

# Fermi 超流气体在 unitarity 区域和 Bose-Einstein 凝聚区域的自俘获现象研究\*

王文元 杨阳 蒙红娟 马莹 祁鹏堂 马云云 段文山<sup>†</sup>

(西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 兰州 730070)

(2011 年 9 月 14 日收到; 2011 年 10 月 15 日收到修改稿)

在平均场理论和两模近似下, 通过观察布居数差随时间的演化, 以及布居数差的平均随非线性相互作用参数的变化, 研究了对称双势阱以及势阱间高频调制时 Fermi 超流气体在 unitarity 区域和 Bose-Einstein 凝聚区域的自俘获现象. 给出了出现自俘获现象的边界条件; 发现高频调制在一定调制范围内使自俘获现象更容易实现. 最后研究了初值对自俘获的影响, 发现初值的绝对值  $|s(0)|$  的增加更有利于自俘获的实现.

**关键词:** Fermi 超流气体, 自俘获现象, 高频周期调制

**PACS:** 03.75.Ss, 67.10.Db, 71.10.Ay

## 1 引言

Bose-Einstein 凝聚 (BEC) 的实现<sup>[1]</sup> 给人们展示了非常迷人的应用前景. 之后人们在实验和理论上进行了很多有意义的研究<sup>[2-10]</sup>. 而 Fermi 子能够配对形成具有类单自旋玻色子性质的 Cooper 对, 在温度很低的时候, 它能够形成和玻色子类似的凝聚体, 类似于 BEC. 科技工作者对超流 Fermi 凝聚体具有的很多量子现象也做了深入的研究<sup>[11-16]</sup>.

Feshbach 共振技术可以通过调节粒子间碰撞而产生的 s 波散射长度  $a_{sc}$ , 从而使得 Fermi 超流气体处于不同的区域, 当散射长度很小的时候 ( $a_{sc} \rightarrow +0$ ), Fermi 超流气体处于 BEC 区域, 当散射长度很大的时候 ( $a_{sc} \rightarrow +\infty$ ), Fermi 超流气体处于 unitarity 区域. 本文将研究 Fermi 超流气体处于这两种极限情况时的自俘获现象.

双势阱在物理学研究中是一个非常有用的模型, 利用该模型人们已经发现了超冷原子的许多量子现象, 如非线性稳定态的存在<sup>[17]</sup>, 强耦合周期驱动<sup>[18]</sup>, Mott 绝缘状态的能谱<sup>[19]</sup>, 以及两阱间的 Landau-Zener 隧穿现象<sup>[20-22]</sup> 等. BEC 的自俘

获现象已经被研究<sup>[23]</sup>, 但是很少有关于 Fermi 超流气体在两个区域 (BEC 和 unitarity) 的自俘获现象的系统研究.

本文中, 我们采用双势阱模型, 在平均场理论和两模近似下, 通过观察布居数差随时间的演化, 以及布居数差的平均随非线性相互作用参数的变化, 研究了双势阱 Fermi 超流气体的自俘获现象. 研究发现无论在势阱对称还是在势阱间加高频调制的情况, 都存在一临界的非线性参数, 当非线性参数小于这一临界值时, 粒子数在两个势阱间呈现出周期性振荡, 布居数差随时间的平均为 0, 自俘获现象没有出现. 同时发现高频调制在一定范围内使自俘获现象更容易实现. 最后研究了初值对自俘获的影响, 发现初值的绝对值  $|s(0)|$  的增加更有利于自俘获的实现.

## 2 非线性两模模型

含有大量粒子的 Fermi 超流气体系统, 在温度很低的时候, 满足如下一维无量纲化动力

\* 国家重点基础研究计划 (批准号: 2007CB814800, 2011CB921503)、国家自然科学基金 (批准号: 10725521, 91021021, 10875098) 和西北师范大学自然科学基金 (批准号: NWNNU-KJCXGC-03-48) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: duanws@nwnu.edu.cn

学方程<sup>[24,25]</sup>

$$\left[ -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) + \mu(n, a) - i \frac{\partial}{\partial t} \right] \Psi(x, t) = 0, \quad (1)$$

其中  $V(x) = \frac{1}{2}x^2 + Ae^{-kx^2}$  描述了系统的囚禁势,  $m$  是 Fermi 子形成 Cooper 对的质量,  $\mu$  是化学势,  $\Psi(x, t)$  为描述 Fermi 超流气体的波函数. 上面处理过程中利用了谐振子无量纲化单位 ( $\hbar = \omega = m = 1$ ), 所有的长度、时间以及波函数  $\Psi$  分别用  $\sqrt{\hbar/(m\omega)}$ ,  $\omega^{-1}$  和  $\sqrt{N}$  进行了无量纲化处理.

