

# 中性钠原子在激光驻波场中的运动特性研究\*

张文涛<sup>†</sup> 朱保华 熊显名

(桂林电子科技大学电子工程与自动化学院, 桂林 541004)

(2010年2月20日收到; 2010年3月26日收到修改稿)

基于半经典理论, 分析了中性钠原子在激光驻波场中的受力特征, 以此为基础分别对不同纵向运动速度和横向运动速度条件下中性钠原子的运动轨迹进行了仿真运算, 得到了不同速度条件下中性钠原子的运动轨迹特征, 基于累计算法进一步对不同速度条件下中性钠原子的沉积特性进行了仿真, 当钠原子的纵向运动速度符合最可及速度(740 m/s)时, 纳米沉积条纹的半高宽为 2.78 nm, 条纹对比度为 38.5:1, 当纵向运动速度偏离最可及速度(350 m/s)时, 纳米沉积条纹的半高宽为 29.1 nm, 其对比度下降为 15:1. 而当中性钠原子的横向运动速度为 0.12 m/s(对应原子束发散角为 0.15 mrad)时, 纳米沉积条纹的半高宽为 4.2 nm, 条纹对比度为 20:1, 当中性钠原子的横向运动速度为 1.2 m/s(对应原子束发散角为 1.5 mrad)时, 纳米条纹呈现多峰结构, 条纹质量恶化.

**关键词:** 原子光刻, 激光驻波场, 条纹半高宽, 条纹对比度

**PACS:** 32.80.Pj, 42.50.Vk

## 1. 引言

利用激光驻波场汇聚中性原子束沉积制作纳米光栅技术是纳米制作领域内的一个研究热点, 该技术的基本原理是利用特定空间分布激光驻波场的辐射压力控制原子运动, 使原子束的密度产生相应的空间分布, 而后直接沉积在基板上, 从而形成纳米光栅结构. 经过预先准直的原子束穿过与之正交的大失谐激光驻波场时, 由于激光驻波场在空间的光强分布不均匀而使中性原子受到非均匀的偶极力作用, 向驻波波峰(对应负失谐)或驻波波谷(对应正失谐)汇聚, 形成“原子束的沟道化”现象. 在该现象中, 原子束密度产生了以光波长的一半为周期的结构, 如果是沉积在基板上, 就会形成具有相同周期的条纹. 一维条件下形成的是光栅, 二维驻波场作用下则沉积出点阵结构<sup>[1,2]</sup>.

1992年 Prentiss 等人利用仿真手段和实验技术验证了激光驻波场能够汇聚中性原子沉积纳米光栅这一理论预言<sup>[3]</sup>; 1993年 McClelland 研究小组对激光驻波场作用下铬原子的运动特性进行了研究<sup>[4]</sup>, 1996年 McGowan 研究小组实现了中性铝原子在激光

驻波场中的运动特性研究<sup>[5]</sup>, 2003年 Rapol 研究小组对镱原子制作纳米结构进行了具体的实验研究<sup>[6]</sup>, 2003年 Camposeo 等人对铯原子在激光驻波场作用下的运动特性进行了相应分析和研究<sup>[7]</sup>, 2009年该研究小组采用了新的实验方案和特殊结构的纵向原子冷却腔, 实现了对冷原子束密度的控制<sup>[8]</sup>, 2004年 Myszkiewicz 研究小组对中性铁原子与激光驻波场的相互作用机理与过程进行了相关研究和分析<sup>[9]</sup>, 2005年 Fioretti 研究小组报道了利用钡原子在激光驻波场作用下沉积二维纳米光栅结构的实现过程<sup>[10]</sup>, 2006年 Rostami 研究小组对中性原子在激光驻波场作用下的二维掩模进行了理论分析和计算, 给出了一种新的实现二维掩模的理论算法<sup>[11]</sup>.

