta, \\ \frac{d\theta}{dt} &= \gamma - cs - \frac{sv\cos\theta}{\sqrt{1-s^2}}. \end{aligned} \quad (3)$$

对应的经典哈密顿为^[9]

$$H = -\frac{c}{2}s^2 + \gamma s + v\sqrt{1-s^2}\cos\theta. \quad (4)$$

哈密顿系统在相平面上的演化分为两种类型, 一是不动点, 二是轨道, 随着参数的改变, 将出现三种典型的情况^[13,14], 见图 1.

图 1(a) 表示相互作用比较弱 ($c/v < 1$) 的情况. 这时相图上有两个不动点 p_1 和 p_2 , 它们是稳定点, 对应的粒子分布是平衡分布. 而对于它们周围的闭合轨道, s 在区间 $[-1, 1]$ 内变化, 但是布居数差对时间的平均值 $\langle s \rangle = 0$, 属约瑟夫森振荡情况. 图 1(b) 表示相互作用稍强 ($c/v > 1$) 的情况. 此时相图上有 p_1, p_2, p_3 三个稳定不动点和 p_4 一个不稳定不动点. 值得注意的是, 不动点 p_1 处于相图的下方, 使围绕 p_1 的轨道其相对相位和布居数差都局限在相平面的下部范围内振荡, 使 $s \neq 0$, 不动点 p_3 和围绕 p_3 的轨道情况与 p_1 类似, 有 $s \neq 0$ 粒子发生了振

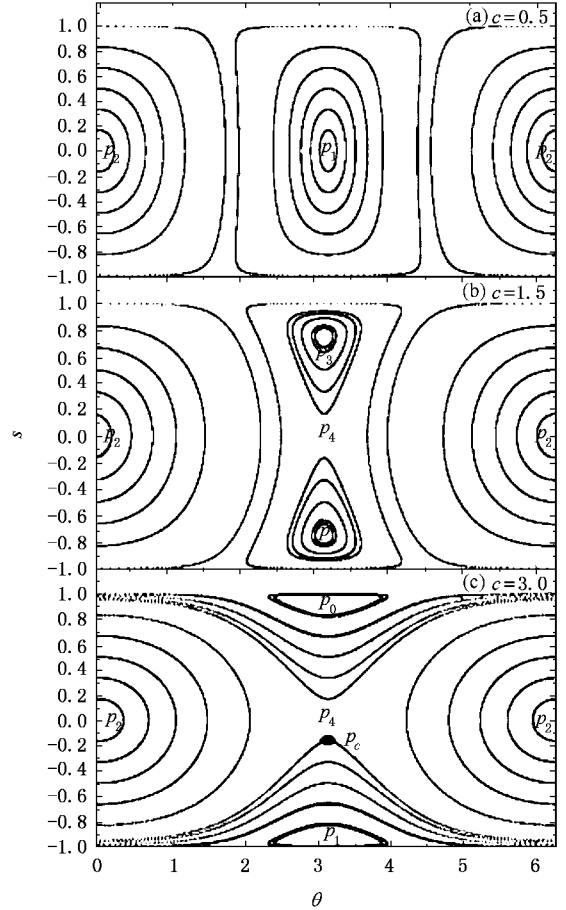


图 1 相平面中系统哈密顿的演化 ($v=1$) (a)(b)(c) 分别代表 $c/v=0.5, 1.5, 3.0$ 时势阱中粒子布居数差 s 和相对相位 θ 的关系

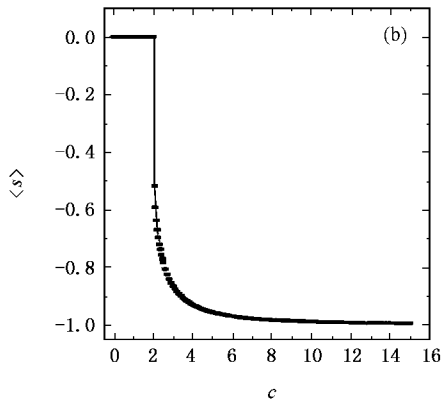
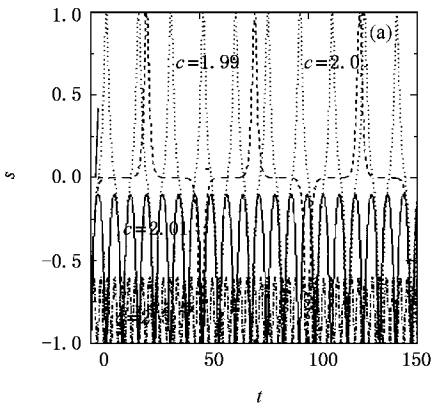


