

文章编号: 0258-7025(2001)09-0783-03

增强腔在大失谐原子光刻中的应用*

曾庆林 蔡惟泉 霍芸生 王育竹

(中国科学院上海光机所量子光学开放实验室 上海 201800)

摘要 对增强腔在大失谐光场原子光刻中的实现进行了详细的讨论,通过增强腔对激光光束的压缩和功率的增强可达到近共振原子光刻的要求。数值结果显示相对于近共振原子刻印结果,在增强腔下光束中心处沉积的原子条纹宽度将更细,为原子刻印提供了一种实现条纹精细度较高的新型方案。

关键词 大失谐光场,原子光刻,增强腔

中图分类号 O 431.2 文献标识码 A

Application of Enhanced Cavity in Far Detuning Atom-lithography

ZENG Qing-lin CAI Wei-quan HUO Yun-sheng WANG Yu-zhu

(Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract In this paper an application of the enhanced cavity in far detuning atom-lithography has been discussed. By reducing the Gaussian beam waist and increasing laser power in the cavity, the requirement for the near resonant atom-lithography can be met. The numerical result shows that the FMHW of the lines deposited on the substrate at the centre of the laser beam in far detuning atom-lithography is much less than that in near resonant atom-lithography under the same angle deviation. So the enhanced cavity provides an approach to the atom-lithography.

Key words far detuning, atom-lithography, enhanced cavity,

近年来,在光晶格和玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)的研究过程中,为抑制囚禁原子的近共振吸收和自发辐射,人们曾采用了大失谐的光阱来囚禁原子^[1]。在大失谐光阱中,被囚禁原子的相空间密度可提高3个数量级。同时,在激光功率较大的情况下,阱深可达400 μK ,这比原子光刻所需光势阱深度只小一个数量级,为此,我们提出了一种采用大失谐驻波光场的原子刻印方案,从理论上对其进行了细致的分析和论证。由于大失谐光阱较浅,在有限激光功率下难以获得对比度较高的沉积条纹,为此,我们提出用增强腔来加深势阱^[2]。在计算势阱深度对原子沉积条纹的影响时,发现在光束光腰一定时,增强激光功率可提高条纹的对比度和减小条纹宽度,这样增强腔的使用就成为此种新型大失谐驻波光场原子光刻的关键。本文将讨论增强腔在技术上的实现,并

用数值模拟计算了为达到原子光刻要求所需的激光功率和光束参数。对比文献[3],该腔能使在大失谐驻波光阱中沉积出的条纹达到或超过近共振原子光刻的水平。但因原子与光场作用距离较短,沉积条纹的本底较大,抵消了部分因势阱加深而带来的条纹改善。

1 腔内高斯光束的压缩

图1为高斯光束经透镜聚焦的示意图,一束光腰位于透镜主平面上,尺寸为 w_{01} 的光束经焦距为 f 的透镜聚焦,光腰变为 w_{02} 的细光束,此光腰与透镜相距 l 。由矩阵光学的ABCD定律,聚焦后的光腰为

$$w_{02} = \frac{w_{01} f |z_{01}|}{\sqrt{1 + (f/z_{01})^2}}, \quad (1)$$

光腰位置为

$$l = \frac{f}{1 + (f/z_{01})^2}, \quad (2)$$

* 国家自然科学基金(批准号:69678009,19774060)及上海市科学技术发展基金(批准号:97JC14002)资助课题。

收稿日期:2000-06-22

其中, $x_{01} = \pi w_{01}^2 / \lambda^{[4]}$ 。在本实验中, 取 $w_{01} = 1 \text{ mm}$, $w_{02} = 6.37 \text{ } \mu\text{m}$, 由式(1)得出 $f = 3.89 \text{ cm}$, 由式(2)得出 $l \cong f = 3.89 \text{ cm}$ 。

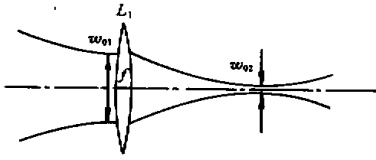


图1 一光腰为 w_{01} 的高斯光束经焦距为 f 的透镜压缩为光腰为 w_{02} 的光束

Fig. 1 A Gaussian beam with waist w_{01} is reduced to a beam with waist w_{02} by a lens with focal length f

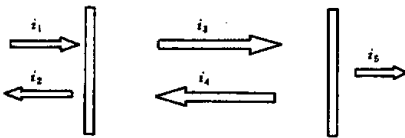


图2 增强腔内各光束与输入激光束 i_1 的关系
Fig. 2 Relation between the input laser beam i_1 and other light beams in the cavity

