

文章编号: 1001-3806(2011)03-0364-04

## 铬原子束沉积纳米光栅结构的3维仿真

张宝武<sup>1</sup>, 马艳<sup>2</sup>, 赵敏<sup>2</sup>, 张文涛<sup>3</sup>

(1. 中国计量学院 计量测试工程学院, 杭州 310018; 2. 同济大学 物理系, 上海 200092; 3. 桂林电子科技大学 电子工程学院, 桂林 541004)

**摘要:** 为了研究铬原子经过波长为425.55nm 1维高斯激光驻波会聚作用后的沉积情况, 采用原子与激光相互作用的原子轨道方法和波动方法两种理论模型进行了3维仿真。结果表明, 同一激光功率条件下, 两种方法的仿真条纹在激光束方向上都具有相同的周期性, 在垂直激光束方向上具有非常相似的延展性, 即随着激光功率的增加, 原本的一条仿真条纹会逐渐分裂开来, 由于原子波动性的影响, 波动方法仿真的条纹中还有明显的干涉边峰, 这种现象随着激光功率的增加而变得更加明显。这些仿真结果为实验提供了更加丰富的理论指导。

**关键词:** 激光技术; 激光会聚; 原子束; 原子波包; 纳米光栅

**中图分类号:** O411.3; O56 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2011.03.020

### 3-D simulation of nano-grating by Cr atom beam deposition

ZHANG Bao-wu<sup>1</sup>, MA Yan<sup>2</sup>, ZHAO Min<sup>2</sup>, ZHANG Wen-tao<sup>3</sup>

(1. College of Metrology & Measurement Engineering, China Jiliang University, Hangzhou 310018, China; 2. Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China; 3. Department of Electronic Engineering, Guilin University of Electronic Technology, Guilin 541004, China)

**Abstract:** In order to study the deposition of <sup>52</sup>Cr atomic interacted by a focused near-resonant Gaussian standing-laser at 425.55nm wavelength, 3-D simulation was carried out based on both particle-optics and wave-mechanical approaches. The results show that the deposited nano-grating has uniform period along laser vector direction, and similar structure along the direction perpendicular to laser vector. In addition, the deposited nano-grating may be split with the increase of laser power. Due to the wave property, the simulated nano-grating presents obvious interference side peak. All the simulation results provide abundant theory for experiments.

**Key words:** laser technique; laser-focusing; atomic beam; atomic wave-packet; nano-grating

## 引言

上世纪60年代以来,随着激光技术的突飞猛进,原子操控技术也逐步变成现实。能够减小原子速率,降低其动能的激光冷却技术<sup>[1-3]</sup>;能够稳定捕获原子的磁光阱技术<sup>[4-5]</sup>;能够导引冷原子<sup>[6-7]</sup>的磁光传输技术等发明;原子惯性技术(原子陀螺、原子加速度计、原子重力仪)<sup>[8-10]</sup>、原子激光<sup>[11]</sup>和原子钟<sup>[12]</sup>等仪器的研制、开发和应用表明,原子光学无论在理论探讨还是实验手段上都已经进入成熟阶段。基于此,原子光学在微纳米制造领域内的应用,尤其是原子光刻技术逐步走进人们的视野<sup>[13-17]</sup>。与传统光学光刻技术不同的是,原子光刻技术中“光源”是横向激光冷却作用下的

高准直度、高通量密度的原子束,“掩膜”是横向激光驻波场构成的原子透镜阵列。这种技术的优势主要体现在:(1)原子物质波波长短,衍射极限很小;(2)原子具有电中性,原子间不存在库仑力作用;(3)原子的动能非常小,对基板无破坏作用。实验中,这种高准直度、高通量密度的原子束经过横向激光驻波场构成的原子透镜阵列聚焦并沉积在基片上得到纳米图形。根据原子与基片作用方式的不同,这种技术总体上可以分为直接沉积型<sup>[13-14]</sup>和抗蚀剂型<sup>[18]</sup>两种类型。两者的区别在于前者是被激光驻波场会聚的原子束直接沉积在基片上,形成特定的纳米结构,后者是被激光驻波场会聚的原子束首先曝光沉积基片表面的抗蚀剂,然后通过标准刻蚀技术将特定图案转移到基片上,形成纳米结构。

