

## 基于绝热演化的单粒子双缝干涉研究\*

孙太宇<sup>1)2)#</sup> 沈咏<sup>1)2)#</sup> 靳奉涛<sup>1)</sup> 周勇壮<sup>1)2)</sup> 邓志姣<sup>1)2)†</sup> 邹宏新<sup>1)2)3)‡</sup>

1) (国防科技大学理学院, 长沙 410073)

2) (量子信息机理与技术湖南省重点实验室, 长沙 410073)

3) (导航与时空技术国家级重点实验室, 长沙 410073)

(2025年12月2日收到; 2026年1月18日收到修改稿)

物质波干涉是量子力学的核心现象之一, 不仅深刻验证了波粒二象性与量子叠加原理, 也为量子计算、量子传感等前沿技术提供了关键的量子态操控基础. 本文提出一种基于单粒子波包绝热演化的双缝干涉理论方案. 通过控制光晶格势阱从单谐振子势到双势阱的绝热演化, 实现单粒子物质波波包的相干分裂; 随后撤去势场, 使两波包自由演化并发生干涉. 结合解析推导与数值模拟, 定量分析了干涉发生的时间尺度与条纹结构特征, 基于能隙平方反比关系优化了绝热演化路径, 显著提升了过程保真度. 在此基础上, 研究了初态热噪声对干涉对比度的影响, 并探讨了典型原子体系下的实验可行性. 研究结果为在单粒子水平上实现物质波干涉提供了系统的理论框架与实验指导.

**关键词:** 单粒子波包, 量子绝热演化, 物质波干涉, 光学偶极阱**DOI:** 10.7498/aps.75.20251649**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251649

## 1 引言

自1924年德布罗意提出物质波假说以来, 物质波动性的实验验证已通过多种途径得以实现, 例如戴维森-革末电子衍射实验<sup>[1]</sup>和埃斯特曼-斯特恩氦原子衍射实验<sup>[2]</sup>. 在之后的几十年里, 有关物质波的验证实验层出不穷. 其中, 干涉效应作为波动性的本质特征, 构成了确认物质波存在的核心判据. 双缝干涉作为表征波动性的典型范式, 已在电子<sup>[3,4]</sup>、原子<sup>[5]</sup>以及分子<sup>[6]</sup>等多种量子体系中成功观测, 充分展示了微观粒子的波粒二象性.

为克服实体狭缝带来的技术限制, 并深入探索物质波的量子相干特性, 研究者提出了利用粒子外

部自由度进行相干操控以构建等效“双缝”的方案, 并在冷原子系统中实现了广泛应用<sup>[7,8]</sup>. 在构建等效“双缝”的方案中, 基于单势阱到双势阱绝热演化的策略, 已成为实现物质波相干分裂的重要手段<sup>[9-11]</sup>. 该方法的核心在于通过绝热调节势阱参数, 将初始单势阱中的粒子系统可控地分裂为空间分离但相位相干的双势阱结构. 随后撤去约束势场, 两个相干物质波包自由膨胀并发生重叠, 在空间中形成类双缝干涉图样. 此外, 在另一种经典的冷原子干涉方案——光脉冲原子干涉中<sup>[12-14]</sup>, 是通过不同时序的拉曼脉冲使得物质波波包分束、偏转和合束, 最后实现原子外态的干涉.

磁光阱 (magneto-optical trap, MOT)<sup>[15,16]</sup>和磁阱<sup>[17,18]</sup>依靠宏观线圈产生的磁场调控原子能级,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62275268, 62375284, 62475287)、湖南省青年科学基金 A 类项目 (批准号: 2025JJ20063) 和湖南省科技创新计划项目 (批准号: 2023RC3010) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: dengzhijiao926@163.com

‡ 通信作者. E-mail: hxzou@nudt.edu.cn

是操控中性原子的重要工具, 具有操作简便、可囚禁大量原子等优势. 近年来, 相关技术在微型化<sup>[19]</sup>、分子囚禁<sup>[20]</sup>及多阱间转移<sup>[21]</sup>等方向取得了显著进展. 结合 MOT 中的 Doppler 冷却与磁阱中的蒸发冷却技术, 可将原子气体冷却至玻色-爱因斯坦凝聚态 (Bose-Einstein condensate, BEC)<sup>[22,23]</sup>. 进一步利用光场将 BEC 所处的势阱相干分裂为双势阱, 并释放原子使其自由演化, 实验上已观测到清晰的干涉条纹<sup>[24,25]</sup>. 这一现象从宏观尺度直观展现了 BEC 中原子相位的长程相干性, 成为验证其波动性质的重要手段. 然而, 受限于磁场构造的空间分辨率, 此类实验通常作用于包含大量原子的系综, 观测结果反映的是系综平均行为, 难以体现单粒子层面的量子干涉特性, 尚无法满足对单粒子波动性的直接验证需求.

另一种以光镊<sup>[26]</sup>(optical tweezer) 和光晶格<sup>[27]</sup>(optical lattice) 为代表的光学偶极阱 (optical dipole trap) 技术利用激光光强梯度实现原子囚禁, 为实现中性原子的精确操控提供了丰富的技术手段. 在光镊中通过激发成对损失可以实现单个原子囚禁<sup>[28,29]</sup>, 通过光场动态调控可以实现原子空间位置的灵活控制<sup>[30]</sup>. 在光晶格系统中, 通过适当地组合多个光场可以构建出丰富的势场结构, 实现原子系统哈密顿量的灵活调控<sup>[31]</sup>. 基于边带冷却技术, 光学偶极阱中的原子可被高效冷却至接近三维运动基态<sup>[32-34]</sup>, 具备极高的初态纯度与相干性. 在荧光探测过程中同步进行 Sisyphus 冷却, 可以以高存活率实现单原子可靠成像<sup>[35,36]</sup>. 这些优越的性能为后续高保真量子态操作和探测提供了理想平台.

本文提出并系统研究了一种基于光晶格势阱绝热演化的单粒子双缝干涉理论方案. 该方案通过绝热演化, 将初始光晶格势阱连续演化为双势阱结构, 实现单原子波包的相干分裂; 随后撤去势场, 使两波包自由传播并发生干涉. 本文通过数值模拟获得了理论干涉图样, 并基于能隙平方倒数关系优化绝热演化路径, 在固定演化时间内显著提升了过程保真度. 进一步地, 定量分析了 Sr 原子的干涉条纹宽度与所需演化时长, 评估了初态热噪声对干涉对比度的影响, 并初步探讨了实验实现的关键条件与可行性. 本工作作为在单粒子层次上直接观测物质波干涉效应提供了一条可行的理论路径, 有望推动对量子叠加原理在宏观尺度下基本极限的深入探究.

