

低频液体表面波衍射条纹的不对称性*

苗润才 董军 祁建霞 李芳菊

(陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062)

摘要 实验上实现了低频液体表面波的光衍射, 当表面波波长远大于入射光波长时, 得到了稳定、清晰的衍射图样, 并首次发现了衍射条纹具有明显的不对称分布. 理论上对表面波衍射的近似条件进行了分析, 得出了各级衍射条纹角宽度的解析表达式, 解释了衍射条纹的非对称分布. 衍射图样的不对称分布具有普遍规律, 可观察的明显程度与表面波的波长和光波波长的比值有关, 在能观察到衍射效应的条件下, 当表面波波长远大于光波波长, 非对称分布越明显, 当表面波波长远接近光波波长时, 衍射条纹可近似的看成是对称分布的.

关键词 表面波; 光衍射; 非对称性

中图分类号 TN247 **文献标识码** A

0 引言

自 60 年代激光问世以后, 很快就用于研究表面声波 (Surface Acoustic Wave, SAW). 对于高频 SAW, 绝大部分研究是建立在声波光衍射效应的基础上. 而且这类实验大多是针对固体表面的超声波进行的^[1~5]. 对于频率小于几赫兹的液体表面波, 通常采用激光表面波斜率扫描技术^[6,7], 因为在这一频段上, SAW 波长比扫描激光光斑大的多. 对于几十 Hz 频率的表面声波, 迄今为止还没有一种成熟的光学测量技术, 尽管 Barter^[8,9]曾采用透射成像技术分析过这些频率下的 SAW, 但在他的研究中, 液体必须染色, 这就是说他的方法不适用于像水这样的透明液体. 为了克服这些问题, 本文作者建立了表面波激光干涉法测量技术^[10,11]. 对于频率为几百 Hz 的液体 SAW, 作者曾用衍射的方法进行过研究, 并且用这种方法测量液体表面的物理特性^[12~14]. 作为一种基本的物理理论, 要观察到明显的衍射效应, 则要求衍射物的限度与光波波长可比拟. 对于表面声光效应, 传统方法上要求 SAW 的波长与入射光波的波长可比拟. 但是, 如果表面波的波长远大于光波波长, 还能否观察到明显的衍射条纹; 如果能观察到衍射条纹, 那么这种条件下的衍射条纹有什么样的特点. 对于这些问题, 很少有人进行系统的研究. 本文重点研究频率为几百 Hz 的液体表面波的光衍射问题, 在这种频率条件下, 表面波波长在毫米量级, 远大于光波波长. 但就是在这种入射光波长远小于表面波波长的条件下, 实验上观察到了清晰的衍射条纹, 衍射效率反衬度非常高, 与高频表

面波衍射图样不同的是, 这种条件下的衍射图样具有非对称分布的特点. 本文在介绍实验及实验结果的同时, 并对非对称衍射图样进行了理论分析. 结果表明: 衍射图样的非对称分布具有普遍规律, 这种非对称现象的明显程度与表面波的波长有关, 在能观察到衍射效应的条件下, 当表面波波长远大于光波波长, 非对称分布越明显, 而当表面波波长接近光波波长时, 衍射条纹可近似地看成是对称分布的.

1 实验装置

实验装置及实验原理如图 1, 由四部分组成: 低频信号发生器, 样品池, 激光光源, 光电数据采集和

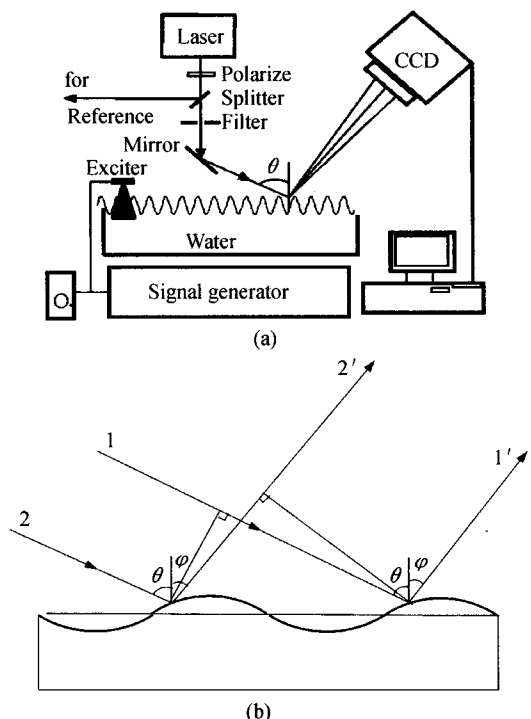


图 1 实验装置(a)和原理(b)
Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup (a) and principle (b)

