

超冷铷原子样品快速制备 *

马佳伟 段玉青 刘雅琼 邓书金† 王杰 武海斌

(华东师范大学量子科学与精密测量研究院, 上海 200241)

本文报道了利用全光冷却实现了超冷铷原子样品的快速高效制备。我们利用多级的冷却过程去实现大数目低温的超冷铷原子。首先通过横向冷却技术、塞曼减速器和大线宽的 401 nm 预冷却光将热原子束进行有效减速后高效装载至由 583 nm 激光组成的窄线宽磁光阱中。然后进行压缩阶段, 得到温度为 5.4(0.5) μ K、数量为 $100(2) \times 10^6$ 的冷原子云。接着冷原子云被转移到由更窄线宽的 841 nm 激光组成的窄线宽磁光阱中进行冷却, 得到温度为 900(20)nK、数量为 $7.4(0.5) \times 10^6$ 的超冷原子样品。基于所发展的实验技术, 在亚秒内即可快速高效地制备大数量超冷铷原子样品, 为快速蒸发冷却提供了高效的冷却平台, 大幅缩短实验周期。此外还具有无需经过传统的蒸发冷却而将冷原子云直接装载至光晶格中的潜力, 为研究超冷偶极相互作用的多体物理及精密测量提供了关键基础。本研究为稀土类原子的冷却提供了可行的参考方案, 对类似能级结构的原子体系具有借鉴意义。

关键词: 窄线宽磁光阱; 激光冷却; 冷原子

PACS: 37.10.De, 87.80.Cc

1 引言

超冷原子是当前物理学中研究多体物理以及精密测量最为前沿的领域之一^[1], 其作为参数高度可控的理想化量子平台在基础科学探索与前沿科技重大应用中发挥重要作用^[2-4]。然而, 无论是旨在服务于基础研究的复杂量子模拟^[5], 还是面向未来重大应用的量子计算^[6]与精密测量^[7], 都极大地依赖于如何将原子快速、高效地冷却并制备到目标量子态。因此, 不断发展与优化出快速、高效的冷原子制备技术是推动整个领域持续发展的关键目标与核心技术之一^[8-10]。

磁光阱 (MOT) 作为一种重要的激光冷却技术, 其结构稳定且易于在系统中实现, 成为如今制备冷原子的主要实验手段^[11,12]。制备超冷原子通常采用磁光阱作为初始冷却阶段, 随后借助蒸发冷却达到玻色爱因斯坦凝聚或费米量子简并。此方案虽成功应用于许多基础研究^[13-15], 但其固有的瓶颈日益凸显: 基于原子碰撞的蒸发冷却导致原子冷却与制备流程耗时较长, 通常需要数十秒的时间且伴随着较大的原子损失。这不仅限制了实验数据的采集速率和系统稳定性, 也使得该技术难以应用于如光晶格钟等采样周期较短的超高精度的精密测量系统。为克服这一限制, 大量的研究开始聚焦于发展缩短实验循环周期的冷却技术, 目前

* 国家自然科学基金 (12234008、12104158)、上海市“科技创新行动计划”启明星项目 (23QA1402700) 资助的课题。

† 通信作者. E-mail: sjdeng@lps.ecnu.edu.cn

技术路径主要包括两类：一类是优化蒸发冷却过程本身^[16]，另一类则是替代蒸发冷却，例如使用全光冷却技术^[17]。蒸发冷却优化利用阱形动态调控技术通常兼容现有实验装置，但伴随着显著的原子数损失；而全光冷却技术能够实现极快冷却且原子损失少，但在高纯度凝聚态实现上面临挑战。

近年来在研究磁偶极相互作用的驱动下，镧系元素，比如铷原子、镱原子引起了研究者极大的兴趣。这些镧系元素其独特的电子构型导致了丰富的能级结构，提供了多种可用于激光冷却的宽窄跃迁，以及强的基态磁偶极偶极相互作用，是研究各向异性的长程相互作用多体物理的理想系统。为了更加有效的制备这些超冷原子气体，研究者们一直致力于发展新的冷却技术，其中已成功实现了基于铷的 190 kHz 跃迁磁光阱^[18]、基于镱的 130 kHz 跃迁磁光阱^[19] 以及基于铈的 97 kHz 跃迁磁光阱^[20] 等。相较于传统冷却方案，通过采用窄线宽磁光阱能够减少对低效冷却方案的依赖，进而提高实验流程效率、缩短实验周期。

本文报道了基于超窄铷原子跃迁 ($2\pi \times 8$ kHz) 的铷原子快速高效超低温冷却。利用线宽为 $2\pi \times 29.7$ MHz 的 401 nm 宽线宽跃迁搭建横向冷却、预冷却以及塞曼减速系统，将原子团速度降低至 18 m/s；接着利用线宽为 $2\pi \times 190$ kHz 的 583 nm 窄线宽跃迁实现磁光阱进行原子的装载和冷却，得到温度为 $5.4(0.5)$ μ K 的冷铷原子云，其数目为 $100(2) \times 10^6$ ；利用线宽为 $2\pi \times 8$ kHz 的 841 nm 激光实现超窄线宽的磁光阱，将经过 583 nm 窄线宽磁光阱冷却后的原子云转移至 841 nm 窄线宽磁光阱中进行冷却，最终得到温度为 $900(20)$ nK、数量为 $7.4(0.5) \times 10^6$ 的冷原子样品。通过以上技术，我们能在 600 ms 的总循环时间内完成冷铷原子样品的快速制备，这为将来通过优化冷却技术将冷原子快速制备到量子简并态奠定了基础。同时，我们可以直接将制备的原子云装载到光晶格中进行多体偶极相互作用以及结合 1299 nm 钟跃迁进行光晶格钟研究。

