

专题: 超冷原子分子物理

极化费米原子气体中的量子多体物理*

郑振^{1)2)†} 吴元熹¹⁾²⁾ 禹浪¹⁾²⁾ 汪子丹¹⁾²⁾³⁾

1) (华南师范大学物理学院, 原子亚原子结构与量子调控教育部重点实验室,

广东省高等学校物质结构与相互作用基础研究卓越中心, 广州 510006)

2) (华南师范大学, 广东省量子调控工程与材料重点实验室, 粤港量子物质联合实验室, 广州 510006)

3) (香港大学, 香港量子研究院, 香港)

(2026 年 5 月 17 日收到; 2026 年 6 月 21 日收到修改稿)

系统综述了极化费米气体中多种超流配对机制及其相关的多体物态. 首先从 Bardeen-Cooper-Schrieffer 理论出发, 分析了费米面性质对原子配对行为的决定性影响, 进而引入非零动量配对机制. 在此基础上, 探讨了自旋-轨道耦合作为人造规范场对这种非零动量配对态的调控作用. 进一步, 聚焦于新兴的交错磁态, 阐述了其在时间反演对称性破缺而净磁化为零的条件下, 如何通过动量空间极化率的交替分布及费米面各向异性产生具有空间点群对称性的非传统配对. 最后, 讨论了极化极端情形下体系中少数杂质原子所呈现的极化子准粒子行为, 并探讨了其在多体物理探测中的应用. 上述研究共同揭示了极化费米气体中从集体配对到单杂质激发的丰富物相, 并为探索新型量子多体物态提供了理论与实验基础.

关键词: 超冷原子, 简并费米气体, BCS 理论, 集体激发**DOI:** 10.7498/aps.75.20260701**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260701

1 引言

在量子物理的研究中, 冷原子系统以其量子相干性和人工可调控性, 扮演了探索量子物态理想实验平台的角色^[1-6]. 一方面, 冷原子体系具有良好的量子相干性: 通过激光冷却与蒸发冷却技术, 原子被囚禁于极低温的高度真空中, 原子的热运动被极大抑制, 它的德布罗意波长达到或者超过粒子间距, 使得整个系统进入量子简并态, 形成所谓超冷量子气体 (ultracold quantum gases). 此时, 大量原子的波函数发生长程相干, 表现为一个宏观的量子力学实体, 原子系综呈现出量子统计分布, 是超流性、物质波干涉等一系列奇异现象的物理基础. 另一方面, 冷原子平台的人工可调控性, 能够为主

动“设计”量子系统提供可靠的物理平台. 这主要得益于以下两个特征: 1) 利用 Feshbach 共振, 通过调节外磁场, 可以连续地改变原子间的散射长度, 实现相互作用从强吸引到强排斥的调节, 这使得研究不同相互作用强度的关联体系成为可能^[7,8]; 2) 利用原子与激光的相互作用, 可以巧妙地让原子“感受”到等效的规范场作用, 这使得在电中性的原子系统中研究诸如拓扑量子物态等通常需要强磁场的物理现象成为可能^[9-12]. 基于以上两个因素, 费米冷原子气体, 由于具有与电子相同的费米-狄拉克统计分布, 为通过量子模拟探索新奇凝聚物态提供了可靠的实验平台.

在基于冷原子的量子模拟研究中, 人们通常将原子的内态能级用作表征粒子的自旋量子数, 这些内态被称为“赝自旋”. 处于不同赝自旋的原子, 由

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1405304) 和广东省基础与应用基础研究基金 (批准号: 2026A1515012354) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhenzhen@m.scnu.edu.cn

于其内禀量子相干性,从而表现出与自旋量子数一致的交换对易(玻色原子)或者交换反对易(费米原子)的性质. 对于一个费米原子体系,当其中一个自旋组分占多数、另一组分占少数时,这样的体系称为极化费米原子气体. 相对于常规费米气体中,不同自旋的粒子数通常相等,而“极化”则打破了这一平衡. 因此,极化费米原子气体的一个特征,就是它的费米面的自旋简并被破缺,不同自旋组分的费米面会互相发生剥离. 由于在范德瓦耳斯力的影响下,不同自旋原子之间存在散射相互作用,这个相互作用强度可通过 Feshbach 共振技术来人工干预. 因此,极化费米原子气体可以用于探索强关联物理的新现象^[13,14],从而让研究者能深入探索从弱相互作用的 Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 超流到强相互作用的 Bose-Einstein 分子凝聚体的转变 (BCS-BEC crossover),并研究费米超流相 (Fermionic superfluids)、费米极化子 (Fermi polaron) 等量子多体问题.

在这篇综述中,将首先讨论极化费米原子气体的超流相变. 从原始的极化系统出发,分析其中可能存在的超流配对机制,并依次探讨自旋-轨道耦合、交错磁态等因素对超流相变的影响. 接着,介绍极化系统的极限情形——杂质-介质系统,其中粒子-空穴激发会诱导伴随杂质运动的介质“修饰云”,形成极化子这一准粒子态. 对极化子的研究可用于多体系统物态的探测. 最后,对极化费米原子气体潜在的研究前景进行展望.

2 费米体系中的超流相

费米体系的物态性质会因为原子间相互作用的有无而发生改变. 通常没有相互作用的系统基态,呈现的是费米粒子由于泡利排斥而依据能量从低到高依次布居的现象,这个态被称为费米海 (Fermi sea),粒子占据的最高能量被称为费米能量(或者费米面),用符号 E_F 表示. 在通常的费米原子气体中,若费米原子间存在吸引相互作用时,费米面附近处于不同自旋的原子会发生库珀配对. 这种库珀配对态,使得体系的粒子和空穴能带之间出现能隙,能量低于能隙的涨落无法将原子激发到空穴能带上,因此原子系统表现出无阻尼流动的特性,这一量子物态称为费米超流相. 尽管冷原子本身是电中性的,但费米超流相的出现机制与固体中

的超导现象一致,这使得费米原子气体能够有效地模拟和研究超导现象,探索现有物理系统难以实现的量子物态、验证相关的理论预言和结果.

对于费米超流相的研究,通常可借助 BCS 平均场理论有效获取其物理图像. 在 BCS 理论中,不同自旋原子间最有效的配对形式,是位于费米面附近、动量相反的两个原子发生配对,这意味着库珀对态的质心动量通常为零. 该描述在常规费米气体的超流相中普遍适用,因为常规体系的费米面是自旋简并的,动量相反的配对形式自然占据主导. 然而,对于极化费米气体,由于费米面的自旋简并被打破,库珀对将自发诱导出非零的质心动量,导致零动量与非零动量库珀对之间产生竞争,从而涌现出不同于常规 BCS 相的多体物态. 这一新型超流相被称为 Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 超流相. 这种库珀配对态,最早是在 1964 年由 Fulde 和 Ferrell^[15] 以及 Larkin 和 Ovchinnikov^[16] 分别独立预言的,在具有自旋极化的费米体系中,库珀对可以携带非零总动量,形成空间调制的超导序参量,即 FFLO 态. 这一理论预言提出后,尽管在固体材料中进行了大量搜寻工作,但由于苛刻的形成条件以及竞争相(如涡旋态、反铁磁相等)的干扰,FFLO 态的实验确认始终进展缓慢. 而费米原子气体的发展为 FFLO 研究开辟了全新路径,成为研究 FFLO 超流态的理想量子模拟器^[17].

2.1 FFLO 超流相

在自旋极化的费米气体中,两种自旋态的费米面大小不同. 对于零动量配对而言,部分自旋向上的粒子无法找到可与之配对的自旋向下的原子,从而抑制超流序参量. FFLO 机制的核心思想是:让库珀对携带非零总动量 Q ,使得配对的动量空间区域发生偏移,从而更有效地利用费米面附近的可配对态,如图 1 所示. 这里, Fulde-Ferrell (FF) 态提出序参量呈平面波形式 $\Delta(\mathbf{r}) = \Delta e^{i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}}$,而 Larkin-Ovchinnikov (LO) 态则预言序参量为驻波形式 $\Delta(\mathbf{r}) = \Delta \cos(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r})$,两者在热力学势上是简并或近简并的. 这两个态都破坏了原始晶格平移对称性,两者本质区别在于配对动量分布与序参量的空间结构:对于 FF 态,库珀对具有单一的非零动量 Q ;而对于 LO 态,库珀对由正反两个动量成分 ($\pm Q$) 叠加形成,体现在配对态密度的空间调制. 在定性讨论超流相图与配对机制时,通常可以选取

结构更简单、便于理论推导的单平面波 FF 型序参量作为基本近似。

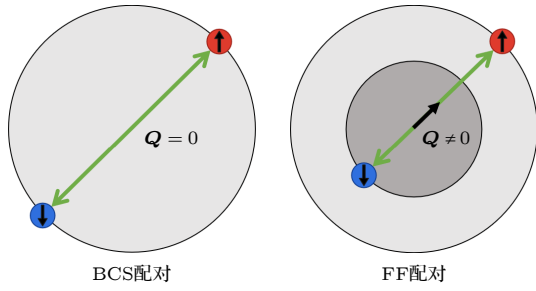


图 1 BCS 超流相和 FFLO 超流相的费米面附近 Cooper 配对机制

Fig. 1. The Cooper pairing mechanism near the Fermi surface in the BCS superfluid phase and the FFLO superfluid phase.

为了描述 FFLO 态所对应的物理机制, 采用双组分自旋极化费米气体的多体哈密顿量作为出发点. 该模型在描述宽 Feshbach 共振附近的费米气体方面已被广泛使用^[18–20], 并为研究有限质心动量配对提供了平均场框架^[21,22]:

$$H = \sum_{\mathbf{k}\sigma} (\xi_{\mathbf{k}} + \delta\mu_{\sigma}) c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}\sigma} - g \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{p}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} c_{\mathbf{p}-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} c_{\mathbf{p}-\mathbf{k}'\downarrow} c_{\mathbf{k}'\uparrow} \quad (1)$$

这里 $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 表示自旋; $c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger}, c_{\mathbf{k}\sigma}$ 是费米子产生和湮灭算符; $(\xi_{\mathbf{k}} + \delta\mu_{\sigma})$ 是单粒子能量, 其中 $\xi_{\mathbf{k}} = \hbar^2 \mathbf{k}^2 / 2m - \mu$; 由于自旋极化的影响, 不同自旋所对应的化学势不同, 即 $\delta\mu_{\uparrow, \downarrow} = \pm \delta\mu$; g 是相互作用强度. 实验上可以利用 Feshbach 共振技术来改变散射长度 a 的大小^[23–27], 从而调节相互作用强度 g .

