

## 相位光时域反射仪中相位信号噪声抑制的研究

钟镇<sup>1,2</sup>, 邹宁睦<sup>2,3</sup>, 张旭莘<sup>2\*</sup>, 李萌<sup>1</sup><sup>1</sup>常州工学院光电工程学院, 江苏 常州 213032;<sup>2</sup>南京大学智能光传感与调控技术教育部重点实验室, 江苏 南京 210093;<sup>3</sup>得克萨斯州立大学英格拉姆工程学院, 美国 得克萨斯 78666

**摘要** 噪声的抑制对于相位光时域反射仪实现相位信号的精确测量至关重要。为此,在相干探测型相位光时域反射仪中采取了幅度形式噪声抑制和相位形式噪声抑制的双层处理方法,并且在“慢时间轴”和“快时间轴”两个方向上对相位形式的噪声进行抑制。首先,在正交解调时采用数字低通滤波器抑制幅度形式的噪声,以正确求解未解缠绕的包裹相位;接着,在“慢时间轴”方向上采用小波分解与重构的方法实现噪声的抑制,并借助相干探测型相位光时域反射仪相位变化线性分布的空间特征和噪声的随机性同时结合相关计算获得最佳小波分解层数;最后,在“快时间轴”方向上使用整体最小二乘的数据拟合方法进行噪声的抑制。实验结果表明:采用三重降噪得到的相位信号的均方根误差为 0.17832 rad,比没有采用“慢时间轴”小波降噪的二重降噪方法降低了 23.3%。这表明使用包含“慢时间轴”方向小波降噪的三重降噪方法能够实现更精确的相位信号测量。

**关键词** 光纤光学; 光纤传感; 相位光时域反射仪; 定量测量; 噪声抑制; 小波降噪

**中图分类号** TN29 **文献标志码** A

**DOI:** 10.3788/CJL230746

## 1 引言

相位光时域反射仪( $\Phi$ -OTDR)作为分布式光纤传感器中的一种,具有可动态探测、响应迅速的优点,其一经提出便引起了研究人员的极大兴趣<sup>[1-4]</sup>。最早的相位光时域反射仪基于背向瑞利散射信号的强度量进行事件的检测<sup>[5-6]</sup>,这使得被测事件无法得到定量的表述。同时,瑞利散射信号的空间起伏使得被测事件因空间位置不同而出现了信号强度不一致的情况,从而影响了被测信号的信噪比。庆幸的是,高度相干的激光光源会使相位光时域反射仪的背向瑞利散射信号呈散斑状,因而可以从背向瑞利散射曲线中解调出相位。当有外界扰动事件作用于光纤时,相位的变化量与外界扰动量成正比例<sup>[7-8]</sup>。这就使得相位光时域反射仪不但能够根据相位的变化情况来判断事件的有无,还能够用相位的变化量定量地表达外界扰动事件。也正因为如此,用相位表达外界事件的探测信号时,只要相位能够被正确地解调,信号的大小就不会随着空间位置的不同而不同。因此,基于相位形式定量表达外界事件的相位光时域反射仪在电网舞冰监测、边界安防、管线防外破等领域得到了较为广泛的应用,同时人们也将其积极地应用于电缆局部放电、地震波探测、

声信号传输等领域的研究中<sup>[9-12]</sup>。

然而,对于被测信号而言,影响最终探测结果的不仅仅有信号的强度,还有噪声的强度。噪声的强度一方面会影响信号的信噪比,另一方面会影响信号的失真度。总之,噪声的存在会影响信号的精确测量。但是,在实际的相位光时域反射仪中,噪声又不可避免地存在着,比如光电探测器的光电噪声、数据采集卡的电子噪声、参考光的相位噪声、偏振衰落、干涉衰落等各类噪声<sup>[13-15]</sup>。偏振失配引起的偏振噪声使得相位信号无法被正确地提取,而其他类型的噪声,虽然不至于使信号无法被直接提取,但会影响信号的精确提取。对相位光时域反射仪的相位信号而言,讨论它的精确提取是一个比较复杂的过程。因为相位光时域反射仪直接探测的是背向瑞利散射光的强度信号,该信号在相干探测方式的相位光时域反射仪中直接表现为幅度的形式,而本文关注和讨论的信号是基于这些幅度形式的探测结果解调出来的相位。因此,要想实现相位光时域反射仪相位信号的精确测量,不但要抑制幅度形式的噪声,还要抑制相位形式的噪声。如此,才能使解调后的相位信号与真实值之间的均方根误差更小,从而使测量结果更精确。

文献[16]认为可以使用累加平均法、分离平均法、

收稿日期: 2023-04-18; 修回日期: 2023-06-04; 录用日期: 2023-08-02; 网络首发日期: 2023-08-15

基金项目: 国家自然科学基金重大科研仪器研制项目(61627816)、国家自然科学基金面上项目(62175100)、江苏省高层次人才创新创业引进人才计划“双创博士”项目(JSSCBS20210926)、常州工学院引进人才科研启动项目(E3620720073)

通信作者: \*xpzhang@nju.edu.cn

移动平均法、移动平均法+移动微分算法、小波去噪或小波包去噪、边缘检测技术、经验模态分解、谱减法以及文献[17-18]使用的全变分辅助、信号时域乘法短时过双电平率与频域分段频带均方根误差综合算法等方法实现降噪或信噪比的提升。但是,这些方法都基于背向瑞利散射信号的强度量进行事件的定性检测,研究的对象不是面向事件进行定量检测的相位信号。当相位光时域反射仪的研究对象变成相位信号后,进行噪声抑制也是为了减小相位信号对应的噪声。Wang等<sup>[19]</sup>通过在相位光时域反射仪中引入超弱反射光栅来增强强度信号的大小,进而对强度信号经三端口解调后得到的相位信号实现了低至-158 dB相位灵敏度的测量。Zabihi等<sup>[20]</sup>在相位光时域反射仪中使用了3个不同探测频率的信号光,从而使得每个探测频率的信号光产生的瑞利散射强度曲线发生衰落的位置不同。因此,对于任意一个位置,可以从3条曲线中选择一个未发生衰落且强度值高的位置进行相位解调,从而提高了相位信号解调的可靠性,即抑制了衰落噪声的影响。Xue等<sup>[21]</sup>通过希尔伯特变换和互相关运算削弱时钟偏移和相位失配的影响,提高了相位信号的信噪比。尽管这些方法都起到了抑制噪声影响的作用,但是,这些方法要么只针对相位光时域反射仪的强度

量进行降噪处理,要么只针对相位本身进行降噪处理。

实际上,在相位解调过程中,强度量和相位量的处理都是不可避免的。考虑到时钟抖动和激光频率漂移等因素的存在,而相位光时域反射仪中相位形式的噪声又不可避免地同时存在于光纤长度和信号时间两个方向上,为了实现相位信号的精确测量,笔者在相干探测型相位光时域反射仪中,针对处于幅度形式的背向瑞利散射信号采用数字低通滤波器进行降噪处理,而对解调出来的相位信号,在信号时间和光纤长度两个方向上分别基于信号自身特征和信号的重复特性进行降噪处理。即:先在信号时间方向上运用小波变换进行降噪,然后在光纤长度方向上借助相位变化的线性分布特征,运用整体最小二乘进行数据拟合,从而实现降噪。并且,在使用小波变换进行降噪过程中,借助相位光时域反射仪中相位变化的空间相似性进行相关计算,进而自动地确定小波分解的层数。

## 2 相位信号的降噪原理

### 2.1 幅度形式噪声的抑制及相位解调

在相干光时域反射仪的众多实现方案中,基于正交解调的相干探测方案是较佳的选择,其光路的基本结构如图1所示。

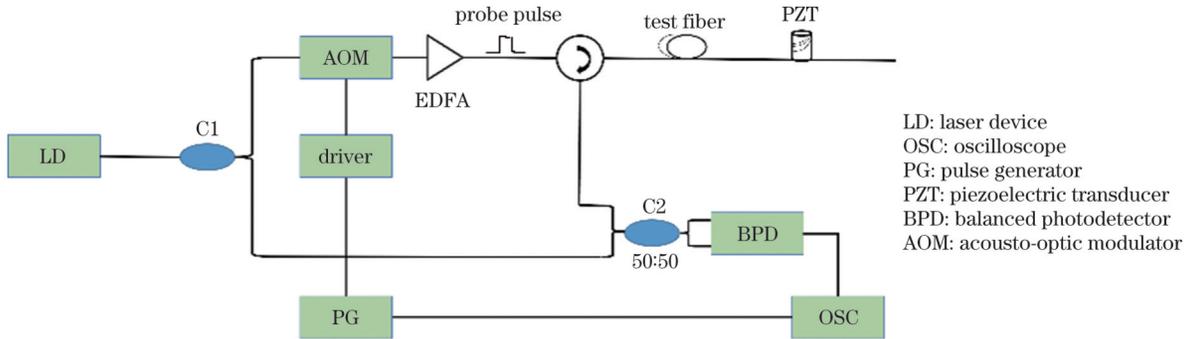


图1 相干探测方式的相位光时域反射仪示意图

Fig. 1 Schematic diagram of phase-optical time domain reflectometer based on coherent detection

