

三维光学晶格中铯原子的装载与冷却^{*}

邱 英 何 军 王彦华 王 婧 张天才 王军民[†]

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

(2008 年 1 月 31 日收到; 2008 年 3 月 21 日收到修改稿)

建立了四光束的三维光学晶格势场, 在铯原子磁光阱和光学粘团的基础上实现了红失谐三维光学晶格中冷原子的装载. 借助于短程飞行时间吸收谱测量冷原子温度, 通过改变光学晶格的总光强和频率失谐等条件, 对光学晶格中铯原子的亚多普勒冷却以及光学晶格中冷原子的寿命进行了研究.

关键词: 光学晶格, 磁光阱, 光学粘团, 冷原子

PACC: 3280P, 3580B, 4250

1. 引 言

光学晶格是指冷原子被俘获在周期性光学势阱中所形成的物理系统. 1968 年前苏联的 Letokhov^[1] 提出了利用偶极力将原子限制在驻波光场所形成的周期势阱中的设想, 这是最早的光学晶格 (optical lattice) 的物理思想. 1992 年法国和美国的研究组分别采用相向传播、偏振相互垂直的一对近共振激光束在空间形成左旋圆偏振到线偏振再到右旋圆偏振的偏振周期, 使原子基态的 Zeeman 子能级产生与空间位置相关的光频移, 利用预冷却的原子在实验中首次实现了一维光学晶格^[2,3]. 之后, 二维光学晶格^[4,5] 和三维光学晶格^[6,7] 也很快在实验中被实现. 由于光学晶格的势阱深度很浅 (一般在 mK 左右或以下), 实验中必须先通过激光预冷却过程获得温度很低的冷原子样品, 方可实现冷原子在光学晶格中的装载. 文献[2—7]就是在磁光阱制备冷原子的基础上, 通过光学晶格周期势场中的 Sisyphus 冷却机理^[8] 将冷原子温度进一步降低, 从而将其俘获在光学晶格中.

根据形成光学晶格周期势场的激光与原子跃迁线间失谐量的性质, 可将光学晶格分为红失谐光学晶格和蓝失谐光学晶格两类^[9—11]. 红失谐光学晶格

中, 处于基态的原子被俘获在光强最强处或光频移最大处. 而在蓝失谐光学晶格中, 原子则被俘获在光强最弱处或光频移最小处. 还可根据形成光学晶格周期势场的激光与原子跃迁线间失谐量的大小, 将光学晶格分为大失谐光学晶格和近共振光学晶格^[9—11]. 在大失谐光学晶格中原子对光场的散射率极低, 不存在冷却机理, 主要是光强的空间梯度导致的偶极势起约束作用. 在冷原子的大失谐光学晶格系统中, 与存在晶格缺陷的周期性晶格势场中的电子系统相比, 完美的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了解决, 先后在实验中清晰地观测到了类似于凝聚态物理中的 Bloch 振荡^[12] 和 Wannier-Stark 阶梯^[13] 等重要现象. 特别是在 2002 年 Greiner 等人^[14] 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. 而近共振光学晶格中原子对光场的散射率与大失谐情形相比仍较高 (但与共振情形相比散射率则很低), 存在着 Sisyphus 冷却机理^[8], 可使冷原子的温度显著降低. 其中光强不存在空间梯度, 但左旋圆偏振到线偏振再到右旋圆偏振的偏振周期导致原子基态的 Zeeman 子能级的光频移势起到约束作用. 文献[2—7] 的光学晶格都属于近共振的红失谐光学晶格.

冷原子光学晶格目前已成为冷原子操控中的一

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 60578018, 10434080), 国家重大科学研究计划 (批准号: 2006CB921102), 教育部新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET-07-0524), 高等学校博士点专项科研基金 (批准号: 20070108003), 山西省自然科学基金 (批准号: 2007011003) 和山西省回国留学人员科研经费资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn

个重要课题,特别是近年来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^[15,16]、量子计算^[17-19]、量子寄存^[20]等方面的前景受到了人们的极大关注.本文主要对近共振三维光学晶格中铯原子的装载与冷却问题进行研究,描述了三维光学晶格势场的建立,在铯原子磁光阱和光学粘团的基础上实现了红失谐光学晶格中铯原子的装载,进一步通过改变光学晶格的总光强和频率失谐等条件,对光学晶格中铯原子的亚多普勒冷却的参数依赖关系以及光学晶格中铯原子的寿命作了实验研究.

