

原子芯片上指数型布居增长的原子输运

赵子豪^{1,2**}, 王晓晨^{1,2}, 李博^{1,2}, 李萌^{1,2}, 蒋小军¹, 钱军¹, 李晓林^{1*}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 超冷原子体系中要观测增益平衡的宇称-时间(PT)对称,需产生受控的原子布居增益/损耗及相干耦合。本文提出了动态控制原子芯片上双阱中原子输运实现原子布居指数增长的方法。采用直接蒙特卡罗方法数值研究了原子系综在双阱间的输运动力学,发现初始原子数和温度会显著影响输运效果,如目标势阱中的原子布居增益速率和转移效率。此外,还细致分析了左侧势阱抬升时间对右侧势阱中原子布居增长趋势的影响效果。该方案在超冷原子气体中实现有增益/损耗的 PT 对称量子体系提供了切实可行的方法。

关键词 超冷原子; 原子芯片; 宇称-时间对称性; 双阱; 直接模拟蒙特卡罗方法

中图分类号 O562.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0902001

Atom Transport with Exponentially Growing Population on an Atom Chip

Zhao Zihao^{1,2**}, Wang Xiaochen^{1,2}, Li Bo^{1,2}, Li Meng^{1,2}, Jiang Xiaojun¹, Qian Jun¹, Li Xiaolin^{1*}

¹Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100049, China

Abstract In the ultracold atomic system, to observe the Parity-Time (PT) symmetry with the gain balance requires controlled gain/loss of atom population and coherent coupling. We present a proposal to obtain an exponential growth of the atom population by dynamically controlling atom transport in a double-well trap on an atom chip. We numerically investigate the transport dynamics of the atomic ensemble between the sub-wells by using the direct simulation Monte Carlo method. It is found that the initial number and temperature of the atom cloud remarkably affect the transport performance, such as gain rate and transfer efficiency of the atom population in the target trap. Moreover, the effect of the lifting time of the left-well on the growing trend of the atom population in the right-well is analyzed in detail. Our strategy provides an achievable way for realizing a PT symmetric quantum system with gain/loss in ultracold atomic gas.

Key words ultracold atoms; atom chip; parity-time symmetry; double-well trap; direct simulation Monte Carlo method

OCIS codes 020.1335; 020.2070; 020.7010

1 引 言

量子力学是主宰微观粒子运动的基石,其基本原理之一是描述微观体系的哈密顿量应具有厄米性,以保证本征谱为实数以及几率守恒。1998 年 Bender 等^[1]得到一个影响深远的发现:若量子体系

的哈密顿量满足宇称-时间对称性(Parity-Time Symmetry, 简称为 PT 对称),即便为非厄米的,仍有实的本征能谱。随后 PT 对称在光学器件(波导^[2-3]和微腔^[4])中得到实验证实,电子线路、微波、声学和超颖材料中也陆续观测到类似现象;许多反常的、新奇的效应,如单向非互易光传输^[5]、单模激

收稿日期: 2018-02-12; 修回日期: 2018-04-07; 录用日期: 2018-05-02

基金项目: 国家自然科学基金(91536107, 11774362)、国家重点研发计划(2016YFA0301504)、中科院前沿科学重点研究项目(QYZDY-SSW-SLH009)

* E-mail: xiaolin_li@siom.ac.cn; ** E-mail: zihao_zhao@163.com

光^[6-7]、隐身探测^[8]等不断被发现。研究各种物理系统中的 PT 对称/破缺机制及应用已成为光学、光子学和人工微结构等学科交叉前沿的活跃领域之一。二十多年来,中性超冷原子气体由于宏观量子特性和高度可调性为人们提供了一种全新的多体量子体系,正在强关联体系的量子模拟、量子计算和量子精密测量等领域发挥着重要作用。借助调控光与原子气体相互作用可实现 PT 对称或反对称光学体系,但基于超冷原子气体的 PT 量子体系研究还主要局限在理论上。实验上构建具有 PT 对称性的两态原子体系,需产生受控的原子布居增益/损耗及相干耦合。Li 等^[9]进行的 PT 对称量子模拟实验中,由于实验体系具有指数型的原子损耗而没有原子态增益机制,演化过程中实际总原子数一直减少,难以探测 PT 对称/破缺相变临界点附近的体系动力学响应。因此,实现原子态布居的指数增长(即增益速率为非零常数)是该类研究的关键点之一。另一方面,利用超冷原子的良好相干性与高度可控性可精确控制原子系综的输运过程^[10-19]。这种受控的超冷原子输运已被广泛用于电子器件(如晶体管、二极管等)、电子电路以及热传导的量子模拟和超冷原子量子泵、自旋扩散以及直流、交流 Josephson 效应研究^[11-12,17-23],也为在超冷原子体系中观测增益/损耗平衡的 PT 对称提供了有力手段。与一般的超冷原子输运或导引不同的是,PT 对称实验要求某一原子态的原子增益速率为常数,即要求该态原子数应为指数增长,这也是该实验的难点之一。