激光器LD发出的窄线宽激光被耦合器C1分成上路信号光和下路参考光。上路信号光被声光调制器AOM调制后变成激光脉冲,该光脉冲注入测试光纤后由于瑞利散射作用生成背向瑞利散射光,背向瑞利散射光返回到光纤注入端口,进而到达耦合器C2的输入端口。进入耦合器C2另一个输入端口的是下路参考光,背向瑞利散射光与下路参考光在耦合器C2中混频后进入光电平衡探测器BPD,形成示波器OSC可探测的背向瑞利散射信号。在生成光脉冲时,如果激光的频率被声光调制器移频了 $\Delta\omega$ ,则背向瑞利散射信号是中频信号。故而需要通过数字正交解调方法去除中频部分。假设 $I_s(t)$ 是含有噪声 $n_s(t)$ 的中频信号,其表达式<sup>[22]</sup>为

$$I_s(t) = I_A \cos(\theta_s) \cos(\theta_{LO}) \cos[\Delta\omega t + \varphi(t)] + n_s(t), \quad (1)$$

式中: $I_A$ 是中频信号的幅度; $\theta_s$ 和 $\theta_{LO}$ 分别代表瑞利散射光和参考光的偏振方向; $\varphi(t)$ 是要求解的相位。含噪信号分别与本振信号 $\sin(\Delta\omega t)$ 和 $\cos(\Delta\omega t)$ 进行乘法运算后可以得到

$$I_0(t) = \frac{1}{2} I_A \cos(\theta_s) \cos(\theta_{LO}) \left\{ \sin[2\Delta\omega t + \varphi(t)] - \sin[\varphi(t)] \right\} + n_s(t) \sin(\Delta\omega t), \quad (2)$$

$$Q_0(t) = \frac{1}{2} I_A \cos(\theta_s) \cos(\theta_{LO}) \left\{ \cos[2\Delta\omega t + \varphi(t)] + \cos[\varphi(t)] \right\} + n_s(t) \cos(\Delta\omega t). \quad (3)$$

在式(2)和式(3)中, $n_s(t)$ 中的 $\Delta\omega$ 以及与其相近的频率分量可以忽略不计,在使用低通滤波器的情况下可以近似将 $n_s(t)$ 作为常量处理; $\cos(\theta_s) \cos(\theta_{LO})$ 沿着光纤长度方向的变化相对于声光调制器引入的周期

频率变化以及采样速率要小得多,也可以近似作为常量处理。如此,经过数字低通滤波器 LPF 后,式(2)和式(3)中的一倍频和二倍频分量都被滤除了,剩下的只与待求相位有关,即

$$I(t) = -\frac{1}{2} I_A \cos(\theta_s) \cos(\theta_{L0}) \sin[\varphi(t)], \quad (4)$$

$$Q(t) = \frac{1}{2} I_A \cos(\theta_s) \cos(\theta_{L0}) \cos[\varphi(t)]. \quad (5)$$

再将式(4)和式(5)作反正切运算,

$$\varphi(t) = -\arctan \frac{I(t)}{Q(t)}, \quad (6)$$

可以看出最终的相位值与偏振没有关系。但是,需要注意的是,如果  $\cos(\theta_s) \cos(\theta_{L0})$  等于零,即发生偏振失配时,式(5)即式(6)的分母为零,相位就无法被正确地解调出来。从式(6)还可以看出,最终的相位与噪声  $n_s(t)$  没有关系,即数字正交解调在理论上消除了噪声的影响。值得注意的是,  $n_s(t)$  是作为幅度形式信号的噪声存在的,而式(6)的结果表明只要数字正交解调中的数字低通滤波器是完全理想的,那么  $n_s(t)$  作为幅度形式的噪声对求解出来的相位没有任何影响,即数字正交解调方案不但可以将相位解调出来,还可以将影响求解相位的幅度形式的噪声一并滤除。式(6)所示的反正切运算考虑了符号和象限的关系,如果是在 MATLAB 中运算的话,使用 atan2 运算符,其计算的结果将落在  $[-\pi, \pi]$  范围内,而不是落在  $[-0.5\pi, 0.5\pi]$  范围内。尽管考虑了象限,但当光纤受到的外部扰动量较大时,表达扰动信息的相位会超出  $[-\pi, \pi]$  的范围,即经过式(6)所示反正切运算得到的相位是缠绕的,因而通常被称为缠绕的统计相位。

需要指出的是,相位光时域反射仪采集数据时是一个光脉冲采集一次,所采集的数据是式(1)中的背向瑞利散射曲线  $I_s(t)$ 。也就是说,光脉冲每发射一次,就执行一次式(1)~(6)的正交解调过程。但是,相位解缠绕不是针对单次脉冲对应的背向瑞利散射曲线解调出来的相位进行的。因为外界的扰动信号发生在不同的光脉冲发射期间,所以相位解缠绕自然而然地在不同光脉冲的相位之间进行。对于相干探测型相位光时域反射仪而言,其扰动量对应的相位信息体现在光纤所受扰动位置之后的每一个光纤采样位置的解调相位中。因此,在每一个光纤采样位置,均要对不同光脉冲之间的未解缠绕的统计相位进行解缠绕。每一个脉冲,沿着时间轴,即光纤长度方向,有一个背向瑞利散射曲线,该时间轴通常被称为“快时间轴  $t$ ”,而解缠绕沿着的时间轴,即不同光脉冲发射的时间方向,被称为“慢时间轴  $t'$ ”。如此,可以得到解缠绕后的统计相位为

$$\Phi(t, t') = -\arctan \frac{I(t, t')}{Q(t, t')} + k(t, t'), \quad (7)$$

式中:  $k$  由相位解缠绕算法决定,其在每一个离散化的

光纤采样时刻  $t$  沿着  $t'$  的方向解缠绕一次。

由于调制脉冲抖动和光纤折射率分布不均匀,即使式(7)的计算结果不受其他噪声的影响,解缠绕后的统计相位也无法准确表达外界扰动信号。为了消除调制脉冲抖动引起的不同脉冲解缠绕后统计相位初始值不一致的问题,在扰动事件作用区域的左侧选择一个参考点,将该参考点之后各个光纤采样位置处的相位与参考点的相位作差。为了尽可能减小光纤沿线累积相位的噪声对解缠绕的影响,用式(7)中未解缠绕的统计相位进行作差运算,然后再对未解缠绕的差分相位在每个光纤采样位置上沿着“慢时间轴”方向解缠绕。其结果为

$$\psi(t_x, t') = -\left[ \arctan \frac{I(t, t')}{Q(t, t')} - \arctan \frac{I(t_0, t')}{Q(t_0, t')} \right] + k'(t_x, t'), \quad (8)$$

式中:  $t_0$  是“快时间轴”上参考点对应的时间点;  $t_x$  为  $t$  与  $t_0$  的差值;  $k'$  由相位解缠绕算法决定。解缠绕后的差分相位尽管消除了调制脉冲抖动引起的“慢时间轴”方向的相位初值不一致的问题,但是在“快时间轴”方向上依旧会出现由光纤折射率不一致导致的各个采样光纤位置相位初值不一致的问题。为此,将不同脉冲对应的解缠绕的差分相位作平均运算,并将平均的结果  $\theta(t_x)$  作为参考相位。然后将各光脉冲对应的解缠绕后的差分相位与参考相位作差,得到相位变化为

$$\varphi(t_x, t') = \psi(t_x, t') - \theta(t_x). \quad (9)$$

同时消除“慢时间轴”和“快时间轴”方向上初始相位不一致的问题后,当激光频率漂移较小时<sup>[13,15]</sup>,不受扰动事件作用的区域的相位沿着光纤长度方向呈线性分布的空间特征。

