

文章编号: 1001-3806(2012)06-0810-04

基于直边衍射的高斯激光驻波场仿真

张宝武¹, 马艳², 张萍萍², 支理想¹, 李思荣¹, 周晋羽¹, 陈辰¹, 高毓琨¹

(1. 中国计量学院 计量测试工程学院 杭州 310018; 2. 同济大学 上海市特殊人工微结构材料与技术重点实验室, 上海 200092)

摘要: 为了研究原子光刻实验中基片对汇聚激光场的影响, 基于标量光学理论, 采用数值计算对直边衍射情况下高斯激光驻波场特性进行了仿真。结果表明, 高斯激光的直边衍射效应会呈现与平面光波相似的强度振荡现象, 两者直边衍射后的第1个强度突变分别为中轴线强度的1.18倍和1.37倍; 随着束腰的增大, 高斯激光的衍射越接近平面波; 中轴线和基片表面距离会影响高斯激光截面进入直边几何阴影之外的大小; 直边衍射后入射波和其经过反射镜作用的反射波相遇叠加在光轴方向上会形成稳定的驻波; 这种驻波的强度在垂直光轴截面上呈现一定的衍射特性。该研究有利于理解直边衍射时高斯驻波场形成的实质; 并可通过适当的激光参量来调整实验激光驻波场结构。

关键词: 激光技术; 激光驻波场; 直边衍射; 高斯激光

中图分类号: O435 文献标识码: A doi: 10.3969/j.issn.1001-3806.2012.06.024

Simulation of Gaussian laser standing wave based on diffraction by straight edge

ZHANG Bao-wu¹, MA Yan², ZHANG Ping-ping², ZHI Li-xiang¹, LI Si-rong¹,
ZHOU Jin-yu¹, CHEN Chen¹, GAO Yu-kun¹

(1. College of Metrology & Measurement Engineering, China Jiliang University, Hangzhou 310018, China; 2. Shanghai Key Laboratory of Special Artificial Microstructure Materials and Technology, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract: In order to study effect of substrates on the focusing laser beam in atom lithograph, the characteristics of Gaussian laser standing wave affected by diffraction of straight edge were simulated based on the scalar optical theory. The results indicate that diffracted by the straight edge, Gaussian laser will show the similar oscillation of intensity to plane wave and the Gaussian incident wave has 1.18 times of the intensity of the central axis at the first mutation of intensity, while the plane is 1.37 times. The diffraction of the Gaussian laser by straight edge trends to that of plane wave when the waist becomes larger; the distance between laser axis and substrate will affect the illumination area of the laser outside the straight edge. The optical field superimposed by the diffracted Gaussian laser and its retro-reflective wave is the standing wave with oscillation of intensity outside the shaded area. All the results can make us well understand the essence of the Gaussian laser standing wave with diffraction by straight edge.

Key words: laser technique; laser standing wave; diffraction by straight edge; Gaussian laser

引言

通过原子光刻技术人们可以精确地控制原子运动, 实现纳米图像的制作^[1-3]。实验中, 经过横向激光冷却的原子束, 在穿过汇聚激光驻波场时, 在偶极力的作用下, 就会形成反映激光驻波场周期的空间密度分布, 在基片上沉积形成反映激光驻波场周期性的纳米

结构^[4-12]。其中最简单、最容易获得的偶极力就是1维激光驻波场形成光学势阱的梯度场。为了获得对比度好, 准确反映激光驻波场光学势阱周期, 一般要求基片上表面和激光束的中轴线严格平行。由于基片边缘的作用, 入射激光束的一部分会被阻挡掉。然后, 这个被阻挡的激光束沿着基片表面传播, 遇到反射镜后原路返回, 和原来的入射激光叠加, 形成汇聚原子的光波场(由于实验证实这个叠加后的光场为驻波场, 因此作者称之为驻波场)。其中基片在垂直光轴方向上的厚度约为2mm, 在和中轴线平行的平面内延伸程度都为厘米量级, 而准直激光束的截面直径不超过0.1mm。基片厚度和激光束截面直径的这种尺寸的差别, 两者可以认为构成了直边衍射的物理情形。这样, 原子在通过汇聚驻波光场的时候就会受到这种衍射的影响, 进而纳米光栅的沉积精度也会受到影响。因此,

