

# 一维倾斜相互作用动量晶格中的局域化实验研究\*

葛晟<sup>1)</sup> 王云飞<sup>1)†</sup> 李玉清<sup>1)2)</sup> 武寄洲<sup>1)2)</sup> 刘文良<sup>1)2)</sup> 李鹏<sup>3)</sup>  
付永明<sup>3)</sup> 肖连团<sup>1)2)</sup> 马杰<sup>1)2)</sup> 贾锁堂<sup>1)2)</sup>

1) (山西大学激光光谱研究所, 光量子技术与器件全国重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

3) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

(2025年10月13日收到; 2026年1月27日收到修改稿)

原子间相互作用的调控在超冷原子多体物理的量子模拟研究中起着关键性作用, 目前已经成为很多物理现象的重要诱导机制. 本文基于超冷铯原子动量晶格实验装置, 研究了一维倾斜动量晶格中原子相互作用对 Stark 局域化的影响. 实验首先在无相互作用条件下通过设置拉曼激光失谐量控制一维动量晶格链发生倾斜, 利用时间飞行法测量原子的动力学演化行为, 观测到一维链的 Stark 局域化现象, 并引入动量分布宽度  $d$  量化该过程. 然后利用 Feshbach 共振技术精密调控铯原子相互作用强度  $U$ , 研究原子间排斥相互作用对局域化动力学的影响. 实验数据显示, 系统局域化临界点  $F_c$  随  $U$  增大呈线性下降趋势, 当  $U/J=0$  时,  $F_c = 2.85$ , 当相互作用增强至  $U/J = 2.9$  时,  $F_c = 1.48$ . 研究结果表明, 在动量空间中原子间排斥相互作用可加快 Stark 局域化进程, 该实验结果为研究长程相互作用系统的多体局域化动力学机制提供了新的实验依据.

**关键词:** 玻色-爱因斯坦凝聚, 量子模拟, 动量晶格, Stark 局域化

**DOI:** 10.7498/aps.75.20251383

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251383

## 1 引言

量子体系中的安德森局域化是指在随机性无序势场中粒子波函数呈现指数型衰减, 粒子的扩散传输行为被抑制的现象, 局域化现象的深入研究深刻影响了凝聚态物理的发展<sup>[1,2]</sup>. 后续研究将其拓展至具有排斥相互作用的费米子系统, 人们发现即便在具有相互作用的系统中, 局域化仍然能够维持, 可作为孤立量子系统中遍历性破缺的一种鲁棒机制, 被称为多体局域化 (MBL)<sup>[3-6]</sup>. 目前, MBL 已在超冷原子、超导量子比特等多种实验平台中获得验证, 并对量子信息科学<sup>[7-10]</sup> 和非平衡统计力

学<sup>[11-18]</sup> 产生深远影响. 近年来, 人们发现倾斜光晶格系统可在弱无序<sup>[19]</sup>, 甚至无序缺失<sup>[20]</sup> 的条件下诱导出非遍历行为, 这种由线性势导致的多体本征态局域化现象被称为 Stark MBL. 该现象是无相互作用系统中 Wannier-Stark 局域化<sup>[21]</sup> 的推广, 并表现出与 MBL 类似的特征, 如纠缠熵的对数增长、泊松能级统计及量子互信息的对数增长<sup>[19,20,22-26]</sup>. Stark MBL 现象挑战了传统局域化理论对无序前提的依赖, 转而依托线性势梯度实现, 为探索无序缺失系统中的非遍历行为提供了新途径, 因而受到广泛关注. 随着研究的深入, 长程相互作用系统中的热化与多体局域化行为引起越来越多研究者的兴趣. 有研究表明, 长程相互作用系统表现出与短

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1404201)、国家自然科学基金 (批准号: 62020106014, 92165106, 62175140, 12074234, 11974331, 12404319) 和山西省基础研究计划 (批准号: 202203021224001) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 1264309360@qq.com

程体系显著不同的行为特征<sup>[27]</sup>, 然而长程相互作用在 Stark MBL 中的作用仍不明确<sup>[28,29]</sup>, 线性势场与长程相互作用如何协同影响局域化目前还处于探索阶段.

