

一维强相互作用极化费米子的相图

刘夏姬^{1,2,3} 胡辉^{1,3} 李师群^{2,†}

(1 中国人民大学物理系 北京 100872)

(2 清华大学物理系 北京 100084)

(3 量子原子光学中心 昆士兰大学物理系 布里斯班 4072 澳大利亚)

摘要 文章首先简要评述了目前强相互作用的极化冷费米原子体系的研究现状. 在三维, 人们对该体系基态存在着不同认识. 为对这个问题有进一步了解, 文章探讨了一维强相互作用极化费米气体. 在均匀情况下, 这是一个可积系统, 可以得到该体系的一个严格相图. 作者发现了一种非均匀的超流相在相空间占主导地位. 在有外加束缚势的实验情况下, 通过局域密度泛函近似, 作者发现了两种新颖的相分离相.

关键词 强相互作用极化费米子, 相图, 严格解, 一维

Phase diagram of a strongly interacting polarized Fermi gas in one dimension

LIU Xia-Ji^{1,2,3} HU Hui^{1,3} LI Shi-Qun^{2,†}

(1 *Physics Department, Renmin University of China, Beijing 100872, China*)

(2 *Physics Department, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

(3 *ACQAO, Physics Department, University of Queensland, Brisbane 4072, Australia*)

Abstract We briefly review current research on strongly interacting ultracold atomic polarized Fermi gases. In three dimensions the ground state of such systems is under strong debate. To gain some insights we investigate a system of one-dimensional strongly interacting polarized Fermi gases. In free space this is an integrable system, and therefore an exact phase diagram can be obtained. We show that an inhomogeneous superfluid state is most widespread in the phase diagram. We consider also the trapped case with an external harmonic trap, where two novel phase separation phases are found using the local density approximation.

Keywords strongly interacting polarized Fermi gas, phase diagram, exact solution, one dimension

1 引言

目前, 冷原子物理研究领域中的一个热点问题**是强相互作用的冷费米原子气体的性质. 该体系成为热点的原因之一是因为有了一种称之为 Feshbach 共振的技术, 由于这项技术, 冷费米原子气体中相互作用精确任意可调. 在弱相互作用下, 在低温下体系处在 BCS (Bardeen - Cooper - Schrieffer) 超流相, 而在相互作用很强的情况下, 两个冷费米原子构成的库珀对尺寸变小, 呈现一个玻色子的特性, 从而产生库珀对的玻色 - 爱因斯坦凝聚 (BEC) 现象. 在相互**

作用较强的 BCS 到 BEC 交叉越渡区域的研究是人们最感兴趣的. 它可能揭示出历史上遗留已久的高温超导形成的原因以及³He 超流本质.

目前在这个方面的实验与理论研究中一个让人特别关注的问题是极化冷费米子体系的研究^[1,2]. 极化费米子是自旋向上的粒子数目和自旋向下的粒子数目不相同的费米子体系. 我们知道, 标准的 BCS 配对机制需要同一费米面上相互吸引的两个自旋相

* 国家自然科学基金(批准号:10574080)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB921404)资助项目
2007-04-13 收到

† 通讯联系人. Email: Lshiq@mail. tsinghua. edu. cn

反的费米子. 极化冷费米子体系中由于各自旋态上粒子数不相同, 所以存在两个费米面. 由于费米面的不匹配, 极化费米子体系的超流, 如果存在的话, 是不可能用传统的 BCS 理论来解释的. 那么在极化费米子体系中配对的机制如何呢? 目前提出来的配对机制有 Sarma 态或称为能隙内配对态(interior gap pairing), 相分离态, 费米面变形后的配对状态和库珀对带有有限动量的 Fulde - Ferrell - Larkin - Ovchinnikov(FFLO)状态. 在这些状态中, FFLO 态由于库珀对带有动量而特别引人关注. 一个自然要问的问题是极化费米子体系的基态是什么呢?

至今世界上有两个实验小组实现了极化费米子从 BCS 到 BEC 的交叉过渡区域的实验. 一个是麻省理工大学(MIT)的 Ketterle 小组, 另一个是 Rice 大学的 Hulet 小组. 当然, 在实验中, 极化费米子是被束缚在一个势阱中的. 他们发现了一些有趣的现象, 其中两个特别有意思 (1)在原子和原子散射长度趋于无穷大的么正极限下, MIT 小组观测到了量子相变, 即在极低温下(近似为零), 随着自旋向上的粒子数目和自旋向下的粒子数目之差的增加, 或极化度的增加, 体系可以从一个超流态向正常态转变 (2)Rice 大学观测到一个相分离相: 在势阱中心, 气体处在 BCS 超流状态, 而在势阱边缘, 气体处在正常态.

