

文章编号 1004-924X(2006)01-0063-07

刀口技术在激光冷却中的应用

王占山, 马珊珊, 马艳, 赵敏, 刘恒彪

(同济大学精密光学工程技术研究所物理系, 上海 200092)

摘要:研究了原子束的传输特性、激光冷却的效果及应用刀口技术实现 μK 量级冷却温度的测量, 得出如下结论: 原子从原子炉的出射口发射出以后, 不论是否经过激光冷却, 原子运动的距离越长, 分布的均匀性越差。激光冷却可使原子炉出射原子的横向速度降低几个数量级, 使原子束经传输后的横向分布均匀度大大提高。刀口技术可用于测量激光冷却后的温度, 测量精度主要由测量荧光的 CCD 的像元尺寸决定。这些结论对深入开展激光冷却实验具有重要的意义。

关键词:激光冷却; 速度分布; 原子束分布; 刀口技术

中图分类号: TN249 **文献标识码:** A

Knife-edge technique for laser cooling

WANG Zhan-shan, MA Shan-shan, MA Yan, ZHAO Min, LIU Heng-biao

(*Department of Physics, Institute of Precision Optical Engineering,
Tongji University, Shanghai 200092, China*)

Abstract: Some researches on transfer characteristics of atomic beam, laser cooling effect, and knife-edge technique's application to measuring the temperature of atoms through laser cooling were investigated. The results show as follows: after atoms emitted from atomic oven, the longer the motive distance of atoms is, the less the distribution of the atomic beam is, no matter the laser cooling is made or not. Laser cooling can make the transverse velocity of the atomic beam reduce several orders and increase the uniformity of the atomic beam also. The knife-edge technique can measure the temperature of the atomic beam through laser cooling, and measured accuracy is decided by the pixel size of CCD for fluorescent imaging of the atomic beam. The results are of great significance to laser cooling experiments in the future.

Key words: laser cooling; velocity distribution; atom beam distribution; knife-edge technique

1 引言

激光冷却及陷俘原子的研究, 是现代光学热门的课题之一, 可在时钟标准、超高分辨率激光光

谱学、纳米微结构制作等许多领域内得到应用。近十几年来该项研究获得多项成果, 1997 与 2001 年的诺贝尔物理学奖都授予了这一领域的科学家。

1975 年, 汉斯和肖洛提出了激光冷却原子的

思想^[1];80年代前期的激光扫频法^[2]和塞曼移频补偿法^[3]将原子冷却至 100 mK 量级;80年代中期,朱棣文等使用“光学粘胶”将原子冷却至 240 μK ^[4],而在“光学粘胶”中采用偏振梯度冷却机制,可使原子温度降至“多普勒冷却极限”之下^[5];80年代后期的速度选择能级布居相干捕陷方法,使冷却温度达到 2 μK ^[6];90年代初,拉曼冷却技术^[7]和在原子阱中使用“蒸发”冷却的技术^[8],都已将冷却温度降至 100 nK。国内的中科院上海光机所和北京大学等均开展了激光冷却方面的研究工作。1989年,上海光机所用激光冷却钠原子获得 60 μK 的超低温^[9];1996年,上海光机所和北京大学分别实现了磁光阱^[10-13]。激光冷却技术不断提高的同时,测量冷却温度的方法也随之进步。常用有释放-重捕法^[4]和飞行时间法^[4]等,一般应用于“光学粘胶”的大型实验当中。90年代后期,斯科腾等人提出了一种刀口测试方法^[14]来测量激光冷却的温度,其用到的设备相对简单,比较容易在非大型实验室中实现。

近年来,在激光对中性原子的冷却和操纵研究基础上,激光会聚原子沉积纳米结构的原子光刻技术得到了发展^[15-16]。与常规光刻方法使用的掩模不同,原子光刻应用的是强度随空间变化的近原子共振光场所构成的光掩模。当原子束垂直入射光掩模时,在共振光的辐射压力作用下会形成空间强度分布,继而在基片表面沉积出具有纳米结构的图案。如果光掩模是一维的驻波场,就在基片上形成一维光栅结构,其间距为原子共振波长的一半。由于光场对原子的作用力较小,要想得到好的纳米结构,需要保证进入光掩模场的原子横向速度很小,最好是平行进入光掩模场,这就需要原子进行激光冷却。对于我们正在开展用激光准直和激光会聚的方法制作纳米微结构的研究而言,评价激光准直后原子束横向发散度是保证后续实验能否进行的关键技术之一。为此,本文在现有实验参数下,完成了刀口法测量原子束发散角的原理分析和性能模拟。