本文提出了一种原子芯片上受控原子输运方案,可实现目标势阱中的原子布居指数增长,以满足实现 PT 对称超冷原子体系的关键要求。通常,原子芯片上的原子输运采用磁导引、射频导引或 QPC (Quantum Point Contact) 等方法^[24-29]。这里设计了特殊的复合 Z 阱,其导线电流产生的磁场可形成原子囚禁的双阱构型;并且设计了特殊的势阱形状控制策略以实现超冷原子在两阱之间的单向和稳定增益速率输运。采用直接模拟蒙特卡罗 (Direct Simulation Monte Carlo, 简称 DSMC) 方法模拟了原子芯片上大量原子在势阱中输运的动力学行为^[30]。相较于求解复杂的玻尔兹曼方程,DSMC 方法采用少量粒子模拟大量原子或分子的演化过程,运算复杂度大大降低,已被广泛用于超冷原子气体蒸发冷却^[31-32]、协同冷却^[33]、玻色-爱因斯坦凝聚底的高度,截止能量保持为 $E_{\text{th}} = \hbar\omega_f$ 。当 $t_f \leq t$ 时,

(BEC) 陷俘^[34]和玻色子集体模式的动力学过程^[35-38]的数值仿真。借助 DSMC 方法,对原子布居受控增益的原子芯片输运方案作了可靠的数值仿真,并对初始温度、初始原子数和势阱控制参数进行了细致研究,将为随后在原子芯片上实现 PT 对称量子体系和研究相关新奇现象提供有力支持。

2 原子输运的理论模型与数值计算方法

受控⁸⁷Rb 原子输运的示意图如图 1(a)所示。原子芯片两条“Z”形导线所产生的磁阱沿 x 轴方向分布,通过调节导线电流 I_1, I_2 的大小可以分别控制左右势阱的深度。产生的势阱沿 x 方向的分布近似呈高斯函数线型,沿 y 和 z 方向分布近似为简谐阱,因此简化后的势阱为

$$U(x, y, z; t) = A_0 + A_L(t) \exp\left[-\frac{(x - x_L)^2}{2W^2}\right] + A_R(t) \exp\left[-\frac{(x - x_R)^2}{2W^2}\right] + \frac{1}{2}m\omega_y^2 y^2 + \frac{1}{2}m\omega_z^2 z^2, \quad (1)$$

式中: A_0 为常数; W 是高斯势阱宽度; $A_L(t)$ 、 $A_R(t)$ 为与左右势阱深度; x_L, x_R 分别为左右两个阱位置的横坐标; m 为单原子质量; ω_y, ω_z 分别为 y, z 方向的阱频率。要实现原子转移,只需抬升左侧势阱底部[即减小 $A_L(t)$],左侧势阱的原子就会溢出并输运到右边势阱。具体地,保持 $A_R(t)$ 不变,同时线性减小 $A_L(t)$,即

$$A_L(t) = \begin{cases} A_L(0), & t < t_i \\ \epsilon t + A_L(0), & t_i \leq t < t_f \\ \epsilon t_f + A_L(0), & t_f \leq t \end{cases} \\ A_R(t) = A_L(0), \quad (2)$$

式中: $\epsilon, A_L(0)$ 为常数; t_i, t_f 分别为左侧势阱的阱底开始抬升和结束抬升的时刻。势阱形状变化如图 1(b)所示。当 $t < t_i - 100$ ms 时,左右两阱完全对称,势能曲线 U_i 如实线所示,系统的截止能量 $E_{\text{th}} = \hbar\omega_i$ (\hbar 为约化普朗克常数)如虚线所示。对于图 1(a)所示的⁸⁷Rb 原子芯片平台, $|1\rangle \equiv |F=1, m_F=-1\rangle$ 是囚禁态, $|2\rangle \equiv |F=1, m_F=1\rangle$ 是非囚禁态。施加射频场即设定了截止能量,因为磁阱中势能超过 $\hbar\omega_{\text{rf}}$ (ω_{rf} 为射频频率)的原子就会由 $|1\rangle$ 态跃迁至 $|2\rangle$ 态逃逸出阱。当 $t_i - 100$ ms $\leq t < t_i$ 时,截止能量 E_{th} 由 $\hbar\omega_i$ (图中点线)线性增加至 $\hbar\omega_f$ (图中点划线)。当 $t_i \leq t < t_f$ 时,线性抬升左侧势阱阱势能曲线 U_f 如图中点划线所示,截止能量依然保持

