

铷⁸⁵玻色爱因斯坦凝聚态快速制备*

王鸿儒 潘逸宸 罗玉燕 颜波[†]

(浙江大学物理学院, 全省微纳量子芯片与量子调控重点实验室, 杭州 310058)

本文展示了制备铷-85 的玻色爱因斯坦凝聚态的实验研究, 并系统的表征了其性质。原子经过激光冷却和光阱蒸发序列后, 得到了 $2.8(3) \times 10^4$ 原子数的 BEC, 蒸发效率为 2.2。研究对比了三种基于 D1, D2 跃迁的光泵浦方案, 利用 $|5P_{3/2}\rangle$ 较宽的能级间隔得到了较好的纯态制备。研究表明 163 ~ 164 G 是 ⁸⁵Rb 适合光阱蒸发的磁场窗口, 在此基础上通过磁场调节散射长度, 利用布拉格光谱技术观测了 BEC 中光谱的移动。该工作为基于 ⁸⁵Rb 的量子模拟研究提供了可靠的技术基础。

关键词: 超冷原子, 光泵浦, Feshbach 共振, 布拉格光谱

PACS: 67.85.-d, 32.80.-t, 03.75.Kk, 34.50.-s

1 引言

玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC) 于 1995 年被成功制备^[1,2], 到目前有 30 年时间, 相关技术有了很大的进步^[3-6], 甚至有成熟的产品可以购买。BEC 制备技术, 从大的趋势来说, 是从早期的磁阱囚禁^[7-10]转换到目前流行的光阱囚禁路线^[11-14]。相比较而言, 光阱体积小, 囚禁频率高, 方便实现快速蒸发冷却, 可以在数秒时间内获得 BEC, 实验效率高。另外光阱相较磁阱装置更加紧凑, 也可以囚禁不同磁子能级的原子, 有利于后续实验的研究, 例如调控 Feshbach 共振^[15]。当然, 光阱方案也有缺点, 由于体积小, 囚禁的原子数相对少, 最终获得 BEC 的原子数一般在 $10^4 - 10^5$ 量级。一个折衷的办法是两者结合^[16,17],

[†] 通信作者. E-mail: yanbohang@zju.edu.cn

第一作者. E-mail: 3190105217@zju.edu.cn

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2023YFA1406703)、国家科技重大专项 (批准号: 2024ZD0300600)、国家自然科学基金 (批准号: 12425408, 92576201)、浙江省领雁项目 (批准号: 2026C02A2005) 资助。

使用磁阱进行初始装载和初始蒸发冷却，等到原子的相空间密度达到一定程度后，再转换到光阱进行装载和蒸发冷却。这种制备方案时间往往在几十秒时间量级，原子数也可以提高一个量级。

超冷原子研究中， ^{87}Rb 原子是最早实现 BEC 的，也是技术最成熟的^[18,19]。核心原因是它的原子之间背景散射长度 $a \simeq 100a_0$ (a_0 是波尔半径)，非常适合蒸发冷却。相比而言，Rb 的另外一个同位素， ^{85}Rb 的研究相对较少。 ^{85}Rb 的自身碰撞性质较差，其背景散射长度为 $-441a_0$ ，无法行程稳定 BEC，且有非常强的三体损失，给 BEC 的制备带来了较大的挑战^[20,21]。 ^{85}Rb 的一个特点是在一个较易于达到的磁场（155 G 附近）具有一个 Feshbach 共振峰，并具有较宽的可调范围（ ~ 10 G）^[22]。这种性质允许我们调控磁场，获得适合的散射长度，从而获得 BEC。并且在得到 BEC 后，较大范围调控相互作用，开展多体物理研究，这也正是我们开展 ^{85}Rb 原子 BEC 研制工作的出发点。

相比于传统 ^{87}Rb 的 BEC 制备过程， ^{85}Rb 的 BEC 制备过程更加复杂，正式发表的论文也相对较少。已发表的论文中，早期 JILA 的 Carl Wieman 小组使用 ^{87}Rb 来协同冷却 ^{85}Rb 的方案获得 BEC^[23]。这种方案利用了 ^{87}Rb 在制备 BEC 上的优势，同时两种同位素性质比较接近，协同冷却效率高。当然，这种协同冷却方案的代价是系统更加复杂，需要同时实现两种同位素激光冷却和囚禁，激光系统的复杂度就要翻倍。后来 Durham 大学的 Simon Cornish 小组使用了磁阱预蒸发冷却，再装载到光阱进行蒸发冷却的方案，利用单一元素获得了 ^{85}Rb 的 BEC^[24]。在此工作中，他们细致地测量了不同磁场下原子碰撞性质和蒸发效率，在 162G 和 180G 附近找到两个合适的磁场区域开展蒸发冷却。在 180G 附近，三体损失很小，蒸发效率（定义为 $\eta = \log PSD / \log N$ ，其中 PSD 是相空间密度， N 是原子数）达到 $\eta \sim 2$ ，适合蒸发冷却。但是此磁场下原子之间散射长度 $a < 0$ ，无法形成稳定 BEC，只可用于初步冷却。而在 162G 附近，原子间散射长度在 $100a_0$ 左右， a_0 为波尔半径，三体损失还可以接受，蒸发效率 $\eta \sim 1.6$ ，用于最后阶段蒸发冷却。最后他们获得 10^4 量级原子数的 BEC。之后，日本东京大学的 Toshiya Kinoshita 小组改进了之前的技术方案^[25]，使用了两个额外的技术：一是引入近共振光晶格开展偏振梯度冷却，将光阱装载前的相空间密度从之前的 10^{-5} 提升两个量级；第二是使用了压缩光阱的方案，通过机械装置移动透镜改变光阱的大小。初期利用大的光阱实现更多原子数的初步装载，然后压缩光阱束腰，提高蒸发末期光阱的囚禁频率，提高蒸发效率。它们系统优化了蒸发效率，发现原子团的平均密度控制在 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 时较好，弹性碰撞和三体损失平衡较佳。最终蒸发效率 $\eta = 1.8$ ，获得 2×10^5 原子数的 BEC。当然，这一方案的代价是光路比较复杂，需要良好的调控技术。此外，新加坡蓝劭宇组利用远失谐光晶格将原子装载，隔绝了原子的碰撞，然后使用深度冷却将 ^{85}Rb 直接冷却至 BEC 状态，这一方案效率高，原子数 6×10^5 ^[26]。此