## 2.2 相位变化的二维降噪

在式(1)中,探测数据  $I_s(t)$  是有一定带宽的,数字低通滤波器也正是针对  $I_s(t)$  的带宽而设定的。通常情况下,为了尽可能地保留高频细节分量并使测量系统有更高的测量频率上限,会将数字低通滤波器的截止频率设计得比信号  $I_s(t)$  的带宽大得多。因此,经过式(1)~(9)的正交解调过程后,相位变化  $\varphi$  中会不可避免地存在幅度形式噪声的影响。

在相位光时域反射仪中讨论相位信号的噪声是比较复杂的。相位光时域反射仪直接探测到的是幅度形式的信号。因此,诸如光电探测器的热噪声等各类噪声、电子放大器等电子器件的  $1/f$  噪声等均均以幅度的形式和幅度信号叠加在一起。然而,在相位光时域反射仪中还存在激光光源的频率漂移噪声、激光光源的相位噪声、扰动信号本身引入的噪声等,这些噪声在物理上都是以相位的形式出现的,当相位光时域反射仪实施探测时,这些相位形式的噪声和正常的相位信息一起被转换成幅度的形式并被探测,并且幅度形式的噪声和相位形式的噪声之间没有简单清晰的数学关

系。因此,这部分噪声更加难以简单地用一个数字低通滤波器轻易彻底地分离开来。就如同正交解调过程一样,最终还要反过来从幅度形式的信号中解调出相位形式的信号。同样,在幅度信号中蕴藏的噪声,不管该噪声最初来自物理相位的噪声,还是来自幅度信号自身叠加的噪声,只要幅度信号中蕴藏的噪声没有被彻底滤除掉,都要转换成相位形式的噪声,即式(9)计算出来的相位变化的噪声。要提高相位光时域反射仪的探测精确性,就要降低相位变化的噪声。

在文献[15]中,为了获得精确的声信号测量结果,当激光频率漂移低于 50 kHz 时,沿着“快时间轴”方向对每一个脉冲产生的相位变化进行一次带参曲线的拟合,从而获得最佳的检测结果。然而,该方法仅考虑了“快时间轴”方向噪声的影响,这类噪声主要是探测系统本身的噪声。而在相位光时域反射仪中,除了探测系统本身的噪声外,还有扰动信号源自身引入的噪声以及可能存在的扰动信号源和光纤之间的路径噪声等探测系统外部的噪声。为此,本文在“快时间轴”和“慢时间轴”两个维度上分别进行降噪处理。

在“慢时间轴”方向上,被探测的信号有可能是平稳、确知的,也有可能是非平稳、非确知的。因此,该方向的噪声抑制能力要综合考虑各种情况。小波变换具有多分辨率性质,因此可以很好地刻画信号的非平稳特性。丰富的小波基可以适配各种信号的需要。并且,相对于机器学习等降噪方法,小波降噪具有占用计算资源少、实际耗时短等优点。因此,本文在“慢时间轴”方向上选用小波降噪的方法来实现相位信号噪声的抑制。在诸多小波降噪的方法中,基于小波阈值的小波分解与重构的去噪方法是最为典型的一种<sup>[22]</sup>,其基本流程如图 2 所示。

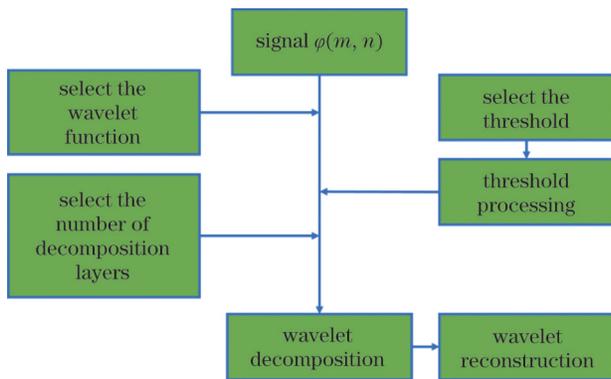


图 2 小波分解与重构示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the wavelet decomposition and reconstruction

在图 2 中, $\varphi(m, n)$  是  $\varphi(t_x, t')$  经过采样后自然离散化的结果, $m$  的取值范围是  $1 \sim M$ ,  $n$  的取值范围是  $1 \sim N$ ,  $M$  和  $N$  分别为基于参考点的最大光纤采样点数和最大光脉冲数。对于光纤上的任意一个采样点  $m_y$ , 其对应的沿着“慢时间轴”方向的信号为  $\varphi(m_y, n)$ , 则

小波变换后的小波系数为

$$W_i(m_y, j, k) = 2^{-j/2} \sum_{n=1}^N \varphi(m_y, n) \psi(2^{-j}n - k). \quad (10)$$

式(10)的计算较为困难。因此,在实际计算过程中,往往使用 Mallat 算法,即

$$S_i(m_y, j+1, k) = S_i(m_y, j, k) * h(j, k), \quad (11)$$

$$W_i(m_y, j+1, k) = S_i(m_y, j, k) * g(j, k), \quad (12)$$

式中: $h$  和  $g$  分别对应于尺度函数和小波函数的低通和高通滤波器。如此,可得到小波变换后的近似分量和细节分量。噪声被认为主要分布在细节分量上,每一次分解都会把原信号或近似分量的一部分噪声转移到下一级的细节分量中,而同时转移到下一级分量中的也有可能包括有用信号本身。因此,既要尽可能地保证有用信号的失真度,又要尽可能地去除噪声,进而小波分解的层数就存在一个最佳数值的问题。对于相干探测型相位光时域反射仪,其感受扰动信号之后各光纤采样位置上的相位变化的波形在不受偏振衰落等噪声影响时是一致的。噪声是随机的,即不同光纤采样位置上噪声的波形是不一致的。因此,可以通过计算不同光纤采样位置上的相位变化分解后的近似分量的相关系数来判断小波分解后近似分量分离噪声的程度。假设  $\varphi(m_p, n)$  和  $\varphi(m_q, n)$  是光纤上采样位置对应序号为  $m_p$  和  $m_q$  的相位变化,其所对应的第  $i$  次小波分解的近似分量分别为  $x = C_i(m_p, n)$  和  $y = C_i(m_q, n)$ , 将两者作相关计算,得到相关系数  $r_i(m_p, m_q)$  为

$$r_i(m_p, m_q) = \frac{\sum (x - \bar{x})(y - \bar{y})}{\sqrt{\sum (x - \bar{x})^2 \sum (y - \bar{y})^2}}. \quad (13)$$

显然,随着分解层数增加,相关系数逐渐增大。但是,随着分解层数继续增加,近似分量的波形会发生失真,并且近似分量或多或少还残留着噪声,而不同光纤采样位置上的噪声又是不相同的,这就造成了失真程度的不一致,从而导致不同光纤采样位置上近似分量的相关性下降,因此采用式(13)计算出来的相关系数会先增大后下降,相关系数也因此出现了极值。极值对应的分解层数既尽可能地去除了噪声,又尽可能地避免了失真,因而该分解层数是最佳的。

尽管噪声被认为保留在细节部分,但细节部分依然还要划分为有用信号部分和噪声部分,并且认为细节部分信号的能量是主要的,而噪声的能量被认为处于次要地位。因此,选择一个固定阈值,并且基于均方误差最小的要求,采用硬阈值处理方法,即:将细节部分的能量与阈值进行比较,比阈值低的被视为噪声直接舍弃,比阈值高的作保留处理。然后,基于处理后的的小波系数进行小波重构,得到新的相位变化  $\varphi'(m, n)$ 。如此,便实现了小波降噪的功能。

小波降噪只是抑制了“慢时间轴”方向上的噪声,对于“快时间轴”方向上的噪声,将依据相位变化的线性

分布特征进行降噪处理。假设相位变化的噪声为  $w$ , 对于任意  $n_z$  次光脉冲对应的相位变化  $\varphi(m, n_z)$ , 有

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 2 & 1 \\ 3 & 1 \\ \vdots & \vdots \\ M & 1 \end{bmatrix} [a \ b]^T = \begin{bmatrix} \varphi(1, n_z) \\ \varphi(2, n_z) \\ \varphi(3, n_z) \\ \vdots \\ \varphi(M, n_z) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} w(1, n_z) \\ w(2, n_z) \\ w(3, n_z) \\ \vdots \\ w(M, n_z) \end{bmatrix}, \quad (14)$$

式中,  $a$  和  $b$  是数据拟合要求解的向量值。当包含自变量误差和因变量噪声的残差矩阵的 F 范数最小时,  $a$  和  $b$  对应的值正是拟合求解的向量值。然后, 根据该拟合求解的向量值计算相位变化的拟合值。拟合得到的相位变化事实上实现了“快时间轴”即光纤长度方向上相位变化噪声的抑制。经过幅度形式噪声的抑制, 再经过两重相位形式噪声的抑制(小波降噪和数据拟合降噪), 拟合后的相位变化与真实值更加趋近。

### 3 实验装置及实验结果

#### 3.1 实验装置

图 3 是基于图 1 搭建的相位光时域反射仪实验装置。激光器采用的是丹麦 NKT Photonics 的 E15, 其短期频率漂移不超过 50 kHz。激光器发出的激光经 90:10 的耦合器分成两路光, 10% 的下路光用作相干探测的参考光, 而 90% 的上路光又分出了约 10% 留作他用, 剩余的上路光经 GoochG&H 声光调制器调制成带有 40 MHz 频移的脉冲光, 脉冲的调制宽度和重复周期分别为 200 ns 和 100  $\mu$ s。调制生成的探测脉冲光经掺铒光纤放大器 EDFA 放大后再经环形器进入测试光纤中。基于瑞利散射效应, 背向瑞利散射光通过环形器返回到一个 50:50 的耦合器, 进入该耦合器的

还有下路参考光, 两路光经耦合器混合后进入平衡光电探测器, 产生的差分电流直接进入示波器。用压电陶瓷包裹光纤模拟激发扰动信号, 压电陶瓷放置在离光纤注入端口约 4 km 的位置。在实验过程中, 给压电陶瓷施加正弦驱动电压。同时, 耦合器保持静止不动, 温湿度环境保持不变。

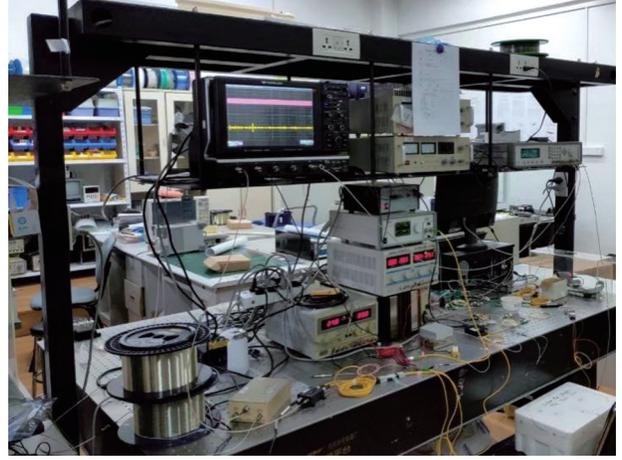


图 3 相位光时域反射仪实验装置

Fig. 3 Experimental setup of phase-optical time domain reflectometer

#### 3.2 实验数据处理及讨论

图 4(a) 所示的电信号就是光电平衡探测器检测到的光电流转换成的电压信号, 也就是通常所说的相干探测 OTDR 曲线。一个光脉冲有一条 OTDR 曲线, 图 4(a) 是 1000 条 OTDR 曲线的叠加图。为了获取相位信息, 基于激光在光纤中传输的时间-位置关系, 对 OTDR 曲线沿着光纤长度方向进行正交解调。在正交解调过程中, 使用正交分量和垂直分量的平方根计

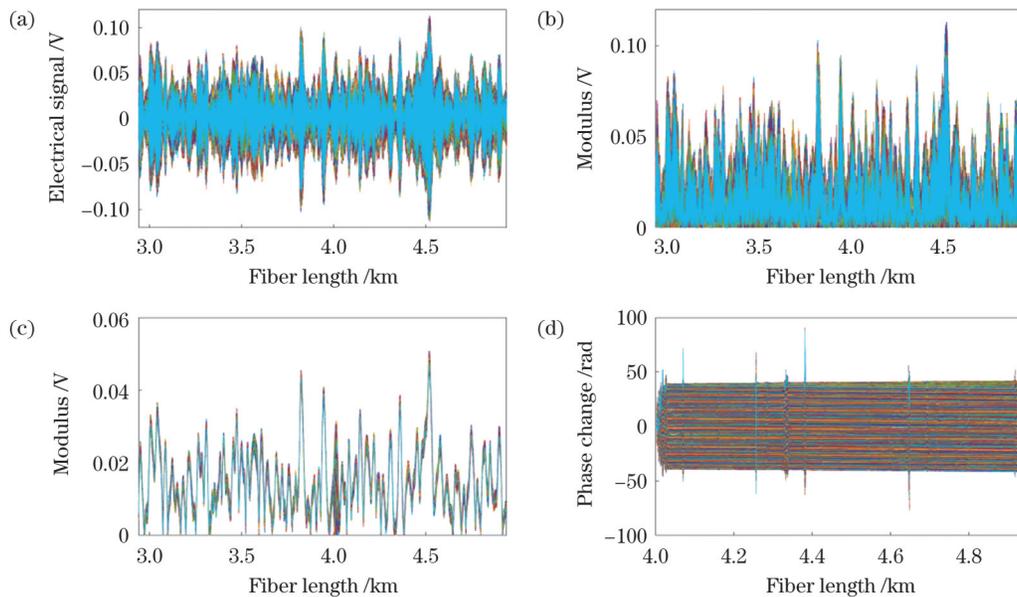


图 4 相位光时域反射仪的相位解调。(a)相干探测曲线;(b)低通滤波前的模值;(c)低通滤波后的模值;(d)相位变化

Fig. 4 Phase demodulation in the phase-optical time domain reflectometer. (a) Coherence detection curves; (b) modulus values before low-pass filtering; (c) modulus values after low-pass filtering; (d) phase changes

算得到模值,各分量经过低通滤波器前计算得到的模值如图 4(b)所示,而各分量经过低通滤波器后计算得到的模值如图 4(c)所示。对比图 4(b)和图 4(c)可以发现,两图的顶部非常接近,而底部则完全不同。由于幅度形式噪声以及倍频分量的存在,图 4(b)显示的模值底部是完全充盈的,因而也就没有办法从该图中找出一个合适的光纤采样位置,去消除声光调制器和触发脉冲引入的相位值的不一致。这也说明了根本没有办法从不经过低通滤波的正交分量和垂直分量中直接求解相位。因而,正交解调中的数字低通滤波器是实现正交解调功能不可或缺的关键单元。由于图 4(c)是经过数字低通滤波器后的模值,倍频部分被滤除了,幅度形式的噪声也被抑制了,因而图 4(c)所示的底部模值在不同的光纤采样位置上有高有低。在图 4(c)中,模值接近于零值的光纤采样位置是偏振衰落所在之处,该处的相位值无法被正确解调出来。为了尽可能消除振动源之前位置上所受环境扰动的影响,在振动源左侧紧挨振动源选择一个不受偏振衰落影响的光纤采样位置作为参考点,该参考点选择在 4 km 处。然后,用该采样位置后各位置点的未解缠绕的统计相位减去该位置点的未解缠绕的统计相位,得到未解缠绕的差分相位。接着,对 4 km 后各光纤采样位置上

的未解缠绕的差分相位使用一次通用的相位解缠绕算法,得到解缠绕的差分相位。之后,进一步消除光纤折射率不均匀导致的光纤各采样位置的初始相位不一致,得到图 4(d)所示的相位变化。在图 4(d)中,靠近 4 km 的光纤采样位置处的相位变化相对杂乱,这是因为该处的激光相位受到了外界扰动信号的调制,而折射率的不一致和噪声的共同影响导致了这种局部杂乱。在其他采样位置处,除了个别位置的相位变化值出现了异常(尖峰、毛刺)之外,其他位置处的相位变化值都沿着光纤长度方向近似平行分布,进而在 1000 条相位变化曲线叠加的情况下展现出了条纹特征。

为了消除“慢时间轴”方向的噪声,先对各光纤采样位置上的相位变化进行小波降噪处理。实验中选择 Symlets 小波基,其具有良好的正交性和近似对称性,因此重构的信号与真实信号之间的差异很小。为了既利于能量集中,又不产生边界问题,选择支撑长度为 9。进一步选用启发式阈值选择原则,并使用软阈值处理方法。至此,要进行小波分解与重构就只剩分解层数需要决定了。为了更好地展示式(13)所引入的方法,先将图 4(d)所示的相位变化以三维展示的形式绘制在图 5(a)中。

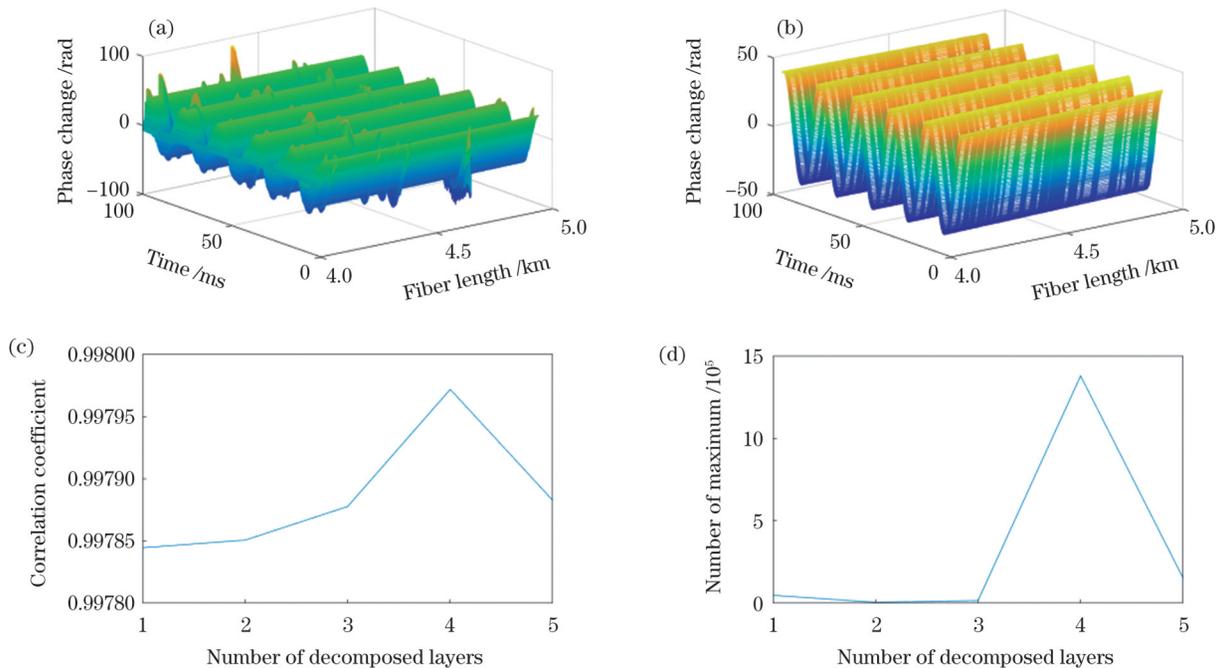


图 5 小波降噪前的结果。(a)相位变化的三维展示;(b)剔除异常值后的相位变化;(c)近似分量的相关系数;(d)相关系数最大值的个数  
Fig. 5 Result before wavelet noise suppression. (a) Three-dimensional demonstration of phase change; (b) phase changes while outliers have been removed; (c) correlation coefficient of approximate components; (d) the number of maximum correlation coefficient values

虽然在图 5(a)中不能清晰地看见正弦信号,但是可以大致看出信号沿着时间(“慢时间轴”)方向呈周期性分布。将图 5(a)中的异常相位变化值(即尖峰、毛刺所在光纤采样位置处的相位变化值)全部剔除后,重新绘制剩余的相位变化,如图 5(b)所示。由图 5(b)

可以看出,相位变化沿着“慢时间轴”方向呈现正弦分布,而沿着光纤长度方向呈现线性分布。忽略激光频率漂移的影响,并且假设图 5(b)中的相位变化没有相位形式的噪声,则各光纤采样位置处相位变化所呈现的正弦波形应是完全一致的,计算得到的任意两光纤

采样位置处的正弦波形的相关系数都应为 1。同样,对各光纤采样位置处小波分解得到的近似分量之间所作的相关计算的结果也应该是 1。然而,由于噪声的存在,实际计算结果通常并非如此。在图 5(b)中选择光纤采样位置处(4.0422 km 和 4.9372 km 两处)的相位变化分别作小波分解,然后将相同分解层数的近似分量作相关计算,计算结果如图 5(c)所示。在图 5(c)中,相关系数先是随着分解层数的增加而增大,在分解层数为 4 时达到最大值 0.99797,然后相关系数快速下降。尽管图 5(c)所示的计算结果与预期一致,但是在实际处理过程中发现并不是所有的任意两点之间的近似分量的相关系数随分解层数变化的趋势与预期一致。这主要是由慢时间轴方向的噪声在不同光纤采样位置处的表现不一致导致的,个别情况下噪声在“慢时间轴”方向上的分布与扰动信号的波形趋于相同。但是,整体而言,图 5(b)中不同光纤采样位置处的噪声是随机的,对于任意组合两点的相位变化分解后的近似分量所作的相关计算而言,符合图 5(c)所示趋势的应占绝大多数。因此,对任意两个光纤采样位置处的近似分量按照分解层数的不同分别作相关计算,再对每一对选中的光纤采样位置,找出相关系数最大的分解层数,并将该分解层数对应的计数变量从零开始计数。计数的最终结果如图 5(d)所示。在图 5(d)中,尽管在分解层数为 1、2、3 和 5 时,计数变量有一定的数值,但是与分解层数为 4 时的计数相比要小得多。因而可以据此可靠地确定小波分解的层数为 4。至

此,就可以按照图 2 所示过程对图 4(d)中每个光纤采样位置上的相位变化实施小波分解与小波重构,从而实现“慢时间轴”方向上相位变化的相位形式噪声的抑制。处理结果如图 6(a)所示。

粗略地对比图 4(d)和图 6(a)虽然不能发现明显的变化,但还是能够看到图 6(a)中相位变化呈现的条纹要比图 4(d)中的条纹更平滑,这说明小波分解和重构过程实现了噪声的抑制。为了更清楚地说明这一点,将图 4(d)和图 6(a)中的相位变化作差,得到图 6(b)所示的相位变化的差值,差值相对于相位变化本身要小得多,但明显不是零。从图 6(b)可以看出,除了靠近参考点的局部区域以及偏振衰落所处的位置,其他光纤采样位置处的相位差值沿着光纤长度方向逐渐增大,并且是近似呈线性增大。这主要是因为相干探测方式的相位光时域反射仪中,后续光纤采样位置的相位变化信息包含了之前所有光纤采样位置上的相位变化信息,噪声亦然。这也说明了经过小波分解与重构之后的图 6(a)中的相位变化实现了“慢时间轴”方向上的降噪。为了进一步降低“快时间轴”方向上的噪声,对每一个光脉冲的相位变化沿着光纤长度方向进行数据拟合,拟合后得到的结果如图 6(c)所示。在图 6(c)中,沿着“慢时间轴”即图中时间方向可以看到清晰的正弦波形,而沿着“快时间轴”即光纤长度方向可以看到每一个脉冲对应的相位变化几乎都与“快时间轴”平行。为了更精确地表达扰动信号,将靠近扰动的光纤采样位置处的相位变化作为最终求解的相位信

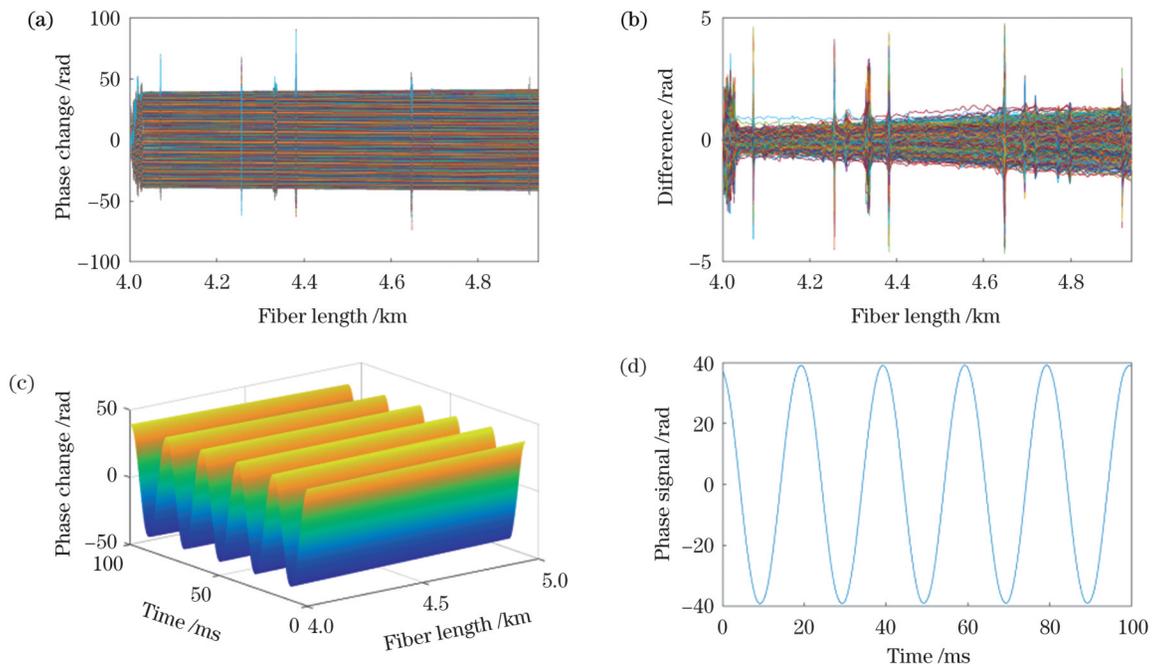


图 6 小波降噪后的结果。(a)小波降噪后的相位变化;(b)小波降噪前后相位变化的差值;(c)小波降噪后数据拟合得到的相位变化;(d)最终求解的相位信号

Fig. 6 Results after wavelet noise suppression. (a) Phase change after wavelet noise suppression; (b) the difference between the phase changes before and after the wavelet noise suppression; (c) phase change obtained by data fitting after wavelet noise suppression; (d) finally calculated phase signal