## 2 实验方案

本文拟研究的单势阱到双势阱的绝热演化过程, 在实验中可以通过双色一维光晶格<sup>[37,38]</sup>实现. 原子在光场中受到交流 Stark 效应影响, 能级产生光频移. 以 Sr 原子基态 ( $5s^2 \ ^1S_0$ ) 为例, 其光频移  $\Delta E_{LS}$  可以写成:

$$\Delta E_{LS} = -\frac{\alpha_s}{2c\epsilon_0}I, \quad (1)$$

其中  $c$  为真空光速,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $I$  为激光强度.  $\alpha_s$  为 Sr 原子基态 ( $5s^2 \ ^1S_0$ ) 的标量极化率, 可以写成:

$$\alpha_s = \frac{2}{3} \sum_{\beta'} \frac{\omega_{\beta'\beta} \langle \beta || d || \beta' \rangle^2}{\hbar(\omega_{\beta'\beta}^2 - \omega^2)}, \quad (2)$$

其中  $|\beta\rangle$  表示基态,  $|\beta'\rangle$  表示任一激发态,  $\omega_{\beta'\beta}$  为跃迁角频率,  $\omega$  为激光角频率,  $\langle \beta || d || \beta' \rangle$  为电偶极跃迁约化矩阵元<sup>[39]</sup>.

由 (2) 式可以看出, 在光晶格系统中, 当光场角频率  $\omega$  低于原子基态所有跃迁的角频率  $\omega_{\beta'\beta}$  时, 标量极化率  $\alpha_s > 0$ , 原子在光强最强处能量最低, 从而晶格波峰形成势阱; 反之, 当光场角频率高于原子某一跃迁角频率, 且该项贡献占主导时,  $\alpha_s < 0$ , 原子在光强最强处的能量最高, 晶格波峰形成势垒. 对于 Sr 原子, 计算其基态标量极化率时主要考虑 461 nm 和 689 nm 跃迁的贡献. 势阱光波长可以选择 813.4 nm 的钟跃迁魔幻波长, 计算得到  $\alpha_s \approx 290.7$  a.u.. 而势垒光波长则可以选择倍频得到的 406.7 nm, 计算得到  $\alpha_s \approx -691.5$  a.u..

为制备单个原子, 可以先使用 813.4 nm 光镊捕获 Sr 原子, 并激发成对损失, 若无剩余原子则重复这一过程. 若剩余单个原子, 则通过边带冷却将原子在三维方向均冷却至接近运动基态. 接着开启 813.4 nm 一维红光晶格, 且光晶格轴向与光镊轴向垂直, 如图 1(a) 所示. 关闭光镊光后, 原子只在红光晶格轴向受到强约束, 可以认为处于一维谐振子基态. 为了实现一维谐振子势到双势阱的绝热演化, 可以快速打开 406.7 nm 蓝光晶格. 其轴向与红光晶格平行, 并且可以通过相干锁定技术<sup>[40,41]</sup>实现相位精确锁定, 使得红光晶格的波峰恰好与蓝光晶格的波峰重合, 如图 1(b) 所示. 在实验配置上, 预设沿空间  $z$  方向施加一个强度约为 0.3 G 的偏置磁场, 形成原子的量子化轴. 用于初始囚禁

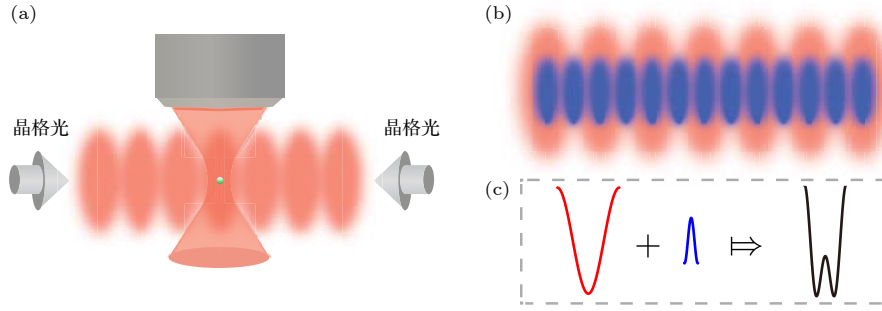


图 1 双势阱的示意图 (a) 一维光晶格装载方案示意图; (b) 双势阱构造方案示意图; (c) 双色光晶格势能分布

Fig. 1. Schematic of double-well potential: (a) Schematic of the one-dimensional optical lattice loading from an optical tweezer; (b) schematic of the generation of the double-well potential with two-color one-dimensional optical lattices; (c) potential functions of the two-color one-dimensional optical lattices.

的 813.4 nm 光镊采用线偏振光, 其频率经过选择, 略微偏离 Sr 原子的相关魔幻波长, 以避免与后续晶格光之间产生不必要的干涉. 在此偏振配置下, 光频移中的矢量部分贡献为零, 因此偏振效应不会引入额外的势阱各向异性. 用于形成一维光晶格的 813.4 nm 红失谐光与 406.7 nm 蓝失谐光, 其波矢方向均垂直于量子化轴 ( $z$  轴), 而偏振方向均平行于量子化轴 (即沿  $z$  方向的线偏振). 这样原本红光晶格势阱底部叠加蓝光晶格势垒顶部, 变成局域势能极高点, 而其两侧出现 2 个势能极低点, 从而形成双势阱, 如图 1(c) 所示.

### 3 理论模型

考虑一个单粒子物质波波包, 囚禁在光晶格形成的谐振子型势阱中, 如图 2(a) 所示. 势阱通过绝热演化一分为二变为双势阱, 双势阱由中心的势垒和两侧的子势阱构成, 如图 2(b) 所示, 在双势阱完全生成后再撤掉双势阱. 最初在谐振子势阱中囚禁的物质波波包会随着双势阱的生成被分为两部分, 并且分别被囚禁在双势阱的两个子势阱中. 如图 2(c) 所示, 在双势阱撤除后, 则可以得到两个自由演化的物质波波包, 在坐标空间中发生叠加, 产生干涉现象.

