无自旋费米气体中一维自旋轨道耦合杂质诱导的极化子研究

谢天扬*，尹洪浩，王伊凡，杨明月，孙　青

(首都师范大学物理系，北京　100048)

摘要:运用变分波函数的方法,研究了处于无自旋费米海中一维自旋轨道耦合杂质形成的极化子的基本性质.研究结果显示:当杂质没有自旋轨道耦合时,极化子态的动量始终是0;当考虑杂质的一维自旋轨道耦合时,极化子态具有有限的动量,并且随着拉曼耦合强度的增大而减小;当塞曼劈裂不为0时,极化子态的动量会随着拉曼耦合强度的增大而降到0.本文研究的模型可以在现有的实验技术下实现,有助于研究极化费米气体中的少体问题.

关键词:冷原子;自旋轨道耦合;费米气体;极化子

中图分类号:O469　　**DOI**:10.19789/j.1004-9398.2021.01.006

0　引　言

因为具有很强的可调控性和很高的纯净度,冷原子系统一直是研究多体量子模型的重要实现平台.作为一种重要的调控手段,Feshbach共振技术利用磁场来调节费米子间的散射长度,从而实现对粒子间相互作用的连续调控[1-2].当相互作用从弱耦合区调节到强耦合区时,体系会发生从具有库珀配对的BCS(Bardeen-Cooper-Schrieffer)费米超流体到分子态的BEC(Bose-Einstein condensation)的连续跨越(BCS-BEC crossover)[3].作为冷原子物理中的一个重要成果,BCS-BEC crossover现象也成为相关研究的热点.目前,研究者已经从二体和多体角度对这一现象作了深入的研究.2006年,Zwierlein等[4]在实验中实现了极化费米气体,即上下自旋粒子数不同的费米气体,并且发现系统中存在一个上下自旋平衡的核心区和一个极化的环绕区[4].如果将其中一个自旋费米子的数量极大地降低,就可以实现一个费米海中的杂质模型,这对于进一步了解BCS-BEC crossover的产生机制有重要意义.

由于泡利不相容原理,在完全极化的费米气体中,费米子之间没有s-波相互作用,所以在s-波极限下,s-波相互作用只可能存在于费米杂质原子和费米海中的原子之间.以三维的费米气体为例(图1(a)),无相互作用时,所有的原子近似为自由原子;当杂质与费米海之间的吸引相互作用增加时,杂质原子吸引周围费米海中的原子,形成费米极化子(polaron),如图1(b)所示;随着吸引相互作用的进一步增强,杂质原子会和费米海中的1个原子束缚在一起,形成1个2原子分子(图1(c)),预示着系统发生了从极化子态到分子态的相变.研究发现:在一维系统中,不论相互作用有多强,极化子态到分子态的相变都不存在;二维系统比三维系统具有更强的量子效应,在考虑粒子-空穴涨落之后,系统将会发生从极化子态到分子态的相变[5-7].

利用激光与原子的相互作用,实现了人造规范场[8-10].这种人造规范场可以是阿贝尔场,如电场和磁场[11],也可以是非阿贝尔规范场,即自旋轨道耦合.自旋轨道耦合可以改变粒子的色散关系,导致更高的低能态密度,并引发新奇的量子现象.如在具有自旋轨道耦合效应的费米气体中,费米杂质问题会出现一些新的行为.Yi和Zhang[12]研究在二维自旋轨道耦合效应的极化费米气体中,杂质原子与费米海中的原子之间存在配对不稳定性,而

