

# 紫外光诱导原子脱附技术在 单腔磁阱装载中的应用\*

张鹏飞 许忻平 张海潮† 周善钰 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800)

(2006 年 9 月 18 日收到, 2006 年 10 月 16 日收到修改稿)

基于光诱导的原子脱附技术, 采用脉冲紫外光剥离出玻璃池壁上吸附的铷原子以形成可快速开启和关断的脉冲铷原子源, 成功地解决了单真空腔系统中磁阱的原子数和寿命之间的矛盾, 突破了激光冷却和囚禁技术向小型化乃至微型化发展过程中的一个瓶颈. 脉冲光源由 390 nm 的 LED 阵列组成. 实验结果表明它能够在 1 s 内使真空铷原子气体分压提高近 30 倍, 并且当紫外光关闭后系统的真空恢复到平衡状态的时间非常短, 约 120 ms. 测量了不同铷原子分压下磁光阱所俘获的最大原子数和装载时间, 并由此得出系统的背景真空和磁光阱所能俘获的极限原子数, 进一步得出磁阱的原子数-寿命积与磁光阱保持阶段时间的变化关系, 结果显示在约 1.25 s 处出现极大值, 与无磁光阱保持阶段而直接进行磁阱装载情况相比提高了约 0.3 倍.

关键词: 激光冷却, 磁光阱, 光诱导原子脱附, 原子数-寿命积

PACC: 3280P, 6845D

## 1. 引 言

由于在超低温下原子具有较长的相互作用时间以及可忽略的多普勒展宽等优点, 近年来冷原子样品作为研究对象越来越受到物理学家们的青睐, 并在诸如实现玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)<sup>[1-3]</sup>、费米子简并<sup>[4-6]</sup>、光速减慢及光信息存储<sup>[7,8]</sup>等众多研究领域发挥着不可替代的作用. 这一系列的成就都必须归功于原子的激光冷却与囚禁技术<sup>[9,10]</sup>的发展. 到目前为止, 大部分冷原子实验系统都首先采用磁光阱(MOT)来收集并冷却原子, 继而装载到磁阱(或光阱)中以便于进行进一步的实验研究.

在诸如磁阱中的蒸发冷却等实验中, 磁阱中的原子数和寿命是两个同等重要但又互相矛盾的参量. 要从背景中俘获较多的铷原子就需要较高的铷蒸气压强(通常在  $10^{-6}$  Pa 左右), 而由于磁阱的寿命直接取决于系统的真空度, 较高的铷蒸气压强势必会大大地缩短磁阱的寿命. 因此人们一般所关注的是磁阱中的原子数与磁阱寿命之积(简称原子数-寿命积)这样一个综合物理量, 它直接正比于磁阱中原

子的弹性碰撞速率与背景碰撞损失速率的比率<sup>[11]</sup>, 而这一比率又是蒸发冷却中一个非常重要的物理参量. 传统的 BEC 实验中一般采用双 MOT 结构<sup>[12]</sup>或塞曼减速原子束<sup>[13,14]</sup>技术来克服这二者之间的矛盾, 以提高磁阱中的原子数-寿命积, 但是这一类的系统一般装置庞大、结构复杂, 只适用于大型的科学实验室.

随着冷原子样品在人们生活中的逐渐应用, 冷原子系统向小型化发展是必然的趋势, 单 MOT 腔是必然的选择. 对于单腔系统要提高磁阱的原子数-寿命积, 实验上可以采用脉冲式原子源从时间上而不是空间上将磁光阱部分与磁阱部分分离开来. 具体地说, 就是在磁光阱装载阶段俘获大量的原子后切断铷源, 使系统迅速恢复到很高的真空后进行后续的磁阱装载等物理实验. 光诱导的原子脱附技术<sup>[15]</sup>是产生这一脉冲可控原子源的最佳选择, 其原理是利用弱的非相干光源剥离出吸附在真空腔壁上的铷原子作为铷源, 当诱导光源关闭后由于腔壁的吸附作用系统又会迅速恢复到超高真空状态. 真空的恢复时间仅由腔体对铷原子的吸附特性决定, 一般非常短. 利用光诱导的原子脱附技术提高磁阱的原子

\* 国家重点基础研究计划(批准号: 2001CB309307)和国家自然科学基金(批准号: 10334050, 10474105)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zhanghc@siom.ac.cn

数-寿命积实验上是通过磁光阱俘获、磁光阱保持和磁阱装载三个过程来完成的<sup>[15]</sup>,如何优化这一实验过程才能获得最大原子数-寿命积是人们所要解决的问题.

