

文章编号: 0253-2239(2005)03-412-7

## 中性原子的表面双磁光阱及其应用\*

胡建军<sup>1,2</sup> 印建平<sup>1\*\*</sup>

(<sup>1</sup> 华东师范大学物理系, 光谱学与波谱学教育部重点实验室, 上海 200062)  
(<sup>2</sup> 苏州大学物理系, 苏州 215006)

**摘要:** 提出了一种新的采用载流导线的表面双磁光阱(MOT)方案(即双 U 型导线磁光阱方案)。通过改变中间 U 型导线中的电流大小, 即可将一个双磁阱连续地合并为一个单磁阱, 反之亦然。详细计算和分析了上述双 U 型载流导线磁光阱方案的磁场及其梯度的空间分布, 研究发现当导线中的电流为 600 A,  $z$  方向均匀偏置磁感应强度为  $-4.0 \times 10^{-3}$  T 时, 双 U 型导线方案产生的两个磁阱中心的磁场梯度约为  $1.5 \times 10^{-3} \sim 2.5 \times 10^{-3}$  T/cm, 结合通常制备磁光阱时所用的三维粘胶(Molasses)光束即可在基底表面附近形成一双磁光阱。理论分析表明在弱光近似下, 每个磁光阱中所能俘获的<sup>85</sup>Rb 原子数约为  $10^6$  量级, 相应的磁光阱温度约为 270  $\mu$ K。由于双磁光阱可以独立制备, 所以双 U 型导线方案特别适用于制备双样品磁光阱, 并用于研究双原子样品的冷碰撞性质。

**关键词:** 量子光学; 载流导线; 表面双磁光阱; 双样品磁光阱; 冷原子碰撞

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

## Double-Well Surface Magneto-Optical Trap for Neutral Atoms and Its Potential Applications

Hu Jianjun<sup>1,2</sup> Yin Jianping<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy of the Ministry of Education in China, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062)  
(<sup>2</sup> Department of Physics, Suzhou University, Suzhou 215006)

**Abstract:** A novel scheme is proposed to form double-well magneto-optical surface trap for cold atoms using double U-shaped current-carrying wires. It shows that the double-well magnetic trap proposed here could be continuously transferred into a single one by adjusting the current in an inner U-shaped wire from a suitable value to zero, and vice versa. The spatial distributions of magnetic fields from double U-shaped current-carrying wires layout and their gradients are calculated and analyzed. It is found that the magnetic field gradient near the center of each magnetic trap generated by the double U-shaped wires is about  $1.5 \times 10^{-3} \sim 2.5 \times 10^{-3}$  T/cm when the currents in the double U-shaped wires are both equal to 600 A and the inhomogeneous bias magnetic field in  $z$ -direction is  $-4.0 \times 10^{-3}$  T. By associating with 3D optical Molasses beams used in the usual magneto-optical trap (MOT), the double-well magneto-optical surface trap can be used to realize double-well MOT near the surface of wire plane. Under the approximation of low intensity, a cold atomic sample with a captured number of  $\sim 10^6$  atoms at a temperature of about 270  $\mu$ K can be obtained in each <sup>85</sup>Rb atomic MOT. Since each MOT in two-species MOT can be prepared independently, the controllable double-well trap can be used to study the cold collisions between two different atomic samples.

**Key words:** quantum optics; current-carrying wire; double-well magneto-optical surface trap; two-species magneto-optical trap; cold atomic collisions

### 1 引 言

自从 1987 年 Raab 等在磁光阱(Magneto-optical

trap, MOT) 中实现中性原子的激光冷却与囚禁以来<sup>[1]</sup>, 磁光阱作为获得冷原子源或冷原子束的标准技

\* 国家自然科学基金(10174050、10374029)、上海市重点学科和教育部 211 工程专项基金资助课题。

作者简介: 胡建军(1976~), 男, 苏州大学现代光学研究所(讲师), 主要从事量子光学方面的研究工作。

\*\* 通信联系人。E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn.

收稿日期: 2004-02-12; 收到修改稿日期: 2004-08-20

术在高分辨光谱学、原子-光子相互作用、冷原子物理学、原子光学和玻色-爱因斯坦凝聚<sup>[2,3]</sup>等领域中得到了广泛的应用。在过去的十多年里,原子物理学家致力于实验研究冷原子的基态与激发态之间或某一基态原子间的二体或三体冷碰撞性质<sup>[4~7]</sup>。近年来,为了实现双样品磁光阱或双样品玻色-爱因斯坦凝聚(双样品 BEC),人们已经把兴趣转移到研究同一个磁光阱中不同原子样品间的冷碰撞机制<sup>[8~15]</sup>。

