

文章编号: 0253-2239(2008)02-0381-06

# 量子模型分析激光驻波原子透镜的像差

赵 敏 王占山 马 彬 李佛生

(同济大学物理系精密光学工程技术研究所, 上海 200092)

**摘要** 采用量子模型对近共振激光驻波原子透镜会聚 Cr 原子束、形成纳米量级光栅结构的物理过程进行数值模拟。为提高原子透镜的成像质量,对各种像差,如衍射像差、球差、色差、及原子束发散角、原子磁支能级、原子同位素等因素引起的像差进行了理论分析。模拟结果表明,相比粒子光学模型,量子模型能更加精确地描述原子会聚结果,且能解释原子在驻波光场中的衍射现象。在各种像差中,原子束发散角是最主要的因素,其影响大于衍射像差、球差、色差。原子的磁支能级、同位素等因素对像差影响很小,可以忽略不计。激光冷却准直原子束的方法可以减小束发散角引起的像差,压缩原子速度  $V_z$  分布范围的方法可以减小色差。

**关键词** 量子光学; 像差; 原子透镜; 激光驻波场; 半峰全宽; 衬比度

**中图分类号** O413.1 **文献标识码** A

## Quantum Mechanical Analysis of Aberration in Cr Atom Lens Generated by a Laser Standing Wave

Zhao Min Wang Zhanshan Ma Bin Li Fosheng

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

**Abstract** A grating nanostructure generated by focusing Cr atoms with nearly resonant laser standing wave (SW) atom lens was numerically simulated using the quantum-mechanical model. To improve the imaging quality of atom lens, theoretical analysis was performed to describe the aberration of atom lens, including diffractive aberration, spherical aberration, chromatic aberration, the aberration caused by atom beam divergence angle, by magnetic sublevel structure and by isotopes. It was shown that quantum approach is more precise to describe atom focusing compared with particle-optics approach. The diffraction of atoms in laser standing wave (SW) field was explained with quantum approach. It was also shown in simulation results that aberration originates mainly from beam divergence, which is much larger than the diffractive aberration, the spherical aberration and the chromatic aberration. The aberration caused by magnetic sublevel structure and isotopes are small enough to be neglected. It is a useful method of collimating atomic beams with laser cooling to decrease the aberration caused by beam divergence. Chromatic aberration can be decreased by narrowing the statistical distribution of atomic velocity  $V_z$ .

**Key words** quantum optics; aberration; atom lens; laser standing wave field; full width at half maximum; contrast

## 1 引 言

与传统光刻不同<sup>[1]</sup>,原子光刻技术采用中性原子进行沉积,不易受实验系统中电荷影响;原子的物质波波长短,衍射效应小,光刻分辨力得以提高;大截面积原子流易获得,可进行大面积原子刻印。近年来,原子光刻研究领域的热点之一,是将激光驻波场作为原子透镜,利用共振光的光压力会聚原子束,

在基片上形成纳米级周期性的一维光栅或二维点阵结构<sup>[2~6]</sup>。

由于受到各种实际因素影响,部分原子偏离理想会聚点,形成原子透镜的像差,影响纳米结构的成像质量。实际应用中,对像差的评价主要为沉积峰半峰全宽(FWHM)及衬比度(沉积峰高度/本底高度)。半峰全宽越小,衬比度越大,光栅条纹越细锐,

收稿日期: 2007-05-21; 收到修改稿日期: 2007-09-11

基金项目: 上海市科技发展项目(0259nm034,0452nm029)资助课题。

作者简介: 赵 敏(1975-),女,山东东阿人,讲师,博士研究生,主要从事冷原子光刻方面的研究。

E-mail: minminzhao@mail.tongji.edu.cn

导师简介: 王占山(1963-),男,辽宁人,教授,博士生导师,主要从事短波薄膜光学元件设计、制备与检测;短波光学系统的设计与制备;原子光刻等方面的研究。E-mail: wangzs@mail.tongji.edu.cn