1994年蔡惟泉等<sup>[12]</sup>报道了关于中性原子通过激光驻波场汇聚实现纳米光栅制作<sup>[12]</sup>, 2005年王育竹研究小组对激光场作用下原子的冷却特性进行了相应研究, 通过实验手段获得了冷原子束<sup>[13]</sup>; 詹明生研究小组对铷原子在激光驻波场中的一维运动特性进行了较好的分析和模拟<sup>[14]</sup>; 陈旭南研究小组对中性原子在激光驻波场中的运动特性进行了深入分析<sup>[15]</sup>, 李同保研究小组自2002年起就开展了红失谐激光驻波场作用下铬原子的运动特性

\* 国家自然科学基金(批准号:11064002)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: vestczrk@126.com

分析与研究,基于半经典理论和量子理论分别于2006年和2008年实现了一维、二维条件下铬原子运动轨迹特性的仿真分析<sup>[16,17]</sup>,2009年宋骄阳研究小组研究了利用干涉光刻技术实现纳米光栅的制作,并对相应的理论模型进行了仿真分析<sup>[18]</sup>.

中性原子在激光驻波场的作用下将会按照特定的路径进行运动,从而具有特定的运动轨迹,原子的运动轨迹将直接决定着其沉积时在基板上的分布,即中性原子的运动轨迹将决定着所形成的纳米光栅的基本特性,故此研究中性原子在激光驻波场中的运动特性和运动轨迹具有非常重要的意义.国内外相关研究中主要分析了球差、色差及原子束发散等因素对中性原子沉积的影响,而本文基于半经典理论,以中性钠原子为例分析了激光驻波场偶极力的相关特性,详细分析了中性钠原子在不同纵向速度和横向速度条件下原子的运动轨迹特征,并利用仿真技术实现了中性钠原子运动轨迹的仿真,以此为基础实现了激光驻波场沉积纳米光栅结构的对比度和半高宽数据分析,给出了实现最细化纳米光栅沉积的条件.

## 2. 激光驻波场对中性原子的偶极力作用

在激光驻波场的作用下,中性原子所受的激光势能可以表示为

$$U = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1+p), \quad (1)$$

式中  $\delta = \omega_L - \omega_0$  为激光场失谐量,其中  $\omega_L$  为激光场频率,  $\omega_0$  为原子共振频率,  $p$  为饱和参量,其表达式为

$$p = \frac{I}{I_s} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2}, \quad (2)$$

$I_s$  为中性原子的饱和吸收强度.

根据激光场中原子所受力与势能之间的关系  $F = -\nabla U$ , 则可以得到原子在该激光场中所受到的作用力为<sup>[19]</sup>

$$\begin{aligned} F &= -\nabla U \\ &= D_{\pi/2} \varepsilon_0 \nabla \phi + D_0 \nabla \varepsilon_0 \\ &= \frac{\hbar p}{1+p} \delta k \tan(kx) \\ &\quad \times \left[ 1 + v_x k \frac{\Gamma^2(1-p) - 2p^2(\Gamma^2 + 4\delta^2)}{\Gamma(\Gamma^2 + 4\delta^2)(1+p)^2} \tan(kx) \right] \\ &= F_1 + F_2, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $D_{\pi/2}$  是感生偶极矩相位超前激光辐射电场  $\pi/2$  的成分,  $D_0$  是与激光辐射电场同相位的成分,  $\varepsilon_0$  是

激光辐射场的振幅,  $\phi$  为激光辐射场的相位. 从上式可以看出,该作用力分为两项,一项是与速度无关的量  $F_1$ , 来自于原子的极化,称之为偶极力(梯度力);另外一项是与速度有关的量  $F_2$ , 来自于自发辐射过程的光子散射,称之为耗散力(自发辐射力). 耗散力和偶极力均依赖于激光场的强度及光场与中性原子耦合的强弱程度,但耗散力会出现随电场增加而饱和的现象,而偶极力则不具有饱和现象. 不仅如此,偶极力的方向取决于激光场失谐量的符号,若激光频率红失谐时( $\delta < 0$ ),中性原子将在激光强度最大处振荡,若激光频率蓝失谐时( $\delta > 0$ ),则原子将在激光强度最小处振荡. 当激光失谐量或激光强度较大时,自发辐射的概率很小,耗散力可以忽略,从而偶极力成为操纵原子的主要作用力.