迄今为止,关于双样品原子碰撞的所有理论与实验研究都是在同一个磁光阱中进行的,这种在同一个磁四极阱装置中同时制备两种不同的冷原子磁光阱,并进行双样品原子冷碰撞性质的研究将存在一些固有的缺陷:首先,当一种原子被囚禁和冷却时,另一种原子相当于具有较高密度的背景气体。在冷原子样品制备过程中,当磁光阱中的原子密度很高时,由双样品原子之间的碰撞引起的损耗将不可忽略,结果是磁光阱所能囚禁的原子数及其密度将明显减小。其次,通常在同一个磁四极阱中制备两个不同原子样品的磁光阱时,需要同时用到两组不同波长的,并且空间重合的三维光学黏胶光束。因此,对于磁光阱 1 来说,用于冷却与囚禁磁光阱 2 的光束就是非囚禁光,由于磁光阱 1 中的原子同时处于非囚禁光束中,必然受到非囚禁光的光子散射,导致冷原子的反冲加热等。由于上述种种因素的干扰或影响,使得双样品原子间冷碰撞研究的理论模型与实验数据之间存在着一定的,有时甚至很大的误差。

另一方面,为了研究不同原子长程作用势和双样品玻色-爱因斯坦凝聚的束缚态频谱,要求被囚禁的原子数目及其密度都很大,因此迫切需要一种新的双磁光阱方案来独立地囚禁两种不同的原子样品,然后将两种冷原子样品“装载”到同一个磁阱中去进行不同冷原子样品之间的非弹性碰撞研究。为此,我们提出了一种实现双样品磁光阱的新方案,即双 U 型导线磁光阱方案,计算了双 U 型载流导线产生的磁场及其梯度分布,估计了双磁光阱中的囚禁原子数及其冷却温度,并就该方案的实验可行性及其应用进行了简单分析与讨论。

值得注意的是:在该方案中,由双 U 型导线中电流产生的磁场与  $z$  方向的均匀偏磁场相互叠加的结果,在三维空间产生了两个彼此靠得较近的磁四极表面磁阱,利用通常磁光阱中使用的三对圆偏振光束(不过此时需要用到两组不同波长的,并且空间分开的三维光学粘胶光束),即可在空间不同的地方同时独立地冷却与囚禁两种不同的原子样品,以实

现新的双样品磁光阱。当两种不同的冷原子样品磁光阱被分别制备好以后,即可撤去两组不同波长的三对圆偏振光束,并通过改变双 U 型导线磁阱方案中某导线中的电流即可将双磁阱连续演化(合并)为单磁阱,这样原先被分别囚禁在两个不同磁阱中的两种冷原子样品即可被“装载”到同一个磁阱中去,用于不同原子样品之间的冷碰撞性质研究。

## 2 双 U 型载流导线磁光阱方案

### 2.1 可控制的双磁光阱方案

双 U 型导线磁光阱方案如图 1 所示。该方案由两根 U 型载流导线(即由一根大 U 型载流导线与一根小 U 型载流导线)组成,两根导线中的电流方向相反,图 1 中  $a=1\text{ cm}$ 。由于导线自身的直径( $d=1\text{ mm}$ )远小于载流导线磁阱的尺寸( $6a=6\text{ cm}$ ),故导线本身几何尺寸对载流导线产生的磁场空间分布的影响可忽略不计。为了冷却载流导线并实现冷原子的表面磁光阱,在  $z$  方向附加了一个均匀的直流偏场  $B_{\text{bias}}=-4.0\times 10^{-3}\text{ T}$ ,以便将囚禁中心上移至导线表面上方。

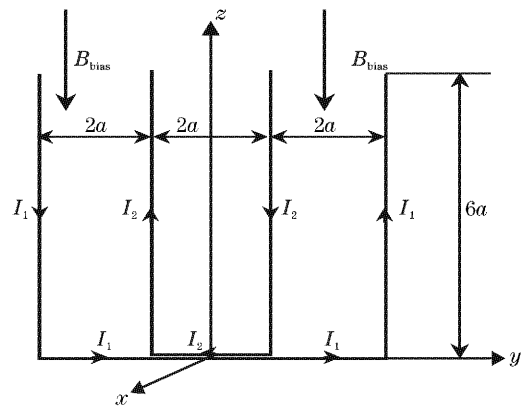


图 1 双 U 型载流导线磁阱方案的装置图

Fig. 1 Schematic diagram of double U-shaped current-carrying-wire trap

由于电流  $I_1$  与  $I_2$  的方向相反,当  $I_1=I_2$  时,如图 1 所示的载流导线装置形成了左右两个 U 型载流导线,所产生的磁场与一均匀偏场叠加后形成两个具有磁场零点的表面双磁阱;而当  $I_2=0$  时,仅有一个大的 U 型载流导线对磁场有贡献,因而它与一个均匀偏场叠加后形成一个具有磁场零点的表面单磁阱。因此,当连续改变中间的小 U 型导线中的电流,即可实现从表面双磁阱到表面单磁阱的连续转换,从而实现双样品原子从双阱到单阱的连续装载及其冷碰撞性质的研究。

