

利用正弦相位调制干涉仪探测声辐射激励的 固体表面微振动

张烈山^{*}, 李荣森, 兰益成, 袁鹏哲, 王嘉炜

浙江理工大学机械与自动控制学院, 浙江 杭州 310018

摘要 为了提取固体表面的微振动信息, 本文提出了一种基于正弦相位调制干涉仪和实时归一化 PGC-DCM 算法的探测方法。采用归一化 PGC-DCM 算法实现载波相位调制深度和载波相位延迟的计算, 然后对正交干涉信号分量进行预归一化, 再经过运算消去干涉信号条纹的对比度系数, 实现正交干涉信号分量的完全归一化, 最后利用微分交叉相乘原理实现干涉信号相位的解调。利用数值仿真证明了解调算法的有效性, 并在光学暗室环境中搭建了一套正弦相位调制干涉系统, 对多种不同频谱特征的固体表面微振动进行探测实验和信息解调; 实验结果表明, 所提方法能够准确探测固体表面的微振动信息, 在 3 kHz 的被测微振动频率范围内, 干涉信号相位解调的平均信噪失真比为 33.0956 dB, 动态范围优于 22.75 dB。

关键词 测量; 正弦相位调制; 表面微振动; 调制深度; 载波相位延迟; 归一化

中图分类号 TN249

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202249.0304001

1 引言

声波在固体表面的传播和散射特性是声学领域重要的研究课题。当声波入射到固体表面时, 由于声阻抗的失配, 气固界面处会形成表面微振动。以迈克耳孙干涉仪为代表的激光干涉测量技术, 是实现弱振动检测的主要技术手段^[1-2]。常用的探测固体表面微振动的方法有两种: 一是换能器法, 即声表面波信号由附着在固体表面的压电换能器进行检测; 二是激光干涉法, 即通过测量反射面运动引起的探针光束的光程长度的变化来获得振动表面的位移。换能器法作为目前最为流行的方法存在一定缺陷, 且样品与换能器之间的声学连接会影响测试结果; 另外, 作为一种接触测量法, 该方法会受到测量环境的限制。激光干涉法作为一种非接触测量方法可以避免上述缺点, 因此被广泛用于表面微振动的检测中。很多学者都尝试利用激光干涉系统来探测界面的振动信息, 例如: 孙朝明等^[3]利用新型激光干涉仪系统对换能器表面的振动状态进行了探测实验; 陈家键等^[4]利用平面镜双频激光干涉的三自由

度动态微振动测量系统获得了光学平台的多自由度微振动信息; Wu 等^[5]利用全光纤的多普勒干涉测振仪来探测固体表面的振动, 实现了声信息的远距离感知。

就目前的技术发展而言, 激光干涉测量方法是实现固体表面微振动非接触测量的最优技术手段。固体表面微振动的振幅可能小至几纳米, 因此实现干涉信号相位的解调是必须的。若要实现干涉信号的相位解调, 就必须通过光路或者信号处理算法来获得正交的干涉信号对。相位生成载波 (PGC) 解调的核心就是利用数字处理方法得到两路正交的干涉信号对, PGC 解调是实现干涉信号相位解调的较为理想的方法。

PGC 解调技术最初被用于光纤干涉测量系统中实现干涉信号的相位解调^[6-8]。目前, PGC 解调算法已成为干涉型光纤传感器的主流解调方法, 不仅如此, PGC 解调算法也被越来越多地应用于其他干涉系统的信号解调中。例如: Zhang 等^[9]将其应用于纳米位移的激光多普勒干涉测量中, 而 Sasaki 等^[10]则将其应用于薄片形貌的干涉测量中。PGC

收稿日期: 2021-05-07; 修回日期: 2021-06-05; 录用日期: 2021-06-18

通信作者: *zhanglieshan@163.com

解调算法大体上可以分为两类:PGC-Atan 算法和 PGC-DCM 算法^[11-15]。其中:PGC-DCM 解调算法受光束强度、干涉条纹可见度的影响较大,探测回光的扰动往往会导致解调结果出现较大的非线性误差,特别是界面微振动的探测属于非合作目标探测,激光探测回光的功率会存在较大的起伏波动;PGC-Atan 解调算法虽然不受光强扰动的影响,但其解相后还需要进行相位解包运算,谐波失真也相对较大^[16-20]。此外,这两种方法都容易受到相位调制深度、载波相位延迟的影响。为了保证最优的解调性能,这两种方法都要求相位调制深度保持在特定值(PGC-DCM 为 2.37 rad,PGC-Atan 为 2.63 rad)。为了解决前述因素引起的非线性误差,出现了许多改进 PGC-DCM 和 PGC-Atan 的解调方案,如 Improved PGC^[21]、PGC-RCM^[22]、PGC-DSM-Atan^[23]等。固体表面微振动激光干涉探测信号的强度往往存在较大幅度的波动,而干涉系统的载波相位调制深度和相位传输延迟往往也存在一定的浮动,现有的 PGC 解调算法很难完全消除相位解调的非线性误差。

为了尽可能减小谐波失真和非线性误差,针对固体表面微振动激光干涉探测信号的特点,本课题组对 PGC-DCM 算法进行了针对性的改进,采用正弦相位调制干涉仪来探测气固表面的微振动,并在 PGC-DCM 算法的基础上提出了一种正交信号对完全归一化的方法。

2 探测原理

正弦相位调制干涉仪 (SPMI) 探测固体表面微振动的示意图如图 1 所示。单频激光器输出的偏振光经过 1×2 耦合器后被分为两束,分别称为测量光

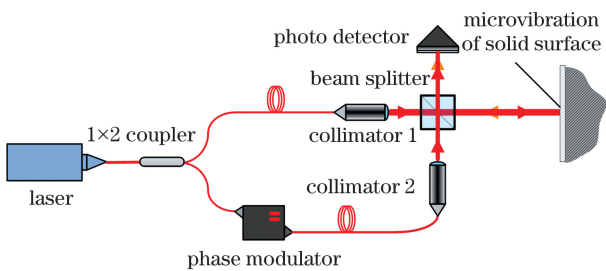


图 1 SPMI 探测固体表面微振动示意图

Fig. 1 Schematic of SPMI detecting microvibration on solid surface

和参考光;测量光通过光纤准直器后射入被测固体表面(该固体表面受到入射声波的作用产生微振动),此时其相位会受到固体表面微振动的调制;参考光受到相位调制器的作用,其相位生成了高频载波;测量光和参考光在分光镜处会合,形成光学混频;光电探测器将光学混频信号转换为电信号,再利用 PGC 解调算法进行处理,经过滤波后最终可获得被测固体表面的微振动。

设被测固体表面的微振动为正弦波激励的微振动,记该微振动引起的质点位移为 $S_a(t)$,其函数表达式为

$$S_a(t) = A_a \sin(\omega_a t + \varphi_a), \quad (1)$$

式中: t 表示时间; A_a 表示固体表面微振动的振幅; ω_a 表示固体表面微振动的角频率; φ_a 表示固体表面微振动的初相位。一般来说,被测固体表面还会有一些低频的环境扰动。

假设载波相位调制深度为 C ,载波频率为 ω_0 ,忽略载波初相位,且认为相位载波具有正弦波的形式,根据迈克耳孙干涉仪的基本原理,干涉探测信号 $I_s(t)$ 可以表示为

$$I_s(t) = A_0 + B_0 \cos [C \cos(\omega_0 t) + \varphi(t)], \quad (2)$$

式中: A_0 是与光强有关的直流分量; B_0 为干涉信号交流分量的幅值,它与测量光、参考光的光功率有关,且随着测量光功率的起伏而变化。 A_0/B_0 称为干涉条纹可见度。为了方便描述,本文直接将 B_0 称为干涉条纹可见度系数。 $\varphi(t)$ 是与被测点振动有关的相位差,可以表示为

$$\varphi(t) = 2kS_a(t) + 2kA_n \sin(\omega_n t + \varphi_n) + L_0, \quad (3)$$

式中: k 为波数; A_n 、 ω_n 、 φ_n 分别为低频环境扰动的振幅、角频率和初相位; L_0 为参考臂和测量臂初始光程差产生的相位差。利用 PGC-DCM 解调干涉信号便可以得到 $\varphi(t)$,再通过高通滤波就可以提取出被测固体表面的微振动 $2kS_a(t)$ 。将被测固体表面微振动对干涉信号的相位调制深度记为 C_a ,环境低频干扰对干涉信号的相位调制深度记为 C_n ,即

$$\begin{cases} C_a = 2kA_a \\ C_n = 2kA_n \end{cases} \quad (4)$$

利用贝塞尔恒等式和三角函数公式可将(2)式进一步分解为

$$I_s(t) = A_0 + B_0 \left\{ \cos \varphi(t) \left[J_0(C) + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} (-1)^n J_{2n}(C) \cos(2n\omega_0 t) \right] + \sin \varphi(t) \left[2 \sum_{n=1}^{+\infty} (-1)^n J_{2n-1}(C) \cdot \cos[(2n-1)\omega_0 t] \right] \right\}, \quad (5)$$

式中:符号 J 表示第一类贝塞尔函数; J_n 为 n 阶贝塞尔函数。干涉信号的直流分量 A_0 可通过交流耦合采样的方法加以滤除,用一倍频载波信号 $\cos(\omega_0 t)$ 和二倍频载波信号 $\cos(2\omega_0 t)$ 与干涉信号进行混频,再经过低通滤波后,便可得到 PGC 解调所需的正交干涉信号对,即

$$\begin{cases} Q(t) = -B_0 J_1(C) \cos(\theta_c) \sin \varphi(t) \\ I(t) = -B_0 J_2(C) \cos(2\theta_c) \cos \varphi(t) \end{cases} \quad (6)$$

式中: θ_c 为载波相位延迟,表示混频采集到的载波信号与实际相位调制器生成的载波信号之间的相位差。

本文采用 DCM 算法实现相位 $\varphi(t)$ 的解调,DCM 算法流程如图 2 所示,可知 DCM 算法解调结果除了待测相位 $\varphi(t)$ 外还有一个系数项。对于(6)式所述的干涉信号对,其 DCM 解调结果为

$$\text{DCM}(Q, I) = B_0^2 J_1(C) J_2(C) \cos(\theta_c) \cos(2\theta_c) \varphi(t) \quad (7)$$

可见,DCM 解相结果中包含了与正交信号对幅值有关的系数项。

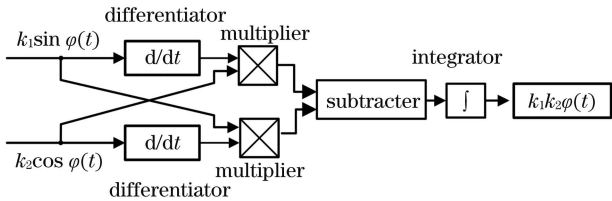


图 2 DCM 算法流程

Fig. 2 DCM algorithm flowchart

为了保证相位解调的效果,完全还原被测微振动,必须对干涉信号对的幅值进行归一化。由于固体表面并不是理想的反射面,它会使得干涉信号的强度发生起伏变化,从而导致干涉信号对的幅值发生起伏变化,无法用静态的李萨如圆拟合方法完成干涉信号对的归一化。为了解决这个问题,本文提出了一种新的正交信号对归一化方法。要实现(6)式所示正交信号对幅值的归一化,必须准确得到 3 个未知参数 B_0 、 C 、 θ_c 的值。对于固体表面微振动干涉探测信号来说,干涉信号条纹的对比度系数 B_0 是时刻发生变化的,而载波相位延迟 θ_c 以及载波相位调制深度 C 也可能因为调制器的功率起伏、电子器件的性能变化等因素而发生缓慢变化。

3 改进 PGC-DCM 算法

本文在 PGC-DCM 算法的基础上,提出了一种基于正交信号归一化的干涉信号解调算法。该算法能够计算出载波相位调制深度 C 、载波相位延迟 θ_c 以及干涉条纹对比度系数 B_0 ,最终实现正交信号对和相位解调结果的归一化。

3.1 载波相位调制深度的估计算法

观察(5)式可以看出干涉信号各频率分量幅值的特点,记 $A(\omega)$ 为频率 ω 分量的幅值,则干涉信号中频率为 $N\omega_n$ 的分量幅值及其经过 ω_0 频移后的幅值为

$$\begin{cases} A(N\omega_n) = \left| \cos\left(\varphi_0 + \frac{N}{2}\pi\right) B_0 J_0(C) J_0(C_a) J_N(C_n) \right| \\ A(N\omega_n + \omega_0) = \left| \sin\left(\varphi_0 + \frac{N}{2}\pi\right) B_0 J_1(C) J_0(C_a) J_N(C_n) \right| \end{cases} \quad (8)$$

记

$$\begin{cases} \text{Sum1}(C_n) = \sum_{m=1} |J_{2m-1}(C_n)| \\ \text{Sum2}(C_n) = \sum_{m=1} |J_{2m}(C_n)| \end{cases} \quad (9)$$

函数 $\text{Sum1}(C_n)$ 以及 $\text{Sum2}(C_n)$ 的值随自变量 C_n 的变化如图 3 所示。由图 3 可知两个函数曲线几乎完全吻合,函数值近似相等,而且随着 C_n 的增大,两个函数的值不断增大,两者的差值相对于函数来说可以忽略不计。

由图 3 可知,当 C_n 为大数量时,有近似等式关系

$$\sum_{m=1} |J_{2m-1}(C_n)| \approx \sum_{m=1} |J_{2m}(C_n)| \quad (10)$$

此时,干涉信号中频率为 $A(N\omega_n)$ 和 $A(N\omega_n + \omega_0)$

的有效分量个数(即幅值能够明显区别于噪声的可提取的分量个数)也比较多。记有效频率分量个数为 N_e ,并设其为偶数,则有

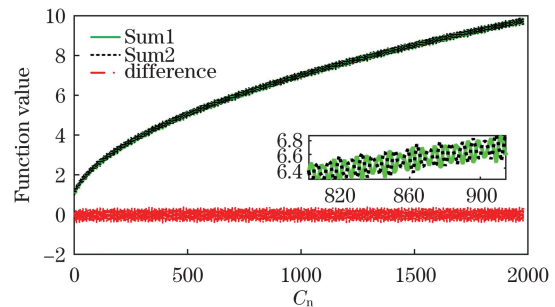


图 3 函数 $\text{Sum1}(C_n)$ 与函数 $\text{Sum2}(C_n)$ 的波形图
Fig. 3 Waveforms of functions $\text{Sum1}(C_n)$ and $\text{Sum2}(C_n)$

$$\begin{cases} \sum_{N=1}^{N_e} A(N\omega_n) = B_0 J_0(C) J_0(C_a) \left\{ \sum_{m=1}^{N_e/2} |J_{2m}(C_n) \cos(L_0)| + \sum_{m=1}^{N_e/2} |J_{2m-1}(C_n) \sin(L_0)| \right\} \\ \sum_{N=1}^{N_e} A(N\omega_n + \omega_0) = B_0 J_1(C) J_0(C_a) \left\{ \sum_{m=1}^{N_e/2} |J_{2m}(C_n) \sin(L_0)| + \sum_{m=1}^{N_e/2} |J_{2m-1}(C_n) \cos(L_0)| \right\} \end{cases} \quad (11)$$

结合(9)式,将(11)式中的两个式子相除,将得到的比值定义为衰减比 R ,

$$R = \frac{\sum_{N=1}^{N_e} A(N\omega_n)}{\sum_{N=1}^{N_e} A(N\omega_n + \omega_0)} \approx \frac{J_0(C)}{J_1(C)} \quad (12)$$

由(12)式可知,干涉信号中的低频分量经过载波频移后,幅值发生了有规律的衰减或增大,这种衰减或增大的比例由载波相位调制深度决定。进一步分析可知,即使干涉信号相位中包含更多低频振动,干涉信号的低频分量经过载波频移后仍满足这样的规律。

利用快速傅里叶变换(FFT)算法很容易就能获得干涉信号的频谱分布。图 4 所示为实用载波相位调制深度估计算法(PMDEA)的原理:首先利用快速傅里叶变换获得干涉信号各频率分量的幅值,然后根据频谱阈值提取有效的干涉信号低频分量 $A(N\omega_n)$,计算它们的幅值之和,并将其记为 S_{low} ;再计算频移分量 $A(N\omega_n + \omega_0)$ 的幅值之和,将其记为 S_{high} ;将 S_{low} 与 S_{high} 之比记为衰减比 R ;再利用查表法即可获得载波相位调制深度 C 。

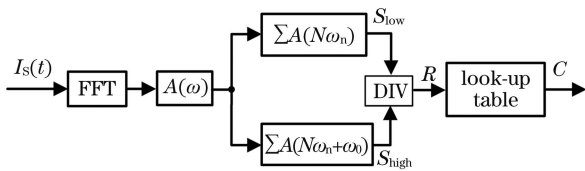


图 4 相位调制深度估计算法的原理

Fig. 4 Principle of phase modulation depth estimation algorithm

3.2 载波相位延迟的估计算法

将 90° 移相的一倍频载波信号 $\sin(\omega_0 t)$ 与干涉信号 $I_s(t)$ 混频、低通滤波后,可得信号

$$Q_2(t) = -B_0 J_1(C) \sin(\theta_c) \sin \varphi(t) \quad (13)$$

观察 $Q(t)$ 和 $Q_2(t)$ 可得

$$\theta_c = \text{Arctan} \frac{Q_2(t)}{Q(t)} \quad (14)$$

$\sin(\omega_0 t)$ 可由载波信号 $\cos(\omega_0 t)$ 经过 Hilbert 变换得到。因此,可由图 5 所示载波相位延迟估计算法

(CPDEA) 计算出载波的相位延迟(图 5 中的 IMAG 表示取虚部,LPF 表示低通滤波)。由于载波相位延迟主要由相位调制器等器件的传播延迟产生,其数值通常较小,通常可以省略,因此对反正切计算结果的值域进行拓展。利用载波相位延迟估计算法计算载波相位延迟时常存在一些噪点,利用中值滤波可以消除这些噪点。

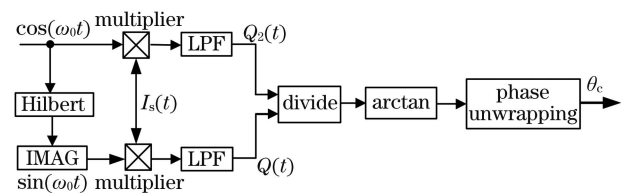


图 5 载波相位延迟估计算法

Fig. 5 Carrier phase delay estimation algorithm

3.3 干涉条纹可见度系数的估算

对于非合作目标的激光干涉探测方法来说,测量光的光功率总是存在较大的起伏波动,从而使得干涉条纹可见度系数 B_0 发生大幅波动。为了不丢失固体表面微振动的强度信息,必须准确实现条纹可见度系数 B_0 的测定。前文已经实现了载波相位调制深度 C 和载波相位延迟 θ_c 的估计,利用估算得到的 C 和 θ_c 对(6)式所示的正交信号对进行初步归一化处理,即对 $Q(t)$ 信号除以 $J_1(C) \cos \theta_c$,对 $I_s(t)$ 信号除以 $J_2(C) \cos(2\theta_c)$,最终得到处理后的正交信号对为

$$\begin{cases} q(t) = -B_0 \sin \varphi(t) \\ i(t) = -B_0 \cos \varphi(t) \end{cases} \quad (15)$$

观察(15)式可得条纹可见度系数 B_0 为

$$B_0 = \sqrt{[q(t)]^2 + [i(t)]^2} \quad (16)$$

因此,每一时刻的条纹对比度系数都可以由(16)式进行计算。如此,条纹对比度起伏对相位解调的影响也能够被消除。

综合载波相位调制深度 C 估算方法、载波相位延迟 θ_c 计算方法以及条纹可见度系数 B_0 计算方法可以得到改进的 PGC-DCM 解调算法,如图 6 所示。图中虚线框部分即为正交干涉信号对的归一化。对 $\varphi(t)$ 进行带通滤波后即可得到被测界面的微振动。

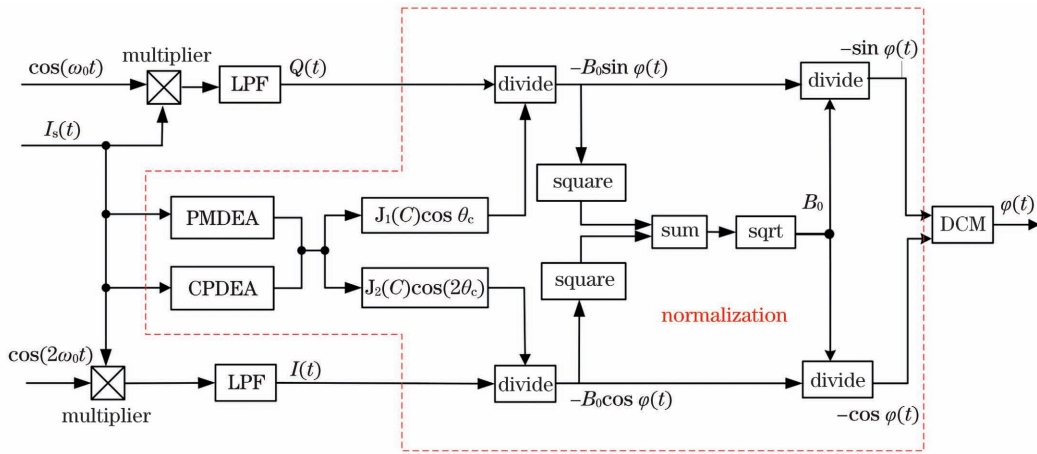


图 6 改进的 PGC-DCM 解调算法

Fig. 6 Improved PGC-DCM demodulation algorithm

4 仿真分析

接下来对改进的 PGC-DCM 干涉信号解调方法进行仿真分析。由于载波相位调制深度 C 和相位延迟 θ_c 的变化相对缓慢,因此设定观测时间内 C 值和 θ_c 值保持不变,干涉信号条纹对比度系数 B_0 则设计为实时变化。参考实际探测信号的特征,设计的主要仿真参数如表 1 所示。

表 1 主要仿真参数

Table 1 Main simulation parameters

Parameter	Value or expression
Sampling rate /Hz	250000
C /rad	1.80
ω_0 /(rad·s ⁻¹)	6000 π
C_n /rad	59.5751
ω_n /(rad·s ⁻¹)	0.5 π
k /(rad·nm ⁻¹)	0.0099
C_n /rad	2k × 100
ω_n /(rad·s ⁻¹)	400 π
L_0 /rad	0.25 π
θ_c /rad	5.0531
B_0	0.4 + 0.1sin(4 πt)
φ_n /rad	0.35

仿真干涉信号的局部时域与频域图如图 7(a)、(b)所示。在频域内,干涉信号低频带带宽约为 800 Hz,所以在计算衰减比时, N 的取值从 1 到 800,计算出 $N\omega_n$ 的分量幅值 $A(N\omega_n)$ 之和为 1.4214, ω_0 频移后的幅值 $A(N\omega_n + \omega_0)$ 之和为 2.3859;将计算结果代入(12)式即可计算出衰减比 R 为 0.5958;再经过查表即可得出调制深度 C 等于 1.80 rad。这一结果与参数设定完全一致。载波相位延迟 θ_c 的计算结果也与仿真设定值一致。

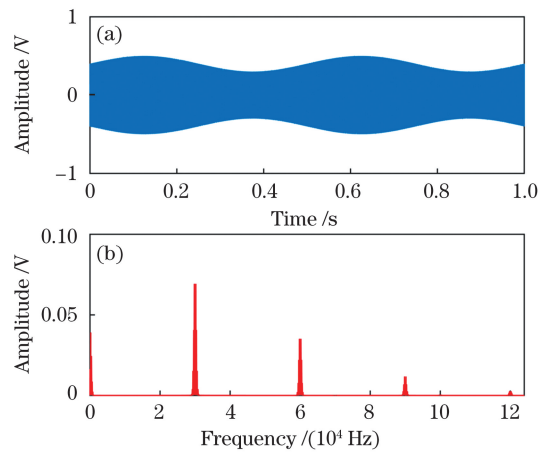


图 7 仿真干涉信号的时域分布和频域分布。(a)时域分布;(b)频域分布

Fig. 7 Distributions in time and frequency domains of simulated interference signal. (a) Distribution in time domain; (b) distribution in frequency domain

用计算得到的调制深度 C 与载波相位延迟 θ_c 构造出 $J_1(C)\cos\theta_c$ 和 $J_2(C)\cos(2\theta_c)$,再用 $Q(t)$ 、 $I(t)$ 分别除以 $J_1(C)\cos\theta_c$ 和 $J_2(C)\cos(2\theta_c)$;根据前一小节所述方法消去条纹可见度系数 B_0 ,得到归一化后的正交信号对 $Q'(t)$ 和 $I'(t)$ 。图 8(a)、(b)所示为归一化前后正交干涉信号对形成的李萨如图形。

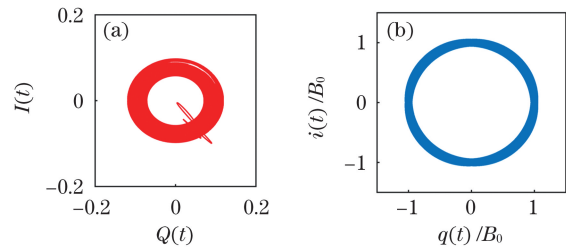


图 8 李萨如图形。(a)归一化前;(b)归一化后
Fig. 8 Lissajous figures. (a) Before normalization; (b) after normalization

对比归一化前后正交信号对 $Q(t)$ 和 $I(t)$ 形成的李萨如图形可知,归一化后的正交信号对形成的李萨如图形呈现正圆特征,从而从数值仿真角度证明了归一化算法的正确性。根据实验设定的参数,利用前文所述改进的 PGC-DCM 算法解调出来的 $\varphi(t)$ 波形图如图 9 所示。

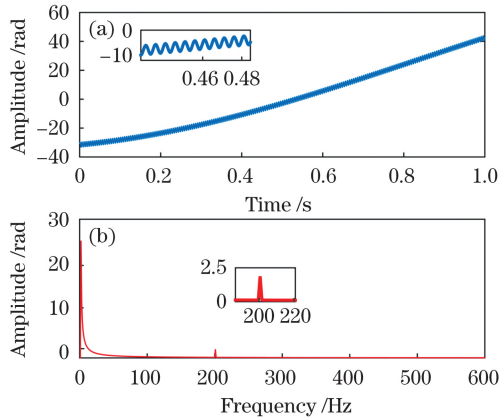


图 9 滤波前解调结果的波形。(a)时域分布;(b)频域分布
Fig. 9 Waveforms of demodulation result before filtering.

(a) Distribution in time domain; (b) distribution in frequency domain

由图 9 所示的时域和频域分布可知,相位解调结果有低频扰动项和被测微振动项构成。通过该算法解调出来的结果与仿真设计的被测点的相位差 $\varphi(t)$ 一致,再利用简单的滤波算法即可将所需的界面微振动信息从相位解调结果中提取出来。图 10 所示为经过高通滤波后,采用传统 PGC-DCM 算法与本文所述算法解调出来的被测界面微振动时域图,可知,传统 PGC-DCM 算法的解调结果因受

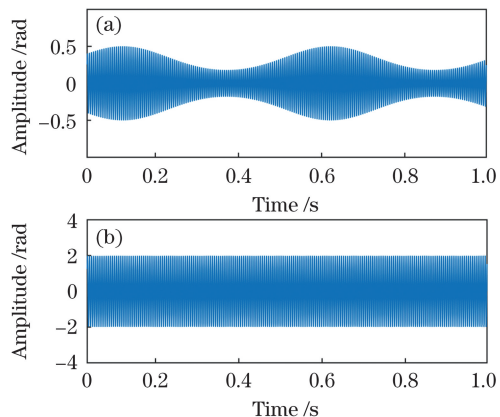


图 10 滤波后解调结果的时域图。(a)传统 PGC-DCM 算法的解调结果;(b)改进 PGC-DCM 算法的解调结果
Fig. 10 Time domains of demodulation results after filtering. (a) Demodulation result of traditional PGC-DCM algorithm; (b) demodulation result of improved PGC-DCM algorithm

到条纹可见度参数的影响而导致了不正确的声强信息,而本文算法解调出来的界面微振动信息的振幅与仿真设定完全一致。这说明本文算法能够消除干涉条纹可见度波动的影响,能够较好地实现对被测界面微振动的探测和还原。

5 实 验

为了验证本文所述方法的准确性,搭建了如图 11 所示的实验系统。光纤耦合激光器输出的激光束经 1×2 耦合器分光后,一路作为探测光束,一路作为参考光束。探测光束经过偏振控制器后再经过光纤准直器出射到自由空间,之后经过分光镜和平面镜入射到被探测固体表面;参考光束经过相位调制器后,其相位生成了高频载波,之后通过光纤准直器和偏振控制器出射到自由空间。另外,利用函数信号发生器输出具有特定频谱特征的信号,该信号经功率放大器放大后驱动电声换能器发出特定的声波信号,声波入射到固体表面使固体表面产生微振动;探测光波入射到气固表面后其相位和强度受到气固表面微振动的调制,探测回光与参考光经过分束器后相遇,发生光的干涉作用。光电探测器用于接收干涉光波并将其转化为电信号;数据采集卡用于采集光电探测器输出的干涉信号以及相位调制器的控制器信号。本实验装置中的电声换能器发出的是纵波,该纵波作用于待测固体表面后,由于声阻抗的不匹配,声波的大部分能量发生反射,只有一小部分发生透射,在气固界面形成同频振动。声波入射区域的表面振动为纵波,而入射区域以外存在一部分横波,但横波的衰减通常很快,实验测量区域位于纵波区域,所以测得的微振动属于纵波。

实验平台实物图如图 12 所示。激光器的工作波长为 632.8 nm,光纤压电陶瓷(PZT)相位调制器(谐振频率为 30 kHz)的调制频率为 30 kHz,数据采集卡的采样率为 250 kHz,分辨率为 16 bit。激光源为单频 He-Ne 激光器(632.8 nm),电声换能器为 YD78DQTZF-02 型全频电声换能器。噪声频谱分析仪(HS5671D)在距电声换能器 10 cm 处辐射的声压级为 82.7~87.1 dB,电声换能器到固定板的距离为 50 cm 左右(为保证拍摄效果,图 12 中固体面板到电声换能器的距离为 15 cm)。为了抑制偏振衰落,实验中使用的是微型偏振控制器(OM-PC-MAN-3-650,650 nm)。用函数信号发生器、放大器驱动电声换能器,电声换能器发出的声波作用于固体表面,使固体表面产生振动。利用 PXIe6341 高

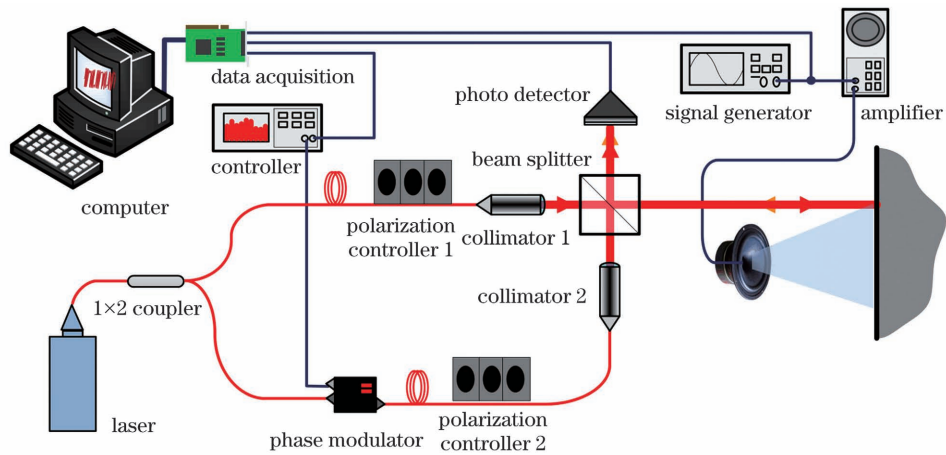


图 11 实验系统示意图

Fig. 11 Schematic of experimental system

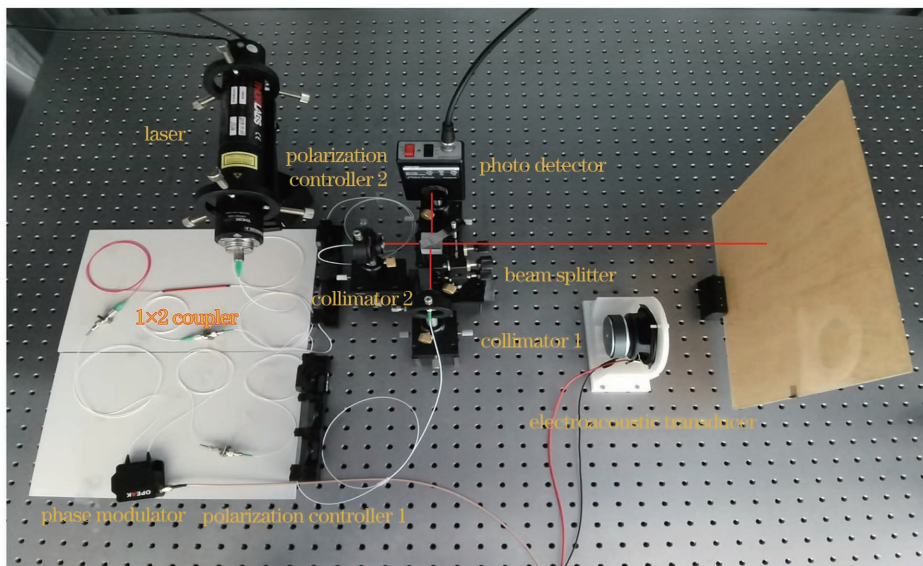


图 12 实验平台

Fig. 12 Experimental platform

精度数据采集卡采集载波控制信号以及光电转换器输出的干涉信号,并以本文所提方法进行解算。

5.1 稳频稳幅表面微振动的探测实验

给定电声换能器驱动信号的幅值为 300 mV, 频率设置为 500 Hz, 功率放大器的放大倍数保持不变。相位调制器控制信号的频率与幅值分别为 30 kHz 和 500 mV。此时电声换能器发出的声信号频率和强度都相对稳定。利用实验系统探测固体表面的微振动,并通过数据采集卡采集激光的干涉探测信号。干涉探测信号的时域分布如图 13(a)所示,频域分布如图 13(b)所示。由时域和频域分布可知,实测干涉信号强度的波动非常明显,而且实际被测固体表面还存在大尺度环境扰动波,因此实测干涉信号频域内低频带的带宽可达 7 kHz 左右。

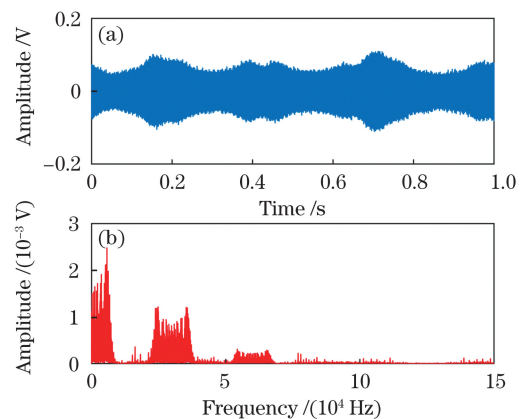


图 13 500 Hz 微振动的干涉探测信号。(a)时域波形; (b)频域分布

Fig. 13 Interference detection signal of 500 Hz microvibration. (a) Time domain waveform; (b) frequency domain distribution

根据干涉探测信号的频谱分布计算衰减比 R 时, N 的取值是从 1 到 7000, 计算出 $N\omega_n$ 的分量幅值 $A(N\omega_n)$ 之和为 3.1531, 经过 ω_0 频移动后的幅值 $A(N\omega_n + \omega_0)$ 之和为 1.5930, 从而计算出衰减比 R 为 1.9793。查阅衰减比函数值表得出调制深度 C 为 0.9040 rad, 该值与光纤相位调制器说明书所提供的相位调制深度计算公式的计算结果基本吻合。根据图 5 所述载波相位延迟估计算法可得到载波相位延迟 θ_c 为 1.2023 rad。图 14(a)、(b) 所示为实测干涉信号对归一化前后的李萨如图形。

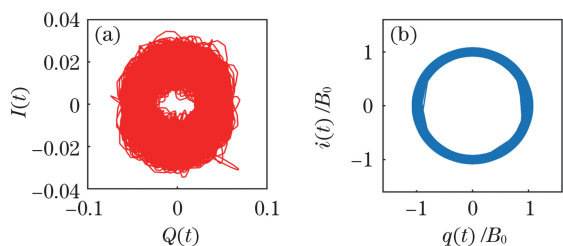


图 14 正交信号对的李萨如图形。(a) 归一化前; (b) 归一化后

Fig. 14 Lissajous figures of orthogonal signal pair. (a) Before normalization; (b) after normalization

由图 14 可知, 本文所述方法对实测干涉正交信号对具有良好的归一化效果, 归一化正交干涉信号对形成的李萨如图形几乎呈现为标准的正圆。这说明本文所提方法可以消除激光探测回光功率不稳定引起的干涉条纹可见度波动对 PGC 解调结果的影响。

分别利用常规 PGC-DCM 算法和本文所提算法对实测干涉信号进行相位解调分析, 解调结果如图 15(a)~(c) 所示。由图 15 可知, 常规 PGC-DCM 解调算法的解调结果完全失去了微振动信号的强度信息, 而本文所提算法能够较好地提取被测界面的

表 2 不同频率下算法信噪失真比的对比

Table 2 Comparison of signal-to-noise distortion ratio of two algorithms under different frequencies

Algorithm	Signal-to-noise distortion ratio/dB					
	500 Hz	1 kHz	1.5 kHz	2 kHz	2.5 kHz	3 kHz
Traditional PGC-DCM	27.0018	25.7544	9.6838	6.5611	5.6006	3.8103
Improved PGC-DCM	45.2743	36.4666	32.0210	31.2189	27.1207	26.4721

本文将动态范围定义为总谐波失真小于 1% 的可检测信号的最大幅值与最小幅值之间的功率比, 将 PGC-DCM 解调后的系统背景噪声的最大幅值视为最小可检测信号的幅值。PGC-DCM 解调后的背景噪声为 0.02791 rad, 如图 16(a) 所示。增大声波频率且使其振幅保持较大的值, 则干涉信号频域

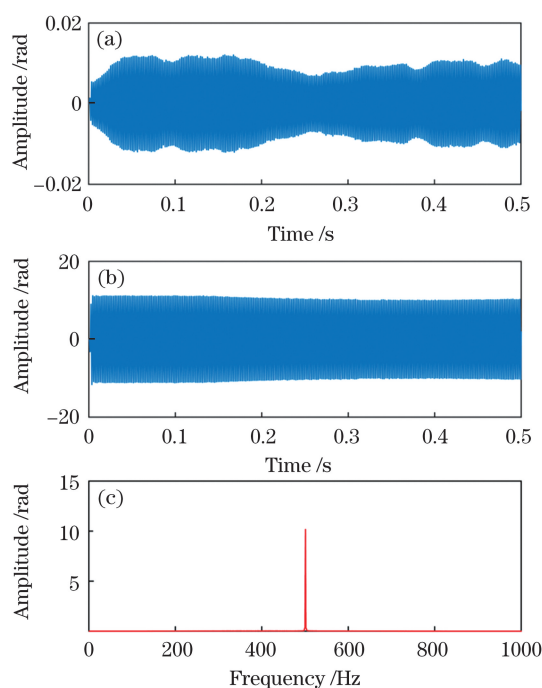


图 15 解调结果对比。(a) 传统 PGC-DCM 算法的解调结果; (b) 改进 PGC-DCM 算法的解调结果; (c) 改进 PGC-DCM 算法解调结果的频谱

Fig. 15 Comparison of demodulation results. (a) Demodulation result of traditional PGC-DCM algorithm; (b) demodulation result of improved PGC-DCM algorithm; (c) spectrum of demodulation result of improved PGC-DCM algorithm

微振动, 其解调的固体表面微振动的强度基本保持稳定, 这与激励源的设置是相符的。

传统 PGC-DCM 算法与本文所提算法对该实测信号的解相结果在不同频率下的信噪失真比 (SINAD) 如表 2 所示。事实上, 解相信号的噪声主要由功率放大器、电声换能器及光电探测器等造成, 并非由算法本身产生。

内易发生频谱混叠, 所以在构造正交信号对时利用低通滤波很难完全提取出理想的正交干涉信号对, 最终导致相位解调结果失真。为了消除这一失真, 必须降低声波的幅值, 即增大声波频率, 所提算法的可测动态范围会变小, 如图 16(b) 所示, 在频率为 3000 Hz 时, 动态范围为 22.75 dB。

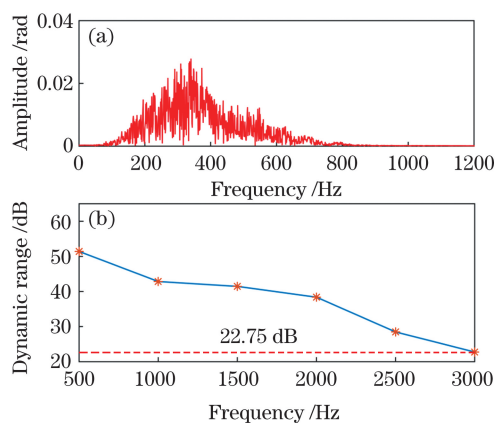


图 16 解调系统的动态范围。(a)背景噪声的频谱分布；
(b)不同频率下微振动的可测动态范围
Fig. 16 Dynamic range of demodulation system.
(a) Spectrum distribution of background noise;
(b) measurable dynamic range of microvibration
under different frequencies

5.2 调幅微振动探测实验

为了进一步证明本文所述系统和解调算法能够不失真地提取固体表面的微振动,本课题组进行了强度调幅微振动的探测实验。保持相位调制器的控制信号不变,同时把电声换能器的驱动信号变为调幅信号,调制深度为 50%,用 1 Hz 频率的锯齿波信号调制 500 Hz 的正弦波基频信号。利用数据采集卡分别采集电声换能器驱动信号、相位调制驱动信号和激光干涉探测信号。图 17(a)所示为经功率放大后的激励信号的时域图,图 17(b)为实测干涉信号,图 17(c)为相位解调结果的时域图。从图 17(c)中可以明确观察到解相结果的波形特征与激励信号完全吻合,解相结果的包络为锯齿波形,这与原始激励信号的设置完全一致。

图 18(a)、(b)所示分别为功率放大后的激励信号与解调信号的频谱图。由图 18(a)、(b)可以看出,激励信号和解调信号具有完全一致的频谱分布特征,它们的主频都是 500 Hz,边频分量的频移均为 1 Hz。这进一步证明了本文所述系统和算法能够不失真地提取出固体表面微振动的强度信息。

5.3 调频微振动探测

将电声换能器驱动信号变为调频信号,使其激发出扫频的固体表面微振动信息。扫频驱动信号的基频频率设置为 1000 Hz,调制频率为 1 Hz,频率偏移为 200 Hz,功率放大模块保持驱动功率不变。利用实验系统采集激光干涉探测信号,用本文所提的改进 PGC-DCM 算法解调干涉信号,解调结果如图 19(a)、(b)所示。

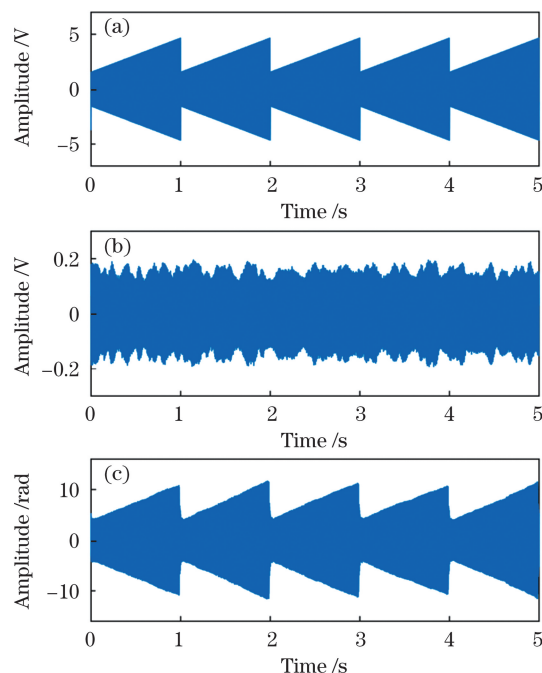


图 17 调幅微振动信号解调结果与激励信号的时域对比。
(a)经功率放大后的激励信号的时域；(b)实测干涉信号；(c)相位解调结果的时域

Fig. 17 Time domains comparison between demodulation results of amplitude modulation microvibration signal and excitation signal. (a) Time domain of excitation signal after power amplification; (b) measured interference signal; (c) time domain of phase demodulation result

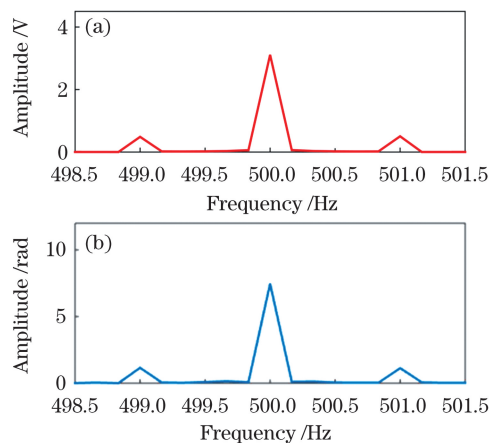


图 18 调幅微振动解调结果与激励信号的频域对比图。
(a)激励信号的频谱；(b)解调信号的频谱

Fig. 18 Frequency domains comparison between demodulation results of amplitude modulation microvibration signal and excitation signal. (a) Spectrum of excitation signal; (b) spectrum of demodulation signal

由图 19(b)可知,解调结果经过短时傅里叶变换之后,表现出频率在 800~1200 Hz 之间呈正弦变

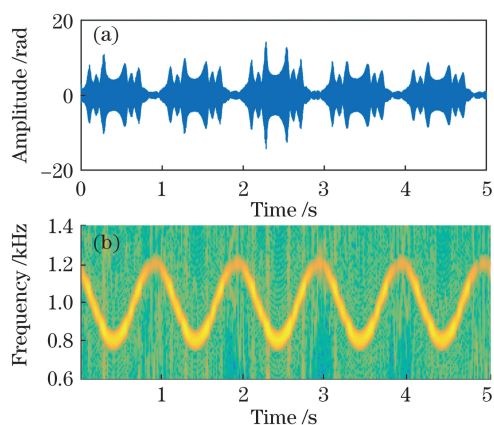


图 19 调频微振动信号的解调结果。(a)调频微振动解调结果时域图;(b)短时傅里叶变换结果

Fig. 19 Demodulation results of frequency modulation microvibration signal. (a) Time domain diagram of frequency modulation microvibration signal demodulation result; (b) short-time Fourier transform result

化的现象,正弦波形的频率为 1 Hz,与驱动信号的设置完全一致。不仅如此,从解调结果中还可以观察到:当驱动功率不变时,随着声波频率增大,微振动的振幅不断减小。这与电声换能器的声辐射特性是吻合的,进一步佐证了本文所提算法的准确性。

6 结 论

本文提出利用部分光纤的正弦相位调制激光干涉仪进而探测固体表面微振动的方案,并针对探测信号的解调提出了一种改进的 PGC-DCM 算法。对所提方案和解调算法进行了仿真和实验测试,得到了如下结论:

1) 本文所提改进 PGC-DCM 算法能够准确计算载波相位调制深度和相位延迟。该算法通过载波相位延迟估计算法得到 θ_c , 并通过相位调制深度估计算法得出调制深度 C , 然后利用载波相位延迟和相位调制深度对正交干涉信号对进行预归一化处理,显著减小了由相位调制深度和载波相位延迟引起的解调结果的非线性误差。

2) 本文所提算法通过对预处理后的正交干涉信号对进行自混合,消除了干涉信号条纹可见度对解调结果的影响。数值仿真和实验测试结果表明,所提算法能够实现正弦相位调制干涉仪正交干涉信号对的完全归一化,提高了 PGC 解调的稳定性,使解相结果完全保留了强度信息,提升了探测系统的环境适应能力。

3) 实验中采用的半光纤正弦相位调制干涉仪能

够成功探测固体表面的微振动,利用所提的改进 PGC-DCM 算法实现了固体表面微振动的解调,证明了本文所提探测方案和信号解调算法的可行性和有效性。在 3 kHz 的被测微振动频率范围内,本文所述实验系统和方法进行干涉信号相位解调的平均信噪失真比为 33.0956 dB,动态范围优于 22.75 dB。

参 考 文 献

- [1] Yu H J, Zhao G G. Improving measurement accuracy of dual-frequency laser interferometer based on vibration node optimization [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(15): 151202.
于海娇, 赵国罡. 基于振动节点优化提高双频激光干涉仪的测量精度[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(15): 151202.
- [2] Jing S Q, Huang L, Dong W H, et al. Positive and negative feedback judgment and high-frequency vibration detection by interferometer based on 3×3 coupler [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(7): 0712001.
井帅奇, 黄磊, 董文辉, 等. 基于 3×3 耦合器干涉仪的正负反馈判断及高频振动探测研究[J]. *光学学报*, 2019, 39(7): 0712001.
- [3] Sun C M, Sun K H, Ge J Q. Measurement of surface vibrations of ultrasonic transducers by laser interference method [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(9): 0904006.
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): 0904006.
- [4] Chen J J, Hu H Z, Miao L J, et al. Three-degree-of-freedom micro-vibration measurement system based on dual-frequency laser interference [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2019, 27(7): 1435-1443.
陈家键, 胡慧珠, 缪立军, 等. 双频激光干涉三自由度微振动测量系统[J]. *光学精密工程*, 2019, 27(7): 1435-1443.
- [5] Wu S S, Lü T, Han X Y, et al. Remote audio signals detection using a partial-fiber laser Doppler vibrometer [J]. *Applied Acoustics*, 2018, 130: 216-221.
- [6] Xia D M, Lou S Q, Wen X D, et al. PGC method using in fiber-optic interference sensors [J]. *Electro-Optic Technology Application*, 2011, 26(5): 47-50.
夏东明, 娄淑琴, 温晓栋, 等. 干涉型光纤传感器相位载波解调技术研究[J]. *光电技术应用*, 2011, 26(5): 47-50.
- [7] Shi S, Xiao N. Application of 3×3 coupler phase demodulation algorithm in optical fiber pickup system [J]. *Optical Communication Technology*, 2020, 44(3): 49-51.

- 时帅, 肖宁. 一种 3×3 耦合器相位解调算法在光纤拾音系统中的应用[J]. 光通信技术, 2020, 44(3): 49-51.
- [8] Ni C, Zhang M, Zhu Y. Optical fiber interferometer using phase modulation method [J]. Optics and Precision Engineering, 2017, 25(4): 288-294.
倪畅, 张鸣, 朱煜. 采用相位调制方法的光纤干涉仪[J]. 光学精密工程, 2017, 25(4): 288-294.
- [9] Zhang S H, Yan L P, Chen B Y, et al. Real-time phase delay compensation of PGC demodulation in sinusoidal phase-modulation interferometer for nanometer displacement measurement [J]. Optics Express, 2017, 25(1): 472-485.
- [10] Sasaki O, Xin J, Choi S, et al. Profile measurement of thin films by backpropagation of multiple-wavelength optical fields with two sinusoidal phase-modulating interferometers [J]. Optics Communications, 2015, 356: 578-581.
- [11] Hu J F, Xin J G, Chen D X, et al. Research on phase demodulation method of fiber interferometer [J]. Measurement Technique, 2008(11): 6-9.
胡佳飞, 辛建光, 陈棣湘, 等. 光纤干涉仪相位解调方法的研究[J]. 计量技术, 2008(11): 6-9.
- [12] Zhang S. Research on eliminating light intensity disturbance in the fiber-optic sensor based on PGC demodulation algorithms [D]. Tianjin: Tianjin University of Technology, 2016: 5-16.
张帅. 基于 PGC 解调算法消除光强扰动的光纤传感器研究[D]. 天津: 天津理工大学, 2016: 5-16.
- [13] Lan T, Zhang C X, Li L J, et al. Carrier phase advance technique for digital PGC demodulation [J]. Opto-Electronic Engineering, 2008, 35(7): 49-52.
蓝天, 张春熹, 李立京, 等. 全数字 PGC 解调的载波相位超前技术[J]. 光电工程, 2008, 35(7): 49-52.
- [14] Ma H Y, Wang X X, Ma F, et al. Research progress of Φ -OTDR distributed optical fiber acoustic sensor [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(13): 130005.
马皓钰, 王夏霄, 马福, 等. Φ -OTDR 型分布式光纤声波传感器研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(13): 130005.
- [15] Yan L P, Zhou C Y, Xie J D, et al. Nonlinear error compensation method for PGC demodulation based on Kalman filtering [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(9): 0904002.
严利平, 周春宇, 谢建东, 等. 基于卡尔曼滤波的 PGC 解调非线性误差补偿方法[J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0904002.
- [16] Tang W J, Fu L, Chen S F, et al. Realization of measuring micro-vibration based on phase generated carrier modulation-demodulation method and interference analysis [J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(2): 0214001.
唐伟杰, 付雷, 陈淑芬, 等. 相位生成载波调制解调法测量微振动的实现及干扰分析[J]. 中国激光, 2013, 40(2): 0214001.
- [17] Wang X X, Liu X, Yu J, et al. Influence of PZT phase modulation on PGC demodulation algorithm in matched Michelson interference structure [J]. Laser Journal, 2020, 41(3): 17-20.
王夏霄, 刘旭, 于佳, 等. 匹配型迈克耳孙干涉结构中 PZT 相位调制对 PGC 解调算法的影响[J]. 激光杂志, 2020, 41(3): 17-20.
- [18] Nikitenko A N, Plotnikov M Y, Volkov A V, et al. PGC-atan demodulation scheme with the carrier phase delay compensation for fiber-optic interferometric sensors [J]. IEEE Sensors Journal, 2018, 18(5): 1985-1992.
- [19] Volkov A V, Plotnikov M Y, Mekhregin M V, et al. Phase modulation depth evaluation and correction technique for the PGC demodulation scheme in fiber-optic interferometric sensors [J]. IEEE Sensors Journal, 2017, 17(13): 4143-4150.
- [20] Wang G Q, Xu T W, Li F. PGC demodulation technique with high stability and low harmonic distortion [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2012, 24(23): 2093-2096.
- [21] Tong Y W, Zeng H L, Li L Y, et al. Improved phase generated carrier demodulation algorithm for eliminating light intensity disturbance and phase modulation amplitude variation [J]. Applied Optics, 2012, 51(29): 6962-6967.
- [22] Zhang S, Zhang A L, Pan H G. Eliminating light intensity disturbance with reference compensation in interferometers [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2015, 27(17): 1888-1891.
- [23] He J, Wang L, Li F, et al. An ameliorated phase generated carrier demodulation algorithm with low harmonic distortion and high stability [J]. Journal of Lightwave Technology, 2010, 28(22): 3258-3265.

Detection of Solid Surface Microvibration Excited via Acoustic Radiation Using Sinusoidal Phase Modulation Interferometer

Zhang Lieshan^{*}, Li Rongsen, Lan Yicheng, Yuan Pengzhe, Wang Jiawei

Faculty of Mechanical Engineering and Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou, Zhejiang 310018, China

Abstract

Objective Vibration is a periodic reciprocating displacement change. It is one of the most common physical phenomena. Sensing of many physical quantities can be achieved through microvibration measurements. For example, when sound waves are incident on a gas-solid surface, surface microvibration will be generated on the gas-solid surface owing to the large difference in acoustic impedance between air and solid materials. Detecting the microvibration of solid surface excited via acoustic radiation can realize acoustic information extraction. Laser interferometry is the main technology for detecting weak vibrations. Because the amplitude of microvibration on a solid surface is only several nanometers, it is necessary to demodulate the interference signal phase. The phase-generation carrier-demodulation algorithm has been widely used as a method to realize the phase demodulation of the interference signal. However, the traditional PGC-DCM algorithm is considerably affected by the optical intensity fluctuation and interference signal visibility. Further, the disturbance of a measurement light echo often results in a large nonlinear error in phase demodulation. To achieve an accurate measurement of weak vibration excited via acoustic radiation, a detection method is proposed based on a sinusoidal phase modulating interferometer and an improved PGC-DCM demodulation algorithm.

Methods A sinusoidal phase modulating laser Doppler interferometer was used to detect the gas-solid surface radiated by sound waves, and a microvibration detection signal was obtained. An improved PGC-DCM algorithm based on real-time normalization was used to restore the microvibration on the solid surface. In this algorithm, the amplitude of each frequency component of the interference signal was achieved using the fast Fourier transform. Additionally, the effective interference signal components were extracted based on the spectrum threshold. Then, the amplitude sum of the low-frequency components and that of the components with a carrier frequency shift were calculated. There was a functional relationship between the ratio of the two amplitude sums and phase-modulation depth. The phase-modulation depth could be determined from the function table. The in-phase carrier and quadrature carrier signals were mixed with the interference detection signal. After filtering using a low-pass filter, the two orthogonal signals, which were mathematical, were obtained by the carrier phase delay functions. The carrier phase delay could be obtained by taking the ratio of the two signals and arctangent operation. The algorithm realized the real-time calculation of the phase-modulation depth and carrier phase delay and the prenormalization of the orthogonal interference signal components using the phase-modulation depth and carrier phase delay. Then, the algorithm was used to calculate the sum of the squares of the orthogonal interference signal components. And the interference signal visibility coefficient could be calculated using the square root of the sum signal. Thus, the complete normalization of the orthogonal interference signal components could be realized. After normalizing the orthogonal interference signal components, the phase demodulation of the interference signal was realized using the principle of differential cross multiplication. Finally, the microvibration excited via acoustic radiation was extracted through filtering.

Results and Discussions To detect the solid surface microvibration excited via acoustic radiation, this paper proposes a detection method based on a sinusoidal phase modulating interferometer and an improved PGC-DCM signal demodulation algorithm based on real-time normalization. A numerical simulation of the proposed method is conducted, and a set of partial optical fiber sinusoidal phase modulating interference system is built in the darkroom environment to detect the microvibration of the solid surface excited via actual acoustic radiation. The simulated and experimental results show that the proposed improved PGC-DCM demodulation algorithm can accurately calculate the phase-modulation depth and carrier phase delay of the interference signal (Figs. 4 and 5). Moreover, it can eliminate the influence of the interference signal fringe contrast coefficient and realize the normalization of the orthogonal interference signal components (Fig. 8). Furthermore, the proposed method can effectively demodulate the measured microvibration. For the signal demodulation algorithm, the conventional PGC-DCM demodulation algorithm usually produces large nonlinear errors due to the fluctuation of phase-modulation depth, change in the

carrier phase delay, and fluctuation of the interference signal visibility. The proposed improved PGC-DCM algorithm can effectively eliminate these nonlinear errors (Fig. 10). The demodulation result of the improved PGC-DCM algorithm can effectively retain the intensity information of the measured microvibration.

Conclusions The proposed algorithm and interferometric system can effectively detect the microvibration of the gas-solid interface excited via acoustic radiation. The improved PGC-DCM algorithm can accurately calculate the phase-modulation depth and carrier phase delay. Additionally, the orthogonal interference signal components can be completely normalized, thereby considerably reducing the nonlinear errors caused by the fluctuation of the phase-modulation depth and change in the carrier phase delay. The improved PGC-DCM algorithm eliminates the influence of interference signal visibility on the demodulation results. Furthermore, it realizes the complete normalization of orthogonal interference signal components of the sinusoidal phase modulating interferometer and improves the stability of the PGC-demodulation algorithm. The proposed method can detect the microvibration information of the solid surface. In the frequency range of 3 kHz, the average signal-to-noise distortion ratio of phase demodulation is 33.0956 dB and the dynamic range is 22.75 dB.

Key words measurement; sinusoidal phase modulation; surface microvibration; modulation depth; carrier phase delay; normalization