成像质量越高。已有粒子光学模型<sup>[7~9]</sup>模拟激光驻波原子透镜会聚原子的物理过程和像差,但这种方法仅考虑原子作为经典粒子在经典电磁场中的运动,忽略原子的波动性,无法对原子沉积过程中的各种像差进行准确描述,更无法解释原子波动性带来的像差。C. J. Lee<sup>[10]</sup>采用量子模型模拟理想情况下激光驻波场中的原子会聚过程,但并未对原子透镜的像差进行分析。

采用量子模型,模拟激光驻波原子透镜对<sup>52</sup>Cr原子束的会聚过程,详细分析影响原子会聚的各种像差,包括衍射像差、球差、色差、以及原子束发散角、Cr的能级精细结构、Cr同位素等因素引起的像差,提出了减小像差、提高沉积质量的方法。

## 2 基本原理

假设驻波光场由沿  $x$  方向入射的高斯激光光束(束腰尺寸为  $\omega$ )及反射光束形成。<sup>52</sup>Cr原子沿  $z$  方向以速度  $V_z$  垂直进入驻波光场,如图1所示。

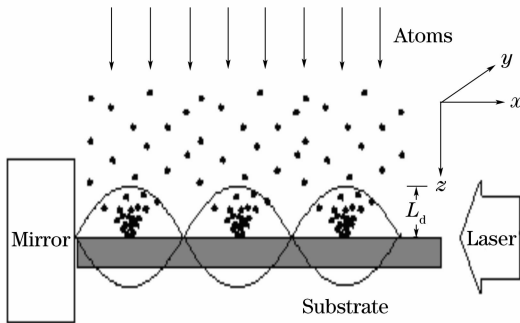


图1 激光驻波场会聚 Cr 原子的原理图

Fig.1 Schematic of laser standing wave focused atomic deposition process

由于高斯光束的功率密度在激光传输轴线处最大,在远离轴线  $\pm 1.5\omega$  处迅速衰减到峰值的1%,所以取  $3\omega$  为原子与光场相互作用长度。取  $z=0$  在原子刚进入驻波光场处,光功率密度峰值出现在  $z=1.5\omega$  处;取  $x=0$  在驻波光场波节处。驻波光场的功率密度可描述为

$$I(x, z) = I_{\max} \exp\left[-2 \frac{(z - 1.5\omega)^2}{\omega^2}\right] \times \cos^2\left[k\left(x - \frac{\lambda}{4}\right)\right]. \quad (1)$$

当驻波光场频率  $\omega_L$  接近<sup>52</sup>Cr原子的 ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ 共振线频率  $\omega_A$  时(对应的真空中共振波长为425.55 nm),原子在  $x$  方向受到偶极梯度力  $\mathbf{F} = -\hbar\Delta\nabla\Omega^2/(4\Delta^2 + 2\Omega^2 + \Gamma^2)$ 作用。其中  $\Gamma$  为自发辐射线宽,  $\Omega$  为光场拉比频率,失谐量  $\Delta = \omega_L - \omega_A$ 。由

于驻波光场沿  $x$  方向的  $\nabla\Omega^2$  远大于  $z$  方向,因此  $x$  方向原子所受偶极梯度力远大于  $z$  方向,相差约3个数量级,可以近似认为原子在  $z$  方向作匀速运动,即  $z = V_z t$ 。在大失谐驻波光场中,可忽略自发辐射对原子波函数的影响,光势场可描述为<sup>[10]</sup>

$$V(x, z) = \frac{\hbar\Delta}{2} \left\{ 1 + \frac{\Omega_{\max}^2}{\Delta^2} \exp\left[-2 \frac{(z - 1.5\omega)^2}{\omega^2}\right] \right\} \times \cos^2\left[k\left(x - \frac{\lambda}{4}\right)\right]^{1/2}, \quad (2)$$

式中  $\Omega_{\max}$  为驻波光场波腹处的拉比频率,  $\lambda$  为光波波长。由上式可见,拉比频率  $\Omega = \Omega_{\max} \cos[k(x - \lambda/4)]$  使势场作周期性变化。当  $\Delta > 0$  时,势阱最小值出现在  $x = 2n\lambda/4$  处,此处为激光驻波场波节;势阱最大值出现在  $x = (2n + 1)\lambda/4$  处。因此偶极梯度力可将原子以  $\lambda/2$  为周期进行囚禁。这就是激光驻波原子透镜的基本原理。