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10972210); 浙江省科技计划资助项目(2011R10094); 上海市特殊人工微结构材料与技术重点实验室开放基金资助项目(ammt2011A-3); 中国计量学院开放实验基金资助项目

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: 2012-03-30; 收到修改稿日期: 2012-04-23

研究衍射情况下的激光驻波场强度分布情况对原子光刻实验来说具有非常重要的意义。

本文中运用标量光学衍射理论,通过数值计算首先对高斯激光和平面激光直边衍射行波场进行了仿真,比较了两者的异同。然后,对衍射情况下高斯激光和平面激光驻波场光场分布进行了仿真。研究了束腰半径大小和激光中轴线和基片表面距离对高斯激光驻波场的影响。

1 理论分析

图 1 中给出了实验中汇聚激光束、基片和反射镜之间的相互位置关系。其中准直原子束将沿着 z 轴方向传播,汇聚激光束沿着 x 轴传播,参量 b 表示激光中轴线和基片表面之间的距离。

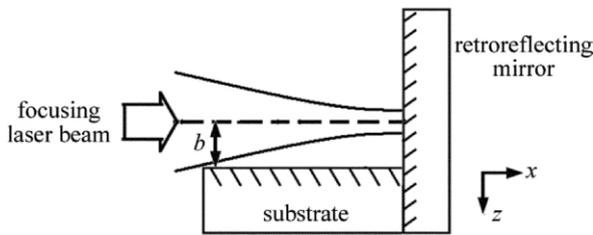


Fig. 1 Mutual position relation between laser, substrate and retro-reflecting mirror

基于图 1 抽象出来的高斯激光衍射原理如图 2 所示,其中 K 是对应于基片边缘的直边衍射屏(坐标为 y_1, z_1),白色区域为透光孔 Σ 边缘与 y 轴平行且位于原点上, F 是反射镜, E 是反射镜之前垂直于激光中轴线的某一个考察屏(坐标为 y, z)。整个系统的 x 轴原点设置在反射镜的中心 O 点处。

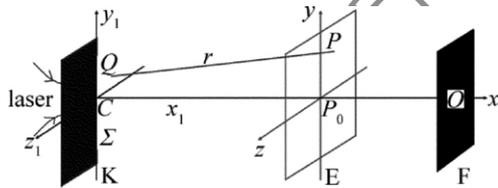


Fig. 2 Principle of diffraction of laser by straight edge

由基尔霍夫近似标量衍射理论可知,入射激光在传播距离为 x_1 的考察屏上的 P 点复振幅 $\tilde{E}_1(P)$ 可表示为^[13]:

$$\tilde{E}_1(P) = \frac{\exp(ikx_1)}{i\lambda x_1} \int_{\Sigma} \tilde{E}_1(y_1, z_1) \times \exp\left\{ \frac{ik}{2x_1} [(z - z_1)^2 + (y - y_1)^2] \right\} dz_1 dy_1 \quad (1)$$

式中 i 是虚数单位; $k = 2\pi/\lambda$ 是光波波数, λ 是光波波长; (y_1, z_1) 是透光区上任意一点 Q 的坐标, (y, z) 为观察上 P 点的坐标; x_1 是衍射屏 K 到观察屏 E 的垂直距离; 积分区域覆盖透光孔 Σ : $y_1 \in [-\infty, \infty]$; $z_1 \in [-\infty, 0]$ 。由于(1)式所示的菲涅耳衍射区包含了夫琅和费衍射区,因此(1)式也可以说是计算衍射问题

