

利用原子芯片上 Z 形磁阱囚禁中性⁸⁷Rb 原子^{*}

李晓林^{1,2)†} 柯 敏^{1,2)} 颜 波^{1,2)} 唐九耀³⁾ 王育竹^{1,2)}

1) 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, 上海 201800)

2) 中国科学院冷原子物理中心, 上海 201800)

3) 浙江大学物理系, 杭州 310027)

(2007 年 1 月 24 日收到, 2007 年 4 月 16 日收到修改稿)

利用解析和数值方法计算了 Z 形磁阱的囚禁势, 发现当囚禁中心和芯片表面距离较远时(该距离和 Z 形线中部导线的一半长度相差不超过一个量级), 势阱的深度不能近似表示成偏置磁场 B_y 对应的能量, 而要减去囚禁中心的势能高度, 而增加 B_y 进行磁阱压缩到一定值时, 势阱深度反而会下降. 此外介绍了原子芯片的制作方法, 以及利用原子芯片上 Z 形磁阱囚禁中性⁸⁷Rb 原子的实验装置和实验过程. 最终有 2×10^6 个⁸⁷Rb 原子被转移到 Z 形磁阱中.

关键词: 原子芯片, Z 形磁阱, 阱深, 磁阱装载

PACC: 3280P, 4170, 0530J

1. 引 言

将原子光学元器件集成到一块半导体芯片上, 利用这种芯片来完成超冷原子的制备、探测和操纵, 这就是所谓的原子芯片(atom chip)^[1,2]. 它把量子光学、物质波光学和成熟的微制造技术联系在一起, 大大简化了实验装置, 可以提供更紧的束缚和更小的磁阱尺寸, 还可以对囚禁的原子团进行复杂且精确的操纵, 甚至可以控制原子之间的相互作用^[1]. 利用原子芯片还可以降低冷原子实验的难度, 例如进行玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)实验^[3]. 原子芯片的思想最早由 Weinstein 等人提出^[4], 后来由 Reichel 等人第一次在芯片上俘获到了超冷原子^[5], 2001 年两个德国小组在芯片上成功实现了玻色-爱因斯坦凝聚^[6,7]. 由于芯片上囚禁的冷原子十分靠近一个宏观的热表面(芯片表面), 冷原子与芯片表面的相互作用得到了比较系统的研究^[8], 并由此诞生了一种新的冷却方法——表面诱导蒸发冷却, 2003 年 Cornell 小组利用这种方法代替射频蒸发冷却实现了玻色-爱因斯坦凝聚^[9], 2006 年 Thywissen 小组在芯片上实现了简并费米气体^[10]. 2005 年王育竹小组也在原子芯片上获得了超冷原子^[11]. 在现有的原子芯片研究

中, Z 形磁阱是应用最广泛的一种工具, 是几乎所有原子芯片实验的基础, 本文对 Z 形磁阱的囚禁势进行了分析, 并讨论了利用 Z 形磁阱囚禁中性⁸⁷Rb 原子的实验装置、实验过程和结果.

2. Z 形磁阱囚禁势分析

在原子芯片上, 最简单的磁阱是一根直导线加上垂直于该导线的偏置场, 就形成一个平行于直导线的二维四极场. 为了实现三维囚禁场, 可以将导线两端弯曲, 弯曲的方向不同就会产生不同的磁阱. 当弯曲成 U 形时(图 1(b)), U 形线两臂和中部直导线形成的磁场和外加偏置场在某点上完全抵消, 在该点附近形成一个各向异性的四极磁场; 当弯曲成 Z 形(图 1(a)), 可以在中部直导线的正上方形成一个磁场最小点, 但是没有零点, 在该点附近, 囚禁势的构型类似 Ioffe-Pritchard 势阱. 这两种势阱用处不同, U 形线形成的四极磁场和三对互相垂直的对射激光可以形成 MOT(magneto-optical trap, 磁光阱); Z 形线形成的磁势阱由于没有磁场零点, 通常用来囚禁冷原子. 如图 2 是 Z 形线形成的磁势阱示意图, 这里仅考虑对处于 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态的⁸⁷Rb 原子的囚禁, 且只有 y 方向偏置磁场. 从全局上看, x, y, z 三个方

* 国家自然科学基金(批准号 10334050 和 10474105)和国家重点基础研究发展规划(973)项目(批准号 2006CB921202)资助的课题.

† 通讯作者, E-mail: xiaolin_li@mail.siom.ac.cn

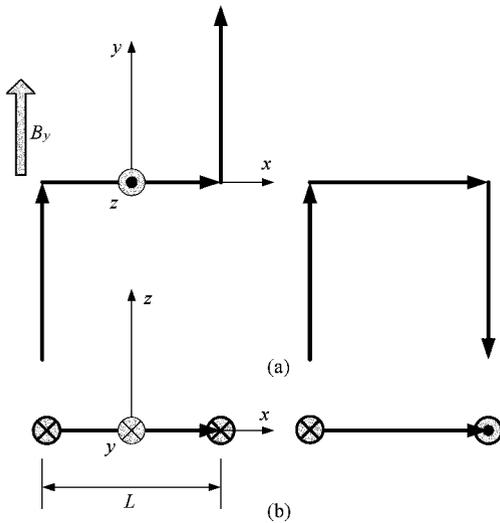


图1 Z形线和U形线结构示意图. 左边为Z形线, Z形线中段导线长为 L . 右边为U形线. 白色箭头为偏置磁场 B_y , 较大黑箭头所指为电流方向, 较小黑箭头所指为坐标系 (a) 和 (b) 分别为俯视图和正视图.

方向的势阱形状相差很大, x 和 y 方向是对称的, z 方向靠近芯片的一端具有很高的阱深. 但从局域的角度

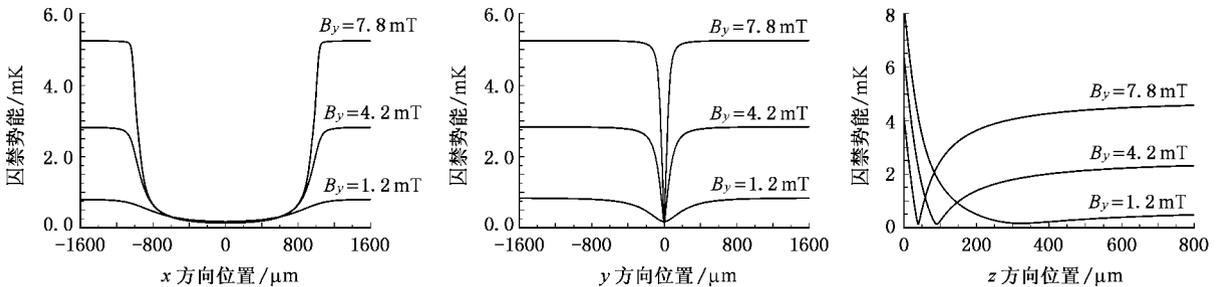


图2 Z形线形成的各方向势阱示意图(考虑了导线线宽和重力, 分别是 x , y 和 z 方向, 势能单位换算成温度 mK. 此时 Z形线中段导线长为 $L = 1.9$ mm, 导线线宽 90 μm , 电流为 2 A)

首先考察势阱最小点, 这里仍然考虑只加 y 方向偏置场的情况, 采用图1所示坐标系, 可得囚禁中心位置为 $(0, 0, z_{\min})$,

$$z_{\min} = \frac{1}{4} \sqrt{-2L^2 + 2\sqrt{L^4 + 16z_0^2 L^2}}, \quad (1)$$

其中 $z_0 = \mu_0 I / (2\pi B_y)$, I 为 Z形线中的电流. 此处磁场只剩 x 方向, 易求得此处磁场大小和偏置磁场 B_y 大小的比值约为

$$B_{\min} / B_y \approx \frac{(B_{L/2} / B_y)^2}{1 + (B_{L/2} / B_y)^2}, \quad (2)$$

其中 L 为 Z形线中部导线的长度, $B_{L/2}$ 为 Z形线中部导线正上方 $L/2$ 高度处的磁场大小. 囚禁中心和

度研究囚禁中心附近, 会发现 y 方向和 z 方向的势阱形状类似, 具有几乎相同的囚禁频率, 而 x 方向的囚禁频率要小得多. 这从 Z形线的构造不难理解: 靠近 Z形线两臂时势阱抬高, 直接形成了 x 方向的势阱, 由于两臂在 Z形线中部形成的磁场梯度很小, 造成 x 方向的势阱比较平坦; z 方向由于一边靠近 Z形线中部导线一边远离该导线, 造成 z 方向势阱不对称.

对于一个势阱而言, 囚禁中心位置, 各方向囚禁频率和阱深是最重要的三个参数. 前两者已经有文献详细讨论^[12], 但是阱深的讨论在文献中出现得很少. Reichel^[13] 提到一个简单的估计: Z形磁阱阱深即偏置磁场 B_y 所对应的阱深 $|U| = \mu_m B_y$ (μ_m 为原子磁矩在 B_y 方向的投影). 但是严格说来, 一个势阱的阱深等于势阱边缘处的势能和势阱最低处的势能之差. 如果势阱边缘处的势能高度不是常数, 则应该取最小值, 而且真实的阱深还要减去势阱底部的高度. 下面的讨论将说明囚禁中心和芯片表面距离比较远时需要考虑势阱最小点处势能高度; 两者距离比较近时需要考虑势阱边缘.

芯片表面距离比较近时 ($z_0 \ll L/2$), $B_{L/2} / B_y \ll 1$, 因此 $B_{\min} / B_y \ll 1$, 此时囚禁中心处的磁场可忽略不计. 但当囚禁中心和芯片表面距离比较远的时候 (z_0 和 $L/2$ 相差不超过一个量级), 囚禁中心处的磁场就不能忽略了. 而且如果考虑重力和线宽, 囚禁中心处的磁场大小难以求出解析式, 以上讨论是定性上的, 数值计算的结果见图3. 我们将 B_y 换算的势阱深度定义为理想阱深, 图中 a 线显示当偏置磁场 B_y 比较小, 囚禁中心比较远时, 真实的势阱深度和用 B_y 换算的势阱深度相差很大, 可以超过一倍.

其次考虑势阱边缘, 如图2, z 方向的势阱边缘是最特殊的, 左右两端不对称, 对于无线宽导线, 靠

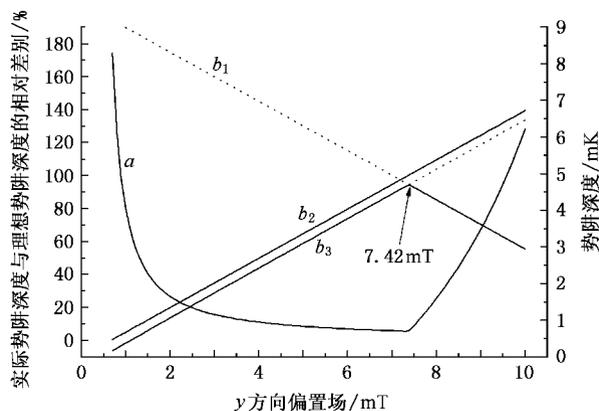


图3 理想阱深和实际阱深的差别 a 线对应左边的纵坐标, b_1 , b_2 和 b_3 线对应右边的纵坐标. a 线是直接将 B_y 换算成势能的深度和实际阱深的相对差别, 用百分比表示. b_1 线是 Z 形线中部表面处的阱深, b_2 线是直接 B_y 换算成势能的深度, b_3 线是实际阱深. 此时 Z 形线中电流为 2 A)

近芯片导线的一端应该趋于无穷大, 因此不需要考虑这一端, 阱深由远离芯片一端决定. 但是实际的芯片导线截面一般是方形的, 例如我们的芯片截面为 $90 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$. 由于芯片厚度比宽度小得多, 此时可以将导线简化为一个薄片^[13], 其表面的磁场大小是 $B_{\text{surface}} = \mu_0 I(2w) - B_y$, 其中 w 为芯片导线线宽. 当 $B_y > B_{\text{surface}}$ 时, 靠近芯片导线的一端的磁场会小于远离芯片导线一端的磁场, 此时磁阱的深度反而由前者决定. 图3中 b_1 线为导线表面的磁场大小 B_{surface} 换算成的势能高度, 也就是偏置场减去芯片导线产生的磁场对应的势能高度, b_2 线是直接 B_y 换算成势能的深度. b_3 线低于 b_2 线的原因是势阱 b_3 线减去了势阱底部的高度. 当 B_y 增加时 b_3 线也应该一直增加, 但增加到虚线部分 ($B_y > 7.42 \text{ mT}$), 真实的阱深由 B_{surface} 决定 (即 b_1 线), 因此 b_3 线从此处开始下降. 由此可知, 增加 B_y 进行磁阱压缩的时候, 势阱深度并不是一直增加的, 到达一定值势阱深度反而会下降, 因此在实验中不能够过度压缩 Z 形磁阱.

3. 实验装置

图4所示是实验中采用的芯片, A , B 之间或者 C , D 之间加上电流源, 就形成 U 形线, A , C 之间或者 B , D 之间加上电流源, 就形成 Z 形线. 该芯片采用磁控溅射技术制成, 异于国外现有的原子芯片制

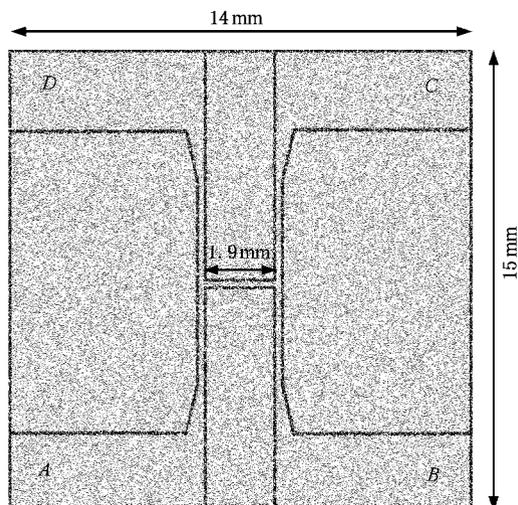


图4 原子芯片示意图 (未按比例绘制. 图中灰色部分为金层, 黑色部分为刻蚀掉的部分. 中段导线长为 1.9 mm, 芯片尺寸 14 mm \times 15 mm. A , B , C 和 D 所示区域为点焊接线的区域, 芯片电流从这些区域流入或者流出)

作技术, 例如薄膜沉积技术^[13]和电镀技术^[14]. 和普通的半导体芯片相比, 原子芯片的主要不同有三点: 一是能承受大电流, 通常的工作电流常常要到 2 A, 这需要芯片具有小的电阻率和很好的导热性能; 二是原子芯片的表面作为激光的反射面, 要求芯片表面的光学质量要好, 能提供至少 90% 的反射率; 三是原子芯片要放入超高真空系统中, 芯片材料和辅料的选择、芯片制作工艺均需要满足超高真空的要求. 我们采用一块硅片作为芯片基底材料 (n 型, 晶向 $\langle 111 \rangle$, 电阻率 $\sim 80 \Omega\text{m}$), 采用金作为芯片导线和反射层的材料. 首先将硅片在 $1100 \text{ }^\circ\text{C}$ 下热氧化处理, 在其表面生长出一层约 500 nm 厚的 SiO_2 薄膜. 然后利用磁控溅射技术在 SiO_2 薄膜表面沉积一层 4 μm 厚的金膜, 最后利用光刻和湿法腐蚀技术在金膜上刻蚀出 90 μm 宽的 H 形导线, 其他绝大部分金膜没有刻蚀, 用以反射激光. 测试显示这层金膜具有非常好的平整性 (利用原子力显微镜测出的方均根粗糙度仅为 4.67 nm) 和光反射率 (780 nm 激光, 45° 斜入射, 反射率 $\geq 90\%$), 可以满足原子芯片的实验要求. 之后利用真空导热环氧树脂 (Epotek 920) 将芯片粘到一个无氧铜底座上, 底座的两边各固定一个陶瓷片, 每个陶瓷片内有 4 根镀金接线柱. 利用点焊技术, 将芯片特定区域和每个接线柱用金线连接起来 (金线直径 25 μm , 20 余根为一组). 再通过真空绝缘导线 (表面镀有 Kapton 薄膜) 将每个接线柱连接到 10 芯接线柱法兰 (Varian 10-wire instrumentation

feedthrough) 进而连接到真空以外的电流源上. 原子芯片和底座利用一根直径 9 mm 的无氧铜杆倒吊在一个石英吸收池内, 该吸收池利用一个抽速为 40 l/s 的离子泵 (Varian Starcell 40 l/s) 维持真空, 同时还连接有一个可加入液氮冷却的钛升华泵. 利用磁阱中原子的寿命推算^[15], 真空度约为 1×10^{-7} Pa.

磁场系统由地磁场补偿线圈、MOT 线圈和 x , y , z 方向三对偏置线圈组成, 如图 5 地磁补偿线圈没有画出. 该装置和一般冷原子装置有两点主要的不同: 一是只有四束而不是六束囚禁光, 两束 45° 斜入射, 另外两束水平对射, 这是因为这里的 MOT 有一个镜面, 另外两束囚禁光是靠 45° 入射的囚禁光通过镜面反射得到的, 这种 MOT 被称为镜面 MOT^[5];

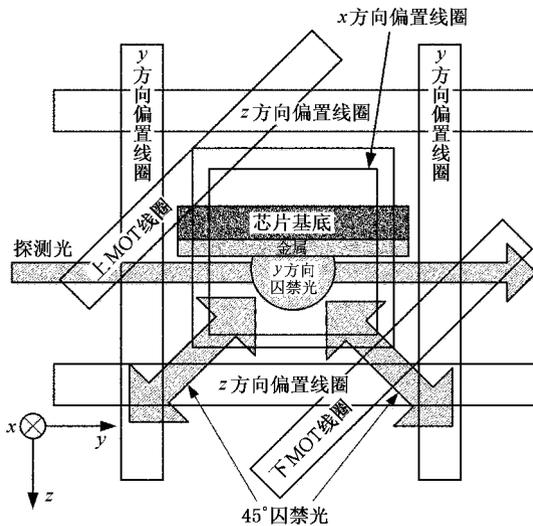


图 5 原子芯片实验光束和磁场配置示意图 (未按比例绘制, 真空系统和地磁补偿线圈没有画出)

二是 MOT 线圈和水平面呈 45° 斜放, 这是因为芯片上 U 形线加上均匀偏置磁场, 形成的四极磁场的对称轴与芯片表面接近 45° (具体的角度和偏置场的方向有关^[16]), 为了实现外部镜面 MOT (利用 MOT 线圈) 向芯片上 U-MOT (利用芯片上 U 形线和偏置场) 的转移, 这两个磁场应该在形状和位置上都相互匹配, 因此 MOT 线圈需要倾斜 45° . 三对偏置线圈的作用有四点: 首先可以改变 MOT 线圈形成的磁场零点, 进而改变镜面 MOT 囚禁的原子云位置, 使之与芯片上 U-MOT 的位置重合; 二是和 U 形线一起形成芯片上的四极磁场, 实现 U-MOT; 三是为光抽运和吸收法探测提供偏置磁场 (只需要用到一对偏置线圈); 四是和 Z 形线一起形成 Z 形磁阱. 这些线圈和芯片的电流都需要利用计算机控制, 我们自制了

七套电流反馈控制电路, 利用外加的 0 到 10 V 控制电压控制输出的电流大小, 输出电流的纹波 $\leq 0.1\% I_{\max}$.

我们利用一个含有铷化合物和缓释剂的铷发生配给器 (dispenser) 产生实验中所需 ^{87}Rb 原子, dispenser 用电流控制, 当其中的电流超过阈值电流时, 就有铷蒸气放出. 但是我们的实验在单腔真空系统中完成, 即冷原子的收集和囚禁这两个过程在同一地点完成, 这意味着 MOT 收集到的原子数和 Z 形磁阱的寿命存在矛盾: 利用铷发生配给器产生更多的铷原子, MOT 中原子数就会增加, 但真空同时变差, 非弹性碰撞增加且 Z 形磁阱的寿命变短, 影响以后的蒸发冷却实验. 铷发生配给器关闭后真空的恢复很慢, 我们实验测得至少 4 小时后真空才能恢复到未打开铷发生配给器的水平. 为了解决这个矛盾, 实验中使用了光诱导原子脱附 (light-induced atom desorption, LIAD) 技术^[17], 即利用非相干光源使吸附在器壁的原子解吸, 而且诱导光波长越短效率越高. 这种技术的优点在于真空恢复非常快, 在诱导光关闭约 1 s 后真空就能恢复, 同时可以大大提高 MOT 装载速率. 我们在石英吸收池周围放置了 4 组紫光发光二极管阵列, 波长约 400 nm, 用于实现 LIAD.

实验中使用了三台德国 Toptica 公司的 DL-100 半导体激光器和一台 TA-100 放大器. 其中一台 DL-100 利用 TA-100 放大, 用于囚禁光和探测光; 另外两台分别用于抽运光和再抽运光. 所有半导体激光器利用饱和和吸收方法锁频, 囚禁光相对于 $5^2S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F'=3$ 跃迁红失谐, 探测光、抽运光和再抽运光分别与 $5^2S_{1/2}, F=2, m_F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F'=3, m'_F=3$, $5^2S_{1/2}, F=2, m_F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F'=2, m'_F=2$ 和 $5^2S_{1/2}, F=1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F'=2$ 跃迁共振. 囚禁光、抽运光、探测光使用的是同样规格的自制扩束系统, 该扩束系统采用消象差透镜扩束, 其高斯光斑直径均为 10.5 mm, 再抽运光使用两个普通透镜扩束, 高斯光斑直径约为 12 mm. 各路光通过声光调制器快速移频和开关, 再通过自制机械光开关彻底关断. 探测系统采用一块消象差透镜, 设计物距为 25 cm, 放大 2 倍, 成像到一台高性能 CCD 照相机 (Andor DV434BV) 上, 同时利用另一个 CMOS 摄像头实时检测原子云荧光. 所有的时序均由一台装有 32 路模拟输出卡 (PCI-6723) 的控制计算机控制, 通过软硬件定时结合的方法, 可同时实现分钟量级的长时间时序和 $100 \mu\text{s}$ 量级的精密时序.

4. 实验过程

整个实验过程可分为四个阶段:磁光阱、光学粘胶、光学抽运和磁阱装载.在原子芯片实验中磁光阱阶段比一般的冷原子实验复杂而且更加敏感,原因在于芯片上 U 形线形成的磁光阱体积非常小,因此需要有外部磁光阱(Mirror-MOT)向芯片上 U 形线形成的磁光阱转移的过程,这一过程进行的好坏会直接影响囚禁原子数,而且原子芯片实验由于芯片尺寸的影响,外部磁光阱的原子数本身都比较少(10^7 量级),如果转移到芯片的效率不高,直接会影响后面的蒸发冷却实验.

实验开始,首先是磁光阱阶段.紫光发光二极管阵列和 MOT 线圈、囚禁光、再抽运光一起打开,开始 8 s 镜面磁光阱装载过程,初始的囚禁光总光强 60 mW,失谐 -12 MHz.然后其他不变,只关闭紫光发光二极管,持续 2 s,此举是为了恢复真空,该阶段结束时,可以得到 6×10^6 的⁸⁷Rb 原子,温度约为 220 μ K.然后加大 MOT 线圈电流,并同时打开 z 方向偏置磁场,这是为了将原子云转移到芯片上 U 形线形成的磁光阱位置附近,同时压缩原子云,使得原子云在尺寸和位置和芯片上的磁光阱更加匹配,该过程持续 40 ms.接着开始向芯片上的磁光阱转移,此时线性打开芯片上 U 形线电流,并优化 y, z 方向偏置场使得转移效率最大,此过程持续 30 ms.然后用 25 ms 时间关闭 MOT 线圈电流,之后 30 ms 时间通过减少芯片电流的方法进一步使原子云离芯片更近,同时调整 y 和 z 方向偏置磁场以接近 Z 形磁阱中心位置.最后关闭所有磁场,磁光阱过程结束.在光学粘胶之前获得 4×10^6 原子,温度约为 150 μ K.

接下来是 1.7 ms 的光学粘胶过程,囚禁光总光强降低到 25 mW,失谐加大到 -71 MHz,原子数基本不变,原子云温度降低到 20 μ K.然后是 220 μ s 的光抽运过程,利用 x 方向的 1.3 mT 的偏置磁场作为取向磁场,将原子抽运到磁子能级 $5^2S_{1/2}, |F=2, m_F=2\rangle$ 上.最后是磁阱装载,由于偏置线圈打开较慢,为了同步, y 和 z 方向偏置线圈比 Z 形线电流早

1.5 ms 打开,然后是 50 ms 的装载时间,有 2×10^6 原子被转移到 Z 形磁阱中,温度约 40 μ K,寿命 8 s,装载之后可以继续加大 B_y 进行磁阱压缩,利用吸收法测得的光学厚度分布见图 6.

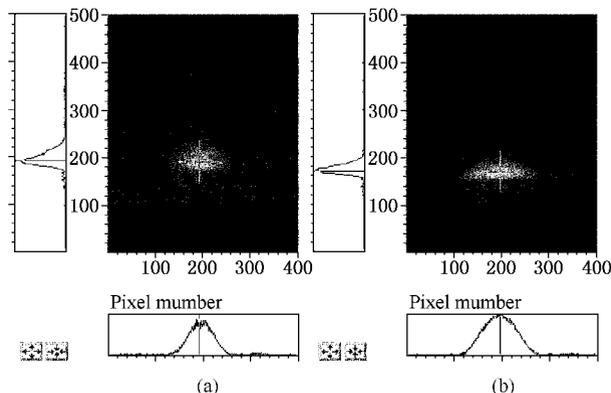


图 6 Z 形磁阱中原子云的光学厚度图(利用吸收成像法测得.此时芯片电流均为 2 A,原子数均为 2×10^6 .(a)偏置场 $B_y = 0.72$ mT,此时峰值光学厚度 1.8,水平方向尺寸 0.93 mm,垂直方向尺寸 0.46 mm.(b)偏置场 $B_y = 1.2$ mT,此时峰值光学厚度 2.0,水平方向尺寸 1.33 mm,垂直方向尺寸 0.32 mm)

5. 结 论

本文讨论了 Z 形磁阱的囚禁势,发现当囚禁中心和芯片表面距离比较远的时候(z_0 和 $L/2$ 相差不超过一个量级),势阱此时的深度不能近似表示成偏置磁场 B_y 对应的势能,而要减去囚禁中心的势能高度;而增加 B_y 进行磁阱压缩,使得 $B_y > \mu_0 I / (2w) - B_y$ 时,势阱深度反而会下降.此外本文介绍了利用自制的原子芯片上的 Z 形磁阱,囚禁中性⁸⁷Rb 原子的实验装置和实验过程.最终有 2×10^6 原子被转移到 Z 形磁阱中,这个结果为后面的蒸发冷却以及玻色-爱因斯坦凝聚实验打下了基础.这个原子数和同类实验相比仍然偏少,但是我们不能通过增加光束直径的方法提高原子数^[18,19],因为芯片作为反射面,其尺寸限制了光束的大小,为了在不破坏真空的情况下进一步增加原子数,可能需要采用一些新的方法^[20],这将是以后工作的方向.

[1] Folman R, Krüger P, Schmiedmayer J, Denschlag J, Henkel C. 2002 *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* **48** 263

[2] Ke M, Li X L, Wang Y Z. 2005 *Progress in Physics* **25** 48 (in Chinese) 柯 敏、李晓林、王育竹. 2005 物理学进展 **25** 48]

- [3] 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]
- [4] Weinstein J D , Libbrecht K G 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4004
- [5] Reichel J , Hänsel W , Hänsch T W 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3398
- [6] Hänsel W , Hommelhoff P , Hänsch T W , Reichel J 2001 *Nature* **413** 498
- [7] Ott H , Fortagh J , Schlotterbeck G , Grossmann A , Zimmermann C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 230401
- [8] Henkel C , Krüger P , Folman R , Schmiedmayer J 2003 *Appl. Phys. B* **76** 173
- [9] Harber D M , McGuirk J M , Obrecht J M , Cornell E A 2003 *J. Low Temp. Phys.* **133** 229
- [10] Aubin S , Myrskog S , Extavour M H T , LeBlanc L J , McKay D , Stummer A , Thywissen J H 2006 *Nature Physics* **2** 38
- [11] Li X L , Ke M , Tang J Y , Zhou S Y , Zhou S Y , Wang Y Z 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 2526
- [12] Du S 2005 *Ph. D. Thesis* (University of Colorado , Boulder) p 25
- [13] Reichel J 2002 *Appl. Phys. B.* **75** 469
- [14] Fortágh J , Ott H , Schlotterbeck G , Zimmermann C , Herzog B , Wharam D 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1146
- [15] Bali S , O'Hara K M , Gehm M E , Granade S R , Thomas J E 1999 *Phys. Rev. A* **60** R29
- [16] Wildermuth S , Krüger P , Becker C , Brajdic M , Haupt S , Kasper A , Folman R , Schmiedmayer J 2004 *Phys. Rev. A* **69** 030901
- [17] Zhang P F , Xu X P , Zhang H C , Zhou S Y , Wang Y Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3205 (in Chinese) [张鹏飞、许忻平、张海潮、周善钰、王育竹 2007 物理学报 **56** 3205]
- [18] Gibble K E , Kasapi S , Chu S 1992 *Opt. Lett.* **17** 526
- [19] Jiang K J , Li K , Wang J , Zhan M S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 125 (in Chinese) [江开军、李 可、王 瑾、詹明生 2006 物理学报 **55** 125]
- [20] Pradhan S , Gaur S J , Manohar K G , Jagatap B N 2005 *Phys. Rev. A* **72** 4

A Z-trap in an atom chip for trapping neutral ^{87}Rb atoms ^{*}

Li Xiao-Lin^{1,2,†} Ke Min^{1,2} Yan Bo^{1,2} Tang Jiu-Yao³ Wang Yu-Zhu^{1,2}

1 *Key Laboratory for Quantum Optics , Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800 , China*)

2 *Center for Cold Atomic Physics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800 , China*)

3 *Department of Physics , Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China*)

(Received 24 January 2007 ; revised manuscript received 16 April 2007)

Abstract

Trapping potential of a Z-trap is calculated with analytic and numeric methods. It 's found that when a trapping center is a little bit far from the chip surface (the distance is about one order of the half length of the Z-wire central part) , the trapping depth is not approximately eqsual to the potential B_y created by a bias magnetic field , the potential energy at the trapping center should be subtracted from the potential B_y created by the bias field. On the other hand , if an atom cloud is compressed to a certain extent by increasing B_y , the trapping depth will be decreased rather than increased. The preparation of the Z-trap in an atom chip , the experimental setup , and the experimental procedure for trapping neutral ^{87}Rb atoms is also introduced. At last we obtained 2×10^6 ^{87}Rb atoms trapped in the Z-trap.

Keywords : atom chip Z-trap trapping depth magnetic trap loading

PACC : 3280P , 4170 , 0530J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10334050 and 10474105) and the State Key Basic Research Program (Grant No. 2006CB921202).

[†] Corresponding author. E-mail : xiaolin_li@mail.siom.ac.cn