2 激光冷却后铬原子的基本状态

在激光冷却中,多普勒冷却是最简单,也是最容易实现的。用激光束照射运动中的原子,原子就与激光束中的光子不断地进行相互作用。若调

整激光频率略低于原子的共振频率,加上多普勒频移,正好等于原子的共振频率,这时原子就会吸收光子。然后,激发态的原子再以自发辐射的形式跃迁回基态。在运动过程中,原子会不断地吸收光子和放出光子。从统计的角度看,吸收光子时,原子得到的动量是逆着原子运动方向的,而原子放出光子时是各个方向都有的,总的动量变化为零。因此,原子就得到了一个净的逆着原子运动方向的动量,从而导致原子的速度逐渐减慢,这个过程就是多普勒冷却。

经激光冷却后,原子束的横向温度 T_c 与原子束分布的半最大值宽度的发散角 α_0 之间满足关系式^[14-15]:

$$T_c = T_0 \frac{\alpha_0^2}{4(\sqrt{2}-1)}, \quad (1)$$

其中 T_0 为发射铬原子的原子炉的温度,设为 1 600 K。一般实验室中可获得的 T_c 为 35 μK 。将上述两个数值代入公式(1),通过计算可得出:

$$\alpha_0 = 0.19 \text{ mrad}$$

激光冷却后,铬原子束中原子的横向数目可看作是均匀分布的。原子的横向速度 v_x 服从高斯分布:

$$P_c(v_x) = \sqrt{\frac{M_a}{2\pi k_B T_c}} \exp\left(-\frac{M_a v_x^2}{2k_B T_c}\right), \quad (2)$$

原子的纵向速度 v_z 服从麦克斯韦-玻尔兹曼统计分布:

$$P_0(v_z) = \frac{1}{2} \left(\frac{M_a}{k_B T_0}\right)^2 v_z^3 \exp\left(-\frac{M_a v_z^2}{2k_B T_0}\right), \quad (3)$$

式中, M_a 为铬原子的质量, T_c 取 35 μK , 代入公式(2)可得:

$$P_c(v_x) = 6.2755 e^{-87.31 v_x^2}, \quad (4)$$

“ $P_c \sim v_x$ ”的关系如图 1 所示。

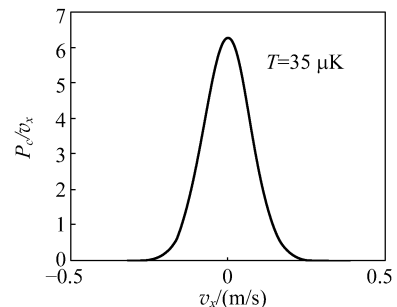


图 1 铬原子的横向速度的高斯分布图

Fig. 1 Transverse velocity Gaussian distribution of chromium atoms

3 铬原子经过传输到达 CCD 探测处的状态

设原子炉温度 T_0 为 1 600 K,则经激光冷却后铬原子的横向温度 T_c 为 35 μ K,而纵向温度保持 T_0 不变。铬原子的传输过程如图 2 所示,在 CCD 的探测处,用一束激光与原子束相互作用,产生光致荧光(LIF),由 CCD 拍摄荧光照片,荧光强度与发出荧光的原子数目成正比,即荧光强度分布正比于原子束分布。

在激光冷却场的边缘横轴上,位于 x 的一点的原子纵向速度为 v_z 的几率由公式(3)表示,其横向速度为 v_x 的几率由公式(2)表示。

按图 2 所示, $\frac{x'-x}{L} = \frac{v_x}{v_z}$, 则 $v_x = \frac{x'-x}{L}v_z$ 。

从 x 处出射的纵向速度为 v_z 的原子正好落在 x' 处的几率为:

$$P_1 = P_0(v_z)P_c(v_x), \quad (5)$$

计算可得:

$$P_1 = av_z^3 \exp(-bv_z^2). \quad (6)$$

其中 $a = 3.84642e-11$,

$$b = \frac{M_a}{2k_B} \left(\frac{1}{T_0} + \frac{(x'-x)^2}{T_c L^2} \right), \text{ 可见 } b > 0.$$

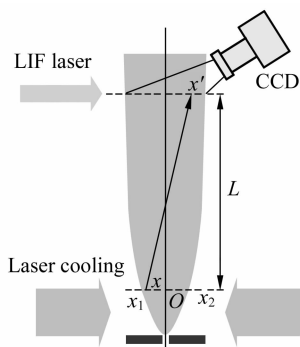


图 2 铬原子传输示意图

Fig. 2 Schematic of chromium atoms transportation

对 v_z 求积分,可得出从 x 处出射的所有原子落在 x' 处的几率为:

$$P_2 = \int_{-\infty}^{\infty} P_1 dv_z, \quad (7)$$

计算可得:

$$P_2 = \frac{a}{2b^2} = \frac{2.05933 \times 10^{-6}}{\left[\frac{1}{1600} + \frac{(x'-x)^2}{35 \times 10^{-6} L^2} \right]^2}, \quad (8)$$

在冷却后的原子束的宽度内即在 $[x_1, x_2]$ 对 x 求积分,可得出激光冷却场的边缘横轴上所有位置上的原子落在 x' 处的几率为:

$$P_3 = \int_{x_1}^{x_2} P_2 dx, \quad (9)$$

计算可得:

$$P(x') = P_3 = \frac{n}{2l} \left[\frac{x_2 - x'}{m(x_2 - x')^2 + l} - \frac{x_1 - x'}{m(x_1 - x')^2 + l} \right] + \frac{n}{2l} \left\{ \frac{1}{\sqrt{ml}} \left[\arctan \sqrt{\frac{m}{l}}(x_2 - x') - \arctan \sqrt{\frac{m}{l}}(x_1 - x') \right] \right\} \quad (10)$$

其中 $m = \left(\frac{1000}{5.91608L} \right)^2, n = 2.05933 \times 10^{-6}, l = 6.25 \times 10^{-4}$ 。

这就是原子束在传输了距离 L 后到达 CCD 探测处的分布函数。对应于不同的 L 值, m 不同,分布函数就不同。取 $x_2 = -x_1 = 5 \times 10^{-4}$ (m),当 $L = 0.57, 0.7, 1.5, 3.5, 7.0, 70$ (m)时,分别作出对应的分布函数,如图 3 所示。

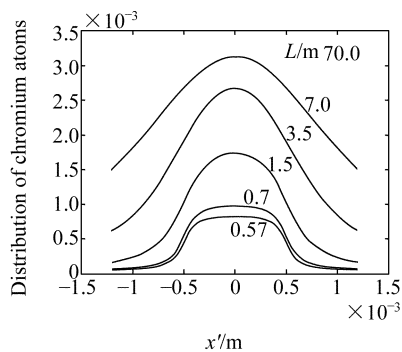


图 3 不同的 L 下原子束横向分布图

Fig. 3 Transverse distribution of chromium atoms under different distances L

由图 3 可知,探测处离激光冷却平台越远,原子束分布的均匀性越差。实际实验当中,综合考虑仪器的尺寸等多方面因素,可将 L 选在 0.7 m 左右。

实验中实际采用的原子炉出射口为圆形,当 CCD 探测处与出射口距离为 0.7 m 时,用 $\sqrt{x'^2 + y'^2}$ 代替式(10)中的 x' ,可画出原子束分布的立体图,如图 4 所示。

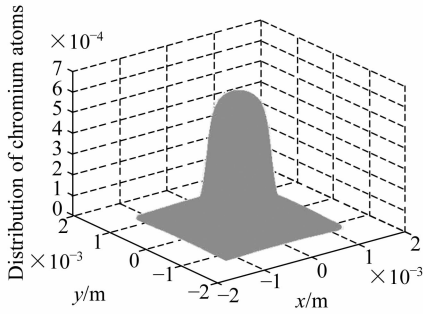
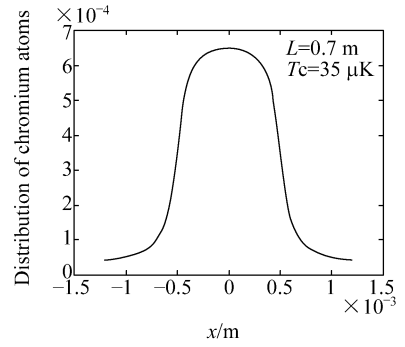


