

一种实现冷原子束聚集的微磁透镜新方案*

许忻平 张海潮[†] 王育竹[‡]

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 量子光学重点实验室, 中国科学院冷原子物理中心, 上海 201800)

(2011年10月31日收到; 2012年6月5日收到修改稿)

本文报道了对 ^{87}Rb 冷原子云聚焦的微磁透镜实验. 磁透镜的核心部件是一个半径为 2 mm 的微型线圈. 当冷原子云沿线圈轴向运动到线圈附近时, 线圈产生的非均匀磁场会对原子云实现纵向压缩. 在线圈电流加载时间为 10 ms 的情况下, 原子云纵向尺寸随线圈电流增加先表现为会聚趋势; 在某一电流值 (0.9 A) 之后, 表现为扩散趋势. 与不加载线圈电流的情形相比较, 电流为 0.9 A 时的冷原子云纵向尺寸缩小了一个多量级, 透镜焦距约为 1.3 mm. 通过同时调节线圈电流的大小和作用时间, 可实现对透镜焦距的调节. 同时用数值模拟方法模拟了实验过程, 模拟结果与实验结果基本符合.

关键词: 微磁透镜, 磁场力, 激光冷却

PACS: 37.10.De, 37.10.Gh, 81.16.Ta

1 引言

激光冷却原子技术的发展, 特别是玻色 - 爱因斯坦凝聚体^[1,2]的实现, 极大地推动了原子光学的研究^[3]. 当冷却中性原子到极低温度时, 原子显示出明显的波动性特征, 对冷原子运动的有效操控可以扩大冷原子的应用范围. 目前利用激光场、电场和磁场与原子的相互作用设计并实现了各种原子光学器件, 如原子反射镜^[4]、分束器、原子透镜和原子波导^[5]等. 原子透镜可以实现冷原子的聚束和聚焦, 可以提高冷原子的空间密度, 具有非常重要的应用. 在使用原子干涉仪^[6]进行高精度测量中或在量子简并气体制备^[7]中, 原子透镜可以更有效的把标准磁光阱 (MOT) 中制备的冷原子传输到空间上分离的具有更高真空度的区域; 在冷原子的微结构玻色 - 爱因斯坦凝聚体 (BEC)^[8,9]研究中以及相干物质波^[10]输出的研究中, 原子透镜可以实现冷原子的低损耗装载; 在原子光刻研究中, 利用原子透镜制备的高密度冷原子束进行刻蚀, 可以实现纳米级的微细加工精度^[11,12].

利用近共振激光产生的偶极力对原子运动进行操控是实现原子透镜最常用的方法. 例如, 利用与原子束同向传播的近共振激光束的径向偶极力可以实现原子束的横向聚焦^[13], 利用驻波场的偶极力可以聚焦原子并且把亚微米尺度的原子结构沉积到基底上^[14,15]等等. 这些方法的局限性在于对激光的光束特性、激光频率都有特殊的要求, 并且光场中原子的自发辐射会导致量子简并气体的消相干, 因而限制了此方法的推广应用. 利用磁场梯度力操控原子运动的方法所实现的原子磁透镜可以有效地克服这些局限, 得到了更为广泛的研究. **Kaender** 等使用永久磁体 NdFeB 制作成六极磁透镜, 实现了对冷铯原子束的聚焦^[16]; **Cornell** 等^[17]让从磁光阱中释放的冷原子在下落途中经过脉冲式抛物线型磁场作用, 产生动量变化, 实现了原子的三维脉冲磁透镜; **Gorceix** 等^[18]实验研究了在线圈中心区域产生的脉冲磁场力对冷原子云的聚焦, 并且用谐振子运动方程分析了原子磁透镜的形成过程; **Hughes** 等^[19,20]在 **Gorceix** 小组的基础上, 研究了单脉冲和双脉冲聚焦的理论和实验.

本文发现当冷原子云沿轴向运动到微型线圈

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2006CB921202) 和国家自然科学基金 (批准号: 10974210) 资助的课题.