## 2.2 磁场空间分布的理论计算

根据毕奥-萨伐尔(Biot-Savart)定律,由图 1 所

示的双 U 型载流导线产生的磁场强度在直角坐标系中的表达式为

$$\left\{ \begin{aligned} \mathbf{B}_1 &= \frac{\mu_0 I_1}{4\pi} \times \left\{ \int_{6a}^0 \frac{(y+3a)\mathbf{i} - x\mathbf{j}}{[x^2 + (y+3a)^2 + (z-z')^2]^{3/2}} dz' + \int_0^{6a} \frac{-(y-3a)\mathbf{i} + x\mathbf{j}}{[x^2 + (y-3a)^2 + (z-z')^2]^{3/2}} dz' + \right. \\ &\quad \left. \int_{-3a}^{3a} \frac{z\mathbf{i} - x\mathbf{k}}{[x^2 + (y-y')^2 + z^2]^{3/2}} dy' \right\}, \\ \mathbf{B}_2 &= \frac{\mu_0 I_2}{4\pi} \times \left( \int_0^{6a} \frac{-(y+a)\mathbf{i} + x\mathbf{j}}{[x^2 + (y+a)^2 + (z-z')^2]^{3/2}} dz' + \int_{6a}^0 \frac{(y-a)\mathbf{i} - x\mathbf{j}}{[x^2 + (y-a)^2 + (z-z')^2]^{3/2}} dz' + \right. \\ &\quad \left. \int_a^{-a} \frac{z\mathbf{i} - x\mathbf{k}}{[x^2 + (y-y')^2 + z^2]^{3/2}} dy' \right), \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

利用(1)式,计算了双 U 型载流导线产生的磁场分布的等高线,其结果如图 2 所示,其中图 2(a)~图 2(c)分别对应于  $a=1$  cm,  $B_{\text{bias}} = -4.0 \times 10^{-3}$  T, 电流  $I_1=600$  A,  $I_2=600$  A, 300 A 和 0 A 时平行于  $xoy$  平面上磁场强度的等高线分布。由图 2 可以看

出当中间 U 型导线中的电流  $I_2$  连续地从 600 A 减小到 0 A 时,如图 1 所示的双 U 型载流导线产生的磁阱将由双磁阱向单磁阱演化。进一步的理论研究表明当导线结构的几何参量和 U 型导线中的电流  $I_1$  给定时,根据数值计算结果拟合得到两个磁阱中

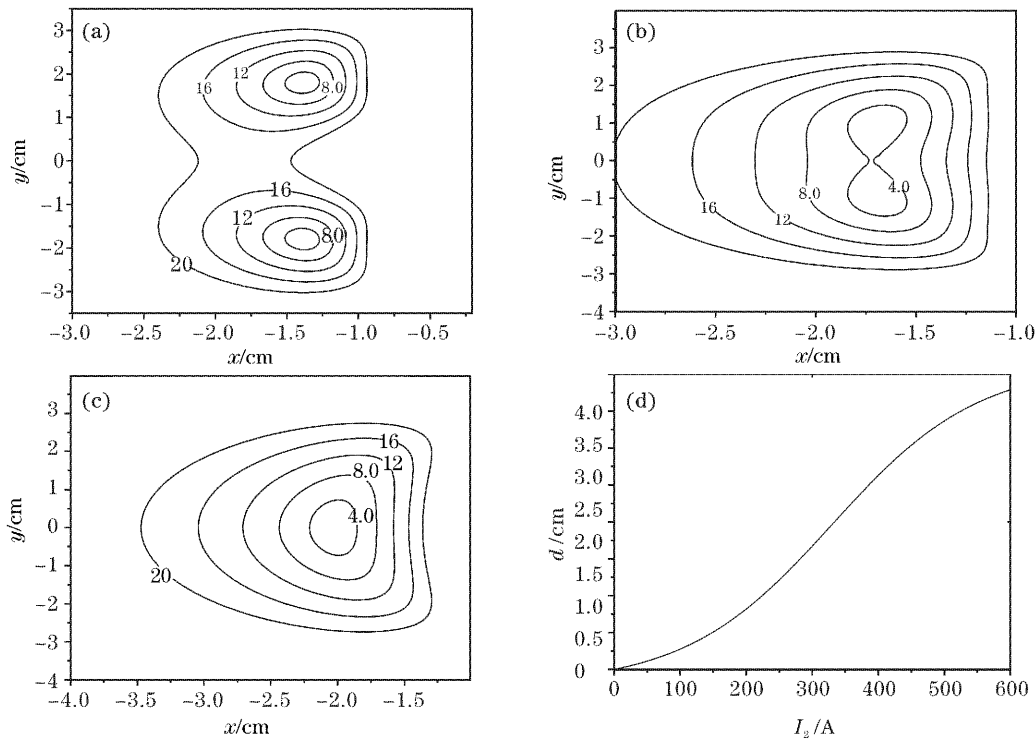


图 2 双 U 型导线磁阱方案中平行于  $xoy$  平面内磁场强度的等高线。(a)  $I_1=I_2=600$  A,  $z_0=-0.68$  cm, (b)  $I_1=600$  A,  $I_2=300$  A,  $z_0=-0.65$  cm, (c)  $I_1=600$  A,  $I_2=0$ ,  $z_0=0$ , (d) 双 U 型载流导线方案产生的两个磁阱中心之间的距离  $d$  随中间 U 型导线中的电流  $I_2$  的变化关系