外清华大学研究组利用蒸发冷却也实现了全光的 BEC [27]。总的来说，这些技术的选择各有优缺点，需要根据实验条件组合使用。

本文将介绍我们实验组利用大小光阱切换，蒸发冷却快速得到 ^{85}Rb 的实验结果。通过系统优化，我们实现了 8 秒一个循环获得 BEC，这个时间显著短于磁阱预蒸发实验方案的 20s 时长，对后续数据采集的效率提升明显，相较于压缩光阱的实验方案，我们的光阱体系光路更为简洁，极大地降低了系统的复杂度与调试难度，提升了实验的可靠性。文章将具体讨论实验过程中一些技术细节，对目前的文献结果有所补充。同时针对不同技术路线选择讨论其优缺点，期待对其他课题组关于 ^{85}Rb 原子 BEC 的研制有所帮助。

2 实验内容

2.1 激光冷却与光阱蒸发

我们的实验是从实验室原有的 ^{87}Rb 的 BEC 实验装置改造而来 [28]，目的是引入 Feshbach 共振来调控原子之间的相互作用，开展强相互作用量子气体研究。此装置中，真空腔采用了二级真空的设计，低真空腔内实现二维磁光阱，将原子推向高真空腔。高真空腔内真空度低于 10^{-8}Pa ，由一个 25 L/s 离子泵维持真空。在这个真空条件下，原子可以有几十秒量级的寿命。

在激光冷却和囚禁部分，通过改变激光的锁频位置和移频大小，可以很容易地从 ^{87}Rb 过渡到 ^{85}Rb ，相关技术很成熟，这里不再赘述。我们通过磁光阱，压缩磁光阱，时域暗磁光阱，光学黏团等手段对原子进行初步的冷却。经过压缩磁光阱和时域暗磁光阱后，我们得到了 1.2×10^9 的冷原子团，温度约为 $130\text{ }\mu\text{K}$ ，原子团平均密度约为 $5 \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$ 。在经过自由空间的光学黏团冷却后，可以得到温度为 $11\text{ }\mu\text{K}$ 的 9×10^8 个原子，密度为 $3.3 \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$ 。

因为我们选用纯光阱蒸发的办法来得到 BEC，而光阱初期相空间密度在 1×10^{-3} 量级， ^{85}Rb 的蒸发效率通常在 2 左右，因此为了得到 10^4 以上原子数的 BEC，在光阱的初期需要捕获超过 10^6 处于 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=-2\rangle$ 态的原子来满足蒸发的需求。

为此，我们设计了一个三光束结构的光阱，其中包括一个束腰较大的光（束腰半径为 $100\mu\text{m}$ ）和两个束腰较小的光（束腰半径为 $60\mu\text{m}$ ）。两小束腰光相互垂直，大束腰光和其中一个小束腰光有 14 度夹角。这一方案的设计是想在初期利用大束腰光阱获得尽可能多的原子数，在蒸发后期全部转到小束腰光阱中，提高囚禁频率和蒸发效率 [29]。另外大束腰光阱和小束腰光阱的光强调节能够调控原子团的密度，有利于优化蒸发过程。