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^[9-11].当相向传播的激光束的偏振为线偏振且相互垂直时,并不发生干涉,也就不能形成驻波场,空间中光强处处相同,即不存在光强的空间梯度,但会形成空间中左旋圆偏振到线偏振再到右旋圆偏振的偏振周期,导致原子基态的 Zeeman 子能级的光频移势在空间呈周期分布,也可形成光学晶格^[9-11].二维光学晶格需要四束激光两两相向传播,三维光学晶格需要三对六束激光相向传播.要使得光学晶格的周期势阱稳定,需要锁定形成光学晶格的各光束之间的相对位相^[14],在实验上比较复杂.而根据文献[5,6]中的方案: $N(N=2,3)$ 维光学晶格可以采用 $N+1$ 束激光束来构建(对于二维光学晶格,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仅造成光学晶格周期势场的平移,从而可避免光学晶格势阱深度的改变.

本文实验中利用红失谐激光采用四束激光束的三维光学晶格方案(典型的负失谐量范围为 100—200 MHz),对近共振的红失谐三维光学晶格中铯原子的装载、冷却及寿命进行了实验研究.四束激光束的三维光学晶格示意图如图 1 所示, $k_j (j=1, 2, 3, 4)$ 分别为四束激光束的波矢, E_j 为相应的电场强度矢量. k_1 和 k_2 在 yz 平面内,二者夹角为 θ ,二者偏振相同均垂直于 yz 平面; k_3 和 k_4 在 xz 平面内,二者夹角同样为 θ ,二者偏振相同均垂直于 xz 平面. x, y, z 方向的光学晶格势场的周期分别为 $\Lambda_x = \Lambda_y = \lambda / \sin(\theta/2)$, $\Lambda_z = \lambda / [2\cos(\theta/2)]$. 考虑到实验系统

结构上的特点和制约因素,本文选取了 $\theta=62^\circ$,其周期分别为 $\Lambda_x \approx \Lambda_y \approx 1.65 \mu\text{m}$, $\Lambda_z = 0.62 \mu\text{m}$. 铯原子磁光阱制备的冷原子样品经过光学粘团冷却后,在上述近共振的红失谐三维光学晶格中通过 Sisyphus 冷却机理进一步冷却后,基态原子即可被俘获在三维光学晶格中.文献[3]最早报道了近共振的一维红失谐光学晶格中冷原子的光外差荧光谱,其中存在中央峰和边带,而边带正是由于冷原子被俘获在尺度在光波长量级的光学晶格周期性势场中其不同振动态间的拉曼散射所造成的.文献[7]报道了被俘获在近共振的三维红失谐光学晶格中的冷原子的光外差荧光谱,同样存在中央峰和边带.

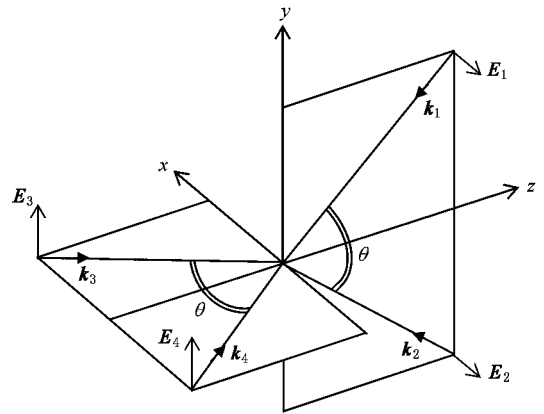


图 1 四光束的三维光学晶格示意图

在简并二能级原子 ($J_g=1/2, J_e=3/2$) 模型中, π_x, π_y 结构的一维近共振红失谐光学晶格中 Sisyphus 冷却的理论模型给出的冷原子的稳态温度表达式为^[8]