Fig. 2 Magnetic field contours on the plane parallel to the  $xoy$  plane in double U-shaped wire trap for (a)  $I_1=I_2=600$  A,  $z_0=-0.68$  cm, (b)  $I_1=600$  A,  $I_2=300$  A,  $z_0=-0.65$  cm, (c)  $I_1=600$  A,  $I_2=0$ ,  $z_0=0$ , (d) Relation between the space of two well centers and the current  $I_2$  in the inner U-shaped wire

心之间的距离与中间 U 型导线中的电流  $I_2$  的关系由下式给出：

$$d = \frac{A_1 - A_2}{1 + \exp[(I_2 + I_0)/I]} + A_2, \quad (2)$$

(2) 式是双曲函数, 实际上仅仅利用了电流  $I_2 \in [0, 600 \text{ A}]$  这一变化范围。对于我们选择的工作参量, (2) 式中的拟合参量分别为  $A_1 = -0.27 \text{ cm}$ ,  $A_2 = 4.14 \text{ cm}$ ,  $I_0 = 330 \text{ A}$  和  $I = 110 \text{ A}$ , 相应的依赖关系如图 2(d) 所示。由图 2(d) 可以看出随着电流  $I_2$  的不断减小, 两个磁阱中心的间距  $d$  也将不断减小, 但是两者的变化关系不是线性的, 而是呈斜 S 形, 且当  $I_2 = 0$  时,  $d = 0$ , 这表明此时双磁阱已经完全演化(或合并)为单磁阱。

### 2.3 表面双磁阱中单个磁阱的磁场分布及其梯度的计算与分析

文献[16]指出单个 U 型载流导线和均匀偏磁场产生的磁阱中心存在一个磁场强度  $B$  为 0 的点, 所以我们所提出的双 U 型载流导线磁阱方案在双阱工作时两个磁阱都是磁四极阱, 其囚禁中心的磁场强度为 0, 目的是为了构成双磁光阱(双样品磁光阱)。

根据(1)式, 计算了双 U 型载流导线磁阱方案中两个磁阱的磁场分布, 发现当  $I_1 = I_2 = 600 \text{ A}$ ,  $B_{\text{bias}} = -4.0 \times 10^{-3} \text{ T}$  时, 双磁阱的深度都为  $1.8 \times 10^{-3} \text{ T}$ , 此时磁阱中心到导线平面的距离  $s = -x_0 = 1.38 \text{ cm}$ , 两个磁阱中心在  $z$  方向的坐标相等,  $z_{01} = z_{02} =$

$-0.68 \text{ cm}$ , 而两个磁阱中心在  $y$  方向的坐标  $y_{01} = -y_{02} = 1.79 \text{ cm}$ , 这表明两个磁阱具有很好的对称性。此外还计算了双 U 型载流导线方案中囚禁中心位于  $x_0 = -1.38 \text{ cm}$ ,  $y_{01} = 1.79 \text{ cm}$ ,  $z_{01} = -0.68 \text{ cm}$  的单个磁阱在  $x, y$  和  $z$  三个方向上的磁场强度及其梯度的分布, 结果如图 3(a)~图 3(c) 所示。当  $a = 1 \text{ cm}$ ,  $I_1 = I_2 = 600 \text{ A}$ ,  $B_{\text{bias}} = -4.0 \times 10^{-3} \text{ T}$  时, 得到磁阱中心的磁场梯度分别为  $\partial B/\partial x = 3.5 \times 10^{-3} \text{ T/cm}$  [图 2(a)],  $\partial B/\partial y = 1.6 \times 10^{-3} \text{ T/cm}$  [图 2(b)] 和  $\partial B/\partial z = 4.5 \times 10^{-3} \text{ T/cm}$  [图 2(d)]。如果慢慢减小中间 U 型导线中的电流  $I_2$ , 并当  $I_1 = 600 \text{ A}$ ,  $I_2 = 0 \text{ A}$ ,  $B_{\text{bias}} = -4.0 \times 10^{-3} \text{ T}$  时, 双磁阱将转化为单磁阱, 此时的磁阱是由较大的 U 型导线中的电流  $I_1$  和均匀偏磁场  $B_{\text{bias}}$  共同产生的, 其磁阱中心的磁场强度  $B_{\text{min}} = 0$ , 这样当原子的数密度很高(如制备玻色-爱因斯坦凝聚,  $n_{\text{BEC}} = 10^{12} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) 时, 将存在着因 Majorana 跃迁引起的原子损耗。然而, 由于通常在研究原子的冷碰撞性质时, 原子数密度不太高(一般低于或接近  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ), 原子温度不太低(高于或接近  $1 \mu\text{K}$ ), 由 Majorana 跃迁引起的原子数损耗将可以忽略不计。因此, 如同常规的用于双样品原子冷碰撞研究的单个磁光阱一样, 我们提出的可控制的表面双磁光阱方案完全可用于双样品原子冷碰撞性质的实验研究。