为简单描述干涉的基本原理, 引入二能级内态自由度 (基态  $|g\rangle$  和激发态  $|e\rangle$ ). 自由演化初始时刻粒子处于内、外自由度的直积态:

$$|\Psi_1(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L(0)\rangle + |R(0)\rangle) \otimes |g\rangle,$$

其中  $L, R$  分别表示左阱和右阱中的状态. 撤销势阱经过自由演化之后, 粒子的状态可以写为

$$|\Psi_1(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L(t)\rangle + |R(t)\rangle) \otimes |g\rangle,$$

粒子在空间中的概率密度  $p_1(z, t)$  可以通过对算符求期待值得到. 定义密度矩阵为  $\hat{\rho}_1(t) = |\Psi_1(t)\rangle\langle\Psi_1(t)|$ , 其中  $|\Psi_1(t)\rangle$  是  $t$  时刻粒子的量子态,  $\hat{A} = |z\rangle\langle z| \otimes \hat{I}_{\text{in}}$  是观测算符, 其中  $\hat{I}_{\text{in}} = |g\rangle\langle g| + |e\rangle\langle e|$ . 自由演化  $t$  时刻后, 粒子原本在左阱和右阱处的波函数分别为  $\psi_L(z, t) = \langle z|L(t)\rangle$ ,  $\psi_R(z, t) = \langle z|R(t)\rangle$ . 以  $|z, g\rangle = |z\rangle \otimes |g\rangle$ ,  $|z, e\rangle = |z\rangle \otimes |e\rangle$  作为基矢, 可得

$$\begin{aligned} p_1(z, t) &= \text{Tr}[\hat{\rho}_1(t)\hat{A}] \\ &= \langle z, g|\hat{\rho}_1(t)|z, g\rangle + \langle z, e|\hat{\rho}_1(t)|z, e\rangle \\ &= \frac{1}{2}|\psi_L(z, t) + \psi_R(z, t)|^2 + 0 \\ &= \frac{1}{2}[|\psi_L(z, t)|^2 + |\psi_R(z, t)|^2 \\ &\quad + 2\text{Re}(\psi_L^*(z, t)\psi_R(z, t))], \end{aligned} \quad (3)$$

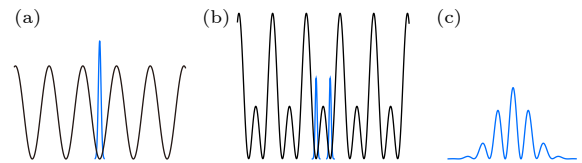


图 2 基于双势阱的物质波干涉理论方案示意图, 图中蓝线代表物质波波包, 黑线代表势阱 (a) 绝热演化初始时刻的势场及物质波概率分布; (b) 绝热演化结束时刻的双势阱及粒子的概率分布; (c) 自由演化阶段的物质波干涉条纹

Fig. 2. Schematic diagram of the theoretical proposal for matter wave interference based on a double-well potential. The blue curve represents the matter-wave packet, while the black curve denotes the potential well: (a) Potential field and matter wave probability distribution at the initial moment of adiabatic evolution; (b) double-well potential and particle probability distribution at the end of adiabatic evolution; (c) matter wave interference fringes during the free evolution phase.

其中 (3) 式中最后一项表示干涉项. 但是如果在势阱撤销的前一个时刻对某个子势阱中粒子的内态进行反转, 例如利用一束聚焦于右阱的激光施加一个  $\pi$  脉冲, 将右阱中的内态从  $|g\rangle$  变成  $|e\rangle$ . 此时势阱中粒子的量子态为

$$|\Psi_2(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L(0)\rangle \otimes |g\rangle + |R(0)\rangle \otimes |e\rangle).$$

那么自由演化  $t$  时刻后粒子在空间中的概率分布为

$$\begin{aligned} p_2(z, t) &= \text{Tr}[\hat{\rho}_2(t)\hat{A}] \\ &= \langle z, g | \hat{\rho}_2(t) | z, g \rangle + \langle z, e | \hat{\rho}_2(t) | z, e \rangle \\ &= \frac{1}{2}(|\psi_L(z, t)|^2 + |\psi_R(z, t)|^2), \end{aligned} \quad (4)$$

其中,

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_2(t) &= |\Psi_2(t)\rangle \langle \Psi_2(t)|, \\ |\Psi_2(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|L(t)\rangle \otimes |g\rangle + |R(t)\rangle \otimes |e\rangle). \end{aligned}$$

此时干涉条纹消失, 表明粒子的路径信息和干涉条纹对比度是互补关系, 这与传统的双缝干涉实验完全一致. 通过引入单粒子的内部辅助自由度, 可以达到等效的路径信息探测的效果.

定量描述波包的干涉过程需要明确势阱随时间变化的函数, 根据绝热演化的思想<sup>[42]</sup>, 系统哈密顿量随时间的演化满足以下形式:

$$\hat{H} = \hat{D} + \hat{V}_1 + s(t)\hat{V}_2, \quad (5)$$

其中  $\hat{D} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2$  是系统中量子态的动能部分,  $\hat{V}_1 = -U_r \cos^2(kz)$  是红失谐光形成的势阱,  $\hat{V}_2 = U_b \cos^2(2kz)$  是蓝失谐光形成的势垒,  $s(t)$  为绝热演化的绝热路径参数, 满足  $s(0) = 1, s(T) = 1, T$  为绝热演化的总时长. 绝热演化结束时,  $\hat{V}_1 + \hat{V}_2$  是势阱撤销前一个时刻双势阱的势能,  $U_r$  和  $U_b$  分别是红失谐势阱深度和蓝失谐势垒高度. 可以通过设置线性的绝热路径参数  $s(t) = \alpha t$ , 来达到从单阱绝热演化为双势阱的目的, 其中  $\alpha = 1/T$  是演化单阱变双阱的总时长  $T$  的倒数. 当势阱深度足够深时, 可以忽略隧穿的影响<sup>[43]</sup>. 假设初始时刻单粒子波包处于谐振子势的基态, 经过绝热演化之后在  $T$  时刻波包一分为二形成两个子波包, 可以认为它们近似处于左阱和右阱的基态, 即两个空间分离的高斯波包的叠加态. 通过对近似解析解的分析可以得到, 波包的演化是从中心为  $z = 0$  的谐振子基态

变为中心为  $\pm Z_c$ , 等效角频率为  $\omega$  的两个类似高斯波包的等权叠加态. 以绝热演化结束时刻作为时间起点, 自由演化  $t$  时刻之后, 左右子波包形成的干涉条纹宽度为 (见补充材料 (online)):

$$\Delta z = \frac{\pi\hbar(1 + \omega^2 t^2)}{m\omega^2 t Z_c}. \quad (6)$$

由 (6) 式可以获得影响干涉条纹宽度的因素: 条纹宽度随时间呈现单调递增的规律, 这源于波包演化中的弥散效应; 质量越重的粒子干涉条纹越窄, 其波动性越难以观测; 两个子波包分开的距离  $Z_c$  越大, 干涉条纹越密, 而势阱的囚禁频率  $\omega$  对于条纹宽度的影响不大.

