

专题: 非线性系统理论及其前沿应用

周期莫尔晶格中里德伯缀饰玻色气体的基态结构*

许丽¹⁾ 陈思霖²⁾ 杨雪滢^{3)†} 张晓斐^{2)‡}

1) (山西工程技术学院基础课教学部, 阳泉 045000)

2) (陕西科技大学物理系, 西安 710021)

3) (国防科技大学理学院, 长沙 410073)

(2022年12月2日收到; 2023年1月1日收到修改稿)

里德伯缀饰和自旋轨道耦合的实验实现极大地拓宽了冷原子作为量子模拟平台的研究视野. 本文研究了莫尔晶格中里德伯缀饰自旋轨道耦合玻色气体的基态结构, 探索了非局域里德伯相互作用和自旋轨道耦合强度对该系统基态的影响. 研究发现, 当出现非局域里德伯相互作用时, 系统不再具有平移对称性, 倾向于形成更多更规则的周期性结构; 当存在自旋轨道耦合相互作用时, 系统的基态在此周期性结构的基础上, 将呈现出更加丰富的内部结构.

关键词: 玻色气体, 里德伯缀饰, 莫尔晶格

PACS: 03.75.Lm, 03.75.Mn, 67.85.Bc

DOI: 10.7498/aps.72.20222292

1 引言

超冷原子系统作为全新的量子模拟平台, 在基础物理研究和应用科学方面意义重大. 近年来, 超冷原子物理领域最激动人心的突破性进展之一就是人造自旋轨道耦合的实验实现. 随着低温物理实验技术的快速发展, 人们通过拉曼激光缀饰等实验技术先后在超冷原子系统中实现了不同维度和不同类型的自旋轨道耦合形式^[1-9], 促进了拓扑超流、超固条纹态、量子液滴等新奇量子多体物态和新奇量子现象的发现^[10-14].

随着里德伯原子实验技术的发展, 通过里德伯缀饰技术, 即利用激光和原子相互作用产生有效的原子间软核碰撞, 可以在实验上实现一种全新的相互作用-软核相互作用^[15-18]. 与偶极相互作用相比,

软核相互作用是一种长程各向同性的相互作用. 虽然其数学形式相对简单, 但隐藏在其背后的物理图像却异常丰富^[19,20]. 当软核势足够强时, 旋子能隙变成零, 进而导致自发的平移对称性破缺, 这就为实现超固态提供了另外一种实验可能^[21-24]. 在这些新的自旋轨道耦合类型和新的原子间相互作用共同影响下, 超冷原子系统可能存在新奇的量子物态和非平庸量子多体动力学现象将是一个非常有趣的课题.

莫尔晶格是指两个相同或者相似的周期结构重叠形成的复合结构. 当子晶格间的晶格常数不相同或在其重叠时存在一定的转角, 则将在子晶格周期的基础上, 产生一套长周期图样, 形成所谓的莫尔条纹^[25]. 近年来, 莫尔晶格在物理学各个领域均引起了研究者们极大的兴趣, 人们通过构造类似的堆叠结构得到不同类型的莫尔晶格, 如光学莫尔

* 国家自然科学基金(批准号: 12175129)、中国科学院前沿科学重点研究计划(批准号: ZDBS-LY-7016)、陕西省高校青年创新团队、山西工程技术学院科研项目(批准号: 2022004)和山西工程技术学院“1331工程”校内培育项目(批准号: 2019XF-04)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xyang@nudt.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xfzhang@sust.edu.cn

晶格、声学莫尔晶格、力学莫尔晶格等^[26,27]. 随着冷原子物理研究的深入, 莫尔光晶格也吸引了冷原子领域研究者的注意, 用于模拟凝聚态物理中的相关物理现象^[28–30]. 最近, 山西大学张靖研究组^[31]成功将玻色凝聚体装载于双层光晶格势, 并借此平台观察到了空间莫尔条纹和动量衍射, 进而证实了双层晶格中原子超流体的存在.

目前, 关于同时具有自旋轨道耦合和非局域里德伯相互作用玻色气体的研究相对较少, 且先前工作大都集中于无外势、简谐势、单层光晶格等外势. 受到莫尔晶格丰富物理现象的启发, 本文考虑囚禁于莫尔晶格中的里德伯缀饰玻色气体, 作为初步尝试, 研究主要集中于系统的基态结构, 探索了非局域里德伯相互作用和自旋轨道耦合强度对该系统基态的影响. 研究发现, 在非局域里德伯相互作用下, 系统不再具有平移对称性, 从而形成规则的周期性结构; 当存在自旋轨道耦合相互作用时, 系统的基态在此周期性结构的基础上, 将呈现出丰富的内部结构.

