

激光准直 Cr 原子束的实验研究*

马 艳 张宝武 郑春兰 马珊珊 李佛生 王占山 李同保†

(同济大学物理系, 上海 200092)

(2005 年 12 月 15 日收到, 2006 年 3 月 28 日收到修改稿)

利用多普勒原理对 Cr 原子束进行横向准直. 应用激光感生荧光技术稳定激光器的频率, 把激光器的中心频率稳定在偏离 Cr 原子共振中心频率 -5 ± 0.26 MHz 的位置. 根据理论计算出准直激光束的最小尺寸为 13.7 mm. 根据实验数据选择合适的参数, 实现利用多普勒原理横向准直 Cr 原子束, 使原子束的横向分布缩小到原来的 1/3.

关键词: 激光准直, 激光感生荧光稳频, 多普勒冷却

PACC: 3280P, 3380P, 4250V

1. 引 言

从事原子参数精密测量和研究原子细微结构及其微弱相互作用的科技工作者, 包括从事高分辨率激光光谱^[1]、原子钟^[2]、原子碰撞^[3]及原子光刻^[4,5]的研究人员, 都渴望得到一种能够使原子处于静止和无相互作用的理想状态, 在这种状态下, 原子与辐射相互作用中的多普勒频移与增宽、碰撞频移与增宽以及渡越时间增宽等都将消失或减至最小, 而大多数原子参量的信息都需要通过它们与辐射共振相互作用现象(例如光谱)取得. 虽然冷却是降低原子热运动速度的有效方法, 但是如果采用一般冷却方法, 会使原子在低温下凝结于器壁而不再处于孤立状态. 若采用激光束作用于原子使其减速、冷却乃至被俘获于一个微小的势阱区, 则是实现上述理想状况的一个巧妙方法^[6-8].

本文介绍了利用多普勒原理进行横向(x 方向)准直 Cr 原子束的实验研究, 并对实验结果进行分析. 较详细地介绍了激光准直 Cr 原子束的实验装置. 利用激光感生荧光技术稳定激光器的频率, 理论分析得出进行多普勒冷却所需要的准直光斑的最小宽度. 利用多普勒冷却机制准直 Cr 原子束的实验以及所得到的结果.

2. 实验装置

图 1 为利用多普勒原理进行横向激光准直 Cr 原子的实验示意图, 图中的长条形方框内表示真空系统, 由 Cr 原子源室、稳频室、激光准直室和荧光探测室组成.

Cr 原子源是通过辐射加热输出孔径为 1 mm 的坩埚(德国 CreaTec Fischer 公司提供的 HTC-40-10 型商用高温 Cr 原子蒸发炉)产生的, 实验中采用的工作温度为 1650 °C. 实验所用样品⁵²Cr 在天然 Cr 中的丰度为 84%, 因而绝大部分原子可被利用. ⁵²Cr 的核自旋数为零, 不存在超精细基态能级结构, 如图 2 所示. 在利用多普勒机制进行冷却时可以认为是二能级系统(虽然⁵²Cr 有一个中间能级 5D, 但到达该态的跃迁概率极低, 不会造成该态的粒子积累).

激光冷却所用的 Cr 原子的跃迁线为 $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$, 对应的共振波长为 425.55 nm(真空). 为提供这个波段的光源我们选用下列组合的激光器: 由相干公司生产的波长为 532 nm 的 Verdi-10 型内腔倍频激光器, 提供稳定的单频输出, 最大连续输出功率为 10 W, 实验时我们设定 8 W 左右. 用它作为连续可调谐钛宝石激光器(由相干公司生产, 型号为 MBR-110)的抽运源, 产生稳定的 1.25 W 波长为 851 nm 的红外输出. 然后把输出的抽运光耦合到 MBD200 型外

*上海市纳米技术专项基金(批准号: 0259nm034, 0452nm029)资助的课题.

† 通讯联系人.

腔倍频激光器中产生 425.55 nm 的激光输出,功率 为 240 mW.

