文章编号:1004-4213(2010)03-0523-6

基于相位分析的时间平均数字全息测振研究*

钱晓凡,王占亮,张海涛,陈虹
(昆明理工大学 理学院 激光研究所,昆明 650093)

摘 要:传统的时间平均全息术通过对再现像光强分布的测量来实现振幅分布的检测,由于噪音影响往往得不到满意的结果. 第一类零阶贝塞尔函数相位只有 0 和 π 两个取值,所以利用再现光场的相位可以确定振幅分布. 理论分析发现,以往的讨论忽略了照明光之间位移引起的相位变化,研究通过叠加一个相位因子对此进行了修正,并利用贝塞尔函数平方的相位特点提出了消除该相位因子的办法. 实验结果表明,该相位因子确实存在并影响测量,用本文所提出的方法可以很好地消除该相位因子的影响,使利用时间平均数字全息再现光场的相位检测振动物体的振幅分布变得方便和准确.

关键词:时间平均全息干涉计量;数字全息;相位;振动测量
中图分类号:O436.1 **文献标识码**:A **doi**:10.3788/gzxb20103903.0523

0 引言

振动测量在现代机械、航空、航天等领域中具有重要作用. 它不但可用于机械结构动态特性分析和机械系统的故障诊断等方面,而且在噪音消除中也发挥着重要的作用. 目前常用的测振技术,如加速度传感器、激光多谱勒和应变片等均为单点测量,并且传感器本身会给被测物体带来附加质量和附加约束,从而改变物体的固有振动特性[1-2].

由 R. L. Powell 和 K. A. Stetson 提出的时间平均干涉法[3]是实时全息干涉振动测量的一种有效方法[4],并已经应用于微振动测量[5],传统方法的基本原理是:从振动物体反射回来的物光场,与参考光场相干并被记录下来,得到时间平均全息图,该全息图经照明光再现后得到的全息像被零阶贝塞尔函数调制,通过分析再现像光强的变化可以得到物体的振幅分布. 在实际应用中,仅依靠再现像的光强分布来确定振幅分布,由于受散斑噪音和物体本生反射光强分布不均匀的影响,往往得不到满意的结果.

分析第一类零阶贝塞尔函数的相位特点,可知它只有 0 和 π 两个取值,并交替变化,通过数字全息可以计算再现光场的相位,从而提供了确定物体振幅分布的另一个途径,这就是本文利用时间平均数字全息再现光场的相位来分析振动物体振幅分布的出发点.

* 云南省自然科学基金(2007F028M)和云南省教育厅自然科学基金(07L00003)资助
Tel:0871-5176182 Email:qianxiaofan1@sina.com
收稿日期:2009-06-11 修回日期:2009-09-13

1 用时间平均数字全息再现光场相位测振的原理

1.1 时间平均全息再现像的光场和光强分布性质

图 1 是时间平均全息记录示意图. 设 P 点是振动物体上的一点,振动前,照明光照射到该点,反射的物光 $\widetilde{O}_0$(图 1 中的光线①)到达全息记录面与参考光 $\widetilde{R}$ 干涉得到全息图.

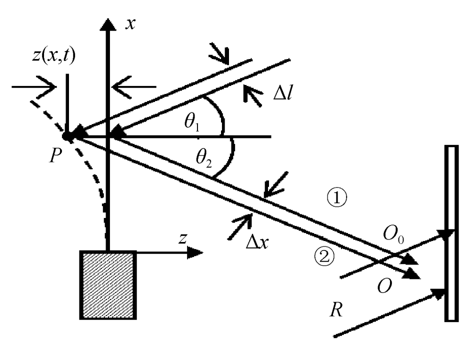


图 1 时间平均全息图记录示意图
Fig. 1 Sketch map of recoding time average hologram

设记录(参考)光场为平面波

$$\widetilde{R}(x,y)=r_0\exp\left[\mathrm{j}\phi_r(x,y)\right] \tag{1}$$

则全息图上记录的光强为(*表示取复共轭)

$$I(x,y)=|\widetilde{R}|^2+|\widetilde{O}_0|^2+\widetilde{O}_0\widetilde{R}^*+\widetilde{O}_0^*\widetilde{R} \tag{2}$$