## 3 理论模型的建立

### 3.1 量子模型

量子模型引入原子波动性,模拟原子在驻波光场中的波函数及原子密度分布的变化。为简化研究,当驻波光场频率  $\omega_L$  接近 Cr 原子的 ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ 共振线频率  $\omega_A$  时,<sup>52</sup>Cr原子可被认为是二能级系统,仅有一个基态 ${}^7S_3$ 与一个激发态 ${}^7P_4$ 。原子态函数在驻波光场中的演化过程可用含时薛定谔方程描述<sup>[10]</sup>:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_g(x, t) = \left[ \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + V(x, t) \right] \Psi_g(x, t). \quad (3)$$

由于实验中的热原子束自炉口喷射出来,其  $x$  方向尺寸远大于驻波光场周期  $\lambda/2$ ,所以取进入驻波光场前原子初始态函数为平面波  $\Psi(x, t=0) \sim \exp(i\mathbf{k}_{0x} \cdot x)$ ,其中  $\mathbf{k}_{0x}$  为  $x$  方向的初始原子物质波波矢。

鉴于实验条件的复杂性,该含时薛定谔方程难以得到解析解,本文采用一维 Crank-Nicolson 方法<sup>[11]</sup>求其数值解,得到原子密度分布图样。

### 3.2 原子透镜对理想原子的会聚

理想原子即  $x$  方向速度为0,  $z$  方向速度单一、忽略同位素及磁支能级等因素影响的原子。图2(a)与图2(b)分别为正失谐  $\Delta = +200$  MHz 与负失谐  $\Delta = -200$  MHz 时的理想<sup>52</sup>Cr原子会聚结果,其余参量分别为  $V_z = 926$  m/s,  $\omega = 195$   $\mu\text{m}$ ,  $\Omega_{\max} = \Gamma \sqrt{I_{\max}/(2I_s)} = 0.564 \times 10^3$  MHz。其中,  $I_{\max}$  为入射激光最大功率密度,  $I_s$  为饱和功率密度。由图2可见,正失谐时,<sup>52</sup>Cr原子以  $\lambda/2$  为周期会聚在驻波

光场波节处 ( $x = 2n\lambda/4$ ); 负失谐时, 原子会聚在驻波光场波腹处 [ $x = (2n+1)\lambda/4$ ]. 这是因为正失谐

时, 作用于原子的偶极梯度力指向光强梯度  $\nabla\Omega^2$  的相反方向; 负失谐时正好相反。

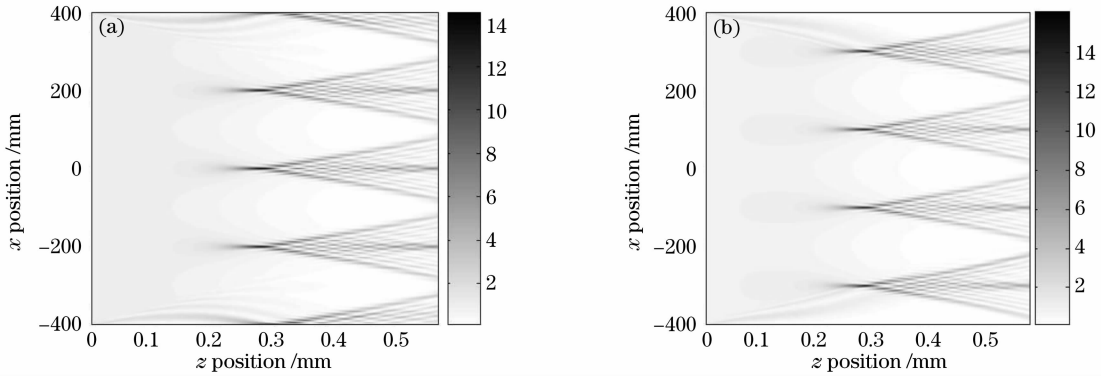


图 2 量子模型中原子密度分布的演化(黑色对应最大原子密度)。(a)  $\Delta = +200$  MHz, (b)  $\Delta = -200$  MHz

