

文章编号:1005-4642(2023)02-0038-07

学
生
园
地



声光衍射法测量液体中超声声强的 数据处理方法

王逸君,刘 亮,郑湘粤,刘恒彪

(同济大学 物理科学与工程学院,上海 200092)

摘 要:为将半导体激光器用于构建声光效应及声速声强测量教学实验装置,推导了超声光栅远场衍射光场分布,给出了超声光栅相位调制系数分别与声强和各级衍射光强度的关系,总结了从衍射光场图像提取声强值的数据处理方法.通过建立交替使用氦氖激光器或半导体激光器的实验系统,进行了液体中超声声强测量的比较实验,验证了半导体激光器作为光源实现声光衍射法超声声强测量的可行性.

关键词:超声声强;声光效应;半导体激光器

中图分类号:O426.3

文献标识码:A

DOI:10.19655/j.cnki.1005-4642.2023.02.006

超声波广泛应用于工业无损探伤^[1-2]、医学成像^[3]、超声清洗^[4]、声化学^[5]等领域.超声换能器辐射声场的声强(声功率)分布直接影响超声应用的效果.对换能器辐射声场的声强进行测量的传统方法有量热法和辐射压力法^[6],其中量热法是通过比较超声波和电加热造成的液体温升测出相应温升下的电功率值,得出超声声功率.辐射压力法通过检测标靶受到的声辐射压力来计算声功率.在实际工作中,也常使用水听器扫描测量超声声场的声压分布,计算出声强分布以及换能器辐射的声功率^[7-8].这些声强测量方法需要在声传播介质中安置传感器件,对声场会造成干扰.激光干涉测量法通过聚焦光斑测量声源表面振动波形,计算声场参量^[9-10],该方法对声场无干扰.此外,利用强超声在介质中产生的力学、热学、化学、光学等效应也可实现声强测量^[11].

声波在透明介质中传播时,质点的往复运动使得介质呈现疏密相间的交替变化,进而导致介质的光折射率发生相应的周期性变化.当光波通过声场区域时,就会产生衍射现象^[12].利用声光效应,通过检测衍射光场强度分布可以计算出介质中的声速^[13]和声强^[14],实现声场可视化^[15-16].本文对声光效应及声速、声强测量方法进行了理

论和实验研究,采用半导体激光器替代常用的氦氖激光器,由于半导体激光器输出光束的功率稳定性和空间高频噪声对衍射光场及超声声强测量产生影响,因此需采用不同数据处理方法来克服这些影响,并通过对比得出合适的数据处理方法.

1 超声声强测量原理

考虑小振幅简谐平面超声波在理想流体中的传播,设超声波沿 y 轴负向传播,声压幅值为 p_a ,波长和频率分别为 λ_s 和 ν_s ,即声场各处的声压 p 随时间 t 按 $p = p_a \sin \left[2\pi \left(\frac{y}{\lambda_s} + \nu_s t \right) \right]$ 的规律变化.在超声波作用下,介质各点的密度 ρ 随声压发生起伏交替变化^[17]:

$$\Delta\rho = \frac{p}{c_0^2}, \quad (1)$$

其中, c_0 为介质在平衡态时的声速.根据 Clausius-Mosotti 关系^[18],介质的折射率 n 随密度 ρ 发生变化:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \kappa\rho, \quad (2)$$

其中, κ 为与介质分子有关的常量.由式(2)可得微分关系:

收稿日期:2021-11-13; **修改日期:**2022-10-08

基金项目:同济大学第十五期实验教学改革专项基金项目(No. 53)

作者简介:王逸君(2000—),男,山西临汾人,同济大学物理科学与工程学院 2018 级本科生. E-mail:1302952151@qq.com

通信作者:刘恒彪(1962—),男,湖北鄂州人,同济大学物理科学与工程学院教授,博士,从事光学测量技术、光声光热检测技术等方面的研究. E-mail:liuhb62@tongji.edu.cn

$$\Delta n = \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{6n_0\rho_0} \Delta\rho, \quad (3)$$

其中, n_0 和 ρ_0 分别为介质在平衡态时的折射率和密度, 可视为常量. 即式(3)表明介质光折射率的改变量与声场声压成正比. 这种声光效应使得声场中的介质类似于相位光栅.