对于偶极力  $F_1$  而言,由(3)式可知其表达式为

$$F_1 = D_0 \nabla \varepsilon_0. \quad (4)$$

根据半经典理论,把(4)式中的  $D_0$  与受激跃迁过程联系起来,则有<sup>[20]</sup>

$$\begin{aligned} F_1 &= D_0 \nabla \varepsilon_0 = - \frac{\hbar(\omega_L - \omega_0)}{4} \\ &\quad \times \frac{\nabla \Omega^2}{(\omega_L - \omega_0)^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \\ &= -\hbar\xi \frac{\nabla I}{I} \cdot \frac{\delta}{\Gamma}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $\Omega$  为拉比频率,  $\xi$  为跃迁概率. 该力和失谐量  $\delta$  的关系成色散曲线,如图1所示,当  $\omega_L > \omega_0$  时,失谐量  $\delta$  为正值,此时力  $F_1$  指向负  $\nabla I$  方向,原子趋向光强较弱的地方. 而当  $\omega_L < \omega_0$  时,失谐量  $\delta$  为负值,此时力  $F_1$  指向正  $\nabla I$  方向,原子趋向光强较强的地方.

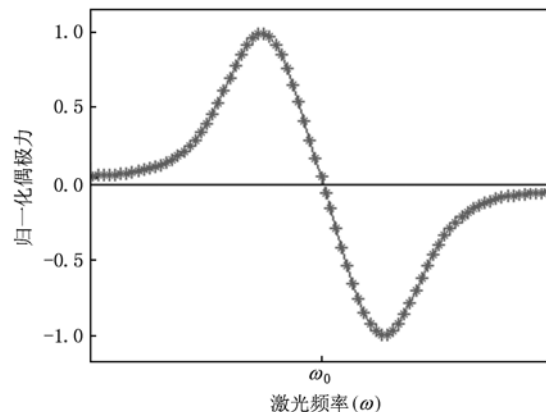


图1 归一化偶极力与激光频率间的关系

现考虑一束沿  $x$  方向传输的高斯光束,则处于该高斯激光驻波场中的原子所受到的偶极力为

$$F_1 = -\nabla U(x) = -\frac{\hbar\Gamma^2}{8\delta I_s} \nabla I(x) = \frac{\hbar\Gamma^2 I_{\max} x}{4\delta I_s w_0^2} \exp(-2x^2/w_0^2), \quad (6)$$

其中  $I_{\max}$  为驻波场最大光强,  $w_0$  为光束束腰尺寸.

在以下对钠原子偶极力及原子运动轨迹的仿真计算过程中, 所使用的相关参数如下: 钠原子的饱和吸收光强为  $6 \text{ mW/cm}^2$ ; 激光驻波场波长为  $589 \text{ nm}$ ; 钠原子自然线宽为  $10 \text{ MHz}$ ; 激光失谐量为  $-200 \text{ MHz}$ , 中性钠原子的最可及速度为  $740 \text{ m/s}$ .

图 2 给出了不同激光失谐量条件下处于高斯激光驻波场中的原子所受到的偶极作用力, 其中虚线部分表示高斯光束的强度分布. 从中可以看出, 在  $x = \pm 0.5w_0$  处高斯激光束对原子的作用力最大, 当偏离此位置时, 该作用力则会急剧下降.