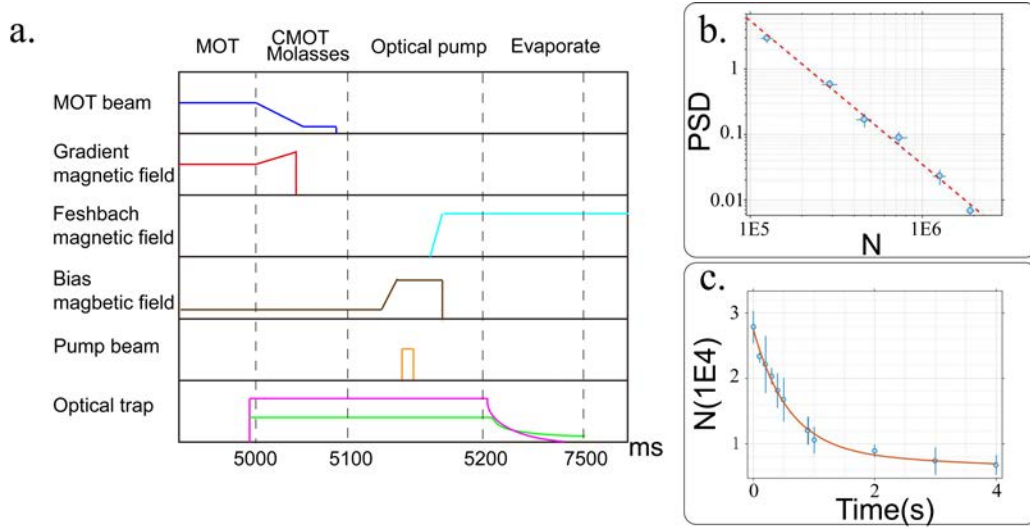


图 1 a. 实验时序设计, MOT 装载 5s 后打开光阱, 随后 30ms 内提高梯度磁场, 降低冷却光光强进行压缩磁光阱和暗磁光阱。然后关闭磁场进行偏振梯度冷却, 之后打开 2 G 的偏置磁场以供光泵浦和极化选态, 将原子制备到 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ 后, 升高磁场到 163.8 G, 最后蒸发冷却 2.5s 得到 BEC; b. 蒸发过程的蒸发效率图, $\eta = 2.20(2)$; c. BEC 的寿命测量。

Fig. 1. a. Experimental sequence. After 5 s of MOT loading, the optical trap is turned on. Within the following 30 ms, the gradient magnetic field is increased and the cooling light intensity is reduced for Compress MOT and Dark MOT. Then the magnetic field is turned off for polarization gradient cooling. Afterwards, a 2 G bias magnetic field is applied for optical pumping and state selection, preparing the atoms in $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$. The magnetic field is then raised to 163.8 G, followed by 2.5s of evaporative cooling to produce a BEC; b. Evaporation efficiency during the evaporative cooling stage, $\eta = 2.20(2)$; c. Lifetime measurement of the BEC.

如图 1(a) 所示, 我们在压缩磁光阱之前打开光阱光进行装载, 囚禁在光阱的原子还将被偏振梯度冷却。关闭所有冷却光后完成装载, 测得光阱内原子团得温度为 $12\mu k$, 原子个数约为 $4(1) \times 10^6$, 满足了对光阱初期装载的要求。由于磁光阱中原子可以处于不同的磁子能级, 装载到光阱后还需要通过光泵浦将原子转移到 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ 态, 随后将磁场升到 Feshbach 共振点附近。我们选择在 $B = 163$ G 附近开始蒸发。为了得到较高的蒸发效率, 我们选择每步将光阱深度降低至上一步的一半, 改变这一过程的用时以得到较高的相空间密度。测量每一步骤的参数, 通过调整该步骤三束光阱光强的比例, 将原子团平均密度控制在 $5 \times 10^{12} cm^{-3}$ 附近, 大束腰光阱在蒸发开始 1.5s 后被完全关闭。综合优化之后, 我

他们在 2.5s 内将光阱深度降低到 500nK，最终可以得到 $2.8(3) \times 10^4$ 原子的 BEC，蒸发效率 $\eta = 2.20(2)$ ，如图 1b 所示。超冷原子团的寿命如图 1c 所示，制备得到 BEC 后将光阱阱深提高一倍并维持，这个曲线出现明显的两段式损失的特点，第一段较快的损失时间常数为 0.58(1)s，足够我们进行后续的实验探究。

2.2 光泵浦

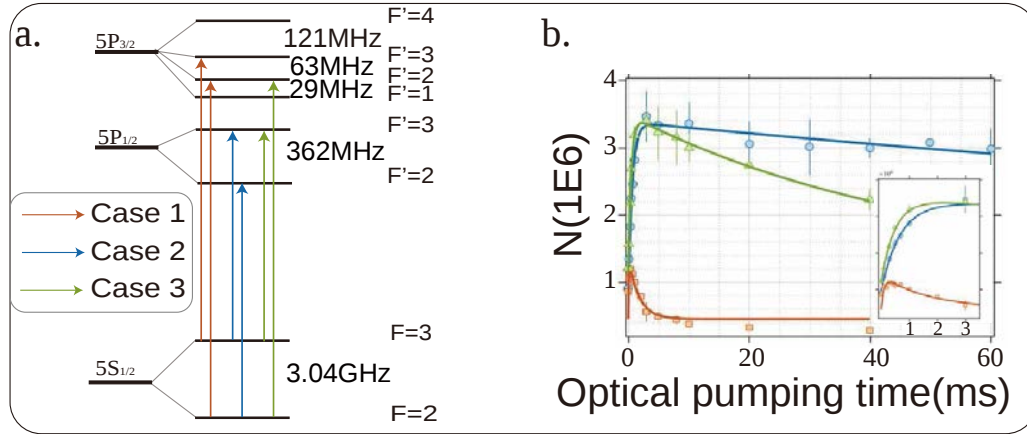


图 2 a. 原子能级图和三种泵浦方案，橙色为方案 1，蓝色为方案 2，绿色为方案 3；b) 三种光泵浦方案对应的数据图，右下侧图片为时间较短（3ms）内的数据情况。

Fig. 2. a. Optical Pumping and Three designed pumping cases, with orange representing Case 1, blue for Case 2, and green for Case 3; b) Optical pumping effect data under each pumping cases, the image on the bottom right showing the data within a shorter time frame (3 ms).