图 4 原子束分布的立体图

Fig. 4 Three-dimensional distribution of chromium atoms

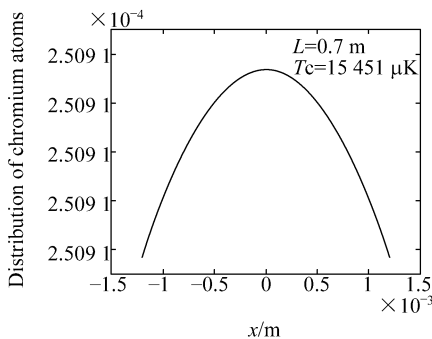
图 5(b) 激光冷却后 CCD 探测面上的原子束分布图
Fig. 5(b) Transverse distribution of chromium atoms with laser cooling

4 激光冷却前后原子束分布的对比

从原子炉中出射的原子束,事先在横向上进行了机械准直,原始发散角约为 4 mrad。根据公式(1)可计算得出此时的横向温度 T_c 为 15 451 μK 。

而激光冷却后,原子束的横向温度仅为 35 μK 。忽略激光冷却场与原子炉出射口之间的距离,当 L 为 0.7 m 时,把这两个温度分别带入前面第二小节的一系列公式中进行计算,得出在 CCD 探测面上,激光冷却前后的原子束分布的对比图,如图 5 所示。

将图 5 中的两张图进行比较,可以看出,由于激光冷却大大降低了原子束的横向温度,即减慢了原子的横向运动速度,明显限制了原子的横向扩散,使其在一定区域内的分布更加均匀,便于对其进行进一步的操作与研究。

图 5(a) 激光冷却前 CCD 探测面上的原子束分布图
Fig. 5(a) Transverse distribution of chromium atoms without laser cooling

5 应用刀口技术测量原子束的横向温度

要想对激光冷却的效果作定量的检测,就要知道原子束被冷却到的温度,而 μK 量级的温度无法直接测得,必须借助辅助工具来间接测量。刀口技术是激光冷却的测温方法之一^[9]。

5.1 计算通过激光冷却场后原子束的横向温度 T_c 的步骤

刀口技术主要基于这一原理:原子束传播时,遇到刀口的阻挡,在刀口的阴影中,原子束的角分布满足^[12]:

$$P(\alpha) \propto L \frac{df(x)}{dx}, \quad (11)$$

其中: L 为刀口与探测平台的距离, x 指在探测面上某一点的横向位置, α 指这一点相对于刀口平面上横轴原点的发散角, $f(x)$ 为原子束的横向分布归一化函数。

用 CCD 拍摄到铬原子的荧光照片后,运用上述原理,可根据得到的照片计算出原子束的横向温度,步骤归纳如下:

(1) 由于 CCD 图像中,荧光强度分布正比于原子束横向分布的归一化函数 $f(x)$,所以作出“荧光强度 $\sim x$ ”的曲线图,就相当于“ $f(x) \sim x$ ”曲线图,见图 6。

(2) 对上一曲线求导数,得到导数图,将其归一化。导数图的反向峰的最小值处就是刀口的位置,即反向峰的右半峰就处在刀口的阴影中。见图 6。

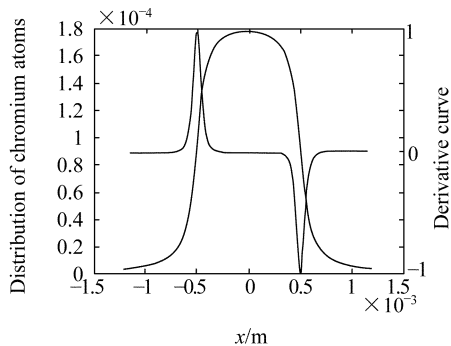


图 6 由原子束的分布图做出的导数图

Fig. 6 Transverse distribution of chromium atoms and their derivative curve

(3) 取出倒数反向峰的右半峰形, 作对称, 得到一个完整的峰形, 根据公式(11), 则纵坐标就是归一化后的原子束角分布 $P(\alpha)$,

$$\text{根据 } \alpha = \frac{x}{L} \quad (12)$$

可以把横坐标由 x 转化为 α , 并且在最大峰值处令 $\alpha = 0$ 作偏置, 如此就得到了“ $P(\alpha) \sim \alpha$ ”图。见图 7。

