

doi: 10.11823/j.issn.1674-5795.2026.02.11

基于双探测器功率稳定与磁场零点调控的 ^{87}Rb 超冷原子高效制备与转移

张球新^{1,2}, 胡栋^{1,2}, 白金海^{1,2}, 王宇^{1,2*}

(1. 中国航空工业集团公司北京长城计量测试技术研究所 计量与校准全国重点实验室, 北京 100095;
2. 中国航空工业集团公司北京长城计量测试技术研究所 量子计量技术与仪器北京市重点实验室, 北京 100095)

摘要: 超冷原子体系的制备效率与势阱间转移保真度是制约其在量子精密测量中实用化的关键因素。针对蒸发冷却过程中光阱功率稳定性不足, 以及磁阱转移中马约拉纳跃迁导致退相干这两个核心问题, 提出一套集成化的解决方案。在制备阶段, 设计并实现了基于双光电探测器的光功率反馈稳定系统, 解决蒸发冷却全过程(特别是毫瓦量级低功率阶段)的功率控制难题, 将关键阶段功率波动抑制在0.11%以内, 实现高效率蒸发冷却。在转移阶段, 通过精确调控四极磁阱的偏置磁场, 主动控制磁场零点位置, 使超冷原子团与零点保持安全距离, 有效抑制马约拉纳跃迁引起的原子损失与退相干。实验结果表明: 经过6.8 s蒸发冷却, 成功制备了原子数约为 3×10^4 个、温度为30 nK的 ^{87}Rb 超冷原子, 并将其相干地转移至四极磁阱中稳定悬浮。高效制备与转移 ^{87}Rb 超冷原子的方法, 为构建面向原子干涉、量子重力测量等高精度计量应用的可靠超冷原子源提供了关键技术支撑。

关键词: 量子精密测量; 玻色-爱因斯坦凝聚体; 超冷原子; 光学偶极阱; 四极磁阱; 功率稳定; 磁场零点调控; 马约拉纳跃迁

中图分类号: TB9; O43

文献标志码: A

文章编号: 1674-5795 (2026) 02-0130-10

Preparation and transfer of ^{87}Rb ultracold atoms based on dual-detector power stabilization and magnetic field zero control

ZHANG Qiuxin^{1,2}, HU Dong^{1,2}, BAI Jinhai^{1,2}, WANG Yu^{1,2*}

(1. National Key Laboratory of Metrology and Calibration, AVIC Changcheng Institute of Metrology & Measurement, Beijing 100095, China; 2. Beijing Key Laboratory of Quantum Metrology Technology and Instruments, AVIC Changcheng Institute of Metrology & Measurement, Beijing 100095, China)

Abstract: The preparation efficiency and transfer fidelity between different traps are crucial factors limiting the practical application of ultracold atomic systems in quantum precision measurements. This paper presents an integrated solution to address two core issues: insufficient power stability of optical dipole traps during evaporative cooling, and decoherence induced by Majorana transitions during magnetic trap transfer. In the preparation stage, a dual-photodetector based optical power feedback stabilization system was designed and implemented, solving the power control challenge throughout the entire evaporative cooling process (especially in the milliwatt low-power regime) and suppressing power

收稿日期: 2026-02-26; 修回日期: 2026-04-13; 录用日期: 2025-04-14; 发表日期: 2026-04-28

引用格式: 张球新, 胡栋, 白金海, 等. 基于双探测器功率稳定与磁场零点调控的 ^{87}Rb 超冷原子高效制备与转移[J]. 计测技术, 2026, 46(2): 130-139.Citation: ZHANG Q X, HU D, BAI J H, et al. Preparation and transfer of ^{87}Rb ultracold atoms based on dual-detector power stabilization and magnetic field zero control[J]. Metrology & Measurement Technology, 2026, 46(2): 130-139.

fluctuations to below 0.11% during critical phases, thereby achieving efficient evaporative cooling. In the transfer stage, precise control of the bias magnetic field in the quadrupole trap was employed to actively manipulate the position of the magnetic field zero, maintaining a safe distance between the ultracold atomic cloud and the zero point, effectively suppressing atom loss and decoherence caused by Majorana transitions. Experimental results demonstrate that after 6.8 s of evaporative cooling, ^{87}Rb ultracold atoms with an atom number of approximately 3×10^4 and a temperature of 30 nK were successfully prepared and coherently transferred to a quadrupole magnetic trap for stable magnetic levitation. The preparation and transfer methods of ^{87}Rb ultracold atoms provide key technical support for building reliable ultracold atomic sources for high-precision metrological applications such as atom interferometry and quantum gravimetry.

Key words: quantum precision measurement; Bose-Einstein condensate, ultracold atoms; optical dipole trap; quadrupole magnetic trap; power stabilization; magnetic field zero control; Majorana transition

0 引言

超冷原子体系因其良好相干性与可控性,已成为研究量子模拟、量子计算和量子精密测量等前沿领域的理想平台^[1-3]。实现原子气体的量子简并,并使其灵活适配于不同的势阱构型(如磁阱、光阱或光晶格),是开展后续一系列精密量子实验的关键前提^[4-5]。经过数十年的发展,基于磁光阱的预冷却与光学偶极阱中的蒸发冷却技术已趋于成熟,能够常规制备玻色-爱因斯坦凝聚体^[6-8]。然而,随着超冷原子技术从原理性演示向实用化量子传感器(如原子干涉仪、原子钟)迈进,研究重心正逐渐转向平台的长期可靠性、制备效率以及阱间转移的相干性等工程化指标^[9-11]。这对制备流程中的每个环节提出了更严苛的要求。

当前,在构建面向计量应用的超冷原子平台时,面临两个突出的技术挑战:

1) 蒸发冷却过程中光阱功率的极端稳定性问题

蒸发冷却依赖于精密控制光阱激光功率以逐步降低阱深。特别是在冷却后期,当功率降至毫瓦量级时,微小的功率波动会导致阱深剧烈变化,严重破坏蒸发效率与过程的可重复性^[8]。传统的单探测器反馈方案难以同时兼顾大动态范围和高精度控制,制约了超冷原子制备的鲁棒性。

