

多模 1064 nm 光纤激光器实现一维远失谐光晶格

袁园 芦小刚 白金海 李建军 吴令安 傅盘铭 王如泉 左战春

One-dimensional far-detuned optical lattice realized with a multimode 1064 nm laser

Yuan Yuan Lu Xiao-Gang Bai Jin-Hai Li Jian-Jun Wu Ling-An Fu Pan-Ming Wang Ru-Quan  
Zuo Zhan-Chun

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 043701 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.043701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.043701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2016/V65/I4>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

一种基于相邻数据依赖性的混沌分析方法

[A chaotic analyzing method based on the dependence of neighbor sub-sequences in the data series](#)

物理学报.2016, 65(3): 030503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.030503>

一种基于模糊 C 均值聚类小数据量计算最大 Lyapunov 指数的新方法

[A novel method based on the fuzzy C-means clustering to calculate the maximal Lyapunov exponent from small data](#)

物理学报.2016, 65(2): 020502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.020502>

基于忆阻器的数模混合随机数发生器

[A digital-analog hybrid random number generator based on memristor](#)

物理学报.2015, 64(24): 240503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.240503>

空间关联白噪声影响下小世界神经网络系统的同步动力学

[Synchronous dynamics of small-world neuronal network system with spatially correlated white noise](#)

物理学报.2015, 64(22): 220503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.220503>

六边形格子态斑图的数值模拟

[Numerical simulations of hexagonal grid state patterns](#)

物理学报.2015, 64(21): 210505 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.210505>

## 多模1064 nm光纤激光器实现一维远失谐光晶格\*

袁园<sup>1)2)</sup> 芦小刚<sup>1)</sup> 白金海<sup>1)</sup> 李建军<sup>1)</sup> 吴令安<sup>1)</sup> 傅盘铭<sup>1)</sup>  
王如泉<sup>1)</sup> 左战春<sup>1)†</sup>

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2) (河北师范大学物理科学与信息工程学院, 石家庄 050000)

(2015年9月29日收到; 2015年11月30日收到修改稿)

采用1064 nm多模30 W连续光纤激光器, 搭建了一个周期为25  $\mu\text{m}$ 的一维远失谐光学晶格势场. 对铷原子进行磁光阱装载和偏振梯度冷却, 实现了铷冷原子团在光晶格中的装载. 借助于短程飞行时间法, 测量晶格中冷原子温度为20  $\mu\text{K}$ , 为下一步实现量子信息存储实验奠定了基础.

**关键词:** 多模激光器, 冷原子, 磁光阱, 光学晶格

**PACS:** 37.10.Jk, 42.50.Ct, 03.67.-a

**DOI:** 10.7498/aps.65.043701

## 1 引言

1968年, 俄罗斯科学家Letokhov<sup>[1]</sup>指出可以利用光对原子的机械力来陷阱中性原子, 第一次提出了采用驻波场囚禁冷原子的物理思想. 这是最早的光学晶格(optical lattice)的物理思想. 1992年, Verkevk等<sup>[2]</sup>和Jessen等<sup>[3]</sup>在实验上首次实现了一维光学晶格, 并研究了冷原子在一维光学晶格中的动力学行为、量子化运动和磁学性质等. 随后, 研究人员在实验上实现了二维光学晶格<sup>[4,5]</sup>和三维光学晶格<sup>[6,7]</sup>, 并研究了其中冷原子的量子化运动. 研究发现 $N(N = 2, 3)$ 维光学晶格可以采用 $N + 1$ 束激光来构建<sup>[5,6]</sup>(对于二维光晶格, 可采用三束激光来构建; 三维光学晶格则可采用四束激光来构建). 这种光学晶格构建方式, 使各激光束间的相对相位变化仅造成光学晶格周期势场的平移, 从而可避免光学晶格势场深度的改变. 与存在晶格缺陷的周期性晶格势场中的电子系统相比, 光学晶格周期势场中的冷原子系统中的热噪声和晶格缺陷的问题得到解决. 其他小组也先后在实验中

观测到了类似于凝聚态物理中的Bloch振荡<sup>[8]</sup>和Wannier-Stark阶梯等<sup>[9]</sup>重要现象. 特别是在2002年Greiner等<sup>[10]</sup>在大失谐的光学晶格中采用铷原子玻色-爱因斯坦凝聚体实现了从超流态到Mott绝缘态的量子相变. 近年来, 由一维、二维和三维驻波激光场构成的冷原子光学晶格的研究也已成为冷原子物理和原子光学领域的研究热点, 光学晶格为精确操控中性原子提供了一种新方法, 从而掀起了光学晶格中冷原子和玻色-爱因斯坦凝聚研究的高潮. 随着量子信息处理领域的发展, 冷原子光学晶格在量子纠缠<sup>[11,12]</sup>、量子计算<sup>[13-15]</sup>、量子寄存<sup>[16]</sup>等方面的前景受到了人们的极大关注.