超冷原子气体在过去三十年间已经成为研究局域化现象的重要实验平台, 已有广泛研究对安德森局域化<sup>[30-35]</sup>、强相互作用无序系统<sup>[36-40]</sup>以及多体局域化<sup>[41-43]</sup>进行了探索. 近年来, 人们利用原子量子态作为合成维度, 通过外场驱动产生晶格跃迁, 拓展了冷原子量子模拟的研究方法<sup>[44-48]</sup>, 为实现特定构型的晶格提供了便捷的方案, 尤其是动量晶格技术<sup>[47,48]</sup>, 在实现单格点隧穿强度、隧穿相位和在位势能的任意调控方面展现出巨大的优势. 在探测方面, 由于组成动量晶格的格点是原子分立的动量态, 因此利用冷原子传统的吸收成像技术就可以实现晶格中的点分辨成像. 目前, 基于超冷原子动量晶格技术, 人们已经在实验上观测到了准周期 Aubry-André (AA) 模型的局域化现象<sup>[49]</sup>、广义扩展 AA 模型的迁移率边<sup>[50]</sup>以及拓扑安德森绝缘体<sup>[51]</sup>. 结合原子的 Feshbach 共振技术<sup>[52]</sup>, 可以将相互作用调控能力与动量晶格技术结合, 进一步拓宽系统量子模拟能力, 并且由于实空间接触相互作用在动量空间中转变为长程相互作用形式, 可用于研究长程相互作用带来的非线性效应. 例如, 相互作用可以在一维准晶格模型中诱导出迁移率边<sup>[53]</sup>、在 zigzag 晶格中诱导出偏向性手征性位移量以及在一维三聚体链中相互作用能够诱导出拓扑边缘态<sup>[54,55]</sup>.

本文基于  $^{133}\text{Cs}$  玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC), 利用多光束布拉格散射技术在动量空间合成了一维晶格. 通过控制布拉格激光的失谐, 独立调控相邻格点在位能量差  $F$ , 实现了一维倾斜晶格, 并在无相互作用条件下观测到了 Stark 局域化现象. 随后, 利用铯原子的宽带 Feshbach 共振技术调节原子间相互作用, 结合晶格参数的精确控制, 测量了不同相互作用强度下一维倾斜晶格的动量分布宽度随晶格倾斜程度的变化, 揭示了 Stark 局域化与原子间长程相互作用之间的竞争机制. 实验结果表明, 随着原子间相互作用的增强, 系统局域化的临界点逐渐减小, 证实相互作用可加快局域化进程. 理论上采用平均场近似处理原子间相互作用, 并利用紧束缚模型对实验结果进行解释, 实验结果与理论数值计算高度吻合.

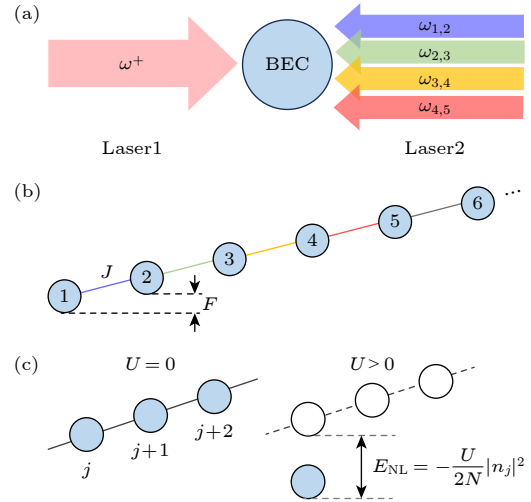


图 1 实验装置示意图 (a) 铯原子玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC) 被两束对射 Bragg 激光作用, 其中激光 1 为单频 1064 nm 激光, 激光 2 包含多个离散频率成分  $\omega_{j,j+1}$ , 满足  $\omega_{j,j+1} - \omega^+ = 4(2j+1)E_R/\hbar$ , 其中光子反冲能量  $E_R = (\hbar k)^2/(2m)$ ; (b) 实验上合成一维倾斜动量晶格示意图, 近邻格点耦合强度为  $J$ , 晶格相邻格点在位能量差  $F$ ; (c) 平均场近似下, 动量晶格中原子间相互作用引起的非线性能量移动

Fig. 1. Schematic of the experimental apparatus: (a) A Bose-Einstein condensate (BEC) of  $^{133}\text{Cs}$  is exposed to two counter-propagating Bragg lasers. Laser 1 operates at a single frequency of 1064 nm, and Laser 2 comprises multiple discrete frequency components  $\omega_{j,j+1}$  that satisfy  $\omega_{j,j+1} - \omega^+ = 4(2j+1)E_R/\hbar$ , the photon recoil energy defined as  $E_R = (\hbar k)^2/(2m)$ ; (b) illustration of the synthesized one-dimensional tilted momentum lattice, characterized by a nearest-neighbor coupling strength  $J$  and a tilt strength  $F$ ; (c) nonlinear energy shift resulting from interatomic interactions within the momentum lattice.