2 理论模型

考虑囚禁在准二维莫尔晶格中的里德伯缀饰玻色气体, 在平均场近似下, 该系统的哈密顿量可以表示为 $\mathcal{H} = \mathcal{H}_s + \mathcal{H}_{\text{int}}$ ^[20], 其中

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_s &= \int \Psi^*(r) \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + \mathcal{V}_{\text{so}} + V(r) \right] \Psi(r) d^2r, \\ \mathcal{H}_{\text{int}} &= \frac{1}{2} \int d^2r \sum_{i,j=\uparrow,\downarrow} g_{ij} \psi_i^*(r) \psi_j^*(r) \psi_j(r) \psi_i(r) \\ &\quad + \frac{1}{2} \int d^2r d^2r' \sum_{i,j=\uparrow,\downarrow} \psi_i^*(r) \psi_j^*(r') U_{ij} \\ &\quad \times (r - r') \psi_j(r') \psi_i(r). \end{aligned} \quad (1)$$

方程 (1) 中, \mathcal{H}_s 和 \mathcal{H}_{int} 分别描述了系统的单粒子和相互作用哈密顿量, $\Psi = (\psi_\uparrow, \psi_\downarrow)^T$ 为系统的旋量序参量, \uparrow 和 \downarrow 为赝自旋指标, m 为原子质量. 系统序参量满足归一化条件 $\int d^2r \Psi^\dagger \Psi = N$, N 为系统总粒子数. 本文考虑 Rashba 类型的自旋轨道耦合, 其形式可以表示为 $\mathcal{V}_{\text{so}} = -i\hbar\kappa(\sigma_x \partial_x + \sigma_y \partial_y)$, 其中, κ 为自旋轨道耦合强度, $\sigma_{x,y}$ 为泡利矩阵. 非局域里德伯相互作用可以表示为

$$U_{ij}(r) = C_6^{ij} / (R_c^6 + |r|^6), \quad (2)$$

其中, C_6^{ij} 和 R_c 分别为相互作用强度和里德伯阻塞半径^[17]. 为了得到准二维的莫尔晶格外势, 可以假设系统在 z 方向上受到一个非常强的简谐势的束缚, 其频率为 ω_z , 特征长度为 $a_z = \sqrt{\hbar/m\omega_z}$. 这时, 系统在 z 方向被“冻结”于基态, 有效的准二维种内和种间原子接触相互作用可以表达为 $g_{\uparrow\uparrow(\downarrow\downarrow)} = \frac{2\sqrt{2\pi\hbar^2} a_{\uparrow\uparrow(\downarrow\downarrow)}}{ma_z}$ 和 $g_{\uparrow\downarrow} = g_{\downarrow\uparrow} = \frac{2\sqrt{2\pi\hbar^2} a_{\uparrow\downarrow}}{ma_z}$. 这里, $a_{\uparrow\uparrow(\downarrow\downarrow)}$ 和 $a_{\uparrow\downarrow}$ 为相应的 s-波散射长度, 其大小和正负可以通过 Feshbach 共振技术来调节^[32].

本文所考虑的准二维莫尔晶格外势可以通过两套正方光晶格 $V_1(x, y)$ 和 $V_2(x', y')$ 互相转过一定的角度 θ 再重叠构成, 其表达式可以表示为

$$\begin{aligned} V(x, y) &= p_1 [\cos(2x) + \cos(2y)] \\ &\quad + p_2 [\cos(2x') + \cos(2y')], \end{aligned} \quad (3)$$

其中, p_1 和 p_2 分别为子晶格 V_1 和 V_2 的振幅. (x', y') 和 (x, y) 满足如下关系^[30]:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}. \quad (4)$$

从 (3) 式和 (4) 式不难看出, 通过改变子晶格的振幅或子晶格间的旋转角度, 可以得到不同结构的莫尔外势, 它们既可以是周期结构, 也可以是非周期结构. 早期研究表明, 对于由两个正方形格子构成的莫尔晶格, 只要满足勾股数通用公式, 也就是旋转角为勾股角, 所得到的莫尔晶格均为周期性莫尔晶格. 图 1 为在相同子晶格振幅 $p_1 = p_2 = 1$ 时, 不同旋转角所对应的莫尔外势. 不难看出, 图 1(a) 和图 1(c) 均满足勾股数通用公式, 所呈现的莫尔晶格为周期性莫尔晶格. 鉴于莫尔晶格的丰富物理结构, 人们可以开展基于冷原子系统的非局域-局域相变等传统凝聚态物理中的相关物理现象研究. 为了便于讨论并突出非局域里德伯和自旋轨道耦合相互作用对系统的影响, 本文选取 $p_1 = p_2 = 1$, $\tan \theta = 3/4$. 此时, 两个子晶格具有相等的振幅, 并叠加成为一个具有周期性排列结构的莫尔晶格, 如图 1(c) 所示. 值得一提的是, 对于其他周期性莫尔晶格, 本文所考虑的物理系统呈现出类似的结果. 同时, 本文考虑具有 $SU(2)$ 对称性的两体接触相互作用 $g_{\uparrow\uparrow} = g_{\downarrow\downarrow} = g_{\uparrow\downarrow} = g_{\downarrow\uparrow} = g$, 并假设 $C_6^{11} = C_6^{22} = C_6^{12} = C_6^{21} = C_6$. 采用虚时演化方法得到莫尔晶格中里德伯缀饰玻色气体的基态结构^[33]. 计算时, 采用自然单位 $\hbar = m = 1$, 分别选取不同类

型数据作为初始波函数, 并演化足够长时间确保得到系统真实的基态.