收稿日期:2020-03-22

* 通信作者:1399068271@qq.com

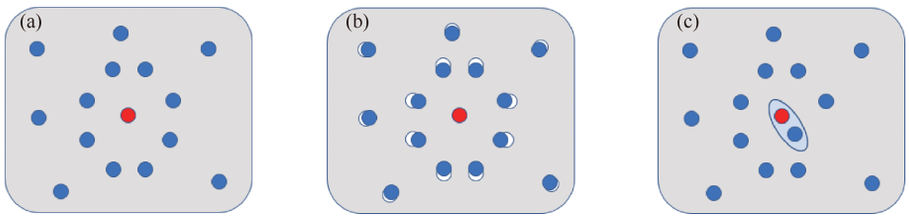


图1　杂质与费米海之间的相互作用示意

(a)无相互作用;(b)弱相互作用;(c)强相互作用

这种不稳定性会导致FFLO(Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinikov)配对状态,这对解释FFLO的产生机制提供了一定的帮助;Zhou等[13]表明将无自旋的杂质浸入到具有一维自旋轨道耦合效应的三维费米气体后,系统的基态配对具有有限中心动量,形成FF(Fulde-Ferrell)配对.这些工作都是在一个有自旋轨道耦合的费米海中,研究无自旋的杂质问题,然而在实验上实现简并费米气体具有挑战性,并且由于实现自旋轨道耦合时,原子与光相互作用的过程会导致加热效应,要实现自旋轨道耦合的费米海就更加困难.本文考虑一个在无自旋费米海中,具有一维自旋轨道耦合的杂质问题.由于单个杂质不需要进入简并区,加热效应完全可以忽略,因此,在实验上更容易实现,从而提供一个通过自旋轨道耦合来调控杂质问题的方法.

1　模　型

引入杂质原子的一维自旋轨道耦合效应之后[9],可以将系统的哈密顿量写为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{H}=&\sum_{\vec{k}}\left(\frac{\left(\vec{k}+\vec{k}_0\right)^2}{2m_{\mathrm{a}}}+\frac{\delta}{2}\right)a^{\dagger}_{\vec{k}\uparrow}a_{\vec{k}\uparrow}+\\&\sum_{\vec{k}}\left(\frac{\left(\vec{k}-\vec{k}_0\right)^2}{2m_{\mathrm{a}}}-\frac{\delta}{2}\right)a^{\dagger}_{\vec{k}\downarrow}a_{\vec{k}\downarrow}+\frac{\Omega}{2}\sum_{\vec{k}}a^{\dagger}_{\vec{k}\uparrow}a_{\vec{k}\downarrow}+\\&\frac{\Omega}{2}\sum_{\vec{k}}a^{\dagger}_{\vec{k}\downarrow}a_{\vec{k}\uparrow}+\sum_{\vec{k}}\frac{\vec{k}^2}{2m_{\mathrm{b}}}b^{\dagger}_{\vec{k}}b_{\vec{k}}+\frac{g}{V}\sum_{\vec{k}\vec{k}'\vec{q}}a^{\dagger}_{\vec{k}\uparrow}b^{\dagger}_{\vec{q}-\vec{k}}b_{\vec{q}-\vec{k}'}a_{\vec{k}'\uparrow},\end{aligned}\tag{1}$$

式中$m_{\mathrm{a(b)}}$是原子a(b)的质量,$\vec{q}$是费米海中粒子的动量,$\left|\vec{q}\right|<\overrightarrow{k_{\mathrm{F}}}$,$\overrightarrow{k_{\mathrm{F}}}$是费米海的动量,$\vec{k}$是费米海中粒子激发到费米海外的动量,$\left|\vec{k}\right|>\overrightarrow{k_{\mathrm{F}}}$,$\vec{k}_0$是产生自旋轨道耦合的激光波矢,表示自旋轨道耦合强度,$a^{\dagger}_{\vec{k}\sigma}\left(a_{\vec{k}\sigma}\right)$表示有自旋杂质的产生(湮灭)算符,$b^{\dagger}_{\vec{k}}\left(b_{\vec{k}}\right)$表示无自旋费米海中原子的产生(湮灭)算符,$\delta$表示杂质2个能级的塞曼劈裂,$\Omega$是拉曼耦合强度,$g$是相互作用强度,满足重整化关系$\frac{g}{V}=\frac{\mu}{4\pi\hbar^2a_{\mathrm{s}}}-\frac{1}{V}\sum_{\vec{k}}\frac{1}{\vec{k}^2}$[14],$\mu=\left(\frac{1}{m_{\mathrm{a}}}+\frac{1}{m_{\mathrm{b}}}\right)^{-1}$是约化质量.