[†] E-mail: zhanghc@siom.ac.cn

[‡] E-mail: yzwang@mail.shcnc.ac.cn

附近、磁场梯度单调递减区域时可以实现冷原子云的纵向压缩. 所实现的磁透镜具有毫米量级的焦距, 可以使原子云快速聚焦; 并且透镜结构本身体积小 (0.11 cm^3)、所需加载的电流较小 ($< 2 \text{ A}$), 使该方案在精细加工或微结构量子相干气体研究方面具有一定应用前景.

2 原理

根据塞曼效应, 具有磁偶极矩 μ 的中性原子在非均匀磁场 \mathbf{B} 中受到磁场梯度力 \mathbf{F} 的作用, 其相互作用势 U 表示为

$$U = -\mu \cdot \mathbf{B} = m_F g_F \mu_B |\mathbf{B}|, \quad (1)$$

其中 m_F 为磁量子数, g_F 为朗德因子, μ_B 为玻尔磁子. 磁场作用在冷原子上的梯度力, 简称磁场力, 表示为

$$\mathbf{F} = -\nabla U = -m_F g_F \mu_B \nabla |\mathbf{B}|. \quad (2)$$

由 (2) 式可以看出, 当 $m_F g_F > 0$ 时, 磁场力指向磁场弱的方向, 处于弱场搜寻态的原子将被排斥至磁场最弱处; 当 $m_F g_F < 0$ 时, 磁场力指向磁场强的方

向, 处于强场搜寻态的原子将被吸引至磁场最强处. 本文考虑处于弱场搜寻态的原子.

非均匀磁场可以由一个微型线圈产生, 我们称为微磁透镜线圈, 是使冷原子云会聚的主要结构. 若线圈中心对称轴为 Z 轴 (Z 轴沿竖直方向, 向下为正方向), 线圈中心为原点, 根据 (2) 式, 可以得到磁场对原子作用的 Z 方向磁场力沿线圈对称轴线的空间分布 [21], 如图 1(a) 所示 (计算参数按照实验参数设定, 见图下注释). 磁场力的方向由线圈中心 ($Z = 0 \text{ mm}$) 向外, 大小随位置改变, 在线圈边缘处最大, 各位置的磁场力大小随电流的增大成比例增加. 图 1(b) 所示为在不同电流情况下的 Z 方向磁场力梯度沿对称轴线的空间分布. 各位置磁场力梯度幅值随电流的增大成比例增加.

在磁场力作用下, 单个原子的 Z 方向运动方程为

$$m \cdot \frac{d^2 Z}{dt^2} - (F_Z + mg) = 0, \quad (3)$$

式中 m 是原子质量, F_Z 是 Z 方向的磁场力, 可以表示为 $F_Z = -m_F g_F \mu_B \nabla_Z |\mathbf{B}|$, g 是重力加速度.

