

基于 $^{87}\text{Rb}$ 原子的大失谐光晶格的设计与操控

魏春华 颜树华 杨俊 王国超 贾爱爱 罗玉昆 胡青青

Design and control of large-detuned optical lattice based on  $^{87}\text{Rb}$  atoms

Wei Chun-Hua Yan Shu-Hua Yang Jun Wang Guo-Chao Jia Ai-Ai Luo Yu-Kun Hu Qing-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 010701 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.010701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.010701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I1>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于本征荧光的生物气溶胶测量激光雷达性能

Research and analysis on lidar performance with intrinsic fluorescence biological aerosol measurements

物理学报.2016, 65(20): 200701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.200701>

一种以压力一维均匀分布为特征的长条形对顶压砧

A strip anvil apparatus with linear uniform pressure distribution

物理学报.2016, 65(10): 100701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.100701>

X射线脉冲星导航系统导航精度的研究

Research of the navigation accuracy for the X-ray pulsar navigation system

物理学报.2012, 61(20): 209702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.209702>

基于 $^{87}\text{Rb}$ 原子的大失谐光晶格的设计与操控

Design and control of large-detuned optical lattice based on  $^{87}\text{Rb}$  atoms

物理学报.2017, 66(1): 010701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.010701>

# 基于 $^{87}\text{Rb}$ 原子的大失谐光晶格的设计与操控\*

魏春华<sup>1)2)</sup> 颜树华<sup>1)2)†</sup> 杨俊<sup>1)2)</sup> 王国超<sup>1)3)</sup> 贾爱爱<sup>1)2)</sup>  
罗玉昆<sup>1)2)</sup> 胡青青<sup>1)2)</sup>

1)(国防科技大学仪器科学与技术系, 长沙 410073)

2)(国防科技大学量子信息学科交叉中心, 长沙 410073)

3)(火箭军工程大学, 西安 710025)

(2016年7月20日收到; 2016年9月5日收到修改稿)

提出了一种基于 $^{87}\text{Rb}$ 原子的大失谐光学晶格的设计方案, 详细介绍了光晶格光束的校准、频率失谐的调整以及光强输出的控制方式. 在磁光阱和偏振梯度冷却的基础上, 研究了光学晶格的总光强和频率失谐等参数对原子装载的影响, 实现了光晶格中冷原子的绝热装载与卸载. 通过光强调制的方法, 测量了光晶格的振动频率. 光晶格的引入, 使得温度降低为原有的 $1/3$ . 涉及的系统设计和结论对其他碱金属原子光晶格的实验设计具有参考价值.

**关键词:** 冷原子, 光晶格, 偏振梯度冷却

**PACS:** 07.05.Fb, 37.10.Vz, 37.10.Gh

**DOI:** 10.7498/aps.66.010701

## 1 引言

激光冷却原子技术能够制备低温、高密度的原子团, 具有重要的实际意义. 自该技术实现以来已被广泛应用于不同研究领域, 如原子钟<sup>[1,2]</sup>、原子干涉仪<sup>[3-5]</sup>、原子光学<sup>[6]</sup>、量子计算<sup>[7]</sup>、量子通信<sup>[8]</sup>以及玻色-爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein condensation, BEC)<sup>[9,10]</sup>等.

俘获冷原子团最常用的方法是磁光阱(magnetic-optic traps, MOT), 该方法基于多普勒冷却机制, 能够获得亚mK温度的原子团. 亚多普勒温度在光学黏胶中的成功观测<sup>[11]</sup>, 为科研人员不断进行探索和研究能够获得更低温度、更高原子团密度的激光冷却技术起到了推动作用. 但与此同时, 人们发现在原子激光冷却过程中, 高空间密度和低温两者间存在冲突<sup>[12,13]</sup>. 激光冷却需要利用到自发辐射, 而自发辐射的光子可能被其他原子重

吸收. 重吸收引起的加热效应随着原子团密度的增加而增强, 导致平均温度的升高<sup>[14,15]</sup>. 蒸发冷却技术的提出, 能够有效地克服原子团密度增加而引起的加热效应, 制备BEC原子团<sup>[16]</sup>. 但蒸发冷却只能在原子团装载进入磁阱或光偶极阱后才能进行, 激光冷却期间原子密度增加引起的加热效应仍然是一个问题, 因为它严重地限制了能够被装载的原子数. 因此, 研究简单高效的激光冷却技术, 以同时获得更高密度和更低温度的原子团具有很大的实际意义.