$$T = \frac{\hbar \Omega^2}{8k_B |\Delta|}, \quad (1)$$

式中 $\Omega = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_{\text{sat}}}}$ 为光场的 Rabi 频率, I 为光场的总光强, I_{sat} 为原子的饱和光强, $\Gamma = 2\pi \cdot \gamma$ 为原子激发态的自发辐射衰减率 (γ 为原子激发态的自然线宽), $\Delta = 2\pi \cdot \delta$ 为光场相对于原子的角频率失谐量 (δ 为频率失谐量), $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ 为 Planck 常数, k_B 为 Boltzmann 常数. 从上式可以看出, π_x, π_y 结构的一维近共振红失谐光学晶格中冷原子的稳态温度 T 正比于总光强 I , 反比于光场负失谐量 $|\delta|$. 但在实际的多能级原子情形下, 近共振红失谐光学晶格中由于多能级的影响, 由一维向二维和三维情形拓展时, 上述表达式的结论仅仅是定性符合^[5,6,21,22].

实验中上述三维光学晶格中的四束激光束由一台 852 nm 光栅外腔反馈半导体激光器 (Toptica DL-100) 提供, 典型激光线宽约 1 MHz. 激光频率经饱和吸收光谱技术锁定在铯原子 $6S_{1/2} F_g=4 \rightarrow 6P_{3/2} F_e=5$ 超精细跃迁线上, 激光相对于原子 $F_g=4 \rightarrow F_e=5$ 超精细跃迁的负失谐量可由往返双次通过中心频率为 85 MHz 的声光频移器系统来调整, 可在 120—220 MHz 范围内调节, 但基本上不影响后续光路. 使用单模保偏光纤对光束进行空间滤波和准直后, 光束直径约为 1.2 mm, 然后将其分为强度相等的四束光, 分别经过 $1/2$ 波片和偏振棱镜变换为合适的线偏振光, 按照图 1 所示的结构导入真空系统中. 由于光学晶格光斑较小, 而实验要求光学晶格的四束激光束的交汇区与磁光阱和光学粘团的中心尽量重合, 因此实验上必须仔细调节这部分光路. 当一束共振光通过磁光阱中稳态的冷原子云时, 可以破坏原有的辐射压力平衡, 交汇区的冷原子在这个额外光束的辐射压力作用下会逃逸, 通过 CCD 摄像机和监视器可以观察到在冷原子云中出现的穿孔, 借助光学晶格光束在磁光阱中稳态冷原子云上形成的穿孔位置可调整四束激光束使其交汇于一点, 同时还要兼顾各激光束的方位.

典型的光学晶格装载过程如下:

1) 在铯原子磁光阱中制备冷原子: 铯原子磁光阱的典型参数如下: 真空度约 8×10^{-8} Pa, 六束冷却光总功率 15 mW, 失谐量为 -15 MHz, 反抽运光总功率为 5 mW, 冷却光和反抽运光的光束直径均约为 12 mm, 反向亥姆霍兹线圈对的轴向磁场梯度为 1 mT/cm, 装载 30 s 后, 采用短程飞行时间吸收谱方法测得磁光阱中冷原子的等效温度约为 $70 \mu\text{K}$ ^[23, 24], 稳态原子数约为 1×10^7 个^[23].

2) 经光学粘团过程进一步冷却原子: 通过时序控制系统快速关断磁光阱的梯度磁场(关断时间约为 450 μs), 同时, 通过声光调制器将冷却光的总功率降低至原来的 30% 左右, 负失谐量加大到 50 MHz, 维持时间约为 20 ms, 将冷原子经光学粘团进一步冷却到典型温度约为 $20 \mu\text{K}$.

3) 光学晶格中冷原子的装载: 通过时序控制系统控制声光频移系统开启光学晶格光场, 关断冷却光(保留反抽运光), 实现光学晶格中冷原子的进一步冷却与装载.

