

# $^{87}\text{Rb}$ 玻色-爱因斯坦凝聚体的快速实验制备\*

陈良超<sup>1)2)</sup> 孟增明<sup>1)2)</sup> 王鹏军<sup>1)2)†</sup>

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2016年10月26日收到; 2017年2月12日收到修改稿)

采用二维磁光阱产生了一个快速 $^{87}\text{Rb}$ 原子流, 并在高真空的三维磁光阱中实现了 $^{87}\text{Rb}$ 原子的快速俘获, 进一步采用射频蒸发冷却技术实现了原子云的预冷却, 然后将原子转移到远失谐的光学偶极阱中蒸发得到了玻色-爱因斯坦凝聚体. 实验上可以在25 s内完成三维磁光阱的装载(约 $1.0 \times 10^{10}$ 个 $^{87}\text{Rb}$ 原子), 然后经过16 s的冷却过程最终在光学偶极阱中获得 $5.0 \times 10^5$ 个原子的玻色-爱因斯坦凝聚体. 实验重点研究了二维磁光阱的优化设计和采用蓝失谐大功率光束对四极磁阱零点的堵塞, 抑制四极磁阱中原子的马约拉纳损耗, 更加有效地对原子云进行预冷却.

**关键词:** 二维磁光阱, 四极磁阱, 马约拉纳损耗, 玻色-爱因斯坦凝聚体

**PACS:** 37.10.De, 37.10.Gh, 67.85.Hj, 67.85.-d

**DOI:** 10.7498/aps.66.083701

## 1 引言

超冷原子系统的高度人为可控性为研究许多物理问题提供了良好的实验平台, 例如实现量子模拟<sup>[1-7]</sup>、研究强关联多体系统<sup>[8-11]</sup>、研究光与物质的相互作用等<sup>[12-15]</sup>. 在超冷原子系统中, 可以对囚禁在磁阱或光阱中的原子气体的各种物理量进行高度的控制和精确的测量, 例如外部束缚势<sup>[16-22]</sup>, 原子之间的相互作用<sup>[23,24]</sup>和原子团的密度、温度、原子数目、动量分布等<sup>[25,26]</sup>. 目前, 国内许多实验室都开展了超冷原子实验研究, 研究方向主要集中在极化分子<sup>[27]</sup>、费米超流<sup>[28,29]</sup>、自旋轨道耦合模拟<sup>[30,31]</sup>等基础研究和实现光钟、精密测量<sup>[32]</sup>等应用领域.

在实验上快速获得超冷原子有助于实验研究的简化, 制约超冷原子的获得主要有两个因素: 超冷原子在高真空中的俘获速度和将原子蒸发到量子简并的速度. 研究人员发展了许多实验技术用

于提高超冷原子的俘获速度<sup>[33-36]</sup>. 例如两极磁光阱技术<sup>[37]</sup>: 首先一极磁光阱(三维磁光阱, three-dimensional magneto-optical trap, 3D MOT)从背景气体中俘获原子, 然后采用脉冲推送光将原子推送到二极磁光阱实现原子的重新俘获冷却. 这个技术存在推送原子速度较慢的问题. 塞曼减速器<sup>[38,39]</sup>也可以从低真空腔室俘获原子形成原子束为高真空3D MOT的装载提供原子源, 但塞曼减速器的磁场结构较为复杂, 且通常体积较大. 比较上述两种方案, 二维磁光阱<sup>[40,41]</sup>(two-dimensional magneto-optical trap, 2D MOT)为3D MOT提供了更高效的原子源, 并且结构较为紧凑. 在系统的低真空部分, 2D MOT从背景气体中俘获冷却原子. 这里, 俘获冷却作用发生在2D MOT的径向上, 在轴向上, 原子可以自由运动. 结合推送光的作用, 2D MOT可以为下一级磁光阱提供高效的原子流.

目前调节原子之间相互作用的主要手段是磁场诱导的Feshbach共振<sup>[42,43]</sup>, 因此有必要将预冷却的原子转移到远失谐的光阱中, 实现对所有自旋

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2016YFA0301602)、国家自然科学基金(批准号: 11234008, 11361161002, 11474188)和山西省自然科学基金(批准号: 2014011008.2)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: pengjun\_wang@sxu.edu.cn

态的外部束缚和外部磁场的调控. 为了将预冷却的原子装载到光阱中, 人们发展了在光学黏团冷却之后, 采用大功率光束实现原子装载的方法<sup>[44]</sup>, 缺点是装载效率较低. 还有一种方法结合了磁场和光场的优势<sup>[45]</sup>, 这种方法就是在四极磁阱中俘获原子后采用蒸发冷却, 然后在磁场零点附近采用红失谐的光阱实现冷原子的俘获. 这里需要考虑蒸发过程中原子在磁场零点附近的马约拉纳损耗以及光阱与磁阱的空间模式匹配. 另外也有研究组在实验上兼顾磁阱的大体积优势, 将原子转移到QUIC阱中实现原子的预冷却, 再将原子转移到光阱中<sup>[46,47]</sup>. 这种方法的优势在于: 在QUIC阱中进行的蒸发冷却可以实现大的预冷却原子数目和高的转移效率, 缺点是耗时较长.

