

# 光致原子解吸附对冷原子磁光阱装载的动力学研究<sup>\*</sup>

张鹏飞 李 刚 张玉驰 杨榕灿 郭龔强 王军民 张天才<sup>†</sup>

(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, 太原 030006)

(2009 年 12 月 16 日收到; 2010 年 1 月 6 日收到修改稿)

在获得光致原子解吸附(light-induced atom desorption, LIAD)效应的基础上, 从理论和实验方面分析了 LIAD 对铯原子磁光阱装载的动力学过程的影响, 特别是背景原子对磁光阱的影响. 通过实验获得了不同光强和照射时间下关闭解吸附光后磁光阱中铯原子的衰减过程, 理论模型定量地描述了背景铯原子造成压强的变化及其对最终平衡态下真空度的影响. 该研究对中性原子的长时间俘获, 有效控制磁光阱中原子的装载过程具有重要意义.

**关键词:** 光致原子解吸附, 磁光阱, 激光冷却与俘获

**PACC:** 6845D, 3380G, 3280P

## 1. 引 言

激光冷却与俘获<sup>[1]</sup>经过长期研究现在已日渐发展成一项成熟的技术, 并且广泛应用于众多研究领域, 比如玻色-爱因斯坦凝聚体<sup>[2]</sup>, 费米气体简并<sup>[3]</sup>, 单原子控制<sup>[4,5]</sup>及腔量子电动力学<sup>[6,7]</sup>等. 而在激光冷却与俘获的手段中磁光阱技术几乎应用于所有冷原子有关的实验中, 因为磁光阱系统可以在常温下的原子气室中冷却和俘获可观数目的冷原子, 为进一步的原子操控提供冷原子源, 这是冷原子实验的必要基础. 在单原子控制实验研究中, 磁光阱是必不可少的环节. 要在微小尺度的光学偶极力阱俘获和操控单个原子<sup>[8,9]</sup>, 必须预先在磁光阱俘获一定量的原子或俘获单个原子再将其转移到偶极力阱中. 偶极力阱中单原子的寿命是我们非常关心的, 它直接影响到对单原子的操控, 而单原子俘获的寿命主要是受背景真空的影响, 所以如何在原子转移到偶极力阱后保持良好的真空度就显得非常重要了. 虽然可以通过降低背景中待俘获原子的数量来保证真空度, 但是这样势必会造成磁光阱中原子数减少而对原子从磁光阱向偶极力阱转移造成困难. 为此人们想到了很多办法来克服这个问题. 早期人们使用原子束<sup>[10]</sup>和双磁光阱<sup>[11]</sup>, 这两

种方法不但结构庞大复杂而且难以精确控制. 直到原子释放计<sup>[12]</sup>(dispenser)的出现才有效地解决了原子释放的控制问题, 它是利用调节电流大小来加热 dispenser 以确定释放原子的多少. 但是在关掉 dispenser 的电流后, 由于其局部温度很高, 不能立即停止释放原子会对后续实验中背景真空产生很大的影响. 近年来光致原子解吸附的技术<sup>[13]</sup>(light-induced atom desorption, LIAD)被应用到磁光阱原子装载中, 该方法可以有效地解决这个问题. 光致原子解吸附技术是利用短波长的非相干光(称为解吸附光)直接照射真空气室内壁使吸附在内壁上的原子脱离而进入磁光阱的装载过程中, 通过控制解吸附光的光功率密度大小和照射时间来控制解吸附原子的多少. 更为重要的是在完成磁光阱装载关闭解吸附光后背景中的原子在很短的时间内被重新吸附到内壁上, 背景真空随即恢复到很好的状态.

光致原子解吸附的研究早在 1993 年. Gozzini 等人就在内壁涂有聚硅氧烷(polysiloxane)膜的玻璃泡中观察到<sup>[13]</sup>. 在随后的十几年中人们又研究了涂有不同材料的膜层以及不同材料表面的解吸附特性<sup>[14-18]</sup>. 实验发现解吸附光照射玻璃泡后, 玻璃泡内的原子数密度会发生改变, 解吸附光的波长越短从内壁解吸附的原子越多, 从而泡内的原子数密度越大, 同时大的解吸附光功率密度会使多的原子释

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10974125, 60808006, 60821004 和 60978017), 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2006CB921102)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn

放出来. 在 2001 年 Anderson 等人把这种现象被应用到磁光阱中原子装载的实验<sup>[19]</sup>, 发现利用白色光照射不锈钢真空系统内壁, 能够使磁光阱中铷原子数量增加, 但由于使用的是白光, 只有当白光的光功率密度增大到 2—10 W/cm<sup>2</sup> 时才能看到这个现象. 2003 年 Atutov 等人利用 LIAD 得到了更快更有效的磁光阱装载过程<sup>[20]</sup>. Klempt 等人研究了不同波长解吸附光对磁光阱装载的影响<sup>[21]</sup>, 实验发现波长越短磁光阱装载的原子数越多, 而且装载率越大. 在关掉解吸附光后磁光阱的装载率在很短的时间 (200 ms) 内急剧下降. 这反映了背景真空度也在这么短的时间恢复到一个好的状态. 国内上海光机所也进行了相关的研究<sup>[22]</sup>, 实验利用光致原子解吸附技术成功的提高磁阱装载过程中的原子数-寿命积.

这些研究主要集中在俘获大量原子用于超冷原子制备方面. 在确定性单原子操控实验中, 原子从磁光阱转移到偶极力阱后的背景真空的优劣更加重要. 我们在理论和实验上研究了铷原子磁光阱系统中 LIAD 对磁光阱装载的影响<sup>[23]</sup>. 实验发现在很小的光功率密度下就能有效控制磁光阱中铷原子数目和装载率, 在关闭解吸附光后真空度大约在 71 ms 的时间内恢复到平衡态. 本文重要研究背景真空中残留的少量铷原子对系统的影响. 在关闭解吸附光后背景真空中存在少量铷原子, 这些原子是影响最终俘获原子寿命的关键因素. 通过实验和理论分析, 我们对关闭解吸附光后磁光阱中原子数变化的动力学过程进行了深入研究, 最终获得了背景真空中残留铷原子的原子数密度约为  $4.1 \times 10^6$  atoms/cm<sup>3</sup>. 背景中铷原子造成压强在关闭解吸附光后 71 ms 由初始的  $4.7 \times 10^{-10}$  Torr 减小到  $1.7 \times 10^{-10}$  Torr (原有的  $1/e$ ) ( $1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$ ). 理论上由该背景真空度对应的单原子俘获寿命可达 40 s 以上.

## 2. 理论分析

利用文献[23]的理论模型, 背景中铷原子数密度  $n(t)$  由下式表述:

$$\frac{dn(t)}{dt} = D - An(t), \quad (1)$$

其中  $D$  为解吸附速率, 即为单位时间内原子从内壁上脱离的数目;  $A$  为吸附指数,  $1/A$  可以用来表征原子被吸附的速率. 由此可得打开解吸附光和关闭解吸附光后背景中原子数密度变化分别为

$$n(t) = \frac{D}{A}(1 - e^{-At}), \quad (2)$$

$$n(t) = \frac{D}{A}e^{-At} + n_0. \quad (3)$$

(3) 式中  $n_0$  表示在关闭解吸附光后背景中原子数密度的残留. 磁光阱中原子数满足速率方程<sup>[24]</sup>

$$\frac{dN}{dt} = R - N\left(\frac{1}{\tau_{cs}} + \frac{1}{\tau_b}\right) - \beta \int n^2 dV, \quad (4)$$

式中第一项  $R$  为磁光阱的装载率,  $R = 0.5V^{2/3}v_c^4(m/2kT)^{3/2}n(t)$ <sup>[24]</sup>, 其中  $T$  为温度,  $m$  为铷原子的质量,  $V$  为磁光阱俘获体积,  $v_c$  为俘获速度. 第二项中  $1/\tau_{cs} = \sigma n(t)(3kT/m)^{1/2}$ <sup>[24]</sup> 表征由于未被俘获铷原子对磁光阱中原子的碰撞造成的损耗, 其中  $\sigma$  为碰撞截面;  $1/\tau_b$  为由于背景内非铷原子对磁光阱中原子的碰撞造成的损耗,  $\tau_b$  为非铷原子造成的衰减时间, 衰减时间长说明背景中非铷原子少. 真空中非铷原子总是存在, 实验所用的真空离子泵对某些惰性气体如氩 (Ar)、氦 (He) 等以及不易与其他物质发生作用的气体如甲烷 (CH<sub>4</sub>) 等的抽速有限, 从而导致这些气体残留在气室背景中<sup>[25]</sup>. 第三项为磁光阱中原子与原子之间碰撞造成的损耗, 一般原子数较少时此项可忽略.  $t$  时刻原子数目为<sup>[23]</sup>

$$N(t) = N_B + \frac{a}{b+c}[1 - e^{-(b+c)t}], \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} a &= 0.5V^{2/3}v_c^4(m/2kT)^{3/2}\frac{D}{A}, \\ b &= \sigma \sqrt{\frac{3kT}{m}}\frac{D}{A}, \\ c &= \frac{1}{\tau_b}. \end{aligned} \quad (6)$$