本文中我们分别考虑 unitarity 区域 ( $Q_{sc} \rightarrow +\infty$ ) 和 BEC 区域 ( $a_{sc} \ll 1$ ) 的情况, 其中  $a_{sc}$  为超流 Fermi 气体的 s 波散射长度. 对于 Fermi 气体的化学势, 近几年有关学者已经做了很好的研究<sup>[26-28]</sup>, 本文选择化学势满足如下方程

$$\mu = C_0 n^{\gamma_0} (1 + C_1 n^{\gamma_1}), \quad (2)$$

式中对于 unitarity 区域和 BEC 区域,  $(\gamma_0, \gamma_1)$  分别等于  $(2/3, -1/3)$  和  $(1, 1/2)$ ,  $[C_0, C_1]$  分别等于  $\left[ \frac{4\pi\alpha_0\hbar^2}{\beta m}, \frac{\gamma}{\beta a_{sc}} \right]$  和  $\left[ \frac{4\pi\hbar^2 a_{sc}}{m}, \frac{32}{3\sqrt{\pi}} a_{sc}^{3/2} \right]$ , 其中  $\alpha_0 = 32/(3\pi)$ ,  $\beta = 4\pi\alpha_0/22.22$ <sup>[27,28]</sup>.

采用两模近似<sup>[28-30]</sup>, 波函数写为如下形式

$$\Psi(x, t) = \psi_1(t)\phi_1(x) + \psi_2(t)\phi_2(x), \quad (3)$$

其中  $\phi_{1,2}$  分别为两个阱的态函数, 它们满足归一化条件:  $\int \phi_i(x)\phi_j(x)dx = \delta_{ij}$ .  $\psi_{1,2}(t)$  满足:  $|\psi_{1,2}(t)|^2 = N_{1,2}(t)$ ,  $N_{1,2}(t)$  分别为两阱中的粒子数. 把方程 (3) 代入方程 (1), 并对空间积分, 我们得到  $\psi_{1,2}(t)$  满足以下方程<sup>[27]</sup>

$$i\dot{\psi}_1 = \frac{\gamma}{2}\psi_1 + (U_1 N_1^{\gamma_0} + V_1 N_1^{\gamma_0+\gamma_1})\psi_1 - k\psi_2, \quad (4)$$

$$i\dot{\psi}_2 = -\frac{\gamma}{2}\psi_2 + (U_2 N_2^{\gamma_0} + V_2 N_2^{\gamma_0+\gamma_1})\psi_2 - k\psi_1, \quad (5)$$

式中,  $\gamma$  是两阱能级差,  $k$  是两阱间的耦合系数,  $U_1, U_2, V_1, V_2$  是与  $C_0, C_1$  有关的表达式, 它们都表征了 Fermi 子之间的相互作用. 为了计算简单, 本文在计算时, 取  $U_1 = U_2 = U, V_1 = V_2 = V$ .

把波函数写为:  $\psi_{1,2} = \sqrt{N_{1,2}}e^{i\theta_{1,2}}$ , 引入布居数差  $s = \frac{N_2 - N_1}{N}$ , 和相对相位  $\theta = \theta_2 - \theta_1$ . 从这对共轭变量出发, 得到如下方程

$$\frac{ds}{dt} = -2k\sqrt{1-s^2}\sin\theta, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{ds}{dt} = & \gamma + c_0[(1+s)^{\gamma_0} - (1-s)^{\gamma_0}] \\ & + c_1[(1+s)^{\gamma_0+\gamma_1} - (1-s)^{\gamma_0+\gamma_1}] \\ & + \frac{2ks}{\sqrt{1-s^2}}\cos\theta. \end{aligned} \quad (7)$$

