arXiv:2602.14249v1 [cond-mat.quant-gas] 15 Feb 2026

冷原子的光学输运至量子简并

Yanqing Tao、Yufei Wang、Ligeng Yu和Bo Song*

State Key Laboratory for Mesoscopic Physics and Frontiers Science Center for Nano-optoelectronics,School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China

冷原子的高效输运对于连续运行至关重要，从而能够实现从原子激光器到连续运行量子比特的各类应用。然而，为克服振动、轴向陷阱不均匀性以及冷却不足所需的深势阱，限制了接近量子简并的冷原子输运。在此，我们利用由两束贝塞尔光束形成的运动光学晶格，演示了将冷原子快速光学输运至玻色–爱因斯坦凝聚。温度为340 nK的3×10^5 镱原子气体在350 ms内被输运了34 cm，效率超过60%。此外，凝聚分数为40%的 1×10^5 原子简并气体从原子相互作用驱动的相位同步过程中产生。该演示使得能够为量子传感、模拟和计算快速制备超冷原子束和大规模原子阵列。

I. 引言

原子输运已被广泛用于将原子输送到真空条件更佳的环境中，从而延长其寿命。它还在冷原子的制备和连续装载中发挥着至关重要的作用，应用范围涵盖从量子传感中的原子激光器，到量子模拟和计算中的原子量子比特 [1–5]。尽管实验上已经采用包括磁 [6–12], 光学 [13–22], 以及混合方案 [23, 24], 实现了不同方法的输运，但由于振动、输运路径上的非均匀势以及冷却不足，在长距离内对接近简并状态的冷原子进行快速输运仍然具有挑战性。

在本文中，我们利用由两束可精确控制的贝塞尔光束形成的运动光学晶格，实现了冷原子的输运。得益于贝塞尔光束的特性，在输运方向上的延展无衍射范围超过了相同光束尺寸的高斯光束，从而能够形成更加均匀且更浅的势阱，以输运温度更低的原子。我们成功地将一团 3×10^5 镱（Yb）原子气体在 340 nK 的温度下，于 350 ms 内输运了 34 cm，整个输运过程中的位置控制精度达到 $2\,\mu$m。

最终，通过碰撞热化以及随后的相位同步过程，产生了由 1×10^5 原子组成、凝聚分数为40%的简并气体。在最后阶段，通过同时使移动光晶格减速并降低阱势，较热的原子从移动光晶格中的每个薄饼形陷阱中逸出。值得注意的是，减速有效地降低了阱深，但阱频率仍保持较高水平，从而维持了有利于蒸发冷却的高原子密度。移动光晶格将大约57个薄饼状云团分隔开来，每个云团都因独立的碰撞热化而具有随机相位。将原子释放到浅偶极阱后，这些薄饼状云团的相位通过其中的原子相互作用在几百毫秒内实现同步，从而形成玻色-爱因斯坦凝聚。

我们的方法不仅能够实现冷原子的快速光学输运，还能促进简并气体的快速制备 [25–27], ，并广泛适用于原子激光器和连续运行的大规模原子阵列 [1–3]。

II. 实验装置

图 1 展示了实验装置：冷原子在磁光阱（MOT）腔室与作为科学腔室的玻璃池之间输运，距离为 34 cm。首先，通过双色磁光阱制备冷原子 [28], ，随后采用压缩磁光阱将原子装载到偶极阱中，并进行短时强制蒸发冷却，以制备不同的初始温度。然后，同时逐渐增强两束反向传播的贝塞尔光束，将原子绝热装载到一维运动光学晶格中，光晶格深度为$U/k_{\mathrm{B}}\approx15\,\mu$K，其中玻尔兹曼常数为 k_{B}。

实现冷原子快速输运的一项关键要求是，运动光学晶格沿输运路径提供充足且均匀的阱势。对于接近量子简并的冷原子而言，这一点尤其具有挑战性，因为它们对输运方向上的振动噪声和阱的不均匀性十分敏感。例如，依靠一系列线圈的磁输运通常会限制光学通道，而技术噪声和机械振动则会限制可达到的低温 [11]。另一方面，基于可调透镜的输运通常轴向束缚较弱且存在振动噪声 [16], ；而由高斯光束形成的运动光学晶格在较长的输运距离上不可避免地会发散，导致输运路径上的阱势不均匀 [17–22]。

为克服高斯光束在长距离传输中衍射过强的问题，我们采用贝塞尔光束，使输运过程中阱势始终相对均匀且不受衍射影响。贝塞尔光束由锥透镜 [29] 产生，其衍射—

* bsong@pku.edu.cn

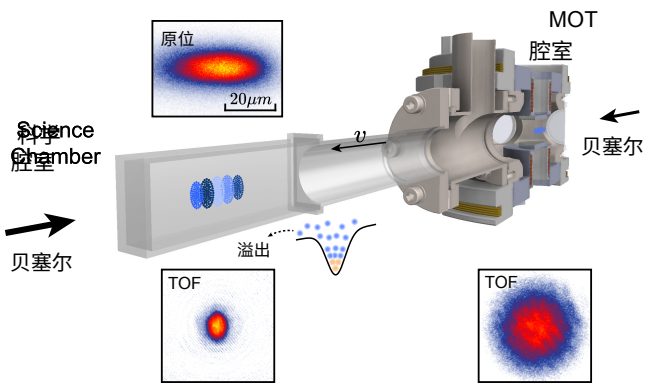

图 1. **实验装置**。通过两个反向传播的贝塞尔光束形成的移动光晶格，冷镱原子在 350 ms 内从磁光阱（MOT）腔室输运至科学腔室，距离为 34 cm。光晶格以速度 $v = \lambda\Delta f/2$移动，其中 λ 为光晶格波长，Δf 为两束光之间的频差。通过调节频差，可精确控制输运。在输运的最后阶段，通过减速使阱势倾斜，并通过降低功率来减小阱势，使较热的原子溢出，从而对剩余原子进行蒸发冷却。装载后，在 MOT 中经过 15 ms 的膨胀，以及相位同步后，在科学腔室中经过 20 ms 的膨胀，分别获取飞行时间（TOF）图像。