一般情况下,考虑一个粒子-空穴涨落的贡献后,一个动量为$\vec{Q}$的杂质原子极化子的变分波函数[15]可表示为

$$\psi_{\vec{Q}}=\left(\sum_{\sigma}\varphi_{\vec{Q}\sigma}a^{\dagger}_{\vec{Q}\sigma}+\sum_{\vec{k}\vec{q}\sigma}\varphi_{\vec{k}\vec{q}\sigma}a^{\dagger}_{\vec{Q}+\vec{q}-\vec{k},\sigma}b^{\dagger}_{\vec{k}}b_{\vec{q}}\right)\left|\mathrm{FS}\right\rangle^{N}_{\mathrm{b}},\tag{2}$$

式中$\left|\vec{q}\right|\leqslant\vec{k}_{\mathrm{F}}$,$\left|\vec{k}\right|>\vec{k}_{\mathrm{F}}$,$\left|\mathrm{FS}\right\rangle^{N}_{\mathrm{b}}$表示由$N$个b原子构成的费米海.$\varphi_{\vec{Q}\sigma}$表示产生一个自旋为$\sigma$、中心动量为$\vec{Q}$的裸极化子的几率幅,$\varphi_{\vec{k}\vec{q}\sigma}$表示有一个粒子-空穴缀饰的几率幅,这些变分参数需要通过自洽求解来决定,极化子态的变分能量通过$E_{\vec{Q}}=\left\langle\psi_{\vec{Q}}\right|\boldsymbol{H}\left|\psi_{\vec{Q}}\right\rangle$求出,具体形式为

$$\begin{aligned}E_{\vec{Q}}=&\sum_{\vec{k}}\left|\varphi_{\vec{Q}\uparrow}\right|^2\left(\frac{\left(\vec{Q}+\vec{k}_0\right)^2}{2m_{\mathrm{a}}}+\frac{\delta}{2}\right)+\\&\sum_{\vec{k}}\left|\varphi_{\vec{Q}\downarrow}\right|^2\left(\frac{\left(\vec{Q}-\vec{k}_0\right)^2}{2m_{\mathrm{a}}}-\frac{\delta}{2}\right)+\\&\sum_{\vec{k}\vec{q}}\left|\varphi_{\vec{k}\vec{q}\uparrow}\right|^2\left(\frac{\left(\vec{Q}+\vec{q}-\vec{k}+\vec{k}_0\right)^2}{2m_{\mathrm{a}}}+\frac{\delta}{2}\right)+\\&\sum_{\vec{k}\vec{q}}\left|\varphi_{\vec{k}\vec{q}\downarrow}\right|^2\left(\frac{\left(\vec{Q}+\vec{q}-\vec{k}-\vec{k}_0\right)^2}{2m_{\mathrm{a}}}-\frac{\delta}{2}\right)+\\&\sum_{\vec{k}\vec{q}\sigma}\left|\varphi_{\vec{k}\vec{q}}\right|^2\left(\varepsilon^{\mathrm{b}}_{\vec{k}}-\varepsilon^{\mathrm{b}}_{\vec{q}}\right)+\\&\frac{g}{V}\left[\sum_{\vec{q}}\left|\varphi_{\vec{Q}\uparrow}\right|^2+\sum_{\vec{k}\vec{k}'\vec{q}}\varphi^{*}_{\vec{k}\vec{q}\uparrow}\varphi_{\vec{k}'\vec{q}\uparrow}+\sum_{\vec{k}\vec{q}}\left(\varphi^{*}_{\vec{Q}\uparrow}\varphi_{\vec{k}\vec{q}\uparrow}+\varphi^{*}_{\vec{k}\vec{q}\downarrow}\varphi_{\vec{Q}\downarrow}\right)\right]+\\&\frac{\Omega}{2}\left[\varphi^{*}_{\vec{Q}\uparrow}\varphi_{\vec{Q}\downarrow}+\mathrm{h.c.}\right]+\frac{\Omega}{2}\left[\varphi^{*}_{\vec{k}\vec{q}\uparrow}\varphi_{\vec{k}\vec{q}\downarrow}+\mathrm{h.c.}\right].\end{aligned}\tag{3}$$