美国国家标准与技术研究院的McCLELLAND<sup>[17]</sup>小组于1998年利用直接沉积型原子光刻技术在蓝宝石基片上沉积出了1维铬原子纳米光栅标样。经过详

作者简介:张宝武(1978-),男,博士,讲师,研究方向为原子光刻技术。

E-mail: zhangbaowu1978@gmail.com

收稿日期:2010-06-01;收到修改稿日期:2010-08-26

细的理论和实验分析得出,这种标样节距平均值的实验结果为  $(212.7777 \pm 0.0069) \text{ nm}$ , 和理论值  $(212.7787 \pm 0.0049) \text{ nm}$  吻合得很好。由此可知,通过这种技术制备的纳米光栅标样平均节距的相对不确定度为  $10^{-5}$ , 可以直接溯源于铬原子的共振跃迁频率。这种标样如果完成国际比对,将在纳米计量上具有潜在的应用前景,原因在于其独特的实验方案:(1)通过绝对稳频方案,会聚激光驻波场的频率被锁定在 $^{52}\text{Cr}$ 原子的共振跃迁( $^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_4^0$ )上,由于原子的共振跃迁频率是不随外界环境的变化而变化,这就保证了会聚激光驻波周期长度可以溯源于原子共振跃迁频率;(2)基片表面和会聚激光驻波场平行,并且通过一个法布里-珀罗干涉腔来防止会聚激光驻波场波节或波腹相对于基片的运动,这就保证了沉积出来的光栅结构周期长度精确地复现了会聚激光驻波场的周期长度;(3)实验物质为硬质材料铬,其表面活性比较低,在大气环境下可以形成一层稳定的保护膜,因而沉积样品的表面形貌可以在大气环境下直接利用原子力显微镜来分析。伴随着实验的进行,相关的理论工作也在不断地加深推进<sup>[19-24]</sup>。

作者分别以原子轨道法和量子波动法理论模型为基础,模拟分析了激光冷却准直铬原子束经过波长为  $425.55 \text{ nm}$  的1维激光驻波场会聚作用后的沉积情况,其中,首先通过数值方法求解会聚激光驻波场中原子满足的运动方程和原子波包满足的演化方程,获得了原子运动轨迹和原子波包演化图像,然后考察了激光驻波场会聚平面内不同激光功率条件下沉积条纹的分布情况。

## 1 模型的基础理论

### 1.1 原子与激光相互作用的半经典理论

在稳态情况下,激光驻波场形成的光学势阱可以表示为<sup>[25]</sup>:

$$U = \frac{\hbar\Delta}{2} \ln[1 + p_0 G(x, y, z)] \quad (1)$$

式中, $\hbar$ 为除以 $2\pi$ 的普朗克常数; $\Delta$ 为激光频率相对于原子共振频率的失谐量; $p_0 = \frac{I_0}{I_s} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\Delta^2}$ , $\Gamma$ 是原子跃迁的自然线宽, $I_s$ 为原子跃迁的饱和强度; $I_0$ 为入射激光强度; $G(x, y, z)$ 是一个与空间相关的无量纲函数,对于一个沿 $x$ 轴传播的高斯激光驻波场而言,此函数可表示为:

$$G(x, y, z) = \exp[-2(z^2 + y^2)/w^2] \sin^2(kx) \quad (2)$$

式中, $w$ 为激光束腰半径; $k$ 为激光波数。

利用保守系的拉格朗日方程可得原子在驻波场中

的运动方程(推导过程中忽略激光场对原子的沿 $y$ 轴方向的作用力):

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, z)}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} + \frac{1}{m} \frac{\partial U(x, z)}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

式中, $t$ 为时间参量, $m$ 为原子的质量。消去时间参量,(3)式可以化简为 $x$ 对 $z$ 的微分方程:

$$x'' = \frac{1 + x'^2}{2(E_0 - U)} \left( x' \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial U}{\partial x} \right), \left( x' = \frac{\partial x}{\partial z}; x'' = \frac{\partial^2 x}{\partial z^2} \right) \quad (4)$$