本文利用 390 nm 的 LED 阵列发出的紫外光作为诱导光源来照射真空玻璃池壁. 实验上证明了这一非相干光源能迅速有效地调节系统的铷原子蒸气压. 分析了磁光阱保持阶段的时间长度对磁阱原子数-寿命积的影响, 确定了在我们的实验系统上磁光阱保持阶段的最佳时间长度为 1.25 s, 此时磁阱的原子数-寿命积达到最大, 与无磁光阱保持阶段相比提高了 0.3 倍. 同时作者还提出了可通过在不同铷原子蒸气压下进行磁光阱俘获来测量系统的背景真空度.

## 2. 磁光阱动力学

磁光阱所能俘获的原子数取决于装载速率与损失速率之间的平衡, 满足以下速率方程<sup>[15]</sup>

$$\frac{dN}{dt} = R - N\left(\frac{1}{\tau_{\text{Rb}}} + \frac{1}{\tau_{\text{b}}}\right) - \beta \int n^2 dV, \quad (1)$$

其中  $R$  为磁光阱的装载速率, 取决于冷却光光斑的尺寸、光功率和失谐量以及四极线圈的磁场梯度等参数<sup>[16]</sup>, 另外还正比于铷原子气体分压;  $1/\tau_{\text{Rb}}$  是冷原子与背景中非囚禁铷原子碰撞造成的磁光阱原子损失速率,  $1/\tau_{\text{b}}$  是冷原子与背景中其他气体原子相碰撞造成的原子损失速率. 第三项是阱内冷原子之间的碰撞带来的原子数损失, 与冷原子的密度  $n$  有关,  $\beta$  为损失系数. 在系统的真空压强很高时, 该项可以忽略<sup>[17]</sup>, 从而速率方程可以分析求解

$$N(t) = N_{\text{max}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{MOT}}}\right) \right], \quad (2)$$

式中  $N_{\text{max}}$  代表磁光阱所俘获的最大原子数

$$N_{\text{max}} = R\tau_{\text{MOT}}, \quad (3)$$

$\tau_{\text{MOT}}$  定义为磁光阱的装载时间, 其倒数也就是磁光阱的冷原子与背景中所有原子气体碰撞所造成的总的原子数损失速率

$$\frac{1}{\tau_{\text{MOT}}} = \frac{1}{\tau_{\text{b}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Rb}}}. \quad (4)$$

磁光阱中的原子数实验上可以用荧光法或吸收法进行测量<sup>[18]</sup>.

磁光阱的装载速率用来表征系统铷原子气体分压的大小, 实验上可以通过在磁光阱装载初始时刻的原子数增益来测量<sup>[19]</sup>,

$$R = \left. \frac{dN}{dt} \right|_{t=0}. \quad (5)$$

另外, 由于磁光阱的装载速率  $R$  及碰撞损失速率  $1/\tau_{\text{Rb}}$  均正比于铷原子气体分压, 故在保持磁光阱参数(包括冷却光光斑尺寸、光功率、失谐量及四极线圈的磁场梯度等)不变的情况下  $R$  和  $\tau_{\text{Rb}}$  的乘积为一常数, 等于磁光阱所能俘获的极限原子数  $N_{\text{lim}}$  (背景中非铷原子气体分压趋于零时磁光阱所能俘获的最大原子数), 即

$$R\tau_{\text{Rb}} = N_{\text{lim}}. \quad (6)$$

由(3)(4)及(5)式可以推导出磁光阱所能俘获的最大原子数  $N_{\text{max}}$  与装载时间  $\tau_{\text{MOT}}$  还存在如下关系

$$N_{\text{max}} = N_{\text{lim}} \left( 1 - \frac{\tau_{\text{MOT}}}{\tau_{\text{b}}} \right). \quad (7)$$

实验上我们可以测量不同的铷原子分压下磁光阱所能俘获的最大原子数和装载时间, 通过线性拟合即可得出  $1/\tau_{\text{b}}$  以及  $N_{\text{lim}}$  的大小, 再由(5)式和(6)式又可以得出  $1/\tau_{\text{Rb}}$  的值.