号,由于参考点本身就紧挨着扰动源,所以本文直接将参考点的相位变化作为最后求解的相位信号,求解结果如图 6(d)所示。用带参的正弦函数与图 6(d)中的相位信号进行数据拟合,拟合的卡方系数为 0.99996,均方根误差为 0.17832 rad。这表明得到的相位信号的波形与预期一致。为了对比小波降噪的效果,对“慢时间轴”方向上没有经过小波降噪而最终得到的相位信号与带参正弦信号进行数据拟合,拟合得到的卡方系数为 0.99993,均方根误差为 0.23264 rad。显然,经过小波降噪的相位信号的波形与预期更接近,其均方根误差减小了 23.3%。图 6(d)中的数值同带参正弦函数

拟合值的差值应全为零,因而视这 1000 个差值为一个样本量,由此可以计算出由样本标准差表达的测量精度为 0.1875 rad,此值与均方根误差值 0.17832 rad 非常接近。

为了进一步讨论小波降噪的效果,将数据拟合得到的相位变化视为真实值,将数据拟合前的相位变化视为测量值。为了方便讨论,将经过小波降噪的测量值称为小波测量值,将未经过小波降噪的测量值称为非小波测量值,将经过小波降噪的真实值称为小波真实值,将未经过小波降噪的真实值称为非小波真实值。将测量值与真实值的差值视为误差值,即图 7 中的噪声差值。

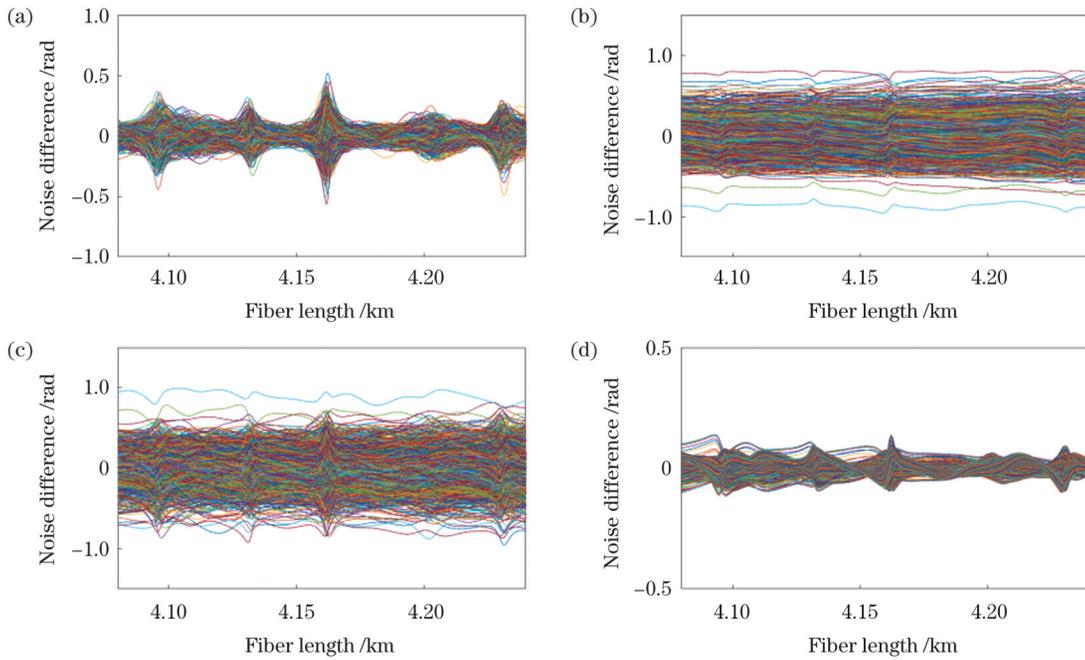


图 7 噪声差值。(a)非小波测量值与非小波真实值的差值;(b)小波测量值与非小波真实值的差值;(c)非小波测量值与小波真实值的差值;(d)小波测量值与小波真实值的差值

Fig. 7 Noise difference. (a) Difference between non-wavelet measurement value and non-wavelet true value; (b) difference between wavelet measurement value and non-wavelet true value; (c) difference between non-wavelet measurement value and wavelet true value; (d) difference between wavelet measurement value and wavelet true value

为了定量地比较这些差别,将图 7 中每个子图所示的噪声差值的最大值和最小值作差,得到 4 个子图的最值差依次为 1.0826、1.7461、2.0192、0.2772 rad。显然,小波测量值和小波真实值是最接近的。被拟合的数据越接近真实数据,拟合的结果就越接近真实值,拟合后的数据与拟合前的数据之间的差值也就越小。因而,可以据此推测这里定义的小波真实值是同外界扰动产生的真实物理信号最接近的值,即其求解结果是最准确的,这与相位信号的均方根误差减小 23.3% 所揭示的意义是一致的。因此,对于相位变化中相位形式的噪声而言,经过小波降噪和整体最小二乘降噪的二维降噪处理后得到的相位值相对于没有采用小波降噪的一维降噪方法更准确。

接下来,就偏振对相位解调的影响进行进一步的深入讨论。为了讨论的直观和方便,将图 4(c)中参考

点之后的模值绘制在图 8(a)中,并将图 6(a)中小波降噪后的相位变化重新绘制在图 8(c)中。

图 8(a)的最左端是紧挨参考点的光纤采样位置,该位置处的模值明显大于零,只是在图 8(a)中无法明显地观测到,反而是图 8(a)最左端区域的模值看上去其可视度近乎为零值。该区域在图 8(c)中对应着相位变化整体增大但又显得杂乱无章的地方。这是因为该区域正是外界扰动也就是本实验中的 PZT 作用于光纤的位置。对比图 8(a)和图 8(c)可以发现,除了扰动事件所在位置外,图 8(c)中的相位变化出现尖峰和毛刺的地方在图 8(a)中正是模值等于或者无限趋近于零的地方。这些地方就是偏振衰落点,偏振衰落点的模值不是从某一个值直接跌落到零,而是有一个变化的过程。这是因为式 (4) 和式 (5) 中的  $\cos(\theta_s)\cos(\theta_{L0})$  在起作用。在偏振衰落点之间还有许