3 研究结果

首先考虑没有非局域里德伯和自旋轨道耦合相互作用的情况. 图 2 显示了当自旋轨道耦合和非局域里德伯相互作用均为零, 而短程接触相互作用

改变时系统的基态密度和相位分布. 第 1 和第 3 列分别显示了玻色气体的密度分布, 而第 2 和第 4 列为其对应的相位分布图. 从密度分布图不难发现, 原子趋向于分布在周期莫尔晶格外势中的势阱底部, 形成一个二维周期性排列的点阵结构; 在此基础上, 原子也分布在周期莫尔晶格的每一个势垒周围, 形成另一个二维周期性正方形结构, 如图 2(a) 和图 2(b) 中第 1 和第 3 列所示. 值得注意的是, 当

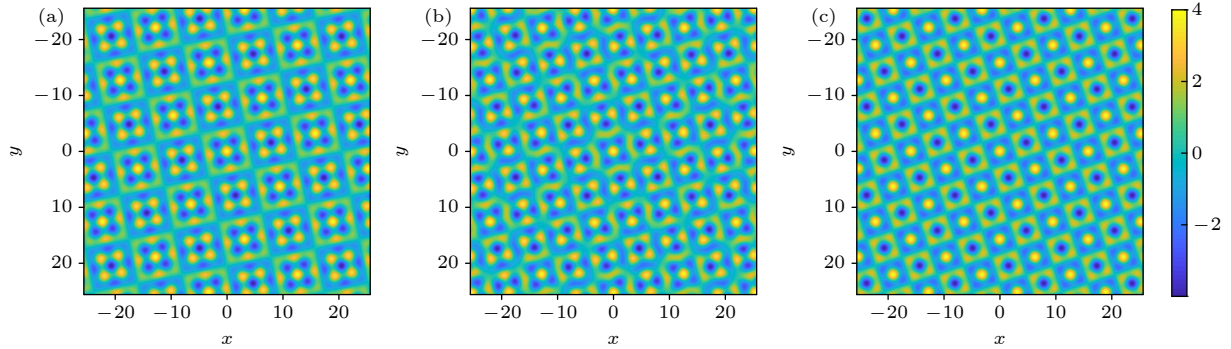


图 1 相同子晶格振幅下不同旋转角所对应的莫尔外势 ($p_1 = p_2 = 1$): (a) $\tan \theta = 5/12$; (b) $\tan \theta = 3^{-1/2}$; (c) $\tan \theta = 3/4$
 Fig. 1. Moiré potential corresponding to different rotation angles at the same sublattice amplitude ($p_1 = p_2 = 1$): (a) $\tan \theta = 5/12$; (b) $\tan \theta = 3^{-1/2}$; (c) $\tan \theta = 3/4$.

