

# Rb 原子磁光阱中囚禁原子数目与实验参数的依赖关系\*

江开军<sup>1,2,3)</sup> 李 可<sup>1,2,3)</sup> 王 谨<sup>1,3)</sup> 詹明生<sup>1,3)</sup>

1) 中国科学院武汉物理与数学研究所波谱与原子分子国家重点实验室, 武汉 430071)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100080)

3) 中国科学院冷原子物理中心, 武汉 430071)

(2004 年 10 月 18 日收到, 2005 年 6 月 2 日收到修改稿)

研究表明, Rb 原子磁光阱中所囚禁的原子数目对囚禁光的光强和失谐量, 回泵光的强度以及磁场梯度有很大的依赖关系. 用二能级系统模型对囚禁原子数目随囚禁光的光强和失谐量的变化关系进行了预估, 理论预测的结果与实验结果定性符合. 实验结果也展示了囚禁原子数目随回泵光的强度和磁场梯度的变化关系, 要定量解释这些实验结果则需要更复杂的理论模型. 通过囚禁原子数目对实验参数依赖关系的研究, 得到特定的实验参数, 来获得最大数目的冷原子.

关键词: 磁光阱, 冷原子

PACC: 3280P, 3200, 3580

## 1. 引 言

自上世纪 80 年代发展中性原子的激光冷却与囚禁技术<sup>[1-3]</sup>以来, 冷原子物理及其相关实验技术越来越成为原子物理领域的前沿热点问题. 用激光冷却与囚禁的原子体系, 现已成为研究超精细谱<sup>[4-6]</sup>、超冷碰撞<sup>[7-10]</sup>、原子频率标准<sup>[11, 12]</sup>、电磁诱导透明<sup>[13-15]</sup>和量子力学效应<sup>[16, 17]</sup>等许多物理问题的最佳介质. 磁光阱<sup>[18, 19]</sup>是获得超冷原子的简便可行的装置, 那么怎样获得数目较多的冷原子以便提高实验中的信噪比是一个非常重要的问题. 特别是提高磁光阱中冷却原子的数目, 成为实现玻色-爱因斯坦凝聚实验的必要条件<sup>[20-23]</sup>, 这就迫使我们非常具体细致的研究磁光阱中原子数目对实验参数的依赖关系, 从而获得最优化的原子数目和原子数密度. 本文先用简单的二能级系统模型对囚禁原子数目随囚禁光的光强和失谐量变化关系进行了理论预测. 在介绍了实验装置后, 我们得到原子数目对囚禁光的光强和失谐量依赖关系的实验结果, 并把理论预测值与实验值相比较. 最后, 我们给出囚禁原子的数

目随回泵光的强度和磁场梯度变化的实验曲线图. 从这些关于原子数目的依赖关系图上, 可以找到一组特定的囚禁光的光强和失谐量、回泵光的强度和磁场梯度等实验参数, 来获得最优化的囚禁原子数目和原子数密度.

## 2. 理论分析

我们用二能级模型来处理囚禁原子数目的问题. 在处理过程中, 不计入磁场的影响, 并且忽略光束的高斯线型.

二能级原子吸收光子的概率为<sup>[24]</sup>

$$R(I, \nu) = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\Delta/\Gamma)^2} \\ = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\Delta_v/\Gamma_v)^2}, \quad (1)$$

其中  $\Gamma = 2\pi\Gamma_v$  为自然线宽 ( $\Gamma_v = 6.07\text{MHz}$ ),  $\Delta_v = \frac{\Delta}{2\pi} = \nu - \nu_0$  为激光的频率 ( $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ ) 相对于原子共振频率 ( $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ ) 的失谐量,  $I$  为激光的光强,

\* 国家自然科学基金(资助号: 10374102, 10474119)资助的课题.

$I_s = \pi hc\Gamma/3\lambda^3 = 1.67\text{mW}/\text{cm}^2$  为饱和光强.