光学晶格的实现一般都采用单模激光器<sup>[17,18]</sup>, 因为激光相干长度长有助于形成干涉条纹, 增加阱深对比度, 实验光路易于调节. 线宽窄利于观测高精度的光谱<sup>[19,20]</sup>. 然而, 单模大功率激光器有多种, 如武汉锐科、创鑫等公司有的产品, 但成本高, 价格昂贵. 而且光纤易受损从而更增加了实验的维修成本<sup>[21-23]</sup>. 多模光纤激光器经偏振分束器纯化偏振后会损失一半光强, 另外相干长度比单模激光要短, 所以实验光路上要保证两束激光的光程

\* 国家自然科学基金(批准号: 11274376, 61308011, 11204011)和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB922002, 2010CB922904)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zczuo@iphy.ac.cn

差尽可能的小,从而调节要相对困难些.但是多模激光器相对于单模激光器价格便宜(仅为单模大功率激光器的1/10),维护费用也低,经济实惠的多.我们采用国产多模1064 nm连续光纤激光器(创鑫激光技术有限公司生产)在实验上实现了25 μm的晶格间距.我们首先对磁光阱(magnetic-optical trap, MOT)中铷原子进行多普勒冷却,偏振梯度冷却<sup>[24,25]</sup>,然后由光纤激光器输出的激光经过沃拉斯顿棱镜分为两束功率为6 W的激光束,以2°相交于铷冷原子中心,观测到25 μm间距的一维光学晶格.之后,采用短程飞行时间法,测量冷原子的温度.

## 2 实验方案及实验系统

本实验在磁光阱中对原子进行冷却和俘获.由两台半导体激光器(澳大利亚Moglabs公司生产)分别产生冷却光和再抽运光并将光斑直径扩束至20 mm.冷却光分成六束注入磁光阱,每束功率密度约为12.4 mW/cm<sup>2</sup>.再抽运光分为两束,每束功率密度约为2.5 mW/cm<sup>2</sup>.冷却光频率为<sup>87</sup>Rb原子共振跃迁能级5S<sub>1/2</sub>F = 2→5P<sub>3/2</sub>F' = 3负失谐17 MHz;再抽运光频率与原子能级5S<sub>1/2</sub>F = 1

→5P<sub>3/2</sub>F' = 2跃迁共振.设置10 G/cm的磁场梯度,装载30 s,俘获直径为6 mm,获得原子数约为1 × 10<sup>9</sup>的冷原子,其温度约198 μK.

我们利用波长为1064 nm的多模30 W连续光纤激光器搭建一维光晶格势场,激光器相干长度为0.3 mm.搭建的远失谐光学晶格周期势场光路如图1所示.激光器输出功率为30 W,输出光束直径为5 mm的激光,经过偏振分束器(PBS)偏振纯化得到15 W的水平线偏振激光,经透镜缩束至1.25 mm.再经过声光调制器(IntraAction公司生产),用于控制其开启和关断.激光经过λ<sub>2</sub>后偏振方向变为45°,再经过沃拉斯顿棱镜(WP)后分为光强相等(6 W),夹角2°的两束激光.f<sub>3</sub>为50 mm的透镜将单束激光光腰缩小到28 μm(理论值,实验测得为46 μm),我们要求两束光光腰交点位置与MOT中心位置重合.为了精确调节,分别在两束光光路上放置了厚度为2.8 mm的耐高功率玻璃片P1, P2,微调玻璃片可以小幅度改变透过光的方向从而使三点重合得较好.我们搭建了完善的电荷耦合器件(CCD)成像系统用于监测调节光路,观察光学晶格.单束光路上的波片λ<sub>3</sub>选用的是真零级半波片,用于调节两束激光偏振平行或垂直.最后,使经过MOT的两束激光进入光学垃圾桶.