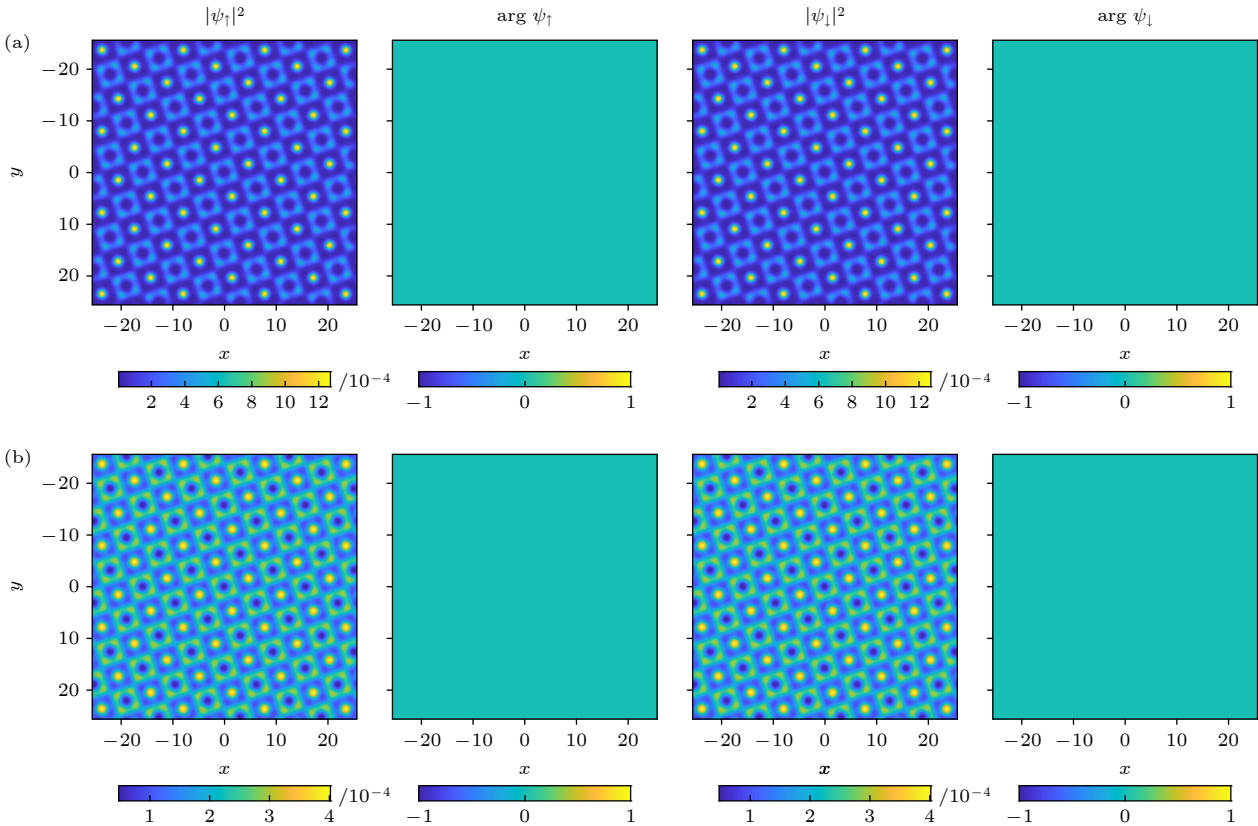


图 2 周期莫尔晶格中里德伯缀饰玻色气体的基态密度和相位分布图 (a) $g = 1000$, $C_6 = \kappa = 0$; (b) $g = 8000$, $C_6 = \kappa = 0$
 Fig. 2. Density and phase distributions of Rydberg-dressed Bose gas confined in periodic moiré lattices: (a) $g = 1000$, $C_6 = \kappa = 0$; (b) $g = 8000$, $C_6 = \kappa = 0$.

原子间短程接触相互作用变强时,越来越多的原子跃过周期性势阱分布在周期性势垒周围,但仍保持双周期的密度分布结构,如图 2(b) 所示,此时,原子间短程接触相互作用 $g = 8000$.

通过观察对应的相位分布图(图 2 中第 2 和第 4 列),不难发现,当系统有且仅有短程接触相互作用时,整个系统的相位取一固定值,相位在整个空间没有变化,这与后续引入自旋轨道耦合的情况形成鲜明对比,说明短程接触相互作用并不会在系统中产生非平庸的拓扑结构,单靠改变其强度无法得到奇异的量子态.

接下来考虑系统只有非局域里德伯相互作用的情况.图 3 显示了当短程接触相互作用和自旋轨道耦合均为零,而非局域里德伯相互作用改变时系统的基态密度和相位分布,每一列所显示的含义和图 2 一样.图 3(a) 展示的是当非局域里德伯相互作用强度取值较小,即 $C_6 = 1000$ 时,系统的密度和相位分布图.不难发现,和图 2(a) 相比,原子也是分布在周期莫尔晶格外势的势阱底部和势垒周围,均形成二维周期性排列结构.仔细观察围绕每

个势垒的密度分布,可发现原子不再连续分布在势垒周围,而是形成离散的四边框结构.随着非局域里德伯相互作用的增强,4 个边框也逐渐变小,最后演变为四点结构,如图 3(b) 所示.此时,非局域里德伯相互作用强度 $C_6 = 20000$,通过观察二维点阵的四周,不难发现,周期莫尔晶格每个势阱及其四周的势垒共同形成一个八瓣花结构(图 3(b) 中红色正方形虚线框).从物理角度不难理解这个现象:非局域里德伯相互作用和偶极-偶极相互作用相比,是一种长程各向同性的相互作用,随着其强度增大,原子间相互作用势必也会增强.另一方面,前期研究结果表明,非局域的里德伯相互作用会诱导旋子激发,当其强度足够强时,旋子能隙变成零,进而导致自发的平移对称性破缺,形成周期性排列的密度分布^[34].因此,随着非局域里德伯相互作用的增强,系统倾向于形成更多的周期性晶胞结构.