4) 光学晶格中冷原子温度的测量: 维持光学晶格势场约 40 ms, 然后迅速关断光学晶格光场, 反抽

运光, 借助于冷原子下方距离 $h=8$ mm 处的共振激光束记录冷原子的短程飞行时间吸收谱^[23, 24]来测量光学晶格中冷原子的温度.

图 2 为光学晶格中冷原子的典型短程飞行时间吸收谱信号, 拟合得出冷原子温度为 $10.4 \mu\text{K}$. 这一温度比其他文献报道的结果略高, 可能的原因是地磁场及杂散磁场的补偿情况不是很理想, 使光学晶格中的 Sisyphus 冷却机理未能达到最优化.

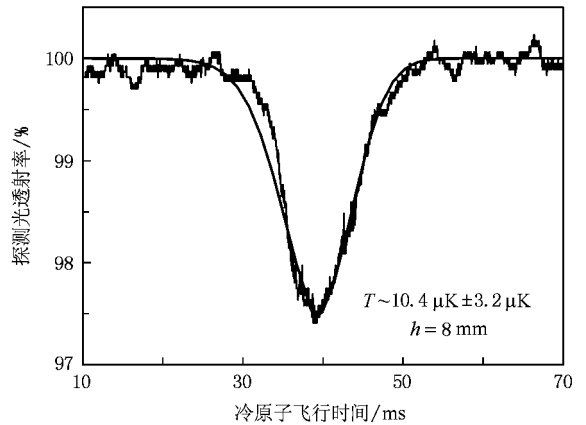


图 2 光学晶格中冷原子的短程飞行时间吸收谱(载入光学晶格中的冷原子经 Sisyphus 冷却后典型温度为 $10.4 \mu\text{K}$)

3. 实验结果及讨论

当固定光学晶格激光相对于铯原子 $6S_{1/2} F_g=4 \rightarrow 6P_{3/2} F_e=5$ 超精细跃迁线的负失谐量 δ 改变光学晶格的总光强 I 时, 或者固定光学晶格的总光强 I , 改变光学晶格激光的负失谐量时, 所形成的光学晶格周期性势阱的阱深也会随之发生变化. 考虑铯原子基态 $6S_{1/2} F_g=4$ 的 Zeeman 子能级, 在光学晶格中偏振为纯 σ^+ 圆偏振处, 被俘获的冷原子被抽运到 $m_F=+4$ 的 Zeeman 子能级, 同样在偏振为纯 σ^- 圆偏振处, 被俘获的冷原子则被抽运到 $m_F=-4$ 的 Zeeman 子能级. 此时, 对于铯原子 $m_F=\pm 4$ 的 Zeeman 子能级的光学晶格的阱深 U 可由非绝热势^[9] 计算得出:

$$U = \frac{\hbar\Delta}{2} \cdot \ln \left[1 + \frac{44}{45} \cdot \frac{\Omega^2}{4\Delta^2} \right], \quad (2)$$

式中 $\Omega = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_{\text{sat}}}}$ 为光场的 Rabi 频率. 由(2)式可看出光学晶格的阱深对光强和负失谐量的依赖关系, 光强减弱或负失谐量加大都会使阱深变浅. 由(1),

(2)式对比可知,光学晶格中冷原子在 Sisyphus 冷却机理下被进一步冷却,最终的平衡温度 T 与光学晶格阱深 U 之间近似呈线性关系^[6,7,21].显然,由于 Sisyphus 冷却机理伴随着原子对光子的吸收和自发辐射过程,因而最终能够达到的温度必然高于铯原子的光子反冲极限温度 $T_R = 0.2 \mu\text{K}$.

