

文章编号: 0253-2239(2003)07-0769-8

冷原子的双阱微磁表面囚禁*

胡建军

(苏州大学现代光学技术研究所, 苏州 215006)

印建平

(华东师范大学物理系, 波谱与光谱学教育部重点实验室, 上海 200062)

摘要: 提出了两种新颖的采用载流导线的双阱微磁表面囚禁方案(即双 U 形与双 Z 形导线囚禁)。通过改变囚禁方案中直导线中的电流方向, 即可将双 U 形导线囚禁改变为双 Z 形导线囚禁; 如果逐渐减小直导线中的电流大小, 即可将一个双阱微磁囚禁连续地合并为一个单阱微磁囚禁, 反之亦然。详细计算和分析了上述两种载流导线囚禁方案的磁场及其梯度的空间分布。研究发现在导线中通以较小的电流, 即可在导线表面附近产生很大的磁场梯度及其曲率。例如当电流为 0.2 A 时, 其磁场梯度和曲率可分别达到 0.2 T/cm 和 10 T/cm² 以上。由于双 U 形导线囚禁中存在磁场零点, 而双 Z 形导线囚禁中仅存在磁场最小值, 所以双 U 形导线囚禁仅适用于制备双样品磁光囚禁(MOT)或研究中性原子的冷碰撞, 而双 Z 形导线囚禁除了可用于研究原子的冷碰撞之外, 还可以用于制备双样品玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)或实验研究双阱玻色-爱因斯坦凝聚的性质等。

关键词: 双样品玻色-爱因斯坦凝聚; 载流导线; 原子囚禁; 双阱微磁表面囚禁; 双样品磁光囚禁

中图分类号: O436

文献标识码: A

1 引 言

根据厄恩肖(Earnshaw)定理, 在无源空间静磁场中不存在磁场的极大值, 所以静磁阱仅能用于囚禁弱场搜寻态的中性原子。利用单个微磁阱囚禁中性原子的思想首先是由 Weinstein 等^[1]于 1995 年提出的。由于载流导线产生的磁场大小正比于 I/S , 相应的磁场梯度与曲率分别正比于 I/S^2 和 I/S^3 (这里 I 为导线中的电流, S 为系统的特征长度), 所以当系统的特征长度较小时, 通以较小的电流即可在导线表面附近产生很大的磁场梯度及其曲率。利用传统的刻印和电镀等微制作技术, 即可在基底上刻制任意形状的具有微米量级的导线^[2], 这样就为微磁原子阱的实现提供了工艺上的支持。1999 年, 德国的 Hänsh 小组采用“U”和“Z”形载流导线构成了单个微磁原子囚禁, 并实现了⁸⁷Rb 冷原子的表面微磁操控^[3,4]。最近, 他们利用印刷线路中交变电

流产生的交流磁阱进行了冷原子表面传输的实验研究^[5], 并在微电子芯片上通过射频蒸发冷却实现了单个微磁囚禁的玻色-爱因斯坦凝聚^[6]。然而, 有关中性冷原子的双阱微磁表面囚禁思想与方案至今尚未有人提出并加以研究。

近年来, 有关双样品磁光囚禁的实验制备^[7]、双样品原子冷碰撞的研究^[8~10]、双样品玻色-爱因斯坦凝聚的制备^[11]、双样品玻色-爱因斯坦凝聚性质的研究^[12~15]及单阱或双阱中的玻色-爱因斯坦凝聚研究^[16~21]已成为目前国际上原子物理、原子光学和量子光学领域中研究的前沿热门课题之一。然而, 如何形成一个可控制的并具有两个独立的但靠得很近的微磁原子阱的双阱表面囚禁, 又如何将一个大的玻色-爱因斯坦凝聚相干分裂为两个小的玻色-爱因斯坦凝聚以及如何将两个不同样品的双样品磁光囚禁或玻色-爱因斯坦凝聚装载到单个磁阱中去加以研究等, 目前尚未有人回答这些问题。本文将提出两种由微米量级导线中的电流产生并可控制的双阱微磁表面囚禁方案, 并给出该两种载流导线囚禁的磁场及其梯度分布的计算结果, 讨论了导线的微制作和冷却以及冷原子的装载等问题, 还对双阱微磁表面囚禁在原子物理和原子光学中的潜在应用进行了的简单讨论。

* 国家自然科学基金(69878019、10174050)、江苏省教育厅自然科学基金(00KJB140001)、江苏省高校青蓝工程新世纪学术带头人培养基金, 上海市重点学科和教育部 211 工程专项基金资助课题。

E-mail: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

收稿日期: 2002-02-01; 收到修改稿日期: 2002-07-08

2 两种新颖的双阱微磁表面囚禁方案

两种新颖的双阱微磁表面囚禁方案如图 1 所示。

双 U 形导线囚禁方案如图 1(a) 所示, 该方案由一根 Z 形载流导线和一根载流直导线构成, 其中 Z 形导线中的电流 I_1 沿 z 轴正方向传播, 直导线中的电流 I_2 沿 z 轴负方向传播。当两根导线中的电流大小相等时, 相当于由左下方的 U 形载流导线和右

上方的 U 形载流导线串连而成, 所以我们将这种方案称为双 U 形导线囚禁。为了有效地冷却载流导线, 上述双 U 形导线囚禁方案中的两个囚禁中心必须被上移至导线表面以上, 从而形成一个双阱微磁表面囚禁, 为此本方案中在 z 方向附加了一个均匀的偏场 B_{bias} 。根据毕奥-萨伐尔定律, 由图 1(a) 所示的双 U 形载流导线产生的磁场在直角坐标系中的表达式为