在平均场近似下, 通过引入库珀对序参量 $\Delta = g \sum_{\mathbf{k}} \langle c_{\mathbf{Q}/2-\mathbf{k}\downarrow} c_{\mathbf{Q}/2+\mathbf{k}\uparrow} \rangle$ 来对相互作用项进行解耦, 这里假设配对发生在动量为 $\mathbf{Q}/2 - \mathbf{k}$ 自旋向下的粒子和动量为 $\mathbf{Q}/2 + \mathbf{k}$ 自旋向上的粒子之间, 因此库珀对具有一个非零的质心动量 $\mathbf{Q}$. 由此可以给出近似下的哈密顿量形式:

$$H = \sum_{\mathbf{k}\sigma} (\xi_{\mathbf{k}} + \delta\mu_{\sigma}) c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{k}} \left(\Delta c_{\mathbf{Q}/2+\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} c_{\mathbf{Q}/2-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} + \text{H.c.} \right) + \frac{|\Delta|^2}{g}. \quad (2)$$

基矢 $\Psi_{\mathbf{k}} = (c_{\mathbf{Q}/2+\mathbf{k}, \uparrow}, c_{\mathbf{Q}/2+\mathbf{k}, \downarrow}, c_{\mathbf{Q}/2-\mathbf{k}, \downarrow}, -c_{\mathbf{Q}/2-\mathbf{k}, \uparrow})^T$ 下, 可以将哈密顿量化为如下形式:

$$H = \mathcal{E}_0 + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} \Psi_{\mathbf{k}}^{\dagger} H_{\text{BdG}}(\mathbf{k}) \Psi_{\mathbf{k}}, \quad H_{\text{BdG}}(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} H_0(\mathbf{Q}/2 + \mathbf{k}) & \Delta \\ \Delta^{\dagger} & -\sigma_y H_0^*(\mathbf{Q}/2 - \mathbf{k}) \sigma_y \end{pmatrix}, \quad (3)$$

这里的 H_{BdG} 为 Bogliubov-de Gennes (BdG) 哈密顿量, 其中 $H_0(\mathbf{k}) = \xi_{\mathbf{k}} + \delta\mu \sigma_z$, $\mathcal{E}_0 = \sum_{\mathbf{k}} \xi_{\mathbf{Q}/2-\mathbf{k}} + |\Delta|^2/g$, 这样就将哈密顿量 (2) 改写成了 $\Psi_{\mathbf{k}}$ 场的二次型形式, 通过积分掉 $\Psi_{\mathbf{k}}$ 场, 可以得到热力学势为

$$\Omega \equiv \langle H \rangle = \mathcal{E}_0 + \sum_{\mathbf{k}, \alpha} \frac{1}{2\beta} \ln f(-E_{\mathbf{k}}^{\alpha}), \quad (4)$$

其中 $f(x) = [\exp(\beta x) + 1]^{-1}$ 是费米分布函数, $E_{\mathbf{k}}^{\alpha}$ 是 $H_{\text{BdG}}(\mathbf{k})$ 的本征值. 通过自洽求解热力学势 Ω 的最低值, 可以得到体系基态的序参量信息, 结果详见表 1.

表 1 相的序参量界定标准

Table 1. The criterion for defining the order parameter of the phases.

	能隙	配对质心动量
BCS超流相	$\Delta \neq 0$	$\mathbf{Q} = 0$
Fulde-Ferrell超流相	$\Delta \neq 0$	$\mathbf{Q} \neq 0$
普通费米气体(无超流)	$\Delta = 0$	

由此得到的 FFLO 超流态的相图如图 2 所示. 图 2(a) 揭示了 FFLO 相的存在区域被限制在弱到中等强度的吸引相互作用范围. 沿着化学势差增大的方向, 体系表现出明确的相变序列: 首先从 BCS 超流态转变进入 FFLO 超流态, 随着化学势差的进一步增大, 超流性完全丧失, 体系最终过渡到正常相 (图中的 N 相区). 其中正常相到 BCS/FFLO 相的转变, 反映了序参量从无到有的超流相变. 除此之外, 相图中还存在一个 Sarma 相, 它的特点是体系中除发生库珀对对的原子之外, 存在部分未配对的原子. 图 2(b) 对比了平均场理论预测的临界化学势差与量子蒙特卡罗模拟结果^[28]及实验测量值^[29], 表明平均场理论在定性上与两者一致, 但在定量上比实验值大约高出 2 倍. 这个数值上的差异, 来源于平均场近似的局限. 平均场理论预先假定某一特定配对的序参量模式 (如 BCS 配对或 FFLO 配对), 而忽略了量子涨落及有限温度下的热涨落效应. 在有限温度下, 引入涨落修正后的圈图计算 (如 T 矩阵近似^[30]) 能够显著改善 BCS 理论与实验的定量吻合度. 另一方面, 量子蒙特卡罗模拟^[31]、

密度矩阵重正化群^[32,33]等方法能将所有粒子间的空间关联、时间关联及涨落等因素纳入到数值计算之中,因此也能够获得比平均场理论更为精确的结果.另外,在一维极化费米气体中,Gaudin-Yang模型的精确解表明FFLO相能在零温相图中占据主导地位,已由Hulet等^[34]的实验所证实,为高维极化超流研究提供了重要参考.

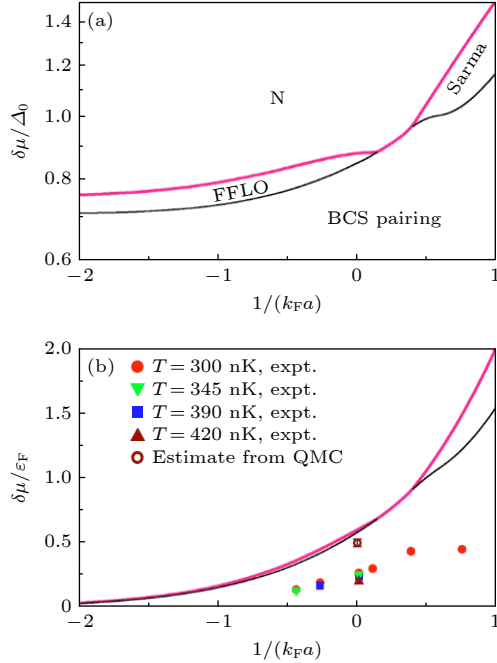


图2 FFLO超流相的相图 (a)不同相互作用强度和化学势差所对应的超流相相图;(b)理论预测的临界化学势差与实验测量的临界化学势差的对比.该图取自文献^[35]
Fig. 2. The phase diagram of the FFLO superfluid phase: (a) The superfluid phase diagram corresponding to different interaction strengths and chemical potential differences; (b) compares the critical chemical potential difference predicted by theory with experimental measurements. This figure is taken from Ref. ^[35].

上述讨论基于均匀系统的假设,即体系具有平移不变性,序参量振幅 $|\Delta|$ 及各组分密度 n_σ 在空间上为常数.这里采用FF型序参量 $\Delta(\mathbf{r}) = \Delta e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}$ 描述了有限质心动量的配对,并通过平均场理论给出了自旋极化费米气的相图.

但是在实际的超冷原子实验中,原子气体通常被束缚在谐振子势或其他形式的囚禁势中.外势 $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ 的存在破坏了平移对称性,使得系统密度和化学势随空间位置变化.为了将均匀系统的理论相图与实验可测的空间分布联系起来,最常用的近似方法是局域密度近似(local density approximation, LDA).其核心思想是:当外势 $V_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ 在空间

上缓慢变化时,可将系统划分为局域均匀的区域,外势的作用等效为对化学势的一个局部平移:

$$\mu_\sigma(\mathbf{r}) = \mu_\sigma^0 - V_{\text{ext}}(\mathbf{r}), \quad (5)$$

其中 μ_σ^0 为全局化学势.在此近似下,参考前述平均场方法,均匀系统中关于 $\Delta(\mu_{\text{avg}}, \delta\mu, T)$ 的结论可直接局域地应用于各空间点,从而得到空间依赖的序参量 $\Delta(\mathbf{r})$.因此,LDA将均匀系统的相图直接映射为囚禁系统中不同空间位置的相分布,如图3所示,图3(a)为均匀系统的相图,图3(b)展示了核心为超流相、外围为正常相的空间壳层结构.这一映射能够直观地解释囚禁系统中的相分离结构如何直接从均匀相图中得到.

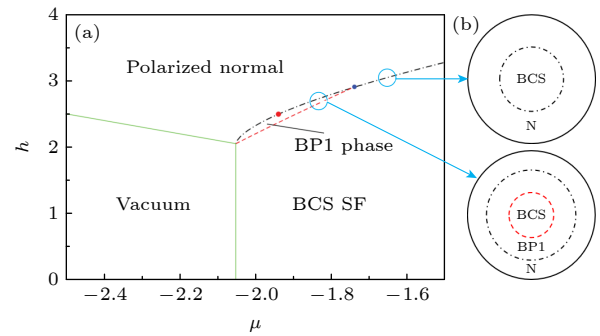


图3 (a)均匀系统相图,横轴为化学势,纵轴为自旋极化率;(b)均匀相图中的相序列直接映射为阱中的空间壳层分布的示意图.BP1表示只存在单一费米面的极化BCS超流相(图中没有展示FFLO相).图(a)取自文献^[36]
Fig. 3. (a) The phase diagram of a homogeneous system, with the horizontal axis representing the chemical potential and the vertical axis representing the spin polarization; (b) a schematic diagram of the direct mapping of the phase sequence in the homogeneous phase diagram into spatial shell-shaped distributions in the trap. BP1 denotes the polarized BCS superfluid phase with only a single Fermi surface (the FFLO phase is not shown in the figure). Panel (a) is taken from Ref. ^[36].