2 磁光阱冷却与原子温度测量基本理论

作为冷原子系统中的重要冷却技术，磁光阱一般主要由一对反亥姆霍兹线圈和三对反向传播的圆偏振激光光束组成^[21]。原子在磁光阱中主要受到激光散射力的作用，而不均匀磁场能够提供辐射压力随位置变化的环境，使原子受力始终指向中心。基于窄线宽的冷却技术正迅速成为实验研究的强大工具^[22,23]，窄线冷却过程中展现出独特的动力学行为。激光冷却过程中单光束最大辐射力与原子重力之比可以表示为：

$$R = \frac{\hbar k \Gamma}{2mg} \quad (1)$$

其中 $\hbar = h/2\pi$ ， h 为普朗克常数， k 为光场波矢， Γ 为跃迁自然线宽， m 和 g 分别表示原子质量和重力加速度。在宽线宽多普勒冷却中，最大辐射力与重力之比要大几个数量级，重力效应可基本忽略。在窄线宽磁光阱中原子的重力将发挥出重要作用，对于窄线宽磁光阱内的原子，其所受到的作用力^[24] 可以表示为：

$$F(\mathbf{v}, \mathbf{x}) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left[\frac{s}{1 + s' + 4(\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \mu d\mathbf{B} \cdot \mathbf{x})^2 / \Gamma^2} - \frac{s}{1 + s' + 4(\Delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + \mu d\mathbf{B} \cdot \mathbf{x})^2 / \Gamma^2} \right] - m\mathbf{g} \quad (2)$$

其中 $\mathbf{x} = \{x, y, z\}$ ， $d\mathbf{B} = \{dB_x, dB_y, dB_z\}$ ， $\mu = g_J \mu_B / \hbar$ ， \mathbf{k} 为光场波矢， Γ 为跃迁自然线宽， $s = I/I_s$ 为饱和参数 (I_s 为跃迁饱和强度)， s' 为沿单轴方向表征其余四束光引起的饱

和效应， Δ 为冷却光的频率失谐。在重力的影响下，原子云会下陷至阱底，主要与向上传播的光束发生相互作用，此时重力方向受力形式表示为：

$$F(v_z, z) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left[\frac{s}{1 + s' + 4(\Delta - kv_z - \mu dB_z z)^2 / \Gamma^2} \right] - mg \quad (3)$$

最大辐射力满足条件 $\Delta - kv_z - \mu dB_z z = 0$ ，考虑其他方向光引起的饱和效应后，最大辐射力还需要乘以大小为 $s/(1 + s')$ 的系数。磁光阱中原子的平衡温度由扩散系数与阻尼系数的比值决定：

$$T = \frac{\hbar \Gamma \sqrt{s}}{2k_B} \frac{R}{2\sqrt{R - s'/s - 1/s}} \quad (4)$$

其中， k_B 为玻尔兹曼常数。可以看出，平衡温度依赖于光强、能级线宽，而与磁光阱光失谐无关。特别地，这里当 $\Gamma < \omega_R$ (ω_R 为反冲频率)，最终理论极限可以达到反冲温度的一半 [24]。量来表征其温度。为了简化分析，假设冷原子云具有高斯半径 σ_0 的球对称性，从囚禁原子样品的初始高斯位置分布与速度分布出发，初始相空间体积元内发现原子的概率分布 [25] 可以表示为：

$$\mathcal{N}(x_0, y_0, z_0, v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}) = \prod_{i \in \{x, y, z\}} g(i_0, \sigma_0) g(v_{i0}, \sigma_v) \quad (5)$$

其中 $g(x, \sigma) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp(-x^2/2\sigma^2)$ 为归一化高斯分布通用表达式。速度分布的高斯半径 σ_v 与原子云温度 T 的关系可以表示为：

$$T = \frac{m}{k_B} \sigma_v^2 \quad (6)$$

其中 m 表示原子质量， k_B 为玻尔兹曼常数。对应 t 时刻观测到的膨胀原子云沿各轴的高斯半径表示为：

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2} \quad (7)$$

$$\sigma_t^2 = \sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2 \quad (8)$$

因此可以通过提取不同 TOF 时刻原子团的宽度信息拟合得到其温度。实验过程中利用放置在水平方向的 EMCCD 相机进行原子的吸收成像，成像记录的是重力方向和其中一个水平方向的原子团信息。成像过程中首先需要一张背景帧来记录环境中杂散光，其次是成像光与原子相互作用被吸收部分光强的信号帧，最后为只有成像光没有原子吸收的参考帧。信号帧与参考帧消除背景影响之后做差得到二维原子密度分布图像，对其进行积分拟合可以得到原子数信息以及原子团宽度信息。