对变分能量$E_{\vec{Q}}$取极值,可以得到如下方程组

$$\frac{\partial E_{\vec{Q}}}{\partial \varphi^{*}_{\vec{Q}\downarrow}}=\frac{\Omega}{2}\varphi_{\vec{Q}\uparrow}=\left(E_{\vec{Q}}-\varepsilon^{\mathrm{a}}_{\vec{Q}\downarrow}\right)\varphi_{\vec{Q}\downarrow}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial E_{\vec{Q}}}{\partial \varphi^{*}_{\vec{Q}\uparrow}}=\frac{\Omega}{2}\varphi_{\vec{Q}\downarrow}+\frac{g}{V}\left(\sum_{\vec{q}}\varphi_{\vec{Q}\uparrow}+\sum_{\vec{k}\vec{q}}\varphi_{\vec{k}\vec{q}\uparrow}\right)=\left(E_{\vec{Q}}-\varepsilon^{\mathrm{a}}_{\vec{Q}\uparrow}\right)\varphi_{\vec{Q}\uparrow}, \tag{5}$$

$$\frac{\partial E_{\vec{Q}}}{\partial \varphi^{*}_{\vec{k}\vec{q}\uparrow}}=\frac{\Omega}{2}\varphi_{\vec{k}\vec{q}\downarrow}=\left(E_{\vec{Q}}-E^{\downarrow}_{\vec{k}\vec{q}}\right)\varphi_{\vec{k}\vec{q}\downarrow}, \tag{6}$$

$$\frac{\partial E_{\vec{Q}}}{\partial \varphi^{*}_{\vec{k}\vec{q}\uparrow}}=\frac{\Omega}{2}\varphi_{\vec{k}\vec{q}\downarrow}+\frac{g}{V}\left(\sum_{\vec{k}'}\varphi_{\vec{k}'\vec{q}\uparrow}+\varphi_{\vec{Q}\uparrow}\right)=\left(E_{\vec{Q}}-E^{\uparrow}_{\vec{k}\vec{q}}\right)\varphi_{\vec{k}\vec{q}\uparrow}, \tag{7}$$

式中

$$E^{\uparrow(\downarrow)}_{\vec{k}\vec{q}}=\left(\frac{\left(\vec{Q}+\vec{q}-\vec{k}-\vec{k}_0\right)^2}{2m_{\mathrm{a}}}\pm\frac{\delta}{2}\right)+\varepsilon^{\mathrm{b}}_{\vec{k}}-\varepsilon^{\mathrm{b}}_{\vec{q}},\varepsilon^{\mathrm{a}}_{\vec{Q}\uparrow(\downarrow)}=\left(\frac{\left(\vec{Q}\pm\vec{k}_0\right)^2}{2m_{\mathrm{a}}}\pm\frac{\delta}{2}\right),\varepsilon^{\mathrm{b}}_{\vec{k}}=\frac{\vec{k}^2}{2m_{\mathrm{b}}},\ \varepsilon^{\mathrm{b}}_{\vec{q}}=\frac{\vec{q}^2}{2m_{\mathrm{b}}}.$$

通过计算耦合方程组,可以得到极化子能量 $E_{\vec{Q}}$ 满足的自洽方程

$$E_{\vec{Q}}-\frac{\left(\vec{Q}+\vec{k}_0\right)^2}{2m_{\mathrm{a}}}-\frac{\delta}{2}-\frac{(\Omega/2)^2}{E_{\vec{Q}}-\left(\frac{\left(\vec{Q}-\vec{k}_0\right)^2}{2m_{\mathrm{a}}}-\frac{\delta}{2}\right)}=\frac{1}{V}\sum_{|\vec{q}|\leqslant\vec{k}_{\mathrm{F}}}\left[\frac{1}{g}-\frac{1}{V}\sum_{|\vec{k}|>\vec{k}_{\mathrm{F}}}\left(E_{\vec{Q}}-E^{\uparrow}_{\vec{k}\vec{q}}-\frac{(\Omega/2)^2}{E_P-E^{\downarrow}_{\vec{k}\vec{q}}}\right)^{-1}\right]^{-1}. \tag{8}$$

进一步对 $\vec{Q}$ 取极小值,可以得到系统的基态动量和基态能量.如果 Ω、δ 和 $\vec{k}_0$ 都取 0,式(8)回到没有自旋轨道耦合的一般杂质问题中极化子的能量自洽方程.在这种情况下,极化子基态的动量 $\vec{Q}_{\min}$ 始终为 0.