超声波声强 I_s 与声压幅值 p_a 的关系为^[17]

$$I_s = \frac{p_a^2}{2\rho_0 c_0}, \quad (4)$$

根据式(1)和式(3), 式(4)可改写为

$$I_s = \frac{18\rho_0 c_0^3 n_0^2 n_a^2}{(n_0^2 - 1)^2 (n_0^2 + 2)^2}, \quad (5)$$

其中, n_a 为介质折射率波动幅值. 根据式(5), 即可通过测量介质折射率波动幅值或其衍生参量计算出声强.

为获得介质折射率波动幅值 n_a , 可采用波长为 λ , 复振幅分布为 $U_e(x, y)$ 的光束沿 z 轴正向入射透明液体介质中超声声场形成的相位光栅, 测量远场衍射场分布, 如图1所示. 设声光作用长度为 b , 当 $b \leq \frac{\lambda_s^2}{2\lambda}$ 时, 超声光栅可近似为面光栅, 对入射光产生拉曼-纳斯衍射^[12]. 引入相位调制系数 $\phi = 2\pi b n_a / \lambda$, 并代入式(5)可得:

$$I_s = \frac{9\rho_0 c_0^3 n_0^2 \lambda^2 \phi^2}{2\pi^2 b^2 (n_0^2 - 1)^2 (n_0^2 + 2)^2}. \quad (6)$$

$$U(x_f, y_f, t) = \exp \left[j \frac{k}{2f} \left(1 - \frac{d_0}{f} \right) (x_f^2 + y_f^2) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0(x, y, t) \exp [-j2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy = \exp \left[j \frac{k}{2f} \left(1 - \frac{d_0}{f} \right) (x_f^2 + y_f^2) \right] \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ J_m(\phi) U_f \left(f_x, f_y - \frac{m}{\lambda_s} \right) \exp [j2\pi m v_s t] \right\}, \quad (9)$$

其中, J_m 为 ϕ 的 m 阶贝塞尔函数; $f_x = \frac{x_f}{\lambda f}$ 和 $f_y =$

$\frac{y_f}{\lambda f}$ 为空间频率; $U_f(f_x, f_y)$ 为 $U_e(x, y)$ 的傅里叶变换. 该光场分布在 y_f 轴上, 以 $f_y = m/\lambda_s$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 为中心的系列衍射光斑. 如果 $U_e(x, y)$ 是限带函数, 即 $U_f(f_x, f_y)$ 只在有限的空间频率范围内 ($|f_x| \leq f_a, |f_y| \leq f_b$) 不为 0, 且衍射光斑的中心距足够大, 即 $1/\lambda_s \gg f_b$, 以致可以忽略各级衍射光斑间的光场混叠, 则各级衍射光斑的强度为

$$I_m \left(f_x, f_y - \frac{m}{\lambda_s} \right) = J_m^2(\phi) \left| U_f \left(f_x, f_y - \frac{m}{\lambda_s} \right) \right|^2, \quad (10)$$

因此, 可以通过检测超声光栅的远场衍射光场各

利用式(6), 通过确定相位调制系数 ϕ , 并代入介质常量 ρ_0, c_0, n_0 和检测系统参量 λ 和 b 即可算得介质中的声强 I_s .

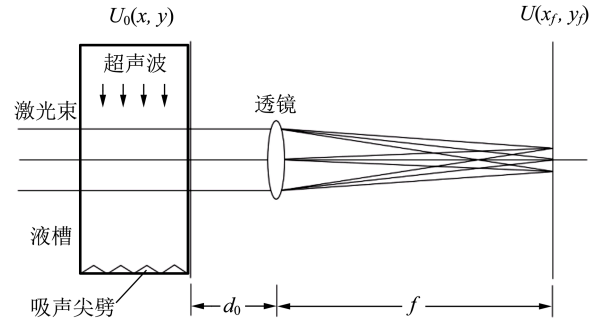


图1 超声光栅远场衍射光场的观测

超声光栅远场衍射场强度分布取决于光栅的相位调制系数. 在上面给定的条件下, 超声光栅对入射光束引起的相位延迟为

$$\Delta\varphi(x, y, t) = \phi \sin \left[2\pi \left(\frac{y}{\lambda_s} + v_s t \right) \right], \quad (7)$$

透过光栅的出射光场分布为

$$U_0(x, y, t) = U_e(x, y) \exp \left\{ j\phi \sin \left[2\pi \left(\frac{y}{\lambda_s} + v_s t \right) \right] \right\}. \quad (8)$$

透镜对 $U_0(x, y, t)$ 进行傅里叶变换. 在透镜后焦面的光场复振幅分布为^[19]

级衍射光斑在同一位置的强度来确定相位调制系数 ϕ .

