

文章编号: 1001-3806(2010)06-0809-03

变化入射角的激光在毛细波上的衍射

朱峰, 吴刚, 罗相根, 饶睿坚, 彭政
(西安通信学院 军事电子工程系, 西安 710106)

摘要: 为了研究毛细波激光衍射图样的强度和位置随激光入射角的变化规律, 采用激光衍射法实现了变化入射角的激光在毛细波上的衍射。结果表明, 随着激光入射角的变化, 衍射图样的强度和位置随入射角的变化而变化, 并且有缺级现象出现, 入射角越大, 衍射图样的位置不对称性越明显。建立了毛细波的激光衍射理论, 给出了衍射图样的强度和位置与激光入射角的关系, 实验结果和理论分析吻合得较好。这一结果对完善毛细波激光衍射理论是有帮助的。

关键词: 物理光学; 毛细波; 激光衍射; 缺级; 不对称性

中图分类号: O436.1 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.06.024

Laser diffraction from capillary waves at the different incident angles

ZHU Feng, WU Gang, LUO Xiang-gen, RAO Rui-jian, PENG Zheng

(Department of Martial Electronic Engineering, Xi'an Communication Institute, Xi'an 710106, China)

Abstract: The dependence of intensity and position of laser diffraction from capillary waves on incident angles was studied by means of diffraction. When the laser beam obliquely impinges on capillary waves at the different incident angles, the diffraction intensity and position change with the incident angles, and there is a phenomenon of missing orders in the diffraction patterns. Asymmetry of diffraction positions increases with the increase of the incident angle. The theory of laser diffraction from capillary waves at the different incident angles was found, and the analytic expression of the diffraction intensity and position at the different incident angles was obtained. The theoretical and experimental results are in good agreement. The conclusion is valuable for the theory and the application of laser diffraction from capillary waves.

Key words: physical optics; capillary waves; laser diffraction; missing order; asymmetry

引言

衍射光栅是一种应用广泛而重要的光学元件。斜入射光在普通光栅的衍射已有完善的理论和实验^[1]。激光在毛细波上的衍射研究起始于1979年, WEISBUCH等人首次实现了毛细波的光栅衍射, 提出了毛细波为实时变频衍射光栅, 并以此建立了表面张力的光学测量方法^[2]。1996年, KLIPSTEIN等人实现了激光在热激励毛细波上的衍射, 测定了液体的表面张力和粘滞系数等参量^[3]。从1996年至今, 作者等人利用激光衍射法研究了频率范围为几十赫兹至几百赫兹的毛细波, 测量了液体的表面张力、粘滞系数和液体薄膜的表面压等^[4-9]。2005年至2006年, BARIK等人实现了激光在两列和多列毛细波的干涉波上的衍射^[10-11]。

上述研究都是一定入射角激光在毛细波上的衍射,

基金项目: 陕西省教育厅基金资助项目(08JK214)

作者简介: 朱峰(1969-), 男, 博士, 现主要从事光信息处理和声光技术的研究。

E-mail: 2000zf36392@sina.com

收稿日期: 2009-11-30; 收到修改稿日期: 2010-02-24

均未研究变化入射角的激光在毛细波上的衍射, 没有给出毛细波激光衍射图样的强度和位置随入射角的变化规律。本文中实现了变化入射角的激光在毛细波上的衍射, 发现随着入射角的变化, 衍射图样的强度和位置随入射角的变化而变化, 并且有缺级现象出现, 入射角越大, 衍射图样的位置不对称性越明显; 建立了新的毛细波激光衍射理论, 给出了衍射图样的强度和位置与入射角的关系, 并将实验结果和理论分析进行了对比。