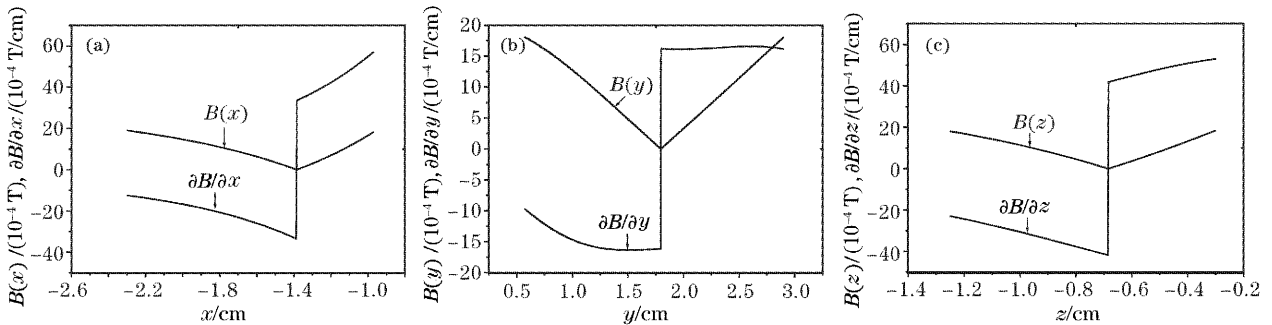


图 3 双 U 型导线磁阱方案中双阱工作时单个磁阱的磁场强度及其梯度在 (a)  $x$ , (b)  $y$ , (c)  $z$  方向上的空间分布

Fig. 3 In the case of double-well magnetic trap, the magnetic field and gradient distributions of single magnetic trap in the (a)  $x$ , (b)  $y$ , (c)  $z$  direction

## 3 双磁光阱的理论分析

### 3.1 阻尼力和回复力

通常的磁光阱由一个磁四极阱和三对  $\sigma^+ - \sigma^-$  圆偏振光组成, 三对激光束在磁四极阱的中心区域相交, 它们的传播方向和坐标轴重合并且在同一坐标轴上的两束激光的圆偏振特性相反。利用二能级原子和多束光相互作用的半经典理论, 可以得到在  $x, y$  和  $z$  方向上原子受到的辐射压力为<sup>[17]</sup>

$$F_i = F_+ + F_- = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I_{\pm}/I_s}{1 + I_{\pm}/I_s + [2(\delta \mp kv_i \mp \mu_B b_i/\hbar)/\Gamma]^2}, \quad (3)$$

(3)式中的  $F_+$  和  $F_-$  分别表示原子受到的来自  $\sigma^+$  和  $\sigma^-$  偏振光的辐射力,  $i$  表示  $x, y$  和  $z$  三个方向,  $k = 2\pi/\lambda$  是激光波矢,  $\Gamma$  是原子跃迁的自然线宽,  $I_s$  是饱和光强,  $I_+$  和  $I_-$  是同坐标轴上的  $\sigma^+$  和  $\sigma^-$  光束的光强,  $\delta = \omega - \omega_0$  是指激光频率相对于原子共振跃迁频率的失谐量,  $\mu_B$  是玻尔磁子,  $b_i$  是  $x, y$  和  $z$  三个方向上的磁场梯度。注意到被俘获在磁阱中心附近的原子速度都较小, 采用低光强近似, 可以得到原子在三个坐标轴上所受的辐射力为

$$F_i \approx -\alpha_i \nu_i - k_i i, \quad i = x, y, z \quad (4)$$

式中

$$\alpha_i = -4\hbar k^2 \frac{I}{I_s} \frac{2\delta/\Gamma}{[1 + 6I/I_s + (2\delta/\Gamma)^2]}, \quad (5)$$

$$k_i = \frac{g_i \mu_B}{\hbar k} b_{i\alpha_i}, \quad (6)$$

(5) 式中的  $I$  是每束激光束的光强, (6) 式中的  $g_i$  是朗德因子。由(4)式~(6)式可知, 当  $\delta < 0$  时, 原子受到一个阻尼力和一个回复力的作用, 这里  $\alpha_i$  和  $k_i$  分别是阻尼系数和弹性回复系数。

这里需要指出的是(4)式~(6)式是在弱光近似条件下  $I/I_s \ll 1$  得到的结果(强光情况下理论上难以得到解析解), 但是在实际的磁光阱实验中, 为了俘获更多的原子, 一般选择激光束的光强  $I$  近似等于或者远大于饱和强度  $I_s$  (有时甚至达到  $I \geq 10I_s$ ), 从而使得实际上囚禁的原子数目要比上述理论估计的原子数高出一个量级以上。