$N_B$  为没有解吸附光时磁光阱中的背景铷原子数, 而关闭解吸附光后磁光阱中铷原子数变化可将 (3) 式代入 (4) 式中得到. 代入后有

$$\frac{dN}{dt} = a\left(e^{-At} + \frac{A}{D}n_0\right) - Nb\left(e^{-At} + \frac{A}{D}n_0\right) - Nc. \quad (7)$$

初始条件为

$$t = 0, N(0) = \frac{a}{b+c} + N_B - N'_B. \quad (8)$$

$N'_B$  为解吸附光照射后关闭解吸附光, 磁光阱中原子数衰减后的残余铷原子的数量. 最终得到

$$N(t) = N'_B + \left(\frac{a}{b+c} + N_B - N'_B\right)e^{-\frac{b}{A}t} e^{-\frac{bDe^{-At} + cDt + Abn_0t}{D}}$$

$$+ \frac{a}{D} e^{-\frac{bDc - At}{A} + \frac{cDt + Abn_0 t}{D}} \int_0^t e^{-A\tau + \frac{bDc - A\tau}{A} + \frac{cD\tau + Abn_0 \tau}{D}} \cdot (An_0 e^{A\tau} + D) d\tau. \quad (9)$$

由(6)式中第二个公式可知  $b$  表征背景中铯原子数密度最大时(零时刻)铯原子对磁光阱中原子的碰撞造成的损耗,而在本实验系统中,  $D = 1.55 \times 10^{14}$  atom/s,  $A = 14.0 \text{ s}^{-1}$  (见后面的测量),  $b \approx 0.05$ ,  $b$  远小于  $A$  的值,由此可得  $b/A \approx 0$ , (9)式可简化为

$$N(t) \approx N'_B + \left( \frac{a}{b+c} + N_B - N'_B \right) e^{-(c+\sigma/\sqrt{3kT/mn_0})t}. \quad (10)$$

原子数衰减时间为

$$\tau = \frac{1}{c + \sigma/\sqrt{3kT/mn_0}}. \quad (11)$$

由(11)式可知磁光阱中原子数在关掉解吸附光后的衰减时间由两部分决定,一部分是由背景中未被俘获的铯原子数密度  $n_0$  决定,另一部分由背景中其他非铯原子决定,用  $c = 1/\tau_b$  表示. 从此可以看出在关闭解吸附光大部分铯原子被吸附后,背景的原子由两部分组成,一部分为未被吸附的残留的铯原子,一部分为非铯原子,两部分原子都会对磁光阱中的原子产生碰撞并导致磁光阱中铯原子衰减.

图1显示的是由(5)和(10)式确定的打开和关闭解吸附光后磁光阱中原子数变化的情况,可以清楚地看到原子数目变化的整个过程. 参数为  $T = 300 \text{ K}$ ,  $m = 2.206 \times 10^{-25} \text{ kg}$ ,  $V = 1.35 \times 10^{-14} \text{ m}^3$ ,  $v_c \approx 55 \text{ m/s}$ ,  $\sigma = 2 \times 10^{-17} \text{ m}^2$ ,  $A = 14.0 \text{ s}^{-1}$ ,  $c = 1/11.2 \text{ s}^{-1}$ ,  $D = 1.6 \times 10^{14} \text{ atom/s}$ ,  $n_0 = 4.6 \times 10^6 \text{ atoms/cm}^3$ ,  $N'_B = 2300$