1 实验装置

实验装置如图1所示。它由4部分组成: 低频信号发生器(精度0.01Hz)及毛细波激发器; 矩形液体池

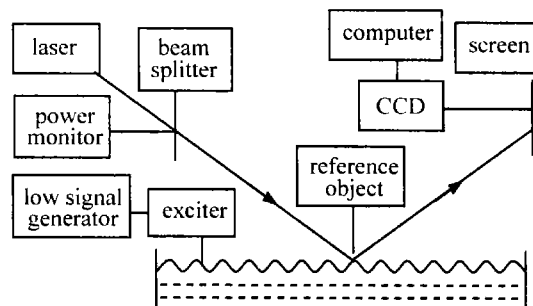


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup

(26cm×36cm),液体池深度约30mm;激光光源及光学系统;数据采集和处理系统。毛细波激发器由电磁式打点计时器和振子制作而成,振子垂直固定在电磁式打点计时器的振动片上。毛细波激发器固定在3维可移动支架上,可调节振子与入射光之间的距离以及振子浸入液体深度。毛细波激发器的振子轻微地浸入液体,低频信号发生器驱动毛细波激发器的振子上下垂直振动,这样就在液体表面激发了毛细波。毛细波激发器输出频率即为低频信号发生器输出的信号频率,调节低频信号发生器输出功率可改变毛细波振幅。He-Ne激光器发出的平行光束以平面波的形式斜入射到毛细波上,He-Ne激光束(波长632.8nm)经分光镜分为两束,一束用来监控激光输出的稳定度,另一束照射到毛细波上。因为激光束斜入射到液体表面,所以液体表面上入射光斑为一椭圆形,长轴与毛细波传播方向平行。标示物用来确定激光照射在液体表面的具体位置,实验中,激光照射到液体表面的位置应保持不变。为减少外界环境振动对实验影响,激光器、液体池、毛细波激发器、分光镜、低频信号发生器和光强计均被放置在有气垫的精密光学平台上。当毛细波激发器在液体表面产生毛细波,入射激光发生衍射效应,在光屏上可观察到稳定、清晰的衍射图样,用CCD(型号:MTV-1881EX)实时采集衍射图样,输出图像为BMP格式8位灰度图像,灰度图像是指每个像素的信息由一个量化的灰度级来描述的图像,其灰度值范围0~255,不同灰度值表示亮度层次,数值越接近0,对应像素点越黑,相反,则对应像素点越白。输出图像可以在计算机上显示、储存和处理。

2 理论分析

毛细波激光衍射原理如图2所示。毛细波运动近

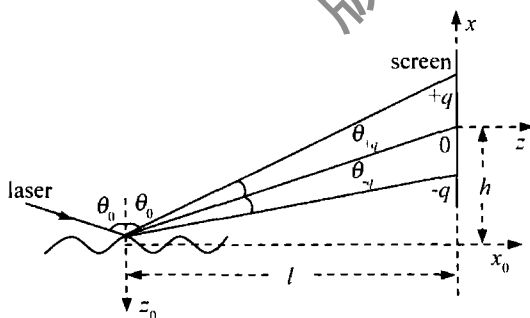


Fig. 2 Light diffraction from capillary waves

似为正弦波,其波函数为 $z_0 = A \cos(\omega t - k_1 x_0)$, z_0 为纵向坐标, x_0 为波传播方向的坐标, A 为毛细波振幅, ω 为毛细波角频率, k_1 为毛细波波数, t 表时间。毛细波激发器在液体表面激发毛细波,从 He-Ne 激光器发出的光束以平面波的形式斜入射到毛细波上,入射角为 θ_0 。由于光速远大于毛细波波速,在计算光程差时近似认为波形无

变化。设单位振幅的单色平面光波在 x_0 - z_0 平面内,入射方向与 z_0 轴夹角为 θ_0 ,入射光场为 $\exp(jkx_0 \sin\theta_0) = \exp(j2\pi x_0 \sin\theta_0 / \lambda)$, 式中, $j = \sqrt{-1}$, k 表示入射光波数, λ 表示入射光波的波长, $k = 2\pi / \lambda$ 。