根据LDA预测的这种相分离^[36-38]具有普适性,不仅得到了平均场理论^[39]及超越平均场理论^[40,41]的支持,也已为实验所证实^[29,42].LDA的适用范围并不局限于平均场,它可以与任何均匀系统理论相结合.然而,基于均匀平均场理论的LDA分析表明,FFLO相在均匀相图中仅存在于相分离态与正常态之间一个极其狭窄的参数区间内^[43].这意味着在囚禁气体中,FFLO态只能出现在一个极薄的壳层中,其存在条件对原子数、相互作用强度和温度极为敏感.值得注意的是,尽管超越平均场理论也已通过LDA被应用于囚禁气体的研

究^[40,41],但这些工作主要关注临界温度以上的赝能隙效应,并未涉及 FFLO 态.此外,LDA 本身存在固有局限.它会在相边界处给出尖锐的跃变^[44],这违反了 LDA 所要求的势场缓变假设.为克服这一缺陷,一些早期工作引入包含表面张力的修正^[45–47],其思路是在超流与正常相之间的界面上引入一个表面能(即表面张力),并通过最小化体系能量与表面能的总和来自然地描述平滑的界面结构.由于 FFLO 态是出现在 BCS 和正常相之间的壳层中^[40,43],引入表面张力修正后,序参量会在这个超流-正常相界面位置出现振荡^[47],同时这些振荡在相互作用强度接近 BCS 极限时逐渐增大,可以视为 FFLO 态取代正常相出现的前驱信号.另一些工作则是在计算体系能量时引入态密度的梯度修正项^[39,48],以此抑制序参量 $\Delta(\mathbf{r})$ 和密度 $n_\sigma(\mathbf{r})$ 在空间上的突变,从而给出 LDA 的框架下更为自洽的描述.但是这些修正对于 FFLO 态的稳定性和可观测性的具体影响仍有待深入研究.

2.2 自旋-轨道耦合作用下的 FFLO 超流相

当体系中存在人造外场时,例如引入自旋-轨道耦合 (spin-orbit coupling, SOC),可为 FFLO 研究提供新的调控手段.基于早期的理论提案^[49,50],自旋-轨道耦合这类外场可以利用合成场与原子系统的赝自旋来实现^[9,10,51].该方案已在超冷量子气体中得以实验实现,并分别针对玻色子^[52]和费米子系统^[53,54]成功构建了自旋-轨道耦合.其基本物理机制源于双光子拉曼跃迁对原子不同内态的耦合:原子首先吸收一个激光光子,随后通过受激辐射放出一个光子.在此过程中,由于动量守恒,原子会获得一定的动量,从而最终形成自旋-轨道耦合所特有的动量依赖特性^[55–57].

这里考虑二维 Rashba 型自旋-轨道耦合,它的形式是

$$H_{\text{SOC}} = -i\alpha \sum_{\mathbf{k}} \hat{c}_{\mathbf{k}}^\dagger (\mathbf{d}_{\mathbf{k}} \times \hat{\sigma} \cdot \mathbf{e}_z) \hat{c}_{\mathbf{k}}, \quad (6)$$

其中 $\mathbf{d}_{\mathbf{k}} = (\sin k_x, \sin k_y, 0)$, $\hat{c}_{\mathbf{k}} = (c_{\mathbf{k}\uparrow}, c_{\mathbf{k}\downarrow})^T$.如果同时施加与自旋-轨道耦合共面的塞曼场,使得原子系统在自旋 x 方向上发生极化,那么体系的费米面就会沿着这个方向发生畸变,如图 4 所示.此时费米面附近的原子配对会倾向于非零配对动量的形式,也是诱导 FFLO 超流相的出现.该模型可通

过前述的平均场近似和 BdG 方法求解^[58].从图 5(a) 可以看到,当没有自旋-轨道耦合时,FFLO 态仅存在于 BCS 和正常相之间的一块狭窄的参数区域内.即使在 FFLO 态占据能量优势的区域,其能量相较于可能的 BCS 超流相也仅存在微小的偏离.这一能量上的近简并性意味着,在实际冷原子实验中,即便 FF 态在理论上为基态,但由于其序参量小于 BCS 态的序参量,有限温度下的热涨落将更倾向于驱动系统选择 BCS 态,而非 FFLO 态^[59].然而,当引入自旋-轨道耦合后,如图 5(b)–(d) 所示,随着自旋-轨道耦合强度的逐步增大,FFLO 态在自旋极化率轴上所占据的区域呈现出持续扩大的趋势.这表明自旋-轨道耦合对 FFLO 态具有显著的稳定化作用,能够有效拓宽其存在的临界极化率范围^[59,60–63].这一现象的根源可追溯至自旋-轨道耦合对单粒子能带的重新调制:当自旋-轨道耦合与描述自旋极化率等效的 Zeeman 场同时存在时,两种自旋成分的费米面发生不同程度的畸变,系统的旋转对称性因此被破坏,使得不同自旋态之间的动量失配加剧,从而为有限动量配对的 FFLO 态提供了更为有利的相空间条件.另一方面,自旋-轨道耦合的存在使得同一费米面上的赝自旋态发生杂化,导致不同赝自旋的费米子之间形成自旋单重态与三重态两种配对通道并存的混合配对态^[64].以上两个因素共同作用的结果是 BCS 配对被显著

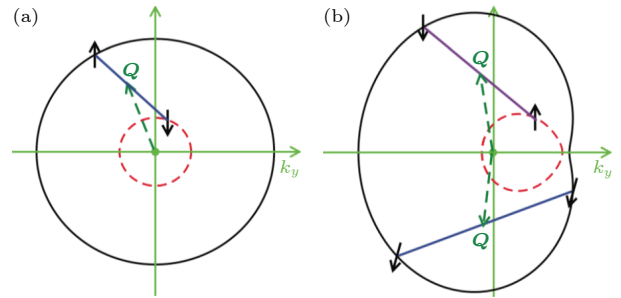


图 4 FFLO 超流相形成的费米面示意图 (a) 无自旋-轨道耦合时,费米面呈圆形,系统保持旋转对称性; (b) 存在自旋-轨道耦合与面内塞曼场时,费米面发生明显畸变,此时体系的旋转对称性遭到破坏.该图取自文献^[59]

Fig. 4. Illustration of the Fermi surfaces for the formation of the FFLO superfluid phase: (a) The case without spin-orbit coupling, where the Fermi surfaces are isotropic and the system preserves rotational symmetry; (b) the case with spin-orbit coupling and an in-plane Zeeman field, where the Fermi surfaces are significantly distorted and the rotational symmetry of the system is broken. This figure is taken from Ref. [59].

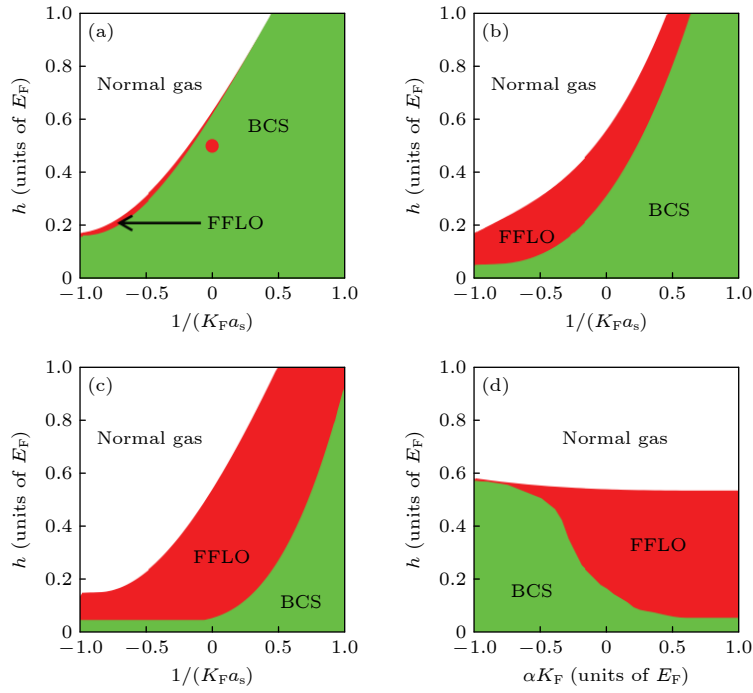


图 5 Rashba 自旋-轨道耦合作用下极化费米气体的平均场相图 (a) 不存在自旋-轨道耦合时的情况; (b)–(d) 存在自旋-轨道耦合时的情况. 图中纵轴均为极化率, 图 (a)–(c) 中横轴为散射长度, 图 (d) 中横轴为自旋-轨道耦合强度. 该图取自文献 [59]

Fig. 5. The mean-field phase diagram of the polarized Fermi gas with Rashba spin-orbit coupling: (a) The case without spin-orbit coupling; (b)–(d) the cases with spin-orbit coupling. The vertical axis in all panels represents the polarization, the horizontal axis in panels (a)–(c) represent the scattering length, and the horizontal axis in panel (d) represents the spin-orbit coupling strength. This figure is taken from Ref. [59].

压制, FFLO 配对得到增强. 这一机制下的 FFLO 态具有一个鲜明的特征, 就是配对的有限质心动量是沿着对称性破缺的方向, 动量大小随着费米面畸变程度的加深而单调增大 [63]. 这种 FFLO 态的实现机制在固体系统中同样也有相关进展 [65,66]. 另外, 如果原子是载入在光晶格系统中, 那么 FF 态的能量往往低于 LO 态 [58]. 同时, 自旋-轨道耦合还能有效抑制极化气体中常见的相分离倾向 [67], 使系统更容易形成均匀的超流相. 这些进展表明, 自旋-轨道耦合是拓宽 FFLO 稳定窗口、提升其可观测性的关键物理机制 [68–70].