在一维情况下,原子的加速度为<sup>[24]</sup>

$$a = \frac{\hbar k\Gamma}{2m} \left( \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (\mathcal{X}\Delta_v - kv(2\pi))\Gamma_v} - \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (\mathcal{X}\Delta_v + kv(2\pi))\Gamma_v} \right), \quad (2)$$

$k$  为铷原子  $D_2$  线跃迁吸收的波长为 780nm 的光波所对应的波矢. Monroe, Robinson 和 Wieman<sup>[11]</sup> 研究表明,囚禁原子的数目由下列公式给出:

$$N = R\tau_{\text{trap}} = 0.1 \frac{A}{\sigma} \left( \frac{v_c}{v_{\text{thermal}}} \right)^4, \quad (3)$$

其中  $R$  为囚禁速率,  $\tau_{\text{trap}}$  ( $1/\tau_{\text{trap}} = n_0\sigma v_{\text{rms}}$ ,  $n_0$  为背景气体的密度,  $v_{\text{rms}}$  为背景气体的均方根速率) 为囚禁原子的寿命,  $\sigma$  为碰撞截面, 铷原子的  $\sigma$  为  $2 \times 10^{-13} \text{cm}^2$ <sup>[25]</sup>,  $v_{\text{thermal}} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} = 270\text{m/s}$  为背景铷蒸气的平均速度,  $v_c$  为原子能够被囚禁的最大速度,  $A$  为囚禁区域的表面积.

根据(3)式,为了预测原子的数目,必须计算出  $A$  的值和  $v_c$ . 其中  $A = \pi d^2$ ,  $d = 2\text{cm}$  为光束的直径. 为了求得  $v_c$ ,将(2)式求积分,并求其数值解,再代入(3)式求得原子数目.我们将理论上得到的原子数目随囚禁光强度变化曲线同实验结果一同展现在图 2 上,原子数目随激光的失谐量变化理论预测曲线连同相应的实验结果一起展现在图 3 上.

### 3. 实验装置

如图 1 所示,我们的磁光阱是由空间线非均匀的磁场和三对相互垂直的相向传播的激光束形成. 实验真空室是一石英十面体的玻璃腔,玻璃腔与一六通直接相连.六通的第二端连接到铷源上,当温度加到 40℃ 时,铷直接升华成气体而进入石英玻璃腔,形成饱和蒸气;第三个端口连接到分子泵上,对真空进行预抽;第四个端口接到 30L/s 的离子泵上,真空室的最终真空度为  $133 \times 10^{-9} \text{Pa}$ ;第五个端口接到真空规上,来检测系统的真空度;最后一个端口与另一真空室相连,以便于进行其他的以冷原子为基础的实验.囚禁光来自于 Coherent 公司的带有参考腔的 899 环型腔钛宝石激光器(CR-899-21),激光的波长调节到铷的  $D_2$  线 780nm 附近,并用偏振光谱的方法将该激光器稳定在从基态  $F = 2$  跃迁到激发态  $F' = 3$  吸收峰上,激光线宽小于  $1\text{MHz}$ <sup>[26]</sup>. 回泵光来

自于 TuiOptics 公司的光栅外腔反馈式二极管激光器(DL100),用饱和吸收谱的方法将激光的频率稳定在铷的  $D_2$  线从基态  $F = 1$  跃迁到激发态  $F' = 2$  吸收峰上,激光线宽在  $1\text{MHz}$  左右<sup>[27,28]</sup>,将基态处于  $F = 1$  的原子抽运到基态  $F = 2$  上去.囚禁光和回泵光重叠在一起经过光纤耦合进入系统.为了非常好的进行激光分束,我们用  $1/2$  波片和偏振分束片(PBS)相结合的方法把激光分成均匀的三束,每束激光的功率为  $7\text{mW}$  左右.在进入石英玻璃腔之前,用  $1/4$  波片将线偏振光转化为右旋圆偏振光( $\sigma^+$ )和左旋圆偏振光( $\sigma^-$ ),这样可以利用速度引起的多普勒频移和跃迁选择定则,让原子始终感受到光的辐射压力的作用,使原子冷却并囚禁起来.

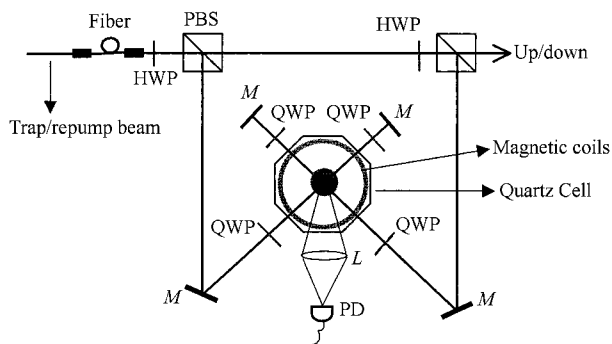


图 1 实验装置示意图(PBS 为偏振分束片;M 为全反镜;HWP 为  $1/2$  波片;QWP 为  $1/4$  波片;Magnetic coils 为囚禁磁场线圈;L 为聚焦透镜;PD 为光电探测器)

四极磁场是由一对反亥姆赫兹线圈提供的随空间位置线性变化的磁场,线圈相对端面之间的距离为  $3.5\text{cm}$ . 磁场梯度可以通过改变线圈中电流的大小来调节.