如果知道磁光阱中的冷原子与背景中各部分原子气体的碰撞散射截面, 即可由关系式

$$\frac{1}{\tau_{\text{Rl}(b)}} = n_{\text{Rl}(b)} \sigma_{\text{Rl}(b)} \sqrt{\frac{3k_{\text{B}}T}{M_{\text{Rl}(b)}}} \quad (8)$$

以及理想气体定律

$$P_{\text{Rl}(b)} = n_{\text{Rl}(b)} k_{\text{B}} T \quad (9)$$

测量背景非囚禁铷原子及其他原子气体的分压; 相反地, 也可由气体分压测量碰撞散射截面.(8)(9)式中  $n$  为原子密度,  $k_{\text{B}}$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为原子气体的温度,  $M$  为原子质量, 下标 Rl(b) 指代背景中非囚禁铷原子和其他气体原子. 所以通过磁光阱装载的动力学过程即可测量真空腔中铷原子及其他原子气体的分压.

## 3. 实验装置

我们的真空腔体采用石英玻璃池, 用一台 Varian 公司生产的 20 L/s 的离子泵维持真空, 典型的真空度在  $1 \times 10^{-7}$  Pa 左右. 实验采用标准的磁光阱结构, 即由三对正交的  $\sigma^+ - \sigma^-$  构型的激光束构成冷却光, 一对反亥姆霍兹线圈来提供必要的磁场. 冷却光由一台工作在 780 nm 的外腔式稳频激光器 TA100 (Toptica 公司) 提供, 利用声光调制器(美国 Crystal 技术有限公司)将其频率锁定在铷原子  $5S_{1/2}$ ,  $F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$ ,  $F = 3$  循环跃迁红失谐 13 MHz 处. 光束

直径为 1.5 cm,总光功率 70 mW.另一台半导体激光器 DL100(Toptica 公司)提供反抽运光,频率锁定在  $5S_{1/2}, F=1 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2$  跃迁共振频率处,以阻止原子被抽运到基态超精细结构能级  $5S_{1/2}, F=1$  上.反亥姆霍兹线圈的轴向磁场梯度为 1.1 mT/cm,地磁场及其他杂散磁场由三对亥姆霍兹线圈来补偿(小于 0.01 mT).磁光阱收集的原子数可以通过探测原子团在冷却光激发下发出的荧光强度来测量.实验中利用一个焦距为 80 mm、通光口径为 30 mm 的透镜构成成像系统来收集荧光.荧光信号由光电管(Hamamatsu S5106)探测,并经过放大电路放大后由示波器(Tektronix TDS1002)记录下来.

由于波长短的光子能量大,所以波长短的光源诱导的原子脱附效果明显<sup>[19]</sup>.实验上采用四个 LED 阵列作为紫外光源,每个 LED 阵列由 16 个波长为 390 nm 的 LED 组成,总光强为  $3.7 \text{ mW/cm}^2$ ,可以通过继电器进行开关控制.为了充分体现紫外光诱导原子脱附技术的优越性,在实验进行之前,先给 dispenser 加 3.5 A 的电流烘烤 2 h 左右,让其释放的铷原子充分地吸附在玻璃池壁上,然后经过一天左右的抽气让系统恢复到平衡状态( $1 \times 10^{-7} \text{ Pa}$ ),此时在不利用紫外光诱导原子脱附技术的情况下,磁光阱只能俘获  $4 \times 10^6$  个原子.

## 4. 实验结果

紫外光诱导的原子脱附技术应用于磁阱装载,实验上要经过磁光阱俘获、磁光阱保持和磁阱装载三个步骤.在磁光阱俘获阶段,打开紫外光,剥离出吸附在玻璃池内壁上的铷原子让气室内铷蒸气饱和,同时磁光阱打开从铷蒸气中俘获原子.磁光阱保持阶段是指当紫外光关闭后磁光阱依然保持打开,从变化的真空中俘获原子.第三阶段就是关闭磁光阱,将磁光阱俘获的原子装载到磁阱中.下面我们将研究在磁光阱阶段紫外光照射对真空铷蒸气压的影响、磁光阱保持阶段真空的恢复速度和原子数的衰减状况以及磁光阱保持阶段的时间长度对磁阱的原子数-寿命积的影响.