式中, $E_0$ 为原子运动的动能。

在这种理论框架内仿真铬原子会聚沉积情况时,设定  $4 \times 10^5$  个人射原子均匀地分布于驻波场的一个周期内。首先利用恰当步长的4阶Runge-Kutta算法数值求解(4)式,获得每个人射原子通过驻波场的运动轨迹,并且记录下每个原子在焦平面内的最终落点,然后通过柱状图累加这些落点反映出仿真条纹。其中每个人射原子的纵向速率和横向速率分别满足参考文献[26]中给出的Maxwell-Boltzman分布和高斯分布,条纹高度以条纹中心高度为归一化条件。

### 1.2 原子与激光相互作用的波动理论

按de Broglie关系,作者假定沿 $z$ 轴方向以平均速率 $v_z$ 传输的铬原子束对应的是一个平面波,原子在某一时刻出现在某一位置附近的几率分布在 $x, y, z$ 3个方向上都为高斯分布,并且将这个高斯型几率分布定义为一个波包<sup>[27]</sup>,其平均中心沿 $z$ 方向具有一定的初始平均动量,则在坐标表象内波函数(记入时间相关因子)为:

$$\Psi(x, z, t) = \frac{1}{\sqrt{\sigma_x \sqrt{2\pi}}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\sigma_x^2}\right) \times \sqrt{\frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\sigma_z^2} + ik_{z_0} z - i\omega t\right) \quad (5)$$

式中, $\sigma_x$ 和 $\sigma_z$ 分别表示 $x$ 方向和 $z$ 方向上原子波包的初始宽度; $k_{z_0}$ 是原子波包传播的波数; $\omega$ 为原子波包传播频率; $i$ 为虚数单位。

驻波光场中原子波函数随时间的演化由含时薛定谔波动方程给出,即:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(x, z, t) = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U \right] \Psi(x, z, t) \quad (6)$$

因为式中的哈密顿量  $H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U$  不随时间变化,

因此(6)式的定态特解为:

$$\Psi(x, z, t) = \Psi(x, z, p_z, t = 0) \times \exp\left(-\frac{iE_0 t}{\hbar}\right) = \Phi(x, z) \exp\left(-\frac{iE_0 t}{\hbar}\right) \quad (7)$$

式中,  $\Phi(x, z)$  为波函数中与时间无关的部分。联合(5)式将(7)式代入(6)式, 整理得:

$$\frac{\partial}{\partial z} \Phi(x, z) = \left( a \frac{\partial^2}{\partial x^2} + b \frac{i}{\hbar v_z} \right) \Phi(x, z) \quad (8)$$

式中,  $a = \frac{i\hbar}{2mv_z}$ ;  $b = \frac{-i}{\hbar v_z} U$ 。

在这种理论框架内仿真铬原子会聚沉积情况时, 设定原子波包处于驻波场的一个周期内, 首先将  $x$  方向(驻波场方向)和  $z$  方向(原子束传输方向)各自均分为 100 份, 然后利用有限元微分方法数值解(8)式, 获得原子波包通过驻波场的演化情况, 最后取纵方向焦平面内原子波包几率分布轮廓即可反映出仿真条纹。条纹高度以条纹中心几率为归一化条件。

模拟参量如表 1 所示, 并且图中的坐标改记为  $X = x/\lambda$ ,  $Y = y/w$ ,  $Z = z/w$ 。

Table 1 Parameters for calculation

parameters	values	units
$^{52}\text{Cr}$ resonant transition	$^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_4^0$	
wavelength	$\lambda = 425.55$	nm
natural linewidth	$\Gamma = 5$	$2\pi\text{MHz}$
saturation intensity	$I_s = 85$	$\text{W}/\text{m}^2$
laser power	$P = 3.93$ or $40$	mW
laser frequency detuning	$\Delta = 250$	$2\pi\text{MHz}$