2 腔内激光功率的增强

为简单起见, 假定增强腔为空腔, 没有损耗, 讨论增强腔内功率增强情况。图2示出了腔内各光束的方向和光强大小, i_1 为激光输入光强, i_2 为经反射率为 r_1 平面镜 R_1 透射出腔外的光强, i_3 为经 R_1 耦合进入腔内的光强, i_4 为经反射率为 r_2 的平面镜 R_2 反射后的光强, i_5 为经 R_2 透射出的光强。根据电磁场 Maxwell 方程组, 上述光强满足

$$\begin{aligned} i_2 &= \left(\frac{\sqrt{r_1} - \sqrt{r_2}}{1 - \sqrt{r_1 r_2}} \right)^2 i_1 \\ i_3 &= \frac{1 - r_1}{(1 - \sqrt{r_1 r_2})^2} i_1 \\ i_4 &= \frac{(1 - r_1)r_2}{(1 - \sqrt{r_1 r_2})^2} i_1 \\ i_5 &= \frac{(1 - r_1)(1 - r_2)}{(1 - \sqrt{r_1 r_2})^2} i_1 \end{aligned} \quad (3)$$

在 R_2 为理想全反射镜, 即 $r_2 = 1$ 的情况下, 腔内的激光功率为

$$p_2 = 4p_1(1 + \sqrt{r_1})/(1 - \sqrt{r_1}) \quad (4)$$

R_1 的反射率为 $r_1 = 94.5\%$ 时腔内激光功率增强 283 倍, $r_1 = 99.3\%$ 时增强 1132 倍。

3 增强腔的稳频方案

图3为实验装置示意图。 L_1 和 L_2 为按共焦设计的短焦距透镜, 焦距均为 $f = 3.89 \text{ cm}$, R_1 和 R_2 分别为反射率为 r_1 和全反平面镜, 对称放置。 R_1 与透镜 L_1 相距 l_1 。实验中, 输入的激光光束近似于平行光束, 因此光束在 R_1 和 L_1 之间以及 L_2 和 R_2 之

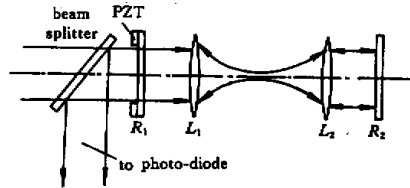


图3 增强腔的结构

Fig. 3 Structure of the enhanced cavity proposed in this work

间可近似表示为 $E \propto e^{-\alpha r}$ 。为保持与输入激光基模 TEM_{00} 共振, 相位应满足

$$2[k(l_1 + f) - \tan^{-1}(f/x_{02})] = q\pi, \quad (5)$$

其中 k 为波数, q 为整数, $x_{02} = \pi w_{02}^2 / \lambda$ 。在 $\lambda = 514 \text{ nm}$, $q = 3.9 \times 10^3$ 时, $l_1 = 1.216 \text{ cm}$ 。相邻模频差为

$$\Delta\nu = 2c \tan^{-1}(f/x_{02}) / 4\pi(l_1 + f). \quad (6)$$

在上述腔长及焦距条件下, $\Delta\nu = 1.46 \text{ GHz}$ 。而腔长变化引起的频率变化量为

$$\Delta\nu_l = \nu_l \Delta(l_1 + f) / (l_1 + f). \quad (7)$$

SP2080Ar 激光器单频运转时, $\lambda = 514 \text{ nm}$ 时的频宽为 10 MHz 。若要保持腔与激光场共振, 则允许的腔长变化量为

$$2\Delta(l_1 + f) = 175 \text{ nm} \quad (8)$$

从式(8)可知腔长的变化量小于半个波长。如果激光输出是稳定的, 从上面的分析可知, 增强腔与激光共振时, 可以不考虑模式的变化。

图4为稳频伺服电路方框图^[5]。驱动运算放大器有三个信号: 1) 手动调节的偏置电压; 2) 参考振荡器的小电压输出(振荡频率为 1 kHz), 振荡幅度可调, 使平面镜 R_1 在其平衡位置附近振动, 因而图3中分束器的反射光强发生调制, 幅度可达 10% ; 3)

锁相放大器对腔长的修正输出电压。如果平均腔长满足共振条件(5)，由光电二极管探测到的光电流信号中不含参考基频分量，锁相放大器的输出为0。当增强腔偏离共振，光电流信号中出现参考振荡器的基频分量，其位相取决于增强腔的增长还是缩短，此时锁相放大器将输出或正或负的直流误差信号，从而驱动压电陶瓷改变腔长，使增强腔恢复与激光的共振。

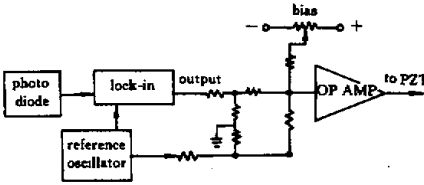


图4 增强腔稳频伺服电路方框示意图

Fig.4 Diagram of the servo circuits for locking the cavity

4 增强腔中光场对 Cr 原子束的聚焦

原子在大失谐驻波光阱中，运动方程为

$$\begin{cases} m\ddot{x} + \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \\ m\ddot{z} + \frac{\partial U}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (9)$$

其中， $U = -U_{\max} e^{-2x^2/\sigma_x^2} \cos^2 kz$ ， $U_{\max} = \frac{4p_2}{\pi\sigma_x^2}$ 。

$\frac{a_s}{1 - (\omega_l/\omega_0)^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ ， ω_l 为光频， ω_0 为 Cr 原子跃迁频率， $a_s = 1.3 \times 10^{-39} \text{ m}^2\text{C/V}$ 为 Cr 原子的静态电极化率， σ_x 为激光光斑。由能量守恒，上式可化为^[3]

$$\frac{d}{dx} \left[\left(1 - \frac{U}{E_0} \right)^{1/2} (1+z')^{-1/2} z' \right] + \frac{1}{2E_0} \left(1 - \frac{U}{E_0} \right)^{-1/2} (1+z'^2)^{1/2} \frac{\partial U}{\partial x} = 0, \quad (10)$$

式中 $E_0 = U + E_K$ 。在一般情况下，原子动能 $E_K \gg U$ ， $E_0 = E_K$ ，上式可化简为

$$z'' + \frac{kU_{\max}}{2E_0} e^{-2x^2/\sigma_x^2} \sin 2kz = 0 \quad (11)$$

定义 $X = x/\sigma_x$ ， $Z = z/\lambda$ ， $\xi = k^2 \sigma_x^2 U_{\max}/E_0$ ，式(11)可简化为

$$Z'' + \frac{\xi}{4\pi^2} e^{-2X^2} \sin 4\pi Z = 0 \quad (12)$$

近共振原子光刻中^[3]，原子束在光束中心位置处的基板上沉积要求 $\xi = 5.37$ ，图5示出了在 $\sigma_x = 6.37 \mu\text{m}$ ，腔内功率为 $p_2 = 283 \text{ W}$ ， $U_{\max} = 1.64 \times 10^{-23} \text{ J}$ 条件下，发散度为 0.3 mrad 的 Cr 原子束在光束中心基板上沉积所得粒子数分布，由此可得条纹半高宽度为 20 nm 左右。对照文献[3]可以发现，由于原子与光场作用距离较短，沉积条纹本底较大，但因光势阱较深，沉积条纹半高宽度值较小。

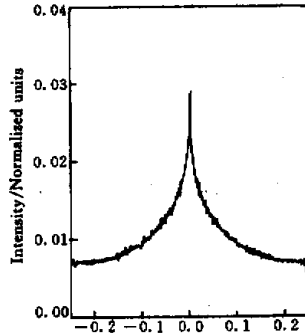


图5 在激光束中心基板上沉积的原子分布

Fig.5 Distribution of atoms deposited on the substrate that was placed at the central of the laser beam

5 结论

综上所述，用增强腔来增加激光场强以加深光场势阱深度，在与近共振原子光刻相同要求下可获得更小的条纹半高宽度。与近共振原子光刻相比，大失谐条件下较容易实现原子光刻，因而，采用大失谐光场是实现纳米级原子光刻的一种可行方案。

参 考 文 献

- 1 S. Friebe, C. D' Andrea, J. Walz *et al.*. CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms. *Phys. Rev. A*, 1998, 57(1):R20~23
- 2 Zeng Qinglin, Huo Yunsheng, Cai Weiqun *et al.*. Atom-lithography in red far-detuning high power standing wave. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 2001, 21(8):918~922 (in Chinese)
- 3 J. J. McClelland. Atom-optical properties of a standing-wave light field. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, 12(10): 1761~1768
- 4 A. Yariv. *Quantum Electronics* (second edition). New York, London, Sydney, Toronto, John Wiley & Sons Inc., 1975. 121
- 5 R. A. Weingarten, H. L. Swinney. Confocal interferometer light-scattering sample cell. *Appl. Opt.*, 1978, 17(19):3028~3029