图 3 中第 2 和第 4 列展示了系统的相位分布,和短程接触相互作用一样,非局域里德伯相互作用也不会为系统带来相位变化.因此,仅有短程接触

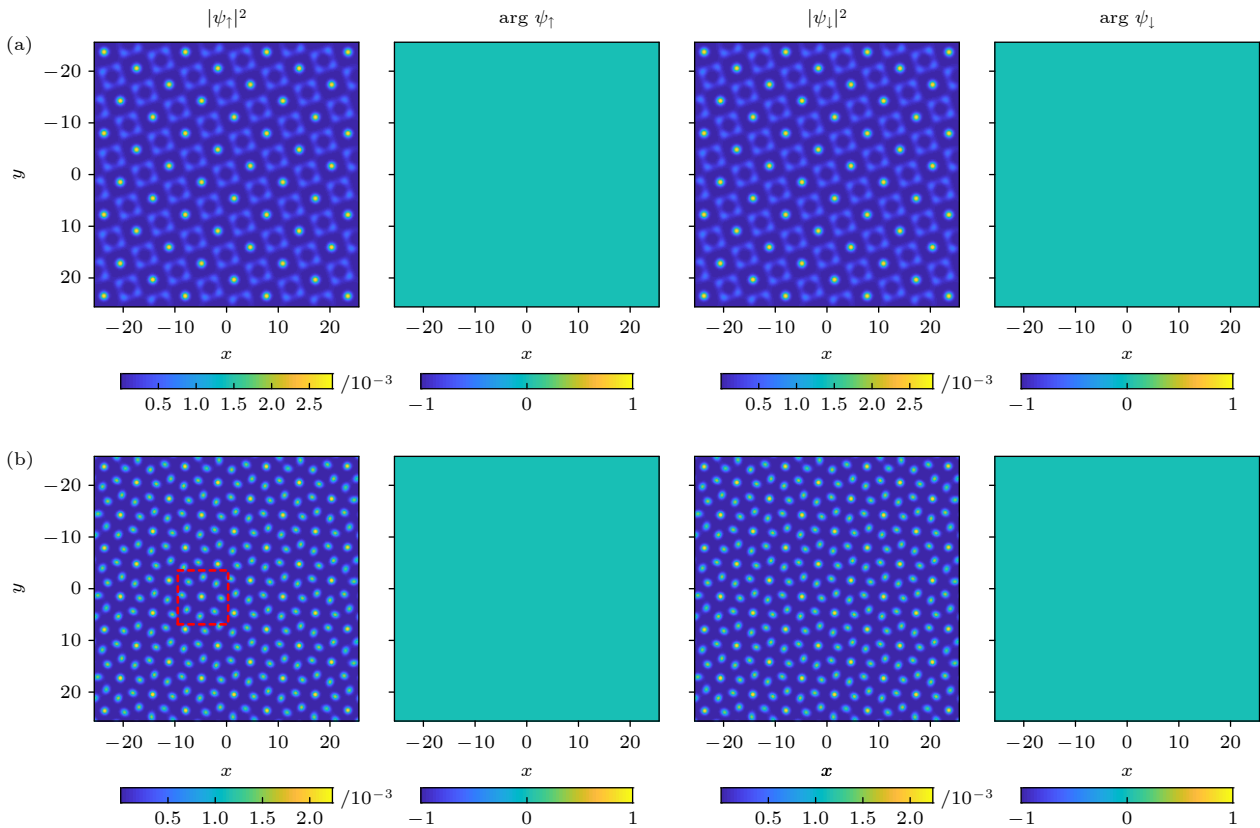


图 3 周期莫尔晶格中里德伯缀饰玻色气体的基态密度和相位分布图 (a) $C_6 = 1000$, $g = \kappa = 0$; (b) $C_6 = 20000$, $g = \kappa = 0$

Fig. 3. Density and phase distributions of Rydberg-Dressed Bose gas confined in periodic moiré lattices: (a) $C_6 = 1000$, $g = \kappa = 0$; (b) $C_6 = 20000$, $g = \kappa = 0$.

相互作用或非局域里德伯相互作用的系统所呈现的拓扑结构通常来讲比较平庸, 只能通过旋转或引入其他物理参数来获取非平庸的拓扑量子态.

最后讨论引入自旋轨道耦合后, 随着其强度的增大, 系统的基态密度, 特别是相位所呈现的变化. 图 4 显示了当系统短程接触相互作用和非局域里德伯相互作用固定为 $g = C_6 = 1000$, 而自旋轨道耦合强度逐渐增大时系统的基态密度和相位分布. 通过与图 2 和图 3 对比, 不难发现, 系统最突出的变化是其相位不再固定, 而是随着空间的变化而呈现出周期性的变化, 这也直接导致周期性排列的点阵和四边框结构进一步形成丰富的内部结构, 如图 4 中第 2 和第 4 列所示. 当自旋轨道耦合强度相对较小时, 如 $\kappa = 3$ (见图 4(a)), 在点阵的每一个

晶胞内部, 两分量玻色气体从先前的相混合状态逐渐变为方位角相分离状态; 而在四边框结构的每一个晶胞内部, 连续密度分布逐渐演变为交替排列的条纹态, 非常类似于自旋轨道耦合硬核玻色气体中的条纹态^[35]. 逐渐增大自旋轨道耦合强度, 如 $\kappa = 5$ (见图 4(b)), 一方面, 周期莫尔晶格势垒周围形成的沿方位角分布的条纹态的条纹数也随之增加^[36]; 另一方面, 点阵晶胞里的方位角相分离也演化为交错排列的一维条纹态. 值得注意的是, 当自旋轨道耦合强度足够大时, 如 $\kappa = 10$ (见图 4(c)), 不仅两类晶胞里的条纹数目增加, 点阵晶胞里的条纹态也从一维变为二维条纹态.

