

文章编号: 1007-6654(2007)04-0267-06

近共振三维光学晶格中铯原子温度的参数依赖

邱英, 王彦华, 王婧, 何军, 张天才, 王军民*

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

摘要: 介绍了四光束三维近共振光学晶格的方案, 在铯原子磁光阱和光学粘团的基础上搭建了近共振光学晶格的光路, 实现了光学晶格中冷原子的装载。利用短程飞行时间吸收法测量了近共振光学晶格中冷原子的温度, 通过改变晶格的光强和失谐等条件, 对近共振光学晶格中铯原子的亚多普勒冷却的参数依赖关系作了实验研究, 并与光学粘团作了比较。

关键词: 光学晶格; 光学粘团; 短程飞行时间吸收谱; 磁光阱; 铯原子

中图分类号: O431 文献标识码: A

0 引言

冷原子排列在周期性光学势阱中, 这种结构称之为“光学晶格”。1968年 V. S. Letokhov^[1]首次提出了利用光频移产生的偶极力可以把原子限制在驻波光场形成的周期性势阱中的设想, 但由于驻波光场形成的势阱其阱深很浅, 只能俘获经激光预冷却的原子。因此直到中性原子的激光冷却^[2]和磁光阱^[3,4]发展起来后, 1992年光学晶格才在实验上首次实现^[5]。根据形成光学晶格的激光与原子跃迁线间的失谐, 光学晶格可以分为两类: 远失谐光学晶格^[6-8]和近共振光学晶格^[9,10]。远失谐光学晶格主要受偶极力的作用, 由于散射率很低, 光场和原子之间几乎没有动量交换(不存在冷却的机制), 所以是近似的保守势阱, 因此远失谐光学晶格可以用于原子的相干操控^[11,12]。2002年, Greiner等人^[13]在大失谐的光学晶格中实现了铷原子从超流态到 Mott 绝缘态的量子相变。而近共振光学晶格因为散射率仍然较高, 不仅可以实现原子的俘获, 还存在偏振梯

度导致的 Sisyphus 冷却机制, 可以进一步冷却原子^[14]。2000年, 瑞典研究小组的 J. Jersblad^[15]等人研究了铯原子近共振三维光学晶格中原子的稳态温度。冷原子光学晶格研究目前已成为原子操控的一个重要课题。

本文介绍了近共振光学晶格的原理, 实现了光学晶格中冷原子的装载。通过改变光学晶格的光强和失谐等条件, 找到在我们的实验条件下光学晶格的最低温度, 并且对光学晶格的温度随光强和失谐的参数依赖关系作了研究。还将光学晶格温度、参数依赖关系等与光学粘团作了比较。

1 四光束三维光学晶格方案

光学晶格的势阱具有周期性, 其周期在半波长量级。由于光学晶格需要稳定的周期性势阱, 因此就需要锁定形成各光束之间的相对位相, 在实验上比较复杂。而根据文献^[16]提出的方案, 对于 N 维光学晶格, 可以采用 $N + 1$ 束光的方案来避免因光束之间的相对相位扰动造成势阱形状

收稿日期: 2007-06-27

基金项目: 国家自然科学基金(60578018; 10434080); 国家重点基础研究计划课题(2006CB921102); 教育部创新团队计划(IRT0516); 教育部新世纪优秀人才支持计划; 山西省自然科学基金(2007011003); 山西省回国留学人员科研经费

作者简介: 邱英(1982-), 女, 湖南平江县人, 在读硕士。

* 通讯作者: E-mail: wjjmm@sxu.edu.cn

的改变。比如二维光学晶格就用三束光来产生，三维光学晶格可用四束光来产生。我们的三维光学晶格即采用这种方案，如图 1 所示。 $k_i (i = 1, 2, 3, 4)$ 为四束光的波矢， k_1 和 k_2 在 yz 平面内，二者夹角为 $2\theta_y$ ，二者偏振相同均垂直于 yz 平面； k_3 和 k_4 在 xz 平面内，二者夹角为 $2\theta_x$ ，二者偏振相同均垂直于 xz 平面。