利用正则变换  $\frac{ds}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \theta}$ ,  $\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial H}{\partial s}$ , 我们可以得到 Fermi 系统的经典 Hamilton 量如下:

$$\begin{aligned} H = & \gamma s + \frac{c_0}{1+\gamma_0}[(1+s)^{1+\gamma_0} + (1-s)^{1+\gamma_0}] \\ & + \frac{c_1}{1+\gamma_0+\gamma_1}[(1+s)^{1+\gamma_0+\gamma_1} \\ & + (1-s)^{1+\gamma_0+\gamma_1}] \\ & - 2k\sqrt{1-s^2}\cos\theta, \end{aligned} \quad (8)$$

其中,  $c_0 = \left(\frac{N}{2}\right)^{\gamma_0} U_1$ ,  $c_1 = \left(\frac{N}{2}\right)^{\gamma_0+\gamma_1} V_1$ . 我们发现非线性参数  $c_0$  和  $c_1$  依赖于粒子数  $N$  和空间态矢  $\phi_i(x)$  ( $i = 1, 2$ ), 而态矢又依赖于外势场  $V(x)$  和化学势  $\mu(n, a_{sc})$ . 本文在计算时, 取  $k = 1$ .

### 3 数值计算结果及其分析

这一节中我们将研究基于以上模型的 Fermi 超流气体的自俘获现象. 在本文中我们所说的自俘获现象, 是指布居数差随时间的平均不为 0, 即  $\langle s \rangle \neq 0$ . 或者说粒子数布居随时间的演化在两个势阱中开始不对称分布. 本文在计算时, 我们首先把所有粒子制备在一个势阱中, 然后通过改变非线性参数 (即相互作用参数) 来观察粒子数布居随时间的演化, 从而得到自俘获与非自俘获的边界条件.

#### 3.1 势阱对称时的自俘获现象

首先我们以 Fermi 超流气体在 unitarity 区域为例, 然后我们用同样的方法讨论 Fermi 超流气体在 BEC 区域的自俘获现象.

当非线性参数  $c_1 = 0$  时, 对于不同的非线性参数  $c_0/k$ , 布居数差随时间的演化如图 1(a) 所示, 我们可以看出, 当非线性参数  $c_0/k < 2.85$  时, 布居数差随时间的演化在 -1 到 1 之间呈现出周期性振荡. 它反映出在非线性参数较小的情况下, 粒子在两个势阱间来回振荡. 而当非线性参数  $c_0/k > 2.85$  时, 布居数差随时间的演化呈现出在 -1 到  $x$  ( $-1 < x < 0$ ) 之间的周期性振荡, 这反映了当相互作用参数较大时, 粒子数在两个势阱中

开始不对称布居, 即开始出现自俘获现象. 这种对于不同的相互作用参数, 布居数差随时间的不同演化可以通过粒子数平均来反映. 图 1(b) 给出了布居数差随时间演化的平均分布随相互作用参数  $c_0/k$  的变化. 可以看出, 对于  $c_1/k$  为 0 时, 存在一个临界点  $c_0^*/k = 2.85$ , 当  $c_0/k < c_0^*/k$  时, 布居数差随时间的平均为 0, 反映在图 1(a) 中就是粒子数在两个阱之间振荡. 而当  $c_0/k > c_0^*/k$  时, 布居数差随时间的平均不为 0, 它反映了粒子数在两个势阱间开始了不对称分布, 即出现了自俘获, 这和图 1(a) 相符合.