3 实验系统

在冷铷原子实验中我们研究 ^{166}Er ，其能级如图1(a) 所示。401 nm 跃迁对应于一个 $6s$ 电子被激发至 $6p$ 态，并与第二个 $6s$ 电子耦合形成单重态 1P_1 。该跃迁的自然线宽为 29.7 MHz，

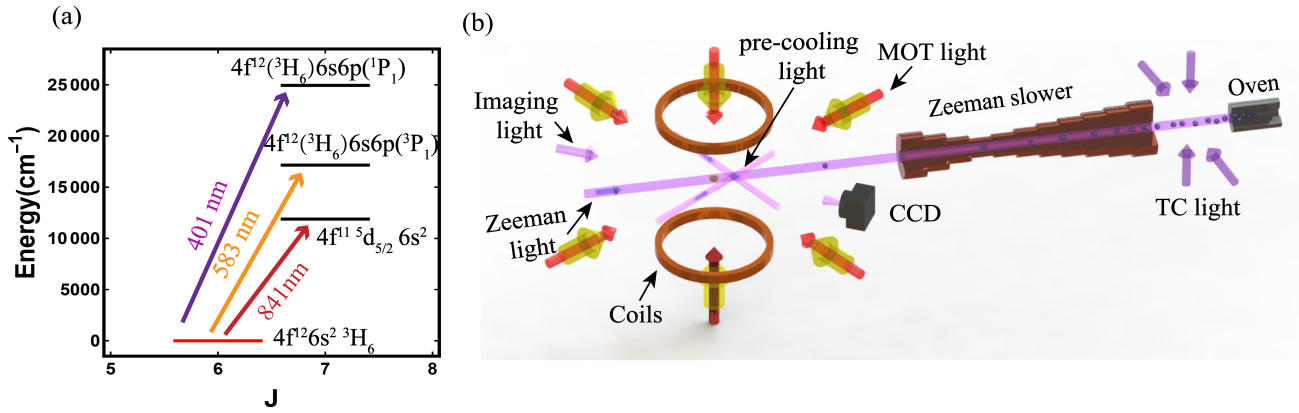


图 1 (a) 实验中使用的能级跃迁图. 主要包括 401 nm、583 nm 以及 841 nm; (b) 实验装置图. 热原子经过 401 nm 横向冷却和塞曼减速后被 401 nm 预冷却光进一步冷却并被 583 nm 窄线宽磁光阱俘获, 最终经过 841 nm 窄线宽磁光阱冷却到更低温度.

Fig.1 (a) Energy level transitions relevant to this experiment, primarily involving three transitions at wavelengths of 401 nm, 583 nm, and 841 nm. (b) Experimental setup diagram. Following transverse cooling and Zeeman slowing using 401 nm light, the thermal atoms are further cooled by a 401 nm pre-cooling beam, then captured in a narrow-line magneto-optical trap operating at 583 nm, and finally cooled to a lower temperature in a narrow-line magneto-optical trap at 841 nm.

较大的线宽适用于塞曼减速、横向冷却、预冷却光以及吸收成像等。583 nm 跃迁对应于 6s 电子与激发的 6p 电子耦合形成三重态 3P_1 , 该跃迁的自然线宽为 190 kHz, 较窄的线宽适用于磁光阱的俘获光。841 nm 跃迁对应于一个 4f 电子被激发至 5d 轨道, 形成激发组态, 该跃迁的自然线宽仅为 8 kHz。

冷铷原子样品制备实验装置如图1(b)所示, 由高温蒸发源、横向冷却、塞曼减速以及科学实验腔等部分组成。高温蒸发源为德国 CreaTec 公司生产的高温蒸发源, 每次在坩埚中放置约 15g 铷箔, 然后将坩埚放入高温蒸发源中并固定好。实验过程中高温蒸发源 HL 和 EC 分别加热到 1200 °C 和 1100°C, 以防止原子在向外喷发的过程中发生冷凝堆积在炉子口, 导致炉子堵塞。坩埚中还存在两个用于准直的器件以压缩原子束的横向速度。横向冷却光主要由 4 束光构成, 入射到八角腔的两束光垂直于原子束前进方向后经过零度全反返回。光斑形状为一个长度 × 宽度为 30 mm × 10 mm 的椭圆形光斑, 长轴沿着原子高速运动的方向来压缩横向的速度。铷原子实验系统中的塞曼减速器由 11 个独立线圈构成, 其总有效距离为 368 mm, 自原子喷射方向开始电流值依次为 6.18 A、4.32 A、5.23 A、4.60 A、4.25 A、4.25 A、2.23 A、4.86 A、-8.02 A、-7.63 A 以及 -10.88 A。最后三组的线圈电流与其他组线圈反向, 从而抵消前面几组线圈在主真空腔附近的剩余磁场, 防止原子被推离腔体中心。为了提高 583 nm 窄线宽磁光阱的装载速率和装载原子数, 我们在 583 nm 窄线宽磁光阱中心位置之前搭建了两束 401 nm 减速光, 两束 401 nm 光的失谐为 -35 MHz, 光强为 3.3 mW/cm² (0.05 $I_{s,401}$) 和 2.3 mW/cm² (0.04 $I_{s,401}$)。科学实验腔附近 583 nm 光直径为 20 mm, 841 nm 光直径为 15 mm。两束光利用 PBS 进行合束后经过一个 $\lambda/4$ (对于 583 nm 为 $3\lambda/4$, 对于 841 nm 为 $\lambda/4$), 穿过科学实验腔后再次经过一个 $\lambda/4$ 后通过一个零度全反再次入射到科学实验腔。三