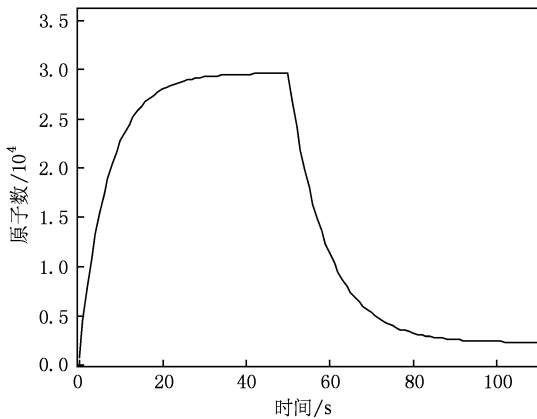


图1 磁光阱中原子数随时间的变化(在零时刻将解吸附光打开,到50 s时关闭解吸附光. 参数为  $T = 300 \text{ K}$ ,  $m = 2.206 \times 10^{-25} \text{ kg}$ ,  $V = 1.35 \times 10^{-14} \text{ m}^3$ ,  $v_c \approx 55 \text{ m/s}$ ,  $\sigma = 2 \times 10^{-17} \text{ m}^2$ ,  $A = 14.0 \text{ s}^{-1}$ ,  $c = 1/11.2 \text{ s}^{-1}$ ,  $D = 1.6 \times 10^{14} \text{ atom/s}$ ,  $n_0 = 4.6 \times 10^6 \text{ atoms/cm}^3$ ,  $N'_B = 2300$ )

$D = 1.6 \times 10^{14} \text{ atom/s}$ ,  $n_0 = 4.6 \times 10^6 \text{ atoms/cm}^3$ ,  $N'_B = 2300$ . 这些参数均来自于实验对应的参数. 假定在零时刻将解吸附光打开,磁光阱中原子数增加直到饱和,到50s时关闭解吸附光,原子呈指数衰减至  $N'_B$ . 图2显示在不同背景下,即当未被俘获的铯原子数密度  $n_0$  取不同时,磁光阱中原子数衰减的情况,其中取磁光阱中残留的原子数  $N'_B = 0$ . 由图可知关闭解吸附光背景真空的铯原子数密度快速衰减后,背景中残留多少铯原子会对磁光阱中原子的衰减产生很大影响. 残留的铯原子越多,其对磁光阱中原子的碰撞越剧烈,导致原子数衰减越快. 此外,真空系统背景中非铯原子的存在对磁光阱中原子数的变化也有较大影响,见图3. 由图3可知  $c =$

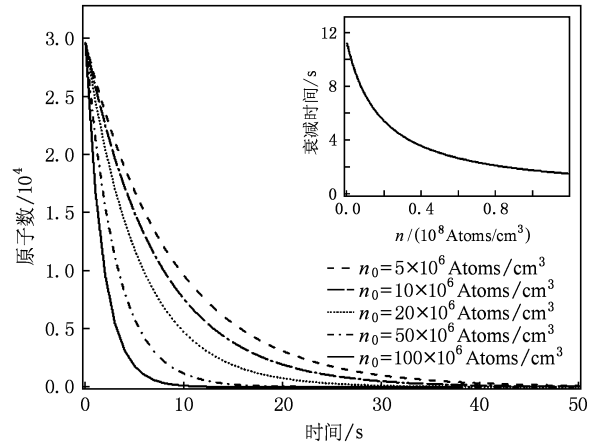


图2 磁光阱中原子数在关闭解吸附光后随时间的衰减曲线(残留铯原子数密度越大,衰减越快. 插图为衰减时间随背景中残留铯原子数密度的变化曲线. 参数  $n_0$  取  $(5-100) \times 10^6 \text{ atoms/cm}^3$ ,  $N'_B = 0$ , 其他参数同图1)

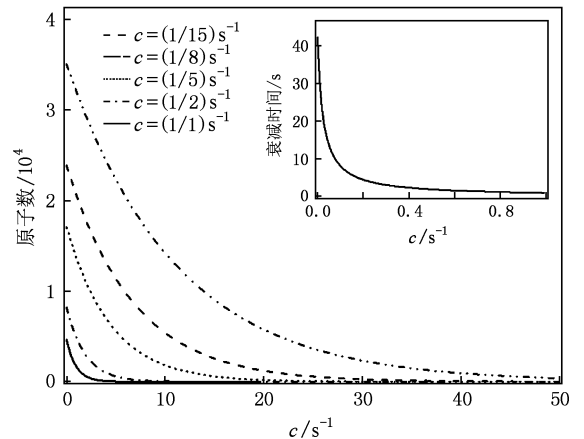


图3 磁光阱中原子数在关闭解吸附光后随时间的衰减(不同曲线代表不同的非铯原子引起的背景真空度. 插图是衰减时间随背景中残留非铯原子数密度的变化曲线. 参数  $c$  取  $(1/15-1/1) \text{ s}^{-1}$ ,  $N'_B = 0$ , 其他参数同图1)