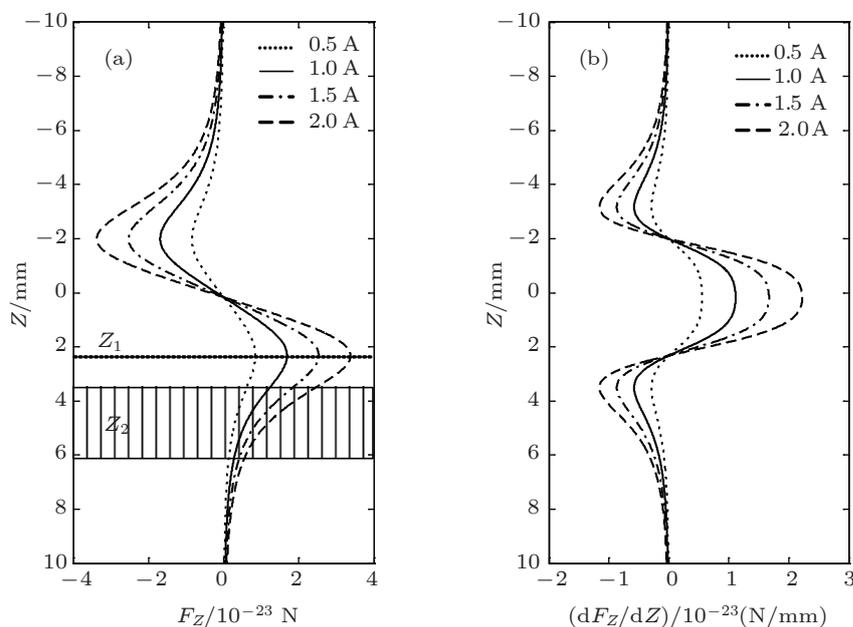


图 1 (a) 微磁透镜线圈对弱场搜寻态原子作用的 Z 方向磁场力沿对称轴线的空间分布; (b) Z 方向磁场力梯度沿对称轴线的空间分布 (F_Z 表示磁场力, Z_1 处为磁场力极大值位置, 阴影区域 Z_2 表示本文中冷原子云的初始空间分布区域. 计算参数: 线圈圈数 36 匝, 导线直径 0.33 mm, 线圈内径 4 mm, 外径 6 mm, 长度 4 mm)

图 1(a) 表明, F_Z 是一个空间非均匀的磁场力, 因此方程 (3) 所描述的是一个变加速运动. 一般情况下, 无法直接求得该方程的解析解. 在本文提出

的原子聚集实验方案中, 冷原子云位于沿 Z 轴微型线圈下边缘以下区域 (如图 1(a) 的 Z_1 处以下区域), 其聚集过程可以做如下定性分析: 原子所受的 Z 方

向磁场力的方向向下,大小随位置的增加单调递减,因此在此区域内位置靠上的原子受力大于位置靠下的原子,根据(3)式其向下运动的加速度将大于位置靠下原子的加速度.如果加速度足够大,使位置靠上的原子改变原来的运动状态向下加速运动,就可以赶上位置靠下的原子,实现冷原子云的纵向会聚.

此过程中冷原子云在磁场中的初始位置是会聚形成的决定性因素,只有处于磁场力沿 Z 方向单调递减区域的原子云才有可能被会聚.原子云的大小、质心初速度、温度以及线圈电流的大小直接影响会聚形成的时间及位置,是决定微磁透镜光学参数(如焦距)的重要因素.例如当增加微磁透镜线圈电流时,根据 $F_Z \propto \nabla_Z |\mathbf{B}| \propto I$ (I 为线圈电流强度),各位置原子受力都增大,同时磁场力的梯度增大(如图1(b)所示),位置靠上的原子以更大的加速度向下运动,从而缩短冷原子云形成会聚的时间.

3 实验过程及结果分析

实验装置如图2所示.长方形的石英玻璃池作为超高真空腔体,玻璃池外有两对反亥姆霍兹线圈:MOT线圈和转移线圈.定义MOT线圈的磁场零点位置为坐标原点, Z 轴沿竖直方向,向下为正方向.MOT线圈为冷原子的制备提供四极磁场,同时为冷原子的转移^[22]提供辅助磁场.转移线圈的磁场零点位置在 Z 轴40 mm处,主要为冷原子的转移提供转移磁场.在玻璃池内部放置微磁透镜线圈.它由36匝真空导线绕制,导线直径0.33 mm,空气中可持续载入的额定电流为2 A;线圈内径4 mm,外径6 mm,长度4 mm,中心对称轴为 Z 轴,线圈中心位于 Z 轴34.2 mm处.微磁透镜线圈为冷原子云的会聚提供非均匀磁场.