*教育部教师重点资金(02068) 资助
Tel: 0912-3894603 Email: rcmiao@snnu.edu.cn
收稿日期: 2005-07-18

数据处理系统. 低频信号发生器输出的信号驱动表面声波激发器, 在液体表面上产生表面声波. 该液体表面波可以看作位相型光栅. 表面声波激发器固定在一个可以上下左右调节位置的支架上. 以调节声波波源与入射光之间的距离及表面波的振幅. 样品池放置在温度可以调节的热源上, 以改变液体样品的温度. MBL 型全固态激光器所产生的激光束经分束镜分为二束, 其中一束用做参考光, 另一束经小孔滤波器和反射镜后直接斜入射在液体表面上. 当液体表面产生表面波后, 观察衍射光场. 并调节表面波激发器的位置, 改变信号发生器的输出频率, 使液体表面波衍射图样尽可能清晰. 在衍射光场中, 用面阵电荷耦合器件(面阵 CCD)接收衍射图, 并直接输入计算机存储和处理. 实验中, 采用的液体为蒸馏水, CCD 的大小为 $7.95 \text{ mm} \times 6.45 \text{ mm}$, S/N 超过 48 dB.

2 实验结果

实验中, 低频信号发生器输出频率 $\nu = 220 \text{ Hz}$, 激光波长 $\lambda = 473.0 \text{ nm}$, 入射角约为 1.435 rad . 液体样品用二次蒸馏水. 当表面波激发器产生表面波后, 远场可以观察到非常清晰的衍射条纹, 用 CCD 检测低频液体表面波的声光远场衍射其结果如图 2. 通过直接测量衍射条纹间隔, 根据传统的光栅方程, 可以计算出表面波的波长. 对应图 2 的衍射图样所给出的条纹间隔, 计算得到的表面波波长为 2.1 mm . 而实验用的光波波长为 $\lambda = 473.0 \text{ nm}$, 这就是说, 在本实验条件下, 低频表面波声光衍射时, 衍射光栅常量比光波波长四个量级. 由图 2 的实验结果可以看出: 虽然光栅常量远大于入射光波长, 但液体表面波完全可以产生稳定、清晰的衍射图样, 而且衍射图样具有非常高的反衬度. 进一步仔细观察图 2 的衍射图样, 可以看出: 以衍射零级为中心点, 正衍射级的条纹间距与同一级的负衍射级的条

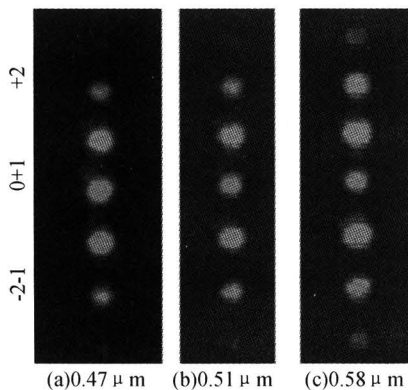


图 2 不同振幅下的表面波的光衍射图样
Fig. 2 Diffraction patterns from SAW surface with different amplitude

纹间距是不相等; 或者说正衍射级到零级的距离和同样的负衍射级到零级的距离不相等. 这说明衍射图样的正负衍射级关于零级条纹具有不对称分布. 为了进一步分析衍射图样的不对称性, 用 Y_j 表示第 j 级条纹与零级条纹之间距离, ΔY_{+j} 表示第 $+j$ 级条纹与 $+(j-1)$ 级条纹之间的距离, ΔY_{-j} 表示第 $-j$ 级条纹与 $-(j-1)$ 级条纹之间的距离, 则 $\Delta Y_{\pm j} = |Y_{\pm j} - Y_{\pm(j-1)}| (j=1, 2, 3, \dots)$.

利用图 2 的数字信息, 沿衍射条纹中心扫描, 获得衍射条纹的各级极大值的位置, 并得到各级衍射条纹间距 ΔY_j 以及衍射条纹距零级距离 Y_j 的大小. 直接用 CCD 采集的数字信号, 通过计算机处理, 得到各级衍射条纹间距如表 1.