## 4 数值仿真

严格分析波包的干涉过程需要数值求解如下薛定谔方程:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + [-U_r \cos^2(kz) + U_b \cos^2(2kz)s(t)] \psi. \quad (7)$$

令  $\tilde{z} = z/L_0$ ,  $\tilde{t} = t/\tau_0$  为无量纲的坐标和时间, 其中特征长度  $L_0 = d\tilde{k}/\pi$ ,  $d = \lambda/2$  为晶格常数. 特征时间  $\tau_0 = \hbar/E_s = mL_0^2/\hbar$ , 其中  $E_s = \hbar^2/mL_0^2$  为作无量纲化处理的单位能量,  $\tilde{k} = kL_0$  为程序中无量纲的波数. 则 (7) 式无量纲化后可以写为 (见补充材料 (online))

$$i \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \tilde{t}} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \tilde{z}^2} + [-\tilde{U}_r \cos^2(\tilde{k}\tilde{z}) + \tilde{U}_b \cos^2(2\tilde{k}\tilde{z})\tilde{s}(\tilde{t})] \tilde{\psi}, \quad (8)$$

其中  $\tilde{\psi} = \psi L_0^{1/2}$  为归一化后的波函数,  $\tilde{s}(\tilde{t})$  是以无量纲时间  $\tilde{t}$  为变量的绝热路径参数,  $\tilde{U}_r = U_r/E_s$ ,  $\tilde{U}_b = U_b/E_s$ . 本文采用的数值方法为算子分裂法.

根据量子绝热定理, 若系统初始处于哈密顿量的第  $n$  个本征态上, 且哈密顿量随时间的改变足够缓慢, 则系统将一直保持在第  $n$  个瞬时本征态上, 即需要满足以下的绝热条件<sup>[44-46]</sup>:

$$\frac{\langle E_n(t) | \frac{\partial \hat{H}(t)}{\partial t} | E_m(t) \rangle}{(E_n(t) - E_m(t))^2} \ll 1, \quad n \neq m, \quad (9)$$

这要求跃迁矩阵元远小于能隙的平方. 图 3 展示了绝热演化过程中瞬时势阱前 10 个瞬时本征能量随时间的变化, 其中  $E_0, E_2, E_4, E_6, E_8$  对应的本征态为偶函数,  $E_1, E_3, E_5, E_7, E_9$  对应的本征态为奇函数, 可以看到从单阱变双阱的过程中, 瞬时本征能

量会发生简并. 根据 (9) 式, 这可能导致分母为零, 绝热条件无法满足. 但考虑到本文研究的势函数始终是一个偶函数, 瞬时本征态具有确定的奇偶性, 并且两两简并的能级之间奇偶性相反. 而 (9) 式中只有奇偶性相同的本征态, 跃迁矩阵元不为零. 综合考虑哈密顿量以及本征态的奇偶性, 系统只会在奇偶性相同的本征态之间发生跃迁<sup>[44]</sup>. 图 3 中能级的简并不会影响绝热演化过程. 在本文考虑的干涉方案中, 粒子初始处于基态, 其发生非绝热跃迁的最小能隙是  $E_0$  和  $E_2$  之间的能级差.

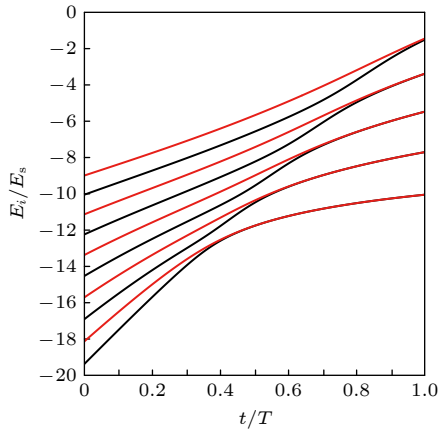


图 3 从下到上依次是势阱前 10 个能量本征值  $E_i$  ( $i = 0, 1, 2, \dots, 9$ ) 随时间变化的曲线,  $E_s$  为作无量纲化处理的单位能量, 黑色线代表偶宇称的本征态, 红色线代表奇宇称的本征态

Fig. 3. From bottom to top are the curves showing the time evolution of the first ten energy eigenvalues  $E_i$  ( $i = 0, 1, 2, \dots, 9$ ) of the potential well, where  $E_s$  is unit energy for nondimensionalization, black lines correspond to even-parity eigenstates, while red lines correspond to odd-parity eigenstates.

图 4 展示了从单阱变双阱的不同演化时长对干涉条纹的影响. 如前所述,  $\alpha = 1/T$ ,  $\alpha$  越小表示绝热演化的总时长  $T$  越大. 图 4 选取了  $\alpha = 1/100, 1/25, 1/5$ , 分别代表绝热条件符合得很好、比较差和很差的情况. 图 4(a), (b) 表明干涉条纹的具体分布与绝热演化的时长  $T$  有关. 总体来说, 当绝热演化时长较长即  $\alpha$  较小时 (如  $1/100, 1/25$ ), 干涉条纹可以简单地看成是两个单峰波包的干涉; 而当  $\alpha$  较大时 (如  $1/5$ ), 粒子在激发态上有明显的布居 (如图 4(d) 所示), 此时每一个阱里面的子波包本身就有干涉条纹, 严重偏离了我们在理论方案中所预想的干涉过程. 从图 4(d) 也可以看出, 作为偶宇称态的基态, 当绝热条件符合不好时, 只在相同宇称的状态上有布居. 假设我们只关心在  $z = 0$

附近的干涉程度, 可以定义干涉条纹的对比度为

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (10)$$

其中  $I_{\max}$  表示在  $z = 0$  附近最大的概率密度值, 而  $I_{\min}$  表示与该最大值相邻的最小概率密度值. 从图 4(c) 可以看出  $z = 0$  附近的干涉对比度, 在绝热条件满足很好的情况下, 两个子波包的平均速度为零, 随着自由演化时间的延长子波包发生弥散和交叠, 导致干涉条纹随着演化时间先单调增加后趋于稳定的值. 而绝热条件满足较差的情况下, 两个子波包有较小的相对运动速度, 它们会先相遇然后再分开, 导致干涉条纹对比度上升速度比绝热条件满足很好的情况更快, 但是干涉条纹对比度更低, 也说明绝热条件满足较差的情况下, 干涉条纹质量不高. 对于绝热条件符合得很差的情况, 此时的干涉对比度会呈现比较复杂的干涉过程, 已经不再具有参考价值. 从图 4(a), (b) 还可以看出, 在形成稳定的干涉之后, 干涉条纹发生展宽, 并且数量不变, 干涉条纹的数量与两个波包的初始宽度以及到中心位置的距离  $z_c$  有关 (见补充材料 (online)).