若用原参考光场照明全息图,单独考虑再现光场中与原始物光波有关的光场分量,有

$$U_i=r_0^2\widetilde{O}_0(x,y) \tag{3}$$

对应再现像的光强为

$$I_i=r_0^4|\widetilde{O}_0(x,y)|^2 \tag{4}$$

设 P 点作离面振动，P 点处照明光、物光与 z 轴(垂直于振动面)的夹角分别为 θ_1 和 θ_2，振动的振幅为 $A(x)$，圆频率为 ω，则 t 时刻的振动位移量为

$$z(x,t)=A(x)\cos(\omega t) \tag{5}$$

与 P 点处于平衡位置相比较，t 时刻反射的物光 $\widetilde{O}$(图 1 中的光线②)到达全息记录面的相位变化为

$$\phi_0(x,t)=\frac{2\pi}{\lambda}A(x)\cos(\omega t)(\cos\theta_1+\cos\theta_2) \tag{6}$$

由 P 点到达全息片的物光场 $\widetilde{O}$ 可以表示为

$$\widetilde{O}(x,y,t)=\widetilde{O}_0(x,y)\exp[\mathrm{j}\phi_0(x,t)] \tag{7}$$

与参考光场相干后，在全息图上记录的光强为

$$I(x,y,t)=|\widetilde{R}|^2+|\widetilde{O}|^2+\widetilde{O}\widetilde{R}^*+\widetilde{O}^*\widetilde{R} \tag{8}$$

若曝光时间远大于物体振动周期 T，则记录的为时间平均全息图，其光强为

$$\langle I(x,y,t)\rangle=\frac{1}{T}\int_0^T I(x,y,t)\mathrm{d}t \tag{9}$$

若用原参考光场照明全息图，同样只单独考虑再现光场中与原始物光有关的光场分量为

$$\widetilde{U}_t=\frac{\widetilde{R}\widetilde{R}^*}{T}\int_0^T\widetilde{O}(x,y,t)\mathrm{d}t=\frac{r_0^2\widetilde{O}_0(x,y)}{2\pi}\int_0^{2\pi}\exp[\mathrm{j}kA(x)\cdot\cos(\omega t)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)]\mathrm{d}(\omega t) \tag{10}$$

第一类零阶贝塞尔函数 J_0 的定义为

$$\mathrm{J}_0(a)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\exp(\mathrm{j}a\cos\theta)\mathrm{d}(\theta) \tag{11}$$

则再现光场可以表示为

$$\widetilde{U}_t=r_0^2\widetilde{O}_0(x,y)\mathrm{J}_0[kA(x)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)] \tag{12}$$

该再现像的光强分布为

$$I_t=r_0^4|\widetilde{O}_0(x,y)|^2\mathrm{J}_0^2[kA(x)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)] \tag{13}$$

从式(12)和(13)可以看到，时间平均全息再现像的光场再现了物体的光场分布 $\widetilde{O}_0$，同时被第一类零阶贝塞尔函数调制，而时间平均全息再现像的光强再现了物体的光强分布 $|\widetilde{O}_0|^2$，同时又被第一类零阶贝塞尔函数的平方调制.

1.2 用时间平均数字全息再现像光强测振的原理

先来看第一类零阶贝塞尔函数变化的特点. 图 2 给出了贝塞尔函数、贝塞尔函数的平方，以及相应的相位四者随变量变化的曲线. 贝塞尔函数及其平方的取值范围为[0,1]，贝塞尔函数的相位只有 0 和 π 两个取值：从函数值为 1 到第一个零点(1 级)之间，相位为 0，从第一个零点到第二个零点(2 级)之间相位为 π，从第二个零点到第三个零点(3 级)之间相位又变为 0，……，特点是在相邻两个零点之间相位的取值是相同的，而贝塞尔函数平方的相位却始终为 0.

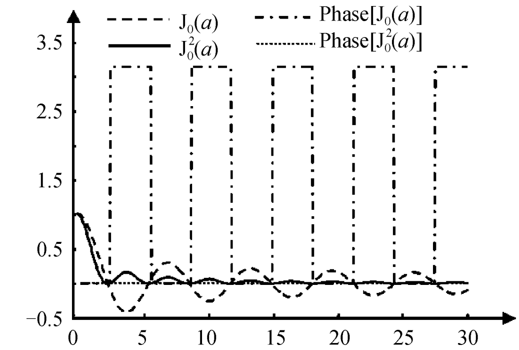


图 2 第一类零级贝塞尔函数的性质

Fig. 2 Characteristics of zero－order Bessel function of the first kind

式(13)表明，时间平均全息再现像的光强被贝塞尔函数的平方调制，从而呈明暗交替变化，振动振幅大的地方，像的强度低. 另一方面，时间平均全息再现像的光强同时含有物光的光强分布 $|\widetilde{O}_0|^2$，为避免物光的光强分布对测振的影响，最好将之消去. 如果用不振动时的全息再现像的光强去除时间平均全息再现像光强为

$$I_t'=I_t/I_i=\mathrm{J}_0^2[kA(x)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)] \tag{14}$$

