

文章编号: 0258-7025(2001)09-0779-04

一种新型的中性原子交流电磁囚禁*

徐丽芳 王育竹

(中国科学院上海光机所量子光学开放实验室 上海 201800)

摘要 提出了一种新型的冷原子强场 seeking 态磁势阱, 利用的是原子在交变四极场中受到的梯度力。计算结果表明通过选择合适的参数, 可以控制势阱在轴向和径向的势阱深度。在得到一个径向势阱深度达 0.6 mK, 纵向深度为 0.5 mK 的交流磁势阱, 可以将温度为 $\sim 100 \mu\text{K}$ 的冷原子囚禁在径向 1 mm, 纵向 4 mm 的范围内。如果撤消轴向囚禁, 还可以获得一个径向囚禁深度为 1.8 mK, 能将温度为 $\sim 100 \mu\text{K}$ 的冷原子囚禁在径向 50 μm 范围内的新型磁导管。

关键词 原子囚禁, 激光冷却, 囚禁深度, 原子导引, 玻色-爱因斯坦凝聚

中图分类号 O 431.2 **文献标识码** A

A Novel Ac Electro-magnetic Trap for Neutral Atoms

XU Li-fang WANG Yu-zhu

(Lab for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract In this article, a novel ac electro-magnetic trap for neutral atoms is proposed, which is based on the interaction of a magnetic dipole moment of trapped atoms with both an ac quadruple magnetic field in the transverse direction and a dc-bias magnetic field along the axial direction. The result shows that this is an ideal strong field-seeking trap for cold atoms. An atom guide with radial trapping potential over 1.2 mK is obtained and the guided atoms can be confined in a small region of $r \sim 50 \mu\text{m}$. With changing the distribution of the bias magnetic field, an ac magnetic trap of cold atoms with axial potential depth 0.5 mK and radial potential 0.6 mK can be got, which is high enough to trap nearly all atoms with a temperature of $\sim 120 \mu\text{K}$.

Key words atom trap, laser cooling, depth of potential, atom guide, Bose-Einstein condensation

1 引言

二十年来, 激光冷却和囚禁原子技术以及原子、分子学的发展, 使超冷原子气体的获得成为现实^[1-3]。如今激光冷却中性原子已经可以达到 $\sim \text{nK}$ 量级的超低温, 采用激光和囚禁等综合技术可将原子囚禁在一个小的空间区域长达几十分钟之久^[4]。

原子陷阱可粗略分为三类。一类是光偶极势阱, 一类为磁势阱, 另一类是磁光势阱。因为多数原子都具有磁偶极矩, 因此原子阱的首选是非均匀磁

场形成的磁阱^[4]。1985年第一个原子阱的实现用的就是磁四极阱^[5]。对于一个磁矩为 $\vec{\mu}$, 处在磁场 $\vec{B}(r)$ 中的原子, 相互作用势为

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = mg\mu_B B \quad (1)$$

其中 m 是以 \vec{B} 为量子化轴时原子的磁量子数。虽然静磁阱是到现在为止使用最多的磁势阱, 而全世界所有实现玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC) 的小组都是在静磁阱中通过与其他冷却技术相结合观察到原子的玻色-爱因斯坦凝聚现象的^[6], 但静磁阱中却存在一点问题。根据 Earnshaw 理论^[7], 静态磁场的无源空间中不存在磁场的极大值, 因此静磁场只能囚禁那些磁矩 $\vec{\mu}$ 与磁场 \vec{B} 反向的原子 (此时磁量子数 $m > 0$, 原子处于磁子能级的高能级态), 这也可以由式 (1) 看出。我们通常将 $m > 0$ 态称为弱场 seeking 态。因为弱场 seeking 态在势阱中并不是塞

* 国家自然科学基金 (No. 19834060) 和中国科学技术部 (No. 95-预-34) 资助项目。

收稿日期: 2000-06-16; 收到修改稿日期: 2000-07-11

曼子能级的最低能级态,所以弱场 seeking 态原子在发生两体碰撞后很容易从塞曼子能级的高能态跃迁到低能态,这样的跃迁叫 spin-flip。一方面,跃迁放出的热会加热被囚禁的原子,另一方面原子跃迁到低能态后由于处于静磁阱的非囚禁态而被排斥出阱,造成原子损失。理想的磁势阱应该是一个能将原子囚禁在最低能级态(称之为强场 seeking 态)的势阱,为了解决静磁场中存在的 spin-flip 问题,提出了一些方案并有一些方案被实验验证^[8-12]。本文提出了一种新型的冷原子强场 seeking 态磁势阱,利用的是原子在交变四极场中受到的梯度力。计算结果表明通过选择合适的参数,可以控制势阱在轴向和径向的势阱深度。