由于实验中需要使用到特定磁子能态 $|5S, F=2, m_F=-2\rangle$ ，在装载到光阱后需要将原子泵浦到这个态上。在 ^{87}Rb 的蒸发冷却实验中，磁子能态即使不是那么纯，关系也不大，因为它们的碰撞性质类似。而在 ^{85}Rb 实验中，原子间碰撞在背景散射长度下无法实现 BEC。只有通过 Feshbach 共振将原子间碰撞调控到特定散射长度才能进行有效蒸发，因此 ^{85}Rb 的纯态制备非常重要。我们在实验中也注意到，光泵浦的效果会极大的影响最后超冷原子的形成。

如图 2(a) 所示， ^{85}Rb 原子的激发态可以是 $5P_{1/2}$ （对应 D1 跃迁）和 $5P_{3/2}$ （对应 D2 跃迁），因此可以选择不同的泵浦方案。由于磁光阱实验中使用的 D2 跃迁，因此一般而言，使用 D2 跃迁做光泵浦更加简单，因为不需要额外增加激光。在 ^{87}Rb 实验中往往采取这一方案。但是 ^{85}Rb 在 $5P_{3/2}$ 的超精细能级间隔比 ^{87}Rb 小很多，形成的暗态并不理想，需要仔细测量和选择。

在图 2(a) 中，我们展示了三种不同的泵浦方案。分别记录为方案 1（红色）、方案 2（蓝色）、方案 3

(绿色)。在方案 1 下, 我们选择 D2 的泵浦光 ($|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$, 线偏振, 和取向磁场成垂直) 将原子泵浦到基态 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ 上, 和 D2 的极化光 ($|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$, $\sigma-$ 偏振) 将原子极化到基态 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ 磁子能态上。方案 2 下选择 D1 的泵浦光 ($|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ 到 $|5P_{1/2}, F' = 2\rangle$, 与 MOT 光相同的三对互反圆偏振光) 将原子泵浦到基态 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ 上, 和 D1 的极化光 ($|5S_{1/2}, F = 3\rangle$ 到 $|5P_{1/2}, F' = 3\rangle$, $\sigma-$ 偏振) 将原子极化到基态 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ 磁子能态上。方案 3 下选择 D2 的泵浦光和 D1 的极化光。D1 的极化光是 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ 到 $|5P_{1/2}, F' = 2\rangle$ 红失谐 10 MHz, 光强为 $70\mu W/cm^2$, D2 的极化光为 $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ 到 $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ 的共振光, 光强为 $55\mu W/cm^2$, D1 的泵浦光是 $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$ 到 $|5P_{1/2}, F' = 3\rangle$ 蓝失谐 60 MHz, 光强为 $14mW/cm^2$, D2 线的泵浦光为 $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$ 到 $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ 的共振光, 光强为 $640\mu W/cm^2$ 。激光的方案如图 2a 所示。

图 2 (b) 展示了三种方案的极化效果。纵轴是我们探测到的光阱初期, 经过光泵浦后基态上 $|5P_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ 的原子数。具体而言, 我们使用高场成像方案, 在 $B = 163G$ 磁场下, 通过一束共振泵浦激光将原子从 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ 态激发到 $|5P_{3/2}, m_J = -1/2, m_I = -5/2\rangle$ 态上。随后, 原子自发辐射, 将有 70% 的概率转移到目标态 $|5S_{1/2}, F = 3, m_F = -3\rangle$ 上, 还有 30% 的概率布居到 $|5S_{1/2}, F = 3, m_F = -2\rangle$ 态上。由于强磁场带来的塞曼分裂, 此光泵浦过程仅对处于 $|F = 2, m_F = -2\rangle$ 上的原子有效。随后利用到 $|5S_{1/2}, F = 3, m_F = -3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, m_J = -3/2, m_I = -5/2\rangle$ 的循环跃迁进行吸收成像^[30]。因此高场成像方案给出极化目标态的确切原子数。

对于三种不同的泵浦方案, 我们改变光泵浦的时间, 可以清晰地观察到极化到 $|5P_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ 态上的原子数先上升后下降的过程。前期快速上升过程对应整个光泵浦的速度, 原则上原子只要散射几个光子就可以被泵浦到目标极化态。第二段下降过程刻画的是暗态对光子的免疫程度。我们的极化过程是利用 $\sigma-$ 偏振激光诱导 $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ 的跃迁, 这是第二类跃迁 ($F \leq F'$), 会将原子泵浦到 $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ 的暗态。理想暗态情况下, 光子和原子不再作用, 原子都将在这个态上积累。但是如果附近存在更高 F 量子数的超精细能级结构, 那么暗态就不那么“暗”了, 会被失谐地诱导发生第一类跃迁, 从而循环散射光子。在三个方案中, 方案 2 效果最好, 第二段衰减时间为 $\tau = 280ms$, 因为它的泵浦光和极化光都是使用 D1 跃迁, 且 $5P_{1/2}$ 上的超精细能级劈裂为 362 MHz, 和激发态能级宽度和激发强度比都大很多, 暗态保持效果很好。在方案 3 中, 泵浦光使用了 D1 跃迁, 极化光使用了 D2 跃迁。 $5P_{3/2}$ 态中 $|F' = 2\rangle$ 和 $|F' = 3\rangle$ 能级非常接近 (63 MHz), 极化光会将暗态原子从 $|F = 2, m_F = -2\rangle$ 激发到 $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$, 然后再跃迁到其他态上, 破坏暗态过程, 因此暗态的寿命 $\tau = 50ms$, 相对方案 2 较短。