MOT中制备 ^{87}Rb 冷原子云,装载6 s之后,进行10 ms的偏振梯度冷却,冷却后的原子数约为 1.2×10^7 ,原子云的温度为14 μK .0.3 ms的光抽运将原子制备到弱场搜寻态 $|F=2, m_F=2\rangle$.7 ms的磁阱装载之后,利用四极磁阱将冷原子云转移至微磁透镜作用区域.转移后冷原子云的状态为:中心位于 Z 轴39 mm处,空间分布高斯半径1.3 mm(原子云落在如图1(a)所示的阴影区域 Z_2);原子云质心速度0.18 m/s,方向向下;温度338 μK .此时切断所有四极磁阱的磁场电流,加载微磁透镜线圈电流,冷原子云在非均匀磁场作用下运动.线圈

电流持续一定时间 t 之后,切断电流,立即用一束从上至下的近共振探测光对原子云进行荧光探测,用1:1.1的成像系统收集荧光,电子增益1000倍的EM CCD(Princeton Instruments, ProEM: 1024B)记录冷原子云的荧光像.我们分别研究了微磁透镜线圈电流和磁场作用时间对会聚过程的影响.

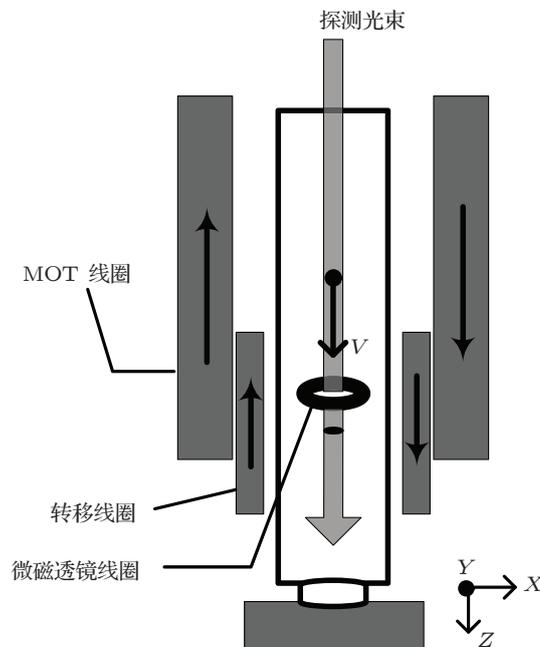


图2 微磁透镜的实验装置图(MOT线圈磁场中心位置为坐标原点,微磁透镜线圈中心对称轴为 Z 轴,竖直向下方向为 Z 轴正方向)

首先,固定微磁透镜线圈磁场对冷原子云的作用时间10 ms,不同线圈电流条件下冷原子云的荧光像如图3所示.可以看出,当线圈加载的电流不同时,冷原子云的质心位置和纵向尺寸都发生了改变.当电流小于0.9 A时,增大线圈电流,原子云质心位置下移,纵向尺寸减小,原子云被压缩;当电流大于0.9 A时,继续增大电流,原子云质心位置继续下移,而原子云纵向尺寸增大,原子云扩散;当电流等于0.9 A时,原子云纵向尺寸被压缩至最小,原子云聚焦形成.

冷原子云的纵向会聚是微磁透镜线圈 Z 方向非均匀磁场对原子作用的结果.根据(2)和(3)式,利用原子运动的经典理论模型,结合冷原子云空间和速度的高斯统计分布特点,对原子云的会聚过程进行了数值模拟分析.设定冷原子云模型中包含5000个粒子,初始运动参数按照实验参数设定:原子云服从高斯空间分布,高斯半径1.3 mm;原子云质心速度0.18 m/s,方向向下;温度338 μK .不同

位置粒子的受力由图 1(a) 得到. 利用 (3) 式计算每个原子的末速度及位移, 得到它们运动后的具体位置, 通过模拟原子云的荧光成像^[23] 得到整个冷原子云在磁场作用后的形状和位置. 磁场作用时间

为 10 ms 时, 不同线圈电流情况下的原子云图像模拟结果如图 4 所示. 可以看出, 该模拟方法得到的结果与实验中冷原子聚集过程基本一致.

