论文

利用三维光晶格技术实现铯原子冷却的实验研究

王宏亮^{1,2}, 冯国胜¹, 李玉清¹, 武寄洲^{1,3*}, 马杰^{1,3}, 肖连团^{1,3}, 贾锁堂^{1,3}

1. 山西大学物理电子工程学院, 激光光谱研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006;

2. 晋城职业技术学院机械电子工程系, 晋城 048026;

3. 山西大学极端光学协同创新中心, 太原 030006

*联系人, E-mail: wujz@sxu.edu.cn

收稿日期: 2016-09-12; 接受日期: 2016-10-19; 网络出版日期: 2017-02-13

国家重点基础研究发展计划(编号: 2012CB921603)、教育部长江学者和创新团队发展计划(编号: IRT13076)、国家自然科学基金重大研究计划培育项目(编号: 91436108)、国家自然科学基金(编号: 61378014, 61308023, 61378015, 11434007)和教育部新教师基金(编号: 20131401120012)资助

摘要 激光冷却原子是超冷原子分子物理实验的基础, 在精密测量、量子模拟等研究中具有重要的意义. 为了获得温度更低, 密度更高的超冷铯原子样品作为制备超冷基态铯分子的起点, 本文实验展示了一种利用三维光晶格装载实现超冷铯原子温度进一步降低的方法, 有效克服了磁光阱中超冷原子辐射光子自吸收引起的加热问题. 在标准的磁光阱系统中获得超冷铯原子的基础上, 利用压缩磁光阱技术提高超冷铯原子的密度. 通过四束激光构建三维光晶格, 实现超冷铯原子的高效装载, 采用飞行时间法测量了原子的温度, 观察到温度由~60.0 μK 降低至~11.6 μK 的冷却结果. 同时研究了光晶格激光的频率与原子装载数目的关系, 发现在负失谐15.5 GHz时光晶格装载效率最高. 同时, 本文研究了利用光晶格减小超冷原子辐射光子自吸收引起的加热问题, 对于进一步降低铯原子温度的研究具有深远的意义.

关键词 原子冷却, 光晶格, 磁光阱**PACS:** 37.10.De, 07.05.Fb, 67.85.-d

1 引言

自20世纪90年代以来, 激光冷却技术逐步发展成熟, 成为实验室获得温度低于1 mK的超冷原子的主要方法. 超冷原子的出现, 大大扩展了传统原子与分子物理领域的研究范畴, 在冷原子喷泉钟、Feshbach共振、超冷分子和量子模拟等^[1-5]研究领域都取得了

令人瞩目的成就. 利用蒸发冷却技术, 可以将激光冷却的超冷原子温度进一步降低到nK量级, 进而实现了⁸⁷Rb, ²³Na, ⁷Li, ¹³³Cs等十几种元素的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)^[6-10]. 在这些凝聚体中, 原子间碰撞为单纯的s波散射^[11], s波的散射长度可以用来完全描述原子间的相互作用, 为研究少体基本物理问题、原子体系的量子操控等提供了极大的便利. 因此, 超冷碰撞及操

引用格式: 王宏亮, 冯国胜, 李玉清, 等. 利用三维光晶格技术实现铯原子冷却的实验研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 063001
Wang H L, Feng G S, Li Y Q, et al. 3D optical lattices cooling of ultracold Cs atoms (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2017, 47: 063001,
doi: 10.1360/SSPMA2016-00387

控超冷原子相互作用的理论和实验研究主要集中于s波的散射碰撞, 并且取得了丰富的研究成果^[12-14]. 但是, 由于理论模型相对复杂, 涉及高次分波碰撞的研究相对较少, 因此对于温度范围在几 μK 到十几 μK 超冷原子的碰撞性质的理解尚未完全清楚. 然而, 包含高次分波的碰撞研究对于理解由经典统计到量子统计的过渡过程, 以及利用高次分波各向异性特点操控超冷原子相互作用具有重要的意义. 美国斯坦福大学Chu教授小组^[15,16]在 $\sim 10\ \mu\text{K}$ 的超冷铯原子中实验研究了Feshbach共振中高次分波的散射特性. 理论方面, 印度科学院的Deb教授小组^[17,18]提出了通过相干光缔合并结合磁场操控高次分波的几种方案.