效果最差的是方案 1，其中泵浦光和极化光都使用了 D2 的跃迁，而 $5P_{3/2}$ 上的超精细能级间隔相比 $5P_{1/2}$ 情况要小很多，因此暗态效果很差，第二段衰减时间 $\tau = 1.8 \text{ ms}$ 。最终，我们选用了方案 2 来完成光泵浦的过程。

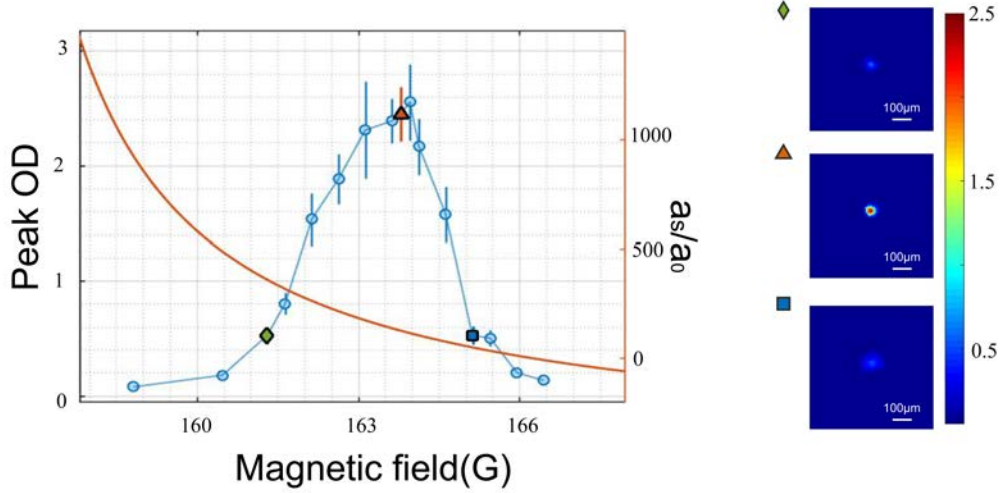


图 3 磁场对蒸发冷却效果的影响。在保持蒸发时序总体不变的条件下，通过改变磁场调控原子间的散射长度。在蒸发至相同阱深（约 500nK）后，释放原子并进行 10ms 自由飞行，通过吸收成像测量原子团的光学密度（左轴，蓝色数据点）。右轴橙色曲线为相应磁场对应的 s 波散射长度 a_s ，以波尔半径 a_0 作为单位。右侧展示了三个典型实验图像，以对比 BEC 与非 BEC 状态的差异。

Fig. 3. Effect of Magnetic Field on Evaporation. While maintaining the overall evaporation ramp, the scattering length between atoms is tuned by varying the magnetic field. After evaporating to the same trap depth (about 500nK), the atoms are released and undergo 10ms of time-of-flight, the optical density of the atomic cloud is measured via absorption imaging (left axis, blue data points). The orange curve on the right axis shows the s wave scattering length corresponding to the respective magnetic field in units of the Bohr radius a_0 . Shown on the right are three typical experimental images, contrasting the difference between the BEC and the non-BEC regimes.

2.3 磁场调控与相互作用

在 ^{85}Rb 的 BEC 制备过程中，利用 Feshbach 共振调控原子之间的散射长度极其重要。另外 Feshbach 共振峰附近 ^{85}Rb 原子的三体损失率也对磁场很敏感，因此需要平衡弹性碰撞率和三体损失率，将磁场调

控到一个合适的区域进行蒸发冷却。前人的工作证实 $B = 163 \text{ G}$ 附近是一个适合光阱蒸发的磁场窗口 [25], 我们的实验也验证了这一点。图 3 给出一个 BEC 制备和磁场依赖关系的数据。在维持蒸发时序和其它条件都不改变的情况下, 我们整体的变化蒸发过程中的磁场, 并记录原子团在自由飞行 10 ms 后的峰值光学密度 (Peak OD) 变化。在 $B = 163 \text{ G}$ 附近的窗口可以观察到光学密度显著的高于其它位置, 相互作用过强或过弱均会影响凝聚态的最终形成。大致有 $\Delta B = 1 \text{ G}$ 的窗口可以有效制备 BEC, 最后的实验上选择了 $B = 163.8 \text{ G}$ 的位置进行蒸发。

对这个窗口进行估算, 可以发现 $B = 163 \text{ G}$ 时, s 波散射长度为 $a_s = 183a_0$, 三体损失系数 $K_3 \propto a_s^4 = 2 \times 10^{-26} \text{ cm}^6/\text{s}$ 。光阱平均密度 $n_0 = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, 温度 $T = 10 \mu\text{K}$ 情况下, 受限三体损失的寿命为 $\tau = 1/(K_3 \times n_0^2 \times 8/\sqrt{27}) = 1.3 \text{ s}$ 。有效碰撞率 $\Gamma = 4\pi a_s^2 \times n_0 \times \sqrt{2k_B T/m} = 262$, 好坏碰撞比可以维持在 344, 可以开展有效蒸发。改变磁场估算好坏碰撞比的值, 令其大于 300 的窗口为 162.8 G 到 164.5 G 之间。由于在蒸发过程中上述参数会发生变化, 这结果只能作为估测, 但也佐证了我们实验上的现象。