2) 由光阱到四极磁阱转移过程中的退相干与原子损耗问题

在四极磁阱中,中心的磁场零点会导致处于低场搜寻态的原子发生马约拉纳跃迁,造成自旋翻转与原子损失^[12]。这一效应在超冷原子温度极

低、空间分布极小的情况下尤为显著,是影响转移保真度和后续相干操控的主要障碍。尽管 Ioffe-Pritchard 磁阱、时间轨道平均势阱(Time-Orbiting Potential Trap, TOP Trap)等传统磁阱可以通过消除磁场零点来规避这一问题,但其复杂的线圈构型严重限制了实验的光学通路与灵活性。

针对上述挑战,本研究团队提出了一种基于光阱制备与四极磁阱悬浮相结合的高效方案。在光阱中完成超冷原子的高质量制备后,并未采用传统的复杂的磁阱囚禁,而是将其高保真度地装载至由一对线圈构型产生的四极磁场中进行悬浮。在该构型下,四极磁场主要提供精确的恒定梯度以完全补偿重力势,而非将原子束缚于磁场零点。在后续的相干操控(如 Sagnac 转动)中,悬浮的原子云沿精心设计的轨迹进行动态演化,自然地规避中心的马约拉纳损耗区域。本文详细阐述从二维磁光阱、三维磁光阱与光学黏团冷却,到交叉光学偶极阱中蒸发冷却的全流程优化方法,介绍双探测器反馈系统的设计方案与应用性能,并给出磁场零点调控抑制马约拉纳跃迁的实验结果,为构建面向量子精密测量应用的可靠超冷原子源提供实验基础与技术参考。

1 基于光学偶极阱的蒸发冷却原理

光学偶极阱(简称光阱)中的蒸发冷却是一种高效制备超冷原子的关键技术。相较传统的磁阱蒸发冷却,该方法具有显著优势:蒸发速率高,且无需进行复杂的磁场线圈设计及射频场辅助;其核心控制参数仅为激光光强,通过调节光强即可直接降低阱深,使高能原子逃逸,实验操控更为简便高效。

光阱对中性原子的囚禁机制源于光与原子诱导电偶极矩的相互作用。当原子处于激光场中时,光场的交变电场会使原子内部电荷分布发生极化,从而产生感应电偶极矩;若该光场在空间上是非均匀的,此感应偶极矩会受到偶极力的作用,进而实现对原子的空间囚禁。该偶极矩与光场电场分量相互作用,导致原子能级发生移动,即交流斯塔克效应。由于光强在空间上分布不均匀,由此产生的能级移动也随之变化,从而形成一个作用于原子的保守势场,即光偶极势。

在远失谐条件下,该偶极力 F 可表述为^[12]

$$F = \frac{1}{2} \alpha(\omega) \nabla I \quad (1)$$

式中: $\alpha(\omega)$ 为激光频率相关的复极化率, I 为光强。对于二能级原子模型,光偶极势 U 和相应的光子散射率 Γ_{sc} 可具体量化为

$$U = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} \right) I \quad (2)$$

$$\Gamma_{sc} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} \right)^2 I \quad (3)$$

式中: c 为光速, ω_0 与 Γ 分别为原子的共振频率与自然线宽, ω 为激光频率, \hbar 为约化普朗克常数。当激光频率相对于原子共振为红失谐($\omega_0 > \omega$)时, $U > 0$,原子被吸引到光强最强处;当激光频率相对于原子共振为蓝失谐($\omega_0 < \omega$)时, $U < 0$,原子被束缚在光强最弱处。

在实验设计中,需在囚禁能力与加热效应之间进行权衡,通常采用大失谐与高功率相结合的方案:大失谐可指数性压低散射率,而高功率则可补偿由此导致的势阱变浅,从而在维持较强囚禁的同时,将加热效应抑制在较低水平。本实验采用波长为1 064 nm的红失谐激光构建光阱,其单束最大功率可达10 W。

蒸发冷却的核心原理为:有选择性地移除原子团中动能最高的部分,让剩余原子通过弹性碰撞重新达到热平衡,从而降低整体温度。在光阱中,这一过程通过主动降低激光光强(即降低 U)实现。具体步骤如下:

1) 预冷却与装载:原子必须首先在磁光阱等装置中被预冷却至毫开尔文量级,使其初始动能远低于光阱的初始阱深,从而被有效装载并囚禁。

同时,预冷却可获得较高的原子密度,确保原子间有足够高的弹性碰撞速率,这是实现有效热化和蒸发冷却的动力学前决条件^[6]。

2) 开启蒸发

通过主动、缓慢地降低囚禁激光的功率, U 线性减小。那些总能量(势能+动能)高于当前阱深的原子有概率通过隧穿或热激发越过势垒而逃逸出阱外。

3) 热化与降温

高能原子逃逸后,阱内剩余原子的平均能量降低,但体系尚未达到平衡。此时,原子间持续发生的弹性碰撞驱使原子团重新向热平衡分布。在重新分布的过程中,总能量在更少的原子数中分配,从而导致体系的温度显著下降。弹性碰撞速率必须远高于原子加热速率和原子损失速率,蒸发冷却才能高效进行。

4) 反馈与循环

在降低光强的过程中,需要精细控制其下降的速率。理想的蒸发需平衡加热和损失过程——光强下降得足够慢,以保证弹性碰撞有充分时间完成热化;但又不能太慢,以避免不必要的原子损失。通过这种反馈控制,原子团的相空间密度可提升数个量级,直至达到玻色-爱因斯坦凝聚。

基于光学偶极阱的蒸发冷却是一个闭环过程:它利用光场构建可控的囚禁势,通过预冷却获得高密度原子,再通过主动降低光强有选择地移除高能原子,并依赖高弹性碰撞速率实现剩余原子的快速热化与降温。

2 实验系统与预冷却

实验系统包含了激光系统、真空系统以及测控系统。激光系统提供稳定的激光用于冷却、探测等;真空系统避免了空气分子的碰撞带来的影响;测控系统同步了实验中多参数变量的控制。

