



非线性波数域的高分辨扫频干涉层析成像

High Resolution Swept-Source Optical Coherence Tomography in Nonlinear Wavenumber Sampling

谢胜利/XIE Shengli, 蔡树银/CAI Shuyin, 白玉磊/BAI Yulei
(广东工业大学, 中国 广州 510006)
(Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

摘要: 提出一种用于波数扫频干涉技术的超分辨层析重构方法, 该方法适用于波数非线性采样情形。通过在非线性波数域中构造干涉频谱稀疏优化模型, 在此基础上采用干涉频谱矩阵优化方法分离混叠层析干涉信号的相位场, 解决因光源扫频带宽有限而导致的层析分辨能力不足问题。数值仿真计算出本文方法的层析分辨率为 $3.8 \mu\text{m}$, 在光源同等带宽前提下, 比传统变换域方法提升了 87%。双层结构材料轮廓重构实验验证了本文方法的有效性。

关键词: 波数非线性扫频; 层析分辨率; 相位测量

Abstract: A method to show high resolution in swept-source optical coherence tomography is proposed. The method can handle the case of nonlinear wavenumber sampling. By constructing the sparse optimization model of interference spectrum in nonlinear wavenumber domain, the phase-field of aliasing tomography interference signal is separated by interference spectrum matrix optimization method. Therefore, the problem of poor depth resolution owing to limited light source bandwidth can be addressed. Computer simulation numerically confirmed that the depth resolution of our method is refined to be $3.8 \mu\text{m}$. The simulated result shows that the depth resolution is improved by 87%, compared to the traditional transform method. Furthermore, a profile measurement on the double slice sample verified the effectiveness of the presented method.

Keywords: wavenumber nonlinear scanning; depth resolution; phase measurement

DOI: 10.12142/ZTETJ.202102008

网络出版地址: <https://kns.cnki.net/kcms/detail/34.1228.TN.20210401.1514.006.html>

网络出版日期: 2021-04-01

收稿日期: 2021-02-25

波数扫频干涉是一种体块测量技术, 通过在时间轴上对单色光的波数进行线性调频, 并使用全场干涉和相衬方法, 实现透明/半透明材料内部的三维位移场测量^[1-2]。借助于傅里叶域锁模技术, 单色光波数的扫频速率可达 400 kHz ^[3], 相衬方法中的位移传感比例系数可达 10^6 数量级, 位移测量灵敏度高达纳米级^[4]。

波数扫频干涉技术能对材料内部在复杂动态载荷下的力学性能进行有效表征, 是未来光测力学重要发展方向。为此, 许多学者相继开展了波数扫频干涉技术在复合材料力学性能分析方面的应用研究, 如高分子材料内部在动态载荷下的三维形变场分布测量^[5]、玻璃纤维复合材料内部在静态载荷下的应变场表征^[6]等。

在上述应用研究过程中, 学者们普遍发现波数扫频干涉在面向多层

复杂结构材料测量时存在层析分辨能力不足的缺点。早在 2003 年, 波数扫频干涉技术提出者 J. M. HUNTLEY 发现, 波数扫频干涉技术的层析分辨率与光波数扫频带宽呈反比^[1]。为获得材料内部更高分辨率的层析测量结果, 光源波数的扫频带宽需要足够宽, 如需要采用波数扫频带宽高达 $9.8 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ 的高端激光器, 层析分辨率为 $3.2 \mu\text{m}$ ^[7]。波数扫频带宽的扩展会产生 4 个关键问题: (1) 超宽带

基金项目: 国家自然科学基金(61705047, 61727810)

光源造价昂贵,体积庞大,不利于波数扫频干涉技术的实用化;(2)在超宽带光源条件下,波数关于扫频时间的高阶泰勒级数展开项不能忽略,非线性影响严重,并会导致干涉相位失真,位移场测量精度降低^[2];(3)需要专门设计光路以消除宽带光源导致的色散影响,但这会导致光路结构复杂^[8];(4)层析分辨率始终面临光源硬件瓶颈问题,提升有限。

在波数扫频干涉测量中,位移场的解算是通过波数域干涉信号做傅里叶变换完成的。从信号处理角度来看,实际应用中的傅里叶变换不可避免地会遇到测量数据截断,即需要对测量数据加窗。此时,信号的频谱会卷积窗函数,从而会导致相邻谱峰发生严重混叠。这也是波数扫频干涉层析分辨率受限的根本原因。为解决上述超宽带光源带来的问题,学者们从干涉信号解调角度出发,尝试从根本上提升层析分辨率。2015年,K. KITAGAWA 提出用于解调干涉信号序列的非线性优化方法^[9]。该方法本质上是在时间域中对干涉信号参数进行直接解算,因此能避免傅里叶变换窗函数的卷积效应,有望提高波数扫频干涉的层析分辨率。在 K. KITAGAWA 思路的基础上,中国学者 ZHANG Y. 等提出了干涉频谱非线性优化方法。相比于传统的傅里叶变换,该方法使得层析分辨率提高 1 倍^[10]。非线性优化方法的收敛性依赖于初始值。为克服这个缺点,我们提出了干涉矩阵谱分解方法,在无须预先获取波数域干涉信号频率、相位等参数初始值的前提下,进一步提升层析分辨率(可提升 2 倍)^[11]。值得注意的是,上述非线性优化方法和干涉矩阵谱分解均要求干涉信号等间距采集。然而,因波数与波长之间的倒数关系,光源波数输出序列呈

现出非线性的特点,这使得干涉信号采样过程呈现出非等间距的特点。为使用上述的层析分辨率提高算法,需要对波数域干涉信号进行插值,将干涉信号的非等间距采样转化为等间距采样。但是,插值处理会对干涉信号起到平滑作用,易丢失干涉信号高频信息。高频信息的丢失意味着材料内部深度区域无法清晰成像。另外,由于未考虑测量噪声结构特点,插值在强散斑噪声情况下容易导致干涉信号失真。目前,尚未有相关文献报道直接用于非等间距采样下的层析分辨率提高方法。

本文提出一种非等间距采样下的干涉频谱计算新方法,该方法能在使用波数非线性扫频和无须更改波数扫频干涉测量系统的前提下,较大幅度提升波数扫频干涉的层析分辨率。计算机仿真给出了该方法的层析分辨率数值解,实验模拟的双层结构材料轮廓测量结果验证了该方法的有效性。

1 波数扫频干涉测量原理

设材料内部由 M 个界面层构成,每个界面层之间的光学折射率均不同。当激光照射到材料内部 M 个界面层时,会发生反射,而反射信号相互叠加后在数码相机像平面上成像并产生干涉信号^[12]:

$$I(x, y, k) = \sum_{p=1}^M I_p(x, y) + 2 \cdot \sum_{p=1}^{M-1} \sum_{q=p+1}^M \sqrt{I_p(x, y) \cdot I_q(x, y)} \cdot \cos [2 \cdot k \cdot \Lambda_{pq}(x, y)]. \quad (1)$$

在公式(1)中, (x, y) 为空间坐标; k 为激光波数; 下标 p, q 分别代表界面层 S_p 和 S_q ; I 为反射光强; Λ_{pq} 为界面层 S_p 和 S_q 之间的光程差,代表材料内部轮廓和受外力载荷下的变形信息, Λ_{pq}

为待求解参数。波数扫频干涉测量需要对波数 k 进行时间调谐,以便于在时间轴上增加新的观测信息,用于解算光程差 $\Lambda(x, y)$, 即:

$$\begin{cases} I(x, y, n) = \sum_{p=1}^M I_p(x, y) + 2 \cdot \sum_{p=1}^{M-1} \sum_{q=p+1}^M \sqrt{I_p(x, y) \cdot I_q(x, y)} \cdot \cos \{2\pi \cdot f_{pq}(x, y) \cdot [k(n) - k(1)] + \phi_{pq}(x, y)\} \\ f_{pq}(x, y) = \frac{\Lambda_{pq}(x, y)}{\pi} \\ \phi_{pq}(x, y) = 2k(1) \cdot \Lambda_{pq}(x, y) \end{cases} \quad (2)$$

在公式(2)中, $n = 1, 2, \dots, N$ 为数码相机在波数扫频过程中的拍摄序列索引值; $\Delta k = k(N) - k(1)$ 为光波数扫频带宽。公式(2)中的干涉频率 f_{pq} 和相位项 ϕ_{pq} 均包含待求解的光程差信息,且映射关系为比例关系。由于干涉频率项的比例系数仅为 $1/\pi$, 而干涉相位项的比例系数 k_0 数量级为 10^6 , 测量灵敏度高。故波数扫频干涉技术采用相位测量方式以实现材料载荷下的轮廓场或形变场重构。

公式(2)中的波数 $k(n)$ 分布为非等间距。考虑到插值本身所带来的影响,我们不考虑插值处理,而采用非等间距傅里叶变换计算干涉相位^[8]:

$$\tilde{I}_{FT}(x, y, f) = \sum_{n=1}^N I(x, y, n) \cdot \exp \{j \cdot 2\pi f \cdot [k(n) - k(1)]\}. \quad (3)$$

在公式(3)中, f 表示傅里叶变换域中的频率点。由于干涉信号为周期信号,其频谱理论上为离散谱,相位谱在谱峰位置的数值即为干涉相位。受窗函数卷积运算影响,式(3)由原来的狄拉克 δ 函数变为辛格 sinc 函数,这会导致干涉主瓣变宽。此时,相邻干涉谱峰易发生混叠,层析分辨率降低。另外, sinc 函数也会导致干涉旁瓣的存在、相位测量精度的降低。尽管可以通过加汉宁窗压制干

涉旁瓣,但这会导致干涉主瓣拓宽1倍,进而破坏层析分辨率。

2 基于频谱稀疏性的干涉相位重构

由前文可知,干涉频谱理论上为离散谱,它在频域上具有稀疏的特点。本文中,我们利用干涉频谱的稀疏特征,并采用最小二乘法在波数域中构建如下优化模型:

$$\min \sum_{n=1}^N \left\{ \left| I(x, y, n) - \left| \tilde{I}_{LSA}(x, y, f) \right| \cdot \cos \left\{ 2\pi f \cdot [k(n) - k(1)] + \Phi(x, y, f) \right\} \right|^2 \right\} \quad (4)$$

$$\Phi(x, y, f) = \tan^{-1} \left\{ \frac{\text{Re} [\tilde{I}_{LSA}(x, y, f)]}{\text{Im} [\tilde{I}_{LSA}(x, y, f)]} \right\}$$

在公式(4)中,Re和Im分别表示复数的实部和虚部, $\tilde{I}_{LSA}(x, y, f)$ 表示待估算的干涉频谱。由式(4)可知,当干涉频谱在干涉频率外的其他频率区域存在幅值与相位时,那么误差方程中必然会引入新的正弦波,这会导致误差变大。因此,式(4)所估算的干涉频谱接近真实线谱,避免了变换域算法中的窗函数卷积运算,解决了干涉频谱混叠所导致的层析分辨能力不足的问题。式(4)优化模型不需要波数 $k(n)$ 等间距采样,适用于波数非线性扫频的情形。

为求解上述优化问题,考虑某个空间位置 (x, y) 下的特定频率点 f_l ,将式(4)展开为干涉频谱稀疏优化矩阵模型:

$$\min \left\| \begin{bmatrix} I(1) \\ I(2) \\ \vdots \\ I(N) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \cos \{ 2\pi f_l [k(2) - k(1)] \} & \sin \{ 2\pi f_l [k(2) - k(1)] \} \\ \vdots & \vdots \\ \cos \{ 2\pi f_l [k(N) - k(1)] \} & \sin \{ 2\pi f_l [k(N) - k(1)] \} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{I}_{LSA}(f_l) \cos [\Phi(f_l)] \\ \tilde{I}_{LSA}(f_l) \sin [\Phi(f_l)] \end{bmatrix} \right\| \quad (5)$$

设公式(5)中的系数矩阵为 \mathbf{A}_l ,包含

干涉幅频和相频的待求解参数向量为 \mathbf{X}_l ,那么对于每个频率点 f_l 下的最优估计可由矩阵最小二乘算法得到。对所有频率点都做上述处理,可以得到向量 $\mathbf{X}(f_l)$, $l=1, 2, \dots, L$ 的序列值。通过计算向量的模长,可以重构出干涉幅频 $|\tilde{I}_{LSA}(x, y, f_l)|$ 。由于所提方法计算的干涉幅频能量集中,旁瓣干扰较少,因此容易分辨出相邻谱峰位置并得到该位置处的干涉频率 f_{pk} 。谱峰识别分辨过程相当于沿深度方向对材料内部界面层进行定位。在此基础上,我们可计算出点 (x, y) 处某个深度位置的干涉相位场:

$$\phi = \tan^{-1} \left[\frac{-X_2(f_{pk})}{X_1(f_{pk})} \right] \quad (6)$$

公式(6)中,实数 X_1 和 X_2 分别对应向量 \mathbf{X} 中的两个元素。从上述优化过程可看出,文中所提的方法无须迭代初始值,因此在实际测量中无须预先获取材料内部的粗略结构信息,算法收敛性和实用性均较强。

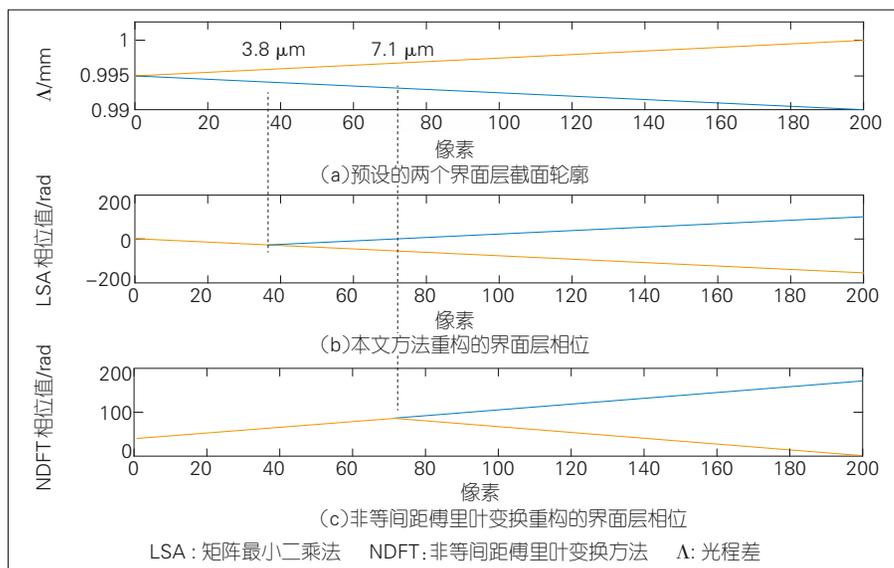
3 计算机仿真

在波数扫频干涉中,层析分辨率

对应于干涉主瓣的半高宽度^[2]。对于非等间距傅里叶变换,层析分辨率数值可通过计算sinc函数的主瓣半高宽度所得,如公式(7)。对于本文所提方法,因稀疏优化后的干涉主瓣数学方程难以建模,其层析分辨率需通过数值方法来确定。本节中,我们通过计算机仿真数值计算本文方法的层析分辨率,并对比该方法和非等间距傅里叶变换的层析分辨能力。

$$\delta z_{FT} = \frac{\pi}{\Delta k} \quad (7)$$

仿真中的光源参数可以参照BS-785-1 (SUPERLUM Co. Ltd.)^[13]中的信息:中心波长为785 nm,波长扫频带宽为50 nm。通过换算可得波数扫频带宽 $\Delta k = 5.10 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ 。仅考虑B-Scan(截面)情形,我们模拟深度方向上由两个界面层所构成的被测材料,如图1(a)所示。其中,界面层轮廓建模为两个倾斜方向相反的直线,界面层之间的距离从0 μm 增至20 μm 。仿真中添加的高斯白噪声用于模拟数码相机采集过程中所产生的背景噪声。图1(c)为非等间距傅里叶变换重构的相位分布(解包裹后)。根



▲图1 仿真结果

据公式(2),该相位值可反映为两个界面层的轮廓。对比图1(a)可知,当界面层之间的距离小于 $7.1\ \mu\text{m}$ 时,非等间距傅里叶变换重构的两个界面层的相位混叠为单个相位值。于是,在本次仿真中可确定,非等间距傅里叶变换的层析分辨率为 $7.1\ \mu\text{m}$ 。将 $\Delta k = 5.10 \times 10^5\ \text{m}^{-1}$ 代入到公式(7)中,可得非等间距傅里叶变换层析分辨率理论值($6.2\ \mu\text{m}$)。图1(b)为使用本文方法重构的界面层相位分布。类似于图1(c)的分析过程,当界面层之间的距离小于 $3.8\ \mu\text{m}$ 时,使用本文方法重构的界面层相位与实际轮廓情况不符,因此我们可确定该仿真中的干涉频谱最小二乘法层析分辨率为 $3.8\ \mu\text{m}$ 。仿真结果表明,与非等间距傅里叶变换相比,本文所提的方法在波数非线性扫频前提下,使层析分辨率提高87%。

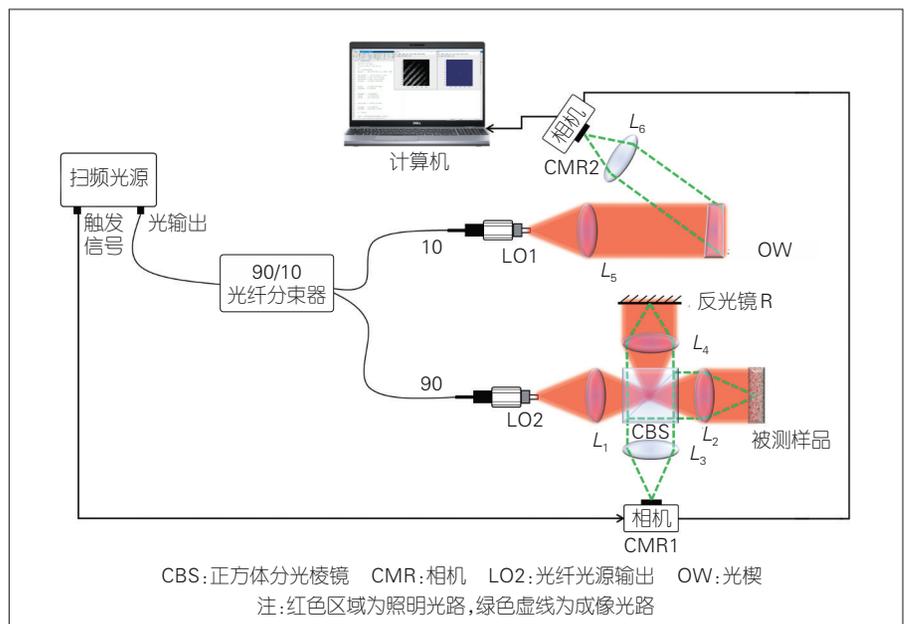
4 实验验证

图2为我们搭建的波数扫频干涉测量系统原理图,其中扫频光源型号为计算机仿真中采用的BS-785-1(SUPERLUM Co. Ltd.),数码相机为近红外互补金属氧化物半导体(CMOS)相机。由光纤光源输出(LO2)、透镜组 $L_1 \sim L_4$ 、正方体分光棱镜

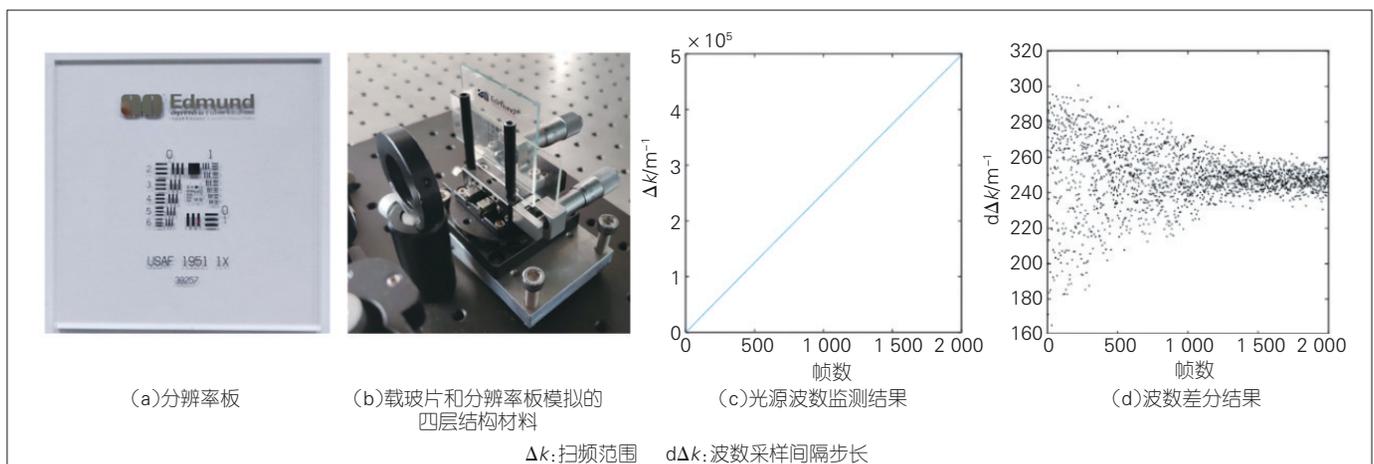
(CBS)、反射镜R和相机(CMR1)构成的迈克尔逊式干涉仪光路,可以用于测量材料内部的轮廓或形变场。由LO1、透镜组 L_5 和 L_6 、光楔(OW)和相机CMR2构成的斐索式干涉仪光路用于实时监测扫频光源的波数输出^[8],监测结果可为非等间距傅里叶变换和本文方法提供自变量 k 信息。通过光源的触发信号进行同步触发,两个相机在光波数扫频过程中共拍摄了2000张干涉条纹图像。

如图3(b)所示,实验中我们将

USAF 1951级分辨率板与载玻片放置于样品载物台上,然后调整千分尺加载头,以使分辨率板和载玻片之间的间隙保持在约为 $6\ \mu\text{m}$ 。分辨率板和载玻片组成的整体可用于模拟双层结构材料。本次实验的目的是比较非等间距傅里叶变换方法和本文所提的方法,以明确哪一个能分辨出载玻片和分辨率板之间的间隙。图3(c)为通过斐索式干涉仪光路监测得到的光源波数输出序列,差分处理后可得到波数采样间隔步长,如图3(d)



▲图2 波数扫频干涉测量系统



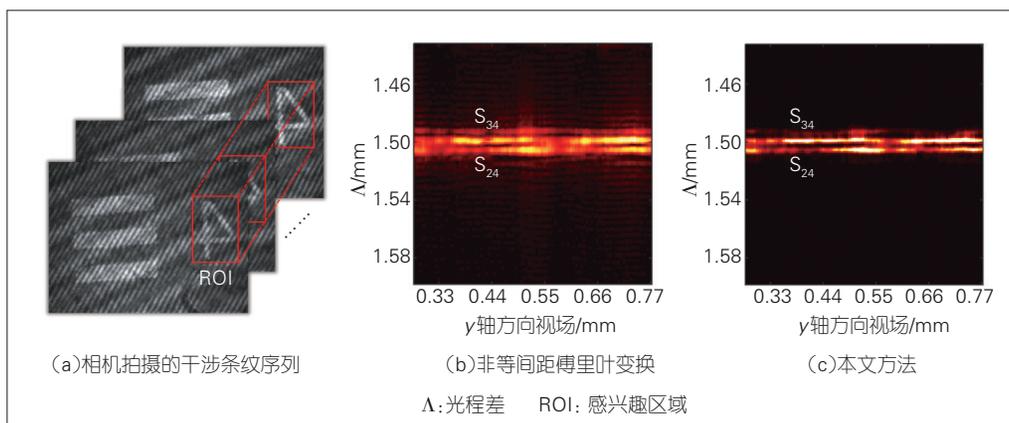
▲图3 被测件及波数监测结果

所示。图3(c)中的波数扫频范围监测结果为 $\Delta k = 5.10 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ ，与该光源带宽和中心波长参数所计算的理论值相吻合。从图3(d)结果中可看出，光波数采样间隔呈现散点图状态，并非固定于某个值。这证明光源波数扫频过程中存在非线性现象，且该现象在波数起始扫频阶段较为严重。为方便以下讨论，玻璃后表面记为 S_2 ，USAF 1951级分辨率板前后表面分别记为 S_3 和 S_4 。根据前文介绍的分辨率板和载玻片之间微米级间隙距离，我们重点考虑干涉谱峰 S_{24} 和 S_{34} 情况。图4(a)为CMR1相机拍摄到的2000张干涉条纹序列，选取如图所示的感兴趣区域(ROI)，再依据式(3)对该区域上的每个像素点沿波数轴做非等间距傅里叶变换，可得到波数非线性扫频下的干涉频谱。图4(b)为 $x = 1 \text{ mm}$ 处的截面结果，从图中可看出因 S_{24} 和 S_{34} 之间的间距接近于非等间距傅里叶变换的分辨率 $6.2 \mu\text{m}$ ，干涉谱峰 S_{24} 和 S_{34} 接近混叠。这表明该分辨率下，非等间距傅里叶变换只能粗略定位到界面层 S_{24} 和 S_{34} 。根据本文方法计算的干涉频谱如图4(c)所示，其稀疏性好于非等间距傅里叶变换。更好的稀疏性意味着干涉主瓣宽度较窄且旁瓣峰值较低。因此，采用本文方法后，在原先接近干涉谱峰混叠的地方能清晰分辨出 S_{24} 和 S_{34} 。该组实验结果证实，本文所提方法的分辨率高于非等间距傅里叶变换。

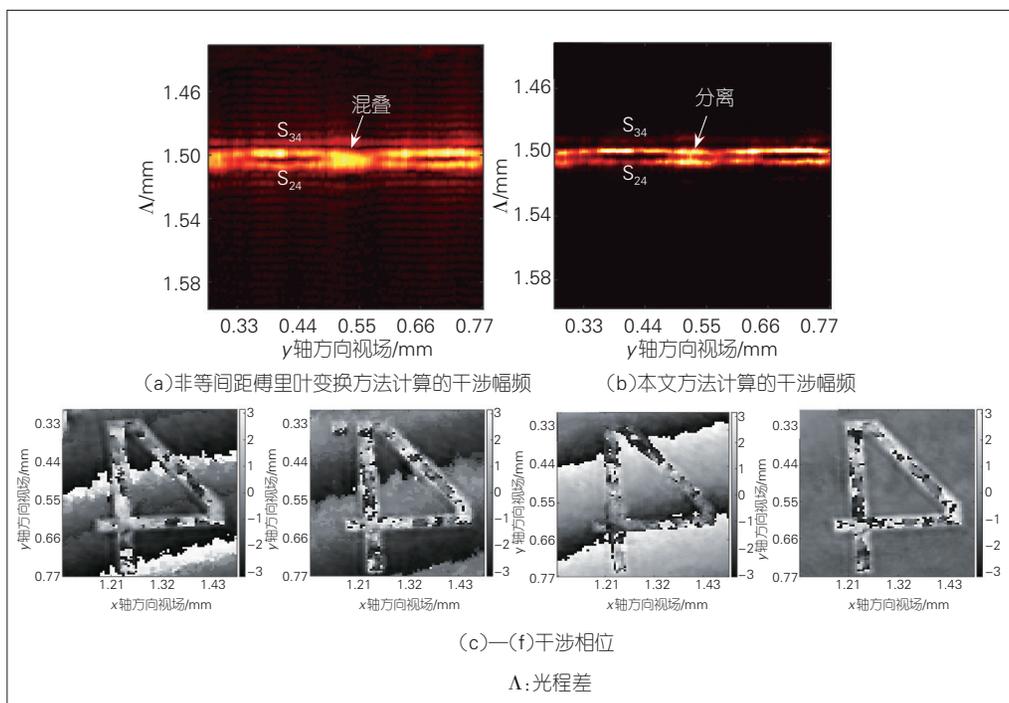
为进一步考察本文所

提方法在改进层析分辨能力方面的效果，我们截取前1700个点的干涉信号。此时，波数扫频带宽缩减为 $4.23 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ 。非等间距傅里叶变换层析分辨率降为 $7.41 \mu\text{m}$ 。该值大于分辨率板和载玻片之间的间距，因此在干涉频谱上会出现谱峰 S_{24} 和 S_{34} 完全混叠为单峰的情形，如图5(a)所示。通过提取峰值处的干涉相位值，可得 S_{24} 和 S_{34} 的全场包裹相位分布，如图5(c)、(d)所示。其中图5(c)代表 S_{24} ，图5(d)代表 S_{34} 。根据图3(b)

中的被测件放置情况，载玻片后表面与分辨率板后表面之间存在倾角；而为校准成像系统的性能，分辨率板前后表面之间的倾角几乎不存在。因此， S_{24} 包裹相位值会跨越多个 2π 周期，而 S_{34} 包裹相位值会停留在某个相位值附近。另外，由于分辨率板图案在玻璃基底上镀铬，光波无法穿透图案照射到玻璃基底上，而带有图案部分的分辨率板前后表面以及它们与载玻片后表面之间均无法产生干涉信号；因此，带有图案“4”的相位值是



▲图4 干涉条纹及 $x=1 \text{ mm}$ 截面处的干涉频谱



▲图5 干涉幅频和相位解算结果

随机分布的。从图5(c)、(d)结果可看出, S_{24} 和 S_{34} 的包裹相位场因谱峰完全混叠而导致变化相差不大。这表明非等间距傅里叶变换层析分辨率较低, 无法实现 S_{24} 和 S_{34} 的轮廓场重构。图5(b)为采用本文方法计算出的 S_{24} 和 S_{34} 干涉谱峰情况, 从图中可看出原先混叠的干涉谱峰已成功分离。图5(e)、(f)为在本文方法计算的在干涉谱峰处所提取的 S_{24} 和 S_{34} 包裹相位场, 其中 S_{24} 在无图案处的相位值跨越了约2个 2π 周期。由此可估算出玻璃后表面与分辨率板后表面的光程差变化最大值恰好为光源的中心波长, 即 785 nm ; 而 S_{34} 在无图案处的相位值绝大部分集中在“0”附近, 这也证实分辨率板前后表面几乎无倾角。根据计算机仿真结果, 并考虑到层析分辨率(约为 $4\text{ }\mu\text{m}$), 该实验验证了本文方法能成功应用于间隙为 $6\text{ }\mu\text{m}$ 的界面层轮廓重构。综上所述, 实验结果证实本文方法能在波数非线性输出下, 有效提高波数扫频干涉测量的层析分辨率。

5 结束语

波数扫频干涉测量技术因具备全场、动态、高灵敏测量特点, 成为前沿的内部力学量演化原位表征技术之一。然而受光源带宽上限的限制, 波数扫频干涉测量的层析分辨率较低, 无法分辨出材料内部间距小于 $5\text{ }\mu\text{m}$ 的界面层。本文从信息处理角度出发, 提出一种适用于波数非线性扫频下的层析分辨率提高方法。借助干涉频谱稀疏特点, 该方法构造出干涉频谱稀疏优化模型, 并采用干涉频谱矩阵最小二乘完成稀疏优化, 实现高分辨层析相位重构。在无须任何先验信息的前提下, 该方法解决了因光源扫频带宽有限而导致的层析分辨能力不足的问题。计算机仿真

数值计算出本文方法的层析分辨率为 $3.8\text{ }\mu\text{m}$, 在光源同等带宽的前提下, 比传统方法提升了 87% 。实验结果验证了本文方法能有效提升波数扫频干涉的层析分辨能力和相位测量精度。另外, 本文方法无须更改波数扫频干涉测量系统硬件, 且层析分辨率改善方式简单有效, 因此有望在将来取代基于传统傅里叶变换的扫频干涉信号解调方法。未来, 我们将尝试将其应用于多层复杂结构材料内部的微米级层间间距界面层形变全场测量。

参考文献

- [1] RUIZ P D, ZHOU Y Z, HUNTLEY J M, et al. Depth-resolved whole-field displacement measurement using wavelength scanning interferometry [J]. *Journal of optics A: pure and applied optics*, 2004, 6(7): 679-683. DOI: 10.1088/1464-4258/6/7/004
- [2] RUIZ P D, HUNTLEY J M, WILDMAN R D. Depth-resolved whole-field displacement measurement by wavelength-scanning electronic speckle pattern interferometry [J]. *Applied optics*, 2005, 44(19): 3945-3953
- [3] BIEDERMANN B R, WIESER W, EIGENWILLIG C M, et al. Dispersion, coherence and noise of Fourier Domain Mode Locked (FDML) lasers [J]. *CLEO/Europe - EQEC 2009 - European conference on lasers and electro-optics and the European quantum electronics conference*, 2009: 1. DOI: 10.1109/CLEO-EQEC.2009.5192900
- [4] TAN J, BAI Y L, DONG B, et al. Phase noise reduction in wavelength scanning interferometry using a phase synthesis approach [J]. *Optics communications*, 2020, 475: 126295. DOI: 10.1016/j.optcom.2020.126295
- [5] CHAKRABORTY S, RUIZ P D. Measurement of all orthogonal components of displacement in the volume of scattering materials using wavelength scanning interferometry [J]. *Journal of the optical society of America a optics image science & vision*, 2012, 29(9): 1776-1785
- [6] LIU Y, DONG B, BAI Y, et al. Perspective measurement of the out-of-plane displacement and normal strain field distributions inside glass fibre-reinforced resin matrix composite [J]. *Strain*, 2015, 51(3): 198-205. DOI: 10.1111/str.12133
- [7] DAVILA A, HUNTLEY J M, PALLIKARAKIS C, et al. Wavelength scanning interferometry using a Ti: Sapphire laser with wide tuning range [J]. *Optics and lasers in engineering*, 2012, 50(8): 1089-1096. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2012.02.005
- [8] XU J X, LIU Y F, DONG B, et al. Improvement of the depth resolution in depth-resolved

wavenumber-scanning interferometry using multiple uncorrelated wavenumber bands [J]. *Applied optics*, 2013, 52(20): 4890-4897

- [9] KITAGAWA K. Surface and thickness profile measurement of a transparent film by three-wavelength vertical scanning interferometry [J]. *Optics letters*, 2014, 39(14): 4172-4175
- [10] ZHANG Y, BAI Y L, XU J X, et al. Effective improvement of depth resolution and reduction of ripple error in depth-resolved wavenumber-scanning interferometry [J]. *Optics and lasers in engineering*, 2015, 66: 58-63. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2014.08.009
- [11] BAI Y L, HE Y M, BAO H, et al. Eigenvalue decomposition and least squares algorithm for depth resolution of wavenumber-scanning interferometry [J]. *Journal of the optical society of America a optics image science & vision*, 2015, 32(7): 1352-1356. DOI: 10.1364/JOSAA.32.001352
- [12] DÁVILA A. Wavelength scanning interferometry using multiple light sources [J]. *Optics express*, 2016, 24(5): 5311-5322. DOI: 10.1364/oe.24.005311
- [13] Superluminescent diodes [EB/OL]. [2021-02-22]. <https://www.superlumdiodes.com/>

作者简介



谢胜利, 广东工业大学教授, IEEE Fellow; 主要研究领域为盲信号处理及其在光学检测中的应用; 先后主持国家自然科学基金重点项目等20余项, 以第1完成人获得9项国家级/省部级科研成果奖; 发表论文200余篇。



蔡树银, 广东工业大学在读硕士研究生; 主要研究领域为波数扫频干涉测量应用研究。



白玉磊, 广东工业大学副教授; 主要研究领域为波数扫频干涉信号处理; 先后主持国家级科研项目1项、省部级科研项目2项, 获得2项省部级科研成果奖; 发表论文10余篇。