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I_1}{4\pi} \left\{ \int_{-b}^0 \frac{-(y+a)\mathbf{i} + x\mathbf{j}}{[x^2 + (y+a)^2 + (z-z')^2]^{3/2}} dz' + \int_0^b \frac{-(y-a)\mathbf{i} + x\mathbf{j}}{[x^2 + (y-a)^2 + (z-z')^2]^{3/2}} dz' + \int_{-a}^a \frac{z\mathbf{i} - x\mathbf{k}}{[x^2 + (y-y')^2 + z^2]^{3/2}} dy' \right\} + \frac{\mu_0 I_2}{4\pi} \int_{-b}^b \frac{y\mathbf{i} - x\mathbf{j}}{[x^2 + y^2 + (z-z')^2]^{3/2}} dz'. \quad (1)$$

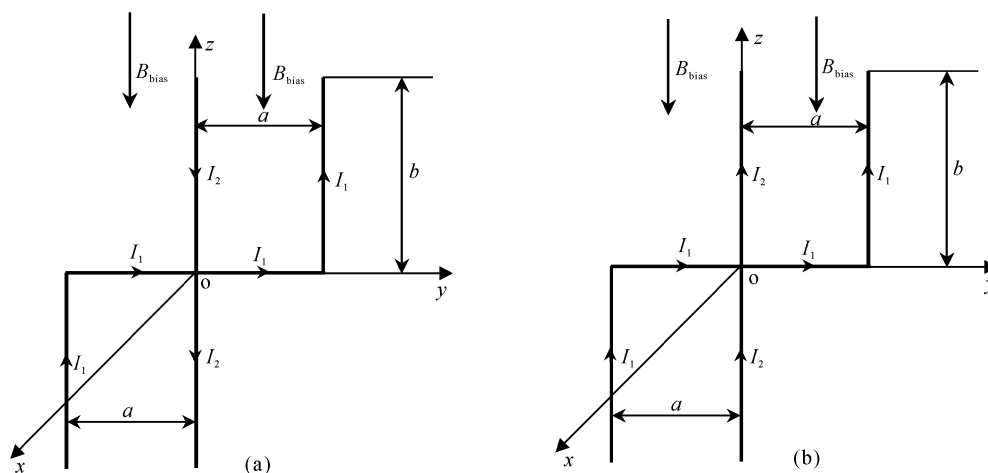


Fig. 1 Schematic diagrams of (a) double U-shaped wire trap and (b) double Z-shaped wire trap, as described in the text

根据(1)式, 当 $a=200 \mu\text{m}$, $b=300 \mu\text{m}$, $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{T}$ 和 $I_1=0.2 \text{A}$, $I_2=0.2 \text{A}$, 0.1A , 0 时, 我们计算了双 U 形载流导线产生的磁场强度在平行于 xoy 平面上的等高线分布, 结果如图 2 所示。

由图 2 可以看出当直导线中的电流 I_2 从 0.2A 连续变化到 0 时, 由图 1(a) 所示的载流导线产生的磁阱由双阱转变为单阱, 而且磁阱的囚禁中心被分别上移至导线平面以上 x_0 为 $-32.5 \mu\text{m}$ (双阱情

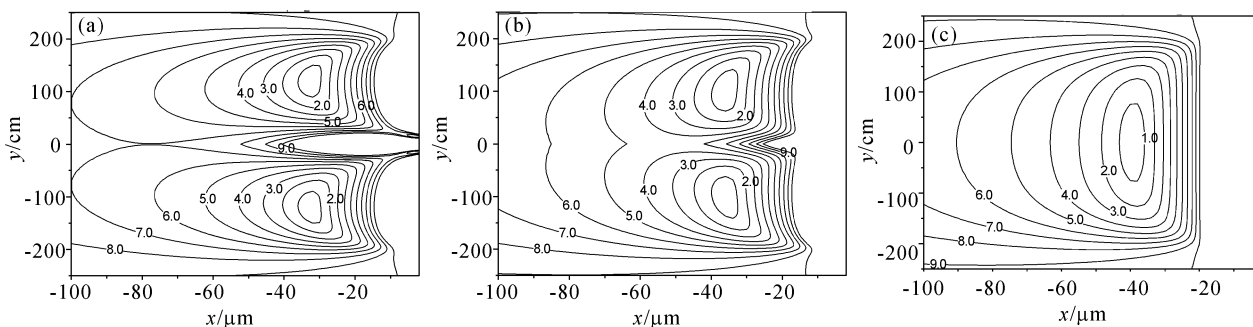


Fig. 2 Magnetic field contours on the xoy plane in double U-shaped wire trap for $a=200 \mu\text{m}$, $b=300 \mu\text{m}$. (a) $I_2 = I_1 = 0.2 \text{A}$, $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{T}$, $z_{01} = -z_{02} = 13.5 \mu\text{m}$; (b) $I_2 = 0.1 \text{A}$, $I_1 = 0.2 \text{A}$, $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{T}$, $z_{01} = -z_{02} = 9.71 \mu\text{m}$; (c) $I_2 = 0$, $I_1 = 0.2 \text{A}$, $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{T}$, $z_{01} = -z_{02} = 0$

形)和 $-40.0 \mu\text{m}$ (单阱情形)。由(1)式的数值计算与拟合发现当载流导线结构的几何参量给定时,这一上移距离仅由电流 I_1 、 I_2 和偏场 B_{bias} 决定,即有

$$x_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{k_1 I_1 + k_2 I_2}{B_{\text{bias}}}, \quad (2)$$

式中 $k_1 \approx -0.98$,注意 $k_1 \neq -1$ 是因为 $x_0 \ll 2a$ 不能很好地满足; $k_2 \approx 0.17$ 为电流 I_2 的影响因子,由载流导线结构的几何参量所确定。数值计算与拟合表明,当导线微结构的几何参量和Z形导线中的电流 I_1 给定时,两个囚禁中心之间的距离 d 与直导线中的电流 I_2 的关系由下式给出:

$$d = \frac{A_1 - A_2}{1 + \exp[(I_2 + I_0)/B]} + A_2, \quad (3)$$

(3)式是双曲函数,实际上我们仅仅利用了电流 $I_2 \in [0, 0.2 \text{ A}]$ 这一变化范围。(3)式中 $A_1 = -0.063 \mu\text{m}$,

$A_2 = 2.36 \times 10^{-4} \mu\text{m}$, $I_0 = 0.25 \text{ A}$, $B = 0.045 \text{ A}$, d 的单位是微米。

此外,我们还研究了直导线中的电流 I_2 由 0.2 A 慢慢减小到零的过程中(也即在双阱向单阱的演化过程中),两个磁阱之间的势垒高度 $B|_{y=0}$ 与电流 I_2 的关系,计算结果如图3所示。由图3(a)可以看出当直导线中的电流 I_2 慢慢减小时,两个磁阱之间的势垒高度 $B|_{y=0}$ 不断下降,最后降为零(此时双磁阱演化为单磁阱),其变化曲线如图3(b)所示。根据图3(b)的计算结果,通过数据拟合得到如下关系:

$$B|_{y=0} = \frac{C_1 - C_2}{1 + \exp[(I_2 - I'_0)/D]} + C_2, \quad (4)$$

式中 $C_1 = -3.0134 \times 10^{-3} \text{ T}$, $C_2 = 1.5674 \times 10^{-2} \text{ T}$, $D = 0.46248 \text{ A}$ 和 $I'_0 = 0.75811 \text{ A}$ 。

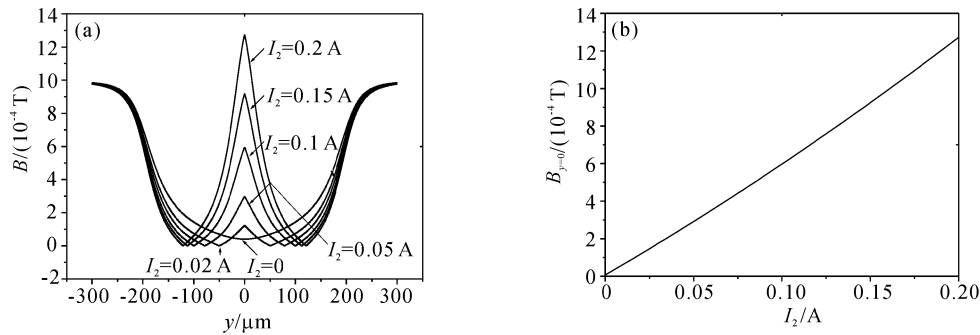


Fig. 3 (a) Magnetic field distribution of double U-shaped wire trap in the y direction for different I_2 ; (b) Relation between the magnetic-field height on the xoy plane and the current I_2

类似地,双Z形导线囚禁方案如图1(b)所示。该方案与双U形导线囚禁方案的区别在于直导线中的电流 I_2 的方向相反,即双Z形导线囚禁方案中的 I_2 沿 z 轴正方向传播,而两根导线的几何尺寸和电流 I_1 均与双U形导线囚禁方案的相同。同样,为了冷却导线并实现冷原子的表面磁囚禁,在 z 方

向加一个均匀的偏场 $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{ T}$,以便将囚禁中心上移至导线表面以上。对于双Z形导线囚禁方案,其磁场的计算公式仅需将(1)式中的最后一项的积分上下限交换即可。图4分别对应于直导线中的电流 I_2 为 0.2 A 、 0.1 A 和 0 时平行于 xoy 平面上磁场强度的等高线分布。由图4可以看出,当直

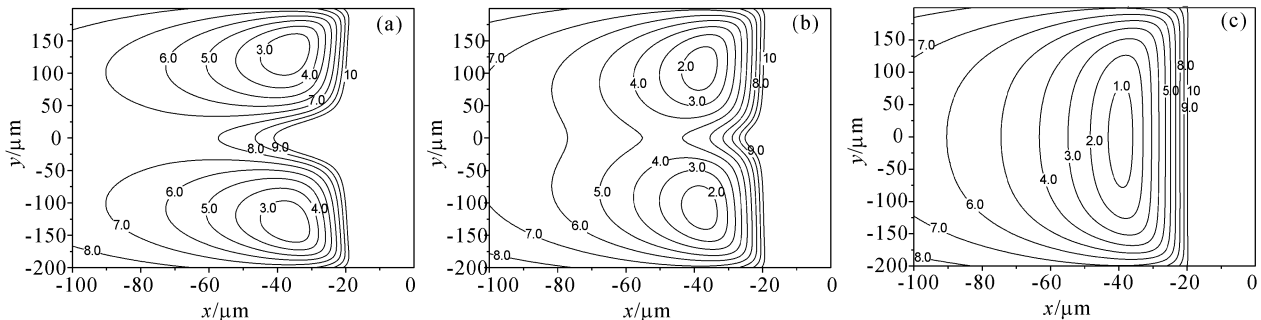


Fig. 4 Magnetic field contours on the xoy plane in double Z-shaped wire trap for $a = 200 \mu\text{m}$, $b = 300 \mu\text{m}$. (a) $I_2 = I_1 = 0.2 \text{ A}$, $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{ T}$, $z_{01} = -z_{02} = 13.5 \mu\text{m}$; (b) $I_2 = 0.1 \text{ A}$, $I_1 = 0.2 \text{ A}$, $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{ T}$, $z_{01} = -z_{02} = 9.71 \mu\text{m}$; (c) $I_2 = 0$, $I_1 = 0.2 \text{ A}$, $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{ T}$, $z_{01} = -z_{02} = 0$