本文选取能量单位为 E_{F},动量单位为 k_{F},假设一维自旋轨道耦合强度 $\vec{k}_0$ 始终沿着 $\vec{x}$ 方向,大小固定为 $k_0=\vec{k}_0\cdot\vec{e}_x=k_{\mathrm{F}}$,并且只讨论杂质原子和费米海中的原子质量之比 $m_{\mathrm{a}}/m_{\mathrm{b}}=1$ 的情况.

2　结果与分析

固定拉曼耦合强度($\Omega/E_{\mathrm{F}}=1$),可以得到极化子能量 $E_{\vec{Q}}$ 沿动量 $\vec{Q}$ 水平方向变化的色散曲线,如图 2(a)所示.当系统处于 BCS 区($(a_{\mathrm{s}}k_{\mathrm{F}})^{-1}=-2$)时,有 2 个不对称的非零极小值,其中最低的极小值对应极化子基态,相对应的动量记为 $Q_{\min}$.图 2(a)意味着当考虑自旋轨道耦合时,极化子基态存在一个有限的动量分量 $Q_{\min}$.随着散射长度的增大,在幺正区($(a_{\mathrm{s}}k_{\mathrm{F}})^{-1}=0$)和 BEC 区($(a_{\mathrm{s}}k_{\mathrm{F}})^{-1}=2$)中,2 个极小值逐渐变为 1 个,并且不为 0.所以不论是 BCS 区,还是幺正区和 BEC 区,极化子基态的动量 $Q_{\min}$ 始终不为 0.图 2(b)是沿 $\vec{Q}$ 垂直方向上的色散曲线,在不同散射长度下,能量始终关于 $Q_y=0$ 对称分布,这说明极化子基态动量的 y 分量始终为 0.同样,极化子基态动量的 z 分量也始终为 0.这是因为自旋轨道耦合破坏了三维空间的旋转对称性,系统只剩下二维空间对称性,所以极化子基态动量始终沿自旋轨道耦合强度 $\vec{k}_0$ 所在的 $\vec{e}_x$ 方向,即 $\vec{Q}=(Q_{\min},0,0)$.

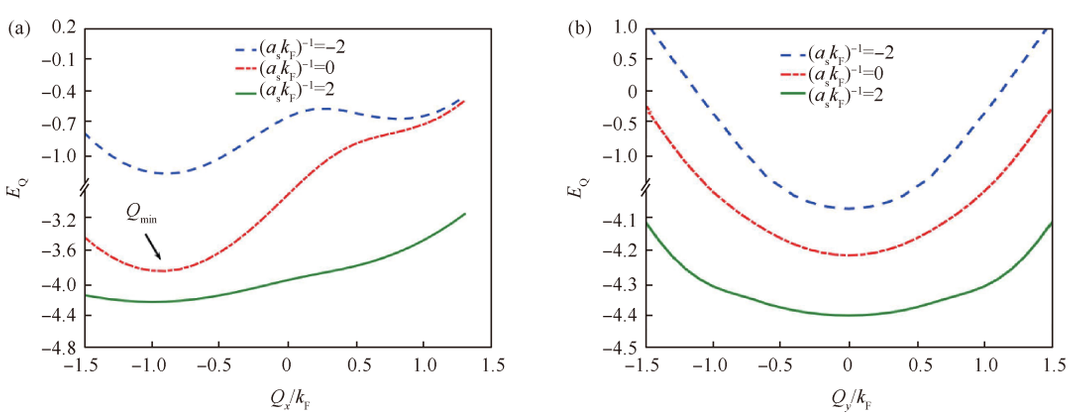


图 2　极化子能量随极化方向变化曲线

(a)水平方向能量;(b)垂直方向能量

进一步讨论基态动量 $Q_{\min}$ 随散射长度和拉曼耦合强度的变化关系.当拉曼耦合强度为 0 时,自旋轨道耦合强度的影响可以通过一个规范变换消除掉,而规范变换之后的模型等价于 1 个基态动量为 0 的杂质模型,这意味着通过规范变换,极化子基态获得了动量 k_0.随着拉曼耦合强度增大,极化子基态动