2 测量与数据处理方法

式(10)表明: 在超声光栅各级衍射光斑的相同位置, 衍射光的相对强度由以光栅的相位调制系数 ϕ 为宗量和以衍射光斑级次 m 为阶次的贝塞尔函数的平方 $J_m^2(\phi)$ 确定. 图2为 $J_m^2(\phi)$ 与 ϕ 的关系曲线, 利用该规律, 可设计出多种确定相位调制系数 ϕ 的方法.

2.1 衍射级消失法

从图2可以看出: 当相位调制系数 ϕ 分别为 2.405, 3.832, 5.136, 6.380... 时, 0阶、1阶、2阶、3阶... 贝塞尔函数的平方依次为 0, 相应衍射级

的光斑消失. 利用该现象, 从 0 开始逐渐增大超声声强, 观察衍射级消失情况, 可确定 ϕ , 计算介质中声强 I_s . 该方法是测量液体中超声声强的传统光学方法^[6], 不能测量声强的连续变化. 如果通过目视观察衍射级消失情况, 则测量精度较低.

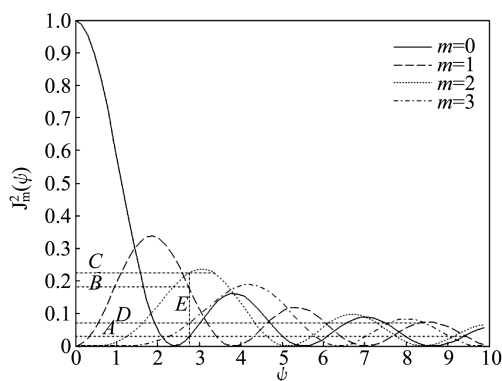


图 2 $J_m^2(\phi)$ 分布曲线

2.2 衍射光强归一化法

在各级衍射光斑中选定同一位置(首选峰值位置), 检测光强信号, 并将此信号对介质中无声场时透镜后焦面上光斑相同位置的光强信号进行归一化. 根据式(10), 各衍射级的归一化光强信号对应各阶次贝塞尔函数的平方 $J_m^2(\phi)$. 为确定相位调制系数 ϕ , 在图 2 中以各级归一化光强信号为纵坐标作水平线 A(0 级)、B(1 级)、C(2 级)、D(3 级)(见图 2). 由于 $J_m^2(\phi)$ 分布曲线的波动特性, 每条水平线与对应阶次 $J_m^2(\phi)$ 曲线的交点数不同: 水平线位置越低, 交点数越多(例如水平线 A 与 $J_0^2(\phi)$ 曲线有 6 个交点). 这些交点的横坐标是潜在的相位调制系数 ϕ 的真值. 确切地说, 在以 ϕ 真值为横坐标的位置, 每条水平线与对应阶次的 $J_m^2(\phi)$ 曲线都会相交, 见图 2 中垂线 E. 用该方法可测量液体中超声声强的连续变化^[14], 但由于要用介质中无声场时透镜后焦面上的光强信号对介质中有声场时的远场衍射光强信号进行归一化处理, 这对激光器输出光束的功率稳定性和空间高频噪声提出了较高要求, 因此不适合以半导体激光器为光源的实验.

2.3 衍射光强连比法

为在保证声强测量精度的同时适当降低对激光器输出光束的功率稳定性要求, 可以采用衍射光强连比法. 该方法与衍射光强归一化法一样, 需先在各级衍射光斑中选定同一位置检测光强值

$I_m(m=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$. 根据式(10), 各衍射级光强值的连比满足关系式:

$$I_0 : I_{\pm 1} : \dots : I_{\pm m} = J_0^2(\phi) : J_1^2(\phi) : \dots : J_m^2(\phi) \quad (11)$$

因此, 直接利用各级光强值的连比即可确定相位调制系数 ϕ 的真值. 具体步骤为:

1) 在各光强值中确定最大光强值 I_i 所属的衍射级次 i ;

2) 寻找函数 $\delta(\xi) = \sum_m \left[\frac{J_m^2(\xi)}{J_i^2(\xi)} - \frac{I_m}{I_i} \right]^2$ 的最小值所在的驻点, 此点即为 ϕ 真值.

