

锶玻色子的“魔术”波长光晶格装载实验研究

田晓 王叶兵 卢本全 刘辉 徐琴芳 任洁 尹默娟 孔德欢 常宏 张首刚

Experimental research on loading strontium bosons into the optical lattice operating at the “magic” wavelength

Tian Xiao Wang Ye-Bing Lu Ben-Quan Liu Hui Xu Qin-Fang Ren Jie Yin Mo-Juan Kong De-Huan Chang Hong Zhang Shou-Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 130601 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.130601

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.130601>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I13>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于光纤的光学频率传递研究

[Study of optical frequency transfer via fiber](#)

物理学报.2015, 64(12): 120602 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.120602>

可控双空心光束的理论方案及实验研究

[Theoretical and experimental study of a controllable double-dark-hollow beam](#)

物理学报.2015, 64(5): 053701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.053701>

振动不敏感球形光学参考腔研究

[Study of a spherical vibration-insensitive optical reference cavity](#)

物理学报.2014, 63(9): 090601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.090601>

利用蓝失谐激光诱导微型光学偶极阱中冷原子间的光助碰撞提高单原子制备概率

[Improving the single atom probability by using the blue-detuned laser-assisted-collisions between the cold atoms trapped in the far-off-resonance trap](#)

物理学报.2014, 63(2): 023701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.023701>

可操控二种冷原子或冷分子样品的光学双阱新方案及其实验研究

[Theoretical and experimental study of a novel double-well optical dipole trap for two-species of cold atoms or molecules](#)

物理学报.2013, 62(23): 233701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.233701>

# 锶玻色子的“魔术”波长光晶格装载实验研究\*

田晓<sup>1)2)</sup> 王叶兵<sup>1)</sup> 卢本全<sup>1)2)</sup> 刘辉<sup>1)2)</sup> 徐琴芳<sup>1)</sup> 任洁<sup>1)</sup> 尹默娟<sup>1)</sup>  
孔德欢<sup>1)</sup> 常宏<sup>1)†</sup> 张首刚<sup>1)</sup>

1)(中国科学院国家授时中心时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2014年12月31日收到; 2015年2月1日收到修改稿)

光晶格中性原子光钟的不确定度已达到 $10^{-18}$ 量级. 本文介绍了碱土金属锶原子玻色子 $^{88}\text{Sr}$ 在“魔术”波长处的一维光晶格装载, 实现冷锶原子的囚禁并使锶原子的钟跃迁能级 $(5s^2) ^1\text{S}_0$ — $(5s5p) ^3\text{P}_0$ 在此波长处的交流斯塔克光频移一致. 实验中半导体激光器产生“魔术”光波长(813 nm), 通过实验搭建光学驻波场并获得晶格激光聚焦光束, 束腰半径为38  $\mu\text{m}$ . 经过一级冷却和二级冷却后温度约为2  $\mu\text{K}$ 的冷锶原子被此“魔术”波长光晶格囚禁. 通过实验测量得到锶原子玻色子 $^{88}\text{Sr}$ 光晶格寿命为270 ms, 数目约为 $1.2 \times 10^5$ , 温度在3.5  $\mu\text{K}$ 左右, 此外研究了晶格光功率对晶格囚禁原子数目及温度的影响作用. 原子的光晶格装载为后续的钟跃迁提供了长的探测时间, 为进一步的光钟闭环提供了实验基础.

**关键词:** 光钟, 冷原子, 魔术波长, 光晶格

**PACS:** 06.30.Ft, 37.10.De, 37.10.Jk

**DOI:** 10.7498/aps.64.130601

## 1 引言

目前, 基于光学波段的离子光钟和光晶格中性原子钟显示出了巨大潜能<sup>[1-4]</sup>. 2010年美国国家标准技术研究所(National Institute of Standards and Technology, NIST)首次实现了 $\text{Al}^+$ 光钟的不确定度 $10^{-18}$ 量级<sup>[5]</sup>. 对于光晶格原子钟的研究, 2005年日本东京大学的Katori小组首次实现 $^{87}\text{Sr}$ 光晶格原子钟<sup>[6]</sup>, 从此光晶格原子钟成为世界各国研究热点<sup>[7-10]</sup>. 2013年美国NIST所研制的 $^{171}\text{Yb}$ 光晶格钟<sup>[9]</sup>, 在取样时间为25000 s时, 它的频率稳定度为 $1.6 \times 10^{-18}$ . 2014年美国天体物理联合实验室(Joint Institute for Laboratory Astrophysics, JILA)叶军小组获得了目前不确定度最低为 $6.4 \times 10^{-18}$ 的 $^{87}\text{Sr}$ 光晶格钟<sup>[10]</sup>, 10000 s处稳定度为 $3.0 \times 10^{-18}$ . 近年来, 国内许多单位也开展了光钟研究, 2011年武汉物理数学研究所实现了我国首台离子光钟<sup>[11]</sup>、中国计量科学院于

2013年初步探测到一维光晶格锶原子光钟的钟跃迁谱<sup>[12]</sup>、上海华东师范大学也实现了镱光钟的钟跃迁谱探测<sup>[13]</sup>. 此外, 清华大学开展了镱离子光钟的研究<sup>[14]</sup>、北京大学开展了主动型光钟的研究<sup>[15]</sup>.