为定量描述冷原子云的聚集过程, 对其荧光像

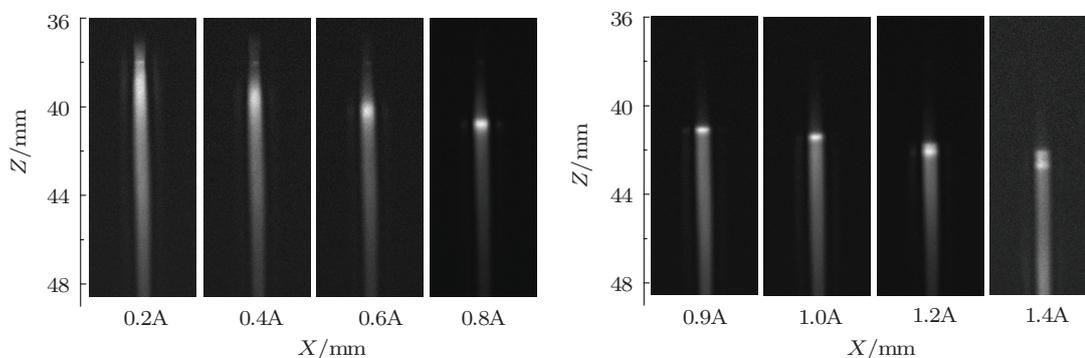


图 3 冷原子云的荧光像 (CCD 芯片感光区域的纵向长度为 13 mm, 横向宽度为 5 mm. 线圈磁场作用时间为 10 ms, 微磁透镜线圈加载的电流从 0.2 A 变化至 1.4 A)

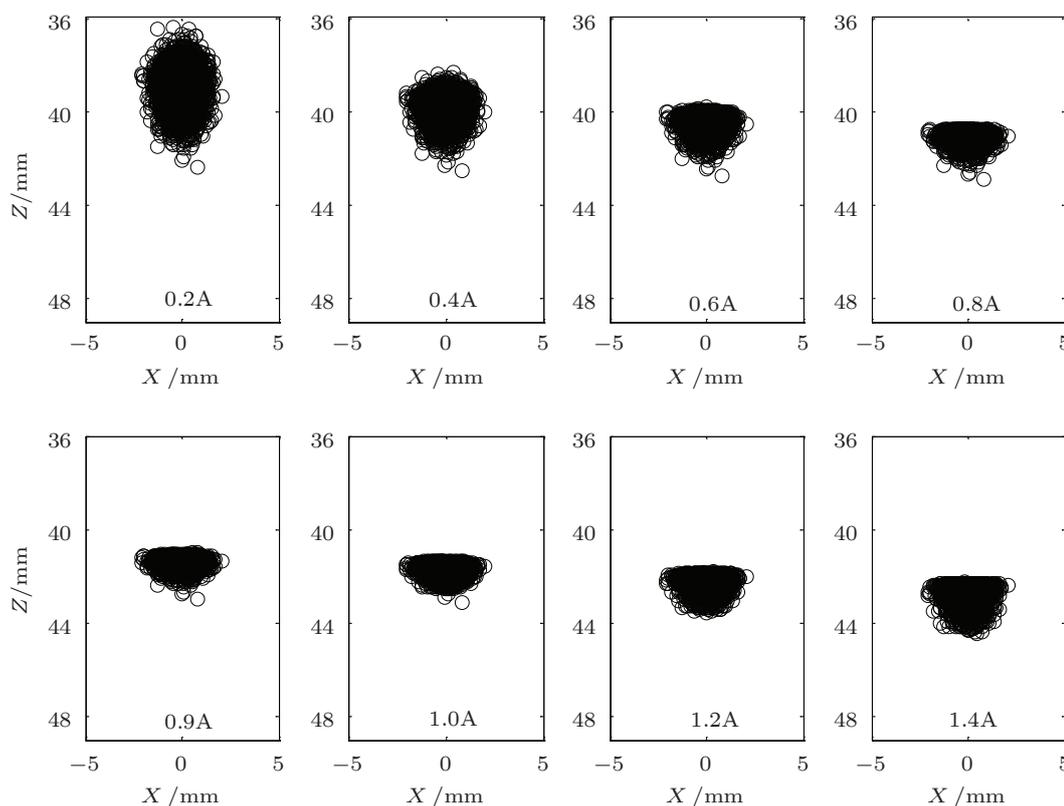


图 4 数值模拟冷原子云的会聚过程 (微磁透镜作用时间 10 ms, 线圈电流从 0.2 A 到 1.4 A 变化)