束光互相正交并配合梯度磁场形成 583 nm 窄线宽磁光阱和 841 nm 窄线宽磁光阱。图1(a)展示了冷却过程中所使用到的几种跃迁。冷铷原子样品在 600 ms 内完成制备，整个实验过程需要使用高精度板卡精准控制各个光电器件的开关以及调制。

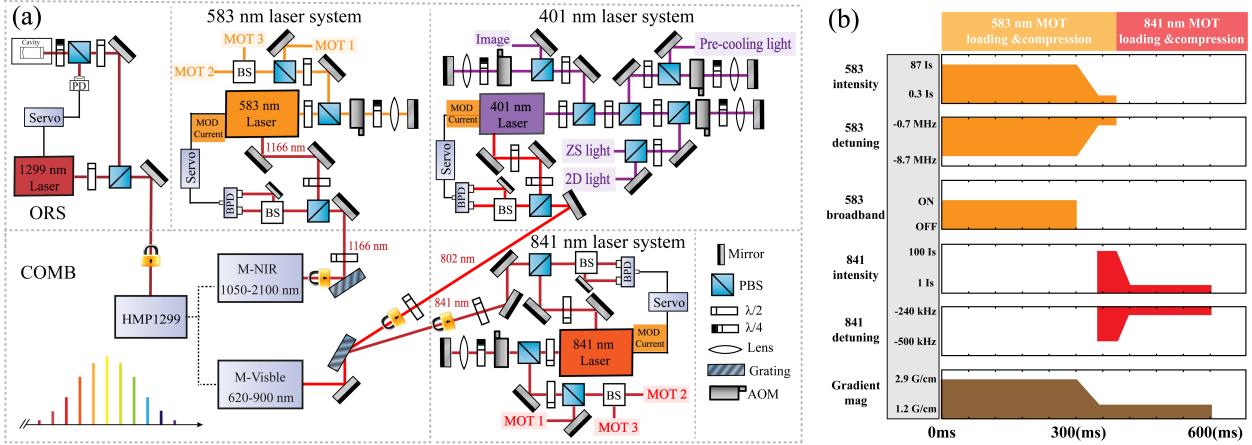


图 2 冷铷原子快速制备实验系统. (a) 激光系统构成. 主要包括 401 nm、583 nm、841 nm 及激光锁频系统; (b) 实验时序部分. 经塞曼减速后的原子束被 583 nm 窄线宽磁光阱装载压缩后转移至 841 nm 窄线宽磁光阱中进行进一步冷却。

Fig.2 Experimental setup for rapid preparation and cooling of cold erbium atoms.(a) Configuration of the laser system, primarily comprising lasers at 401 nm, 583 nm, and 841 nm, along with the laser frequency stabilization system. (b) Experimental timing sequence. The atomic beam, following Zeeman slowing, is loaded and compressed in a narrow-line magneto-optical trap operating at 583 nm, and subsequently transferred to another narrow-line magneto-optical trap at 841 nm for further cooling.

冷铷原子实验系统主要由激光及锁频系统、超高真空系统以及时序控制系统组成。其中，激光系统主要由 401 nm、583 nm 以及 841 nm 系统组成，如图2(a)。401 nm 激光器由 802 nm 基频光倍频得到，其中利用基频光进行激光器频率锁定，经过倍频之后能够输出功率为 1.2 W 的 401 nm 激光。401 nm 激光输出后利用 PBS 进行分光，分别输送到不同的 AOM(Acousto-Optic Modulator) 后通过光纤耦合到科学实验腔附近，分别用于 401 nm 横向冷却、塞曼减速、吸收成像以及预冷却光。583 nm 激光由 1166 nm 基频光经过 TA 放大后再进行倍频得到，能稳定输出功率为 660 mW 的 583 nm 激光。583 nm 光输出经过 AOM 后分为三束并通过光纤耦合到科学实验腔附近。841 nm 激光器能够稳定输出 2 W 的功率，输出光两次经过 AOM 后分为三束并通过光纤耦合到真空腔附近。同时，窄线宽以及稳定性高的激光系统是实现窄线宽磁光阱的必要条件。因此，我们将 401 nm、583 nm 以及 841 nm 激光器的频率锁定在光梳上，光梳锁定在超稳激光系统上，光梳锁定后线宽为 0.7 Hz，长期漂移为 50 mHz/s，三台激光器锁定之后激光频率起伏均达到百 Hz 量级。