对于光晶格光学原子钟, 冷原子被限制在Lamb-Dicke区域即运动被局限在半波长( $\lambda/2$ )的范围, 因此一级多普勒效应被大大降低, 光子反冲频移被消除, 有利于降低光钟的不确定度; 又由于有大量的冷原子从而提高了光钟的稳定度. 因此光晶格原子光钟既具有高确定度优点又能够达到高稳定度的要求. 此外, 由晶格激光光场引起的原子能级频移问题又很好地被“魔术”波长解决, 可使得钟跃迁对晶格光强度变化不敏感从而能够最终使原子钟跃迁频率保持测量精确不变<sup>[16,17]</sup>.

本文介绍了锶冷原子玻色子 $^{88}\text{Sr}$ 在“魔术”波长处的一维(one dimensional, 1D)光晶格装载. 文章首先简述了锶原子的两级冷却, 包括461 nm一级冷却(blue magnetic optical trap, blue MOT)和

\* 国家自然科学基金(批准号: 61127901, 11474282)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn

689 nm 二级冷却 (red magnetic optical trap, Red MOT), 然后介绍了用于锶原子一维光晶格装载的实验物理系统, 最后讲述  $^{88}\text{Sr}$  冷原子一维光晶格装载的实验过程. 通过测量不同探测时延下的囚禁冷原子的荧光强度测量  $^{88}\text{Sr}$  冷原子光晶格寿命; 研究不同光晶格功率对晶格内囚禁冷原子数目的影响; 利用飞行时间法 (time of flight, TOF) 获得了光晶格囚禁的冷原子温度; 研究不同光晶格功率对冷原子温度的影响.

## 2 实验装置

用于光钟的光晶格势阱深度一般为几十微开 ( $\mu\text{K}$ ), 因此为使原子能够尽可能多的被囚禁于势阱中, 在原子光晶格装载前原子温度需要被冷却至几个微开. 实验中锶原子的冷却和光晶格装载均在  $10^{-7}$  Pa 量级的超高真空环境中进行. 对于原子冷却实验部分, 我们在文献 [18—21] 中已有详细描述, 仅在此简述. 常温下固态锶经 810 K 的高温电炉加热被气化, 形成高速运动速度为几百米每秒并具有一定发散角的热原子束, 经过二维准直后原子束发散角减小至 40 mrad 以下, 然后经塞曼减速器与一束 461 nm 减速激光共同作用达到预减速目的, 使原子的纵向速度降低至约 50 m/s, 最后进入磁光阱区完成原子冷却实验. 实验上, 锶原子需要经过两级冷却温度可达到  $\mu\text{K}$  量级, 一级冷却采用偶极跃迁  $(5s^2)^1\text{S}_0 \rightarrow (5s5p)^1\text{P}_1$ , 对应辐射波长 461 nm. 根据锶原子能级结构, 如图 1 所示, 由基态  $(5s^2)^1\text{S}_0$  跃迁至激发态  $(5s5p)^1\text{P}_1$  的原子除了由自发辐射、受激辐射回到基态外, 还有一部分衰减至  $(5s4d)^1\text{D}_2$  态, 然后分别在  $(5s5p)^3\text{P}_2$  和  $(5s5p)^3\text{P}_1$  产生一定的布居数, 这样经过较长时间的布居将影响最终俘获的冷原子数, 为此, 通过加入重抽运激光使处于  $(5s5p)^3\text{P}_2$  和  $(5s5p)^3\text{P}_1$  能级上的原子被激发到  $(5s6s)^3\text{S}_1$  能级, 然后再从该能级经过跃迁, 回到基态从而形成能级近似封闭循环. 其中  $(5s5p)^3\text{P}_2$  和  $(5s5p)^3\text{P}_0$  到  $(5s6s)^3\text{S}_1$  对应的辐射波长为分别约为 707 nm, 679 nm, 通过外加这样的两束重抽运激光可最终将原子数目提高 8—10 倍. 经过一级冷却实现了原子温度为 5 mK, 数目约为  $10^8$ . 二级冷却采用组间跃迁  $(5s^2)^1\text{S}_0 \rightarrow (5s5p)^3\text{P}_1$ , 对应辐射波长 689 nm. 不同于偶极跃迁 32 MHz 的自然线宽, 组间跃迁的自然线宽仅为 7.6 kHz, 而一般情况下, 半导体激光器的自由运转线宽在 MHz 量级, 因

此需要对二级冷却光源 689 nm 激光进行线宽压窄. 实验上运用 Pound-Drever-Hall (PDH) [22] 稳频技术完成了 689 nm 光源的线宽压窄, 通过对两套同样的 689 nm 激光线宽压窄系统的输出信号进行拍频, 得到 689 nm 激光压窄后的线宽为 290 Hz, 激光稳定性为  $4.4 \times 10^{-14}$ @16 s. 依次经过 689 nm 光源频率 50 kHz 调制的宽带冷却过程和去调制的窄带冷却过程, 实现了冷原子温度由 5 mK 降低至 2  $\mu\text{K}$  左右. 相对于一级冷却所采用的偶极跃迁, 应用于二级冷却的组间跃迁的自发辐射速率要远远低于偶极跃迁的自发辐射速率, 二级冷却后的原子荧光信号微弱, 实验使用日本滨松电子公司 (Hamamatsu co.) 生产的型号为 H11526-20-NF 的 PMT (photomultiplier tube) 进行荧光探测, 其光敏面大小为  $\varnothing 8$  mm, 对波长 630 nm 激光的阴极灵敏度为 78 mA/W. 基于探测到的囚禁原子的辐射荧光强度推算出二级冷却后的原子数目约为  $1 \times 10^7$ .