沿 Z 轴进行高斯曲线拟合, 并以高斯半径 σ_z 表征冷原子云在不同作用条件下的空间分布状态. 利用该方法对图 3 所示的实验结果进行处理, 可以得到高斯半径 σ_z 随微磁透镜线圈电流变化的关系, 如图 5 圆点所示, 其中作用时间为 10 ms. 当线圈电流等于 0.9 A 时, 原子纵向尺寸最小, 高斯半

径 $\sigma_z = 0.15$ mm. 若没有微磁透镜作用, 其高斯半径 $\sigma_z = 2.7$ mm. 微磁透镜使原子云纵向尺寸压缩了约 18 倍. 定义冷原子云纵向尺寸压缩至最小的位置为透镜焦点位置, 原子云初始中心位置为透镜中心, 可知透镜焦点位于 Z 轴 40.3 mm 处, 焦距为 1.3 mm. 利用同样的评价方法对图 4 所示的模拟

结果进行处理, 得到高斯半径 σ_z 与线圈电流的关系如图 5 实线所示, 该模拟结果与实验结果的趋势基本一致. 在电流较高时偏差较大, 是由于此时原子处于聚集后再发散的过程, 原子数损失较大, 使得拟合实验数据所得到的高斯半径偏低.

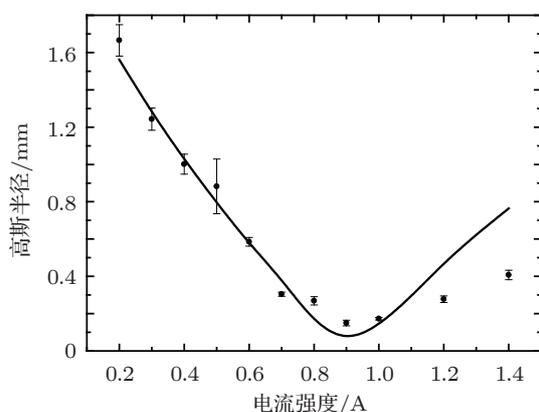


图 5 冷原子云沿 Z 轴高斯半径 σ_z 与微磁透镜线圈电流强度的关系 (图中圆点是实验测量结果, 实线是数值模拟结果)

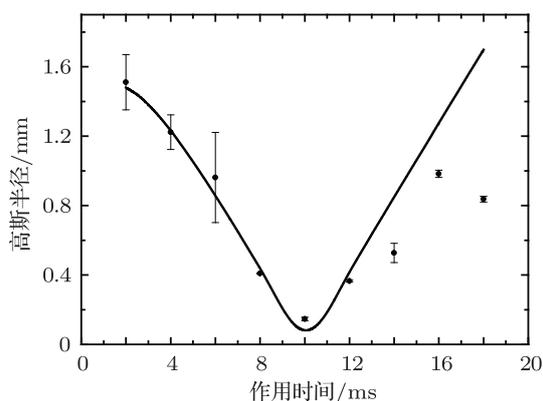


图 6 冷原子云沿 Z 轴高斯半径 σ_z 随作用时间变化的关系 (微磁透镜线圈电流 0.9 A, 图中圆点是实验测量结果, 实线是数值模拟结果)

磁场对原子云的作用时间对其聚集过程也有重要的影响. 当线圈电流为 0.9 A 时, 冷原子云的纵向高斯半径 σ_z 随作用时间的变化如图 6 所示, 其中圆点和实线分别为实验和模拟结果, 作用总时间都为 18 ms, 两组结果随时间的变化趋势基本一致. 但是随着磁场对原子云作用时间的增长, 原子云经过聚集后开始发散, 发散过程中原子数的损耗较大, 使得拟合后所得到的原子云高斯半径偏低. 从图 6 可以看出, 当作用时间小于 10 ms 时, 随着时间的推移, 沿 Z 方向位置靠上的原子追赶位置靠下的原子, 原子云被压缩. 当作用时间大于 10 ms 时, 位置靠上的原子超过位置靠下的原子, 原子云开始扩散.

