arXiv:2301.08172v2 [cond-mat.quant-gas] 1 Feb 2023

自旋or铯玻色–爱因斯坦凝聚体的快速制备与数目分辨探测

Cebrail P¨ur[1,*] Mareike Hetzel[1,*,†] Martin Quensen[1], Andreas H¨uper[1,2] Jiao Geng[3,4], Jens Kruse[1,2], Wolfgang Ertmer[1,2], 和 Carsten Klempt[1,2]1 *Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Welfengarten 1, D-30167 Hannover, Germany* [2] *Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), Institut für Satellitengeodäsie und Inertialsensorik (DLR-SI), Callinstraße 30b, D-30167 Hannover, Germany* [3] *Key Laboratory of 3D Micro/Nano Fabrication and Characterization of Zhejiang Province, School of Engineering, Westlake University, 18 Shilongshan Road, Hangzhou 310024, Zhejiang Province, China* [4] *Institute of Advanced Technology, Westlake Institute for Advanced Study,18 Shilongshan Road, Hangzhou 310024, Zhejiang Province, China*(日期：2023年2月2日)

超冷中性原子的高数据采集速率和低噪声探测，是玻色-爱因斯坦凝聚体中纠缠量子态进行量子态层析和干涉应用所面临的重要挑战。本文介绍了一种高通量源，可产生 ^{87}Rb 玻色–爱因斯坦凝聚体，并结合数分辨探测。我们采用混合蒸发方法，在磁光阱中于 3.3 s 内制备出2×10^5 个原子的玻色–爱因斯坦凝聚体，且未观察到明显的热组分。为了对自旋自由度中的多体量子态进行高保真层析成像 [1], , 理想情况下应选择单一模式进行数分辨探测。我们展示了对最多含 16 个原子的子样本进行低噪声选取，并以低于 0.2 个原子的计数噪声对其进行后续探测。这些技术为以空前的保真度制备和分析介观量子态，并将其用于基础研究和计量学应用，开辟了一条令人振奋的途径。

I. 高通量玻色–爱因斯坦凝聚体源

中性原子的玻色–爱因斯坦凝聚体（BEC）具有良好可控的空间模式和相位相干性，因此是原子干涉测量及一般量子原子光学实验的宝贵资源。然而，许多应用都要求缩短制备时间。在原子干涉测量中，制备时间决定了传感器的死时间，进而影响带宽和噪声灵敏度。较短的

制备时间也至关重要，因为它们往往主导着数据采集速率。在我们的研究中，我们希望生成纠缠多体态，并进行高保真度量子态层析。所需测量次数随原子数呈指数增长。因此，随着原子数增加，要准确表征量子态，就需要采集大量数据集；在此期间，环境条件必须保持稳定。提高测量速率不仅能改善结果质量，事实上也是增加高保真度量子态生成中原子数的必要条件。

除了少数例外 [2, 3], 玻色–爱因斯坦凝聚体通常通过在非均匀磁场或光场产生的保守势阱中进行强制蒸发冷却来实现。图1 展示了部分原子数

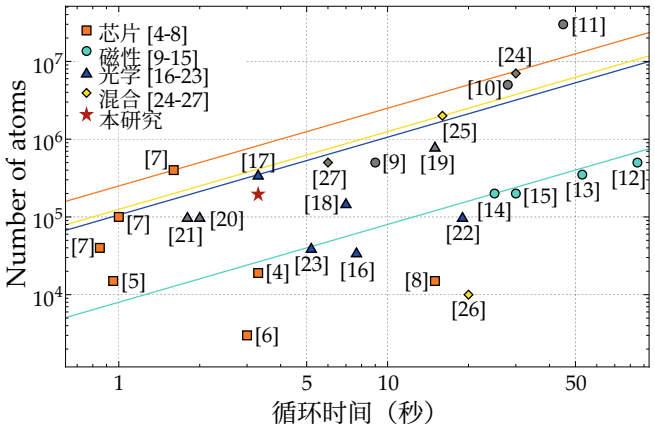

图 1. 不同玻色-爱因斯坦凝聚体源在给定最终原子数下的制备时间概览。橙色方块表示基于原子芯片的实验，青绿色圆圈表示磁阱中的系综，蓝色三角形表示全光学蒸发冷却，黄色菱形表示磁光混合方法。采用铯以外原子种类的源以灰色标示。红色星号标示本研究的结果，对应的原子通量为每秒 6×10^4 个原子。实线表示各类别中性能最佳实验的原子通量。