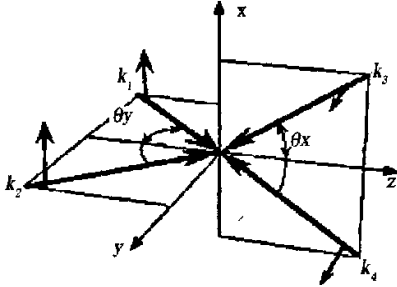


图 1 四光束三维光学晶格方案示意图
Fig. 1 Four-beams configuration

下面介绍这种光学晶格势阱随相位的变化情况^[10,16]。四束光的电场强度表示为 $E_i (i = 1, 2, 3, 4)$ ，偏振表示为 $\vec{e}_i (i = 1, 2, 3, 4)$ ，位相表示为 $\phi_i (i = 1, 2, 3, 4)$ ，对原子的偶极势为：

$$U(\vec{R}) = -\frac{\epsilon_0}{4} \alpha'_0 \left\{ \sum_i E_i^2 + \sum_{i \neq j} E_i E_j (\vec{e}_i \cdot \vec{e}_j) e^{i[(k_i - k_j) \cdot \vec{R} + \phi_i - \phi_j]} \right\}; \quad (i, j = 1, 2, 3, 4) \quad (1)$$

其中， $\vec{R} = X\vec{e}_x + Y\vec{e}_y + Z\vec{e}_z$ 为位置矢量， $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ 分别为 x, y, z 轴的单位矢量， α'_0 为极化率 $\alpha_0 = \alpha'_0 + i\alpha''_0$ 的实部，波矢可分别表示为：

$$\vec{k}_1 = k(\vec{e}_x \sin\theta_x + \vec{e}_z \cos\theta_x); \quad (2)$$

$$\vec{k}_2 = k(-\vec{e}_x \sin\theta_x + \vec{e}_z \cos\theta_x); \quad (3)$$

$$\vec{k}_3 = k(\vec{e}_y \sin\theta_y - \vec{e}_z \cos\theta_y); \quad (4)$$

$$\vec{k}_4 = k(-\vec{e}_y \sin\theta_y - \vec{e}_z \cos\theta_y); \quad (5)$$

由图 1 有 $\vec{e}_1 = \vec{e}_2 = \vec{e}_x, \vec{e}_3 = \vec{e}_4 = \vec{e}_y$ ，考虑 $E_1 = E_2 = E_3 = E_4 = E_0$ 的情形，(1) 式可表示为：

$$U(\vec{R}) = -\frac{\epsilon_0}{4} \alpha'_0 E_0^2 \left\{ 4 + 2\cos(2kX\sin\theta_x + \phi_1 - \phi_2) + 2\cos(2kY\sin\theta_y + \phi_3 - \phi_4) + \right.$$

$$8\cos\left[kZ(\cos\theta_x + \cos\theta_y) + \frac{\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4}{2}\right] \cdot \cos\left(kX\sin\theta_x + \frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \cdot \cos\left(kY\sin\theta_y + \frac{\phi_3 - \phi_4}{2}\right) \left. \right\} \quad (6)$$