2.1 实验系统

为了延长原子团的寿命,需要维持一个超高真空的系统;同时也需要具有较高蒸气压的原子源,以保证在实验可以接受的时间范围内装载足够多的原子进行实验。超冷原子的实验真空装置系统示意图如图1所示。真空系统采用双腔体结

构, 一个拥有足够蒸气压的上真空腔(二维磁光阱及原子源部分)与一个超高真空的下真空腔(三维磁光阱部分)通过一个差分管相连接。将两个腔体之间的压强差维持在3个数量级左右, 上真空腔约为 1×10^{-8} mbar, 下真空腔气压约为 3×10^{-11} mbar。下真空腔连接离子泵和吸气剂泵, 用于维持超高真空。该设计方案既能在上真空腔内保持高蒸气压的原子源, 又能在下真空腔内保证在实验可以接受的时间范围内装载足够多的原子进行实验。三维磁光阱腔光学窗口数为15个, 其中, 11个窗口直径为25 mm, 4个窗口直径为16 mm。成对光学窗口相对于三维腔中心对称。下真空腔的三对冷却光窗口, 用于冷却光和回泵光的通过, 每一对窗口相对于三维腔中心对称。该真空腔体配置两对光阱窗口, 并设有五个功能窗口: 两个用于吸收成像, 两个用于电荷耦合器件(Charge-Coupled Device, CCD)相机监测, 一个用于荧光成像以观测原子装载率。所有光学窗口镀780 nm与1 064 nm的增透膜, 透过率 $\geq 99\%$ 。

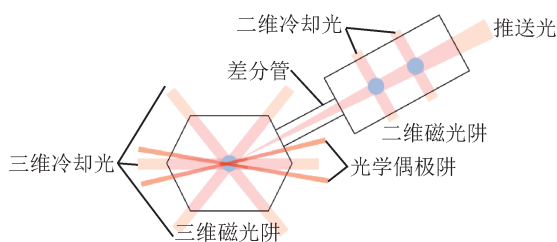


图1 实验装置图

Fig.1 Diagram of experimental setup

本实验采用 ^{87}Rb 元素制备超冷原子, 利用 ^{87}Rb 原子 D_2 线能级进行冷却、推送、探测、回泵光, 能级图如图2所示。采用饱和吸收谱的方法进行激光频率锁定, 失谐量用声光调制器进行控制。

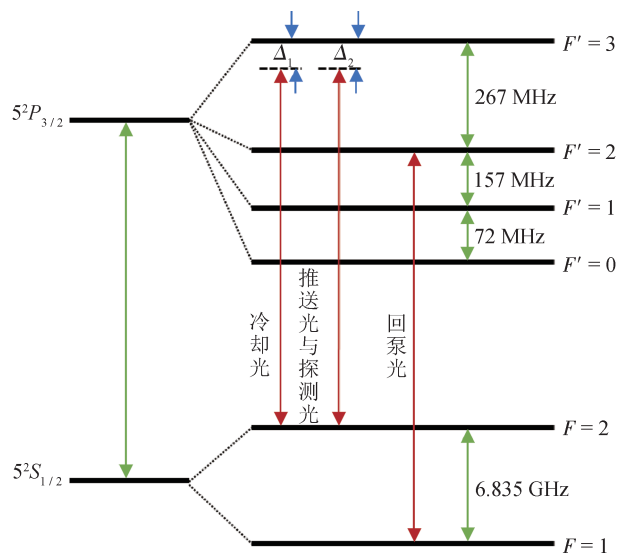


图2 ^{87}Rb 原子 D_2 线能级跃迁图

Fig.2 Energy level transition diagram for the D_2 line of ^{87}Rb atoms

实验时序控制方案如图3所示。系统采用PCIE接口的PCIe-6363、PXIe-6738、PCIe-6535B。PCIe-6363板卡具有48通道可编程数字输入输出, 用于产生晶体管-晶体管逻辑信号(Transistor-Transistor Logic, TTL)以同步控制实验参数, 支持外部时钟同步; PXIe-6738板卡具有32路模拟输出通道, 16位分辨率, 电压范围为 ± 10 V, 支持外部时钟同步; 主要接入压控衰减器, 用来控制激光、磁场等参数的强度, PCIe-6535B板卡具有32通道数字信号输出, 并行产生16位TTL用来控制数字频率生成器(Direct Digital Synthesizer, DDS)的频率跳变。三张板卡可采用内部时钟同步的方法同步时序。

实验的基本流程: 首先铷原子源加热至 40°C , 然后由二维磁光阱进行冷却, 由推送光将原子推送至三维磁光阱中进行多普勒冷却、偏振梯度冷

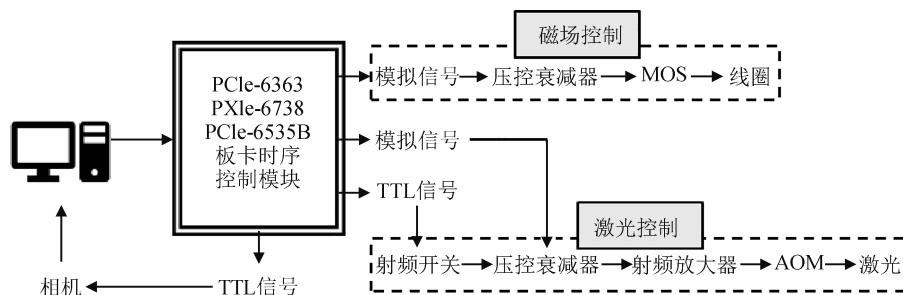


图3 实验整体时序控制方案

Fig.3 Timing control scheme for the experiment

却以及蒸发冷却过程。

2.2 预冷却

为了实现超冷原子的制备,需要经过多普勒冷却和偏振梯度冷却预先降低原子温度,提高原子的中心密度。

2.2.1 多普勒冷却

本实验中的多普勒冷却主要通过二维磁光阱与三维磁光阱的级联协同来实现。整个过程利用激光场与磁场梯度的共同作用,为原子提供速度依赖的阻尼力与位置依赖的恢复力,最终实现冷却。