本文介绍了光学偶极阱中<sup>87</sup>Rb原子玻色-爱因斯坦凝聚体(Bose-Einstein condensates, BEC)的快速实验制备. 实验上2D MOT产生的快速原子流, 可以使3D MOT在25 s内俘获 $1.0 \times 10^{10}$ 个原子. 经过光学黏团冷却的原子, 再被绝热装载到磁阱中. 然后大功率蓝失谐光束聚焦在四极磁阱的零点, 以减少因自旋翻转造成的原子损失. 在光学堵塞的四极磁阱中进行射频蒸发冷却, 射频频率在11 s内由39 MHz扫描到2 MHz. 此时<sup>87</sup>Rb原子的数目为 $3 \times 10^7$ 个, 原子气体被冷却到15  $\mu$ K. 被预冷却的原子进一步装载进1064 nm交叉光学偶极阱中, 装载效率约为50%. 在光学偶极阱中, 经过720 ms的蒸发冷却, 形成了<sup>87</sup>Rb原子BEC, 原子数量为 $5.0 \times 10^5$ 个. 这为实验上下一步采用冷原子

实现量子模拟提供了良好的实验平台.

## 2 实验系统与预冷却过程

实验系统可分成2D MOT和3D MOT两个区域, 如图1所示. 2D MOT的真空度较低, 约为 $1.0 \times 10^{-8}$  Pa, 在背景气体中从两个方向( $x$ 方向和 $y$ 方向)实现原子的冷却俘获. 为了维持足够的背景气压, 原子源的温度保持在约58.2 °C. 在2D MOT中, 俘获的原子云在轴向( $z$ 方向)可以进行自由扩散, 原子云在自身的流速下穿过差分管进入3D MOT, 实现原子的重新冷却俘获. 为了提高3D MOT的装载效率, 一束线偏振平行推送光沿着2D MOT轴向对原子云在 $z$ 方向的流速施加控制. 如图2(b)所示, 推送光加快了3D MOT中原子的装载. 3D MOT所处真空腔室的真空度约为 $1.0 \times 10^{-10}$  Pa, 较高的真空度保证了原子与背景气体较低的碰撞率, 有利于提高原子在磁阱和光阱中的寿命.

2D MOT的磁场由围绕在真空腔室外面的四个矩形线圈产生. 磁场为二维四极场, 在径向平面( $x$ - $y$ 平面)内是四极场的结构, 中心磁场强度低, 向外逐渐增强, 而在轴向上磁场强度为零. 原子在磁场轴线上运动形成原子束, 原子的平均速率由冷却区域的长度决定<sup>[41]</sup>. 四个矩形线圈由四个独立电源供电, 方便独立调节各个线圈的电流, 调节原子束的空间位置, 优化3D MOT的原子装载效率.

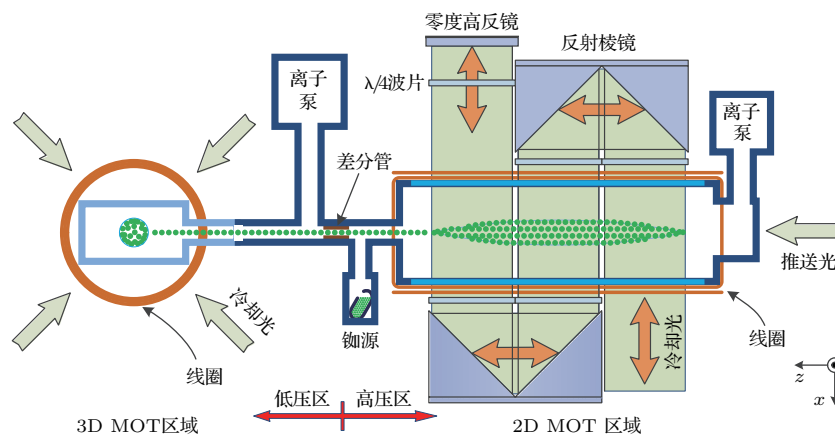


图1 实验系统示意图. 实验系统为两级磁光阱的结构, 一级为二维磁光阱, 产生原子束; 二级为三维磁光阱, 产生原子团.

Fig. 1. Experimental scheme. The system has a double-MOT structure, the first MOT produces an atomic beam, and the second MOT traps the atoms from the atomic beam to form a cloud of atoms.

2D MOT的光路设计如图1所示. 冷却光和再抽运光混合在一起后再均分为两束, 经过扩束, 直径约为30 mm, 用于水平方向( $x$ 方向)和竖直方向( $y$ 方向)的冷却俘获. 2D MOT的冷却光锁定在 $5S_{1/2}, F = 2$ 到 $5P_{3/2}, F = 3$ 跃迁失谐 $-14$  MHz处, 再抽运光锁定在 $5S_{1/2}, F = 1$ 到 $5P_{3/2}, F = 2$ 跃迁失谐 $-0.45$  MHz处. 光束经过两个直角棱镜反射了两次后, 再被零度高反镜原路反射回去. 这种光路结构在 $x-z$ 平面上提供了 $30\text{ mm} \times 90\text{ mm}$ 的冷却区域, 并且由于光束多次与原子相互作用, 增加了光束的利用率. 同时直角棱镜的反射面镀高反膜, 具有99.99%的反射率, 减少了光束的损耗. 为了保持冷却光较高的圆偏振率, 直角棱镜前放置了 $\lambda/4$ 波片, 补偿光束反射时的相位损失. 这种光路设计的缺点在于冷却光的反向光由于多次经过玻璃真空腔, 存在一定的损耗. 为了减小反向光与入射光的不平衡, 冷却光在扩束时, 保持了一定的会聚.