冷铷原子的制备过程如图2(b)所示，主要分为两个步骤。第一步为 583 nm 窄线宽磁光阱的装载。将 401 nm 横向冷却、塞曼减速、预冷却光和 583 nm 窄线宽磁光阱常开，实现原子装载，通过改变装载时间可以改变装载的原子数。583 nm 窄线宽磁光阱装载时间为 300 ms，光强为 11.3 mW/cm^2 ($87 I_{s,583}$)，为了提高原子装载效率需要对 583 nm 光频率进行调制。583 nm 窄线宽磁光阱装载结束之后需对原子进行压缩，在 50 ms 内将 583 nm 光强由 $87 I_{s,583}$ 降低至 $0.3 I_{s,583}$ ，频率失谐则由 -8.7 MHz 变为 -0.7 MHz。最后 583 nm 窄线宽磁

光阱压缩需要维持 40 ms 以将原子从 583 nm 窄线宽磁光阱中转移到 841 nm 磁光阱中。第二步为 841 nm 窄线宽磁光阱的装载和压缩。将 841 nm 窄线宽磁光阱光在 583 nm 窄线宽磁光阱压缩第二阶段打开，光强为 $100 I_{s,841}$ ，梯度场保持为 1.2 G/cm，装载完成之后压缩 841 nm 窄线宽磁光阱，压缩时间为 30 ms，同时将光强由 $100 I_{s,841}$ 降低至 $1 I_{s,841}$ ，失谐由 - 500 kHz 变为 - 240 kHz，最后压缩完成的 841 nm 窄线宽磁光阱保持 180 ms 以便光晶格的装载。

4 实验结果

为了提高 583 nm 窄线宽磁光阱的原子装载量，我们采用两束倾斜的 401 nm 预冷却光。预冷却光能够对经过塞曼减速后的原子进行纵向和横向的联合减速^[26]，降低纵向速度能够使其更加接近 583 nm 窄线宽磁光阱的俘获速度，降低横向速度能够使原子更加汇聚在 MOT 中心，提升装载率。预冷却光的冷却效果如图3(a)所示，蓝色数据点表示的是增加了 401 nm 预冷却光之后原子的装载速率数据以及拟合曲线，数据点利用公式 $N(t) = R * \tau(1 - \text{Exp}[-t/\tau])$ 进行拟合，其中 R 为装载率， τ 为损失率。相较于未增加 401 nm 预冷却光（红色数据点）的情况，增加 401 nm 预冷却光能够将原子装载率提升至原来的两倍以上，同时原子数的装载量也提升至原来的两倍，这意味着我们能够在更短的时间内完成 583 nm 窄线宽磁光阱的原子装载。

为了进一步提升 583 nm 窄线宽磁光阱装载的原子数，我们采用频率调制技术展宽冷却激光的频谱^[27-29]。通过对 583 nm 激光频率施加频率为 160 kHz 的正弦波调制，将激光线宽展宽至 8 MHz，频谱展宽技术能够增加 583 nm 窄线宽磁光阱的捕获速度范围，实现更多原子数的装载，结果如图3(b)。在添加调制之后，583 nm 窄线宽磁光阱装载的原子数能够提升至原来的两倍，同时 583 nm 窄线宽磁光阱光失谐在 $- 55 \Gamma_{583}$ 至 $- 45 \Gamma_{583}$ 的范围内能实现原子数稳定装载。在未进行频率调制的情况下，583 nm 光失谐为 $- 40 \Gamma_{583}$ 时原子数装载最多，但只能在 $- 42 \Gamma_{583}$ 至 $- 39 \Gamma_{583}$ 范围内稳定实现最大装载效率，意味着对 583 nm 窄线宽磁光阱光进行调制之后，激光器频率抖动对原子装载效率的影响能够明显降低。同时，我们对 583 nm 窄线宽磁光阱寿命进行了测量，通过测量 583 nm 窄线宽磁光阱中的原子数随 583 nm 窄线宽磁光阱光和磁场的维持时间不同的变化，得到的结果如图3(c)所示。在 583 nm 窄线宽磁光阱维持阶段除了 583 nm MOT 光和梯度磁场外的所有光均已关闭，通过 e 指数拟合得到 583 nm 窄线宽磁光阱的寿命为 6 s。在 583 nm 窄线宽磁光阱完成装载之后，我们利用 TOF 方法测量了原子团的温度，结果如图3(d)所示，在 8 ms 的飞行时间下最终得到的原子团温度为 $5.4(0.5) \mu\text{K}$ 。

在 583 nm 窄线宽磁光阱压缩完成后，打开 841 nm 光来将原子从 583 nm 窄线宽磁光阱转移到 841 nm 窄线宽磁光阱中，通过测量 841 nm 窄线宽磁光阱中原子数随 841 nm 窄线宽磁光阱光和磁场维持时间不同的变化，可以测得 841 nm 窄线宽磁光阱的寿命为 330 ms，如图4(a)所示。虽然 841 nm 窄线宽磁光阱中的原子数衰减速率较快、寿命较短，但对于本实验后续过程来说 330 ms 的寿命是足够的。利用公式1计算得到 583 nm 跃迁最大辐射力与原子重力的比值大小比 841 nm 跃迁中高 30 倍以上（841 nm 窄线宽磁光阱中 R 值约为 7），意味着 841 nm 窄线宽磁光阱中原子更容易受到重力影响从阱中逃逸出去，进而影响寿命。