## 2 实验装置

### 2.1 合成一维倾斜晶格

在交叉光学偶极阱中制备了  $N = 4 \times 10^4$  的铯原子玻色-爱因斯坦凝聚体, 铯原子的超精细能级为  $|F = 3, m_F = 3\rangle$ <sup>[56]</sup>. 光学偶极阱由两束传播方向相互垂直、波长为 1064 nm 的高斯光束组成, 其中一束激光  $L_1$  的束腰为 300  $\mu\text{m}$ , 另一束激光  $L_2$  的束腰为 58  $\mu\text{m}$ . 实验上选择  $L_2$  作为 Bragg 激光, 激光  $L_2$  通过原子云后, 依次经过两台声光调制器发生偏频, 然后使激光原路返回并与入射激光重合, 形成对射激光共同作用 BEC. 实验中, 设置第一台声光调制器偏频信号为 80 MHz, 选择-1 级衍射光出射; 设置第二台声光调制器输入信号为多频信号, 选择+1 级衍射光. 最终反射激光包含多个频

率组分  $\omega_j, j \in (1, 2, 3 \dots 19, 20)$ , 如图 1(a) 所示. 通过设置声光调制器驱动频率差满足自由粒子的色散关系, 可以驱动原子发生双光子 Bragg 散射过程, 实现不同原子分立动量态之间的耦合. 本实验中, 在动量空间合成包含 21 个分立动量态的一维晶格链, 通过改变声光调制器衍射效率可以设置格点间的隧穿强度  $J$ , 在本实验中设置为  $J = h \times 500$  Hz. 格点在位势能则可以通过改变激光频率与 Bragg 散射共振失谐来调节, 实验上设置格点在位势能满足关系  $E_{\text{on-site}} = -Fj$ , 从而实现动量空间的一维 Stark 链, 如图 1(b) 所示.

## 2.2 理论模型

在无相互作用的情况下, 忽略原子的微弱外部势阱, 系统的有效哈密顿量可以写成以下形式:

$$H = J \sum_j (\hat{c}_j^\dagger \hat{c}_{j+1} + \text{h.c.}) - Fj \hat{n}_j, \quad (1)$$

其中,  $J$  代表近邻格点隧穿强度;  $\hat{c}_j^\dagger$  ( $\hat{c}_j$ ) 代表原子在格点  $j$  的产生 (湮灭) 算符;  $F$  代表近邻格点在位能量差, 可以反映晶格的倾斜程度. 倾斜势  $F$  的引入, 等效于对粒子施加了一个均匀力, 类似于电子在均匀电场中的情形, 周期性势场中的粒子在均匀力作用下将呈现振荡运动, 即所谓的布洛赫振荡<sup>[57-59]</sup>, 而非匀速漂移或自由加速. 这是因为周期性势场的引入将原子的能谱分割为一系列能带, 其布洛赫态的平均速度与能带的导数成正比, 外力驱使原子的准动量在布里渊区内线性扫描. 由于能带能量是准动量的周期函数, 因此原子速度也必然是周期性的. 因此, 准动量的线性变化被转化为速度的周期性振荡. 布洛赫振荡是量子相干性在完美周期势中的直接体现, 这也导致了动力学局域化现象. 由于本系统具有无耗散特性, 因此初始局域波包在倾斜势中无法持续运输, 取而代之的是动量空间中周期性的扩散与重聚焦.

动量晶格中的相互作用项源于实空间中原子的接触性相互作用, 在低能散射近似下, 稀薄气体中的原子间相互作用可简化为仅由两体接触势描述, 具体形式表现为  $\delta$  函数形式  $V_{\text{int}}^{\text{real}} = g \sum_{i,j} \delta(r_i - r_j)$ , 其中  $r_i$  表示原子  $i$  的位置. 在转换至动量空间后, 这种短程相互作用会转变为无限长程形式. 在动量晶格中考虑相互作用项进行计算时, 往往采用平均场近似<sup>[50]</sup>: 假设处于同一动量态的原子相互作用

强度为  $u$ , 考虑到玻色子的交换统计性质会产生额外的交换能, 因此处于不同动量态的原子间相互作用强度为  $2u$ ; 故在考虑平均效应后, 原子间相互作用的整体效果表现为相同动量态原子间的相互作用强度为  $-u$ . 平均场近似下, 动量晶格的相互作用具体表现形式如下:

$$H_{\text{int}} = U \left( N - \frac{1}{2} \right) - \frac{U}{2N} \sum_j \hat{n}_j^2, \quad (2)$$

其中  $N$  代表系统总原子数;  $U = (4\pi\hbar^2 a/m)\rho$ , 与原子的  $s$  波散射长度  $a$  呈正相关,  $m$  表示原子质量,  $\rho$  表示实空间中原子团密度. 当  $a > 0$  时, 原子间相互作用在实空间表现为排斥相互作用, 而在动量空间则表现为一个局部吸引势能, 如图 1(c) 所示, 当局部吸引势较大时会发生自俘获. 本实验考虑在一个弱相互作用区间, 并不会产生自俘获现象.