自由范围为 $z_{\max} = w_0/\tan(\beta)$，其中 w_0 为入射高斯束腰，$\beta = (n-1)\alpha$ 由轴锥镜顶角 α 和折射率 n决定。实验中使用的轴锥镜角度为 $1°$。移动光晶格的波长为 1064 nm，远失谐于镱原子在 399 nm 处的 $^1S_0 \to {}^1P_1$ 跃迁和在 556 nm 处的 $^1S_0 \to {}^3P_1$ 跃迁，从而最大限度地减少光子散射，并抑制移动光晶格引起的加热。两束入射光的功率分别为 14 W 和 17 W，光束腰斑分别为 2.5 mm 和 3 mm。由此产生的贝塞尔光束中心斑半径为 $\sim 50\,\mu$m，可提供强轴向梯度以抵抗重力。补充材料中的图 S4(a) 展示了对应的两束独立光束的阱势、总阱深和光晶格深度的详细信息。除能够承受更高光功率外，该方案相比高斯光束传输也更节能。对于同样 34 cm 的输运距离，高斯光束需要采用 $240\,\mu$m 的光束腰斑，才能达到 17 cm 的瑞利长度，因此会显著增加捕获原子所需的光功率。

移动光晶格的对准需要严格的流程，因为两束贝塞尔光束的中心束腰仅为 $50\,\mu$m。我们开发了一套系统化流程，利用多种成像技术和晶格衍射效应对准移动光晶格（详情见补充材料）。径向束缚和光晶格诱导的轴向束缚都能使原子云保持高密度。图 1 插图显示了原子云的尺寸在输运结束时通过高分辨率原位成像检测得到。

移动光晶格的速度 $v = \lambda\Delta f/2$ 由两束贝塞尔光束之间的频差控制，其中 Δf 由双程声光调制器（AOM）设定，λ 为光晶格波长。冷原子的输运从匀加速开始，随后以恒定速度输运，最后减速进入科学腔室（详细流程见补充材料）。由于轴锥镜是纯静态光学元件，与使用平移台、旋转莫尔透镜或液体可调透镜的机械方案相比，我们的方案振动和技术噪声更小。该方案能够精确控制原子的位置。通过比较设计的运动曲线与测得的原子质心，我们获得了 $r^2 > 0.9999$ 的相关系数，相应的位置残差最大值小于半个相机像素尺寸。长距离输运的实际运动精度约为 2 μm（详情见补充材料）。输运后，原子被装载到科学腔室中的交叉偶极阱内，并在其中停留以进行相位同步。

III. 输运和蒸发

图 2 展示了输运效率的校准。冷原子的输运包括三个阶段：初始装载、输运和最终卸载。值得注意的是，当光晶格加速或减速时，每个薄饼状云团的囚禁势会发生倾斜，从而有效降低光晶格深度，同时保持较高的阱频率，这种条件有利于蒸发冷却。已有研究报道了使用磁场梯度势进行蒸发冷却的类似方法 [30]。

初始装载温度通过改变偶极阱中的蒸发终点来控制。我们在图 2(a) 和 (b) 中表征了输运原子的温度和效率随初始温度的变化。最终温度对初始温度的依赖性较弱，约为 340 nK。我们还通过对原子进行往返输运，即在不同距离上来回移动原子，校准不同位置的整体输运效率，如图 2(c) 所示。即使经过短距离往返输运，初始条件不同的原子云也会达到相近的最终温度，而较热的原子则会显著损失，这体现在输运效率降低上。这种初始原子损失源于高温下原子占据了较高的光晶格能带。随后的加速会有效地倾斜光晶格势，导致较热的原子溢出。在图 2(d) 左图中，我们通过改变初始加速度来优化相对最终原子数。加速度较小时，原子云因三体相互作用而遭受严重损失；而加速度较大时，光晶格过度倾斜和加热也会导致原子数减少。

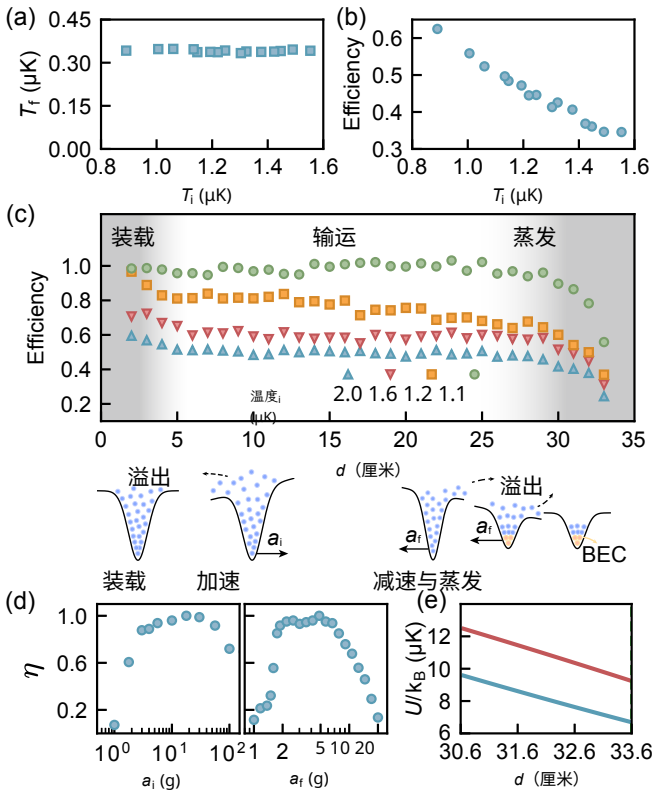

图 2. **输运与冷却机制**。**(a,b)** 不同初始装载温度下的最终温度和输运效率。初始温度越低，整体输运效率越高。最终温度取决于最终阱深，而非初始装载温度。**(c)** 不同初始温度下，往返输运效率随输运距离的变化。示意图展示了装载阶段原子损失与冷却的机制，以及最终阶段有效的蒸发冷却。**(d)** 根据输运后的相对原子数，对以重力加速度 g 为单位的加速度和最终减速度进行了优化。**(e)** 最终冷却阶段不同位置处的阱深和光学晶格深度。

第二阶段涵盖约 25 cm 的输运，对应图 2(c) 中白色区域。在往返输运过程中，原子数和温度保持稳定，并略有下降，输运效率接近 90%。初始温度不同的原子具有几乎相同的返回温度，这表明输运过程中的温度主要由光晶格深度决定。往返温度对输运距离的依赖关系如补充材料中的图 S5 所示。

最终蒸发冷却发生在输运路径最后几厘米的范围内。囚禁势低于初始装载阶段的囚禁势，并随距离增加而显著降低（详情见补充材料）。通过降低频差 Δf 使原子减速。最终温度主要由目的地处的光晶格深度决定。总输运效率随初始温度升高而降低，这表明较热的原子在输运过程中被移除。图 2(e) 显示，输运晶格的阱深和光晶格深度均降低，从而通过移除较热的原子促进热化和蒸发冷却。图 2(d) 右侧面板显示了相对最终原子数对减速度的依赖关系。在实验中，减速度在 $a_f \approx 5g$ 附近达到最佳，从而更有效地冷却原子。