### 3.2 双磁光阱中囚禁原子数的估计

通过计算上述阻尼系数和弹性回复系数, 可以得到每个磁光阱中能囚禁的原子数以及被囚禁原子的冷却温度等。一个磁光阱所能囚禁的原子数通常可由下式估计<sup>[18]</sup>

$$N = \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{V^{2/3}}{\sigma} v_c^4 \left( \frac{m}{2k_B T} \right)^2, \quad (7)$$

(7) 式中的  $V$  是原子在磁光阱中的囚禁体积,  $\sigma$  是被囚禁原子与背景气体原子间碰撞的散射截面, 这将导致磁光阱原子的损耗(假设这种损耗机制占主导地位),  $v_c$  是磁光阱对原子的最大俘获速度, 即被囚禁原子的最大速度。从(7)式可以看出, 囚禁在磁光阱中的原子数主要由磁光阱的有效囚禁体积  $V$  和最大的俘获速度  $v_c$  所决定。

在磁光阱中, 原子在三个方向上所受的回复力来自于不同的失谐量  $\Delta_{\pm} = \delta \mp kv_i \mp \mu_B b_i / \hbar$  引起的辐射力的不平衡。由(3)式可以看出, 当  $i$  增大时, 由于塞曼分裂引起的失谐量  $\mp \mu_B b_i / \hbar$  变大, 将导致回

复力的减小。考虑原子跃迁的自然线宽  $\Gamma$ , 三个方向上回复力的作用程(即有效作用范围)由下式确定:

$$\mu_B b_i \alpha_i / \hbar = |\delta| + \Gamma, \quad (8)$$

选取<sup>85</sup>Rb原子,  $\Gamma = 2\pi \times 5.9$  MHz, 如果  $\delta = -2\Gamma$ , 对于提出的双磁光阱方案, 有  $b_x = 3.5 \times 10^{-3}$  T/cm,  $b_y = 1.6 \times 10^{-3}$  T/cm 和  $b_z = 4.5 \times 10^{-3}$  T/cm, 根据(8)式可以得到三个方向上的作用程分别为  $i_{cx} = 0.28$  cm,  $i_{cy} = 0.79$  cm 和  $i_{cz} = 0.36$  cm, 相应的囚禁体积为  $V = \pi i_{cx} i_{cy} i_{cz} = 0.33$  cm<sup>3</sup>。根据下列公式

$$mv_c^2/2 = ki_{\alpha_i}^2/2, \quad (9)$$

即可求出三个方向上的最大俘获速度, 整个磁光阱的俘获速度可取  $v_c = \text{Max}\{v_{\alpha_i}\}$ 。利用(5)式、(6)式和(9)式, 计算得到我们的双磁光阱方案所能俘获原子的最大速度为  $v_c = 10.8$  m/s。对于<sup>85</sup>Rb原子,  $\sigma = 3 \times 10^{-13}$  cm<sup>2</sup>, 在室温下(300 K), 利用(7)式, 可以估计出双磁光阱工作时单个磁光阱中所能囚禁的<sup>85</sup>Rb原子数为  $N = 2.56 \times 10^6$ 。注意这是在弱光近似条件下( $I/I_s \ll 1$ )估计出的囚禁原子数。事实上, 在强光情况下所能囚禁的原子数将大于  $10^7$ 。如果再减小导线中的工作电流, 也即减小磁场梯度至  $b_i = 1.0 \times 10^{-3}$  T/cm, 即可获得与常规磁光阱一样多的囚禁原子(约  $10^8$  个原子)。

### 3.3 双磁光阱中囚禁原子的冷却温度

通常, 磁光阱中冷原子的温度可由下式估计<sup>[19]</sup>:

$$k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + 6(I/I_s) + (2\delta/\Gamma)^2}{2|\delta|/\Gamma}, \quad (10)$$

式中  $k_B$  为玻尔兹曼常量。选取<sup>85</sup>Rb原子,  $\Gamma = 2\pi \times 5.9$  MHz, 并设  $\delta = -2\Gamma$ ,  $I/I_s \approx 1$ , 根据(10)式估计得到双 U 型载流导线磁光阱方案中双磁光阱工作时单个磁光阱中囚禁<sup>85</sup>Rb原子的温度约为  $T = 270$   $\mu$ K。图 4(a) 和图 4(b) 分别描述了双 U 型载流导线磁光阱中冷原子的平衡温度与激光强度和失谐量的关系。

由图 4 可以看出, 囚禁原子的冷却温度随激光光强呈现出近似线性增加的关系; 而随激光失谐量的变化呈现出比较复杂的关系, 但是存在着一个最佳的冷却参量, 即在  $\delta/\Gamma \approx 1.8$  处, 可以获得最低的原子冷却温度大约 270  $\mu$ K。

此外, 由(10)式求极值, 可发现当  $\delta/\Gamma$  与  $I/I_s$  满足下式:

$$\delta/\Gamma = -\sqrt{1 + 6(I/I_s)}/2, \quad (11)$$

时, 存在着一个最低的原子温度

$$T_{\min} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \sqrt{1 + 6(I/I_s)}. \quad (12)$$