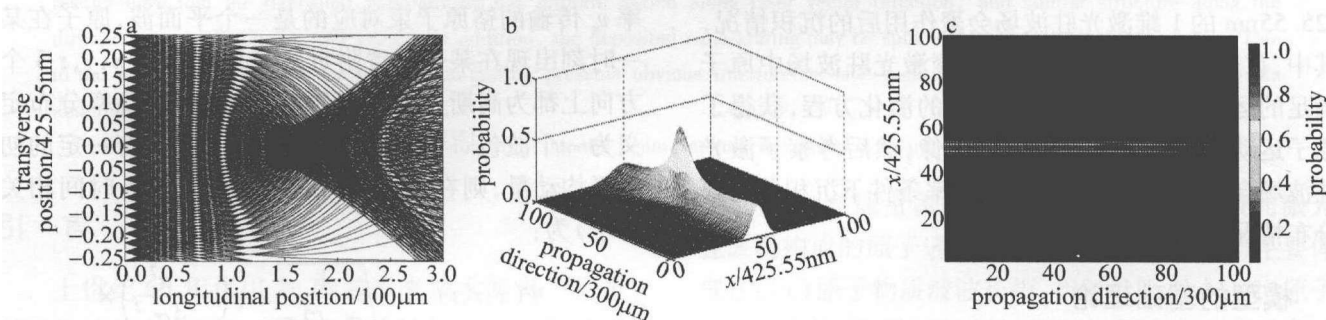


Fig. 1 Picture when atoms go through the laser standing wave under different approaches ( $P = 3.93\text{mW}$ )

a—atomic trajectories b—3-D picture of evolution of atomic wave-packet c—plane picture of evolution of atomic wave-packet

## 2.2 沉积条纹的 3 维仿真

作者采用上述两种方法, 以表 1 中的数据为参量, 详细模拟了不同激光功率条件下 5 条沉积条纹的情况, 如图 2 和图 3 所示。

对比图 2 和图 3 中的 4 张图可以看出, 在同一激光功率条件下, 两种方法的模拟结果都显示沉积条纹沿  $x$  方向结构质量的周期性是相同的; 沿  $y$  方向上的结构质量也非常相似。另外, 不管采用哪种理论模型, 仿真结果都显示, 当激光功率较小时 ( $P = 3.93\text{mW}$ ), 沉积条纹沿  $y$  方向上的结构质量在一定范围内具有很好的一致性, 并且每一根条纹都是非常清晰的。随着激光功率的增加 ( $P = 40\text{mW}$ ), 每一根沉积条纹呈现出

continue		
parameters	values	units
laser waist	$w = 100$	$\mu\text{m}$
Cr oven temperature	$T = 1923$	K
atom longitudinal most probable velocity	$v_z = 960$	$\text{m}/\text{s}$
atomic mass	$m = 52$	$\text{g}/\text{mol}$
atomic beam divergence	$\alpha = 0.16$	mrad
initial peakwidth	$\sigma_x = 7.9$	nm
evolution time	$t = 3.125 \times 10^{-7}$	s
simulation grid	$N = 100 \times 100$	
longitudinal propagating distance and resolution	$L = 300; dz = 3$	$\mu\text{m}$
transverse range and resolution	$X \in [-425.55/4, 425.55/4]; dx = 2.128$	nm
atomic trajectories	$4 \times 10^5$	

## 2 模拟结果

### 2.1 驻波场中原子的运动轨迹及原子波包的演化

图 1 中给出了驻波场中原子的运动轨迹(图 1a 为了显示清晰, 只给出 500 条), 为了对比, 图 1a 和图 1c 同时给出了原子波包演化过程中  $x$  方向的几率分布情况(驻波中心位于  $z$  轴  $150\mu\text{m}$  处)。从图中可以看出, 不管是原子轨道方法还是波动方法, 原子束在穿过驻波场时都是先被驻波势阱会聚, 随后又会慢慢扩散。

较为复杂的结构; 在激光束的中轴区域附近  $[-1.08, 1.08]$ , 原本在  $3.93\text{mW}$  时的 1 根条纹分裂成 3 根, 其中的中心条纹在  $y$  方向上保留有一定的一致性, 而两边的条纹却在  $y$  方向随着远离激光束中轴线而慢慢地与中心条纹回合。在此区域之外, 条纹恢复到  $3.93\text{mW}$  时的情况。

从 3 维仿真结果中可以看出, 由于原子的波动性, 波动方法的沉积条纹中有明显的干涉边峰, 并且这种现象随着激光功率的增加而变得更加明显。由此可见, 激光功率的高低会直接影响原子会聚沉积条纹的结构质量, 因此, 实验中应适当地选择激光功率。为此, 可见参考文献[28]中的相关公式。