这种蒸发冷却，以及贝塞尔光束较小的光束尺寸所带来的光晶格强轴向约束，使相空间密度足以满足后续碰撞热化的要求。我们成功将 3×10^5 个温度为 340 nK 的原子输运至目的地。由于沿输运方向受到强约束，原位图像检测到约 57 个彼此隔离的薄饼状二维云团；由于蒸发过程中各云团独立发生碰撞热化，它们具有随机相位。

值得注意的是，由于准二维几何结构（$\hbar\omega_z/(k_B T) \approx 3.5$），每个薄饼状云团中的原子都无法发生玻色-爱因斯坦凝聚。每个薄饼状云团内的原子具有相近的相位，但不同薄饼状云团之间的相位各不相同。原子的温度 $T = 340\text{nK}$ 介于准凝聚交叉温度 $T_c = 1.4\ \mu\text{K}$ 与别列津斯基-科斯特利茨-索利斯（BKT）转变温度 $T_{\text{BKT}} = 201\ \text{nK}$ [31–33]之间；详情请参阅补充材料。实验中的准凝聚组分占比为 $n_{2s}^{(0)}/n = 0.29$，这也得到了 10 ms 飞行时间图像中窄峰出现的进一步证实。

IV. 相位同步产生玻色-爱因斯坦凝聚

最终，将每个薄饼状云团中转移来的原子从光晶格进一步装载到科学腔室中的交叉 1064 纳米偶极阱内，阱频率为 $(\omega_x,\ \omega_y,\ \omega_z) = 2\pi \times (121,\ 73,\ 142)\text{Hz}$，势阱深度为 $U_{\text{sci}} \approx 5.5\,\mu\text{K}$。随后，原子被保持不同的时间，最初的准二维薄饼通过相位同步形成玻色-爱因斯坦凝聚。与基布尔–祖雷克机制类似，在移动光晶格中形成的相位畴随后通过原子相互作用发生弛豫并实现同步。这些相互作用有助于热化，使所有薄饼状云团的相位同步，引发 U(1) 对称性的自发破缺，并最终形成玻色-爱因斯坦凝聚体。

图 3 展示了动量分布的双峰拟合，以及不同保持时间后的代表性飞行时间图像，揭示了从热高斯背景中快速形成明显的凝聚峰（浅蓝色）。这表明玻色-爱因斯坦凝聚通过偶极阱中的碰撞热化而增长，凝聚峰在 150 ms 内迅速形成，并在此后逐渐趋于饱和。

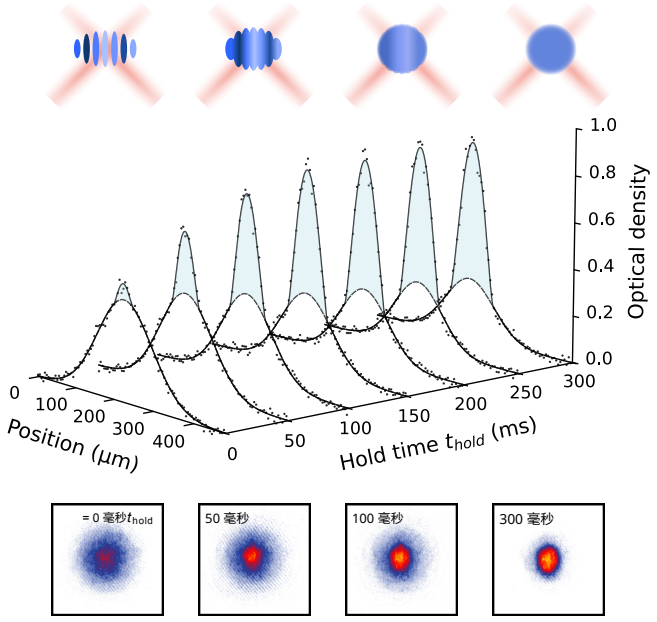

图 3. **相位同步过程中玻色-爱因斯坦凝聚的涌现**。 具有不同初始相位的冷原子（以不同的蓝色表示）从运动光晶格释放到偶极阱中，随后通过原子相互作用实现同步，最终形成玻色-爱因斯坦凝聚体。对不同保持时间下的动量分布进行双峰拟合（实线），其中高斯分量（虚线）代表热原子，并据此提取凝聚分数和热原子分数。飞行时间为 20 毫秒。

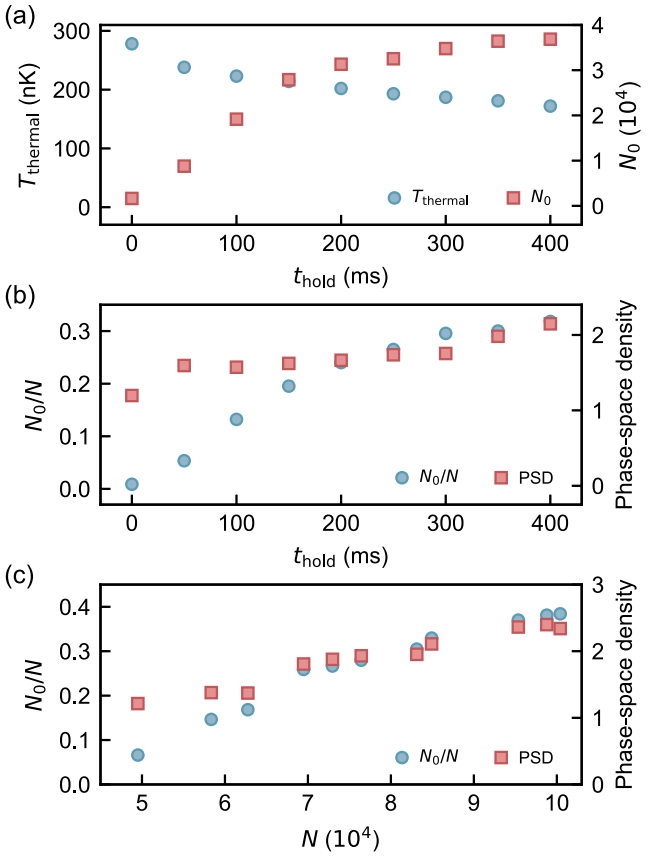

图4. **玻色-爱因斯坦凝聚形成基准 (a)**随着保持时间增加，热云的温度降低，凝聚分数升高。(b) 由拟合提取的相应凝聚分数和相空间密度（PSD）随保持时间作图。(c) 凝聚分数和PSD作为0.3s保持后剩余总原子数的函数。增加装载到移动光晶格中的原子数，会在同步后得到更高的最终凝聚分数和更大的PSD。