实验中,在固定光学晶格激光相对于铯原子 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_e = 5$ 超精细跃迁线的负失谐量 $\delta = 180 \text{ MHz}$,改变光学晶格的总光强 I 时,测得的光学晶格中冷原子的温度如图 3 所示.在负失谐量 δ 固定的情况下,光强较大时,图 3 显示温度 T 同光强 I 基本呈线性关系,与(1)式定性符合. $I \approx 17.5 I_{\text{sat}}$ 时温度达到最低值 $T \approx 10.4 \mu\text{K}$.随着光强进一步减弱,温度反而会升高.铯原子激发态 $6P_{3/2}$ 存在 $F_e = 2, 3, 4, 5$ 四个相邻的超精细能级,且 $F_e = 4$ 和 $F_e = 5$ 之间的超精细分裂为 251 MHz ,而在我们的铯原子近共振光学晶格中,激光频率相对于 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_e = 5$ 超精细跃迁的负失谐量 δ 在 $120 - 220 \text{ MHz}$ 的范围,因此激发态的 $F_e = 4$ 和 $F_e = 5$ 两个超精细能级必然会同时起作用,冷原子最终的温度是 Sisyphus 冷却和原子对光场的散射所导致的加热两种过程平衡的结果.在固定光场的负失谐量 $\delta \approx 180 \text{ MHz}$ 时逐步将光强由强减弱,光学晶格中的 Sisyphus 冷却机理起主要作用,而原子对光场的散射所导致的加热越来越弱,因而原子的温度逐渐降低. Sisyphus 冷却机理必须借助于被原子散射的光子有效地带走原子的部分能量,过弱的光强可能会使得 Sisyphus 冷却的效果减弱,而此时原子对光场的散射所导致的加热可能起主要作用,因而图 3 中会出现原子温度升高的转折点.

在固定光学晶格四束激光束的总光强 $I \approx 21 I_{\text{sat}}$,改变光学晶格激光相对于铯原子 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_e = 5$ 超精细跃迁线的负失谐量 δ 时,测得的光学晶格中冷原子的温度如图 4 所示.在一定范围内,随着负失谐量 δ 的加大,冷原子温度 T 近线性降低,结果也与(1)式定性符合.在负失谐量 $\delta \approx 200 \text{ MHz}$ 时,温度到达最低点 $T \approx 10.9 \mu\text{K}$.继续加大负失谐量时,温度呈上升趋势.在固定光强时改变光场的负失谐量,随着负失谐量的加大,光学晶格光场的频率逐步接近 $6S_{1/2}F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F_e = 4$ 超精细跃迁线,原子对光场的散射率会明显增大,所导致的加热效果超过了 Sisyphus 冷却效果从而占主导地位,因而图 4 中会出现原子温度升高的转折点.这一转

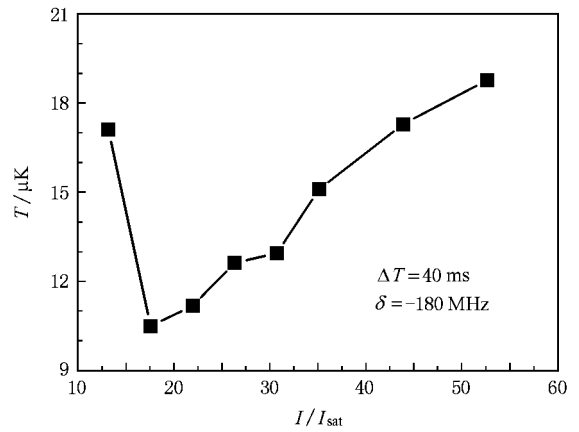


图 3 光学晶格的失谐量为 $\delta = -180 \text{ MHz}$ 时冷原子温度随总光强的变化

折点出现在负失谐量 $\delta \approx 200 \text{ MHz}$ 处,与文献[21]的实验结果基本相符.