量会逐渐减小,并且BCS区($(a_sk_F)^{-1}=-1$)比BEC区($(a_sk_F)^{-1}=1$)下降得更快(图3(a)).图3(b)中,$\Omega=0$时的曲线与图3(a)中的情况对应,基态动量始终等于k_0.当拉曼耦合强度不为0时,从BCS区到BEC区,基态动量在逐渐上升,且拉曼耦合强度Ω越大,基态动量上升得越快.

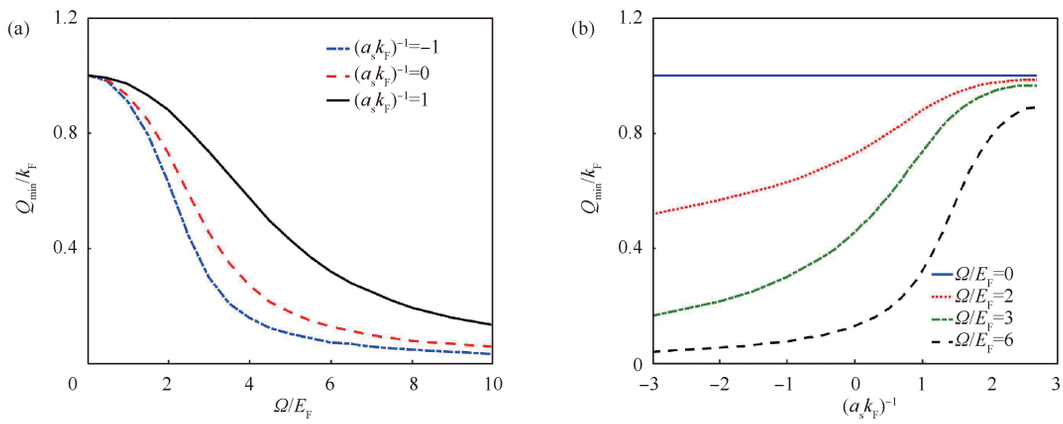


图3　极化子基态动量随拉曼耦合强度和散射长度的变化曲线

(a)拉曼耦合强度;(b)散射长度

本文同时考察了不同的塞曼劈裂对极化子基态动量的影响(图4).当拉曼耦合强度较小时,塞曼劈裂对基态动量的影响比较弱;随着拉曼耦合强度增大,基态动量下降的速度变快,并且在$\Omega\approx 7E_F$时变为0.这意味着在塞曼劈裂$\delta\neq 0$时,存在一个临界的拉曼耦合强度,使极化子基态变成一个零动量态,这与$\delta=0$的情况有定性上的不同.

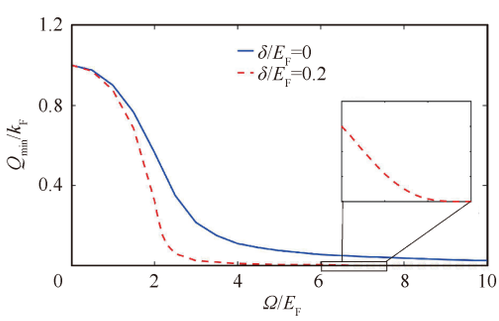


图4　极化子基态动量(Q_{min})随Ω的变化曲线

在塞曼劈裂$\delta/E_F\neq 0$的情况下,基态动量随着散射长度$(a_sk_F)^{-1}$的变化曲线如图5(a)所示.存在一定的$(a_sk_F)^{-1}$区间,极化子基态的动量会变为0,并且这个$Q_{min}=0$的范围会随着拉曼耦合强度Ω/E_F的增大而变大.结果表明,在$\Omega>2$之后出现一个基态动量$Q_{min}=0$的狭长区域,这个区域在散射长度$(a_sk_F)^{-1}$方向上的跨度会随着Ω/E_F的增大而变大,与图4相符.