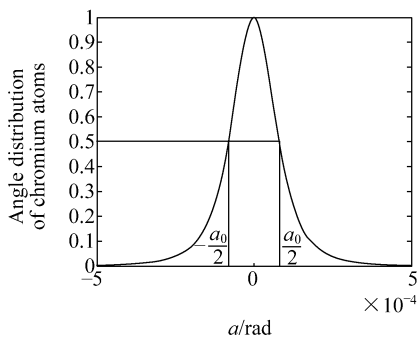


图 7 原子束的角分布图

Fig. 7 Angle distribution of chromium atoms

(4) 用前面得到的“ $P(\alpha) \sim \alpha$ ”图, 求出半最大值的发散角 α_0 。

(5) 根据公式(1), 求出原子束的横向温度 T_c , 其中 T_0 是原子炉的温度。观察 T_c 的大小, 以检测激光冷却的效果, 从而找出差距, 弥补实验中的不足。

5.2 放置刀口后的原子束分布

设原子炉温度 T_0 为 1 600 K, 经激光冷却后铬原子的横向温度 T_c 为 35 μ K, 而纵向温度保持 T_0 不变。刀口的摆放及其它实验装置的位置如图 8 所示。图中, 刀口平面与激光冷却场的边缘

之间的距离 $L_1 = 150$ mm, 刀口平面与 CCD 探测面之间的距离 $L_2 = 560$ mm, 刀口边缘与刀口平面的横轴原点 o' 之间的距离 $x_3 = 0.3$ mm。

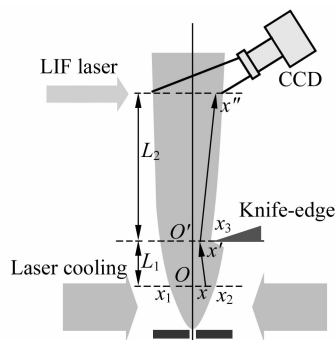


图 8 刀口技术应用的装置图

Fig. 8 Schematic of knife-edge technique

基于第三小节中的运算, 原子束从激光冷却场边缘的横轴上开始传输, 经过 L_1 后到达刀口所在的平面, 此时刀口平面上的原子束分布由公式(10)表示, 其中 $m = \left(\frac{1\ 000}{5.916\ 08L_1}\right)^2$, $n = 2.059\ 33 \times 10^{-6}$, $l = 6.25 \times 10^{-4}$, $L_1 = 150$ mm, $x_2 = -x_1 = 0.5$ mm。

而根据公式(8)可知, 位于 x' 处的点能到达 x'' 处的几率为

$$P_4 = \frac{2.059\ 33 \times 10^{-6}}{\left[\frac{1}{1\ 600} + \frac{(x'' - x')^2}{35 \times 10^{-6} L_2^2}\right]^2}, \quad (13)$$

其中 $L_2 = 560$ mm。

在区间 $(-\infty, x_3]$ 内对 x' 求积分, 可得出原子炉出射口所有位置上的原子落在 x'' 处的几率为:

$$P_5 = \int_{-\infty}^{x_3} P_3 P_4 dx', \quad (14)$$

P_5 是一个只包含 x'' 的函数, 它就是 CCD 探测面上的原子束分布函数。描出“ $P_5 \sim x''$ ”曲线图, 如图 9 所示。由图可见, 由于刀口的阻挡, 原子束分布变得不再对称, 放置刀口一侧的曲线变化较为陡峭。