表 1 低频液体表面波衍射图样中各级衍射条纹间距

衍射图样	级数 (j) 物理量	+1	-1	+2	-2	+3	-3
		图 2(a)	Y_j/cm	1.3889	1.4921	2.7772	3.0101
	$\Delta Y_j/\text{cm}$	1.3889	1.4921	1.3883	1.5180	/	/
图 2(b)	Y_j/cm	1.4002	1.4980	2.7783	3.0277	/	/
	$\Delta Y_j/\text{cm}$	1.4002	1.4980	1.3781	1.5297	/	/
图 2(c)	Y_j/cm	1.3661	1.5413	2.7397	3.0211	4.1267	4.4558
	$\Delta Y_j/\text{cm}$	1.3661	1.5413	1.3736	1.4798	1.3870	1.4347

从表 1 可知, 当表面波振幅较小时, 其衍射图样如图 2(a). 从所对应衍射条纹间距可知, 负一级衍射条纹和零级条纹的间距为 $Y_{-1} = 1.4921 \text{ cm}$, 正一级和零级条纹的间距 $Y_{+1} = 1.3889 \text{ cm}$, 这说明 $Y_{+1} < Y_{-1}$, $Y_{-1} - Y_{+1} = 1.032 \text{ mm}$, 正负一级条纹间距差在毫米量级, 直观上可以明显的观察出它的不对称分布. 对于衍射正二级和负二级条纹来说, 它们与零级条纹间距分别为 $Y_{+2} = 2.7772 \text{ cm}$, $Y_{-2} = 3.0101 \text{ cm}$, 同样有 $Y_{+2} < Y_{-2}$.

对于图 2(b)、(c), 也能得出上述比较结果, 即有: $Y_{+1} < Y_{-1}$; $Y_{+2} < Y_{-2}$; $Y_{+3} < Y_{-3}$; 这说明, 对于低频液体表面波, 在斜入射情况下, 其衍射图样相应的正级和负级与零级衍射条纹距离大小不相等, 正级距零级条纹的距离始终小于负级, 即衍射条纹分布具有不对称性. 实验中改变表面波的振幅, 同样可以得到了类似的结果.

在本实验中, 液体表面波对入射光波, 相当于一个位相型光栅, 当表面波的振幅不同, 所出现的衍射条纹的个数也不同, 一般情况下, 表面波振幅越大, 出现的衍射条纹的个数越多. 图 2 的三个衍射图中, 图(c)与其他两个图相比, 由于其振幅较大, 所以图(c)中观察到了明显的三级衍射条纹, 而其他两个图中没有出现明显的三级衍射条纹. 另外, 在数据处理过程中, 要对图 2 沿中心扫描, 对不同衍射图

样,因扫描路径和区域的偏差,则会引起不同衍射图样条纹间隔的微小差别.

3 理论分析

虽然实际上液体表面粒子运动较为复杂,但在理论处理时,常把这种运动近似为正弦波,因此表面波波函数可写为

$$Y = A \sin(\omega t - kx) \quad (1)$$

这里 Y 为纵向坐标, x 是沿着波传播方向的坐标, A 为 SAW 振幅, ω 为 SAW 频率, k 是波矢量, 且 $k = \frac{2\pi}{\Lambda}$, Λ 为 SAW 波长. 未扩束的激光照射在液体表面波上, 由于激光束斜入射到液体表面, 所以液面上入射光斑为一椭圆, 光斑长轴与表面波传播方向一致. 现在考察 SAW 对光的衍射, SAW 对入射光起到位相调制作用, 所以可以认为其是位相型正弦光栅, 由于光速远大于 SAW 波速, 在计算两束光的光程差时可近似认为波形没有变化. 实验原理图如图 1(b), 根据物理光学的衍射理论知, 表面波的光栅方程为

$$\Lambda(\sin \theta - \sin \varphi) = j\lambda \quad (2)$$

式中 Λ 表示表面波的波长, θ 为入射角, φ 是衍射角.

当 $j=0$ 时, 由式(2)可以得到零级衍射条纹所对应的光栅方程为

$$\Lambda(\sin \theta - \sin \varphi_0) = 0 \quad (3)$$

式中 φ_0 为零级衍射条纹所对应的衍射角. 由式(3)可求得 $\varphi_0 = \theta$.