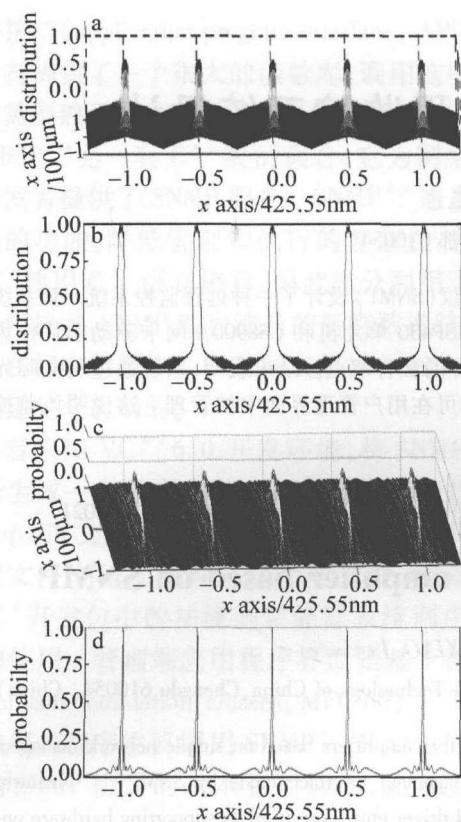


Fig. 2 Simulated deposited nanolines ( $P = 3.93\text{mW}$ ), Fig. 2a and Fig. 2c is 3-D simulation, Fig. 2b and Fig. 2d is variation of the nanolines along  $x$  direction in plane of  $Y=0$   
a, b—particle-optics approach c, d—wave-mechanical approach

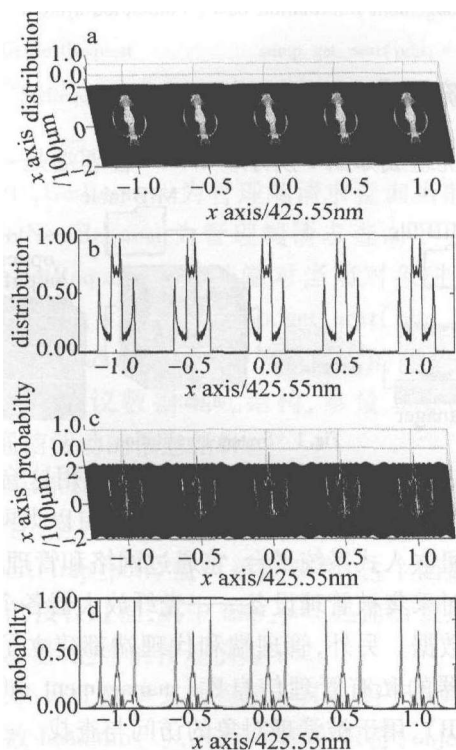


Fig. 3 Simulated deposited nanolines ( $P = 40\text{mW}$ ), Fig. 3a and Fig. 3c is 3-D simulation, Fig. 3b and Fig. 3d is variation of the nanolines along  $x$  direction in plane of  $Y=0$   
a, b—particle-optics approach c, d—wave-mechanical approach

### 3 结论

基于原子与激光相互作用的不同理论,3维仿真了原子激光会聚沉积条纹。同一激光功率条件下,两种方法的模拟结果都显示沉积条纹沿激光束方向结构质量的周期性是相同的;沿垂直激光束方向上的结构质量也非常相似。随着激光功率的增加,沉积条纹会逐渐分裂开来。由于原子的波动性,波动方法的沉积条纹中有明显的干涉边峰,并且这种现象随着激光功率的增加而变得更加明显。这些仿真结果为实验提供了更加丰富的理论指导。