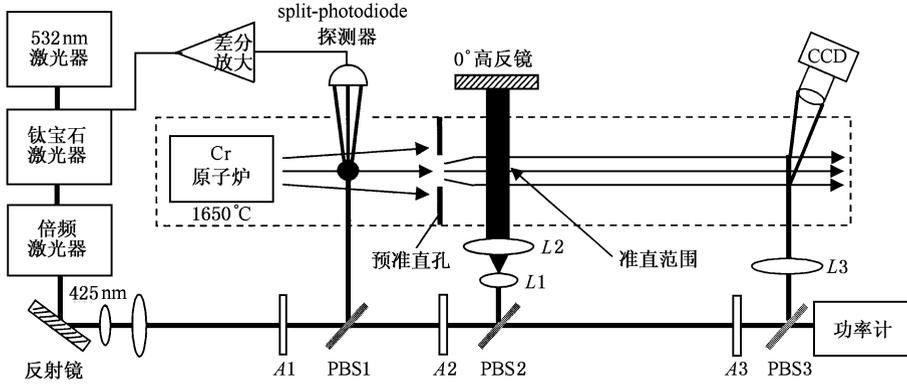


图 1 一维多普勒冷却实验装置示意图

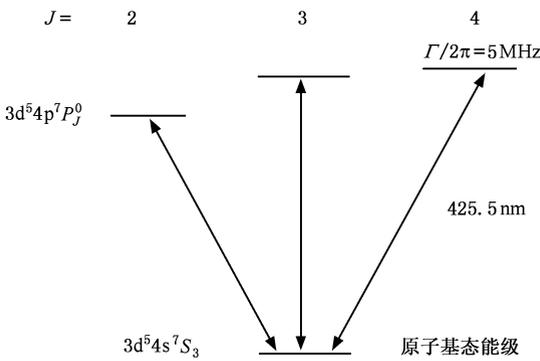


图 2 ⁵²Cr 的部分能级图

激光准直 Cr 原子束的实验要求激光器频率的长期(1.5 h 以内)稳定性小于 Cr 原子的相应跃迁的自然线宽(由图 2 可知激光准直所选用的 $7S_3 \rightarrow 7P_4^0$ 跃迁的自然线宽为 $\Gamma/2\pi = 5$ MHz),但由于所使用的这种激光器频率的长期稳定性较差,所以我们选用激光感生荧光稳频技术^[9]把激光器的频率锁定在 Cr 原子的跃迁线上.如图 1 所示,由外腔倍频激光器输出的 425.55 nm 激光经两个柱透镜整形为 5 mm × 3 mm 的准直光束,再经分束器 PBS1, PBS2, PBS3 分成 4 部分:光束 1 用来稳频,功率为 3 mW;光束 2 用来准直 Cr 原子,功率为 60 mW;光束 3 用来探测荧光,功率为 1 mW,第 4 束光入射到激光功率计中,用来监视外腔倍频激光器的功率.分束器 PBS1, PBS2, PBS3 前的 A1, A2 和 A3 表示 $\lambda/2$ 波片,用于改变分束器两路光的分光比. Cr 原子束从直径为 1 mm 的坩埚口(即原子炉口)喷出后,首先进入稳频室与光束 1 作用产生稳频荧光,作用区距离炉口 170 mm. 然后进入激光准直室,首先用一个 3 mm × 1

mm 的矩形孔对原子进行预准直,由于预准直孔距离炉口 445 mm,所以可以初步计算出经准直后原子的发散角为 4.5 mrad. 经预准直后的原子束进入激光准直范围与准直激光(光束 2)相互作用.最后,原子束进入到荧光探测室中,与光束 3 相互作用,用来监视激光准直效果.