则时间平均全息再现像光强 I_t 中物光的光强分布 $|\widetilde{O}_0|^2$，以及参考光强分布 r_0^4 均被消去，只留下变量与振幅有线性关系的贝塞尔函数的平方，通过分析 I_t' 的数值就可以得到振幅的分布. 这就是用时间平均数字全息再现像光强测振的原理.

1.3 用时间平均数字全息再现光场相位测振的原理

从式(12)可以看到，时间平均全息再现像的光场 $\widetilde{U}_t$ 被贝塞尔函数调制，但同时还含有物光的光场分布 $\widetilde{O}_0$，为避免物光光场分布对测振的影响，同样最好能将之消去. 如果我们用不振动时全息再现像的光场去除时间平均全息再现像的光场，则

$$\widetilde{U}_t'=\widetilde{U}_t/\widetilde{U}_i=\mathrm{J}_0[kA(x)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)] \tag{15}$$

则时间平均全息再现像光场 $\widetilde{U}_t$ 中物光的光场分布 $\widetilde{O}_0$，以及参考光强分布 r_0^2 均被消去，只留下变量与振幅有线性关系的贝塞尔函数，通过分析 $\widetilde{U}_t'$ 的相位，根据前面关于贝塞尔函数相位性质的分析，就可以得到物体振幅的分布. 这就是用时间平均数字全息再现像光场的相位测振的原理.

1.4 时间平均全息再现光场相位的修正

式(6)给出了振动前、后由 P 点到达全息面的物光场之间相位变化的传统关系，但事实上 ①、② 两束光到达全息记录面时，在纵向上有一个微小的位移(参考图 1)Δx，其值为

$$\Delta x=A(x)\cos(\omega t)\sin\theta_2 \tag{16}$$

由于振幅 $A(x)$ 一般只有几个波长,若 θ_2 只有几度(在数字全息下更是如此),则 Δx 极小,可以忽略不计. 同样,①、②两束光的照明光之间,在垂直于光传播的方向上也有一个微小的位移 Δl,其值为

$$\Delta l = A(x)\cos(\omega t)\sin\theta_1 \tag{17}$$

若 θ_1 不是很小,加之在实际检测中,参考光不可能理想匀性,①、②两束光的照明光之间本身是有差别的,如果照明光不是平行光,则差别更大. 忽略光强的差别,至少在相位上有一个差值 $\delta(x,t)$,于是,到达全息记录面上的物光场不是式(7),而应该修正为

$$\widetilde{O}(x,y,t) = \widetilde{O}_0(x,y)\exp\{\mathrm{j}[\phi_o(x,t) + \delta(x,y,t)]\} \tag{18}$$

若同样用原记录(参考)光场照明全息图,单独考虑透射光场中与原始物光波有关的光场分量,式(10)应该修正为

$$\widetilde{U}_t = \frac{r_0^2\widetilde{O}_0(x,y)}{2\pi}\int_0^{2\pi}\exp\{\mathrm{j}[kA(x)\cos(\omega t)\cdot(\cos\theta_1+\cos\theta_2)+\delta(x,y,t)]\}\mathrm{d}(\omega t) \tag{19}$$

将积分式中的指数项展开

$$\exp[\mathrm{j}(\phi_0+\delta)] = 1+\mathrm{j}(\phi_0+\delta)+[\mathrm{j}(\phi_0+\delta)]^2/2!+[\mathrm{j}(\phi_0+\delta)]^3/3!+\cdots \tag{20}$$

考虑到 Δl 很小,故 δ 远小于 ϕ_0,忽略 δ 的二阶及以上高阶小量,有

$$\exp[\mathrm{j}(\phi_0+\delta)] \approx \exp[\mathrm{j}(\phi_0)] + \mathrm{j}(\delta) - \phi_0\delta \tag{21}$$