## 3 实验结果与分析

### 3.1 实验系统及测量结果

通过调节外部均匀磁场, 设置铯原子散射长度  $a = 0$ , 研究了系统无相互作用情况下的动力学, 随着系统倾斜程度的增加, 系统呈现出 Stark 局域化. 首先将原子初态制备到  $P_{j=1} = 1$ , 然后开启布拉格激光, 作用时长  $t$  之后, 关闭布拉格激光及原子外部俘获势, 利用时间飞行法测量原子在不同动量态分布  $P_j$ . Bragg 激光开启阶段, 原子会在 (1) 式所示的哈密顿量下进行演化, 通过吸收成像测量, 实验上可以实现对一维晶格链的点点成像, 探测不同演化时间情况下的动量分布. 为了量化原子的分布特征, 引入一个描述原子分布情况的物理量: 动量分布宽度  $d$ <sup>[49,53]</sup>. 在动量晶格系统相关的实验中, 常利用动量分布宽度  $d$  来衡量系统的局域化程度, 具体的表达式如下:

$$d = \sum_j |j| \times P_j(t). \quad (3)$$

如图 2 所示, 测量了系统在不同倾斜程度  $F$  下的动力学. 整体来看, 动量分布宽度  $d$  随着  $F$  的增加有明显的下降趋势. 当  $F = 0$  时, 系统对应一般的一维晶格链, 此时原子的扩散行为满足弹道运输, 动量分布宽度  $d$  随时间的增长近似满足线性上升. 当  $F > 0$  时, 原子的动力学行为呈现出布洛赫振荡行为. 如图 2 所示, 在较长时间的演化情

况下, 实验数据和数值计算结果出现了明显的偏差. 误差来源于原子的退相干效应, 当原子从初始零动量态扩散至高动量态时, 占据不同动量态的原子在空间发生了分离, 导致不同动量态之间的耦合效率显著降低, 使测量结果小于数值计算结果.

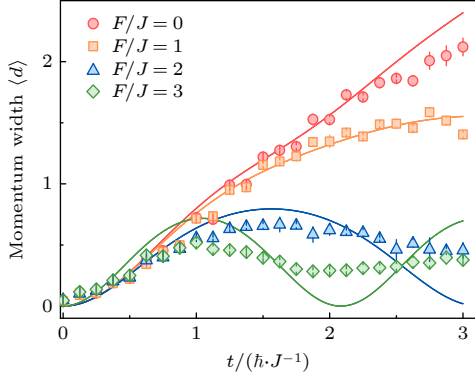


图 2 不同倾斜强度  $F$  作用下, 原子动量分布宽度  $d$  随演化时间  $t$  的变化, 设置原子间相互作用为  $U = 0$ , 初态选择  $P_{j=1} = 1$ , 设置近邻格点耦合强度为  $J = \hbar \times 500$  Hz, 图中实线为紧束缚模型数值计算结果, 误差棒为实验数据标准偏差

Fig. 2. The dependence of the atomic momentum distribution width  $d$  on the evolution time  $t$  under varying tilt strengths  $F$ . The inter-atomic interaction was set to  $U = 0$ , with the initial state prepared as  $P_{j=1} = 1$ , and a nearest-neighbor coupling strength of  $J = \hbar \times 500$  Hz. The solid curves correspond to numerical simulations based on the tight-binding model, while the error bars represent the standard deviation of the experimental data.

### 3.2 相互作用诱导的局域化加速现象

铯原子具有广泛的 Feshbach 共振点, 其散射长度在低磁场下可以被连续、大范围地调节, 为研究原子间相互作用的影响提供了极大的便利 [52]. 实验上, 利用铯原子在  $-11.3$  Gs ( $1\text{Gs} = 10^{-4}$  T) 处的 Feshbach 共振点, 精确调控原子间相互作用大小. 本实验研究了相互作用  $U$  对一维倾斜动量晶格链的局域化行为的影响. 如图 3 所示, 在实验上测量了不同相互作用强度下, 动量分布宽度  $d$  随晶格倾斜程度  $F$  的变化. 实验开始前, 在  $1$  ms 的时间内迅速将均匀磁场调整到目标值  $B$ , 然后迅速开启 Bragg 激光作用于原子, 原子在一维相互作用倾斜晶格中演化  $t = 2\hbar/J$  时间之后, 迅速关闭所有激光, 利用时间飞行法探测原子动量分布. 为保证原子在自由飞行过程中不会受到原子间相互作用的影响, 在关闭激光作用之后, 在  $1$  ms 的时间内迅速将外部均匀磁场调至  $17$  Gs, 此时原子间相互