利用原子芯片磁阱 [4–8], 、宏观磁阱 [9–15], 、全光学阱 [16–23], 以及磁阱与光学阱组合 [24–27] 所获得的原子数和重复率。

在我们的实验中，我们力求以最高重复率制备含有 10^5 铯原子的玻色–爱因斯坦凝聚体。同时，实验装置还应能够选择并

* 这些作者对本文贡献相同。
†通信作者。hetzel@iqo.uni-hannover.de

以单粒子计数分辨率探测子系综。采用这种高性能探测方式，就无法使用原子芯片；原子芯片虽可缩短制备时间，却会导致芯片表面发生有害的光散射。

本文介绍了我们的实验装置，它能够以 3 2×10^5 . 3 s 的循环时间产生铷原子，并对特定自旋态中的一个子系综进行数分辨探测。玻色-爱因斯坦凝聚体的产生依托于宏观四极阱与交叉光束光偶极阱（cODT）的结合。荧光探测装置基于光纤，是在早期实现方案 [28]上的第二代改进。本文介绍了实验装置及所获结果，也为配套论文 [1]中报告的量子探测器层析提供参考。

本文结构安排如下。在第II节中，我们详细介绍实验设备以及快速制备玻色-爱因斯坦凝聚体的实验流程。第III节介绍如何通过微波跃迁对小型系综进行连续自旋制备，并随后通过光学方式移除原子。数分辨探测装置将在第IV节介绍。第V 节最后总结全文并展望未来。

II. 快速制备玻色–爱因斯坦凝聚体

实验装置（图2）由两个玻璃池组成，两者通过两个依次排列的差分抽气级连接。第一个矩形玻璃池（$150\times60\times60$毫米）内设有二维磁光阱（2D$^+$-MOT）。第二个八角形玻璃池（设有七个 1 英寸和两个 3 英寸观察窗）内设有三维磁光阱，并用于开展后续实验。实验序列从装载磁光阱中的原子开始，接着进行玻色-爱因斯坦凝聚体制备和模式选择性探测（图3）。二维$^+$-MOT 的设计见参考文献 [29]。三维磁光阱由一对线圈构成，每个线圈在竖直方向绕制 20 匝，在 103 A 电流下可产生 12 G/cm 的梯度。冷却和探测所用的激光由两台外腔二极管激光器 [30], 产生，并通过调制转移光谱进行稳频 [31], , 另配有 4 台锥形放大器。光纤将激光传输至真空装置，在此对光功率进行主动稳定。这里形成六束功率为 35 mW、束腰为 7。5 mm 的光束，并以 45° 角经由 3 英寸窗口进入玻璃池。这种光束配置为探测提供了较大的光学通道，数值孔径为$NA = 0.42$。玻璃池两侧均镀有适用于 780纳米光的增透膜，以最大限度地抑制荧光探测期间的背景光。三维磁光阱的初始装载速率为 2.4×10^{10} 个原子/秒，200 毫秒内可捕获 4×10^9 个原子。

MOT装载后，光学粘团将原子冷却至 $18\ \mu K$。原子经光学抽运到 D2 $F=2\rightarrow F'=2$跃迁上的能级 $|F,\ m_F\rangle=|2,\ 2\rangle$ 并装载到磁四极阱（QPT）中。由一对各有 62 匝的线圈产生的磁场梯度，在 50 ms 内从 58 G/cm 线性升至 169 G/cm。电流由电流传感器测量，并主动稳定至优于 10^{-4} 相对稳定度。由于最大允许的连续运行时间为 10 s，无法测量该阱的寿命；其寿命超过 150 s。我们通过两次线性射频（rf）扫描进行蒸发冷却，在 1.6 s 内将频率从 20 MHz 降至 3.5 MHz。

随后，加入交叉光束光偶极阱势，其阱中心略低于磁阱中心 [25, 32]。该光学偶极势由一台功率为 55 W、波长为 1064 nm 的 Coherent Mephisto MOPA激光器产生。两束光分别沿 x 和 y 方向通过自由空间光学进入玻璃池，束腰分别为 70μm 和 35μm；每束光的强度均通过声光偏转器（AOD）稳定。功率在 200 ms 内分别升至 6.5 W 和 600 mW，随后在另外 200 ms 内将四极场逐渐降至零。最后，将偶极阱光束的功率分六次线性递减，并在 1.2 s 内降至 95 mW 和 45 mW 的最终值，由此得到模拟阱频率 $(\omega_x,\omega_y,\omega_z,)=2\pi\times(60,160,150)$ Hz。

蒸发冷却的优化目标是速度而非原子数，因此蒸发效率为 $\gamma=1.7$。最终蒸发冷却后，我们获得了由 2×10^5个原子组成的玻色–爱因斯坦凝聚体，未观察到明显的热组分。制备玻色–爱因斯坦凝聚体总共需要 3.3 s。由于四极阱线圈冷却不足，目前这种循环速率只能维持 200 次重复。若需长时间运行，则需要额外 2 s 的冷却时间，或者改进水冷系统；后者已列入未来计划。