在这些实验工作的推动下, 这个领域的理论工作蓬勃发展. 我们注意到在研究强相互作用的三维极化费米子体系时, 人们一般采用平均场近似^[3-6]. 这里所谓的平均场近似是指将 Eagles 和 Leggett 给出 BCS 平均场理论, 在对序参量做一定假设后, 推广到极化费米子系统. 但在推广之中由于 FFLO 状态结构的复杂性, 人们一般对序参量采用一个单平面波假设. 在此假设之下, 人们发现从 BCS 态到 FFLO 态的转变是不连续的一级相变, 从而给相分离相的存在提供了理论基础. 但是这种单平面波近似的可靠程度一直有待于探讨.

进一步, 实验中的极化费米子体系是一个强相互作用体系. 平均场的处理原则上仅是定性正确. 定量来说, 必须考虑量子涨落, 这可以基于 Nozieres 及其合作者在 1985 提出的 T-matrix 的理论框架来研究^[7]. 但是由于平均场基态的不确定性, 这些研究工作仅能考虑转变温度以上的性质. 对于极低温下的性质并没有进行探讨. 此外, 实验中存在束缚势阱. 势阱对体系相图的影响也是一个急需解决的问题^[8-11].

为了对以上几个问题有所理解, 我们研究了一维强相互作用的极化费米子系统. 由于一维极化费米子系统是一个可积系统, 所以该体系在均匀情况下有严格解存在. 这些严格解使我们可以精确知道体系的能量, 从而准确地给出体系的相图. 为了进一步探讨各个相的性质, 除对严格解进行分析外, 我们也采用一种自洽的平均场方法对相结构进行分析, 研究结果已发表在 2007 年 2 月份的 Phys. Rev. Lett. 上^[12].

2 模型和结果

考虑均匀的一维极化费米子系统, 它是一个严格可解的模型系统. 我们用 N_{\uparrow} 表示体系自旋向上的粒子数, N_{\downarrow} 表示体系自旋向下的粒子数, 那么体系总粒子数为 $N = N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$. 同时我们定义体系的极化程度为 $P = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow})/N$. 体系的严格基态能量和化学势可以通过数值求解 Gaudin 积分方程来求出. 这个积分方程是根据可积的 Bethe Ansatz 解来推导的. 在一维情况下, 总是会存在一个双费米子的束缚态. 以下我们用该束缚态的结合能来作为能量的单位.

我们发现一维极化费米子的基态总共有三个相: BCS 超流相(SF), 极化超流相(SF_p)和正常相(N). 这里的 BCS 相是指非极化的超流态($p = 0$), 极化超流相是指带有一定的极化率的超流态($p \neq 0$), 正常态是指体系完全极化的状态($p = 1$), 即由单一组分费米子组成状态. 根据体系的基态性质, 我们可以给出不同的相互作用强度下均匀极化费米子体系的相图, 如图 1 所示. 这里, 相互作用强度用一个无量纲的数 γ 来表征. $\gamma \ll 1$ 对应着弱相互作用极限, $\gamma \gg 1$ 对应着强相互作用范围. 在图 1 中, $\delta\mu_c$ 表示体系不同自旋态间化学势的差, 即自旋向上和自旋向下两组分化学势的差值.

在以上相图中, 可以看到, 带有极化率的超流态(SF_p)占据了大部分的空间. 这个超流态的结构可以用自洽的平均场理论进行探讨. 我们发现, 在弱相互作用下, 它本质上是一个空间不均匀的 FFLO 类型的超流相. 那么, 从图 1 中得到一个很重要的结论是, 从 BCS 相到 FFLO 相的转变是一个光滑的二级相变. 这和现有的三维情况下的结论是截然不同的. 在那里, 在序参量采用单平面波假设下, 从 BCS 到 FFLO 相的相变是跳变的一级相变.