经过25 s的装载, 3D MOT俘获了 $1.0 \times 10^{10}$ 个原子. 3D MOT的光束直径约为30 mm, 由冷却

光和再抽运光混合而成. 冷却光锁定在 $^{87}\text{Rb}$ 原子的 $5S_{1/2}, F = 2$ 到 $5P_{3/2}, F = 3$ 跃迁失谐 $-21$  MHz处, 再抽运光锁定在与 $5S_{1/2}, F = 1$ 到 $5P_{3/2}, F = 2$ 跃迁失谐 $-0.45$  MHz处. 经过压缩磁光阱和偏振梯度冷却后, 原子被冷却到 $15\text{ }\mu\text{K}$ . 为了进一步提高原子的相空间密度, 原子被光抽运到 $|2, 2\rangle$ 态, 然后重新装载到磁阱中, 并在磁阱中对原子进行射频蒸发冷却, 实验时序如图2(a)所示. 在射频蒸发过程中, 为了避免磁阱零点附近原子的马约拉纳损耗, 实验上用一束大功率蓝失谐光束沿水平方向堵塞在磁阱中心, 下一节将进行详细的分析. 射频蒸发冷却过程共11 s, 其中包括两个蒸发过程, 首先在5 s内将射频频率由39 MHz扫描到15 MHz, 然后在6 s内从15 MHz扫描到2 MHz. 由于这时的磁阱为线性阱, 可以采用线性扫描射频的方法来进行蒸发冷却. 随着原子温度的进一步降低, 原子的密度升高, 所以采用两种不同的射频扫描速率. 经过蒸发冷却原子冷却到 $15\text{ }\mu\text{K}$ , 此时原子样品的数目为 $3 \times 10^7$ 个, 为装载到远失谐的光学偶极阱中提供了基础.

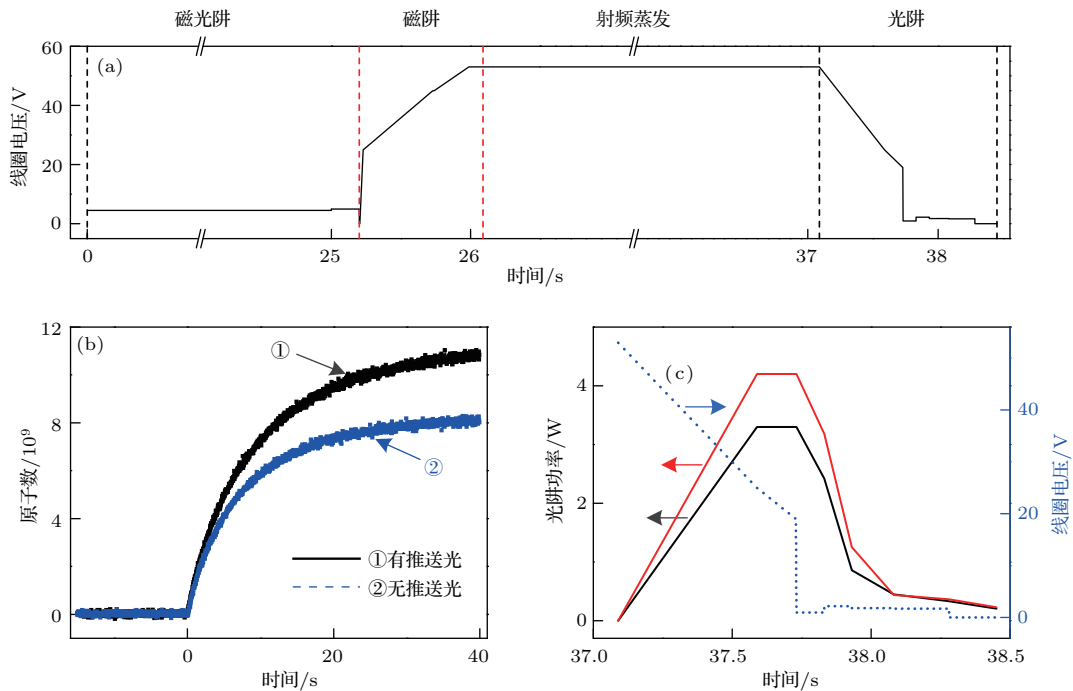


图2 (网刊彩色) 实验时序 (a) 一个实验周期内, 四极线圈两端电压的变化; (b) 有推送光(黑线)和没有推送光(蓝线)两种情形下, 3D MOT 装载过程的比较; (c) 光阱的装载和蒸发冷却过程中, 两束 1064 nm 光束的功率变化(黑色实线和红色实线), 蓝色虚线为降低四极线圈电压的过程

Fig. 2. (color online) Experimental sequence: (a) Voltage of quadruple magnetic trap coil; (b) loading of 3D MOT, the black line is the result with push beam, and the blue line is the result without push beam; (c) power of optical trap beams (1064 nm) (black solid and red solid), the blue dashed line shows the voltage of quadruple magnetic trap coil.

### 3 四极阱中原子损耗与光学堵塞

这一节主要讨论四极磁阱的磁场零点区域发生的马约拉纳损耗 (Majorana loss), 和采用大功率蓝失谐光束堵塞磁场零点减少原子损耗, 实现磁阱中原子有效预冷却的机制.