目前, 磁光阱(MOT)是获得超冷原子的主要手段, 但是通常只能将温度降到 $100\ \mu\text{K}$ 左右, 为了获得温度为几 μK 到十几 μK 的原子, 需要进一步冷却. 蒸发冷却显然能够实现这一目的, 但是作为获得原子BEC的主要手段, 实验操控难度较大, 且蒸发过程中原子损耗较大. 1998年Chu教授小组^[19]采用拉曼边带冷却技术, 得到了温度为 $2.8\ \mu\text{K}$, 密度为 $1.4 \times 10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ 的超冷铯原子样品, 为铯原子BEC的实现解决了关键性的技术难题. 主要工作原理是在磁场作用下原子的能级发生Zeeman分裂, 利用一束激光将布居在不同子能级的原子泵浦到一个暗态, 从而降低原子的温度. 但这一技术对原子的起始温度要求苛刻, 通常为 $\sim 10\ \mu\text{K}$ 左右, 而且实验方法较为复杂, 操作困难.

考虑到在激光冷却原子的过程中, 阻碍原子温度降低的主要因素之一是原子吸收自发辐射的光子引起的加热问题. 将原子装载到大失谐的光晶格中进行冷却, 可以有效克服这一影响. 光晶格是指对向传输的激光在空间干涉形成的周期分布, 通过与中性原子的偶极相互作用, 形成原子的偶极势网格. 一维或二维光晶格通常是由一对或两对正交的驻波来形成的, 三维的光晶格可由三对正交的驻波^[20]或四束^[21]激光来形成. 本文发展了一种简单而有效的冷却原子的方法, 在MOT中获得温度为 $\sim 60.0\ \mu\text{K}$ 的超冷铯原子的基础上, 采用四束远失谐的激光构建三维光晶格, 通过光晶格装载原子并保持一段时间, 有效地克服了原子自吸收以及原子间碰撞引起的加热, 实现了对原子的进一步冷却. 同时研究了光晶格的实验参数, 以及激光的偏振方向和频率对光晶格原子装载的影响. 通过飞行时间法拟合得到超冷原子的温度.

2 实验装置与时序控制

实验装置如图1所示. 在一个真空度为 $4 \times 10^{-8}\ \text{Pa}$ 的单腔MOT中获得超冷铯原子. 六束互相对射的俘获光由半导体激光器(Topic, DL100)提供, 通过声光调制器(AOM)偏频将频率锁定在铯原子的超精细跃迁线 $6S_{1/2}\ F=4 \rightarrow 6P_{3/2}\ F'=5$ 负失谐 $12\ \text{MHz}$ 处, 每束光的功率为 $4.5\ \text{mW}$, 再泵浦光由半导体激光器(Topic, DLpro)提供, 频率锁定在铯原子的跃迁线 $6S_{1/2}\ F=3 \rightarrow 6P_{3/2}\ F'=4$ 上, 功率为 $2.2\ \text{mW}$. 一组反亥姆霍兹线圈提供的四极磁场梯度为 $8\ \text{G/cm}$. 我们同时采用三组亥姆霍兹线圈在空间三维方向对MOT中心进行地磁和其他杂散磁场的补偿. 有关在MOT中冷却和俘获超冷中性原子的详细描述可参考文献[22].

MOT装载原子之后, 开始进行压缩磁光阱(CMOT)^[23]过程, 其具体操作的时序如图2所示, $25\ \text{ms}$ 时间内将磁场梯度从 $8\ \text{G/cm}$ 线性增加到 $30\ \text{G/cm}$, 同时俘获光的频率从负失谐 $12\ \text{MHz}$ 调整到负失谐 $45\ \text{MHz}$, 俘获光功率减小到 $3\ \text{mW}$, 再泵浦光的功率减小到 $200\ \mu\text{W}$, 在 $40\ \text{ms}$ 时间内保持这些参数不变.

CMOT过程结束后, 原子的密度约为 $10^{11}\ \text{cm}^{-3}$, 温度为 $60.0\ \mu\text{K}$. 图3(a)中所示为释放原子后通过吸收成像法获得的超冷原子分布结果图.

关闭反亥姆霍兹线圈形成的梯度磁场以及俘获光和再泵浦光, 同时快速打开光晶格激光(考虑激光开关的反应时间, 光晶格激光通常需要提前 $0.5\ \text{ms}$ 开启), 将原子装载到三维光晶格中. 三维光晶格通常是由三对相互正交的驻波(六束激光)叠加产生的, 而激光的光束越多, 光场越复杂. 在文献[24]中指出可以用 $(d+1)$

图1 (网络版彩图)实验装置示意图, 其中红光代表光晶格激光

Figure 1 (Color online) Schematic diagram of experiment setup, the red laser represent the optical lattices laser.

图2 (网络版彩图)实验过程中的时序控制示意图

Figure 2 (Color online) Schematic diagram of sequence control in the experiment.

图3 (网络版彩图) (a) 表示CMOT结束后超冷原子释放后的分布结果图, (b) 装载到光晶格的超冷原子释放后的分布结果图

Figure 3 (Color online) Distribution of atoms released from the CMOT (a) and the optical lattices (b).

维的光束来形成 d 维的光晶格, 结合文献[25]中对三维简并拉曼边带冷却的描述, 我们采用了四束激光形成三维光晶格. 在图1中, 红光代表光晶格激光, 处于 y 轴方向上的光束2和光束3互相对射形成驻波, 光束1和光束4作为行波, 分别处于 x 轴和 z 轴, 四束光都是线偏振光, 其偏振方向对原子的装载至关重要. 在我们的实验中, 光束2和光束3的偏振方向以 z 轴为参考, 分别与它成 $\pm 10^\circ$ 的夹角, 光束1和光束4的偏振方向处于 x - z 平面内, 实验发现在这样的偏振条件下原子的装载率最高. 四束光晶格激光由半导体激光器(Topic, TA100)提供, 每束光的功率为25 mW, 光斑半径约为1 mm($1/e^2$).

光晶格激光的频率对原子装载的影响非常明显, 实验中利用一台高精度波长计(WS/7S)来监测光晶格激光的频率, 我们从铯原子的超精细跃迁线 $6S_{1/2} F=3 \rightarrow 6P_{3/2} F'=4$ 处开始增加频率的负失谐, 原子的装载率

缓慢增加, 在负失谐15.5 GHz处, 原子的装载率最大, 约为70%, 随着失谐的继续增大, 装载率开始快速减小, 当负失谐增加到21 GHz后光晶格中原子装载率几乎为0. 在我们的实验中, 将原子装载到光晶格中, 并在光晶格中保持10 ms, 然后关闭光晶格并释放原子.

我们利用吸收成像法来测量原子的数目, 吸收光同样由半导体激光器(Topic, DL100)提供, 吸收成像的结果由一台高精度的电荷耦合器件(Apogee, CCD)记录. 通过CCD采集的数据, 利用飞行时间法拟合获得原子的温度. 实验过程中需要对磁场, 激光进行精确的控制, 以及合理控制原子从MOT到CMOT, 再到光晶格的装载与释放. 所有激光的开关, 以及频率和光强的改变都是通过AOM来控制的, 磁场的改变以及瞬间开关是由场效应管(FET)和一个反馈积分电路的配合来实现的.

3 实验结果与分析

图3(b)所示为装载到光晶格中的原子在释放后的分布结果图. 光晶格冷却原子的工作原理, 其本质上是孤立原子束缚在分立的格子中, 极大地减弱原子与原子之间的相互作用, 并抑制原子对自发辐射产生光子的重新吸收. 光晶格激光与原子的相互作用包含偶极力和散射力. 偶极力把原子束缚在光晶格中, 散射力与原子的冷却有关[26]. 在光晶格激光形成的驻波中, 当我们把激光频率调至负失谐于原子的共振跃迁线时, 原子趋向于激光光强最大的区域. 散射力正比于原子的自发辐射率, 随激光频率失谐的平方的增大

而减小, 因此失谐越大, 自发辐射就会越小, 原子的冷却效果也就越明显. 但光晶格的阱深随失谐的增大而线性减小, 太大的失谐会影响原子的装载. 公式(1)表示原子的装载数目与光晶格激光的频率失谐关系:

$$N = N_0 + \alpha \frac{\Gamma^2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + \beta \frac{1}{\delta}, \quad (1)$$

其中 N_0 是拟合参数, α 是光晶格激光与原子相互作用的比例因子, Γ 是原子的自然线宽, δ 是 $6S_{1/2} F=3 \rightarrow 6P_{3/2} F'=4$ 共振跃迁频率 ω_0 与激光频率 ω 之差, β 是激光频率失谐对光晶格势阱影响的比例因子. 通过实验发现当负失谐15.5 GHz时光晶格装载的原子数目最多.

将原子装载到光晶格后, 关闭光晶格激光, 测量原子的数目为 2.3×10^7 , 装载效率约为70%. 原子从光晶格释放后, 在重力的作用下开始下落, 并自由膨胀, 利用CCD可以观测并记录原子的空间分布. 图4所示为光晶格装载后将原子自由释放1, 5和12 ms的分布结果图, 以及对应的在水平方向上的光学密度分布.

为了获得超冷原子的温度, 我们采用公式(2)^[27]拟合:

$$\sigma_x^2(t) = \sigma_x^2(0) + \frac{\sigma_p^2}{m^2} t^2, \quad (2)$$

这里 $\sigma_x(0)$ 和 $\sigma_x(t)$ 分别表示初始时刻与 t 时刻原子空间高斯分布的宽度, m 表示原子的质量, σ_p 表示原子的动量分布, 可由式 $T = \sigma_p^2 / (mk_B)$ 给出, 其中 T 是原子的温度, k_B 是玻尔兹曼常数.

改变从光晶格释放到CCD探测原子的时间, 我们获得了原子自由飞行的演化数据, 图5所示为装载到光晶格的原子温度拟合的结果, 其中横坐标为原子释放的时间, 纵坐标为 t 时刻原子在水平方向上高斯分布对应的半宽.

利用公式(2)拟合得到原子的温度为 $(11.63 \pm 2.58) \mu\text{K}$, 其中误差包括系统误差和拟合误差, 系统误差主要来源于原子在MOT以及光晶格中的装载过程. 我们每一次实验都在十几秒内完成, 利用吸收成像法测得的原子数目的浮动在10%左右, 因此系统误差是不可忽略的.

通过三维光晶格装载原子是一种有效的冷却原子的方法, 制备出的超冷原子可以进行原子的高次分

图4 (网络版彩图) (a), (c), (e) 分别表示光晶格装载过程结束后, 原子自由释放1, 5和12 ms的分布结果图, (b), (d), (f) 表示对应的水平方向上的光学密度分布

Figure 4 (Color online) Distribution of atoms released from the optical lattices at 1 ms (a), 5 ms (c), 12 ms (e), and (b), (d), (f) represent the corresponding optical density distribution.

图5 (网络版彩图)原子的温度拟合示意图

Figure 5 (Color online) Fitting the atomic temperature.

波等方面的研究. 但光晶格冷却原子的最低温度为 $11 \mu\text{K}$ 左右, 其中限制原子温度继续降低的原因之一是其初始温度较高. 因此在下一步的实验中, 可以采

用Zeeman减速等方法来降低原子的初始速度, 从而在MOT中获得温度更低的原子. 同时在MOT之后采用光学粘团等技术对原子进行预降温. 在这样的实验条件下通过光晶格装载冷却方法, 可以将原子冷却到更低的温度.

4 结论

本文实验演示了一种三维光晶格装载原子的方法, 实现了将MOT中获得的超冷铯原子的温度由

~60.0 μK 降低到~11.6 μK , 且原子数目维持在70%左右. 研究了光晶格激光的偏振方向与频率对原子装载的影响, 通过实验测量得到光晶格装载率最大时对应的激光频率为铯原子超精细跃迁线 $6S_{1/2} F=3 \rightarrow 6P_{3/2} F'=4$ 负失谐15.5 GHz. 利用飞行时间法拟合获得了超冷原子的温度. 研究结果表明采用三维光晶格技术, 在保证原子数量损失较小的前提下, 可以实现超冷原子温度的有效冷却, 对开展超冷原子高次分波Feshbach共振等研究具有重要意义.

参考文献

- Niering M, Holzwarth R, Reichert J, et al. Measurement of the hydrogen 1S-2S transition frequency by phase coherent comparison with a microwave cesium fountain clock. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 5496–5499
- Chin C, Grimm R, Julienne P, et al. Feshbach resonances in ultracold gases. *Rev Mod Phys*, 2010, 82: 1225–1286
- Ma J, Wu J, Chen G, et al. Experimental determination of the rotational constants of high-lying vibrational levels of ultracold Cs_2 in the 0_g^- purely long-range state. *J Phys Chem Lett*, 2013, 4: 3612–3617
- Zhao Y T, Yuan J P, Ji Z H, et al. The temperature measurement for the ultracold Cs_2 molecules formed by photoassociation (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2014, 63: 193701 [赵延霆, 元晋鹏, 姬中华, 等. 光缔合制备超冷铯分子的温度测量. *物理学报*, 2014, 63: 193701]
- Georgescu I M, Ashhab S, Nori F. Quantum simulation. *Rev Mod Phys*, 2014, 86: 153–185, arXiv: 1308.6253
- Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 1995, 269: 198–201
- Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys Rev Lett*, 1995, 75: 3969–3973
- Bradley C C, Sackett C A, Tollett J J, et al. Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. *Phys Rev Lett*, 1995, 75: 1687–1690
- Robert A, Sirjean O, Browaeys A, et al. A Bose-Einstein condensate of metastable atoms. *Science*, 2001, 292: 461–464
- Weber T, Herbig J, Mark M, et al. Bose-Einstein condensation of cesium. *Science*, 2003, 299: 232–235
- Kraemer T, Mark M, Waldburger P, et al. Evidence for Efimov quantum states in an ultracold gas of caesium atoms. *Nature*, 2006, 440: 315–318
- Dong G, Hu B. Management of Bose-Einstein condensates by a spatially periodic modulation of the atomic s-wave scattering length. *Phys Rev A*, 2007, 75: 013625
- Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S. Theory of ultracold atomic Fermi gases. *Rev Mod Phys*, 2008, 80: 1215–1274, arXiv: 0706.3360
- Vidanović I, Balaž A, Al-Jibbouri H, et al. Nonlinear Bose-Einstein-condensate dynamics induced by a harmonic modulation of the s-wave scattering length. *Phys Rev A*, 2011, 84: 013618, arXiv: 1106.4686
- Chin C, Vuletić V, Kerman A J, et al. High resolution feshbach spectroscopy of cesium. *Phys Rev Lett*, 2000, 85: 2717–2720
- Chin C, Vuletić V, Kerman A J, et al. Precision Feshbach spectroscopy of ultracold Cs_2 . *Phys Rev A*, 2004, 70: 032701
- Deb B, Hazra J. Manipulating higher partial-wave atom-atom interactions by strong photoassociative coupling. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 023201, arXiv: 0903.1485
- Deb B. Resonant manipulation of d-wave interaction of cold atoms with two lasers and a magnetic field. *Phys Rev A*, 2012, 86: 063407, arXiv: 1205.0644
- Vuletić V, Chin C, Kerman A J, et al. Degenerate Raman sideband cooling of trapped cesium atoms at very high atomic densities. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 5768–5771
- Hemmerich A, Hänsch T W. Two-dimensional atomic crystal bound by light. *Phys Rev Lett*, 1993, 70: 410–413
- Grynberg G, Lounis B, Verkerk P, et al. Quantized motion of cold cesium atoms in two- and three-dimensional optical potentials. *Phys Rev Lett*, 1993, 70: 2249–2252
- Zhang Y C, Wu J Z, Ma J, et al. Research on improve the SNR of ultracold cesium molecule rovibronic spectrum via best optimization parameter control. *Acta Phys Sin*, 2010, 59: 5418
- Yang L S, Han B T, Hong D S, et al. Loading and compression of a large number of rubidium atoms using a semi-dark type magneto-optical trap.

- Chin J Phys, 2007, 45: 606
- 24 Kerman A J. Dynamical Properties of Ultracold Atomic Ensemble in Optical Lattice. Dissertation for Doctoral Degree. Palo Alto: Stanford University, 2005
- 25 Kerman A J, Vuletić V, Chin C, et al. Beyond optical molasses: 3D Raman sideband cooling of atomic cesium to high phase-space density. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 439–442
- 26 Zhao X D. Raman Sideband Cooling and Cold Atomic Collisions in Optical Lattices (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Shanghai: East China Normal University, 2010 [赵兴东. 光晶格中超冷原子系综的动力学性质. 博士学位论文. 上海: 华东师范大学, 2010]
- 27 Xiong D Z. Manipulation of Quantum Degenerate 40K-87Rb Fermi-Bose Mixtures in Magnetic and Optical trap. Dissertation for Doctoral Degree. Taiyuan: Shanxi University, 2010 [熊德智. 87Rb和40K玻色费米量子简并混合气体在磁阱和光阱中的操控. 博士学位论文. 太原: 山西大学, 2010]

3D optical lattices cooling of ultracold Cs atoms

WANG HongLiang^{1,2}, FENG GuoSheng¹, LI YuQing¹, WU JiZhou^{1,3*},
MA Jie^{1,3}, XIAO LianTuan^{1,3} & JIA SuoTang^{1,3}

¹State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy,
College of Physics and Electronics Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China;

²Department of Mechanical and Electronic Engineering, Jincheng Institute of Technology, Jincheng 048026, China;

³Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China

Laser cooling of atoms is the basis of researches on ultracold atoms and molecules. It is of great importance in the study of precision measurement and quantum simulation, etc. In order to obtain ultracold cesium atomic sample with a lower temperature and a higher density, as the starting point to create ultracold cesium ground state molecules, we demonstrate in this article a method which effectively overcomes the heating from the reabsorption of scattered light in magneto-optical trap to further reduce the ultracold atomic temperature by loading atoms into a 3D optical lattices. Based on obtaining the ultracold Cs atoms in a standard magneto-optical trap, we use the compressed magneto-optical trap technology to increase ultracold Cs atomic density. Efficient loading of ultracold Cs atoms is achieved by 3D optical lattices which constructed by four lasers; the temperature of the atoms is measured by time-of-flight method. We observed the cooling result that the temperature drops from $\sim 60.0 \mu\text{K}$ to $\sim 11.6 \mu\text{K}$. We also explore the dependence of the atom numbers in the lattice on the frequency of lattice lasers, and lead to the conclusion that the loading rate of the optical lattices reaches its maximum when the lattices laser's detuning is -15.5 GHz . In the meantime, this paper investigates the use of optical lattice to suppress the heating of the ultracold atoms due to the radiation photons, in this sense, our research has far-reaching significance. Our scheme is advantageous due to its relaxed starting temperature requirement, meaning that 3D DRSC can be directly accomplished in a standard single cell vapour-loaded MOT without reliance on any additional devices such as a Zeeman slower.

atoms cooling, optical lattices, magneto-optical trap

PACS: 37.10.De, 07.05.Fb, 67.85.-d

doi: 10.1360/SSPMA2016-00387