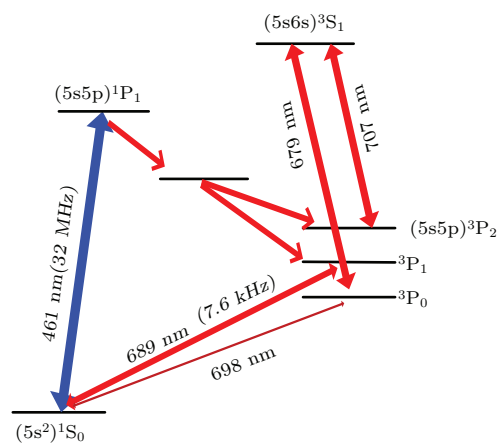


图 1 (网刊彩色) 锶原子冷却相关能级结构示意图  
Fig. 1. (color online) Energy levels related cooling of Strontium atoms.

利用驻波光场中原子感应到的偶极力, 冷原子可被囚禁在周期性势阱中, 并且根据激光频率相对原子共振频率的大小可分为蓝失谐光晶格 (原子被囚禁于波谷处) 和红失谐光晶格 (原子被囚禁于波峰处). 考虑到晶格光场对处于其中的原子钟跃迁能级造成的交流斯塔克光频移会导致钟跃迁频率测量误差, 通过理论计算以及实验测量精确找到使钟跃迁能级光频移一致的特定光晶格波长, 即“魔术”波长. 对于锶原子, 分别存在蓝失谐 [23] 和红失谐 [24] 的“魔术”波长光晶格. 目前红失谐光晶格被广泛采用, 这主要源于该波长的激光二极管以及放大芯片生产工艺的成熟度比较高. 本论文中采用红失谐光晶格进行锶原子玻色子  $^{88}\text{Sr}$  的“魔术”波

长光晶格装载, 构成红失谐光晶格的激光波长为 813.4 nm.

用于产生光晶格的光源, 实验采用德国 Top-tica 公司生产的 Pro 系列外腔反馈半导体激光器, 激光二极管输出波长在 813 nm, 不跳模可调谐范围可达 17 GHz, 经锥形放大器 (Tapered Amplifier, TA) 放大后功率最大可达 1.8 W, 再经过单模光纤进行光斑空间模式优化后耦合输出功率最大可达 1 W, 输出光斑直径在 3 mm 左右. 为获得足够的阱深用于  $\mu\text{K}$  量级冷原子的光晶格装载, 813 nm 晶格激光光束需要经过透镜聚焦实现高功率密度, 且要保证聚焦后激光腰斑与冷原子恰好完全重合以实现有效装载. 为降低晶格中量子隧穿效应对光钟精度的影响<sup>[25]</sup>, 实验上将晶格激光光束沿重力方向打入原子团, 但是由于空间位置及系统装置尺寸限制, 晶格激光光束无法绝对沿重力方向打入只能以小角度倾斜打入真空腔体, 实验系统示意图如下图 2 所示. 通过一对焦距为 200 mm 的透镜将直径 3 mm 的晶格激光光束聚焦获得聚焦光束且腰斑半径为 38  $\mu\text{m}$ , 激光光束倾斜角度在 20° 左右, 完成一维光晶格光学系统的搭建.

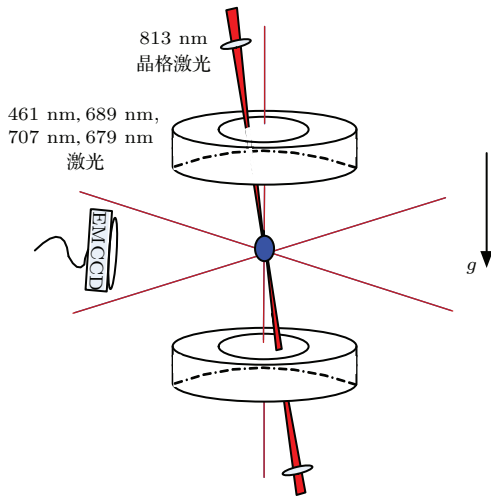


图 2 (网刊彩色) 一维光晶格光学系统示意图

Fig. 2. (color online) The laser system for 1D optical lattice.