III. 特定自旋态子系综的选择

在快速制备出玻色-爱因斯坦凝聚体后，我们旨在生成多体自旋态，并通过选择一个自旋模式进行数目分辨探测来分析这些自旋态。这种自旋选择性数目探测是表征文献 [1] 中相干自旋态的前提。在此，我们展示了如何通过基于荧光的数目计数，选择特定的自旋分量进行探测。该技术已在最多 16 个原子的情况下得到验证，但在不久的将来可扩展到数百个原子。乍看之下，这个数目似乎很小，但我们想强调的是，只要多粒子态具有足够高的极化度（例如自旋压缩态），这种自旋选择性探测就能对原子数大得多的多粒子态进行层析分析。举例来说，我们将可变数量的原子转移到自旋能级 $|1,\ 0\rangle$，同时移除 $F=2$ 流形中的所有剩余分量。处于能级 $|1,\ 0\rangle$ 的原子在基于光纤的微型磁光阱（mMOT）中进行计数。同样的技术

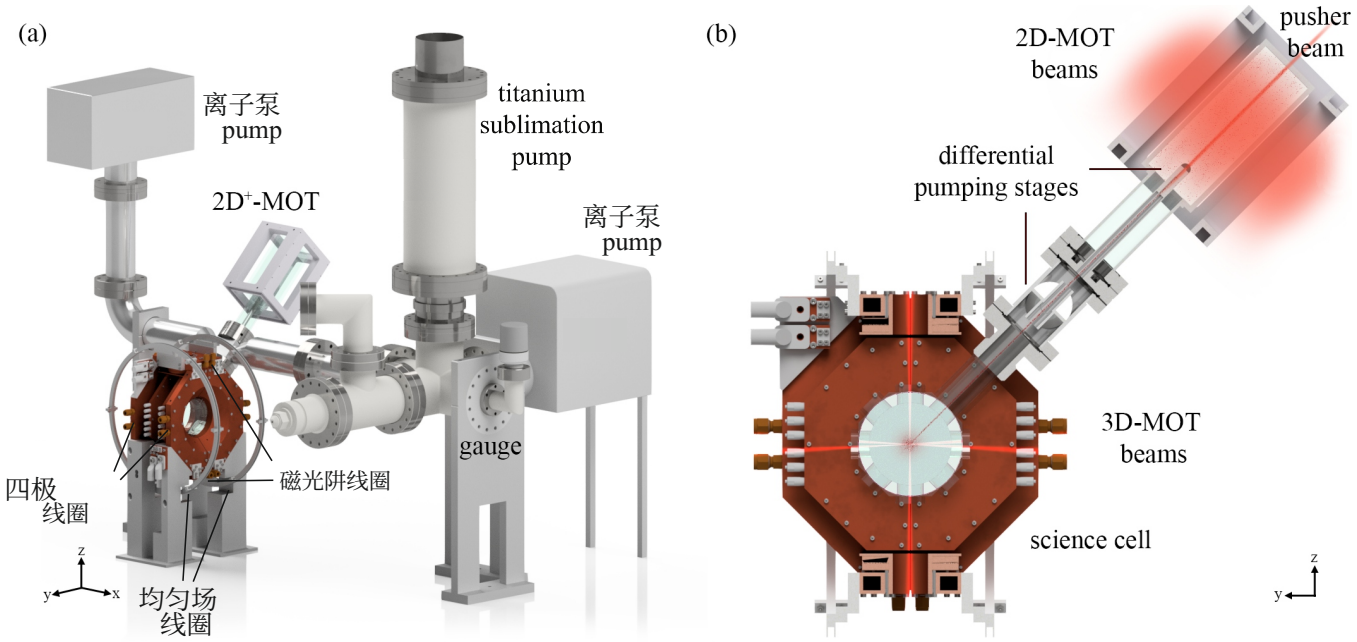

图 2. (a) 双腔室装置及线圈系统的超高真空系统计算机辅助设计图。该系统包含两个玻璃池，分别用于 $2D^+$-MOT 和 3D-MOT/玻色–爱因斯坦凝聚生成；两者通过两个差分抽气级以 $45°$ 角相连。连接管和科学池分别由两组泵组独立抽气。围绕科学池的线圈系统由一对垂直三维磁光阱线圈、一对水平四极线圈和一对正交排列的亥姆霍兹线圈组成。科学池及线圈布局经过优化，可沿 x 方向实现高 NA 光学通道。(b) 双腔室装置及线圈系统的横截面图。原子从原子源释放，在 $2D^+$-MOT 内形成压力。推送光束引导 $2D^+$-MOT 光束穿过两个差分抽气级进入科学腔室，在那里原子被捕获并冷却。