由上式，可看出相对相位的变化只会引起势阱的移动而不会同时引起势阱深度的变化。同时可以得出 x, y, z 方向的光学晶格的周期分别为：

$$\lambda_x = \frac{\lambda}{\sin\theta_x} \quad (7)$$

$$\lambda_y = \frac{\lambda}{\sin\theta_y} \quad (8)$$

$$\lambda_z = \frac{\lambda}{\sin\theta_x + \sin\theta_y} \quad (9)$$

在近共振的情况下，从冷却机制的角度来考虑，上述三维光学晶格中存在着所谓 Sisyphus 冷却机制。一维情形下，这种近共振的光学晶格可由偏振相互垂直的两束线偏振光对射形成（称为 $\pi^+ - \pi^-$ 组态）^[17]。由强度相等、偏振方向相反的两束圆偏振光对射则形成一维光学粘团（称为 $\sigma^+ - \sigma^-$ 组态），其中存在着运动诱导原子布居冷却机制^[17]。二者表面上看起来很类似，都存在亚多普勒冷却机制，但有本质区别： $\sigma^+ - \sigma^-$ 组态光学粘团中存在由偏振旋转导致的运动诱导原子布居亚多普勒冷却机制，但没有势阱的作用；而 $\pi^+ - \pi^-$ 组态的光学晶格中则存在偏振梯度导致的 Sisyphus 冷却机制，并存在周期性的势阱^[17]。从 1992 年 P. S. Jessen 等人利用光外差法首次测量得到的光学晶格和光学粘团的荧光谱^[4] 可以看出，光学晶格荧光谱有中央峰和边带，而光学粘团则没有边带。边带谱是由原子在尺度约波长量级的周期性势阱（光学晶格）中不同振动态间的拉曼散射形成的。边带谱是光学晶格的周期性势阱中存在可区分的振动能态的直接证据。

根据文献[17]，在简并二能级近似下，1) 假设光强较弱，即 $\Omega \ll \Gamma$ 使得光抽运时间 τ_p 远大于辐射寿命 τ_R 导致温度低于 $\hbar\Gamma$ ；2) 假设在低速区域，即多普勒频移 $kV \ll \Gamma$ ，光学相干和激发态布居数基本不受原子行为的影响，多普勒频移 kV 在辐射寿命内可忽略。在以上近似条件下由

一维 π^+ - π^- 组态光学晶格和 σ^+ - σ^- 组态光学粘团的理论模型^[17] 给出的温度表达式分别为:

$$T = \frac{\hbar\Omega^2}{8k_B|\delta|} \quad (10)$$

$$T = \frac{\hbar\Omega^2}{8k_B|\delta|} \left[\frac{29}{300} + \frac{254}{75} \frac{\Gamma^2/4}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)} \right] \quad (11)$$

其中 $\Omega = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_{sat}}}$, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $\Gamma = 2\pi \times \gamma$, $|\delta| = 2\pi \times |\Delta|$, I_{sat} 为饱和光强, γ 为自然线宽, Δ 为负失谐量。从上两式可以看出, 光学晶格和光学粘团的温度近似与光强成正比, 与光场负失谐量成反比。

2 实验系统及方法

我们的近共振三维光学晶格在铯原子汽室磁光阱的基础上形成。磁光阱采用留有若干石英玻璃光学窗的无磁不锈钢真空腔体, 背景真空度用 40L/s 的离子泵维持在 5×10^{-8} Pa, 冷却光总光强为 12.6 mW, 失谐量为 -10 MHz, 再泵浦光总光强为 6 mW, 轴向磁场梯度约 1mT/cm, 冷原子数约为 1×10^7 个, 温度 68 μ K^[18,19]。

采用如图 1 所示的四光束负失谐三维光学晶格方案, 整个系统的装载与测量过程通过用 Borland Pascal 编写的程序来控制, 实现触发信号和模拟电压的可控时序输出, 改变或触发光路中声光调制器(AOM)的射频信号实现对光场的控制, 触发电流开关来控制磁光阱的磁场电流的通断。

采用如图 2 所示时序, 首先启动铯原子磁光阱并使冷原子云达到稳态(通常 30s), 然后迅速的关掉四极磁场(关断时间为 440 μ s), 同时减小冷却光的光强和失谐用 σ^+ - σ^- 偏振组态形成的三维光学粘团借助运动诱导原子布居的亚多普勒冷却机制进一步冷却原子, 随后关掉冷却光打开光学晶格的光场实现从光学粘团到光学晶格的转移。在光学晶格稳定适当的时间以后关掉光学晶格光场和再抽运光, 同时打开在冷原子下方 8mm 处的细圆共振探测光束, 用短程飞行时间吸收法^[18,20] 测量冷原子温度, 从而完成一个光学晶格装载并测量温度的实验循环。