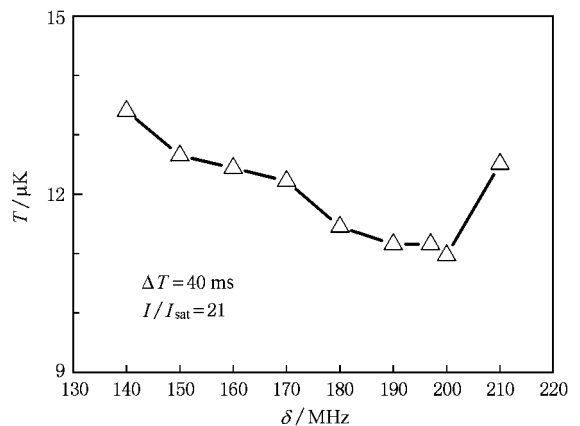


图 4 光学晶格的总光强为 $I/I_{\text{sat}} \approx 21$ 时,冷原子温度随负失谐量的变化

很明显,图 3 和图 4 中温度变化的转折点处的最低温度仍远高于铯原子的光子反冲极限温度.以上对实验结果的定性分析,与文献[22]研究原子激发态存在相邻的超精细能级对 Sisyphus 冷却平衡温度的影响时所得到的结论基本一致.

此外,实验中还研究了光学晶格中冷原子的寿命.处于光学晶格中的原子会被背景气中高速原子碰撞后从晶格中逃逸,而光学晶格直接从热运动背景中冷却并俘获原子的概率非常小,其中的原子数在不断碰撞过程中得不到补充,将随时间而衰减.图 5(a)是冷原子载入光学晶格中持续不同时间后对应的飞行时间吸收谱,飞行时间吸收谱信号的幅度近似正比于光学晶格中冷原子的数目,信号随持

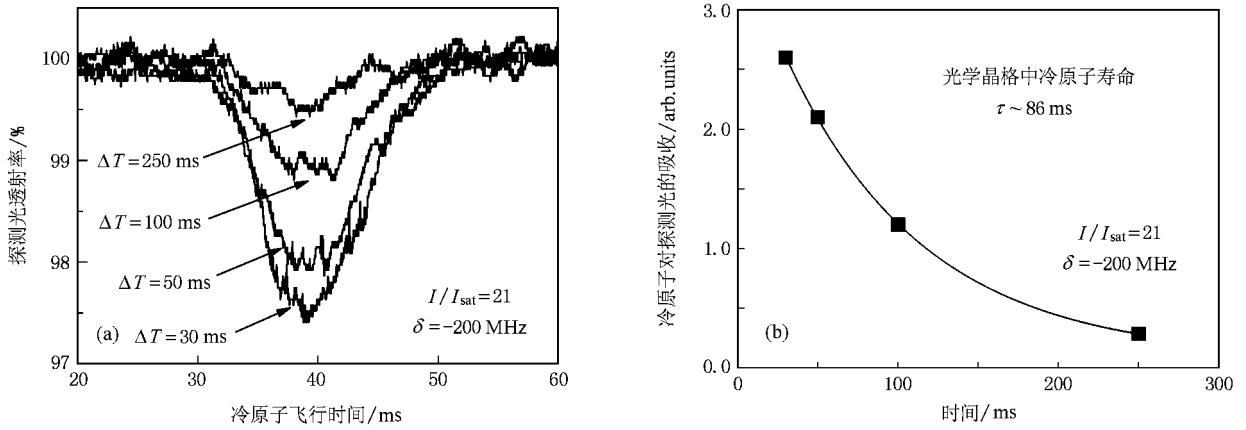


图5 冷原子在近共振三维光学晶格中的寿命 (a)冷原子载入光学晶格中后持续不同时间 ΔT 后对应的飞行时间吸收谱; (b)由指数拟合得到的冷原子在光学晶格中的寿命(约为 86 ms)

续时间加长明显减小. 由指数拟合可得到冷原子在光学晶格中的寿命, 如图 5(b)所示, 典型寿命约为 86 ms. 冷原子的寿命此时主要受真空系统中背景原子分子的热碰撞制约, 但对于许多的实验研究而言已基本可以满足要求.

4. 结 论

在建立铯原子三维近共振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、冷却和寿命进行了实验研究. 在一定的光强和负失谐量参数范围内, 近共振光学晶格中的 Sisyphus 冷却效率很

高, 可显著降低冷原子的温度, 并使冷原子被俘获在空间中左旋圆偏振到线偏振再到右旋圆偏振的光场偏振周期所导致的原子基态 Zeeman 子能级的光频移势阱中. 原子激发态存在多个相邻的超精细能级, 会在一定程度上影响近共振红失谐光学晶格中的 Sisyphus 冷却. 需要指出的是, 虽然近期大量研究集中于大失谐光学晶格中的量子简并气体系统(玻色凝聚和费米量子简并)中可能出现的量子相变(这方面的工作对于揭示超导和超流等现象的本质有重要意义), 但对于近共振光学晶格的研究, 比如近期实现的双光学晶格^[26]可能会在实现量子纠缠和量子计算方面获得重要应用.