可用于多种多粒子自旋态，以选择特定自旋能级进行计数。制备许多这类态时，处于自旋能级 $|1,0\rangle$ 的系综可作为起点。因此，我们通过制备并探测玻色-爱因斯坦凝聚体中处于 $|1,0\rangle$ 的一小部分原子，来表征所需技术。我们选取玻色-爱因斯坦凝聚体的一个子系综，并通过将微波脉冲的时长设为其 π 脉冲时长的一部分，将其转移到自旋能级 $|1,1\rangle$ 。我们用持续 $100\ \mu$ 秒的共振冷却光推送，移除 $F=2$ 流形中的剩余分量。随后，一个微波 π-脉冲将原子转移到自旋能级 $|2,0\rangle$。为确保不存在因微波转移不完全而残留在 F=1 中的原子，我们采用持续 100 μs 的共振再泵浦光推送。最后，一个微波脉冲将原子转移到自旋能级 $|1,0\rangle$ ，并再次移除处于 $F=2$ 的原子，以确保探测到 $F=1$ 中所需的分量。在光学移除之间，我们设置了约 10 ms 的短暂等待时间，以确保机械快门能够可靠地打开和关闭。原子从最初制备的能级 $|2,2\rangle$ 转移到能级 $|1,0\rangle$，由低噪声微波源 [33] 完成。量子化轴由 0.78 G 的磁场确定；该磁场通过磁场传感器进行主动稳定，使磁场噪声达到 $170\ \mu$ G。

单原子水平的计数分辨率对最终移除过程的效率和选择性提出了很高的要求。两种效应会降低计数精度：（i）从阱中排出的原子可能与选定用于探测的原子发生碰撞，并意外地将其移除。（ii）用于排出 $F=2$ 原子的共振光可能会在原子离开阱之前，将其泵浦至非共振的 $F=1$ 能级。为避免光学移除过程中因碰撞造成不必要的损失，我们将原子转移到单束光学偶极阱中。将原子泵浦至闭合循环跃迁可降低其占据非共振态的概率。因此，在我们的数分辨微型磁光阱装置中，我们使用 6.7 G 的均匀磁场和一束 σ^+偏振光，在探测 $F=1$ 中的原子之前，对 $F=2$ 流形进行光学移除。为避免先前移除的原子被重新捕获，我们在最终移除后等待 150 毫秒再进行探测。

IV. 数分辨探测

我们使用改进的 mMOT 装置探测 $F=1$流形中选定原子的数量，该装置基于参考文献 [28]中所述的系统。探测装置的初始版本采用自由空间光学分配光束，使其能够相互叠加

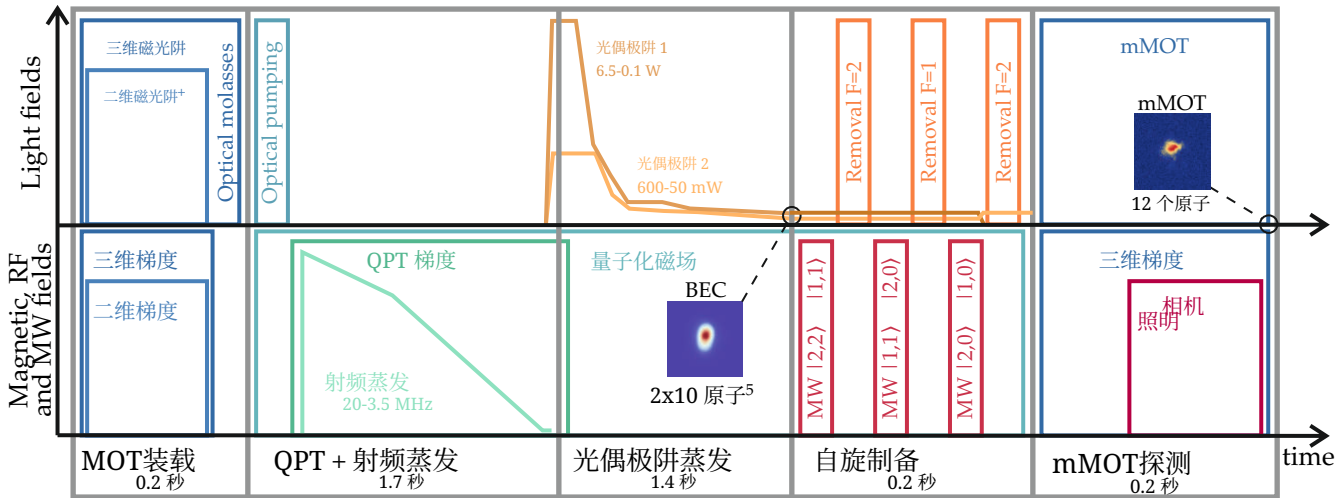

图 3. 实验序列示意图。上、下两幅图分别展示光场和磁场。场强和时间轴均未按比例绘制。通过磁光阱中的混合蒸发方法，可在 3.3 s 内产生玻色-爱因斯坦凝聚体。随后，选定所需的自旋分量，并在数分辨 mMOT 装置中进行分析。