毛细波为正弦位相型反射光栅,对入射到其上的光波加以调制,其复振幅反射率可以表示为 $\exp\left[j \frac{m}{2} \sin\left(2\pi \frac{x_0}{\Lambda}\right)\right] \text{rect}\left(\frac{x_0}{L}\right)$, 式中, $m/2 = 4\pi A \cos\theta_0 / \lambda$, A 为毛细波的振幅, Λ 为毛细波波长, θ_0 为入射光波的入射角, x_0 和 y_0 为入射光场的位置, L 为矩形液体池的长度。毛细波的激光衍射光强分布为^[12-13]:

$$I(x, y) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q^2\left(\frac{4\pi A \cos\theta_0}{\lambda}\right) \times \text{sinc}^2\left\{\left[\frac{\sin(\theta_0 - \theta_q)}{\lambda} + \frac{q}{\Lambda} - \frac{\sin\theta_0}{\lambda}\right]\right\} \quad (1)$$

式中, θ_q 为第 q 级衍射角。为方便起见,规定各级衍射光斑的衍射角逆时针时为正值,顺时针时为负值,相应地,0 级衍射光斑上侧的各级衍射光斑为正级,下侧为负级。 $J_q^2(4\pi A \cos\theta_0 / \lambda)$ 为 q 阶第 1 类贝塞尔函数,第 q 级衍射光斑的最大光强,令:

$$I_q = J_q^2(4\pi A \cos\theta_0 / \lambda) \quad (2)$$

式中,当毛细波振幅 A 和激光波长 λ 一定时,各级衍射光斑的最大光强 I_q 是激光入射角 θ_0 的函数,也就是说激光入射角 θ_0 不同,衍射光斑的最大光强 I_q 也不同。当 $4\pi A \cos\theta_0 / \lambda$ 的选取使 $J_q^2(4\pi A \cos\theta_0 / \lambda) = 0$, 第 q 级衍射光斑完全消失,即缺级。

(1) 式中, sinc^2 函数决定衍射光斑的位置,当 $\frac{\sin(\theta_0 - \theta_q)}{\lambda} + \frac{q}{\Lambda} - \frac{\sin\theta_0}{\lambda} = 0$ 时, sinc^2 函数等于 1,此时 $\Lambda[\sin\theta_0 - \sin(\theta_0 - \theta_q)] = q\lambda$, 这就是著名的光栅方程,光栅常数为毛细波的波长 Λ , 第 q 级衍射光斑的衍射角 θ_q 为:

$$\theta_q = \theta_0 - \arcsin\left(\sin\theta_0 - \frac{q\lambda}{\Lambda}\right) \quad (3)$$

式中,当毛细波的波长 Λ 和激光的波长 λ 一定时,各级衍射光斑的衍射角 θ_q 是激光入射角 θ_0 的函数,衍射光斑的衍射角 θ_q 随入射角 θ_0 的变化而变化。

3 实验结果

室温 20℃,实验中所用液体为蒸馏水,长 $l = 795\text{cm}$,高 $h = 63\text{cm}$,低频信号发生器输出频率为 160Hz,调节激光入射角 θ_0 分别为 1.492rad, 1.485rad, 1.479rad, 1.473rad, 1.467rad, 1.461rad, 1.454rad, 1.448rad, 1.442rad, 1.436rad, 1.430rad, 1.423rad, 1.417rad, 1.411rad, 1.405rad, 1.399rad,

1.393rad, 1.387rad 和 1.381rad, 每一入射角获取相应的衍射图样, 随着激光入射角的变化, 衍射图样中各级衍射光斑的光强和位置发生变化, 而且有缺级现象发生。其中入射角为 1.492rad, 1.454rad, 1.417rad, 1.381rad 的衍射图样如图 3a ~ 图 3d 所示。在图 3a

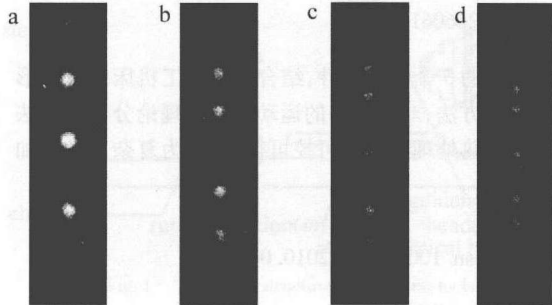


Fig. 3 Diffraction patterns from capillary waves at different incident angles
a—1.492rad b—1.454rad c—1.417rad d—1.381rad