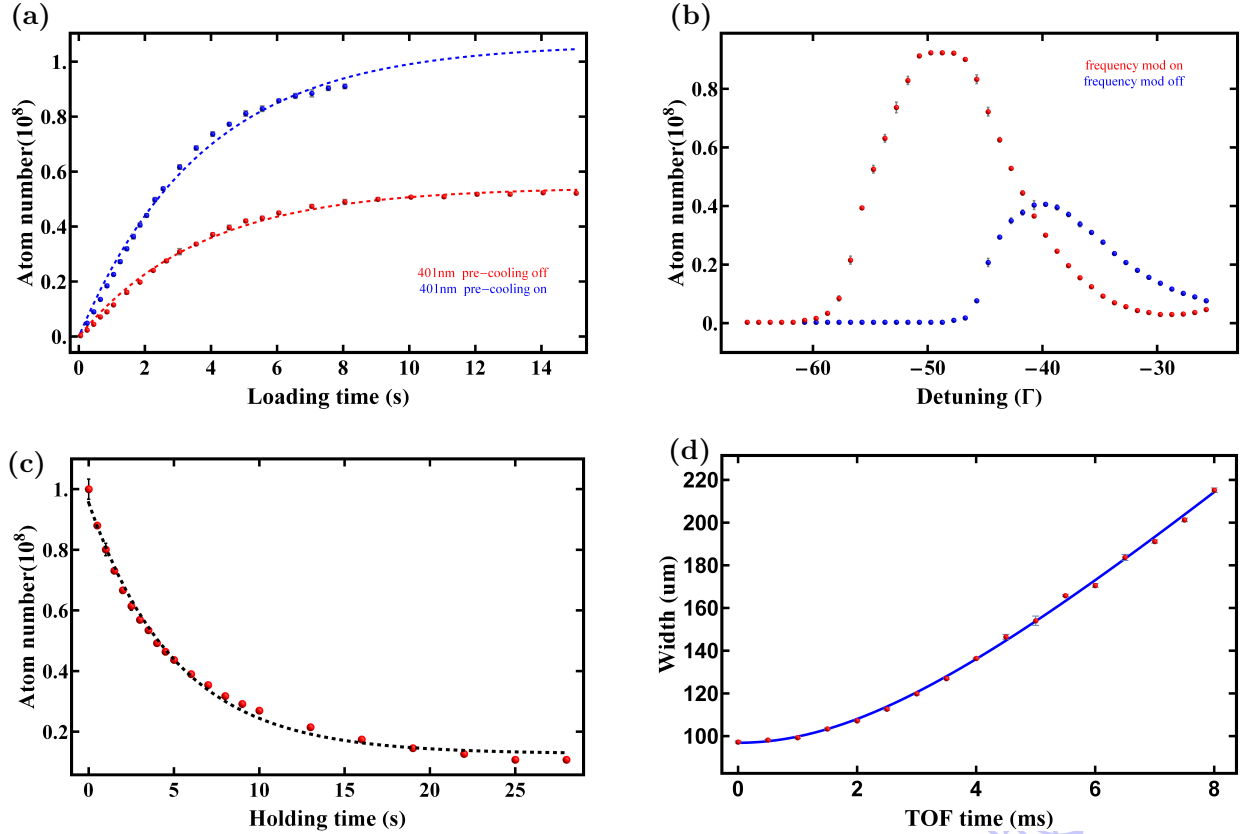


图 3 (a) 引入 401 nm 预冷却光后原子装载效率、装载速度图。红（蓝）色代表 401nm 预冷却光关（开）的原子数。(b) 583 nm 窄线宽磁光阱装载原子数随失谐变化。其中红色（蓝色）数据为 583 nm 进行（未进行）频率调制产生的装载原子数。(c) 583 nm 窄线宽磁光阱寿命，红色为数据点，黑色虚线为拟合曲线。(d) TOF 测量 583 nm 窄线宽磁光阱压缩结束后原子团温度。

Fig.3 (a) Atomic loading efficiency and loading rate after introducing the 401 nm pre-cooling beam. Red (blue) curves represent the atom number with the 401 nm pre-cooling light off (on). (b) Atom number loaded in the 583 nm narrow-line magneto-optical trap as a function of detuning. Red (blue) data points correspond to the 583 nm narrow-line magneto-optical trap with (without) frequency modulation. (c) Lifetime of the 583 nm narrow-line magneto-optical trap. Red dots represent experimental data, and the black dashed line shows the fitted curve. (d) Temperature of the atomic cloud measured by time-of-flight (TOF) after the compression stage of the 583 nm narrow-line magneto-optical trap.

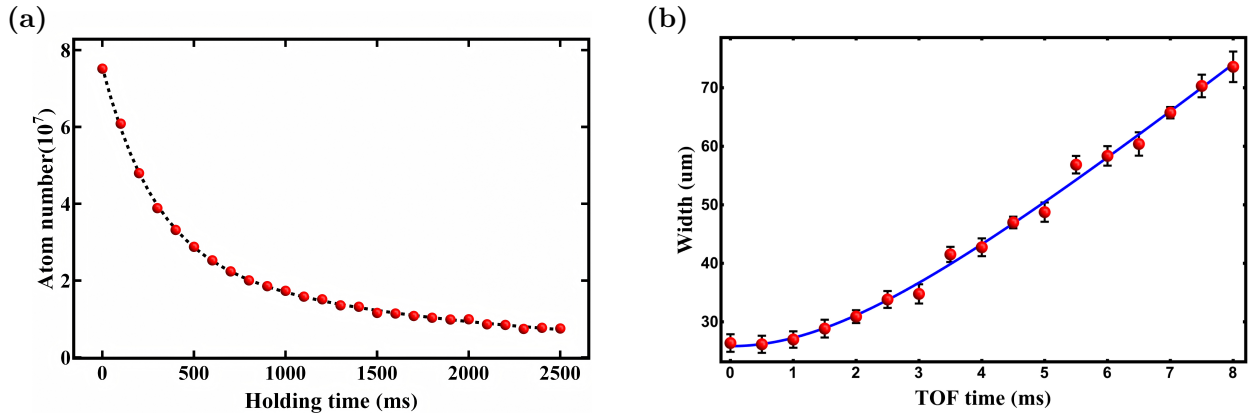


图 4 (a) 841 nm 窄线宽磁光阱的原子寿命. 通过改变 841 nm 窄线宽磁光阱维持时间, 测得寿命为 330 ms.(b) TOF 测量 841 nm 窄线宽磁光阱压缩结束后原子团温度. 计算出原子团温度为 900(20)nK.

Fig.4 (a) Lifetime of the 841 nm narrow-line magneto-optical trap. The lifetime of the atomic ensemble in the 841 nm narrow-line magneto-optical trap was measured by varying the holding time, yielding a characteristic lifetime of 330 ms. (b)Temperature measurement of the atomic cloud after the 841 nm compressed narrow-line magneto-optical trap. The cloud temperature was determined via time-of-flight (TOF) expansion, resulting in a temperature of 900(20)nK.

实验后期通过增加真空原子挡板来将 583 nm 窄线宽磁光阱装载结束之后的热原子束挡住, 可以有效避免其与冷原子云发生碰撞从而导致原子团寿命降低。最终, 在 841 nm 窄线宽磁光阱压缩阶段将光失谐减小、光强减弱, 原子云温度能够进一步降低。利用 TOF 对 841 nm 窄线宽磁光阱压缩后的原子团的温度进行测量, 在 8 ms 的飞行时间下得到原子团的温度最终能够被冷却至 900(20)nK, 如图4(b) 所示。实验上对于原子数以及温度的测量本质上都来源于吸收成像过程, 结果误差主要来源于由激光功率、频率和空间位置等抖动引起的测量误差以及由成像光偏振态不完美性和光学元件残余反射影响等引起的系统误差, 可以通过优化成像方案^[30]来提升成像质量。在实验过程中, 600 ms 的总循环时间即能够制备出用于后续实验的原子数, 在装载过程结束之后光晶格能够俘获 5×10^4 原子数用于后续实验。

5 结论

通过横向冷却和塞曼减速结合 583 nm 窄线宽磁光阱技术能够实现铷原子样品的制备, 但制备效率较慢, 且得到的冷原子云温度较高, 不能直接用于快速蒸发冷却。通过引入两束正交的 401 nm 预冷却光能够将原子的装载率提升至原来的两倍、装载数也提升至原来的两倍。利用 841 nm 窄线宽磁光阱能够进一步冷却原子, 得到温度为 900(20)nK、数量为 $7.4(0.5) \times 10^6$ 的冷原子云。841 nm 窄线宽磁光阱为进行快速蒸发冷却和建造铷原子光晶格长程相互作用以及精密测量比如原子光钟提供了可行方案, 极大的缩短了实验周期。下一步, 我们将在此工作的基础上, 进一步开展将原子云快速直接激光冷却至玻色爱因斯坦凝聚或费米量子简并的研究。

参考文献

- [1] Gross C, Bloch I 2017 *Science*. **357** 995
- [2] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hänsch T W, Bloch I 2002 *Nature* **415** 39
- [3] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, Campbell S L, Bishof M, Zhang X, Zhang W, Bromley S L, Ye J 2014 *Nature* **506** 71
- [4] Xu V, Jaffe M, Panda C D, Kristensen S L, Clark L W, Müller H 2019 *Science* **366** 745
- [5] Endres M, Bernien H, Keesling A, Levine H, Anschuetz E R, Krajenbrink A, Senko C, Vuletić V, Greiner M, Lukin M D 2016 *Science* **354** 1024
- [6] Bluvstein D, Levine H, Semeghini G, Wang T T, Ebadi S, Kalinowski M, Keesling A, Maskara N, Pichler H, Greiner M, Vuletić V, Lukin M D 2022 *Nature* **604** 451
- [7] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schmidt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637
- [8] Tiecke T G, Gensemer S D, Ludewig A, Walraven J T M 2009 *Phys. Rev. A* **80** 013409
- [9] Reinschmidt M, Fortágh J, Günther A, Volchkov V V 2024 *Nat. Commun.* **15** 8532
- [10] Yamashita K, Hanasaki K, Ando A, Takahama M, Kinoshita T 2017 *Phys. Rev. A* **95** 013609
- [11] McClelland J J, Hanssen J L 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 143005
- [12] Sukachev D, Sokolov A, Chebakov K, Akimov A, Kanorsky S, Kolachevsky N, Sorokin V 2010 *Phys. Rev. A* **82** 011405
- [13] 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
- [14] Mewes M O, Andrews M R, van Druten N J, Kurn D M, Durfee D S, Ketterle W 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 416
- [15] Esslinger T, Bloch I, Hänsch T W 1998 *Phys. Rev. A* **58** R2664
- [16] Roy R, Green A, Bowler R, Gupta S 2016 *Phys. Rev. A* **93** 043403
- [17] Kinoshita T, Wenger T, Weiss D S 2005 *Phys. Rev. A* **71** 011602
- [18] Frisch A, Aikawa K, Mark M, Rietzler A, Schindler J, Zupanič E, Grimm R, Ferlaino F 2012 *Phys. Rev. A* **85** 051401
- [19] Maier T, Kadau H, Schmitt M, Griesmaier A, Pfau T 2014 *Opt. Lett.* **39** 3138
- [20] Miyazawa Y, Inoue R, Matsui H, Takanashi K, Kozuma M 2021 *Phys. Rev. A* **103** 053122
- [21] Raab E L, Prentiss M, Cable A, Chu S, Pritchard D E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631
- [22] Katori H, Ido T, Isoya Y, Kuwata-Gonokami M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1116
- [23] Takasu Y, Maki K, Komori K, Takano T, Honda K, Kumakura M, Yabuzaki T, Takahashi Y 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 040404
- [24] Loftus T H, Ido T, Boyd M M, Ludlow A D, Ye J 2004 *Phys. Rev. A* **70** 063413
- [25] Brzozowski T M, Maczynska M, Zawada M, Zachorowski J, Gawlik W 2002 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **4** 62

- [26] Seo B, Chen P, Chen Z T, Yuan W J, Huang M C, Du S W, Jo G B 2020 *Phys. Rev. A* **102** 013319
- [27] Dreon D, Sidorenkov L A, Bouazza C, Maineult W, Dalibard J, Nascimbene S 2017 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **50** 065005
- [28] Maier T, Kadau H, Schmitt M, Griesmaier A, Pfau T 2014 *Opt. Lett.* **39** 3138
- [29] Seo B, Chen Z T, Huang M C, Parit M K, He Y F, Chen P, Jo G B 2023 *J. Korean Phys. Soc.* **82** 901
- [30] Ying D W, Zhang S H, Deng S J, Wu H B 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 144201 (in Chinese)
[应大为, 张思慧, 邓书金, 武海斌 2023 物理学报 **72** 144201]

录用稿件，非最终出版稿

Rapid preparation of ultracold erbium atomic samples

*

MA Jiawei DUAN Yuqing LIU Yaqiong DENG Shujin † WANG Jie
WU Haibin

(*Institute of Quantum Science and Precision Measurement, East China Normal University,
Shanghai 200241, China*)

Abstract

In this paper, we report the rapid and efficient preparation of ultracold erbium atomic samples using all-optical cooling. A multistage cooling process is employed to achieve a large number of low-temperature ultracold erbium atoms. First, the thermal atomic beam is effectively slowed down by transverse cooling, a Zeeman slower, and a broad-line 401 nm pre-cooling laser, then efficiently loaded into a narrow-line magneto-optical trap (MOT) operating on the 583 nm transition. The transverse cooling consists of four beams with elliptical spots whose long axes are aligned along the atomic beam direction to reduce the transverse velocity. The Zeeman slower is composed of 11 independent coils, with the currents in the last three coils reversed relative to the other coils to cancel the residual magnetic field near the main vacuum chamber produced by the preceding coils. The pre-cooling laser provides combined longitudinal and transverse deceleration for atoms after the Zeeman slower, bringing the atomic velocity closer to the capture velocity of 583 nm narrow-line MOT and simultaneously making the atoms more convergent at the MOT center, thereby increasing the loading rate into the MOT. To further increase the number of atoms loaded into the 583 nm narrow-line MOT, we apply a sinusoidal frequency modulation at 160 kHz to the 583 nm laser, broadening its line width to 8 MHz, which doubles the trapped atom number. A subsequent compression stage yields a cold atomic cloud of $100(2) \times 10^6$ atoms at a temperature of $5.4(0.5) \mu\text{K}$. This cold cloud is then transferred to a narrow-line MOT operating on the even narrower 841 nm transition for further cooling, producing an ultracold atomic sample of $7.4(0.5) \times 10^6$ atoms at $900(20)\text{nK}$.

With the developed techniques, we prepare a large ultracold erbium sample within a total cycle time of 600 ms, providing an efficient cooling platform for fast evaporative cooling and significantly reducing the experimental cycle time. Moreover, without conventional evaporative cooling, this approach can directly load the cold atomic cloud into an optical lattice, providing a key platform for studying many-body physics with strong dipolar interactions and precision measurements. This work offers a feasible reference for cooling rare-earth atoms and provides insights for atomic systems with similar level structures.

Keywords: narrow-line magneto-optical trap; laser cooling; cold atoms

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.12234008, No.12104158), and the Shanghai “Post-Qi-Ming-Xing Plan” for Young Scientists, China (Grant No.23QA1402700).

† Corresponding author. E-mail: sjdeng@lps.ecnu.edu.cn