3 实验装置

为验证采用半导体激光器做光源进行声光效应及声速声强测量实验的可行性, 本文对文献[14]介绍的实验装置进行改进, 加装了半导体激光器(上海磐川光电科技公司, 点光源激光器: 波长 650 nm, 功率 10 mW), 并换用了简易功率放大器和自制超声换能器(直径 30 mm, 准直光束), 如图 3 所示.

信号发生器输出超声换能器谐振频率(1 MHz)的正弦信号, 功率放大器驱动超声换能器向液槽中的透明液体介质发射超声波. 液槽底部安放有橡胶吸声尖劈, 以形成行波声场. 为比较半导体激光器和氦氖激光器的输出光束通过超声光栅产生的衍射效果, 采用拦光板交替选通 2 种激光器的输出光束. 被选通的光束经透镜 1(焦距为 12.7 mm)和透镜 2(焦距为 400 mm)扩束、准直后入射液槽. 为保证光束中各光线与声场的声光作用长度一致, 在透镜 2 的镜框上粘贴了纸质狭缝光阑. 狭缝呈竖直方向, 宽度为 2 mm. 入射光束在液体介质中的超声光栅作用下发生衍射, 并在透镜 3(焦距为 800 mm)的后焦面上形成远场衍射场. 柱面透镜将各级衍射光斑展开成水平直线, 以利于观测. CCD 相机(无成像物镜)采集远场衍射场图像, 并上传计算机显示和处理.

实验采用水作为透明液体介质, 先向液槽注入静置 24 h 以上(消除气泡)的自来水, 并擦干液槽外立面(特别是通光区域)的水迹. 调节光路以保证平行光入射超声光栅, 且光传播方向与声传播方向垂直. 调节柱面透镜与 CCD 相机的距离, 直至计算机显示的各级衍射光水平展开线足够均匀. 在超声换能器无辐射声场情况下, 分别选通

氦氖激光器和半导体激光器的输出光束,监视 CCD 所采集图像的灰度值分布,调节 CCD 曝光

时间或在激光器输出端设置偏振片或光衰减片(图 3 中未画出),避免图像出现高光溢出.

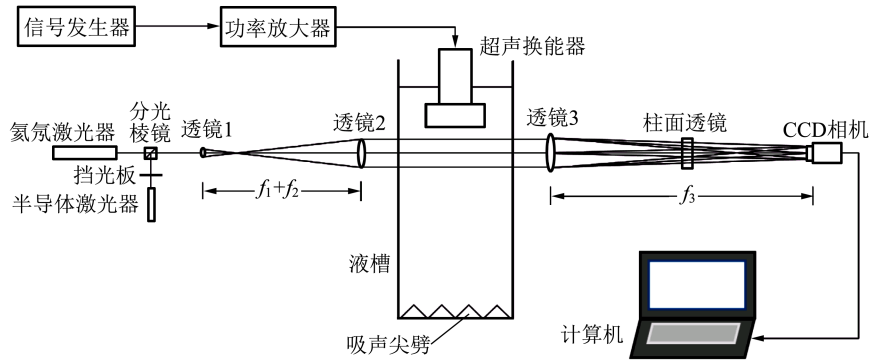


图 3 超声声强光电测量实验装置

4 实验过程与结果

完成上述工作后,调节信号发生器输出信号幅值 U , 改变超声换能器辐射声功率 P ; 观察并记录超声光栅远场衍射光场的图像. 图 4 为以半导体激光器做光源, $U=2\text{ V}$ 时采集的远场衍射光场图像. 为避免激光器输出光束功率波动的影响, 采用衍射光强连比法, 用 Matlab 软件处理衍射光场图像, 提取声强值.



图 4 超声光栅远场衍射图像

4.1 衍射图像灰度值数据列提取与降噪滤波

图像数据处理需先对每幅衍射光场图像取出正中间 1 列的灰度值数据, 如图 5~6 所示. 其中, 图 5(a) 是从图 4 中提取的灰度值数据列, 图 6(a) 是在相同条件下以氦氖激光器做光源时的灰度分布曲线. 图中采用半导体激光器的衍射图像灰度分布比氦氖激光器的图像灰度分布的高频噪声更大, 前者相邻衍射峰间的根部也后者高.