当作用时间等于 10 ms 时, 位置靠上的原子运动正好赶上位置靠下的原子, 原子云被压缩至最小. 可以看出, 若磁场对原子云的作用时间控制不当, 就会使原子云无法聚集或聚集后又发散.

焦距是衡量原子透镜性能的一个重要参数. 由上面的分析结果可知, 在一定的线圈电流下, 选择合适的磁透镜作用时间, 都可以实现原子云聚焦. 对于给定的线圈电流, 通过图 6 可以得到原子云会聚时相对其初始位置的距离, 即透镜焦距. 当线圈电流发生变化时, 微磁透镜焦距与线圈电流之间的关系如图 7 所示, 圆点和实线分别表示实验和模拟结果, 两者基本符合. 可以看出, 随着电流的增大, 透镜焦距从 3.5 mm 逐渐缩短至 0.7 mm. 按照本文的理论分析, 增加线圈电流时, 沿 Z 方向位置靠上的原子所受的磁场力梯度增大, 使其可以在更短的作用时间内产生足够大的位移, 赶上位置靠下原子的运动, 使冷原子云形成会聚. 大电流可以缩短原子云形成会聚的时间, 微磁透镜焦距也相应缩短.

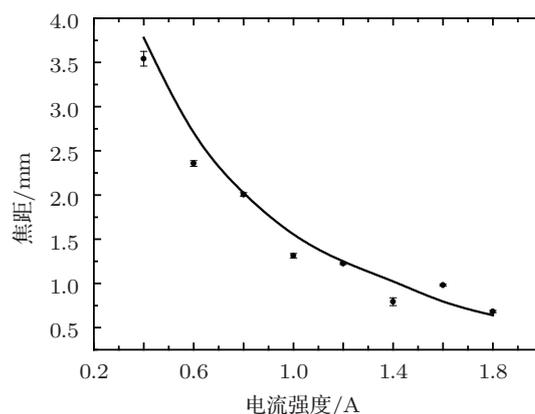


图 7 微磁透镜焦距与线圈电流强度的关系 (图中圆点是实验测量结果, 实线是数值模拟结果)

4 结论

当冷原子云沿轴向运动到微型线圈附近、磁场梯度单调递减区域时可以实现冷原子云的纵向压缩, 本文基于该原理提出了一种实现冷原子束聚集的微磁透镜新方案. 通过改变微磁透镜线圈的电流强度或作用时间, 可以实现对冷原子云的纵向会聚. 实验结果表明当电流强度为 0.9 A 并且作用时间为 10 ms 时, 会聚后冷原子云的纵向高斯半径是没有磁透镜作用下的 1/18 倍. 通过提高线圈的电流强度可以缩短微磁透镜的焦距. 利用经典理论模型和统计方法数值模拟了微磁透镜对冷原子的

作用过程,与实验结果基本符合.微磁透镜具有小结构、低能耗、短焦距、焦距可调节等特点,有望被应用于原子光刻以及微结构相干气体的相关研究中.

感谢徐震和韩景珊的有益讨论以及许达民和吴海滨的技术支持.