2 交流磁势阱模型

我们的囚禁方案如图 1 所示,象是一个 Ioffe 阱。与静 Ioffe 阱不同的是在四根导管中通入的是 $I = I_1 \cos \omega t$ 的交流电,在径向产生一个偏振四极场,如图 2 为某一时刻的径向磁场分布。为了避免 Majorana 跃迁,在轴向提供恒定偏置磁场。这二者

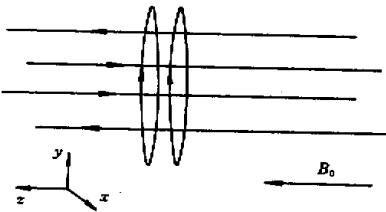


图 1 电磁囚禁方案

Fig. 1 Scheme of ac-magnetic trapping

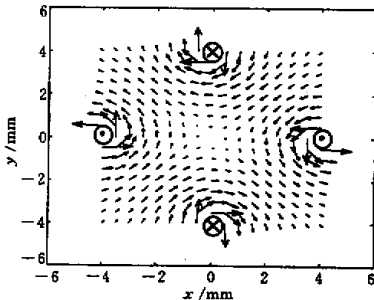


图 2 四极场分布,其中箭头表示磁场方向,长度表示磁场强度

Fig. 2 Distribution of the quasifield, in which the arrow denotes direction and the length denotes strength

将给冷原子提供一个径向的囚禁。为了在轴向上也囚禁原子,使用一对距离小于它们半径的亥母霍兹线圈。亥母霍兹线圈产生的轴向囚禁场 $B_z(x)$ 会影响径向囚禁需要的轴向偏置场 B_0 ,使径向囚禁变浅,可以通过选择合适的参数控制势阱在轴向和径向的势阱深度。

3 理论分析

因为我们已经在磁光阱(MOT)中获得冷 Rb 原子,为了方便,以磁偶极矩为 $\vec{\mu}$ 的 ^{87}Rb 原子为例。在轴线附近某一点 (r, φ, z) ,原子感受到 z 方向一个磁场 $(B_0 + B_z) \vec{e}_z$,其中 B_z 为亥母霍兹线圈在轴向的磁场,假设 B_z 与 B_0 同向;同时径向一个偏振场 $\vec{B}_1(r, \varphi) \cos \omega t$,假设 $|B_1| \ll |B_0|$ 。以 $B_0 \vec{e}_z$ 为量子化轴,在原子进入势阱之前,利用光抽运将原子制备到 $|F = 2, m_F = -2\rangle$ 态。 $\vec{\mu}$ 对 $B_0 + B_z(x)$ 的拉摩进动频率 $\omega_0 = -\gamma[B_0 + B_z(x)]$,这里 $\gamma = -g\mu_B/\hbar = -1.7 \times 10^{11}$ 为旋磁比,其中 g 为 lande g 因子, μ_B 为 Bohr 磁子, \hbar 为普朗克常数。

原子在偏振场作用下会发生磁偶极跃迁。用 $P_{-2, m'}$ 表示原子由 $|F = 2, m_F = -2\rangle$ 到 $|F = 2, m_F = m'\rangle$ 的跃迁几率。在 $P_{-2, -2}(t = 0) = 1$ 的初始条件下, $P_{-2, m'}$ 也就是原子与场相互作用后处于 m' 态的几率。在 $r \ll a$ ($2a$ 为两对导线距离)的中心区域原子与磁场相互作用后的势能 U_r 及轴线上原子势能 U_z 可表示为

$$\begin{cases} U_r(z = 0) = \sum_{m'} P_{-2, m'} m' g \mu_B (B_0 + B_z(z = 0)) \\ U_z(r = 0) = \sum_{m'} P_{-2, m'} (r = 0) m' g \mu_B (B_z(z) + B_0) \end{cases} \quad (2)$$

$P_{-2, m'}$ 可以根据 Majorana 跃迁公式求出^[13,14]

$$\begin{aligned} P_{-2, -2} &= (1 - P_{1/2, -1/2})^4 \\ P_{-2, -1} &= 4P_{1/2, -1/2} (1 - P_{1/2, -1/2})^3 \\ P_{-2, 0} &= 6P_{1/2, -1/2}^2 (1 - P_{1/2, -1/2})^2 \\ P_{-2, 1} &= 4P_{1/2, -1/2}^3 (1 - P_{1/2, -1/2}) \\ P_{-2, 2} &= P_{1/2, -1/2}^4 \end{aligned} \quad (3)$$