在实验中,为了改变激光的失谐量而又要保持光路的稳定,我们用两次通过声光调制器<sup>[29]</sup>的方法来对激光的频率进行调节.另外,在耦合光纤前面加上一个中性衰减片,来改变囚禁光和回泵光的强度.为了探测原子的数目,用一聚焦透镜,将一定立体角里面的原子发出的荧光收集到一个光电二极管.为了减少测量原子数目的误差,我们选取一个接受面积比较大( $1\text{cm}^2$ )的光电探测器,同时用数字 CCD 探测原子荧光来探测原子的数目,进一步确保探测原子数目的准确性.

### 4. 实验结果与讨论

探测原子数目有以下几种方法:用 CCD 收集原

子荧光法,吸收成像法和用光电二极管收集原子荧光法.我们采用了比较简单的光电二极管收集原子荧光法,并用 CCD 收集原子荧光法来对原子数目进一步确认.光电二极管探测原子数目,可用以下公式,

$$N = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{2\lambda}{hc\Gamma} \frac{1 + I_{\text{tot}}/I_s + 4\Delta^2/\Gamma^2}{I_{\text{tot}}/I_s} \frac{i}{\eta}, \quad (4)$$

其中  $N$  为原子数目,  $\Omega$  为能探测到的立体角,  $\Gamma$  为原子激发态的自然线宽 ( $2\pi \times 6.07\text{MHz}$ ),  $I_{\text{tot}}$  为囚禁光的总的光强,  $I_s$  为饱和光强 ( $1.67\text{mW/cm}^2$ ),  $\Delta$  为激光的失谐量,  $i$  为光电二极管探测到的电流值,  $\eta$  为光电二极管的探测效率 ( $0.5\text{A/W}$ ).

图 2 为囚禁原子的数目随着总的囚禁光的强度变化而变化的理论预测值(据(3)式)和实验值(据(4)式).为了同实验值相比较,理论值的结果归一化因子为 2.6.囚禁光强度增加时,囚禁原子的数目增加.当囚禁光的强度增加到一定的程度( $\approx 6.3\text{mW/cm}^2$ )时,原子数目的增加趋向平缓.在此实验过程中,囚禁光的失谐量保持  $-16\text{MHz}$  不变,磁场梯度保持  $8 \times 10^{-4}\text{T/cm}$  不变,回泵光的强度保持  $2.8\text{mW/cm}^2$  不变.

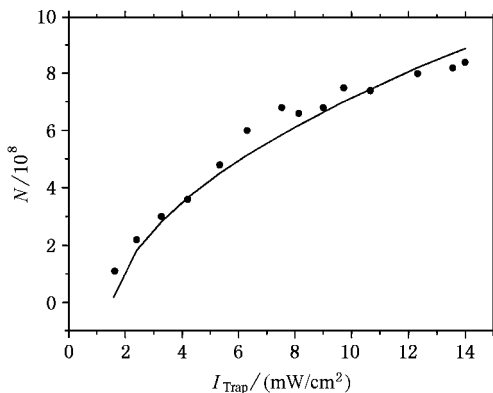


图 2 原子的数目  $N$  随着囚禁光的光强  $I_{\text{Trap}}$  变化而变化的理论预测值和实验值(实线为理论预测值,圆点为实验值)在实验中,囚禁光的失谐量,回泵光的强度和磁场梯度保持不变)

图 3 为囚禁原子的数目随囚禁光的失谐量的变化而变化的理论曲线和实验值,为了同实验值相比较,理论值的结果归一化因子为 3.0.当囚禁光的失谐量从  $0\text{MHz}$  变大时,囚禁原子数目增大,当失谐量大约为 2.7 个自然线宽 ( $-16\text{MHz}$ ) 时,原子数目达到最大值,当失谐量继续增加时,囚禁原子数目减少.在此实验过程中,囚禁光的强度保持  $6.3\text{mW/cm}^2$  不变,磁场梯度保持  $8 \times 10^{-4}\text{T/cm}$  不变,回泵光

的强度保持  $2.8\text{mW/cm}^2$  不变.