图 2 自俘获的临界现象 ($v=1.0$) (a) 表示布居数差随时间的演化 (图中分别给出了 c/v 的值为 1.99, 2.0, 2.01 和 2.5 时的情况) (b) 表示布居数差对时间的平均值 $\langle s \rangle$ 随相互作用强度 c 变化的关系

荡自俘获^[13,14].图 1(c)表示相互作用更强($c/v > 2$)的情况.这时相图上出现了新的轨道,如过点 p_c 的轨道,这种轨道的特点是相对相位单调增加,而布居数差局限在相空间的下部或上部一范围内振荡使 $s \neq 0$,发生了相位单调变化的自俘获,即通常所说的自俘获.图 1(c)表示约瑟夫森振荡和两类自俘获同时存在的情况.

随着相互作用的增强,相平面上通过点 $(0, -1)$ 的轨道首先进入第一类自俘获状态,参数 $c/v = 2$ 是发生这类自俘获的临界值,布居数差随时间的演化图清楚地表明了这种临界现象,见图 2(a)^[13,14].另外,从布居数差的时间平均值 \bar{s} 随相互作用强度 c 变化的关系曲线也可以清楚地看到这一点,见图 2(b).

3. 噪声对自俘获现象的影响

在实验过程中,严格对称的双势阱难以得到,由于各种因素的影响,两势阱会在对称点 $\gamma = 0$ 附近随机波动,所以将哈密顿(2)中的 γ 项看成是噪声项,然后分别研究两类噪声对自俘获现象的影响.

我们讨论的双势阱模型是不可积的,需要数值求解,所以计算是离散的.在这种情况下,噪声随时间的连续变化在数值计算的过程中就表现为离散的,即跳跃性的.在实际的数值计算过程中,我们以一组符合一定统计规律(均匀分布或高斯分布)的随机数代替噪声项 γ ,随机数的相对大小表示噪声强度的大小.然后,将这些随机数代入方程(3)来考查系统的动力学性质.

3.1. 均匀噪声对自俘获现象的影响

对于均匀噪声,其相关函数为 $\gamma(t_1)\gamma(t_2) = \text{const}$. 我们所加的均匀噪声其强度变化的区间关于 0 点对称.将对称双势阱中的 BEC 系统加入噪声,我们发现当噪声强度不是很大时相平面上的轨道不再是各自独立的,而是和邻近的轨道发生交错,甚至几条轨道混合在一起,分不清彼此.当噪声强度很大时,相平面上不再有任何轨道存在,而是变成完全混乱状态.这时如果固定噪声强度于某一定值而不断增大相互作用强度,当相互作用强度增大到一定程度时相平面上又重新出现轨道,见图 3.由此可以得出一个粗略的结论:噪声会破坏自俘获,而相互作用强度的增大又会促进自俘获的产生.