特别地,当相对光强  $I/I_s \rightarrow 0$  时,即可得到多普勒冷

却极限:  $T_{\min} = \hbar\Gamma/2k_B$ 。

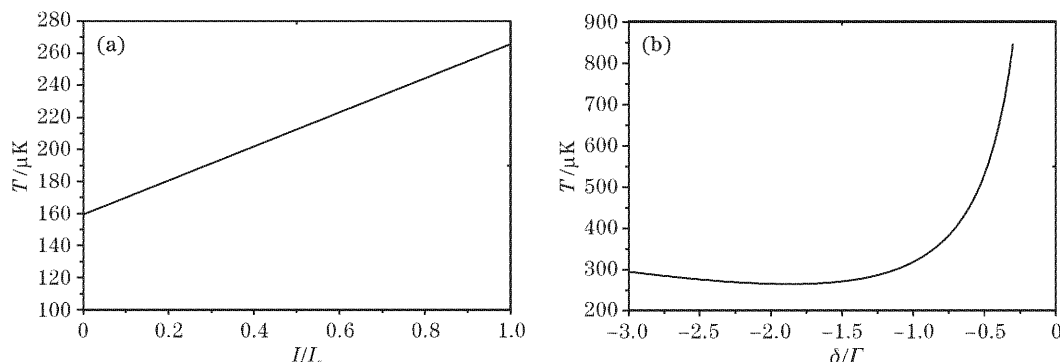


图 4 (a) 双磁光阱中被囚禁原子的温度随激光光强的变化, (b) 双磁光阱中被囚禁原子的温度随激光失谐量的变化

Fig. 4 (a) Relation between the temperature of trapped atoms in double-MOT and the intensity of laser beams,

(b) relation between the temperature of trapped atoms in double-MOT and the detuning of laser beams

#### 4 实验的可行性分析及其应用

从图 1 可以看出,我们提出的双磁光阱方案仅由平面载流导线组成,所以可以先将导线刻制在基底上,然后将基底抛光,并涂上高反射膜,用作制备磁光阱时的一块反射镜。近年来,Prentiss 小组的实验表明,由于安培加热效应,在室温下基片表面金属导线中允许通过的最大电流密度约为  $10^4$  A/cm<sup>2</sup>,而在真空中如将 Au 导线固定在蓝宝石的基底上,并利用液氮或液氦对导线进行冷却(超低温条件下),则 Au 导线中允许通过的最大电流密度可达  $10^8$  A/cm<sup>2</sup>,相应的功率损耗为  $10$  kW/cm<sup>2</sup>[19]。最近的微阱玻色-爱因斯坦凝聚实验表明,在室温(或循环冷却水)下厚芯片表面载流导线中允许通过的最大电流密度可达  $10^5 \sim 10^6$  A/cm<sup>2</sup>[20,21],甚至达  $10^7$  A/cm<sup>2</sup>[3]。对于双 U 型平面载流导线方案,如果取导线的横截面积为  $1$  mm $\times$  $1$  mm,在室温或循环水冷却下导线中通过的电流强度为  $I=600$  A 时,相应的电流密度约为  $6 \times 10^4$  A/cm<sup>2</sup>,远低于允许通过的最大电流密度  $10^5 \sim 10^7$  A/cm<sup>2</sup>。因此,将导线制备在涂有高反射膜的蓝宝石基底上并将整个装置放入真空中,再利用低温环冷水对嵌有载流导线的蓝宝石基底进行冷却,即可实现冷原子的表面双磁光阱。

对于我们的双 U 型表面磁光阱方案,当  $I_1 = I_2 = 600$  A,  $B_{\text{bias}} = -4.0 \times 10^{-3}$  T 时,在空间产生两个磁四极阱,对于任意一个磁阱,一束平行于  $x$  轴的  $\sigma^+$  偏振光经过磁阱中心并垂直入射到基底表面,原路反射后与入射光组成一对  $\sigma^+ - \sigma^-$  偏振光,在平行于  $y$  和  $z$  轴的方向加上两对相向传播的  $\sigma^+ - \sigma^-$  偏振光并且都在磁阱中心相交,这样就形成了一个

三维反射镜磁光阱。将两种不同样品中性原子蒸气制备在同一个蒸气池中,通过选择两组不同波长的(对于两种不同原子样品)三维光学黏胶光束即可在两个磁光阱中冷却并囚禁两种不同的原子,得到双样品磁光阱。由前面的理论分析可知,两个磁光阱中囚禁的原子数为  $10^6$  量级。然后撤去所有的激光束,让双 U 型载流导线囚禁方案中的中间小 U 型导线中的电流  $I_2$  慢慢由  $600$  A 减小到  $0$ ,这样就可以将两个冷原子样品绝热地装载到同一个单磁阱中,由于此时的磁阱是由 U 型导线中的电流和均匀偏磁场  $B_{\text{bias}}$  形成的,磁阱中心的磁场强度为零,存在着因 Majorana 跃迁带来的原子损耗,但是在做原子冷碰撞研究时,原子密度一般不太高,原子温度也不太低,在这种情况下,由 Majorana 跃迁引起的原子损耗可控制在允许的范围,此时我们的双磁光阱如同单个磁光阱一样完全可用于双样品原子间的冷碰撞研究。