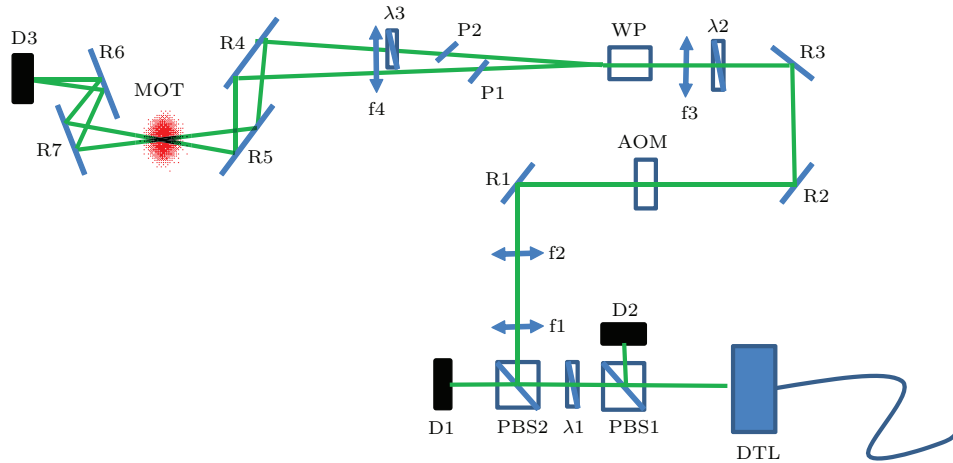


图1 光学晶格势阱光路图 DTL, 1064 nm多模连续光纤激光器; PBS1, PBS2, 偏振分束器; λ<sub>1</sub>—λ<sub>3</sub>, 半波片; D1—D3, 光学垃圾桶; f<sub>1</sub>—f<sub>4</sub>, 透镜; R1—R7, 反射镜; P1, P2, 玻璃片; AOM, 声光调制器; WP, 沃拉斯顿棱镜  
Fig. 1. Schematic of the optical dipole trap set-up. DTL, 1064 nm multimode continuous wave fiber laser; PBS1, PBS2, polarization beam splitters; λ<sub>1</sub>—λ<sub>3</sub>, half wave plates; D1—D3, beam block; f<sub>1</sub>—f<sub>4</sub>, lenses; R1—R7, 45° reflectors; P1, P2, glass plate; AOM, acoustic optical modulator; WP, Wollaston prism.

实验中用到的时序控制如图2所示,首先打开磁光阱(冷却光、再抽运光、磁场)持续30 s.将铷冷原子俘获和冷却.增加磁场电流,冷却光频率失谐至-31 MHz,降低冷却光强度为最大光强的一

半,持续10 ms的冷却MOT,目的在于压缩原子团体积,增加原子团光学厚度.关断磁场电流,继续增加冷却光频率失谐至-78 MHz,进行偏振梯度冷却7 ms,进一步降低铷原子温度.整个过程光阱

一直处于开启状态, 偏振梯度冷却结束后, 关闭磁光阱 100 ms, 以保证没有装载到光晶格势阱中的原子全部扩散. 随后关闭光阱, 打开 CCD, 持续曝光 1 ms, 这里打开再抽运光主要用于将  $F = 1$  基态上的原子转移至  $F = 2$  基态上与 imaging 光作用后吸收得到原子图像. 拍照得到干涉条纹即一维失谐光学晶格.

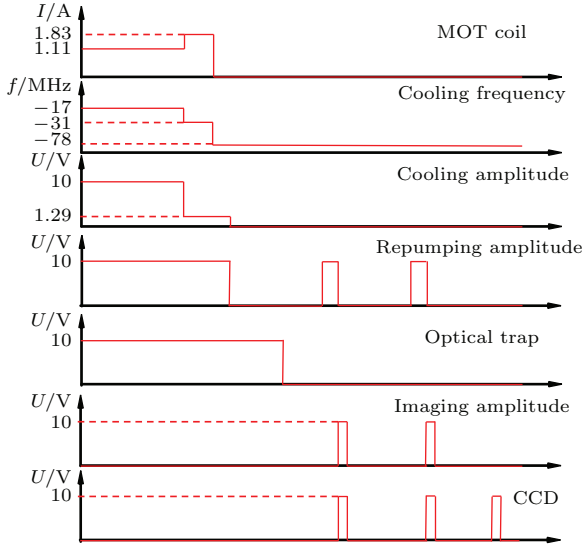


图2 实现一维光学晶格所用的时序控制信号

Fig. 2. (color online) Dipole trap loading sequence.