本文提出了一种基于 $^{87}\text{Rb}$ 原子的大失谐光晶格的设计方案, 详细地介绍了光晶格光束的校准、失谐的操控以及光强输出的控制. 实验中, 我们测量并分析了功率和失谐对光晶格装载的影响; 通过光强调制, 测量了光晶格的振动频率; 最后, 我们将原子团装载进入光晶格进行偏振梯度冷却(polarization gradient cooling, PGC)过程, 有效地

\* 国家自然科学基金(批准号: 51275523)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20134307110009)、湖南省研究生科研创新项目(批准号: CX20158015)和国防科技大学优秀博士研究生创新资助项目(批准号: B150305)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [yanshuhua996@163.com](mailto:yanshuhua996@163.com)

降低了密度引起的加热效应,使得原子团温度降低为原有的1/3. 实验方案简单实用,仅仅通过一台普通的外腔半导体激光器和一个锥形放大器,实现对光晶格各项指标的灵活控制. 此外,本系统方案能够扩展到更高的光学晶格维度,也能够扩展应用于其他种类的原子.

## 2 实验方案及实验系统

相向传播的激光束干涉所形成的驻波场中,存在着光强的空间梯度,光学晶格周期势阱即可通过相向传播的激光束形成驻波场来构建. 本系统中所设计的  $N$  ( $N = 1, 2$ ) 维光学晶格可以采用  $N+1$  束激光束来构建(对于一维光学晶格,可采用两束激光来构建,二维光学晶格则可采用三束激光来构建). 一维光晶格由一束垂直方向的光和一个反射

镜组成,通过调整反射镜使入射光与反射光重合. 二维光晶格由一对垂直方向的光和一束水平方向的光组成,所有光均为线偏振. 在光束进入腔体之前,放置1/2波片来调节偏振.

实验系统中所有激光器均采用外腔半导体激光器. 由于激光器本身出射功率较低(约60 mW),而光晶格往往需要较大的功率,因此将激光器出射的光作为种子光耦合进入锥形放大器,在进入腔体之前经由一根单模保偏光纤对光斑进行空间滤波. 在进入真空腔之前经由一个偏振分光棱镜(polarized beam splitter, PBS),能够使晶格光的偏振进一步清洁,在PBS另一侧放置一个光电探测器(photoelectric detector, PD),用以监测光晶格装载和卸载时功率的变化过程. 光晶格的激光系统如图1所示.

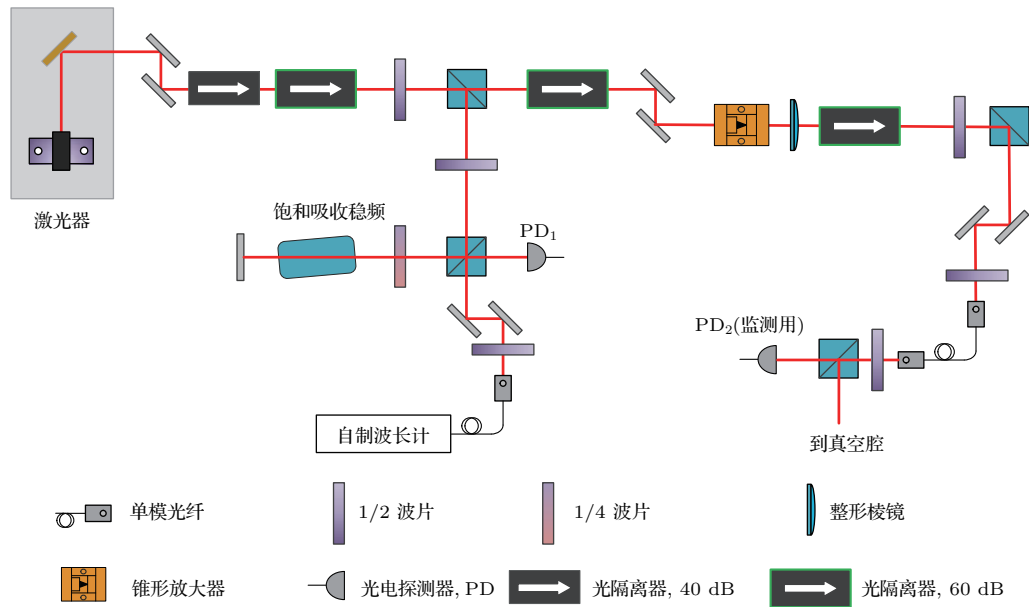


图1 (网刊彩色) 光晶格光路系统结构图

Fig. 1. (color online) Laser setup for the optical lattice.

