

# 光纤布里渊散射与干涉中的偏振 问题及其分布式传感应用

(申请清华大学工学博士学位论文)

培 养 单 位： 电子工程系

学 科： 电子科学与技术

研 究 生： 谢 尚 然

指 导 教 师： 李 艳 和 教 授

二〇一三年四月

光纤布里渊散射与干涉中的偏振问题及其分布式传感应用

谢尚然

**Polarization properties of Brillouin  
scattering and interferometry in optical  
fibers and their applications on  
distributed fiber sensing**

Dissertation Submitted to

**Tsinghua University**

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

**Doctor of Philosophy**

in

**Electronics Science and Technology**

by

**Xie Shangran**

Dissertation Supervisor: Professor Li Yanhe

**April, 2013**



## 关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：

清华大学拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供校内师生阅读，或在校园网上供校内师生浏览部分内容；（3）根据《中华人民共和国学位条例暂行实施办法》，向国家图书馆报送可以公开的学位论文。

本人保证遵守上述规定。

**（保密的论文在解密后遵守此规定）**

作者签名： \_\_\_\_\_

导师签名： \_\_\_\_\_

日 期： \_\_\_\_\_

日 期： \_\_\_\_\_



## 摘要

光纤系统性能本质上受限于所应用光纤的非理想因素。光纤双折射是对光纤系统性能影响较大的因素之一。光纤双折射所引入的偏振相关问题始终是光纤系统面临的难题。本论文研究光纤布里渊散射与干涉过程中由双折射引入的偏振相关问题，进而分析其在分布式光纤传感中的应用，包括：光纤双折射的分布式测量以及光纤双折射对分布式光纤传感器性能的影响。

本文首先研究单模光纤布里渊散射谱的偏振特性，包括散射增益的空间演化以及散射线宽与频移的偏振关联性。基于波片模型建立了布里渊散射增益空间演化的理论模型；通过理论分析提出单模光纤中布里渊散射线宽和频移具有偏振关联性，指出光纤双折射与声速非均匀性共同造成该偏振关联性，并实验测量了其大小。

基于布里渊散射增益的空间演化模型及散射频移的偏振特性，本文提出了两种光纤双折射分布式测量新方法，并进行了数值仿真和实验研究。该方法可应用于含椭圆双折射单模光纤的双折射测量。

基于光纤布里渊散射谱偏振关联性的研究，本文进一步分析其对分布式温度/应力传感器测量精度的影响。研究了在传感器中应用扰偏器对该偏振关联性的抑制作用，指出在非理想扰偏情况下，光纤双折射与声速非均匀性引入的散射频移测量不确定度决定了此类传感器对温度/应力测量的极限精度；并对比了应用不同种传感光纤以及传感器单端配置与双端配置时的测量精度。

本文最后研究偏振态衰落对干涉型分布式振动传感器定位误差的影响。结合干涉仪结构的等效双折射模型，分析了光纤双折射引入偏振态衰落噪声的特征，并理论提出了传感器定位误差估计方法，指出了偏振态衰落引入的可见度噪声和相位噪声对传感器定位误差的贡献；基于上述理论，本文提出并验证了可有效抑制偏振态衰落噪声影响的功率谱重塑法。

**关键词：**光纤双折射；布里渊散射；偏振态衰落；分布式温度/应力测量；分布式振动测量

## Abstract

Fiber birefringence is one of the dominating factors that limit the performance of optical fiber systems, including fiber communication and sensing systems. The polarization issues induced by fiber birefringence lead to several unsolved problems in those systems. In this dissertation, the polarization properties of Brillouin scattering and interferometry caused by fiber birefringence in single mode fibers are analyzed, and their applications on distributed fiber sensing are further investigated, including the distributed fiber birefringence measurement and the influence of fiber birefringence on the performance of distributed fiber sensors.

The polarization properties of Brillouin spectrum in single mode fibers are firstly investigated, including the spatial evolution of Brillouin gain and the polarization dependence of Brillouin linewidth and peak frequency. A theoretical model on the spatial evolution of Brillouin gain over fiber length is established by using wave plate model; the polarization dependence of Brillouin linewidth and peak frequency is observed for the first time in single mode fibers, and theoretical analysis shows that both fiber birefringence and sound velocity variation contribute to this effect.

Based on the theoretical model of Brillouin gain evolution and the polarization property of Brillouin peak frequency, two novel methods for the distributed birefringence measurement are developed in single mode fibers, which are verified by numerical simulation and experimental results. Those methods can be applied on single mode fibers with elliptical birefringence.

Based on the polarization properties of Brillouin spectrum, the influence of fiber birefringence on the measurement resolution of distributed fiber temperature and strain sensor is further investigated. The suppression effect of the commonly applied polarization scrambler on the polarization dependence of Brillouin spectrum is analyzed, and both theoretical analysis and experimental results show that the measurement uncertainty caused by fiber birefringence and sound velocity variation provides another limit of the temperature and strain measurement resolution of the sensor; the measurement resolutions are further compared in detail when using different types of sensing fibers and using single-end and double-end access configurations.



The influence of polarization fading effect on the positioning error of distributed fiber interferometric vibration sensor is finally investigated. The properties of polarization fading induced visibility and phase noises are analyzed by using the equivalent birefringent model of fiber interferometry; a positioning error estimation and prediction method is established, which indicates the contribution of polarization fading induced noises on the positioning error of the sensor; a novel method for suppressing the influence of polarization fading is further developed and verified based on the established model.

**Key words:** fiber birefringence; Brillouin scattering; polarization fading; distributed temperature and strain sensing; distributed vibration sensing

## 目 录

第1章 绪论 .....	1
1.1 选题背景 .....	1
1.2 单模光纤双折射理论模型及双折射对光纤通信系统的影响 .....	3
1.3 单模光纤布里渊散射偏振特性研究现状 .....	7
1.4 光纤干涉仪偏振特性研究现状 .....	9
1.5 光纤双折射测量技术研究现状 .....	10
1.6 论文研究内容和主要成果 .....	11
第2章 光纤布里渊散射谱的偏振关联性研究 .....	13
2.1 光纤布里渊散射的偏振匹配与相位匹配条件 .....	13
2.2 光纤布里渊散射增益沿空间演化理论模型 .....	14
2.3 单模光纤布里渊散射线宽与频移的偏振关联性 .....	16
2.3.1 理论模型 .....	16
2.3.2 实验研究 .....	20
2.4 本章小结 .....	25
第3章 基于布里渊散射的光纤双折射分布式测量方法研究 .....	27
3.1 研究背景 .....	27
3.2 应用 SBS 测量光纤双折射需考虑的问题 .....	27
3.2.1 电致伸缩和克尔效应引入的非线性折射率对双折射测量的影响 .....	27
3.2.2 两 PSP 轴上的布里渊频移差对布里渊增益测量的影响 .....	28
3.2.3 强 SBS 作用引入的偏振牵引现象对光纤双折射测量的影响 .....	28
3.3 基于布里渊散射增益的光纤双折射分布式测量方法 .....	29
3.3.1 数值仿真研究 .....	29
3.3.2 实验研究 .....	36
3.4 基于布里渊散射频移的光纤双折射分布式测量方法 .....	40
3.4.1 测量原理 .....	40
3.4.2 测量装置与初步实验结果 .....	42
3.5 本章小结 .....	43

<b>第4章 光纤布里渊散射谱偏振关联性对分布式温度/应力传感器测量精度影响研究</b> .....	45
4.1 布里渊散射型分布式温度/应力传感器的测量原理和关键参数 .....	45
4.2 扰偏器对布里渊散射谱偏振关联性的抑制作用分析 .....	47
4.3 应用不同种传感光纤时传感器测量精度对比 .....	51
4.3.1 理论分析 .....	52
4.3.2 测量装置与光纤参数 .....	53
4.3.3 实验结果与讨论 .....	54
4.4 对声波模式耦合现象及其偏振关联性的研究 .....	57
4.4.1 产生声波模式耦合及其偏振关联性的物理原因 .....	57
4.4.2 声波模式耦合偏振关联性的实验研究 .....	59
4.5 BOTDR 与 BOTDA 系统中布里渊散射频移值偏振关联性对比 .....	60
4.6 本章小结 .....	62
<b>第5章 偏振态衰落对干涉型分布式振动传感器定位误差影响研究</b> .....	64
5.1 研究背景 .....	64
5.2 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器振动检测与定位原理 .....	64
5.3 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器等效双折射模型 .....	66
5.4 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器定位误差估计方法 .....	69
5.4.1 问题描述 .....	69
5.4.2 纯加性噪声互相关时延估计理论 .....	70
5.4.3 含噪声干涉信号互相关时延估计方法：偏振态衰落噪声对传感器等效信噪比贡献分析 .....	71
5.4.4 可实际应用的传感器定位误差估计公式 .....	76
5.5 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器定位误差估计方法的验证 .....	77
5.5.1 数值仿真验证 .....	77
5.5.2 实验验证 .....	82
5.6 本章小结 .....	85
<b>第6章 功率谱重塑法抑制偏振态衰落对干涉型分布式振动传感器影响研究</b> ...	87
6.1 研究背景 .....	87
6.2 功率谱重塑法抑制偏振态衰落噪声的原理 .....	88

6.3	功率谱重塑法的现场试验验证 .....	91
6.4	功率谱重塑法现场试验结果讨论 .....	96
6.4.1	截止频率选取的可重复性测试 .....	96
6.4.2	应用不同类型高通滤波器的结果比较 .....	97
6.4.3	应用于不同带宽干涉信号的结果比较 .....	98
6.5	本章小结 .....	99
<b>第7章</b>	<b>结论与展望 .....</b>	<b>100</b>
7.1	结论 .....	100
7.2	展望 .....	101
7.2.1	更精确的光纤双折射分布式测量方法研究 .....	101
7.2.2	光纤双折射分布式测量系统与光纤干涉系统的结合方法研究 .....	101
<b>附录</b>	<b>.....</b>	<b>103</b>
A	计算矩阵 $T_p$ 和 $T_r$ 的迭代算法 .....	103
B	偏振牵引现象对光纤双折射测量影响的理论估算和实验测量 .....	105
B.1	理论估算 .....	105
B.2	实验测量 .....	105
C	含相位噪声时延估计模型 SNR- $\rho$ 关系推导 .....	109
<b>参考文献</b>	<b>.....</b>	<b>111</b>
<b>致 谢</b>	<b>.....</b>	<b>119</b>
<b>声 明</b>	<b>.....</b>	<b>120</b>
<b>个人简历、在学期间的研究成果及发表的论文</b>	<b>.....</b>	<b>121</b>

# 第 1 章 绪论

## 1.1 选题背景

通信光纤自 1966 年由高锟博士理论预言<sup>[1]</sup>以及 1970 年由美国康宁公司拉制成功以来<sup>[2]</sup>，得到了飞速发展。作为目前最理想的信息传输媒质，光纤技术的发展促使通信领域发生了革命性的进步。结合上世纪 80 年代中期掺铒光纤放大器的发明以及光波分复用技术的应用，目前光纤通信系统单通道传输速率已突破 100Gb/s，整体信息传输容量已突破 10Tb/s<sup>[3]</sup>。

与此同时，光纤技术的飞速发展亦推动了上世纪 70 年代末以来光纤传感技术的兴起<sup>[4, 5]</sup>。光波在光纤中传输时，其特征参量（如振幅、相位、波长、偏振态等）会受到外界环境的影响而发生改变，因此可将光纤作为传感元件用于静态或动态物理量的测量。由于光纤传感器所具有的体积小、抗电磁干扰、耐恶劣环境等独特优势，基于光纤的各类新型传感技术和传感器层出不穷，国际国内的研究人员正在努力研制多参量、高精度的光纤传感器。光纤传感技术已在航空航天、油气田勘探开发、国土安全防卫等诸多应用领域受到广泛关注<sup>[6-8]</sup>。近年来我国正在构建融信息获取、信息传输与信息处理为一体的智能物联网<sup>[9]</sup>，其中的信息获取与信息传输环节均与光纤传感技术关系紧密，结合光纤的易组网特性，可以预见光纤传感技术必将在构建智能物联网的过程中发挥关键作用。

分布式光纤传感器是一类重要的光纤传感器。其特点是可利用单根光纤实现对光纤沿线各个位置待测量的连续测量，光纤本身既是传感介质，亦是待测物理量的传输介质。由于分布式光纤传感器不同于传统的点式传感器，其测量不受传感探头空间位置的限制，可在大空间范围内连续测量，因此此类传感器得到了广泛关注和研究<sup>[10]</sup>。目前利用通信光纤构成的分布式光纤传感器的传感范围可达上百公里，空间分辨率高达米甚至厘米量级<sup>[11, 12]</sup>，且其对物理量的测量精度可满足应用需求，尤其适用于大跨度、长距离以及复杂环境中的传感应用，例如对长距离油气管线、输电线路的安全监测<sup>[13, 14]</sup>，对大跨度桥梁、大坝的健康监测<sup>[15, 16]</sup>等等。目前分布式光纤传感器可测量的物理量包括振动、温度、应力、应变、压力等等。图 1.1 和图 1.2 分别示例了分布式光纤传感器应用于油气管线泄漏检测<sup>[13]</sup>和公路健康监测<sup>[16]</sup>。

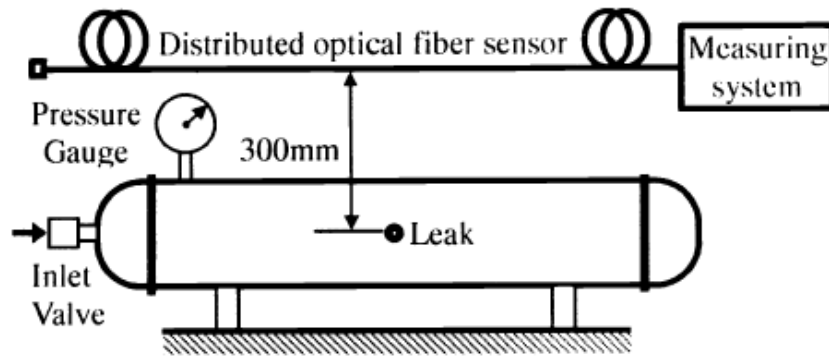


图 1.1 分布式光纤传感器应用于油气管线泄漏检测（摘自文献[13]）



图 1.2 分布式光纤传感器应用于公路健康监测（摘自文献[16]）

光纤技术（包括通信技术、传感技术等等）的飞速发展得益于光纤所具有的大带宽、低损耗、耐恶劣环境、抗电磁干扰、易组网等独特性质，与此同时其发展亦受到实际光纤中存在的非理想因素的限制。由于实际应用的光纤在拉制、涂覆和成缆过程中会不可避免地引入杂质、应力等自然或人为缺陷，导致出现几何尺寸和材料密度的非均匀性，使光纤的传输和传感特性受到上述非理想因素的影响。其中对光纤系统性能影响最大的即是非均匀性所导致的光纤双折射现象。双折射现象由光纤自身的非均匀性以及外部扰动引入，其使得光纤中光波的两个正交偏振模式发生非简并，能量相互耦合，进而导致光波偏振态在传输过程中随机变化<sup>[17-19]</sup>。光纤双折射所引入的偏振相关问题始终是光纤系统面临的难题。在光纤通信系统中，光纤双折射导致的偏振模色散效应已成为限制系统传输速度和容量进一步提升的主要瓶颈<sup>[20-22]</sup>。而在光纤传感系统中，由于我们需要利用外界物理量对光纤中传输光波特征的改变进行测量，而光纤双折射自身亦会调制光波特征（如偏振态），因此光纤双折射必然对传感器的性能产生影响<sup>[23-25]</sup>。

布里渊散射与干涉是光纤中两类重要的物理过程，在光纤传感领域中被广泛应用。具体来说，其对应两类重要的分布式传感器，即：布里渊散射型分布式温度/应力传感器<sup>[26, 27]</sup>与干涉型分布式振动传感器<sup>[28, 29]</sup>。布里渊散射来自光波与声波的相互作用，由于散射过程中光波对声波的调制量与其偏振态有关，且相位匹配条件直接与光波有效模折射率关联，因此光纤双折射必然影响该过程的偏振特性<sup>[30]</sup>。同时由于光纤是光波和声波的波导，边界条件对光场和声场的限制<sup>[31, 32]</sup>导致布里渊散射的偏振特性与晶体中情况不同，值得仔细研究。而在干涉系统中，由于两光波干涉可见度大小随其振动方向变化，光纤双折射导致的光波偏振态变化对干涉仪影响巨大。偏振相关问题始终是光纤干涉系统的研究重点与难点<sup>[23, 29]</sup>。在分布式传感应用中，由于所应用的光纤较长，传感合一，光纤双折射的长程累积使其贡献更加明显，会显著影响传感器的性能。因此寻找方法深入研究长距离单模光纤中布里渊散射与干涉过程的偏振特性，可为分析其对分布式光纤传感器性能的影响、提高传感器的极限性能提供依据和方法。同时，单模光纤双折射本征具有随机性，其大小和轴向随外界环境变化，导致双折射的特性难以被控制和监测，目前尚缺乏有效的测量和标定手段。而对光纤中布里渊散射与干涉过程偏振特性的分析可为研究双折射测量新方法以及研究如何抑制光纤双折射的影响提供工具，具有重要的理论意义与实用价值。

## 1.2 单模光纤双折射理论模型及双折射对光纤通信系统的影响

为分析单模光纤中布里渊散射与干涉过程的偏振特性，首先简要回顾现有光纤双折射理论。本论文主要研究基于  $\text{SiO}_2$  的单模光纤。根据光波导理论<sup>[17, 33]</sup>，在轴对称的弱导光纤中，光波基模为  $\text{HE}_{11}$  模，该模式为圆偏振模，支持两个正交的偏振模式。对于理想单模光纤（几何形状为理想圆，折射率分布均匀，无内应力），上述两偏振模式完全简并，二者以相同的相速度传输，因此光波偏振态（state of polarization, SOP）在理想光纤保持不变。然而对于实际光纤，由于在拉制、涂覆、成缆过程中会引入残余应力及光纤材料密度和几何尺寸的非均匀性，两正交偏振模式的简并受到破坏，两模式以不同的相速度传输，形成光纤双折射。同时由于光纤双折射的大小和轴向沿空间随机变化，两偏振模式在光波传输过程中能量相互耦合，进而导致光波在光纤中传输时 SOP 随机变化。上述能量耦合过程对光纤通信系统的影响巨大。

根据光纤中的偏振理论，光纤双折射可由本地双折射矢量  $\boldsymbol{\beta}=(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$  <sup>[20]</sup> 表征，其中  $\beta_1$ 、 $\beta_2$  为线双折射分量， $\beta_3$  为圆双折射分量。 $\boldsymbol{\beta}$  的长度代表本地双折射的大小， $\boldsymbol{\beta}$  的方向指向本地快轴方向，如图 1.3 的邦加球表示。其中 LHP、LVP、LCP、

RCP 分别表示水平线偏振光、垂直线偏振光、左旋偏振光和右旋偏振光， $\text{PSP}_f$  和  $\text{PSP}_s$  分别表示单模光纤主偏振态快慢轴（定义见下）。

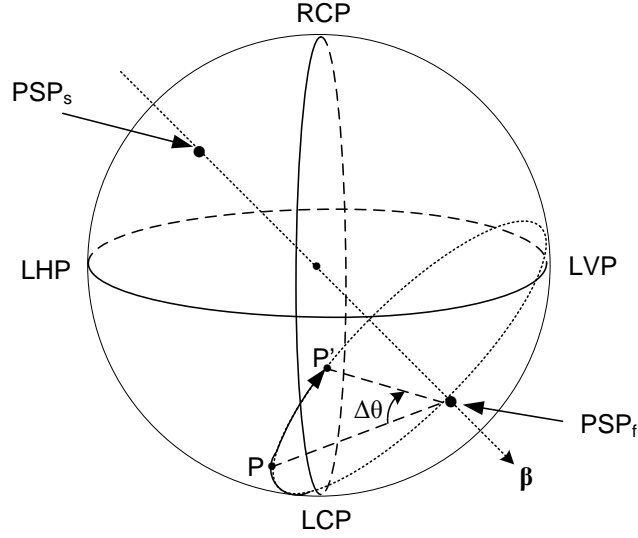


图 1.3 光纤双折射矢量的邦加球表示

考虑在光纤沿线  $z$  处由微分长度  $dz$  引起的光波 SOP 变化。从物理上说，该变化由相对介电张量  $\varepsilon$  所表征的本地双折射特性决定。对于某一特定光频率，上述 SOP 变化可由横向场分布  $\mathbf{E}_T(z)$  的波动方程表示：

$$\frac{d^2 \mathbf{E}_T(z)}{dz^2} + \varepsilon k_0^2 \mathbf{E}_T(z) = 0 \quad (1.1)$$

其中  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  为真空中波数， $\lambda_0$  为真空中光波长。对于非理想单模光纤，可将相对介电张量  $\varepsilon$  进行  $\sigma$  展开，得到<sup>[20]</sup>：

$$\varepsilon k_0^2 = \beta_0^2 \mathbf{I} + \beta_0 \boldsymbol{\beta} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \beta_0^2 \mathbf{I} + \beta_0 \begin{pmatrix} \beta_1 & \beta_2 - i\beta_3 \\ \beta_2 + i\beta_3 & -\beta_1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

其中  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$  为泡利自旋向量：

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

$\beta_0$  为理想光纤的传播常数， $\mathbf{I}$  为单位矩阵， $i$  为虚数单位。 $\beta_j$  ( $j=1, 2, 3$ ) 即为本地双折射矢量  $\boldsymbol{\beta}$  各分量。由式 (1.2) 可见，双折射矢量  $\boldsymbol{\beta}$  具有与传播常数相同的特征，可视作在  $\beta_0$  基础上引入的一额外微扰项，会导致光波相位的随机变化。本地光纤双折射矢量的长度  $\beta(z)$  由该处两正交偏振模式的传播常数差决定，即<sup>[34]</sup>：

$$\beta(z) = |\beta_s(z) - \beta_f(z)| = \left| n_{\alpha(s)}^{\text{eff}}(z) - n_{\alpha(f)}^{\text{eff}}(z) \right| k_0(z) \quad (1.4)$$



其中  $\beta_f(z)$ 、 $\beta_s(z)$  分别为光波在本地双折射快、慢轴上的传播常数， $n_{o(f)}^{\text{eff}}(z)$ 、 $n_{o(s)}^{\text{eff}}(z)$  分别为本地快、慢轴的有效模折射率。两正交模式沿光纤长度以近似周期的方式交换能量，该周期被定义为拍长  $L_B$ ，其与光纤双折射矢量长度的关系为<sup>[34]</sup>：

$$L_B(z) = \frac{2\pi}{\beta(z)} = \frac{\lambda_p}{\Delta n_o^{\text{eff}}(z)} \quad (1.5)$$

其中  $\Delta n_o^{\text{eff}}(z) = |n_{o(s)}^{\text{eff}}(z) - n_{o(f)}^{\text{eff}}(z)|$  为快慢轴的有效模折射率差。拍长亦为光波 SOP 在邦加球上绕双折射矢量旋转一周对应的空间长度。单模光纤中由于双折射在  $L_B$  长度内不断变化，光波 SOP 在邦加球上的演化轨迹非常复杂，因此对单模光纤来说拍长是在一段距离内两正交模式耦合的平均周期。上述  $\beta$  矢量包含了光纤本地双折射的所有信息，除包含由光纤材料密度、几何尺寸非均匀性及残余应力引入的本征双折射外，亦包含由光纤弯曲、扭曲、外加电场、磁场等外部原因导致的附加光纤双折射<sup>[18]</sup>。例如由光纤弯曲引入的双折射大小  $\beta_b$  可表示为<sup>[35]</sup>：

$$\beta_b = -7.7 \times 10^7 \kappa^2 r^2 \text{ deg/m} \quad (1.6)$$

其中  $\kappa = 1/R$  为弯曲曲率， $R$  为弯曲半径， $r$  为光纤半径，如图 1.4 所示。上述本征与附加双折射矢量存在可叠加性。

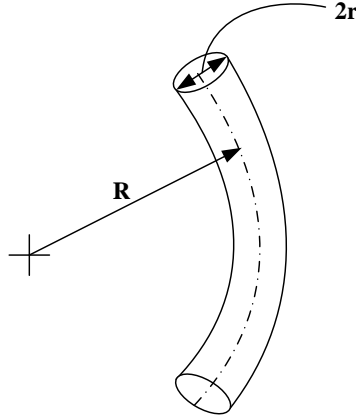


图 1.4 弯曲光纤示意图

由式 (1.2) 可知，光纤双折射导致光场的传播常数及其相位在传播过程中随机变化。光场  $\mathbf{E}$  的 SOP 可由二维琼斯向量  $|\mathbf{E}\rangle$  或三维斯托克斯向量  $\hat{\mathbf{E}}$  表征（为避免与斯托克斯散射光以及慢轴符号混淆，斯托克斯向量用  $\hat{\mathbf{E}}$  表示）。假设  $|\mathbf{E}\rangle(z)$  与  $\varepsilon(z)$  均随位置  $z$  缓变，则：

$$\mathbf{E}_T = e^{-i\beta_0} |\mathbf{E}\rangle \quad (1.7)$$

其中  $|\mathbf{E}\rangle$  即包含由双折射引入的相位变化。将式 (1.2) 与式 (1.7) 代入式 (1.1)：

$$\frac{d|\mathbf{E}\rangle}{dz} + \frac{1}{2}i\boldsymbol{\beta} \cdot \boldsymbol{\sigma} |\mathbf{E}\rangle = 0 \quad (1.8)$$

之后利用  $\hat{\mathbf{E}}$  与  $|\mathbf{E}\rangle$  的转换关系<sup>[20]</sup>:

$$\hat{\mathbf{E}} = \langle \mathbf{E} | \boldsymbol{\sigma} | \mathbf{E} \rangle \quad (1.9)$$

可得:

$$\frac{d\hat{\mathbf{E}}}{dz} = \boldsymbol{\beta} \times \hat{\mathbf{E}} \quad (1.10)$$

式 (1.10) 表示光波在含双折射 (无衰减) 光纤中的 SOP 演化可视为其在邦加球上偏振点 (即斯托克斯矢量  $\hat{\mathbf{E}}$ ) 沿矢量  $\boldsymbol{\beta}$  的旋转, 如图 1.3 所示由点 P 旋转至点 P'。对应于二维琼斯向量  $|\mathbf{E}\rangle$  和三维斯托克斯向量  $\hat{\mathbf{E}}$ , 光波输出与输入 SOP 的关系在琼斯空间和斯托克斯空间可分别表示为<sup>[20]</sup>:

$$|\mathbf{E}\rangle_{out} = T |\mathbf{E}\rangle_{in} \quad (1.11)$$

$$\hat{\mathbf{E}}_{out} = R \hat{\mathbf{E}}_{in} \quad (1.12)$$

其中 T 和 R 分别为含双折射光纤的琼斯矩阵和穆勒矩阵, 二者的转换关系为<sup>[20]</sup>:

$$R\boldsymbol{\sigma} = T^* \boldsymbol{\sigma} T \quad (1.13)$$

琼斯矩阵 T 与该段光纤双折射矢量  $\boldsymbol{\beta}$  的关系为:

$$T = \exp\left(-i\frac{1}{2}dz\boldsymbol{\beta} \cdot \boldsymbol{\sigma}\right) \quad (1.14)$$

通过对琼斯矩阵 T 进行本征值分析可知<sup>[22]</sup>, 对于双折射矢量  $\boldsymbol{\beta}$  沿空间随机变化的单模光纤, 存在一组正交的输入与输出 SOP, 被称为主偏振态 (principal state of polarization, PSP)。对准在主偏振态之一的入射光波其输出 SOP 对频率的一阶导数为零, 即在一阶近似下输出 SOP 不随频率变化。光波沿主偏振态快轴 (PSP<sub>f</sub>) 与慢轴 (PSP<sub>s</sub>) 传播时分别具有最小和最大的群时延, 两群时延差定义为该段光纤的差分群时延 (differential group delay, DGD) 值  $\Delta\tau$ <sup>[34]</sup>, 示于图 1.5。

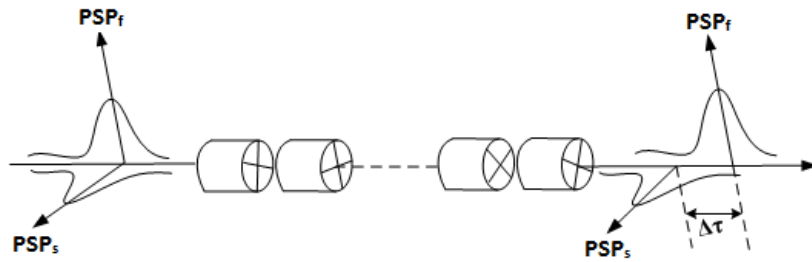


图 1.5 单模光纤主偏振态及差分群时延示意图

$\text{PSP}_r$  与  $\text{PSP}_s$  可作为单模光纤中偏振态分解的一组基，如图 1.5 所示。值得注意的是，单模光纤中的主偏振态仅反映整段光纤双折射的统计平均结果，与光纤本地双折射不直接相关，即光波 SOP 虽然经整段光纤输出保持不变，但在光纤中各处仍随机变化。

在光纤通信系统中，对于具有一定带宽的窄脉冲信号，由于两正交偏振模式具有不同的群速度且二者相互耦合，导致输出脉冲信号发生展宽，即产生偏振模色散现象（polarization mode dispersion, PMD）。从频率域考察，PMD 导致光波的输出 SOP 随频率变化；从时间域考察，PMD 导致光脉冲的时延随 SOP 变化。当输入 SOP 对准在 PSP 时，单位长度光纤的 DGD 可表示为<sup>[21]</sup>：

$$\frac{d}{dz} \Delta\tau = \frac{\Delta n_o^{\text{eff}}}{c} + \frac{\omega_p}{c} \left( \frac{d\Delta n_o^{\text{eff}}}{d\omega} \right) \quad (1.15)$$

脉冲经整段光纤的展宽值因光纤双折射沿空间随机变化而具有随机性，因此整段光纤的 DGD 由各段光纤 DGD 的方均根值（RMS）给出<sup>[36]</sup>：

$$\Delta\tau = \sqrt{\langle \Delta\tau_1 \rangle^2 + \langle \Delta\tau_2 \rangle^2 + \dots + \langle \Delta\tau_N \rangle^2} \quad (1.16)$$

其中  $\Delta\tau_i$  为本地 DGD。整段光纤的 PMD（表征脉冲展宽程度）可进一步由 DGD 的 RMS 表示<sup>[34]</sup>：

$$\sigma_\tau^2 = \langle (\Delta\tau)^2 \rangle = 2 \left( \frac{\Delta\tau l_c}{L} \right) \left[ \exp\left(-\frac{L}{l_c}\right) + \frac{L}{l_c} - 1 \right] \quad (1.17)$$

其中  $l_c$  为双折射相关长度，定义为两正交偏振分量保持相关的距离（单模光纤典型值为 10m）， $L$  为光纤长度。式（1.17）为短光纤（ $L < 0.1\text{km}$ ）时 PMD 的表达式，当  $L > 0.1\text{km}$ ，即  $L \gg l_c$  时<sup>[34]</sup>：

$$\sigma_\tau \approx \left( \frac{\Delta\tau}{L} \right) \sqrt{2l_c L} \triangleq D_p \sqrt{L} \quad (1.18)$$

其中  $D_p$  为 PMD 参数。对于典型单模光纤， $D_p$  的值在  $0.1 \sim 1\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$  范围内变化。由式（1.18）可以看到，长距离光纤中 PMD 随光纤长度以平方根增加。同时可以看到，在光纤通信系统中，通常只关注光纤的整体传输特性，即整段光纤与偏振态相关的统计平均特征（如 PMD、DGD 参数等）。

### 1.3 单模光纤布里渊散射偏振特性研究现状

光纤布里渊散射为三阶非线性过程，来自于光波和声波的相互作用<sup>[37]</sup>。当泵

浦光输入功率较低时，其被光纤中的自发声波所散射，产生自发布里渊散射（spontaneous Brillouin scattering, SpBS）；当泵浦光功率高于某一阈值时，泵浦光与散射光功率可比拟，二者相互拍频进而通过电致伸缩效应放大光纤中的声波，产生对光纤折射率的调制，出现受激布里渊散射（stimulated Brillouin scattering, SBS）。目前对于布里渊散射偏振特性的研究主要集中在 SBS 过程。由于 SBS 中的拍频过程与光波 SOP 相关，因此 SBS 增益（即散射效率）具有偏振关联性。研究指出，单模光纤中布里渊散射的整体增益会随入射光波 SOP 变化，且增益沿光纤长度近似周期变化。文献[24]通过理论计算和实验指出光纤中背向 SBS 最大增益与输入扰偏后增益的比值（记为系数  $K_0$ ）约为 1.5，并且最大增益与最小增益比值（记为系数  $\gamma_0$ ）约为 2。文献[38]中的实验结果显示， $\gamma_0$  的值与光纤长度有关：当光纤长度  $L$  远大于双折射拍长  $L_B$  时， $\gamma_0$  的测量结果约为 2，与理论预测相同；当  $L$  与  $L_B$  可比较时， $\gamma_0$  的测量结果趋向于无穷大，如图 1.6 所示。

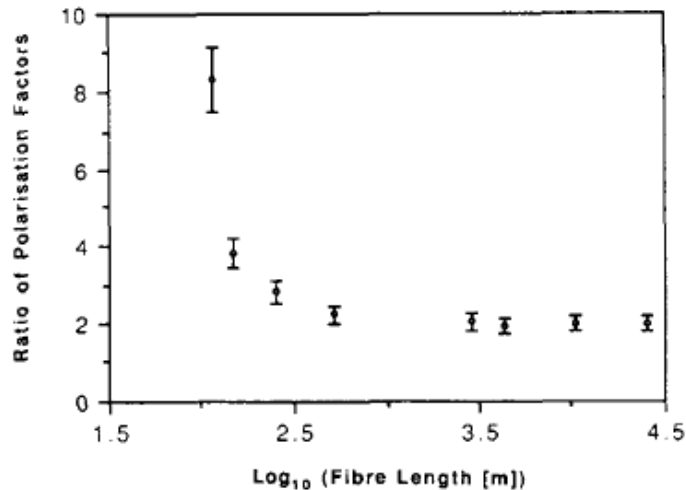


图 1.6 单模光纤布里渊散射最大与最小增益比值随光纤长度变化实验结果(摘自文献[38])

2008 年，文献[39]提出了光纤中布里渊放大的矢量模型。该文献通过分析布里渊散射信号光的矢量传输方程，指出信号光的偏振态变化由光纤双折射和 SBS 作用共同控制，同时提出偏振牵引现象。偏振牵引现象是指对于偏振态随机输入的泵浦光，由于强 SBS 相互作用，其输出 SOP 会逐渐被牵引并收敛到与泵浦光相同。该现象来源于布里渊增益的偏振关联性，即对于信号光来说，其与泵浦光 SOP 平行偏振分量的增益系数 ( $G_{\max}$ ) 大于与泵浦光 SOP 垂直的偏振分量 ( $G_{\min}$ )，因此 SBS 过程引入一偏振相关增益 (PDG)。同时偏振牵引现象大小与泵浦光功率相关。图 1.7 显示在不同泵浦光功率下，实验观察到信号光 SOP 被牵引的程度不同。图中黑色“+”为泵浦光输入 SOP，绿色菱形和蓝色圆点分别为泵浦光功率最小、最大时信号光输出 SOP，红色方块为中间情况。可以看到，随泵浦光功率增

加，信号光输出 SOP 逐渐被牵引到与泵浦光相同。

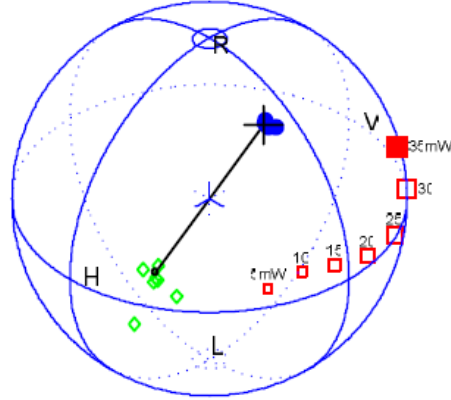


图 1.7 不同泵浦光功率下偏振牵引现象实验结果的邦加球表示（摘自文献[39]）

在单模光纤中，对布里渊散射谱偏振特性的研究集中于散射增益的偏振关联性，同时由于光纤通信系统中只关注光波的整体传输特性，目前研究集中于整段光纤平均散射增益的偏振特性，而对散射增益沿空间的演化过程讨论较少。同时，对单模光纤中布里渊散射线宽和频移偏振关联性的研究尚未见报道。

#### 1.4 光纤干涉仪偏振特性研究现状

光纤干涉仪通常用于形成相位调制型光纤传感器，主要包括 Michelson 干涉仪、Mach-Zehnder 干涉仪（M-Z 干涉仪）、Sagnac 干涉仪、Fabry-Parot 干涉仪（F-P 干涉仪）等结构<sup>[14, 40-42]</sup>。由于光波干涉可见度大小与光波振动方向有关，干涉过程具有强偏振关联性，因此光纤干涉仪受光纤双折射的影响很大。在光纤干涉仪中，双折射导致光波经两干涉臂时 SOP 随机变化，且变化量不同，进而导致干涉信号可见度随机变化，产生偏振态衰落（即光波偏振态随机变化导致的干涉信号可见度涨落）现象。偏振态衰落现象于 1979 年被 Sheem S K 和 Giallorenzi T G 等人提出并研究<sup>[43]</sup>，之后 Stowe D W 等人指出应用普通单模光纤时偏振态衰落造成的干涉信号信噪比在约 10% 的测量时间内降低 10dB，在约 2% 的测量时间内降低 20dB<sup>[44]</sup>。Kersey A D 等人进一步通过理论分析和实验，在干涉信号中引入附加可见度项  $V$  和附加相位项  $\gamma$  来研究偏振态衰落，分别表示为<sup>[23, 29]</sup>：

$$V = \left[ 1 - \sin^2(\Omega_{r-s}/2) \sin^2 \theta \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.19)$$

$$\tan \gamma = \tan(\Omega_{r-s}/2) \cos \theta \quad (1.20)$$

其中  $\theta$  为输入 SOP 在邦加球上与干涉仪等效双折射矢量的夹角,  $\Omega_{r-s}$  为光波经光纤传输后 SOP 绕该矢量的旋转角度。上述分析将光纤干涉仪中的光波 SOP 变化定量转化为干涉信号的可见度变化和相位变化。以此为基础, 人们已提出了诸多方案抑制偏振态衰落带来的影响, 主要包括干涉仪输入光偏振态控制 (手动控制<sup>[46]</sup>、反馈控制<sup>[45]</sup>、扰偏<sup>[29]</sup>), 偏振分集接收<sup>[47]</sup>以及使用保偏光纤等等。

对于干涉型分布式传感器, 目前研究主要集中于双折射对干涉仪输出信号本身的影响, 如分析偏振态衰落引入的可见度噪声和相位噪声特性等等, 而很少进一步研究该噪声对传感器具体性能参数的影响, 而这对干涉型传感器的实际应用具有重要意义。

## 1.5 光纤双折射测量技术研究现状

目前光纤双折射测量的标准方法 (如琼斯矩阵特征值分析法) 只能提供一整段光纤双折射 (或 PMD、DGD 参数) 的平均值, 无法给出其位置分布信息<sup>[48-50]</sup>。然而这种平均测量结果无法有效应用于光纤通信系统中的故障定位以及分布式光纤传感系统中的双折射监测。对于光纤双折射的分布式测量方法国际国内已有过探索, 目前报导的方法均基于光纤中的散射效应, 依散射类型不同可分为两类: 一类基于瑞利散射, 另一类基于布里渊散射。

基于瑞利散射的测量方法又分为基于频域的方法和基于时域的方法。基于频域的方法称为光频域反射仪 (OFDR)<sup>[51-53]</sup>, 该方法的优势在于具有高空间分辨率 (文献[53]中达到  $20\mu\text{m}$ ), 然而其测量距离受限 ( $<100\text{m}$ ), 因此难以应用于实际通信光纤 (几十至几百公里) 的双折射测量。基于时域的方法称为偏振时域分析仪 (POTDR)<sup>[54-62]</sup>, 该方法利用的是往返 PMD 矢量与传输 PMD 矢量的统计关系<sup>[56-58]</sup>。文献[63]中提出的方法可同时提取 PMD 的时域和频率信息, 文献[64, 65]进一步发展了上述方法以得到瞬时 PMD。目前 POTDR 是测量单模光纤本地双折射最有效的方法。然而基于单端配置反射仪 (POTDR、OFDR 等) 的方法在测量椭圆双折射时遇到困难。这是由于椭圆双折射光纤的双折射矢量含有圆双折射分量 (即  $\beta_3 \neq 0$ ), 该分量信息在背向散射过程中会因正负抵消而出现丢失<sup>[55, 66]</sup>。单模光纤的成缆过程, 以及拉制过程中已广泛使用的旋转 (spun) 操作, 均会引入椭圆双折射<sup>[67]</sup>。旋转操作是使光纤在熔融状态下被旋转拉制, 以降低光纤整体 PMD, 但已理论证明只有在某些特定的旋转轨迹下, 圆双折射分量才可被等效视作零<sup>[67]</sup>。而旋转操作中因机械原因所导致的轨迹抖动不可避免, 因此最终拉制成功的单模光纤中一定存在椭圆双折射。文献[68]的分析指出, 应用 POTDR 方法时, 很小的圆双折射分量会显著影响其双折射恢复结果, 导致出现 PMD 估计偏差。目前基于

POTDR 系统, 已出现可测量扭曲光纤或旋转光纤双折射的方法。文献[69]中的方法可应用于具有恒定双折射的光纤上, 而无法应用于实际单模光纤。文献[70]中的方法可用于提取线性双折射分量和外加的扭转率, 但其分辨率较低。文献[66]中的方法可用于分析扭转引入的圆双折射大小, 但其扭转率需为常数, 实际应用存在困难。由此可见, 研究一种可有效应用于椭圆双折射光纤的测量技术十分必要。

基于布里渊散射的测量方法可采用双端配置结构(如布里渊光时域分析仪 BOTDA)。虽然双端配置结构在现场安装及应用中存在不便, 但其可保证包含圆双折射分量( $\beta_3$ )的信息, 即包含光纤沿线各处双折射矢量  $\beta$  的所有信息, 具有应用价值。在基于频域的方法中, 布里渊光频域分析仪(BOFDA)利用连续的泵浦和探测光进行双折射分布式测量, 文献[71]在 11km 单模光纤上实现了 5.5 米的空间分辨率, 然而此类方法的最大测量距离及最高空间分辨率受光源调制频率和调制步长限制, 同时其相对较长的测量时间亦会对 PMD 的测量引入额外误差。在基于时域的测量方法中, 文献[72]应用单端入射和一反射镜实现双端测量, 然而该文献只报导了定性分析, 无理论分析和定量研究。

由以上分析可见, 目前椭圆双折射单模光纤的双折射分布式测量方法尚在探索之中, 且缺乏对测量精度的定量分析。

## 1.6 论文研究内容和主要成果

本论文分别研究光纤布里渊散射与光纤干涉过程中由双折射引入的偏振相关问题, 进而分析其在分布式光纤传感中的应用。论文结构示意图于图 1.8。

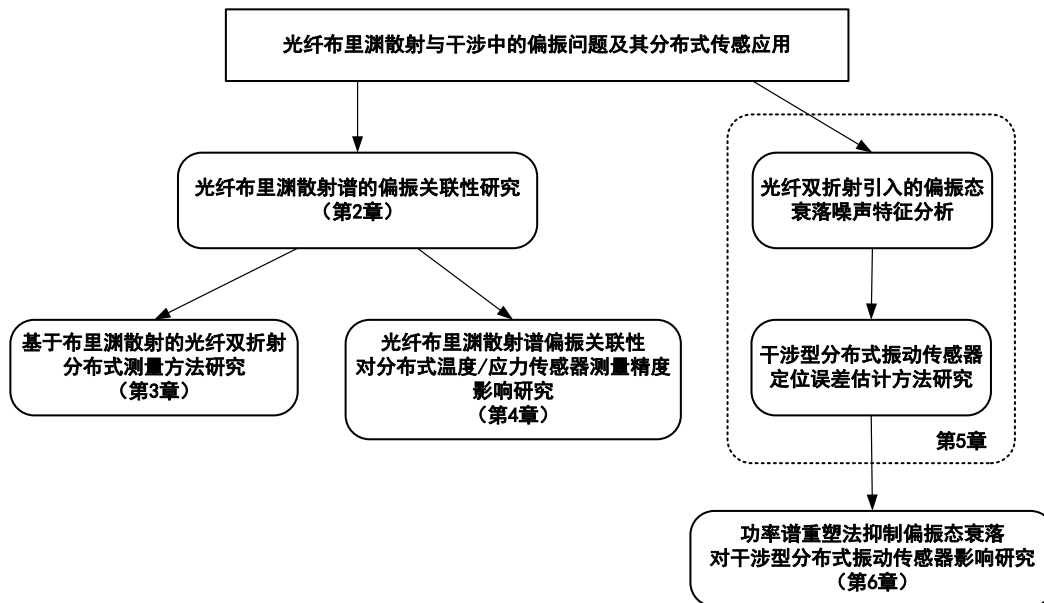


图 1.8 论文结构示意图

论文整体分为两大部分：第一部分讨论光纤布里渊散射过程中的偏振问题，第二部分讨论光纤干涉仪中的偏振问题。在第一部分中，首先研究光纤布里渊散射谱的偏振关联性，并基于此进一步研究光纤双折射分布式测量方法以及该偏振关联性对布里渊散射型分布式温度/应力传感器测量精度的影响；在第二部分中，首先分析光纤双折射引入的偏振态衰落噪声特征，并基于此进一步研究偏振态衰落对干涉型光纤分布式振动传感器定位误差的影响及其抑制方法。

论文共分为7章：

第1章是绪论部分。介绍论文的选题背景，综述光纤双折射基本理论模型、光纤布里渊散射与光纤干涉仪偏振特性以及光纤双折射测量技术的研究现状；

第2章研究光纤布里渊散射谱的偏振关联性。基于波片模型建立布里渊散射增益空间演化的理论模型；提出单模光纤中布里渊散射线宽和频移具有偏振关联性，指出光纤双折射与声速非均匀性共同导致该偏振关联性，并实验测量了其大小。

第3章研究基于布里渊散射的光纤双折射分布式测量方法。基于第2章对布里渊散射增益空间演化模型及散射频移偏振特性的研究，提出并测试了两种光纤双折射分布式测量新方法，即偏振平均短时傅里叶变换法和偏振搜索最大最小值法。该方法可应用于含椭圆双折射单模光纤的双折射测量。

第4章研究光纤布里渊散射谱偏振关联性对分布式温度/应力传感器测量精度的影响。基于第2章对光纤布里渊散射谱偏振特性的分析，研究了传感器中应用扰偏器对布里渊散射谱偏振关联性的抑制作用，指出在非理想扰偏情况下，光纤双折射与声速非均匀性引入的散射频移测量不确定度决定了此类传感器对温度/应力测量的极限精度；并对比了应用不同种传感光纤以及传感器单端配置与双端配置时的测量精度。

第5章研究偏振态衰落对干涉型光纤分布式振动传感器定位误差的影响。以双M-Z干涉仪为例，结合干涉仪结构的等效双折射模型分析偏振态衰落引入的可见度噪声和相位噪声特征，并基于此提出了传感器定位误差估计方法。理论推导了干涉信号的等效信噪比表达式，该表达式指示出偏振态衰落噪声对传感器定位误差的贡献，并通过理论仿真和实验验证了上述理论分析。

第6章在第5章理论分析的基础上，提出并验证了可抑制偏振态衰落噪声影响的功率谱重塑法。该方法可有效提高信号带宽，间接抑制偏振态衰落噪声对等效信噪比的贡献，降低传感器定位误差。

第7章总结本论文的研究内容与成果，并展望未来工作。



## 第 2 章 光纤布里渊散射谱的偏振关联性研究

### 2.1 光纤布里渊散射的偏振匹配与相位匹配条件

布里渊散射来源于光波和声波的相互作用，如图 2.1 所示<sup>[27]</sup>。泵浦光被光纤中的声波（密度波）散射，产生背向斯托克斯散射光（或反斯托克斯散射光）。当泵浦光足够强时，背向散射光强度与泵浦光可比拟，此时两光波产生拍频，通过电致伸缩效应放大光纤中的声波。被放大的声波进一步产生对光纤折射率的调制，使散射光增强。该正反馈过程使背向散射光强度非线性增加，即发生 SBS。在上述物理过程中，由于泵浦光与散射光的拍频效率与二者 SOP 相关，因此 SBS 过程本征具有偏振关联性。在应用布里渊散射进行分布式传感时，为提高测量精度，通常使两光波（称作泵浦光和探测光）从两端入射光纤<sup>[73]</sup>。此时，当两光波频率差落在布里渊散射谱频率范围内时（在 1550nm 波长处约为 11GHz），泵浦光能量会通过和声波的相互作用而耦合到探测光，探测光被放大。放大效率（即布里渊散射增益）则与两束光的偏振匹配相关。