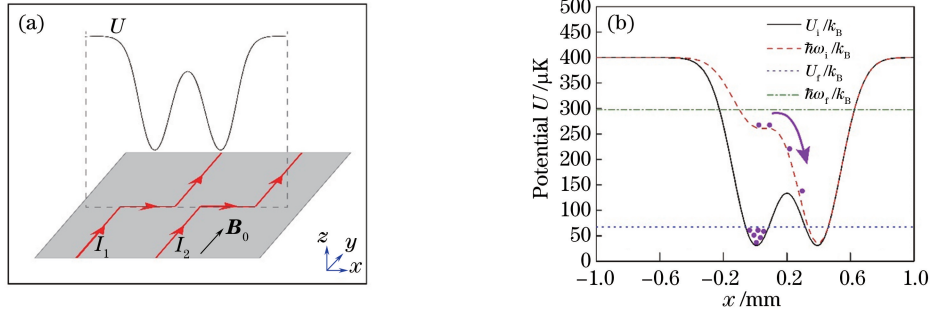


图 1 (a)原子芯片产生双阱示意图。红线为载流导线,箭头表示电流方向, \mathbf{B}_0 是沿 y 方向的偏置磁场,曲线 U 表示势阱沿 x 轴的分布;(b)双阱模型沿 x 轴的势能分布。初始势阱为实线所示,随着左侧势阱阱底抬升(虚线),原子逐渐由左侧势阱转移至右侧势阱中,同时截止能量提高。点线和点划线分别为原子输运开始前和开始后的截止能量,粗圆点代表囚禁在势阱中的原子,箭头为原子输运方向

Fig. 1 (a) Diagram of the double-well trap created by the atom chip. The red lines represent current-carrying wires while the arrows indicate the direction of current. \mathbf{B}_0 is the bias magnetic field in y direction. Curve U shows the potential distribution along the x axis; (b) potential distribution of the double-well trap model along the x axis.

The initial double-well trap is shown as the solid line. With the uplift of the bottom of the left sub-well (dashed line), the atoms are gradually transported from the left sub-well to the right sub-well, meanwhile the cut-off energy is increased. The dotted line and dash-dotted line represent the cutoff energy before and after the start of atom transport, respectively.

The thick dots represent atoms trapped in the double-well trap and the arrow indicates the direction of atom transport

为 $E_{th} = \hbar\omega_f$ 。

确定双势阱模型后,采用 DSMC 方法模拟粒子的输运过程。DSMC 方法的基本思想是:首先将空间按照粒子分布划分为一系列元胞。元胞的尺寸 δ_r 应与粒子的平均自由程 λ 满足 $\lambda/\delta_r > 0.1$ ^[39]; 然后对各个元胞内的粒子分别进行动力学计算。计算主要包括两个过程: 1) 无碰撞演化过程。统计总模拟粒子数,如果总模拟粒子数少于 4096,则根据势阱的几何特征,在各个粒子的对称位置生成速度满足对称关系的粒子^[40]。此时模拟粒子数加倍,每个模拟粒子代表的真实粒子数减半。然后运用四阶 Runge-Kutta 方法或者 Beeman 方法,计算原子自由运动一段时间 δ_t (δ_t 即时间步长,其值应小于粒子的平均碰撞时间 τ) 后的速度 v 和位置 r ^[39]。接着对所有模拟粒子检验是否满足势阱束缚条件,如果不满足则表明该粒子已逸出势阱。最后根据每个粒子演化后的位置重新划属元胞。2) 碰撞过程。对各个元胞内随机选取的两个粒子运用舍选法判断是否发生碰撞。当原子云温度很低时,原子之间的碰撞只有 s 波散射分量,是各向同性的。两粒子的碰撞概率是

$$P_{ij} = \alpha \frac{\delta_t}{\delta_x \delta_y \delta_z} \sigma(k_r) v_r, \quad (3)$$

式中: α 为计算时每个模拟粒子所代表的真实粒子数; δ_x 、 δ_y 和 δ_z 分别为沿坐标轴各方向的元胞尺

寸; v_r 是两粒子的相对速度; $k_r = mv_r/\hbar$; 碰撞截面

$$\text{为 } \sigma(k) = \frac{8\pi a_s^2}{1+k^2 a_s^2} \quad (a_s \text{ 为散射长度})$$
^[39-40]。对于超冷

原子,粒子间的相对速度非常小,碰撞截面可以近似为 $\sigma(k) \approx 8\pi a_s^2$ 。对于每个元胞定义最大碰撞概率 $P_{max} = \max(P_{ij})$ 。采用舍选法处理原子碰撞情况:在 $[0,1]$ 区间内产生一个随机数 R ,若 $P_{ij}/P_{max} > R$,则两粒子发生碰撞;否则不发生碰撞。然后根据动量守恒、能量守恒定律更新碰撞粒子的动量信息。以上两个过程重复进行,直到计算完设定的时间步数。