#### 参考文献

- [1] CHU S. The manipulation of neutral particles[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 685-706.
- [2] COHEN-TANNOUDJI C N. Manipulating atoms with photons [J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 707-720.
- [3] PHILLIPS W D. Laser cooling and trapping of neutral atoms[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 721-741.
- [4] RAAB E L, PRENTISS M, CABLE A, *et al.* Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(23): 2631-2634.
- [5] CREN P, ROOS C F, ACLAN A, *et al.* Loading of a cold atomic beam into a magnetic guide[J]. *European Physical Journal*, 2002, D20(1): 107-116.
- [6] OVCHINNIKOV Y B. Compact magneto-optical sources of slow atoms [J]. *Optics Communications*, 2005, 249(4): 473-481.
- [7] DIMOVA E, MORIZOT O, STERN G, *et al.* Continuous transfer and laser guiding between two cold atom traps [J]. *European Physical Journal*, 2007, D42(2): 299-308.
- [8] GUSTAVSON T L, LANDRAGIN A, KASEVICH M A. Rotation sensing with a dual atom-interferometer sagnac gyroscope[J]. *Classical and Quantum Gravity*, 2000, 17(12): 2385-2390.
- [9] FIXLER J B, FOSTER G T, MCGUIRK J M, *et al.* Atom interferometer measurement of the newtonian constant of gravity[J]. *Science*, 2007, 315(5): 74-77.
- [10] CANUEL B, LEDUC F, HOLLEVILLE D, *et al.* Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(1): 010402-010405.
- [11] RIOU J F, GUERIN W, LECOQ Y, *et al.* Beam quality of a nonideal atom laser [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(7): 070404-070407.
- [12] DIDDAMS S A, BERGQUIST J C, JEFFERTS S R, *et al.* Standards of time and frequency at the outset of the 21st century [J]. *Science*, 2004, 306(19): 1318-1324.
- [13] TIMP G, BEHRINGER R E, TENNANT D M, *et al.* Using light as a lens for submicron, neutral-atom lithography [J]. *Physical Review Letters*, 1992, 69(11): 1636-1639.
- [14] McCIELLAND J J, SCHOLTEN R E, PALM C, *et al.* Laser-focused atomic deposition [J]. *Science*, 1993, 262(5135): 877-880.
- [15] LU X D, LI T B, MA Y, *et al.* Investigation of atom-optical properties of laser focused Cr atomic deposition [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(12): 8205-8211 (in Chinese).
- [16] LI T B. Nanometrology and transfer standard [J]. *Shanghai Measurement and Testing*, 2005, 32(1): 8-13 (in Chinese).

(下转第383页)

度起调制作用,影响了散射光强度分布的轮廓特征。

图4中的总效果与图3中的散射特征反映的规律非常一致,说明以上分析是合理的。类似的分析也适用于其它情形,比如 $p$ 线偏振光入射的情形等。

#### 4 结论

利用 Kirchhoff 近似,用 Monte-Carlo 方法模拟 Gaussian 随机粗糙面,计算了一组相同自相关长度,不同方均根高度的电介质表面在 $s$ 线偏振光入射下的散射光强度空间分布;研究针对的表面均在弱粗糙范围内。

随均方根高度的增加,散射光强度分布出现峰值衰减、展宽和向右移动等散射特征,其中峰值向右移动的趋势和 $p$ 线偏振光入射时是相反的。

根据 Kirchhoff 理论,考虑 $1^\circ$ 表面 $\sim 6^\circ$ 表面各散射方向对应的本地斜率分布的变化趋势和本地反射率两个因素,对上述散射特性给出了解释:散射光能量分布逐渐展宽和峰值减小是由于面元本地斜率的分布趋于分散,对应镜向的面元数量有所减少;散射光能量逐渐向右移动则是因为镜向附近散射方向对应的面元数量逐渐和镜向趋于接近,且对应镜向右侧的面元本地反射率高于镜向。