Fig. 2 Evolution of the atomic density as predicted by quantum mechanics (black color corresponds to maximum density). (a)  $\Delta = +200$  MHz, (b)  $\Delta = -200$  MHz

### 3.3 量子模型与粒子光学模型的比较

与量子模型不同, 粒子光学模型忽略原子的波动性, 假定原子在激光驻波光场中的运动服从经典粒子运动规律。由  $F = -\nabla U$ , 得到原子在驻波光势阱中所受作用力<sup>[9]</sup>

$$F = -\frac{\hbar\Delta k\Omega_{\max}^2}{4\Delta^2 + \Gamma^2} \exp\left[-2\frac{(z - 1.5\bar{\omega})^2}{\bar{\omega}^2}\right] \sin(2kx), \quad (4)$$

采用四阶龙格-库塔算法进行数值计算, 分别求得每一个原子在势场中运动  $t$  时间后所处的末位置  $X(t)$ , 由此得到原子的运动轨迹, 以及密度峰值位置。

图 3 与图 4 分别为粒子光学模型及量子模型中

理想<sup>52</sup>Cr 原子的会聚结果, 实验参量与图 2(a) 相同。由图 3(a) 可见, 粒子光学模型中, 会聚峰出现在  $z_f = 259 \mu\text{m}$  处。图 3(b) 显示, 在  $z = z_f$  处, 原子密度呈现  $\delta$  函数分布; 在会聚峰之后  $42 \mu\text{m}$  处, 原子密度峰分裂成两个。由图 2(a) 及图 4 可见, 量子模型中, 会聚点出现在高斯光束传输轴线  $z = 1.5\bar{\omega}$  处, 峰半峰全宽增加为  $5.3 \text{ nm}$ , 衬比度降低为  $15:1$ 。在会聚峰之后, 原子密度分布出现明显的干涉现象。两种模拟方法的区别在于粒子光学模型将原子作为经典粒子, 量子模型则引入原子的波动性。综上所述可见, 相比粒子光学模型, 量子模型能更加精确地描述原子会聚结果, 有必要利用量子模型进行详细探讨。

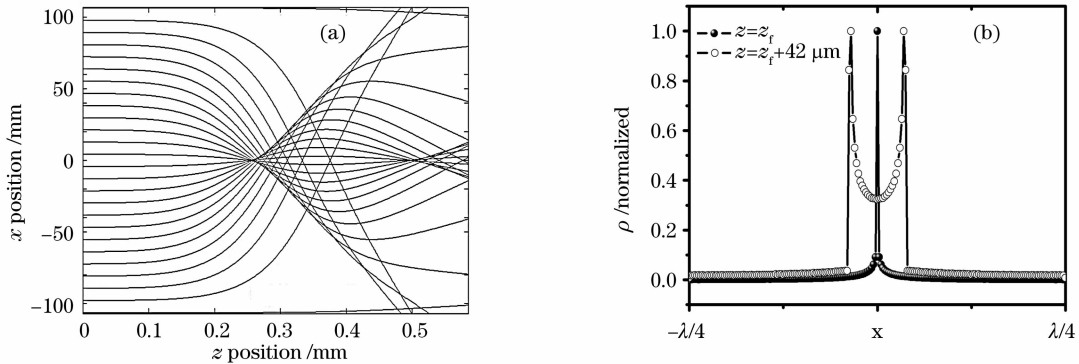


图 3 粒子光学模型中驻波光场内的原子密度分布情况(已归一化)。 $\Delta = +200$  MHz。(a) 原子的运动轨迹, 密度峰值出现在  $z_f = 259 \mu\text{m}$  处, (b)  $z = z_f$  及  $z = z_f + 42 \mu\text{m}$  处原子密度分布

Fig. 3 Atomic density distribution in SW as predicted by particle optics approach (normalized). (a) Trajectory of atoms. Density peak appears at  $z_f = 259 \mu\text{m}$ , (b) atomic density distribution at  $z = z_f$  and  $z = z_f + 42 \mu\text{m}$