可以验证 $\sum_m P_{-2, m} = 1$ 。(3) 式中 $P_{1/2, -1/2}$ 为同样旋磁比下的二能级跃迁几率。

为了求出 $P_{1/2, -1/2}$,取 \vec{B}_1 的方向为 \vec{e}_x ,则偏振场可以分解成一个左旋场和右旋场的合成^[15]

$$|B_1| \cos \omega t \vec{e}_x = B_2 (\cos \omega t \vec{e}_x + \sin \omega t \vec{e}_y) +$$

$$B_2(\cos\omega t \vec{e}_x - \sin\omega t \vec{e}_y) \quad (4)$$

其中 $B_2 = |B_1|/2$ 。

由于原子处于作用场的时间 \gg 跃迁周期，对 $P_{1/2, -1/2}$ 取时间平均，在 $B_2 \ll |B_0|$ ，即 $|\gamma B_2| \ll \omega_0$ ，和 $|\omega_0 - \omega| \ll \omega_0$ 条件下得到^[15]

$$P_{1/2, -1/2} = \frac{(\gamma B_2)^2}{2[(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma B_2)^2]} \quad (5)$$

将(3)和(5)式代入(2)式可导出导引原子的势能表达式

$$\begin{cases} U_r(z=0) = 4g\mu_B(B_0 + B_z(z=0)) \times \\ \frac{(\gamma B_2)^2}{2[(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma B_2)^2]} \\ 2g\mu_B(B_0 + B_z(z=0)) \\ U_x(r=0) = -4\mu_B(B_z(z) + B_0) \end{cases} \quad (6)$$

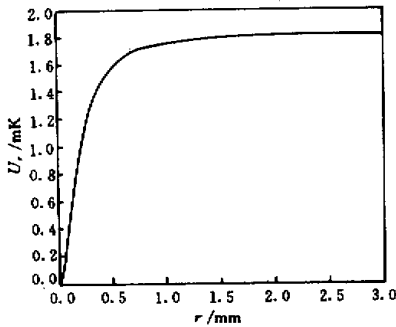


图3 无亥母霍兹线圈轴向磁场 B_z 时原子感受到的径向势 $U_r(r)$

Fig.3 Radial potential $U_r(r)$ of atoms without axial field B_z of Helmholtz coils

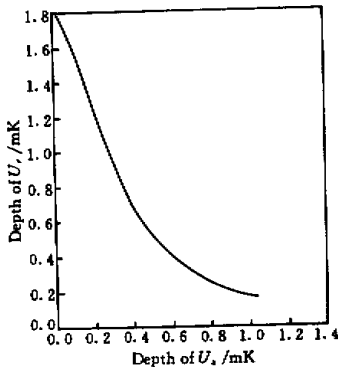


图4 轴向势阱深度与径向势阱深度的关系

Fig.4 Relationship between the radial potential and axial potential

考虑一个具体的实验方案，我们将囚禁 MOT 中释放的冷原子团，原子团温度 $T = 120 \mu\text{K}$ ，直径为 1 mm 。导线对角距离 8 mm ，交流场 $I_1 = 0.8 \text{ A}$ 。 B_0 取 5 高斯(即无亥母霍兹线圈轴向磁场 B_z 时 $\omega_0 = 87 \text{ MHz}$)， ω 取 85.3 MHz 。首先通过一个原子漏斗将冷原子导引到该导管中，然后在亥母霍兹线圈中通入电流将其囚禁。如图3为没有亥母霍兹线圈轴向磁场 B_z 时原子感受到的径向势场 $U_r(r)$ 。可见径向囚禁深度为 1.8 mK ，能将温度为 $\sim 100 \mu\text{K}$ 的冷原子囚禁在径向 $50 \mu\text{m}$ 范围内。加上亥母霍兹线圈电流，在轴向上将增加一个分布 $B_z(z)$ ，原子在轴向上感受到的势阱可由(6)式第二式得出。但是由(6)式第一式看出， $B_z(z)$ 的引入将增大失