3. 激光稳频(激光感生荧光稳频)

由外腔倍频激光器输出的波长为 425.55 nm 的光束 1 沿垂直原子束的方向入射到稳频室后,与 Cr 原子碰撞产生用于稳频的共振荧光信号.图 3 为用于稳频的荧光斑点照片,图中的圆点即为荧光斑点.由于 425.55 nm 的激光是由型号为 MBR 的连续可调谐钛宝石激光器经外腔倍频激光器倍频后产生的,所以扫描外腔倍频激光器输出激光的频率时,外腔倍频激光器输出光的频率也会跟着变化,导致荧光

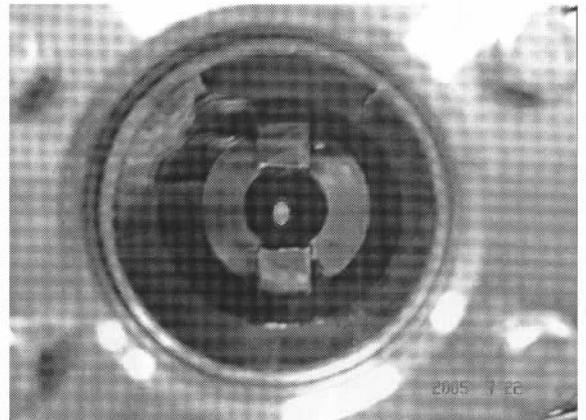


图 3 用于稳频的荧光斑点照片

斑点的位置会沿着图 3 中的竖直方向上下移动,把由一对性能匹配的 Si 光电二极管组成 split-photodiode 探测器对准荧光斑点放置,探测器的两个二极管的输出信号经差分放大器处理,并用示波器观察差分信号,在激光器扫描时可以得出图 4 所示的信号.这个差分信号经积分后反馈输入到外腔倍频激光器的 servolock 端口用于改善外腔倍频激光器输出激光的长期频漂.此时的差分信号如图 5 所示.将图 4、图 5 的峰峰值相除后,得出激光器的频率稳定性优于 0.26 MHz,可以满足我们的实验要求.

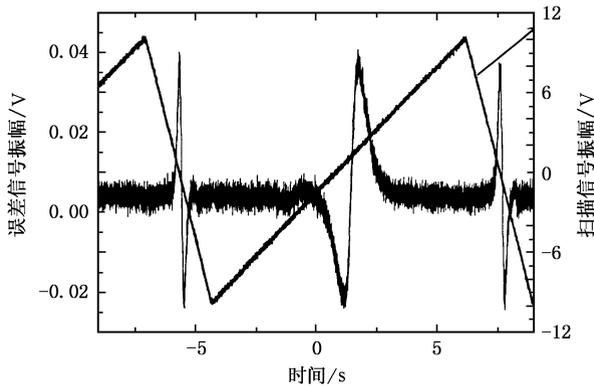


图 4 扫描激光器差分信号

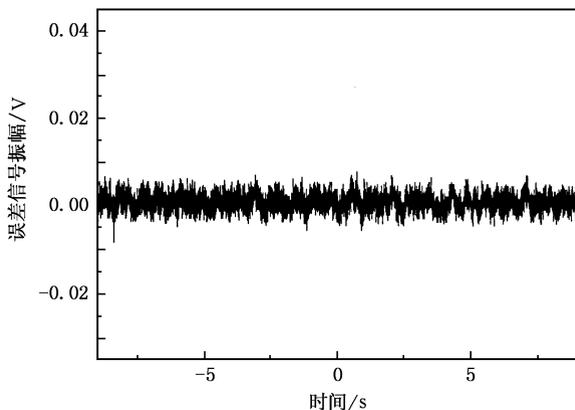


图 5 激光器锁定后误差信号

4. 激光准直 Cr 原子

进行激光准直的先决条件是激光器的频率低于 Cr 原子的共振中心频率 5 MHz.所以,此时要通过调节 split-photodiode 探测器的位置,使激光器的频率稳定在偏离共振频率 -5 MHz 的位置上.

4.1. 计算准直光束 z 方向的宽度

原子的纵向速度 v_z 分布服从麦克斯韦-玻尔兹曼统计分布 $\rho_0(v_z)$,

$$\rho_0(v_z) = \frac{1}{2} \left(\frac{M_a}{k_B T_0} \right)^2 v_z^3 \exp\left(-\frac{M_a v_z^2}{2k_B T_0}\right), \quad (1)$$

式中, M_a 为原子质量, k_B 为玻尔兹曼常数, T_0 为原子炉的温度.