中, 因为 0 级缺级没有出现, 所以 $4\pi A \cos\theta_0 / \lambda < 2.405$, 图 3a 经 MATLAB7.1 软件扫描可得到其光强分布, 为避免噪声对衍射图样光强的影响, 对实验数据进行 20 阶多项式拟合, 根据拟合光强分布可得 0 级和 1 级衍射光斑强度的比值 C_{01} , 由 $C_{01} = J_0^2(4\pi A \cos\theta_0 / \lambda) / J_1^2(4\pi A \cos\theta_0 / \lambda)$ 可得本实验中毛细波振幅 A 的大小为 $0.9602\mu\text{m}$ 。实验过程中要求毛细波的振幅保持不变, 为保证毛细波的振幅不变, 毛细波激发器的输出功率保持不变, 激发器振子浸入液体的位置保持不变, 激光照射到液体表面的位置保持不变。

毛细波的色散关系^[14]为:

$$\omega^2 = \gamma k_1^3 / \rho \quad (4)$$

式中, ω 为角频率, γ 为表面张力, ρ 为液体密度, 毛细波波长 Λ 和毛细波波数 k_1 的关系为 $k_1 = 2\pi/\Lambda$ 。室温 20℃ 的蒸馏水表面张力为 72.8mN/m , 密度为 998.23kg/m^3 , 由 (4) 式可得 160Hz 毛细波波长为 2.62mm , 代入 (3) 式可得第 q 级衍射光斑的衍射角 θ_q 。

利用 MATLAB7.1 软件扫描每一入射角对应的衍射图样, 可得出该入射角下各级衍射光斑的最大光强 I_q 和衍射角 θ_q , 测量每一入射角对应的各级衍射光斑的最大光强和衍射角各 3 次, 取其平均值为最终结果。

图 4 中给出了毛细波衍射图样的最大光强与入射

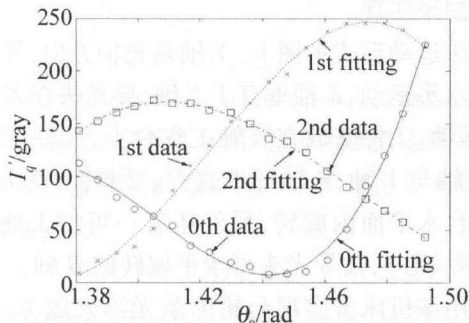


Fig. 4 Experimental intensity I_q versus the incident angle θ_0

角的实验关系, 衍射图样最大光强随入射角的变化而变化。根据第 q 级衍射光斑的最大光强关系 (2) 式, 图 5 中给出的 160Hz 毛细波的最大光强与入射角的理论关系曲线。图中 I_q 为相对值, 无单位。图 4 中实验数据的 3 阶拟合曲线和图 5 中的理论关系曲线基本一致。