从图 4 的干涉效果可以看出, 更短的演化时长会偏离理想的绝热演化轨迹, 而实际操作中我们希望尽量缩短操作的时长, 以减少环境噪声的影响. 为了在更短的时间内达到相同的效果, 我们可以根据能隙的大小来调节演化的快慢, 让能隙大的地方, 参数改变快一些, 而能隙小的地方, 参数改变慢一些. 具体来说可以让参数  $s(t)$  满足  $ds/dt \propto \Delta E(t)^2$ , 其中能隙  $\Delta E(t) = E_2(t) - E_0(t)$  表示瞬时势场第二激发态和基态的能量差.

图 5 展示了从单阱变双阱总演化时长  $T = 25\tau_0$  的情况下, 优化前后参数  $s(t)$ , 能隙  $\Delta E(t)$ , 以及优化前后量子态在前两个瞬时本征态上的布居概率随时间的变化. 从图 5(a), (b) 可以看出, 当  $s(t)$  从线性变成曲线函数, 能隙小的区域占据的时间区间变大, 而能隙大的区域占据的时间区间变小, 这使得整体非绝热跃迁到高能级的概率变小. 如图 5(c) 所示, 经优化后粒子几乎完全处在瞬时基态上, 达到了非常好的优化效果.

考虑在实际实验中粒子不能完全冷却到基态, 我们假设初始时刻粒子处于平均热声子数为  $\bar{n}$  的热态. 热态下粒子处于谐振子 Fock 态  $|n\rangle$  的混合态, 各 Fock 态所占的概率为

$$P(n) = \bar{n}^n / (1 + \bar{n})^{n+1}. \quad (11)$$

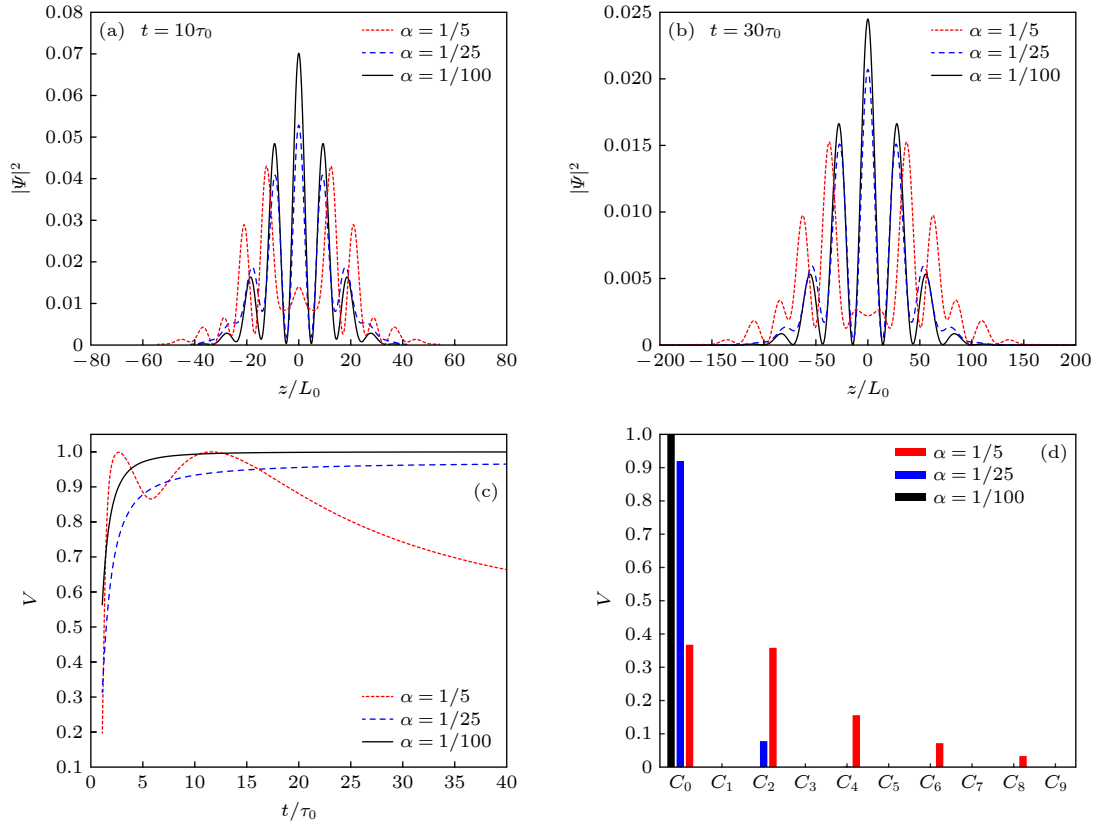


图 4 参数  $\alpha$  对物质波干涉条纹的影响 (a) 自由演化  $10\tau_0$  时的干涉条纹; (b) 自由演化  $30\tau_0$  时的干涉条纹; (c) 演化结束后, 从  $t = 1.1\tau_0$  起  $z = 0$  附近的干涉条纹对比度随自由演化时长的变化; (d) 自由演化的前一个时刻, 量子态在双势阱各能级的布居数分布

Fig. 4. Influence of parameter  $\alpha$  on matter-wave interference fringes: (a) Interference fringes after  $10\tau_0$  of free evolution; (b) interference fringes after  $30\tau_0$  of free evolution; (c) contrast of interference fringes near  $z = 0$  as a function of free evolution duration, starting from  $t = 1.1\tau_0$  after the end of evolution; (d) population distribution of the quantum state among energy levels of the double-well potential at the moment preceding free evolution.

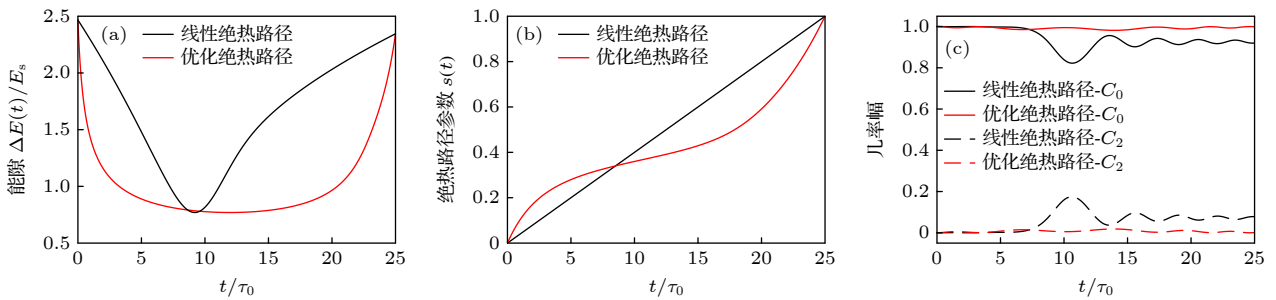


图 5 (a) 优化前后能隙  $\Delta E(t)$  的对比; (b) 优化前后  $s(t)$  的对比; (c) 优化前后前两个瞬时本征态上布居概率  $C_0$  和  $C_2$  的对比  
Fig. 5. (a) Comparison of energy gaps  $\Delta E(t)$  before and after optimization; (b) comparison of parameter  $s(t)$  before and after optimization; (c) comparison of population probabilities  $C_0$  and  $C_2$  on the first two instantaneous eigenstates before and after optimization.

图 6 给出不同平均热声子数对干涉条纹以及  $z = 0$  附近干涉对比度的影响. 通过对绝热演化初始时刻有显著布居的 Fock 态独立演化, 再通过各个能级 Fock 态的占据概率加权求和, 得到了图 6 中的结果. 图 6(a) 表明, 随着  $\bar{n}$  的增大, 条纹概率

密度的最大值  $I_{\max}$  降低, 且相邻最小的概率密度  $I_{\min}$  升高, 导致干涉条纹对比度降低. 图 6(b) 展示了对比度随  $\bar{n}$  单调下降. 当平均热声子数增大到 1, 对比度只有 0.32, 说明基态冷却非常重要. 图中还展示了将  $T = 100\tau_0$  缩短为  $T = 25\tau_0$  的优化结果受

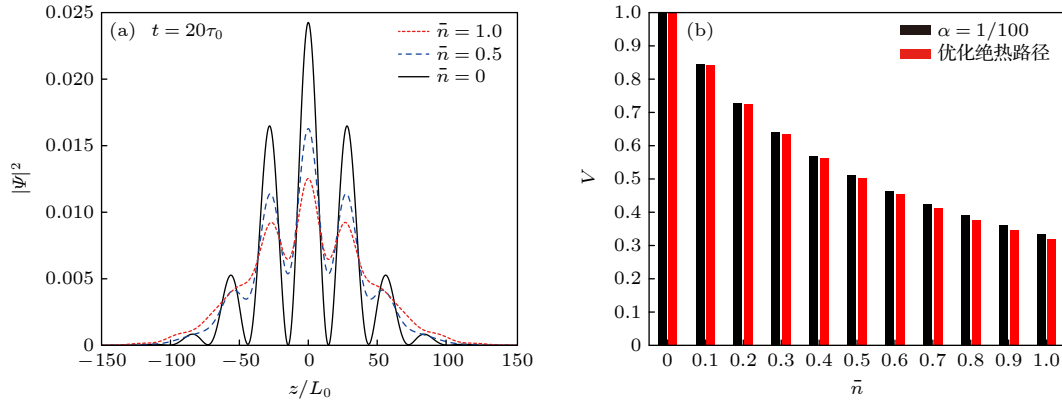


图 6 (a) 平均声子数  $\bar{n} = 0, 0.5, 1$  对应的干涉条纹; (b) 干涉条纹对比度随平均声子数的变化关系, 图中黑色和红色分别对应线性绝热路径  $\alpha = 1/100$  和优化绝热路径后绝热演化时长  $25\tau_0$  的情况

Fig. 6. (a) Interference fringes corresponding to average phonon numbers  $\bar{n} = 0, 0.5, 1$ ; (b) contrast of interference fringes as a function of the average phonon number, the black and red bars correspond to the cases of the linear adiabatic path with  $\alpha = 1/100$  and the optimized adiabatic path with an evolution time of  $25\tau_0$ , respectively.

$\bar{n}$  的影响. 可以看到线性绝热路径下长时间演化和优化后压缩时间的两种情况下结果几乎重合, 这说明第 1 阶段对于绝热演化的优化效果较好. 但从实验的角度来看, 缩短了总的操作时间, 若考虑演化过程中的噪声影响效果会更优.

## 5 讨论

本文提出的理论方案在实验上具有可行性, 下面从成像、冷却、时空分辨尺度等方面进行分析.

首先, 本文研究的干涉条纹可以通过原位成像<sup>[47]</sup>的方法在实验上观察到. 通过光晶格实现单势阱到双势阱的绝热演化过程, 再通过关闭光晶格使得粒子波包自由演化, 形成干涉现象. 在原子自由演化一段时间后, 重新打开光晶格可以使得原子的连续空间概率分布投影到离散的晶格格点中, 再通过边带冷却和荧光成像来获得粒子在空间中的具体位置. 通过多次相同的实验, 可以反推得到粒子在实空间的概率分布, 干涉效应最终得以观测.

其次, 为实现本文提出的理论方案, 需要将 Sr 原子冷却至接近基态. 一维光晶格中, 通过 Doppler 冷却和边带冷却, 已经可以将 Sr 原子的外部振动态的平均声子数冷却到 0.02 的水平<sup>[48]</sup>, 根据图 6(b), 冷却到这一水平的原子在实验中干涉条纹应至少保留 0.85 以上的对比度, 已经很好地满足本文研究的实验条件.

最后, 为了方便通过光晶格探测粒子的实空间分布, 本文计算了干涉条纹宽度达到晶格常数  $d$  和两倍晶格常数  $2d$  所需要的时间, 结果在几十微秒

的量级, 远小于 Sr 原子实验可以达到的相干时间<sup>[34]</sup>. 如图 7 所示, 条纹宽度的理论公式与数值计算的结果高度吻合, 都基本呈随时间线性增长的规律, 这也证明了将双势阱的两个子波包近似为高斯波包是比较成功的.

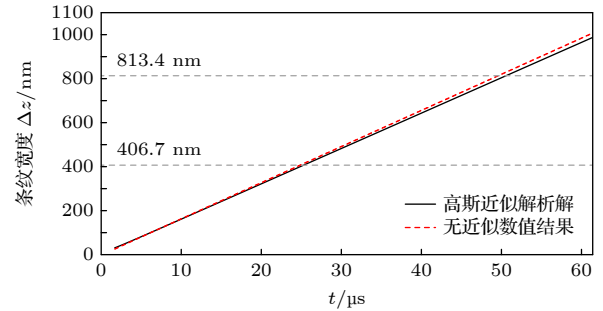


图 7 数值计算的条纹宽度与解析公式对比图

Fig. 7. Numerical vs. analytical stripe width comparison.