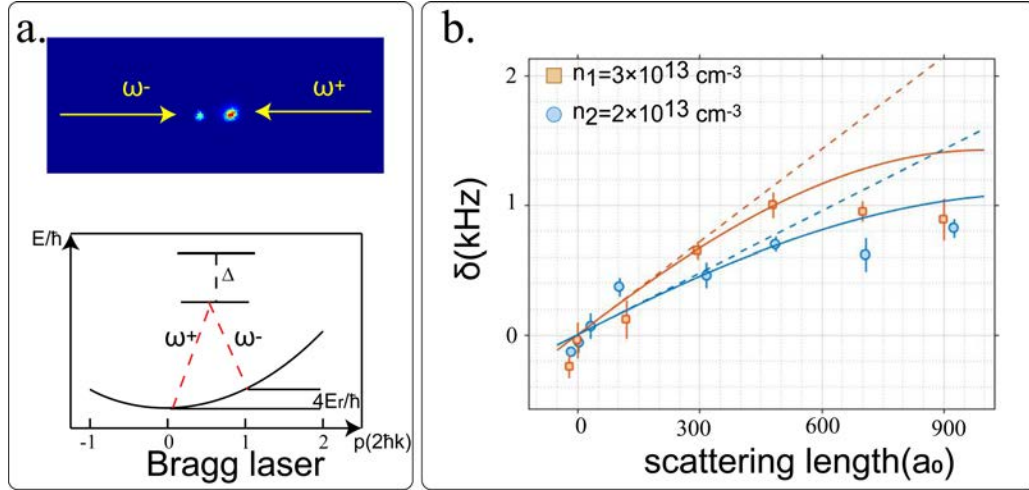


图 4 布拉格光谱共振峰的移动 a. 布拉格光共振时激发出的动量态 b. 共振峰移动和散射长度关系。图中点是实验数据, 虚线是平均场近似理论曲线, 实线是考虑李-黄-杨修正的理论曲线。两种颜色表示了两个不同的原子密度。

Fig. 4. Shift of the Bragg Spectral Resonance Peak a. Momentum states excited during Bragg light resonance; b. Shift of the resonance peak with scattering length. The points in the figure are experimental data, the dashed lines denote the mean-field theoretical curves, and the solid lines represent the theoretical curves incorporating the Lee - Huang - Yang correction. The two colors correspond to two different atomic densities.

2.4 布拉格光谱和李黄杨修正

在 Feshbach 共振峰附近改变磁场可以大范围调控 ^{85}Rb 之间原子的散射长度 a , 从而改变原子的能量。平均场近似下, 原子感受到周围原子作用导致的能量为

$$U = 4\pi\hbar^2 na/m. \quad (1)$$

其中 m 为原子质量, n 为周围的原子密度。当散射长度较大时, 不再满足 $\sqrt{8\pi na^3} \ll 1$ 的条件, 平均场近似就不准确了, 量子涨落会产生显著的效应。考虑次高阶的近似, 需要引入李-黄-杨修正 [31,32], 相互作用能量修正为

$$U = (1 - \frac{32}{3\pi\sqrt{8}}\sqrt{8\pi na^3})4\pi\hbar^2 na/m. \quad (2)$$

此时, 原子的能量和散射长度的依赖关系将偏离平均场情况下的线性依赖关系。

实验上, 我们可以通过布拉格光谱来测量这一能量变化。图 4(a) 展示了布拉格光谱的基本原理, 对射的两束激光照射单个静止的原子上, 会将部分原子转移到两光子反冲动量的动量态 ($p = |2\hbar k_r\rangle$) 上 [33]。扫描两束激光的频率差 $\Delta\omega$, 如果刚好为 $\Delta\omega = 4E_r/\hbar$, 其中 $E_r = \hbar^2 k_r^2/2m$ 是单光子反冲能量, k_r 代表选用激光的波矢, 那么将发生布拉格共振。而对于 BEC 中的原子, 相互作用导致的能量移动必须考虑进去。当原子被耦合到 $p = |2\hbar k_r\rangle$ 态上后, 和原来 BEC 不再处于全同量子态。他们受到相同的交换相互作用和直接相互作用, 能量不再是 U , 而是变为 $2U$ 。这个差别将导致布拉格共振峰发生移动, 变为

$$\Delta\omega = 4E_r/\hbar + U/\hbar. \quad (3)$$

考虑实验用到的 160G 附近 ^{85}Rb 的 s 波散射长度, 这个移动绘制的理论曲线如图 4b 所示, 虚线为平均场近似下的结果, 实线为考虑李-黄-杨修正后的计算结果。实验上我们使用两束 1064nm 的激光 ($E_r = \hbar \times 2.03 \text{ kHz}$) 对射来实现这一过程。在制备得到 BEC 后, 我们升高光阱光强, 提高原子团的密度。扫描布拉格激光的频率差, 测量被激发到 $p = |2\hbar k_r\rangle$ 态的比例, 会出现一个峰值作为布拉格共振峰。改变磁场大小调控散射长度, 测量布拉格共振峰值相对单粒子共振峰的频率移动值 δ , 我们获得如图 4b 所示的结果。