自旋-轨道耦合与自旋极化项的联合作用还可诱导出拓扑非平庸的超流态, 这主要是因为 SOC 的引入, 能在常规 s 波相互作用的背景下等效产生 p 波配对通道 [71]. 通过计算系统的陈数 (Chern number) 或 $\mathbb{Z}_2$ 拓扑不变量, 可以识别出不同的拓扑相. 例如, 在 Rashba 型自旋-轨道耦合和面内塞曼场的作用下, 系统可进入一种拓扑 FF 超流态, 其边缘存在受拓扑保护的马约拉纳 (Majorana) 费米子激发. 这些拓扑态对局域扰动具有鲁棒性, 在拓扑量子计算方面具有潜在的应用价值. 相关研究

已在连续模型和晶格模型中分别展开, 进一步丰富了 FFLO 物理的研究内涵 [72–77].

2.3 交错磁态中的超流相

交错磁态是近年来受到广泛关注的极化系统 [78,79]. 相较于前面所讨论的传统极化系统, 交错磁态的净极化率为零, 但由于系统哈密顿量的时间反演对称性发生破缺, 其极化率在动量空间呈现出交替分布的特征. 这种新型极化效应的引入, 为多体系统带来了更加丰富的量子物态与集体行为, 也为在冷原子中探索非常规超流相、拓扑物态等前沿问题提供了新的路径.

从对称性角度来看, 交错磁态虽然破坏了时间反演对称性, 但体系仍然保留着时间反演与空间点群的某种组合对称性. 这种组合对称性的存在, 使得系统在宏观上不呈现净磁化强度的同时, 在微观上仍能支持自旋极化的有序分布. 基于空间点群决定的交错磁态如表 2 所列. 以正方晶格系统为例, 当系统同时满足时间反演与 C_4 空间旋转的组合对称性时, 系统的极化率可在垂直于旋转轴的平面内呈现各向异性分布, 从而实现净极化率为零、但动

表 2 极化率 M 在动量 $\mathbf{k}$ 空间的分布^[80]. θ 表示各向异性在垂直于旋转轴的平面内的偏转角度. 表中除了 s 波类型, 其他类型均为交错磁态

Table 2. The distribution of the susceptibility M in momentum $\mathbf{k}$ space^[80]. θ denotes the deflection angle of the anisotropy in the plane perpendicular to the rotation axis. Except for the s-wave type, all other types in the table are altermagnetic states.

分类	极化率空间分布
s波	$M \propto \text{常数}$
p波	$M \propto k_x \cos \theta + k_y \sin \theta$
d波	$M \propto 2k_x k_y \cos(2\theta) + (k_x^2 - k_y^2) \sin(2\theta)$
f波	$M \propto k_x(k_x^2 - 3k_y^2) \cos(3\theta) + k_y(k_y^2 - 3k_x^2) \sin(3\theta)$
g波	$M \propto (k_x^4 - 6k_x^2 k_y^2 + k_y^4) \cos(4\theta) + 4k_x k_y (k_x^2 - k_y^2) \sin(4\theta)$
i波	$M \propto (k_x^6 - 15k_x^4 k_y^2 + 15k_x^2 k_y^4 - k_y^6) \cos(6\theta) + 2k_x k_y (3k_x^4 - 10k_x^2 k_y^2 + 3k_y^4) \sin(6\theta)$

量空间具有局域极化的交错磁现象. 在极化率各向异性的背景下, 体系的费米面也随之呈现出相应的形变特征, 如图 6 所示. 由于费米气体的多体性质主要由费米面附近的低能激发所决定, 在交错磁态中费米面附近的电子态密度、散射过程以及配对行为均受到极化率交替分布的影响, 这促使费米超流相展现出不同于传统体系的新奇物态现象.

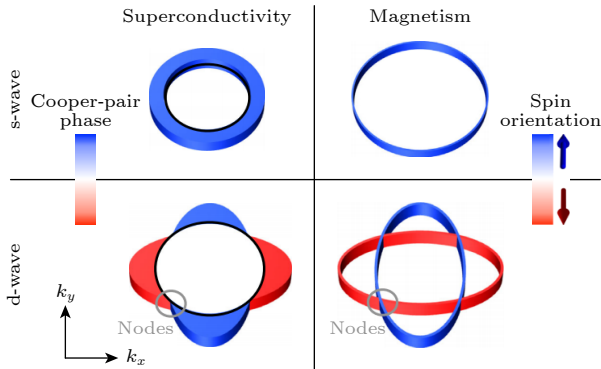


图 6 各向同性 (传统极化系统) 与各向异性 (交错磁态) 极化率下的费米面. 该图取自文献 [79]

Fig. 6. The Fermi surfaces under isotropic (conventional polarized system) and anisotropic (altermagnetic state) polarizations. This figure is taken from Ref. [79].

在前面的 BCS 理论讨论中已经看到, 原子配对行为受费米面性质的影响十分显著. 在交错磁系统中, 不同自旋原子的费米面发生相互剥离, 这暗示着非零配对动量的产生机制^[81–86]. 最早发现这种 FFLO 机制的工作是在一个具有自旋依赖格点跃迁的模型中^[87]. 从现在交错磁态的视角来看, 这种自旋依赖的跃迁项对应于表 2 中所列的 $d_{x^2-y^2}$ 波类型的交错磁态. 近年来的研究进展表明, 相较于前面讨论的传统极化系统, 交错磁系统中费米面的空间变形方向具有各向异性, 原子的配对动量也

随之体现出空间点群的对称性特征. 例如, 对于 d_{xy} 波类型的交错磁态, 原子的配对方式直接受到交错磁极化方向的调控^[85]. 当交错磁项的强度超过某一阈值时, 体系将进入 FFLO 超流相 (见图 7). 特别值得关注的是, 这类体系中存在多种可能的配对动量, 而这些动量之间由 C_4 空间旋转操作相互锁定^[84]. 这一现象表明, 交错磁系统中的超流相不仅依赖于配对相互作用的强度, 还受到费米面几何

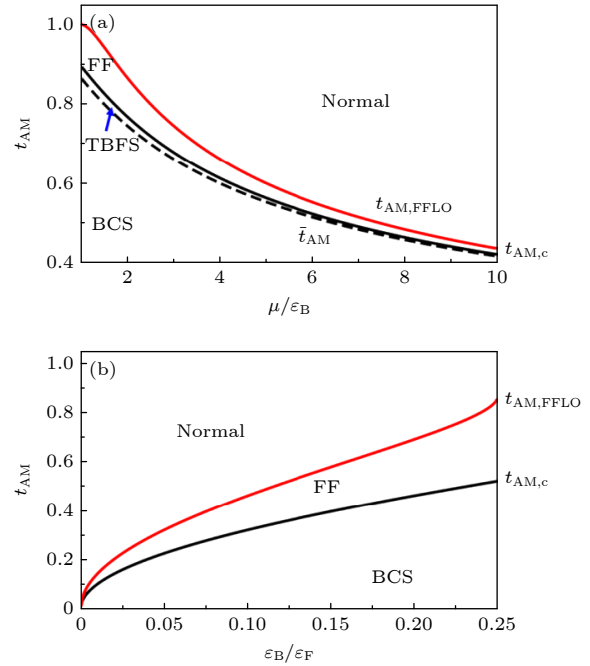


图 7 d_{xy} 波交错磁态系统中的 FFLO 相图, 纵轴是交错磁项的强度 t_{AM} : (a) 横轴是体系化学势 μ ; (b) 横轴是刻画相互作用强度的束缚势能量 ϵ_B . 该图取自文献 [95]

Fig. 7. The FFLO phase diagram in the d_{xy} -wave altermagnetic state system, the vertical axis is the strength of the altermagnetic term t_{AM} : (a) The horizontal axis is the chemical potential μ of the system; (b) the horizontal axis is the binding energy ϵ_B characterizing the interaction strength. This figure is taken from Ref. [95].

结构的对称性调控. 这种特殊的费米面构型, 使得交错磁态中的配对态能展现出反常的输运行为以及非平庸的自旋响应^[88-90]. 此外, 交错磁态在拓扑物态领域也引起了广泛关注^[91-94], 进一步揭示了其在量子物态调控中的潜在价值.

3 极化子准粒子态

前面讨论的费米气体系统, 均涉及不同赝自旋组分不均匀的情形. 考虑一个极端极化的系统, 即其中一个自旋分量的原子数仅为单个时, 体系的物理性质将发生显著变化. 此时, 极化子这一准粒子态便成为描述该系统的重要概念^[96-99]. 极化子描述的正是当一个杂质原子浸入量子气体 (如玻色-爱因斯坦凝聚体或简并费米气体) 时, 所形成的准粒子激发. 由于所浸入的介质物质的不同, 极化子会表征出不同的行为. 本文关注的介质物质是处于费米海基态的简并费米气体. 那么此时产生的准粒子态, 是杂质原子被费米海中的粒子-空穴激发所“修饰”, 形成带有相互作用云的准粒子, 称作费米极化子 (Fermi polaron)^[100,101].

3.1 极化子的图像

如何描述这个费米极化子态呢? 首先来看没有相互作用时的情况. 我们回想在引入极化子定义的物理图像中, 杂质原子具有与介质费米气体原子 (简称介质原子) 不同的赝自旋. 假如设杂质原子的赝自旋为 $\downarrow$, 设介质原子的赝自旋为 $\uparrow$, 那么从这个角度来看, 因为只有一个自旋 $\downarrow$ 的原子, 杂质-介质这个二元系统里的粒子数 $n_{\uparrow} \gg n_{\downarrow}$, 极化子系统实际上等价于处于最高自旋极化率的费米气体系统. 由于原子在系统中是巡游的, 在没有相互作用时, 动量是一个好量子数, 可以用来描述原子所处的状态. 介质费米气体原子的基态, 在零温极限下, 就是费米海, 这里用 $|\text{FS}\rangle$ 来表示 (FS 即是 Fermi sea 的首字母大写). 用 $c_{\sigma=\uparrow\downarrow}^{\dagger}$, c_{σ} 表示原子的产生湮灭算符, 并设杂质原子的动量为 $\mathbf{p}$, 那么此时杂质-介质系统的整体状态可以表达成 $|\psi_1\rangle = c_{\mathbf{p}\downarrow}^{\dagger}|\text{FS}\rangle$.

接下来考虑当相互作用存在时的情况, 如图 8 所示. 此时杂质原子巡游时不可避免地会与介质原子发生散射, 从而对其中一个介质原子引入动量迁移. 设散射前后这个介质原子的动量分别为 $\mathbf{q}$ 和 $\mathbf{k}$,

那么杂质-介质系统的整体状态可以表达为 $|\psi_2\rangle = c_{\mathbf{p}+\mathbf{q}-\mathbf{k},\downarrow}^{\dagger}c_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger}c_{\mathbf{q}\uparrow}|\text{FS}\rangle$. 这个态的物理图像, 其实是杂质原子诱导了粒子-空穴激发, 在动量迁移前后保持动量守恒. 很明显, $|\psi_1\rangle$ 和 $|\psi_2\rangle$ 是互相正交的.

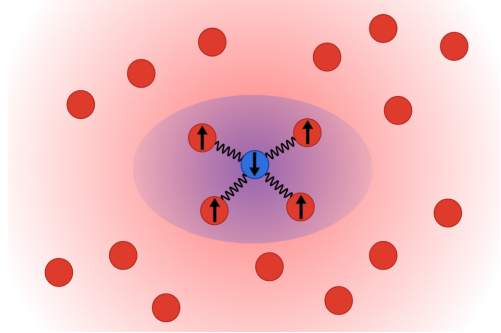


图 8 极化子准粒子态的物理图像. 赝自旋 $\downarrow$ 的原子与周围自旋 $\uparrow$ 的介质原子存在相互作用, 形成极化子态

Fig. 8. The physical picture of the polaron state. An atom with pseudospin $\downarrow$ interacts with the surrounding medium atoms with spin $\uparrow$, forming a polaron state.

杂质原子毕竟只有一个, 它对杂质-介质系统的影响相当于对 $|\psi_1\rangle$ 的微扰. 有鉴于此, 杂质-介质系统的整体状态可以看作 $|\psi_1\rangle$ 和 $|\psi_2\rangle$ 这两个态的线性叠加:

$$|\psi_{\mathbf{p}}\rangle = \phi|\psi_1\rangle + \sum_{\mathbf{k}>\mathbf{k}_F>\mathbf{q}} \phi'_{\mathbf{k},\mathbf{q}}|\psi_2\rangle \\ = \phi c_{\mathbf{p}\downarrow}^{\dagger}|\text{FS}\rangle + \sum_{\mathbf{k}>\mathbf{k}_F>\mathbf{q}} \phi'_{\mathbf{k},\mathbf{q}} c_{\mathbf{p}+\mathbf{q}-\mathbf{k},\downarrow}^{\dagger} c_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} c_{\mathbf{q}\uparrow}|\text{FS}\rangle, \quad (7)$$

这里 ϕ 和 $\phi'_{\mathbf{k},\mathbf{q}}$ 是叠加系数. 求和符号 $\sum_{\mathbf{k}>\mathbf{k}_F>\mathbf{q}}$ 表示介质原子散射前后的动量存在约束条件, 其背后的原因是由于泡利排斥, 费米面内 ($q < k_F$) 的原子被散射出费米面外 ($k > k_F$). 这里 k_F 表示费米动量, 在自由费米气体中, 它可以由费米能量确定: $k_F = \sqrt{2mE_F}$ (m 为原子质量).

(7) 式给出的物理图像是简明清楚的, 它描述的是孤立的杂质原子, 由于与介质原子有相互作用, 从而受到粒子-空穴激发所修饰, 在其周围形成一个动态的、由集体激发构成的“云团”. 这团“修饰云”伴随杂质一起运动, 使得杂质不再是孤立的, 而是被它自身所“裹挟”的环境重新定义的准粒子, 杂质粒子的有效质量、能量及相互作用性质都发生显著改变. 在这里, 定义 $Z = |\langle\psi_1|\psi_{\mathbf{p}}\rangle|^2$ 为该准粒子的权重 (quasiparticle weight). 在 (7) 式归一性的约束下, $0 \leq Z \leq 1$; 当 $Z = 0$ 时, 杂质-介质系统完全由粒子-空穴激发所操控, 此时费米极化子已

不适合描述当前的物理。

3.2 极化子-分子态相变

在费米冷原子气体中,当散射相互作用强度由弱到强变化时,系统在两种极限状态 (BCS 配对态和 BEC 凝聚分子态) 之间发生连续性转变. 这种所谓的连续性,体现在没有合适的序参量刻画,即 BCS-BEC crossover 现象。

对于杂质-介质这种极限强极化系统,也会有上述类似的转变现象吗? 进一步的研究发现^[102-109],在强耦合区 (BEC 侧) 下,杂质会与其中一个介质原子绑定成分子态, (7) 式已经无法描述分子形成. 类比于 (7) 式中的极化子态,这样一个分子态,可以用下面的叠加态描述:

$$|\psi_p\rangle = \sum_{k>k_F} \phi_k c_{p-k\downarrow}^\dagger c_{k\uparrow}^\dagger |\text{FS}\rangle + \sum_{k,k'>k_F>q} \phi'_{k,q} c_{p+q-k-k'\downarrow}^\dagger c_{k'\uparrow}^\dagger c_{k\uparrow}^\dagger c_{q\uparrow}^\dagger |\text{FS}\rangle, \quad (8)$$

式中的第一项表示杂质激发的分子态,第二项描述的是这个分子态所伴随的粒子-空穴激发。

尽管和 BCS-BEC 转变现象类似,杂质-介质系统在强弱相互作用极限下也具有由 (7) 式和 (8) 式所描述的不同的基态. 但是,随着相互作用由弱变强,系统发生的是相变而非转变. 基于 (7) 式和 (8) 式,人们可以利用变分法,确定各自的叠加系数,进而还能计算出极化子和分子态各自的能量,从而确定相区边界. 而当极化子和分子态这两个量子叠加态的信息都已经确定时,这种相变点还可以由散射过程中的 Tan 关系推演出的接触系数 s 所刻画^[110-112]. 从图 9 可以看到,接触系数 s 在散射长度变化下数值发生跳跃,这个跳跃正是一级相

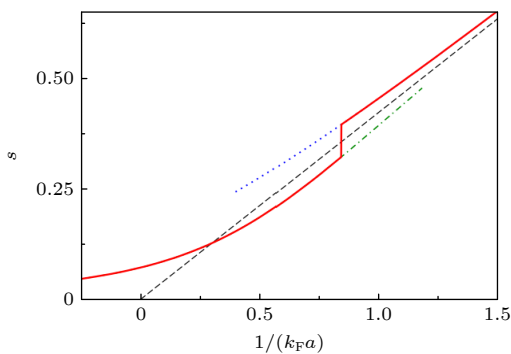


图 9 接触系数 s 随散射长度 a 的变化. 该图取自文献^[102]

Fig. 9. The contact coefficient s as a function of the scattering length a . This figure is taken from Ref. ^[102].

变的特征,因此,杂质-介质系统存在着极化子-分子态相变. 当体系引入自旋-轨道耦合等外场调控时,该极化子-分子态相变中将演化出具有不同质心动量的分子态. 此类分子态与前述 FFLO 配对态在物理上同源,二者之间的内在联系能为深入理解极化费米气体中的配对机制提供理论依据^[113]. 另外,近年的研究发现,极化子-分子态相变还能推广到高阶 (三体及四体) 关联驱动的极化子到团簇态的平滑渡越,并伴随动量空间中晶格化关联结构的出现^[114,115].

3.3 极化子的探测

在冷原子系统中,射频谱技术是测量多体系统的能带、能谱结构的重要实验工具. 我们已经知道,极化子的本质是一个杂质原子沉浸在介质原子系综中,并与介质原子发生相互作用形成的准粒子. 它不是真实粒子,并不能被直接“看到”,射频谱的作用,是通过将杂质原子从一种原子内态驱动到另一种内态,从而探测整个杂质-介质系统的能量响应. 具体来说,首先设介质原子所处的内态为 $|1\rangle$,而对于初始处在 $|2\rangle$ 态的杂质原子,施加一个频率为 ν 、持续时间较短的射频脉冲,将它从当前的 $|2\rangle$ 态激发到 $|3\rangle$ 态. 射频脉冲的频率 ν 对应于从 $|2\rangle$ 到 $|3\rangle$ 态的能量差. 选定的 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 中,其中一个是与 $|1\rangle$ 有强散射相互作用的 (也就是能形成极化子); 另一个与 $|1\rangle$ 态的相互作用很弱,可忽略 (也就是保持自由粒子的性质). 由于 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 中有一个是极化子,它的能量相较于自由原子已发生偏移,所以实际共振频率必然也会发生偏移. 这时候在施加射频脉冲后,立即用成像技术 (通常是吸收成像) 分别数出留在 $|2\rangle$ 和转移到 $|3\rangle$ 态的原子数,就可以得到当前脉冲频率 ν 下的转移率. 接下来再改变射频脉冲的频率 ν ,重复上述的操作,就可以得到完整的谱函数信息. 通过观测谱函数的峰,可以确定极化子这种准粒子态的色散关系,从而在实验上“看到”准粒子. 首次明确观测到费米极化子的实验是在 ^{40}K 费米气体中^[116]. 这个实验工作通过射频谱直接测量了极化子能量随相互作用的演化,并观测到从极化子到分子的相变。

按照上面的讨论,对于杂质原子的 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的选择,可以将射频谱实验方案分成两类: 一类称为标准方案,它选取的是 $|2\rangle$ 为形成极化子的内态, $|3\rangle$ 为自由粒子态. 其谱函数的峰代表了从系统中

移除一个极化子所需吸收的能量, 直接反映了极化子作为基态准粒子的性质. 另一类称为反向方案, 它选取的是 $|2\rangle$ 为自由粒子态, $|3\rangle$ 为形成极化子的内态. 其谱函数的峰代表了向系统中添加一个极化子所需吸收的能量. 反向方案不仅能测量极化子的结合能, 还能够诱导并观测到高激发态 (如排斥极化子、分子态).