考虑实验中实际情况, 体系需要一个谐振子势

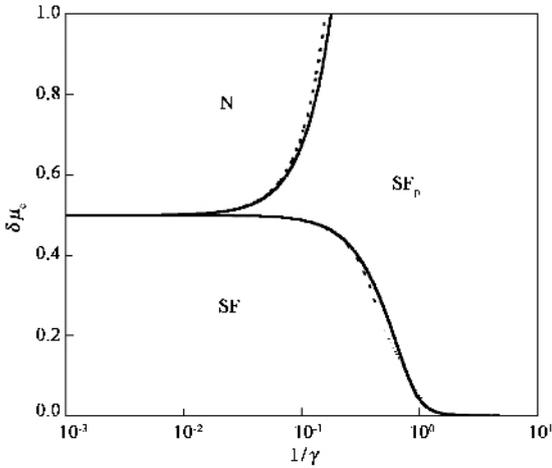


图1 均匀体系的相图,纵坐标化学势差是以体系的结合能作为单位的

来束缚冷费米原子,以防止原子逃逸.考虑系统中原子的数目远大于1,这时候我们可以应用局域密度近似来处理该系统,即将体系在空间分成很多个小单元,并将每个小单元近似看成是均匀的.体系的相互作用强度可以用一个无量纲的数 Na_{1D}^2/a_{ho}^2 来表示.这里 a_{1D} 表示一维散射长度, a_{ho} 表示谐振子的特征长度. $Na_{1D}^2/a_{ho}^2 \ll 1$ 表示强相互作用区域,而 $Na_{1D}^2/a_{ho}^2 \gg 1$ 表示弱相互作用区域.通过使用局域密度近似我们得到体系的整体化学势,它是一个从势阱中心向边缘方向抛物递减的函数,而体系化学势的差是不依赖空间位置的恒定常数.

我们得到体系的密度分布如图2所示.从图中我们知道该体系总共有两个相分离相存在:在极化率较小时,体系中心是极化超流相 SF_p ,而边缘是BCS超流相SF,如图2(a)所示;而另一个相分离相发生在极化率较大时,体系的中心同样是极化超流相 SF_p ,但边缘对应着正常相N,如图2(b)所示.

令人感兴趣的是极化超流相产生在势阱的中心.在第一个相分离相中,BCS态出现在势阱的边缘.这和三维体系BCS态出现在势阱的边缘的现象是截然不同的.这一现象的本质原因是低维造成的:势阱边缘是一低密度区域,所以有效相互作用很强,所以对小的极化率,BCS相变得极其稳定.

我们可以定义一个临界的极化率去区分两个相分离相.这个临界极化率随不同相互作用强度的变化如图3所示,它给出了一张在有势阱情况下的相图.值得指出的是,两个相分离相在实验中可以通过测量体系低能集体激发模式的方法来确定.

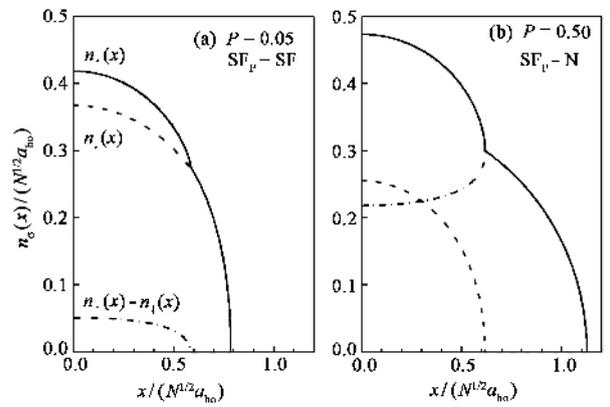


图2 在不同极化率下,谐振子势中不同组份的密度分布

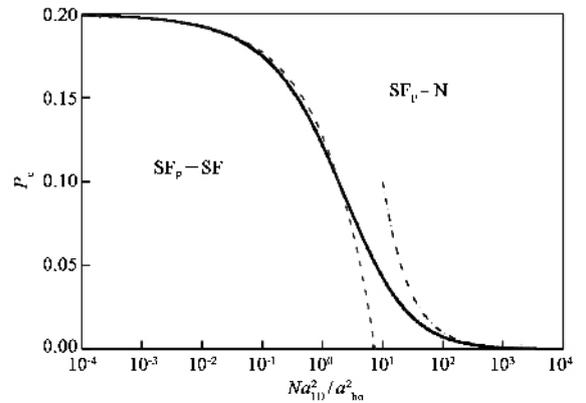


图3 谐振子势中体系的相图

3 结论

综上所述,我们系统地研究了一维极化冷费米原子气体的相图.在均匀情况下,我们发现一种非均匀的超流相在相空间占主导地位,从BCS相到FFLO相的转变是一个光滑的二级相变.在有外加束缚势的实验情况下,我们发现了两种新颖的相分离相,并指出势阱通常导致相分离相.这为Rice大学观测到的相分离相的起源提供了一个解释.

值得指出的是,我们的结论还具有实际的应用价值.事实上,一维极化冷费米原子气体可以通过加二维光学晶格的方式来加以制备,可望在今后一两年时间内得以实现.