的通用公式。

准直入射高斯激光(中轴线上的强度为 $1W/m^2$,束腰半径为 w_0) 在透光区 Σ 中的某一点的复振幅表示为:

$$\tilde{E}_1(x_1, y_1) = \exp\left[-\frac{(z_1 - b)^2 + y_1^2}{w_0^2} \right] \quad (2)$$

对于平面波来说,它在透光区 Σ 中的某一点的复振幅表示为:

$$\tilde{E}_1(x_1, y_1) = 1 \quad (3)$$

考虑到(2)式和(3)式入射光复振幅在 y 和 z 方向上的独立性,(1)式可以分解为两个独立积分的乘积,即:

$$\tilde{E}_1(P) = \frac{\exp(ikx_1)}{i\lambda x_1} \tilde{E}_{1,y} \tilde{E}_{1,z} \quad (4)$$

式中 y 和 z 方向上复振幅表达式展开为:

$$\begin{cases} \tilde{E}_{1,y} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{1,y_1} \exp\left[\frac{ik}{2x_1} (y - y_1)^2 \right] dy_1 \\ \tilde{E}_{1,z} = \int_{-\infty}^0 \tilde{E}_{1,z_1} \exp\left[\frac{ik}{2x_1} (z - z_1)^2 \right] dz_1 \end{cases} \quad (5)$$

(1)式所示的衍射行波场在遇到反射镜以后,会被原路反射,形成反射波。反射波可以简单地看成是入射波通过反射镜的镜像加上半波损失产生的,如下式:

$$\tilde{E}_2(P) = \frac{\exp(-ikx_2 + i\pi)}{i\lambda x_2} \tilde{E}_{2,y} \tilde{E}_{2,z} \quad (6)$$

(1)式和(6)式两个式子表示的波相遇叠加后就会形成驻波场,其光强表达式为:

$$I = [\tilde{E}_1(P) + \tilde{E}_2(P)] [\tilde{E}_1(P) + \tilde{E}_2(P)]^* \quad (7)$$

2 衍射仿真结果和讨论

基于前面的理论分析,作者对高斯激光情况下的光强表达式(7)式进行了数值计算,获得了相关的3维和2维仿真图像。为了对比,作者还对平面波情况下(7)式进行了计算仿真。仿真用到的主要参量是激光波长为 $425.55nm$,高斯激光束腰半径 $w_0 = 0.1mm$,假设平面激光的垂轴截面半径和准直高斯激光的束腰相等。

图 3a 和图 3b 中分别给出了(4)式入射激光和(6)式反射激光直边衍射沿 x 和 z 方向的3维分布情况。其中,观察屏设置在直边衍射屏后面 $5mm$ 处 $b = 0$,沿光轴方向的仿真范围为 $x \in [-4, 0]mm$,垂直光轴方向的仿真范围为 $z \in [-0.3, 0.1]mm$ 。为了对比,在图 4 中给出了同等情况下平面入射激光和反射激光沿 x 和 z 方向的3维分布情况。