作用为 0. 如图 3 所示, 随着晶格倾斜程度  $F$  的增加, 原子动量分布  $d$  整体呈现下降趋势. 表明随着系统倾斜程度  $F$  的增加, 系统逐渐表现出局域化行为, 同时也能发现, 随着  $F$  的增大, 动量分布宽度  $d$  的下降行为表现出明显的转变点  $F_c$ . 当  $U = 0$  时, 局域化转变发生在  $F/J = 2.85$  附近, 当  $F/J < 2.85$  时, 系统处于扩散区域, 当  $F/J > 2.85$ , 动量分布宽度分布在 0 附近, 此时系统进入了局域化区域. 值得注意的是, 随着原子间相互作用  $U$  的不断加强, 原子的局域化转变点  $F_c$  逐渐减小, 本文的实验结果和理论符合较好. 在相互作用较强的区域, 对于铯原子来说, 较大散射长度下的三体复合会导致原子损失和热效应, 导致 BEC 的退相干进而降低动量态之间的耦合效率, 致使实验测量值与理论产生较大差别.

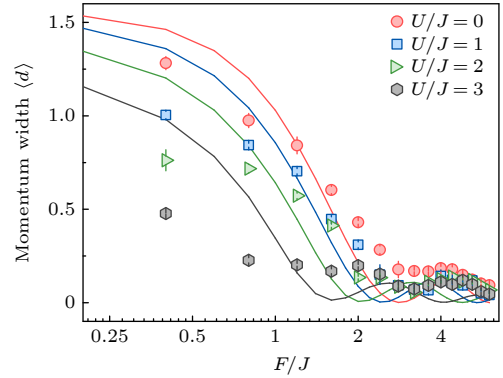


图 3 不同相互作用强度下, 原子分布宽度  $d$  随倾斜强度  $F$  的变化. 设置系统演化时间为  $t = 2\hbar/J$ , 近邻格点耦合强度  $J = \hbar \times 500$  Hz, 图中实线为紧束缚模型数值计算结果, 误差棒为实验数据标准偏差

Fig. 3. The dependence of the atomic distribution width  $d$  on the tilt strength  $F$  for different interaction strengths. The evolution time was fixed at  $t = 2\hbar/J$ , with a nearest-neighbor coupling strength of  $J = \hbar \times 500$  Hz. The solid curves correspond to numerical simulations based on the tight-binding model, while the error bars denote the standard deviation of the experimental data.

在实验中, 系统初态为处于零动量 BEC, 相互作用强度  $U = 4\pi\hbar^2 a \rho / m$ , 其中,  $\rho$  代表实空间原子云密度,  $a$  代表 s 波散射长度,  $m$  为原子质量. 而对于携带  $p$  动量的粒子来说, 根据 Bogoliubov 准粒子激发理论, 它的能量可以被修正为  $E^p = U + \sqrt{E_0^p(E_0^p + 2U)}$ . 在动量晶格的相互作用形式下, 动量晶格中格点的在位势能表现出以 0 动量为中心, 强度为  $-U$ , 然后向高动量态辐射的屏蔽效应, 并且势能的范围会随着  $U$  的增加而不断增大 [60].

当原子间相互作用为排斥相互作用时, 相互作用带来的在位势能会增加 Stark 势的失谐, 加快局域化的进程.

如图 4 所示, 利用经验公式  $d = A(F/J)^{-\gamma} \Theta[(F - F_c/J)] + B$  对于图 3 中的对应关系进行拟合, 式中  $A, B, F_c, \gamma$  为拟合变量;  $\Theta$  为单位阶跃函数, 将得到的局域化转变点  $F_c$  与相互作用的对应关系绘制在图 4 中, 从图中可以看出, 随着原子间相互作用的增强,  $F_c$  不断减小, 并呈现出近似线性的对应关系. 当相互作用为 0 时, 局域化转变点  $F_c$  为 2.85; 当相互作用为 2.9 时,  $F_c$  降低为 1.48. 这意味着原子间排斥相互作用促进了原子在一维倾斜晶格中局域化行为.