并与较大的 MOT 光束重合，从而形成用于产生玻色-爱因斯坦凝聚体的三维磁光阱。事实证明，该装置能够准确地进行原子计数，但由于光束路径较长，长期稳定性较差。因此，更新后的版本采用六束光纤光束，以缩短光程。每根光纤均单独安装，其输出强度通过主动稳定，从而能够精确平衡反向传播光束的强度。mMOT 的确切位置取决于多个参数，例如磁场最小值、精确的光束对准及其强度平衡。为了使 mMOT 与玻色-爱因斯坦凝聚体的位置精确重合，我们将 mMOT 光束对准玻色-爱因斯坦凝聚体所在位置。沿两个水平方向施加的均匀磁场会将磁场最小值移至玻色-爱因斯坦凝聚体所在位置。我们通过差分进化算法优化了光束强度，进而优化了 mMOT 的确切位置 [34]，因为光束之间复杂的干涉会导致 mMOT 位置跳变。mMOT 在 12 G/cm 的磁场梯度下运行，失谐为 10 MHz（1.7Γ），强度为饱和强度的 6 倍。受空间限制，新的水平光束以 35°角进入实验玻璃池。这一角度变化使探测物镜中的背景散射增多，因此背景噪声也随之增大 $\sigma_{bg,\ new} = 0.15$相比之下，先前装置中的背景噪声为 0。03 [28]。图 4显示了对能级 |1、0⟩中的原子进行 2433 次重复数量测量所记录荧光信号的直方图。直方图显示荧光信号具有清晰的量子化特征，证明其计数分辨率远优于单原子极限。计数噪声取决于原子总数，并且可以用宽度为$\sigma_N = 0.169 + 0.0017N$的高斯函数很好地描述。假设其呈线性缩放，这一可实现对 400 多个原子的单粒子探测，与我们此前的定量测量结果相符 [28]。现在，数据可以按半整数分箱界限进行分箱，数目判定保真度从 1 个原子时的 99.7% 到 15 个原子时的 99.0% 不等。

微型磁光阱捕获背景气体中非预期原子的概率并非为零。这些原子主要是由于玻色-爱因斯坦凝聚体制备期间频繁使用 2D$^+$-磁光阱，导致背景压力暂时升高而产生的。经过微型磁光阱虽小但仍不可忽视的捕获体积的原子可能被捕获，因此会在探测过程中被计数。这导致探测偏移为 0.27 个原子，在我们对数分辨探测进行量子层析时表现为一个不可忽视的信号 [1]。

图中表征了导致探测偏移的各种效应。 5。图 (a) 展示了微型磁光阱在实验开始时（青色矩形）以及连续运行 7.5 小时后（蓝色圆圈）非预期的背景装载情况。线性拟合得出的数值从每秒 0.1 个原子增加到每秒 3.4 个原子，这是背景气体暂时增加并随时间累积所致。我们发现，这种累积是由 2D$^+$-磁光阱光束中的激光冷却原子造成的，而非由经过两个差分抽气级的热原子造成。

为了准确进行原子数计数，必须尽可能减少从背景气体中装载原子，这限制了微型磁光阱的总运行时间。与此同时，单粒子计数分辨率要求较长的照明时间。微型磁光阱总运行时间为 115 毫秒，其中 65 毫秒用于照明，是一个合理的折中方案。图 5 (b) 显示了探测偏移与移除的原子数之间的线性关系 N_{rem}。光学移除并不完全，以及先前移除的原子被重新捕获的概率增加