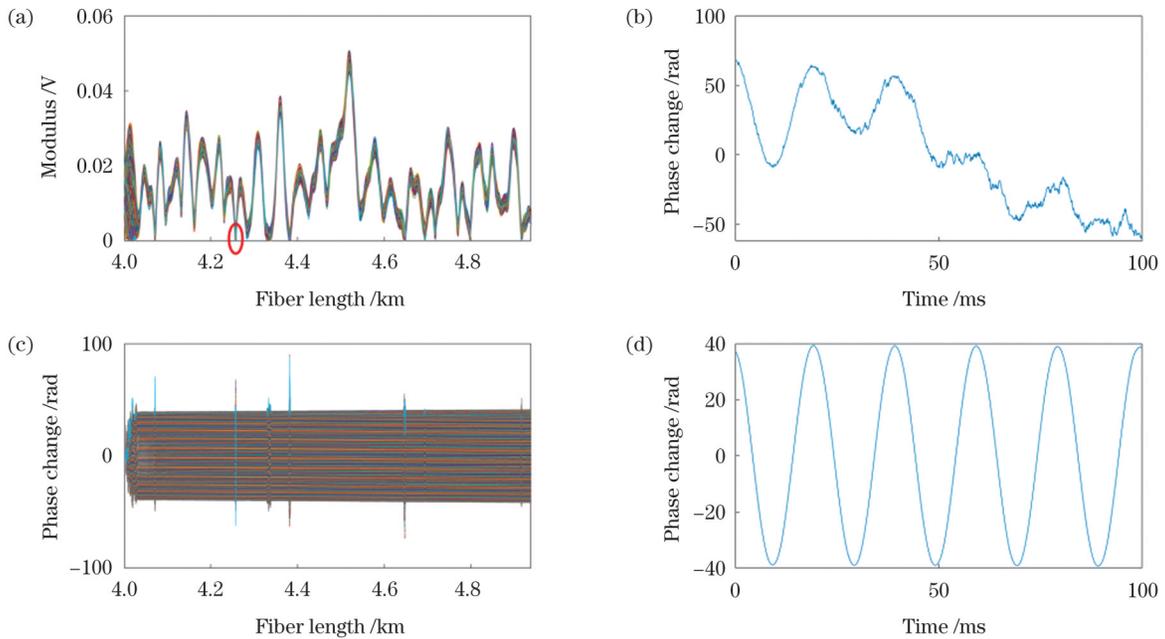


图 8 偏振的影响。(a)参考点之后的模值分布;(b)偏振衰落点的相位变化;(c)小波降噪后的相位变化;(d)非偏振衰落点的相位变化  
Fig. 8 The effect of polarization. (a) Distribution of the modulus values behind the reference point; (b) phase change in the position of polarization fading point; (c) phase change after wavelet noise suppression; (d) phase change in the non-polarization fading point

多极小值,这是干涉效应在起作用。因此,散斑状模值是干涉效应和偏振效用共同作用的结果。

根据对式(4)~(6)的分析,尽管在发生偏振失配即出现偏振衰落点时,偏振效应会影响相位的正确解调,然而除此之外,偏振效应虽然影响模值的大小但并不影响相位解调结果。在图8(a)中的椭圆标记的地方,即光纤采样位置4.2572 km处,是偏振衰落点,图8(b)是该偏振衰落点上沿着“慢时间轴”方向的相位变化。在图8(b)中,刚开始还能隐约看到正弦波形的影子,但是在该图的右半部分就无法将波形与正弦波联系在一起了。由此可见,该处求解出的沿着“慢时间轴”方向的相位变化完全无法正确表达外界的扰动信息。在偏振衰落点(4.2572 km位置)之前和之后发生偏振衰落的地方分别是光纤采样位置4.071 km和4.32 km处(局部放大后,光纤采样位置4.2834 km处的模值距离零值较远),这两处到椭圆标记的偏振衰落点的距离分别是186.2 m和62.6 m。后续偏振衰落点之间相隔的距离大致相等。由此可见,尽管偏振衰落点的分布会因为光纤折射率的分布以及光纤沿线环境的影响而不同,但偏振衰落点之间有很多的光纤采样位置是不会发生偏振失配的,此时这些光纤采样位置上的相位变化的波形能表达扰动信号。在图8(c)中光纤采样位置4.071 km和4.2572 km之间的相位变化沿着光纤长度方向呈现线性分布的特征,将这些相位变化在两个位置点之间任意一个位置点上的值沿着脉冲序列即“慢时间轴”方向展开,可以得到如图8(d)所示的结果。用一个带参的正弦函数拟合图8(d)中的数据,拟合结果显示拟合的卡方系数为0.99992,均方根误差为0.25378 rad。这说明图8(d)中的测量结果能够很好地表达扰动信号。

如果直接将图8(d)中的相位变化视为相位信号,并忽略精确程度上的细微差异,则该信号在光纤采样位置4.071 km和4.2572 km之间的每一个光纤采样位置上都会重复出现。由此可见,在由高度相干的高稳频光源构成的相干探测型相位光时域反射仪中,由于相位信号的重复性,偏振衰落对正确提取相位信号的影响可以忽略不计。但是,这里有必要把图6(d)和图8(d)中数据的拟合结果比较一下,显然,图6(d)中的数据拟合后的卡方系数更大,均方根误差更小,即可以认为图6(d)中的波形更能代表光纤上施加的扰动信号,而这恰恰也体现了本文所提的三重降噪方法的优势。

## 4 结 论

对于相干探测型相位光时域反射仪,在使用正交解调的方法求解未解缠绕的统计相位的同时,使用数字低通滤波器同时滤除倍频分量和幅度形式的噪声,可以使得求解相位变化时有参考点可供选择。然后,针对解缠绕后的相位变化使用小波分解与重构的方法去除“慢时间轴”方向的噪声,其中小波分解的层数可以借助相位变化及其小波分解后近似分量的空间分布特征和噪声的随机性使用相关计算的方法求得。最后,在“快时间轴”方向上对每一个脉冲产生的相位变化使用整体最小二乘进行数据拟合,可以抑制光纤长度方向上相位形式噪声的影响,进而可以求解得到最终的相位信号。该相位信号与带参正弦信号的拟合卡方系数为0.99996,均方根误差为0.17832 rad,相比于没有在“慢时间轴”方向上使用小波降噪的数据处理方法,卡方系数增大了0.00003,均方根误差减小了23.3%。进一步的讨论表明,使用本文所提三重降噪的数据处理方

法获得的相位信息更接近真实值。因此,本文所提方法更有助于实现相位光时域反射仪对相位信号的精确测量。此外,本文所述方法已经在 CPU 为 i7-1165G7 且主频为 2.8 GHz 的计算机上进行了验证,其最低用时可达秒级,若需要更高的实时性,使用更高性能的计算机并视情况选择较少的采样数据进行计算就能实现。

### 参 考 文 献

- [1] Lu Y L, Zhu T, Chen L, et al. Distributed vibration sensor based on coherent detection of phase-OTDR[J]. Journal of Lightwave Technology, 2010, 28(22): 3243-3249.
- [2] 马诗洋, 王宇, 王鹏飞, 等. 基于支持向量机的相位敏感光时域反射仪研究[J]. 计量学报, 2022, 43(5): 609-616.  
Ma S Y, Wang Y, Wang P F, et al. Research of phase sensitive optical time domain reflectometer based on support vector machine [J]. Acta Metrologica Sinica, 2022, 43(5): 609-616.
- [3] Masoudi A, Belal M, Newson T P. A distributed optical fibre dynamic strain sensor based on phase-OTDR[J]. Measurement Science and Technology, 2013, 24(8): 085204.
- [4] 司召鹏, 卜泽华, 毛邦宁, 等. 基于相位解调的相位敏感光时域反射计研究[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(11): 1100007.  
Si Z P, Bu Z H, Mao B N, et al. Research on phase sensitive optical time domain reflectometer based on phase demodulation[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(11): 1100007.
- [5] Zhou J, Pan Z Q, Ye Q, et al. Characteristics and explanations of interference fading of a  $\phi$ -OTDR with a multi-frequency source[J]. Journal of Lightwave Technology, 2013, 31(17): 2947-2954.
- [6] He Q, Zhu T, Zhou J, et al. Frequency response enhancement by periodical nonuniform sampling in distributed sensing[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2015, 27(20): 2158-2161.
- [7] Fu Y, Xue N T, Wang Z N, et al. Impact of I/Q amplitude imbalance on coherent  $\Phi$ -OTDR[J]. Journal of Lightwave Technology, 2018, 36(4): 1069-1075.
- [8] Tu G J, Yu B L, Zhen S L, et al. Enhancement of signal identification and extraction in a  $\Phi$ -OTDR vibration sensor[J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 9(1): 7100710.
- [9] 陈浩, 徐阳, 钱森, 等. 分布式光纤超声传感器用于检测电缆接头放电故障[J]. 光学学报, 2021, 41(3): 0306001.  
Chen H, Xu Y, Qian S, et al. Distributed fiber-optic ultrasonic sensor applied in detection of discharging fault of power cable joint [J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(3): 0306001.
- [10] Wang Z Y, Pan Z Q, Fang Z J, et al. Ultra-broadband phase-sensitive optical time-domain reflectometry with a temporally sequenced multi-frequency source[J]. Optics Letters, 2015, 40(22): 5192-5195.
- [11] Dong Y K, Chen X, Liu E H, et al. Quantitative measurement of dynamic nanostrain based on a phase-sensitive optical time domain reflectometer[J]. Applied Optics, 2016, 55(28): 7810-7815.
- [12] 马喆, 王逸璇, 江俊峰, 等. 光纤分布式声传感的动态范围扩展方法研究[J]. 光学学报, 2021, 41(13): 1306008.  
Ma Z, Wang Y X, Jiang J F, et al. Research on dynamic range expansion method of fiber-optic distributed acoustic sensing[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(13): 1306008.
- [13] Zhong Z, Zou N M, Zhang X P. Accurate measurement for the subsequent perturbation in the coherent  $\Phi$ -OTDR system with small laser-frequency-drift[J]. Journal of Lightwave Technology, 2021, 39(18): 5973-5979.
- [14] Lu X, Krebber K. Characterizing detection noise in phase-sensitive optical time domain reflectometry[J]. Optics Express, 2021, 29(12): 18791-18806.
- [15] Zhong Z, Wang F, Zong M, et al. Dynamic measurement based on the linear characteristic of phase change in  $\Phi$ -OTDR[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2019, 31(14): 1191-1194.
- [16] 管彦周, 万生鹏, 程亚楠, 等. 基于移动方差平均算法的相位敏感光时域反射计去噪算法研究[J]. 仪器仪表学报, 2022, 43(10): 233-240.  
Guan Y Z, Wan S P, Cheng Y N, et al. Research on denoising algorithm of phase-sensitive optical time domain reflectometer based on moving variance average algorithm[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2022, 43(10): 233-240.
- [17] 李钊, 秦增光, 刘兆军, 等. 基于全变分辅助的相敏光时域反射技术[J]. 光学学报, 2021, 41(17): 1706001.  
Li Z, Qin Z G, Liu Z J, et al. Phase-sensitive optical time domain reflectometry assisted by total variation techniques[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(17): 1706001.
- [18] 阮峻, 朱志俊, 孙豪, 等. 特高压直流控制保护系统相位光时域反射仪信噪比提升方法[J]. 中国激光, 2022, 49(9): 0906005.  
Ruan J, Zhu Z J, Sun H, et al. Method for improving signal-to-noise ratio of phase optical time domain reflectometer in UHVDC control and protection system[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(9): 0906005.
- [19] Wang C, Shang Y, Liu X H, et al. Distributed OTDR-interferometric sensing network with identical ultra-weak fiber Bragg gratings[J]. Optics Express, 2015, 23(22): 29038-29046.
- [20] Zabih M, Chen Y S, Zhou T, et al. Continuous fading suppression method for  $\Phi$ -OTDR systems using optimum tracking over multiple probe frequencies[J]. Journal of Lightwave Technology, 2019, 37(14): 3602-3610.
- [21] Xue N T, Fu Y, Lu C Y, et al. Characterization and compensation of phase offset in  $\Phi$ -OTDR with heterodyne detection[J]. Journal of Lightwave Technology, 2018, 36(23): 5481-5487.
- [22] 冯仕凌, 崔琪, 郭心寒, 等. 小波降噪对 TDLAS 干涉抑制的研究[J]. 大气与环境光学学报, 2022, 17(3): 328-335.  
Feng S L, Cui Q, Guo X Q, et al. Optical fringes removal in TDLAS based on wavelet denoising[J]. Journal of Atmospheric and Environmental Optics, 2022, 17(3): 328-335.