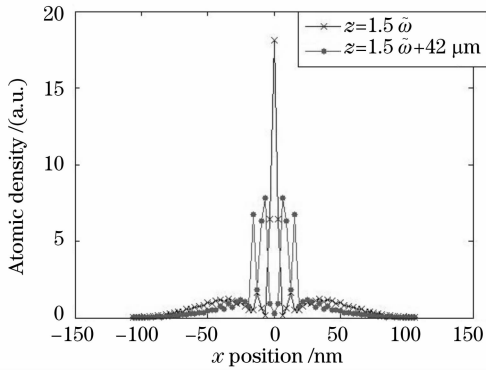


图 4 量子模型中驻波光场内  $z=1.5\bar{\omega}$  及  $z=1.5\bar{\omega}+42\ \mu\text{m}$  处的原子密度

Fig. 4 Atomic density distribution at  $z=1.5\bar{\omega}$  and  $z=1.5\bar{\omega}+42\ \mu\text{m}$  in the laser standing wave predicted by quantum mechanics

## 4 量子模型中的像差分析

原子与光势场的非理想性导致部分原子偏离理想会聚点,因而会聚峰半峰全宽增加,形成原子透镜的像差。

### 4.1 衍射像差

与图 3(b)相比,图 4 中的原子会聚峰半峰全宽有明显展宽,这种展宽称为原子透镜的衍射像差,它来自原子固有的波动性,无法消除。

### 4.2 球差

若作用于理想原子的势阱为

$$V(x,t) = C_1 + C_2 \exp[-2(z - 1.5\bar{\omega})^2 / \bar{\omega}^2] x^2,$$

如图 5 所示,为抛物线型。其中,系数  $C_1$ 、 $C_2$  保证在势场最小值  $x=0$  附近,抛物线型势场与驻波光势场差别很小,对近轴原子的影响可忽略不计,会聚结果见图 6,其余参量与图 4 相同。图 6(a)、图 6(b)显示,会聚峰仍然出现在  $z=1.5\bar{\omega}$  处,半峰全宽为 3.4 nm,衬

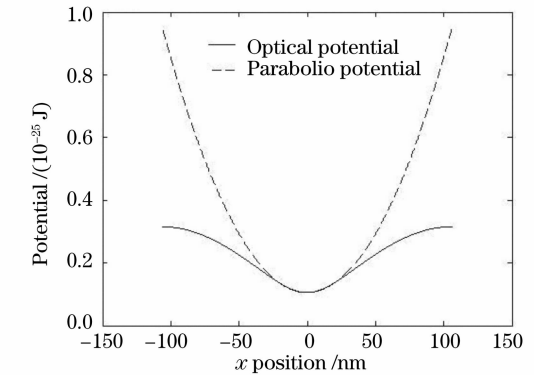
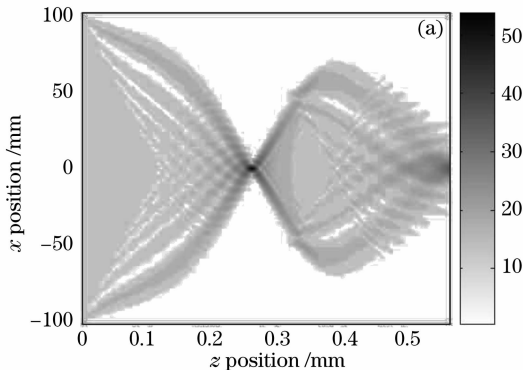


图 5 抛物线型势场与驻波光势场的比较

Fig. 5 Comparison of parabolic potential and standing wave optical potential

以上讨论的像差来源于势场非理想性。此外,实验中原子所具有的非理想性,包括纵向及横向速度的统计分布、原子的同位素等因素,均对原子会聚有影响。

### 4.3 热原子纵向速度统计分布造成的像差

实验所用原子来自于高温炉,其  $V_z$  并不单一,而是遵循麦克斯韦-玻尔兹曼(Maxwell-Boltzmann)统计分布<sup>[9]</sup>:

$$f(V_z) = \frac{1}{2} \left( \frac{m}{k_B T} \right)^2 V_z^3 \exp\left(-\frac{mV_z^2}{2k_B T}\right), \quad (5)$$