光学晶格光场由 Toptica 公司生产的 DL100 型光栅反馈半导体激光器提供, 利用饱和吸收技

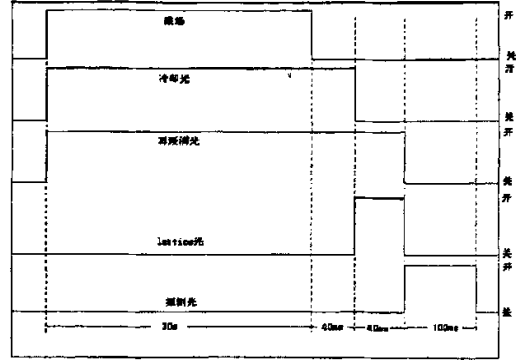


图 2 光学晶格装载及温度测量的时序示意图

Fig. 2 Time sequence

术将其频率锁定在铯原子 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_g = 5$ 跃迁线上, 然后双次通过中心频率为 100 MHz 带宽 ± 50 MHz 的 AOM 调整其负失谐量, 并保证在频率操作的同时不影响后续光路的变化。然后使用单模偏振光纤对光束进行空间滤波和准直, 再用二分之一波片和偏振分光棱镜(PBS)等分成四束导入真空系统中。光学晶格的负失谐可以在 100 MHz 到 300 MHz 范围内方便调节, 光束直径约 1.2 mm, 光功率约 1.8 mW。按照图 1 的偏振和方位交汇于磁光阱以及光学粘团冷却区域的中心。从磁光阱到光学粘团再到光学晶格的平稳转移, 要求这三个过程的光路必须完全重合。对于光学晶格来说由于光斑较小, 而且要求光学晶格的四束光交汇于一点并且这一点要同 MOT 和光学粘团的中心重合, 同时它们的空间方位要对于这个中心对称, 保证辐射压力平衡。这是冷原子从不同冷却阶段平稳过渡的关键环节。当一束共振的光通过冷原子时可以破坏其平衡, 交汇区的冷原子在这个额外光束的辐射压力作用下逃逸, 通过 CCD 和监视器可以观察到在冷原子云中出现的穿孔, 借助光学晶格光在原子上形成的穿孔位置调整使四个光学晶格光束交汇于一点同时还要兼顾四个光场的方位, 由于确定了交汇点和光路的夹角以后最后一个反射点在空间的坐标是唯一的, 往往光路的微调不仅仅是改变光介入真空腔体内的角度, 更多的时候要同时作平移。由于反射镜在空间并不能工作在其实现全反要求的入射角, 空间的光路将带来偏振的无规转动和退偏, 因此光进入真空腔体前还通过一个可旋转的

PBS 和二分之一波片组成偏振调整和纯化装置, 保证最后进入腔体形成光学晶格的光束的偏振方向和线偏振度。而进一步光束的空间位置和偏振的微调, 则是通过对飞行时间 (TOF) 信号测量, 使在一定的光场强度和失谐下 TOF 信号幅度最大, 等效温度最低。

由于真空系统腔体空间和光学窗方位的限制, 我们在实验中采用的角度是 $\theta_x = \theta_y = 31^\circ$ 。光学晶格的激光波长为 852 nm, 根据 (7) - (9) 式可计算得到我们的光学晶格在 x, y, z 三个方向的周期分别为:

$$\lambda_x = \frac{\lambda}{\sin\theta_x} \approx 1.65 \mu\text{m},$$

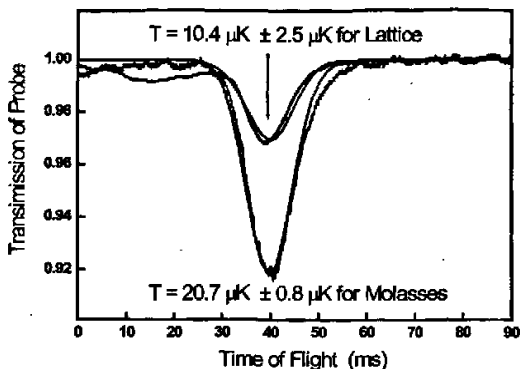
$$\lambda_y = \frac{\lambda}{\sin\theta_y} \approx 1.65 \mu\text{m},$$

$$\lambda_z = \frac{\lambda}{\cos\theta_x + \cos\theta_y} \approx 0.62 \mu\text{m}.$$