首先,二维磁光阱充当高通量的冷原子源。它利用横向的冷却激光与梯度磁场,对背景原子进行二维方向上的减速与压缩,将原子的运动限制在轴线附近。为了向科学腔提供充足的原子,系统引入了一束沿轴向的推送光,将这些经过横向冷却的原子定向推入科学腔,形成连续的慢速冷原子束流。随后,三维磁光阱负责在科学腔内对原子进行最终的俘获与囚禁。

三维磁光阱的装载过程可用速率方程描述^[13],即

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} \quad (4)$$

式中: N 为转载的原子数, t 为时间, R 为装载速率, τ 为原子寿命。根据式(4)可知:磁光阱中原子数目增多,转载速率会降低。实验中通过收集磁光阱中的原子发出荧光,原子数目越多,荧光越强,可以实时判断磁光阱中原子数目的变化。三维磁光阱装载曲线如图4所示,红色线为速率方程的拟合曲线,黑色点为光电探测器采集点。

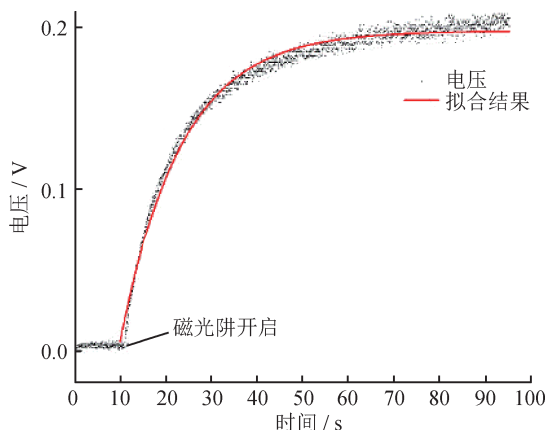


图4 三维磁光阱装载曲线

Fig.4 Loading curve of the 3D magneto-optical trap

原子源稳定加热为 $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时,在 $t = 10\text{ s}$ 时刻开启二维和三维磁光阱,原子数开始指数增长,而后在 $t = 30\text{ s}$ 左右时,原子数趋于饱和(原子数约为 10^8 个)。在特定的原子密度下,原子团向外的辐射压力与磁光阱的束缚力相平衡,此时原子数的继续增加只会增大原子团的体积,原子团的密度便不再增加。因此在磁场梯度为 15 G/cm ,冷却光平均光强为 20 mW 的实验参数下,失谐量为 -3Γ (相对于 ^{87}Rb 原子的 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 跃迁, Γ 为 $2\pi \times 6.07\text{ MHz}$),使用 10 s 装载时间,得到原子数在 10^8 量级,原子密度在 10^{10} cm^{-3} 量级。

在三维磁光阱中进行多普勒冷却之后,为进一步提高原子团密度并优化温度参数,系统依次采用暗态磁光阱和压缩磁光阱技术对原子进行深度冷却与压缩。这两种技术通过不同的物理机制突破标准磁光阱的密度限制,为后续的光学黏团冷却和蒸发冷却创造有利条件。在暗态磁光阱阶段,首先关闭推送光,再降低回泵光光强至 $44\text{ }\mu\text{W}$ 并改变冷却光失谐 -3Γ ,减少原子散射光子的概率,将原子转移到暗态进行压缩。在这样的操作下,内部原子被有效地抽运到 $F = 1$ 暗态,由于暗态原子与冷却光几乎不相互作用,光子重吸收效应被极大抑制,原子密度得以显著提高。在最佳参数下,暗态磁光可以将原子密度提高一个数量级,达到 10^{11} cm^{-3} 量级。

在压缩磁光阱阶段,48 ms内将磁场梯度从约 15 G/cm 增加到 20 G/cm ,同时将冷却光失谐从 -3Γ 变为 -5Γ ,光强降低到 15 mW 。这种参数调节使得辐射压力减小,允许原子在更小的体积内达到力学平衡。

暗态磁光阱和压缩磁光阱的连续应用,使得系统能够在保持较高原子数的情况下,将原子团密度提升约两个数量级,达到 10^{12} cm^{-3} 量级。这种高密度、低温度的原子团为后续的光学黏团冷却和蒸发冷却奠定了坚实基础。

2.2.2 偏振梯度冷却

偏振梯度冷却作为连接磁光阱冷却与蒸发冷却的关键过渡阶段,承担着将原子温度从毫开尔文量级进一步降低至微开尔文量级的重要任务。偏振梯度冷却后的原子团又称为光学黏团。在实验

制备过程中，首先在完成压缩磁光阱阶段后关闭四极磁场，仅保留3对正交的激光束作用于原子团。光学黏团阶段的激光参数与磁光阱阶段有显著不同：冷却光的失谐量变为约 -8Γ ；光强降低至饱和光强的量级，实验上每路光强约为5 mW。这样的参数设置既保证了足够的冷却效率，又极大地减少了因光子散射引起的加热效应。光学黏团对激光的偏振特性要求极为严格，任何偏振不完美都会导致形成残余的光学偶极阱，影响最终的冷却效果。偏振梯度冷却后的光学黏团如图5所示。利用原子吸收成像法对图5进行分析^[14]，图5中的原子数为 4.6×10^8 ，拟合 x 、 y 方向的半径估算得两个方向的温度分别为 $30 \mu\text{K}$ 和 $34 \mu\text{K}$ ，中心密度为 $1.41 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。整个冷却过程的实验关键时序控制参数已总结在图6中。