考虑到光学元件的损耗, 实际用于光晶格装载实验的功率约为 850 mW, 结合激光光束的腰斑 38  $\mu\text{m}$  可得到相应的晶格光光强为 37.5  $\text{kW}/\text{cm}^2$ . 那么我们再根据光晶格阱深的计算公式

$$\langle U \rangle = -\frac{1}{4}\alpha |E_0|^2 = -\alpha \frac{4P}{c\epsilon_0\pi\omega_0^2},$$

( $P$  为单程光功率,  $\omega_0$  为光束腰斑半径,  $\alpha$  为原子偶极极化率, 包括晶格光场下所有允许跃迁能级的极

化率. 该公式可计算得到此光强下驻波场对应的势阱深度为  $570E_R$  (约 95  $\mu\text{K}$ ),  $E_R = (\hbar k)^2/(2m)$  是与晶格激光相关的反冲能量. 此外计算得到原子的轴向囚禁频率为 166 kHz, 径向囚禁频率为 800 Hz. 根据数值可以看出轴向囚禁频率是反冲频移的 40 倍以上, 满足了 Lamb-Dicke 条件. 由于在轴向具有很强的势阱束缚作用, 所以利用钟跃迁激光 698 nm 在此方向进行钟跃迁探测, 可得到无多普勒频移和无反冲频移光谱.

### 3 实验结果与分析

原子的光晶格装载实验过程采用时序控制, 其运行过程如图 3 所示. 前 1500 ms 进行一级冷却过程, 461 nm 一级冷却激光、679 nm, 707 nm 重抽运激光等开启, 磁光阱区的反赫姆霍兹线圈的磁场梯度为 50 G/cm ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ). 为防止高速运动的热原子束对制备完成的冷原子团造成碰撞冲击, 在束源处设置机械开关, 进行冷原子团制备时机械开关呈开启状态, 制备完成后设定为关闭状态. 考虑到机械开关有一定响应延迟, 因此实验时将其提前开启 40 ms. 1500 ms 之后, 上述光源均被关闭 689 nm 二级冷却光源打开, 此时光源被加 50 kHz 调制, 反赫姆霍兹磁场梯度迅速降至 3 G/cm 然后再缓慢上升, 此过程为二级宽带冷却过程其持续时间为 60 ms. 此时原子团体积还比较大、温度还比较高, 之后再经过 50 ms 窄带冷却 (689 nm 激光 50 kHz 调制被关断、磁场梯度升至 10 G/cm), 原子团体积被进一步压缩、温度进一步降低, 最终得到温度约 2  $\mu\text{K}$  的冷原子. 然后进行光晶格装载, 实验中 813 nm 晶格激光保持常开状态. 经过一段装载时间  $t$  后, 利用 461 nm 脉冲光激发强跃迁 ( $5s^2$ )  $^1S_0$ —( $5s5p$ )  $^1P_1$  探测囚禁于晶格中的冷原子, 实验中为方便起见我们将一级冷却中打入真空腔的六束 461 nm 俘获光当作探测光, 即在一级冷却完成 461 nm 俘获光被关断后在光晶格装载后又将其打开, 其打开时间即探测时间仅为 0.1 ms. 同时, 为观测冷原子光晶格装载的荧光图像, 将一台 EMCCD (Electronic Multiplied Charge Coupled Device, ANDOR: DU-897 U-CS0—#BV) 置于真空腔体前端, 通过调节 EMCCD 前聚焦镜头组 (Nikon AF micro 200 mm f/4DIF-ED) 的焦距获得清晰图像, 并在实验过程中可方便通过观察荧光图像来优化实验参数 (主要为窄带冷却 689 nm 激光的功率大小和频率失谐).



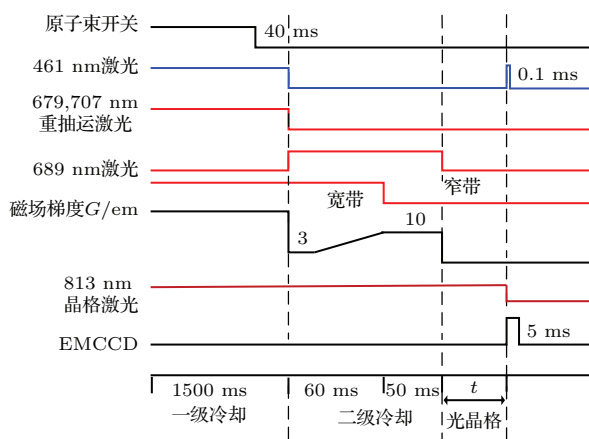
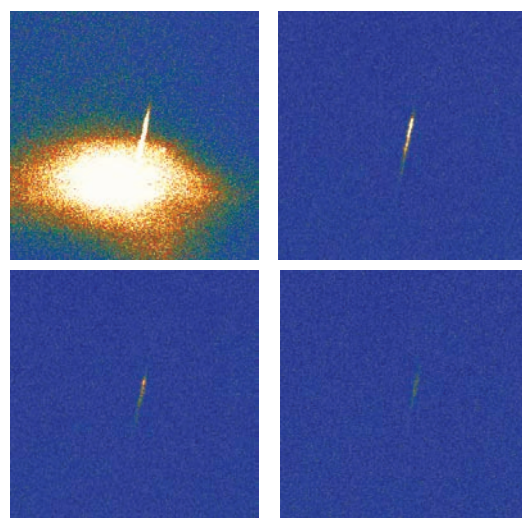


图3 一维光晶格装载时序示意图

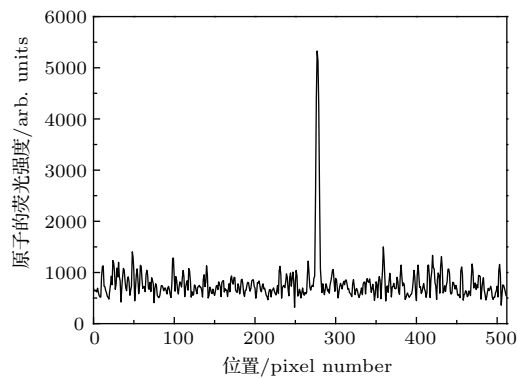
Fig. 3. Time sequence for 1-D optical lattice based on Blue MOT and Red MOT.