实验上, 我们制备了 3×10^4 的原子团, 压缩光阱后其峰值密度为 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。在这个条件下, 我们改变磁场的值, 观察到了布拉格光谱峰值的定向移动如图 4b, 当散射长度较低时, 共振峰的移动满足平均场近似的预测, 出现线性移动。当散射长度大于 $300a_0$ 后, 布拉格光谱峰值的移动偏离线性。当我们通过提升阱深将峰值密度提高到 $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 时, 这个现象更加明显。使用李-黄-杨修正后的能量更好地符合实验数据。

3 结论

总而言之, 我们构建了一个快速制备 ^{85}Rb BEC 的平台, 对制备 BEC 过程中的关键步骤光泵浦与磁场调控进行了测量与展示。我们的结果也展示了使用 D1 线跃迁进行光泵浦的优异性质。利用布拉格光谱, 我们测量原子的能量, 结果显示大散射长度下, 量子涨落将显示出不可忽略的效应, 必须考虑高阶修正。这些结果对于后续开展相互作用相关的多体物理研究有极大的帮助, 有助于探索更多相互作用诱导的新奇物相。

致谢

感谢清华大学物理学系陈文兰教授, 粤港澳大湾区量子研究院胡嘉仲研究员, 王怀川和王童康两位博士生的讨论和有益建议。

参考文献

- [1] Ketterle W 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131
 - [2] Cornell E A, Wieman C E 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 875
 - [3] Bradley C C, Sackett C, Hulet R 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 985
 - [4] Fried D G, Killian T C, Willmann L, Landhuis D, Moss S C, Kleppner D, Greytak T J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3811
 - [5] Campbell R L, Smith R P, Tammuz N, Beattie S, Moulder S, Hadzibabic Z 2010 *Phys. Rev. A* **82** 063611
 - [6] Lu M, Burdick N Q, Youn S H, Lev B L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 190401
 - [7] Fortágh J, Zimmermann C 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 235
 - [8] Yu-Zhu W, Shu-Yu Z, Quan L, Shan-Yu Z, Hai-Xiang F 2003 *Chin. phys. lett.* **20** 799
 - [9] Xu Z, Zhou S Y, Qu Q Z, Liu H, Zhou S Y, Wang Y Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5643 (in Chinses)
- [徐震, 周蜀渝, 屈求智, 刘华, 周善钰, 王育竹, 2006 物理学报 **55** 197201]

- [10] Bo Y, Feng C, Min K, Xiao-Lin L, Jiu-Yao T, Yu-Zhu W 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4259
- [11] Weber T, Herbig J, Mark M, Nagerl H C, Grimm R 2003 *Science* **299** 232
- [12] Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B 2000 vol. 42 of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics* (Academic Press), pp 95–170
- [13] Barrett M D, Sauer J A, Chapman M S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 010404
- [14] Ma Z, Han C, Jiang X, Fang R, Qiu Y, Zhao M, Huang J, Lu B, Lee C 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 103701
- [15] Chin C, Grimm R, Julienne P, Tiesinga E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1225
- [16] Lin Y J, Perry A R, Compton R L, Spielman I B, Porto J V 2009 *Phys. Rev. A* **79** 063631
- [17] Mishra H P, Flores A S, Vassen W, Knoop S 2015 *Eur. Phys. J. D* **69** 52
- [18] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [19] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, van Druten N J, Durfee D S, Kurn D, Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [20] Altin P, Robins N, Poldy R, Debs J, Döring D, Figl C, Close J 2010 *Phys. Rev. A* **81** 012713
- [21] Altin P A, Dennis G R, McDonald G D, Döring D, Debs J E, Close J D, Savage C M, Robins N P 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033632
- [22] Roberts J L, Claussen N R, Cornish S L, Wieman C E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 728
- [23] Cornish S L, Claussen N R, Roberts J L, Cornell E A, Wieman C E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1795
- [24] Marchant A L, Händel S, Hopkins S A, Wiles T P, Cornish S L 2012 *Phys. Rev. A* **85** 053647
- [25] Otoishi H, Nagata S, Yukawa T, Yamashita K, Kinoshita T 2020 *Phys. Rev. A* **102** 023316
- [26] Xin M, Leong W S, Chen Z, Wang Y, Lan S Y 2025 *Nat. Phys.* **21** 63
- [27] Zhang Z, Zhao Z, Wang H, Deng K, Liu Y, Chen W, Hu J 2025 *Phys. Rev. Research* **7** 013184

- [28] Xie D, Wang D, Gou W, Bu W, Yan B 2018 *J. Opt. Soc. Am. B* **35** 500
- [29] Yamashita K, Hanasaki K, Ando A, Takahama M, Kinoshita T 2017 *Phys. Rev. A* **95** 013609
- [30] Liu Y, Zhang Z, Miao S, Zhao Z, Wang H, Chen W, Hu J 2023 *Phys. Rev. Applied* **20** 014037
- [31] Papp S B, Pino J M, Wild R J, Ronen S, Wieman C E, Jin D S, Cornell E A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 135301
- [32] Guo Z, Jia F, Li L, Ma Y, Hutson J M, Cui X, Wang D 2021 *Phys. Rev. Research* **3** 033247
- [33] An F A, Meier E J, Ang'ong' a J, Gadway B 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 040407