由于磁光阱的装载速率正比于系统中的铷原子气体分压,因此通过测量不同的紫外光照射时间下的装载速率即可观察它对系统铷原子气体分压的影响.实验上保持磁光阱的磁场线圈电流一直打开,当用紫外光 LED 阵列照射玻璃池壁一定时间后迅速

切断 LED 的电源,同时利用声光调制器打开冷却光进行磁光阱装载.图 1 为在紫外光照射的不同时间长度下磁光阱的装载速率及其指数拟合曲线.装载速率是根据(5)式通过测量初始装载阶段 50 ms 内的原子数增益得到的.从图中可以看出,利用紫外光 LED 阵列照射玻璃池壁后系统铷蒸气分压迅速上升(上升时间常数为  $\tau = 0.2 \text{ s}$ ),1 s 后趋于饱和,并且与无紫外光照射情况相比,铷蒸气分压提高了近 30 倍,此时磁光阱可俘获  $1 \times 10^8$  个原子.可见紫外光诱导的原子脱附技术能够瞬间有效地提高系统铷蒸气分压,从而提高磁光阱装载的原子数.

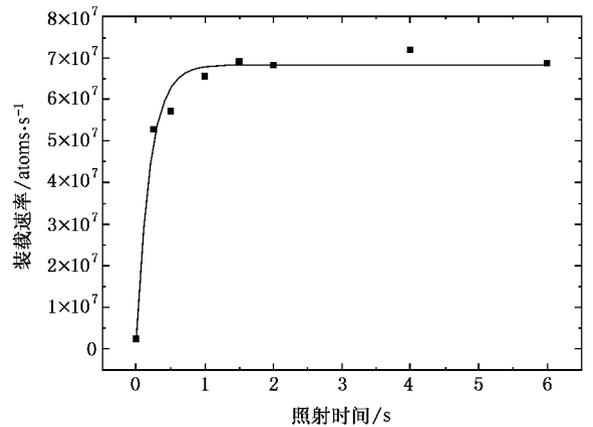


图 1 磁光阱装载速率相对紫外光源照射时间的变化.黑点代表实验数据,实线为指数拟合结果

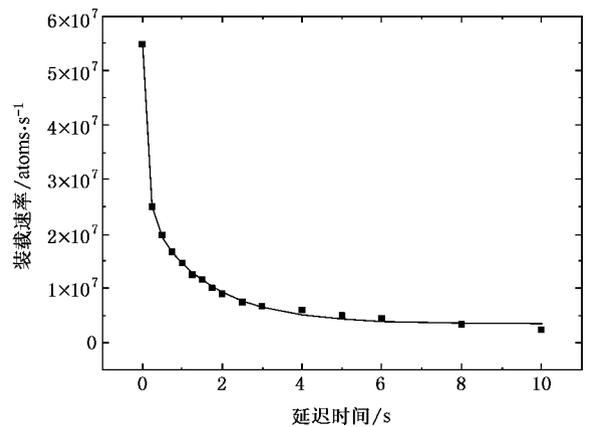


图 2 紫外光 LED 关闭后不同延迟时间下的磁光阱装载速率(数据点)及其双指数拟合结果(实线)

更重要的是在紫外光被关闭后的磁光阱保持阶段系统真空能够迅速恢复.真空的恢复是通过吸附过程来完成的,可分为两个阶段<sup>[19]</sup>,即玻璃池表面未完全覆盖前的铷原子-玻璃池壁之间的吸附和被