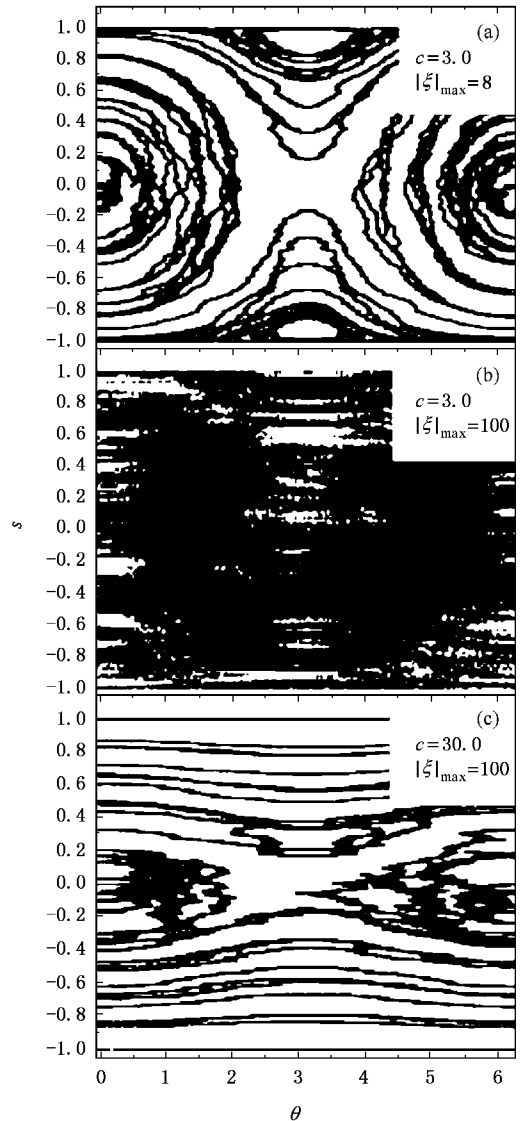


图 3 噪声强度和相互作用强度对相平面中轨道的影响($v = 1.0$) (a)表示相互作用强度 $c = 3.0$, 噪声强度最大值 $|\xi|_{\max} = 8$ (b)表示相互作用强度 $c = 3.0$, 噪声强度最大值 $|\xi|_{\max} = 100$; (c)表示相互作用强度 $c = 30.0$, 噪声强度最大值 $|\xi|_{\max} = 100$

我们不满足于从相平面上粗略地观察噪声对自俘获的影响,下面转向研究布居数差随时间的演化特征.我们发现,对称双势阱中引入噪声之后,当固定噪声强度于某一区间而增大相互作用强度时,从约瑟夫森振荡到自俘获的转变不再是一个临界点,而是展宽成一个过渡区域.在这个过渡区域内约瑟夫森振荡、自俘获和一种如图 4 所示的不稳定状态无规律地交替出现.而且,随着 c 的增大在这个过渡区域内自俘获比约瑟夫森振荡和不稳定状态出现得晚.只有当相互作用强度 c 超过这一过渡区域的上限时才永远获得自俘获.

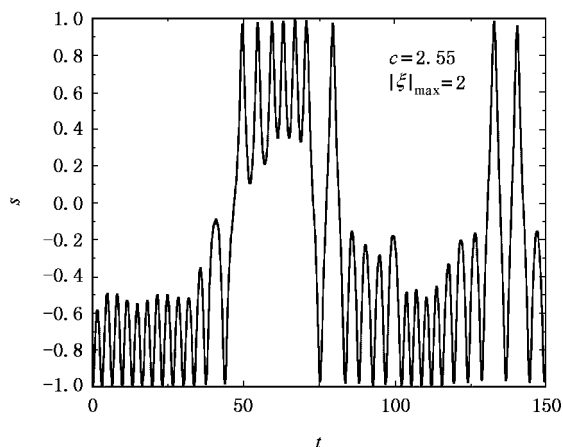


图 4 引入噪声后产生的布居数差 s 随时间演化的一种不稳定状态(图为相互作用强度 $c = 2.55$, 噪声强度最大值 $|\xi|_{\max} = 2$ 的情况)

在这里为了表达方便我们自定义一个符号函数

sign ,

$$\text{sign} = \begin{cases} 1, & \text{约瑟夫森振荡,} \\ 0, & \text{不稳定状态,} \\ -1, & \text{自俘获.} \end{cases}$$

用 $\text{sign} = 1$ 表示约瑟夫森振荡, $\text{sign} = 0$ 表示不稳定状态, $\text{sign} = -1$ 表示自俘获. 我们用这个函数表示出了当噪声强度最大值 $|\xi|_{\max} = 2$ 时随相互作用强度 c 增大约瑟夫森振荡、自俘获和如图 4 所示的不稳定状态交替出现的情况, 见图 5. 从图中能清楚地看到在过渡区域内三种状态的交替出现.