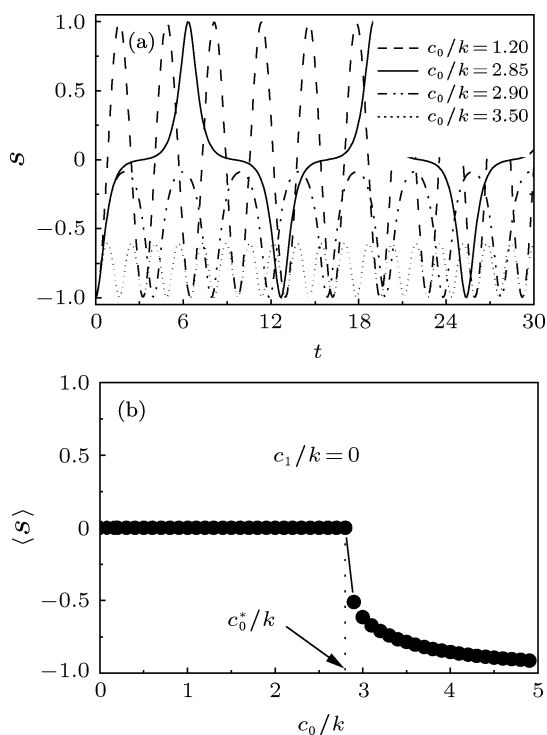


图 1 (a)  $c_1 = 0$  时, 布居数差随时间的演化; (b) 布居数差对时间的平均随非线性相互作用参数  $c_0$  的变化

以上讨论都是基于非线性参数  $c_1 = 0$  的情况, 下面我们将对不为 0 的情况展开讨论. 与前面相似, 我们分别取不同的非线性参数  $c_1$ , 然后做了布居数差的平均分布随  $c_0$  的变化, 同样的发现了临界点  $c_0^*$ . 图 2(a) 给出了  $c_0, c_1$  不为 0 时自俘获现象出现的边界. 我们发现这个边界满足线性规律. 接下来我们通过一定的推导过程, 将会得到这一边界的解析表达式.

对于经典的 Hamilton 系统, 对于图 1(a) 中的周期振荡, 我们可以得到振荡的周期  $T$ ,  $T = \int \frac{\partial \theta}{\partial H} ds^{[30]}$ . 对于初始条件  $s(0) = \pm 1$ , 我们可以得到 Hamilton 量为  $H(s = \pm 1) = \frac{c_0}{1 + \gamma_0} 2^{1+\gamma_0} +$

$$\frac{c_1}{1 + \gamma_0 + \gamma_1} 2^{1+\gamma_0+\gamma_1} = H_0. \text{ 我们从方程 (8) 得到}$$

$$-2k\sqrt{1-s^2} \cos \theta = H_0 - H_1 \quad (9)$$

这里

$$H_1 = -\frac{c_0}{1 + \gamma_0} [(1+s)^{1+\gamma_0} + (1-s)^{1+\gamma_0}] - \frac{c_1}{1 + \gamma_0 + \gamma_1} [(1+s)^{1+\gamma_0+\gamma_1} + (1-s)^{1+\gamma_0+\gamma_1}]. \quad (10)$$

因而我们可以得到

$$T = -\frac{1}{2k} \int \frac{ds}{\sqrt{1-s^2 - \frac{1}{4k^2}(H_0 - H_1)^2}}, \quad (11)$$

上式为了得到实根, 必须满足  $1 - s^2 - \frac{1}{4k^2}(H_0 - H_1)^2 > 0$ . 因此我们得到出现自俘获的边界条件

$$2k = \frac{c_0}{1 + \gamma_0} (2^{1+\gamma_0} - 2) + \frac{c_1}{1 + \gamma_0 + \gamma_1} (2^{1+\gamma_0+\gamma_1} - 2). \quad (12)$$

对于 unitarity 区域, 从图 2(a) 可以看出, 方程 (12) 给出的边界条件和我们的数值结果完全符合.

和 unitarity 区域类似, 我们对于 Fermi 超流体 BEC 区域的自俘获现象, 同样通过研究布居数差随时间的演化和布居数差的平均随非线性相互

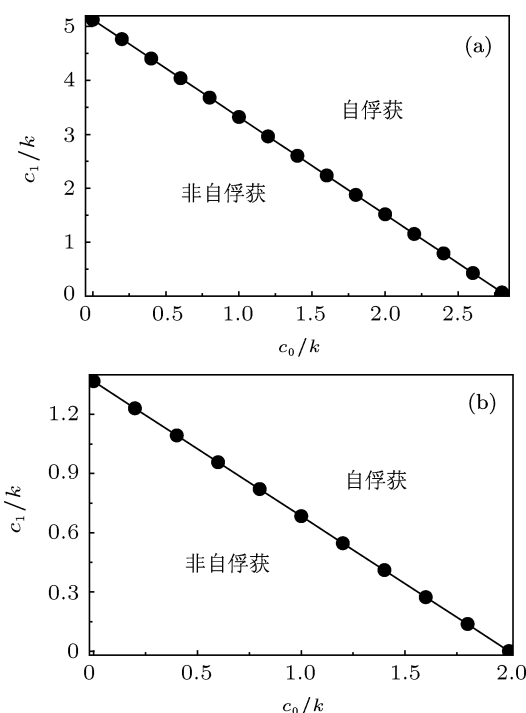


图 2 出现自俘获的边界条件与  $c_0$  和  $c_1$  的关系. 实线代表解析结果, 点代表数值结果; (a), (b) 分别代表 unitarity 和 BEC 区域

作用参数的变化, 观察到了当非线性参数较小时, 布居数对称分布, 当非线性参数较大时, 出现了自俘获现象. 图 2(b) 给出了在该区域随非线性参数  $c_0$  和  $c_1$  变化时, 出现自俘获区域和非自俘获区域的边界条件. 通过数值和解析结果的对比, 我们发现二者符合得非常好.

### 3.2 势阱间高频调制对自俘获的影响

上面讨论了对称双势阱中的自俘获现象, 这一小节里, 我们将在两个势阱间加上高频周期调制 (即  $\gamma = A \sin \omega t$ ), 通过改变相互作用参数和调制参数, 来观察自俘获现象, 从而得出在高频调制时出现自俘获现象的边界条件. 我们在这里所说的高频是指  $\omega > 10k$ .

和对称双势阱一样, 我们做了当  $A/\omega = 1$ ,  $c_1 = 0$  时, 对于不同的非线性参数  $c_0$ , 布居数差随时间的演化 (如图 3(a)), 以及在这种情况下布居数差的平均随非线性参数的变化 (如图 3(b)). 同样我们发现存在一个临界点  $c_0^{**}$ , 当  $c_0$  小于这一临界点时, 自俘获现象没有出现, 而当大于这一点时, 出现了自俘获现象.

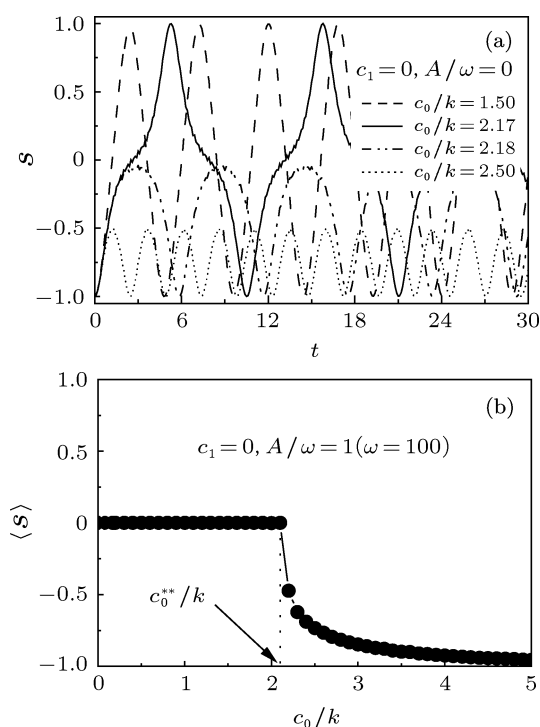


图 3 (a) 高频调制时布居数差随时间的演化; (b) 高频调制时布居数差对时间的平均随非线性相互作用参数  $c_0$  的变化

出现自俘获现象的临界条件可以通过调节  $c_0$ ,

$c_1$  和  $A/\omega$  改变. 图 4(a) 给出了  $A/\omega = 1$  时, 自俘获发生的边界条件随  $c_0$  和  $c_1$  的变化. 可以看出, 它们的关系仍然满足一定的线性关系, 这个关系我们将在后面给出解析结果. 同样, 当  $c_1$  为 0 时, 我们做出了出现自俘获的边界条件  $c_0/k$  随  $A/\omega$  的关系 (如图 4(b)). 同样可以看出它们满足一定的关系. 下面的讨论中, 我们会给出解析表达式.

通过与不加调制时的结果比较, 我们发现高频调制会使发生自俘获的边界条件减小, 从而使得 Fermi 超流气体的自俘获现象更容易实现. 以上讨论都是基于 Fermi 超流气体在 unitarity 区域的情况, 而对于在 BEC 区域的情况, 我们也做了数值计算, 发现和 unitarity 区域的情况很类似. 在图 4(c) 和 (d) 中, 分别给出了  $A/\omega = 1$  时, 自俘获发生的边界条件随  $c_0$  和  $c_1$  的变化和对于不同的  $A/\omega$  和  $c_0/k$  出现自俘获的边界条件, 它们同样满足一定的关系. 下面我们通过简单的推导, 来给出高频调制时发生自俘获的边界条件.