射频谱技术能够告诉我们极化子的能量、色散关系等信息, 但并不能直接观测极化子态的波函数信息. 这时候人们可以借助拉姆齐干涉 (Ramsey interference) 来研究极化子的动力学性质. 这里, 拉姆齐干涉是原子物理学和量子光学中一种重要的相干操控方法^[117], 它的核心目的是精确测量原子能级之间的频率差, 同时规避在演化过程中持续施加外场带来的干扰. 具体来说, 它是通过两次分离的相干脉冲来实现精密测量: 首先用第一个 $\pi/2$ 脉冲将原子制备到两个能级的叠加态, 随后让原子在无外场干扰的自由空间中演化一段时间, 使两个能级分量因能级差而累积一个量子相位差, 最后用第二个 $\pi/2$ 脉冲将这个相位差转化为可测量的布居数差异. 通过检测处于高能级的原子数随演化时间的变化, 即可得到干涉条纹, 从而精确提取频率信息.

接下来考虑通过拉姆齐干涉来研究极化子的性质. 对于一个量子多体系统, 描述它的哈密顿量为

$$H = H_0 + V, \quad (9)$$

其中 H_0 描述的是介质系统的哈密顿量, V 描述的是杂质与介质系统之间的相互作用. 由于杂质的粒子数远远小于介质系统的粒子数, 那么按照微扰论的观点, V 可以近似地看成杂质施加在介质系统的外场作用. 当设计两个 $\pi/2$ 脉冲分别为有无 V 的情况, 那么拉姆齐干涉中所能探测的动力学重叠积分因子的形式为

$$S(t) = \langle \psi_0 | e^{iH_0 t} e^{-iH t} | \psi_0 \rangle, \quad (10)$$

这里 $|\psi_0\rangle$ 表示的是介质系统的基态, 由于它是一个多体物态, 所以 (10) 式中的重叠积分因子 $S(t)$ 可以改用量子统计物理中的期望值计算,

$$S(t) = \text{Tr}(e^{iH_0 t} e^{-iH t} \rho_0), \quad (11)$$

其中 ρ_0 是介质系统的密度矩阵. $S(t)$ 是一个时域函数, 对其做傅里叶变换, 使其变换到频域空间可

以得到

$$A(\omega) = \frac{1}{\pi} \Re \left[\int_0^\infty e^{i\omega t} S(t) dt \right]. \quad (12)$$

由于这个频域函数 $A(\omega)$ 正好对应于介质系统的谱函数^[118], 它可以通过射频频谱学方案来测量^[119–125]. 这样, 通过分析 $A(\omega)$ 在微扰外场 V 下的响应行为, 就可以获取极化子的性质.

上面的方法对于处于费米海基态的介质系统是适用的. 然而, 由于量子多体系统的复杂性和当前研究的局限性, 并不是任意的多体物态, 都能用物理图像简单明确的 $|\psi_0\rangle$ 描述, 这就局限了基于 (11) 式计算的研究范围. 在 2016 年, Schmidt 等^[127] 提出, 可以利用泛函绝对值方法 (functional determinant approach, FDA), 推广 (11) 式计算的适用范围. 这一方法的核心思想是, 假如介质系统的哈密顿量可以表达成介质粒子算符的二次型形式, 那么重叠积分因子 $S(t)$ 的计算可以简化为

$$S(t) = \det[1 - n + R(t)n], \quad R(t) = e^{ih_0 t} e^{-i(h_0 + v)t}, \quad (13)$$

式中, h_0 和 v 分别对应 (9) 式中的 H_0 和 V 表达在介质系统子空间的形式. 通过对 $S(t)$ 的时间演化 (如图 10 所示) 进行分析, 就可以得到极化子谱函

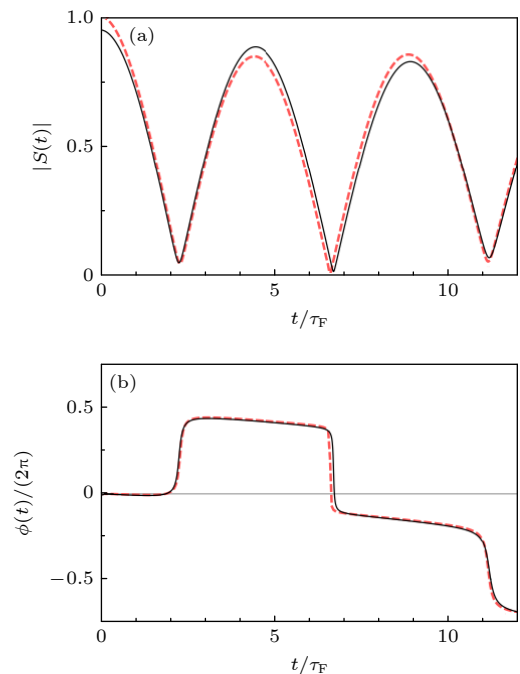


图 10 重叠积分因子 $S(t)$ 及其相位随时间演化的结果. 该图取自文献^[126]

Fig. 10. The temporal evolution of the overlap integral factor $S(t)$ and its phase. This figure is taken from Ref. [126].

数的信息^[126]. 基于这一特点, 不仅是处于费米海的基态^[128], 对于如自旋-轨道耦合^[129]、BCS 配对^[130–132]等多体效应对极化子影响的测量, 也能够通过拉姆齐干涉联系到一起.

3.4 极化子在量子多体物理中的应用与进展

近年来费米极化子被广泛用于研究量子多体系中的相互作用、关联和动力学响应^[101,133]. Ness 等^[134]对极化子-分子态相变进行研究, 表明即使在强关联渡越区, 极化子和分子成分仍可在谱上分辨. Liu 等^[135]的有限温变分理论进一步指出, 温度会引入退相干并改变杂质谱响应, 准粒子谱结构在有限温下仍可保持, 因此杂质谱仍可用于提取介质中的多体关联信息. Hu 等^[136]随后将有限温费米极化子谱函数推广到高阶粒子-空穴激发, 进一步提高了低温下极化子能量和衰变率的定量描述. Chen 等^[137]的重杂质质量隙理论从微观上连接了移动杂质的费米极化子准粒子图像与静态杂质的正交灾变, 并指出准粒子权重的物理来源. 相比于静态杂质引发的 Anderson 正交灾变 ($Z \rightarrow 0$) 中准粒子概念失效, 移动极化子是可以保持有限准粒子权重 ($Z > 0$) 的. 第 3.3 节讨论的 FDA 方法, 能将多体演化映射为单粒子行列式计算, 无需截断即可非微扰处理无限大希尔伯特空间中的全部激发过程, 从而统一描述从移动极化子 ($Z > 0$) 到静态杂质极限 ($Z \rightarrow 0$) 的完整物理图像.

以上这些理论预言和实验谱线之间的对应关系, 构成了费米极化子作为多体物理系统探针的基础. 这一方向上的进展有: Adlong 等^[138]结合 Rabi 振荡实验与理论模拟, 研究了排斥费米极化子的准粒子寿命, 发现其相干性主要受上排斥支内多体退相干限制, 而非向吸引支的弛豫限制. 这一结果说明, 排斥极化子在一定相互作用范围内可作为相对稳定的多体准粒子, 并为利用其探测强排斥费米气体及相关非平衡动力学提供了依据. 在此基础上, Adlong 等^[139]进一步指出, 驱动后的振荡、阻尼和谱权重并非彼此独立的观测量, 而是同一个多体响应在频率域和时间域中的不同表现, 并可呈现正交灾变的动力学特征. Mulkerin 等^[140]对费米海中 Rabi 驱动的自旋 1/2 移动杂质给出了进一步理论描述, 将杂质磁化与修饰云中的费米子数等准粒子性质联系起来, 从而强化了相干驱动作为定量探针

的意义. Wasak 等^[141]则在动力学方程层面刻画 Rabi 动力学中的退相干、动量弛豫和修饰云形成, 使时间域信号能够与具体的介质响应机制对应起来. 费米极化子作为探针也有其适用范围. Vivanco 等^[142]的强驱动实验表明, 在线性响应之外, 若简单地由 Rabi 振荡反推准粒子剩余强度, 可能会得到失真的结果. 因此, 利用费米子杂质作为多体探针时, 必须同时控制驱动强度、温度以及相互作用淬灭方式, 以保证所测得的谱权重、振荡频率和阻尼能够被可靠地解释为介质响应. 类碱土费米原子中的轨道自由度还能形成相干多轨道极化子, 从而为探测通道依赖的多体响应提供新的自由度. Oppong 等^[124]在二维 ^{173}Yb 体系中的实验, 以及石悦然等^[143]关于轨道 Feshbach 共振附近杂质问题的理论研究, 展示了利用多轨道费米杂质探测多通道耦合和轨道依赖关联的可能性. 这使费米子杂质不只是被研究对象, 而可以成为测量多体云结构、通道选择性和动力学响应的局域标尺.

当杂质数目从单个推广到少量时, 费米杂质的量子统计效应会显式进入观测量. 在多杂质情形中, 费米杂质之间的泡利约束会影响可占据态、碰撞通道和有效相互作用的读出. 多个费米极化子之间并非只发生直接相互作用, 它们还会通过背景费米海产生介质诱导相互作用. Baroni 等^[144]实验观测到这种极化子-极化子相互作用, 并发现其强度依赖于杂质的量子统计性质; Levinsen 等^[145]随后从杂质量子统计和介质约束出发给出理论解释, 进一步说明多杂质响应如何编码费米介质的高阶关联. 这表明, 单杂质情形下表现为自能和修饰云的介质响应, 在多杂质情形下会以介质诱导相互作用的形式被直接读出.

4 结 语

极化费米气体展现出丰富而多样的量子物态, 其核心在于不同形式的极化机制对费米面结构及多体物态性质的人工调控. 一方面, 在传统极化气体中, 自旋组分的不均匀性可诱导出具有非零配对动量的 FFLO 超流相. 引入自旋-轨道耦合后, 极化系统的费米面发生畸变, 为 FFLO 相的产生与调控提供了新的维度. 而新兴的交错磁态尽管整体极化率为零, 却通过动量空间交替的极化分布及费米面各向异性, 进一步丰富了 FFLO 相的对称性

特征. 另一方面, 在极化极度增强的极限下, 体系中的少数自旋杂质则演化为极化子准粒子, 脱离集体配对行为而呈现出单粒子与多体环境相互作用的典型特征, 并成为探测量子多体性质的潜在工具. 这些不同层次的极化现象共同构成了极化费米气体的完整物理图景, 并为探索新奇量子多体物态奠定了坚实的基础.