$1/\tau_b$  的取值代表背景中非铯原子数不同,造成磁光阱中原子数的衰减也很不相同。 $c$  值越小,磁光阱中原子数衰减时间就越长; $c$  值越大,磁光阱中原子数衰减时间就越短。插图是衰减时间随参数  $c = 1/\tau_b$  的变化。这是由于  $c$  值较小意味着背景中非铯原子较少,对磁光阱中铯原子的碰撞就少,从而磁光阱中铯原子衰减的就慢,所以在进行冷原子实验系统使用之前尽可能降低背景真空度是非常必要的。

### 3. 实验装置

实验装置如图 4 所示。实验是在一个超高真空室里完成的。气室中的吸附介质除了 Cell 的表面以外是用于腔量子电动力学实验的微光学腔及其控制器件,无氧铜承载系统等,磁光阱位于微光学腔的上方 5 mm 处。磁光阱的冷却光由一台外腔反

馈半导体激光器 (Toptica DL100) 提供,锁定于铯原子  $D2$  线  $6^2S_{1/2}, F = 4 \rightarrow 6^2P_{3/2}, F' = 5$  负失谐 10.3 MHz,总功率为 1.8 mW。再抽运光由一台自制半导体激光器提供,锁定于铯原子  $D2$  线  $6^2S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 6^2P_{3/2}, F' = 4$ ,总功率为 0.7 mW。两束光合并经同一光纤耦合后分为 3 束,利用波片构成对射型  $\sigma^+ - \sigma^-$  磁光阱光路。光束直径为 2 mm。一对反亥姆霍兹线圈提供 22.5 G/cm 的磁场梯度 ( $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ )。解吸附光采用中心波长为 470 nm 的蓝光 LED (LK-5BL, EK Japan Co. Ltd),其出射光功率密度可以通过调节 LED 输入电流来控制。解吸附光源位于磁光阱上方约 70 mm 处。水平方向 70 mm 处装有铯原子的 dispenser。实验中使用一台高速低噪声 CCD 摄像机 (Princeton MicroMax 512BFT) 来采集磁光阱中原子的荧光信号。

整个实验过程中 dispenser 处于关闭状态。为此

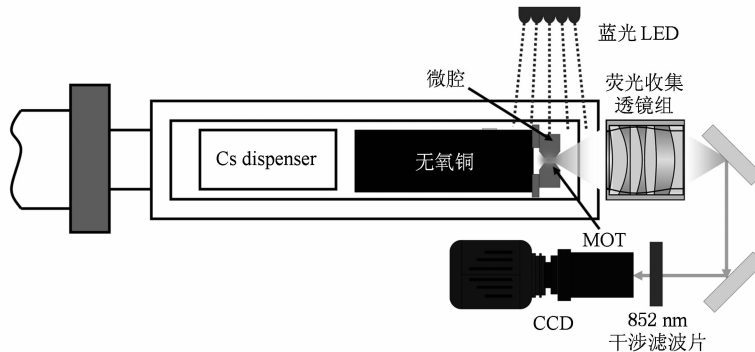


图 4 实验装置 (在真空玻璃泡中微腔固定于无氧铜块上,磁光阱位于微腔正上方,其荧光经透镜组收集由 CCD 探测数据输入电脑记录。解吸附光由蓝光 (波长 470 nm) LED 提供,在磁光阱上方照射)

在实验前将 dispenser 加电流 4A 大约 0.5 h,真空度显示为  $7 \times 10^{-9}$  Torr,然后关闭 dispenser 由离子泵抽真空 3 天,真空度恢复到  $3 \times 10^{-10}$  Torr,在此条件下进行实验。

### 4. 实验结果与分析

实验中首先测量了打开解吸附光,铯原子磁光阱装载,而后关闭解吸附光,磁光阱中铯原子数衰减的整个过程,如图 5。图中不同形状表示的标识是实验数据,实线为相应的理论拟合曲线,分别依据前面分析中的 (5) 和 (6) 式拟合光照时的解吸附过程和关闭解吸附光后变化过程。在零时刻打开解吸附光,磁光阱中原子数快速增加到某一值,并进一