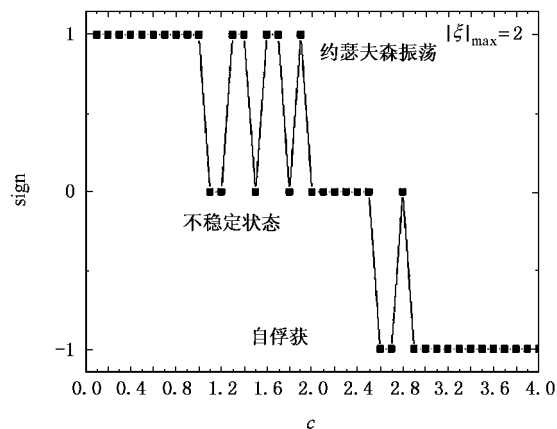


图 5 在过渡区域内约瑟夫森振荡、自俘获和不稳定状态三者交替出现的自定义符号函数图

再来考察一下由于噪声的影响布居数差的时间平均值 $\langle s \rangle$ 随相互作用强度 c 变化的行为. 由图 2 (b) 可以清楚地看到, 没有噪声时一旦 c 大于 2.0 曲

线立刻急剧下降, 表明马上出现自俘获现象, 这一临界特征很明显. 而当有噪声存在时, s 随 c 变化的曲线并不存在类似的“陡坡”, 临界现象消失. 这种情况下的 $s - c$ 曲线表明, 当 c 较小时 s 在 0 附近相对稳定, 随着 c 的增大, 例如图 6 情况 c 超过 1.8 时, s 开始无规则地剧烈振荡; 当 c 继续增大, 例如图 6 情况 c 超过 5.8 时, 曲线又变得相对平稳, 且 s 保持在 -1 附近, 这表明粒子在一个阱中出现的概率远远大于在另一阱中出现的概率, 从 s 对时间的平均效果来看可以认为发生了自俘获. 见图 6.

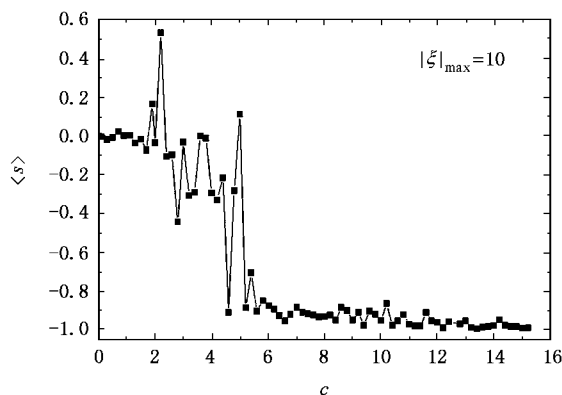


图 6 有噪声时布居数差对时间的平均值 $\langle s \rangle$ 随相互作用强度 c 变化的关系(图中噪声强度的最大值 $|\xi|_{\max} = 10$)

另一个规律就是, 随着噪声的增强, 对称双势阱中的 BEC 从约瑟夫森振荡到自俘获的过渡区域展宽了, 为了表达方便我们将不同的噪声强度的最大值 $|\xi|_{\max}$ 与其对应的过渡区域的上下限画到同一个图中, 如图 7 所示. 从图上看到, 随着相互作用强度 c 的增大过渡区域逐渐展宽, 呈一喇叭口形状. 计算表明当噪声强度最大值增大到 $|\xi|_{\max} \geq 24$ 时约瑟夫森振荡区已经不存在, 但自俘获区仍然存在. 也就是说当噪声强度太大时, 对于无论多么小的相互作用强度 c 已经不会发生稳定的约瑟夫森振荡现象了. 但是, 自俘获现象仍然可以得到, 当然, 需要增大相互作用强度 c . 也可以这么说, 当相互作用强度固定于某一确定值时, 总是可以找到足够强的噪声把约瑟夫森振荡或者自俘获现象破坏掉. 在我们的计算中, 强度的最大值 $|\xi|_{\max} \leq 0.02$ 的均匀噪声对自俘获没有影响, 见图 7 中放大的局部图.

3.2. 高斯噪声对自俘获现象的影响

我们用同样的方法研究了高斯噪声对自俘获现象的影响, 对于高斯噪声, 其相关函数为

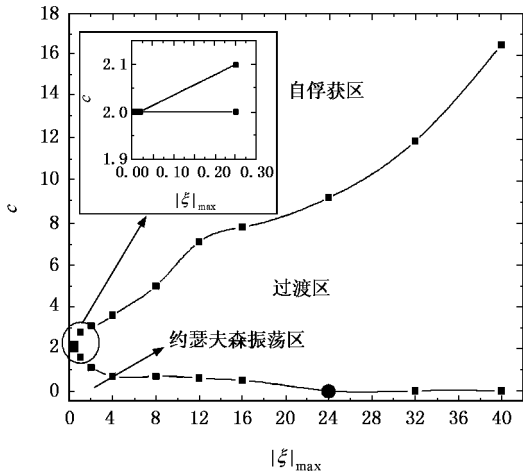


图 7 均匀噪声强度的最大值 $|\xi|_{\max}$ 与其对应的过渡区的 c 值的上下限关系

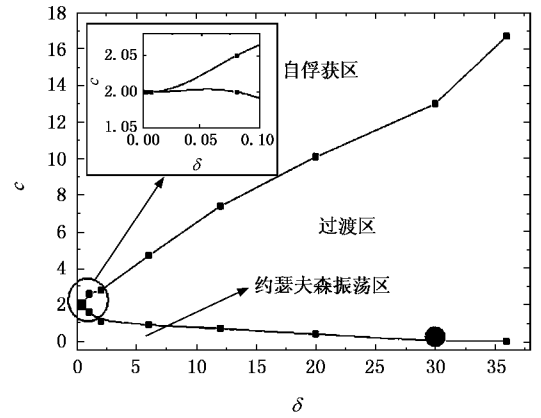


图 9 高斯噪声的均值 $\mu = 0$ 时, 方差的正平方根 σ 与其对应的过渡区的 c 值的上下限关系(当 $\sigma \leq 0.007$ 时高斯噪声对自俘获无影响, 当 $\sigma \geq 30$ 时约瑟夫森振荡不存在)

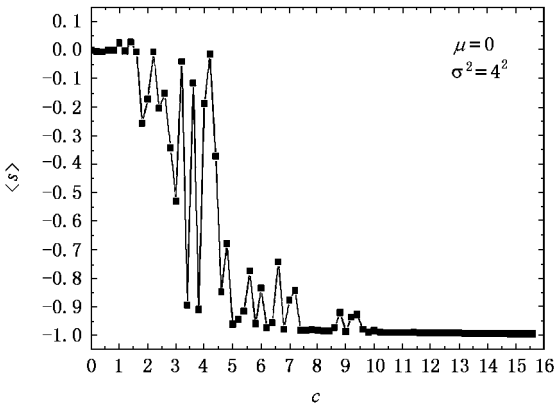


图 8 对于均值 $\mu = 0$, 方差 $\sigma^2 = 4^2$ 的高斯噪声, 布居数差对时间的平均值 s 与相互作用强度 c 的变化关系

$$\chi(t_1)\chi(t_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{(t_1-t_2)^2}{2\sigma^2}}$$

其中 σ^2 为方差, 即所加的高斯噪声其均值 $\mu = 0$. 我们研究方差 σ^2 改变时高斯噪声对自俘获的影响. 结果表明, 高斯噪声同样破坏了自俘获的临界特征而形成一个过渡区域, 并且增大噪声的方差 σ^2 的值, 过渡区域展宽. 对于相图, 保持相互作用强度 c 不变, 增大噪声方差 σ^2 的值, 会出现完全混乱, 这时再保持 σ^2 不变, 增大 c , 轨道会重新出现. 所有这些行为都与加入均匀噪声的结果类似. 我们画出了当高斯噪声的均值 $\mu = 0$, 方差 $\sigma^2 = 4^2$ 时布居数差的时间平均值 s 与相互作用强度 c 的变化关系, 见图 8, 以及高斯噪声的均值 $\mu = 0$ 时, 方差的正平方根 σ 与其对应的过渡区的 c 值的上下限关系, 图 9.

4. 粒子数有限情况下噪声对自俘获的影响

纯量子系统的两模哈密顿为^[13, 14, 26-28]

$$H = -\gamma_1(a^\dagger a - b^\dagger b) - c_1(a^\dagger a^\dagger aa + b^\dagger b^\dagger bb) + v_1(a^\dagger b + b^\dagger a), \tag{5}$$

其中 γ_1, c_1, v_1 分别是量子系统两分量的能量差、粒子间相互作用强度和两分量的耦合系数, a^\dagger, b^\dagger (a, b) 是粒子的产生(湮没)算符.

从纯量子的角度看, 系统总会受量子涨落的影响. 粒子数越大量子涨落的影响越小, 平均场近似描述越准确^[13, 14].

4.1. 不加噪声

对纯量子系统而言, 随相互作用强度 c 的增大, 粒子从非俘获到自俘获的变化过程中, c 没有一个确定的临界值, 而是有一个临界区域, 且这个区域恰好在平均场近似下所得临界值的附近^[13, 14, 28]. 例如取粒子数 $N = 50$, 系统在不同的相互作用强度下布居数差随时间的演化情况不同. $c = 0.5$ 时, 布居数差对时间的平均值 $s = 0$, 没有发生自俘获. $c = 1.99, 2.0, 2.01$ 时, 布居数差对时间的平均值 s 朝着不为零的方向变化, 粒子开始有自俘获发生, 但这三条线几乎重合在一起, 看不出从非俘获到自俘获的明显的临界现象^[9]. $c = 2.5$ 时, 布居数差对时间的平均值 $s \neq 0$, 粒子已经自俘获了, 如图 10 所示. 随 c 的增大自俘获现象越来越明显.

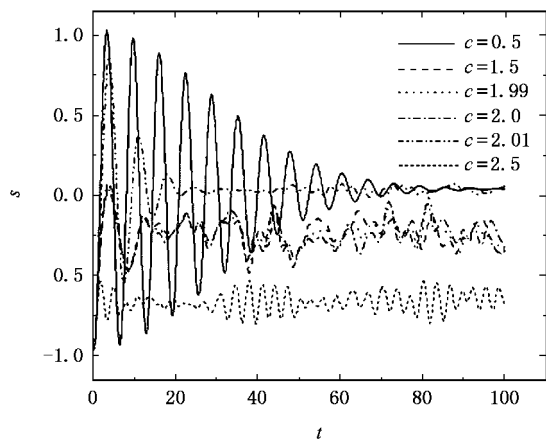


图 10 无噪声情况下相互作用强度 c 取不同数值时纯量子系统布居数差 s 随时间的演化图

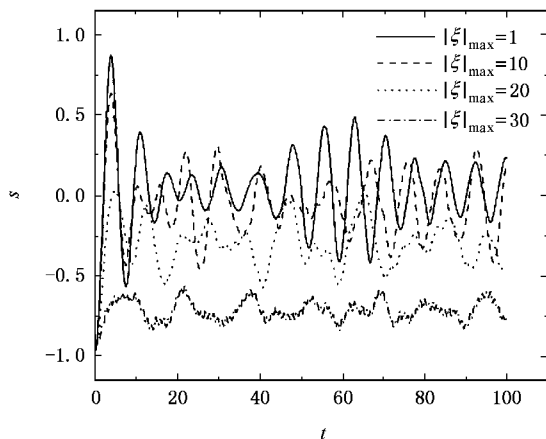


图 11 对纯量子系统,当 $c = 1.5$ 时随均匀噪声的增强系统自俘获的变化(其中 $|\xi|_{\max}$ 表示均匀噪声的最大强度)

4.2. 加噪声

给纯量子系统加上噪声后哈密顿的矩阵元表示成

$$H_{n,n} = \gamma_1(N - 2n) - c_1(2n^2 + N^2 - 2Nn - N), \quad (6a)$$

$$H_{n,n-1} = H_{n-1,n} = v_1 \sqrt{n(N - n + 1)}, \quad (6b)$$

其中 γ_1 为噪声项, $n = N_A$ 为 A 分量上的粒子数, N 为总粒子数.

4.2.1. 加均匀噪声

给系统加上均匀噪声,则随相互作用强度的增大,粒子从非俘获到自俘获的变化存在一个临界区域,这个区域落在平均场近似下无噪声时粒子发生自俘获时 c 的临界值附近,与不加噪声时相比临界区域进一步展宽,见图 12.

与平均场近似不同的是,在纯量子情况下噪声的存在促进了自俘获的产生,使本来没有发生自俘获的系统发生了自俘获,且随噪声强度的增大自俘获越来越明显.图 11 表示出了对纯量子系统 ($N = 50$) 当 $c = 1.5$ 时随噪声的增强系统自俘获的变化情况.