衍射正 j 级和负 j 级所对应的光栅方程为

$$\Lambda[\sin \theta - \sin(\varphi_0 - \Delta\varphi_{+j})] = +j\lambda \quad (4)$$

$$\Lambda[\sin \theta - \sin(\varphi_0 + \Delta\varphi_{-j})] = -j\lambda \quad (5)$$

式中 $\Delta\varphi_{+j}$ 、 $\Delta\varphi_{-j}$ 为衍射 $+j$ 、 $-j$ 级条纹相对于零级条纹的角宽度.

根据式(3)、(4)、(5), 可以推导出衍射 $+j$ 、 $-j$ 级的角宽度的表达式

$$\Delta\varphi_{+j} = \frac{1}{\cos \theta} \left(\frac{j\lambda}{\Lambda} - D_{+j} \right) \quad (6)$$

式中 $D_{+j} = \sin \theta (1 - \cos \Delta\varphi_{+j})$

$$\Delta\varphi_{-j} = \frac{1}{\cos \theta} \left(\frac{j\lambda}{\Lambda} + D_{-j} \right) \quad (7)$$

式中 $D_{-j} = \sin \theta (1 - \cos \Delta\varphi_{-j})$

实验中, 激光波长 $\lambda = 473.0 \text{ nm}$ 、入射角 $\theta = 1.435 \text{ rad}$ 、表面波波长 $\Lambda = 2.1 \text{ mm}$ 、入射点与接收屏距离 $L = 8.56 \text{ m}$.

现在分不同情况对式(6)、(7)进行分析:

1) 入射光垂直入射: 这种条件下, $\theta = 0$, $D_{\pm j} = 0$, 由式(6)、(7)有 $\Delta\varphi_{+j} = \Delta\varphi_{-j}$. 这说明当入射光垂直入射时, 表面波衍射条纹的位置相对于零级对称

分布.

2) 表面波频率较高或者光栅常量与光波长可比拟: 由式(6)、(7)可以看出, 在斜入射的情况下, $D_{\pm j}$ 均是大于零的数. 因此, 在斜入射的条件下, $\Delta\varphi_{+j} \neq \Delta\varphi_{-j}$, 说明在这种条件下, 衍射条纹是不对称分布的. 但实际上, 在传统光衍射实验中, 由于光栅常量较小, 式(6)、(7)右端括号内的两项的大小相比, 第一项远大于第二项, 所以近似的认为, 第二项可以忽略不计. 例如, 根据上面所给出的实验参量, 可以计算出 $D_{\pm 1}$ 分别为 0.1397×10^{-5} 和 0.1365×10^{-5} .

如果假设光栅常量为 $300/\text{mm}$, 则 $\frac{\lambda}{\Lambda} = 0.1419$, 由此可以看出: 两项相比, D_{\pm} 完全可以忽略. 则式(6)、(7)可以化为

$$\Delta\varphi_{+j} = \Delta\varphi_{-j} = \frac{j\lambda}{\Lambda \cos \theta} \quad (8)$$

这说明, 当入射光斜入射时, 且光栅常量与光波长可比拟, 则衍射光条纹分布完全可以近似的看成是对称分布的.

3) 表面波频率低或者光栅常量远大于光波长: 由于光栅常量较大, 式(6)、(7)右端括号内的两项的大小相比, 只相差一个数量级, 所以第二项不能忽略不计. 例如, 根据上面所给出的实验参量, 可以计算出 $D_{\pm 1}$ 分别为 0.1397×10^{-5} 和 0.1365×10^{-5} . 本实验所采用的 220 Hz 频率, 则计算的 $\frac{\lambda}{\Lambda} = 2.2524 \times 10^{-4}$, 由此可以看出: 两项相比, D_{\pm} 不可以忽略. 由上两式可以看出, 在斜入射的情况下, $D_{\pm j}$ 均是大于零的数. 因此, 在斜入射的条件下, $\Delta\varphi_{+j} \neq \Delta\varphi_{-j}$, 说明在这种条件下, 衍射条纹是不对称分布的.

5 结论

1) 对频率为几百 Hz 的低频液体表面波, 表面波波长在毫米量级, 远大于光波波长. 但在这种条件下, 实验上观察到了清晰的衍射条纹, 衍射效率及反衬度都非常高; 2) 与高频表面波衍射图样不同的是, 当斜入射时, 低频表面波衍射图样条纹间距分布具有明显的非对称性; 3) 理论分析表明: 在斜入射条件下衍射图样的非对称分布具有普遍规律, 非对称现象的明显程度与表面波的波长和入射光波长的比值有关, 当表面波波长远大于光波波长, 非对称分布越明显, 而当表面波波长越接近光波波长时, 衍射条纹可近似的看成是对称分布的; 4) 当光垂直入射时, 衍射条纹对称分布.

参考文献

- Adler R, Korpel A, Desmres P. An instrument for making surface waves visible. *IEEE Trans Sonics*

- Ultason, 1968, **SU-15**(7):157~161
- 2 Korpel A, Laub L J, Sievering H C. Measurement of surface wave propagation characteristics by reflected light. *Appl Phys Lett*, 1967, **10**(3):295~298
 - 3 Devolder S, Wevers M, DeMeester D. Thin layer thickness measurements based on the acoustic-optic technique. *Appl Phys Lett*, 1996, **68**(12):1732~1734
 - 4 Brier R, Leroy O. Surface roughness determination using the acoustic-optic technique: theory and experiment. *Appl Phys Lett*, 1997, **75**(5):599-601
 - 5 Yamanaka K, Cho H. Precise velocity measurement of surface acoustic waves on bearing ball. *Appl Phys Lett*, 2000, **76**(19):2797~2799
 - 6 Lee P Y, Barter J D, Beach K L, et al. Recent advance in ocean-surface characterization by a scanning-laser slope gauge in Optics of the Air - Sea Interface: Theory and Measurement. *Proc SPIE*, 1992, **1749**:234~244
 - 7 Li Q, Zhao M, Tang S, et al. Two-dimensional scanning laser slope gauge: measurements of ocean-ripple structures. *Appl Opt*, 1988, **32**(24):620~625
 - 8 Barter J D, Lee PHY. Real-time waveamplitude spectrum analyzer for air-liquid interfaces. *Appl Phys Lett*, 1994, **64**(15):1896~1898
 - 9 Barter J D, Lee PHY. Imaging surface-wave analyzer for liquid surfaces. *Appl Opt*, 1997, **36**(12):2630~2635
 - 10 苗润才, 赵晓凤, 时坚. 低频液体表面波的激光干涉测量. *中国激光*, 2004, **31**(6):752~756
Miao R C, Zhao X F, Shi Jian. *Chinese Journal of Lasers*, 2004, **31**(6):752~756
 - 11 苗润才, 时坚, 赵晓凤. 干涉法测量低频液体表面波的衰减系数. *光子学报*, 2005, **34**(3):382~385
Miao R C, Shi Jian, Zhao X F. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(3):382~385
 - 12 Miao R C, Yang Z L. Physical properties of liquid surface wave and its optical diffraction. *Acta Physica Sinica*, 1996, **46**(9):1521~1525
 - 13 Miao R C, Yang Z L, Zhu J T, et al. Visualization of low-frequency liquid surface acoustic waves by means of optical diffraction. *Appl Phys Lett*, 2002, **80**(17):3033~3035
 - 14 苗润才, 滕晓丽, 叶青. 液体表面低频声波的非线性声光效应. *光子学报*, 2003, **32**(10):1264~1267
Miao R C, Teng X L, Ye Q. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(10):1264~1266

The Asymmetry of Diffraction Patterns from Liquid Surface Waves

Miao Runcai, Dong Jun, Qi Jianxia, Li Fangju

Institute of Physics and information Technology, Shannxi Normal University, Xi'an 710062

Received date: 2005-07-18

Abstract Light diffraction from liquid surface acoustic waves at low-frequency was experimentally realized. In the experiment steady and visible diffraction patterns were obtained, and the obvious asymmetry of patterns was observed for the first time. Theoretically the approximate conditions of the surface wave diffraction were analyzed, and the corresponding analytic expression of angle width of diffraction patterns was derived, which explained the asymmetry distribution well. The symmetry distribution of diffraction pattern is a universal rule. And whether it can be observed obviously depends on the ratio of the wavelength of surface wave and light. The bigger the ratio is, the more obvious the asymmetry distribution is. Under the condition that the surface wavelength is close to the light wavelength, the diffraction patterns can be considered as a kind of symmetry distribution approximately.

Keywords Surface acoustic waves; Acoustic-optical Diffraction; Asymmetric



Miao Runcai was born in 1957. He graduated from the Department of Physics Shaanxi Normal University in 1984, and got his Ph. D. from Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics of CAS. His research interests include transient optics and optical measurement.