本文中的研究可以为更复杂的散射特征形成机制(例如在强粗糙情形下)研究提供一些参考。

#### 参 考 文 献

- [1] MARCUS S, SCOLELLA B D. Solid-state laser synthetic aperture laser[J]. Applied Optics, 1994, 33(6):960-964.
- [2] WANG Ch Y, XIE J, BIAN B M, *et al.* Optimum signal threshold ratio for improving the ranging accuracy of lidar[J]. Laser Technology, 2007, 31(4):408-411 (in Chinese).
- [3] YOSHKAI S, ARUGA T. Feasibility study of synthetic aperture infrared laser radar techniques for imaging of static and moving objects[J]. Applied Optics, 1998, 37(24):5631-5639.
- [4] BRUCE N C. Kirchhoff calculations of the coherent scatter from a series of very rough surfaces[J]. Applied Optics, 1995, 34(24):5531-5536.
- [5] CARON J, LAFAIT J, CHRISTINE A. Scalar Kirchhoff's model for light scattering from dielectric random rough surfaces[J]. Optics Communications, 2002, 207(1/6):17-28.
- [6] MA J, GUO L X, CHENG X Zh. Unification of the Kirchhoff approximation and the method of moment for optical wave scattering from the lossy dielectric Gaussian random rough surface[J]. Chinese Optics Letters, 2009, 7(3):259-262.
- [7] JAMES E H, KRYWONOS A, VEMOLD C L. Modified Beckmann-Kirchhoff scattering theory for rough surfaces with large scattering and incident angles[J]. Optical Engineering, 2007, 46(7):078002/1-078002/10.
- [8] SYLVAIN M. Diffuse reflection by rough surfaces: an introduction[J]. Comptes Rendus Physique, 2005, 6(6):663-674.
- [9] BECKMANN P, SPIZZICHINO A. The scattering of electromagnetic waves from rough surface[M]. New York: Pergamon Press, 1963:80-97.
- [10] TSANG L, KONG J A, DING K H. Scattering of electromagnetic waves: theory and applications[M]. New York: Wiley, 2001:397-403.
- [11] SANCHEZ-GIL J A, NIETO-VESPERINAS M. Light scattering from random rough dielectric surfaces[J]. Journal of the Optical Society of America, 1991, 8(8):1270-1286.
- [12] ZHENG X B, WEI Q N, XIA Y X. Numerical analysis of scattering from 1-dimensional random rough surfaces[J]. Optoelectronics Laser, 1997, 8(5):398-402 (in Chinese).
- [17] McCLELLAND J J, ANDERSON W R, BRADLEY C C, *et al.* Accuracy of nanoscale pith standards fabricated by laser-focused atomic deposition[J]. Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, 2003, 108(2):99-113.
- [18] PETRA S J H, FEENSTRA L, HOGERRVOST W, *et al.* Nanolithography with metastable helium atoms in a high-power standing-wave light field[J]. Applied Physics, 2004, B78(2):133-136.
- [19] ZHANG B W, MA Y, LI T B, *et al.* Effect of laser power on one-dimensional deposition of chromium atomic beam[J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(2):421-424 (in Chinese).
- [20] ZHAO M, WANG Zh Sh, MA Y, *et al.* Quantum simulation for peak broadening in atom lithography[J]. Chinese Optics Letters, 2007, 5(10):602-604.
- [21] ALTI K, PATRA A S, KHARE A. Two-dimensional periodic potential via multiple-beam interferometry for atom lithography[J]. Journal of Microlithography, Microfabrication and Microsystems, 2006, 5(2):023005.
- [22] CARSTEN B, JURGEN B, ANGELA K. Computing light masks in neutral atom lithography[J]. Journal of Computational Physics, 2006, 220(1):422-440.
- [23] te SLIGTE E, van der STAM K M R, SMEETS B, *et al.* Barrier-limited surface diffusion in atom lithography[J]. Journal of Applied Physics, 2004, 95(4):1749-1755.
- [24] ZHANG B W, MA Y, LI T B. Collimation of chromium atomic beam by means of 1-D Doppler laser[J]. Laser Technology, 2009, 33(4):347-350 (in Chinese).
- [25] DALIBARD J, COHEN-TANNOUJDI C N. Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited[J]. Journal of the Optical Society of America, 1985, B2(11):1707-1720.
- [26] McCLELLAND J J. Nanofabrication via atom optics[C]//Handbook of Nanostructured Materials and Nanotechnology. San Diego, USA: Academic Press, 2000:335-385.
- [27] KIDAN T, ADLER J, RON A. Numerical simulations of an atomic beam focused by an optical potential[J]. Computers in Physics, 1998, 12(5):471-477.
- [28] McCLELLAND J J. Atom-optical properties of a standing-wave light field[J]. Journal of the Optical Society of America, 1995, B12(10):1761-1767.

(上接第367页)