我们把波函数写为  $\psi_1 = \psi'_1 e^{i(A/2\omega) \cos(\omega t)}$ ,  $\psi_2 = \psi'_2 e^{-i(A/2\omega) \cos(\omega t)}$ . 从而方程 (4) 和 (5) 变为

$$i\psi'_1 = (U_1 N_1^{\gamma_0} + V_1 N_1^{\gamma_0 + \gamma_1}) \psi'_1 - k e^{-i(A/\omega) \cos(\omega t)} \psi'_2, \quad (13)$$

$$i\psi'_2 = (U_2 N_2^{\gamma_0} + V_2 N_2^{\gamma_0 + \gamma_1}) \psi'_2 - k e^{i(A/\omega) \cos(\omega t)} \psi'_1. \quad (14)$$

利用高频近似<sup>[29]</sup>

$$e^{ix \cos(\omega t)} = \sum J_n(x) (\pm i)^n e^{\pm i n \omega t}, \quad (15)$$

式中  $J_n(x)$  是  $n$  阶 Bessel 函数, 忽略其高次项<sup>[29]</sup>, 有效相互作用变为:  $k_h = k |J_0(A/\omega)|$ .

因此, 当我们把描述对称双势阱间相互作用的参数  $k$  用  $k_h$  代替时, 上一小节中描述的边界条件仍然适用于高频调制时出现自俘获的边界条件, 即有

$$2k |J_0(A/\omega)| = \frac{c_0}{1 + \gamma_0} (2^{1 + \gamma_0} - 2) + \frac{c_1}{1 + \gamma_0 + \gamma_1} (2^{1 + \gamma_0 + \gamma_1} - 2). \quad (16)$$

数值和解析结果的对比如图 4(a)—(d), 我们可以看出无论是在 BEC 区域还是在 unitarity 区域, 二者符合的非常好.