由于粒子的动力学演化过程中,全局的时间步长、元胞尺寸可能不再合适(如:蒸发冷却过程中,一方面原子云尺寸不断减小,元胞尺寸相对于原子空间分布可能太大;另一方面原子云的温度降低,平均速率减小,时间步长太短使碰撞检验太频繁,影响运算速度),可采用可变局部参数的 DSMC 方法:如 LATs (Locally Adaptive Time Steps)、LACs (Locally Adaptive Cells Steps)、LAIS (Locally Adaptive Importance-Sampling) 等^[39,41]。本文采用了 LATs-DSMC 方法模拟了双势阱中的原子转移过程,计算发现特定时间内右边势阱装载的原子数近似呈指数增长,即右侧阱内的原子数 $N_R(t)$ 满足

$$N_R(t) = a \cdot e^{\kappa(t-b)} + c, \quad (4)$$

式中: a 、 b 、 c 为常数; κ 为原子数增益速率。

3 结果与讨论

对于双阱的原子输运,左侧阱的初始原子数 N_0 会影响原子间的碰撞频率,原子云的初始温度 T_0 会影响平均密度和速率分布,抬升阱底所用时间 Δt 会影响原子势能增加的速率,这些因素都会引起原子输运速率的变化。首先研究了固定 $T_0 = 3.5 \mu\text{K}$ 、 $\Delta t = 10 \text{ ms}$ 时,左侧阱内的初始原子数 N_0 对原子转移速率的影响。实际原子芯片势阱装载的冷原子数为 10^5 、 10^6 量级,因此在 $(10^5, 10^7)$ 区间内选取不同 N_0 进行模拟计算,计算结果如图 2(a) 所示。其中方块线、圆点线和三角线分别对应初始原子数 $N_0 = 14.46 \times 10^5$ 、 26.20×10^5 和 44.87×10^5 时,右侧势阱内原子数的变化。从图中可以看到,原子数随时间先是指数增加,然后增长趋缓,最后原子数趋于平衡。直观上此现象可以这样解释:原子云

开始处于热平衡状态,能量服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布。能量很高、很低的原子少,中间能量的原子多。开始时随着左侧势阱阱底的抬升,其阱深逐渐减小,原子按能量由高到低逐次越过势垒开始转移,此时能量越低原子越多,所以右侧阱内原子迅速积累,近似为指数增长;随后,中间能量及更低能量的原子开始转移,此时能量越低原子越少,所以右侧阱内原子积累变缓。原子完成输运之前,其装载的原子数会出现一定起伏,这是因为此时截止能量比中间势垒高,少数能量较大的原子可以越过中间势垒在左右两阱来回振荡,引起粒子数的波动。但随着原子间的不断碰撞,这部分原子要么被加热到能量超过截止能量而逃逸出阱,要么会随系统达到热平衡最终束缚在右侧阱内。其他条件不变时初始原子数越多,原子碰撞概率越大,输运末尾右侧势阱装载原子数起伏渐至平衡所经历时间越长。

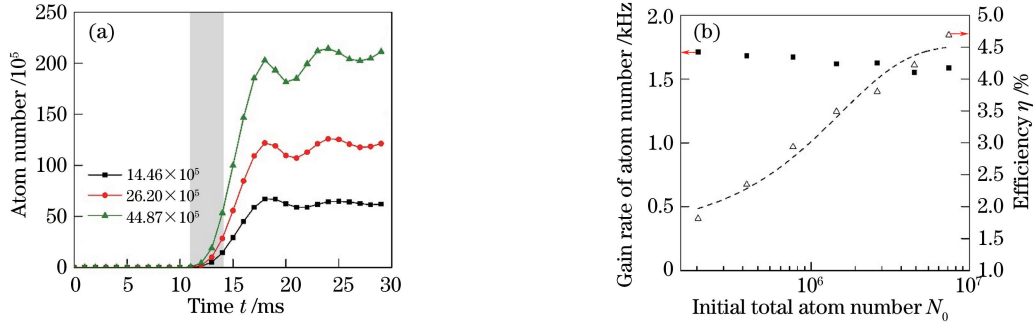


图 2 (a)左侧势阱的初始原子数不同时,右侧势阱内原子数随时间的变化曲线。选取运输初始阶段(阴影内的曲线段,即 $10.9 \text{ ms} < t < 13 \text{ ms}$)指数拟合可得到原子数增益速率;(b)原子数增益速率(实心方块)和输运效率(空心三角)随初始原子数的变化曲线。虚线是对原子输运效率指数拟合的结果

Fig. 2 (a) The evolution of the atom number in the right sub-well with time, as the initial atom number in the left sub-well is different. The gain of atom number can be obtained by fitting the curve at the beginning of transport (curve segment in the shadow, namely $10.9 \text{ ms} < t < 13 \text{ ms}$) with exponential function; (b) the gain rate of atom number (solid block) and the transport efficiency (hollow triangle) versus the initial atom number.