原子的纵向最可几速率 v_{zp} 满足 $d\rho_0(v_z)/dv_z = 0$,即

$$v_{zp} = \sqrt{\frac{3k_B T_0}{M_a}}, \quad (2)$$

式中取 $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K, $T_0 = 1923$ K, $M_a = 84.345 \times 10^{-27}$ kg 时,可以得出 $v_{zp} = 971.5$ m/s.

由于 $\alpha = x/z = v_x/v_z$,代入激光冷却前(即预准直之后)Cr 原子束 x 方向的发散角 $\alpha = 4.5$ mrad,得出激光准直前 Cr 原子 x 方向的最大速度为 $v_{x, \text{before}} = 4.37$ m/s.

由于本文采用的是多普勒冷却机制,下面计算把 Cr 原子 x 方向的横向速度冷却到多普勒极限所需的冷却光束的最小宽度,也就是经过 n 次的受激吸收和自发辐射过程,原子在纵向所运动的距离.根据多普勒冷却机制, Cr 原子的多普勒冷却极限温度为 $T_c = 120$ μ K.

根据 $T_c = T_0 \alpha_1^2 (4(\sqrt{2} - 1))$,可得多普勒冷却极限时的发散角 $\alpha_1 = 0.32$ mrad.从而推算出 Cr 原子多普勒极限速度为 $v_{x, \text{lim}} = 0.31$ m/s.

由于这个过程满足动量守恒定理

$$M_a v_{x, \text{before}} - n\hbar k = M_a v_{x, \text{lim}},$$

因此可得 $n = 220$.

多普勒准直光束 z 方向的极限宽度 L 可表示为

$$L = 2nv_{zp}\tau. \quad (3)$$

在 Cr 原子的 ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4^0$ 中,光子的寿命 $\tau = 32$ ns,从而可以得出 $L = 13.7$ mm.这表明要把 Cr 原子冷却到多普勒极限所需的准直光束的宽度不能小于 13.7 mm.在目前的实验条件下,发现当光斑长度为 24 mm 时,准直效果最好.所以,在准直光束入射到准直室之前,先用两个柱面透镜扩束,光斑尺寸变为 $24 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$.

4.2. 激光准直 Cr 原子实验步骤及结果

在准直光束(光束 2)入射到准直室之前,两个

柱面透镜扩束后,光斑尺寸变为 $24 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ 的平行光,所用的柱面透镜 L_1, L_2 的焦距分别为 $20, 200 \text{ mm}$. 准直光束以垂直原子束的运动方向入射到准直室中,并经对面的 0° 高反镜原路反射回来,实验中要求反射光与入射光的夹角小于 1 mrad . 采用这种结构的原因如下:根据多普勒原理,只有具有运动方向与冷却光的传播方向相反的原子才能被冷却,所以为了同时冷却另一个运动方向的原子,必须让入射光束原路反射回来. 激光准直范围与预准直孔之间的距离为 15 mm .

光束 χ 荧光探测光束被透镜 L_3 准直后,同样以垂直原子束的方向入射到荧光探测室,用于监视 Cr 原子的准直效果. 荧光探测位置距离冷却光束为

660 mm . 探测光与 Cr 原子相互作用产生荧光,并用电荷耦合器件(CCD)观察荧光. 并且光束 3 的光斑直径为 2 mm , 功率为 1 mW . 要求光束 2、光束 3 距离台面的高度与原子束的中心高度相等,以保证光与原子的充分作用,同时还要求与原子束的中轴垂直,并确保彼此之间相互平行.

图 6 为激光准直前后用 CCD 观察到的荧光图像. 图 (a) 为挡掉准直光时的荧光图像(冷却前), 图 (b) 为加上准直光后的荧光图像. 从图 6 可以看出,激光准直后荧光光斑冷却方向的长度不到原来的 $1/3$, 并且亮度也有所提高. 以上所述表明,经过多普勒冷却后,得到了准直效果相当好的 Cr 原子束,并且提高了中心区域 Cr 原子的密度.