-
- [1] Cohen-Tannoudji C N 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 707
- [2] Xu Z, Zhou S Y, Qu Q Z, Liu H, Zhou S Y, Wang Y Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5643 (in Chinese) [徐震, 周蜀渝, 屈求智, 刘华, 周善钰, 王育竹 2006 物理学报 **55** 5643]
- [3] Adams C S, Sigel M, Mlynek J 1994 *Phys. Rep.* **240** 143
- [4] Roach T M, Abele H, Boshier M G, Grossman H L, Hinds E A 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 629
- [5] Duan Z L, Zhang W P, Li S Q, Zhou Z Y, Feng Y Y, Zhu R 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5622 (in Chinese) [段正路, 张卫平, 李师群, 周兆英, 冯焱颖, 朱荣 2004 物理学报 **54** 5622]
- [6] Berman P 1997 *Atom Interferometry* (San Diego: Academic Press)
- [7] Fortagh J, Zimmermann C 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 235
- [8] Folman R, Kruger P, Schmiedmayer J, Denschlag J, Henkel C 2002 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48** 263
- [9] Liu Y, Yun M, Yin J P 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 1698
- [10] Mewes M O, Andrews M R, Kurn D M, Durfee D M, Durfee C G, Townsend C G, Ketterle W 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 582
- [11] Drodofsky U, Stuhler J, Brezger B, Schulze T, Drewsen M, Pfau T, Mlynek J 1997 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **65** 755
- [12] Meschede D, Metcalf H 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** R17
- [13] Bjorkholm E, Freeman R R, Ashkin A, Pearson D B 1978 *Phys. Rev. Lett.* **41** 1361
- [14] Lu X D, Li T B, Ma Y, Wang L D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8205 (in Chinese) [卢向东, 李同保, 马艳, 汪黎栋 2009 物理学报 **58** 8205]
- [15] Meschede D, Mlynek J 2000 *Appl. Phys. B* **70** 649
- [16] Kaenders W G, Lison F, Müller I, Richter A, Wynands R, Meschede D 1996 *Phys. Rev. A* **54** 5067
- [17] Cornell E A, Monroe C, Wieman C E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2439
- [18] Miossec T, Barbé R, Keller J C, Gorceix O 2002 *Opt. Commun.* **209** 349
- [19] Pritchard M J, Arnold A S, Smith D A, Hughes I G 2004 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **37** 4435
- [20] Arnold A S, Pritchard M J, Smith D A, Hughes I G 2006 *New J. Phys.* **8** 53
- [21] Bergeman T, Frez G, Metcalf H J 1987 *Phys. Rev. A* **35** 1535
- [22] Chen D Y, Zhang H C, Xu X P, Li T, Wang Y Z 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 134103
- [23] Zhou S Y, Duan Z L, Qian J, Xu Z, Zhang W P, Wang Y Z 2009 *Phys. Rev. A* **80** 033411

A new mini-magnetic lens proposal for covering the clod atoms*

Xu Xin-Ping Zhang Hai-Chao[†] Wang Yu-Zhu[‡]

(Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Center for Cold Atom Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(Received 31 October 2011; revised manuscript received 5 June 2012)

Abstract

A mini-magnetic lens for laser-cooled rubidium atoms is experimentally demonstrated in this paper. The key component of the mini-magnetic lens is a mini-coil with a radius of 2 mm. When the cold atomic clouds are transported in the vicinity of the coil along its axial, they are compressed in the longitudinal direction due to the interaction with the non-uniform magnetic field of the coil. Given a current carrying time of about 10 ms, the atomic clouds tend to be gradually compressed in the axial direction with the increase of the coil current. When the coil current is greater than 0.9 A, the atomic clouds begin to expand. At a threshold value of 0.9 A, the focus length of the mini-magnetic lens is determined to be about 1.3 mm. Compared with the case that no current passes through the mini-coil, the dimension of the focused atom clouds is one order of magnitude smaller. Moreover, the focus length can be controlled by both the coil current and its carrying time. Numerical simulations are also given which are in agreement with the experimental results.

Keywords: mini magnetic lens, magnetic force, laser cooling

PACS: 37.10.De, 37.10.Gh, 81.16.Ta

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2006CB921202), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10974210).

[†] E-mail: zhanghc@siom.ac.cn

[‡] E-mail: yzwang@mail.shnc.ac.cn