图 3 就是光学粘团和光学晶格的一组典型 TOF 信号和拟合得到的等效温度, 光学粘团的典型温度约 21 μK , 光学晶格冷却后约 10 μK 。我们的粘团温度比其他文献报道的结果略高, 可能的原因有: 1) 在光学粘团之前磁场关断的时间段内, 由于磁场的快速变化可能造成对冷原子较大的冲击, 而磁场的关断时间约 440 μs , 这个影响是不可消除的; 2) 我们的磁场补偿由三对亥姆霍兹线圈组成, 冷原子云初始的磁补偿情况不是非常理想; 3) 我们利用短程飞行时间吸收法测量温度, 在温度较低时这种测量手段虽然能分辨温度变化的趋势但温度值可能存在一定的偏差。

3 结果及讨论

对于 $\pi^r - \pi^r$ 近共振光学晶格, 如果是负失谐 (红移), 将对 $J_g \rightarrow J_c = J_g + 1$ 的跃迁有效, 原子被俘获到偏振为纯的左旋或右旋圆偏振的位置, 此时光频移量最大, 原子对于光场散射率也较大, 因此也被称为明亮光学晶格 (bright lattice) [21]。如果是正失谐 (蓝移), 光频移方向相反使原子能级升高, 俘获原子时对应 $J_g \rightarrow J_c$ 或 $J_g - 1$ 的跃迁, 原子被俘获在频移最小处, 对光子的散射率也较小, 称之为灰光学晶格 (grey lattice) [21]。对于多能级原子来说这两种机制同



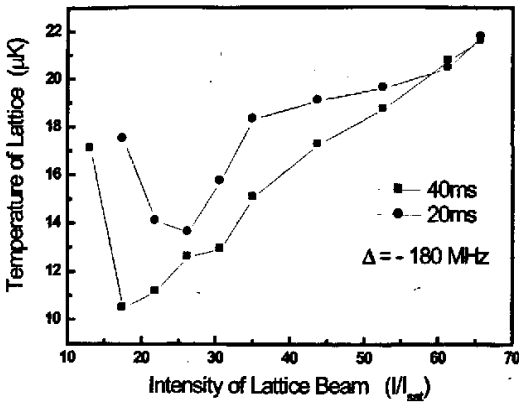
拟合得到的光学粘团的温度约 21 μK , 光学晶格的温度约 10 μK 。

图 3 光学粘团和光学晶格的短程飞行时间 (TOF) 吸收谱
Fig. 3 TOF Signals of optical molasses and optical lattices

时存在。铯原子近共振光学晶格中, 相对于 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_c = 5$ 跃迁线负失谐量 δ 通常在 100 MHz ~ 200 MHz 的范围, 而 $6P_{3/2}F_c = 4$ 和 $6P_{3/2}F_c = 5$ 的超精细分裂只有 251 MHz。所以光场同时扮演两个角色, 构成负失谐 δ 的红移明亮光学晶格和正失谐 251 MHz - δ 的灰光学晶格。