四极磁阱中磁场强度随位置不同而变化, 原子的自旋会绕着磁场强度方向进动, 所以原子的自旋在局域磁场强度方向上的投影可认为是不变量. 在磁阱中心磁场强度很弱, 自旋进动的拉莫尔频率很小. 如果磁场梯度很大, 自旋方向来不及随磁场强度改变, 低场趋近态的原子会因为自旋翻转变为高场趋近态, 无法被磁阱俘获以致从磁阱中泄漏出去<sup>[48-50]</sup>. 由这种情况造成原子在磁阱中的损耗就是马约拉纳损耗, 速率为  $\Gamma_M = C/T^2$ , 其中  $C \propto \hbar(\mu B')^2/(mk_B^2)$  为与磁场梯度有关的量,  $T$  为原子样品的温度<sup>[50,51]</sup>. 由表达式可以看出, 四极磁场的梯度越大, 原子样品的温度越低, 都会使得磁阱中原子的密度越高, 从而导致损耗变大.

为抑制马约拉纳损耗, 实验上采用一束功率为 18 W, 聚焦后腰斑为 51  $\mu\text{m}$  的蓝失谐光束 (波长 532 nm) 沿水平方向堵塞在磁阱中心, 造成的势垒为<sup>[52,53]</sup>

$$U = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{\text{eff}}^3} \frac{2P}{\pi w^2} \left( \frac{\Gamma_{\text{eff}}}{\omega_{\text{eff}} - \omega} + \frac{\Gamma_{\text{eff}}}{\omega_{\text{eff}} + \omega} \right), \quad (1)$$

式中  $P$ ,  $w$  分别是光束的功率和腰斑大小;  $\omega$  是光束的频率;  $\omega_{\text{eff}} = \frac{1}{3}\omega_{D1} + \frac{2}{3}\omega_{D2}$  是  $^{87}\text{Rb}$  原子的有效频率;  $\Gamma_{\text{eff}} = \frac{1}{3}\Gamma_{D1} + \frac{2}{3}\Gamma_{D2}$  是  $^{87}\text{Rb}$  原子的有效自发辐射速率;  $\omega_{D1}$ ,  $\omega_{D2}$  分别是  $^{87}\text{Rb}$  原子 D1 线和 D2 线的跃迁频率;  $\Gamma_{D1}$ ,  $\Gamma_{D2}$  分别是 D1 线和 D2 线的自发辐射速率. 计算得出蓝失谐光束的势垒为 259  $\mu\text{K}$ , 可以有效地将原子从磁阱中心区域 (也就是原子的自旋翻转区域) 排斥开, 降低该区域的原子密度和原子的马约拉纳损耗.

在蓝失谐大功率光束和四极磁场的混合磁阱中, 由于原子自旋翻转导致的损耗速率可以表示为<sup>[50]</sup>

$$\Gamma_{\text{opm}} = f\Gamma_M \exp[-U/(k_B T)], \quad (2)$$

其中,  $f$  依赖于大功率蓝失谐光束的具体性质, 包括光束在磁阱中的位置、光斑形状等;  $\Gamma_M$  为四极磁场中原子的损耗率;  $U$  表示蓝失谐光产生的有效排

斥势;  $\exp[-U/(k_B T)]$  可以理解为蓝失谐光束生成的势垒将原子从四极磁阱的损耗区域排斥出去所造成的损耗率的降低.

实验上通过测量束缚阱 (包括四极磁阱和混合磁阱两种情形) 中原子的寿命, 来获得束缚阱中原子的损耗率. 原子数目随时间的变化满足  $N = N_0 \exp(-\Gamma t)$ , 其中原子在束缚阱中的寿命是  $\tau = 1/\Gamma$ . 实验上首先将原子在束缚阱中采用射频蒸发冷却到一定的温度, 然后关闭射频信号, 测量原子云在束缚阱中保持一段时间 (1—60 s) 后的原子数. 通过拟合可以得到相应温度下原子云的寿命, 最后得出原子云的损耗率, 从而确定蓝失谐大功率光束产生的势垒对原子马约拉纳损耗的降低效果.

图 3(a) 给出了温度为 13  $\mu\text{K}$  的原子气体在束缚阱 (磁场梯度  $B' = 250 \text{ G/cm}$ ) 中原子数量随时间的变化, 可以看出原子数量随时间指数衰减. 比较四极磁阱和混合磁阱两种情形可以发现, 蓝失谐光束产生的势垒显著增大了原子气体的寿命, 图 3(a) 中的情形是原子寿命从 3.5 s 增加到 21.7 s. 图 3(b) 给出了不同温度的原子云在束缚阱中的损耗率. 可以看出, 在四极磁阱中, 随着温度的降低, 原子云的损耗率逐渐增加. 实验数据与公式  $\Gamma = C/T^2 + \Gamma_b$  基本符合, 其中  $\Gamma_b$  表示由于背景气体或者杂散光造成的单体损耗率, 得到的拟合参数为  $C = 26.65 \mu\text{K}^2/\text{s}$ ,  $\Gamma_b = 0.089 \text{ s}^{-1}$  (对应的原子云寿命为 11.2 s).

在蓝失谐大功率光束和四极磁场的混合磁阱中, 由于蓝失谐光束产生的排斥势抑制了原子的马约拉纳损耗, 原子的损耗率显著减小. 实验数据与公式  $\Gamma_{\text{opm}} = fCT^{-2} \exp[-U/(k_B T)] + \Gamma_b$  很好地符合. 对实验数据进行拟合时, 所用的参数为  $f = 1.62$ ,  $C = 26.65 \mu\text{K}^2/\text{s}$ ,  $U = k_B \times 28.4 \mu\text{K}$ ,  $\Gamma_b = 0.016 \text{ s}^{-1}$  (对应的原子云寿命为 62.5 s). 值得注意的是, 随着温度的降低 (从 60 到 13  $\mu\text{K}$ ), 原子的损耗率逐渐增加, 这一性质可以理解为原子云温度的降低导致原子的密度增加, 使得原子有更大的概率越过蓝失谐光束生成的势垒进入四极磁阱的损耗区域. 随着原子云温度的继续降低 (<13  $\mu\text{K}$ ), 原子的损耗效率出现了降低.