The dashed line is the exponential fitting to the atom transport efficiency

由于 PT 对称量子体系的动力学要求原子数增益速率为非零常数,故着重研究右侧阱内原子数指数增长阶段,在 10.9 ms 到 13.0 ms 之间[即图 2(a) 中阴影部分]。为了得到原子的增益速率 κ ,对各曲线在时间区间 $(10.9 \text{ ms}, 13 \text{ ms})$ 内的部分进行指数拟合,然后,将拟合所得到的 κ 对初始原子数 N_0 作散点图,如图 2(b) 所示。图中空心点代表了原子数增益速率 κ 随 N_0 的变化,实心点代表了输运效率 η 随 N_0 的变化。初始原子数 N_0 满足

$$N_0 = N_i(t) + N_{\text{loss}}(t),$$

$$N_i(t) = N_L(t) + N_R(t) + N_M(t), \quad (5)$$

式中: $N_i(t)$ 、 $N_L(t)$ 、 $N_R(t)$ 和 $N_M(t)$ 分别表示被

阱束缚的总原子数、左侧阱内的原子数、右侧阱内的原子数和两阱之间正在输运的原子数; $N_{\text{loss}}(t)$ 为势阱变浅过程中由于碰撞温升而逃逸出阱的原子数。当 $t < t_i$ 时,有 $N_{\text{loss}}(0) = N_R(0) = N_M(0) = 0$, $N_i(0) = N_L(0) = N_0$ 。定义输运效率 η 为

$$\eta = N_i(t_{\text{fit}}) / N_0, \quad (6)$$

式中 t_{fit} 为指数拟合的终点所对应的的时间。从图 2 (b) 中可以看,随着原子数增大, κ 略有减小,而输运效率 η 会逐渐增大,近似为指数增长,虚线即为指数拟合的结果。这说明当初始原子数 $N_0 \in (10^5, 10^7)$, κ 对 N_0 的变化并不是特别敏感,这是因为初始原子数的变化对其能量的分布影响很小,所以改

变初始原子数对 κ 的影响较小。因此,左侧阱内应制备尽量多的原子,可以极大地提升 η 。

以上讨论发现初始原子数对输运中特定时间段内的转移效率有显著影响。此外,原子云的温度越低,平均速度越慢,所以左侧势阱内原子团的初始温度 T_0 也会对原子转移速率产生影响。原子云的初始温度由初始截止能量 $E_{th} = \hbar\omega_0$ 决定。这是因为将原子云装载到左侧阱后,截止能量的作用相当于对原子云作蒸发冷却,动能大的原子会跃迁到非囚禁态逃逸出阱。调整 ω_0 的大小,就可以改变原子云的初始温度。系统的初始截止能量 $E_{th} = \hbar\omega_0$ 只

需取左侧势阱阱底和中间势垒高度之间的值,因为 $E_{th} = \hbar\omega_0$ 若高于中间势垒,就无法把初始原子全部局限在左侧阱内;若低于阱底,所有原子都无法被束缚。据此在 (4.01 MHz, 17.40 MHz) 区间内选取 ω_0 , 固定 $N_0 = 74.13 \times 10^5$ 、 $T_0 = 3.5 \mu\text{K}$, 计算原子的输运过程,结果如图 3(a) 所示。从图中可以看出随着原子云初始温度 T_0 的减小(即初始截止能量 $E_{th} = \hbar\omega_0$ 的减小),右侧阱内达到相同原子数(如 10.00×10^5) 所需时间逐渐增大。这是显然的,因为原子云的温度越低,其平均速率越小,需要花费更长的时间从左侧势阱移动到右边势阱。

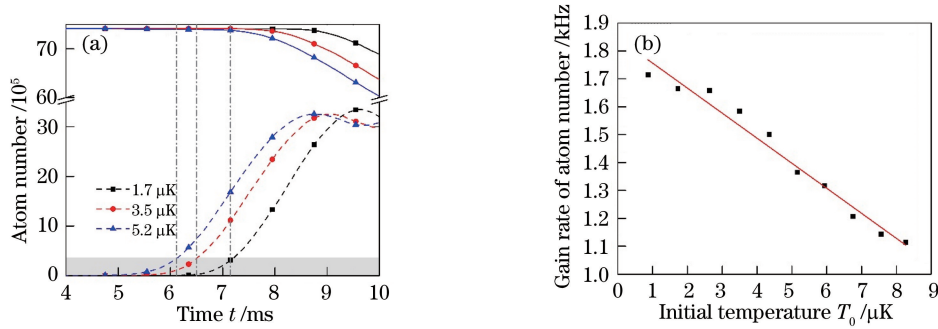


图 3 (a) 当改变左侧阱内原子云的初始温度时,总原子数(实线)和右侧阱原子数(虚线)随时间的变化。

对阴影内的曲线段(即 $0.07 \times 10^5 < N_R < 3.50 \times 10^5$) 指数拟合可得到原子数增益速率,点划线为右侧势阱装载原子数达到 $N_R = 3.50 \times 10^5$ 时对应的时间;(b) 原子数增益速率随初始温度的变化,直线为线性拟合的结果

Fig. 3 (a) The evolution of the total atom number (solid lines) and the atom number in the right sub-well (dashed lines) with time, as the initial temperature of the atomic cloud in the left sub-well is different. The gain of atom number can be obtained by fitting the curve segment in the shadow (namely $0.07 \times 10^5 < N_R < 3.50 \times 10^5$) with exponential function and the dash-dotted line masks the time when $N_R = 3.50 \times 10^5$;