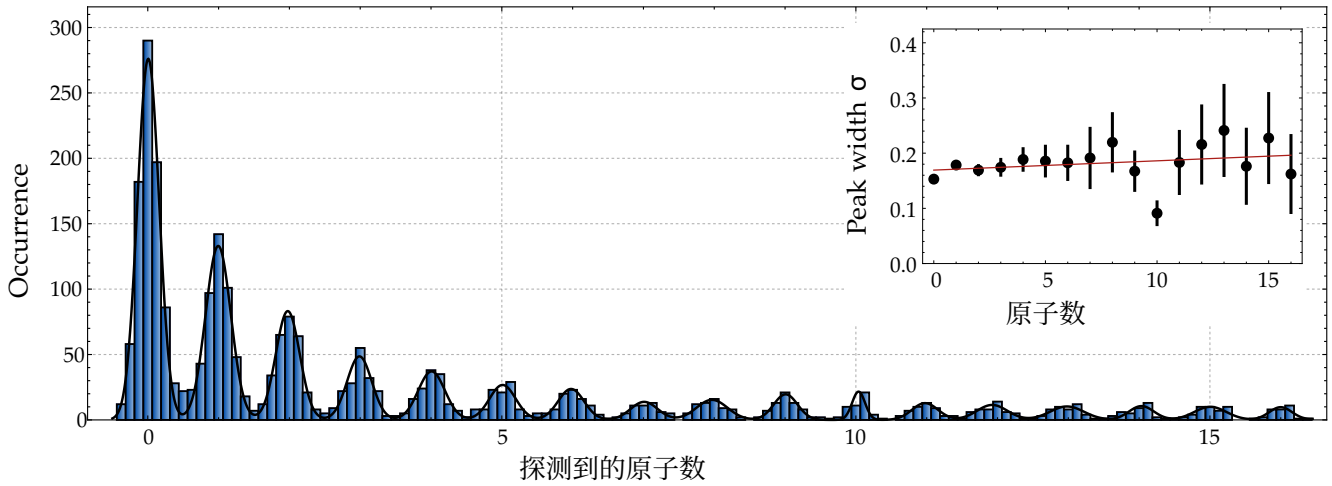

图 4. 最多 16 个原子的荧光信号直方图。信号（蓝色柱条）显示出整数原子数对应的清晰量子化特征。各个峰用高斯分布拟合（黑线），其宽度显示在插图中。线性拟合（红色实线）与先前确定的 400 个原子的单粒子分辨率极限相符。

这两者都会导致探测偏移不断增大 N_{off}，如下所示 $N_{off} = 0.26 + 0.001N_{rem}$。红色星号表示参考文献 [1] 中的探测偏移。图 5(c) 展示了消光比随光学移除后的等待时间的变化。等待 150 毫秒可使微型磁光阱中先前移除的原子被重新捕获的概率降低一个数量级以上。总之，所述探测方法能够对多达数百个原子的量子多体态进行可分辨原子数的层析成像。

V. 结论与展望

总之，我们介绍了一种制备自旋or玻色-爱因斯坦凝聚体并进行数目分辨探测的方法。我们采用混合方法，在 3.3 s 内制备出含有 2×10^5 ^{87}Rb 原子的玻色–爱因斯坦凝聚体。高通量原子源由二维$^+$-磁光阱与三维磁光阱组成。原子转移到磁四极阱后，首先进行射频蒸发冷却，以提高相空间密度，并将原子高效转移至光学偶极势阱中，随后在其中进行快速高效的蒸发冷却。我们的实验实现了 6×10^4 atoms/s 的高通量玻色-爱因斯坦凝聚体制备，这一数值接近已发表的铷原子 [25], 纪录；不包括原子芯片实验，因为这类实验无法提供足够的光学通道。通过缩短交叉光学偶极阱中的蒸发冷却时间，可以进一步缩短循环时间。我们可以利用声光偏转器实验装置轻松实现动态整形势阱，从而独立控制阱深和俘获频率，进而加快蒸发冷却动力学。

我们选取单一自旋能级进行探测，并以 0.001 的消光比光学移除残余原子。对于所产生的输出态，我们实现了 0.27 个原子的探测偏移，并在 15 个原子时达到 99% 的数目判定保真度。本文所展示的技术为高保真层析成像铺平了道路，可用于对极化的多粒子纠缠态进行层析成像，例如单模和双模自旋压缩态。

致谢

本研究得到 QuantERA 资助项目 SQUEIS 和 MENTA 的支持。我们感谢德国研究联合会（DFG）通过项目 B01 下的 SFB 1227 DQ-mat（项目编号 274200144）以及德国卓越战略下的 EXC-2123 QuantumFrontiers（项目编号 390837967）提供的经费支持。M.Q. 感谢汉诺威纳米技术学院（HSN）的支持。

[1] M. Hetzel, L. Pezz`e, C. P¨ur, M. Quensen, A. H¨uper, J. Geng, J. Kruse, L. Santos, W. Ertmer, A. Smerzi, and C. Klempt, 通过重构原子多体量子态对具有数目分辨能力的探测器进行层析成像，arXiv:2207.01270（2022年）。[2] A. Urvoy, Z. Vendeiro, J. Ramette, A. Adiyatullin, and V. Vuleti´c，直接激光冷却至玻色-爱因斯坦凝

在偶极阱中实现凝聚，《物理评论快报》**122**，203202（2019年）。[3] S. Stellmer、B. Pasquiou、R. Grimm 和 F. Schreck，激光冷却至量子简并，《物理评论快报》**110**，263003（2013）。[4] D. M. Farkas、K. M. Hudek、E. A. Salim、S. R. Segal、M. B. Squires 和 D. Z. Anderson，一种紧凑型、可移