画出图 9 的导数图, 如图 10 所示, 可见其反向峰的最小值处就是放置刀口的位置, 距离原子炉出射口中心线 0.3 mm。

按照在 5.1 中介绍的方法, 取出图 10 当中反向峰的右半峰, 作对称, 得到一个完整的峰形, 把最大峰值设为 1, 进行归一化。根据公式(12), 其

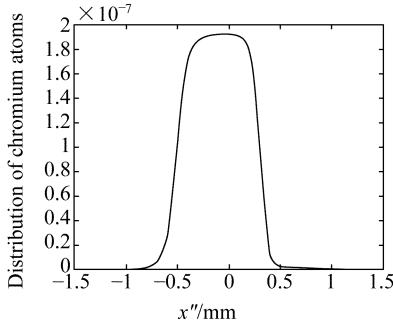


图 9 应用刀口技术后的原子束分布

Fig. 9 Transverse distribution of chromium atoms with knife-edge technique

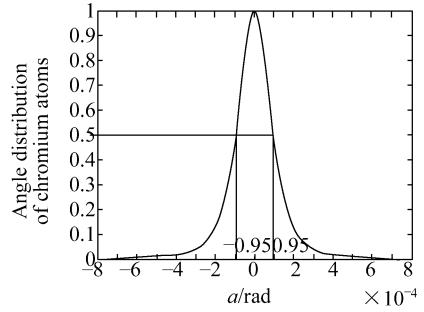


图 11 归一化后原子束的角分布

Fig. 11 Angle distribution of chromium atom after unification

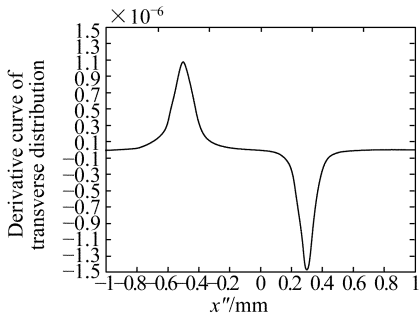


图 10 应用刀口技术后原子束分布的导数图

Fig. 10 Derivative curve of transverse distribution of chromium atoms with knife-edge technique

中的 $L=L_2=560$ mm, 把横坐标由 x 转化为 α , 并且在最大峰值处令 $\alpha=0$ 作偏置, 如此得到了“ $P(\alpha) \sim \alpha$ ”图。见图 11。

在图 11 中, 半最大峰值所对应的发散角为:

$$\alpha_0 = 0.95 - (-0.95) = 1.90 (\times 10^{-4} \text{ rad}),$$

这与第 2 节中用公式(1)算出的 α_0 值完全一致, 说明应用刀口技术后测量原子束的横向温度是一种正确可行的方法。

6 总结与讨论

本文针对我们进行激光冷却实验的装置, 开展了刀口方法进行冷却效果评价的理论分析和模拟计算, 结果表明刀口法完全适合测量激光冷却后原子束的发散度, 这一研究为正在进行的激光冷却实验定量测试冷却效果奠定了基础。根据模拟计算, 本文所得出的观点主要有:

(1) 原子从原子炉的出射口发射出以后, 不论是否经过激光冷却, 原子运动的距离越长, 分布的均匀性越差, 所以要想在激光冷却原子之后再对

原子进行进一步操作, 必须根据仪器本身的情况, 选择适当的探测或操作平台与原子炉出射口之间的距离, 才能得到好的冷却原子的均匀性。

(2) 激光冷却可使原子炉出射原子的横向速度降低几个数量级, 使原子束经传输后的横向分布均匀度大大提高。通过观察原子束分布情况, 可以定性地估计激光冷却的效果。经激光冷却后的原子, 由于横向速度很低, 具有了可操控性, 可以用于进一步的研究和应用, 而这些研究是否能取得一定的成果, 很大程度上取决于激光冷却的结果。因此, 如何在实验中不断改进激光冷却的方法, 使冷却的效果更理想, 使实验的结果更接近于理论计算的结论, 是一个始终存在的课题。

(3) 对激光冷却的效果作定量的检测, 也就是要知道原子束通过光学粘胶后被冷却到的温度, 在实验中无疑是非常重要的。我们一方面可以对比实验得到的冷却温度和理论上应达到的冷却温度, 从而找出实验的差距, 发现问题, 改进方法; 另一方面, 只有知道了原子冷却后的温度, 才能对之后进一步操控原子的过程进行精确的计算。刀口技术即是用来测量这一温度的辅助工具, 由放置刀口后原子束分布的变化, 可最终推算得出原子的横向温度, 而刀口摆放的位置会不会对测量的结果有影响等问题, 还需在实验中进一步解决。

(4) 刀口技术中的误差大小主要取决于拍摄荧光照片所使用的 CCD 的分辨率, 由图 10、图 11 可以看出, 原子束分布变化最快的一段曲线横向范围约为 0.2 mm, 即 200 μm 。假设采用的 CCD 分辨率为每像素 5 μm , 即横向位置的误差约为 5 μm , 角度误差约为 9 μrad , 所测温度的误差约为 3.4 μK , 相对误差约为 9.7%。

