

用于相敏SD-OCT的大动态范围合成波长相位解包裹方法

宋泽国¹, 王毅^{1*}, 王一洁², 马振鹤¹

¹东北大学秦皇岛分校控制工程学院, 河北 秦皇岛 066004;

²苏州中科行智能科技有限公司, 江苏 苏州 215000

摘要 针对合成波长方法动态范围较小的问题,提出一种用于相敏谱域光学相干层析(PSSD-OCT)的大动态范围合成波长相位解包裹方法,解决了传统合成波长方法的相位包裹限制问题,实现了大动态范围、快速及高灵敏度的PSSD-OCT成像。通过选取全长度干涉光谱和位于光谱仪中间的半长度干涉光谱,计算合成相位缺失的周期数;利用全长度干涉光谱及半长度干涉光谱解调结果的分段组合,消除易受噪声影响的相位周期数±1跳变问题。通过阶差规、硬币及电路板的成像实验,证明该方法可以用于大动态范围(毫米级)的高灵敏度位移解调。

关键词 相干光学; 相敏谱域光学相干层析; 合成波长; 相位解包裹; 动态范围

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231349

1 引言

传统的谱域光学相干层析(SD-OCT)利用快速傅里叶变换(FFT)计算干涉光谱的频率,进行深度解调,轴向分辨率通常为微米级^[1-2],使用超宽带光源可以将分辨率提高到亚微米级^[3-5]。使用相位检测的相敏SD-OCT(PSSD-OCT)具有纳米级精度,可用于薄膜厚度检测、位移检测、光纤法布里-珀罗(F-P)传感器、定量相位显微成像及高分辨率表面轮廓成像等^[6-12]。PSSD-OCT的核心是相位解包裹,相位包裹是光学干涉技术的固有问题,由于干涉耦合项为余弦函数,直接计算相位只能给出位于 $[-\pi, \pi]$ 的包裹相位,无法解调真实相位。为了扩大PSSD-OCT的测量动态范围,已有多种相位解包裹算法被提出,目前常用的方法是:首先,利用线性回归、质心法等对干涉光谱进行频率解调,得到光程差的低精度解;然后,用低精度解确定缺失的相位周期数,从而得到高精度相位解。由于线性回归、质心法等解调方法受噪声影响较大^[10],因此该类方法只适合于具有较大信噪比的干涉光谱,当噪声较大时,低精度解的误差增大,导致相位解包裹出现错误,从而引起相位解调出现 2π 整数倍误差。本课题组在前期研究中提出一种基于迭代方法的相位解包裹方法^[8,10],用于定量相位成像和表面轮廓成像,这种方法不依赖光程差的低精度解,直接计算缺失的相

位周期数,抗噪能力较强,但是计算速度较慢。合成波长方法是增大相位检测动态范围的一种常用方法^[13-15],由于合成波长远大于探测光波长,可以使动态范围增大至合成波长,但是当测量范围大于合成波长时,仍然会产生相位包裹。合成波长方法也被用于增大PSSD-OCT的动态范围^[16-17],但是仅能使相敏SD-OCT的动态范围增大到 $10\ \mu\text{m}$ 量级。

针对现有PSSD-OCT合成波长方法动态范围较小的问题,提出一种大动态范围合成波长(HDR-SW)相位解包裹方法,突破了传统合成波长方法的相位包裹限制,使PSSD-OCT的动态范围增大到毫米级,实现了大动态范围、快速及高灵敏度的位移解调。

2 装置及方法

2.1 实验装置

实验系统如图1所示。光源为超辐射发光二极管(SLD; VLSL-840-B, 上海瀚宇光电通讯设备有限公司, 中国),光源中心波长为840 nm,带宽为39 nm;光源发出的光经过光纤环形器(PIOC385P23111, 上海瀚宇光电通讯设备有限公司, 中国),被准直后由分光棱镜分成参考光和样品光,分别聚焦于参考臂反射镜表面和样品表面,使用扫描振镜(TSH820, 北京世纪桑尼科技有限公司, 中国)实现样品光的XY扫描,经样品反射的样品光和经参考臂反射的参考光沿原光路

收稿日期: 2023-08-02; 修回日期: 2023-09-05; 录用日期: 2023-10-07; 网络首发日期: 2023-11-14

基金项目: 国家自然科学基金(62075037)

通信作者: *wangyi@neuq.edu.cn

返回,进入环形器,经环形器进入自建光谱仪,该光谱仪主要包括透射光栅(1800 line/mm, WasatchPhotonics, 美国)和高速线阵相机(Ral 2048-80K, Basler, 德国),使用图像采集卡(PCIe 1433, NI, 美国)采集干涉光谱,光谱仪的光谱宽度为 30 nm,光谱分辨率为 0.0146 nm。色散失配是 OCT 成像质量的重要影响因素之一,本系统从硬件上消除色散的影响,和传统 OCT 使用光纤耦合器进行参考臂和样品臂分光不同,本系统使用分光棱镜分光,参考臂和样品臂为自由空间,避免了可能的两臂光纤色散的影响,在参考臂和样品臂采用消色散透镜,保证两臂的色散匹配。