步趋于饱和。实验中采用不同的光功率密度的解吸附光照射,光功率密度增大可装载的最大原子数相应增大,而且装载率也会增大。等原子装载饱和后,在 50 s 时关闭解吸附光,原子数开始呈指数衰减。实验中还先测量了固定解吸附光功率密度为  $1.32 \text{ mW/cm}^2$  时,在零时刻打开解吸附光,磁光阱中原子装载到不同时间 (2—50 s) 关闭解吸附光原子数衰减的结果,如图 6。空心三角为实验数据,实线为理论拟合曲线。由图 5 和图 6 可以看出,实验数据和理论结果符合很好。利用该拟合我们得到原子装载过程的参数:  $A = (14.0 \pm 0.1) \text{ s}^{-1}$ ,  $c = (1/11.2 \pm 1/113.6) \text{ s}^{-1}$ , 当解吸附光功率密度从  $0.06 \text{ mW/cm}^2$  到  $1.76 \text{ mW/cm}^2$ ,  $D = (0.62, 2.5, 5.2, 6.9, 11.4, 15.5) \times 10^{14} \text{ atom/s}$ 。由  $A = (14.0 \pm 0.1) \text{ s}^{-1}$  可以知

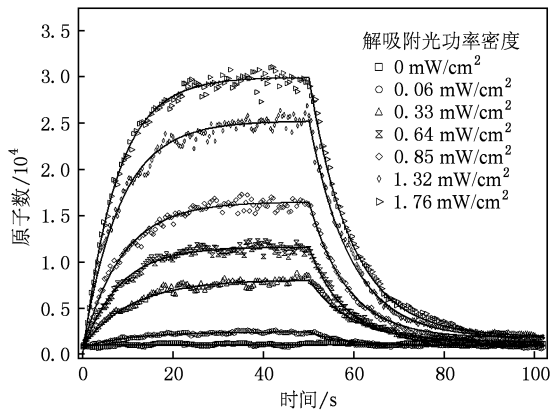


图5 零时刻打开解吸附光,磁光阱铯原子装载,经历 50 s 后关闭解吸附光,磁光阱中铯原子数衰减的过程(不同曲线代表不同的解吸附光的光功率密度.实线为理论拟合曲线.拟合参数: $A = 14.0 \text{ s}^{-1}$ ,  $c = 1/11.2 \text{ s}^{-1}$ ,  $D = (0.62 - 15.5) \times 10^{13} \text{ atom/s}$ ,  $n_0$  平均值为  $4.1 \times 10^6 \text{ atoms/cm}^3$ )

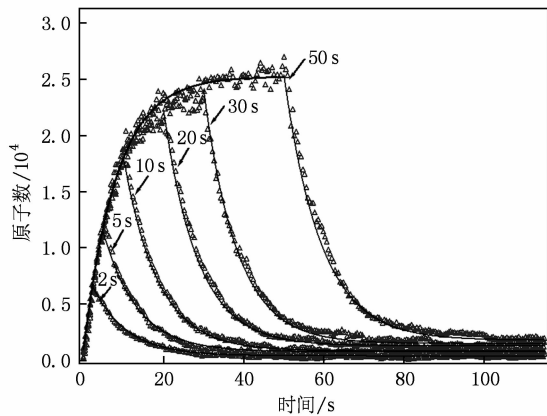


图6 固定解吸附光功率密度为  $1.32 \text{ mW/cm}^2$  时,在零时刻打开解吸附光,磁光阱中原子装载到不同时间(2—50 s),再关闭解吸附光后原子数衰减曲线(实线为理论拟合曲线.拟合参数: $A = 14.0 \text{ s}^{-1}$ ,  $c = 1/11.2 \text{ s}^{-1}$ ,  $D = 11.4 \times 10^{13} \text{ atom/s}$ ,  $n_0$  平均值为  $4.1 \times 10^6 \text{ atoms/cm}^3$ )

道在关闭解吸附光后,背景中铯原子密度在很短的  $1/A = 71 \text{ ms}$  就衰减到原有的  $1/e$ . 这结果表明,在关掉蓝光以后,背景真空能迅速恢复到一个良好的状态;从  $c = (1/11.2 \pm 1/113.6) \text{ s}^{-1}$  可以知道由非铯原子构成背景真空度为  $(6.4 \pm 0.6) \times 10^{-10} \text{ Torr}$ ;从  $D = (0.62, 2.5, 5.2, 6.9, 11.4, 15.5) \times 10^{13} \text{ atom/s}$  可以知道在使用解吸附光后单位时间内即每秒从气室内壁解吸附的铯原子可达  $10^{14}$  个,为在较大范围内控制磁光阱中原子的装载,控制最大俘获的原子数目提供了有效的途径.