碰撞热化在偶极阱中进行，凝聚体在 150 ms 内迅速形成，并在此后逐渐趋于饱和。

我们在图 4 中对整个相位同步过程中的温度和凝聚进行标定。温度 T_{thermal} 和凝聚原子数 N_0 随保持时间的变化，显示出一种不同于传统蒸发冷却的机制。在最初的 150 毫秒内，温度缓慢下降，而凝聚原子数迅速增加，并在约 4×10^4处达到饱和。最终温度为 $T=172\mathrm{nK}$，玻色-爱因斯坦凝聚转变的临界温度为 $T_c=209\mathrm{nK}$。图 4(b) 展示了凝聚分数和相空间密度（ PSD ）随保持时间的变化，PSD $=N_{\mathrm{thermal}}(\hbar\bar{\omega}/k_BT)^3$，其中 $\bar{\omega}=(\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3}$ 以及热原子数 N_{thermal}。有趣的是，整个过程中 PSD 缓慢增加，而玻色-爱因斯坦凝聚分数则急剧上升。此外，随着输运原子总数增加，凝聚分数和 PSD 均有所增加。图 4(c) 展示了凝聚分数随 0.3 秒保持后剩余原子总数的变化。随着原子数增加，凝聚和 PSD 均有所增加。

V. 结论

我们展示了利用两束贝塞尔光束干涉形成的光学移动晶格，将冷原子快速光学输运至量子简并。温度为 340 nK的 3×10^5镱原子气体在350 ms内被输运34 cm，效率超过60%，并通过调节两束光束之间的频差实现良好控制。沿输运路径使光晶格减速并逐渐降低囚禁势，从而实现了每个薄饼状云团中原子的有效蒸发冷却。最终，具有不同相位的这些薄饼状云团之间的相位同步产生了含40%凝聚体的1×10^5 原子气体。这一相位同步过程为研究BKT和玻色-爱因斯坦凝聚转变开辟了新机遇。本文所展示的快速高效输运为原子激光器和连续运行的大规模原子阵列铺平了道路。

VI. 致谢

本工作得到量子科学与技术-国家科技重大专项（2024ZD0301800）、北京市自然科学基金（Z240007）、国家自然科学基金（12374242）以及青年科研创新能力支持项目的资助

Faculty (ZY2025014).

VII. 数据可用性

本文所呈现的数据可在北京大学开放研究数据平台获取。

[1] C. C. Chen、R. Gonz´alez Escudero、J. Min´a˘r、B. Pasquiou、S. Bennetts 和 F. Schreck，连续玻色–爱因斯坦凝聚，Nature 606，683（2022年）。[2] N. C. Chiu、E. C. Trapp、J. Guo、M. H. Abobeih、L. M. Stewart、S. Hollerith、P. L. Stroganov、M. Kalinowski、A. A. Geim、S. J. Evered、 *et al.*，相干 3,000 量子比特系统的连续运行，Nature 646，1075（2025年）。[3] R. Tao、M. Ammenwerth、F. Gyger、I. Bloch 和 J. Zei- her，光晶格中大规模原子阵列的高保真探测，《物理评论快报》133，013401（2024年）。[4] V. M. Sch¨afer、Z. Niu、J. R. K. Cline、D. J. Young、E. Y. Song、H. Ritsch 和 J. K. Thompson，利用激光冷却原子实现连续反冲驱动激光和腔频率钉扎，Nature Physics 21，902（2025年）。[5] S. S. Yu、J. You、Y. Bao、L. Anderegg、C. Hallas、G. K. Li、D. Lim、E. Chae、W. Ketterle、K.-K. Ni、 *et al.*，氟化钙的传送带式磁光阱，Nature Com- munications 17，1175（2026年）。[6] J. Sauer、K. Fortier、M. Chang、C. Hamley 和 M. Chap- man，光学输运原子的腔量子电动力学，Physical Review A 69，051804（2004年）。[7] K. Nakagawa、Y. Suzuki、M. Horikoshi 和 J. B. Kim，利用移动线圈对冷原子进行简单高效的磁输运以制备玻色–爱因斯坦凝聚，Applied Physics B 81，791（2005年）。[8] D. Pertot、D. Greif、S. Albert、B. Gadway 和 D. Schneble，用于光学囚禁的玻色 – 爱因斯坦凝聚体实验的多功能输运装置，Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 42，215305（2009年）。[9] S. H¨andel、T. P. Wiles、A. L. Marchant、S. A. Hopkins、C. S. Adams 和 S. L. Cornish，^{85}Rb 和 ^{87}Rb 超冷原子气体的磁合并，《物理评论 A》83，053633（2011年）。[10] M. Greiner、I. Bloch、T. W. H¨ansch 和 T. Esslinger，囚禁冷原子的大距离磁输运，《物理评论 A》63，031401（2001年）。[11] W. H¨ansel、J. Reichel、P. Hommelhoff 和 T. W. H¨ansch，用于输运和合并囚禁原子云的磁性传送带，《物理评论快报》86，608（2001年）。[12] S. Minniberger、F. Diorico、S. Haslinger、C. Hufnagel、C. Novotny、N. Lippok、J. Majer、C. Koller、S. Schnei- der 和 J. Schmiedmayer，利用磁性传送带将超冷原子输运至超导原子芯片，Applied Physics B 116，1017（2014年）。[13] T. L. Gustavson、A. P. Chikkatur、A. E. Leanhardt、A. G¨orlitz、S. Gupta、D. E. Pritchard 和 W. Ket- terle，利用光学镊子输运玻色–爱因斯坦凝聚体，《物理评论快报》88，020401（2002年）。[14]A. Couvert、T. Kawalec、G. Reinaudi 和 D. Gu´ery-Odelin，《非绝热区间超冷原子的最优输运》，《欧洲物理快报》83，13001（2008年）。[15] M. A. Naides、R. W. Turner、R. A. Lai、J. M. DiSciacca 和 B. L. Lev，《借助快速重构能力在低温材料附近囚禁超冷气体》，《应用物理快报》103，251112（2013年）。[16] J. L´eonard、M. Lee、A. Morales、T. M. Karg、T. Esslinger 和 T. Donner，《使用焦距可调透镜对超冷原子云进行光学输运与操控》，《新物理学杂志》16，093028（2014年）。[17] D. Schrader、S. Kuhr、W. Alt、M. M¨uller、V. Gomer 和 D. Meschede，《用于单个中性原子的光学传送带》，Applied Physics B 73，819（2001年）。[18] S. Schmid、G. Thalhammer、K. Winkler、F. Lang 和 J. H. Denschlag，《利用一维光学晶格长距离输运超冷原子》，《新物理学杂志》8，159（2006年）。[19] T. Klostermann、C. R. Cabrera、H. von Raven、J. F. Wienand、C. Schweizer、I. Bloch 和 M. Aidelsburger，《冷铯原子的快速长距离输运》，Physical Review A 105，043319（2022年）。[20] Y. Bao、S. S. Yu、L. Anderegg、S. Burchesky、D. Gonzalez-Acevedo、E. Chae、W. Ketterle、K. Ni 和 J. M. Doyle，《超冷分子的快速长距离光学输运》，《新物理学杂志》24，093028（2022年）。[21] J. Trisnadi、M. Zhang、L. Weiss 和 C. Chin，《量子物质合成器的设计与构建》，《科学仪器评论》93，083203（2022年）。[22] A. J. Matthies、J. M. Mortlock、L. A. McArd、A. P. Raghuram、A. D. Innes、P. D. Gregory、S. L. Bromley 和 S. L. Cornish，《超冷 ^{133}Cs 和 ^{87}Rb 原子的长距离光学传送带输运》，Physical Review A 109，023321（2024年）。[23] M. J. Pritchard、A. S. Arnold、S. L. Cornish、D. W. Hall- wood、C. V. S. Pleasant 和 I. G. Hughes，《利用激光导引和脉冲磁场输运发射的冷原子》，《新物理学杂志》8，309（2006年）。[24] A. L. Marchant、S. H¨andel、T. P. Wiles、S. A. Hopkins 和 S. L. Cornish，《将铷超冷气体导引输运至室温介电表面》，《新物理学杂志》13，125003（2011年）。[25] J. Hu、A. Urvoy、Z. Vendeiro、V. Cr´epel、W. Chen 和 V. Vuleti´c，《通过激光冷却制备 ^{87}Rb 玻色凝聚气体》，科学 358，1078（2017年）。[26] A. Urvoy、Z. Vendeiro、J. Ramette、A. Adiyatullin 和 V. Vuleti´c，《在偶极阱中直接激光冷却至玻色–爱因斯坦凝聚》，《物理评论快报》122，203202（2019年）。