上述现象说明: 半导体激光器输出光束的空间频带比氦氖激光器的要宽, 衍射光场中相邻衍射级的光强分布发生了混叠. 为降低相邻衍射峰之间的根部高度, 可对半导体激光器的输出光束采用更大扩束比的透镜组, 以此产生平行光入射

超声光栅. 为滤除叠加在各级衍射峰上的高频噪声, 可采用高斯滤波法进行滤波处理^[20].

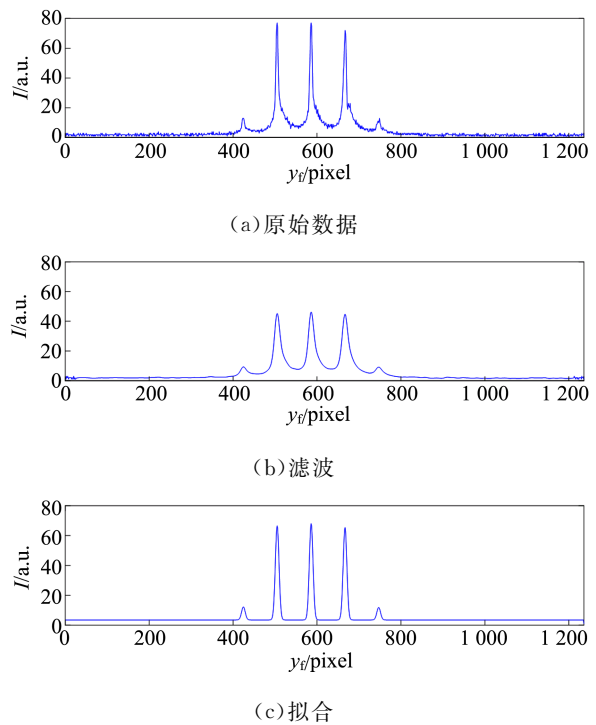
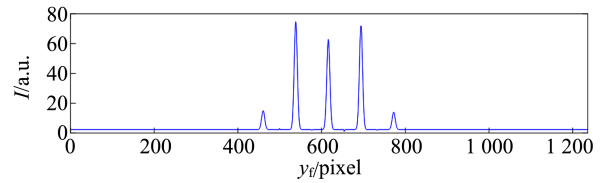
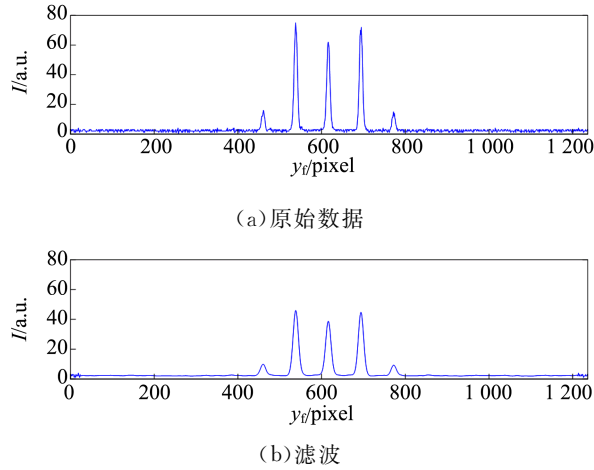


图 5 半导体激光器做光源的超声光栅衍射灰度图像

4.2 各级衍射峰值强度和位置提取及各衍射峰级次确定

设定背景灰度阈值(本实验中为 6), 在通过降噪滤波得到的平滑灰度分布曲线[见图 5(b)和图 6(b)]上寻找衍射峰峰值位置; 在峰值位置附近对未做降噪处理的原有灰度分布曲线进行高斯函数拟合[见图 5(c)和图 6(c)], 得到各级衍射光的峰值强度和中心位置. 曲线拟合得到的各级衍射光的峰值强度比降噪滤波的结果更高, 更接近

原有灰度分布曲线. 由曲线拟合得到的各衍射峰峰值位置确定相邻峰值之间的最小间距, 再根据正负衍射级峰值强度的对称性, 确定各衍射峰的级次, 这样处理可发现缺少的衍射级.