#### 5 结 论

本文提出了一种新颖的在蒸气池中实现双样品磁光阱的方案,即双 U 型载流导线磁光阱方案,并进行了相应的理论计算与分析。研究表明在双磁阱工作情况下,磁光阱中囚禁的原子数可达到  $2.6 \times 10^6$  (对  $^{85}$  Rb 原子),相应的原子冷却温度约为  $270$   $\mu$ K;撤去光场后,通过改变双 U 型导线方案的中间 U 型导线中的电流  $I_2$ ,即可将原先制备在两个磁光阱中的不同冷原子样品绝热地装载到同一个单磁阱中去,以用于不同样品原子间的冷碰撞性质研究。此外,当原子数密度不太高时,本文提出的可控

制的双磁阱也可用于囚禁原子干涉的实验研究<sup>[22]</sup>。

### 参 考 文 献

- 1 E. L. Raab, M. Prentiss, Alex. Cable *et al.*. Trapping of neutral Sodium atoms with radiation pressure[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**(23): 2631~2634
- 2 R. Folman, P. Kruger, D. Cassettari *et al.*. Controlling cold atoms using nanofabricated surfaces; Atom chips[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(20): 4749~4752
- 3 J. Reichel. Microchip traps and Bose-Einstein condensation[J]. *Appl. Phys.*, 2002, **B75**: 469~487
- 4 J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio *et al.*. Experiments and theory in cold and ultracold collisions[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 1999, **71**(1): 1~85
- 5 M. G. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm *et al.*. Atomic-density-dependent losses in an optical trap[J]. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(6): 452~455
- 6 D. Sesko, T. Walker, C. Monroe *et al.*. Collisional losses from a light-force atom trap[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **63**(9): 961~964
- 7 J. Kawanaka, K. Shimizu, H. Takuma *et al.*. Quadratic collisional loss rate of a <sup>7</sup>Li trap[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1993, **48**(2): R883~R885
- 8 Suptiz W, Wokurka G, Strauch F *et al.*. Simultaneous cooling and trapping of <sup>85</sup>Rb and <sup>87</sup>Rb in a magneto-optical trap[J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(19): 1571~1573
- 9 Santos M S, Nussenzeig P, Marcassa L G *et al.*. Simultaneous trapping of two different atomic species in a vapor-cell magneto-optical trap[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **52**(6): R4340~R4343
- 10 Tels G D, Marcassa L G, Muniz S R *et al.*. Inelastic cold collisions of a Na/Rb mixture in a magneto-optical trap[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **59**(1): R23~R27
- 11 Shaffer J P, Chalupczak W, Bigelow N P. Photoassociative ionization heteronuclear molecules in a novel two-species magneto-optical trap[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**(6): 1124~1128
- 12 Young Y E, Ejnisman R, Shaffer J P *et al.*. Heteronuclear hyperfine-state-changing cold collisions[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **62**(5): 055403-1~055403-6
- 13 Telles G D, Garcia W, Marcassa L G *et al.*. Trap loss in a two-species Rb-Cs magneto-optical trap[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2001, **63**(3): 033406-1~033406-10
- 14 Shaffer J P, Chalupczak W, Bigelow N P. Differential measurement of the ultracold Cs radiative escape and fine structure changing collision rates[J]. *Eur. Phys. J.*, 1999, **D7**: 323~330
- 15 Marinescu M, Sadefhpour H R. Long-range potentials for two-species alkali-metal atoms[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **59**(1): 390~404
- 16 Cassettari D, Chenet A, Folman R *et al.*. Micromanipulation of neutral atoms with nanofabricated structures[J]. *Appl. Phys.*, 2000, **B70**: 721~730
- 17 Lett P D, Phillips W D, Rolston S L *et al.*. Optical molasses[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(11): 2084~2101
- 18 Monroe C, Swann W, Robinson H *et al.*. Very cold trapped atoms in a vapor cell[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(13): 1571~1574
- 19 Drndic M, Johnson K S, Thywissen J H *et al.*. Micro-electromagnets for atom manipulation[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, **72**(22): 2906~2908
- 20 Hansel W, Hommelhoff P, Hansch T W *et al.*. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip[J]. *Nature*, 2001, **413**: 498~501
- 21 Ott H, Fortagh J, Schlotterbeck G *et al.*. Bose-Einstein condensation in a surface microtrap[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(23): 230501-1~230501-4
- 22 Hansel W, Reichel J, Hommelhoff P *et al.*. Trapped-atom interferometer in a magnetic microtrap[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2001, **64**(6): 063607-1~063607-6