实验表明, 蓝失谐大功率光束和四极磁场的混合磁阱有效降低了原子云在磁场零点区域发生的马约拉纳损耗. 在混合磁阱中, 通过射频蒸发冷却

对原子云进行了有效的预冷却. 优化蓝失谐光束的空间位置, 四极磁场梯度和射频蒸发效率后得到温度为  $15 \mu\text{K}$  的原子样品, 数量为  $3 \times 10^7$  个, 为下一步将原子装载在远失谐的光学偶极阱中打下了基础.

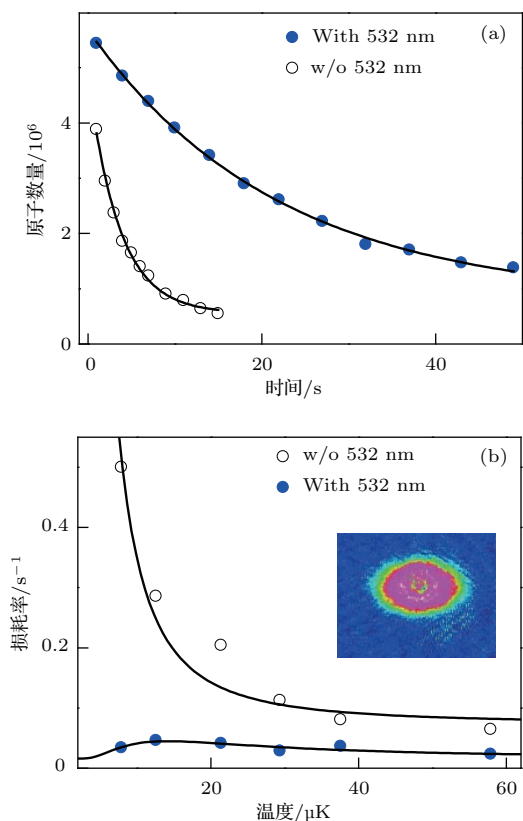


图3 (网刊彩色) 蓝失谐光束对四极阱漏洞的堵塞效果 (a) 原子在磁阱中的损耗, 蓝色实心圆点是有蓝失谐光束的情形, 黑色空心圆点是没有蓝失谐光束的情形; (b) 不同温度下原子在磁阱中的损耗率, 蓝色实心圆点是有蓝失谐光束的情形, 黑色空心圆点是没有蓝失谐光束的情形; 内插图是保持蓝失谐光束开启状态下, 原子气体的吸收成像图

Fig. 3. (color online) Plug effect of blue detuning beam on quadruple magnetic trap: (a) Loss of atoms in magnetic trap, the blue solid dots are the results with blue detuning beam, the black hollow dots are the results without blue detuning beam; (b) loss rate of atoms in different temperature, the blue solid dots are the results with blue detuning beam, the black hollow dots are the results without blue detuning beam. The inset is the absorption imaging picture with the blue detuning beam keeping on.

#### 4 $^{87}\text{Rb}$ 玻色-爱因斯坦凝聚体的形成

为了实现原子的进一步冷却, 实验上将预冷却后的原子装载到由两束聚焦的远失谐光束(波长  $1064 \text{ nm}$ ) 交叉构成的光学偶极阱中.  $1064 \text{ nm}$

光束由一台最大输出功率为  $18 \text{ W}$  的全固态激光器(DPSS FG-VIII B, 太原山大宇光科技有限公司)输出, 激光线宽为  $100 \text{ kHz}$ . 光束通过分束棱镜分为两束后, 分别被声光调制器移频  $100$  和  $110 \text{ MHz}$ , 以避免两束光在交叉处发生干涉, 然后耦合到高功率的单模保偏光纤中, 保证了光束指向性的稳定. 两束光经过透镜会聚到原子云处, 此时的腰斑分别约为  $38$  和  $49 \mu\text{m}$ , 最大功率为  $3.3$  和  $4.2 \text{ W}$ , 估算此时的势阱深度为  $391 \mu\text{K}$ , 保证了实验上可以实现  $50\%$  的装载效率. 原子装载到光阱后, 通过  $720 \text{ ms}$  的强制光学冷却过程对原子云实施蒸发冷却, 光阱中的蒸发冷却过程是通过逐步降低光学偶极阱的深度来实现的.

图4给出了随着光学偶极阱的深度逐渐降低, 玻色原子气体从正常态到玻色-爱因斯坦凝聚态的量子相变过程. 其中左侧显示的是原子气体的一维密度积分分布, 右侧显示的是原子云的吸收成像图, 成像时原子自由飞行  $40 \text{ ms}$ . 图4(a), 图4(e), 图4(b), 图4(f)展示了在发生量子相变前, 原子云的动量分布服从玻尔兹曼分布, 可以采用高斯分布对原子云的信息进行拟合, 包括原子数目和温度. 如图4(c)和图4(g)所示, 当原子气体的温度进一步降低时, 形成了大量的凝聚体, 原子云的动量分布可以明显分为两部分, 未凝聚的原子云依然可以用高斯分布来拟合, 凝聚的原子部分可以用倒抛物线进行拟合. 这样的动量分布也称为双模结构, 是实验上观测BEC的直接证据. 随着进一步蒸发冷却, 得到了原子数为  $5.0 \times 10^5$  的玻色-爱因斯坦凝聚体, 如图4(d)和图4(h)所示.