参考文献

- [1] Zwierlein M W *et al.* Science, 2006, 311 #92
- [2] Partridge G B *et al.* Science, 2006, 311 503
- [3] Pao C-H *et al.* Phys. Rev. B, 2006, 71 :132506
- [4] Sheehy D E *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96 D60401

[5] Hu H , Liu X - J . Phys. Rev. A , 2006 , 73 051603(R)

[6] He L , Jin M , Zhang P . Phys. Rev. B , 2006 , 73 214527

[7] Liu X - J , Hu H . Europhys. Lett. , 2006 , 75 364

[8] Chevy F . Phys. Rev. Lett. , 2006 , 96 130401

[9] Yi W , Duan L - M . Phys. Rev. A , 2006 , 73 031604

[10] Haquea M , Stoof H T C . Phys. Rev. A , 2006 , 74 011602(R)

[11] Liu X - J , Hu H , Drummond P D . Phys. Rev. A , 2007 , 75 : 023614

[12] Hu H , Liu X - J , Drummond P D . Phys. Rev. Lett. , 2007 , 98 : 070403

· 物理新闻和动态 ·

岩石碎裂的普适性

人类对岩石进行碎裂至少已有一百万年以上的历史,首先是制作捕猎的工具,后来是开采,并将它作为建筑的原材料。不管是石器时代的工匠,还是近代的机械工程师们都曾研究过岩石的碎裂过程,但他们对于岩石碎裂的微过程仍然是知之甚少。其原因是由于大多数岩石的结构是由各种不同形状的颗粒以不同的排列方式所组成,因而人们很难预测裂纹会在何时何地产生,并以何种方式进行传播。最近加拿大 Calgary 大学的 Davidsen J 博士和他在德国波茨坦的朋友们收集了多种岩石样本,其中有砂岩、花岗岩和玄武岩。研究组对它们的破碎过程进行了实验。首先让岩石受到外部的压力,然后测定微裂纹产生时发出的声音,所谓微裂纹是指在岩石碎裂前产生的细小破裂。研究组惊奇地发现,尽管样本的结构多种多样,但却以相同的方式发生碎裂。研究组分析了所测到的声音,并确定出微裂纹的大小以及连续两次裂纹发生的时间间隔,称之为“等待时间”。等待时间是一个重要的物理量,因为它可以揭示岩石是如何由连续的微裂纹导致材料大尺度的结构碎裂。

Davidsen J 博士的研究组将每个样本的等待时间进行平均,求出一个平均等待时间。他们发现,所有样品在归一化后的等待时间的分布概率可以用同一个数学函数,即 γ 函数来描述。 γ 分布的特征是短的等待时间的概率比较大,而长的等待时间的概率会快速地下降。这种不同结构岩石的微裂纹,具有相同等待时间的分布概率,反映出岩石碎裂的普适性。这个事实可以外推到地震所产生的归一化的等待时间的分布概率上,这将对地震预报具有重要的意义。为此,研究组准备在已有的基础上进一步提出一个模型,来测量和验证微裂纹的产生过程和它的等待时间分布的普适性。

(云中客 摘自 Nature , 446 308 , 15 March 2007)

玻色玻璃态存在的证明

利用交叉激光束可以产生一个具有相同势阱且排列整齐的光学点阵。若将冷原子(例如铷原子)注射到光学点阵内,每个原子将会有序地排列在各个势阱内。但原子同时还能利用隧道效应由一个势阱向临近的势阱移动。这类运动是可以利用阱的深度、宽度和阱间距的大小进行控制。如果原子从一个势阱能很容易地向另一个势阱移动,这时光学点阵就会塌陷在一个量子态上,即玻色-爱因斯坦凝聚态(简称为 BEC 态)。在 BEC 态,原子的集体行为就像是处于无障碍的超流态。

物理学家们一直在考虑,如果在光学点阵中人为地引进一些无序性,那么 BEC 态的超流性与相干性是否会被破坏?这个想法是 1989 年第一次提出来的,同时把这个无序的 BEC 态定义为玻色玻璃(Bose glass)。最近意大利佛罗伦萨大学非线性光谱实验室的 Fallani L 教授的研究组正是开展了在光学点阵内引进无序性的工作。他们先从一维光学点阵着手,让所有势阱具有相同的深度、宽度与阱间距,形成一个莫特(Mott)绝缘体。在此基础上测定原子的激发能谱,发现在相同能量的势阱下,激发能谱具有明显的分离谱峰值。然后再叠加第二组激光,并让它与原有点阵有一定的错位,其作用是使各个势阱的深度与阱间距不再能保持一致。不断地调整激光束可以加大点阵的无序性。这时测量到的激发能谱的峰值消失了。这表明,系统由一个有序的莫特绝缘体转变为一个类似于玻璃的无序绝缘体。在第二组无序点阵的实验中,如果让原子可以在各个势阱中隧穿,实验显示出有一部分原子处于超流态并具有相干性,而另一部分原子则处于玻色玻璃态。若进一步加大势阱的深度,就可观察到处于超流态的原子逐渐减少并趋近于零。也就是整个系统成为了一个玻色玻璃态。Fallani L 教授认为,他们的实验工作完全符合玻色玻璃态的物理概念。但他们还要做工作来证明,在无序系统的激发能谱中,完全不存在任何有序结构的特征,因为这是玻色玻璃态的一个重要标志。

(云中客 摘自 Physical Review Letters , 6 April 2007)