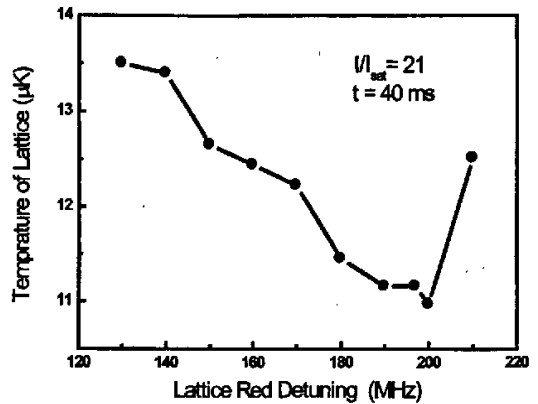
图 4 是在相对于 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_c = 5$ 跃迁线负失谐 180 MHz 时改变光学晶格光强测得的温度。在光强较大时, 温度同光强基本呈现线性关系类似于二维的情况。随着光强减弱到一定程度, 温度反而会升高。而且温度升高的转折点同光学晶格的冷却时间有关。图中对应的两条曲线分别是冷却 20ms 和 40ms 时光强同温度的函数变化关系。这里温度升高的主要原因就是其他能级 $6P_{3/2}F_c = 3$ 同 $6P_{3/2}F_c = 4$ 的存在构成了蓝移的光学晶格结构。当大光强作用下负失谐晶格的 Sisyphus 冷却机制起主要作用, 原子被俘获到散射光子最强的地方, 而蓝移的晶格则要把原子排列在散射光子最弱的地方, 相对来说蓝移晶格的机制对红移晶格中俘获的原子有了加热的作用。此时原子的温度实际是他们共同作用的一个动态平衡。随着光强的减弱, 红移晶格对原子的约束减弱, 由于蓝移晶格使原子处于光强较弱处, 这种平衡即被破坏, 蓝移晶格的影响就突显出来。

达到平衡需要一定时间, 因此我们研究了晶格冷却的时间从 40 ms 减小到 20 ms 时温度随光



$\Delta = -180$ MHz, $I/I_{sat} \sim 17$ 时温度最低。

图4 固定失谐量时光学晶格温度随光强的变化
Fig. 4 The temperature of Cs in optical lattice as a function of intensity, with the lattice time 20 ms and 40 ms, seperately.



$I/I_{sat} = 21, \Delta \sim -200$ MHz 时温度最低。

图5 固定光强时光学晶格温度随失谐量的变化
Fig. 5 The temperature of Cs in optical lattice as a function of detuning.

强的变化规律。同样的光强下冷却时间减小原子的温度相对较高,但是在光强更大时二者又接近相同。这是由于大光强下这种平衡迅速建立起来,原子很快到达热平衡状态了,随着光强的降低,红移势阱变浅,冷却能力减弱,同加热机制竞争达到平衡需要的时间增加,在 20 ms 时尚未达到平衡,温度仍较高。

同样在确定的光强下改变光场的失谐量, $T \propto \frac{1}{|\delta|}$, 原子的等效温度的变化也是明亮光学晶格和灰光学晶格这两种机制共同的结果^[14]。对于跃迁 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_e = 5$ 负失谐 δ 的红移光学晶格,相对于 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_e = 4$ 跃迁则是正失谐(251 MHz - δ) 的蓝移阱,而且随着失谐量的加大光场将逐步接近并同 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_e = 4$ 共振,促使原子被强烈激发,从而在某一个失谐的位置出现温度变化的转折点,如图 5 所示。

对光学粘团的温度测量,我们只从相对于 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_e = 5$ 跃迁负失谐十几兆变化到六十兆左右,温度随失谐量的增大而下降。光学粘团的失谐没做到负 200MHz 的原因是: $\sigma^+ - \sigma^-$ 光学粘团的原子是从汽室磁光阱中转移过来的,原子初始温度较高,而光学粘团本身没有回复力作用,在冷却过程中冷原子在扩散,因此若失谐太大或作用时间太长都会导致原子扩散得较快。对于 $\pi^+ - \pi^-$ 光学晶格,给它提供原子的是 $\sigma^+ - \sigma^-$ 光学粘团,温度本身就比磁光阱要低,且光学晶格有势阱的束缚作用,即使有少量的原子损失,在大失谐量的情况下仍然有光场与原子的相互作用。

本文利用时序控制系统释放光学晶格中俘获的冷原子,使其在空间中膨胀并自由下落,借助于短程飞行时间吸收谱测量了光学晶格中冷原子的温度,并研究了温度随光学晶格的光强和失谐量参数变化的依赖关系。

参考文献:

[1] LETHOKOV. A Disordered Medium Sustaining a Large Number of Modes with Overlapping Resonances [J]. *JETP Lett*, 1968, 7: 272.
 [2] HANSCH T W, SCHAWLOW A L. Cooling of Gases by Laser radiation [J]. *Opt Commun*, 1975, 13: 1.
 [3] RAAB E L, et al. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure [J]. *Phys Rev Lett*, 1987, 59: 2631.
 [4] MONROE C, et al. Space-time Approach to Holonomy Scattering [J]. *Phys Rev Lett*, 1990, 65: 13.
 [5] JESSEN P S, GERZ C, LETT P D, et al. Observation of Quantized Motion of Rb Atoms in an Optical Field [J]. *Phys*

- Rev Lett*, 1992, **69**: 49.
- [6] HAYCOCH D L, HAMANN S, KLOSE G, *et al.* Atom Trapping in Deeply Bound States of a Far-off-resonance Optical Lattice [J]. *Phys Rev A*, 1997, **55**: 3991.
- [7] KERMAN A J, VULETIC V, CHEN C, *et al.* Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**: 439.
- [8] WINOTO S L, DEPUE M T, BRAMALL N E, *et al.* Laser Cooling at High Density in Deep Far-detuned optical lattices [J]. *Phys Rev A*, 1999, **59**: 19.
- [9] JESSEN P, DEUTSCH I. Optical Lattices [J]. *Adv At Mol Opt Phys*, 1996, **37**: 95.
- [10] GRYNBERG G, ROBILLIARD C. Cold Atoms in Dissipative Optical Lattices [J]. *Phys Rep*, 2001, **355**: 355.
- [11] MIROSHNYCHENKO Y, *et al.* Quantum Engineering: An atom-sorting Machine [J]. *Nature*, 2006, **442**: 151.
- [12] WOLFGANG A, *et al.* Single Atoms in a Standing-wave Dipole Trap [J]. *Phys Rev A*, 2003, **67**: 033403.
- [13] GREINER M, *et al.* Quantum Phase Transition from a Superfluid to a Mott Insulator in a gas of Ultracold Atoms [J]. *Nature*, 2002, **415**: 39.
- [14] KASTERBERG A, PHILLIPS W D, *et al.* Adiabatic Cooling of Cesium to 700 nK in an Optical Lattice [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **74**: 1542.
- [15] JERSBLAD J, *et al.* Experimental Investigation of the Limit of Sisyphus Cooling [J]. *Phys Rev A*, 2000, **62**: 051401.
- [16] GRYNBERG G, LOUNIS B, VERKERK P, *et al.* Quantized Motion of Cold Cesium Atoms in Two-and Three-dimensional Optical Potentials [J]. *Phys Rev Lett*, 1993, **70**: 2249.
- [17] DALIBARD J, COHEN-TANNOUDJI C. Laser Cooling Below the Doppler Limit by Polarization Gradients; Simple Theoretical Models [J]. *J Opt Soc Am B*, 1989, **6**: 2023.
- [18] 耿涛, 闫树斌, 王彦华, 等. 用短程飞行时间吸收谱对铯磁光阱中冷原子温度的测量 [J]. *物理学报*, 2005, **54**: 5104.
- [19] 王彦华, 杨海菁, 张天才, 等. 用吸收法对铯原子磁光阱中冷原子数目的测量 [J]. *物理学报*, 2006, **55**: 3403.
- [20] BRZOZOWSKI T M, MACZYNSKA M, ZAWADA M, *et al.* Time-of-flight Measurement of the Temperature of Cold Atoms for Short Trap-probe Beam Distances [J]. *J Opt B*, 2002, **4**: 62.
- [21] STECHER H, *et al.* All-optical Gray Lattice for Atoms [J]. *Phys Rev A*, 1997, **55**: 545.