展望未来, 极化费米原子气体有望在量子模拟与人工调控等前沿方向上催生系统性突破. 一方面, 多轨道 Feshbach 共振技术可用于调控不同分波的相互作用, 诱导非常规配对态, 并为探索具有非阿贝尔统计性质的拓扑超流提供可能; 另一方面, 借助含时驱动激光或调制磁场构建动态人造规范场, 可用于研究非平衡稳态下的 FFLO 超流及光场诱导拓扑相变. 在实验探测层面, 量子气体显微镜具备单格点分辨的实时成像能力, 结合量子淬火等动力学手段, 可望在微观尺度上直接追踪极化子准粒子态的形成过程以及超流序参量的空间重排与传播. 此外, 交错磁态与自旋-轨道耦合的融合, 也为在光晶格体系中构筑高陈数拓扑超导态及 Majorana 零能模开辟了新途径. 这些交叉领域的探索, 将会加深对强关联量子物质的理解, 并为拓扑量子计算的物理实现提供多样化的平台.

参考文献

- [1] Bloch I, Dalibard J, Nascimbène S 2012 *Nat. Phys.* **8** 267
- [2] Gross C, Bloch I 2017 *Science* **357** 995
- [3] Yan B 2021 *Physics* **50** 31 (in Chinese) [颜波 2021 物理 **50** 31]
- [4] Xing Y H, Li W T, Liu W M 2022 *Physics* **51** 81 (in Chinese) [邢益辉, 李文通, 刘伍明 2022 物理 **51** 81]
- [5] Tan H, Cao R, Li Y Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 183701 (in Chinese) [谭辉, 曹睿, 李永强 2023 物理学报 **72** 183701]
- [6] He Y Y, Yang B 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 017101 (in Chinese) [何院耀, 杨兵 2025 物理学报 **74** 017101]
- [7] Köhler T, Góral K, Julienne P S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1311
- [8] Chin C, Grimm R, Julienne P, Tiesinga E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225
- [9] Dalibard J, Gerbier F, Juzeliūnas G, Öhberg P 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1523
- [10] Goldman N, Juzeliūnas G, Öhberg P, Spielman I B 2014 *Rep. Prog. Phys.* **77** 126401
- [11] Zhang S L, Zhou Q 2017 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **50** 222001
- [12] Zhang D W, Zhu Y Q, Zhao Y X, Yan H, Zhu S L 2018 *Adv. Phys.* **67** 253
- [13] Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1215
- [14] Luo Y C, Li X P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 226701 (in Chinese) [罗雨晨, 李晓鹏 2022 物理学报 **71** 226701]
- [15] Fulde P, Ferrell R A 1964 *Phys. Rev.* **135** A550
- [16] Larkin A I, Ovchinnikov Y N 1965 *Sov. Phys. JETP* **20** 762
- [17] Kinnunen J J, Baarsma J E, Martikainen J P, Törmä P 2018 *Rep. Prog. Phys.* **81** 046401
- [18] Liu X J, Hu H 2005 *Phys. Rev. A* **72** 063613
- [19] Partridge G B, Strecker K E, Kamar R I, Jack M W, Hulet R G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 020404
- [20] Drummond P D, Kheruntsyan K V 2004 *Phys. Rev. A* **70** 033609
- [21] Liu X J, Hu H, Drummond P D 2007 *Phys. Rev. A* **76** 043605
- [22] Devreese J P A, Wouters M, Tempere J 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043623
- [23] Tiesinga E, Moerdijk A J, Verhaar B J, Stoof H T C 1992 *Phys. Rev. A* **46** R1167
- [24] Moerdijk A J, Verhaar B J, Axelsson A 1995 *Phys. Rev. A* **51** 4852
- [25] Vogels J M, Tsai C C, Freeland R S, Kokkelmans S J J M F, Verhaar B J, Heinzen D J 1997 *Phys. Rev. A* **56** R1067
- [26] Tiesinga E, Verhaar B J, Stoof H T C 1993 *Phys. Rev. A* **47** 4114
- [27] Ketterle W, Zwierlein M W 2008 arXiv: 0801.2500 [cond-mat.other]
- [28] Carlson J, Reddy S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 060401
- [29] Zwierlein M W, Schirotzek A, Schunck C H, Ketterle W 2006 *Science* **311** 492
- [30] Chen Q, Stajic J, Tan S, Levin K 2005 *Phys. Rep.* **412** 1
- [31] Wolak M J, Rousseau V G, Miniatura C, Grémaud B, Scalettar R T, Batrouni G G 2010 *Phys. Rev. A* **82** 013614
- [32] Wei X, Gao C, Asgari R, Wang P, Xianlong G 2018 *Phys. Rev. A* **98** 023631
- [33] Wei X B, Meng Y M, Wu Z M, Gao X L 2015 *Chin. Phys. B* **24** 117101
- [34] Liao Y A, Rittner A S C, Paprotta T, Li W, Partridge G B, Hulet R G, Baur S K, Mueller E J 2010 *Nature* **467** 567
- [35] Hu H, Liu X J 2006 *Phys. Rev. A* **73** 051603
- [36] Silotri S A 2010 *Phys. Rev. A* **81** 013623
- [37] Sheehy D E, Radzihovsky L 2007 *Ann. Phys.* **322** 1790
- [38] Zhang W, Duan L M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 042710
- [39] Gubbels K B, Stoof H T C 2013 *Phys. Rep.* **525** 255
- [40] Chien C C, Chen Q, He Y, Levin K 2006 *Phys. Rev. A* **74** 021602
- [41] Pieri P, Strinati G C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 150404
- [42] Zwierlein M W, Schunck C H, Schirotzek A, Ketterle W 2006 *Nature* **442** 54
- [43] Sheehy D E, Radzihovsky L 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 060401
- [44] Jensen L M, Kinnunen J, Törmä P 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033620
- [45] Caldas H 2007 *J. Stat. Mech.: Theory Exp.* **2007** P11012
- [46] De Silva T N, Mueller E J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 070402
- [47] Baur S K, Basu S, De Silva T N, Mueller E J 2009 *Phys. Rev. A* **79** 063628
- [48] Imambekov A, Bolech C J, Lukin M, Demler E 2006 *Phys. Rev. A* **74** 053626
- [49] Ruseckas J, Juzeliūnas G, Öhberg P, Fleischhauer M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 010404
- [50] Osterloh K, Baig M, Santos L, Zoller P, Lewenstein M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 010403
- [51] Zhai H 2015 *Rep. Prog. Phys.* **78** 026001
- [52] Lin Y J, Jiménez-García K, Spielman I B 2011 *Nature* **471** 83
- [53] Wang P, Yu Z Q, Fu Z, Miao J, Huang L, Chai S, Zhai H,