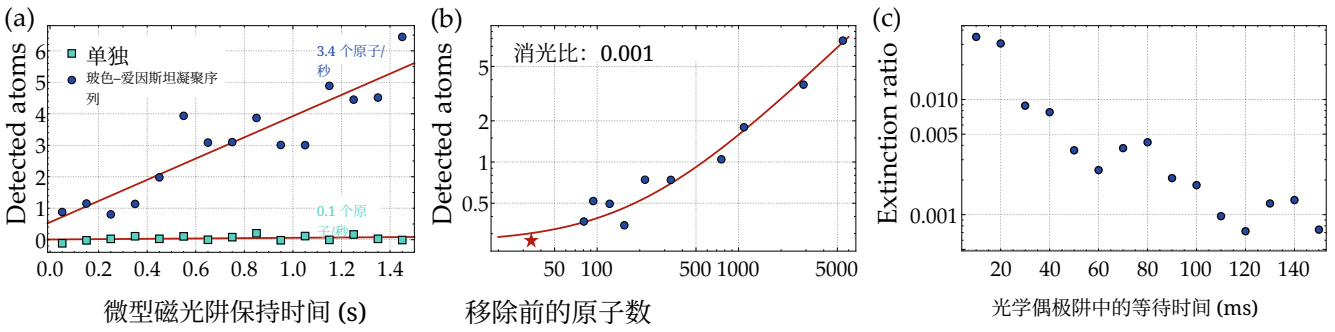

图 5. 探测偏移的表征。(a) 频繁使用二维$^{+}$-磁光阱会暂时增加背景气体，从而使微型磁光阱装载速率从最初的 0.1（青色矩形）升至运行 7.5 小时后的 3.4 个原子/秒（蓝色圆圈）。(b) 探测偏移与移除前的原子数呈线性关系。红线表示线性拟合，初始偏移是由未能完全光学移除原子造成的。红色星号标示了参考文献 [1]中的探测偏移。(c) 随着探测前后续等待时间的增加，光学移除的消光比有所改善。