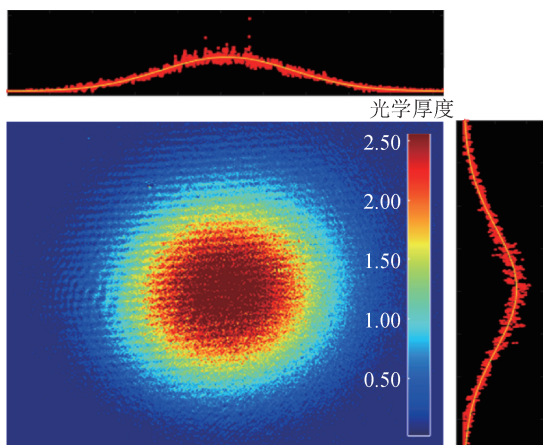


图5 偏振梯度冷却后的光学黏团吸收成像图
Fig.5 Absorption image of optical molasses after polarization gradient cooling

3 蒸发冷却

3.1 双探测器光阱功率稳定

原子团在磁光阱中完成初步冷却后，被转移至光偶极阱进行蒸发冷却，以进一步降低温度并获得超冷原子。蒸发冷却过程可类比于液体蒸发致冷：液体中分子速率服从麦克斯韦分布，高能分子从表面逸出，剩余系统的平均动能降低，通过碰撞重新达到热平衡，整体温度下降。随着蒸发持续进行，系统温度不断降低。实验中通过降低光阱激光功率实施蒸发冷却。随着激光功率降低，阱深逐渐减小，高能原子从阱深较浅的方

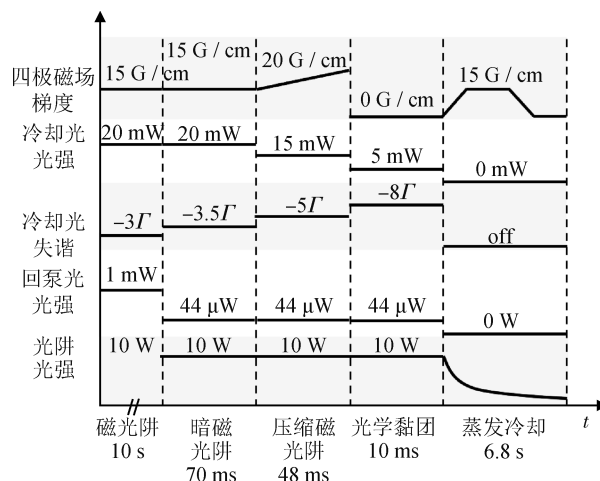


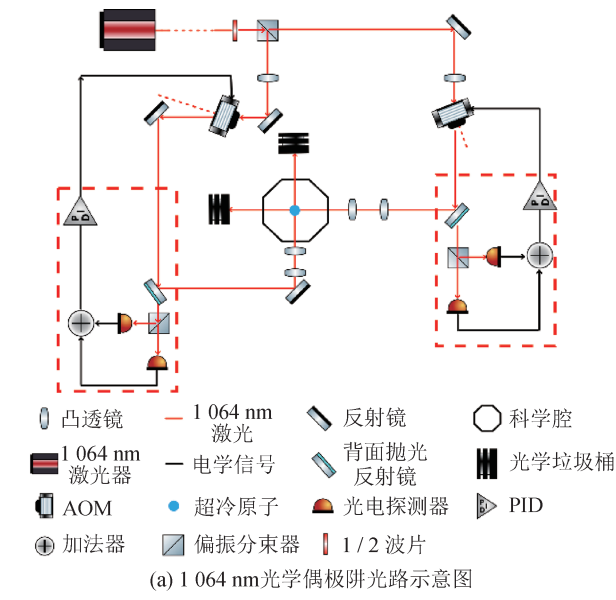
图6 超冷原子制备的关键参数控制时序

Fig.6 Timing sequence for controlling key parameters in the preparation of ultracold atoms

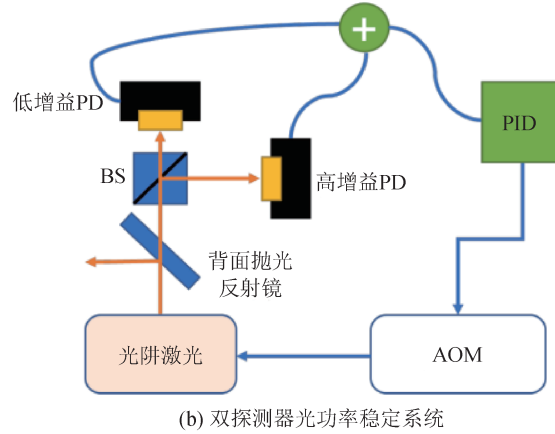
向(如重力方向)逃逸，剩余原子通过弹性碰撞达到热平衡，此过程循环进行，直至实现量子简并。中性原子在激光场中因极化产生偶极矩，并由于AC-Stark效应引起能级移动。在空间不均匀光场中频移随位置变化，从而产生力的作用。

全光偶极阱主要由一对交叉的远红失谐高斯光束构成，对 ^{87}Rb 原子，通常选用1 064 nm波长的红外激光束，它们共同构成一对交叉光阱，是实现本实验蒸发冷却和超冷原子的关键光学系统。在科学腔附近，1 064 nm激光被偏振分束器分为功率相等、具有相互垂直偏振的两束激光，经过透镜组变换后，以 90° 的夹角从水平面内入射至科学腔中心，使光腰精确位于腔体中心并与原子团中心几乎重合。两束激光的光腰直径均经过透镜组变换为 $85 \mu\text{m}$ ，为原子提供足够深的囚禁势阱。交叉光阱的光路结构如图7(a)所示。

实验中2路光阱光分别由一个移频250 MHz的声光调制器进行调制，选择+1级次激光进入光路，再分别由透镜组调制光腰后，经背面抛光反射镜反射后沿各自光路进入下科学腔。使用背面抛光反射镜的目的是收集微弱的透射光作为采样光进行功率反馈。蒸发冷却过程中光阱功率的稳定性至关重要，特别是低功率阶段($< 500 \text{ mW}$)的功率稳定更为关键。为了提高功率反馈稳定性，采用双光电探测器构成的反馈控制系统实现整个蒸发冷却过程的功率闭环控制，如图7(b)所示。当控