## Noise Suppression of Phase Signal in Phase-Optical Time Domain Reflectometer

Zhong Zhen<sup>1,2</sup>, Zou Ningmu<sup>2,3</sup>, Zhang Xuping<sup>2\*</sup>, Li Meng<sup>1</sup>

<sup>1</sup>School of Photoelectric Engineering, Changzhou Institute of Technology, Changzhou 213032, Jiangsu, China;

<sup>2</sup>Key Laboratory of Intelligent Optical Sensing and Manipulation, Ministry of Education, Nanjing University, Nanjing 210093, Jiangsu, China;

<sup>3</sup>Ingram School of Engineering, Texas State University, TX 78666, USA

### Abstract

**Objective** A phase-optical time domain reflectometer ( $\Phi$ -OTDR) can quantitatively reflect the external perturbation signal

according to the change in extracted phase. Therefore, they have been widely used and actively studied in the fields of perimeter security monitoring, performance monitoring of dredged pipelines, cable partial discharge monitoring, and seismic wave detection. In  $\Phi$ -OTDR, there are various types of noise, including photoelectric noise of the detector, electronic noise of the data acquisition card, phase noise of the reference light, polarization fading, interference fading. These noises not only affect the signal-to-noise ratio of the detected result, but also induce distortion of the signal waveform. This implies that they degrade the accuracy of the phase signal, thereby affecting the correctness of event discrimination. Moreover, the phase of  $\Phi$ -OTDR is extracted from its detected intensity or amplitude curve. It implies that the noise of coherent  $\Phi$ -OTDR is in the form of both amplitude and phase. Given that  $\Phi$ -OTDR measures the perturbation signal at every sampling position of the fiber, the extracted phase, including the noise, is distributed in the direction of both “fast time axis” and “slow time axis”. Therefore, a three-stage noise suppression method is required to retrieve a more accurate phase signal.

**Methods** For obtaining a more accurate measurement result, a dual-layer processing method, which suppresses the noise in the form of both amplitude and phase, was adopted in coherent  $\Phi$ -OTDR. Furthermore, the noise in the form of phase was suppressed in the direction of both “slow time axis” and “fast time axis”. First, low-pass filters were used to reduce the noise in the form of amplitude separately for the vertical and orthogonal components during the digital orthogonal demodulation process. This enhanced the visibility of the modulus to correctly solve the phase. Then, for the noise in the form of phase, the processing of denoising was performed in the direction of “fast time axis” and “slow time axis”. In the direction of “slow time axis”, the method of wavelet decomposition and reconstruction was used for noise suppression. Based on the characteristic of the linear distribution of phase change in the undisturbed region of the fiber and randomness of noise in coherent  $\Phi$ -OTDR, the approximate components of phase changes after wavelet decomposition at different sampling positions of the fiber were used for correlation calculation. The number of decomposed layers for wavelet denoising was then automatically determined by the maximum value of the correlation coefficient. This avoided errors due to manual decisions. In the direction of “fast time axis”, according to the linear profile of phase change of each pulse, data fitting with the method of total least squares was performed. Correspondingly, the fitting process effectively reduced noise in the form of a phase.

**Results and Discussions** In the orthogonal demodulation process, low-pass filtering is applied to both the orthogonal and vertical components to suppress noise in the form of amplitude, resulting in a clear visibility of the modulus [Fig. 4(c)]. Based on the correlation calculation of the approximate components, obtained via the wavelet decomposition of the phase changes, the highest value of the correlation coefficient is obtained when the number of decomposed layers is four [Fig. 5(c) and Fig. 5(d)]. Therefore, four is automatically chosen as the decomposition level for subsequent wavelet denoising. Then, the process of wavelet denoising in the direction of “slow time axis” and data fitting in the direction of “fast time axis” are performed. The root mean square error of the sinusoidal waveform of the final extracted phase signal is only 0.17832 rad [Fig. 6(d)], which is 23.3% lower than that obtained using the two-stage denoising method without wavelet denoising in the direction of the “slow time axis”. This indicates that the three-stage denoising method with wavelet denoising in the direction of the “slow time axis” achieves more accurate measurements. Additionally, the results of the discussion with respect to the effect of polarization show that in coherent  $\Phi$ -OTDR using a highly coherent and high-stability frequency laser, the effect of polarization fading on the correct extraction of phase signal can be approximately ignored (Fig. 8).

**Conclusions** In the process of orthogonal demodulation in coherent  $\Phi$ -OTDR, the digital low-pass filter is used to reduce the noise in the form of amplitude. Correspondingly, a reference position is selected to retrieve the phase. Then, for the unwrapped phase changes, the method of wavelet decomposition and reconstruction is used to remove the noise in the direction of “slow time axis”. Based on the spatial profile of the phase change and the randomness of noise, the number of decomposed layers of wavelet denoising is obtained via a correlation calculation of the approximate component of the wavelet coefficient. Finally, the data fitting of total least squares for the phase change of each pulse is performed in the direction of “fast time axis” for suppressing the influence of the noise in the form of phase. For the final calculated phase signal, the  $R$ -square coefficient and root-mean-square error of fitting with unknown parameters of the sinusoidal function correspond to 0.99996 and 0.17832 rad, respectively. Compared to the results obtained by the data processing method without wavelet denoising, the  $R$ -square coefficient increases by 0.00003 and root mean square error decreases by 23.3%. Further studies demonstrate that the phase information obtained using the three-stage denoising method is closer to the true value. Consequently, the newly proposed method is more helpful in achieving an accurate measurement in coherent  $\Phi$ -OTDR.

**Key words** fiber optics; fiber sensing; phase-optical time domain reflectometer; quantitative measurement; noise suppression; wavelet denoising