Parameter Dependence of the Temperature of Cold Cesium Atoms in 3D Near-Resonance Optical Lattice

QIU Ying, WANG Yan-hua, WANG Jing, HE Jun, ZHANG Tian-cai, WANG Jun-min

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

Abstract: The four-beam 3D near-resonance optical lattice is introduced and experimentally realized based on the magneto-optical trap and optical molasses. The temperature of cold cesium atoms loaded into the lattice is measured via the short-distance time of flight (TOF) absorption spectrum. By changing the intensity and detuning of lattice beams, the lowest temperature in that case is obtained. The parameter dependence of the temperature of the cold atoms in lattice is experimentally investigated, and a comparison with the case of optical molasses is briefly discussed.

Key words: optical lattice; optical molasses; short-distance TOF absorption spectra; magneto-optical trap; cesium atoms

作者: 邱英, 王彦华, 王婧, 何军, 张天才, 王军民, QIU Ying, WANG Yan-hua, WANG Jing, HE Jun, ZHANG Tian-cai, WANG Jun-min
作者单位: 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 山西, 太原, 030006
刊名: 量子光学学报 **ISTIC** **PKU**
英文刊名: ACTA SINICA QUANTUM OPTICA
年, 卷(期): 2007, 13(4)

参考文献(21条)

1. LETHOKOV A [A Disordered Medium Sustaining a Large Number of Modes with Overlapping Resonances](#) 1968
2. HANSCH T W;SCHAWLOW A L [Cooling of Gases by Laser radiation](#) 1975
3. RAAB E L [Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure](#) 1987
4. MONROE C [Space-time Approach to Holonomy Scattering](#) 1990
5. JESSEN P S;GERZ C;LETT P D [Observation of Quantized Motion of Rb Atoms in an Optical Field](#) 1992
6. HAYCOCH D L;HAMANN S;KLOSE G [Atom Trapping in Deeply Bound States of a Far-off-resonance Optical Lattice](#) 1997
7. KERMAN A J;VULETIC V;CHEN C [Beyond Optical Molasses:3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density](#)[外文期刊] 2000(3)
8. WINOTO S L;DEPUE M T;BRAMALL N E [Laser Cooling at High Density in Deep Far-detuned optical lattices](#)[外文期刊] 1999(1)
9. JESSEN P;DEUTSCH I [Optical Lattices](#) 1996
10. GRYNBERG G;ROBILLIARD C [Cold Atoms in Dissipative Optical Lattices](#) 2001
11. MIROSHNYCHENKO Y [Quantum Engineering:An atom-sorting Machine](#) 2006
12. WOLFGANG A [Single Atoms in a Standing-wave Dipole Trap](#) 2003
13. GREINER M [Quantum Phase Transition from a Supertfluid to a Mott Insulator in a gas of Ultracold Atoms](#)[外文期刊] 2002
14. KASTERBERG A;PHILLIPS W D [Adiabatic Cooling of Cesium to 700 nK in an Optical Lattice](#) 1995
15. JERSBLAD J [Experimental Investigation of the Limit of Sisyphus Cooling](#) 2000
16. GRYNBERG G;LOUNIS B;VERKERK P [Quantized Motion of Cold Cesium Atoms in Two-and Threedimensional Optical Potentials](#) 1993
17. DALIBARD J;COHEN-TANNOUJJI C [Laser Cooling Below the Doppler Limit by Polarization Gradients:SimpleTheoretical Models](#) 1989
18. 耿涛;闫树斌;王彦华 [用短程飞行时间吸收谱对铯磁光阱中冷原子温度的测量](#)[期刊论文]-[物理学报](#) 2005(11)
19. 王彦华;杨海菁;张天才 [用吸收法对铯原子磁光阱中冷原子数目的测量](#)[期刊论文]-[物理学报](#) 2006(7)
20. BRZOZOWSKI T M;MACZYNSKA M;ZAWADA M [Time-of-flight Measurement of the Temperature of Cold Atoms for Short Trap-probe Beam Distances](#)[外文期刊] 2002
21. STECHER H [All-optical Gray Lattice for Atoms](#) 1997

引用本文格式: 邱英, 王彦华, 王婧, 何军, 张天才, 王军民, QIU Ying, WANG Yan-hua, WANG Jing, HE Jun, ZHANG Tian-