### 3 实验结果与分析

由于形成一维光学晶格的两束激光偏振关系影响干涉效果, 为了保证两束激光的交点位于 MOT 中心, 我们首先在真空腔外找到 MOT 等效位置, 用光斑质量分析仪在该位置观察到干涉条纹如图 3(a) 所示, 转动真零级半波片, 达到最佳干涉效果, 以达到两束激光交点与 MOT 中心粗略重合. 根据文献 [26], 考虑本文的情形, 若认为 1064 nm 激光为单模, 经过简单推导, 可得势阱表达式:

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{\Gamma\pi c^2}{2\omega_0^3} \cdot \left( \frac{1}{\Delta_1} + \frac{2}{\Delta_2} \right) \cdot I(\mathbf{r}), \quad (1)$$

其中,

$$\Delta_1 = \omega - \frac{2\pi c}{\lambda_1} \quad \left( \Delta_2 = \omega - \frac{2\pi c}{\lambda_2} \right)$$

为  $^{87}\text{Rb}$   $D_1(D_2)$  线激发态频率与 1064 nm 激光频率失谐,  $\lambda_1(\lambda_2)$   $D_1(D_2)$  线波长,  $I(\mathbf{r}) = I_0 e^{-2r^2/w_0^2}$  为 1064 nm 高斯光束总光强,  $\omega_0$  为铷原子共振跃迁

频率,  $w_0$  为光腰,  $\Gamma$  为铷原子自然线宽. 若将单模 1064 nm 激光分为等强度两束以  $\theta$  夹角干涉, 形成光晶格, 势阱表达式为

$$U_1(\mathbf{r}) = -\frac{\Gamma\pi c^2}{2\omega_0^3} \cdot \left( \frac{1}{\Delta_1} + \frac{2}{\Delta_2} \right) \cdot \frac{I(\mathbf{r})}{k_B} \times \left[ 1 + \cos\left( \frac{4\pi \sin(\theta/2)}{\lambda} r + \phi \right) \right], \quad (2)$$

其中,  $\lambda$  为陷俘光波长 (1064 nm),  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $\phi$  表示两束激光的相位差,  $\Delta\lambda$  为 1064 nm 光纤激光器的线宽.

若认为 1064 nm 激光为多模, 其线宽分布为洛伦兹线型 [27], 积分后形成的一维光晶格势阱表达式为

$$U_2(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{\Gamma\pi c^2}{2\omega_0^3} \cdot \frac{I_0 e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}}}{k_B} \times \left( \frac{1}{\frac{2\pi c}{\lambda + \delta\lambda} - \frac{2\pi c}{\lambda_1}} + \frac{2}{\frac{2\pi c}{\lambda + \delta\lambda} - \frac{2\pi c}{\lambda_2}} \right) \times \left[ 1 + \cos\left( \frac{4\pi \sin(\theta/2)}{\lambda + \delta\lambda} r + \phi \right) \right] \cdot \frac{\Delta\lambda}{\pi} \times \frac{1}{\Delta\lambda^2 + \delta\lambda^2} d(\delta\lambda). \quad (3)$$

虽然我们采用沃拉斯顿棱镜分束产生相位差较小的两束激光, 但分开后的两束光路不同, 仍然会存在光程差. 由 (2) 和 (3) 式理论拟合相位差分别为  $0, \pi/4, 3\pi/4, \pi$  的结果如图 3(b)–(f) 所示. 很容易看出, 多模激光器与单模激光器形成的光阱差别不大, 只是单模情况的阱深比多模情况的阱深稍大, 这是由于 1064 nm 激光相对于铷原子跃迁共振频率相差很大, 其线宽远小于两者之间的频率差. 图 3(a) 为实验上观察到的两束功率为 6 W、波长为 1064 nm 形成的干涉条纹. 根据干涉公式, 条纹间距  $d = \lambda/[2 \sin(\theta/2)]$ , 其中  $\theta$  为  $2^\circ$ , 计算得到的  $d = 25 \mu\text{m}$ , 与实验结果相符合. 实验中采用小的夹角是由于多模激光器相干长度小, 采取小角度干涉以保证在 MOT 中心处光程差远小于激光器相干长度, 得到较高消光比的干涉条纹. 另一方面,  $25 \mu\text{m}$  晶格间距与之后实验上拉曼光干涉条纹的间距相匹配, 以便进行量子信息存储.

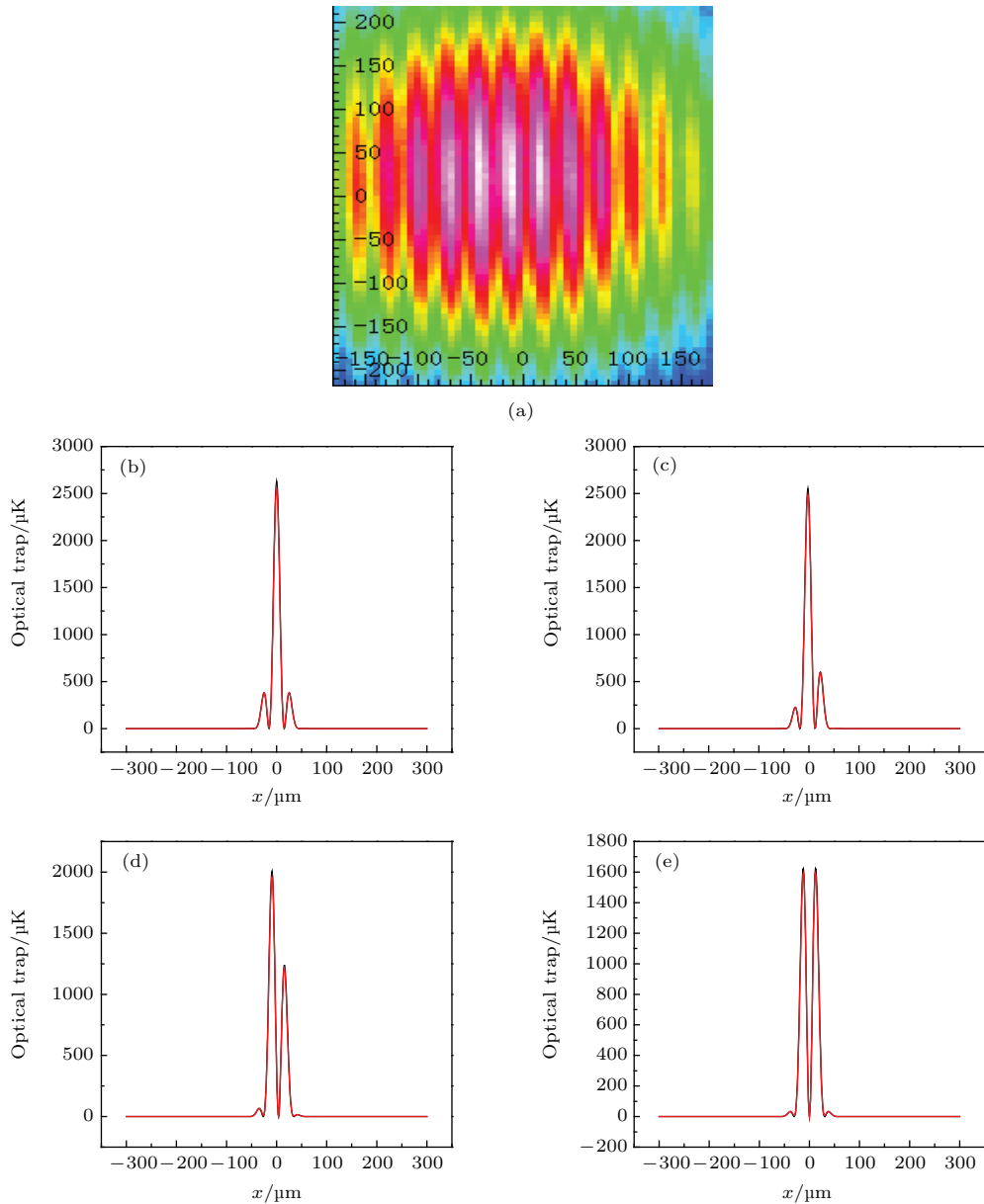


图3 (网刊彩色)(a) 偏振平行的两束 1064 nm 激光形成的干涉条纹; (b)–(e) 两束激光相位差分别为  $0, \pi/4, 3\pi/4, \pi$  时干涉形成的一维势阱 (其中黑线代表单模激光器, 红线代表多模激光器)

Fig. 3. (color online) (a) Interference fringes formed by two parallel polarized 1064 nm beams intersecting at  $\theta = 2^\circ$ ; (b)–(e) one-dimensional periodic traps formed by two laser beams of different phases:  $0, \pi/4, 3\pi/4, \pi$  (red line: single-mode laser, black line: multimode laser).

搭建完善的成像系统, 在真空腔的正上方和正前方放置 CCD 监测, 微调相关光学元件使两束 1064 nm 激光的光腰交点和 MOT 中心严格重合, 由于尺寸很小, 需反复耐心调节. 实验中能量低于周期势的铷原子装载到势阱中, 得到如图 4 所示的一维光学晶格. 图 4(a) 和图 4(c) 为两束激光偏振平行时以  $2^\circ$  夹角相交干涉形成的一维光学晶格. 由于 1064 nm 激光的光腰很小, 高斯线形很窄, 使得阱深下降很快, 远离交点处的势阱较浅, 装载的原子数很少, 且相交于 MOT 中心的两束激光存在

相位差. 因此, 在真空腔正前方 (图 4(c)) 只能观察到两个光格点, 真空腔上方 (图 4(a)) 也只有两个条纹最清晰, 其余较模糊, 与图 3(b)–(e) 理论结果相符. 由图 3(b)–(e) 得到的相邻晶格势阱间存在一定间距, 而图 4(a) 和图 4(c) 中看到的两个格点之间没有严格分开. 导致这种差距一方面是由于实验过程中 MOT 原子数很多, 原子有很宽范围的速度分布, 并不是所有的原子能量都低于晶格势阱, 而是一部分在势阱底部, 其余部分分布于不同势阱深处; 另一方面是由于两束光之间存在相位差, 消



光比较差. 图 4(e) 为采用 Matlab 编程在拍照时沿光学晶格中装载的原子团中心  $x$  方向取得的光学密度 (optical density, OD) 数据点拟合的曲线, 有两个峰值, 与图 4(c) 一致. 图 4(b) 和图 4(d) 为两束高斯光束偏振垂直时所得到的实验结果. 显然两束偏振垂直的激光不发生干涉, 而是束缚阱深叠加增强. 图 4(f) 为 Matlab 取得的数据点拟合的曲线, 仅有一个峰值. 在真空腔内存在激光反射, 会经过

MOT, 但是不会再发生干涉, 这是由于远超过了多模激光器的相干长度, 从而也保证了本文得到的一维光学晶格的准确性.

此外, 实验中还研究了光学晶格中冷原子温度. 关断光学晶格光场, 改变束缚在光学晶格中冷原子的飞行时间, 测量光学晶格中冷原子温度约为  $20 \mu\text{K}$ .

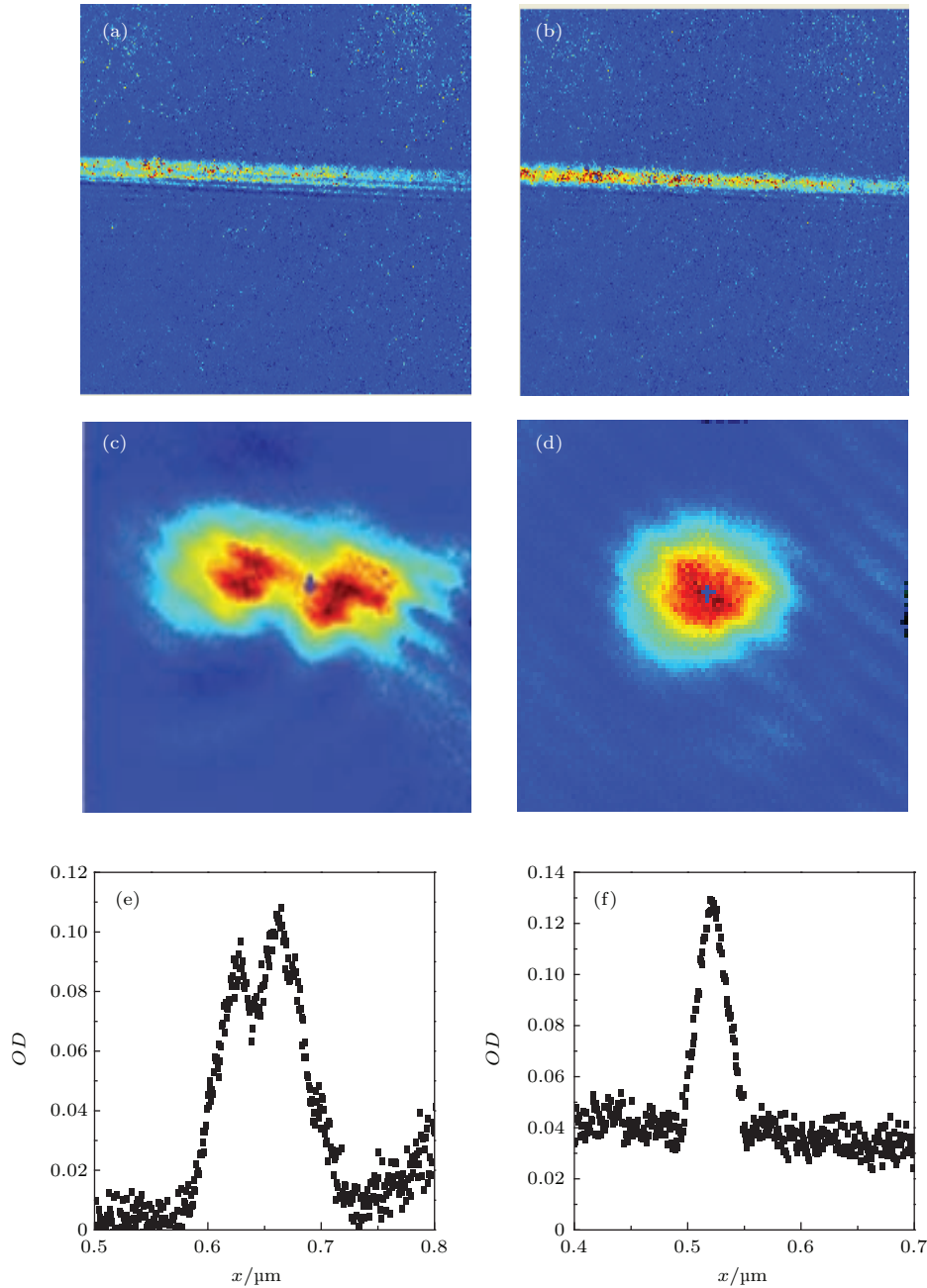


图 4 (网刊彩色) 一维远失谱光学晶格 (a) 两束激光偏振平行, 真空腔正上方监测结果; (b) 两束激光偏振垂直; (c) 两束激光偏振平行时, 真空腔正前方监测结果; (d) 两束激光偏振垂直; (e), (f) 分别是偏振平行和垂直时, 采用 Matlab 取得的沿光学晶格中装载的原子团中心  $x$  方向的光学密度数据点拟合曲线

Fig. 4. (color online) One dimension far-off-resonance optical lattice formed by: (a), (c), (e) Two parallel polarized beams; (b), (d), (f) two orthogonally polarized beams; (a), (b) view of from above the cell; (c), (d) view from the front of the cell; (e), (f) optical density vs. distance along the  $x$ -axis.

## 4 结 论

本文建立了一维远失谐光学晶格,使用更为经济实惠的多模激光器得到的实验结果与采用单模激光器的理论拟合基本近似.实验过程中,在铷原子一维远失谐光学晶格实验系统的基础上,对不同偏振状态的两束激光形成的势阱进行了对比.将经过预冷却的原子团装载到25  $\mu\text{m}$ 晶格间距的一维远失谐光晶格中,光晶格中的原子受到很大的束缚,可以减少原子热运动和重力场的影响,从而提高相干时间.采用短程自由飞行时间法得到偏振梯度冷却后的原子温度和光学晶格冷原子温度约为20  $\mu\text{K}$ .本实验为今后利用自发拉曼散射过程进行单光子探测、达到更长时间的量子信息存储奠定了实验基础.

## 参考文献

- [1] Letokhov V S 1968 *JETP Lett.* **7** 272
- [2] Verkerk P, Lounis B, Salomon C, Cohen-Tannoudji C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3861
- [3] Jessen P S, Gerz C, Lett P D, Phillips W D, Rolston S L, Spreew R J C, Westbrook C I 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 49
- [4] Hemmerich A, Hansch T W 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 410
- [5] Grynberg G, Lounis B, Verkerk P, Courtois J Y, Salomon C 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2249
- [6] Kastberg A, Phillips W D, Rolston S L, Spreew R J C 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1542
- [7] Gatzke M, Birkel G, Jessen P S, Kastberg A, Rolston S L, Phillips W D 1997 *Phys. Rev. A* **55** 3987
- [8] Dahan B M, Peik E, Reichel J, Castin Y, Salomon C 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4508
- [9] Wilkins S R, Barucha C F, Madison K W, Niu Q, Raizen M G 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4512
- [10] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hansh T W, Blich I 2002 *Nature* **415** 39
- [11] Jaksch D, Briegel H J, Cirac J I, Gardiner C W, Zoller P 1991 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1975
- [12] Mandel O, Greiner M, Widera A, Rom T, Hansh T W, Bloch I 2003 *Nature* **425** 937
- [13] Brennen G K, Caves M C, Jessen P S, Deutsch I H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1060
- [14] Pachos J K, Knight P L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 107902
- [15] Vollbrecht K G, Soano E, Cirac J I 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 220502
- [16] Schrader D, Dotsenko I, Khudaverdyan M, Miroshnychenko Y, Rauschenbeutel A, Meschede D 1999 *Phys. Rev. Lett.* **93** 150501
- [17] Dalibard J, Cohen-Tannoudji C 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023
- [18] Jessen P S, Deutsch I H 1996 *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **37** 95
- [19] Guidoni L, Verkerk P 1999 *J. Opt. B* **1** R23
- [20] Grynberg G, Robilliard C 2001 *Phys. Rep.* **355** 335
- [21] Xu Z J, Wang D M, Li Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3076 (in Chinese) [徐志君, 王冬梅, 李珍 2007 物理学报 **56** 3076]
- [22] Qiu Y, He J, Wang Y H, Wang J, Zhang T C, Wang J M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6227 (in Chinese) [邱英, 何军, 王彦华, 王婧, 张天才, 王军民 2008 物理学报 **57** 6227]
- [23] Zhou H L, Zhu Q, Wang B, Xiong D Z 2014 *Chin. J. Quantum Electron.* **31** 1007 (in Chinese) [周海龙, 朱强, 王兵, 熊德志 2014 量子电子学报 **31** 1007]
- [24] Lu X G, Miao X X, Bai J H, Yuan Y, Wu L A, Fu P M, Wang R Q, Zuo Z C 2015 *Chin. Phys. B* **24** 094204
- [25] Lu X, Miao X, Bai J, Pei L, Wang M, Gao Y, Wu L A, Fu P, Wang R, Zuo Z 2015 *J. Phys. B* **48** 055003
- [26] Grimm R, Weidemuler M 2000 *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **42** 95
- [27] Gea-Banacloche J, Li Y Q, Jin S Z, Xiao M 1995 *Phys. Rev. A* **51** 576

# One-dimensional far-detuned optical lattice realized with a multimode 1064 nm laser\*

Yuan Yuan<sup>1)2)</sup> Lu Xiao-Gang<sup>1)</sup> Bai Jin-Hai<sup>1)</sup> Li Jian-Jun<sup>1)</sup> Wu Ling-An<sup>1)</sup>  
Fu Pan-Ming<sup>1)</sup> Wang Ru-Quan<sup>1)</sup> Zuo Zhan-Chun<sup>1)†</sup>

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China*)

2) (*College of Physics and Information Engineering, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050000, China*)

( Received 29 September 2015; revised manuscript received 30 November 2015 )

## Abstract

For a quantum memory to be useful as a quantum repeater, a long coherence time is a crucial requirement. In recent years, the most commonly explored medium for quantum storage has been atomic gases. We report an experiment to realize a quantum memory based on an Rb atomic ensemble in a one-dimensional far-detuned optical lattice. A multimode 30 W continuous wave fiber laser was used to construct a travelling wave lattice with a period of 25  $\mu\text{m}$ . The Rb atoms were loaded into a magneto-optical-trap, which was then adjusted to optimize the polarization gradient cooling. To trap the cooled atoms, we turned on a laser which has a wavelength of 1064 nm and therefore is red-detuned from the resonance frequencies of  $D_1$  and  $D_2$  transitions of  $^{87}\text{Rb}$  atoms. By taking the short-distance time-of-flight image the temperature of the atoms was found to be about 20  $\mu\text{K}$ . This system will provide a foundation for future quantum information storage studies.

**Keywords:** multimode laser, cold atoms, magneto-optical-trap, optical lattice

**PACS:** 37.10.Jk, 42.50.Ct, 03.67.-a

**DOI:** [10.7498/aps.65.043701](https://doi.org/10.7498/aps.65.043701)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274376, 61308011, 11204011) and the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2013CB922002, 2010CB922904).

† Corresponding author. E-mail: [zczo@iphy.ac.cn](mailto:zczo@iphy.ac.cn)