- [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, Geiz 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, Birkl G, Jessen P S, Kastberg A, Rolston S L, Phillips W D 1997 *Phys. Rev. A* **55** 3987
- [8] Dalibard J, Cohen-Tannoudji C 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023
- [9] Jessen P S, Deutsch I H 1996 *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **37** 95
- [10] Guidoni L, Verkerk P 1999 *J. Opt. B* **1** R23
- [11] Grynberg G, Robilliard C 2001 *Phys. Rep.* **355** 335
- [12] Dahan B M, Peik E, Reichel J, Castin Y, Salomon C 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4508
- [13] Wilkinson S R, Barucha C F, Madison K W, Niu Q, Raizen M G 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4512
- [14] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hansch T W, Bloch I 2002 *Nature* **415** 39
- [15] Jaksch D, Briegel H J, Cirac J I, Gardiner C W, Zoller P 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1975
- [16] Mandel O, Greiner M, Widera A, Rom T, Hansch T W, Bloch I 2003 *Nature* **425** 937
- [17] Brennen G K, Caves M C, Jessen P S, Deutsch I H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1060
- [18] Pachos J K, Knight P L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 107902
- [19] Vollbrecht K G, Solano E, Cirac J I 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 220502
- [20] Schrader D, Dotsenko I, Khudaverdyan M, Miroshnychenko Y, Rauschenbeutel A, Meschede D 1999 *Phys. Rev. Lett.* **93** 150501
- [21] Jersblad J, Ellmann H, Kastberg A 2000 *Phys. Rev. A* **62** 051401
- [22] Ellmann H, Jersblad J, Kastberg A 2001 *Eur. Phys. J. D* **13** 379

- [23] Brzozowski T M, Maczyrska M, Zawada M, Zachorowski J, Gawlik W 2002 *J. Opt.* B 4 62
- [24] Geng T, Yan S B, Wang Y H, Yang H J, Zhang T C, Wang J M 2005 *Acta Phys. Sin.* 54 5104 (in Chinese) [耿 涛、闫树斌、王彦华、杨海菁、张天才、王军民, 2005 物理学报 54 5104]
- [25] Wang Y H, Yang H J, Zhang T C, Wang J M 2006 *Acta Phys. Sin.* 55 3403 (in Chinese) [王彦华、杨海菁、张天才、王军民 2006 物理学报 55 3403]
- [26] Ellmann H, Jersblad J, Kastberg A 2003 *Phys. Rev. Lett.* 90 053001

Loading and cooling of cesium atoms in 3D optical lattice^{*}

Qiu Ying He Jun Wang Yan-Hua Wang Jing Zhang Tian-Cai Wang Jun-Min[†]

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

(Received 31 January 2008; revised manuscript received 21 March 2008)

Abstract

A four-beam 3D near-resonant optical lattice system is implemented and cold atoms are loaded into the optical lattice based on cesium magneto-optical trap and optical molasses. The dependence of the final temperature due to the Sisyphus cooling on the intensity and the frequency detuning of optical lattice are experimentally investigated, and the lifetime of the cold atoms in optical lattice are measured via the short-distance time-of-flight absorption spectra.

Keywords: optical lattice, magneto-optical trap, optical molasses, cold atoms

PACC: 3280P, 3580B, 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60578018 10434080), the State Key Research Program of China (Grant No. 2006CB921102), the Program for New Century Excellent Talents of Ministry of Education of China (Grant No. NCET-07-0524), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of China (Grant No. 20070108003), the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2007011003), and the Research Funds for Returned Scholars Abroad from Shanxi Province, China.

[†] Corresponding author. E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn