

## 相位光时域反射仪中信号采样率的双频光倍增

钟镇<sup>1,2</sup>, 张旭苹<sup>2\*</sup>, 邹宁睦<sup>2,3</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>德克萨斯州立大学英格拉姆工程学院, 德克萨斯 圣马科斯 78666

**摘要** 在相位光时域反射仪中引入等时分双频光, 提高扰动信号采样率, 降低相邻相位的绝对差值, 从而使得相位解缠绕正确实现, 进而精确重构相位信号。然而, 引入双频光使得初相位的不一致变得更加复杂, 以致相位信号无法精确重构, 即扰动信号的采样率难以真正得到提升。为此, 在等时分双频光相位光时域反射仪中, 基于模值最小值的乘积来快速确定参考位置并补偿脉冲序列方向初相位的不一致, 对光纤长度方向初相位的不一致进行二次静态补偿。在实验中, 当外界扰动为 700 Hz 的 Burst 信号时, 使用单频探测脉冲光已无法进行正确解缠绕, 而使用双重静态补偿方案的等时分双频光相位光时域反射仪却能够精确求解出 Burst 信号, 且正弦部分的均方根误差仅为 0.3872 rad, 即在相位光时域反射仪中实现了信号采样率的双频光倍增和相位信号的精确重构。

**关键词** 光纤光学; 光纤传感; 相位光时域反射仪; 定量测量; 双频光; 精确提取

中图分类号 TN29

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231408

## 1 引言

在相位光时域反射仪( $\Phi$ -OTDR)中, 高度相干的激光会使从光纤中返回的背向瑞利散射光形成干涉图样<sup>[1-4]</sup>。当外界扰动作用于光纤上时, 干涉图样将发生变化<sup>[5]</sup>, 而干涉图样的变化同光程差的变化密切相关, 因此也会引起相位的变化, 且相位的变化量与扰动量呈线性关系<sup>[6]</sup>。因此, 外界扰动的定量信息可以通过提取变化的干涉图样中的相位进行表达<sup>[7-9]</sup>, 且三端口解调<sup>[10-11]</sup>、统计平均<sup>[12]</sup>、双脉冲干涉<sup>[13-14]</sup>、正交解调<sup>[15-18]</sup>、希尔伯特变换<sup>[17-19]</sup>等方法均被用于相位的提取。在这些方法中, 相位提取的过程需要运用反正切运算, 不论实际相位大小, 运算的结果均被限制在 $[-\pi, \pi]$ 的范围内<sup>[20-21]</sup>。为了获得正确的相位信号, 使用传统的相位解缠绕算法对被限制的相位值进行解缠绕。然而, 传统的相位解缠绕算法存在一个限制条件, 即参与相位解缠绕的任意相邻相位的绝对差值不能超过 $\pi$ <sup>[22-23]</sup>。在实际应用中, 一旦被测信号的变化过快, 相邻相位的绝对差值就很容易超过 $\pi$ 。但可以通过增加扰动信号的采样率来减小这个绝对差值。增加脉冲光的发射频率可以增加相位光时域反射仪扰动信号的采样率。然而, 在单频光相位光时域反射仪中, 光纤总长度

的最小值由被测对象的长度所决定, 而光纤总长度的最小值对应脉冲光发射频率的上限, 因此也限制了扰动信号采样率的上限。当扰动信号采样率达到上限时, 如果相邻相位的绝对差值依旧大于 $\pi$ , 则传统相位解缠绕算法无法将相位正确展开, 扰动信号的波形也无法被正确重构。

为了继续增加扰动信号的采样率, 研究者们提出了增加不同频率探测脉冲光的方法。Yang 等<sup>[24]</sup>和 Wang 等<sup>[25]</sup>分别在直接探测型和相干探测型相位光时域反射仪中使用增加光频率的方法获得了宽频响应。在针对电信号的数字信号处理中, 采用随机采样可以突破奈奎斯特定律的限制。基于此, Zhang 等<sup>[26]</sup>在相位光时域反射仪中引入了亚奈奎斯特加性随机采样, 成功重构了宽带稀疏振动信号; Lin 等<sup>[27]</sup>使用随机采样在长度大于 5.4 km 的光纤上获得了高达 384 kHz 的振动信号。另外, 还有采用波长差<sup>[28]</sup>、啁啾调制信号光<sup>[29]</sup>、偏振信号辅助<sup>[30]</sup>等方法获取宽频或者大振幅信号。但是, 这些方法大多没有得到精确重构的结果, 且没有对非确知信号进行阐述, 而真实世界中的声扰动信号往往是非确知的。文献<sup>[31]</sup>阐述了求解非确知信号的方法, 最终成功求解的相位信号, 但存在相邻相位的绝对差值超过 $\pi$ 的情况, 而扰动信号采样率的实质

收稿日期: 2023-08-14; 修回日期: 2023-11-06; 录用日期: 2023-11-30; 网络首发日期: 2023-12-12

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

保持不变,这打破了传统相位解缠绕算法的限制,从而扩大了声信号的测量范围。然而,对于被测扰动信号而言,增加时域上采样率将会增加信号的时域分辨率,同时也增加了频带宽度,减少了混叠频率,因而更容易实现相位信号的精确重构,并提供更多外界事件的细节信息,从而能够提升事件分类、预测等的准确性。因此,本文致力于在相位光时域反射仪中引入等时分双频光以倍增非确知扰动信号的采样率。即使在相位光时域反射仪中引入等时分的双频探测脉冲光,双频光的频率差还是给相位信号,尤其是非确知相位信号的精确重构带来了困难。除了单频光本身和时钟抖动会导致初相位在光纤长度和脉冲序列两个方向的不一致外,双频光的频率差异也进一步加深了初相位在光纤长度方向的不一致问题。如果不对初相位不一致的问题进行深入处理,求解出来的相位信号就会出现失真乃至错误的情况,扰动信号的采样率也没有真正地实现倍增。

为了在相位光时域反射仪中能够通过使用等时分双频探测脉冲光来实现扰动信号采样率的倍增和相位信号的精确重构,本文提出了基于参考位置和参考相位对初相位的不一致进行双重补偿。并且,针对双频探测脉冲光导致的偏振衰落和相干瑞利衰落的数目增加的问题,借助于模值最小值的乘积来快速确定参考位置,且对参考相位本身引入的噪声进行二次静态补偿。

## 2 等时分双频光系统扰动信号采样率倍增的基本原理

### 2.1 等时分双频光相位光时域反射仪相位的提取

在等时分双频光相位光时域反射仪中,高稳频的连续激光被调制成两个频移量不相等、周期相同且间隔相等的激光脉冲串。最终,这两个不同频率的激光脉冲串被合并成一个激光脉冲串并注入到光纤中。注入光纤的脉冲光在沿着光纤向前传输的过程中产生背向瑞利散射光。背向瑞利散射光会返回光纤注入端口,并通过 3 dB 耦合器进入平衡光电探测器。忽略偏振及其他噪声的影响,平衡光电探测器输出的电信号  $I_{CD}$  可以表示为

$$I_{CD}(t, t') \propto \sum_{i=1}^2 I_{Ai} \cos[2\pi\Delta f_i t' + \varphi_i(t, t')], \quad (1)$$

式中:  $i$  表示对应第  $i$  个频率脉冲光;  $\Delta f$  表示频移量;  $I_{Ai}$  表示相应频移量的中频信号的幅度;  $t$  表示脉冲光发射的时间;  $t'$  表示单个脉冲光产生的背向瑞利散射光返回到光纤注入端口的时间,该时间与光纤长度有关;  $\varphi$  表示求解的相位。

式(1)包含两个中频信号,经两个带通滤波器后分别得到  $I_{D1}$  和  $I_{D2}$ <sup>[6,32]</sup>,表达式为

$$I_{Di}(t, t') = I_{Ai} \cos[2\pi\Delta f_i t' + \varphi_i(t, t')], \quad (2)$$

$I_{D1}$  和  $I_{D2}$  的后续相位求解过程完全一样,分别与各自的本征信号相乘,并经低通滤波后得到  $I$  分量和  $Q$  分量

$$I_i(t, t') = -\frac{1}{2} I_{Ai} \sin[\varphi_i(t, t')], \quad (3)$$

$$Q_i(t, t') = \frac{1}{2} I_{Ai} \cos[\varphi_i(t, t')]. \quad (4)$$

由此,可以得到每个频率的脉冲光或者每个频率分量的未解缠绕的统计相位

$$\varphi_i(t, t') = -\arctan \frac{I_i(t, t')}{Q_i(t, t')}. \quad (5)$$

由于时钟抖动等原因,各脉冲的初始相位并不是严格相等。为了消除初相位在脉冲序列方向的不一致,同时为了尽可能地消除扰动事件之前光纤沿线累积的噪声,在扰动事件之前且邻近扰动事件处选择一个参考位置,该位置点对应时间  $t''$ ,然后用参考位置之后未解缠绕的统计相位减去参考位置上的未解缠绕的统计相位,得到各频率分量未解缠绕的差分相位,该过程可表示为

$$\phi_i(t, t''') = \varphi_i(t, t') - \varphi_i(t, t'') = -\left[ \arctan \frac{I_i(t, t')}{Q_i(t, t')} - \arctan \frac{I_i(t, t'')}{Q_i(t, t'')} \right], \quad (6)$$

式中:  $t''' = t' - t''$ 。

在不考虑解缠绕问题的情况下,对于不同频率脉冲光的差分相位,它们作差的结果不仅包含与扰动事件相对应的相位变化,还包含脉冲光频率差沿着光纤积分产生的相位附加项,这个附加项由光纤长度所决定。为了进一步展示差分相位的特征,可以做如下假设:频率为  $f_1$  和  $f_2$  的两个脉冲光分别在  $t_1$ 、 $t_2$ 、 $t_3$  和  $t_4$  四个时刻等间隔交替进入探测光纤,并且在  $t_1$  和  $t_2$  两个时刻没有任何外界扰动事件作用于光纤上,而在  $t_3$  和  $t_4$  两个时刻正好有非零幅度的扰动事件作用于光纤上,其基本示意如图 1 所示。

在图 1 中,相位表示每一个脉冲光产生的差分相位,距离表示光纤上任意位置到参考位置的距离,忽略参考位置到光纤注入端口的距离,该长度也被称为光纤长度。 $t_1$  和  $t_2$  两个时刻所表示的是在没有扰动事件作用下的差分相位。也就是说,忽略激光频率漂移的影响,在没有外界扰动事件作用的情况下, $t_1$  和  $t_2$  两个时刻的差分相位会在  $t_3$  和  $t_4$  两个时刻分别重复出现。对于  $t_3$  和  $t_4$  两个时刻,因为在距离为  $L$  的地方施加了一个扰动事件,所以差分相位在距离大于  $L$  的地方发生变化。由于折射率分布不均匀,不同频率脉冲光的频率差导致相位附加项随光纤长度的变化而改变,简单地将  $t_3$  和  $t_4$  两个时刻对应的变化后的差分相位直接相减,仍无法准确地获取与扰动事件一致的相位变化。但是,由图 1 可知,将  $t_3$  或  $t_4$  时刻变化后的差分相位减去原来的差分相位,得到的差值就是该时刻扰动事件对应的相位变化量。用每个频率脉冲光差分相位减去

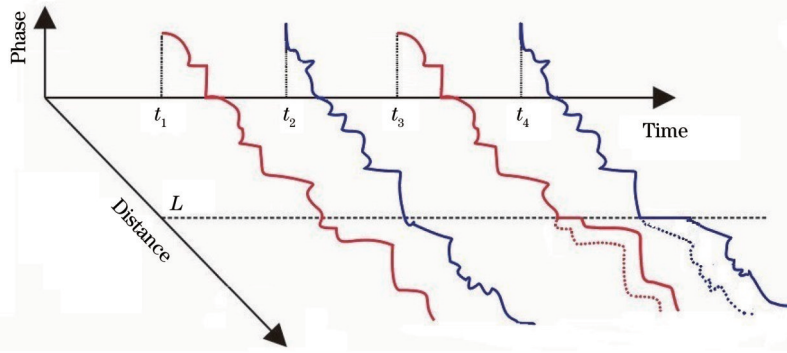


图 1 基于静态参考的双频光差分相位示意图

Fig. 1 Schematic diagram of dual-frequency light differential phase based on static reference

该频率脉冲光在静态无扰动事件作用下产生的差分相位,就可以得到与外界扰动事件相关的相位变化。在实际处理过程中,为了减少解缠绕的次数,基于式(6)将每个频率脉冲光未解缠绕的差分相位减去该频率脉冲光在静态无扰动事件作用下产生的未解缠绕的差分相位,得到与外界扰动事件相关的未解缠绕的相位变化,然后再在每一个光纤采样位置上使用传统的相位解缠绕算法沿着脉冲序列的方向进行解缠绕,即可得到展开后的相位变化。

## 2.2 等时分双频光相位光时域反射仪中参考位置和参考相位的选择

在单频光相位光时域反射仪中,当相邻相位的绝对差值不满足相位解缠绕算法的限制条件时,求解出来的相位变化会杂乱无章,即无法获得正确的相位信号。因此,在基于相干探测型的等时分双频光相位光时域反射仪中,从相干瑞利光时域反射曲线中分离出两个单频强度分量,并将这两个单频强度分量的相关量进行交叉组合,再由交叉组合项求解出相位变化。此时的相位变化在扰动事件之前和之后的区域都是沿着光纤长度方向呈线性分布的,因此可以将原本在单频光相位光时域反射仪中无法求解的扰动信号正确地重构出来。但在等时分双频光相位光时域反射仪中,沿着光纤长度方向,不同频率的探测脉冲光的偏振衰落和相干瑞利衰落的数目也会增多。而在单频光相位光时域反射仪中,当相邻相位的绝对差值满足相位解缠绕算法的限制条件时,如果参考位置选择在偏振衰落和相干瑞利衰落的位置处,那么会使求解出来的相位变化沿着光纤长度方向不再呈现线性分布特征。相对于单频光相位光时域反射仪,在双频光相位光时域反射仪中随机选择一个光纤采样位置作为参考位置会导致解相发生错误的概率增加,先随机选择一个参考位置再观察求解的相位变化线性分布特征的试探法需要尝试的次数也会增加。因此,为了在等时分双频光相位光时域反射仪中能够快速准确地选择参考位置,基于模值提出了一种新方法用于参考位置的选择。

在相位光时域反射仪中,模值曲线上的位置点离

偏振衰落和相干瑞利衰落的位置越近,解相结果受到影响的程度也越大。因此,应将参考位置选择在一个远离衰落的位置点上,而模值的极大值所在的位置总是符合这样的要求。而在等时分双频光相位光时域反射仪中,两个不同光频分量的模值的极值点很难同时在同一个光纤采样位置点上,但是又要使得选择的参考位置同时远离两个单频分量的衰落点。为此,提出一种基于模值下包络相乘找极大值的方法来确定参考位置。

图 2 为等时分双频光相位光时域反射仪中两个频率分量的模值下包络相乘的仿真示意图。在单频分量的模值曲线中寻找极大值是为了远离衰落的位置点,而模值下包络极小值所在的位置点即为衰落的位置点,因而不妨基于模值曲线的下包络选择合适的参考位置点。依据式(3)和式(4)可以求出等时分双频光相位光时域反射仪中单频分量的模值下包络,表示为

$$P_i(t') = \min \left[ \sqrt{I_i^2(t, t') + Q_i^2(t, t')} \right], \quad (7)$$

式中:  $\min(\cdot)$  表示对于任意的一个光纤采样时刻  $t'$  而言在时间  $t$  方向上的最小值。因此可由图 2(a)和图 2(b)中的模值曲线分别得到图 2(c)和 2(d)中的模值下包络曲线。两个单频分量的模值下包络在每个光纤采样位置相乘的结果可表示为

$$M(t') = P_1(t') \odot P_2(t'), \quad (8)$$

式中:  $\odot$  表示每个光纤采样位置处的两个单频分量的下包络值相乘。因而,基于图 2(c)和图 2(d)中的模值下包络曲线可以得到图 2(e)中所示的两个模值下包络相乘的结果。如图 2 中虚线指示线  $k'$  所示,图 2(e)在该处的极小值点对应了图 2(c)中的衰落点,因而图 2(e)中的极小值所在的位置点不能被选择为参考位置点,且最终选择的参考位置点要尽可能地远离图 2(e)中极小值所在的位置点。而如图 2 中虚线指示线  $k$  所示,图 2(e)在该处的极大值点虽然不能对应图 2(c)和图 2(d)中的极大值点,但其远离衰落点,因此该位置点可被选作参考位置点。参考位置点和其后任意一个位置点的相位作差结果包含了这

两个位置点之间累积的噪声,因而选择的参考位置离扰动事件越近越好,最终在扰动事件之前选择一个最

近的包络值乘积极大值对应的位置点作为参考位置。

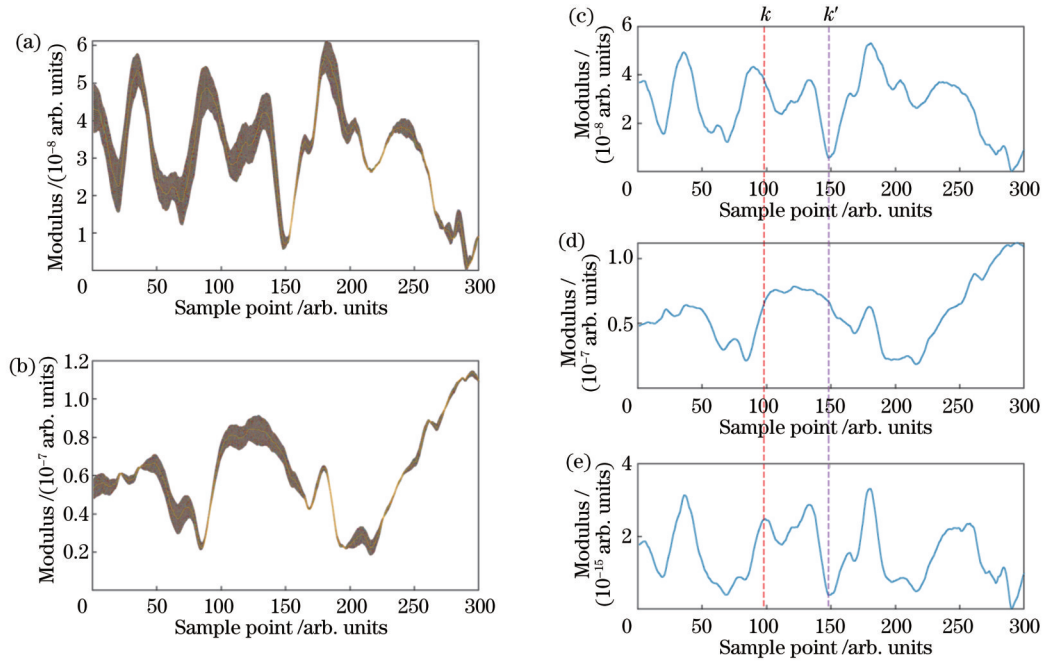


图 2 双频分量模值下包络相乘的仿真示意图。(a)低频分量的模值;(b)高频分量的模值;(c)低频分量的模值下包络;(d)高频分量的模值下包络;(e)下包络的乘积

Fig. 2 Schematic diagram of simulation for lower envelope multiplication of modulus values of dual-frequency components. (a) modulus value of low frequency component; (b) modulus value of high frequency component; (c) envelope of lower modulus value of low frequency component; (d) envelope of lower modulus value of high frequency component; (e) product of lower envelope

参考位置选择错误会导致脉冲序列方向初相位的不一致,并导致相位信号无法正确求解。事实上,光纤沿线折射率分布不均匀也会引起光纤长度方向初相位的不一致,进而影响相位信号的求解。一方面,只有消除所有初相位的不一致才能得到沿着光纤长度方向呈线性分布的相位变化,以此判断求解的相位信号是否正确,此判断准则对于非确知信号的准确求解至关重要;另一方面,只有呈现出线性分布的相位变化,才能使用最小二乘等方法进行数据拟合以实现降噪。因此,在等时分双频光相位光时域反射仪中必须消除光纤长度和脉冲序列两个方向上初相位的不一致。在图 1 中,已经给出了采用静态时的差分相位作为参考相位消除光纤长度方向上初相位不一致的方法。此时引入的参考相位实际上是某一脉冲时刻未解缠绕的差分相位。由于激光频率会出现漂移现象,应尽可能地选择靠近扰动事件且不受扰动事件影响的脉冲时刻的未解缠绕的差分相位作为参考相位。在同一光频分量中,用每个脉冲时刻的未解缠绕的差分相位与参考相位作差,再把两个不同光频分量的相位差值按顺序交叉重新组合,然后在每一个光纤采样位置上使用相位解缠绕算法对组合后的相位差值进行相位展开,就能得到相位变化。相位变化应沿着光纤长度方向呈线性分布。然

而,对于参考相位而言,由于光纤沿线的噪声不是均匀分布的,即使是在同一光频脉冲作用下,不同脉冲之间的光纤沿线的噪声分布也存在差异。即使是在没有任何扰动事件影响的情况下,每个光纤采样位置上不同脉冲的差分相位作差也不会全部是零,尤其当参考相位所在脉冲序列不是解缠绕算法的首个脉冲时,不同光纤采样位置的相位变化值会因为细微的噪声差异而更容易出现异常的情况。另外,由于参考相位本身是存在噪声的,参考相位作差的结果也直接带入该噪声,即该噪声会直接被包含在最终计算出来的相位变化里。既为了消除相位变化在光纤长度方向上的异常情况,也为了消除参考相位本身噪声带来的影响,用计算出来的相位变化继续与原参考相位对应脉冲的相位变化作差。将原参考相位对应脉冲的相位变化依旧称为参考相位,并且将与参考相位二次作差的结果依旧称为相位变化。由于参考相位是在不受扰动影响的静态条件下求得值,因此参考相位二次作差得到的相位变化能直接定量反映外界扰动事件。

### 3 实验装置及实验结果

#### 3.1 实验装置及数据处理流程

图 3 为等时分双频光相位光时域反射仪的实验装

置示意图,注入光纤的脉冲光在时域上是等间隔的。半导体激光器 LD 是高度相干的光源,其线宽低至 100 Hz,而最大功率可达 40 mW。激光器经第一耦合器 OC 1 后分为拥有 90% 能量的上路信号光和拥有 10% 能量的下路参考光。上路信号光经过分光比为 50:50 的第二耦合器 OC 2 后分成两路能量相等的信号光。这两路信号光都是连续光,需要经过第一声光调制器 AOM 1 和第二声光调制器 AOM 2 分别调制成脉冲信号光。第一声光调制器 AOM 1 和第二声光调制器 AOM 2 的频移量分别为 40 MHz 和 80 MHz,两个声光调制器分别由相应的驱动器 driver 1 和 driver 2 控制,在脉冲信号发生器 PG 的控制下,两个驱动器的脉冲宽度均为 200 ns,单频脉冲发射频率为 50 kHz,且两个驱动器脉冲的间隔为 10 μs。由于两个声光调制器的频移量不同,两个声光调制器产生的脉冲光经过

分光比为 50:50 的第三耦合器 OC 3 后就形成了频率相差 40 MHz、光频交替周期变化的组合脉冲串。该脉冲串经过电流为 201 mA 的掺铒光纤放大器 EDFA 后进入测试光纤。光纤中返回的背向瑞利散射光经环形器进入第四耦合器 OC 4 的输入端口,与参考光混合后一起进入光电平衡探测器 BPD, BPD 内置的跨阻放大器将接收到的光电流转换成电压信号。该电压信号经过可变放大器 VA 后又被放大了 10 倍。放大后的电信号进入计算机 PC 中的数据采集卡。在测试光纤中,有一段将近 10 m 长的光纤缠绕在压电陶瓷 PZT 上,然后信号源 SG 产生一个如图 4 所示的 Burst 信号,该信号作用于压电陶瓷 PZT 上以模拟光纤感受到的外界扰动信号,图 4 中的前半部分直线对应静态事件,即等时分双频光相位光时域反射仪不受 Burst 信号前半部分的影响。

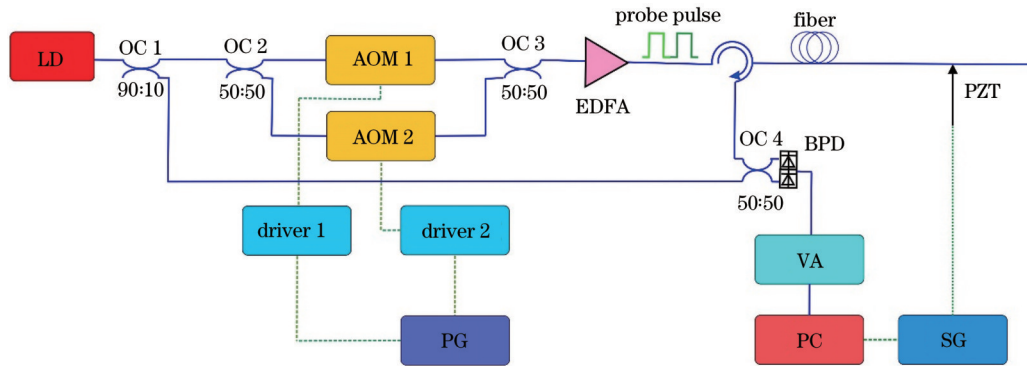


图 3 等时分双频光相位光时域反射仪示意图

Fig. 3 Schematic diagram of phase optical time domain reflector based on isochronous time-division dual-frequency light

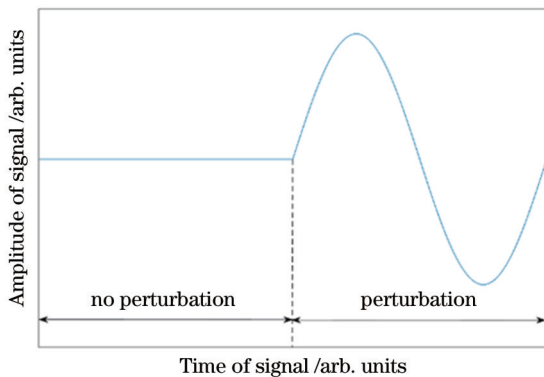


图 4 作用于 PZT 上的 Burst 信号示意图

Fig. 4 Schematic diagram of Burst signal applied on PZT

在图 3 中,将扰动信号源的模拟与等时分双频光相位光时域反射仪的实验过程相结合,而在相位信号解调时,将 Burst 扰动信号与等时分双频光相位光时域反射仪分离开来,且以相位光时域反射仪简单标记等时分双频光相位光时域反射仪,因而可以得到如图 5 所示的相位信号提取的流程图。

首先,等时分双频光相位光时域反射仪采集受 Burst 扰动信号源影响的数据,然后经带通滤波器分别

获得两个单频分量。对于每一个单频分量,使用正交解调并通过低通滤波后即可得到相应的 I 分量和 Q 分量,并由此计算出每个单频分量的初相位和模值。基于每个单频分量的模值,先后计算出距离和与模值最小值。由两个单频分量的距离和计算出距离和乘积,然后进行归一化,并基于归一化的曲线判断出扰动源所在的位置。再由两个单频分量的模值最小值计算出模值最小值乘积,然后进行归一化,并基于该归一化曲线结合判断出的扰动源位置来确定参考位置点。基于参考位置点,在两个单频分量初相位的基础上各自求出未解缠绕的差分相位。之后,基于 Burst 信号源选择两个单频分量的参考相位对应的脉冲时刻,再将单频分量的未解缠绕的差分相位与该单频分量的参考相位作差,得到未解缠绕的相位变化。然后对两个单频分量的未解缠绕的相位变化交叉并进行解缠绕,得到展开后的相位变化。再将原参考相位所在脉冲时刻的相位变化作为新的参考相位,并将原相位变化与各自单频分量的新的参考相位作差,得到新的相位变化。最后,基于新的相位变化即可求出最终的相位信号。

### 3.2 实验结果与讨论

在本实验中,数据采集由内置于计算机 PC 中的

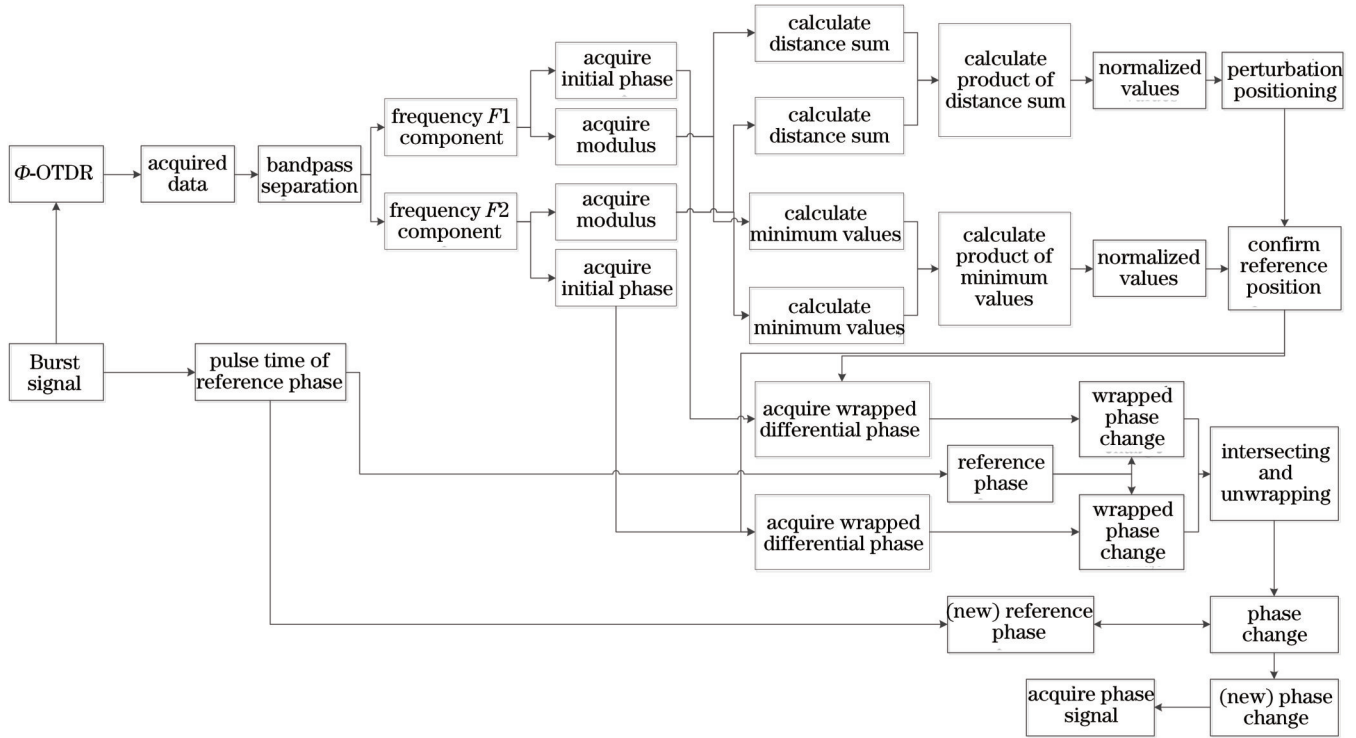


图 5 等时分双频光相位光时域反射仪的相位信号提取流程示意图

Fig. 5 Schematic diagram of process of phase signal extraction in phase optical time domain reflector based on isochronous time-division dual-frequency light

数据采集卡来完成。数据采集卡在触发数据采集功能后就一直处于数据采集状态。在数据采集的过程中,一直存在着背向瑞利散射光形成的信号,而且采集到的数据是一维连续的。对采集到的数据进行整理,以 40 MHz 频移光的触发脉冲作为数据记录起始点,则原始采集的相干瑞利曲线如图 6(a)所示。需

要指出的是,图 6(a)中的相干瑞利曲线实际上是由 1000 次相干瑞利曲线叠加得到的,为了方便叙述,不对相干瑞利曲线图和相干瑞利曲线叠加图进行严格区分。而以 80 MHz 频移光的触发脉冲为数据记录起始点,则原始采集的相干瑞利曲线如图 6(b)所示。

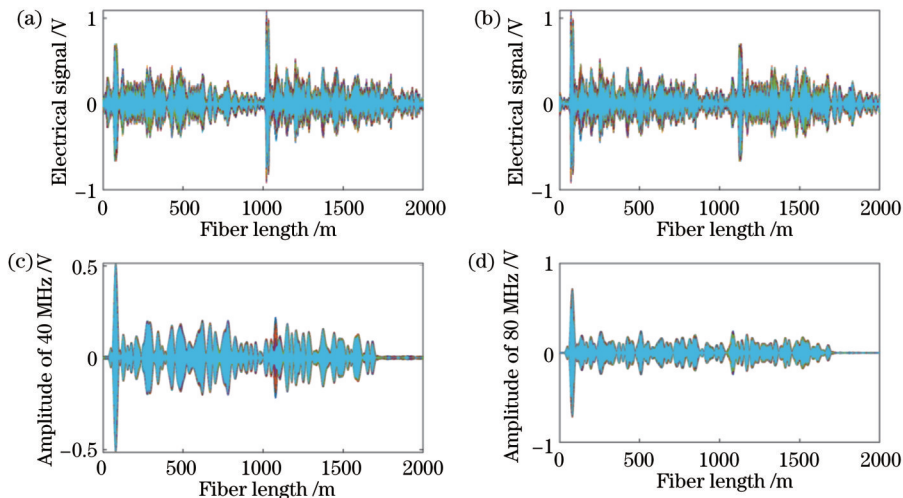


图 6 采集数据的初步处理。(a) 40 MHz 频移量为起始的原始相干瑞利曲线;(b) 80 MHz 频移量为起始的原始相干瑞利曲线;(c) 频移量为 40 MHz 的中频滤波信号;(d) 频移量为 80 MHz 的中频滤波信号

Fig. 6 Initial processing of collected data. (a) Original coherent Rayleigh curve starting with 40 MHz frequency shift part; (b) original coherent Rayleigh curve starting with 80 MHz frequency shift part; (c) intermediate frequency filtered signal of 40 MHz frequency shift part; (d) intermediate frequency filtered signal of 80 MHz frequency shift part

从图 6(a)、(b)中的相干瑞利曲线的幅度可以看出,图 6(b)中的相干瑞利曲线相对于图 6(a)正好平移了 1 km,且图 6(a)、(b)中相干瑞利曲线在所有光纤采样位置上均呈现出受背向瑞利散射光影响的特征。接着对图 6(a)、(b)中的相干瑞利曲线分别用 40 MHz 的带通滤波器和 80 MHz 的带通滤波器进行带通滤波,从而只留下各自频移分量的中频滤波信号,分别如图 6(c)、(d)所示。从图 6 可以看出,所有子图中的图像上下近似对称。但是,图 6(c)、(d)之间不具有图 6(a)、(b)之间的平移相似性。从图 6(a)、(b)完全无法估计扰动事件即 PZT 加载的位置。而从图 6(c)

可以隐约看出扰动事件所在的位置,即在略大于 1 km 的光纤采样位置处垂直方向上的颜色分布状态与其他光纤采样位置处不同。然而,这一现象并没有在图 6(d)中出现。因此,无法直接通过相干瑞利曲线或者相应的中频滤波信号对扰动事件所处的位置进行可靠的分析和确认。

进一步地,分别求解出图 6(c)和图 6(d)中各自频率分量的中频滤波信号对应的正交解调后的  $I$  分量和  $Q$  分量。然后根据各自频率分量的  $I$  分量和  $Q$  分量计算对应的模值  $\sqrt{I^2 + Q^2}$ ,模值计算的部分结果如图 7(a)和图 7(b)所示。

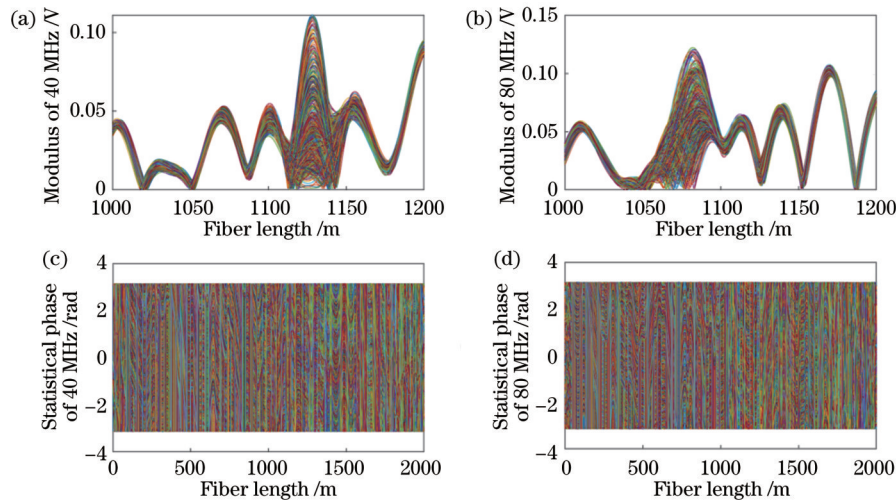


图 7 采集数据的模值和统计相位。(a)40 MHz 频移分量的模值;(b)80 MHz 频移分量的模值;(c)40 MHz 频移分量的统计相位;(d)80 MHz 频移分量的统计相位

Fig. 7 Modulus and statistical phase of collected data. (a) Modulus of 40 MHz frequency shift part; (b) modulus of 80 MHz frequency shift part; (c) statistical phase of 40 MHz frequency shift part; (d) statistical phase of 80 MHz frequency shift part

从图 7(a)和图 7(b)可以看出,两个频移分量的模值曲线都是高低起伏的,且曲线在绝大多数光纤采样位置的可视度很好,而可视度不好的区域就是光纤受外界扰动事件影响的位置,与图 6(c)中扰动事件所在的位置基本一致。但是仔细比较图 7(a)和图 7(b)可以发现,两者显示的扰动位置相差了约 50 m,该差值对应时间域为  $0.25 \mu\text{s}$ 。产生该现象的原因主要是生成两个不同频率探测脉冲光的驱动信号是由脉冲发生器的两个输出口分别控制的,两个输出口之间的间隔设置存在偏差,再加上两个声光调制器对调制脉冲响应的速度不一致。另外,滤波器的频响特性和脉冲发生器的时钟抖动也都会对差值产生影响。图 7(c)和图 7(d)分别对应图 6(c)和图 6(d)的(未解缠绕的)统计相位,分布在  $[-\pi, \pi]$  范围内。在没有扰动事件发生的区域,同一个光纤采样位置上不同时刻的同频脉冲光对应的统计相位值理应是相等的。然而,在图 7(c)和图 7(d)中,沿垂直方向只在少数光纤采样位置呈现出平行条纹的形状,而在绝大多数的光纤采样位置处,统计相位的值是混乱的。这主要是由脉冲信

号发生器触发脉冲的抖动以及同一声光调制器对不同触发脉冲响应存在的微小差异导致的。为了解决这种抖动和差异造成的影响,基于式(6)选择一个参考位置,并将该参考位置之后各光纤采样位置的未解缠绕的统计相位减去参考位置上未解缠绕的统计相位,得到未解缠绕的差分相位。如此,对于不同脉冲而言,未解缠绕的差分相位就变成了距离相同的光纤两点之间相位差值,这个差值能够消除脉冲抖动和声光调制器的影响。

如图 8(a)所示,将两个频率分量的所有脉冲对应的模值均显示在同一个模值-光纤长度的平面上。从图 8(a)可以看出,左侧的两个频率分量的尖峰基本重合。而在光纤长度约为 1.05 km 处,模值的可视度看上去要比其他地方差一点,这种可视度在光纤长度方向上的差异与图 7(a)和图 7(b)的情况大致相似,可以据此粗略地判断出该处存在一个扰动事件。基于图 8(a)定量地定位该事件的具体位置,先基于各频率分量的模值在各光纤采样位置处计算两脉冲的模值的距离和,然后在每一个光纤采样位置处将两个不同频

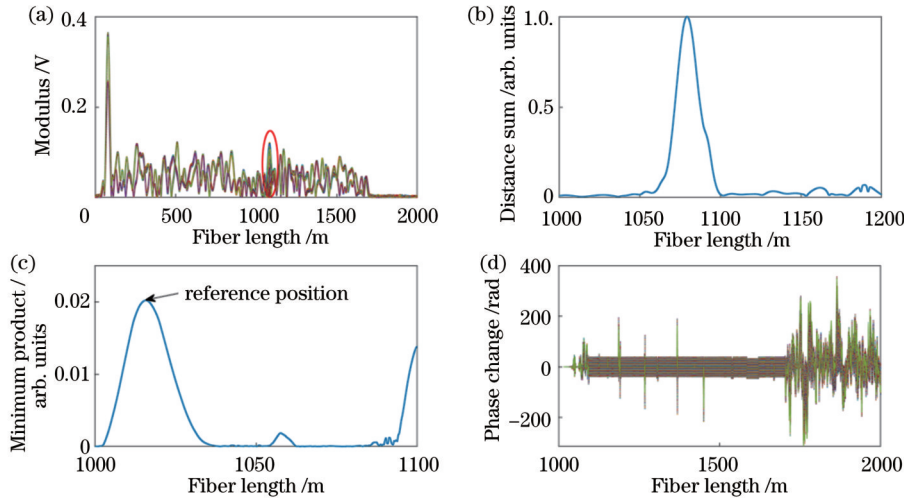


图 8 参考位置的确定。(a)两频率分量的模值;(b)归一化的距离和的局部图;(c)归一化的模最小值乘积的局部图;(d)相位变化  
Fig. 8 Determination of reference position. (a) Modulus of two frequency components; (b) local plot of normalized distance sum; (c) local plot of product of normalized modulus minimums; (d) phase change

率分量的距离和相乘并进行归一化。图 8(b)直接展示了扰动事件附近区域的归一化后的值,进而由图 8(b)定量地定位出外界扰动事件位于区域[1036 m, 1102 m]处。因此,选择的参考位置应是在光纤采样位置 1036 m 左侧的第一个模值最小值乘积的极大值所对应的位置。按照式(7)和式(8)计算出两个频率分量的模值在各光纤采样位置处的最小值的乘积,进行归一化后将其在光纤采样位置 1036 m 附近的值展示在图 8(c)中。由图 8(c)可以看出,在光纤采样位置 1036 m 的左侧的第一个极大值处为光纤采样位置 1015.68 m。该处乘积较大,且该处左侧紧挨的极大值(在子图中未画出)比该处的值要小,因此,选择该处

作为参考位置,基于该参考位置计算出未解缠绕的差分相位。之后,选择各频率分量的第 490 个脉冲对应的未解缠绕的差分相位作为参考相位。接着,将各频率分量的未解缠绕的差分相位与各自频率分量的参考相位作差。最后,对两个频率分量的计算差值按顺序进行交叉组合,再对组合后的差值在每个光纤采样位置使用相位解缠绕算法进行解缠绕,得到展开后的相位变化,如图 8(d)所示,其在无扰动区域应是沿着光纤长度方向呈现出线性分布的特征。然而,仔细观察图 8(d),除了尖峰、毛刺以及没有背向瑞利散射信号的地方,其余位置隐约还存在着相位变化局部凹陷的地方。

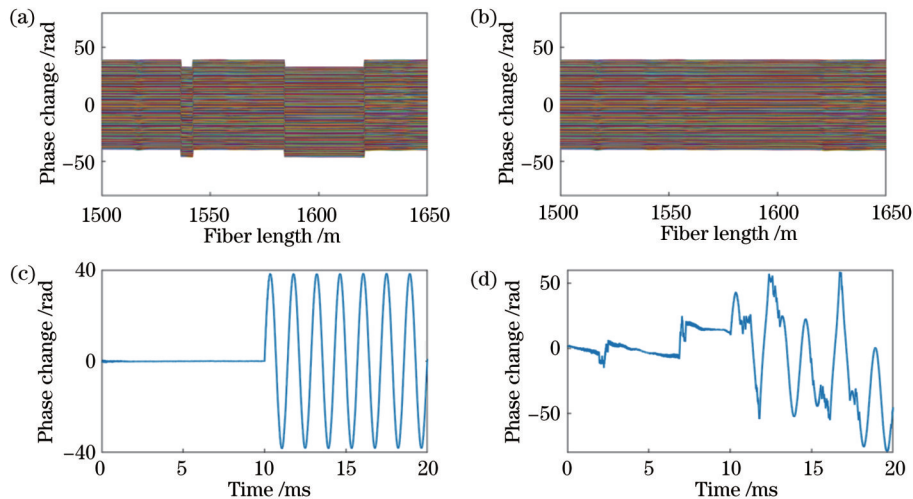


图 9 相位信号的计算。(a)图 8(d)的局部化展示;(b)对图 9(a)进行噪声补偿后的相位变化;(c)所提方法求解的相位信号;(d)未使用参考位置和参考相位求解的相位信号  
Fig. 9 Calculation of phase signal. (a) Localization presentation of Fig. 8 (d); (b) phase change after noise compensation for Fig. 9(a); (c) phase signal solved by the proposed method; (d) phase signal solved without reference position and reference phase

为了详细地展示相位变化局部呈现区域凹陷的情况,图 9(a)展示了相关部分的局部放大图。显然,相

位变化整体上虽然依旧沿着光纤长度方向呈现线性分布的趋势,但是在部分地方出现了凹陷。这是因为相



位解缠绕算法的起始点不是参考相位所在的脉冲时刻,而是 40 MHz 频移光第一个脉冲发射的时刻。该脉冲时刻的未解缠绕的差分相位和 40 MHz 频移光对应的参考相位因噪声等原因存在差异,故而使得部分光纤采样位置处的零值出现偏差,又由于噪声是沿着光纤长度方向累积的,因此会有一小段连续的光纤区域存在这样凹陷的情况。当出现较多这种凹陷的情况时,如果被测信号是非确知的,那么就难以判定求解到的相位信号结果的正确性。为此,用第一次作差时参考相位所在脉冲时刻对应的相位变化值作为第二次作差的参考相位。然后将每个频率分量的相位变化与各自频率分量的参考相位作差。二次作差相当于将参考相位强制设置为标准的零值参考线。在本实验中的参考相位本来就是选择在外界没有扰动事件发生时的静态相位(实际对应 Burst 信号的直线部分)。因此,采用与参考相位进行二次作差的方法不但解决了相位变化中因噪声而出现的凹陷问题,而且抑制了实际情况下参考相位的噪声影响。二次作差的结果如图 9(b)所示,从该图可以看出,二次作差后的相位变化不再存在凹陷,而是呈现出沿着光纤长度方向的连续条纹状,即线性分布的特征。基于此,一方面为判断非确知信号求解的正确性提供了信心;另一方面,当借助于沿着光纤长度方向的相位变化使用数据拟合的方法进行进一步降噪时,可以得到更多有效数据,从而得到更精确的结果。本文着重关注初相位的不一致问题,并进行补偿,因此不再使用数据拟合的方法进行降噪,而是直接将光纤采样位置为 1096 m 处的相位变化作为最终求解的相位信号,其结果如图 9(c)所示。忽略周期数的差异,图 9(c)显示了同图 4 一样的 Burst 信号。对该 Burst 信号进行计算,每个信号采样点相邻两点的相位绝对差值的最大值为 4.5105 rad。对于单频分量而言,或者说对于单频光相位光时域反射仪而言,无法使用传统的相位解缠绕算法正确地求解相位,因此使用等时分双频光相位光时域反射仪。然而,不同于许多通过电信号来增加采样率的方法,甚至不同于利用单频光相位光时域反射仪增加发射脉冲的频率的方式,双频光相位光时域反射仪要想实现真正意义上的均匀采样不但要选择恰当的参考位置,还要选择合适的方法来解决不同频率脉冲光产生的光纤沿线初相位不一致的问题。倘若不加以处理,而是简单地对不同频率分量的未解缠绕的统计相位按顺序进行交叉组合,最终在光纤采样位置 1096 m 处求解出来的相位信号如图 9(d)所示。由该子图可见,Burst 信号的正弦部分有个别峰值是正确的,但在整体上很难判断出来该信号是一个正弦信号,而 Burst 信号的直线部分也与预期相差很大。如果事先不知道要求解的相位信号是 Burst 信号,那么就会错误地将图 9(d)所示的波形认为是正确的求解结果。显然,所提方法确实解决了相关的问题,实现了 Burst 信号的正确求解。进一步地,对图 9

(c)中 Burst 信号的正弦部分使用一次带参正弦函数进行拟合,拟合得到的卡方系数为 0.9998,均方根误差仅为 0.3872 rad,可见所提方法使用等时分双频光相位光时域反射仪不但有效增加了扰动信号的采样率,而且实现了 Burst 信号的精确重构。

## 4 结 论

在等时分双频光相位光时域反射仪中,分别基于参考位置和参考相位补偿脉冲时间和光纤长度方向上初相位的不一致。首先,针对每一个光纤采样位置求出每个频率分量的模值的距离和并相乘再进行归一化,进而确认扰动事件的位置;接着,针对每一个光纤采样位置求出每个频率分量的模值最小值并相乘再进行归一化,进而确定参考位置;之后,依据参考位置计算出未解缠绕的差分相位;然后,针对每个频率分量选择靠近扰动变化的起始点且处于静态的脉冲时刻,将该时刻未解缠绕的差分相位和解缠绕后的相位变化先后两次作为参考相位,并完成两次的相位作差,最终得到沿着光纤长度方向呈线性分布的相位变化。在实验中用 PZT 模拟了 700 Hz 的 Burst 扰动事件,该事件在单频光相位光时域反射仪中无法正确地求解,但是用所提的等时分双频光相位光时域反射仪结合初相位双重补偿的方法不但解决了传统相位解缠绕算法关于  $\pi$  值的限制,而且获得了正弦部分均方根误差仅为 0.3872 rad 的 Burst 信号。这说明使用所提方法在等时分双频光系统中真正实现了扰动信号采样率的倍增,并精确重构了相位信号。

**致谢** 感谢南京大学的王峰副教授在相关的实验和文章写作过程中有益的讨论和各项帮助。

## 参 考 文 献

- [1] Sha Z, Feng H, Zeng Z M. Phase demodulation method in phase-sensitive OTDR without coherent detection[J]. *Optics Express*, 2017, 25(5): 4831-4844.
- [2] Ren M Q, Lu P, Chen L, et al. Theoretical and experimental analysis of  $\Phi$ -OTDR based on polarization diversity detection[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2016, 28(6): 697-700.
- [3] Alekseev A E, Vdovenko V S, Gorshkov B G, et al. Fading reduction in a phase optical time-domain reflectometer with multimode sensitive fiber[J]. *Laser Physics*, 2016, 26(9): 095101.
- [4] 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.
- [5] 李柯, 龚岩栋, 张卓.  $\varphi$ -OTDR 降噪处理的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(23): 2300002.  
Li K, Gong Y D, Zhang Z. Research progress of  $\varphi$ -OTDR noise reduction processing[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(23): 2300002.
- [6] 李笑, 高毅, 吴昊, 等. 基于混合输入神经网络的  $\Phi$ -OTDR 系统模式识别方法[J]. *中国激光*, 2023, 50(11): 1106003.  
Li X, Gao Y, Wu H, et al. Mode recognition method of  $\Phi$ -OTDR system based on mixed input neural network[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2023, 50(11): 1106003.

- [7] Wang Z N, Zhang L, Wang S, et al. Coherent  $\Phi$ -OTDR based on I/Q demodulation and homodyne detection[J]. Optics Express, 2016, 24(2): 853-858.
- [8] Cao K, Xu T W, Ma L L, et al. Distributed optical fiber sensing in coherent  $\Phi$ -OTDR with a broadband chirped-pulse conversion algorithm[J]. Optics Express, 2023, 31(4): 6649-6658.
- [9] 苑立波, 童维军, 江山, 等. 我国光纤传感技术发展路线图[J]. 光学学报, 2022, 42(1): 0100001.  
Yuan L B, Tong W J, Jiang S, et al. Road map of fiber optic sensor technology in China[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(1): 0100001.
- [10] 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.
- [11] 马皓钰, 王夏霄, 马福, 等.  $\Phi$ -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.  
Ma H Y, Wang X X, Ma F, et al. Research progress of  $\Phi$ -OTDR distributed optical fiber acoustic sensor[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(13): 130005.
- [12] Tu G J, Zhang X P, Zhang Y X, et al. The development of an  $\Phi$ -OTDR system for quantitative vibration measurement[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2015, 27(12): 1349-1352.
- [13] He X G, Xie S R, Liu F, et al. Multi-event waveform-retrieved distributed optical fiber acoustic sensor using dual-pulse heterodyne phase-sensitive OTDR[J]. Optics Letters, 2017, 42(3): 442-445.
- [14] Hong R, Wang F, Yu Y, et al. Distributed dynamic strain measurement with a direct detection scheme by using a three-step-phase-shifted double pulse in a UWFBG array[J]. Optics Letters, 2023, 48(8): 2090-2093.
- [15] Pan Z Q, Liang K Z, Ye Q, et al. Phase-sensitive OTDR system based on digital coherent detection[J]. Proceedings of SPIE, 2011, 8311: 83110S.
- [16] 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.
- [17] 盛庆华, 俞钊, 卢斌, 等. 基于异构加速的  $\Phi$ -OTDR 实时信号处理系统[J]. 中国激光, 2020, 47(1): 0104002.  
Sheng Q H, Yu Z, Lu B, et al. Real-time phase-sensitive optical time-domain reflectometry signal processing system based on heterogeneous accelerated computing[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(1): 0104002.
- [18] Wang S, Fan X Y, Liu Q W, et al. Distributed fiber-optic vibration sensing based on phase extraction from time-gated digital OFDR[J]. Optics Express, 2015, 23(26): 33301-33309.
- [19] Yang G Y, Fan X Y, Wang S, et al. Long-range distributed vibration sensing based on phase extraction from phase-sensitive OTDR[J]. IEEE Photonics Journal, 2016, 8(3): 6802412.
- [20] 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.
- [21] 李永倩, 马立.  $\varphi$ -OTDR 振动传感系统中的相位模糊问题[J]. 红外与激光工程, 2015, 44(9): 2800-2804.  
Li Y Q, Ma L. Phase ambiguity in  $\varphi$ -OTDR vibration sensing system[J]. Infrared and Laser Engineering, 2015, 44(9): 2800-2804.
- [22] Fu X, Wu J, Li Z, et al. Fiber-based large dynamic range vibration sensing with dual-wavelength phase unwrapping[J]. Journal of Lightwave Technology, 2019, 37(24): 6090-6096.
- [23] Itoh K. Analysis of the phase unwrapping algorithm[J]. Applied Optics, 1982, 21(14): 2470.
- [24] Yang G Y, Fan X Y, Liu Q W, et al. Frequency response enhancement of direct-detection phase-sensitive OTDR by using frequency division multiplexing[J]. Journal of Lightwave Technology, 2018, 36(4): 1197-1203.
- [25] 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.
- [26] Zhang J D, Zheng H, Zhu T, et al. Distributed fiber sparse-wideband vibration sensing by sub-Nyquist additive random sampling[J]. Optics Letters, 2018, 43(9): 2022-2025.
- [27] Lin Z H, He H, Zhao Z Y, et al. Frequency response enhanced quantitative vibration detection using fading-free coherent  $\Phi$ -OTDR with randomized sampling[J]. Journal of Lightwave Technology, 2023, 41(15): 5159-5168.
- [28] He H J, Yan L S, Qian H, et al. Enhanced range of the dynamic strain measurement in phase-sensitive OTDR with tunable sensitivity[J]. Optics Express, 2020, 28(1): 226-237.
- [29] Jiang J L, Wang Z N, Wang Z T, et al. Continuous chirped-wave phase-sensitive optical time domain reflectometry[J]. Optics Letters, 2021, 46(3): 685-688.
- [30] Hong R, Wang F, Liu Y, et al. Enlarging dynamic strain range in UWFBG array-based  $\Phi$ -OTDR assisted with polarization signal[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2021, 33(18): 994-997.
- [31] 钟镇, 张旭苹, 邹宁睦. 相位光时域反射仪中声信号测量范围的提升[J]. 光学学报, 2021, 41(13): 1306023.  
Zhong Z, Zhang X P, Zou N M. Enhancement of measurable range for acoustic signal in phase optical time domain reflector [J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(13): 1306023.
- [32] 赵丽娟, 张旭哲, 徐志钮, 等. 分布式声波传感系统中 IQ 解调方法的影响因素[J]. 光学学报, 2023, 43(14): 1428001.  
Zhao L J, Zhang X Z, Xu Z N, et al. Influencing factors of IQ demodulation method in distributed acoustic sensors[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(14): 1428001.

# Multiplication of Signal Sampling Rate by Dual-Frequency Light in Phase Optical Time Domain Reflector

Zhong Zhen<sup>1,2</sup>, Zhang Xuping<sup>2\*</sup>, Zou Ningmu<sup>2,3</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, San Marcos 78666, Texas, USA*

## Abstract

**Objective** The phase optical time domain reflector ( $\Phi$ -OTDR) can quantitatively measure the external perturbation information by extracting the phase signals from the coherent Rayleigh curve. During solving the phase, the arctangent operation result is limited in  $[-\pi, \pi]$ . Phase unwrapping is inevitable to obtain a correct signal waveform. However, the traditional phase unwrapping algorithms require that the absolute difference between adjacent phase values does not exceed  $\pi$ . In  $\Phi$ -OTDR, increasing the emission frequency of the optical pulse can enhance the sampling rate of the perturbation signals, thereby reducing the absolute difference. Nevertheless, the total optical fiber length is determined by the measured object. Once this length is determined, the emission frequency of the optical pulse is limited, which means that the sampling rate of the perturbation signal cannot be further increased. At this point, if the external perturbation signal changes fast, the phase signal cannot be correctly acquired. Therefore, the time-division dual-frequency light is introduced into coherent  $\Phi$ -OTDR. However, the initial phases in the directions of both pulse time and fiber length are inconsistent, the introduction of time-division dual-frequency light cannot directly enhance the sampling rate of the perturbation signal, which influences the precise reconstruction of phase signals. Additionally, optical pulses with different frequencies amplify the number of fading positions, thereby heightening the challenge of choosing the reference position which is adopted to eliminate the inconsistency of the initial phase in the pulse time direction. Therefore, in coherent  $\Phi$ -OTDR with the time-division dual-frequency light, a new method is needed to eliminate the inconsistency of the initial phase in the directions of both pulse time and fiber length and thus truly obtain sampling rate multiplication of the perturbation signal and precise reconstruction of phase signals.

**Methods** The introduction of time-division dual-frequency light into coherent  $\Phi$ -OTDR satisfies the requirement of sampling rate multiplication for uniform sampling on the sampling sequence of the pulse. However, the probe pulses of different frequencies complicate the distribution of coherent Rayleigh curves, phase curves, etc. Therefore, the true implementation of sampling rate multiplication requires more complex processing. To conveniently select the reference position of coherent  $\Phi$ -OTDR with the time-division dual-frequency light, we calculate the distance of modulus value at each fiber sampling position for each frequency component, multiply and normalize the distance value at each fiber sampling position, and confirm the location of the perturbation signal based on the normalized curve. Then, we calculate the minimum value of the modulus at each fiber sampling position for each frequency component, and then multiply and normalize the minimum values of the modulus at each fiber sampling position. The reference position is just the fiber sampling position where the maximum value of the normalized curve is closest to the left side of the perturbation source. Correspondingly, the wrapped differential phase is obtained based on the reference position. Since two different frequency lights make the inconsistency of the initial phase more complex, it is best to eliminate the inconsistency of the initial phase caused by two different frequency lights spontaneously. Therefore, in coherent  $\Phi$ -OTDR with the time-division dual-frequency light, for each frequency component, we select the pulse time when the perturbation is equal to a static event and the perturbation begins to change. Additionally, the wrapped differential phase at this pulse time is chosen as the reference phase. Then, the wrapped differential phase at each pulse time is subtracted by the reference phase of the same frequency pulse light. Meanwhile, the phase change after unwrapping at the pulse time of the reference phase is again adopted as the new reference phase to eliminate the noise and corresponding phase unwrapping error introduced by the reference phase. The unwrapped phase change at each time is subtracted by the new reference phase of the same frequency component.

**Results and Discussions** Two different frequency lights with a pulse interval of 10  $\mu$ s and an emission frequency of 50 kHz are introduced into coherent  $\Phi$ -OTDR, and a Burst perturbation signal acts on the optical fiber. To obtain intermediate frequency signals of two frequency components, we filter the collected coherent Rayleigh scattering curves by 40 MHz and 80 MHz bandpass filters respectively. Based on the intermediate frequency signals, the modulus values of the two frequency components are calculated separately. Then, based on the product of the distance of modulus value [Fig. 8

(b)], the left side of the perturbation position is accurately determined to be 1.036 km. Based on the product of the modulus minimum value, the reference position is quickly determined to be 1015.68 m [Fig. 8(b)]. For each frequency component, a wrapped differential phase at the pulse time closest to the perturbation change is selected as the reference phase, and then the wrapped differential phase of the same frequency component is subtracted from the reference phase. The difference values are cross-recombined into a new sequence. After unwrapping, it is just the phase change [Fig. 8(b)]. Furthermore, the phase change at the pulse time of the original reference phase is taken as the new reference phase, and the phase change of the same frequency component is subtracted from the new reference phase to obtain a new phase change. The new phase change exhibits a continuous linear profile along the fiber [Fig. 9(b)]. Finally, the precise Burst signal is extracted, and the maximum difference between adjacent phases is 4.5105 rad if the signal is down sampled. The fitting chi-square coefficient of the sinusoidal part is 0.9998, and the root mean square error is only 0.3872 rad.

**Conclusions** In the phase optical time domain reflectometry, the traditional phase unwrapping algorithms require that the absolute difference between adjacent phases does not exceed  $\pi$ . It makes the sampling rate increase of perturbation signals crucial for precise reconstruction of the phase signals. However, the optical fiber length limits the increase in the sampling rate of the perturbation signals. Therefore, the time-division dual-frequency light is introduced into coherent  $\Phi$ -OTDR. To eliminate the phase distortion caused by inconsistent initial phases in direct unwrapping, we perform the new method of choosing the reference position and dual static compensation. In the experiment, when the external perturbation is a Burst signal with a frequency of 700 Hz, the absolute difference between adjacent phases of the single-frequency probe pulse reaches 4.5105 rad. By the proposed method, the Burst signal is accurately retrieved, and the root mean square error of the sinusoidal part is only 0.3872 rad, which means that the sampling rate of perturbation signals is doubled and the phase signal is precisely reconstructed in coherent  $\Phi$ -OTDR with the time-division dual-frequency light.

**Key words** fiber optics; fiber sensing; phase optical time domain reflector; quantitative measurement; dual-frequency light; accurate extraction