(a) Schematic diagram of the 1064 nm optical dipole trap optical path



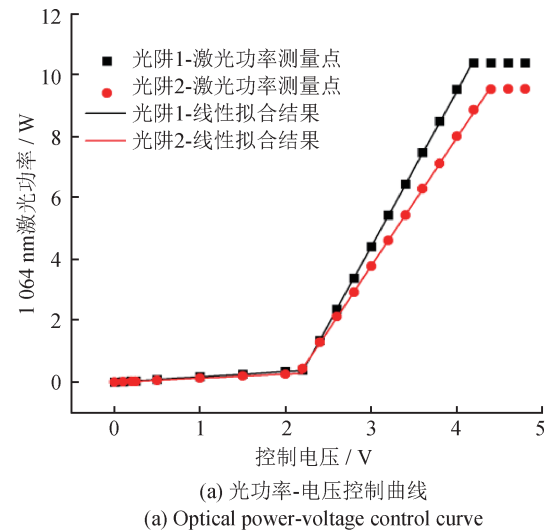
(b) Dual-detector optical power stabilization system

图7 光学偶极阱系统

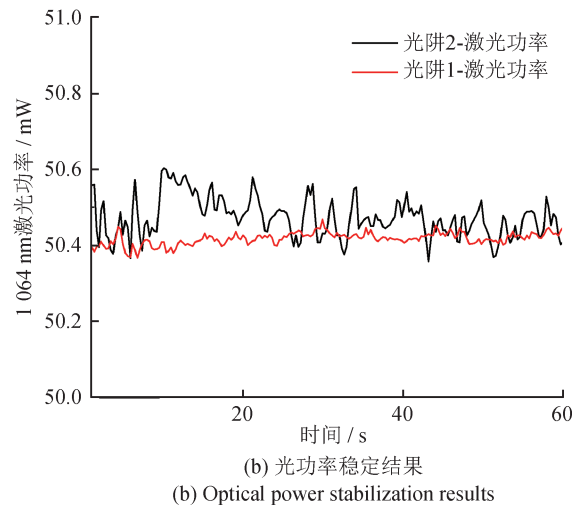
Fig.7 Optical dipole trap system

制电压使光阱处于高功率时，高增益光电探测器的信号处于饱和状态，低增益光电探测器信号未饱和且持续变化；通过加法器将两者信号相加后输入比例-积分-微分控制器(Proportional-Integral-Derivative controller, PID controller)进行反馈。随着功率下降，高增益光电探测器退出饱和状态，低增益光电探测器信号较弱可忽略不计，两者信号经加法器输入PID控制器完成反馈。这种双探测器配置可以同时满足大功率控制范围和高功率稳定性的要求。光功率-电压控制曲线如图8(a)所示。

采用分段线性方法进行蒸发冷却的光强控制，以实现原子的持续冷却。实验使用的光阱激光功率-控制电压曲线主要分为两段线性关系：在控制



(a) Optical power-voltage control curve



(b) Optical power stabilization results

图8 光学偶极阱光功率控制与测试

Fig.8 Optical dipole trap laser power control and measurement

电压2.2 V以下的部分，由高增益光电探测器实现功率反馈，负责控制500 mW以下的激光功率；在控制电压2.2 V以上的部分，使用低增益光电探测器实现功率反馈，可以覆盖更大范围的功率控制。在蒸发冷却的最后阶段，光阱功率波动可以保持在0.11%以内，确保了蒸发冷却过程的精确可控。这种极低的功率波动彻底克服了传统单探测器方案在低功率区易失锁、噪声大的缺陷，极大提升了极深冷却阶段势阱控制的鲁棒性，为获得高重复性的超冷原子源提供了坚实的硬件保障。光功率稳定结果如图8(b)所示，利用光功率计测试了两路光阱光功率。在1 min内，将激光功率设定在50 mW的条件下，记录光功率值的变化。利用光功率的标准差与其平均值的比值计算激光功率的

稳定性。光阱1的功率稳定性为0.03%，光阱2的功率稳定性为0.11%，光阱2激光功率波动较大可能是光路过长所致。

3.2 蒸发冷却结果

光偶极阱的功率下降曲线使用7段分段函数。前6段每一段光强功率下降到原本功率的一半，下降曲线的斜率也逐步降低，最后一段保持一段时间，让温度较高的原子逃逸出光阱。双探测器系统对低功率阶段进行精准控制，能够采用7段分段函数进行蒸发，将整个蒸发冷却时间控制在6.8 s，快速制备 3×10^4 个超冷原子，显著提高了单次实验的运行效率。光阱控制电压蒸发曲线如图9所示。

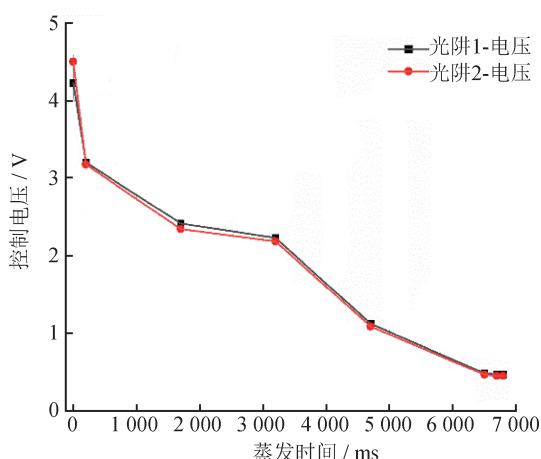


图9 光阱控制电压蒸发曲线

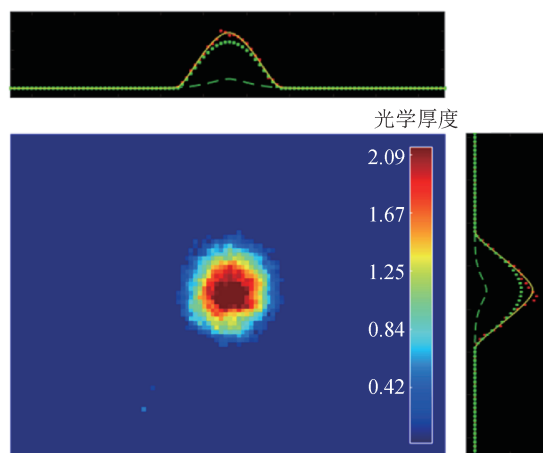
Fig.9 Evaporation curve of the optical trap control voltage