在图 2 和图 3 中,为了同实验值相比较,理论值的归一化因子都大于 1,主要是因为磁场的存在能提高原子的囚禁速度,但本文理论模型没有计入磁场的影响,所以理论值要比相应的实验值小一些.在图 2 上,当囚禁光的强度很大时 ( $> 12\text{mW/cm}^2$ ),理论值略大于实验值,主要是因为激光诱导的冷原子间的碰撞效应增加,降低了所能囚禁原子的数目,而理论处理中忽略了原子间碰撞的影响.总的说来,实验值和理论预测值定性符合,都体现了囚禁原子数目随囚禁光的光强和失谐量的变化趋势.

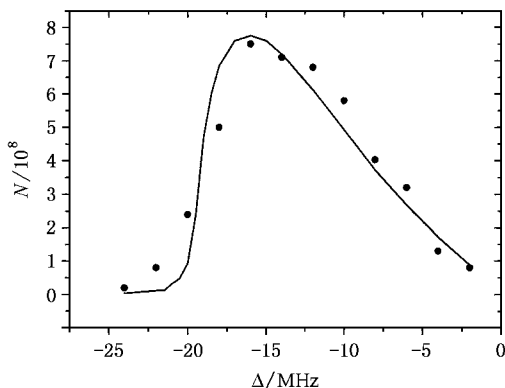


图 3 原子的数目  $N$  随着囚禁光的失谐量  $\Delta$  变化的理论曲线图(实线)和实验值(圆点)在实验中,囚禁光的光强、回泵光的强度和磁场梯度保持不变)

由于囚禁光是调谐到基态  $F = 2$  到激发态  $F' = 3$  的跃迁能级,其相对基态  $F = 2$  到激发态  $F' = 2$  的跃迁是远失谐,所以原子处于激发态  $F' = 2$  的概率很小,由于自发辐射处于基态  $F = 1$  的原子就很少;又由于回泵光是调谐到基态  $F = 1$  到激发态  $F' = 2$  的共振跃迁频率,所以回泵光很容易使基态  $F = 1$  的原子抽运到基态  $F = 2$  而使囚禁原子的数目趋向饱和,当回泵光继续增加时,囚禁原子的数目却不再增加.图 4 为囚禁原子的数目随着总的回泵光的强度变化而变化的实验值,回泵光强度增加时,囚禁原子的数目增加.当回泵光的强度增加到一定程度 ( $\approx 2.8\text{mW/cm}^2$ ) 时,原子数目的增加趋向平缓,在此实验过程中,囚禁光的失谐量保持  $-16\text{MHz}$  不变,磁场梯度保持  $8 \times 10^{-4}\text{T/cm}$  不变,囚禁光的强度保持  $6.3\text{mW/cm}^2$  不变.根据 Lindquist, Stephens, 和 Wieman<sup>[25]</sup> 等人的分析,磁光阱中四极磁场的存在,使原子能级发生塞曼分裂,而能级塞曼分裂又会影

只有在最优的激光失谐量条件下使原子感受到激光的辐射压力最大,也就是说,当激光的光强,频率失谐量和光束直径一定时,存在一个得到最大囚禁原子数目的最优化的磁场梯度:当磁场梯度小于最优化的磁场梯度时,激光的频率失谐量大于计入速度和磁场影响的激光激发原子共振跃迁的频率失谐量,相向传播的一对激光对原子的辐射压力减弱,从而导致囚禁速率减小;当磁场梯度大于最优化的磁场梯度时,同样也会导致原子的囚禁速率减小.图5为囚禁原子的数目随着磁场梯度的变化而变化的实验值,当磁场梯度从  $0\text{T/cm}$  增加时,囚禁原子数目增加,当磁场梯度为  $8 \times 10^{-4}\text{T/cm}$  时,原子数目达到最大,当磁场梯度进一步增加时,囚禁原子数目又会减少.在此实验过程中,囚禁光的失谐量保持  $-16\text{MHz}$  不变,回泵光的强度保持  $2.8\text{mW/cm}^2$  不变,囚禁光的强度保持  $6.3\text{mW/cm}^2$  不变.原子的超精细结构在磁场作用下进行塞曼分裂,由于磁场在空间上是不均匀的,所以塞曼分裂在空间上也是不均匀的,并且磁场方向和激光传播方向在囚禁区域是不严格平行,这就使得塞曼分裂子能级与光子的相互作用变得更为复杂.所以,要定量地解释实验结果,需要更复杂的理论模型.