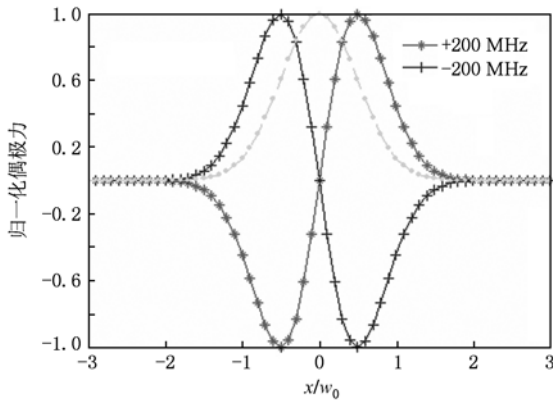


图 2 高斯激光束偶极力与横向位置间的关系

对于二能级中性钠原子而言, 当其处于高斯型激光驻波场中时, 可看作其在保守势场中运动. 该高斯激光驻波场的光强分布可以表示为

$$I(x, y, z) = I_{\max} e^{-(2z^2 - 2y^2)/w_0^2} \sin^2(kx), \quad (7)$$

式中  $k$  为波矢. 当系统达到稳态时, 激光驻波场的势

阱深度为

$$U(x, y, z) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln[1 + p(x, y, z)], \quad (8)$$

其中

$$p(x, y, z) = \frac{I(x, y, z)}{I_s} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2} = p_0 G(x, y, z),$$

$$p_0 = \frac{I_0}{I_s} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2}.$$

$G(x, y, z)$  为光束的光强空间分布函数, 是一个无量纲的量. 在  $y, z$  方向上光束均呈现高斯分布, 但由于沿着  $y$  轴方向的光强梯度变化远小于驻波场  $x$  轴方向的光强梯度变化, 故此在  $y$  轴方向的作用力较小, 接下来的计算中暂不考虑  $y$  方向对计算结果的影响.

### 3. 激光驻波场作用下中性钠原子的运动轨迹及沉积特性分析

对于激光驻波场而言, 由(7)式可知该激光驻波场沿  $x$  方向以半波长为周期进行变化, 而沿  $z$  方向其呈现出来的是高斯函数的缓慢变化. 若原子沿  $z$  方向的运动速度远远大于其沿  $x$  方向上的运动速度, 则激光驻波场中原子沿  $z$  方向所受到的力可以忽略. 在  $z$  方向上由于距离高斯光场中心位置  $\pm 1.5w_0$  处的激光强度为中心强度的 1%, 故此处理原子在  $z$  方向上的运动时, 将  $3w_0$  的距离作为原子在  $z$  方向上与激光场的作用范围. 根据这样的处理方式, 则(7)式可以表示为

$$I(x, t) = I_{\max} \exp\left[-\frac{2(v_z t - 1.5w_0)^2}{w_0^2}\right] \times \sin^2(kx). \quad (9)$$

根据(8)及(9)式可得

$$F_1(x, t) = -\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{a\hbar\delta}{2} \cdot \frac{kI_{\max} \exp\left[-2\frac{(v_z t - 1.5w_0)^2}{w_0^2}\right] \sin^2(kx)}{(a+4)I_s + aI_{\max} \exp\left[-2\frac{(v_z t - 1.5w_0)^2}{w_0^2}\right] \sin^2(kx)}, \quad (10)$$

其中  $a = \Gamma^2/\delta^2$ . 为了描述中性钠原子在激光驻波场中的运动, 则可以用牛顿经典力学公式

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_1(x, t). \quad (11)$$

由于激光驻波场是周期性变化的, 故此可以仅考虑一个周期内的情形, 利用四阶 Runge-Kutta 算法求解对于某一初始位置的原子, 经过激光驻波场的作用后, 其所处的末位置. 图 3 给出了理想原子(纵

向速度单一、无横向速度分量) 经过激光驻波场汇聚作用后初始入射位置和末位置之间的关系. 由图可以看出, 偏离中心位置较远入射的原子, 经过激光驻波场的汇聚后并没有到达驻波场的焦点位置, 而是偏离了该汇聚焦点, 这种现象的出现正是原子受到了球差的影响所致, 在激光驻波场中远离光轴的原子在激光驻波势场中受到的力要比中轴线上原子所受到的力小, 故此这些原子将会出现弥散, 偏离了汇聚场的焦点.