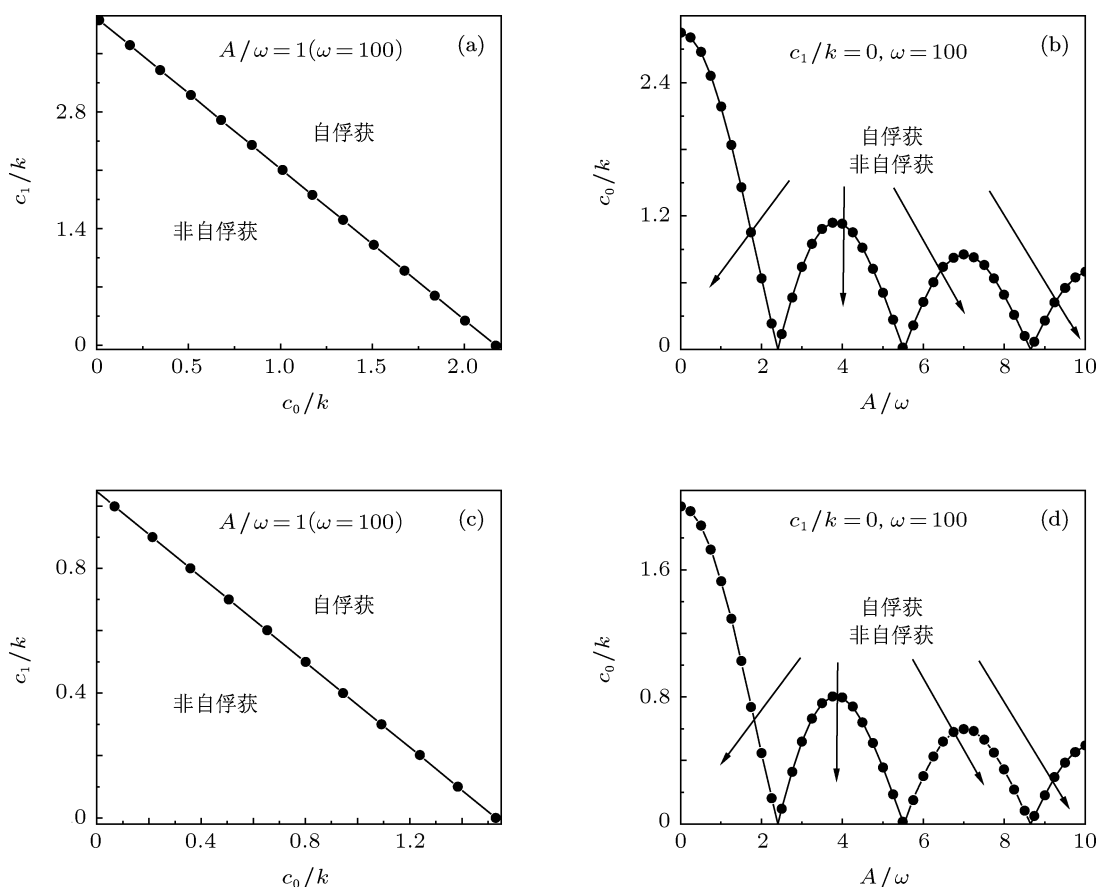


图4 高频调制时出现自俘获出现的边界 实线代表解析结果,点代表数值结果;(a),(b)代表 unitarity 区域,(c),(d)代表 BEC 区域

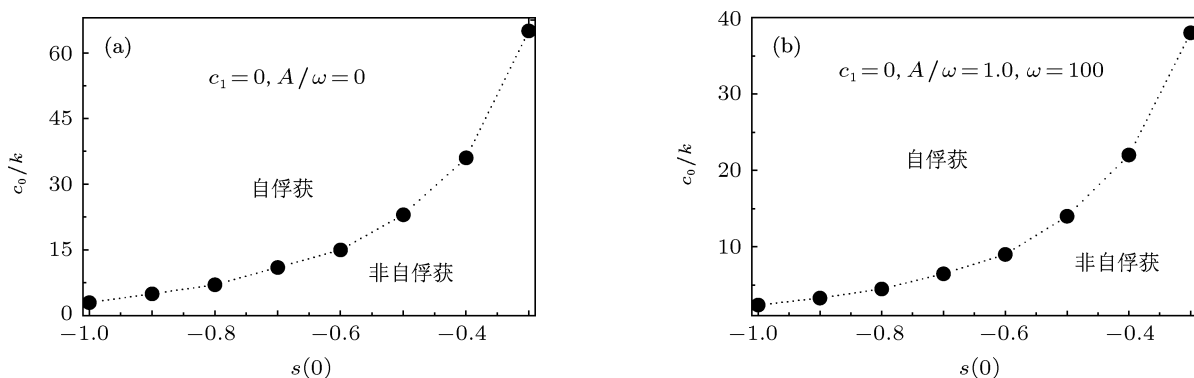


图5  $c_1$  为 0 时初值对自俘获的影响 (a),(b) 分别代表不加调制和 高频调制时的情况

### 3.3 初值对自俘获的影响

上面两小节在讨论的时候,都取布居数差  $s$  的初值为 1 或 -1,即在开始把粒子全部制备在一个势阱中.这一小节我们讨论初值对自俘获的影响.我们以 unitarity 区域为例,取  $c_1 = 0$ ,做一简单

的讨论.

图 5(a) 给出了对称双势阱中初始条件对自俘获的影响.可以看出,随着两阱间粒子数布居之差的减小(图中  $s(0)$  的绝对值的减小),出现自俘获的边界非线性参数  $c_0$  不断增加,即自俘获越来越难实现.图 5(b) 给出了势阱间高频调制时,初始条件

对自俘获的影响. 同样看出随着两阱间粒子数布居之差的减小不断减小, 出现自俘获的边界非线性参数  $c_0$  也不断增加. 对比图 5(a) 和 (b), 我们同样发现, 高频调制会使发生自俘获的边界减小, 换句话说, 高频调制使得自俘获更容易实现.

## 4 结论

本文在平均场理论之下, 通过两模近似, 推导出了 Fermi 超流气体在 unitarity 区域和 BEC 区域所满足的动力学方程. 然后通过引入一对共轭变

量, 并对它们做正则变换, 得到了 Fermi 超流系统的能量. 然后通过观察布居数差随时间的演化, 以及一段时间内布居数差的平均随非线性相互作用参数的变化, 得到了当双势阱对称以及势阱间加高频调制时出现自俘获的边界条件. 最后研究了初始时布居数差的不同对自俘获的影响. 研究发现, 非线性相互作用参数  $c_0, c_1$ , 初值  $s(0)$  以及高频调制参数  $A/\omega$  对自俘获有一定的影响. 一定范围内的高频调制可以更有利于自俘获的实现, 同样初值的绝对值  $|s(0)|$  的增加也更有利于自俘获的实现.