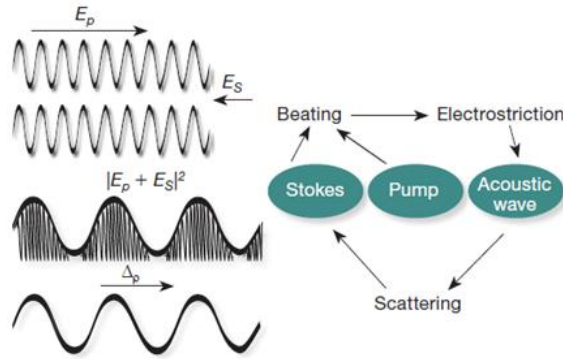


图 2.1 布里渊散射物理过程示意图（摘自文献[27]）

偏振匹配情况下布里渊散射动量守恒、能量守恒条件为<sup>[34]</sup>:

$$k_{p(f,s)} + k_{r(f,s)} = q_m \quad (2.1)$$

$$\nu_p - \nu_r = \nu_{Bm(f,s)} \quad (2.2)$$

其中角标 f, s 分别代表光纤本地  $\text{PSP}_f$  和  $\text{PSP}_s$ ,  $\nu_{Bm}$  为被第 m 阶声波纵模散射的布里渊频移量,  $\nu_p$ 、 $\nu_r$  分别为泵浦光和探测光频率,  $k_p$ 、 $k_r$  分别为泵浦光和探测光波数, 可表示为:

$$k_{p(f,s)} = \frac{2\pi\nu_p n_{o(p)(f,s)}^{\text{eff}}}{c} \quad (2.3)$$

$$k_{r(f,s)} = \frac{2\pi\nu_r n_{o(r)(f,s)}^{\text{eff}}}{c} \quad (2.4)$$

$q_m$  为  $m$  阶声波波矢，可表示为：

$$q_m = \frac{2\pi\nu_{Bm}}{V_{am}^{\text{eff}}} \quad (2.5)$$

角标“o”代表光波模式，角标“am”代表第  $m$  阶声波模式， $n_{o(p)}^{\text{eff}}$  和  $n_{o(r)}^{\text{eff}}$  分别为泵浦光和探测光波基模的有效模折射率， $V_{am}^{\text{eff}}$  为第  $m$  阶声波模式的有效速度。联立式 (2.1) ~ (2.5) 并消去  $\nu_r$ ，可得<sup>[34]</sup>：

$$V_{Bm(f,s)} = \frac{V_{am}^{\text{eff}} \left( n_{o(p)(f,s)}^{\text{eff}} + n_{o(r)(f,s)}^{\text{eff}} \right)}{\lambda_p \left( 1 + \frac{n_{o(r)(f,s)}^{\text{eff}} V_{am}^{\text{eff}}}{c} \right)} \quad (2.6)$$

其中  $\lambda_p$  为泵浦光波长。由于单模光纤中  $V_{am}^{\text{eff}} \ll c$ ，因此在式 (2.6) 的一阶近似下，可得到：

$$V_{Bm(f,s)} \approx \frac{V_{am}^{\text{eff}} \left( n_{o(p)(f,s)}^{\text{eff}} + n_{o(r)(f,s)}^{\text{eff}} \right)}{\lambda_p} \quad (2.7)$$

由于单模光纤中泵浦光与探测光的频率差约为 11GHz，其在 1550nm 波长附近引入的光纤色散很小，因此可进一步忽略  $n_{o(p)}^{\text{eff}}$  和  $n_{o(r)}^{\text{eff}}$  的差别，将  $V_{Bm}$  表示为：

$$V_{Bm(f,s)} \approx \frac{2 \langle n_{o(p)(f,s)}^{\text{eff}}, n_{o(r)(f,s)}^{\text{eff}} \rangle V_{am}^{\text{eff}}}{\lambda_p} = \frac{2n_{o(f,s)}^{\text{eff}} V_{am}^{\text{eff}}}{\lambda_p} \quad (2.8)$$

其中“ $\langle \rangle$ ”代表两有效模折射率的平均，平均结果为  $n_o^{\text{eff}}$ 。

由式 (2.8) 可以看到，偏振匹配情况下，泵浦光和探测光 SOP 对准在相同 PSP 上（即同时对准在  $\text{PSP}_f$  或  $\text{PSP}_s$ ），此时布里渊散射增益均达到最大，但布里渊散射频移值在两 PSP 上不同。若调整泵浦光或探测光 SOP 使其偏振失配，则散射增益、频移随之变化，进而散射线宽亦发生变化。以下具体讨论布里渊散射谱各参量，即增益、线宽与频移的偏振关联性。

## 2.2 光纤布里渊散射增益沿空间演化理论模型

由 1.3 节可知，目前对 SBS 增益偏振关联性的研究集中于整段光纤平均增益的偏振特性。而研究光纤双折射分布式测量方法，以及研究双折射对分布式传感器的影响需要关注散射增益的空间演化过程。为此，我们应用波片模型（wave plate

model) 对光纤沿线各位置布里渊增益的偏振匹配进行建模<sup>[56]</sup>。在此模型中, 光纤由一系列小波片级联而成, 如图 2.2 所示, 其中每段小波片均可看作保偏光纤, 具有唯一的前向双折射矢量  $\beta_j=(\beta_{j1}, \beta_{j2}, \beta_{j3})$  和后向双折射矢量  $\bar{\beta}_j=(\beta_{j1}, \beta_{j2}, -\beta_{j3})$ 。可以看到,  $\beta_j$  和  $\bar{\beta}_j$  的圆双折射分量符号相反, 因此在背向散射过程中相互抵消。  $l_j$  为第  $j$  段波片的长度,  $j=1\sim N$ ,  $N$  为波片总数。上述模型可模拟光纤双折射的普遍情况。

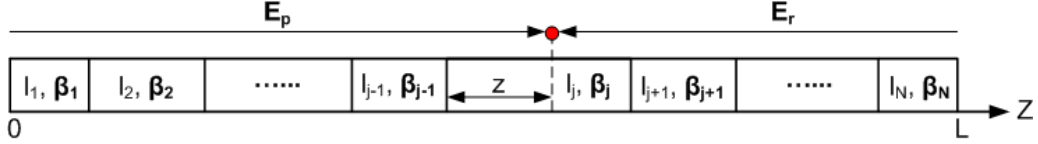


图 2.2 单模光纤波片模型示意图

基于上述模型, 对于第  $j$  段光纤波片, 在其内部位置  $z$  处的前向和后向琼斯矩阵可表示为:

$$T_j(z) = \exp\left(-i\frac{1}{2}z\beta_j \cdot \sigma\right) \quad (2.9)$$

$$\bar{T}_j(z) = \exp\left[-i\frac{1}{2}(l_j - z)\bar{\beta}_j \cdot \sigma\right] \quad (2.10)$$

假设泵浦光由  $Z=0$  处入射, 具有归一化琼斯矩阵  $|\mathbf{E}_p(\mathbf{0})\rangle$ , 探测光由  $Z=L$  处入射, 具有归一化琼斯矩阵  $|\mathbf{E}_r(\mathbf{L})\rangle$ 。当两束光到达位于第  $j$  段波片中的位置  $Z$  时, 其电场可写为:

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}_p(\mathbf{Z})\rangle &= T_p(Z) |\mathbf{E}_p(\mathbf{0})\rangle \\ &= T_j(z) T_{j-1}(l_{j-1}) \cdots T_2(l_2) T_1(l_1) |\mathbf{E}_p(\mathbf{0})\rangle \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}_r(\mathbf{Z})\rangle &= \bar{T}_r(Z) |\mathbf{E}_r(\mathbf{L})\rangle \\ &= \bar{T}_j(l_j - z) \bar{T}_{j+1}(l_{j+1}) \cdots \bar{T}_{N-1}(l_{N-1}) \bar{T}_N(l_N) |\mathbf{E}_r(\mathbf{L})\rangle \end{aligned} \quad (2.12)$$

可以看到双端入射时, 泵浦光和探测光经历完全不同的光纤波片组合。两光波在位置  $Z$  处相互拍频进而放大声波, 该处的本地归一化布里渊增益  $\gamma_G$  可表示为泵浦光和探测光电场的内积, 即:

$$\begin{aligned} \gamma_G(Z) &= \langle \mathbf{E}_p(\mathbf{Z}) | \mathbf{E}_r(\mathbf{Z}) \rangle \langle \mathbf{E}_r(\mathbf{Z}) | \mathbf{E}_p(\mathbf{Z}) \rangle \\ &= \langle \mathbf{E}_p(\mathbf{0}) | T_p^*(Z) \bar{T}_r(Z) | \mathbf{E}_r(\mathbf{L}) \rangle \langle \mathbf{E}_r(\mathbf{L}) | \bar{T}_r^*(Z) T_p(Z) | \mathbf{E}_p(\mathbf{0}) \rangle \end{aligned} \quad (2.13)$$

其中“\*”代表复共轭,  $\gamma_G$  在  $[0,1]$  范围内变化, 式 (2.13) 中的琼斯矩阵  $T_p(Z)$  和  $\bar{T}_r(Z)$  可由迭代算法得到 (详见附录 A)。因此利用式 (2.11)、(2.12) 和 (2.13), 即可数值仿真泵浦光和探测光沿光纤的 SOP 演化以及光纤沿线各处的布里渊增益

$\gamma_G$ 。同时，该模型建立了布里渊散射增益与光纤本地双折射矢量  $\beta_j$  各分量的联系，因此利用散射增益偏振关联性可进行（椭圆双折射）单模光纤双折射分布式测量。该模型的数值仿真与实验验证，以及  $\gamma_G$  与  $\beta_j$  的定量关系和双折射的分布式测量方法研究，详见 3.3 节。

## 2.3 单模光纤布里渊散射线宽与频移的偏振关联性

如 1.3 节所述，虽然单模光纤中布里渊散射增益的偏振关联性已被研究，但散射线宽与频移的偏振关联性尚未见报导。由式 (2.8) 可以看到，光纤双折射导致布里渊散射过程的相位匹配条件随光波 SOP 变化，散射线宽与频移随之变化。然而由于单模光纤的弱双折射性，光纤双折射自身引起的散射频移变化量很小，难以在实验中被观测到。本节内容将分析布里渊散射过程中光波与声波的相互作用，指出光纤双折射引起的散射线宽与频移变化会被光纤非理想所导致的声速非均匀性放大。需要指出的是，诸多非理想因素会导致光纤非均匀性，如杂质、横截面形状与纵向几何尺寸非规则、材料密度与杨氏模量非均匀等等，而现阶段研究尚无法分辨各因素对布里渊散射谱偏振关联性的贡献大小，本节只关注上述因素导致的与散射过程相关物理量（如光纤双折射和声速非均匀性）的贡献。

### 2.3.1 理论模型

由式 (2.8)，对于固定的  $\lambda_p$ ， $v_{Bm}$  的变化与  $n_o^{eff}$  和  $V_{am}^{eff}$  的变化直接相关，即

$$\frac{\delta v_{Bm(f,s)}}{v_{Bm(f,s)}} = \frac{\delta n_{o(f,s)}^{eff}}{n_{o(f,s)}^{eff}} + \frac{\delta V_{am}^{eff}}{V_{am}^{eff}} \quad (2.14)$$

实际光纤中，非均匀性使光纤材料折射率、杨氏模量以及材料密度成为  $r, \theta, z$  的函数，可表示为  $n_o^{mat}(r, \theta, z)$ ,  $G(r, \theta, z)$ ,  $\rho(r, \theta, z)$ ，进而影响光波与声波的相互作用过程。虽然布里渊散射过程中参与的声波为纵波，不具备偏振特征<sup>[30, 37]</sup>，但散射过程将其与光纤双折射的贡献耦合在一起。以下首先分别分析  $n_o^{eff}$  和  $V_{am}^{eff}$  项对布里渊散射线宽与频移测量的影响，之后考虑二者的共同作用。

#### A. $n_o^{eff}$ 项的贡献（即光纤双折射的贡献）

根据麦克斯韦方程，光波的模场分布  $\Psi$  及有效模折射率  $n_o^{eff}$  可通过求解以下本征方程同时得到，边界条件项由  $n_o^{mat}$  给定<sup>[30, 74]</sup>：

$$\nabla_{\perp}^2 \Psi(r, \theta) + k^2 \left( \left( n_o^{mat}(r, \theta) \right)^2 - \left( n_o^{eff} \right)^2 \right) \Psi(r, \theta) = 0 \quad (2.15)$$

其中  $\nabla_{\perp}^2$  为横向拉普拉斯算符,  $k$  为真空中波数。光纤双折射破坏了光波基模的偏振态简并, 使两正交偏振模式具有不同的模式分布 ( $\Psi_f, \Psi_s$ ) 和不同的有效模折射率 ( $n_{o(f)}^{\text{eff}}, n_{o(s)}^{\text{eff}}$ )。同时由于光纤的纵向非均匀性, 上述模式分布和模折射率亦随位置变化, 分别记为  $\Psi_f(r, \theta, z), \Psi_s(r, \theta, z), n_{o(f)}^{\text{eff}}(r, \theta, z), n_{o(s)}^{\text{eff}}(r, \theta, z)$ 。

考虑泵浦光和探测光分别从光纤两端入射并相互拍频, 由电致伸缩效应导致 SBS。两光波相应的电场可写为:

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}_p(r, \theta, z, t)\rangle &= A_{pf} \Psi_{pf}(r, \theta, z) \exp\left[i\left(\int_0^z k_{pf}(u) du - \omega_p t\right)\right] |\hat{\mathbf{f}}_p(z)\rangle \\ &+ A_{ps} \Psi_{ps}(r, \theta, z) \exp\left[i\left(\int_0^z k_{ps}(u) du - \omega_p t\right)\right] |\hat{\mathbf{s}}_p(z)\rangle \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} |\mathbf{E}_r(r, \theta, z, t)\rangle &= A_{rf} \Psi_{rf}(r, \theta, z) \exp\left[i\left(\int_L^z k_{rf}(u) du - \omega_r t\right)\right] |\hat{\mathbf{f}}_r(z)\rangle \\ &+ A_{rs} \Psi_{rs}(r, \theta, z) \exp\left[i\left(\int_L^z k_{rs}(u) du - \omega_r t\right)\right] |\hat{\mathbf{s}}_r(z)\rangle \end{aligned} \quad (2.17)$$

其中  $\hat{\mathbf{f}}_{p(r)}(z)$  和  $\hat{\mathbf{s}}_{p(r)}(z)$  分别为泵浦 (探测) 光的本地 PSP<sub>f</sub> 和 PSP<sub>s</sub> 方向,  $A_{p(r)f}$  和  $A_{p(r)s}$  分别为泵浦 (探测) 光电场在两 PSP 轴上的投影,  $\omega_{p(r)}$  为泵浦 (探测) 光角频率,  $L$  为光纤长度。两光波的拍频可写为:

$$\begin{aligned} &\langle \mathbf{E}_r(r, \theta, z, t) | \mathbf{E}_p(r, \theta, z, t) \rangle \\ &= A_{pf} A_{rf}^* \Psi_{pf}(r, \theta, z) \Psi_{rf}^*(r, \theta, z) \exp\left[i\left(\int_0^z [k_{pf}(u) - k_{rf}(u)] du - (\omega_p - \omega_r)t + \int_0^L k_{rf}(u) du\right)\right] \langle \hat{\mathbf{f}}_r(z) | \hat{\mathbf{f}}_p(z) \rangle \\ &+ A_{ps} A_{rs}^* \Psi_{ps}(r, \theta, z) \Psi_{rs}^*(r, \theta, z) \exp\left[i\left(\int_0^z [k_{ps}(u) - k_{rs}(u)] du - (\omega_p - \omega_r)t + \int_0^L k_{rs}(u) du\right)\right] \langle \hat{\mathbf{s}}_r(z) | \hat{\mathbf{s}}_p(z) \rangle \\ &+ A_{pf} A_{rs}^* \Psi_{pf}(r, \theta, z) \Psi_{rs}^*(r, \theta, z) \exp\left[i\left(\int_0^z [k_{pf}(u) - k_{rs}(u)] du - (\omega_p - \omega_r)t + \int_0^L k_{rs}(u) du\right)\right] \langle \hat{\mathbf{s}}_r(z) | \hat{\mathbf{f}}_p(z) \rangle \\ &+ A_{ps} A_{rf}^* \Psi_{ps}(r, \theta, z) \Psi_{rf}^*(r, \theta, z) \exp\left[i\left(\int_0^z [k_{ps}(u) - k_{rf}(u)] du - (\omega_p - \omega_r)t + \int_0^L k_{rf}(u) du\right)\right] \langle \hat{\mathbf{f}}_r(z) | \hat{\mathbf{s}}_p(z) \rangle \end{aligned} \quad (2.18)$$

其中 “\*” 代表复共轭。若光纤仅包含纯线性双折射或圆双折射, 则式 (2.18) 右侧的第三项和第四项均为零 (假设两 PSP 轴色散为零), 即  $\langle \hat{\mathbf{s}}_r(z) | \hat{\mathbf{f}}_p(z) \rangle = \langle \hat{\mathbf{f}}_r(z) | \hat{\mathbf{s}}_p(z) \rangle = 0$ 。在此情况下, 泵浦光与探测光在相应 PSP 轴上的分量分别拍频, 产生 2 个具有不同频率的声波。对于椭圆双折射单模光纤, 泵浦光和探测光本地琼斯矩阵在正向和反向的本征值不同<sup>[20]</sup>, 泵浦光 PSP<sub>f</sub>(PSP<sub>s</sub>) 方向与探测光 PSP<sub>s</sub>(PSP<sub>f</sub>) 方向不垂直, 即  $\langle \hat{\mathbf{s}}_r(z) | \hat{\mathbf{f}}_p(z) \rangle$  和  $\langle \hat{\mathbf{f}}_r(z) | \hat{\mathbf{s}}_p(z) \rangle$  均不为零, 且互不相等。在此情况下, 纤芯中同时存在 4 个具有不同频率的声波, 如下所示:

$$v_{Bm(1)}(z) = \frac{V_{am}^{\text{eff}}}{2\pi c} (n_{o(pf)}^{\text{eff}}(z) \omega_p + n_{o(rf)}^{\text{eff}}(z) \omega_r) \approx \frac{2V_{am}^{\text{eff}}}{\lambda_p} \langle n_{o(pf)}^{\text{eff}}(z), n_{o(rf)}^{\text{eff}}(z) \rangle = \frac{2V_{am}^{\text{eff}}}{\lambda_p} n_{o(1)}^{\text{eff}}(z) \quad (2.19a)$$

$$v_{Bm(2)}(z) = \frac{V_{am}^{eff}}{2\pi c} (n_{o(ps)}^{eff}(z)\omega_p + n_{o(rs)}^{eff}(z)\omega_r) \approx \frac{2V_{am}^{eff}}{\lambda_p} \langle n_{o(ps)}^{eff}(z), n_{o(rs)}^{eff}(z) \rangle = \frac{2V_{am}^{eff}}{\lambda_p} n_{o(2)}^{eff}(z) \quad (2.19b)$$

$$v_{Bm(3)}(z) = \frac{V_{am}^{eff}}{2\pi c} (n_{o(pf)}^{eff}(z)\omega_p + n_{o(rs)}^{eff}(z)\omega_r) \approx \frac{2V_{am}^{eff}}{\lambda_p} \langle n_{o(pf)}^{eff}(z), n_{o(rs)}^{eff}(z) \rangle = \frac{2V_{am}^{eff}}{\lambda_p} n_{o(3)}^{eff}(z) \quad (2.19c)$$

$$v_{Bm(4)}(z) = \frac{V_{am}^{eff}}{2\pi c} (n_{o(ps)}^{eff}(z)\omega_p + n_{o(rf)}^{eff}(z)\omega_r) \approx \frac{2V_{am}^{eff}}{\lambda_p} \langle n_{o(ps)}^{eff}(z), n_{o(rf)}^{eff}(z) \rangle = \frac{2V_{am}^{eff}}{\lambda_p} n_{o(4)}^{eff}(z) \quad (2.19d)$$

式 (2.19) 忽略了泵浦光与探测光的微小频率差，亦忽略了光纤中声波色散导致的声速差别，认为四个声波的速度相同。可以看到，当考虑光纤双折射的贡献时，由于泵浦光与探测光各偏振分量相互拍频，导致式 (2.8) 中的  $n_o^{eff}$  分裂为 4 个不同的分量，并形成各自的布里渊频移及散射谱。然而根据单模光纤的双折射值（约  $10^{-7}$  量级）估算，上述 4 个散射谱分量的中心频率差约为 1kHz，远小于布里渊散射谱宽值（约 30MHz），因此仅由光纤双折射贡献的散射线宽与频移偏振关联性在实验中难以被观测到。

**B.  $V_{am}^{eff}$  项的贡献（即声速非均匀性的贡献）**

与式 (2.15) 的光波模式情况类似，声场模式分布  $\xi_m(r, \theta)$  及第  $m$  阶声波模式的有效声速  $V_{am}^{eff}$  可通过求解以下本征方程同时得到，边界条件由  $G(r, \theta)$  和  $\rho(r, \theta)$  给定<sup>[30]</sup>：

$$\nabla_{\perp}^2 \xi_m(r, \theta) + q^2 \left( \frac{\rho(r, \theta)(V_{am}^{eff})^2}{G(r, \theta)} - 1 \right) \xi_m(r, \theta) = 0 \quad (2.20)$$

其中  $q$  是由相位匹配条件决定的声波波数。由于杨氏模量  $G$  和材料密度  $\rho$  的纵向非均匀性， $V_{am}^{eff}$  随位置变化，记为  $V_{am}^{eff}(z)$ ，并通过式 (2.8) 导致  $v_{Bm}$  的纵向变化。在分布式传感应用中，通常应用几纳秒至几十纳秒的脉冲泵浦光以实现空间分辨率为厘米或米量级的温度/应力分布式测量。由于光纤中声波的快速衰减（声子寿命约为 10ns）<sup>[37]</sup>，可以估算，所产生声子在消失前仅运动约几十微米。因此声速非均匀性导致在作用距离  $W$  内（脉冲宽度的一半）同时存在  $10^4 \sim 10^5$  个具有不同谐振频率的声子。

以下考虑光纤双折射与声速非均匀性的共同作用。在作用距离  $W$  内，实际测量得到的布里渊散射谱是上述所有具有不同布里渊频移值的谱分量的叠加，如图 2.3 所示。叠加得到的布里渊散射谱  $S_A$  可表示为：

$$S_A(\nu, SOP) = \int_{\nu_{Bmin}}^{\nu_{Bmax}} \gamma_{B1}(\nu_B, SOP) S(\nu, \nu_B) d\nu_B \quad (2.21)$$

其中  $v_B$  在  $[v_{Bmin}, v_{Bmax}]$  内变化,  $S$  是各谱分量所具有的对称谱型, 由声波衰减速度以及波导结构决定,  $\gamma_{B1}$  为各谱分量的权重 (此处只考虑 1 阶声波模式)。一般情况下, 叠加得到的布里渊散射谱  $S_A$  较各散射谱分量展宽且会出现非对称性。被第  $m$  阶声波模式散射的峰值效率可表示为<sup>[30]</sup>:

$$\gamma_{Bm} = \frac{g_{Bm}}{A_m^{ao}} \quad (2.22)$$

其中  $g_{Bm}$  为峰值布里渊增益,  $A_m^{ao}$  为声光耦合面积, 可表示为<sup>[30]</sup>:

$$A_m^{ao} = \left[ \frac{\langle \Psi^2 \rangle_{\perp}}{\langle \xi_m \cdot \Psi^2 \rangle_{\perp}} \right]^2 \langle \xi_m^2 \rangle_{\perp} \quad (2.23)$$

其中 “ $\langle \rangle_{\perp}$ ” 表示在光纤横截面上的平均。 $A_m^{ao}$  决定了光波基模和第  $m$  阶声波模式的交叠程度。在式 (2.21) 中, 只考虑了 1 阶声波模式, 这是由于实验中测量的单模光纤其声波基模的  $A_m^{ao}$  值远大于较高阶模式 (均针对光波基模) <sup>[30]</sup>。

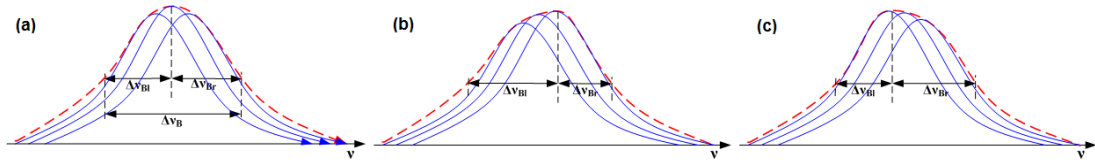


图 2.3 测量布里渊散射谱是具有不同布里渊频移值谱分量的叠加示意图  
(a)  $AF=1$ ; (b)  $AF<1$ ; (c)  $AF>1$

由式 (2.21) 可以看到, 在作用距离  $W$  内,  $S_A$  的偏振关联性来自于权重系数  $\gamma_{B1}$  的偏振关联性。根据式 (2.22), 存在两个物理机制导致  $\gamma_{B1}$  随光波 SOP 变化:

1) 由于存在光纤双折射, 泵浦光和探测光在其各自 PSP 轴上的投影量随光波 SOP 变化, 进而根据式 (2.13) 导致峰值布里渊增益  $g_{B1}$  随 SOP 变化;

2) 由于存在光纤双折射, 光波基模的模式分布  $\Psi$  随其 SOP 变化, 即

$$\Psi(r, \theta, z, SOP) = \kappa_f(SOP)\Psi_f(r, \theta, z) + \kappa_s(SOP)\Psi_s(r, \theta, z) \quad (2.24)$$

其中  $\kappa_f$  和  $\kappa_s$  分别为归一化后两偏振模式的权重系数。根据式 (2.23), 对于固定的声波基波模式分布  $\xi_1$ ,  $A_1^{ao}$  随 SOP 变化。

除上述两机制外, 当考虑声速的纵向非均匀性时, 存在第 3 个物理机制导致  $S_A$  随光波 SOP 变化:

3) 当光波 SOP 在作用距离  $W$  的起始点发生变化时, 其在作用距离内任意位置的 SOP 随之发生变化, 使  $\gamma_{B1}$  在作用距离内沿纵向重新分布, 导致具有不同有效声速的纵向各谱分量权重随之变化, 进而改变叠加得到的散射谱。可以看到,

第 3 个机制将光纤双折射与声速纵向非均匀性的贡献耦合在一起，光纤双折射引起的叠加布里渊散射谱变化被声速非均匀性放大。

为定量研究  $S_A$  的非对称性，根据式 (2.21)，定义测量布里渊散射谱的非对称系数  $AF$  如下：

$$AF = \frac{\Delta v_{Br}}{\Delta v_{Bl}} \quad (2.25)$$

其中  $\Delta v_{Br}$  和  $\Delta v_{Bl}$  分别为右侧和左侧的布里渊线宽，如图 2.3 所示。 $AF=1$  表示布里渊散射谱对称。在不同 SOP 情况下， $\gamma_{Bl}$  的变化导致  $AF$  值偏离 1，如图 2.3(b)和(c)所示，上述三个物理机制共同导致  $AF$  随光波 SOP 变化。

在分布式传感应用中，当叠加谱内  $v_B$  的变化范围远小于布里渊线宽时（实验结果显示确实如此），可通过对测量布里渊散射谱的拟合得到有效散射频移  $v_B^{eff}$ 。 $v_B^{eff}$  可看作是各散射谱中心频率的加权叠加。在作用距离  $W$  内， $v_B^{eff}$  的表达式为：

$$v_B^{eff}(z, SOP)|_W = \frac{2}{\lambda_p} \int_z^{z+W} \left[ \sum_{j=1}^4 (\alpha_j(\tau, SOP) n_{\alpha(j)}^{eff}(\tau)) (\eta(\tau, SOP) V_{al}^{eff}(\tau)) \right] d\tau \quad (2.26)$$

其中  $\alpha_j$  ( $j=1\sim 4$ ) 和  $\eta$  为权重系数，正比于布里渊增益效率  $\gamma_{Bl}$ ，即：

$$\alpha_j = \kappa_{j\alpha} \gamma_{Bl} \quad (2.27)$$

$$\eta = \kappa_{\eta} \gamma_{Bl} \quad (2.28)$$

$\kappa_{j\alpha}$  与  $\kappa_{\eta}$  为比例系数。上述三个物理机制导致权重系数  $\alpha_j$  和  $\eta$  随光波 SOP 变化，进而引起  $v_B^{eff}$  的偏振关联性。需要指出的是，由于光纤非均匀性具有随机性，光纤双折射与声速的真实变化情况难以获得，导致式 (2.27) 与式 (2.28) 中的加权系数项具体数值未知。因此散射谱  $AF$  与  $v_B^{eff}$  随光波 SOP 变化量现阶段无法通过数值仿真提供，只可通过实验测量得到。

### 2.3.2 实验研究

以下通过实验测量 SMF-28 单模光纤中  $AF$  和  $v_B^{eff}$  随光波 SOP 变化量的大小。

基于单光源的双端配置布里渊测量系统<sup>[73]</sup>如图 2.4 所示。利用该装置可得到待测光纤 (FUT) 沿线各位置的布里渊散射谱，进而计算  $AF$  与  $v_B^{eff}$ 。其中光源为中心波长 1550nm 的 DFB 激光器 (中心频率记为  $\nu_0$ )，线宽约为 2MHz。光源输出光经 95:5 耦合器分为两路。其中 95% 的一路光作为泵浦光，首先利用可调射频源 (输出频率记为  $\nu_{RF}$ ) 和脉冲产生器经电光调制器 (EOM) 将其调制为脉冲光，同时在频域上调制出两个频率边带  $\nu_0 \pm \nu_{RF}$ 。载波频率  $\nu_0$  通过调节 EOM 偏置于最小值而被抑制。之后利用一窄带 FBG 光滤波器 (FBG1，带宽为 3GHz) 滤除  $\nu_0 - \nu_{RF}$  边



带，只保留  $\nu_0 + \nu_{RF}$  边带。泵浦脉冲经掺铒光纤放大器（EDFA）放大后，再经另一 FBG 光滤波器（FBG2，带宽约为 25GHz）抑制其自发辐射 ASE 噪声，之后经环形器入射到 FUT。耦合器输出另一路 5% 的光经光隔离器（ISO）直接从 FUT 另一端入射作为探测光。ISO 的作用是阻止泵浦光经 FUT 后反向射入光源。由于泵浦光频率高于探测光，因此连续探测光在 FUT 中经 SBS 过程被脉冲泵浦光放大。放大后的输出探测光经探测器光电转换后，经采集卡（DAQ，精度为 8bit）模数转换，之后进入 PC 机进行信号处理。测量时，可调射频源的频率  $\nu_{RF}$  在布里渊谐振频率附近 200MHz 范围内扫描，通过测量各  $\nu_{RF}$  频率处的输出探测光强度可恢复光纤沿线各位置的布里渊散射谱。测量中对每个频率点应用 2000 次平均抑制随机噪声。采集卡的采样频率为 100MHz，泵浦光脉冲宽度为 50ns，对应 5m 的空间分辨率（作用长度为 2.5m）。脉冲间隔 50 $\mu$ s，可保证在该间隔内泵浦光在 FUT 内往返。连续探测光的输入功率为 -2dBm，泵浦光脉冲的峰值功率为 21dBm。实验中使用的 FUT 为康宁公司生产的 SMF-28 光纤，长度为 86m，置于松弛状态，且放置在温控精度为 0.1 $^{\circ}$ C 的恒温箱内，恒温 25 $^{\circ}$ C。

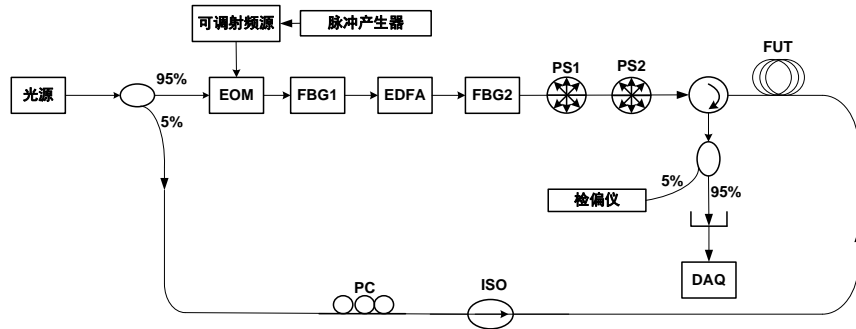


图 2.4 用于测量 AF 和  $\nu_B^{eff}$  偏振关联性的双端配置布里渊测量系统装置图

在泵浦光一臂，使用两扰偏器（polarization scrambler, PS，型号为 General Photonics® PSM-001）PS1 和 PS2 抑制布里渊散射增益偏振关联性对散射谱测量的影响。两扰偏器的扰偏频率为 12kHz。此时泵浦光的模场分布  $\Psi$  在 SOP 意义下平均。在探测光一臂，使用偏振控制器（PC）调整其输入 SOP。我们应用一检偏仪实时监测探测光的输出 SOP。实验中选择两相互垂直的偏振态  $SOP_1$  和  $SOP_2$  作为探测光输入偏振态，操作方法为：首先将泵浦光一臂换为 PC，并将泵浦光切换为连续光模式；之后反复调整两 PC 使 FUT 的整体布里渊增益达到最大，根据文献 [75] 中的分析，此时泵浦光和探测光均对准在 FUT 的同一偏振主轴上（假设为  $PSP_f$ ），探测光的输入偏振态对应  $SOP_1$ ；之后固定泵浦光的 SOP，只调整探测光一臂的 PC 使 FUT 的整体布里渊增益达到最小，此时探测光对准在 FUT 的另一偏振主轴上（即  $PSP_s$ ），探测光的输入偏振态对应  $SOP_2$ 。由于  $PSP_f$  与  $PSP_s$  近似相

互垂直（不考虑 PDG），因此  $SOP_1$  与  $SOP_2$  亦近似垂直。上述对轴时间约为 10 分钟，该时间即为在两输入 SOP 下测量的时间间隔。

在  $SOP_1$  和  $SOP_2$  下测量得到的典型布里渊散射谱（50m 处）如图 2.5 中“ $\Delta$ ”和“ $\times$ ”所示。放大后可看到二者的非对称性以及中心频率的微小差别。由测量布里渊散射谱可得到 AF 和  $v_B^{\text{eff}}$  值。其中 AF 值通过式 (2.25) 计算，计算中首先对测量散射谱进行 20 点的线性差值和 5 点的平滑滤波，之后寻找滤波后散射谱的最大值和半高宽（FWHM）位置。 $v_B^{\text{eff}}$  则通过对测量散射谱的单峰洛伦兹曲线拟合得到，如图 2.5 中的红色和蓝色实线所示。由于 SOP 变化引入的布里渊散射谱变化很小，为确定其贡献，实验中需准确估计 AF 和  $v_B^{\text{eff}}$  的单次测量误差。AF 的单次测量误差通过估算测量散射谱采样频率间隔和半 FWHM 的比值得到，该值约为  $\pm 0.02$ 。 $v_B^{\text{eff}}$  的单次测量误差由洛伦兹曲线拟合误差以及恒温箱温控精度决定。实验中  $v_B^{\text{eff}}$  的拟合误差约为  $\pm 0.03\text{MHz}$ ，该值通过估计拟合后曲线与测量数据点间的标准差得到。而该值小于恒温箱温控精度决定的测量误差，因此  $v_B^{\text{eff}}$  的最终测量误差由后者给定，约为  $\pm 0.1\text{MHz}$ 。AF 和  $v_B^{\text{eff}}$  的单次测量误差总结于表 2.1。

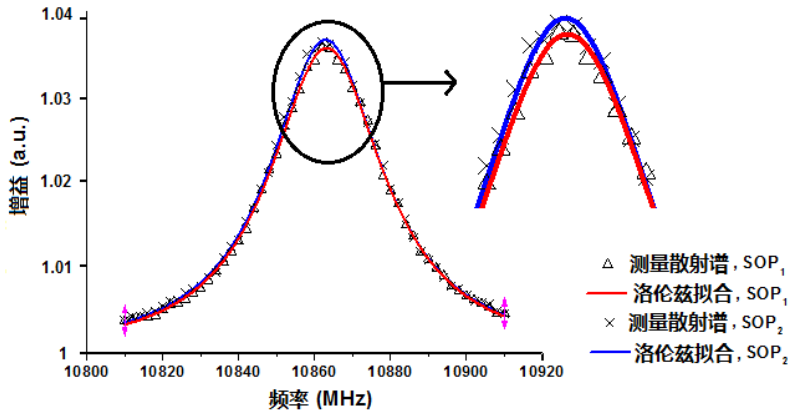


图 2.5 正交输入 SOP 下的测量布里渊散射谱及其洛伦兹曲线拟合结果

表 2.1 AF 与  $v_B^{\text{eff}}$  测量误差总结

	单次测量	40次重复测量并平均后
AF	$\pm 0.02$	$\pm 0.003$
$v_B^{\text{eff}}$ (MHz)	$\pm 0.1\text{MHz}$	$\pm 0.016\text{MHz}$

首先测量探测光输入偏振态为  $SOP_1$  和  $SOP_2$  时 AF 值随位置的变化情况。为进一步降低测量误差（以准确提取光纤双折射的贡献），在探测光输入相同 SOP 情况下，重复测量 AF 值 40 次后取平均，结果示于图 2.6(a)。其中蓝色背景为 40 次重复测量的结果，可以看到各位置 AF 值均在  $\pm 0.02$  范围内变化，与 AF 单次测量误差估计值吻合。红色实线为平均后的 AF 结果。平均操作可进一步抑制测量中