我们也可以通过观察不同的噪声强度下布居数差的时间平均值 $\langle s \rangle$ 随耦合系数 c 的演化来看到噪声促进自俘获这一现象,如图 12.

从图 12 还可以清楚地看出,对于不同强度的噪声,随耦合系数 c 的增大,粒子最终自俘获到一个阱中.同时可以看出,在 c 较小时,随噪声的增强,临界区域进一步展宽,而且噪声越强, s 的振荡越剧烈.

4.2.2. 加高斯噪声

我们用同样的方法研究了纯量子系统中加入高

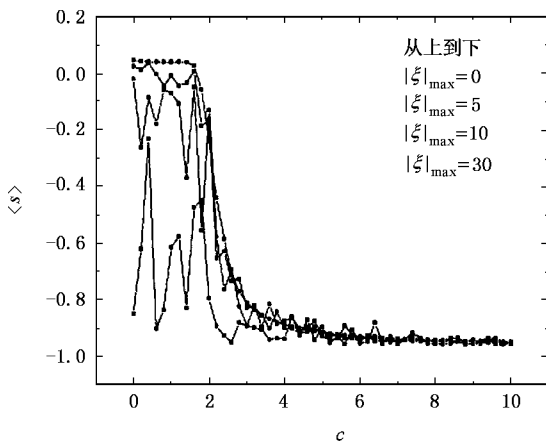


图 12 不同的噪声强度下布居数差的时间平均值 $\langle s \rangle$ 随耦合系数 c 的演化

斯噪声时的自俘获现象.结果发现,纯量子情况下,高斯噪声与均匀噪声对自俘获的影响类似.

5. 总结与讨论

我们分别研究了均匀噪声和高斯噪声对对称双势阱玻色-爱因斯坦凝聚体系自俘获现象的影响,并分两种情况进行讨论: 1) 平均场近似情况; 2) 纯量子情况. 研究表明,这两类噪声对自俘获现象的影响是类似的. 平均场近似情况下,噪声使得自俘获的临界行为消失,即从约瑟夫森振荡到自俘获转变时,相互作用强度 c 不再有临界值,而是展开成一个区域,在区域内随 c 的增大,约瑟夫森振荡、自俘获和一类不稳定状态无规律地交替出现. 噪声越强,这个区域展开得越宽. 当噪声足够强时,这个区域的下限

达到 0 表明这时已经得不到稳定的约瑟夫森振荡. 纯量子系统中加入噪声,非俘获与自俘获之间存在一个过渡区域,且随噪声的增强临界区域会展宽.与平均场近似情况下不同的是,纯量子情况下噪声促进自俘获的产生,噪声越强自俘获越明显.

在实验中观察到自俘获现象^[15]的 Michael Albiez 等人指出,对于确定的相互作用强度 c ,布居数差的绝对值存在一个临界值 $|s|_c$,当初始布居数差满足 $|s| > |s|_c$ 时出现自俘获现象.根据我们的理论,不考虑噪声影响时,相平面上外层轨道自俘获的 c 的临界值小于内层轨道自俘获的 c 的临界值,当考虑实验中噪声的影响时,若布居数差的绝对值

$|s|$ 固定而增大相互作用强度 c ,第一次得到自俘获的 c 的值要大于没有噪声时 c 的临界值.反过来说就是, $|s|_c$ 的实验值要比无噪声时的理想值大一些.希望我们的发现可以解释一些实验现象.

需要说明的是,双势阱 BEC 模型是一个对外界很敏感的系统,实验上实现 BEC 需要在极低的温度(低于 10^{-6} — 10^{-7} K)下进行,其目的之一就是约减噪声.即便在这么低的温度下,BEC 的存在时间也很短(几秒到几分钟).所以在真实的实验过程中,BEC 的破坏很可能就是噪声高频成分的影响,反映在方程中,可能就是噪声的高频成分使得方程(1),(2)不再适用.解决这个问题需要进一步研究.