众所周知, 拓扑激发, 作为反映超流特性的重要标志, 起源于序参量中外部和内部自由度的相互

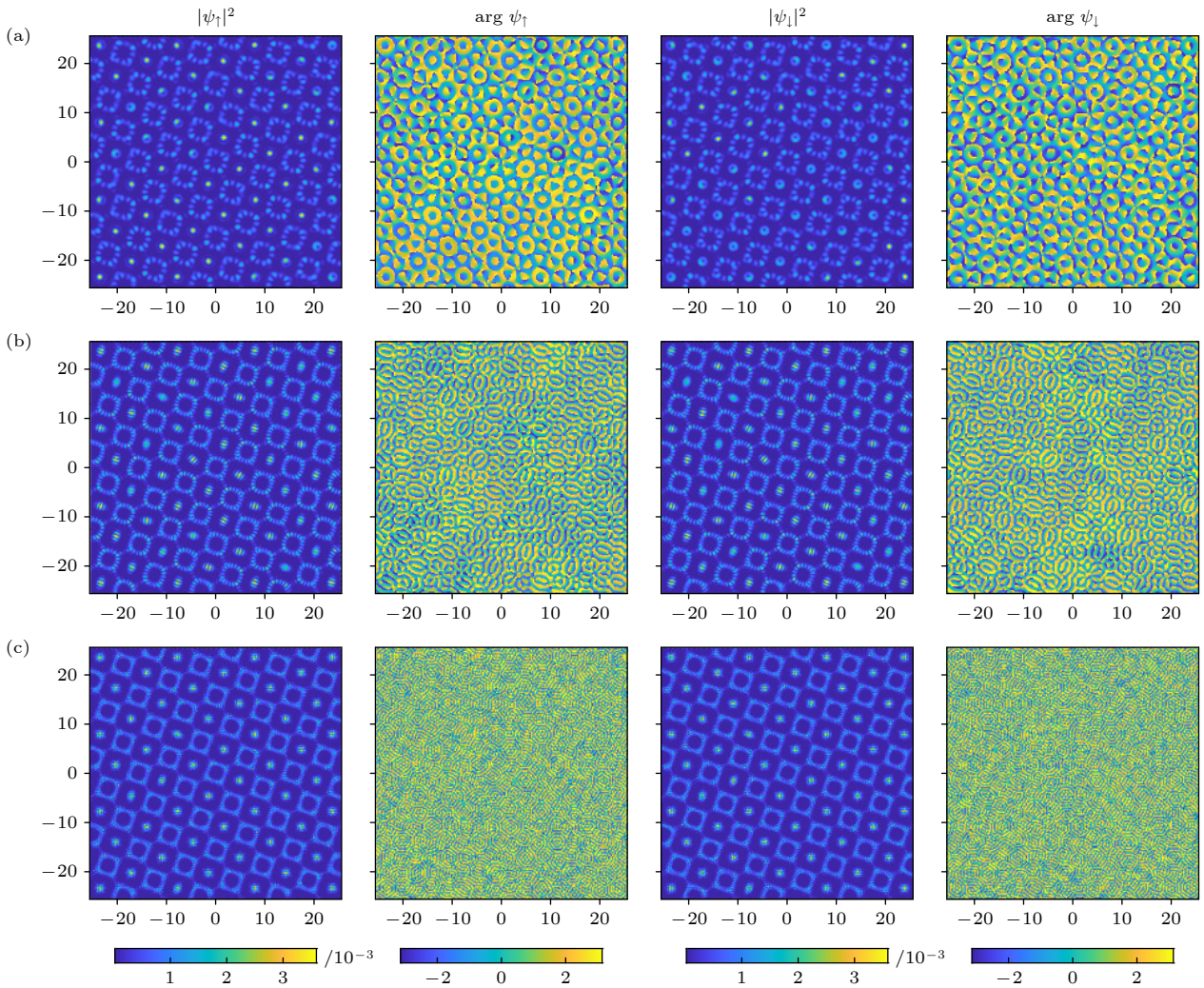


图 4 周期莫尔晶格中里德伯缀饰玻色气体的基态密度和相位分布图 (a) $\kappa = 3$, $g = C_6 = 1000$; (b) $\kappa = 5$, $g = C_6 = 1000$; (c) $\kappa = 10$, $g = C_6 = 1000$

Fig. 4. Density and phase distributions of Rydberg-dressed Bose gas confined in periodic moiré lattices: (a) $\kappa = 3$, $g = C_6 = 1000$; (b) $\kappa = 5$, $g = C_6 = 1000$; (c) $\kappa = 10$, $g = C_6 = 1000$.

作用. 从物理观点分析, 短程的接触相互作用和长程各向同性的非局域里德伯相互作用并不会给系统的哈密顿量或描述凝聚体运动的 Gross-Pitaevskii 方程引入虚数项; 而自旋轨道耦合的引入, 极大地丰富了系统内部和外部自由度的相互竞争, 也为系统引入了虚数项, 势必会诱导出众多不同类型的拓扑非平庸态. 通过观察图 4 中系统的相位分布, 不难发现, 在点阵晶胞的内部, 随着自旋轨道耦合强度的增大, 系统呈现出越来越多的涡旋及其涡旋晶格, 其构型非常类似于早期软核自旋轨道耦合玻色气体中的涡旋阵列结构.