导线中的电流 I_2 连续地从 0.2 A 减小到 0 时,如图 1(b)所示的双 Z 形载流导线产生的磁阱由双阱向单阱演化,相应的磁阱囚禁中心上移距离与双 U 形载流导线囚禁的上移距离相类似,只要将(2)式中的参量 k_1 和 k_2 分别改为 $k_1 \approx -0.99$ 和 $k_2 \approx 0.081$ 即可。同样,两个囚禁中心之间的距离 Δy 与直导线中的电流 I_2 的关系也与(3)式相似,仅需将相应的参量改为 $A_1 = -1.78 \times 10^{-3} \mu\text{m}$, $A_2 = 2.14 \times 10^{-4} \mu\text{m}$, $I_0 = 0.043 \text{ A}$ 和 $B = 0.020 \text{ A}$ 。

3 理论分析

由于塞曼效应,对中性原子的磁囚禁是基于原子的磁偶极矩与磁阱的非均匀磁场 \mathbf{B} 之间的相互作用势:

$$B_{\text{Mag}} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = g_{\text{F}} m_{\text{F}} \mu_{\text{B}} B, \quad (5)$$

式中 μ_{B} 是玻尔磁子, g_{F} 是朗德因子, m_{F} 是磁量子数。因为在无源空间静磁场中不存在磁场的最大值,所以静磁场只能囚禁原子磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 与磁场 \mathbf{B} 反向的原子,这就要求磁量子数与朗德因子的乘积必须满足 $g_{\text{F}} m_{\text{F}} < 0$,也就是说静磁阱只能囚禁处于弱场搜寻态的原子。

文献[6]指出 U 形导线中电流产生的磁阱中心存在一个磁场强度 B 为 0 的点,而 Z 形导线中电流产生的磁阱中心存在一个磁场强度的最小值。因此,在我们的双阱情况下,双 U 形导线囚禁中双阱的中心存在磁场的零点,而双 Z 形导线囚禁中双阱的中心存在一个磁场的最小值。然而,在单阱情况下即两种方案中直导线中的电流 I_2 为 0 时,磁阱仅由一个 Z 形导线中电流 I_1 产生的磁场和 z 方向上的偏场 B_{bias} 叠加而成,所以磁阱中心的磁场强度不为零,是一个具有磁场强度极小值的单磁阱。

对于双 U 形导线囚禁方案,当 $I_2 = I_1 = 0.2 \text{ A}$, $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{ T}$ 时,根据 $B_x = B_y = B_z = 0$,可以计算出两个微磁阱的中心坐标 (x_{01}, y_{01}, z_{01}) 和 (x_{02}, y_{02}, z_{02}) ,这里位置坐标的下标 1 和 2 分别对应于两个微阱的囚禁中心。计算发现 $x_{01} = x_{02} = -32.5 \mu\text{m}$, $y_{01} = -y_{02} = 121.0 \mu\text{m}$, $z_{01} = -z_{02} = -13.5 \mu\text{m}$ 。从图 2(a)可以看出,双阱中每个磁阱的阱深 $\Delta B \geq 6 \times 10^{-4} \text{ T}$,这一势阱的深度与所加的偏场 B_{bias} 成正比,如果 B_{bias} 增大,形成双阱的中心离导线的距离就会减小,相应的磁阱就更深。对于处于 $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子, $g_{\text{F}} = 1/2$,由(5)式可以计算得到冷原子的囚禁势为 $U^{\text{Rb}} = 67.2B (\mu\text{K}) = 402.3 \mu\text{K}$ (这里磁

场强度 B 的单位为 10^{-4} T),对于处于 $|F = 1, m_{\text{F}} = -1\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子,有 $g_{\text{F}} = -1/2$, $U^{\text{Rb}} = 67.2B (\mu\text{K}) = 201.15 \mu\text{K}$;而对于处于 $|F = 2, m_{\text{F}} = 1\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子,有 $g_{\text{F}} = 1/2$, $U^{\text{Rb}} = 67.2B (\mu\text{K}) = 201.15 \mu\text{K}$ 。由此可以看到上述 ^{87}Rb 原子的三个自旋态都是弱场搜寻态,其囚禁势都远高于光学 Molasses 中 Rb 原子的典型温度(约 $10 \mu\text{K}$)。因此,我们提出的双阱微磁囚禁不仅其势阱深度足以收集与囚禁来自光学 Molasses 中绝大部分冷的 Rb 原子,而且可用于同时囚禁处于两个不同弱场搜寻态的 ^{87}Rb 原子,以实现双分量的双样品磁光囚禁,并用于不同自旋态的冷碰撞研究等。

图 5 分别为双阱中 $y > 0$ 一侧微阱中心附近在 x 、 y 和 z 方向上的磁场强度及其梯度分布。当 $a = 200 \mu\text{m}$, $b = 300 \mu\text{m}$, $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{ T}$, $I_1 = 0.2 \text{ A}$ 和 $I_2 = 0.2 \text{ A}$ 时,我们得到 $\partial B/\partial x \geq 0.3 \text{ T/cm}$, $\partial B/\partial y \geq 0.2 \text{ T/cm}$ 和 $\partial B/\partial z \geq 0.3 \text{ T/cm}$,相应的势阱有效囚禁体积约为 $3 \times 10^{-5} \text{ cm}^3$ 。如果每个磁阱中冷原子密度达到 $n \approx 10^{12} \text{ atom/cm}^3$,则相应的囚禁原子数可达 10^7 量级。

对于双 Z 形导线囚禁方案,计算了双阱情形下每个微阱中心附近的磁场强度及其梯度与曲率的空间分布(考虑到分布曲线的类似性,计算结果没有给出)。当 $I_1 = I_2 = 0.2 \text{ A}$ 时,由双 Z 形载流导线中电流(I_1, I_2)产生的磁场与偏场 B_{bias} 叠加而成的两个磁阱中不存在磁场的零点,且微阱中心磁场强度的最小值为 $B_{\text{min}} \approx 2 \times 10^{-4} \text{ T}$,这样由于马约拉纳(Majorana)跃迁造成的双阱中冷原子的损耗就可以忽略不计。当 $a = 200 \mu\text{m}$, $b = 300 \mu\text{m}$, $B_{\text{bias}} = -10^{-3} \text{ T}$, $I_1 = 0.2 \text{ A}$ 和 $I_2 = 0.2 \text{ A}$ 时,我们分别得到 x 、 y 和 z 方向上势阱的深度为

$$\Delta B(x)_{\text{max}} \geq 4.5 \times 10^{-4} \text{ T},$$

$$\Delta B(y)_{\text{max}} \geq 4.5 \times 10^{-4} \text{ T}$$

$$\Delta B(z)_{\text{max}} \geq 6.5 \times 10^{-4} \text{ T}$$

以及磁场梯度为

$$(\partial B/\partial x)_{\text{max}} \geq 0.2 \text{ T/cm},$$

$$(\partial B/\partial y)_{\text{max}} \geq 0.24 \text{ T/cm},$$

$$(\partial B/\partial z)_{\text{max}} \approx 0.2 \text{ T/cm},$$

相应的磁场曲率分别为

$$(\partial^2 B/\partial x^2) \geq 10^2 \text{ T/cm}^2,$$

$$(\partial^2 B/\partial y^2) \approx 10 \text{ T/cm}^2,$$

$$(\partial^2 B/\partial z^2)_{\text{max}} \approx 3 \times 10^2 \text{ T/cm}^2.$$

由于通常实现玻色-爱因斯坦凝聚的宏观磁阱的最大磁场梯度和曲率分别为 $2 \times 10^{-2} \text{ T/cm}$ 和 $3 \times$

10^{-2} T/cm² 左右, 相应的使用电流 $I = 25 \sim 400$ A, 甚至达到 1000 A; 最近实现微阱玻色-爱因斯坦凝聚的磁场梯度和曲率分别约为 7.3×10^{-2} T/cm 和 2×10^2 T/cm² ($I = 2$ A)^[5,31], 与我们计算得到的微阱磁场梯度和曲率相当, 所以通过蒸发冷却技术, 我们提出的双 Z 形导线囚禁方案 (即双阱微磁表面囚禁) 可

用于双样品玻色-爱因斯坦凝聚的实验制备^[22] 或用于双样品玻色-爱因斯坦凝聚的实验研究^[5], 也可以通过双阱到单阱的控制实现两种不同冷原子之间的混合平衡冷却, 从而实现负散射长度的中性原子 (例如 ⁸⁵Rb、⁴¹K 和 ¹³³Cs) 的玻色-爱因斯坦凝聚^[23], 以及研究双阱玻色-爱因斯坦凝聚的原子干涉^[24] 等问题。

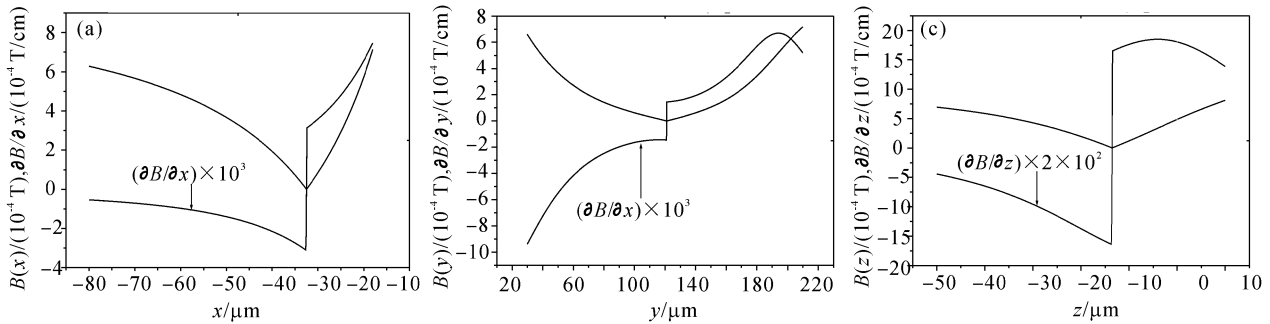


Fig. 5 Magnetic field and gradient distributions of one of two wells in double U-shaped wire trap for $I_1 = I_2 = 0.2$ A, $a = 200$ μm , $b = 300$ μm . (a) x direction; (b) y direction; (c) z direction