蒸发冷却结束后，通过飞行时间吸收成像法对超冷原子云进行探测，结果如图10所示。实验中，正交光偶极阱的末端功率降至30 mW，光腰直径 $85 \mu\text{m}$ ，对应的势阱频率为 $\omega_x = \omega_y = \omega_z / \sqrt{2} = 2\pi \times 86 \text{ Hz}$ 。经过 $t = 20 \text{ ms}$ 的自由膨胀后，观察到总数为 3×10^4 的 ^{87}Rb 原子，其光学密度分布呈现出典型的双模特征，标志着玻色-爱因斯坦凝聚的成功实现。

为了精确标定系统温度，依据物质波自由膨胀动力学公式估算温度 T ，即

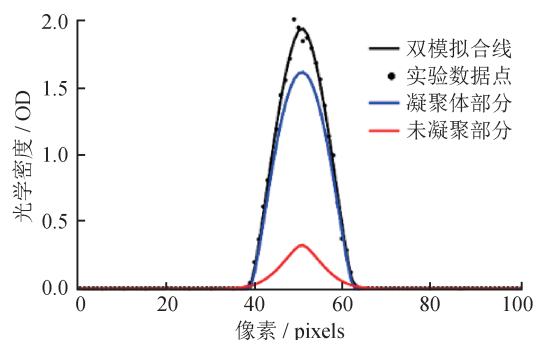
$$T = \frac{mr^2}{2k_B \left(\frac{1}{\omega^2} + t^2 \right)} \quad (5)$$

式中： m 为原子质量， k_B 为玻尔兹曼常数， r 为扩散后的原子半径。将拟合得到的 x 方向膨胀半径



(a) 超冷原子吸收成像图

(a) Absorption image of ultracold atoms



(b) 双模分布拟合结果

(b) Bimodal distribution fitting results

图10 蒸发冷却结果

Fig.10 Results of evaporative cooling

$r = 48.1 \mu\text{m}$ 代入式(5)，推算出原子温度为30 nK。在此极低温下，结合原子中心密度 $n = 2.59 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 与热德布罗意波长，计算体系的相空间密度 ρ ，即

$$\rho = n\lambda^3 = n \left(\frac{\hbar}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \right)^3 \quad (6)$$

计算得到 $\rho = 326$ ，该相空间密度已远大于临界值1.202，并且凝聚体原子占总原子数的比例高达94%，充分表明系统已进入量子简并状态。

4 光偶极阱至四极磁阱转移

为实现超冷原子在磁阱中的高效装载与稳定磁悬浮，发展了一套结合自旋态纯化、二次蒸发冷却与马约拉纳跃迁抑制的综合磁场调控方案，其关键参数的控制时序如图11所示。该方案的动力学演化过程划分为蒸发冷却、阱转移与磁阱3个

核心阶段。该综合调控策略不仅有效避免了势阱切换引发的集体振荡与非绝热加热导致原子剧烈减少的情况，且确保了原子在阱转移后，能够为后续的精密测量与量子调控提供高品质的稳定原子源。

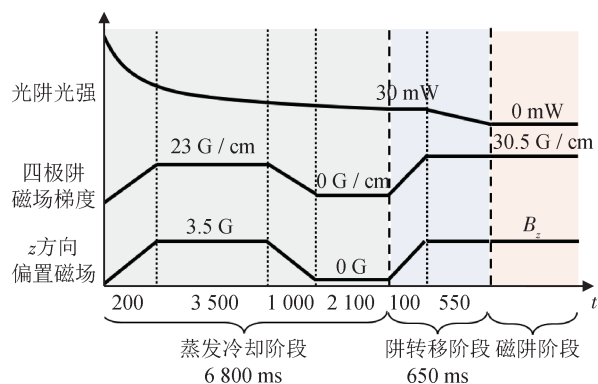


图 11 阱转移阶段关键参数控制时序

Fig.11 Critical parameter control timing sequence in trap transfer stage

在具体的实验执行中，系统经历了精细的分步调控。首先是蒸发冷却阶段，此时原子已处于磁场作用下，核心目标是从 $F = 1$ 态(包含 $m_F = 0, -1, +1$ 三种磁子能级)中获取能被磁阱有效悬浮的低场趋向态($m_F = -1$)。为了将 $m_F = -1$ 原子束缚在阱中，首先将磁四极阱零点移至光阱上方，利用磁场补偿重力；然后在磁场调控末期，使光阱阱深略低于重力补偿阈值，促使不受磁场束缚或受排斥的 $m_F = 0$ 和 $+1$ 态原子沿重力方向自然溢出，从而实现自旋态纯化^[15]。随后进入阱转移阶段，为避免势能突变导致凝聚体损失，依托时序系统执行了总时长约 650 ms 的两阶段分段线性转移：前 100 ms 保持光阱恒定，同步线性开启磁场梯度与偏置，以适度增强束缚且保持磁阱中心不变，此阶段会不可避免地存在一些动力学激发；后 550 ms 保持磁场恒定并缓慢关闭光阱，以此实现二次蒸发冷却并排除前一阶段的动力学激发的热原子。尤为关键的是，在此转移过程中，为克服四极阱中心零点引起的马约拉纳跃迁(即原子穿越低场区时，自旋拉莫尔进动无法绝热跟随磁场方向翻转^[16])，同步调节了垂直方向的均匀偏置磁场 B_z ，实验结果如图 12 所示。随着 B_z 的增大，磁场零点被整体向上平移，从而将超冷原子安全地

限制在零点下方，实现了空间隔离。当吸收成像位置大于 $30 \mu\text{m}$ 时，原子所处的局域塞曼能远大于其热运动能量，足以确保原子自旋方向的绝对稳定，超冷原子数目基本保持恒定在 1.5×10^4 个。由于二次蒸发的存在，超冷原子的温度略低于光阱蒸发制备的温度，大约为 21 nK。传统四极磁阱转移常因马约拉纳跃迁导致大量原子损失，而本方案通过偏置磁场调控使超冷原子数在转移前后基本恒定在 10^4 数量级，实现了高效率的转移装载。