参照图 2,对比图 3 和图 4,可以看出,高斯激光经过直边衍射后,强度分布在 z 方向上和平行激光一样进入到了直边的几何阴影区,在直边几何阴影区之外,

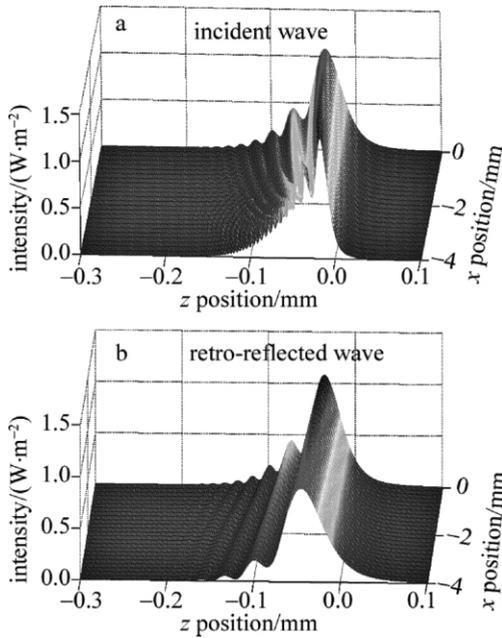


Fig. 3 Intensity distribution of Gaussian laser diffracted by straight edge

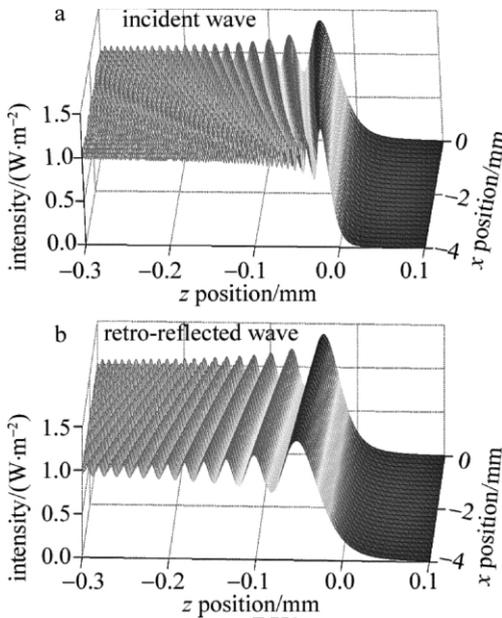


Fig. 4 Intensity distribution of plane laser diffracted by straight edge

具有振荡的特点。图 3a 和图 4a 所示在直边阴影区之外,两种入射激光随着 x 方向的延伸,光强振荡剧烈程度逐渐降低。由于反射激光是入射激光通过镜面反射得到的,因此,当图 3b 和图 4b 绕着各自的光强轴线旋转 180° ,即可分别与图 3a 和图 4a 连接起来。这样,图 3b 和图 4b 就可认为是入射激光继续向前传播形成的。另外,在 z 方向上两种光波在振荡过程中保持了各自的强度分布特性:平面光波围绕着一个确定的强度值振荡,而高斯光波围绕着高斯型轮廓振荡。图 5 中给出了 $x = -2\text{mm}$ 垂直光轴截面内光强随 z 方向的变化情况,其中图 5a 为高斯激光,图 5b 为平面激光。图 5 不仅清晰地显示了图 3 和图 4 中给出的上述现象,还可以得出两者强度分布曲线中第 1 个极大值的

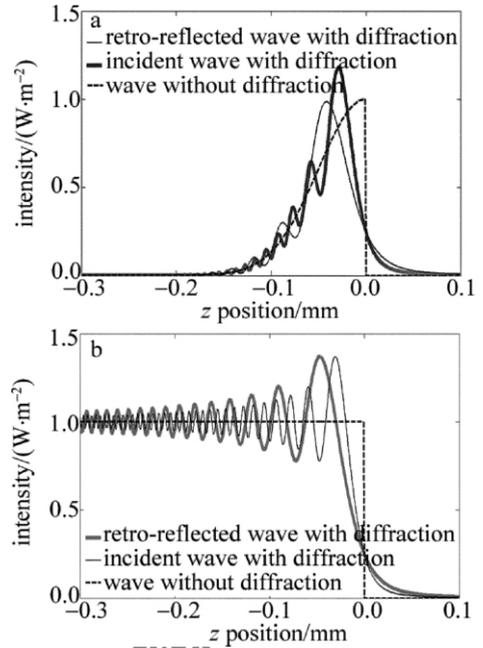


Fig. 5 Contrast of intensity distribution between Gaussian and plane laser with diffraction or not

a—Gaussian laser b—plane laser

数值略有不同(高斯激光入射波和反射波分别为轴线中心强度的 1.18 倍和 1 倍;平面激光入射波和反射波都为轴线中心强度的 1.37 倍)。

图 3 所示的高斯入射激光和反射激光相遇叠加,就会形成(7)式所示的激光驻波场,其强度沿 x 和 z 方向的 3 维分布情况如图 6a 所示。其中,观察屏设置在直边衍射屏后面 5mm 处,沿光轴方向的仿真范围为 $x \in [-\lambda, 0]\text{mm}$,垂直光轴方向的仿真范围为 $z \in [-0.3, 0.1]\text{mm}$ 。为了对比,在图 6b 中给出了同等情况下平面激光入射波和反射波沿 x 和 z 方向的 3 维分布情况。