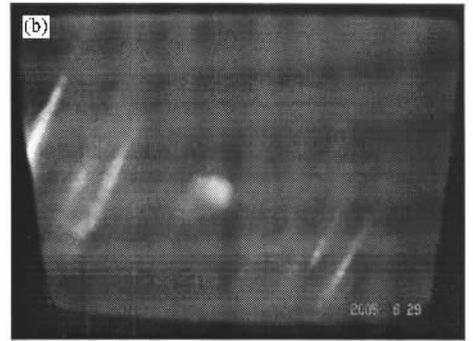
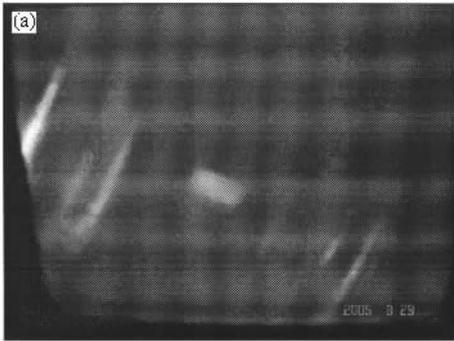


图 6 冷却前后的荧光图像 (a)冷却前荧光光斑 (b)冷却后荧光光斑

5. 结 论

研究表明,可以用多普勒冷却机制横向准直 Cr 原子束. 利用激光感生荧光稳频技术,使激光器的频率稳定性优于 0.26 MHz , 选择合适的试验参数,可

以实现激光准直后 Cr 原子束的横向分布缩小到原来的 $1/3$, 并且密度也得到了相应的提高. 但是,本文准直效果的分析只是定性的. 为了较为准确评价激光准直效果,今后的工作需进一步改进实验装置,在准直区域后加一刀口,利用刀口技术^[10]来更准确评价激光准直效果.

- [1] Adams C S, Sigel M, Mlynek J 1994 *Phys. Rep.* **240** 143
- [2] Vanier J, Audoin C 1989 *Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Bristol: Adam Higler).
- [3] Jacka M, Kelly J, Lohmann B *et al* 1996 *Australian J. Phys.* **49** 515
- [4] Timp G, Behringer R E, Tennant D M *et al* 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1636
- McClelland J J, Scholten R E, Palm E C *et al* 1993 *Science* **262** 877
- Scholten R E, McClelland J J, Palm E C *et al* 1994 *J. Vac. Sci. Technol. B* **12** 1847

- [5] Cai W Q, Li C W, Huo Y S *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 611 (in Chinese)[蔡惟泉、李传文、霍芸生等 1999 物理学报 **48** 611]
- [6] Tanner C E, Masterson B P, Weiman C E, 1988 *Opt. Lett.* **13** 357.
- [7] Sheehy B, Shang S Q, Metcalf H 1990 *Chem. Phys.* **145** 317
- [8] Hoogerland M D, Driessen J P J, Vredenburg E J D *et al* 1996 *Appl. Phys. B* **62** 323
- [9] McClelland J J, Kelly M H 1985 *Phys. Rev. A* **31** 3704
- [10] Scholten R E, Gupte R, McClelland J J *et al* 1997 *Phys. Rev. A* **55** 1331

Experimental study of laser collimation of Cr beam^{*}

Ma Yan Zhang Bao-Wu Zheng Chun-Lan Ma Shan-Shan Li Fo-Sheng

Wang Zhan-Shan Li Tong-Bao[†]

(Department of Physics , Tongji University , Shanghai 200092 , China)

(Received 15 December 2005 ; revised manuscript received 28 March 2006)

Abstract

Laser collimation of Cr atomic beam using a transverse Doppler cooling scheme is studied. The frequency of laser is stabilized at 5 ± 0.26 MHz below the ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4^0$ ${}^{52}\text{Cr}$ transition. The shortest size of the laser cooling beam is computed theoretically to be 13.7 mm. Accordingly a Cr beam was collimated using a transverse Doppler cooling scheme. We obtained that the transverse distribution of Cr beam is less than 1/3 of the uncooled beam.

Keywords : laser collimation , frequency stabilization of laser by laser induced fluorescence , Doppler cooling

PACC : 3280P , 3380P , 4250V

^{*} Project supported by the Nanoscience Foundation of Shanghai , China (Grant Nos. 0259nm034 0452nm029).

[†] Corresponding author.