(c) 拟合

图6 氢氦激光器做光源的超声光栅衍射灰度图像

4.3 相位调制系数 ψ 的确定和声强值计算

采用衍射光强连比法寻找函数 $\delta(\xi)$ 最小值所在的驻点, 得到相位调制系数 ψ , 再根据式(6)计算声强值.

表1给出信号发生器输出不同信号幅值时, 分别采用半导体激光器和氢氦激光器的0~3级衍射峰峰值的位置 y_f 和强度 I , 以及相位调制系数 ψ 和声强值 I_s .

表1 衍射峰值参量及声强计算值

U/V	激光器	y_f/pixe				$I/\text{a. u.}$				ψ	$I_s/(\text{W} \cdot \text{m}^{-2})$
		0级	1级	2级	3级	0级	1级	2级	3级		
0.8	氢氦	617.0	695.0			192.96	21.56			0.638	178.43
	半导体	587.0	667.0			183.90	21.89			0.650	192.06
1.2	氢氦	617.0	695.0			149.08	39.37			0.918	256.88
	半导体	586.0	667.0			147.39	37.37			0.902	266.18
1.6	氢氦	617.0	695.0			106.73	60.29			1.208	337.95
	半导体	586.0	666.0			107.90	53.62			1.156	341.22
2.0	氢氦	616.0	694.0	772.0		62.84	73.03	13.93		1.493	417.73
	半导体	586.0	667.0	747.0		68.01	65.38	11.90		1.422	419.97
2.4	氢氦	617.0	695.0	773.0		28.32	79.15	23.72		1.794	502.00
	半导体	585.0	666.0	747.0		35.69	71.50	20.32		1.691	499.44
2.8	氢氦	617.0	695.0	773.0		0	77.07	33.92		2.108	590.08
	半导体	584.0	664.0	745.0		14.67	69.73	28.84		1.971	581.86
3.2	氢氦	615.0	693.0	771.0		0	72.60	38.46		2.232	624.54
	半导体	584.0	665.0	745.0		0	63.08	33.68		2.237	660.46
3.6	氢氦	614.0	692.0	770.0	848.0	0	51.90	43.99	12.76	2.541	711.11
	半导体	582.5	663.0	744.0	824.0	0	51.75	40.58	11.07	2.492	735.89
4.0	氢氦	614.0	692.0	770.0	848.0	0	40.76	51.30	17.79	2.764	773.57
	半导体	583.5	664.0	745.0	826.0	0	41.11	46.12	14.06	2.697	796.39
4.4	氢氦	612.0	690.0	768.0	846.0	23.31	17.05	45.49	24.36	3.204	896.67
	半导体	583.0	664.0	745.0	825.0	18.62	24.23	47.87	21.09	3.038	897.18
4.8	氢氦	615.0	693.0	771.0	849.0	32.70	0	46.21	28.42	3.467	970.18
	半导体	583.0	665.0	745.0	826.0	27.32	13.87	43.51	24.65	3.309	977.14
5.2	氢氦	618.0	696.0	774.0	852.0	35.48	0	41.96	30.65	3.600	1007.49
	半导体	583.0	663.0	744.0	825.0	31.58	0	44.07	28.45	3.480	1027.58
5.6	氢氦	613.0	691.0	769.0	847.0	38.00	0	36.61	34.68	3.812	1066.85
	半导体	583.0	664.0	745.0	826.0	32.53	0	34.77	31.93	3.730	1101.25
6.0	氢氦	613.0	691.0	769.0	847.0	36.11	0	31.92	36.75	3.868	1082.47
	半导体	582.0	663.0	744.0	825.0	33.59	0	34.20	33.61	3.776	1115.01

实验中信号发生器输出的正弦信号幅值 U 从 0 逐步升至 6.0 V(步距 0.2 V),采集超声光栅的远场衍射光场图像,并通过高斯滤波和曲线拟合处理图像,提取声强值。

图 7 所示为超声换能器的电声转换关系曲线。图中横坐标是信号发生器向功率放大器输出信号的幅值,纵坐标是介质中的声强。计算声强取用了下列参量:介质密度 $\rho_0 = 997 \text{ kg/m}^3$ (25 °C, 1 标准大气压),折射率 $n_0 = 1.333$,声速 $c_0 = 1496.6 \text{ m/s}$ (25 °C),声光作用长度 $b = 30 \text{ mm}$ (超声换能器直径)。

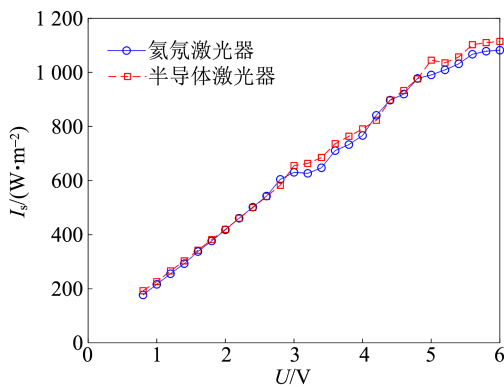


图 7 超声换能器电声转换关系曲线

图 7 表明:用半导体激光器做光源测得的声强曲线与用氦氖激光器做光源测得的声强曲线基本吻合,但存在小幅偏差。引起偏差的原因是:当半导体激光器作为光源时,相邻衍射级的光强分布发生混叠。具体来说,在信号幅值为 3.0~4.2 V 和 4.8~6.0 V 时,用半导体激光器测得的声强值比用氦氖激光器测得的结果偏大。与这两段信号幅值对应的相位调制系数 ψ 范围分别为 2.0~2.9 和 3.3~3.9(见表 1)。观察图 2,相位调制系数在 2.0~2.9 范围时,1 级衍射最强,随 ψ 的增大而下降;2 级衍射次之,随 ψ 的增大而上升;0 级和 3 级衍射较小。相位调制系数在 3.3~3.9 范围时,2 级衍射最强,随 ψ 的增大而下降;3 级和 0 级衍射次之,随 ψ 的增大而上升;1 级衍射较小。这些意味着相位调制系数 ψ 在 2.0~2.9 和 3.3~3.9 的范围内,相邻衍射级光强分布的混叠使各级衍射峰值强度对其中最大值的比值 I_m/I_1 增大,导致由 $\delta(\xi)$ 函数最小值确定的 ψ 值偏大,而导致根据式(6)计算的声强值偏大。

为探究曲线拟合对声强值提取精度的影响,

直接利用降噪滤波得到的各级衍射的峰值强度来确定声强值。以用氦氖激光器做光源并采用降噪滤波和曲线拟合得到的声强值为基准,计算其他情况得到的声强值标准偏差和平均相对偏差。图 8 为 3 种情形下得到的声强值对基准声强的偏差。这 3 种情形分别为:用氦氖激光器做光源并采用降噪滤波、用半导体激光器做光源并采用降噪滤波和曲线拟合、用半导体激光器做光源并采用降噪滤波来处理衍射光场分布数据。在图 8 中给出的范围内,3 条曲线的标准偏差分别为 3.78, 22.38, 24.43 W/m^2 ; 平均相对偏差分别为 0.54%, 2.72%, 3.30%。这说明:进行曲线拟合有利于提高声强值提取的精度。

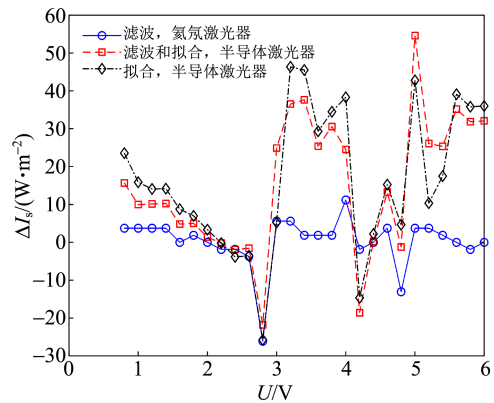


图 8 不同情形下提取的声强值

5 结束语

在理论分析超声光栅各级衍射光强度与超声声强关系的基础上,构建了交替使用氦氖激光器或半导体激光器的实验系统,并进行了液体中超声声强测量比较实验,采用高斯滤波和衍射光强连比法处理从衍射光场图像提取的灰度值数据列,验证了采用半导体激光器做光源实现声光衍射法超声声强测量的可行性。在图像数据处理过程中,高斯滤波能有效抑制衍射光场强度分布的空间高频噪声;衍射光强连比法能从根本上避免半导体激光器输出光束的功率稳定性对超声声强测量产生的负面影响。该研究成果对半导体激光器用于声光效应及声速、声强测量的实验教学设备具有参考意义。

参考文献:

[1] 邵志学,石立华,张琦. 混凝土超声检测技术的研究与实现[J]. 振动、测试与诊断,2012,32(3):397-401.

- [2] 于朋,刚铁. 基于全聚焦成像技术的焊缝近表面平面类缺陷检测[J]. 焊接学报,2019,40(12):36-41.
- [3] 吕焱,吴文焘,李平. 压缩感知在合成发射孔径医学超声成像中的应用[J]. 声学学报,2013,38(4):426-432.
- [4] 郭伟,晋卫,王宾,等. 污染聚偏氟乙烯中空纤维超滤膜的超声清洗[J]. 化工学报,2006,57(12):3040-3044.
- [5] 李吉蓉,黄剑锋,曹丽云,等. 超声功率对合成 ZnS 纳米晶的影响[J]. 硅酸盐学报,2009,37(11):1843-1846.
- [6] 贾志富. 声学测量实验[M]. 北京:国防工业出版社,1989:154-167.
- [7] 戴敏达,邢广振,杨平,等. 聚焦换能器声功率近场互谱测量方法研究[J]. 中国测试,2020,46(3):39-43.
- [8] 郑音飞,付文鑫,姚磊,等. 医学超声诊疗设备计量检测方法研究与探索[J]. 中国医疗设备,2019,34(11):22-29.
- [9] 孙朝明,孙凯华,葛继强. 超声换能器表面振动的激光干涉测量[J]. 中国激光,2020,47(9):1-7.
- [10] 王世全,王月兵. 激光干涉法在超声换能器近场全息测量中的应用[J]. 声学与电子工程,2011(1):32-35.
- [11] 单鸣雷,朱昌平,何世传,等. 功率超声声场强度的测量[J]. 河海大学常州分校学报,2004,18(4):15-18.
- [12] 蓝信钜. 激光技术[M]. 北京:科学出版社,2000:31-38.
- [13] 薛彬,王志洋,张凯,等. 基于声光效应的海水声速测量[J]. 中国激光,2019,46(4):1-9.
- [14] 刘恒彪,向盛华. 液体中超声声强的光电测量[J]. 实验室探索与研究,2018,37(10):50-53.
- [15] 钱梦騷,姜学平,程茜. Schlieren 成像和声场可视化[J]. 应用声学,2013,32(1):1-9.
- [16] 贾乐成,陈世利,曾周末. 超声声场光学检测的研究进展[J]. 仪器仪表学报,2019,40(9):1-12.
- [17] 杜功焕,朱哲民,龚秀芬. 声学基础[M]. 2版. 南京:南京大学出版社,2001:168-193.
- [18] Merzkirch W. Flow visualization [M]. 2nd Edition. Orlando: Academic Press, Inc., 1987:116-118.
- [19] 陈家璧,苏显渝. 光学信息技术原理及应用[M]. 2版. 北京:高等教育出版社,2009:59-61.
- [20] 王品,赵毅强,刘燕江,等. 基于高斯滤波和 K 最邻近算法融合的硬件木马电磁信息检测技术研究[J]. 南京大学学报(自然科学),2020,56(2):264-269.

Data processing method for ultrasonic intensity measurement in liquid based on acousto-optic effect

WANG Yijun, LIU Liang, ZHENG Xiangyue, LIU Hengbiao

(School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract: In order to apply the semiconductor laser to the construction of teaching experiment device based on the acousto-optic effect and the measurement of sound speed and intensity, the light field distribution of the far-field diffraction induced by the ultrasonic grating was deduced. The relationship between the phase modulation coefficient of the ultrasonic grating and the sound intensity, and the relationship between the phase modulation coefficient and the intensity of the diffracted light at various orders were deduced. Furthermore, the data processing method for calculating the ultrasonic intensity from the image of the diffracted light field was summarized. By establishing the experimental system, in which He-Ne laser or semiconductor laser was alternately selected, the comparative experiment on ultrasonic intensity measurement in liquid was carried out. The feasibility of using semiconductor laser as the light source to realize the measurement of ultrasonic intensity based on acousto-optic effect was experimentally verified.

Key words: ultrasonic intensity; acousto-optic effect; semiconductor laser

[责任编辑:郭 伟]