[27]M. Xin、W. S. Leong、Z. Chen、Y. Wang 和 S.-Y. Lan，《通过电磁感应透明冷却快速形成量子气体》，Nature Physics 21，63（2025年）。[28] X. Li、Y. Wang、L. Yu 和 B. Song，《镱原子的双色磁光阱》，《物理评论应用》24，044039（2025年）。[29] O. Brzobohat´y、T. ˇCi˘zm´ar 和 P. Zem´anek，《利用圆头锥透镜产生高质量准贝塞尔光束》，《光学快报》16，12688（2008年）。[30] C. L. Hung、X. Zhang、N. Gemelke 和 C. Chin，《在光学阱中加速原子蒸发冷却，使其达到玻色–爱因斯坦凝聚》，Physical Review A 78，011604（2008年）。[31] L. Pitaevskii 和 S. Stringari，*Bose-Einstein Condensation and Superfluidity* 2016（牛津大学出版社）。[32] D. S. Fisher 和 P. Hohenberg，《二维稀薄玻色气体》，《物理评论B辑》37，4936（1988年）。[33] P. Clade、C. Ryu、A. Ramanathan、K. Helmerson 和 W. D. Phillips，《二维玻色气体的观测：从热态到准凝聚体再到超流体》，《物理评论快报》102，170401（2009年）。[34] N. Prokof'ev、O. Ruebenacker 和 B. Svistunov，《弱相互作用二维玻色气体的临界点》，《物理评论快报》87，270402（2001年）

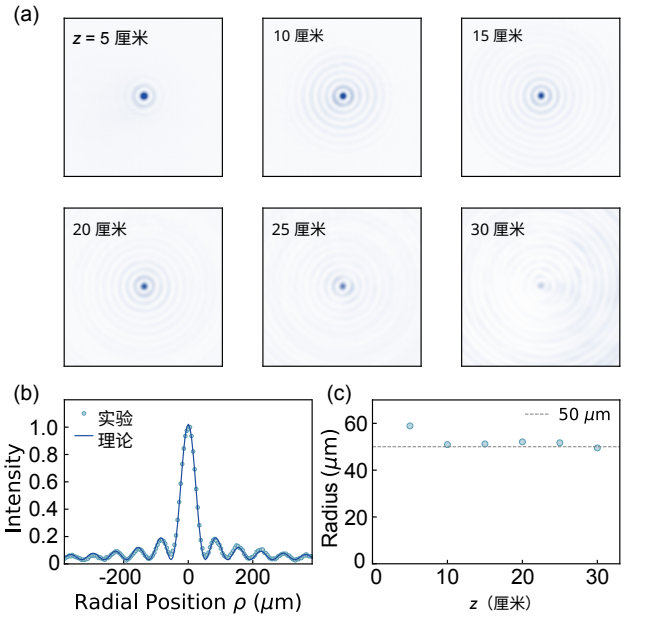

图 S1. **贝塞尔光束的校准**。(a) 准直高斯光束（束腰半径为 2.5 mm）通过顶角为 $\alpha = 1^\circ$、折射率为 $n = 1.5$ 的轴锥镜后测得的光束轮廓。(b) 测得的强度（圆圈）与模拟结果（实线）吻合良好。(c) 贝塞尔光束的光束腰斑在输运过程中几乎保持恒定，为 $\sim 50\,\mu$m。

补充材料

I. 贝塞尔光束与对准

移动光晶格由两束贝塞尔光束组成。贝塞尔光束是通过让准直高斯光束经过轴锥镜产生的。在轴锥镜后方距离为 $z_{\max} = w_0/\tan\beta$ 的范围内，贝塞尔光束的中心光斑尺寸几乎保持不变，其中 w_0 是入射高斯光束腰半径，$\beta = (n-1)\alpha$，轴锥镜顶角为 α，折射率为 n。贝塞尔光束的强度作为径向坐标 ρ 和轴向坐标（沿输运方向）z 的函数，可表示为 [29]

$$I(\rho, z) = \frac{4Pk\sin\beta}{w}\frac{z}{z_{\max}}J_0^2(k\rho\sin\beta)\exp\left(-\frac{2z^2}{z_{\max}^2}\right) \tag{S1}$$