图 4 给出了不同原子纵向速度分布条件下中性钠原子在激光驻波场中的运动轨迹仿真. 图 4(a) 为中性钠原子的纵向运动速率为  $740 \pm 50$  m/s 时的运动轨迹仿真, 图 4(b) 为中性钠原子的纵向运动速率为  $350 \pm 50$  m/s 时的运动轨迹仿真, 图 4(c) 为原子纵向最可及速度运动条件下的纳米沉积条纹, 图 4(d) 为钠原子纵向非最可及速度运动条件下的纳米

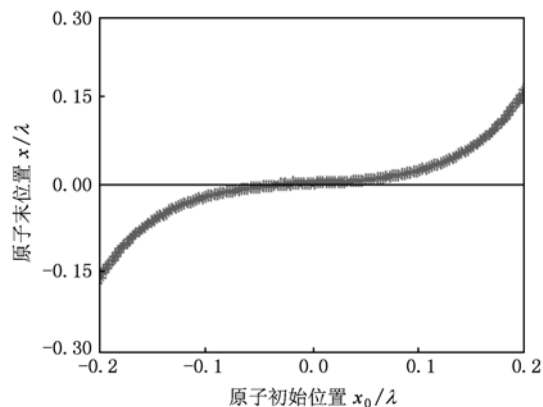


图 3 理想原子经激光驻波场汇聚合始末位置关系

沉积条纹. 由两图的比较可以看出, 当钠原子的运动速率满足最可及速率分布时, 经过激光驻波场的汇聚, 中性钠原子将被汇集在激光驻波场的波节点

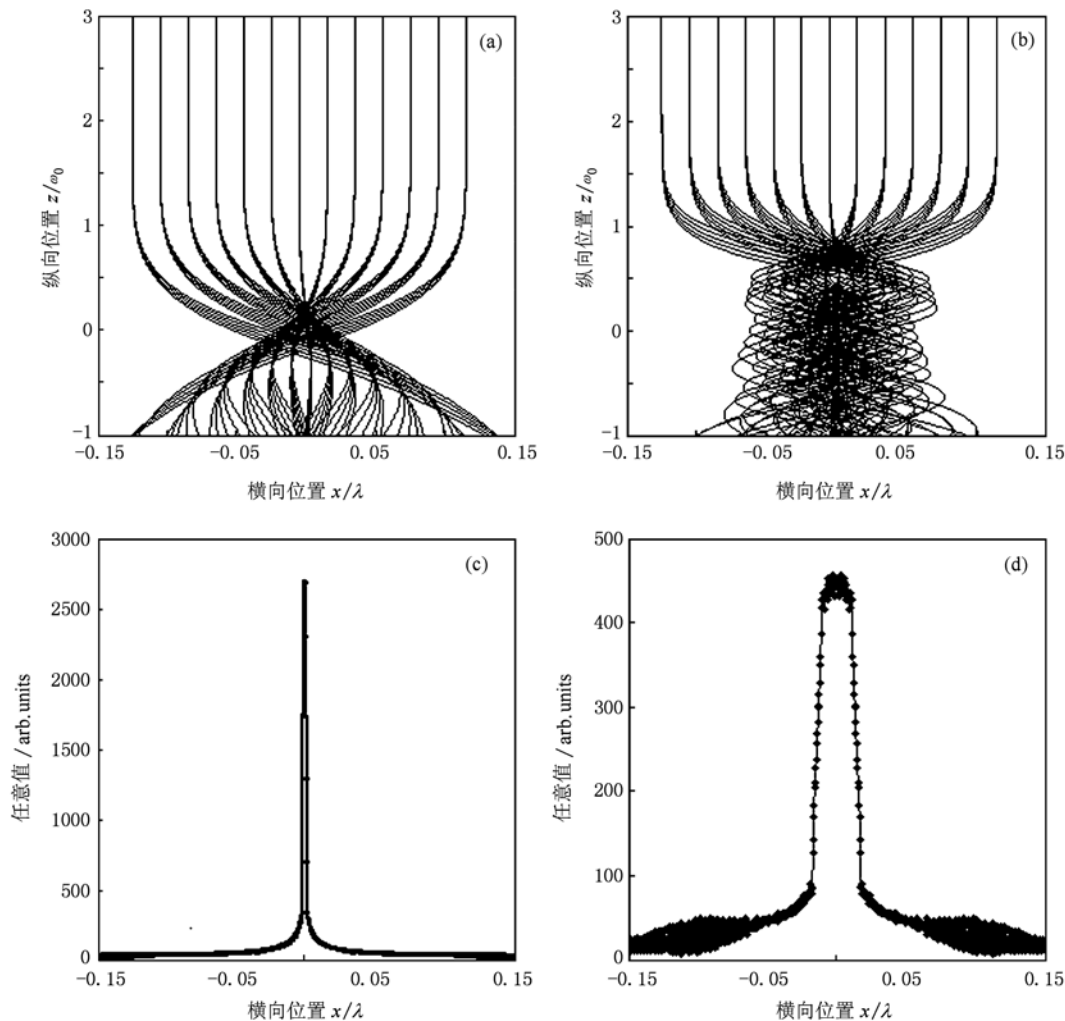


图 4 不同纵向速度分布条件下原子的运动轨迹和沉积条纹仿真 (a) 原子纵向速度最可及分布的运动轨迹; (b) 原子纵向速度非最可及分布的运动轨迹; (c) 原子纵向速度最可及分布沉积条纹; (d) 原子纵向速度非最可及分布沉积条纹

置,形成性能良好的纳米光栅结构,所形成的纳米条纹的半高宽为 2.78 nm,对比度为 38.5:1,而当中性钠原子的纵向速度偏离最可及分布条件时(小于最可及速度),由于运动速度较小,从而使得钠原子与激光驻波场的作用时间加长,导致钠原子在激光驻波场的作用之下将会往返运动,形成振荡方式的运动轨迹.