在进行光晶格装载实验之前, 仅单束 813 nm 强激光场被打入冷原子团, 通过探测光激发原子跃迁我们从 EMCCD 中观察冷原子荧光图像, 此时对真空腔体前端 200 mm 的透镜位置以及入射激光的导光镜架角度进行微调, 当观察到囚禁原子团荧光强度达到最亮且原子团宽度接近于光束腰斑, 即可认为入射晶格激光束的腰斑与冷原子精确重合. 当完成入射晶格激光精确与冷原子重合后, 将其沿原路返回获得驻波光场, 并精确调节反射镜及腔后 200 mm 透镜, 保证反射光束与入射光束完全重合, 实现入射光束腰斑、反射光束腰斑和冷原子团的精确重合. 冷原子的光晶格装载的荧光图如下图 4(a) 所示, 图 4(b) 为光晶格囚禁冷原子空间分布 (以 461 nm 探测激光的探测时延  $t = 200$  ms 为例). 改变 461 nm 激光的探测时延  $t$ , 并同步改变 EMCCD 的开启时间, 对囚禁冷原子进行荧光图像采集. 实验探测时延  $t$  分别为 0 ms, 200 ms, 400 ms 和 600 ms, 需要说明的是在  $t = 0$  ms 处, 冷原子团和囚禁的冷原子已经部分分离, 我们认为的可能原因是在冷原子囚禁区域, 晶格势阱中心和磁场中心没有严格重合, 中心区域由于没有磁场的囚禁作用或作用很小, 导致在窄带冷却过程中冷原子团已经有下落. 通过观察图 4(a) 中不同时延  $t$  的荧光图像, 可以看出: 装载进势阱中的原子位置并不随时延  $t$  的变化而变化, 即意味着此时光晶格形成的偶极力足够大足以克服重力势能造成的影响, 能够使原子稳定地保持在同一位置; 随探测时延  $t$  的增加荧光强度越来越弱, 由此我们可以估算出晶格囚禁原子寿命, 可见图 5. EMCCD 图像画面尺寸为  $8\text{ mm} \times 8\text{ mm}$ , 分辨率为  $512 \times 512$ , 即每个像素点大小为  $0.016\text{ mm} \times 0.016\text{ mm}$ , 根据荧光图像占有

的像素点个数 (约 5 个像素点), 得到囚禁冷原子团半宽度约为  $40\text{ }\mu\text{m}$ , 接近于晶格激光的腰斑半径  $38\text{ }\mu\text{m}$ , 也即说明冷原子被成功装载进以晶格激光光束腰斑为中心的一定区域, 且由于腰斑处轴向囚禁频率最大囚禁原子数目最多所以看到荧光最亮, 而沿着光轴由于轴向囚禁频率逐渐小原子数目越来越少直至无法囚禁, 所以从荧光图像上可相应地观察到荧光强度逐渐变弱直至最后消失. 此外, 通过装载前后的荧光分布强度对比关系以及已知的二级冷却原子数目, 估算装载进晶格内的冷原子数目为  $1.2 \times 10^5$ .



(a)



(b)

图4 (a) 不同探测时延  $t$  的冷原子荧光图像; (b) 囚禁冷原子荧光沿水平方向的分布

Fig. 4. (a) Images of trapped atoms in 1D optical lattice corresponding to the different time  $t$ ; (b) the distribution of trapped atoms along the horizontal direction of EMCCD.

通过对不同时延  $t$  对应的荧光图像进行处理、分析记录其峰值参数再结合衰减函数  $y = Ae^{-t/\tau} + y_0$  进行数据拟合, 得到一维光晶格寿命约为 270 ms, 如图 5 所示其中圆点代表实验数据,

线为理论拟合曲线. 根据图形可知随时延  $t$  增加囚禁冷原子的荧光峰值越来越小, 对应于图 4(a) 中荧光图像强度越来越弱, 也即说明晶格中冷原子的数目越来越少. 这是由于原子与背景杂质气体之间存在一定的相互碰撞作用, 晶格中的冷原子寿命受到了背景真空限制 ( $1.5 \times 10^{-7}$  Pa).

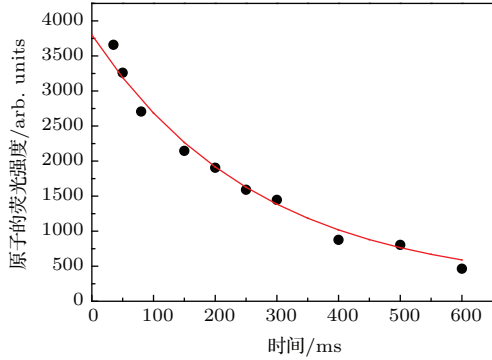


图5 一维光晶格内冷原子荧光强度随探测时延  $t$  的变化曲线

Fig. 5. Atomic fluorescence intensity in 1D optical lattice varying with time  $t$ .