其中，J_0 是第一类零阶贝塞尔函数，P 是功率，$k = 2\pi/\lambda$ 是波矢，晶格光束的波长为 λ。零阶贝塞尔光斑对应于无衍射的中心瓣，在我们的实验中，其半径为 $\rho_0 \approx 2.405/k\sin\beta = 50\,\mu$m。我们在图 S1(a) 中测量了轴锥镜后不同位置处贝塞尔光束的轮廓。我们将贝塞尔曲线拟合到测量结果，并在图 S1(b,c) 中提取了光束尺寸随距轴锥镜距离 z 的变化关系。测量结果与理论高度吻合。

由于难以对准穿过的两束光束
在相距 34 cm 的两个半径为 $50\,\mu$m 的孔之间，我们开发了一种系统且高效的方法，用于精确对准两束反向传播的贝塞尔光束，如图 S2 所示。首先，在不放入轴锥镜的情况下，对准两束反向传播的高斯光束，使其完全重合，并确保每束光都能完整进入对侧的光隔离器。接着，插入轴锥透镜 1，同时调整前一对反射镜和轴锥镜本身，以产生均匀的贝塞尔光束，使其能够在磁光阱腔室内的交叉偶极阱中独立囚禁冷原子，同时仍能进入隔离器。此步骤依赖于光学装置中的不同成像系统，通过迭代比较偶极阱中冷原子的位置，并进一步优化装载到贝塞尔光束中的效率。

随后，我们使用反射镜后方的两台相机，记录每束反向传播的光束经过轴锥镜 1 后形成的贝塞尔环图样。通过拟合多个同心环图像，确定其中心位置。安装轴锥镜 2 后，我们确保相机 2 上贝塞尔光束的中心在有无轴锥镜时保持不变，从而保证轴锥镜 2 的中心与贝塞尔光束1的中心光斑对准，误差在 $\sim 20\,\mu$m 以内。最后，我们调节轴锥镜 2 后方的一对反射镜，使反射回传高斯光束2（穿过两个轴锥镜）在相机 1 上成像均匀。因此，相对于原子的位置，贝塞尔光束1以居中方式穿过两个轴锥镜。根据经验，这种粗略对准已足以实现长达约 15 cm 的原子输运。

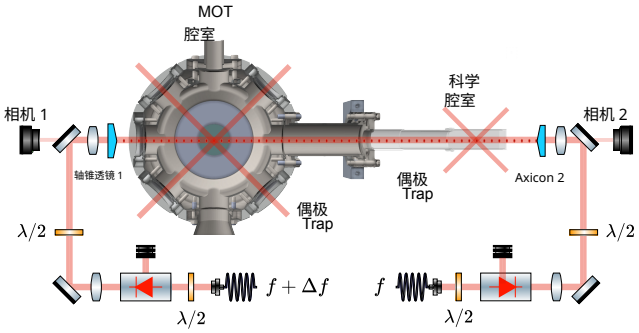

图 S2. **两束贝塞尔光束的实验细节与对准过程**。贝塞尔光束由光纤耦合器和光隔离器传输的高斯光束产生，随后分别在左右光路臂中扩展至光束腰半径 2.5 mm 和 3 mm；光束轮廓则通过分束器由相机监测。

最后，通过调节轴锥镜 2 后方的一对反射镜进行精细对准，直至磁光阱腔室中的冷原子出现明显的衍射信号，即运动光晶格引发的 Kapitza-Dirac（KD）效应。此过程可确保在磁光阱腔室内实现精确对准。此时，原子可以可靠地输运至科学腔室。进一步优化输运效率，并精细调节轴锥镜 2 及其后方的一对反射镜，最终可实现两束贝塞尔光束的精确对准。

II. 输运方程

这里给出运动光学晶格的详细计算。两束光的复振幅为

$$\begin{aligned} E_1(z,\rho,t) &= E_1(z,\rho)e^{i(\omega+\Delta\omega)(t-z/c)}, \\ E_2(z,\rho,t) &= E_2(z,\rho)e^{i\omega(t+z/c)}, \\ E_{\text{total}}(z,\rho,t) &= E_1(z,\rho,t) + E_2(z,\rho,t), \end{aligned} \tag{S2}$$

其中， ω 是光束 2 的光学角频率， $\Delta\omega$ 是两束光之间的角频率差。两束贝塞尔光束的强度分布为

$$\begin{aligned} I_1(z,\rho) &= E_1(z,\rho,t)E_1^*(z,\rho,t) \\ &= \frac{4P_1 k\sin\beta}{w_1}\frac{z}{z_{\max 1}}J_0^2(k\rho\sin\beta)\exp\left(-\frac{2z^2}{z_{\max 1}^2}\right), \\ I_2(z,\rho) &= E_2(z,\rho,t)E_2^*(z,\rho,t) \\ &= \frac{4P_2 k\sin\beta}{w_2}\frac{l-z}{z_{\max 2}}J_0^2(k\rho\sin\beta)\exp\left(-\frac{2(l-z)^2}{z_{\max 2}^2}\right), \end{aligned} \tag{S3}$$

其中， P_i 和 w_i 分别是每个轴锥镜之后入射高斯光束的功率和束腰， $z_{\max i} = w_i/\tan(\beta)$ 是无衍射传播范围， l 是两个轴锥镜之间的距离。

两束贝塞尔光束的干涉产生的强度分布为 $I(z,\rho,t) = E_{\text{total}}(z,\rho,t)E_{\text{total}}^*(z,\rho,t)$。所得强度是各单束光束强度与干涉项之和，

$$\begin{aligned} I(z,\rho,t) &= I_1(z,\rho) + I_2(z,\rho) \\ &+2\sqrt{I_1(z,\rho)I_2(z,\rho)}\cos(\Delta\phi), \end{aligned} \tag{S4}$$

其中相位差为 $\Delta\phi = \Delta\omega t - 2kz$。因此，晶格输运速度如下所示，

$$v = \frac{1}{2}\lambda\cdot\Delta f \tag{S5}$$

移动光晶格的偶极势与光强成正比，

$$U_{\text{pot}}(z,\rho,t) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3}\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)I(z,\rho,t) = -\alpha I(z,\rho,t) \tag{S6}$$

其中， α 为原子极化率。在沿输运方向的轴向方向上，光晶格势呈正弦变化，其深度为

$$U_{\text{axial}}(z) = -4\alpha\sqrt{I_1(z)I_2(z)}. \tag{S7}$$

对于径向方向，即垂直于输运方向的方向，光学势将原子囚禁起来，以补偿重力。势阱深度由总光强决定，

$$U_{\text{radial}}(z) = -\alpha\left[I_1(z) + I_2(z) + 2\sqrt{I_1(z)I_2(z)}\right]. \tag{S8}$$