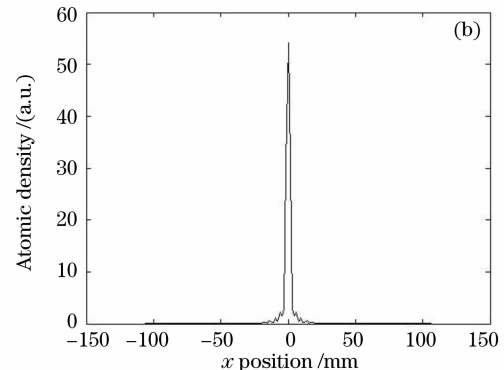
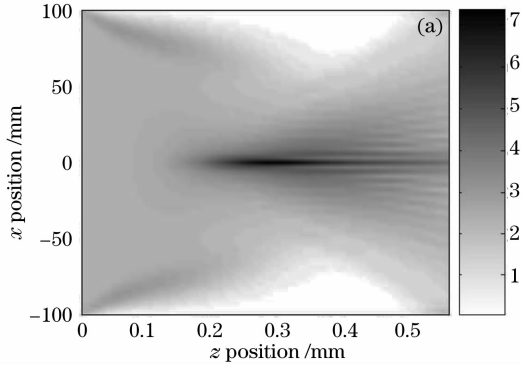


图 6 抛物线型势场内的原子分布情况( $\Delta=+200\ \text{MHz}$ )。(a)原子密度分布的演化,(b)  $z=1.5\bar{\omega}$  处原子密度分布

Fig. 6 Atomic density distribution in harmonic potential.  $\Delta=+200\ \text{MHz}$ . (a) Evolution of the atomic-density distribution, (b) atomic density distribution at  $z=1.5\bar{\omega}$

图 7 为热原子纵向最可几速率为 926 m/s 时的原子密度分布,其余参量同图 4。由图可见,会聚峰在  $x$  方向与  $z$  方向上的半峰全宽分别为 10 nm 和 250  $\mu\text{m}$ ,会聚面  $z=1.5\omega$  处  $x$  方向的衬比度为 8:1。比较图 2(a)、图 4 与图 7 可以发现,会聚峰在  $z$  方向的半峰全宽增加明显, $x$  方向的衬比度明显降低,本底增加。这是因为原子具有单一纵向速度  $V_z$  时,虽然存在球差,近轴原子仍然可以同时到达势场最



小值  $x=2n\lambda/4$  处。引入  $V_z$  的统计分布后,不同  $V_z$  的原子到达  $x=2n\lambda/4$  所走过的  $L_d$  不同( $L_d$  为原子在驻波光场中  $z$  方向走过的距离),因而会聚峰在  $z$  方向的半峰全宽增加;在  $L_d$  一定的情况下,不同  $V_z$  的原子并不能都到达  $x=0$  处,许多原子沉积在势场最小值周围,成为密度分布的本底。实验中可通过压缩  $V_z$  分布范围的方法减小  $V_z$  统计分布造成的像差<sup>[8]</sup>。

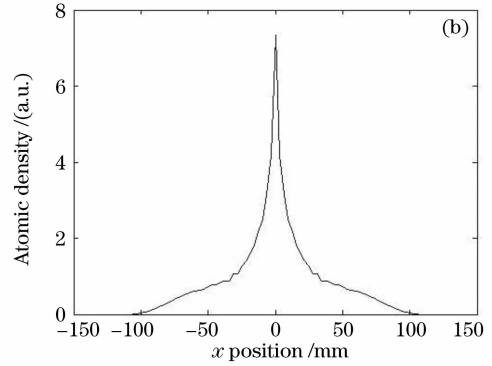


图 7 驻波光场内的热原子密度分布。(a)原子密度分布的演化,(b)  $z=1.5\omega$  处原子密度分布

Fig. 7 Atomic density distribution in standing wave optical potential with  $V_z$  in Maxwell distribution.

(a) Evolution of the atomic density distribution, (b) atomic density distribution at  $z=1.5\omega$

#### 4.4 热原子的束发散角造成的像差

从原子炉出射的热原子束在传播方向不可避免地会有束发散角,即存在初始横向速度  $V_x$ ,满足高斯分布<sup>[9]</sup>

$$f(V_x) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T_c}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{mV_x^2}{2k_B T_c}\right), \quad (6)$$

发散角越大,原子束的初始横向速度  $V_x$  与横向温度  $T_c$  越大。图 8(a)为不同热原子横向温度下的沉积结果,图 8(b)为横向温度为 35  $\mu\text{k}$  时的原子沉积结果,其余实验参量同图 4。横向温度为 2  $\mu\text{k}$ 、35  $\mu\text{k}$ 、120  $\mu\text{k}$  时的沉积条纹线宽与衬比度分别为 7.9 nm 和 16.4:1、23.7 nm 和 7.6:1、44.7 nm 和 8.7:1;原

子横向温度为 2 mk 时的沉积峰完全消失,本底显著增加。由此可见,随着原子束发散角的增大,会聚峰的半峰全宽明显增加,衬比度降低。

比较图 4、图 6、图 7 与图 8 可知,束发散角造成的像差远大于衍射像差、球差及原子纵向速度统计分布造成的像差。对原子束进行机械准直,然后利用多普勒冷却和偏振梯度冷却等方法<sup>[12]</sup>对原子束进行高度准直,是降低此类像差的有效方法之一。经机械准直后,原子的横向温度可达到 mk 量级,Cr 原子的多普勒冷却极限为 120  $\mu\text{k}$ ,偏振梯度冷却及速度选择相干布居捕陷冷却可达到更低的横向冷却温度,满足原子光刻光栅对分辨力的要求。

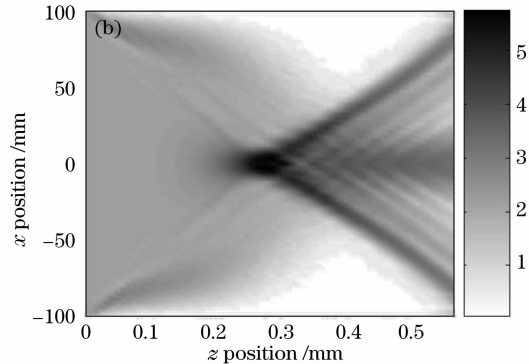
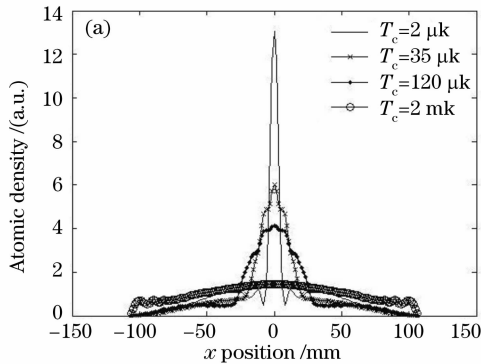


图 8 不同横向温度对  $z=z_f$  处(a),横向温度为 35  $\mu\text{k}$  (b)的原子会聚结果

Fig. 8 Atomic density distribution at the focal plane  $z=z_f$  under various  $T_c$  (a),  $T_c=35 \mu\text{k}$  (b)

#### 4.5 Cr 的磁支能级造成的展宽

$^{52}\text{Cr}$  的  $^7\text{S}_3$  能级具有磁支能级 ( $J=3, m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ ),  $^7\text{P}_4^0$  能级具有磁支能级 ( $J=4, m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$ )。不同磁支能级具有不同的粒子布居数,能级跃迁的共振波长不同,因此原子与驻波光场的相互作用偶极梯度力也不同,造成会聚峰展宽。若驻波光场由两束线偏振光形成,则能级跃迁只考虑  $\Delta m=0$  情形,跃迁概率分别为  $m=0$  时为  $4/7$ ,  $m=\pm 1$  时为  $15/28$ ,  $m=\pm 2$  时为  $3/7$ ,  $m=\pm 3$  时为  $1/4$ 。 $^7\text{S}_3$  的不同磁支能级上的粒子布居数分别为  $m=0$  时为  $0.2083$ ,  $m=\pm 1$  时为  $0.2083$ ,  $m=\pm 2$  时为  $0.1459$ ,  $m=\pm 3$  时为  $0.0417$ 。根据原子受磁场作用所引起的附加能量,  $\Delta E = Mg\mu_B B$  磁支能级造成的附加频率只有原子共振频率  $\omega_0$  的  $10^{-3}$  数量级。由此可见,磁支能级对沉积峰的展宽影响可以忽略。