激光驻波场中往返振荡运动的钠原子经过激光驻波场的作用后,将会产生多次汇聚,从而使得汇聚后的纳米光栅条纹变粗,对比度下降,使得纳米光栅的质量变差,在此条件下所形成的纳米沉积条纹的半高宽为 29.1 nm,其对比度下降为 15:1,由此可以看出,当中性钠原子的纵向运动速度为最可及速度时,经过激光驻波场的作用所形成的纳米条纹具有良好的沉积特性,而当中性钠原子的纵向速度偏离最可及速度时,所形成的纳米条纹的质量将会产生恶化,即条纹半高宽增大、条纹对比度减小.

图 5 给出了不同原子横向速度分布条件下中

性钠原子在激光驻波场中的运动轨迹仿真. 图 5 (a)为中性钠原子横向运动速度为 0.12 m/s(对应于钠原子束的发散角为 0.15 mrad)时的运动轨迹仿真,图 5 (b)为中性钠原子横向运动速度为 1.2 m/s(对应于钠原子束的发散角为 1.5 mrad)时的运动轨迹仿真,图 5(c)为钠原子横向运动速度为 0.12 m/s 条件下经过激光驻波场作用后的纳米沉积条纹,图 5 (d) 为钠原子横向运动速度为 1.2 m/s条件下经过激光驻波场作用后的纳米沉积条纹. 由图可以看出,随着钠原子横向速度的增大,其运动轨迹也逐渐偏离激光驻波场的波节位置,从而导致了多次沉积现象. 当钠原子的横向运动速度为 0.12 m/s 时,所形成的纳米条纹的半高宽为 4.2 nm,条纹对比度为 20:1,当钠原子的横向运动速度增大至 1.2 m/s 时,由于该速度大于激光场对钠原子的捕获能力,造成了钠原子将会形成多次沉积现象,使得纳米光栅沉积条纹形成了多峰结构,质量恶化.