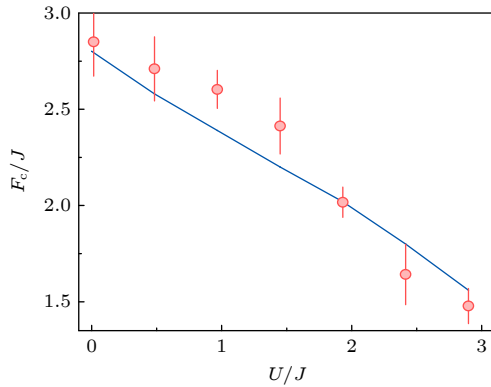


图 4 局域化转变点  $F_c$  随相互作用强度  $U$  的变化关系. 近邻格点耦合强度  $J = h \times 500$  Hz, 图中实线为紧束缚模型数值的拟合结果, 图中误差棒为实验数据的拟合误差

Fig. 4. The dependence of the localization critical point  $F_c$  on the interaction strength  $U$ . The nearest-neighbor coupling strength was fixed at  $J = h \times 500$  Hz. The solid curve corresponds to the numerical fit based on the tight-binding model, while the error bars represent the fitting uncertainties of the experimental data.

## 4 结 论

本文报道了实验上通过操控多光束拉曼过程耦合原子分立动量态, 在动量空间合成了一维 Stark 晶格链, 并通过不断增加晶格链的倾斜程度观测到了一维 Stark 模型中的局域化动力学行为. 基于铯原子相互作用精确可调的优势, 通过改变外部均匀磁场操控铯原子间相互作用, 进一步研究了原子间排斥相互作用对局域化行为的影响. 研究表明, 排斥相互作用能够显著促进原子在一维倾斜晶格中的局域化行为, 本文的实验结果和理论符

合甚好. 相较于排斥相互作用, 在吸引相互作用情况下, 相互作用对动量格点在位势能的影响与排斥相互作用正好相反, 会导致动量格点在位势能增加, 增加的在位势能对紧邻在位势能差有一个补偿效果, 使得原子更容易向近邻格点跃迁. 因此在一定范围内, 吸引相互作用会延迟局域化的进程. 然而, 在吸引相互作用下, BEC 不稳定, 会发生快速塌缩, 原子迅速损失并退相干, 为实验探究带来了极大不便. 在本实验研究中, 合成的一维 Stark 模型哈密顿量是不含时的, 基于动量晶格便捷的操作性, 未来可以进行含时 Stark 模型动力学实验探究, 结合原子相互作用的调控, 可以进一步探究系统在含时系统中的实验研究.

## 参考文献

- [1] Anderson P W 1958 *Phys. Rev.* **109** 1492
- [2] Abrahams E, Anderson P W, Licciardello D C, Ramakrishnan T V 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 673
- [3] Gornyi I V, Mirlin A D, Polyakov D G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 206603
- [4] Basko D M, Aleiner I L, Altshuler B L 2006 *Ann. Phys.* **321** 1126
- [5] Nandkishore R, Huse D A 2015 *Annu. Rev. Condens. Matter. Phys.* **6** 15
- [6] Abanin D A, Altman E, Bloch I, Serbyn M 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 021001
- [7] Abanin D A, Papic Z 2017 *Ann. Phys.* **529** 1700169
- [8] Schreiber M, Hodgman S S, Bordia P, Lüschen H P, Fischer M H, Vosk R, Altman E, Schneider U, Bloch I 2015 *Science* **349** 842
- [9] Chakraborty A, Gorantla P, Sensarma R 2020 *Phys. Rev. B* **102** 224306
- [10] Lewis-Swan R, Safavi-Naini A, Kaufman A, Rey A 2019 *Nat. Rev. Phys.* **1** 627
- [11] Serbyn M, Moore J E 2016 *Phys. Rev. B* **93** 041424(R)
- [12] Luitz D J, Laflorencie N, Alet F 2015 *Phys. Rev. B* **91** 081103(R)
- [13] Khemani V, Lazarides A, Moessner R, Sondhi S L 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 250401
- [14] Zhang J, Hess P, Kyprianidis A, Becker P, Lee A, Smith J, Pagano G, Potirniche I D, Potter A C, Vishwanath A 2017 *Nature* **543** 217
- [15] Else D V, Bauer B, Nayak C 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 090402
- [16] Yao N Y, Potter A C, Potirniche I D, Vishwanath A 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 030401
- [17] Ho W W, Choi S, Lukin M D, Abanin D A 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 010602
- [18] Kshetrimayum A, Eisert J, Kennes D M 2020 *Phys. Rev. B* **102** 195116
- [19] van Nieuwenburg E, Baum Y, Refael G 2019 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **116** 9269
- [20] Schulz M, Hooley C A, Moessner R, Pollmann F 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 040606
- [21] Glück M, Kolovsky A, Korsch H 2002 *Phys. Rep.* **366** 103