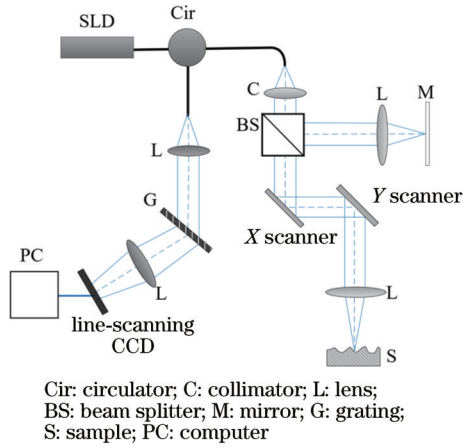


图 1 实验系统装置图

Fig. 1 Schematic of the experimental system

2.2 HDR-SW 相位解包裹方法

对于样品为单一反射面的情况,干涉光谱可以描述为

$$I(k_n) = S(k_n) \left[I_s(k_n) + I_r(k_n) + 2\sqrt{I_s(k_n)I_r(k_n)} \cos(k_n d) \right], n = 1, 2, \dots, N, \quad (1)$$

式中: k_n 为波数; N 为光谱仪像素数目; $S(k_n)$ 为光源的功率谱密度; $I_s(k_n)$ 和 $I_r(k_n)$ 分别表示样品臂和参考臂的反射光强度; d 为样品光与参考光之间的未知光程差。

图 2 所示为 HDR-SW 相位解包裹算法的仿真结果,仿真参数的设置如下:光程差范围为 2.59~3 mm,采样点数为 4200,光谱仪的谱宽和中心波长分别为 30 nm, 840 nm,光谱仪像素为 2048 pixel;在图 2(a)~(e)中,高斯白噪声为 30 dB,在图 2(f)~(i)中,高斯白噪声为 11 dB。将 $I(k_n)$ 从中心波数 k_c 处分成两部分,形成两个子光谱 $I_1(k_i)$ 和 $I_2(k_j)$,两个子光谱的中心波数分别为 k_{1c} 和 k_{2c} ,用 FFT 分别计算 $I_1(k_i)$ 和 $I_2(k_j)$ 的相位,两个相位的差为合成波长的包裹相位^[17] θ_{s0} ,则光程差 d 对应的总相位为

$$\theta_s = (k_{2c} - k_{1c})d = 2n_s\pi + \theta_{s0}, \theta_{s0} \in [-\pi, \pi], \quad (2)$$

式中: $k_s = k_{2c} - k_{1c}$ 表示合成波数;合成波长 $\lambda_s = 2\pi/(k_{2c} - k_{1c})$; n_s 为未知整数,表示相位周期数,下标“s”表示合成波长方法。当光程差 d 线性增加时, θ_{s0} 的变化如图 2(a)的蓝色粗实线所示。当 θ_s 的改变量为 2π 时,对应的光程差变化量为

$$\Delta d_s = \frac{2\pi}{k_{2c} - k_{1c}} = \frac{4\pi}{\Delta k}, \quad (3)$$

式中: Δk 为光谱仪的波数宽度, $\Delta k = 2(k_{2c} - k_{1c})$ 。

通过构造不同宽度的干涉光谱来确定式(2)中的 n_s 。选择 k_{1c} 和 k_{2c} 之间的光谱范围,构造子光谱 $I_0(k_l)$, $I_0(k_l)$ 占有的像素数目为 $N/2$,对 $I_0(k_l)$ 进行 FFT,得到 $I_0(k_l)$ 的频率解为 $D_0 = 2\pi m_0/(k_{2c} - k_{1c})$ ^[8,10],其中 m_0 为整数频率,如图 2(a)的点线所示。根据式(3)得到 $D_0 = m_0\Delta d_s$,对照 D_0 及式(2)可以看出,当 m_0 改变 1 时, D_0 变化 Δd_s ,正好对应 θ_s 变化 2π ,因此得到光程差 d 的相位解包裹结果:

$$d'_0 = \frac{2m_0\pi + \theta_{s0}}{k_{2c} - k_{1c}} = \frac{2(2\pi m_0 + \theta_{s0})}{\Delta k}. \quad (4)$$

同理,选取整个干涉光谱 $I(k_n)$ 进行 FFT,得到 $I(k_n)$ 的频率解 $D = 2\pi m/\Delta k$, m 为整数频率,如图 2(a)的细实线所示,由于 $\Delta k = 2(k_{2c} - k_{1c})$,得到 $D = m\Delta d_s/2$ 。由于干涉光谱 $I_0(k_l)$ 和 $I(k_n)$ 对应相同的光程差,因此和式(4)类似,利用 m 及式(2),得到光程差 d 的另一个相位解包裹结果:

$$d' = \begin{cases} \frac{2 \left\{ 2\pi \times \left[\text{round} \left(\frac{m}{2} \right) - 1 \right] + \theta_{s0} \right\}}{\Delta k}, & \theta_{s0} > \pi/2 \\ \frac{2 \left\{ 2\pi \times \left[\text{round} \left(\frac{m}{2} \right) \right] + \theta_{s0} \right\}}{\Delta k}, & \text{else} \end{cases}, \quad (5)$$

式中: $\text{round}(\cdot)$ 表示取整函数。比较 D_0 和 D 的表达式可以看出, m 应该等于 $2m_0$,但是由于 m 和 m_0 的阶跃位置具有 $\Delta d_s/4$ 的周期偏差[图 2(a)],因此在式(5)中,当 $\theta_{s0} > \pi/2$ 时,有-1的补偿。

d'_0 和 d' 的仿真结果分别如图 2(b)、(c)的实线所示, m_0 和 m 的仿真结果分别如图 2(b)、(c)的点线所示。随着光程差的线性递增, d'_0 和 d' 应该为直线,图 2(b)、(c)中箭头所示的尖峰表示错误的解调结果,错误位置接近 m_0 和 m 的阶跃边界,这种解调错误经常发生在相位解包裹中,当光程差接近阶跃周期的整数倍时,微小的噪声容易导致相位周期数产生 ± 1 跳变,为了消除这种错误,由 d'_0 和 d' 分段组成最终的解调结果。

图 2(d)显示了局部放大的 θ_{s0} 、 m_0 和 m ,分别如细实线、粗实线和点线所示,箭头表示 m_0 和 m 的阶跃位置,由于 m 和 m_0 的阶跃周期分别为 $\Delta d_s/2$ 和 Δd_s ,而且二者的阶跃位置具有 $\Delta d_s/4$ 的周期偏差,因此结合式(4)和式(5)得到 HDR-SW 方法的解调结果:

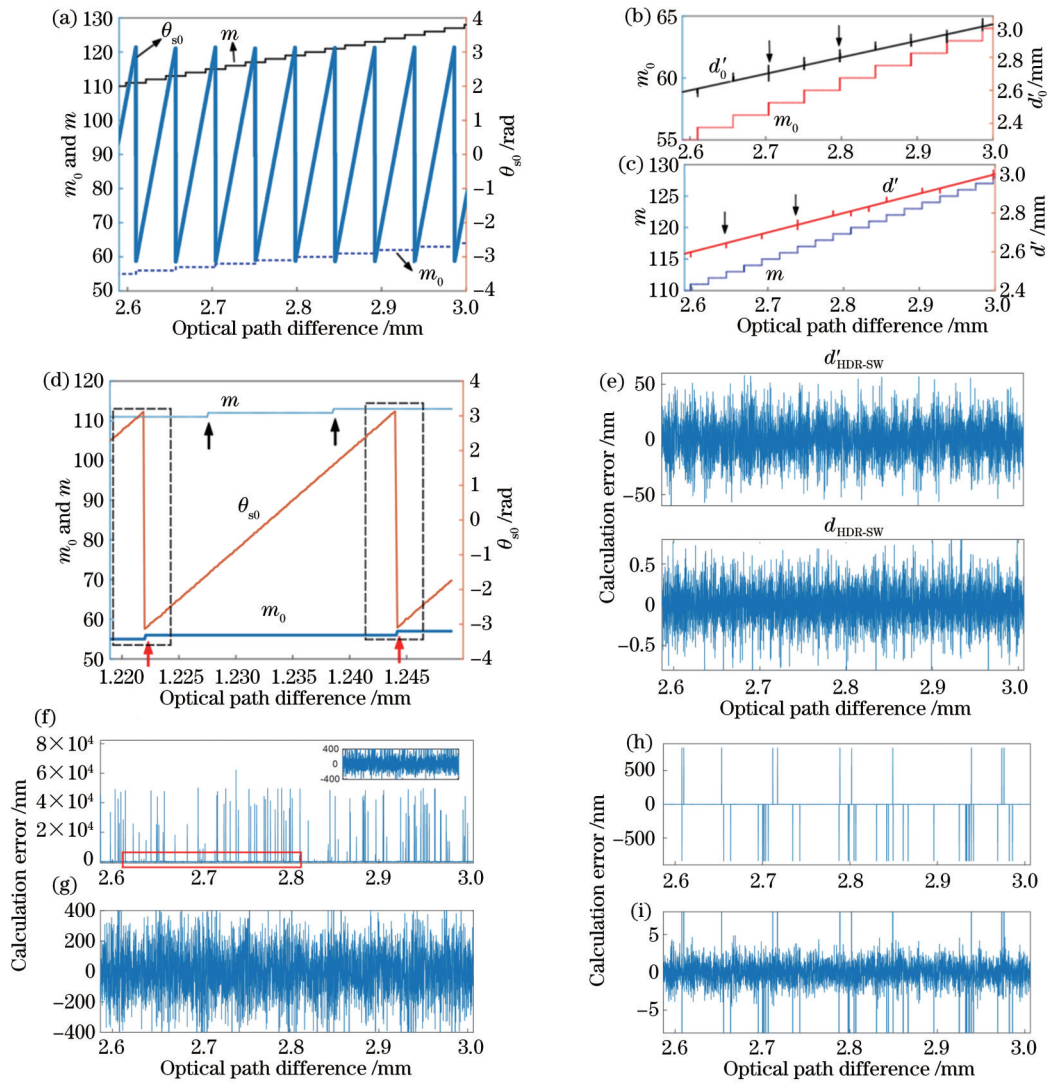


图 2 HDR-SW 方法的仿真结果。(a) θ_{s0} 、 m_0 和 m ; (b) d'_0 和 m_0 ; (c) d' 和 m ; (d) θ_{s0} 、 m_0 和 m ; (e) d'_{HDR-SW} 和 d_{HDR-SW} 的计算误差; (f) 线性回归方法计算误差; (g) 本文方法低精度解的计算误差; (h) 本文方法高精度解的计算误差; (i) 对图 2(h) 的纵坐标放大显示

Fig. 2 Simulation results of HDR-SW method. (a) θ_{s0} , m_0 , and m ; (b) d'_0 and m_0 ; (c) d' and m ; (d) θ_{s0} , m_0 , and m ; (e) errors of d'_{HDR-SW} and d_{HDR-SW} ; (f) calculation error of linear regression method; (g) calculation error of low-precision solution of proposed method; (h) calculation error of high-precision solution of proposed method; (i) Y-axis of Fig. 2(h) is enlarged

$$d'_{HDR-SW} = \begin{cases} d', \theta_{s0} \geq 3\pi/4 \\ d', \theta_{s0} \leq -3\pi/4 \\ d'_0, \text{else} \end{cases} \quad (6)$$

式(6)表示光程差由 d'_0 和 d' 分段组成, 当 $\theta_{s0} \geq 3\pi/4$ 或 $\theta_{s0} \leq -3\pi/4$ [位于图 2(d) 中短划线矩形框范围内] 时, 用 d' 的值表示 d'_{HDR-SW} , 当在此范围之外时, 用 d'_0 的值表示 d'_{HDR-SW} , 通过这种方法消除阶跃边界的解调错误。

由于合成波长远大于探测光波长, 合成波长方法的结果相应增大了相位噪声^[16-17]。对 $I(k_n)$ 进行 FFT, 得到包裹相位 θ' , 则用探测光波长表示的高灵敏度光程差为

$$d_{HDR-SW} = \frac{\theta' + 2\pi \left[\text{round} \left(\frac{d_s k_c - \theta'}{2\pi} \right) \right]}{k_c} \quad (7)$$

在图 2(e) 中, 上下图分别表示式(6)和式(7)的计算误差, 低精度解和高精度解的误差范围分别为 ± 60 nm 和 ± 0.8 nm, 标准差分别为 25.48 nm 和 0.2 nm, 相对于式(6), 式(7)的解调精度有非常明显的提高。

线性回归是目前最常用的谱域干涉解调方法之一^[11-12], 该方法计算干涉光谱每一点的相位 $\theta_L(k_n) = k_n d$, 用线性拟合计算 $\theta_L(k_n)$ 的斜率 d , 下面是本文方法和线性回归方法的对比。当信噪比为 15 dB 时, 线性回归的误差范围为 ± 300.41 nm, 标准差为 121.2 nm; 本文方法低精度解和高精度解的误差范围分别为 ± 240.5 nm 和 ± 3.1 nm, 标准差分别为 98.03 nm 和 0.89 nm, 两种方法都可以正常解调, 但本文方法的结果明显优于线性回归方法。当信噪比为 11 dB 时, 线性回归方法的结果如图 2(f) 所示, 标准差为

4524.3 nm,插图显示左下方框范围的纵坐标放大结果,可以看到,大部分的误差范围约为 ± 400 nm,存在较多的超过 $10\ \mu\text{m}$ 的误差;图 2(g)表示本文方法的低精度解,误差范围约为 ± 400 nm,标准差为 157.59 nm;图 2(h)为本文方法的高精度解,标准差为 74.45 nm,纵坐标放大的结果显示在图 2(i),高精度解绝大多数结果的误差范围为 ± 5 nm,极少数误差为 ± 840 nm,等于中心波长 λ_c ,这是因为当低精度解的误差超过 $\lambda_c/2$ 时,式(7)中的取整计算会产生 ± 1 的误差,导致高精度解产生 λ_c 的误差。

3 实验结果与讨论

轴向特性是 OCT 的重要参数之一,在传统 OCT 中,轴向分辨率是指可区分的相邻两层的最小间距;在基于相敏 OCT 的纳米级成像中,通常检测的是单一反射面,使用相位灵敏度和光程灵敏度描述最小可分辨的相位及光程变化,相位灵敏度为相位值的标准差^[8,10]。干涉系统的灵敏度主要受到解调算法的灵敏度和环境振动的影响,分别在共光路方式和非共光路方式下测试系统的灵敏度。首先,采用共光路方式,以一个载玻片为样品,其上下表面的反射光形成干涉光谱,这两束光通过几乎相同的路径,因此环境影响几乎

可以完全消除,可以近似确定解调算法的灵敏度,在载玻片同一位置测量的光程差标准差为 0.19 nm,对应于空气中灵敏度为 0.12 nm(载玻片的折射率为 1.51)。对于实际使用的非共光路方式,按照图 1 所示方式测量系统灵敏度,采用反射镜作为样品,测试灵敏度为 78 nm,相对于共光路方式,由于环境振动的影响,灵敏度明显降低。用反射镜的反射面作为待测面,测量系统的最大信噪比,调节参考臂和样品臂的光强,使干涉对比度最大,利用单次测量信号的信噪比计算方法^[18],信噪比测量值为 61 dB。将刀片作为样品,利用刀口法测量横向分辨率^[19],结果为 $12.1\ \mu\text{m}$ 。

使用 Mitutoyo 的 $300\ \mu\text{m}$ 阶差规对 HDR-SW 相位解包裹方法进行测试,阶差规的校准高度差为 $299.99\ \mu\text{m}$,计算结果如图 3 所示。图 3(a)展示了合成波长的包裹相位 θ_{s0} ,即传统合成波长方法的结果,合成波长 $\lambda_s = 47.025\ \mu\text{m}$,高度每超过 $\lambda_s/2$ 就产生一次相位包裹。将整个干涉光谱定义为 $I(k_n)$ (包含 2048 个像素),第 513~1536 个像素组成的光谱定义为 $I_0(k_l)$,对 $I(k_n)$ 和 $I_0(k_l)$ 进行 FFT,得到整数频率 m 和 m_0 ,分别如图 3(b)、(c)所示,由式(7)计算得到的表面轮廓如图 3(d)所示,计算得到的平均高度差为 $299.95\ \mu\text{m}$,与标定值吻合得较好。

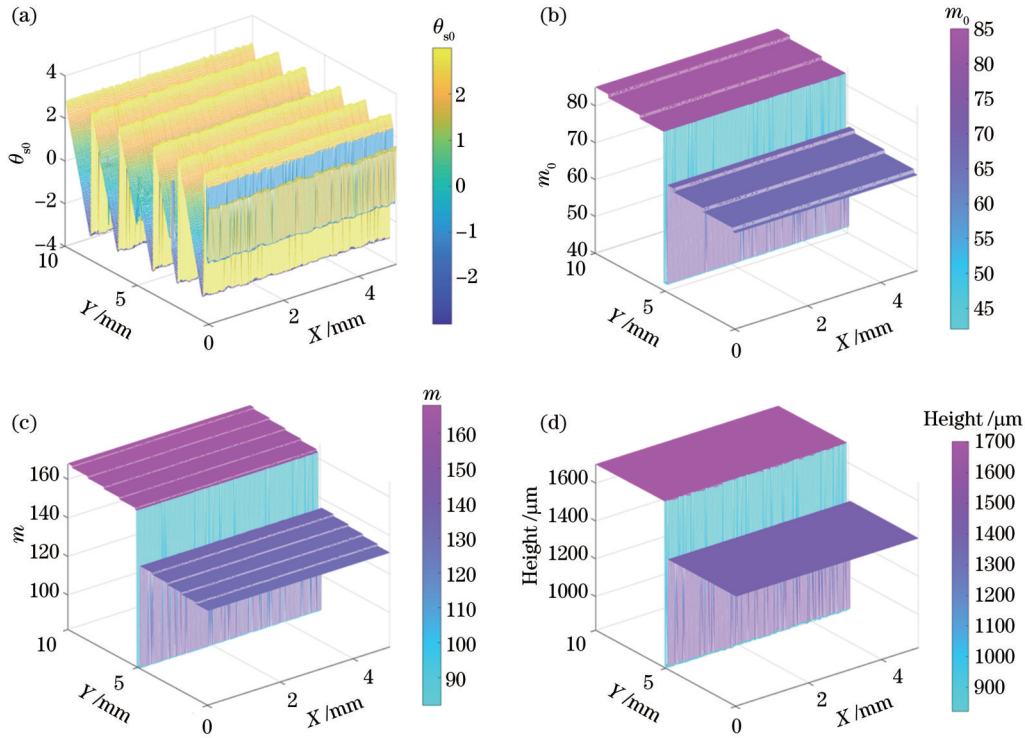


图 3 阶差规实验结果。(a)包裹相位 θ_{s0} ;(b) m_0 ;(c) m ;(d)表面轮廓成像

Fig. 3 Experimental results of a step calibration block. (a) Wrapped phase θ_{s0} ; (b) m_0 ; (c) m ; (d) surface profile imaging

为了测试本文方法的大范围成像能力,对硬币和手机电路板进行成像,结果如图 4(a)、(d)所示。图 4(a)中,横向成像范围为 $25\ \text{mm} \times 25\ \text{mm}$,高度范围为 $2\sim 2.5\ \text{mm}$;作为比较,使用传统 OCT 直接 FFT 方法

的结果如图 4(b)所示。与图 4(a)相比,图 4(b)表面出现明显的台阶分布,沿短划线的线轮廓分布如图 4(c)所示,点线表示本文方法的结果,实线表示 FFT 的结果,为了显示清晰,将点线向上平移。从图 4(c)中可

以明显看到台阶结构,这是因为FFT方法存在固有的频率分辨率,台阶高度为 $11.76\ \mu\text{m}$ 。在图4(d)中,插图为电路板照片,对矩形框部分进行成像,成像区域为 $30\ \text{mm} \times 30\ \text{mm}$,高度范围为 $0.5\sim 3.5\ \text{mm}$,说明本文

方法具有大动态范围成像能力。由于高度范围较大,使用FFT方法产生的台阶结构显示不明显,因此没有给出FFT方法的成像结果。

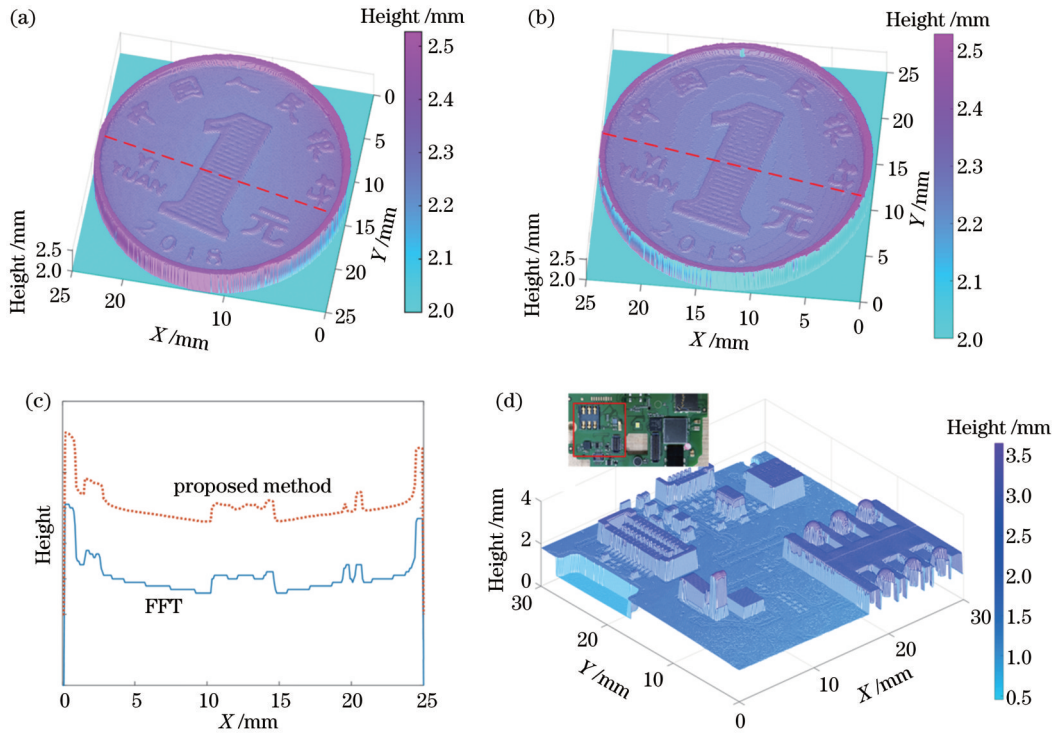


图4 表面轮廓成像。(a)本文方法的硬币成像结果;(b)直接FFT的硬币成像结果;(c)硬币线轮廓分布比较;(d)手机电路板成像结果(插图为样品照片)

Fig. 4 Surface profile imaging results. Results of a coin with (a) proposed method and (b) FFT; (c) comparison of the line profile distribution; (d) result of a cellphone circuit board, and the inset is photograph of the sample

以上实验结果表明,HDR-SW方法可以对大动态范围进行高灵敏度的相位解调。由于合成波长远大于探测光波长,使用合成波长可以使PSSD-OCT的动态范围增大到 $10\ \mu\text{m}$ 级,但是传统的合成波长方法仍然受到相位包裹的限制,因此无法还原 $300\ \mu\text{m}$ 阶差规的结构,如图3(a)所示,而HDR-SW方法可以精确地重建阶差规的结果。HDR-SW相位解包裹方法通过选取不同长度的干涉光谱,可通过式(2)直接计算合成相位缺失的相位周期数,解决了合成波长方法的相位包裹问题。如图2(b)所示, m_0 的阶跃周期为 Δd_s ,这是因为当光程差接近 $(n\Delta d_s + \Delta d_s/2)$ 时,较小的误差会导致 m_0 产生 ± 1 的跳变误差。同理, m 的阶跃周期为 $\Delta d_s/2$,这是因为当光程差接近 $(n\Delta d_s/2 + \Delta d_s/4)$ 时,较小的误差会导致 m 产生 ± 1 的跳变误差,如图2(c)所示。结合全长度干涉光谱 $I(k_n)$ 和半长度干涉光谱 $I_0(k_l)$ 的结果,消除这种 ± 1 的跳变误差,如图2(d)所示。与基于迭代法的相位解包裹方法^[8,10]相比,HDR-SW方法的计算速度提高了20~30倍,对于一个干涉光谱的解调,迭代法需要进行约 $6k_c/\Delta k$ 次FFT计算^[8,10],HDR-SW方法则需要5次。

与线性回归方法相比,本文方法的低精度解具有较高的抗噪能力。在线性回归方法中,需要通过比较相邻点相位差进行相位解包裹,计算每一点的相位 $\theta_l(k_n)$,噪声较大时,相位解包裹错误,使 $\theta_l(k_n)$ 出现较大误差,因此斜率的线性拟合出现较大误差;本文方法选取全长度干涉光谱和半长度干涉光谱,计算合成相位缺失的周期数,并且结合二者的结果,消除易受噪声影响的相位周期数 ± 1 跳变,因此受噪声的影响较小。随着噪声增大,当低精度解的误差超过 $\lambda_c/2$,式(7)的取整计算会产生 ± 1 的误差,高精度解因此产生 λ_c 的误差。

PSSD-OCT的理论灵敏度主要取决于干涉光谱的相位灵敏度,理论相位灵敏度约等于 $1/R_{\text{sn}}$ ^[8,11],其中 R_{sn} 表示信噪比,对应的位移灵敏度为 $1/(2k_c R_{\text{sn}})$ 。对于共光路方式,本实验系统的灵敏度达到纳米级,如果进一步提高信噪比,灵敏度也会相应提高。对于干涉系统,干涉仪的稳定性是灵敏度的主要影响因素,在非共光路方式中,由于受到环境振动的影响,灵敏度下降到 $10\ \text{nm}$ 级。

传统的SD-OCT常用于多层样品成像^[20-21],使用

FFT 进行光程解调。由于 FFT 存在固有的频率分辨率限制,因此出现台阶状结果,如图 4(b)、(c)所示,其高度等于 $\pi/\Delta k$ 。当本文方法用于多层样品时,由于本文方法包含 FFT 计算,因此本文方法同样受 FFT 固有频率分辨率的限制;当层间距大于 $\pi/\Delta k$ 时,通过滤波将各层的干涉光谱分离,再按照单一反射面计算。

4 结 论

PSSD-OCT 的核心是通过相位解包裹,以增大测量的动态范围,传统合成波长方法仍然存在相位包裹的限制,只能使动态范围增大到 $10\ \mu\text{m}$ 级,而所提出的 HDR-SW 方法解决了合成波长方法的相位包裹问题。HDR-SW 方法通过选取全长度干涉光谱和位于光谱仪中间的半长度干涉光谱,直接计算合成相位缺失的周期数;结合全长度光谱及半长度光谱的解调结果,消除相位解包裹中相位周期数的 ± 1 跳变问题,实现了大动态范围的相位解调。通过阶差规、硬币及电路板的成像实验,证明了 HDR-SW 方法具有大动态范围(毫米级)高灵敏的位移解调能力,提供了一种高精度检测及成像技术。

参 考 文 献

- [1] Sampson D M, Dubis A M, Chen F K, et al. Towards standardizing retinal optical coherence tomography angiography: a review[J]. *Light: Science & Applications*, 2022, 11: 63.
- [2] Araki M, Park S J, Dauerman H L, et al. Optical coherence tomography in coronary atherosclerosis assessment and intervention[J]. *Nature Reviews Cardiology*, 2022, 19(10): 684-703.
- [3] Xue P, Fujimoto J G. Ultrahigh resolution optical coherence tomography with femtosecond Ti: sapphire laser and photonic crystal fiber[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2008, 53(13): 1963-1966.
- [4] 唐弢, 赵晨, 陈志彦, 等. 超高分辨光学相干层析成像技术与材料检测应用[J]. *物理学报*, 2015, 64(17): 174201.
Tang T, Zhao C, Chen Z Y, et al. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography and its application in inspection of industrial materials[J]. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64(17): 174201.
- [5] Povazay B, Bizheva K, Unterhuber A, et al. Submicrometer axial resolution optical coherence tomography[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(20): 1800-1802.
- [6] Zhu Y L, Li Z R, Lu X, et al. White light interferometry with spectral-temporal demodulation for large-range thickness measurement[J]. *Chinese Optics Letters*, 2022, 20(9): 091201.
- [7] Yang Y, Ma F X, Chen K, et al. High-speed and high-resolution low-coherence interferometric demodulation without phase jumps[J]. *IEEE Sensors Journal*, 2020, 20(20): 12225-12231.
- [8] Wang Y, Zhu L D, Zhou H X, et al. Quantitative phase imaging using spectral domain phase microscopy without phase wrapping ambiguity[J]. *Optics Letters*, 2018, 44(1): 151-154.
- [9] Zhu L D, Wang Y, Yuan Y, et al. Spectral domain optical coherence tomography with sub-micrometer sensitivity for measurement of central corneal thickness[J]. *Chinese Optics Letters*, 2019, 17(4): 041701.
- [10] Jiao Z C, Jiang Y F, Zhao Y Q, et al. Extensive-dynamic-range and high-resolution surface profiling with phase-sensitive spectral-domain white-light interferometry[J]. *Applied Optics*, 2021, 60(13): 3604-3608.
- [11] Yan Y Z, Ding Z H, Shen Y, et al. High-sensitive and broad-dynamic-range quantitative phase imaging with spectral domain phase microscopy[J]. *Optics Express*, 2013, 21(22): 25734-25743.
- [12] Zhang J, Rao B, Yu L F, et al. High-dynamic-range quantitative phase imaging with spectral domain phase microscopy[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(21): 3442-3444.
- [13] Huang M, Sun C, Qin H P, et al. Measurement of liquid refractive index by quantitative phase reconstruction of single frame dual-wavelength digital hologram[J]. *Measurement*, 2023, 206: 112325.
- [14] Zhou H W, Hussain M M R, Banerjee P P. A review of the dual-wavelength technique for phase imaging and 3D topography[J]. *Light: Advanced Manufacturing*, 2022, 3(2): 314-334.
- [15] Willomitzer F, Rangarajan P V, Li F Q, et al. Fast non-line-of-sight imaging with high-resolution and wide field of view using synthetic wavelength holography[J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 6647.
- [16] Hendargo H C, Zhao M T, Shepherd N, et al. Synthetic wavelength based phase unwrapping in spectral domain optical coherence tomography[J]. *Optics Express*, 2009, 17(7): 5039-5051.
- [17] 周红仙, 朱礼达, 赵玉倩, 等. 谱域相位显微成像的相位解包裹[J]. *光学学报*, 2019, 39(2): 0211004.
Zhou H X, Zhu L D, Zhao Y Q, et al. Phase unwrapping in spectral domain phase microscopy[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(2): 0211004.
- [18] Baumann B, Merkle C W, Leitgeb R A, et al. Signal averaging improves signal-to-noise in OCT images: but which approach works best, and when?[J]. *Biomedical Optics Express*, 2019, 10(11): 5755-5775.
- [19] Bousi E, Zouvani I, Pitris C. Lateral resolution improvement of oversampled OCT images using Capon estimation of weighted subvolume contribution[J]. *Biomedical Optics Express*, 2017, 8(3): 1319-1331.
- [20] 文志博, 刘开元, 蒋慎益, 等. 生物组织大深度定量光学成像[J]. *光学学报*, 2022, 42(17): 1717001.
Wen Z B, Liu K Y, Jiang S Y, et al. Large-depth quantitative optical imaging of biological tissues[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(17): 1717001.
- [21] 孙伟, 李嘉男, 戚蒗源, 等. 内窥扫描光学相干层析探测牙齿根裂的研究[J]. *光学学报*, 2019, 39(8): 0811002.
Sun W, Li J N, Qi L Y, et al. Detection of dental root fractures based on endoscopic swept source optical coherence tomography[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(8): 0811002.

Phase Unwrapping Based on Large Dynamic Range Synthetic Wavelength for Phase-Sensitive SD-OCT

Song Zeguo¹, Wang Yi^{1*}, Wang Yijie², Ma Zhenhe¹

¹*School of Control Engineering, Northeastern University at Qinhuangdao, Qinhuangdao 066004, Hebei, China;*

²*Suzhou CASIA Actelligen Intelligence Technology Co., Ltd., Suzhou 215000, Jiangsu, China*

Abstract

Objective In conventional spectral domain optical coherence tomography (SD-OCT), depth information is calculated by fast Fourier transform (FFT) to bring an axial resolution typically within the range of 10 μm . Sub-micrometer resolution is achieved by employing broadband light sources. Phase-sensitive SD-OCT (PSSD-OCT) provides nanometer-level precision and can be employed for film thickness measurement, displacement sensing, optical fiber Fabry-Perot sensors, quantitative phase microscopy, and surface profile imaging. Phase wrapping is an inherent issue in optical interference techniques, and various phase unwrapping algorithms have been proposed to enhance the dynamic range. The current approaches are typically to first calculate a low-precision solution by frequency estimation methods, followed by determining the phase cycle number. However, the frequency estimation methods are highly susceptible to noise, which makes them suitable only for interference spectra with high signal-to-noise ratio (SNR). Synthetic wavelength methods are widely adopted for expanding the phase dynamic range. Since the synthetic wavelength is much larger than the wavelength of the light source, it can increase the dynamic range to the synthetic wavelength size. However, when the measurement range exceeds the synthetic wavelength, phase wrapping still occurs. To improve the dynamic range of existing synthetic wavelength methods, we propose a high dynamic range synthetic wavelength (HDR-SW) phase unwrapping method. This method eliminates the phase wrapping limitation and achieves a dynamic range of millimeters. Finally, a method is provided for displacement measurements with a large dynamic range, high sensitivity, and high speed.

Methods The experimental system mainly consists of a fiber Michelson interferometer, a SLD light source, and a spectrometer. Light from the SLD is directed into a fiber circulator. Then, it is split into reference and sample beams by a beam splitter. The beams reflected from the sample and reference arms enter a spectrometer. The spectrometer has a spectral width of 30 nm and a spectral resolution of 0.0146 nm. Both the reference and sample arms are in free space, and achromatic lenses are utilized to eliminate the dispersion mismatch between the two arms.

Firstly, the synthetic phase is calculated by splitting the interference spectrum into two sub-spectra. Then, the correct integer number of phase cycles is computed from the full-length spectrum and the half-length spectrum located in the middle of the spectrometer. The method combines the demodulation results of the interference spectra with full-length and half-length to eliminate the ± 1 phase cycle jump that is easily affected by noise.

Results and Discussions The experimental results demonstrate that the HDR-SW method enables high-sensitivity phase demodulation for a large dynamic range. Compared with the linear regression method, the HDR-SW method has higher anti-noise ability and higher precision [Fig. 2(f) - (i)]. The linear regression method conducts phase unwrapping by comparing the phase differences between adjacent points. For the case of low SNR, phase unwrapping may result in a 2π error and consequently a larger linear fitting error. In contrast, the proposed method directly calculates the unknown phase cycles. By combining the results of the spectra with full-length and half-length, the phase cycle jump can be corrected. However, when the error in the low-precision solution exceeds $\lambda_c/2$ with λ_c of the central wavelength, Eq. (7) introduces an error of λ_c in the high-precision solution.

Conventional SD-OCT is frequently employed for conducting imaging on multi-layer samples using FFT for optical path demodulation. Due to the inherent frequency resolution limitations of FFT, the results of the FFT method show lower precision [Fig. 4(b) and (c)]. When the proposed method is applied to multi-layer samples, it also suffers from frequency resolution limitations. The interlayer spacing must be greater than $\pi/\Delta k$, and the interference spectra must be separated by filtering. The theoretical sensitivity of PSSD-OCT primarily depends on the phase sensitivity. In the case of a common-path configuration, the sensitivity of this experimental system reaches the nanometer level. In the non-common-path configuration, due to the influence of environmental vibrations, the sensitivity reduces to tens of nanometers.

Conclusions Phase wrapping is an inherent issue in optical interference techniques to cause a limited dynamic range in PSSD-OCT. A large dynamic range synthetic wavelength-based phase unwrapping method is proposed to improve the dynamic range in the traditional synthetic wavelength methods. By selecting the full-length interference spectrum and the

half-length interference spectrum located in the middle of the spectrometer, the correct integer number of phase cycles is computed. The method combines the demodulation results of the interference spectra with full-length and half-length to eliminate the phase cycle jump that is easily affected by noise. Imaging experiments using a step calibration block, a coin, and a circuit board demonstrate that this method enables high-sensitivity displacement demodulation with a large dynamic range (millimeter-scale).

Key words coherence optics; phase-sensitive spectral-domain optical coherence tomography; synthetic wavelength; phase unwrapping; dynamic range