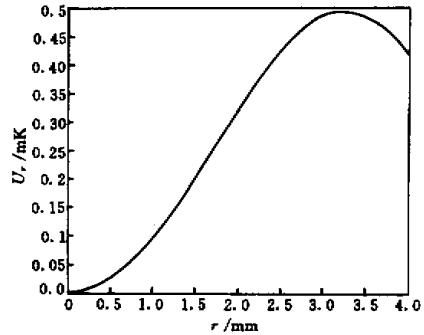


图5 轴向势阱深度为 0.6 mK 时 $x=0$ 处原子感受到的径向势能分布

Fig.5 Distribution of radial potential at $x=0$ when the depth of axial potential is 0.6 mK

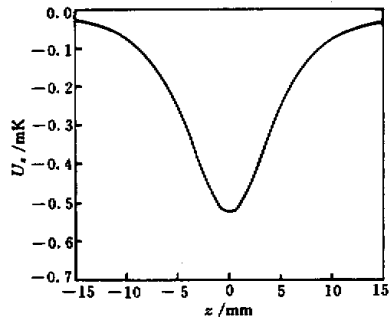


图6 轴向势阱深度为 0.6 mK 时在 $r=0$ 中心位置的分布

Fig.6 Distribution of axial potential at $r=0$ when the potential depth is 0.6 mK

谐量 $\omega_0 - \omega$, 这将使径向囚禁势能变浅。根据(6)式得出径向囚禁深度与轴向囚禁深度的一个关系, 见图4。可见要获得一个轴向囚禁是以牺牲径向囚禁深度为代价的。为囚禁温度为 $100 \mu\text{K}$ 的冷原子, 选取轴向势阱深度约为 0.6 mK , 则径向深度约为 0.5 mK 。轴向势能和径向势能随位置的变化曲线如图5和图6。由图显示, 此时温度为 $\sim 100 \mu\text{K}$ 的冷原子将被囚禁在径向 1 mm , 纵向 4 mm 的范围内。

4 结 论

综上所述, 我们提出了一种新的交流磁囚禁方案, 理论分析结果表明在没有轴向囚禁时, 这是一个径向囚禁深度很深、束缚力很强的新型磁导管, 而且在加上一个轴向囚禁后仍能对原子提供较强的束缚, 而且囚禁范围较小, 不失为一种较好的强场 seeking 囚禁。不同于直流磁囚禁, 这种交流磁囚禁没有 Majorana 跃迁的限制, 而且由于被导引原子处于它的低磁子能级, 大大避免了原子热碰撞时 spin-flip 引起的损失, 可以达到很高的囚禁相密度。

参 考 文 献

- 1 H. Metcalf, P. V. Straten. Cooling and trapping of neutral atoms. *Phys. Rep.*, 1994, 244(4~5):203~286
- 2 V. S. Letokhov, M. A. Olshanil, Y. B. Ovchinnikov. Review article. Laser cooling of atoms: a review. *Quantum Semiclass Opt.*, 1995, 5~40
- 3 C. S. Adams, E. Riis. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Prog. Quantum Electron.*, 1997, 21:1~79
- 4 Li Shiqun. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *College Physics (大学物理)*, 1999, 18:1~6 (in Chinese)
- 5 A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 54(24):2596~2599
- 6 Yin Jianping *et al.*. The progress and difficulty in realization of ^{133}Cs BEC and the possibility of realization of ^{133}Cs BEC in optical trap. CCAST--WL WORKSHOP SERIES, 1999, 116:163~173
- 7 W. H. Wing. On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields. *Prog. Quantum Electron.*, 1984, 8:181~199
- 8 R. V. E. Lovelace, C. Mehanian, T. J. Tommila *et al.*. Magnetic confinement of a neutral gas. *Nature*, 1985, 318(6041):30~36
- 9 C. C. Agosta, I. F. Silera, F. S. Silvera *et al.*. Trapping of neutral atoms with resonant microwave radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62(20):2361~2364
- 10 J. Schmiedmayer. Guiding and trapping a neutral atom on a wire. *Phys. Rev. A*, 1995, 52(1):R13~R16
- 11 R. J. C. Spreeuw, C. Gerz, L. S. Goldner *et al.*. Demonstration of neutral atom trapping with microwave. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72(20):3162~3165
- 12 E. A. Cornell, C. Monroe, C. E. Wieman. Multiply loaded ac magnetic trap for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67(18):2439~2442
- 13 N. F. Ramsey. *Molecular Beam*. Oxford, 1956
- 14 E. Majorana. *Nuovo Cimento*. 1932, 9
- 15 J. Brossel, F. Bitter. *Phys. Rev.*, 1952, 86:308~316