- [1] Anderson N H , Ensher J R , Matthews M R , Wieman C E , Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
Davis K B , Mewes M O , Andrews M R , Druten N J , Durfee D S , Kurn D M , Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
Bradley C C , Sackett C A , Tollett J J , Hulet R G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [2] He L X 2002 *Laser & Optoelectronics Progress* **39** 17 (in Chinese)
[贺凌霄编译 2002 激光与光电子学进展 **39** 17]
- [3] Raghavan S , Smerzi A , Kenkre V M 1999 *Phys. Rev. A* **60** R1787
- [4] Williams J E , Holland M J 1999 *Nature* **401** 568
- [5] Wu B , Niu Q 2000 *Phys. Rev. A* **61** 023402
- [6] Liu J , Choi D , Wu B , Niu Q 2002 *Phys. Rev. A* **66** 023404
- [7] Liu J , Zhang C W , Raizen M G , Niu Q 2006 *Phys. Rev. A* **73** 013601
- [8] Liu J , Wang W G , Zhang C W , Niu Q , Li B W 2005 *Phys. Rev. A* **72** 063623
- [9] Liu J , Wu B , Niu Q 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 170404
- [10] Xu Z 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 5647 (in Chinese) [徐 震 2006 物理学报 **55** 5647]
- [11] Wang G F , Fu L B , Liu J 2005 arXiv : cond-mat/0509572 v1
- [12] Wang G F , Fu L B , Liu J 2006 *Phys. Rev. A* **73** 013619
- [13] Duan S Q , Fu L B , Liu J , Zhao X G 2005 *Phys. Lett. A* **346** 315
- [14] Wang G F , Fu L B , Zhao H , Liu J 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 5003 (in Chinese) [王冠芳、傅立斌、赵 鸿、刘 杰 2005 物

理学报 **54** 5003]

- [15] Albiez M , Gati R , Fölling J , Hunsmann S , Cristiani M , Oberthaler M K 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 010402
- [16] Xiong H W , Liu S J , Zhan M S 2006 *Phys. Rev. B* **73** 224505
- [17] Pokrovsky V L , Simitsyn N A 2003 *Phys. Rev. B* **67** 144303
- [18] Savard T A , O 'Hara K M , Thomas J E 1997 *Phys. Rev. A* **56** R1095
- [19] Gehm M E , O 'Hara K M , Savard T A 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3914
- [20] O 'Hara K M , Granade S R , Gehm M E 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4204
- [21] Cheng Q L , Cao L , Xu D H , Wu D J 2005 *Chin. Phys.* **14** 1159
- [22] Cao S , Fang M F 2006 *Chin. Phys.* **15** 60
- [23] Cao S , Fang M F 2006 *Chin. Phys.* **15** 277
- [24] Gati R , Hemmerling B , Fölling J , Albiez M , Oberthaler M K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 130404
- [25] Zhang L , Ge M L 2000 *Fashionable Problem in Quantum Mechanic Tsinghua* (Beijing : Tsinghua University Press) (in Chinese) [张 礼、葛墨林 2000 量子力学的前沿问题(北京:清华大学出版社)]
- [26] Sigmund K , Sols F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 060403
- [27] Milburn G J , Corney J , Wright E M , Walls D F 1997 *Phys. Rev. A* **55** 4318
- [28] Ma Y , Fu L B , Yang Z A 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 5628 (in Chinese) [马 云、傅立斌、杨志安 2006 物理学报 **55** 5628]

Influence of noise on self-trapping of Bose-Einstein condensates in double-well trap

Liu Ze-Zhuan Yang Zhi-An

(*School of Science, Jinan University, Jinan 250022, China*)

(Received 17 July 2006 ; revised manuscript received 15 August 2006)

Abstract

In this paper we study self-trapping of Bose-Einstein condensates in a symmetric double-well potential with uniform noise or Gaussian noise existing respectively. We find that both uniform noise and Gaussian noise destroy the critical behavior of self-trapping with the interaction increasing and create a transition zone between Josephson oscillation and self-trapping, between which exists a critical point originally. Furthermore, the stronger the noise becomes, the wider the transition zone is. Meanwhile, we find that the phase space falls into complete confusion when we increase noise intensity to a certain extent with interaction fixed, and the trajectories reappear after we increase the interaction without increasing the noise intensity. In the full-quantum situation, when noise exists there is a transition zone instead of a critical value, and stronger noise creates wider transition zone, which is the same as in mean field treatment. What is different is that in full-quantum situation noise creates self-trapping, and the stronger the noise, the more obvious the self-trapping becomes.

Keywords : Bose-Einstein condensate (BEC), self-trapping, double-well, noise

PACC : 0365, 0155, 7335