图 S4(a)显示了整个输运过程中计算得到的轴向光晶格势和径向囚禁势。

III. 实验序列与精确输运控制

图 S3 展示了实验序列。气体由1×10^8 ^{174}Yb 原子在 18 μK 通过塞曼减速和双色磁光囚禁制备 [28]。

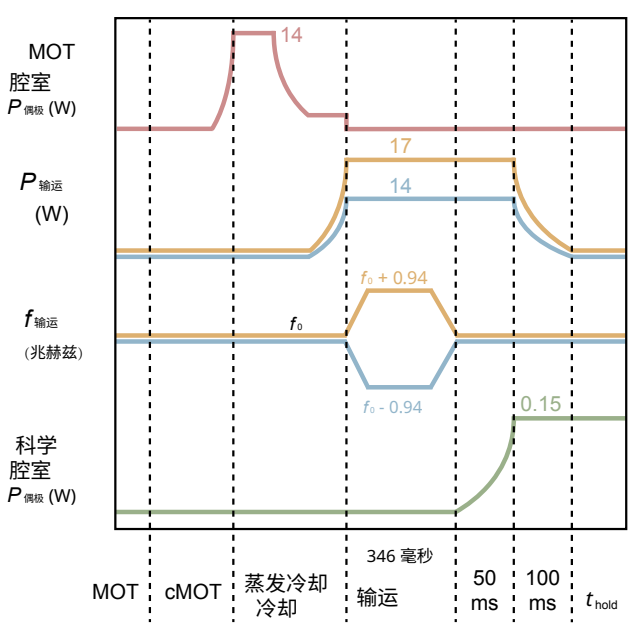

图 S3. **实验序列**。图中展示了实验不同阶段移动光晶格的功率和频率，以及磁光阱和科学腔室中偶极阱的功率。

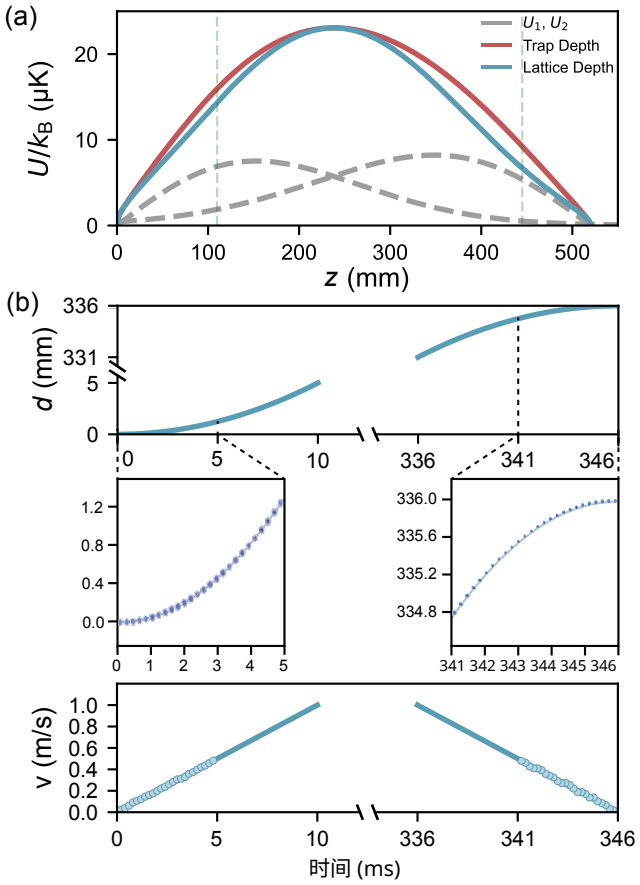

图 S4. **冷原子运动的精确控制 (a)** 移动光晶格的阱深（红色）和光晶格深度（蓝色）。 U_1 和 U_2 表示两束独立贝塞尔光束的势能。绿色虚线表示磁光阱腔室（左）和科学腔室（右）的位置。**(b)** 不同时间转移原子的测量位置（插图）和提取速度（圆圈）与设计曲线（实线）吻合良好。加速和减速阶段的数据分别在磁光阱腔室和科学腔室中测得。

原子经过压缩 MOT 阶段（cMOT）进一步压缩，随后转移到交叉的 1064 nm 光学偶极阱中，每束光的功率为 14 W。偶极阱在 10 ms 内以指数方式增强，原子的温度则通过偶极阱中蒸发冷却的终点来控制。随后，移动光晶格缓慢绝热地增强，将原子从偶极阱转移到运动光学晶格中。

随后，随时间调节两束反向传播的传输光束的频率，使光晶格移动，并在 350 ms 内将原子输运至科学腔室。通过双程声光调制器调节传输频率，两束光的失谐量对称地设为 ± 0.94MHz（图 S3）。两束光之间的总频差为 $\Delta f = 1.88$MHz，由此确定光晶格速度为 $v = \lambda \Delta f / 2 = 1.0\,\mathrm{m/s}$。

在 50ms 内将两束偶极光束的功率逐渐升至 150 mW，随后在 100 ms 内逐渐降低两束传输光束的功率。最后，在相位同步阶段，原子在偶极阱中保持不同的时间 t_{hold}。

关键的是，冷原子的输运由两束贝塞尔光束之间的频差精确控制，包括在 10 ms 内线性加速至 1 m/s、以恒定速度输运 326 ms，以及在 10 ms 内减速至静止，如图 S4b 所示。分别在磁光阱和科学腔室中检测加速和减速阶段的原子位置。加速和减速阶段测得的质心与设计的轨迹高度吻合，两阶段的相关系数均为 $r^2 > 0.9999$。我们估计整个输运过程中，实际输运精度约为 $2\,\mu$m。

IV. 往返输运

图 S5 展示了经过往返输运到不同位置后，初始温度不同的原子云的温度。与正文中的图 2(c) 类似，输运阶段和蒸发阶段彼此分开。在输运的第二阶段，温度逐渐降低；而在最后阶段，温度则显著下降，表明蒸发冷却过程中发生了碰撞热化。此外，对于初始温度不同的原子，往返输运后的温度几乎相同，说明温度由局部阱深决定。