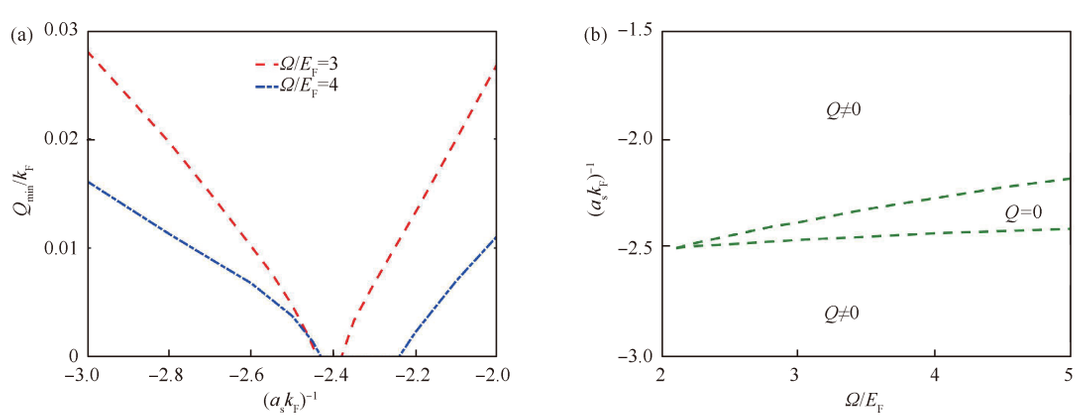


图5　极化子基态动量随散射长度的变化曲线及其相图

(a)基态动量(Q_{min})随散射长度$(a_sk_F)^{-1}$变化曲线;(b)$\Omega-(a_sk_F)^{-1}$参数平面内基态动量的相图

3　总结与展望

本文运用变分波函数的方法研究了处于无自旋费米海中一维自旋轨道耦合杂质形成的极化子的基本性质.研究结果显示:对于塞曼劈裂$\delta/E_F=0$时,在整个BCS到BEC的区域中,自旋轨道耦合总是会导致极化子态具有一个有限的基态动量;当塞曼劈裂$\delta/E_F\neq 0$时,得到一个极化子基态动量的相图,其存在一个很窄的区域,极化子的基态动量可能为0,这个区域会随着拉曼耦合强度增大而增大.

本文研究了系统的极化子态,当相互作用继续增强后,体系会更倾向于处于分子态,并发生极化子态-分子态的转变.对于考虑一维自旋轨道耦合效应的分子态,预计也会出现像极化子态一样的有限动量,并且这个有限动量会随着拉曼耦合强度和相互作用参数的不同而发生变化.通过极化子-分子转变在相互作用参数和拉曼耦合强度参数空间的相图,可以判断出系统在拉曼耦合强度的作用下更倾向于哪种状态.

本文只讨论了杂质原子和费米海中原子质量相等的情况,对于实验上会出现的不同质量的情况,预计类似的结果也会出现,只有一些定量上的区别,这些在接下来的工作中将会继续深入研究.本文考虑的自旋轨道耦合是拉曼激光诱导的一维自旋轨道耦合,二维或三维自旋轨道耦合会带来新奇的物理现象.文章的结论为研究超冷费米气体中的配对机制和自旋轨道耦合的杂质的物理性质,以及BCS-BEC渡越的发生提供了一些新的理论支持.

参 考 文 献

[1] HU H, DRUMMOND P D, LIU X J. Universal thermodynamics of strongly interacting Fermi gases[J]. Nature Physics, 2007, 3(7): 469-472.

[2] CHIN C, GRIMM R, JULIENNE P, et al. Feshbach resonances in ultracold gases[J]. Rev Mod Phys, 2010, 82(2): 1225-1286.

[3] CHEVY F, MORA C. Ultra-cold polarized Fermi gases[J]. Rep Prog Phys, 2010, 73(11): 112401.

[4] ZWIERLEIN M W, SCHIROTZEK A, SCHUNCK C H, et al. Fermionic superfluidity with imbalanced spin populations[J]. Science, 2006, 311(5760): 492-496.