有再现光场

$$\widetilde{U}_t \approx r_0^2\widetilde{O}_0(x,y)\mathrm{J}_0[kA(x)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)] + r_0^2\widetilde{O}_0(x,y)\widetilde{N}(x,y) \tag{22}$$

其中

$$r_0^2\widetilde{O}_0\widetilde{N}(x,y) = \frac{r_0^2\widetilde{O}_0}{2\pi}\int_0^T[\mathrm{j}\delta(x,y,t) - \phi_0(x,t)\delta(x,y,t)]\mathrm{d}(\omega t) \tag{23}$$

这是一个附加的光场,以往没有计入讨论. 它的引入,类似于像差的描述,可以用在以往得到的再现光场的基础上加上一个相位因子 $\exp[\mathrm{j}\eta(x,y)]$ 来处理,即,修正后的再现光场(对应前面的式(12))可以表示为

$$\widetilde{U}_t \approx r_0^2\widetilde{O}_0(x,y)\mathrm{J}_0[kA(x)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)]\cdot\exp[\mathrm{j}\eta(x,y)] \tag{24}$$

我们依然用不振动时的全息再现光场去除时间平均全息的再现光场,得到与式(15)对应的修正关系式

$$\widetilde{U}_t' = \widetilde{U}_t/\widetilde{U}_i \approx \mathrm{J}_0[kA(x)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)]\cdot\exp(j\eta(x,y)) \tag{25}$$

该式中除了贝塞尔函数携带的相位,还有一个相位因子 $\exp[j\eta(x,y)]$,要想用贝塞尔函数的相位性质确定振动的振幅分布,必须想办法消除相位因子 $\exp[\mathrm{j}\eta(x,y)]$的影响.

注意到贝塞尔函数平方后的相位始终为零,我们可以求该再现光场的平方(不是模的平方),得到

$$\widetilde{U}_t'\widetilde{U}_t' = \mathrm{J}_0^2[kA(x)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)]\cdot\exp[\mathrm{j}2\eta(x,y)] \tag{26}$$

其中只留下了附加相位因子的相位 $2\eta(x,y)$,即数值变为原来的 2 倍. 求出该相位并除 2 后从前面的式(25)中减去,就可以得到贝塞尔函数的相位,从而分析振幅的分布.

2 用时间平均数字全息再现光场相位测振的实验验证

2.1 实验光路及参量设置

图 3 是本文研究振动所用的时间平均数字全息光路示意图. YAG 激光器发出的激光束(波长 λ=532 nm)通过分束镜 $\mathrm{BS_1}$ 分为两束,其中一束被反射镜 M 反射后经透镜 $\mathrm{L_3}$ 扩束,照射到扬声器上(与音频信号源连接),反射后通过分束镜 $\mathrm{BS_2}$ 作为物光到达全息记录面;另一束经显微物镜 $\mathrm{L_1}$、针孔滤波器 h 和准直透镜 $\mathrm{L_3}$ 变为平行光,经分束镜 $\mathrm{BS_2}$ 反射后作为参考光到达全息记录面. 参、物光在全息记录面干涉后用 CMOS 记录下来,得到数字全息图.

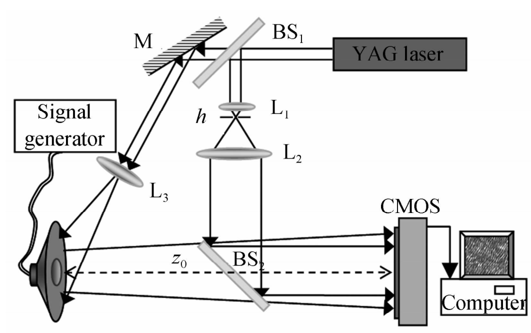


图 3　研究振动的时间平均数字全息光路

Fig. 3　Experimental setup for time average digital holography

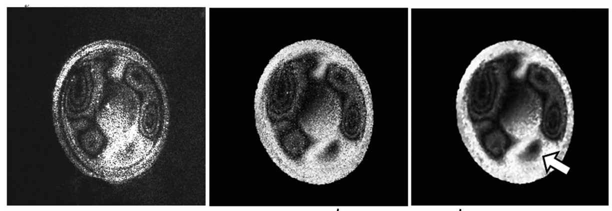
实验中记录介质 CMOS 的分辨率为 2 048×1 536 pixel,像素大小为 3.2×3.2 μm². 为保证曝光时间远大于振动周期,音频信号源输出信号的振动频率取 2.00~3.00 kHz(输出功率可调),全息图的曝光时间为 0.1 s,扬声器到 CMOS 的距离 z_0 为 1.50 m. 实验中照明光光轴与扬声器表面法线的夹角(即图 1 中的 θ_1)约为 35°.

2.2 实验结果及分析

首先记录一幅扬声器没有振动时的全息图,接着,在扬声器上接入振动频率为 3.00 kHz 的音频

信号，信号的功率从小到大连续调节，并记录不同功率下的时间平均全息图（信号源指示电压从 1.5 V～4.0 V，每隔 0.5 V 记录一幅，共 6 幅全息图）.

先用没有振动时的全息图，与一幅实验时间平均全息图（3.00 kHz，信号源指示电压 4.0 V）进行处理、分析：图 4 给出了用基于光强测振方法得到的相关结果（图像大小均为 300×300 像素）. 其中，图 4(a)是用时间平均全息图经衍射计算得到的扬声器再现像，像的光强被贝塞尔函数的平方调制，因而呈明、暗交替变化，同时，再现像的光强含有物光的光强分布 $|\widetilde{O}_0|^2$，加之其上叠加有大量的散斑，因此很难直接通过光强计算振幅的分布. 图 4(b)是用式(14)计算得到的再现像光强分布 I_t'，物光的光强分布 $|\widetilde{O}_0|^2$ 已经被消去，但依然有大量的散斑. 图 4(c)是对 I_t' 用大小为 5×5 的中值滤波器处理后的光强分布，散斑得到了部分抑制，但受散斑的影响，其数值的变化范围在 0～3.2 之间（考虑篇幅，相应的曲线不再给出），大多数最暗处不为 0，同样很难通过光强用贝塞尔函数平方的性质准确计算振幅分布.

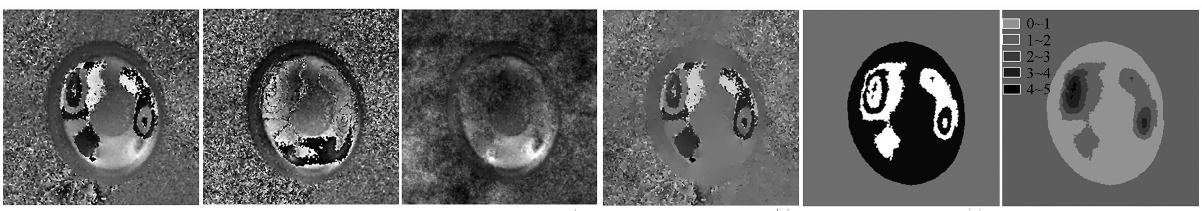


(a) Reconstructed image (b) I_t' (c) I_t' filtered by a 5×5 median filter

图 4 基于光强分析的实验结果

Fig. 4 Experimental results base on intensity analysis

图 5 给出了对同一幅时间平均数字全息图，用基于再现像光场的相位测振方法得到的相关结果（图像大小均为 300×300 pixel）. 其中，图 5(a)是依据式(25)计算得到的 $\widetilde{U}_t'$ 的包裹相位分布图，图 5(b)是依据式(26)计算得到的 $\widetilde{U}_t'\widetilde{U}_t'$ 的包裹相位分布图，即使避开散斑点，在扬声器上相位分布也不为零，说明确实有附加相位存在并影响检测. 图 5(c)是 $\widetilde{U}_t'\widetilde{U}_t'$ 去包裹后的相位分布图[6]，即附加相位的 2 倍. 图 5(d)是用 $\widetilde{U}_t'$ 的包裹相位减去 $\widetilde{U}_t'\widetilde{U}_t'$ 的相位之半得到的修正后的相位，在扬声器上除个别散斑很严重的点外，附加相位已经去除. 不过由于 $\widetilde{U}_t'$ 的相位是包裹着的，所以修正后的相位是 π 的整数倍（符号 phase{}表示计算相位）



(a) Wrapped phase of U_t (b) Wrapped phase of U_tU_t (c) Unwrapped phase of U_tU_t, (d) Corrected phase (e) Reconstructed phase (f) Reconstructed amplitude distribution of vibration

图 5 基于相位分析的实验结果

Fig. 5 Experimental results base on phase analysis

$$\mathrm{phase}\{\mathrm{J}_0[kA(x)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)]\}=m\pi,\quad m=0,\pm1,\pm2,\pm3,\cdots \tag{27}$$

对修正后的相位取余弦，并用 1 去减，最后再乘以 π，就可以很容易地将修正后的相位还原到 0 和 π

$$\pi[1-\cos(\mathrm{phase}\{\mathrm{J}_0[kA(x)(\cos\theta_1+\cos\theta_2)]\})] \tag{28}$$

图 5(e)就是依据式(28)恢复回来的再现光场相位分布，图中的黑、白部分对应相位值分别为 0 和 π. 最后，图 5(f)以贝塞尔函数过零点级次的形式给出了振幅的分布，其中在 0～1 级零点区域，式(6)对应的值在 0～2.40 之间，同样，在 1～2 级、2～3 级、3～4 级和 4～5 级区域，式(6)对应的值分别在 2.41～5.51、5.52～8.65、8.66～11.80 和 11.81～14.93 之间. 由于 $\theta_1\approx35°$，$\theta_2\approx0°$. 由式(6)容易计算出振幅的范围，结果见表 1.

表 1 振动对应的贝塞尔函数级次、相位及振幅大小

Table 1 The order of across zeros point of zero-order Bessel function and the value of amplitude

0 point of J_0	Phase of J_0	Value of $kA(x)$ · $(\cos\theta_1+\cos\theta_2)$	Amplitude of vibration/μm
0～1	0	0.00～2.40	0.000～0.112
1～2	π	2.41～5.51	0.112～0.256
2～3	0	5.52～8.65	0.257～0.403
3～4	π	8.66～11.80	0.403～0.549
4～5	0	11.81～14.93	0.560～0.695

图 6 给出了一组实验结果. 信号源指示电压从 1.5～3.5 V（振动频率也是 3.00 kHz），每隔 0.5 V 记录一幅时间平均全息图，由此衍射计算得到再现像，再用前面的方法恢复回来振幅分布. 图像的大小均为 300×300 pixel^2.

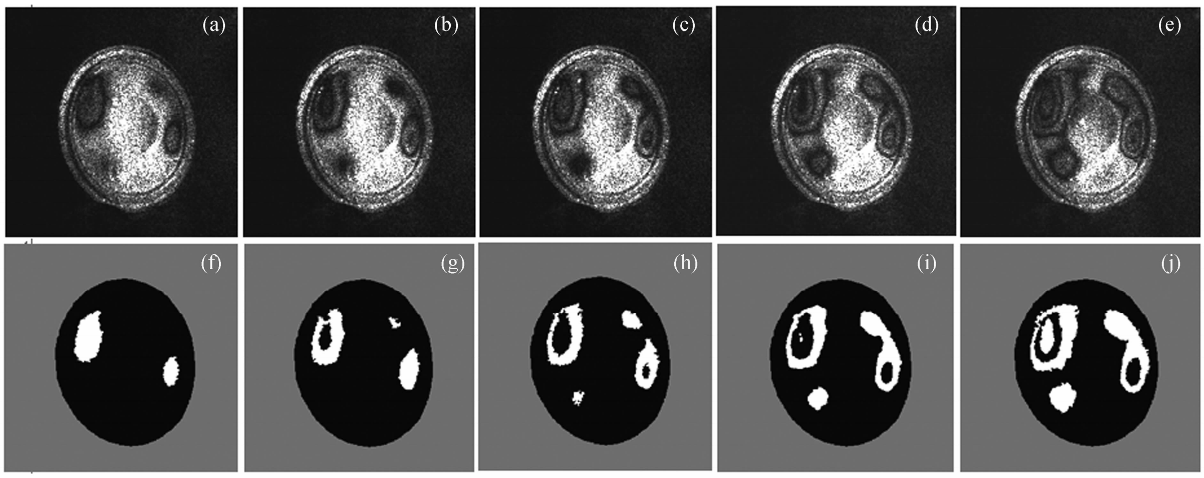


图 6　不同激励强度下的实验结果

Fig. 6　Experimental results at different excitation

比较图 4 与图 5,可以清楚地看到基于时间平均全息再现像相位分析的测振,比基于光强的传统测振方法好,主要表现在:首先,用相位比用光强更容易找到贝塞尔函数过零点的级次,比如图 5(c)中箭头所指位置,用光强分析很容易误判为已经过了 1 级零点,进入到 1～2 级,但用相位分析可以明确该区域其实还在 0～1 级范围内;其次,相位分析受散斑的影响小于光强分析,因为即使有散斑,处理后的相位只有 0 和 π 两个取值,而光强则有无穷多个取值,受散斑的影响,过零点处光强往往不为 0,而其它光强应该小于 1 的位置,往往又大于 1,无法准确地确定贝塞尔函数过零点的级次. 当然,基于相位分析要解相位包裹,这会增加计算量,但相比较其优点,这点增加的机器时间笔者认为还是物有所值的.