4 实验可行性的分析与讨论

4.1 载流导线的微制作与冷却

从图 1(a) 和 1(b) 可以看出, 本文提出的两种双阱微磁囚禁方案仅由平面载流导线组成, 所以可以通过一些标准的微制作技术 (例如光刻和电镀等) 将微米尺寸的导线刻制在蓝宝石的基底上^[2,25,26]。近年来, Prentiss 小组的实验表明, 由于安培加热效应, 在室温下自由支撑的金属导线中电流密度的最大值不宜超过 10^5 A/cm², 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, 则 Au 导线中允许通过的最大电流密度可达 10^8 A/cm², 相应的功率损耗为 10 kW/cm²。对于我们提出的两种平面载流导线方案, 如取导线的横截面积为 $3 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$, 当导线中通过的电流强度为 $I = 0.2$ A 时, 相应的电流密度约为 10^6 A/cm², 这远低于允许通过的最大电流密度 10^8 A/cm²。因此, 可以采用标准的微制作技术将 Au 导线刻制在蓝宝石的基底上, 并利用液氮或液氦通过冷指对嵌有载流导线的蓝宝石基底进行冷却, 即可以实现冷原子的双阱微磁表面囚禁。

4.2 双阱微磁囚禁的冷原子装载

为了在较短的时间内给两个微磁阱装载尽可能多的冷原子并且获得较高的原子密度, 可以利用两束不同原子样品的冷原子束来装载双阱微磁表面囚禁, 其具体步骤为: 首先必须利用三维双样品磁光囚禁技术在低真空 ($1.33 \times 10^{-5} \sim 1.33 \times 10^{-7}$ Pa) 的

蒸气池中制备具有速率为 10^{10} atom/s 的两种不同原子样品的冷原子束, 其次利用两束聚焦的超大蓝失谐的暗中空光束 (DHB) 作为两个独立的原子漏斗分别将两个双样品磁光囚禁中的冷原子装载到两个不同的微磁表面囚禁中, 并利用两个不同波长的二维光学 Molasses 光束与两个微磁囚禁相结合在高真空室 ($\sim 1.33 \times 10^{-9}$ Torr) 内构成双样品微阱磁光囚禁, 从而完成冷原子的收集与冷却。接着为了获得更低的原子温度, 关掉双 U 形 (或双 Z 形) 载流导线中的电流 (I_1 和 I_2), 以实现二维的偏振梯度冷却, 将冷原子进一步冷却至光子反冲温度附近。最后, 挡掉二维光学 Molasses 光束, 同时接通双 U 形 (或双 Z 形) 载流导线中的电流 I_1 和 I_2 , 以实现冷原子从双样品磁光囚禁到双阱微磁表面囚禁的装载。

最近, 德国的 Hänsch 小组提出并实验研究了一种新颖的原子磁光囚禁技术, 即所谓的反射镜磁光阱 (Mirror-MOT) 技术^[3], 其基本原理是利用基底表面的镜面反射产生两束具有不同圆偏振特性的激光束, 进而采用四束激光代替通常的六束激光在基底表面附近与平面载流导线微磁阱构成一个表面微磁光囚禁, 并进一步冷却原子, 从而实现冷原子从宏观双样品磁光囚禁到微观双样品磁光囚禁, 进而再到微磁阱的装载。显然, 这一新颖的反射镜磁光阱技术特别适用于微磁表面囚禁。因此, 利用反射镜磁光阱技术同样可实现冷原子从两个宏观双样品磁光囚禁到我们的双阱微磁表面囚禁的装载。

此外,有关微磁囚禁中冷原子的碰撞机制及其损耗速率的讨论详见文献[27],这里不再赘述。

5 双阱微磁囚禁的潜在应用

5.1 同种冷原子碰撞的实验研究

由于直导线中的电流 I_2 从 $I_2 = I_1 = 0.2 \text{ A}$ 逐渐减小至 0 时,双 U 形导线囚禁方案将从两个较小的微磁阱逐步合并为一个较大的具有非零点磁场的微磁阱,因此利用反射镜磁光阱技术,可以将冷原子装载到双 U 形导线囚禁方案中的双磁阱中去,待装载完毕后分别将它们制备在不同的磁量子态,然后慢慢减小直导线中的电流 I_2 至 0,这样原来在双阱中的处于不同磁支能级的冷原子将被进一步合并装载到一个较大的磁阱中,用于研究处于不同的磁量子态的同种原子的冷碰撞性质以及研究类似 Daliband 等人观察到的同种冷原子碰撞中的零点能共振现象^[28]。

5.2 双样品冷原子碰撞的实验研究

类似地,如果将预先制备好的两种不同种类的中性冷原子(如 Na-K、Na-Rb 等)分别装载到双 U 形载流导线囚禁的两个磁阱中($I_2 = I_1 = 0.2 \text{ A}$),并实现双原子样品磁光囚禁后,将直导线中的电流 I_2 很快减小至 0,即可在一个较大的具有非零点磁场的微磁单阱中实验研究双样品原子的冷碰撞性质^[29],例如双样品原子间的弹性与非弹性碰撞损耗和超精细变化碰撞损耗等。

5.3 表面双样品磁光囚禁的实验研究

由于载流导线产生的磁场梯度正比于 I/S^2 ,对于双 U 形导线囚禁方案,如果把导线的尺寸放大 10^2 倍,相当于 $a = 2 \text{ cm}$, $b = 3 \text{ cm}$,并将导线中的电流增加到原来的 5 倍,也即 $I_2 = I_1 = 1 \text{ A}$,相应的 z 方向偏场增加到 $3 \times 10^{-3} \text{ T}$,这时所产生的两个磁阱的中心处磁场强度为 0,相应的磁场梯度约为 $5 \times 10^{-3} \text{ T/cm}$,因此在这种情况下,利用我们的双 U 形导线囚禁方案和两对不同波长的三维光学 Molasses 光束在低真空蒸气池中即可实现表面双样品磁光囚禁,并进行相应的实验研究。

5.4 同种超冷原子干涉的实验研究

如果初始时直导线中的电流 $I_2 = 0$,而 Z 形导线中的电流 $I_1 = 0.2 \text{ A}$,则可将冷原子囚禁在由 Z 形载流导线和偏场产生的单个磁阱中,利用激光冷却或射频蒸发冷却技术将冷原子进一步冷却以便获得一个超冷原子样品。然后,慢慢增加电流 I_2 可将

一个较大的单磁阱分裂成两个较小的双磁阱。由于这两个势阱靠得很近,所以可以通过改变直导线中的电流 I_2 来研究同种超冷原子在两个势阱之间的量子隧道效应。此外,如果在上述双阱超冷原子囚禁的情况下(注意这里双阱中的超冷原子是从同一个单阱中分裂而来的,因而具有很好的相干性),突然关闭所有导线中的电流 I_1, I_2 ,并撤掉 z 方向的偏场,则在重力场的作用下,从两个不同的势阱中释放出来的两个超冷原子云将作自由落体运动,并不断膨胀,于是因两个扩散原子云的重叠产生干涉。因此,我们的双阱微磁表面囚禁方案可用于超冷原子相干分裂与干涉的实验研究。

5.5 一维磁晶格的实验研究

如果在 Z 形导线之间且平行于 z 轴方向等间距地排列 n 根电流大小相等而方向相同的载流直导线,并沿着 z 方向加一均匀偏磁场 B_{bias} ,则可在平行于 xoy 的平面内产生一个具有 n 个微磁阱的一维磁囚禁阵列。如果采用冷原子束和激光冷却技术将冷原子装载到上述一维磁囚禁阵列,即可实现一维的原子磁晶格^[30]或一维玻色-爱因斯坦凝聚阵列,甚至用于制备新颖的一维光学晶体。

此外,正如第三节所介绍的,我们的双 Z 形导线囚禁方案可用于双样品玻色-爱因斯坦凝聚的实验制备^[22]、或用于双样品玻色-爱因斯坦凝聚的研究^[5],也可以用于不同冷原子之间的混合平衡冷却研究以及研究双阱玻色-爱因斯坦凝聚的原子干涉^[24]等。

结论 综上所述,我们提出了两种微米尺寸的可控制的双阱微磁表面囚禁方案,计算与分析了该两种载流导线囚禁方案产生的磁场强度及其梯度和曲率分布,讨论了实现双阱微磁表面囚禁方案的实验可行性,并简单探讨了双阱微磁囚禁技术在原子物理与原子光学、量子光学中的潜在应用。研究发现在导线中通以较小的电流,即可在导线表面附近产生很大的磁场梯度及其曲率。例如当电流为 0.2 A 时,其磁场梯度和曲率可分别达到 0.2 T/cm 和 10 T/cm^2 以上。由于双 U 形导线囚禁方案中的双磁阱存在磁场零点,所以该双阱微磁表面囚禁仅可用于同种原子或不同原子样品间冷碰撞性质的实验研究以及双样品磁光囚禁的实验制备等。至于双 Z 形导线囚禁方案,因不存在磁场的零点,故除了可用于研究原子的冷碰撞性质以外,还可用于实现双样品玻色-爱因斯坦凝聚、研究双样品玻色-爱因斯坦

凝聚的性质以及不同冷原子之间的混合平衡冷却等。此外,我们的双阱微磁表面囚禁方案还可以推广应用于实现一维的冷原子磁晶格,甚至用于制备一维的光学晶体。

参 考 文 献

- 1 Weinstein J D, Libbrecht K G. Microscopic magnetic traps for neutral atoms. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **52**(52):4004~4009
- 2 Drndić M, Johnson K S, Thywissen J H *et al.*. Microelectromagnets for atom manipulation. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, **72**(22):2906~2908
- 3 Reichel J, Hansel W, Hansch T W. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **83**(17):3398~3401
- 4 Hansel W, Reichel J, Hommelhoff, P *et al.*. Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(7):608~611
- 5 Hansel W, Hommelhoff, Hansch T W, Reichel J. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature*, 2001, **413**(6864):498~501
- 6 Cassettari D, Chenet A, Folman R *et al.*. Micromanipulation of neutral atoms with nanofabricated structures. *Appl. Phys. (B)*, 2000, **70**(5):721~730
- 7 Santos M S, Nussenzeig P, Marcassa L G *et al.*. Simultaneous trapping of two different atomic species in a vapor-cell magneto-optical trap. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **52**(6):R4340~R4343
- 8 Santos M S, Nussenzeig P, Antunes A *et al.*. Hyperfine-changing collision measurement in trap loss for mixed species in a magneto-optical trap. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **60**(5):3892~3895
- 9 Shaffer J P, Chalupczak W, Bigelow N P. Trap loss in a two-species Na-Cs magneto-optical trap: Intramultiplet mixing in heteronuclear ultracold collisions. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **60**(5):R3365~R3368
- 10 Marcassa L G, Telles G D, Muniz S R *et al.*. Collisions losses in a K-Rb cold mixture. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **63**(1):013413-1~013413-7
- 11 Andrews M R, Townsend C G, Miesner H J *et al.*. Observation of interference between two Bose Condensates. *Science*, 2001, **275**(5300):637~640
- 12 Sinatra A, Fedichev P O, Castin Y *et al.*. Dynamics of two interacting Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**(2):251~254
- 13 Modugno M, Dalfovo F, Fort C *et al.*. Dynamics of two colliding Bose-Einstein condensates in an elongated magnetostatic trap. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **62**(6):063607-1~063607-8
- 14 Öhberg P, Santos L, Hall D S *et al.*. Two-component Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(14):2918~2921
- 15 Delannoy G, Murdoch S G, Boyer V *et al.*. Understanding the production of dual Bose-Einstein condensation with sympathetic cooling. *Phys. Rev. (A)*, 2001, **63**(5):051602-1~051602-4
- 16 Pu H, Bigelow N N P. Properties of two-species Bose condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**(6):1130~1133
- 17 Miburn G J, Corney J, Wright E M *et al.*. Quantum dynamics of an atomic Bose-Einstein condensate in a double-well potential. *Phys. Rev. (A)*, 1997, **55**(6):4318~4324
- 18 Wang Haijun, Yi Xuexi, Ba Xinwu. Dynamics of an atomic Bose-Einstein condensation interacting with a laser field in a double-well potential. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **62**(2):023601-1~023601-7
- 19 Williams J E. Optical conditions for observing Josephson oscillations in a double-well Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. (A)*, 2001, **64**(1):013610-1~013610-7
- 20 Holthaus M. Towards coherent control of a Bose-Einstein condensate in a double well. *Phys. Rev. (A)*, 2001, **64**(1):011601-1~011601-4
- 21 Pitaevskii L, Stringari S. Thermal vs quantum decoherence in double well trapped Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(18):180402-1~180402-4
- 22 Modugno G, Ferrari G, Roati G *et al.*. Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling. *Science*, 2001, **294**(5545):1320~1322
- 23 Geist W, You L, Kennedy T A B. Sympathetic cooling of an atomic Bose-Fermi gas mixture. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **59**(2):1500~1508
- 24 Davis K B, Mewes M O, Andrews M R *et al.*. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**(22):3969~3973
- 25 Grisenti R E, Schollkopf W, Toennies J P *et al.*. He-atom diffraction from nanostructure transmission gratings: The role of imperfections. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **61**(3):033608-1~033608-15
- 26 Willems P A, Libbrecht K G. Grating long-lived neutral-atom traps in a cryogenic environment. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **51**(2):1403~1406
- 27 Yin Jianping, Gao Weijian, Hu Jianjun *et al.*. Atomic magnetic lattices and their applications. *Chin. Phys. Lett.*, 2002, **19**(3):327~330
- 28 Arndt M, Dahan M B, Gurey-Odelin D *et al.*. Observation of a zero-energy resonance in Cs-Cs collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **79**(4):625~628
- 29 Marcassa L G, Telles G D, Muniz S R *et al.*. Collisional losses in a K-Rb cold mixture. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **63**(1):013413-1~013413-7
- 30 Yin Jianping, Gao Weijian, Liu Nanchun *et al.*. Magnetic guide and trap for cold neutral atoms with current-carrying wires and conductors. *J. Chin. Chem. Soc.*, 2001, **48**(3):555~564
- 31 Ott H, Fortagh J, Schlotterbeck G *et al.*. Bose-Einstein condensation in a surface microtrap. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(23):230401-1~230401-4

Double-Well Magnetic Surface Microtraps for Cold Atoms

Hu Jianjun

(*Institute of Modern Optical Technology, Suzhou University, Suzhou 215006*)

Yin Jianping

(*Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy, The Ministry of Education of China, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062*)

(Received 1 February 2002; revised 8 July 2002)

Abstract: Two novel schemes are proposed to form double-well magnetic surface microtraps for cold atoms using double U-shaped or double Z-shaped current-carrying wires. By changing the direction of current in a straight wire, a double U-shaped wire trap will be changed into a double Z-shaped wire trap. This study shows that the two double-well magnetic microtraps can be continuously changed into a single-well one by reducing the current in the straight wire from a suitable value into zero, and vice versa. The spatial distributions of magnetic fields from double U-shaped and double Z-shaped current-carrying wires layouts and their gradients and curvatures are calculated and analyzed. It is found that the maximum magnetic field gradient greater than 0.2 T/cm and the maximum field curvature (at each trap center) greater than 10 T/cm² can be generated in our double-well magnetic surface microtraps as $I_1 = I_2 = 0.2$ A. Since there is a point of zero magnetic field at each trap center in the double U-shaped wire trap with two magnetic microwells, whereas there is no any point of zero magnetic field in the double Z-shaped wire trap with two microwells, the double U-shaped wire trap is only used to realize two-species MOT and to study cold collisions from two atomic samples and so on. The double Z-shaped wire trap cannot only be used to study the collisions of cold atoms, but also to realize and study two-species BEC or experimentally study the properties of double-well BEC and so on.

Key words: two-species Bose-Einstein condensation (BEC); current-carrying wires; atom trap; double-well magnetic surface microtraps; two-species magneto-optical trap (MOT)