- 
- [1] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **E 269** 198
- [2] Ma Y, Fu L B, Yang Z A, Liu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5623 (in Chinese) [马云, 傅立斌, 杨志安, 刘杰 2006 物理学报 **55** 5623]
- [3] Liu W M, Fan W B, Zheng W M, Liang J Q, Chui S T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 170408
- [4] Zhang J M, Liu W M, Zhou D L 2008 *Phys. Rev. A* **78** 043618
- [5] Xie Z W, Zhang W P, Chui S T, Liu W M 2004 *Phys. Rev. A* **69** 053609
- [6] Wen W, Shen S Q, Huang G X 2010 *Phys. Rev. B* **81** 014528
- [7] Huang G X, Velarde M G, Makarov V A 2001 *Phys. Rev. A* **64** 013617
- [8] Fang Y C, Yang Z A, Yang L Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 661 (in Chinese) [房永翠, 杨志安, 杨丽云 2008 物理学报 **57** 661]
- [9] Zang X F, Li J P, Tan L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4348 (in Chinese) [臧小飞, 李菊萍, 谭磊 2007 物理学报 **56** 4348]
- [10] Wang G F, Fu L B, Liu J 2006 *Phys. Rev. A* **73** 13619
- [11] Modugno G, Roati G, Riboli F, Ferlaino F, Brecha R J, Inguscio M 2002 *Science* **297** 2240
- [12] Xiong H W, Lin S J, Zhang W P, Zhan M S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 120401
- [13] Men F D, Lin H, Zhu H Y 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3236
- [14] Qin F, Chen J S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2654
- [15] Men F D, Liu H, Fan Z L, Zhu H Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2649
- [16] Huang Z F, Ou C J, Chen J C 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1380
- [17] Wu B, Liu J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 020405
- [18] Wu Y, Yang X X 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 013601
- [19] Wu Y, Yang X X 2003 *Phys. Rev. A* **68** 013608
- [20] Liu J, Fu L B, Ou B Y, Chen S G, Wu B, Niu Q 2002 *Phys. Rev. A* **66** 023404
- [21] Wu B, Niu Q 2000 *Phys. Rev. A* **61** 023402
- [22] Huang F, Li H B 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 020303 (in Chinese) [黄芳, 李海彬 2011 物理学报 **60** 020303]
- [23] 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]
- [24] Adhikari S K, Salasnich L 2008 *Phys. Rev. A* **78** 043616
- [25] Ancilotto F, Salasnich L, Toigo F, Salasnich L 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033627
- [26] Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringeri S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1215
- [27] Adhikari S K, Salasnich L 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033618
- [28] Adhikari S K, Lu H, Pu H 2009 *Phys. Rev. A* **80** 063607
- [29] Wang G F, Ye D F, Fu L B, Chen X Z, Liu J 2006 *Phys. Rev. A* **74** 033414
- [30] Fu L B, Liu J 2006 *Phys. Rev. A* **73** 063614

# The self-trapping of superfluid Fermi gases in the Bose-Einstein condensation regime and in unitarity\*

Wang Wen-Yuan Yang Yang Meng Hong-Juan Ma Ying Qi Peng-Tang  
Ma Yun-Yun Duan Wen-Shan<sup>†</sup>

(Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics and Functional Materials of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering,  
Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

(Received 14 September 2011; revised manuscript received 15 October 2011)

## Abstract

In the mean-field theory and two-mode approximation, we study the self-trapping of superfluid Fermi gases in the BEC regime and in unitarity by observing the evolution of the population imbalance with time and the variation of the average of population imbalance with several non-linear interaction parameters. The high-frequency modulations of both the symmetric double-well potential and the potential well are studied. The boundary conditions of the self-trapping and non-self-trapping are given. We find that high-frequency modulation in a certain range of modulation can make the self-trapping phenomenon easier to achieve. Finally, we study the influence of the initial value on self-trapping, and find that the increase of the absolute of the initial value can make the self-trapping more conducive to the realization.

**Keywords:** Fermi superfluid gases, self-trapping phenomenon, high-frequency modulation

**PACS:** 03.75.Ss, 67.10.Db, 71.10.Ay

---

\* Project supported by the National Basis Research Program of China (Grant Nos. 2007CB814800, 2011CB921503), National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10725521, 91021021, 10875098) and the Natural Science Foundation of Northwest Normal University, China (Grant No. NWNNU-KJCXGC-03-48).

<sup>†</sup> E-mail: duanws@nwnu.edu.cn