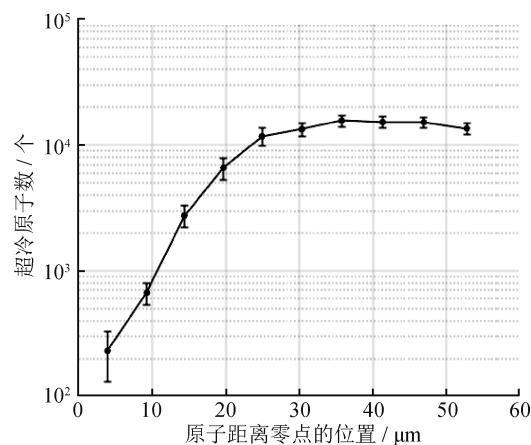


图 12 z 方向磁场偏置调控结果

Fig.12 Results of z-direction magnetic field bias adjustment

最终，系统平稳过渡至磁阱阶段，此时超冷原子已在纯磁势场中实现了稳定悬浮，为后续的原子干涉等复杂量子操作奠定了坚实的物理基础。

5 结论

本文成功构建了一套基于双探测器功率稳定与磁场零点调控的高效超冷原子制备与转移平台。针对量子精密测量对可靠原子源的需求，本文在两个方面取得了创新性进展：

1) 在蒸发冷却环节，设计并实现了双光电探测器功率反馈稳定系统。该系统有效解决了蒸发冷却全过程(特别是毫瓦量级低功率阶段)的光阱深度控制难题，将关键阶段的功率波动抑制在 0.11% 以内，确保了蒸发冷却过程的高效率与可重复性。经过 6.8 s 的分段蒸发冷却，成功制备了原子数约为 3×10^4 个、温度为 30 nK 的 ^{87}Rb 超冷原子，吸收成像的双模分布清晰地证实了量子简并的实现。

2) 在转移阶段，将磁场零点主动推离原子团

(> 30 μm), 使原子所处的局域塞曼能远大于热运动能量。这种空间隔离方案从物理机制上赋予了原子自旋态极强的鲁棒性, 彻底抑制了退相干效应。该工作首次系统地实现了超冷原子从光学偶极阱到四极磁阱的相干转移, 为后续基于磁阱的原子干涉、自旋操控等实验扫清了关键障碍。

综上所述, 本工作不仅实现了一个标准的超冷原子制备流程, 更重要的是, 通过对光阱功率稳定与磁阱零点调控这两个关键技术的精细优化, 在鲁棒性、效率两个维度显著提升了平台的综合性能。所呈现的详细技术参数、控制策略与解决方案, 为构建服务于原子干涉、量子重力测量等计量应用的高可靠性超冷原子源提供了切实可行的技术方案。

参考文献

- [1] GROSS C, BLOCH I. Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices[J]. *Science*, 2017, 357(6355): 995-1001.
- [2] BARREDO D, LIENHARD V, DE LÉSÉLEUC S, et al. Synthetic three-dimensional atomic structures assembled atom by atom[J]. *Nature*, 2018, 561(7721): 79-82.
- [3] CASSENS C, MEYER-HOPPE B, RASEL E, et al. Entanglement-enhanced atomic gravimeter[J]. *Physical Review X*, 2025, 15(1): 011029.
- [4] KANTHAK S, GEBBE M, GERSEMANN M, et al. Time-domain optics for atomic quantum matter[J]. *New Journal of Physics*, 2021, 23(9): 093002.
- [5] MIVEHVAR F, PIAZZA F, DONNER T, et al. Cavity QED with quantum gases: new paradigms in many-body physics[J]. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2021, 70: 1-153.
- [6] KETTERLE W, VAN DRUTEN N J. Evaporative cooling of trapped atoms [J]. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 1996, 37: 181-236.
- [7] KETTERLE W, DAVIS B, JOFFE A, et al. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 70(15): 2253-2256.
- [8] BARRETT M D, SAUER J A, CHAPMAN M S. All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(1): 010404.
- [9] DUPONT-NIVET M, CASIULIS M, WESTBROOK C I, et al. Coherent transport of ultracold atoms between two magnetic traps[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(1): 013316.
- [10] HUANG Y, ZHANG B, LIU T, et al. High-fidelity transport of trapped cold atoms in a programmable optical lattice [J]. *Optics Express*, 2021, 29(16): 25923-25934.
- [11] HENSEL T, LORIANI S, SCHUBERT C, et al. Inertial sensing with quantum gases: a comparative performance study of condensed versus thermal sources for atom interferometry [J]. *The European Physical Journal D*, 2021, 75(3): 108.
- [12] GRIMM R, WEIDEMÜLLER M, OVCHINNIKOV Y B. Optical dipole traps for neutral atoms [J]. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2000, 42: 95-170.
- [13] WALLACE C D, DINNEEN T P, TAN K Y, et al. Isotopic difference in trap loss collisions of laser cooled rubidium atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 69(6): 897-900.
- [14] KETTERLE W, DURFEE D S, STAMPER-KURN D M. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates[J]. *arXiv preprint cond-mat/9904034*, 1999.
- [15] FAN Y Y, SHI S Y, CAO L, et al. Spin polarization control via magnetic field in dissipative bosonic systems [J]. *Front. Phys.*, 2026, 21(1): 012200.
- [16] PETRICH W, ANDERSON M H, ENSHER J R, et al. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms [J]. *Physical Review Letters*, 1995, 74(16): 3352-3355.

(本文编辑: 刘圣晨 刘宇轩)



第一作者: 张球新(1995—), 男, 工程师, 博士, 主要研究方向为量子精密测量。



通信作者: 王宇(1978—), 男, 研究员, 博士, 中国振动工程学会振噪控制专业委员会副秘书长、常务理事, 全国量子技术标准化技术委员会委员。主要研究方向为量子精密测量。