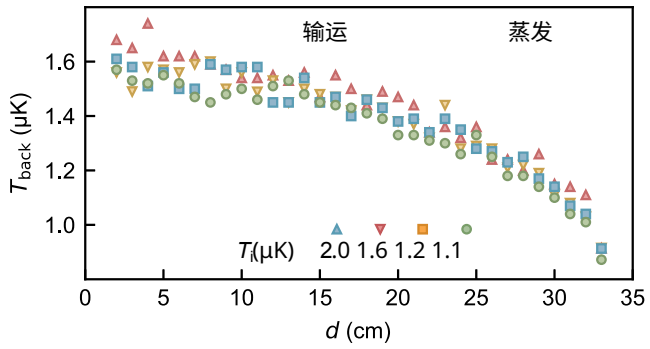

图 S5. **往返输运后的温度**。最终温度与初始装载温度无关，而由阱势决定。

V. 温度测量与凝聚

移动光晶格方向上的强晶格束缚形成了一系列准二维薄饼，满足二维判据 $\hbar\omega_z/(k_{\mathrm{B}}T) \approx 3.5$，其中 ω_z 是轴向阱的角频率，$\hbar$ 是约化普朗克常数，k_{B} 是玻尔兹曼常数，输运后的温度为 $T = 340$nK。在此状态下，薄饼间耦合被冻结，孤立的二维薄饼不可能具有真正的长程有序。为量化每个薄饼内的相位相干性和准凝聚，我们考虑两个特征温度：准凝聚交叉温度 T_c，以及 Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) 相变温度 T_{BKT} [31–33]。

基于二维超流体密度趋于零时的朗道准粒子理论 n_{2s}，热气体转变为准凝聚气体的临界温度为

$$\tilde{T}_c = \frac{2\pi\hbar^2 n_2}{k_{\mathrm{B}} m}\left[\ln\left(\frac{\hbar^2 n_2}{m^2 c^2}\right)\right]^{-1}, \tag{S9}$$

其中，c 是二维相互作用原子的声速，m 是原子质量，n_2 是每个薄饼状云团的二维峰值数密度。我们利用 $mc^2 \approx \mu \approx g_{2\mathrm{D}} n_2$，根据状态方程计算 c，其中 μ 是化学势，$g_{2\mathrm{D}}$ 是有效二维耦合常数。

BKT 转变温度为

$$T_{\mathrm{BKT}} = \frac{2\pi\hbar^2 n_2}{k_{\mathrm{B}} m}\left[\ln\left(\frac{C\hbar^2}{m g_{2\mathrm{D}}}\right)\right]^{-1}, \tag{S10}$$

，其中 $C \approx 380$ [34]。在我们的实验中，最终气体包含分布在 57 个薄饼状云团中的 $N = 3\times10^5$ 个原子，每个薄饼状云团的平均原子数为 $N_{\mathrm{p}} = 5.3\times10^3$。我们估计 $\tilde{T}_c = 1.4$ μK 和 $T/T_c = 0.24$，而 $T_{\mathrm{BKT}} = 201$ nK 和 $T/T_{\mathrm{BKT}} = 1.7$。因此，每个薄饼状云团中原子的温度接近 BKT 转变温度，但低于准凝聚交叉温度。

相应地，我们估算每个薄饼状云团中的准凝聚分数，即“裸”超流分数 $n_{2s}^{(0)}/n_2 = 0.29$，其温度为 $T = 340$ nK；上标 (0) 表示未考虑涡旋的朗道估算。我们还通过观察沿垂直于光晶格方向进行短时间飞行时间成像后出现的凝聚动量峰，进一步证实了这一点，如图 S6 所示。

将原子转移到浅交叉偶极阱后，原子相互作用有助于同步各薄饼状云团之间的相位。在这一碰撞热化过程中，快速的相位同步使整体玻色-爱因斯坦凝聚在 100 ms 的时间尺度上形成。谐振陷阱中玻色-爱因斯坦凝聚转变的临界温度为

$$T_c = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_{\mathrm{B}}}\left(\frac{N}{\zeta(3)}\right)^{1/3}, \tag{S11}$$

其中，$\bar{\omega} = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3}$ 为平均阱频率，ζ 为黎曼ζ函数。最终偶极阱中玻色-爱因斯坦凝聚转变的临界温度为 $T_c = 209$ nK。相位同步后，我们获得了一团含有 $N = 10^5$ 个原子、温度为 $T = 172$ nK 的气体。测得的凝聚分数约为 40%，与基于温度估算的 $N_0/N = 1-(T/T_c)^3 = 46\%$ 一致。

图 S6 展示了相位同步后薄饼状云团和偶极阱中的原子温度测量结果。对于薄饼状云团，沿输运方向（水平方向）和垂直于输运方向（垂直方向）进行 10 ms 飞行时间测量所得的截面有明显差异。与垂直方向相比，水平方向的准凝聚分数几乎为零。我们用双峰曲线（实线）拟合数据，提取准凝聚分数 0.28，这与模拟值 $n_{2s}^{(0)}/n_2 = 0.29$ 一致。对于偶极阱中的原子，在经过 0.3 s 的保持后，水平方向和垂直方向均出现凝聚；图 S6(c,d) 的 20 ms 飞行时间图像中，凝聚分数分别为 48% 和 43%。

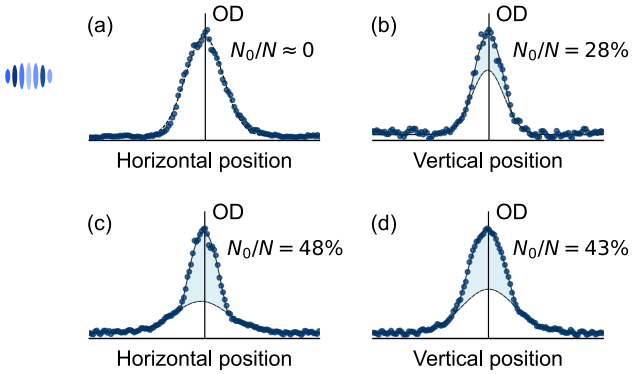

图 S6. **输运后薄饼状云团中的原子动量分布，以及相位同步后偶极阱中的原子动量分布。(a,b)**输运后薄饼状云团中原子动量分布沿输运方向（水平）和垂直于输运方向（垂直）的截面。与呈现明显双峰特征（实线）和准凝聚（浅蓝色）的垂直动量分布不同，水平动量分布仍处于热态，并且可由高斯分布很好地拟合（虚线）。通过双模拟合（实线）提取的准凝聚分数为 0。28，与估算值 $n_{2s}^{(0)}/n_2 = 0.29$ 相当吻合。**(c,d)** 相位同步后，水平和垂直分布均呈现明显的双峰特征，凝聚分数分别为 $N_0/N = 48\%$ 和 43%，与估算值 $N_0/N = 46\%$相当吻合。(a,b)和(c,d)的TOF分别为10 ms和20 ms。