值的强调的是,在关闭解吸附光后,大部分铯原子在非常短内就被重新吸附到内壁上,保证了后续原子控制具有良好的真空度. 利用关掉解吸附光原子数演化的关系(10)式拟合磁光阱中原子数衰减的数据,可以得到这样的结论:不论改变解吸附光的光功率密度还是改变照射时间,最终关闭解吸附光后背景中残留的铯原子数密度是不变的,大约为  $4.1 \times 10^6 \text{ atoms/cm}^3$ . 由(3)式和理想气体压强和原子数密度的关系  $P = nk_B T$  以及通过实验数据拟合得到的其他参数,可以得到关闭解吸附光后背景中铯原子引起的分压随时间的变化,如图7. 由图可得出,关闭解吸附光后背景中铯原子引起的分压由关掉时的  $4.7 \times 10^{-10} \text{ Torr}$ ,在约  $1/A = 71 \text{ ms}$  的时间内迅速减少到  $1.7 \times 10^{-10} \text{ Torr}$ ,并最终减少到平衡态时的真空度  $1.3 \times 10^{-10} \text{ Torr}$ . 这个过程有利于初始时刻俘获比较多的原子,并在短时间内实施转移后,在良好的真空环境下获的冷原子的长时间控制. 在现有的真空度下,单原子由真空度决定的寿命可以达到 40 s 以上.

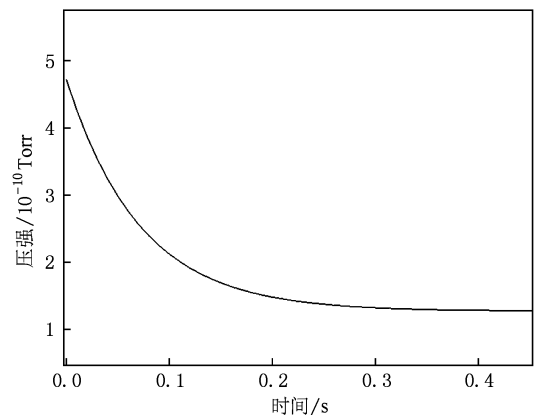


图7 关闭解吸附光以后背景中铯原子产生的分压随时间的变化(参数: $A = 14.0 \text{ s}^{-1}$ ,  $c = 1/11.2 \text{ s}^{-1}$ ,  $D = 15.5 \times 10^{13} \text{ atom/s}$ ,  $n_0 = 4.1 \times 10^6 \text{ atoms/cm}^3$ )

由图5和图6可以看到在关闭解吸附光后磁光阱中铯原子数衰减至一稳定值,其中当解吸附光功率密度和照射时间不同时这一稳定值也会有不同. 趋势是光功率密度越大照射时间越长稳定值越大. 我们分析造成这一现象的原因可能有几个方面:光功率密度越大或照射时间越长,照射后铯原子数密度存在小量的差异;另一方面,在解吸附光照射后不仅有铯原子被解吸附,而且一部分非铯原子也被解吸附,这些非铯原子由于某种目前还不明确的原因在关闭解吸附光后更多的被吸附到内壁上,造成

背景中非铯原子数密度减少,从而稳定后磁光阱中原子数会有不同.同时我们在模型中假定系统的解吸附和吸附系数是常数,这个假定存在一定误差.但是总体上,理论模型还是能够与实验结果基本一致.

## 5. 结 论

本文利用 470 nm 波长的蓝色 LED 作用解吸附

光,研究了铯原子磁光阱的装载.我们从理论和实验上分别分析了关闭解吸附光后磁光阱中原子数衰减的动态过程,理论分析很好的解释了实验结果,最终获得了铯原子和非铯原子造成的背景真空分压.实验确定了背景中铯原子造成的分压关掉蓝光时的  $4.7 \times 10^{-10}$  Torr,在 71ms 减少到约  $1.7 \times 10^{-10}$  Torr,并最终维持到平衡时的  $1.3 \times 10^{-10}$  Torr.该系统提供了较理想的从大量原子到单原子的控制手段.