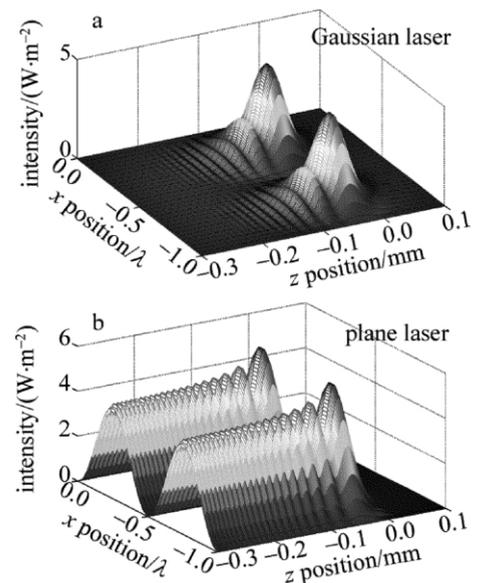


Fig. 6 Contrast of intensity distribution between Gaussian and plane laser standing wave with diffraction or not

图6显示,直边衍射效应的存在并不影响入射波激光和其自身的反射激光之间相遇叠加形成沿轴线(x 轴)方向的驻波场趋势,直边衍射效应只会影响垂直于轴线(z 轴)截面内光强度分布,使这个方向上的光强产生振荡。图3和图4比较结果类似,在 z 方向上平面激光和高斯激光保持各自的轮廓趋势。

从(2)式中可以看出,准直高斯激光相对于面激光来说,最大的不同就是它有一个束腰,它的改变能影响高斯激光的光强分布情况。为此,分别考察了垂轴截面内束腰大小 w_0 ($b=0$)和参量 b ($w_0=0.1\text{mm}$)对高斯激光驻波光强分布的影响,分别如图7a和图7b所示,其中 $x=-0.25\lambda$ 。

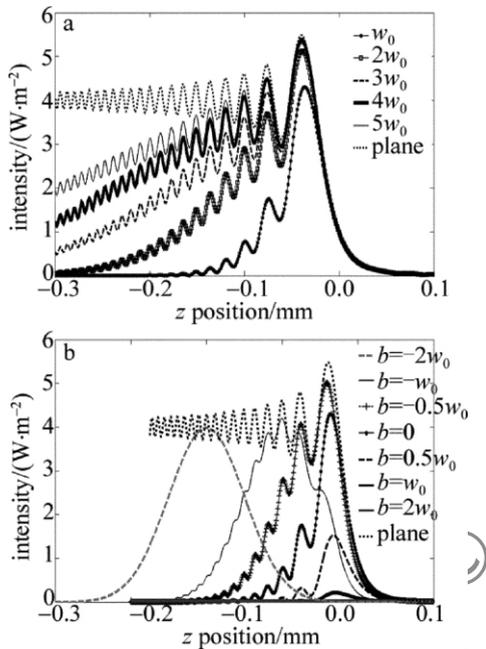


Fig. 7 Effect of waist w_0 and parameter b on the intensity distribution of Gaussian laser standing wave within the section of $x=-0.25\lambda$
a— $b=0$ b— $w_0=0.1\text{mm}$