完全覆盖后的原子-原子之间的吸附. 由于吸附过程存在两个特征时间长度, 所以紫外光关闭后铷蒸气分压呈双指数衰减. 实验上先让紫外光 LED 打开 3s 使得真空铷蒸气达到饱和, 然后切断紫外光 LED 的电源, 延迟一定时间后再进行磁光阱俘获. 通过观察磁光阱在初始时刻的装载速率的衰减情况就可以测量出真空的恢复时间. 图 2 给出了不同延迟时间下磁光阱的装载速率  $R(t)$  数据点) 以及其双指数函数拟合曲线( 实线). 结果给出了真空恢复过程中的快速变化部分的时间常数  $\tau_{\text{short}} = 120 \pm 20 \text{ ms}$ , 慢变部分时间常数  $\tau_{\text{long}} = 1.5 \pm 0.2 \text{ s}$ . 可见利用紫外光诱导的原子脱附技术后系统真空恢复非常迅速, 在两秒钟之内就趋于平衡状态. 另一方面, 由于在此阶段磁光阱依然存在, 它还在不断地从变化的真空中俘获原子, 从而避免了由于真空的恢复所造成的冷原子大量损失. 这就保证了由磁光阱保持阶段进入磁阱装载阶段后磁阱寿命延长的同时还能装载较多的原子. 这一点可以通过测量磁光阱保持阶段所俘获原子数的衰减情况看出来. 图 3 给出了紫外光关闭后磁光阱中的原子数随时间衰减的曲线, 其指数拟合给出了原子数衰减的时间常数为 6.7 s, 远远大于真空的恢复时间.

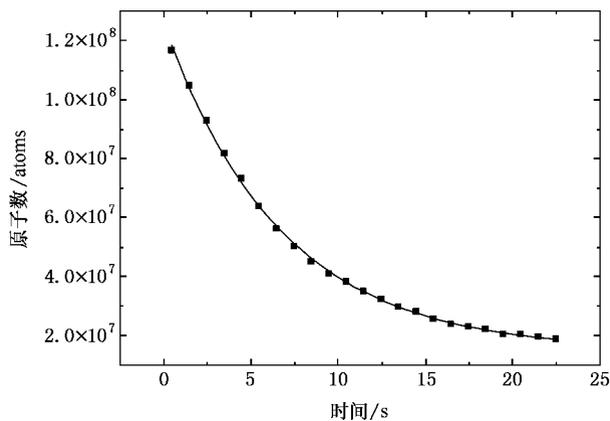


图 3 紫外光 LED 关闭后磁光阱中的原子数衰减( 数据点) 及其指数拟合结果( 黑色曲线)

前面的实验分别研究了磁光阱保持阶段真空和原子数的变化, 下面我们综合考虑进入磁阱装载阶段后磁阱的原子数-寿命积  $N_{\text{trap}} \tau_{\text{trap}}$  随磁光阱保持阶段时间长度  $t$  的变化,  $N_{\text{trap}}$  为磁阱中的原子数,  $\tau_{\text{trap}}$  为磁阱的寿命. 由于磁阱的寿命取决于冷原子与背景中所有原子气体的碰撞损失速率, 故由(4)式可知  $\tau_{\text{trap}}$  正比于  $\tau_{\text{MOT}}$ , 即  $\tau_{\text{trap}} = \alpha \tau_{\text{MOT}}^{[15]}$ ,  $\alpha$  为一比例常数.