#### 5 结 论

本文介绍了实验上快速制备  $^{87}\text{Rb}$  玻色-爱因斯坦凝聚体的方法. 首先采用二维磁光阱对  $^{87}\text{Rb}$  原子在两个方向上进行预冷却, 为三维磁光阱提供一个原子源, 提高了三维磁光阱的装载效率, 可实现在  $25 \text{ s}$  内在三维磁光阱中装载  $1.0 \times 10^{10}$  个原子. 然后经过光学黏团冷却, 以及蓝失谐大功率光束与四极磁场的混合磁阱中的射频蒸发冷却, 将原子云冷却到  $15 \mu\text{K}$ . 进一步将原子装载到远失谐的光学偶极阱中, 经过  $720 \text{ ms}$  的蒸发冷却, 实现了  $^{87}\text{Rb}$  原子玻色-爱因斯坦凝聚体的制备, 原子数目

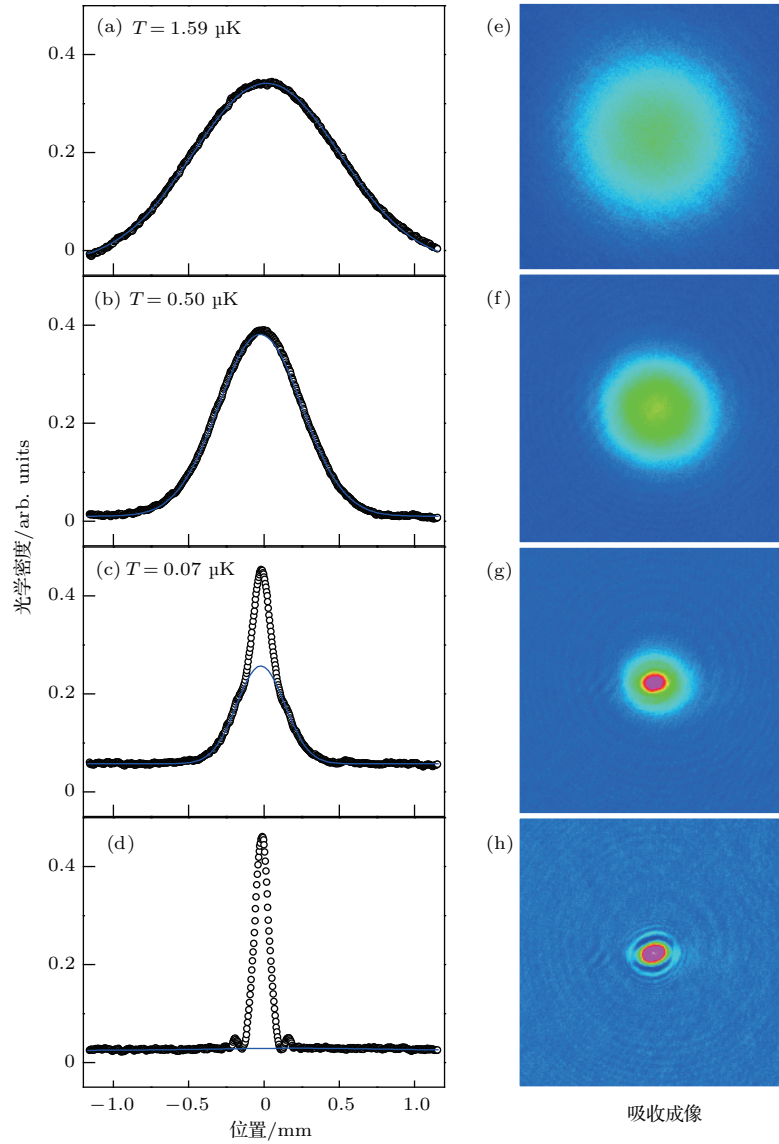


图4 (网刊彩色) 玻色-爱因斯坦凝聚体的形成过程, 左侧边栏表示原子气体的一维密度积分分布, 右侧边栏表示相应的吸收成像图 (图片大小: 1.62 mm × 1.62 mm), 原子自由飞行 40 ms (a), (e) 热原子气体; (b), (f) 临界状态; (c), (g) 热原子气体与玻色-爱因斯坦凝聚体共存; (d), (h) 玻色-爱因斯坦凝聚体

Fig. 4. (color online) Formation of BEC, the left row shows the optical density distribution of the atomic cloud, the right row is the absorption images of the atomic cloud, time of flight is 40 ms: (a), (e) Thermal gas; (b), (f) critical state; (c), (g) coexisting of thermal gas and BEC; (d), (h) BEC.

为  $5.0 \times 10^5$ , 整个制备过程历时 50 s. 玻色-爱因斯坦凝聚体的快速制备为下一步采用超冷原子结合电磁感应透明 (electromagnetic induced transparency) 实现原子在亚波长量级的光学势阱中特性的研究 [54,55] 以及在光晶格中实现超冷原子的量子态操控、实现几何相位的测量与拓扑特性的模拟 [56,57] 提供了实验平台.