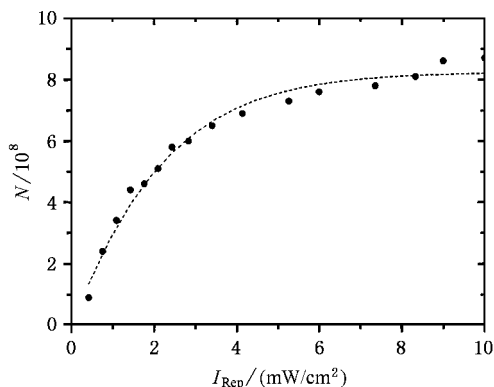


图4 原子的数目  $N$  随着回泵光的强度  $I_{\text{Rep}}$  变化而变化的实验值(圆点为实验值,虚线为实验值的拟合曲线,在实验中,囚禁光的光强,囚禁光的失谐量和磁场梯度保持不变)

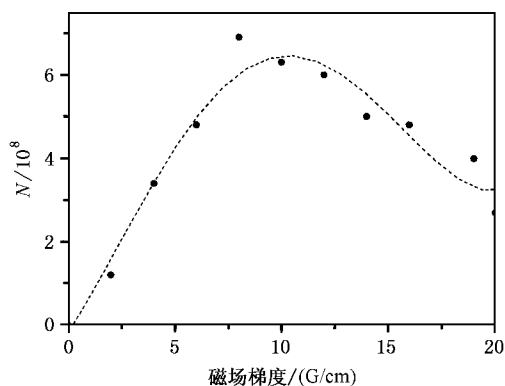


图5 原子的数目  $N$  随着磁场梯度变化而变化的实验值(圆点为实验值,虚线为实验值的拟合曲线.在实验中,囚禁光的光强,回泵光的强度和囚禁光的失谐量保持不变)

从以上的理论和实验方面的关于囚禁原子数目对实验参数依赖关系研究表明,在本文实验条件下,当囚禁光强为  $6.3\text{mW/cm}^2$ ,囚禁光的失谐量为  $-16\text{MHz}$ ,回泵光强度为  $2.8\text{mW/cm}^2$ ,磁场梯度为  $8 \times 10^{-4}\text{T/cm}$  时,囚禁原子的数目达到最大( $\sim 8 \times 10^8$ ).

另外,我们的研究还表明,只有最优化光的对称性,并且使光的中心和磁场中心严格重合,才能使原子数目达到最大,并且原子数目的稳定性在  $20\%$  之内.

## 5. 结 论

我们用比较简单的二能级系统模型预测了被囚禁的原子数目随囚禁光的光强和失谐量的变化曲线,并用实验值与理论值进行对比,分析了实验值和理论值存在误差的原因,实验值和理论值定性符合.实验结果同时也展示了囚禁原子的数目随回泵光的强度和磁场梯度的变化而变化的趋势.通过囚禁原子数目对实验参数依赖关系的研究,我们可以找到一组特定的囚禁光的光强和失谐量,回泵光的强度和磁场梯度,来获得最优化的囚禁原子数目.

[1] Phillips W, Metcalf H 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 596  
 [2] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E *et al* 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 48  
 [3] Dalibard J, Salomon C, Aspect A *et al* 1989 *Atomic physics* 11 ed. Haroche S, Gay J C, Grynberg G, (Singapore, New Jersey, London, Hong Kong: World Scientific) 199

[4] Grison D, Lounis B, Salomon C, Courtois J Y, Grynberg B 1991 *Europhys. Lett.* **15** 149  
 [5] Tabosa J, W R, Chen G, Hu Z, Lee R B, Kimble H J 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 3245  
 [6] Wang J M, Yan S B, Liu T *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 1669  
 [7] Gallagher A, Pritchard D 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 957