- [1] Metcalf H J, Van der Straten P 1999 *Laser Cooling and Trapping* (Springer, New York)
- [2] Anderson M, Ensher J, Matthews M, Wieman C, Cornell E 1995 *Science* **269** 198
- [3] De Marco B, Jin D S 1999 *Science* **285** 1703
- [4] Wang J, He J, Qiu Y, Yang B D, Zhao J Y, Zhang T C, Wang J M 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2062
- [5] He J, Wang J, Yang B D, Zhao J Y, Zhang T C, Wang J M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3404
- [6] Liu T, Zhang T C, Wang J M, Peng K C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1346 (in Chinese) [刘涛、张天才、王军民、彭堃堃 2004 物理学报 **53** 1346]
- [7] Zhang Y C, Li G, Zhang P F, Wang J M, Zhang T C 2009 *Front. Phys. China* **4** 190
- [8] Zhang J, Li G, Wang J M, Zhang T C 2008 *Acta Sin. Quantum Optica* **14** 156 (in Chinese) [张静、李刚、王军民、张天才 2008 量子光学学报 **14** 156]
- [9] Zhang J, Zhang T C, Wang J M, Peng K C 2007 *Chin. Phys. B* **16** 1295
- [10] Schlosser N, Reymond G, Protsenko I, Grangier P 2001 *Nature* **411** 1024
- [11] Wang J M, Wang J, Yan S B, Gen T, Zhang T C 2009 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 123116
- [12] Fortagh J, Grossman A, Hänsch T W, Zimmermann C 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 6499
- [13] Gozzini A, Mango F, Xu J H, Alzetta G, Maccarone F, Bernheim R A 1993 *Nuovo Cimento D* **15** 709
- [14] Atutov S N, Biancalana V, Bicchi P, Marinelli C, Mariotti E, Meucci M, Nagel A, Nasyrov K A, Rachini S, Moi L 1999 *Phys. Rev. A* **60** 4693
- [15] Alexandrov E B, Balabas M V, Budker D, English D, Kimball D F, Li C H, Yashchuk V V 2002 *Phys. Rev. A* **66** 042903
- [16] Burchianti A, Bogi A, Marinelli C, Maibohm C, Mariotti E, Moi L 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 157404
- [17] Karaulanov T, Graf M T, English D, Rochester S M, Rosen Y J, Tsigutkin K, Budker D, Alexandrov E B, Balabas M V, Jackson Kimball D F, Narducci F A, Pustelny S, Yashchuk V V 2009 *Phys. Rev. A* **79** 012902
- [18] Hatakeyama A, Oe K, Ota K, Hara S, Arai J, Yabuzaki T, Young A R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1407
- [19] Anderson B P, Kasevich M A 2001 *Phys. Rev. A* **63** 023404
- [20] Atutov S N, Calabrese R, Guidi V, Mai B, Rudavets A G, Scansani E, Tomassetti L, Biancalana V, Burchianti A, Marinelli C, Mariotti E, Moi L, Veronesi S 2003 *Phys. Rev. A* **67** 053401
- [21] Klempert C, van Zoest T, Henninger T, Topic O, Rasel E, Ertmer W, Arlt J 2006 *Phys. Rev. A* **73** 013410
- [22] Zhang P F, Xu X P, Zhang H C, Zhou S Y, Wang Y Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6022 (in Chinese) [张鹏飞、许忻平、张海潮、周善钰、王育竹 2007 物理学报 **56** 6022]
- [23] Zhang P F, Li G, Zhang Y C, Guo Y Q, Wang J M, Zhang T C 2009 *Phys. Rev. A* **80** 053420
- [24] Monroe C, Swann W, Robinson H, Wieman C 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1571
- [25] Varian Ion Pumps Catalog Varian Inc.

# Investigation of dynamics of magneto-optical trap loading by light-induced atom desorption \*

Zhang Peng-Fei Li Gang Zhang Yu-Chi Yang Rong-Can Guo Yan-Qiang Wang Jun-Min Zhang Tian-Cai<sup>†</sup>  
(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 16 December 2009; revised manuscript received 6 January 2010)

## Abstract

The dynamics of magneto-optical trap loading by light-induced atom desorption (LIAD) are investigated theoretically and experimentally. The loading of the MOT has been described by a theoretical model. We have paid close attention to the background gases which are essentially important for the ultimate vacuum pressure. The experiment is done based on a glass cell and all the results are well in agreement with the theory. The decay process of the background vacuum pressure caused by the untrapped cesium atoms after shutting off the desorption light is explained quantitatively. The LIAD effect is proved to be an effective tool to control the loading of the MOT and the neutral single atoms in experiment.

**Keywords:** light-induced atom desorption, magneto-optical trap, laser cooling and trapping

**PACC:** 6845D, 3380G, 3280P

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10974125, 60808006, 60821004, and 60978017) and the 973 Program (Grant No. 2006CB921102).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn