

一种新的测量大尺度冷原子团温度的方法

王旭成¹ 成华东¹ 肖玲¹ 郑本昌¹ 孟艳玲¹ 刘亮^{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冷原子物理中心, 上海 201800)
² 华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

摘要 报道了一种新的测量大尺度冷原子团温度的方法。这种方法利用反亥姆霍兹线圈产生四极磁场, 探测光沿着垂直方向逐点测量冷原子团的分布情况, 获得冷原子团在不同自由下落时间下的密度分布曲线, 进而拟合出冷原子团的温度值。通过实验, 利用这种方法测量了积分球中冷原子团的温度, 为 $73 \pm 12 \mu\text{K}$, 并与飞行时间 (TOF) 方法的测量结果进行了比较。

关键词 原子与分子物理学; 激光冷却; 飞行时间法; 冷原子分布; 冷原子温度; 冷原子钟

中图分类号 O562.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0802001

A New Approach to Measure Temperature of Large-Scaled Cold Atomic Cloud

Wang Xucheng¹ Cheng Huadong¹ Xiao Ling¹ Zheng Benchang¹
Meng Yanling¹ Liu Liang^{1,2}

¹ Center of Cold Atom Physics, Key Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China
² State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China

Abstract A new approach to measure the temperature of large-scaled cold atomic cloud is reported. In this approach, a pair of anti-Helmholtz coils is used to generate a quadrupole magnetic field, the spatial distributions of cold atoms in different moments are measured by applying a vertical probe beam which can detect the density of cold atomic cloud point by point, and then the temperature of cold atoms is fitted from the experimental results. The temperature of cold atoms in integrating sphere is demonstrated to be $73 \pm 12 \mu\text{K}$ by using this approach. The result is also compared with time-of-flight (TOF) method.

Key words atomic and molecular physics; laser cooling; time-of-flight; spatial distribution of cold atoms; temperature of cold atoms; cold atom clock

OCIS codes 020.3320; 020.7490

1 引言

近年来激光冷却原子技术获得了极大的发展, 目前比较常用的激光冷却技术有磁光阱 (MOT)、光学黏胶和全同光场冷却^[1~4], 以及利用空心光阱来实现原子或分子的囚禁^[5]。其中磁光阱的出现极大地简化了激光冷却实验装置, 并已获得了广泛的应用^[6,7]。冷原子在现代社会与科学研究中正发挥着

越来越重要的作用, 比如冷原子频标等。在冷原子频标中, 温度是其最重要的参数之一。这是因为冷原子团的最终温度会影响冷原子在微波场中的腔相移效应^[8]。同时温度也是冷原子之间碰撞效应影响因素^[9], 而这些碰撞不仅会降低原子频标的精度, 而且会使冷原子由于碰撞而发生退相干现象, 最终影响频标的稳定性。故对于冷原子团温度的测量尤为

收稿日期: 2012-02-20; 收到修改稿日期: 2012-04-06

基金项目: 国家自然科学基金(10874193, 11074262, 11034008)资助课题。

作者简介: 王旭成(1983—), 男, 博士研究生, 主要从事激光冷却与小型化冷原子钟等方面的研究。

E-mail: wangxc@siom.ac.cn

导师简介: 刘亮(1963—), 男, 研究员, 主要从事冷原子物理、原子钟和原子干涉仪等方面的研究。

E-mail: liang.liu@siom.ac.cn

重要。测量冷原子团温度的方法主要有释放再俘获 (R&R) 法、飞行时间 (TOF) 方法以及反冲诱导共振方法等^[2,10,11]。在这些方法中, TOF 是被广泛采用的测量冷原子温度的方法^[12,13]。

全同光场冷却技术在建立小型化冷原子钟领域被认为具有非常大的潜力, 并且已经获得了长足的发展^[14]。中国科学院上海光学精密机械研究所也正在积极地利用积分球冷却技术建立自己的小型化冷原子频标, 并已经获得了 Ramsey 干涉条纹^[15], 初步实现了闭环锁定。实验中, 冷却光、再抽运光通过多模光纤耦合进积分球, 在积分球内表面经多次反射后形成全同光场, 进而直接从背景气体中捕获铷 87 原子。利用积分球可以捕获的冷原子比较多, 达到了 2×10^9 , 冷原子团的尺寸比较大 (一般积分球中冷原子团的典型尺寸为 30 mm 左右)。但同时, 捕获的冷原子团密度较小, 为 $1 \times 10^4 \sim 3 \times 10^4 \text{ mm}^{-3}$ 。远低于磁光阱中冷原子团的密度。所以, 相比于磁光阱, 积分球中冷原子的碰撞效应要小很多。同时, 扩大探测光束的半径, 以探测更多的冷原子, 从而可以提高信噪比。由于积分球的特殊结构, 不能利用 R&R 法以及反冲诱导共振等方法来测量原子团温度。在利用 TOF 方法测量温度时, 由于冷原子团密度很小, 探测光束离冷原子团的距离不能太远, 否则冷原子信号很弱。这对于温度值的测量精度造成了很大的局限。

本文阐述了一种新的能够比较准确测量积分球中大尺度冷原子团温度的方法。文献^[16]中, 利用反亥姆霍兹线圈产生四极磁场, 沿着探测光束方向逐点移动反亥姆霍兹线圈, 这样就可以得到冷原子团沿这一维度的密度分布情况。探测光束沿竖直方向穿过冷原子团, 固定冷原子团自由下落的时间, 沿探测光束方向逐点移动反亥姆霍兹线圈, 从而得到这一下落时间所对应的冷原子密度分布。然后改变冷原子团自由下落的时间, 重复上述过程, 获得另一下落时间所对应的冷原子密度分布。最后利用类似 R&R 法, 拟合出原子团温度。为了进行对比, 最后利用文献^[17]的方法, 在探测光束与冷原子团距离较近的情况下通过吸收法测量了冷原子团的 TOF 信号, 并拟合出了冷原子团的温度值。

2 实验原理

实验中, 积分球内径约为 45 mm, 探测光束沿着竖直方向, 通过移动反亥姆霍兹线圈测量冷原子团在下落过程中密度分布的变化情况, 实验装置如

图 1 所示。

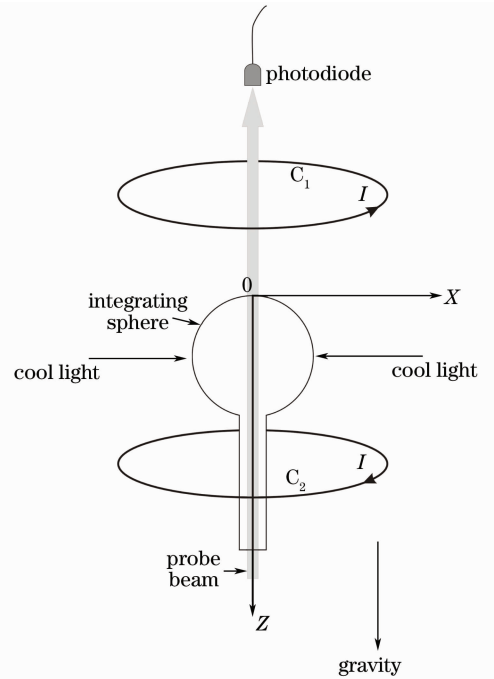


图 1 实验装置示意图。其中线圈 C_1, C_2 连接在一起组成了反亥姆霍兹线圈; 探测光束沿竖直方向通过冷原子团中心

Fig. 1 Experimental setup. Anti-Helmholtz coil is made up of coils C_1 and C_2 ; probe beam vertically crosses the center of cold atomic cloud

图 1 中, 线圈 C_1, C_2 连接在一起, 组成反亥姆霍兹线圈, 线圈中电流方向如图 2 所示, 产生四极磁场。磁场梯度为 1.3 Gauss/mm。探测光束沿积分球中心竖直通过冷原子团, 并被位于积分球上方的光电管接收。由于探测光频率固定于原子的共振频

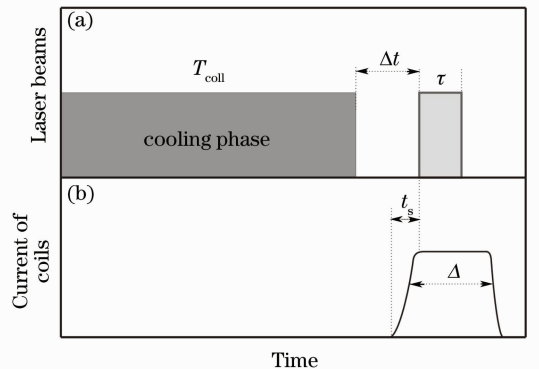


图 2 实验时序图。(a) 激光打开以及关断的情况; (b) 磁场电流的开关时序

Fig. 2 Time sequence. (a) Sequence of laser beams; (b) sequence of quadrupole magnetic field

率处,并且采用圆偏振。这样使得探测光能够只与四极磁场的零磁场位置处的(也就是线圈组 C_1, C_2 竖直方向的中心位置处)原子发生相互作用,通过测量冷原子团的吸收信号,可以获得这一点冷原子的密度。然后竖直移动线圈组 C_1, C_2 ,重复上面的操作就可以获得另一位置处冷原子的密度值^[16]。这样,当沿着探测光方向移动线圈组时,便可以获得此时冷原子团的密度分布曲线。具体时序如图 2 所示。

实验中,冷却时间 $T_{\text{cool}}=300$ ms,探测光脉冲宽度为 $\tau=2$ ms。因为磁场从打开至稳定需要 5 ms 的时间,所以磁场需要比探测光提前 5 ms 打开,即 $t_s=5$ ms。 Δ 为磁场电流的脉冲宽度。磁场电流的脉冲宽度为 $\Delta=20$ ms。 Δt 对应于冷原子自由下落时间,在同一自由下落时间下,通过移动反亥姆霍兹线圈从而获得此时冷原子团在竖直方向的密度分布情况。线圈每次移动 2 mm,平移精度为 0.1 mm。然后改变 Δt ,利用同样的方法获得另一时刻冷原子团的密度分布情况。最后通过拟合这些实验结果就可以获得冷原子团的温度。

3 实验结果

利用上面的时序,改变冷原子团的下落时间, $\Delta t=5, 20, 30, 40, 50, 60$ ms,可以获得 6 组不同下落时间对应的冷原子密度分布曲线。如图 3 所示。图中数据是通过 5 次测量取平均得到的,由于每次测量时冷原子云吸收信号的强度会有所抖动,据此可以确定测量误差。其中, $\Delta t=5, 20, 30$ ms 给出了实验数据和相应的拟合曲线。而 $\Delta t=40,$

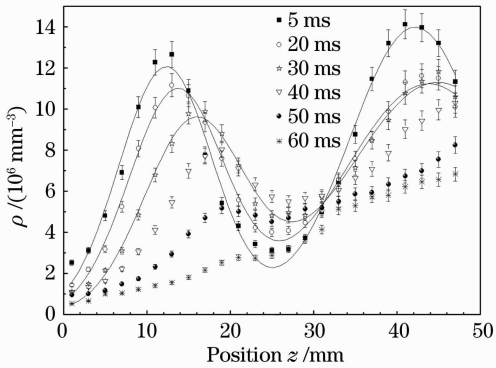


图 3 不同自由下落时间下的冷原子密度分布情况。

其中 $z=0$ 的位置对应于积分球顶部

Fig. 3 Density spatial distribution of cold atoms with different free falling times. Position of $z=0$ corresponds to the top of integrating sphere

50, 60 ms 只给出了实验值。

由于冷却光光场分布的原因,积分球中心区域的冷原子密度比较小,形成上下两个峰^[16]。从图 3 中可以看到,积分球上下区域冷原子的分布并不对称,这主要是因为积分球下部与真空系统相连接,使得光场上下分布不对称造成的。通过图 3 可以发现,由于积分球结构的限制,在重力作用下,位于下部的冷原子峰很快就落出了探测区域(积分球区域),所以只利用上部冷原子峰的拟合结果进行温度计算。

对于图 3 中的实验结果,利用双峰的高斯方程进行拟合^[10],方程为

$$\rho(z) = A \exp\left[-\left(\frac{z-z_0}{c}\right)^2\right] + A' \exp\left[-\left(\frac{z-z'_0}{c'}\right)^2\right], \quad (1)$$

式中 z 为位置, $\rho(z)$ 为密度, A, z_0 和 c 分别为处于积分球上部的冷原子密度峰的幅度、峰的位置以及原子团半径。同样,(1) 式中 A', z'_0 和 c' 分别表示处于积分球下部的峰的幅度、位置和原子团半径。

对图 3 中的数据进行拟合,发现当 $\Delta t \geq 40$ ms 时,拟合出来的数据误差比较大,所以只选择了前面的 3 组数据,即 $\Delta t=5, 20, 30$ ms。通过对这 3 组实验数据进行拟合就可以得到冷原子密度在重力以及热扩散作用下的变化情况了。

对于这 3 组数据,只考虑处于积分球上部那个峰的拟合结果,即 A, z_0 以及 c 。具体结果如表 1 所示。

表 1 $\Delta t=5, 20, 30$ ms 时的拟合结果

Table 1 Fitting results when $\Delta t=5, 20, 30$ ms

	$\Delta t_1=5$ ms	$\Delta t_2=20$ ms	$\Delta t_3=30$ ms
A / mm^{-3}	$A_1=1.207 \times 10^7$	$A_2=1.086 \times 10^7$	$A_3=0.932 \times 10^7$
z_0 / mm	$z_{01}=12.325$	$z_{02}=13.605$	$z_{03}=15.730$
c / mm	$c_1=7.944$	$c_2=8.139$	$c_3=8.553$

通过表 1 中的拟合结果,可以很清楚地看到原子团的幅度、位置以及高斯半径的变化情况。但是为了获得更精确的结果,还需要对这些拟合数据进行一定的误差分析。由于磁场、时序的控制精度以及光电管响应快慢的影响,会对实验结果造成一定的系统误差。这些误差会体现在原子团的下落时间上面。假设由此带来的时间误差是 δt ,那么就可以通过拟合数据中高斯峰位置的变化 z_0 来消除这个误差。当探测光打开时,冷原子团下落的距离是 s ,那么有

$$\frac{1}{2} g (\Delta t - \delta t)^2 = s, \quad (2)$$

对于不同的下落时间,比如表 1 中的 $\Delta t_1 = 5$ ms, $\Delta t_2 = 20$ ms,有

$$\frac{1}{2}g(\Delta t_2 + \delta t)^2 - \frac{1}{2}g(\Delta t_1 + \delta t)^2 = s_2 - s_1 = z_{02} - z_{01}. \quad (3)$$

第 2 个“=”成立是因为冷原子团下落的距离与拟合结果中高斯峰下落的距离相等。通过(3)式,利用表 1 中的数据可以得到平均的 δt ,即 $\bar{\delta t} = -3.475$ ms。所以,表 1 中 3 组数据所对应的冷原子自由下落修正之后的时间分别为 $t_1 = \Delta t_1 + \bar{\delta t}$; $t_2 = \Delta t_2 + \bar{\delta t}$; $t_3 = \Delta t_3 + \bar{\delta t}$ 。在获得了经过修正的冷原子团下落时间后,利用表 1 中冷原子团扩散的拟合结果可以得到 3 组温度值^[10]:

$$T = \frac{M}{2k_B} \frac{c_2^2 - c_1^2}{t_2^2 - t_1^2} \approx 61 \mu\text{K}, \quad (4)$$

$$T = \frac{M}{2k_B} \frac{c_3^2 - c_1^2}{t_3^2 - t_1^2} \approx 75 \mu\text{K}, \quad (5)$$

$$T = \frac{M}{2k_B} \frac{c_2^2 - c_3^2}{t_2^2 - t_3^2} \approx 84 \mu\text{K}, \quad (6)$$

式中 M 表示原子质量, k_B 是玻尔兹曼常数。由于积分球下部冷原子密度不能测量完全,这可能是造成 3 组数据测量误差的主要原因。通过方程(4)~(6)式可获得积分球中冷原子团的平均温度值为 $73 \pm 12 \mu\text{K}$ 。

4 TOF 测量

利用上面的方法获得了冷原子团的温度值,低于多普勒冷却极限,又采用了 TOF 方法对积分球中的冷原子温度进行测量。为了获得信噪比较高的 TOF 信号,探测光经过积分球中心位置水平通过。此时探测光距离上部的冷原子峰中心为 13 mm。获得的冷原子吸收信号如图 4 所示。

图 4 中第一个吸收尖峰是积分球中心冷原子吸收造成的,后面的冷原子吸收曲线表示的是上部冷原子峰自由下落时的 TOF 吸收信号^[12]。对后面的 TOF 信号进行拟合,可以获得冷原子团的温度值约为 $92 \pm 15 \mu\text{K}$ 。可见 TOF 方法测出的冷原子温度值也是要低于多普勒冷却极限的。由于积分球本身结构的限制,不能获得完整的 TOF 信号,估计这是造成测量误差的主要原因,可能也是造成前后两种测量结果相差约为 $20 \mu\text{K}$ 的主要来源。

5 结 论

利用一种新的方法,获得了完整的冷原子自由

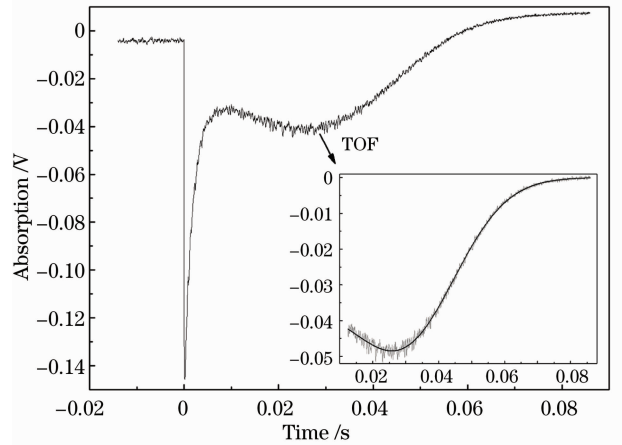


图 4 吸收以及 TOF 信号

Fig. 4 Absorption and TOF signal

下落时的分布曲线,实现了对于冷原子团温度的测量,并消除了冷原子团自身尺度带来的测量误差。利用这种方法获得的积分球中冷原子团的温度值为 $73 \pm 12 \mu\text{K}$ 。与 TOF 方法的拟合结果相比,两者给出的温度测量值比较接近。精确的温度测量方法为积分球冷原子钟各项参数的评估与系统改进奠定了基础。

参 考 文 献

- 1 C. Monroe, W. Swann, H. Robinson *et al.*. Very cold trapped atoms in a vapor cell[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(13): 1571~1574
- 2 S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm *et al.*. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **55**(1): 48~51
- 3 E. Guillot, P. E. Pottier, N. Dimarcq. Three-dimensional cooling of cesium atoms in a reflecting copper cylinder[J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(21): 1639~1641
- 4 Tian Xiao, Chang Hong, Wang Xinliang *et al.*. Trapping four isotopes of strontium in a MOT by using Zeeman slowing[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(3): 898~902
- 田 晓, 常 宏, 王心亮等. 利用塞曼减速法实现铯同位素的磁光阱俘获[J]. *光学学报*, 2010, **30**(3): 898~902
- 5 Chen Liya, Yin Jianping. An improved hollow optical trap for cold atoms (molecules) with phase modulation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(5): 1217~1222
- 陈丽雅, 印建平. 采用相位调制实现冷原子或冷分子囚禁的改进型空心光阱[J]. *光学学报*, 2010, **30**(5): 1217~1222
- 6 Zhang Yuanyang, Fang Zhanjun, Zhang Zhigang. Design and construction of a Zeeman slower for Sr optical clock[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(4): 935~939
- 张远洋, 方占军, 张志刚. 铯原子光晶格塞曼减速器的设计与实现[J]. *光学学报*, 2010, **30**(4): 935~939
- 7 Yang Baodong, Liang Qiangbing, Yang Jianfeng *et al.*. Dressed-atom spectra of cold cesium atoms trapped in a magneto-optical trap[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(11): 3124~3127
- 杨保东, 梁强兵, 杨建峰等. 铯原子磁光阱中冷原子的缀饰态光谱[J]. *光学学报*, 2010, **30**(11): 3124~3127
- 8 R. Li, K. Gibble. Phase variations in microwave cavities for atomic clocks[J]. *Metrologia*, 2004, **41**(6): 376~386
- 9 J. P. Wittke, R. H. Dicke. Redetermination of the hyperfine

- splitting in the ground state of atomic hydrogen[J]. *Phys. Rev.*, 1956, **103**(3): 620~631
- 10 P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook *et al.*. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **61**(2): 169~172
- 11 D. R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf *et al.*. Method for velocimetry of cold atoms[J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **50**(3): R1992~R1994
- 12 H. D. Cheng, W. Z. Zhang, H. Y. Ma *et al.*. Laser cooling of rubidium atoms from background vapor in diffuse light[J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**(2): 023407
- 13 Fu Junxian, Li Yimin, Chen Xuzong *et al.*. A new method for measuring density and temperature of cold atoms in magneto-optical trap[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(4): 414~416
付军贤, 李义民, 陈徐宗 等. 一种测量磁光阱中冷原子密度和温度的新方法[J]. *光学学报*, 2001, **21**(4): 414~416
- 14 F. X. Esnault, N. Rossetto, D. Holleville *et al.*. HORACE: a compact cold atom clock for Galileo [J]. *Advances in Space Research*, 2011, **47**(5): 854~858
- 15 X. C. Wang, H. D. Cheng, B. C. Zheng *et al.*. Integrating sphere cold atom clock with cylindrical microwave cavity[C]. *Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS)*, *IEEE*, 2011, San Fransisco, CA, USA
- 16 Xucheng Wang, Huadong Cheng, Ling Xiao *et al.*. Measurement of spatial distribution of cold atoms in an integrating sphere[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2012, **29**(2): 023701
- 17 T. M. Brzozowshi, M. Maczynska, M. Zawada *et al.*. Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances[J]. *J. Opt. B: Quantum S. O.*, 2002, **4**(1): 62~66

栏目编辑: 谢 婧