便携式微芯片系统，可高重复率地产生玻色–爱因斯坦凝聚体，《应用物理快报》96，093102（2010）。[5] D. M. Farkas、E. A. Salim 和 J. Ramirez-Serrano，以 1 Hz 的速率制备铷玻色–爱因斯坦凝聚体，arXiv:1403.4641（2014）。[6] M. Horikoshi 和 K. Nakagawa，基于原子芯片快速制备玻色-爱因斯坦凝聚体，Applied Physics B 82，363（2006）。[7] J. Rudolph、W. Herr、C. Grzeschik、T. Sternke、A. Grote、M. Popp、D. Becker、H. M¨untinga、H. Ahlers、A. Peters、C. L¨ammerzahl、K. Sengstock、N. Gaaloul、W. Ertmer 和 E. M. Rasel，用于移动原子干涉仪的高通量玻色-爱因斯坦凝聚体源，《新物理学杂志》17，065001（2015）。[8] S. Abend、M. Gebbe、M. Gersemann、H. Ahlers、H. M¨untinga、E. Giese、N. Gaaloul、C. Schubert、C. L¨ammerzahl、W. Ertmer、W. P. Schleich 和 E. M. Rasel，原子芯片喷泉重力仪，《物理评论快报》117，203003（2016）。[9] K. B. Davis、M. O. Mewes、M. R. Andrews、N. J. van Druten、D. S. Durfee、D. M. Kurn 和 W. Ketterle，钠原子气体中的玻色-爱因斯坦凝聚，《物理评论快报》75，3969（1995）。[10] M.-O. Mewes、M. R. Andrews、N. J. van Druten、D. M. Kurn、D. S. Durfee 和 W. Ketterle，在强约束直流磁阱中的玻色–爱因斯坦凝聚，《物理评论快报》77，416（1996）。[11] D. S. Naik 和 C. Raman，用于玻色-爱因斯坦凝聚体的光学塞入式四极阱，《物理评论 A》71，033617 2005( )。[12] T. Esslinger、I. Bloch 和 T. W. H¨ansch，在四极-Ioffe构型阱中的玻色-爱因斯坦凝聚，《物理评论 A》58，R2664（1998）。[13] S. Kumar、S. Sarkar、G. Verma、C. Vishwakarma、M. Noaman 和 U. Rapol，在电气-气动转换四极-Ioffe磁阱中的玻色-爱因斯坦凝聚，《新物理学杂志》17，023062（2015）。[14] R. Dubessy、K. Merloti、L. Longchambon、P.-E. Pot- tie、T. Liennard、A. Perrin、V. Lorent 和 H. Per- rin，光学塞入式四极阱中的铷-87玻色-爱因斯坦凝聚体，《物理评论 A》85，10 1103 85 013643 2012 . / PhysRevA. . ( )。[15] S. Peil、J. V. Porto、B. L. Tolra、J. M. Obrecht、B. E. King、M. Subbotin、S. L. Rolston、and W. D. Phillips，《将玻色-爱因斯坦凝聚体按图案装载到光学晶格中》，《物理评论 A》67，051603 (2003). [16] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman，《全光学形成原子玻色-爱因斯坦凝聚体》，《物理评论快报》87，010404 (2001). [17] T. Kinoshita, T. Wenger, and D. S. Weiss，《利用可压缩交叉偶极阱实现全光学玻色-爱因斯坦凝聚》，《物理评论 A》71，011602 (2005). [18] J.-F. Cl´ement, J.-P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer，《通过全光学失控蒸发实现玻色-爱因斯坦凝聚》，《物理评论 A》79，061406 (2009). [19] M. Landini, S. Roy, G. Roati, A. Simoni, M. Inguscio, G. Modugno, and M. Fattori，《直接蒸发冷却 ^{39}K原子以实现玻色-爱因斯坦凝聚》，Physical Review A 86，033421 (2012). [20] S. Stellmer, R. Grimm, and F. Schreck，《量子简并锶气体的制备》，Physical Review A 87，013611 (2013). [21] R. Roy, A. Green, R. Bowler, and S. Gupta，《在动态整形原子阱中快速冷却至量子简并》，《物理评论 A》93，043403 (2016). [22] D. Xie, D. Wang, W. Gou, W. Bu, and B. Yan，《在凹陷阱中快速制备铷玻色-爱因斯坦凝聚体》，JOSA B 35，500 (2018). [23] G. Condon, M. Rabault, B. Barrett, L. Chichet, R. Ar-guel, H. Eneriz-Imaz, D. Naik, A. Bertoldi, B. Battelier, P. Bouyer, and A. Landragin，《微重力环境中的全光学玻色-爱因斯坦凝聚体》，Physical Review Letters 123，240402 (2019). [24] G. Colzi, E. Fava, M. Barbiero, C. Mordini, G. Lam-poresi, and G. Ferrari，《在兼容磁屏蔽的混合阱中制备大型玻色-爱因斯坦凝聚体》，Physical Review A 97，053625 (2018). [25] Y.-J. Lin, A. R. Perry, R. L. Compton, I. B. Spielman, and J. V. Porto，《在磁光组合势中快速制备 ^{87}Rb玻色-爱因斯坦凝聚体》，《物理评论 A》79，063631 (2009). [26] M. Zaiser, J. Hartwig, D. Schlippert, U. Velte, N. Winter, V. Lebedev, W. Ertmer, and E. M. Rasel，《在弱混合阱中生成玻色-爱因斯坦凝聚体的简易方法》，《物理评论 A》83，035601 (2011).

[27] Q. Bouton, R. Chang, A. L.Hoendervanger, F. Nogrette, A. Aspect, C. I. Westbrook, and D. Cl´ement, 《快速制备亚稳态氦玻色-爱因斯坦凝聚体》, Physical Review A **91**, 061402 (2015)。[28] A. H¨uper, C. P¨ur, M. Hetzel, J. Geng, J. Peise, I. Kruse, M. Kristensen, W. Ertmer, J. Arlt, and C. Klempt, 《介观原子系综的数目分辨制备》, 《新物理学杂志》**23**, 113046 (2021)。[29] S. J¨ollenbeck, J. Mahnke, R. Randoll, W. Ertmer, J. Arlt, and C. Klempt, 《介观原子芯片上的六极补偿磁光阱》, 《物理评论 A》**83**, 043406 (2011)。[30] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, P. Lau-rent, A. Clairon, and P. Rosenbusch, 《干涉滤光片稳频外腔二极管激光器》, Opt. Comm. **266**, 609（2006）。[31] D. J. McCarron、S. A. King 和 S. L. Cornish，原子铷中的调制转移光谱，测量科学与技术**19**, 105601（2008）。[32] G. Kleine B¨uning、J. Will、W. Ertmer、C. Klempt 和 J. Arlt，一种重力补偿的慢速原子激光器，《应用物理 B》**100**，117（2010）。[33] B. Meyer、A. Idel、F. Anders、J. Peise 和 C. Klempt，用于冷原子实验的动态低噪声微波源，arXiv:2003.10989（2020）。[34] I. Geisel、K. Cordes、J. Mahnke、S. J¨ollenbeck、J. Ostermann、J. Arlt、W. Ertmer 和 C. Klempt，实验装置的进化优化，《应用物理快报》**102**，（2013）。