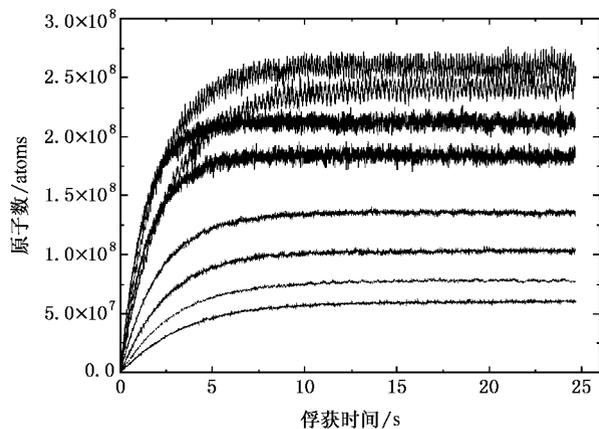


图 4 不同铷原子分压下的磁光阱俘获的原子数随俘获时间的变化曲线. 从下到上为依次增加 dispenser 电流时磁光阱的俘获结果

为了便于下面的分析, 这里不妨取  $\alpha = 1$ . 由磁光阱保持阶段进入磁阱装载后, 系统的真空在继续恢复, 所以磁阱中原子数的衰减不存在一个简单的特征时间长度, 这里把磁阱装载初始时刻的  $\tau_{\text{MOT}}$  作为磁阱的寿命来定性地探讨紫外光诱导脱附技术对磁阱原子数-寿命积的影响. 由前面的分析知道, 在磁光阱保持阶段, 系统的真空随时间在变化, 即与背景铷蒸气碰撞而造成的原子数损失速率  $1/\tau_{\text{Rb}}$  随时间在变化, 从而由(4)式可知  $\tau_{\text{MOT}}$  也随时间  $t$  在变化. 对于随时间变化的  $\tau_{\text{MOT}}(t)$ , 实验上不能直接通过测量磁光阱的装载时间来得到. 但是, 在保持磁光阱各参数不变的情况下, 磁光阱所能俘获的极限原子数  $N_{\text{lim}}$  是保持恒定的, 即为常数. 由(6)式可以知道只要  $N_{\text{lim}}$  可以测定, 则通过测量真空恢复过程中磁光阱的装载速率  $R(t)$  即可得出  $\tau_{\text{Rb}}(t)$  随时间的变化. 另外, 如果假定真空系统的放气速率以及真空泵抽速在实验的过程中保持不变, 则背景中其他原子气体的分压  $\tau_{\text{b}}$  保持恒定, 也就是说也是一个常数. 从而根据(4)式可以得出在真空恢复过程中  $\tau_{\text{MOT}}(t)$  随时间的变化. 而由第二节的叙述可知,  $\tau_{\text{b}}$  和  $N_{\text{lim}}$  是通过测量不同铷原子分压下的磁光阱的最大俘获原子数以及装载时间, 再通过线性拟合而得到的.

为了测量  $\tau_{\text{b}}$  和  $\tau_{\text{lim}}$ , 实验上是通过改变 dispenser 的电流来改变铷蒸气分压的(当然也可以通过改变紫外光的照射强度来实现). 图 4 为测得的不同铷蒸气压下磁光阱俘获的原子数随俘获时间的变化曲线. 利用(2)式进行曲线拟合就可以得到磁光阱所俘获的最大原子数和装载时间, 其线性拟合给

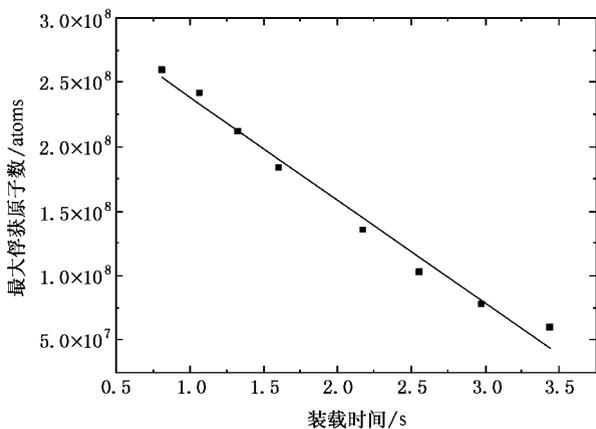


图5 不同铷原子分压下的磁光阱装载时间及相应的最大俘获原子数 其线性拟合给出  $\tau_b = 4 \text{ s}$  和  $N_{\text{lim}} = 3.18 \times 10^8$