(b) the gain rate of atom number versus the initial temperature. The line is linear fitting to the data

对不同温度下,右侧阱内原子数 N_R 处于指数增长阶段的曲线段($0.07 \times 10^5 < N_R < 3.50 \times 10^5$, 即图 3(a) 中阴影部分)采用指数拟合,得到原子数增益速率 κ 随温度的变化,如图 3(b) 所示。可以看出,随着温度的减小, κ 呈上升趋势,图中直线是对其进行线性拟合的结果。拟合结果说明在 $0.5 \sim 8.5 \mu\text{K}$ 范围内, κ 与 T_0 近似呈线性关系。 κ 与 T_0 负相关,这是因为随着初始温度的降低,原子云的平均密度会增大,当原子发生转移时,单位时间内传输的原子更多,右侧势阱聚集的原子也更多;另一方面,原子云的温度越低,原子速率分布越集中,因而不同原子转移到右侧阱的时间更加接近,右侧势阱也就在更短时间聚集原子。在输运开始阶段几乎没有损耗。如图 3(a) 所示,在点划线左侧 N_R 指数增长阶段内(图中阴影部分内),不同温度下总原子数 N_t 几乎没有损失。

本文采取抬升左侧势阱阱底部以减小阱深的办法

将原子从左侧转移到右侧阱中,下面研究不同抬升时间 Δt 对原子输运的影响,这里定义 $\Delta t = t_f - t_i$ 为阱底抬升所用时间。阱底抬升所用时间 Δt 不同时(固定 $N_0 = 74.13 \times 10^5$ 、 $T_0 = 3.5 \mu\text{K}$),右侧势阱内的原子数变化如图 4(a) 所示。图中圆点线、正三角线和倒三角线分别对应 $\Delta t = 40 \text{ ms}$ 、 60 ms 、 80 ms 。从图中可以看出,随着 Δt 减小,右侧势阱聚集相同原子数(如 10.00×10^5) 的时刻逐渐提前,这是因为原子可以在更短的时间内获得足够的动能越过中间势垒流向右侧势阱。对 N_R 指数增长阶段($0.07 \times 10^5 < N_R < 3.50 \times 10^5$, 即图 4(a) 中阴影部分)的曲线进行拟合,将拟合得到的 κ 对 Δt 作图,如图 4(b) 所示。可以看到,随着左侧阱降低阱深所用的时间 Δt 的减少, κ 越来越大,随后增长趋势变缓最终开始缓慢减小。通过拟合发现,在 Δt 较大时, κ 近似和 Δt 呈反比关系,图中实线即采用公式 $\kappa = 1/(a + b\Delta t)$ 拟合的曲线。通过与拟合曲线比较可以看出,

当 $\Delta t > 10$ ms 时, κ 值与曲线十分吻合; 当 $\Delta t = 10$ ms 时, κ 值已经偏离拟合曲线, 随 Δt 减小而增大的趋势变缓; 当 $\Delta t = 2$ ms 时, κ 达到最大值, 继续减小 Δt , κ 则不再增加, 反而略有减小。这是因为随着 Δt 的减小, 原子单位时间内增加的势能更大, 所以会有更多的原子将势能转化为足够的动能运输到右侧势阱, 使原子数增益速率 κ 增加; 接着减小 Δt , 部分冷原子开始不再能跟随势阱的变化

(如图 4(a) 内插图所示, 当抬升时间为 0.5 ms、0.1 ms、2 ms 时, 原子数曲线十分靠近且形状基本相同, 说明继续减少抬升时间, 原子的运动已经跟不上势阱的变化), 反而会由于势能的急剧增加而直接超过截止能量逃出势阱束缚, 不能有效地转移至左侧势阱内, 从而使原子数增益速率 κ 增长变缓; 继续减小 Δt , 当大多数原子的运动都不能及时跟随势阱的变化时, κ 开始不再增长甚至略有减小。

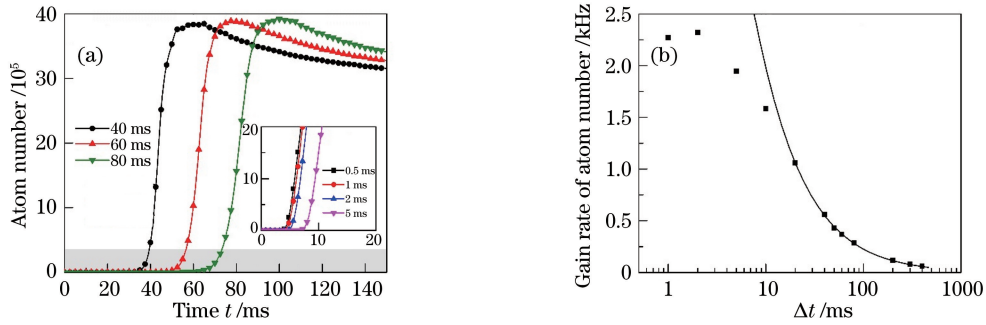


图 4 (a) 左侧势阱变浅所用时间不同时, 右侧势阱内的原子数变化。对阴影内的曲线段(即 $0.07 \times 10^5 < N_R < 3.50 \times 10^5$) 指数拟合可得到原子数增益速率; (b) 原子数增益速率 κ 随 Δt 的变化, 实线是采用公式 $\kappa = 1/(a + b\Delta t)$ 进行拟合的结果