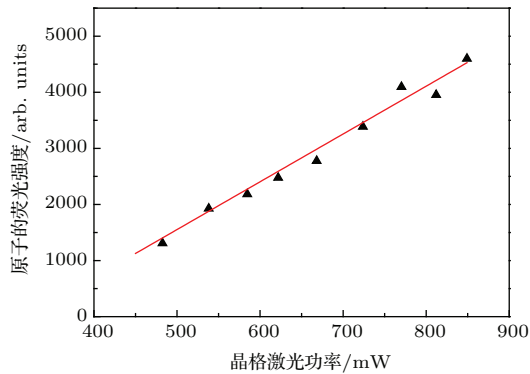


图6 势阱囚禁的冷原子数目随晶格光功率的变化曲线

Fig. 6. Number of trapped Sr atoms in 1D optical lattice as a function of the single lattice laser power.

阱深  $U$  与晶格光功率  $P$  成正比关系, 在激光光束尺寸不变的情况下随着激光功率的线性增加, 晶格的势阱深度会越来越深使得愈来愈多的冷原子被囚禁. 实验上我们观测光晶格囚禁的冷原子数目随晶格光功率的变化, 如图 6 所示, 其中圆点为实验测量数据, 线为拟合曲线. 这种变化关系对于光晶格装载的光功率要求提供了一定依据和参考. 虽然原子数会随着功率增加而越来越多, 但并非说明装载进晶格内的原子数目越多越好, 因为大量的原子参考样本在提高信噪比的同时会加剧原子间的碰撞. 导致碰撞频移的增加从而降低了原子钟的稳定度. 因此需要在实验取合适的晶格光功率值, 既能满足后期钟跃迁探测的信噪比要求又不至造成碰撞频移的增大.

为测量晶格内囚禁的冷原子温度, 在经过 20 ms 晶格装载后, 即  $t = 20$  ms 通过观察冷原子团和晶格囚禁冷原子实现两者完全分离, 然后关闭 813 nm 激光, 采用 TOF 法获得晶格囚禁的冷原子在不同自由飞行时间 ( $\Delta t = 0$  ms, 4 ms 和 10 ms) 时的荧光辐射图像, 如图 7(a) 所示左部分为囚禁冷原子的自由飞行的荧光图像, 右部分为其对应的荧光谱线, 并且对谱线进行了 Gauss 拟合. 经过多次测量对结果求平均得到, 晶格功率在实验工作值 850 mW 时的囚禁原子温度在  $3.5 \mu\text{K}$  左右. 为了研究晶格势阱深度对囚禁冷原子温度的影响, 实验采集了不同晶格功率下原子的飞行时间信号再进行计算得到原子温度, 如图 7(b) 所示. 由图看出随着晶格功率增加冷原子温度并不受显著影响, 但相比于装载前冷原子温度  $2 \mu\text{K}$  略有升高. 分析认为原子与晶格激光存在微小的光子吸收, 产生的热能致使冷原子温度升高; 此外由于晶格光源为半导体激光器, 其内部强度噪声对晶格势阱中的冷原子造成了加热作用.

## 4 结 论

本文实现了铷冷原子的光晶格装载, 将铷原子玻色子  $^{88}\text{Sr}$  囚禁于一维光晶格中, 并且构成光晶格的激光运行于铷原子钟跃迁能级对应的“魔术”波长. 通过实验测量, 得到光晶格囚禁冷原子寿命为 270 ms, 数目约为  $1.2 \times 10^5$ , 温度在  $3.5 \mu\text{K}$  左右, 相对于装载前的原子温度, 囚禁于晶格中的原子温度略高. 分析原因一方面是因为虽然晶格激光为远失谐, 辐射速率认为可被忽略, 但实际仍存在微弱光子吸收导致晶格中的冷原子温度升高, 另一方面是因为作为晶格激光光源的 813 nm 半导体激光器的强度噪声对原子造成了加热作用, 因此后期将通过压缩晶格激光光源的强度噪声降低其对势阱内原子运动的影响. 光晶格的囚禁使得原子被成功限制在 Lamb-Dicke 区域且有长的钟跃迁探测时间, 这样运动被严格控制的原子为后续的钟跃迁探测实验提供了理想原子样本, 从而能够获得近似理想钟跃迁谱线参考, 最终实现光钟的闭环运行.

对武汉物理数学研究所贺凌翔研究员和中国计量科学院林弋戈副研究员对实验给予的建议和有益讨论表达诚挚的谢意.

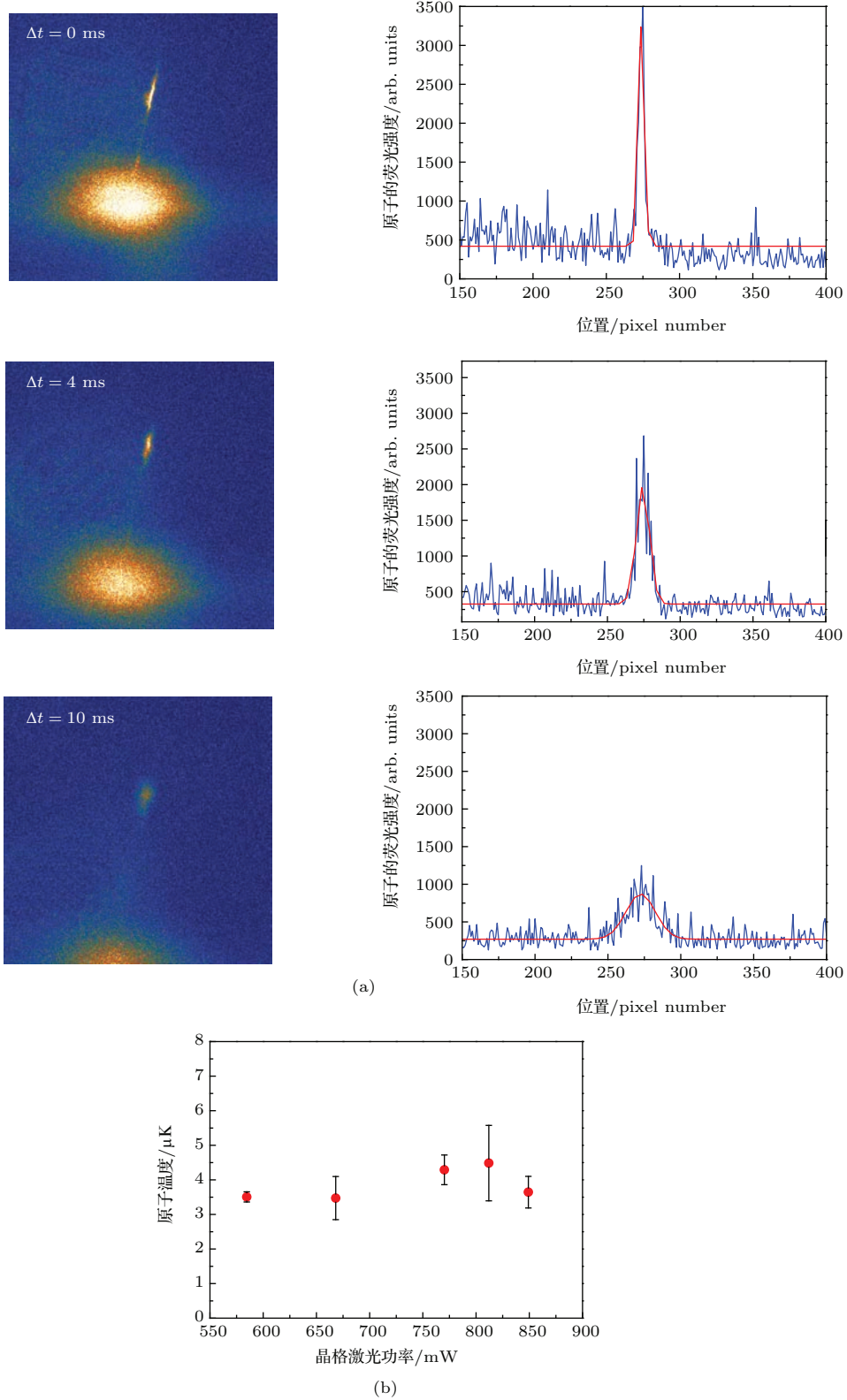


图 7 (a) 不同释放时间对应的冷原子飞行时间信号; (b) 不同晶格光功率下的冷原子温度

Fig. 7. (a) Different TOF signals of atoms in 1-D optical lattice versus release time  $\Delta t$ ; (b) temperature of atoms as a function of the single lattice laser power.

参考文献

[1] Huntemann N, Okhapiin M, Lipphardt B, Weyers S, Tamm C, Peik E 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 090801

[2] Madej A A, Dubé P, Zhou Z, Bernard J E, Gertsch M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 203002

[3] Margolis H S, Godun R M, Gill P, Johnson L A M, She-mar S L, Whibberley P B, Denker H, Timmen L, Voigt

- C, Calonico D, Levi F, Lorini L, Pizzocaro M, Falke S, Piester D, Lisdat C, Sterr U, Vogt S, Weyers S, Delva P, Bize S, Achkar J, Gersl J, Lindvall T, Merimaa M 2013 *Joint UFFC, EFTF and PFM Symposium*, Prague, Czech Republic, July 21–25, 2013 p908
- [4] Targat R L, Lorini L, Coq Y L, Zawada M, Guena J, Abgrall M, Gurov M, Rosenbusch P, Rovera D G, Nagórny B, Gartman R, Westergaard P G, Tobar M E, Lours M, Santarelli G, Clairon A, Bize S, Laurent P, Lemonde P, Lodewyck J 2013 *Nature Communications* **4** 2109
- [5] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, Wineland D J, Rosenb T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 70802
- [6] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, Katori H 2005 *Nature* **435** 321
- [7] Falke S, Lemke N, Grebing C, Lipphardt B, Weyers S, Gerginov V, Huntemann N, Hagemann C, Masoudi A A, Häfner S, Vogt S, Sterr U, Lisdat C 2014 *New J. Phys.* **16** 073023
- [8] Gurov M, McFerran J J, Nagórny B, Tyumenev R, Xu Z, Le Coq Y, Targat R L, Lemonde P, Lodewyck J, Bize S 2013 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **62** 1568
- [9] Hinkley N, Sherman J A, Phillips N B, Schioppo M, Lemke N D, Beloy K, Pizzocaro M, Oates C W, Ludlow A D 2013 *Science* **341** 1215
- [10] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, Campbell S L, Bishof M, Zhang X, Zhang W, Bromley S L, Ye J 2014 *Nature* **506** 71
- [11] Liu Q, Huang Y, Cao J, Ou B Q, Guo B, Guan H, Huang X R, Gao K L 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 013201
- [12] Lin Y G, Wang Q, Li Y, Lin B K, Wang S K, Meng F, Zhao Y, Cao J P, Zang E J, Li T C, Fang Z J 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 014206
- [13] Zhou M, Chen N, Zhang X H, Huang L Y, Yao M F, Tian J, Gao Q, Jiang H L, Tang H Y, Xu X Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 103701
- [14] Wang S G, Zhang J W, Miao K, Wang Z B, Wang L J 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 013703
- [15] Xie X P, Zhuang W, Chen J B 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 074202
- [16] Itano W M, Bergquist J C, Bollinger J J, Gilligan J M, Heinzen D J, Moore F L, Raizen M G, Wineland D J 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3554
- [17] Diddams S A, Bergquist J C, Jefferts S R, Oates C W 2004 *Science* **306** 1318
- [18] Tian X, Chang H, Wang X L, Zhang S G 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 898 (in Chinese) [田晓, 常宏, 王心亮, 张首刚 2010 光学学报 **30** 898]
- [19] Gao F 2014 *Ph. D. Dissertation* (Xian: University of Chinese Academy of Sciences, National Time Service Center) (in Chinese) [高峰 2014 博士学位论文(西安: 中国科学院大学, 国家授时中心)]
- [20] Wang Y B, Chen J, Tian X, Gao F, Chang H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 020601 (in Chinese) [王叶兵, 陈洁, 田晓, 高峰, 常宏 2012 物理学报 **61** 020601]
- [21] Cong D L, Xu P, Wang Y B, Chang H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 153702 (in Chinese) [丛东亮, 许朋, 王叶兵, 常宏 2013 物理学报 **62** 153702]
- [22] Black E D 2001 *Am. J. Phys.* **69** 1
- [23] Takamoto M, Katori H, Marmo S I, Ovsiannikov V D, Pal'chikov V G 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 063002
- [24] Takamoto M, Katori H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 223001
- [25] Lemonde P, Wolf P 2005 *Phys. Rev. A* **72** 033409



# Experimental research on loading strontium bosons into the optical lattice operating at the “magic” wavelength\*

Tian Xiao<sup>1)2)</sup> Wang Ye-Bing<sup>1)</sup> Lu Ben-Quan<sup>1)2)</sup> Liu Hui<sup>1)2)</sup> Xu Qin-Fang<sup>1)</sup> Ren Jie<sup>1)</sup>  
Yin Mo-Juan<sup>1)</sup> Kong De-Huan<sup>1)</sup> Chang Hong<sup>1)†</sup> Zhang Shou-Gang<sup>1)</sup>

1) (Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards of Chinese Academy of Sciences, National Time Service Center, Xi'an 710600, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

( Received 31 December 2014; revised manuscript received 1 February 2015 )

## Abstract

The optical lattice clock with neutral atoms occupies an outstanding position in the research field of atomic clocks, demonstrating the great potential of its performance (like the uncertainty and the stability). At present, the optical lattice clock has realized a  $10^{-18}$  level of its uncertainty. In this paper, we present the realization of loading bosonic atoms  $^{88}\text{Sr}$  (strontium, alkaline-earth metals) into a one-dimensional (1D) optical lattice in our laboratory. The optical lattice where the atoms are trapped can make the energy level shift, called Stark shift. But there is the special optical lattice operating at the “magic” wavelength for clock transitions  $(5s^2) ^1\text{S}_0$ — $(5s5p) ^3\text{P}_0$ , which can make the same Stark light-shift for both of them, indicating a zero light-shift relative to the clock. In our experiment, Sr atoms are cooled in a two-stage cooling and its temperature can be as low as 2  $\mu\text{K}$ . Then these cold atoms are confined in the Lamb-Dicke region by the lattice laser output from an amplified diode laser operating at the “magic” wavelength, 813 nm. Experimentally, it is straightforward to provide 850 mW of lattice power focused to a 38  $\mu\text{m}$  beam radius. After the cold atoms have trapped in the optical lattice, the lifetime of atoms in 1D optical lattice is measured to be 270 ms. The temperature and the number are about 3.5  $\mu\text{K}$  and  $1.2 \times 10^5$  respectively. Besides, effects of the power of the lattice laser on both the number and temperature are analyzed. The number changes linearly with the laser power, while there is no obvious influence on the temperature by the power. This original and special approach for atoms trapped in the optical lattice can provide a long interrogation time for probing the clock transition. Furthermore, it may be the foundation for developing our optical lattice clock of strontium atoms.

**Keywords:** optical clock, cold atoms, magic wavelength, optical lattice

**PACS:** 06.30.Ft, 37.10.De, 37.10.Jk

**DOI:** 10.7498/aps.64.130601

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61127901, 11474282).

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