[5] PUNK M, DUMITRESCU P T, ZWERGER W. Polaron-to-molecule transition in a strongly imbalanced Fermi gas[J]. Phys Rev A, 2009, 80(5): 053605.

[6] SCHIROTZEK A, WU C H, SOMMER A, et al. Observation of Fermi polarons in a tunable Fermi liquid of ultracold atoms[J]. Phys Rev Lett, 2009, 102(23): 230402.

[7] MASSIGNAN P, ZACCANTI M, BRUUN G M. Polarons, dressed molecules and itinerant ferromagnetism in ultracold Fermi gases[J]. Rep Prog Phys, 2014, 77(3): 034401.

[8] LIN Y J, JIMENEZ-GARCIA K, SPIELMAN I B. Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates[J]. Nature, 2011, 471(7336): 83-86.

[9] WANG P J, YU Z Q, FU Z K, et al. Spin-orbit coupled degenerate Fermi gases[J]. Phys Rev Lett, 2012, 109(9): 095301.

[10] ZHAI H. Degenerate quantum gases with spin-orbit coupling: a review[J]. Rep Prog Phys, 2015, 78(2): 026001.

[11] LIN Y Z, COMPTON R L, JIMENEZ-GARCIA K, et al. Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms[J]. Nature, 2009, 462: 628-632.

[12] YI W, ZHANG W. Molecule and polaron in a highly polarized two-dimensional Fermi gas with spin-orbit coupling[J]. Phys Rev Lett, 2012, 109(14): 140402.

[13] ZHOU L H, CUI X L, YI W. Three-component ultracold Fermi gases with spin-orbit coupling[J]. Phys Rev Lett, 2014, 112(19): 195301.

[14] BRUUN G M, PETHICK C J. Effective theory of Feshbach resonances and many-body properties of Fermi gases[J]. Phys Rev Lett, 2004, 92(14): 140404.

[15] CHEVY F. Universal phase diagram of a strongly interacting Fermi gas with unbalanced spin populations[J]. Phys Rev A, 2006, 74(6): 063628.

Study on the impurity induced polaron of one-dimensional spin-orbit coupled in spinless Fermi gas

XIE Tianyang, YIN Honghao, WANG Yifan, YANG Mingyue, SUN Qing

(Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048)

Abstract: The basic properties of polaron formed by one-dimensional spin orbit coupling impurities in spinless Fermi gas were studied by using the variational wave function method. The results showed that the momentum of the polaron state was always 0 when the impurity had no spin-orbit coupling, and the polaron state had finite momentum when the impurity had one-dimensional spin-orbit coupling, and it decreased with the increase of the Raman coupling strength. When Zeeman splitting was not zero, the momentum of polaron state would decrease to zero with the increase of Raman coupling strength. The model studied in this paper can be realized under the existing experimental technology, which was helpful to study the few body problem in polarized Fermi gas.

Keywords: cold atom; spin-orbit coupling; Fermi gas; polaron

(责任编辑:兰丽丽)

(上接第13页)

[13] 李正中.固体理论[M].2版.北京:高等教育出版社,2002:159.

[14] ZHENG W, ZHAI H. Quasiparticle lifetime in a mixture of Bose and Fermi superfluids[J]. Phys Rev Lett, 2014, 113(26):265304.

[15] ANNETT J F. Superconductivity, superfluid and condensates[M]. Oxford UK:Oxford University Press, 2004:122

Bogoliubov transformation in Boson system

BAI Yixiu, HU Jie

(Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048)

Abstract: The Bogoliubov transformation was a unitary transformation for the fermion system satisfying the anti-commutation relation, which can directly diagonalize the Hamiltonian of the system, while the boson system satisfied the commutative relation and cannot directly diagonalize the matrix. In this paper, the boson system was taken as the research object, and the Hamiltonian was transformed to be diagonalized so that it can be represented in its own representation, and this method can be extended to the high-dimensional spin system.

Keywords: cold atom; boson; fermion; Bogoliubov transformation; unitary transformation

(责任编辑:兰丽丽)