Fig. 4 (a) The evolution of the atom number in the right sub-well with time, as the time of shallowing for the left sub-well is different. The gain of atom number can be obtained by fitting the curve segment in the shadow (namely $0.07 \times 10^5 < N_R < 3.50 \times 10^5$) with exponential function; (b) the gain rate of atom number κ versus Δt . The solid line is the fitting to the data with formula $\kappa = 1/(a + b\Delta t)$

4 总结与展望

为了实现目标区域原子数指数型增长的输运过程, 建立了简单的双势阱模型, 利用使左侧势阱变浅的方法实现了双阱中的原子输运和原子数增益速率 κ 在一段时间内的近指数增长; 然后, 分别研究了初始原子数 N_0 、初始原子温度 T_0 、势阱变浅所用时间 Δt 对原子转移速率的影响。计算结果显示: 左侧阱的初始原子数对 κ 几乎无影响; 初始温度与 κ 近似为线性关系, 且 T_0 越小, κ 越大; 原子数增益速率 κ 随着势阱变浅所用时间 Δt 的减小先逐渐增大, 而后增长趋缓, 当 $\Delta t \geq 2$ ms 时, κ 不再增加反而略有减小。本文得到的数值计算结果将对原子芯片上设计并实现基于超冷原子气体的 PT 对称量子体系、研究 PT 对称与破缺机制和相关新奇物理效应提供有力的支持。

参 考 文 献

[1] Bender C M, Boettcher S. Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry [J]. Physical Review Letters, 1998, 80(24): 5243-5246.
 [2] Rüter C E, Makris K G, El-Ganainy R, et al.

Observation of parity-time symmetry in optics [J]. Nature Physics, 2010, 6(3): 192-195.
 [3] Regensburger A, Bersch C, Miri M A, et al. Parity-time synthetic photonic lattices [J]. Nature, 2012, 488(7410): 167-171.
 [4] Peng B, Özdemir Ş K, Lei F C, et al. Parity-time-symmetric whispering-gallery microcavities [J]. Nature Physics, 2014, 10(5): 394-398.
 [5] Feng L, Ayache M, Huang J Q, et al. Nonreciprocal light propagation in a silicon photonic circuit [J]. Science, 2011, 333(6043): 729-733.
 [6] Feng L, Wong Z J, Ma R M, et al. Single-mode laser by parity-time symmetry breaking [J]. Science, 2014, 346(6212): 972-975.
 [7] Hodaei H, Miri M A, Heinrich M, et al. Parity-time-symmetric microring lasers [J]. Science, 2014, 346(6212): 975-978.
 [8] Fleury R, Sounas D, Alù A. An invisible acoustic sensor based on parity-time symmetry [J]. Nature Communications, 2015, 6: 5905.
 [9] Li J M, Harter A K, Liu J, et al. Observation of parity-time symmetry breaking transitions in a dissipative Floquet system of ultracold atoms [OL]. [2018-2-12]. <https://arxiv.org/abs/1608.05061>.
 [10] Husmann D, Uchino S, Krinner S, et al. Connecting