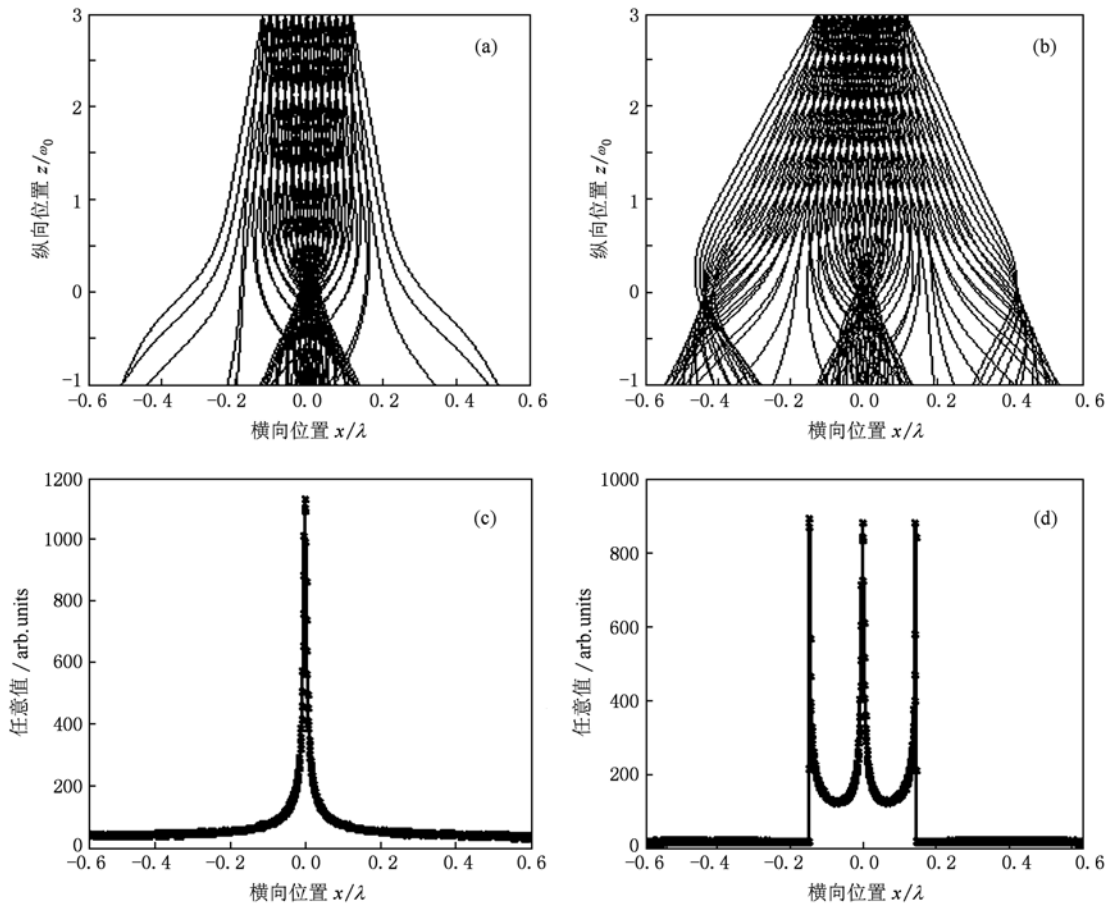


图 5 不同横向速度条件下原子的运动轨迹和沉积条纹仿真 (a)原子横向运动速度 0.12 m/s 时的运动轨迹;(b)原子横向运动速度 1.2 m/s 时的运动轨迹;(c)原子横向运动速度 0.12 m/s 时的沉积条纹;(d)原子横向运动速度 1.2 m/s 时的沉积条纹

## 4. 结 论

本文中详细分析了激光驻波场作用下中性钠原子的受力特点,以半经典理论为基础进一步分析了中性钠原子在激光驻波场作用下的运动特征,分别对不同纵向运动速度和横向运动速度条件下的

钠原子运动轨迹进行了仿真,并利用累计算法实现了不同纵向速度和横向速度条件下中性钠原子的沉积特征仿真. 根据仿真结果,分析了不同纵向速度和横向速度条件下中性钠原子沉积条纹的半高宽和对度特性,指出了纵向运动速度和横向运动速度对原子束沉积所产生的影响.