参考文献

[1] Spielman I B 2009 *Phys. Rev. A* **79** 063613

[2] Lin Y J, Compton R L, Jiménez-García K, Phillips W D, Porto J V, Spielman I B 2011 *Nat. Phys.* **7** 531  
 [3] Kennedy C J, Burton W C, Chung W C, Ketterle W 2015 *Nat. Phys.* **11** 859  
 [4] Lin Y J, Compton R L, Jiménez-García K, Porto J V, Spielman I B 2009 *Nature* **462** 628  
 [5] Lin Y J, Compton R L, Perry A R, Phillips W D, Porto J V, Spielman I B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 130401  
 [6] Duan L M, Demler E, Lukin M D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 090402  
 [7] Huang Z, Zeng W, Gu Y, Liu L, Zhou L, Zhang W P 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 164201 (in Chinese) [黄珍, 曾文, 古艺, 刘利, 周鲁, 张卫平 2016 物理学报 **65** 164201]

- [8] 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
- [9] Weber T, Herbig J, Mark M, Nägerl H C, Grimm R 2003 *Science* **299** 232
- [10] Bradley C C, Sackett C A, Tollett J J, Hulet R G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [11] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [12] Bai J H, Lu X G, Miao X X, Pei L Y, Wang M, Gao Y L, Wang R Q, Wu L A, Fu P M, Zuo Z C 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 034206 (in Chinese) [白金海, 芦小刚, 缪兴绪, 裴丽娅, 王梦, 高艳磊, 王如泉, 吴令安, 傅盘铭, 左战春 2015 物理学报 **64** 034206]
- [13] Zhao X B, Xu Z X, Zhang L J, Wu Y L, Li S J, Wang H 2010 *Acta Sin. Quantum Opt.* **16** 196 (in Chinese) [赵兴波, 徐忠孝, 张利军, 武跃龙, 李淑静, 王海 2010 量子光学学报 **16** 196]
- [14] Zhang Z Y, Wu Y L, Xu Z X, Chen L R, Li S J, Wang H 2013 *Acta Sin. Quantum Opt.* **19** 340 (in Chinese) [张志英, 武跃龙, 徐忠孝, 陈力荣, 李淑静, 王海 2013 量子光学学报 **19** 340]
- [15] Meng Z M, Huang L H, Peng P, Chen L C, Fan H, Wang P J, Zhang J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 243202 (in Chinese) [孟增明, 黄良辉, 彭鹏, 陈良超, 樊浩, 王鹏军, 张靖 2015 物理学报 **64** 243202]
- [16] Esslinger T, Bloch I, Hänsch T W 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2664
- [17] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hänsch T W, Bloch I 2002 *Nature* **415** 39
- [18] Bakr W S, Peng A, Tai M E, Ma R, Simon J, Gillen J I, Fölling S, Pollet L, Greiner M 2010 *Science* **329** 547
- [19] Hofferberth S, Lesanovsky I, Fischer B, Schumm T, Schmiedmayer J 2007 *Nature* **449** 324
- [20] Fan H, Wang P J, Zhang J 2015 *Acta Sin. Quantum Opt.* **21** 351 (in Chinese) [樊浩, 王鹏军, 张靖 2015 量子光学学报 **21** 351]
- [21] Chai S J, Wang P J, Fu Z K, Huang L H, Zhang J 2012 *Acta Sin. Quantum Opt.* **18** 171 (in Chinese) [柴世杰, 王鹏军, 付正坤, 黄良辉, 张靖 2012 量子光学学报 **18** 171]
- [22] Wang P J, Chen H X, Xiong D Z, Yu X D, Gao F, Zhang J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4840 (in Chinese) [王鹏军, 陈海霞, 熊德智, 于旭东, 高峰, 张靖 2008 物理学报 **57** 4840]
- [23] Inouye S, Andrews M R, Stenger J, Miesner H J, Stamper-Kurn D M, Ketterle W 1998 *Nature* **392** 151
- [24] Bauer D M, Lettner M, Vo C, Rempe G, Dürr S 2009 *Nat. Phys.* **5** 339
- [25] Olf R, Fang F, Marti G E, Macrae A, Stamper-Kurn D M 2015 *Nat. Phys.* **11** 720
- [26] Bakr W S, Gillen J I, Peng A, Fölling S, Greiner M 2009 *Nature* **462** 74
- [27] Xie D Z, Bu W H, Yan B 2016 *Chin. Phys. B* **25** 053701
- [28] Deng S J, Shi Z Y, Diao P P, Yu Q L, Zhai H, Qi R, Wu H B 2016 *Science* **353** 371
- [29] Chen Y A, Huber S D, Trotzky S, Bloch I, Altman E 2011 *Nat. Phys.* **7** 61
- [30] Huang L H, Meng Z M, Wang P J, Peng P, Zhang S L, Chen L C, Li D H, Zhou Q, Zhang J 2016 *Nat. Phys.* **12** 540
- [31] Ji S C, Zhang J Y, Zhang L, Du Z D, Zheng W, Deng Y J, Zhai H, Chen S, Pan J W 2014 *Nat. Phys.* **10** 314
- [32] Li L, Qu Q Z, Wang B, Li T, Zhao J B, Ji J W, Ren W, Zhao X, Ye M F, Yao Y Y, Lü D S, Liu L 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 063201
- [33] Hung C L, Zhang X B, Gemelke N, Chin C 2008 *Phys. Rev. A* **78** 011604
- [34] Bouton Q, Chang R, Hoendervanger A L, Nogrette F, Aspect A, Westbrook C I, Clément D 2015 *Phys. Rev. A* **91** 061402
- [35] Mimoun E, Sarlo L D, Jacob D, Dalibard J, Gerbier F 2010 *Phys. Rev. A* **81** 023631
- [36] Clément J F, Brantut J P, Robert-de-Saint-Vincent M, Nyman R A, Aspect A, Bourdel T, Bouyer P 2009 *Phys. Rev. A* **79** 061406
- [37] Wohlleben W, Chevy F, Madison K, Dalibard J 2001 *Eur. Phys. J. D* **15** 237
- [38] Joffe M A, Ketterle W, Martin A, Pritchard D E 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 2257
- [39] Lison F, Schuh P, Haubrich D, Meschede D 1999 *Phys. Rev. A* **61** 013405
- [40] Dieckmann K, Spreeuw R J C, Weidemüller M, Walraven J T M 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3891
- [41] Schoser J, Batär A, Löw R, Schweikhard V, Grabowski A, Ovchinnikov Y B, Pfau T 2002 *Phys. Rev. A* **66** 023410
- [42] Regal C A, Greiner M, Jin D S 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 083201
- [43] Zwierlein M W, Stan C A, Schunck C H, Raupach S M F, Kerman A J, Ketterle W 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 120403
- [44] Salomon G, Fouché L, Lepoutre S, Aspect A, Bourdel T 2014 *Phys. Rev. A* **90** 033405
- [45] Lin Y J, Perry A R, Compton R L, Spielman I B, Porto J V 2009 *Phys. Rev. A* **79** 063631
- [46] Xiong D Z, Wang P J, Fu Z K, Zhang J 2010 *Opt. Express* **18** 1649
- [47] Klempt C, Henninger T, Topic O, Will J, Falke St, Ertmer W, Arlt J 2008 *Eur. Phys. J. D* **48** 121
- [48] Brink D M, Sukumar C V 2006 *Phys. Rev. A* **74** 035401
- [49] Petrich W, Anderson M H, Ensher J R, Cornell E A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3352
- [50] Heo M S, Choi J, Shin Y 2011 *Phys. Rev. A* **83** 013622
- [51] Naik D S, Raman C 2005 *Phys. Rev. A* **71** 033617
- [52] Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B 1999 arXiv: physics/9902072v1 [physics. atom-ph]
- [53] Xiong D Z, Wang P J, Fu Z K, Chai S J, Zhang J 2010 *Chin. Opt. Lett.* **8** 627
- [54] Wang D W, Liu R B, Zhu S Y, Scully M O 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 043602
- [55] Łaacki M, Baranov M A, Pichler H, Zoller P 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 233001
- [56] Li T, Duca L, Reitter M, Grusdt F, Demler E, Endres M, Schleier-Smith M, Bloch I, Schneider U 2016 *Science* **352** 1094
- [57] Duca L, Li T, Reitter M, Bloch I, Schleier-Smith M, Schneider U 2015 *Science* **347** 288