4 结论和展望

本文研究了非局域里德伯相互作用和自旋轨道耦合共同作用下, 周期莫尔晶格中里德伯缀饰玻色气体的基态结构. 利用虚时演化方法, 得到了不同参数区间系统典型的密度和相位分布. 研究发现, 非局域里德伯相互作用和短程接触相互作用一样, 不会为系统带来拓扑非平庸态, 但它的引入会使系统平移对称性破缺, 从而形成丰富的周期性机构. 自旋轨道耦合的引入, 在周期性排列结构的每个晶胞内部会诱导出丰富的内部结构, 也会给系统带来众多的拓扑非平庸态. 后续工作可以考虑不同的子晶格振幅和任意的子晶格间旋转角度对系统局域和非局域化的影响. 进一步, 可以考虑包括拉曼晶格自旋轨道耦合、角动量自旋轨道耦合、自旋张量动量耦合以及高自旋轨道耦合、SU(N) 等在内的不同类型自旋轨道耦合形式^[37]. 由于此类自旋轨道耦合具有完全不同的代数结构和拓扑性质, 可以预期, 系统将呈现出更加奇异的量子态, 其动力学行为也将更加丰富.

参考文献

- [1] Lin Y J, Jiménez-García K, Spielman I B 2011 *Nature* **471** 83
- [2] Cheuk L W, Sommer A T, Hadzibabic Z, Yefsah T, Bakr W S, Zwierlein M W 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 095302
- [3] Wang P J, Yu Z Q, Fu Z K, Miao J, Huang L H, Chai S J, Zhai H, Zhang J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 095301
- [4] Wu Z, Zhang L, Sun W, Xu X T, Wang B Z, Ji S C, Deng Y, Chen S, Liu X J, Pan J W 2016 *Science* **354** 83
- [5] Huang L H, Meng Z M, Wang P J, Peng P, Zhang S L, Chen L C, Li D H, Zhou Q, Zhang J 2016 *Nat. Phys.* **12** 540
- [6] Chen H R, Lin K Y, Chen P K, Chiu N C, Wang J B, Chen C A, Huang P P, Yip S K, Kawaguchi Y, Lin Y J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 113204

- [7] Zhang D F, Gao T Y, Zou P, Kong L R, Li R Z, Shen X, Chen X L, Peng S G, Zhan M S, Pu H, Jiang K J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 110402
- [8] Li D H, Huang L H, Peng P, Bian G Q, Wang P J, Meng Z M, Chen L C, Zhang J 2020 *Phys. Rev. A* **102** 013309
- [9] Wang Z Y, Cheng X C, Wang B Z, Zhang J Y, Lu Y H, Yi C R, Niu S, Deng Y, Liu X J, Chen S, Pan J W 2021 *Science* **372** 271
- [10] Wang C J, Gao C, Jian C M, Zhai H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 160403
- [11] Ho T L, Zhang S 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 150403
- [12] Qu C L, Zheng Z, Gong M, Xu Y, Mao L, Zou X B, Guo G C, Zhang C W 2013 *Nat. Commun.* **4** 2710
- [13] Li J R, Lee J, Huang W, Burchesky S, Shteynman B, Top F C, Jamison A O, Ketterle W 2017 *Nature* **543** 91
- [14] Cabrera C R, Tanzi L, Sanz J, Naylor B, Thomas P, Cheiney P, Tarruell L 2018 *Science* **359** 301
- [15] Heidemann R, Raitzsch U, Bendkowsky V, Butscher B, Low R, Pfau T 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 033601
- [16] Henkel N, Nath R, Pohl T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 195302
- [17] Hsueh C H, Tsai Y C, Wu K S, Chang M S, Wu W C 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043646
- [18] Zhou Y J, Li Y Q, Nath R, Li W B 2020 *Phys. Rev. A* **101** 013427
- [19] Han W, Zhang X F, Wang D S, Jiang H F, Zhang W, Zhang S G 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 030404
- [20] Zhang X F, Wen L, Wang L X, Chen G P, Tan R B, Saito H 2022 *Phys. Rev. A* **105** 033306
- [21] Cinti F, Jain P, Boninsegni M, Micheli A, Zoller P, Pupillo G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 135301
- [22] Henkel N, Cinti F, Jain P, Pupillo G, Pohl T 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 265301
- [23] McCormack G, Nath R, Li W B 2020 *Phys. Rev. A* **102** 023319
- [24] Hsueh C, Wang C W, Wu W C 2020 *Phys. Rev. A* **102** 063307
- [25] Wang P, Fu Q D, Li Y R, Ye F W 2021 *Chinese Optics* **14** 986 (in Chinese) [王鹏, 傅其栋, 李雨芮, 叶芳伟 2021 *中国光学* **14** 986]
- [26] Wang P, Zheng Y L, Chen X F, Huang C M, Kartashov Y V, Torner L, Konotop V V, Ye F W 2020 *Nature* **577** 42
- [27] López M R, Peñaranda F, Christensen J, San-Jose P 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 214301
- [28] O'Riordan L J, White A C, Busch Th 2016 *Phys. Rev. A* **93** 023609
- [29] González-Tudela A, Cirac J I 2019 *Phys. Rev. A* **100** 053604
- [30] Liu Y, Holder T, Yan B 2021 *Innovation* **2** 100085
- [31] Meng Z M, Wang L W, Han W, Liu F D, Wen K, Gao C, Wang P J, Chin C, Zhang J 2021 arXiv: 2110.00149 v2 [cond-mat.quant-gas]
- [32] Eddy T, Paolo T, Mahir H, Arthur K 1999 *Phys. Rep.* **315** 199
- [33] Zhang X F, Zhang P, Chen G P, Dong B, Tan R B, Zhang S G 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 060302 (in Chinese) [张晓斐, 张培, 陈光平, 董彪, 谭仁兵, 张首刚 2015 *物理学报* **64** 060302]
- [34] Boninsegni M, Prokofev N V 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 759
- [35] 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]
- [36] White A C, Zhang Y, Busch T 2017 *Phys. Rev. A* **95** 041604
- [37] Han W, Zhang X F, Song S W, Saito H, Zhang W, Liu W M, Zhang S G 2016 *Phys. Rev. A* **94** 033629