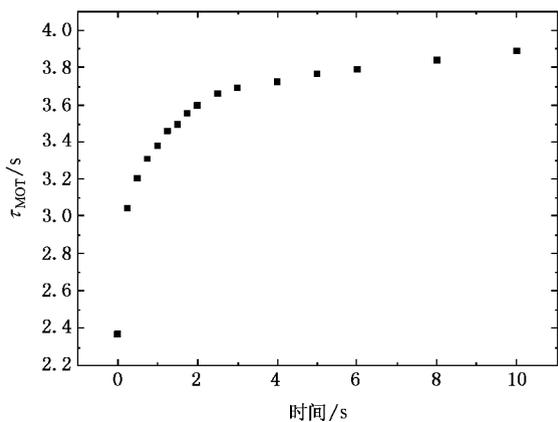


图6 磁光阱保持阶段的  $\tau_{\text{MOT}}$  随时间的变化

出了  $\tau_b = 4 \text{ s}$  及极限原子数  $N_{\text{lim}} = 3.18 \times 10^8$ , 见图 5. 图 2 已经给出了磁光阱的装载速率  $R(t)$  的变化曲线, 由(4)式和(6)式就可以得出  $\tau_{\text{MOT}}(t)$  随磁光阱保持阶段时间的变化情况, 见图 6. 可以看出, 随着磁光阱保持阶段时间的延长,  $\tau_{\text{MOT}}$  也随着变大. 假设由磁光阱保持阶段进入磁阱装载的装载效率为 100%, 即装载过程不损失原子, 结合图 3 即可得出磁阱的原子数-寿命积相对于磁光阱保持阶段的时间长度的依赖关系, 见图 7. 磁阱的原子数-寿命积在约 1.25 s 处出现一极大值, 达到约  $3.65 \times 10^8 \text{ atoms} \cdot \text{s}$ , 与没有磁光阱保持阶段而直接进行磁阱装载相比提高了 0.3 倍, 此时刻最有利于进行磁阱装载. 这一点可作如下解释: 在没有磁光阱保持阶段或该阶段时间很短时就进行磁阱装载, 此时虽然装载的原子数很多但是由于系统真空还不能及时恢复从而磁阱的寿命很短, 导致了原子数-寿命积并不

高, 在等待了约 1.25 s 后, 系统的真空恢复到一个较高的状态, 即磁阱的寿命很长, 而这段时间内由于磁光阱中的原子损失很少, 故综合起来此时的原子数-寿命积很高, 但若继续延长磁光阱保持阶段的时间, 则会导致磁光阱中的原子损失增多, 而这之后的时间内真空恢复的空间很小, 导致原子数-寿命积不再上升, 反而开始下降.

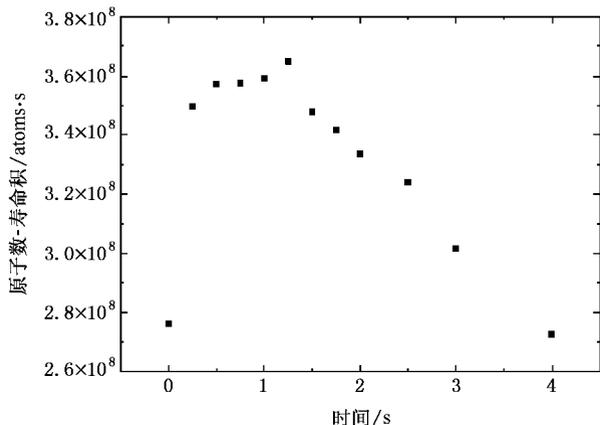


图7 原子数-寿命积随磁光阱保持时间的变化

综上所述, 紫外光诱导的原子脱附技术确实能够解决磁阱原子数与寿命之间的矛盾, 提高原子数-寿命积. 为了加强这种光诱导的原子脱附效应, 通常还采用在玻璃池内壁镀石蜡、硅烷的办法来降低铷原子的吸附能<sup>[20]</sup>, 或者对真空腔体采用液氮冷却来缩短真空的恢复时间<sup>[15]</sup>.

最后需要提及的是, 紫外光诱导的原子脱附技术在背景中其他气体的分压很小时, 即在系统的真空度很高时, 其优越性更能得到充分体现. 这是因为: 背景中其他原子气体的分压很小时  $\tau_b$  很大, 当  $\tau_b \gg \tau_{\text{RB}}$  时由(4)式可知  $\tau_{\text{MOT}} \approx \tau_{\text{RB}}$ , 即铷原子分压的变化幅度及速率就直接反映了  $\tau_{\text{MOT}}$  的变化幅度及速率. 而当  $\tau_b$  很小时, 即  $\tau_b \ll \tau_{\text{RB}}$  时,  $\tau_{\text{RB}}$  的变化所引起的  $\tau_{\text{MOT}}$  的变化相对于铷原子分压的变化, 无论在幅度上还是在变化速率上都要小; 另一方面, 背景气体压力很高时, 磁光阱的寿命也很短, 所以在磁光阱保持阶段原子的损失也较多.