- [1] Ju X, Wang Z P 2009 *Physics* **38** 1 (in Chinese) [巨新、Wang Z P 2009 物理 **38** 1]
- [2] Li T B 2005 *Shanghai Meas. Test.* **185** 8 (in Chinese) [李同保 2005 上海计量测试 **185** 8]
- [3] Prentiss M, Timp G, Bigelow N 1992 *Appl. Phys. Lett.* **60** 1027
- [4] McClelland J J, Scholten R E, Palm E C 1993 *Science* **262** 877
- [5] McGowan R W 1996 *Ph. Dissertation* (Colorado: Colorado State University)
- [6] Rapol U D, Krishna A, Wasan A 2003 *The European Physical Journal D* **29** 409
- [7] Camposo A, Cervelli F, Tantussi F 2003 *Materials Science and Engineering C* **23** 1087
- [8] Tantussi F, Mangasuli V, Porfido N, Prescimone F, Fuso F, Arimondo E, Allegrini M 2009 *Applied Surface Science* **255** 9665
- [9] Myszkiewicz G, Hohlfeld J, Toonen A J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 3842
- [10] Fioretti A, Camposo A, Tantussi F 2005 *Applied Surface Science* **248** 196
- [11] Rostami A, Rahmani A 2006 *Micronanoelectronic Journal* **37** 57
- [12] Cai W Q, Li C W, Huo Y S 1994 *Acta Phys. Sin.* **43** 611 (in Chinese) [蔡惟泉、李传文、霍芸生 1994 物理学报 **43** 611]
- [13] Wang Y Z, X Z 2005 *Progress in Physics* **25** 347 (in Chinese) [王育竹、徐震 2005 物理学进展 **25** 347]
- [14] He M, Wang J, Zhan M S 2003 *Chinese Optics Letters* **1** 497
- [15] Chen Y P, Chen X N, Li Z 2003 *Micronanoelectronic Technology* **7** 546 (in Chinese) [陈元培、陈旭南、李展 2003 微纳电子技术 **7** 546]
- [16] Zhen C L, Li T B, Ma Y, Ma S S, Zhang B W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4528 (in Chinese) [郑春兰、李同保、马艳、马姗姗、张宝武 2006 物理学报 **55** 4528]
- [17] Zhao M, Wang Z S, Ma B, Li F S 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 381 (in Chinese) [赵敏、王占山、马彬、李佛生 2008 光学学报 **28** 381]
- [18] Song J Y, Feng S F, Zhang X P, Liu H M, Song Y R 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6542 (in Chinese) [宋骄阳、冯胜飞、张新平、刘红梅、宋晏蓉 2009 物理学报 **58** 6542]
- [19] Petra S J H, Vanleeuwen K A H, Feenstra L 2004 *Appl. Phys. B* **79** 279
- [20] Myszkiewicz G, Hohlfeld J, Toonen A J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 3842

## The research of motorial characteristic of sodium atoms in standing wave field\*

Zhang Wen-Tao<sup>†</sup> Zhu Bao-Hua Xiong Xian-Ming

(School of Electronic Engineering and Automation, Guilin University of Electronic and Technology Guilin University of Electronic and Technology, Guilin 541004, China)

(Received 20 February 2010; revised manuscript received 26 March 2010)

### Abstract

Direct write atom lithography is a new technique in which resonant light is used to pattern an atomic beam and the nanostructures are formed when the atoms deposit on the substrate. The motion of sodium atoms in standing wave filed is discussed. Based on the semi-classical model, this paper analyses the motion equation of sodium atom in the laser standing wave field, and then gets the trajectory of the atoms in the standing wave field by analytical simulation for different longitudinal and transverse velocities. The simulative results show that the FWHM width of stripes was 2.78 nm and the contrast was 38.5:1 for the optimal longitudinal velocity, while that of the stripes was 29.1 nm and the contrast was 15:1 for non-optimal longitudinal velocities. At the same time, the results show that the FWHM width of stripes was 4.2 nm and the contrast was 20:1 when the divergence of atomic beam was 0.15 mrad. Whereas, the stripes presented Multi-peaked configuration and the quality deteriorated with the divergence of atomic beam increased to 1.5 mrad.

**Keywords:** atom lithography, laser standing wave, FWHM width, contrast

**PACS:** 32.80.Pj, 42.50.Vk

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11064002).

<sup>†</sup> E-mail: vestczrk@126.com