- [22] Yao R, Chanda T, Zakrzewski J 2021 *Phys. Rev. B* **104** 014201
- [23] Chanda T, Yao R, Zakrzewski 2020 *J. Phys. Rev. Res.* **2** 032039
- [24] Sun Z H, Cui J, Fan H 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 013163
- [25] Taylor S R, Schulz M, Pollmann F, Moessner R 2020 *Phys. Rev. B* **102** 054206
- [26] Wang Y Y, Sun Z H, Fan H 2021 *Phys. Rev. B* **104** 205122
- [27] Vu D, Huang K, Li X, Sarma S D 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 146601
- [28] Bhakuni D S, Sharma A 2020 *Phys. Rev. B* **102** 085133
- [29] Chanda T, Zakrzewski J 2022 *Phys. Rev. B* **105** 054309
- [30] Chabé J, Lemarié G, Grémaud B, Delande D, Szriftgiser P, Garreau J C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 255702
- [31] Roati G, D'Errico C, Fallani L, Fattori M, Fort C, Zaccanti M, Modugno G, Modugno M, Inguscio M 2008 *Nature* **453** 895
- [32] Billy J, Josse V, Zuo Z, Bernard A, Hambrecht B, Lugan P, Clément D, Sanchez-Palencia L, Bouyer P, Aspect A 2008 *Nature* **453** 891
- [33] Kondov S S, McGehee W R, Zirbel J J, DeMarco B 2011 *Science* **334** 66
- [34] Jendrzejewski F, Bernard A, Müller K, Cheinet P, Josse V, Piraud M, Pezzé L, Sanchez-Palencia L, Aspect A, Bouyer P 2012 *Nat. Phys.* **8** 398
- [35] Semeghini G, Landini M, Castilho P, Roy S, Spagnolli G, Trenkwalder A, Fattori M, Inguscio M, Modugno G 2015 *Nat. Phys.* **11** 554
- [36] Fallani L, Lye J E, Guarrera V, Fort C, Inguscio M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 130404
- [37] White M, Pasienski M, McKay D, Zhou S Q, Ceperley D, DeMarco B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 055301
- [38] Pasienski M, McKay D, White M, DeMarco B 2010 *Nat. Phys.* **6** 677
- [39] Meldgin C, Ray U, Russ P, Chen D, Ceperley D M, DeMarco B 2016 *Nat. Phys.* **12** 646
- [40] Errico C D, Lucioni E, Tanzi L, Gori L, Roux G, McCulloch I P, Giamarchi T, Inguscio M, Modugno G 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 095301
- [41] Kondov S S, McGehee W R, Xu W, DeMarco B 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 083002
- [42] Choi J Y, Hild S, Zeiher J, Schauf P, Rubio-Abadal A, Yefsah T, Khemani V, Huse D A, Bloch I, Gross C 2016 *Science* **352** 1547
- [43] Yan M, Hui H Y, Rigol M, Scarola V W 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 073002
- [44] Celi A, Massignan P, Ruseckas J, Goldman N, Spielman I B, Juzeliūnas G, Lewenstein M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 043001
- [45] Stuhl B K, Lu H I, Ayccock L M, Genkina D, Spielman I B 2015 *Science* **349** 1514
- [46] Mancini M, Pagano G, Cappellini G, Livi L, Rider M, Catani J, Sias C, Zoller P, Inguscio M, Dalmonde M, Fallani L 2015 *Science* **349** 1510
- [47] Meier E J, An F A, Gadway B 2016 *Phys. Rev. A* **93** 051602
- [48] Gadway B 2015 *Phys. Rev. A* **92** 043606
- [49] An F A, Meier E J, Gadway B 2017 *Nat. Commun.* **8** 325
- [50] An F A, Padavić K, Meier E J, Hegde S, Ganeshan S, Pixley J H, Vishveshwara S, Gadway B 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 040603
- [51] Meier E J, An F A, Dauphin A, Maffei M, Massignan P, Hughes T L, Gadway B 2018 *Science* **362** 929
- [52] Chin C, Grimm R, Julienne P, Tiesinga E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225
- [53] Wang Y F, Zhang J H, Li Y Q, Wu J Z, Liu W L, Mei F, Hu Y, Xiao L T, Ma J, Chin C, Jia S T 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 103401
- [54] Li Y Q, Du H Y, Wang Y F, Liang J J, Xiao L T, Yi W, Ma J, Jia S T 2023 *Nat. Commun.* **14** 7560
- [55] Du H Y, Zhao H X, Li Y Q, Wang Y F, Li R J, Wu J Z, Liu W L, Zhang Y Q, Xiao L T, Jia S T, Ma J 2025 *Light Sci. Appl.* **14** 296
- [56] Wang Y F, Li Y Q, Wu J Z, Liu W L, Hu J Z, Ma J, Xiao L T, Jia S T 2021 *Opt. Express* **29** 13960
- [57] Dahan M B, Peik E, Reichel J, Castin Y, Salomon C 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4508
- [58] Bloch F 1928 *Z. Phys.* **52** 555
- [59] Zener C 1934 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **145** 523
- [60] An F A, Meier E J, Ang'ong'a J, Gadway B 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 040407