SPECIAL TOPIC—Nonlinear system theory and its frontier applications

Ground state of Rydberg-dressed Bose gas confined in periodic moiré lattices^{*}

Xu Li¹⁾ Chen Si-Lin²⁾ Yang Xue-Ying^{3)†} Zhang Xiao-Fei^{2)‡}

1) (*Department of Basics, Shanxi Institute of Technology, Yangquan 045000, China*)

2) (*Department of Physics, Shaanxi University of Science and Technology, Xi'an 710021, China*)

3) (*College of Sciences, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

(Received 2 December 2022; revised manuscript received 1 January 2023)

Abstract

The experimental realization of Rydberg dressing and spin-orbit coupling greatly broadens the research field of ultracold atoms as a quantum simulation platform. Very recently, moiré lattices have attracted intensive study, ranging from condensed matter to ultracold physics. In this paper, the ground-state structure of Rydberg-dressed Bose gas with spin-orbit coupling and confined in moiré lattices is studied, and the effects of nonlocal Rydberg interaction and spin-orbit coupling on the ground state of the system are explored. Our results show that the system has no translational symmetry due to the presence of nonlocal Rydberg interaction, and more and more regular periodic structures present with the increases of the strength of nonlocal Rydberg interaction. In the presence of spin-orbit coupling, the Hamiltonian of the system has an imaginary part, and the phase of the system is not uniformly distributed. It is found that the ground state of the system with spin-orbit coupling present more abundant internal structure base on these periodic structures. The results pave the way for future study of moiré physics in ultracold atom system.

Keywords: Bose gas, Rydberg dressing, moiré lattices

PACS: 03.75.Lm, 03.75.Mn, 67.85.Bc

DOI: 10.7498/aps.72.20222292

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12175129), the Key Research Program of Frontier Sciences of Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. ZDBS-LY-7016), the Youth Innovation Team of Shaanxi Universities, China, the Scientific Research Project of Shanxi Institute of Technology, China (Grant No. 2022004), and the 1331 Project of Shanxi Institute of Technology, China (Grant No. 2019XF-04).

† Corresponding author. E-mail: xyyang@nudt.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xfzhang@sust.edu.cn



周期莫尔晶格中里德伯缀饰玻色气体的基态结构

许丽 陈思霖 杨雪滢 张晓斐

Ground state of Rydberg-dressed Bose gas confined in periodic moiré lattices

Xu Li Chen Si-Lin Yang Xue-Ying Zhang Xiao-Fei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 100307 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222292

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222292>

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

稀薄里德伯原子气体中的两体纠缠

Two-body entanglement in a dilute gas of Rydberg atoms

物理学报. 2018, 67(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172052>

里德伯电磁感应透明中的相位

Phase in Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2019, 68(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181938>

一价镧离子高 n 里德伯态

The study on high n Rydberg state of La II

物理学报. 2019, 68(4): 043201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181980>

里德伯原子的射频脉冲响应特性

Response characteristics of radio frequency pulse of Rydberg atoms

物理学报. 2022, 71(20): 207402 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220972>

超快强激光场中原子分子的里德伯态激发

Rydberg state excitation of atoms and molecules in ultrafast intense laser field

物理学报. 2022, 71(23): 233202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221258>

基于里德伯超级原子快速制备三粒子单重态

Fast generation of three-atom singlet state with Rydberg superatom

物理学报. 2021, 70(12): 120301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201841>