本文所研究的内容具有一定的局限性. 为了简单起见, 将研究对象放在一个一维光晶格的演化上. 实际上, 为了实验可以方便地快速重复得到粒子的概率分布, 更好的方案是在多个光晶格中囚禁多个粒子, 在保证粒子的独立性的前提下同时进行多个粒子的实验, 从而可以更快的得到粒子自由演化的空间分布. 此外, 前文所考虑的在绝热演化前一刻, 只改变双势阱中单原子在某个子阱中的内态, 考虑到光晶格中两个子势阱之间的间距很小, 可以通过高数值孔径透镜聚焦, 或使用结构光场<sup>[49]</sup>, 实现逼近甚至超越衍射极限的分辨, 从而可以通过  $\pi$  脉冲选择性的激发双势阱一侧的原子.

## 6 总 结

本文提出了一种利用双势阱实现单粒子物质波干涉的方案, 并且为了提升绝热演化的效率, 提出了一种基于能隙的绝热路径参数改进方案. 数值仿真的结果表明, 根据能隙的平方  $\Delta E^2(t)$  对绝热路径参数进行缩放的方案, 有效地提升了演化过程中基态的保真度. 我们还考虑了从热态出发对于干涉条纹的影响, 结论是高平均声子数的热态作为初始态会使自由演化阶段的干涉条纹对比度明显下降. 本研究通过数值仿真得到了干涉条纹的实际宽度, 条纹宽度和波包的自由演化时间在现有实验条件允许的范围内. 本研究可以为利用光晶格实现单粒子外态干涉的实验工作提供一种可行的理论方案, 未来的研究可以依靠光学偶极阱的灵活组合和设计, 探索单粒子物质波包的其他相干操控方案.

感谢国防科技大学理学院陈平形教授的讨论, 感谢国科大杭州高等研究院研究生邹涵峻、中国科学技术大学物理学院研究生田维豪和中山大学物理与天文学院研究生钟宇勋的讨论.

## 参考文献

- [1] Davisson C J, Germer L H 1928 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **14** 317
- [2] Estermann I, Stern O 1930 *Z. Physik* **61** 95
- [3] Tonomura A, Endo J, Matsuda T, Kawasaki T, Ezawa H 1989 *Am. J. Phys.* **57** 117
- [4] Bach R, Pope D, Liou S H, Batelaan H 2013 *New J. Phys.* **15** 033018
- [5] Carnal O, Mlynek J 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2689
- [6] Zhou H, Perreault W E, Mukherjee N, Zare R N 2021 *Science* **374** 960
- [7] Shin Y, Saba M, Pasquini T A, Ketterle W, Pritchard D E, Leanhardt A E 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 050405
- [8] Shin Y, Sanner C, Jo G B, Pasquini T A, Saba M, Ketterle W, Pritchard D E, Vengalattore M, Prentiss M 2005 *Phys. Rev. A* **72** 021604
- [9] Menotti C, Anglin J R, Cirac J I, Zoller P 2001 *Phys. Rev. A* **63** 023601
- [10] Schumm T, Hofferberth S, Andersson L M, et al. 2005 *Nat. Phys.* **1** 57
- [11] Lesanovsky I, Schumm T, Hofferberth S, Andersson L M, Krüger P, Schmiedmayer J 2006 *Phys. Rev. A* **73** 033619
- [12] Kasevich M, Chu S 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 181
- [13] Weiss D S, Young B C, Chu S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2706
- [14] Peters A, Chung K Y, Chu S 1999 *Nature* **400** 849
- [15] Raab E L, Prentiss M, Cable A, Chu S, Pritchard D E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631
- [16] Gao W Y, Wang J, Xiao Y H, Zhang J Y, Chen J, Liu Z D, Tu J H 2024 *Vac. Cryogenics* **30** 680 (in Chinese) [高望远, 王骥, 肖玉华, 张炯阳, 陈江, 刘志栋, 涂建辉 2024 真空与低温 **30** 680]
- [17] Mewes M O, Andrews M R, van Druten N J, Kurn D M, Durfee D S, Ketterle W 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 416
- [18] Streed E, Chikkatur A, Gustavson T, Boyd M, Torii Y, Schneble D, Campbell G, Pritchard D, Ketterle W 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 023106
- [19] Chen L, Huang C J, Xu X B, Zhang Y C, Ma D Q, Lu Z T, Wang Z B, Chen G J, Zhang J Z, Tang H X, Dong C H, Liu W, Xiang G Y, Guo G C, Zou C L 2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 034031
- [20] Li S J, Holland C M, Lu Y, Cheuk L W 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 233402
- [21] Wang C, Xu P, He X D, Wang J, Zhan M S 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 203701 (in Chinese) [王成, 许鹏, 何晓东, 王谨, 詹明生 2012 物理学报 **61** 203701]
- [22] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [23] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, van Druten N J, Durfee D S, Kurn D M, Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [24] Andrews M, Townsend C, Miesner H J, Durfee D, Kurn D, Ketterle W 1997 *Science* **275** 637
- [25] Tang P J, Dong X Y, Zhang W J, Chen Y H L X Z, Zhou X J 2020 *Phys. Rev. A* **101** 013612
- [26] Grier D G 2003 *Nature* **424** 810
- [27] Ye J, Kimble H J, Katori H 2008 *Science* **320** 1734
- [28] Schlosser N, Reymond G, Protsenko I, Grangier P 2001 *Nature* **411** 1024
- [29] Diao W T, He J, Liu B, Wang J Y, Wang J M 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 023701 (in Chinese) [刁文婷, 何军, 刘贝, 王杰英, 王军民 2014 物理学报 **63** 023701]
- [30] Hwang H, Byun A, Park J, de Leseleuc S, Ann J 2023 *Optica* **10** 401
- [31] Meng Z M, Wang L W, Han W, Liu F D, Wen K, Gao C, Wang P J, Chin C, Zhang J 2023 *Nature* **615** 231
- [32] Kaufman A M, Lester B J, Regal C A 2012 *Phys. Rev. X* **2** 041014
- [33] Thompson J D, Tiecke T G, Zibrov A S, Vuletić V, Lukin M D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 133001
- [34] Young A W, Eckner W J, Milner W R, Kedar D, Norcia M A, Oelker E, Schine N, Ye J, Kaufman A M 2020 *Nature* **588** 408
- [35] Covey J P, Madjarov I S, Cooper A, Endres M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 173201
- [36] Madjarov I S, Cooper A, Shaw A L, Covey J P, Schkolnik V, Yoon T H, Williams J R, Endres M 2019 *Phys. Rev. X* **9** 041052
- [37] Nicholson T, Campbell S, Hutson R, Marti B G E and Bloom, McNally R, Zhang W, Barrett M, Safronova M, Strouse G, Tew W J Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 6896
- [38] Chalopin T, Bojović P, Bourgund D, Wang S, Franz T, Bloch I, Hilker T 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 053402
- [39] Madjarov I S 2021 *Ph. D. Dissertation* (California, USA: California Institute of Technology)
- [40] Vahlbruch H, Chelkowski S, Hage B, Franzen A, Danzmann K, Schnabel R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 011101
- [41] Chua S S Y, Stefszky M S, Mow-Lowry C M, Buchler B C, Dwyer S, Shaddock D A, Lam P K, McClelland D E 2011 *Opt. Lett.* **36** 4680
- [42] Roland J, Cerf N J 2002 *Phys. Rev. A* **65** 042308
- [43] Kolkowitz S, Bromley S, Bothwell T, Wall M, Marti G, Koller A, Zhang X, Rey A, Ye J 2017 *Nature* **542** 66
- [44] Zhuang M, Huang J H, Ke Y G, Lee C H 2020 *Ann. Phys.* **532** 1900471