- [ 8 ] Sesko D , Walker T , Monroe C , Gallagher A , Weiman C 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 961
- [ 9 ] Lett P D , Jessen P S , Phillips W D , Rolston S L , Westbrook C I , Gould P L 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2139
- [ 10 ] Julienne P S , Vigue J 1991 *Phys. Rev. A* **44** 4464
- [ 11 ] Monroe C , Robinson H , Wieman C 1991 *Opt. Lett.* **16** 50
- [ 12 ] Rolston S L , Phillips W D 1991 *Proc. IEEE* **79** 943
- [ 13 ] Wang J , Zhu Y F , Jiang K J , Zhan M S 2003 *Phys. Rev. A* **68** 061830
- [ 14 ] Wang J , Kong L B , Tu X H , Jiang K J , Li K , Xiong H W , Zhu Y F , Zhan M S 2004 *Phys. Lett. A* **328** 437
- [ 15 ] Wang L Q , Li Y F , Cao D M , Bi D X , Cheng Y C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2937 ( in Chinese ) [ 王利强、李永放、曹冬梅、毕冬雪、成延春 2004 物理学报 **53** 2937 ]
- [ 16 ] Luo Y H , Huang Z , Wang Y Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1706 ( in Chinese ) [ 罗有华、黄整、王育竹 2002 物理学报 **51** 1706 ]
- [ 17 ] Qu Z J , Liu S D , Yang C L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1156 ( in Chinese ) [ 曲照军、柳盛典、杨传路 2005 物理学报 **54** 1156 ]
- [ 18 ] Lett P D , Phillips W D , Rolston S L , Tanner C E , Watts R N , Westbrook C I 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2084
- [ 19 ] Hou J D , Li Y M , Yang D H , Wang Y Q 1998 *Chin. Phys.* **7** 881
- [ 20 ] Anderson M H , Ensher J R , Matthews M R , Wieman C , Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [ 21 ] Bradley C C , Sachett A , Tollet J J , Hulet R G. 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [ 22 ] Davis K B , Mewes M O , Andrews M R , van Druten N N , Durfee E S , Kurn D M , Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [ 23 ] Yin J P , Gao W J , Liu N C , Wang Y Q 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 660 ( in Chinese ) [ 印建平、高伟建、刘南春、王义适 2001 物理学报 **50** 660 ]
- [ 24 ] Ye J , Swartz S , Jungner P , Hall J L 1996 *Opt. Lett.* **21** 1280
- [ 25 ] Lindquist K , Stephens M , Wieman C 1992 *Phys. Rev. A* **46** 4082
- [ 26 ] Jiang K J , Wang J , Tu X H , He M , Zhan M S 2003 *Chin. Opt. Lett.* **1** 377
- [ 27 ] Jiang K J , Wang J , Li K , He M , Tu X H , Zhan M S 2004 *Spectrosc. Spectral Anal.* **24** 659 ( in Chinese ) [ 江开军、王谨、李可、何明、涂鲜花、詹明生 2004 光谱学与光谱分析 **24** 659 ]
- [ 28 ] Wang J , Liu X J , Li J M , Jiang K J , Zhan M S 2000 *Chin. J. Quantum Electron.* **17** 43 ( in Chinese ) [ 王谨、柳晓军、李交美、江开军、詹明生 2000 量子电子学 **17** 43 ]
- [ 29 ] Wang J , Liu X J , Li J M , Zhao H T , Jiang K J , Zhan M S 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 862 ( in Chinese ) [ 王谨、柳晓军、李交美、赵宏太、江开军、詹明生 2000 光学学报 **20** 862 ]

## Dependence of number of trapped atoms on the experimental parameters of Rb magneto-optical trap<sup>\*</sup>

Jiang Kai-Jun<sup>1,2,3)</sup> Li Ke<sup>1,2,3)</sup> Wang Jin<sup>1,3)</sup> Zhan Ming-Sheng<sup>1,3)</sup>

1) *State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics , Wuhan Institute of Physics and Mathematics , Chinese Academy of Sciences , Wuhan 430071 , China )*

2) *Graduate School of Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China )*

3) *Center for Cold Atom Physics , Chinese Academy of Sciences , Wuhan 430071 , China )*

( Received 18 October 2004 ; revised manuscript received 2 June 2005 )

### Abstract

Our study indicates that the number of trapped Rb atoms in a magneto-optical trap ( MOT ) strongly depends on the trapping laser intensity and detuning , the repumping laser intensity and the magnetic gradient . We estimate the trapped-atom numbers changing with the trapping laser intensity and detuning , using a two-level system model . The theoretical results are in qualitative agreement with the experimental results . The experimental results also show an obvious dependence of the trapped-atom numbers on repumping laser intensity and the magnetic gradient , which the simple theory cannot account for . These studies are helpful for selecting suitable experimental parameters to achieve larger numbers of cold atoms .

**Keywords :** magneto-optical trap ( MOT ) , cold atoms

**PACC :** 3280P , 3200 , 3580