此外,  $^{52}\text{Cr}$  在天然 Cr 中的丰度为  $84\%$ , 其同位素与本工作所述的驻波光场不耦合,这部分原子由于不受力,在会聚中形成密度背景,减小图形的衬比度。

## 5 结 论

在原子光刻中,量子模型比粒子光学模型能更加精确地描述原子会聚峰的位置及会聚峰的半峰全宽等结果。采用量子模型,模拟了波长为  $425.55\text{ nm}$  的激光驻波原子透镜对  $^{52}\text{Cr}$  原子束的会聚沉积过程,详细分析了原子透镜的各种像差。结果表明,在各种像差中,光势阱的非抛物线型是球差产生的主要原因,衍射像差由原子固有的波动性引起,色差和束发散角带来的像差来源于热原子束的非理想性,原子磁支能级与同位素的存在对沉积结果影响不大。此外,在各种像差中,束发散角引起的像差远大于其他像差。在原子进入光场前采用多普勒冷却及偏振

梯度冷却方法对原子束进行高度准直,是降低此类像差的有效方法。

## 参 考 文 献

- 1 Zhang Dognqing, Wang Xiangzhao, Shi Weijie *et al.*. New technique for aberration in-situ measurement of a lithographic projection system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(5): 680~684
- 2 张冬青,王向朝,施伟杰等. 光刻机投影物镜的像差原位检测新技术[J]. 光学学报, 2006, **26**(5): 680~684
- 3 J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm *et al.*. Laser-focused atomic deposition[J]. *Science*, 1993, **262**(5153): 877~880
- 4 Windell H. Oskay, Daniel A. Steck, Mark G. Raizen. Observation of cumulative spatial focusing of atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(28): 283001-1~283001-4
- 5 E. te Slight, B. Smeets, R. C. M. Bosch *et al.*. Progress towards atom lithography on iron[J]. *Microelectron. Engng.*, 2003, **67~68**: 664~669
- 6 Zeng Qinglin, Huo Yunsheng, Cai Weiquan *et al.*. Atom lithography in red far-detuning high-power standing wave[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(8): 918~922
- 7 曾庆林,霍芸生,蔡惟泉等. 红移高功率大失谐驻波光场原子光刻[J]. 光学学报, 2001, **21**(8): 918~922
- 8 Huo Yunsheng, Cai Weiquan, Zeng Qingling *et al.*. Study on a chromatic atom lens for thermal atom beams [J]. *Chin. J. Lasers*, 2001, **A28**(3): 245~248
- 9 霍芸生,蔡惟泉,曾庆林等. 用于热原子束的消色差原子透镜的研究[J]. 中国激光, 2001, **A28**(3): 245~248
- 10 J. J. McClelland. Atom-optical properties of a standing-wave light field[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(10): 1761~1768
- 11 K. K. Behringer, M. Prentiss, G. L. Timp *et al.*. Calculation of atomic positions in nanometer-scale direct-write optical lithography with an optical standing wave[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1994, **11**(7): 1166~1176
- 12 Ma Bin, Ma Yan, Zhao Min *et al.*. Simulation of sodium atom deposition pattern in a laser standing wave field[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(2): 667~672
- 13 马彬,马艳,赵敏等. 激光驻波场中钠原子沉积图样的理论研究[J]. 物理学报, 2006, **55**(2): 667~672
- 14 Chang Jae Lee. Quantum-mechanical analysis of atom lithography [J]. *Phys. Rev. A*, 2000, **61**: 063604-1~063604-9
- 15 William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling *et al.*. *Numerical Recipes in C* [M]. New York: Cambridge University Press, 1992
- 16 William D. Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms [J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, **70**(3): 721~741