## 5. 结 论

本文利用紫外光 LED 阵列发出的弱非相干光剥离出吸附在玻璃池内壁上的铷原子作为一种可控铷源. 测量了这一可控铷源的开启及关断时间, 并且

以磁阱装载为例证明了该可控铷源能有效解决在单真空腔中进行冷原子俘获时的原子数与系统真空之间的矛盾,提高磁阱装载的原子数-寿命积.它必将取代传统的加热式铷源,推动冷原子系统向小型化甚至微型化发展.另外,本文还提出了可以通过在不

同的铷原子分压下进行磁光阱装载来测量系统的背景真空度,减少了在真空腔中接入真空规所带来的系统复杂性.

作者感谢许达民、吴海滨对研究工作的技术支撑以及李唐的有益讨论.

- [ 1 ] Santos M S , Nussenzeig P , Marcassa L G , Helmerson K , Flemming J , Zilio S C , Bagnato V S 1995 *Phys. Rev. A* **52** R4340
- [ 2 ] Anderson M H , Ensher J R , Matthews M R , Wieman C E , Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [ 3 ] Bradley C C , Sackett C A , Tollett J J , Hulet R G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 687
- [ 4 ] Marco B De , Jin D S 1999 *Science* **285** 1703
- [ 5 ] Truscott A G , Strecker K E , McAlexander W I , Partridge G , Hulet R G 2001 *Science* **291** 2570
- [ 6 ] Schreck F , Khaykovich L , Corwin K L , Ferrari G , Bourdel T , Cubizolles J , Saloman C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 080403
- [ 7 ] Hau L V , Harris S E , Dutton Z , Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [ 8 ] Liu C , Dutton Z , Behroozi C H , Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [ 9 ] Hänsch T W , Schawlow A L 1975 *Opt. Commun.* **13** 68
- [ 10 ] Wineland D J , Dehmelt H 1975 *Bull. Am. Phys. Soc.* **20** 637
- [ 11 ] Anderson M H , Petrich W , Ensher J R , Cornell E A 1994 *Phys. Rev. A* **50** R3597
- [ 12 ] Myatt C J , Newbury N R , Christ R W , Loutzenheiser S , Wieman C E 1996 *Opt. Lett.* **21** 290
- [ 13 ] 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
- [ 14 ] Bradley C C , Sackett C A , Tollett J J , Hulet R G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [ 15 ] Anderson B P , Kasevich M A 2001 *Phys. Rev. A* **63** 023404
- [ 16 ] Jiang K J , Li K , Wang J , Zhan M S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 125 ( in Chinese )[ 江开军、李可、王谨、詹明生 2006 物理学报 **55** 125 ]
- [ 17 ] Anderson M H , Petrich W , Ensher J R , Cornell E A 1994 *Phys. Rev. A* **50** R3597
- [ 18 ] Wang Y H , Yang H Q , 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 ]
- [ 19 ] Klempt C , van Zoest T , Henninger T , Topic O , Rasel E , Ertmer W , Arlt J 2006 *Phys. Rev. A* **73** 013410
- [ 20 ] Mariotti E , Atutov S , Meucci M , Bicchi P , Marinelli C , Moi L 1994 *Chem. Phys.* **187** 111

# UV light-induced atom desorption for magnetic trap in single vacuum chamber<sup>\*</sup>

Zhang Peng-Fei Xu Xin-Ping Zhang Hai-Chao<sup>†</sup> Zhou Shan-Yu Wang Yu-Zhu

( Key Laboratory for Quantum Optics , Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800 , China )

( Received 18 September 2006 ; revised manuscript received 16 October 2006 )

## Abstract

UV ( 390 nm ) light was used to modulate the rubidium partial pressure by inducing desorption of Rb atoms from the inner walls of the vacuum cell. A few  $\text{mW}/\text{cm}^2$  of UV light was enough to increase the rubidium partial pressure by a factor of 30 in about 1 s. After the source was turned off , the pressure quickly decayed back to its previous value with a time constant as short as 120 ms , allowing for long tapping lifetimes after the MOT holding phase. The number-lifetime product of the magnetic trap was shown as a function of the duration of the MOT holding phase , the maximum value was achieved after a MOT holding time of 1.25 s.

**Keywords** : laser cooling , magneto-optical trap , light-induced atom desorption , number-lifetime product

**PACC** : 3280P , 6845D

---

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Basic Research of China ( Grant No. 2001CB309307 ) and the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10334050 , 10474105 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : zhanghc@siom.ac.cn