### 2.1 晶格光束的校准

由于光学晶格光斑较小,而实验中要求光学晶格的激光束交汇区与磁光阱和光学黏团的中心且尽可能地重合,因此在实验中需要仔细调节.

首先进行初步的粗调,将光晶格的频率通过饱和吸收谱锁在MOT的囚禁频率( $F = 2 \rightarrow F' = 3$ )上,通过共振实时的破坏、吹走MOT原子团来调整光束位置. 这个过程相对比较简单,将晶格光的

光束通过简单调整射入真空腔,此时系统设置为MOT连续工作模式,一边粗调一边来观察CCD上MOT的变化,将光束调整到MOT中心.

当粗调完成后,需要进行更精细的调整校准. 细调的核心思想是将晶格光作为回泵光使用. 在MOT装载即将结束前,关闭回泵光,将原子团抽运到  $F = 1$  基态;在MOT结束时,光晶格以脉冲形式打开约几百微秒(此时光晶格的频率锁定在  $F = 1 \rightarrow F' = 2$ );在最终MOT成像时,保持回泵

光关闭, 仅仅探测被晶格光再抽运的原子团. 这种方法借助再抽运的原子团, 实际成像的原子团即为晶格光的实际位置. 通过重复上述过程, 使得所有晶格光束被精确地校准.

## 2.2 光晶格失谐的调整与控制

光晶格失谐的调整通过改变激光二极管的电流和压电陶瓷的偏置电压来实现. 参考文献 [17] 中的设计, 我们自制了高精度光频率计, 能够实时测量晶格光的频率并通过软件 PID 来反馈锁定激光频率. 其基本原理为利用光栅衍射时, 不同光波长的衍射角不同, 通过 CCD 探测像素点变化来测量光频率的变化. 该方案结构简单, 精度较高 (频率测量精度优于 1 GHz), 且仅仅需要 10  $\mu$ W 的功率耦合进入光纤. 实物图如图 2 所示.

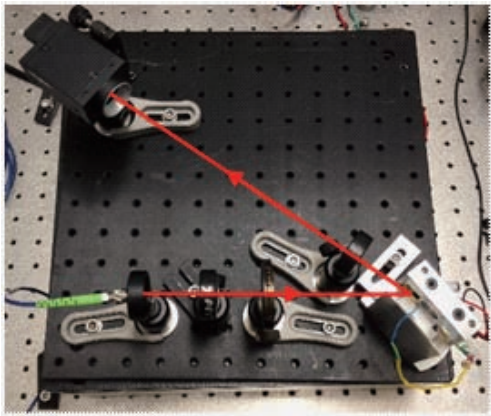


图 2 (网刊彩色) 自制光栅衍射光波长计实物图  
Fig. 2. (color online) Compact home-made diffraction grating laser wavemeter.

## 2.3 光晶格的输出控制

通过一个多功能信号发生器 (Agilent 33250 A) 和激光二极管电流驱动器 (PLD 5000) 控制流过锥形放大器的电流, 从而控制光晶格的输出强度. 这种方案最早是由斯坦福大学的 Kasevich 教授提出并得到验证的 [18], 非常适合在短时间内需要大功率输出的情况下使用. 本系统中采用此种方案, 省去了额外的声光调制器 (acousto-optic modulator, AOM) 来控制光强, 同时也避免了使用 AOM 造成的功率损失. 在时序系统中, 当 NI 板卡给信号发生器一个触发信号, Agilent 33250A 就会将预先写入的信号波形输出来控制 PLD 5000 的输出电

流, 进而控制锥形放大器的输出功率, 通过这种方式来控制光晶格的装载与卸载.

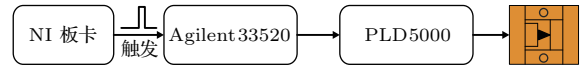


图 3 光晶格输出控制结构图

Fig. 3. The output construction of the optical lattice.

## 3 实验结果与讨论

### 3.1 光晶格的绝热装载与卸载

由于冷原子团对光晶格装载和卸载时的波形十分敏感, 因此需要使用合适的电流波形注入锥形放大器, 否则将会加热原子团. 根据文献 [19] 所述, 本文中光晶格绝热的卸载采用公式

$$I(t) = \frac{I(0)}{(1 + \Gamma_A t)^2}, \quad (1)$$

其中  $I(0)$  为初始光强,  $\Gamma_A$  为卸载时间尺度. 由于卸载时间是一个需要根据实验测试决定的参数, 我们将不同的卸载时间写入信号发生器, 不断优化以实现绝热卸载. 光晶格的装载相对比较简单, 只需要光强线性地增加. 本实验系统中装载和卸载时间分别为 3 ms 和 1.5 ms.

光晶格的绝热装载与卸载结果如图 5 所示.  $^{87}\text{Rb}$  原子团在偏振梯度冷却结束前的 3 ms 开始装载, 装载过程为光强在 3 ms 内线性递增. 图 5 中原子团在装载进一维光晶格 (20 GHz 红失谐) 后保持 10 ms, 而后绝热释放. 在共振成像前, 原子团自由飞行 15 ms. 从图 4 中可以清楚地看到, 随着光强的增加, 更多的原子团被俘获进入晶格中. 此外, 在这个失谐时, 虽然光晶格功率变化, 原子团总数不变 ( $4 \times 10^7$  个).

在保持装载时序参数不变, 固定光晶格光强为 200 mW 的同时改变光晶格的失谐, 实验结果如图 5 所示. 从图 5 可以看出, 失谐对原子团装载以及加热的影响比功率更加敏感. 随着失谐增加, 光晶格的势阱深度降低, 而此时却能够囚禁更多的原子. 这是由于散射率正比于  $I/\delta^2$ , 而光晶格的阱深正比于  $I/\delta$  (其中  $I$  为光强,  $\delta$  为失谐). 随着失谐的增加, 近共振引起的加热效应降低得更快, 因此能够囚禁更多的原子.

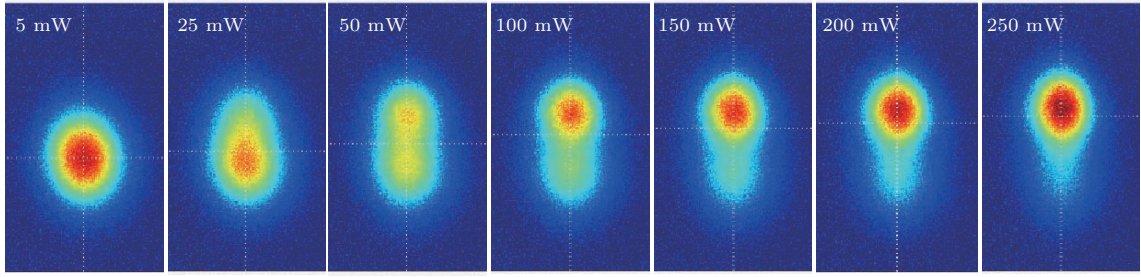


图4 (网刊彩色) 光晶格的绝热装载 (20 GHz 红失谐) 原子团在光晶格中保留 10 ms, 之后绝热释放, 成像前自由飞行 15 ms, 因此顶端的原子团自由下落 15 ms, 底端的原子团自由下落 25 ms

Fig. 4. (color online) Adiabatically loading process of the optical lattice with red detuning of 20 GHz. Trapped atoms are loaded adiabatically using a 3 ms linear ramp beginning 3 ms before the end of the PGC. Atoms are held in the lattice for 10 ms, and then released adiabatically to free flight for 15 ms before imaging. So that the top and bottom atom clouds have a drop time of 15 ms and 25 ms respectively.

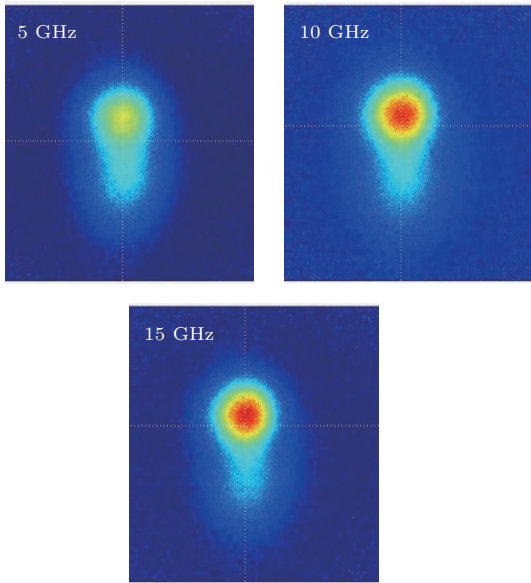


图5 (网刊彩色) 光功率为 200 mW 时失谐对光晶格装载的影响 越接近共振, 加热引起的丢失原子现象越明显  
Fig. 5. (color online) The influence of laser detuning on the loading of optical lattice with laser intensity of 200 mW. Closer to the resonance frequency, the phenomenon of losing atoms due to heating is more obvious.

### 3.2 光晶格的振动频率测试

振动频率是光晶格的一项重要指标, 许多文献 [20, 21] 中均给出了振动频率的理论计算公式, 但是在实际实验中难免会存在一定的偏差. 本文通过实验的方法测得了光晶格的振动频率. 实验过程为有意地调制光晶格的强度, 当调制频率为光晶格振动频率的两倍时, 光晶格对原子团的加热效应最为明显, 可以通过探测光晶格俘获的原子数目来测量光学晶格的振动频率. 实验结果如图 6 所示, 图 6(a) 为 PD<sub>2</sub> 监测到的光晶格输出波形, 图 6(b)

为不同的调制频率所对应的归一化原子团个数. 从图中可以清楚地看出, 调制频率为 150 kHz 时, 原子团数目最少, 光晶格的振动频率约为 75 kHz.

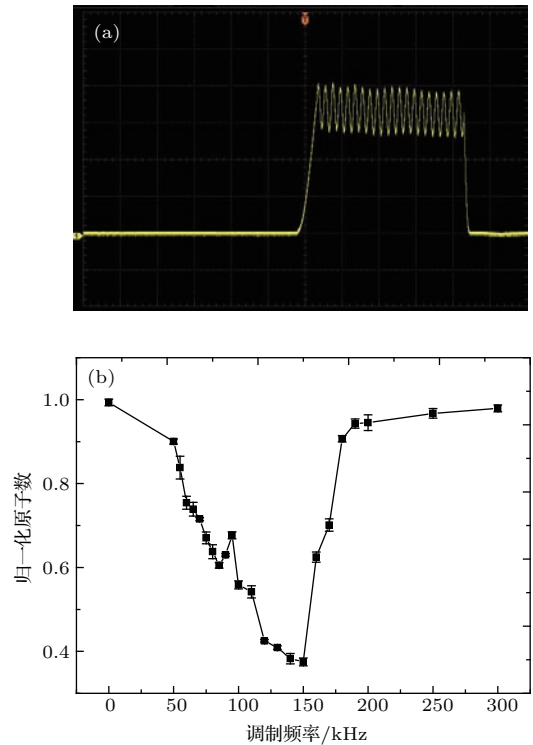


图6 (a) 探测器 PD<sub>2</sub> 监测到的光强调制信号; (b) 二维光晶格光强调制频率与原子数的关系

Fig. 6. (a) The intensity modulation output of lattice laser monitored by PD<sub>2</sub>; (b) the curve of the modulation frequency for the 2D optical lattice changes with atom number.

### 3.3 光晶格对原子团的冷却

实验中, 首先在铷原子磁光阱中制备冷原子. 铷原子磁光阱的典型参数如下: 真空度约  $3 \times 10^{-7}$  Pa, 六束冷却光总功率 200 mW, 失谐量

为  $-20$  MHz, 反抽运光总功率为  $15$  mW, 冷却光和反抽运光的光束直径均约为  $20$  mm, 反向亥姆霍兹线圈对的轴向磁场梯度为  $10$  G/cm, 装载  $200$  ms 后得到稳态原子数约为  $4 \times 10^7$  个. 此时原子团温度较高, 需要进行 PGC 过程进一步冷却原子团: 通过时序控制系统快速关断磁光阱的梯度磁场, 同时, 在  $15$  ms 内通过调节 AOM 将冷却光的失谐量从  $20$  MHz 加大到  $100$  MHz (随着失谐的增加, 冷却光的功率随之自动降低). 经过 PGC 后, 原子团的温度约为  $15$   $\mu$ K.

接下来, 我们将原子团装载进入光学晶格中进

行 PGC 的过程, 在 PGC 结束的同时, 将原子团绝热释放. 首先我们将原子团装载进入竖直方向的一维光学晶格中进行 PGC 过程, 经飞行时间法测量 (time of flight, TOF), 竖直方向的温度由  $15$   $\mu$ K 降低到了  $4.9$   $\mu$ K. 而后将一维光学晶格改为二维光学晶格, 并重复上述过程, 经 TOF 测量, 原子团在两个维度的温度分别降低为  $5.4$   $\mu$ K 和  $5.6$   $\mu$ K. 图 7 中分别给出了自由空间以及光晶格中 PGC 过程后, 原子团自由飞行的图像. 从实验结果我们能够看到, 与自由空间 PGC 相比, 将原子团绝热的装载进入光晶格进行 PGC 过程能够获得温度更低的原子团.

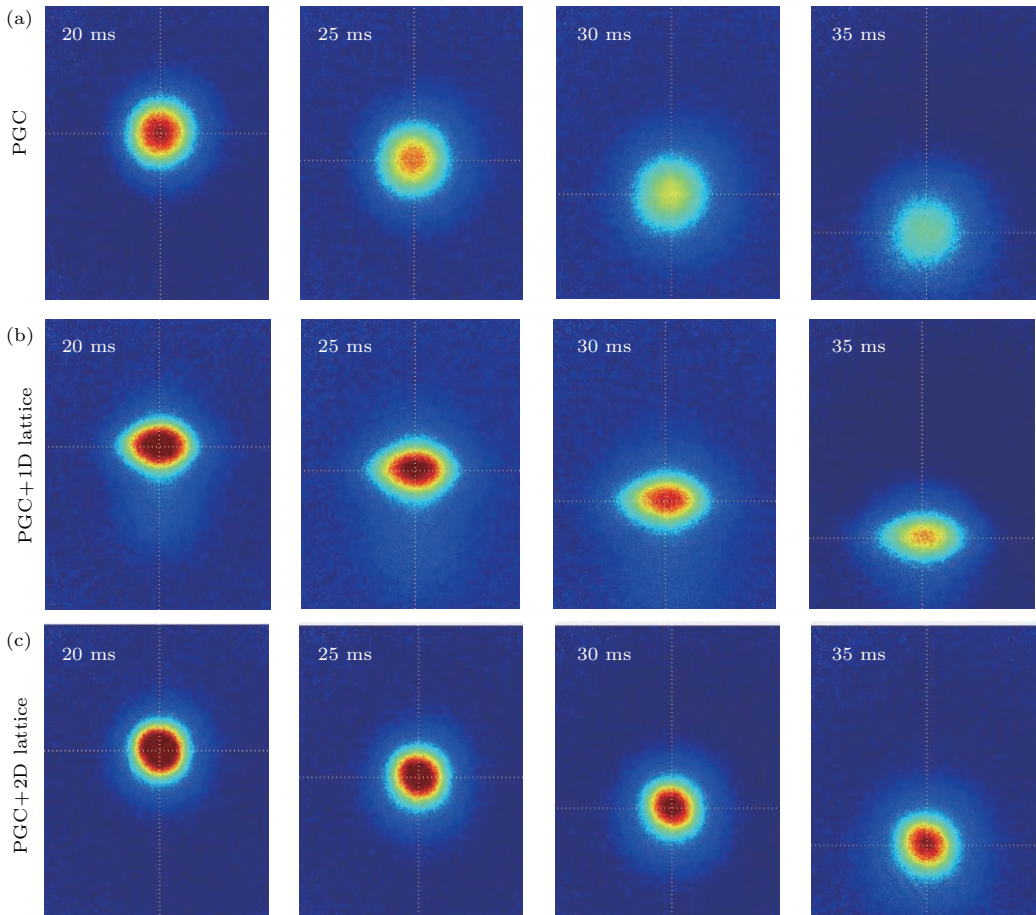


图 7 (网刊彩色) (a) 自由空间 PGC 后原子团随时间扩散的饱和吸收成像; (b) 一维光晶格中 PGC 后原子团随时间扩散的饱和吸收成像; (c) 二维光晶格中 PGC 后原子团随时间扩散的饱和吸收成像

Fig. 7. (color online) The saturated absorption imaging of atomic diffusion with time after (a) free space PGC process, (b) the PGC process in a one-dimensional lattice, and (c) the PGC process in a two-dimensional lattice, respectively.

### 3.4 冷却机制分析

偏振梯度冷却作为一种得到低温度、高密度原子团的成熟方式被广泛地应用在冷原子物理实验当中. 然而, 这种冷却方式存在一定的冷却极限. 其中一个主要原因就是“光子的重吸收”<sup>[22]</sup>, 在原

子冷却过程中, 原子在基态与激发态之间转换时需要不断地吸收和释放光子. 理想情况下, 我们希望原子团能够只吸收来自冷却光的光子, 并将所有释放的光子逃离原子团. 然而, 在原子团密度较高时, 原子释放的光子在逃离原子团之前很容易被其他原子再吸收, 这种随机的重吸收过程对原子团产生

了加热效应,阻止了原子团温度的进一步降低.当把原子团囚禁在光晶格中进行偏振梯度冷却时,原子团会被分割囚禁在一个个独立的晶格中,这种重吸收的效应将会明显降低,原子团能够获得更低的平均动能<sup>[23]</sup>.随着光晶格功率增加,光晶格深度逐渐增加,一个晶格中原子释放的光子再进入其他晶格中被其他原子吸收的概率会随之降低.这种重吸收的效应会随之减小,从而使得原子团温度进一步降低.

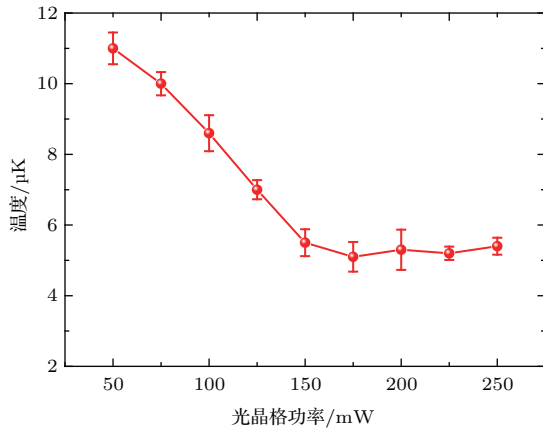


图8 光晶格光强与原子团温度的关系

Fig. 8. The temperature of laser-cooled atoms in the optical lattice trap as a function of lattice intensity.

图8为原子团温度随光晶格功率的变化曲线.实验中,固定光晶格的失谐,通过改变光晶格的功率,测量原子团的温度.从实验结果可以清晰地看出,随着光晶格功率的增加,光晶格深度逐渐增加,“重吸收”引起的加热效应降低,原子团的温度逐渐降低.当光晶格深度到达一定程度时,原子团的温度保持基本不变.与此同时,我们也对原子团的空间密度进行了测量,自由空间PGC后原子团的空间密度为 $1.58 \times 10^{11}$  atoms/cm<sup>3</sup>,引入光晶格后原子团密度为 $1.4 \times 10^{11}$  atoms/cm<sup>3</sup>.原子团绝热的在光晶格中装载和卸载,对原子团的空间密度影响不大.

## 4 结 论

本文提出了一种适用于<sup>87</sup>Rb原子的大失谐光学晶格的设计方案,并通过实验验证了方案的可行性.在建立铷原子光学晶格实验系统的基础上,对于冷原子在光学晶格中的装载、冷却以及振动频率的测量进行了详细的实验研究.实验系统结构简

单,仅仅通过一台普通的外腔半导体激光器和一个锥形放大器,能够实现对光晶格各项指标的灵活控制,对光晶格系统的设计具有很大的指导意义.实验结果显示,该系统能够在较短的时间内获得温度更低、相空间密度更大的原子团,可以广泛地应用于原子干涉、原子钟等高精度测量领域,也能够作为蒸发冷却的前级冷却阶段来制备BEC.此外,本系统方案能够扩展到更高的光学晶格维度,也能够扩展应用于到其他种类的原子.

感谢澳大利亚国立大学原子激光课题组提供的良好实验条件及帮助.

## 参考文献

- [1] Gibble K, Chu S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1771
- [2] Santarelli G, Laurent P, Lemonde P, Clairon A, Mann A G, Chang S, Luiten A N, Salomon C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4619
- [3] Hardman K S, Kuhn C C N, McDonald G D, Debs J E, Bennetts S, Close J D, Robins N P 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023626
- [4] Peters A, Chung K Y, Chu S 1999 *Nature* **400** 849
- [5] Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046
- [6] Adams C S 1994 *Contemp. Phys.* **35** 1
- [7] Monroe C 2002 *Nature* **416** 238
- [8] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [9] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [10] 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
- [11] Lett P D, Watts R N, Westbrook C I, Phillips W D, Gould P L, Metcalf H J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 169
- [12] Ketterle W, Davis K B, Joffe M A, Martin A, Pritchard D E 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2253
- [13] Townsend C G, Edwards N H, Zetie K P, Cooper C J, Rink J, Foot C J 1996 *Phys. Rev. A* **53** 1702
- [14] Cooper C J, Hillenbrand G, Rink J, Townsend C G, Zetie K, Foot C J 1994 *Europhys. Lett.* **28** 397
- [15] Hillenbrand G, Burnett K, Foot C J 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4763
- [16] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [17] White J D, Scholten R E 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 113104
- [18] Takase K, Stockton J K, Kasevich M A 2007 *Opt. Lett.* **32** 2617
- [19] Kastberg A, Phillips W D, Rolston L, Spreew R J C 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1542
- [20] Kerman A J 2002 *Ph. D. Dissertation* (Stanford: Stanford university)

- [21] Poulsen A S 2014 *Ph. D. Dissertation* (Houston: Rice Univeristy)  
 [22] Kerman A J, Vuletic V, Chin C, Chu S 2000 *Phys. Rev.*

- Lett.* **84** 439  
 [23] Winoto S L, DePue M T, Bramall N E, Weiss D S 1999  
*Phys. Rev. A* **59** R19

# Design and control of large-detuned optical lattice based on $^{87}\text{Rb}$ atoms\*

Wei Chun-Hua<sup>1)2)</sup> Yan Shu-Hua<sup>1)2)†</sup> Yang Jun<sup>1)2)</sup> Wang Guo-Chao<sup>1)3)</sup> Jia Ai-Ai<sup>1)2)</sup>  
 Luo Yu-Kun<sup>1)2)</sup> Hu Qing-Qing<sup>1)2)</sup>

1) (*Department of Instrument Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

2) (*Interdisciplinary Center for Quantum Information, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

3) (*Rocket Force University of Engineering, Xi'an 710025, China*)

( Received 20 July 2016; revised manuscript received 5 September 2016 )

## Abstract

An innovative and practical scheme of building far-detuned optical lattice for  $^{87}\text{Rb}$  atoms is proposed. The disposals of aligning the lattice beams, tuning the lattice frequency and controlling the tapered amplifier for output are described in detail. Alignment of optical lattices is quite difficult in principle, for several beams are required to hit the same atomic cloud. For the relatively near-detuned one- and two-dimensional lattices, the coarse alignment is accomplished by tuning the lattice laser onto resonance with the magnetic-optic trap (MOT) frequency, and then blowing away the MOT in real time. A more precision alignment is implemented at the end of the MOT loading, the atoms are first pumped into the lower hyperfine level by turning off the repumping for some time; then, the pulsed lattice beams are turned on for a short time at some reasonably large detuning. Finally, a fluorescent image of the MOT is taken without repumping, in order to detect only those atoms which are repumped by the lattice laser. For the purpose of controlling the detuning of the lattice easily and accurately, a home-made grating wavemeter with a resolution better than 1 GHz is used. This way allows the laser to be locked at any frequency by using a software PID and is experimentally simple to implement. The intensity of the lattice is controlled directly by pulsing the current through the tapered amplifier using a function generator and a laser diode driver. This technique has already been demonstrated before by Prof. M. Kasevich's group at Stanford.

Our experiment starts with a MOT capturing approximately  $4 \times 10^7$  atoms in 200 ms. The lattice loading is overlap with the end of polarization gradient cooling (PGC), after that, the molasses laser beams are extinguished, and the adiabatic expansion is accomplished in the same time by a decrease in the lattice light intensity according to release function. On the basis of MOT and PGC, the dependences of atomic loading on such parameters as the intensity and frequency detuning of optical lattice are investigated experimentally. The vibration frequency is measured by intentionally modulating the trap intensity. Experimental results show that the lattice structure facilitates the cooling with the temperature of atoms cloud being reduced to 1/3 compared with free space polarization gradient cooling. The system design, experimental results and conclusions are of definite significance and can serve as a fine reference for other kinds of lattices designs or alkali atomic plans.

**Keywords:** cold atoms, optical lattice, polarization gradient cooling

**PACS:** 07.05.Fb, 37.10.Vz, 37.10.Gh

**DOI:** 10.7498/aps.66.010701

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51275523), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20134307110009), the Graduate Innovative Research Fund of Hunan Province, China (Grant No. CX20158015), and the Excellent Graduate Innovative Fund of NUDT (Grant No. B150305).

† Corresponding author. E-mail: [yanshuhua996@163.com](mailto:yanshuhua996@163.com)