录用稿件，非最终出版稿

Fast Production of a ^{85}Rb Bose – Einstein Condensate*

WANG Hongru PAN Yichen LUO Yuyan YAN Bo[†]

(*Laboratory of Quantum Technology and Device, Department of Physics, Zhejiang University,
Hangzhou 310058, China*)

Abstract

Bose-Einstein condensates of ^{85}Rb provide a flexible platform for studying tunable quantum gases, for the scattering length can be widely controlled by a magnetic field near a Feshbach resonance. However, the production of a stable ^{85}Rb condensate is more challenging than that of ^{87}Rb , owing to the strong magnetic-field dependence of both elastic collisions and inelastic loss. In this work, we report the rapid production of a ^{85}Rb Bose-Einstein condensate in an optical dipole trap and characterize the key experimental conditions for efficient evaporation and interaction-tunable spectroscopy. After laser cooling and optical trapping, the atoms are prepared in the $|5S_{1/2}, F=2, m_F=-2\rangle$ state by optical pumping. We compare three optical-pumping schemes based on the D1 and D2 transitions and find that the D1-line scheme gives the best state-preparation performance. This improvement originates from the larger excited-state hyperfine splitting, which favors dark-state formation and reduces unwanted population leakage. With the optimized optical-pumping sequence, forced evaporation is performed in a magnetic field close to the Feshbach resonance. The evaporation trajectory gives an efficiency of $\eta = 2.20(2)$, and a pure condensate containing $2.8(3) \times$

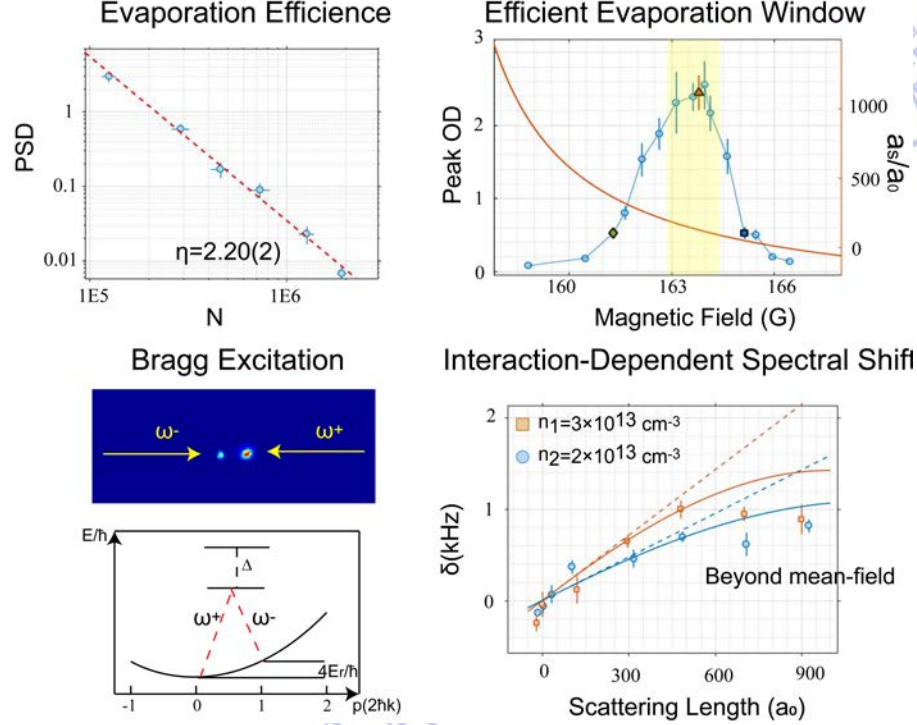
* This work was supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2023YFA1406703), the National Science and Technology Major Project (Grant No. 2024ZD0300600), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12425408, 92576201), and the Zhejiang Province Lingyan Project (Grant No. 2026C02A2005).

[†] Corresponding author. E-mail: yanbohang@zju.edu.cn

The First Author. E-mail: 3190105217@zju.edu.cn

10^4 atoms is obtained. We further identify 163-164.5 G as an efficient magnetic-field window for optical-trap evaporation of ^{85}Rb . In this region, the elastic collision rate is sufficiently high while the inelastic loss remains moderate, so that the number of good elastic collisions per lifetime exceeds 300. Outside this window, the evaporation becomes inefficient because of either insufficient elastic collisions or enhanced atom loss. These measurements provide practical criteria for optimizing the production of ^{85}Rb condensates in an all-optical trap. Using the magnetic-field tunability of the scattering length, we then investigate the interaction-dependent excitation spectrum of the condensate by Bragg spectroscopy. Two counter-propagating Bragg beams are used to excite the condensate, and the spectral shift is measured for different scattering lengths and densities. For relatively weak interactions, the observed shift agrees with the mean-field prediction. At larger scattering lengths, the measured excitation frequency deviates from the mean-field result, and the deviation can be explained by including the Lee-Huang-Yang correction. This work provides a reliable technical foundation for future precision measurement and quantum simulation studies based on ^{85}Rb BECs.

Tunable ^{85}Rb BEC: Evaporation Window and Bragg Spectroscopy



Keywords: Ultracold Atom, Optical Pumping, Feshbach resonance, Bragg spectroscopy