图7a显示,随着束腰半径的增大,一方面垂轴截面内高斯激光驻波场强度仍然保持直边衍射的特性,另一方面,高斯激光驻波场在直边几何阴影之外的强度分布逐渐趋向于平面波。这种趋向是由(2)式所决定的,即当束腰半径 w_0 趋于无穷大极限情况时,高斯激光就会变成平面波。图7b显示,随着参量 b 的变化,垂轴截面内高斯激光驻波场强度直边衍射情况不同:当 $b=-2w_0$ 时,高斯激光入射波完全没被阻挡,此时不发生任何衍射现象;当 $b=2w_0$ 时,高斯激光完全被直边阻挡掉,此时没有驻波场形成,因此光强为0;随着 b 从 $-2w_0$ 变化到0,即高斯激光入射波中轴线慢慢靠近直边过程中,衍射效应越来越明显;随着 b 从0变化到 $2w_0$,即高斯激光入射波被直边阻挡的越来越多,直边衍射效应仍然存在,但是光强逐渐减小,最后变为0。

3 结论

利用数值计算对高斯激光直边衍射强度分布进行了仿真,通过3维和截面视图显示了高斯激光和平面光波直边衍射的不同。结果表明,高斯激光直边衍射会呈现平面光波直边衍射的情形。不过,由于高斯激光的强度分布为高斯型,所以直边衍射后的强度也受到了高斯分布的调制。高斯激光直边衍射强度分布会随着束腰半径,以及中轴线和直边边缘距离的变化而变化。当这个衍射行波经反射镜原路返回后,入射光波和反射光波会叠加形成驻波,但是在垂直光轴线的截面内强度会呈现一定的振荡。

非常感谢中国计量学院沈常宇副教授、董前民副教授等进行的有意义的讨论。

参考文献

- [1] CAI W Q, LI C W, HUO Y S, *et al.* Atom lithograph [J]. *Acta Physica Sinica*, 1999, 48(4): 611-619 (in Chinese).
- [2] LI T B. Nanometrology and transfer standard [J]. *Shanghai Measurement and Testing*, 2005, 32(1): 8-13 (in Chinese).
- [3] ANDERSON W R, BRADLEY C C, McCLELLAND J J, *et al.* Minimizing feature width in atom optically fabricated chromium nanostructures [J]. *Physical Review*, 1999, A59(3): 2476-2485.
- [4] ZHANG W T, ZHU B H, HUANG J, *et al.* Chromium atom deposition in elliptical standing wave field [J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 60(10): 103203/1-103203/5 (in Chinese).
- [5] ZHANG W T, ZHU B H, XIONG X M, *et al.* Characteristics of deposition for neutral atoms in laser standing wave with different velocities [J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 60(6): 063202/1-063202/5 (in Chinese).
- [6] ZHANG W T, ZHU B H, XIONG X M. The research of motiorial characteristic of sodium atoms in standing wave field [J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 60(3): 033201 (in Chinese).
- [7] ZHANG P P, MA Y, ZHANG B W, *et al.* Properties of 3-D nanostructures fabricated by laser-focused Cr atomic deposition [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(11): 190-194 (in Chinese).
- [8] ZHANG P P, MA Y, LI T B. Optimization of particle optics model for one-dimensional atom lithography [J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 31(5): 158-162 (in Chinese).
- [9] ZHANG B W, MA Y, ZHAO M, *et al.* 3-D simulation of nano-grating by Cr atom beam deposition [J]. *Laser Technology*, 2011, 35(3): 364-367 (in Chinese).
- [10] ZHANG W T, ZHU B H. A novel method to realize the nanometer scale grid deposition [J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(8): 5392-5396 (in Chinese).
- [11] 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).
- [12] MA Y, LI T B, WU W, *et al.* Laser-focused atomic deposition for nanoscale grating [J]. *Chinese Physics Letters*, 2011, 28(7): 073202/1-073202/3.
- [13] YU D Y, TAN H Y. *Engineering optics* [M]. 3th ed. Beijing: China Machine Press, 2011: 6, 378-384 (in Chinese).