3　结论

传统的时间平均全息术通过对再现像光强分布的分析来实现振幅分布的检测,但仅依靠光强分布来确定振幅分布,受散斑噪音的影响,往往得不到满意的结果. 理论分析表明,时间平均全息再现像的光场被第一类零阶贝塞尔函数调制,而贝塞尔函数的相位只有 0 和 π 两个取值,通过数字全息可以计算再现光场的相位,从而确定振幅分布,它比传统方法更佳.

分析还表明,以往的讨论忽略了照明光之间位移引起的相位变化,本文通过叠加上一个相位因子对此进行了修正,并利用贝塞尔函数平方的相位特点提出了消除该相位因子的办法,实验结果表明,该相位因子确实存在并影响测量,用我们的方法可以很好地消除该相位因子的影响,使利用时间平均数字全息再现光场的相位检测振动物体振幅分布变得方便.

参考文献

[1]　LI De-bao. Analysis of experiments in engineering vibration [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2004.
李德葆. 工程振动试验分析[M]. 北京:清华大学出版社,2004.

[2]　ZHUO Min. Theory and application of vibration measurement with piezoelectric accelerometer [J]. *Aviation Precision Manufacturing Technology*, 2004, **40**(3): 31-34.
卓敏. 基于压电式加速度计的振动测量原理及应用[J]. 航空精密制造技术,2004,**40**(3):31-34.

[3]　POWELL R L, STETSON K A. Interferometric vibration analysis by wavefront reconstruction [J]. *JOSA*, 1965, **55**: 1593-1598.

[4]　YE Bi-qing, MATSUDA K, FUKUCHI N, *et al*. Vibration measurements of rough surfaces using an liquid crystal spatial light modulator[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(4): 557-561.
叶必卿,松田清史,福智异央,等. 在粗糙表面上用液晶空间光调制器进行振动测量[J]. 光学学报,2006,**26**(4):557-561.

[5]　XU Shou-quan. Research of the time-averaged image plane holographic interferometry and its application [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 1995, **22**(8): 614-618.
徐寿泉. 时间平均像面全息研究及应用[J]. 中国激光,1995,**22**(8):614-618.

[6]　HUI Mei, WANG Dong-sheng, LI qing-xiang, *et al*. Phase unwrapping method based on the solution of discrete Poisson equation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(10): 1245-1249.
惠梅,王东生,李庆祥,等. 基于离散泊松方程解的相位展开方法[J]. 光学学报,2003,**23**(10):1245-1249.

Vibration Amplitude Distribution Measurement Using Phase of Recontructed Wave in Time-average Digital Holography

QIAN Xiao-fan, WANG Zhan-liang, ZHANG Hai-tao, CHEN Hong

(*Laser Institute, Kunmin University of Science and Technology, Kunmin* 650093, *China*)

Abstract: In traditional digital holography, the measurement of amplitude of vibration is realized by detecting the intensity distribution of reconstructed image, and satisfied results can not be obtained. The phase of the first kind zero-order Bessel function has binary values, zero and π, thus, the distribution of amplitude of vibration can be measured through the phase of reconstructed wave. Theoretical analysis demonstrates that the phase change caused by the shift of illuminated light is ignored in discussion before. In this study, this method is corrected by overlapping a phase factor and a new method is put forward to eliminate the effects of this factor by utilizing the phase characteristics of squared Bessel function. Experiment shows that, this phase factor not only exist, but also influence final measurement. Using proposed method, this influence can be eliminated very well. Moreover, it will bring convenience into the measurement of amplitude of vibration via the phase of reconstructed wave in time-average digital holography.

Key words: Time-average holographic interferometry; Digital holography; Phase; Vibration measurement

QIAN Xiao-fan was born in 1963. He graduated from the Physics Department of Yunnan University in 1984. At present, he works as a professor at Faculty of Science, Kunming University of Science and Technology. His main research interests focus on optical information processing and digital holography.