- Zhang J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 095301
- [54] Cheuk L W, Sommer A T, Hadzibabic Z, Yefsah T, Bakr W S, Zwierlein M W 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 095302
- [55] Higbie J, Stamper-Kurn D M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 090401
- [56] Shi T T, Wang L J, Wang J K, Zhang W 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 016701 (in Chinese) [施婷婷, 汪六九, 王璟琨, 张威 2020 物理学报 **69** 016701]
- [57] Zhu S L, Fu H, Wu C J, Zhang S C, Duan L M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 240401
- [58] Xu Y, Qu C, Gong M, Zhang C 2014 *Phys. Rev. A* **89** 013607
- [59] Zheng Z, Gong M, Zou X, Zhang C, Guo G 2013 *Phys. Rev. A* **87** 031602
- [60] Wu F, Guo G C, Zhang W, Yi W 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 110401
- [61] Hu H, Liu X J 2013 *New J. Phys.* **15** 093037
- [62] Wu F, Guo G C, Zhang W, Yi W 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043614
- [63] Zheng Z, Gong M, Zhang Y, Zou X, Zhang C, Guo G 2014 *Sci. Rep.* **4** 6535
- [64] Gor'kov L P, Rashba E I 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037004
- [65] Wan P, Zheliuk O, Yuan N F Q, Peng X, Zhang L, Liang M, Zeitler U, Wiedmann S, Hussey N E, Palstra T T M, Ye J 2023 *Nature* **619** 46
- [66] Yuan N F Q, Fu L 2021 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **118** e2019063118
- [67] Iskin M, Subaşı A L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 050402
- [68] Iskin M 2013 *Phys. Rev. A* **88** 013631
- [69] Iskin M 2012 *Phys. Rev. A* **86** 065601
- [70] Yu D, Zhang W, Liu W M 2019 *Phys. Rev. A* **100** 053612
- [71] Zhang C, Tewari S, Lutchny R M, Sarma S D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 160401
- [72] Qu C, Zheng Z, Gong M, Xu Y, Mao L, Zou X, Guo G, Zhang C 2013 *Nat. Commun.* **4** 2710
- [73] Zhang W, Yi W 2013 *Nat. Commun.* **4** 2711
- [74] Cao Y, Zou S H, Liu X J, Yi S, Long G L, Hu H 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 115302
- [75] Xu Y, Chu R L, Zhang C 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 136402
- [76] Zhu S L, Shao L B, Wang Z D, Duan L M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 100404
- [77] Zhou J, Zhang W, Yi W 2011 *Phys. Rev. A* **84** 063603
- [78] Šmejkal L, Sinova J, Jungwirth T 2022 *Phys. Rev. X* **12** 031042
- [79] Šmejkal L, Sinova J, Jungwirth T 2022 *Phys. Rev. X* **12** 040501
- [80] Fu P H, Mondal S, Liu J F, Tanaka Y, Cayao J 2026 *Phys. Rev. Lett.* **136** 066703
- [81] Zhang S B, Hu L H, Neupert T 2024 *Nat. Commun.* **15** 1801
- [82] Chakraborty D, Black-Schaffer A M 2024 *Phys. Rev. B* **110** L060508
- [83] Hong S, Park M J, Kim K M 2025 *Phys. Rev. B* **111** 054501
- [84] Sim G, Knolle J 2025 *Phys. Rev. B* **112** L020502
- [85] Hu H, Liu Z, Liu X J 2025 *Phys. Rev. B* **112** 184501
- [86] Liu Z, Hu H, Liu X J 2025 *Rep. Prog. Phys.* **89** 094501
- [87] Feiguin A E, Fisher M P A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 025303
- [88] Yang F, Chen L Q 2025 *Phys. Rev. B* **112** L220502
- [89] Li C, Hou J X, Zhang F C, Zhang S B, Hu L H 2026 *Phys. Rev. Lett.* **136** 116701
- [90] Zyuzin A A 2024 arXiv: 2402.15459 [cond-mat.supr-con]
- [91] Ghorashi S A A, Hughes T L, Cano J 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 106601
- [92] Zhu D, Zhuang Z Y, Wu Z, Yan Z 2023 *Phys. Rev. B* **108** 184505
- [93] Li Y X 2024 *Phys. Rev. B* **109** 224502
- [94] Ezawa M 2024 *Phys. Rev. B* **110** 165429
- [95] Liu Z, Hu H, Liu X J 2026 *Phys. Rev. B* **113** 024518
- [96] Chevy F 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063628
- [97] Combescot R, Recati A, Lobo C, Chevy F 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 180402
- [98] Combescot R, Giraud S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 050404
- [99] Schirotzek A, Wu C H, Sommer A, Zwierlein M W 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 230402
- [100] Chevy F, Mora C 2010 *Rep. Prog. Phys.* **73** 112401
- [101] Schmidt R, Knap M, Ivanov D A, You J S, Cetina M, Demler E 2018 *Rep. Prog. Phys.* **81** 024401
- [102] Punk M, Dumitrescu P T, Zwerger W 2009 *Phys. Rev. A* **80** 053605
- [103] Bruun G M, Massignan P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 020403
- [104] Zöllner S, Bruun G M, Pethick C J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 021603
- [105] Mathy C J M, Parish M M, Huse D A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 166404
- [106] Parish M M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 051603
- [107] Chen J G, Deng T S, Yi W, Zhang W 2016 *Phys. Rev. A* **94** 053627
- [108] Peng C, Liu R, Zhang W, Cui X 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063312
- [109] Shi Y R, Chen J G, Gao K Y, Zhang W 2022 *Chin. Phys. B* **31** 80305
- [110] Tan S 2008 *Ann. Phys.* **323** 2952
- [111] Tan S 2008 *Ann. Phys.* **323** 2971
- [112] Tan S 2008 *Ann. Phys.* **323** 2987
- [113] Yi W, Zhang W 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 140402
- [114] Liu R, Peng C, Cui X 2022 *Cell Rep. Phys. Sci.* **3** 100993
- [115] Liu R, Cui X 2024 *AAPPS Bull.* **34** 29
- [116] Kohstall C, Zaccanti M, Jag M, Trenkwalder A, Massignan P, Bruun G M, Schreck F, Grimm R 2012 *Nature* **485** 615
- [117] Grynberg G, Aspect A, Fabre C, Cohen-Tannoudji C 2010 *Introduction to Quantum Optics: From the Semi-classical Approach to Quantized Light* (Cambridge: Cambridge University Press) pp168-170
- [118] Haussmann R, Punk M, Zwerger W 2009 *Phys. Rev. A* **80** 063612
- [119] Schmidt R, Enss T 2011 *Phys. Rev. A* **83** 063620
- [120] Schmidt R, Enss T, Pietilä V, Demler E 2012 *Phys. Rev. A* **85** 021602
- [121] Levinsen J, Massignan P, Chevy F, Lobo C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 075302
- [122] Shashi A, Grusdt F, Abanin D A, Demler E 2014 *Phys. Rev. A* **89** 053617
- [123] Christensen R S, Bruun G M 2015 *Phys. Rev. A* **91** 042702
- [124] Darkwah Oppong N, Riegger L, Bettermann O, Höfer M, Levinsen J, Parish M M, Bloch I, Fölling S 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 193604
- [125] Hu H, Wang J, Liu X J 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 153403
- [126] Parish M M, Levinsen J 2016 *Phys. Rev. B* **94** 184303
- [127] Schmidt R, Sadeghpour H R, Demler E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 105302
- [128] Knap M, Shashi A, Nishida Y, Imambekov A, Abanin D A, Demler E 2012 *Phys. Rev. X* **2** 041020
- [129] Zhou L, Cui X, Yi W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 195301
- [130] Yi W, Cui X 2015 *Phys. Rev. A* **92** 013620
- [131] Wang J, Liu X J, Hu H 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 175301
- [132] Rodríguez E R, Gievers M, Schmidt R 2026 *Phys. Rev. Lett.*

- 136 243401
- [133] Scazza F, Zaccanti M, Massignan P, Parish M M, Levinsen J 2022 *Atoms* **10** 55
- [134] Ness G, Shkedrov C, Florshaim Y, Diessel O K, von Milczewski J, Schmidt R, Sagi Y 2020 *Phys. Rev. X* **10** 041019
- [135] Liu W E, Levinsen J, Parish M M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 205301
- [136] Hu H, Wang J, Liu X J 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 083403
- [137] Chen X, Dizer E, Rodríguez E R, Schmidt R 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 193401
- [138] Adlong H S, Liu W E, Scazza F, Zaccanti M, Oppong N D, Fölling S, Parish M M, Levinsen J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 133401
- [139] Adlong H S, Liu W E, Turner L D, Parish M M, Levinsen J 2021 *Phys. Rev. A* **104** 043309
- [140] Mulkerin B C, Levinsen J, Parish M M 2024 *Phys. Rev. A* **109** 023302
- [141] Wasak T, Sighinolfi M, Lang J, Piazza F, Recati A 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 183001
- [142] Vivanco F J, Schuckert A, Huang S, Schumacher G L, Assumpção G G T, Ji Y, Chen J, Knap M, Navon N 2025 *Nat. Phys.* **21** 564
- [143] Shi Y R, Lu Z C, Wang J K, Zhang W 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 040305 (in Chinese) [石悦然, 卢倬成, 王璟琨, 张威 2019 *物理学报* **68** 040305]
- [144] Baroni C, Huang B, Fritsche I, Dobler E, Anich G, Kirilov E, Grimm R, Bastarrachea-Magnani M A, Massignan P, Bruun G M 2024 *Nat. Phys.* **20** 68
- [145] Levinsen J, Marchetti F M, Bleu O, Parish M M 2026 *Sci. Post Phys.* **21** 025

SPECIAL TOPIC—Ultracold atomic and molecular physics

Quantum many-body physics in polarized Fermi gases^{*}

ZHENG Zhen^{1)2)†} WU Yuanxi¹⁾²⁾ YU Lang¹⁾²⁾ WANG Zidan¹⁾²⁾³⁾

1) (*Guangdong Basic Research Center of Excellence for Structure and Fundamental Interactions of Matter, Key Laboratory of Atomic and Subatomic Structure and Quantum Control (Ministry of Education), School of Physics, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

2) (*Guangdong-Hong Kong Joint Laboratory of Quantum Matter, Frontier Research Institute for Physics, Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

3) (*HK Institute of Quantum Science & Technology, The University of Hong Kong, Hong Kong, China*)

(Received 17 May 2026; revised manuscript received 21 June 2026)

Abstract

This paper presents a review of diverse superfluid pairing mechanisms and their associated many-body states in polarized Fermi gases. Based on the Bardeen-Cooper-Schrieffer theory, we analyze the role of Fermi surface properties in governing atomic pairing behavior, and subsequently introduce the finite-momentum pairing mechanism. Then we examine how spin-orbit coupling, serving as an artificial gauge field, modulates these finite-momentum pairing states. Furthermore, we focus on the altermagnetic state, which is characterized by broken time-reversal symmetry and vanishing net magnetization. We discuss that its alternating polarization in the momentum space can lead to the Fermi surface anisotropy that generates unconventional pairing associated with the spatial point-group symmetry. Finally, we discuss the polaron with the quasiparticle behavior manifested by minority impurity atoms in the extreme polarization limit, and explore its applications in probing many-body physics. The above investigations reveal the rich phase diagram of polarized Fermi gases spanning from collective pairing to single-impurity excitations, and lay the theoretical and experimental groundwork for the exploration of novel quantum many-body states.

Keywords: ultracold atoms, degenerate Fermi gas, BCS theory, collective excitations

DOI: 10.7498/aps.75.20260701

CSTR: 32037.14.aps.75.20260701

^{*} Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1405304) and the Guangdong Basic and Applied Basic Research Foundation, China (Grant No. 2026A1515012354).

[†] Corresponding author. E-mail: zhengzhen@m.scnu.edu.cn



极化费米原子气体中的量子多体物理

郑振 吴元熹 禹浪 汪子丹

Quantum many-body physics in polarized Fermi gases

ZHENG Zhen WU Yuanxi YU Lang WANG Zidan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 200303 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260701

CSTR: 32037.14.aps.75.20260701

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于冷原子的非平衡量子多体物理研究

Non-equilibrium quantum many-body physics with ultracold atoms

物理学报. 2023, 72(23): 230701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231375>

自旋-轨道耦合玻色气体中集体激发动力学

Collective excitation dynamics in spin-orbit coupled Bose gases

物理学报. 2025, 74(14): 147101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250411>

杨振宁先生和冷原子物理

Impact of Chen-Ning Yang's theoretical work on ultracold atomic physics

物理学报. 2022, 71(18): 186701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221322>

基于哈伯德模型的超冷原子量子模拟研究进展

Recent research progress of ultracold-atom quantum simulation of Fermi-Hubbard model

物理学报. 2025, 74(1): 017101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241595>

超冷原子气体中的孤子共振与反共振调控

Regulation of resonance and anti-resonance of soliton in ultracold atomic gases

物理学报. 2025, 74(11): 110501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250177>

量子多体系统中的拓扑序与分数化激发

Topological order and fractionalized excitations in quantum many-body systems

物理学报. 2024, 73(7): 070301 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240222>