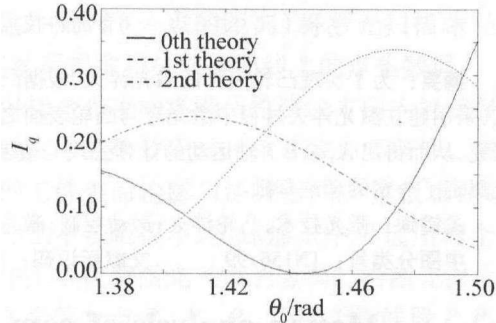


Fig. 5 Theoretical intensity I_q versus the incident angle θ_0

图 6 是 160Hz 毛细波的激光衍射角 θ_q 与入射角

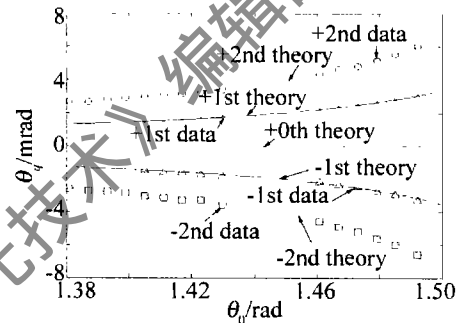


Fig. 6 The diffraction angle θ_q versus the incident angle θ_0

θ_0 的实验关系和理论曲线, 理论曲线由 (3) 式给出, 实验结果和理论曲线基本吻合。衍射角 θ_q 随着激光入射角 θ_0 的增大而增大, 对于同级衍射角, 负级衍射角大于正级衍射角, 衍射角的位置具有不对称性, 并且随着激光入射角 θ_0 的增大, 衍射角的位置不对称性更加明显。图 6 中的空缺是由于衍射图样中该级缺级而无法测量造成的。

4 结论

建立了新的毛细波激光衍射理论, 给出了衍射图样的强度和位置与激光入射角的理论关系。当毛细波振幅和激光波长一定时, 各级衍射图样的强度和衍射角是入射角的函数。实现了变化入射角的激光在毛细波上的衍射, 分别讨论了衍射图样的强度和衍射角与入射角的关系, 解释了衍射图样的缺级现象和位置不对称性, 实验结果和理论分析吻合得较好。实验误差的一种可能原因是衍射图样的最大光强和位置不能十分精确地确定, 另一种可能的原因是蒸馏水不够纯净。

参考文献

[1] BORN M, WOLF E. Principles of optics[M]. 7th ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2005: 371-382 (in Chinese).

表示光波导横截面折射率分布函数,该乘积型折射率分布函数适用于 Tl^+-Na^+ 离子交换后Y分支3维光波导横截面折射率分布。该函数只用1个表达式就能同时反映Y分支光波导横截面整个折射率分布情况。利用MATLAB软件对提出的折射率分布函数进行编程,得到了在设定参量下的Y分支光波导横截面的模拟结果。利用 Tl^+-Na^+ 离子交换在BK₇玻璃基底上制备了1个Y分支1×2型3维光波导,并利用雅明干涉法对波导横截面折射率分布进行了测试。通过对理论模拟结果和实验测试结果的比较后发现,两者符合得很好,因此,采用逆分离变量法提出的乘积型折射率分布函数是正确的。该折射率分布函数 $n(x,y,t)$ 完全可以准确快捷地重构离子交换后Y分支光波导横截面折射率分布。

参 考 文 献

- [1] LI A K, WANG Z M, LIU J J, *et al.* Direct laser writing of strip waveguide in sol-gel film[J]. *Laser Technology*, 2008, 32(3):317-319(in Chinese).
- [2] TATSUO I, HIROSHI N. Optical waveguide formed by electrically induced migration of ions in glass plate[J]. *A P L*, 1972, 21(12):584-586.
- [3] KE Ch J, LIU D M, HUANG D X. Experimental investigation on novel dense wavelength division demultiplexer[J]. *Laser Technology*, 2006, 30(4):398-401(in Chinese).
- [4] ZHOU Z G. Low-loss glass waveguide optical power splitter by two-step ion-exchange technology[J]. *Proc SPIE*, 2005, 5623:583-586.
- [5] LIN D Y, FANG J Y. The research for refractive-index profile of optical waveguide formed by Li-Na ions exchange[J]. *Journal on Communications*, 1983, 10(4):59-67(in Chinese).
- [6] ZHOU L B, LUO F G, CAO M C. The independence burial-depth ion-exchanged glass waveguides and their applications[J]. *Proc SPIE*, 2005, 5623:981-986.
- [7] GAO Y J, DONG Y, QIU F, *et al.* Refractive index profiles of Ag-Na ion-exchange glass waveguides[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, 37(8):1507-1510(in Chinese).
- [8] LI C Y, WINICK K A, GRIFFIN H C, *et al.* Systematic modeling study of channel waveguide fabrication by thermal silver ion exchange[J]. *Appl Opt*, 2006, 45(8):1743-1755.
- [9] MADASAMY P, WEST B R, MORRELL M M, *et al.* Buried ion-exchanged glass waveguides: burial-depth dependence on waveguide width[J]. *Opt Lett*, 2003, 28(13):1132-1134.
- [10] ALBERT J, JOHN W Y. Full modeling of field-assisted ion exchange for graded index buried channel optical waveguides[J]. *Appl Opt*, 1990, 29(18):2798-2804.
- [11] ZHOU Z G. Semicircular waveguide dependence on exchange-time and line breadth[J]. *Proc SPIE*, 2005, 5644:65-69.
- [12] GIALLORENZI T G, WEST E J, KIRK R, *et al.* Optical waveguides formed by thermal migration of ions in glass[J]. *Appl Opt*, 1973, 12(6):1240-1245.
- [13] CHADHA D. Simplified universal dispersion curves for channel waveguides[J]. *Opt Commun*, 1997, 140(4/6):207-210.
- [14] SAARIKOSKI H, SALMIO R P, SAARINEN J, *et al.* Fast numerical solution of nonlinear diffusion equation for the simulation of ion-exchanged micro-optics components in glass[J]. *Opt Commun*, 1997, 134(1/6):362-370.
- [15] de ALMEIDA J M M M. Design methodology of annealed H⁺ waveguides in ferroelectric LiNbO₃[J]. *Opt Engng*, 2007, 46(6):064601/1-064601/13.
- [16] SHAO G W, JIN G L. Modeling of graded index waveguide fabricated by ion exchange on Er³⁺ doped glass[J]. *Chinese Physics*, 2009, B18(3):1096-1104.