# Fast production of $^{87}\text{Rb}$ Bose-Einstein condensates\*

Chen Liang-Chao<sup>1)2)</sup> Meng Zeng-Ming<sup>1)2)</sup> Wang Peng-Jun<sup>1)2)†</sup>

1) (State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

2) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

( Received 26 October 2016; revised manuscript received 12 February 2017 )

## Abstract

A rapid atomic beam of rubidium ( $^{87}\text{Rb}$ ) is produced by two-dimensional magneto-optical trap (2D MOT), and then trapped by three-dimensional magneto-optical trap (3D MOT) with high vacuum for further cooling. After a process of optical molasses cooling, atoms are reloaded into a magnetic trap, where radio frequency (RF) evaporation cooling is implemented. The precooled atoms in the magnetic trap are then transferred into a far detuning optical dipole trap, where Bose-Einstein condensate (BEC) appears by further evaporation cooling. The 3D MOT is loaded to its maximum within 25 s and then BEC is prepared in 16 s. Due to the linear intensity of magnetic trap, the frequency can be scanned fast in the RF evaporation cooling process. In our experiment, the frequency scans from 39 MHz to 15 MHz in 6 s and then scans to 2 MHz in 5 s. The number of atoms in 3D MOT is about  $1 \times 10^{10}$ , and there are  $5 \times 10^5$  atoms in the BEC after a succession of cooling processes. To optimize the performances of 2D MOT, a special light path is constructed. And prisms with high reflectivity are used to reduce the imbalance between opposite propagating cooling beams. Furthermore, quarter-wave plates are used to keep the polarization state of the cooling beam when reflected by prisms or mirrors. The atoms are cooled to a temperature about 15  $\mu\text{K}$  in the magnetic trap by RF evaporation. In such a low temperature, the loss of magnetic trap (Majorana loss) will prevent the atoms from reaching a high density, and the atoms cannot be cooled further. To reduce the loss rate of the magnetic trap, the far blue detuning light (532 nm, 18 W) is added to plug the zero point of the magnetic trap. In the optically plugged magnetic trap, atoms with high density are cooled down enough, which gives a good start for the loading of optical dipole trap.

**Keywords:** two-dimensional magneto-optical trap, quadruple magnetic trap, Majorana loss, Bose-Einstein condensates

**PACS:** 37.10.De, 37.10.Gh, 67.85.Hj, 67.85.-d

**DOI:** 10.7498/aps.66.083701

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2016YFA0301602), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11234008, 11361161002, 11474188), and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2014011008.2).

† Corresponding author. E-mail: pengjun\_wang@sxu.edu.cn