- [45] Tong D M, Singh K, Kwek L C, Oh C H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 110407
- [46] Wang Z Y, Plenio M B 2016 *Phys. Rev. A* **93** 052107
- [47] Verstraten J, Dai K L, Dixmieras M, Peaudecerf B, Jongh T D, Yefsah T 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 083403
- [48] Xia J J, Guo F, Liu Y Y, Lu X T, Chang H 2025 *Acta Opt. Sin.* **45** 0302001 (in Chinese) [夏京京, 郭峰, 刘艳艳, 卢晓同, 常宏 2025 *光学学报* **45** 0302001]
- [49] Forbes A, De Oliveira M, Dennis M R 2021 *Nat. Photonics* **15** 253

# Single-particle double-slit interference via adiabatic evolution\*

SUN Taiyu<sup>1)2)#</sup> SHEN Yong<sup>1)2)#</sup> JIN Fengtao<sup>1)</sup> ZHOU Yongzhuang<sup>1)2)</sup>

DENG Zhijiao<sup>1)2)†</sup> ZOU Hongxin<sup>1)2)3)‡</sup>

1) (*College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*Hunan Key Laboratory of Mechanism and Technology of Quantum Information, Changsha 410073, China*)

3) (*National Key Laboratory for Positioning, Navigation and Timing Technology, Changsha 410073, China*)

( Received 2 December 2025; revised manuscript received 18 January 2026 )

## Abstract

Matter-wave interference is a cornerstone of quantum mechanics. It not only provides a rigorous test of wave-particle duality and the quantum superposition principle but also underpins the manipulation of quantum states in cutting-edge technologies like quantum computing and quantum sensing. We report an approach to directly generate and observe double-slit interference of matter waves at the single-particle level. This method circumvents the limitations inherent in traditional ensemble-based experiments—for instance, those employing Bose-Einstein condensates—which probe only ensemble-averaged behavior and thus cannot reveal intrinsic single-particle quantum properties. We present a theoretical scheme and an experimental framework designed to enable the direct verification of wave-particle duality and quantum superposition for individual particles on an optical lattice platform. Our approach employs a two-color, one-dimensional optical lattice to coherently split the matter-wave packet of a single trapped strontium atom. This is accomplished by adiabatically converting a single harmonic potential into two spatially separated wells. After releasing the potential, the two wave packets freely expand and interfere. We simulate this entire process—from adiabatic splitting to free-space interference—by numerically solving the time-dependent Schrödinger equation. Our analysis focuses on the effect of adiabatic evolution time on fringe quality, optimizes the adiabatic trajectory using the inverse-square dependence on the energy gap, and evaluates how initial thermal noise degrades fringe contrast. Benchmarked against a linear adiabatic path, our optimized scheme delivers higher ground-state fidelity within a significantly reduced evolution time, thereby improving robustness against environmental noise. Numerical simulations confirm that initial thermal noise substantially degrades the contrast of the interference fringes. A feasibility analysis for strontium atoms demonstrates that the requisite cooling performance, experimental timescales, and imaging resolution are all within reach of established techniques. This study presents a theoretical scheme and an experimental framework for directly probing matter-wave interference at the single-particle level. It clarifies the role of key parameters and provides concrete guidance for future experiments in this direction.

**Keywords:** single-particle wave packet, quantum adiabatic evolution, matter wave interference, optical dipole trap

DOI: [10.7498/aps.75.20251649](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251649)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251649](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251649)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62275268, 62375284, 62475287), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2025JJ20063), and the Science and Technology Innovation Program of Hunan Province, China (Grant No. 2023RC3010).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: [dengzhijiao926@163.com](mailto:dengzhijiao926@163.com)

‡ Corresponding author. E-mail: [hxzou@nudt.edu.cn](mailto:hxzou@nudt.edu.cn)



## 基于绝热演化的单粒子双缝干涉研究

孙太宇 沈咏 靳奉涛 周勇壮 邓志姣 邹宏新

### Single-particle double-slit interference via adiabatic evolution

SUN Taiyu SHEN Yong JIN Fengtao ZHOU Yongzhuang DENG Zhijiao ZOU Hongxin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 070302 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251649

CSTR: 32037.14.aps.75.20251649

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251649>

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

#### 基于微尺度光学偶极阱的一维单原子阵列的实验制备

Experimental realization of one-dimensional single-atom array based on microscale optical dipole traps

物理学报. 2024, 73(10): 103701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240135>

#### Rice-Mele拓扑泵浦模型中的非绝热演化理论研究

Theoretical study of non-adiabatic evolution in Rice-Mele topological pumping model

物理学报. 2025, 74(14): 144201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250485>

#### 基于非绝热半经典模型对氩原子近阈值光电子干涉的研究

Revisiting near-threshold photoelectron interference in argon with a non-adiabatic semiclassical model

物理学报. 2025, 74(21): 213201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250999>

#### 二维旋转谐振子势中单粒子的跳频压缩及演化

Squeezing and evolution of single particle by frequency jumping in two-dimensional rotating harmonic

物理学报. 2024, 73(7): 074202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231929>

#### 单分子器件电输运中基于量子干涉效应的调控策略

Regulation strategies based on quantum interference in electrical transport of single-molecule devices

物理学报. 2022, 71(6): 067303 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211819>

#### 双孤子非线性干涉中的狄拉克磁单极势

Dirac magnetic monopoles potential in the nonlinear double-soliton interference

物理学报. 2023, 72(10): 100501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222416>