(上接第811页)

- [2] WEISBUCH G, GARBA Y F. Light scattering by surface tension waves[J]. *Amer J Phys*, 1979, 47(4):355-356.
- [3] KLIPSTEIN W M, RADNICH J S, LAMOREAUX S K. Thermally excited liquid surface waves and their study through the quasielastic scattering of light[J]. *Amer J Phys*, 1996, 64(6):758-765.
- [4] ZHU F, LUO Y J, XUE Y P, *et al.* Laser diffraction from capillary waves in conditions of oblique incidence[J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 2009, 20(6):847-850(in Chinese).
- [5] MIAO R C, ZHU F. Study on thickness measurement for liquid film by means of laser diffraction[J]. *Laser Technology*, 2007, 31(5):537-539(in Chinese).
- [6] QI J X, MIAO R C, DONG J. Measurement of damping constant of liquid surface wave at low frequency by light diffraction method[J]. *Laser Technology*, 2008, 32(5):496-539(in Chinese).
- [7] MIAO R C, YANG Z L, ZHU J T, *et al.* Visualization of low-frequency liquid surface acoustic waves by means of optical diffraction[J]. *A P L*, 2002, 80(17):3033-3035.
- [8] LUO D B, MIAO R C, LIU X L, *et al.* Study on diffraction and damping characteristics of low frequency liquid surface waves[J]. *Laser Technology*, 2007, 31(6):584-586(in Chinese).
- [9] LIU X L, MIAO R C, LUO D B, *et al.* The asymmetrical distribution of diffraction patterns from liquid surface waves[J]. *Laser Technology*, 2007, 31(6):590-592(in Chinese).
- [10] BARIK T K, ROY A, KAR S. A simple experiment on diffraction of light by interfering liquid surface waves[J]. *Amer J Phys*, 2005, 73(8):725-729.
- [11] BARIK T K, CHAUDHURI P R, ROY A, *et al.* Probing liquid surface waves, liquid properties and liquid films with light diffraction[J]. *Measurement Science and Technology*, 2006, 17(6):1553-1562.
- [12] GOODMAN J W. Introduction to fourier optics[M]. Beijing: Science Press, 1976:77-80(in Chinese).
- [13] LU N G. Fourier optics[M]. 2nd ed. Beijing: China Machine Press, 2006:65-116(in Chinese).
- [14] ZHU F, MIAO R C, XU Ch L, *et al.* Measurement of the dispersion relation of capillary waves by laser diffraction[J]. *Amer J Phys*, 2007, 75(10):896-898.