- strongly correlated superfluids by a quantum point contact[J]. *Science*, 2015, 350(6267): 1498-1501.
- [11] Byrd T A, Das K K, Mitchell K A, *et al.* Matter, energy, and heat transfer in a classical ballistic atom pump[J]. *Physical Review E*, 2014, 90(5): 052107.
- [12] Albiez M, Gati R, Fölling J, *et al.* Direct observation of tunneling and nonlinear self-trapping in a single Bosonic Josephson junction [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(1): 010402.
- [13] Schumm T, Hofferberth S, Andersson L M, *et al.* Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip[J]. *Nature Physics*, 2005, 1(1): 57-62.
- [14] Levy S, Lahoud E, Shomroni I, *et al.* The a. c. and d. c. Josephson effects in a Bose-Einstein condensate [J]. *Nature*, 2007, 449(7162): 579-583.
- [15] Sommer A, Ku M, Roati G, *et al.* Universal spin transport in a strongly interacting Fermi gas [J]. *Nature*, 2011, 472(7342): 201-204.
- [16] Schneider U, Hackermüller L, Ronzheimer J P, *et al.* Fermionic transport and out-of-equilibrium dynamics in a homogeneous Hubbard model with ultracold atoms [J]. *Nature Physics*, 2012, 8(3): 213-218.
- [17] Bruderer M, Belzig W. Mesoscopic transport of fermions through an engineered optical lattice connecting two reservoirs [J]. *Physical Review A*, 2012, 85(1): 013623.
- [18] Li S Q. Versatile electrostatic well for trapping cold polar molecules on chip surface [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(6): 0602001.
李胜强. 在芯片表面囚禁冷极性分子的多功能静电阱[J]. *光学学报*, 2017, 37(6): 0602001.
- [19] Cheng J, Xu X P, Zhang J F, *et al.* High efficiency quadrupole magnetic trap transport in single chamber atom chip system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(12): 1202001.
程俊, 许忻平, 张敬芳, 等. 单腔原子芯片系统中高效率的四极磁阱转移[J]. *光学学报*, 2016, 36(12): 1202001.
- [20] Seaman B T, Krämer M, Anderson D Z, *et al.* Atomtronics: ultracold atom analogs of electronic devices [J]. *Physical Review A*, 2007, 75(2): 023615.
- [21] Brantut J P, Grenier C, Meineke J, *et al.* A thermoelectric heat engine with ultracold atoms[J]. *Science*, 2013, 342(6159): 713-715.
- [22] Brantut J P, Meineke J, Stadler D, *et al.* Conduction of ultracold fermions through a mesoscopic channel [J]. *Science*, 2012, 337(6098): 1069-1071.
- [23] Das K K. Mesoscopic transport and interferometry with wave packets of ultracold atoms: effects of quantum coherence and interactions [J]. *Physical Review A*, 2011, 84(3): 031601.
- [24] Ivanov A, Kordas G, Komnik A, *et al.* Bosonic transport through a chain of quantum dots[J]. *The European Physical Journal B*, 2013, 86(8): 345-351.
- [25] Gupta S, Murch K W, Moore K L, *et al.* Bose-Einstein condensation in a circular waveguide [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(14): 143201.
- [26] Lesanovsky I, von Klitzing W. Time-averaged adiabatic potentials: versatile matter-wave guides and atom traps [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(8): 083001.
- [27] Jiang X J, Li X L, Zhang H C, *et al.* Smooth Archimedean-spiral ring waveguide for cold atomic gyroscope[J]. *Chinese Optics Letters*, 2016, 14(7): 070201.
- [28] Liu Y, Yun M, Yin J P. Magnetic focusing of cold atomic beam with a 2D array of current-carrying wires[J]. *Chinese Optics Letters*, 2006, 4(9): 497-500.
- [29] Fu J, Yin X, Li N Y, *et al.* Atom waveguide and 1D optical lattice using a two-color evanescent light field around an optical micro/nano-fiber [J]. *Chinese Optics Letters*, 2008, 6(2): 112-115.
- [30] Bird G A. *Molecular gas dynamics and direct simulation of gas flows* [M]. Oxford: Clarendon Press, 1994.
- [31] Wu H, Foot C J. Direct simulation of evaporative cooling [J]. *Journal of Physics B*, 1996, 29(8): L321-L328.
- [32] Wu H, Arimondo E, Foot C J. Dynamics of evaporative cooling for Bose-Einstein condensation [J]. *Physical Review A*, 1997, 56(1): 560-569.
- [33] Barletta P, Tennyson J, Barker P F. Direct Monte Carlo simulation of the sympathetic cooling of trapped molecules by ultracold argon atoms[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(11): 113002.
- [34] Cerboneschi E, Menchini C, Arimondo E. Monte Carlo simulations of Bose-Einstein condensation of trapped atoms[J]. *Physical Review A*, 2000, 62(1): 013606.
- [35] Jackson B, Zaremba E. Finite-temperature simulations of the scissors mode in Bose-Einstein condensed gases[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(10): 100404.
- [36] Jackson B, Zaremba E. Modelling Bose-Einstein condensed gases at finite temperatures with N -body simulations[J]. *Physical Review A*, 2002, 66(3): 033606.
- [37] Jackson B, Zaremba E. Quadrupole collective modes in trapped finite-temperature Bose-Einstein condensates[J].

- Physical Review Letters, 2002, 88(18): 180402.
- [38] Jackson B, Adams C S. Damping and revivals of collective oscillations in a finite-temperature model of trapped Bose-Einstein condensation [J]. Physical Review A, 2001, 63(5): 053606.
- [39] Wade A C J, Baillie D, Blakie P B. Directsimulation Monte Carlo method for cold-atom dynamics: classical Boltzmann equation in the quantum collision regime [J]. Physical Review A, 2011, 84 (2): 023612.
- [40] Guery-Odelin D, Soeding J, Desbiolles P, *et al.* Strong evaporative cooling of a trapped cesium gas [J]. Optics Express, 1998, 2(8): 323-329.
- [41] Toschi F, Vignolo P, Succi S, *et al.* Dynamics of trapped two-component Fermi gas: temperature dependence of the transition from collisionless to collisional regime [J]. Physical Review A, 2003, 67 (4): 041605.