(5)在本文的计算当中,忽略了激光冷却场与原子炉出射口之间的距离,没有考虑原子在这期间的运动对结果产生的影响,认为激光冷却后铬原子的横向数目是均匀分布的,从而直接讨论了原子从激光冷却场的边缘出射后的运动,这是基

于冷却场与原子炉出射口之间的距离相对于冷却后原子的运动距离来说可忽略不计所得出的简单模型,而原子在激光冷却场中的状态和原子被冷却的具体过程也不在本文的讨论范围内。

参考文献:

- [1] HANSCH T W, SCHAWLOW A L. Cooling of gases by laser radiation [J]. *Opt Commu*, 1975,13:68-59.
- [2] MINOGIN V G. Deceleration and monochromatization of atomic beams by laser radiation pressure [J]. *Opt Commu*, 1980,34(2):265-268.
- [3] PHILLIPS W, MITCALF H. Laser deceleration of an atomic beam [J]. *Phys Rev Lett*, 1982,48(9):596-599.
- [4] CHU S, HOLLBERG L, BJORKHOLM J E, *et al.* Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure [J]. *Phys Rev Lett*, 1985, 55(1):48-51.
- [5] LETT P D, WATTS R N, WESTBROOK C I, *et al.* Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit [J]. *Phys Rev Lett*, 1988, 61(2):169-172.
- [6] ASPECT A, ARIMONDO E, KAISER R, *et al.* Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping [J]. *Phys Rev Lett*, 1988, 61(7):826-829.
- [7] KASEVICH M, CHU S. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms [J]. *Phys Rev Lett*, 1992, 69(12): 1741-1744.
- [8] ANDERSON M H, ENSHER J R, MATTEWS M R, *et al.* Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. *Science*, 1995, 269(5221):198-201.
- [9] XU L F, YIN J P, WANG Y Z. A proposal for ac magnetic guide and trap of cold atoms. *Opt. Commun.* 2001, 188(1):93-98.
- [10] 王义道,李义民,甘建华,等.激光冷却与捕陷原子的研究在北京大学的进展[J]. *量子光学学报*,1996,2:165. WANG Y Q, LI Y M, GAN J H, *et al.* *Acta Sinica Quantum Optica*, 1996,2: 165. (in Chinese)
- [11] 王育竹,刘勋铭,林岳明,等.一种新型的钠原子磁光陷阱(MOT) [J]. *中国激光*,1996, 23(5): 448. WANG Y Z, LIU X M, LIN Y M, *et al.* *Chinese Journal of Lasers*,1996, 23(5): 448. (in Chinese)
- [12] 罗有华,黄整,王育竹.冷原子在静电势阱中的量子力学效应[J]. *物理学报*,2002,51:1706-1710. LUO Y H, HUANG Z, WANG Y Z. Quantum effects of cold atoms in electrostatic trap. *Acta. Phys. Sin.* 2002, 51:1706-1710. (in Chinese)
- [13] YANG D H, WANG Y Q. Preliminary results of an optically pumped cesium beam frequency standard at Peking university [J]. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 1991,40(6):1000-1002.
- [14] SCHOLTEN R E, GUPTA R, MCCLELLAND J J, *et al.* Laser collimation of a chromium beam [J]. *Phys Rev A*, 1997, 55(2):1331-8.
- [15] MCCLELLAND J J. Atom optical properties of a standing-wave light field[J]. *J Opt Soc Am B*, 1995, 12(10): 1761-1768.
- [16] MCCLELLAND J J, SCHOLTEN R E, PALM R J, *et al.* Laser-focused atomic deposition[J]. *Science*, 1993, 262(5135):877-880.
- [17] DRODOFSKY U, STUHLER J, SCHULZE T H, *et al.* Hexagonal nanostructures generated by light masks for neutral atoms[J]. *Appl. Phys.* 1997, B65(6):755-759.

作者简介:王占山(1965—),男,教授,博士生导师,一直从事光学薄膜和光学仪器相关研究,2002年后开始从事使用激光沉积方法制作纳米微结构研究。E-mail:wangzs@mail.tongji.edu.cn;
马珊珊(1981—),女,山东淄博人,现为同济大学物理系精密光学工程技术研究所硕士研究生,主要从事激光冷却方面的研究。