# Experimental study of localization in a one-dimensional interacting tilted momentum lattice\*

GE Sheng<sup>1)</sup> WANG Yunfei<sup>1)†</sup> LI Yuqing<sup>1)2)</sup> WU Jizhou<sup>1)2)</sup>  
 LIU Wenliang<sup>1)2)</sup> LI Peng<sup>3)</sup> FU Yongming<sup>3)</sup> XIAO Liantuan<sup>1)2)</sup>  
 MA Jie<sup>1)2)</sup> JIA Suotang<sup>1)2)</sup>

1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics Technologies and Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

( Received 13 October 2025; revised manuscript received 27 January 2026 )

## Abstract

The control of interatomic interactions is crucial in quantum simulation research on many-body physics using ultracold atoms and has emerged as a key mechanism for inducing various physical phenomena. In this study, we explore the competition between atomic interactions and Stark localization in a one-dimensional tilted momentum lattice system of ultracold Cs atoms. Initially, under non-interacting conditions, we increased the lattice tilt  $F$  by adjusting the detuning of Raman lasers and measured the dynamical evolution of atoms via time-of-flight imaging. This allowed us to observe Stark localization in the system, which we quantified using the momentum distribution width  $d$ . Subsequently, we precisely tuned the interaction strength  $U$  among Cs atoms through Feshbach resonance to examine the impact of repulsive interactions on the localization dynamics. The experimental data reveal that the critical point for localization,  $F_c$ , decreases linearly with increasing  $U$ , dropping from 2.85 at  $U/J = 0$  to 1.48 at  $U/J = 2.9$ . This finding demonstrates that repulsive interactions in momentum space can accelerate the Stark localization process. These results provide new experimental insights into the mechanisms of many-body localization dynamics in systems with long-range interactions.

**Keywords:** Bose-Einstein condensate, quantum simulation, momentum lattice, Stark localization

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251383](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251383)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251383](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251383)

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1404201), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62020106014, 92165106, 62175140, 12074234, 11974331, 12404319), and the Applied Basic Research Project of Shanxi Province, China (Grant No. 202203021224001).

† Corresponding author. E-mail: [1264309360@qq.com](mailto:1264309360@qq.com)



## 一维倾斜相互作用动量晶格中的局域化实验研究

葛晟 王云飞 李玉清 武寄洲 刘文良 李鹏 付永明 肖连团 马杰 贾锁堂

### Experimental study of localization in a one-dimensional interacting tilted momentum lattice

GE Sheng WANG Yunfei LI Yuqing WU Jizhou LIU Wenliang LI Peng FU Yongming XIAO Liantuan MA Jie JIA Suotang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 100301 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251383

CSTR: 32037.14.aps.75.20251383

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251383>

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

动量晶格中相互作用诱导的自俘获现象观测

Observation of interaction-induced self-trapping in momentum lattices

物理学报. 2026, 75(5): 100301 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251439>

自旋张量-动量耦合玻色-爱因斯坦凝聚的动力学性质

Dynamics of spin-tensor-momentum coupled Bose-Einstein condensates

物理学报. 2023, 72(18): 180304 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231076>

准一维玻色-爱因斯坦凝聚中集体激发的量子纠缠熵

Quantum entanglement entropy of collective excitations in a quasi-one-dimensional Bose-Einstein condensate

物理学报. 2025, 74(21): 210303 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250808>

玻色-爱因斯坦凝聚体在莫尔晶格势中的带隙孤子

Gap solitons in Bose-Einstein condensate under moiré optical lattice

物理学报. 2026, 75(3): 210303 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251307>

相互作用费米子的量子模拟

Quantum simulation of interacting fermions

物理学报. 2022, 71(22): 226701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221756>

玻色-爱因斯坦凝聚中的非正则涡旋态及其动力学

Noncanonical vortex states and dynamics in Bose-Einstein condensates

物理学报. 2023, 72(10): 100306 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222289>