引入的非相关噪声，如恒温箱内的温度随机漂移、FBG 滤波器中心频率的随机漂移、非理想扰偏器扰偏频率的随机变化以及随机拟合误差等等。单次测量布里渊散射谱并计算 AF 值的时间约为 5 分钟，因此完成 40 次重复测量约需 3.5 小时。根据检偏仪的实时监测，在此时间范围内，探测光的输入 SOP 可认为不变。平均后的 AF 测量误差可估算为  $\pm 0.02/\sqrt{40} \approx \pm 0.003$ ，亦总结于表 2.1。图 2.7(a)显示了在两正交输入 SOP 下，AF 值（40 次平均后）沿光纤长度的变化情况。为保证实验结果的可重复性，测量在连续 3 天内重复进行，每天的测量条件相同，每天测量时重新进行 FUT 对轴。由于对轴时得到的 FUT 整体最大及最小布里渊增益值在 3 天内近似相同，说明 FUT 的 PSP 在此时间段内近似保持不变。由图 2.7(a)可以看到，在  $SOP_1$  和  $SOP_2$  情况下，AF 值的变化趋势不同且可重复。例如在 20m~30m（40m~50m）位置，在  $SOP_1$  情况下的 AF 值在 3 天内均大于（小于） $SOP_2$  情况下的 AF 值。图 2.7(b)显示了 AF 值在两 SOP 下的变化量 ( $|\delta AF| = |AF(SOP_1) - AF(SOP_2)|$ ) 随位置的变化情况（3 天内测试数据平均后结果）。可以看到  $|\delta AF|$  在 0.02 范围内变化（2%），大于表 2.1 中的测量误差。上述实验结果显示 AF 值具有偏振关联性。同时 2% 的 AF 值变化说明测量布里渊谱的非对称性很小，在传感应用中可通过对测量散射谱进行单峰洛伦兹函数拟合得到  $\nu_B^{\text{eff}}$ 。实验中发现，在图 2.7(a)中的某些位置（如 6m），对于相同的探测光输入 SOP（如  $SOP_1$ ），AF 值在 3 天内的变化量大于测量误差。这是由待测光纤 FUT 在 3 天内的双折射特性变化所致：光纤双折射（包括大小、方向）随时间缓变<sup>[76]</sup>，同时每天测量时恒温箱的开关以及箱内的温度升降亦会加速该变化。然而通过比较图 2.7(a)和(b)可以看到，上述光纤双折射特性变化引入的 AF 差值小于由探测光 SOP 变化引入的 AF 值变化，说明其不影响对 AF 值偏振关联性的测量。

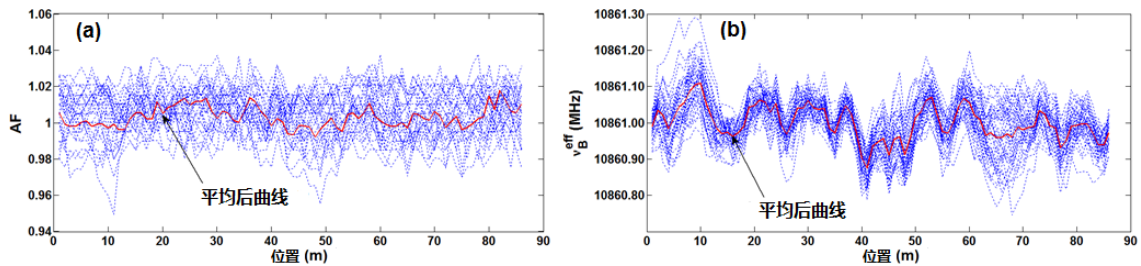


图 2.6 (a) AF 与 (b)  $\nu_B^{\text{eff}}$  的 40 次重复测量与平均结果

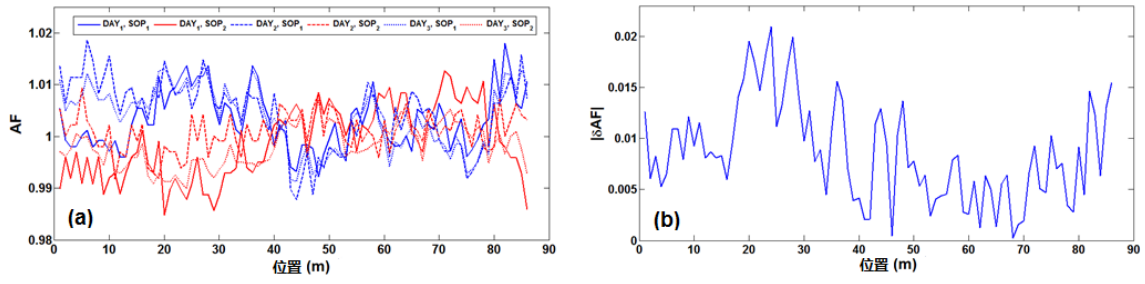


图 2.7 (a) 正交输入 SOP 下 AF 与 (b)  $|\delta AF|$  随位置变化的测量结果

之后测量探测光输入偏振态为  $SOP_1$  和  $SOP_2$  时  $v_B^{\text{eff}}$  随位置的变化情况。与测量 AF 时相同，实验中通过 40 次重复测量取平均进一步降低随机噪声，测量结果如图 2.6(b) 所示。可以看到各位置  $v_B^{\text{eff}}$  值均在  $\pm 0.1\text{MHz}$  范围内变化，与  $v_B^{\text{eff}}$  单次测量误差估计值吻合。平均后  $v_B^{\text{eff}}$  的测量误差约为  $\pm 0.1/\sqrt{40} \approx \pm 0.016\text{MHz}$ 。图 2.8(a) 显示了  $v_B^{\text{eff}}$  (40 次平均后) 在两正交输入 SOP 下随位置的变化情况。测量同样在连续 3 天内进行，测量条件相同。可以看到，对于  $SOP_1$  和  $SOP_2$ ， $v_B^{\text{eff}}$  的变化趋势不同且有一定的可重复性。 $v_B^{\text{eff}}$  在两正交 SOP 下测量结果的区别可从两个方面考察：

1)  $v_B^{\text{eff}}$  在两 SOP 下的变化量 ( $|\delta v_B^{\text{eff}}| = |v_B^{\text{eff}}(SOP_1) - v_B^{\text{eff}}(SOP_2)|$ ) 随位置的变化情况，如图 2.8(b) 所示。该差值通过对 3 天内的测量结果取平均，之后求取两 SOP 下  $v_B^{\text{eff}}$  的绝对差值得到。可以看到， $|\delta v_B^{\text{eff}}|$  在  $0.06\text{MHz}$  范围内变化，大于表 2.1 中的测量误差。其中  $|\delta v_B^{\text{eff}}|$  最大值发生在约 80m 位置，值为  $0.06\text{MHz}$ 。

2)  $v_B^{\text{eff}}$  的统计特征。图 2.9(a) 和 (b) 分别显示了  $v_B^{\text{eff}}$  在  $SOP_1$  和  $SOP_2$  情况下的概率密度函数 (probability density function, PDF)。该结果包含了 3 天内光纤沿线各位置的数据。由于采集卡采样频率为  $100\text{MHz}$  (相当于每隔 1m 采一个点)，因此 86m 光纤对应 86 个点，3 天的数据共 258 个点。可以看到，对于完全相同的待测光纤 FUT， $v_B^{\text{eff}}$  的 PDF 形状随探测光输入 SOP 变化。测量得到的 PDF 详细统计特征归纳于表 2.2。当探测光输入偏振态为  $SOP_1$  时， $v_B^{\text{eff}}$  的 PDF 为左偏 (即偏度 Skewness 为负值)，而在  $SOP_2$  下 PDF 右偏 (即偏度为正值)，同时两 SOP 下 PDF 的模值 (即出现概率最大的  $v_B^{\text{eff}}$ ) 相差  $0.05\text{MHz}$ ，该值与图 2.8(b) 中得到的  $|\delta v_B^{\text{eff}}|$  最大值吻合。

上述两点说明  $v_B^{\text{eff}}$  具有偏振关联性。同时， $v_B^{\text{eff}}$  随探测光输入 SOP 的变化量 ( $0.06\text{MHz}$ ) 远大于利用 SMF-28 光纤双折射的估算值 ( $1\text{kHz}$ )，说明声速非均匀性放大了光纤双折射的影响，验证了 2.3.1 节中的理论模型。

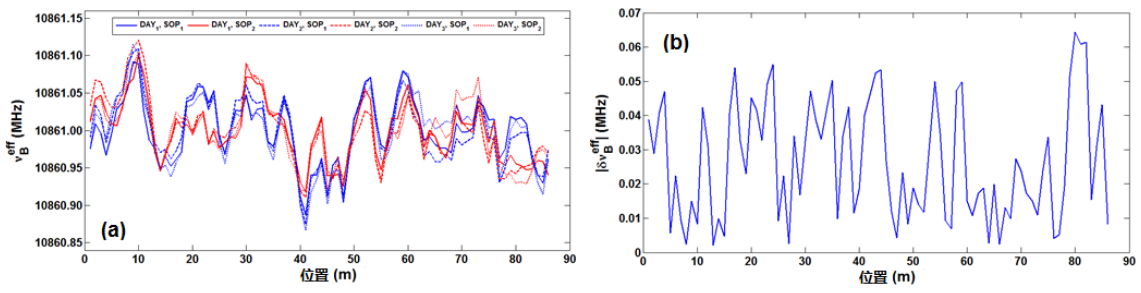
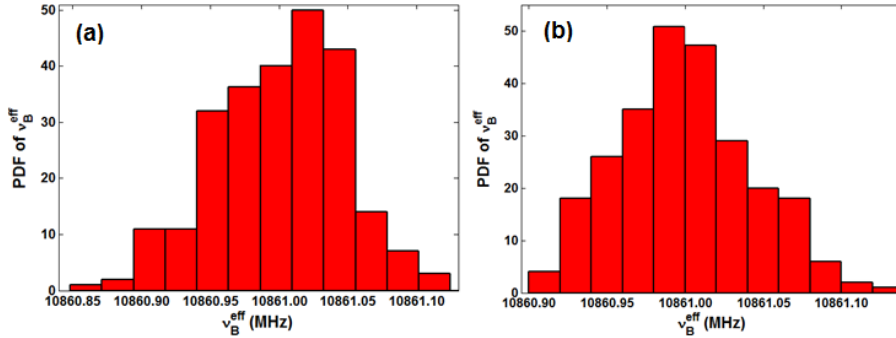

 图 2.8 (a) 正交输入 SOP 下  $v_B^{eff}$  与 (b)  $|\delta v_B^{eff}|$  随位置变化的测量结果

 图 2.9 (a) SOP<sub>1</sub> 与 (b) SOP<sub>2</sub> 情况下的  $v_B^{eff}$  概率密度函数

 表 2.2 探测光输入偏振态为 SOP<sub>1</sub> 与 SOP<sub>2</sub> 时  $v_B^{eff}$  概率密度函数的统计特征总结

探测光输入 SOP	均值 $\mu$ (MHz)	标准差 $\sigma$ (MHz)	偏度(归一化 3 阶矩)	峰度(归一化 4 阶矩)	模值 (MHz)	$4\sigma$ 界 (MHz)
SOP <sub>1</sub>	10861.01	0.045	-0.18	2.88	10861.03	0.18
SOP <sub>2</sub>	10861.00	0.043	0.27	2.70	10860.98	0.17

综上所述，上述实验结果显示光纤双折射与声速非均匀性共同导致布里渊散射谱线宽与频移的偏振关联性。虽然单模光纤中双折射自身引起的布里渊散射频移量很小，但其影响会被声速非均匀性放大，进而可通过实验观测。实验中通过重复测量与平均抑制测量误差以保证可观测到双折射引入散射谱偏振关联性。由于布里渊散射频移的偏振关联大小携带了光纤双折射的信息，因此利用该偏振特性可进一步研究光纤双折射的分布式测量方法，详见 3.4 节。

## 2.4 本章小结

本章研究了单模光纤布里渊散射谱的偏振特性，包括散射增益的空间演化以及散射线宽与频移的偏振关联性。

首先基于波片模型建立了布里渊散射增益空间演化的理论模型，该模型建立了布里渊散射增益与光纤双折射矢量的联系，为双折射的分布式测量提供了理论基础。

之后研究了布里渊散射线宽和频移值的偏振关联性。理论分析指出，光纤双折射与声速非均匀性共同导致该偏振关联性：光纤双折射使光纤沿线各位置同时存在 4 个散射谱分量，而声波非均匀性引起作用距离内各散射谱分量中心频率的纵向变化。测量得到的布里渊散射谱是上述各谱分量的叠加，导致光纤双折射与声速非均匀性的贡献相互耦合，其中光纤双折射是导致该偏振关联性的主要原因，而声速非均匀性则放大了光纤双折射的贡献。通过定义散射谱非对称系数  $AF$  及曲线拟合散射频移  $\nu_B^{\text{eff}}$  定量研究散射线宽与频移的偏振关联性。通过搭建双端配置布里渊测量系统实验研究了  $AF$  和  $\nu_B^{\text{eff}}$  值的偏振关联性。测量结果显示在 SMF-28 光纤上  $AF$  和  $\nu_B^{\text{eff}}$  随探测光输入偏振态的变化量分别为 2% 和 0.06MHz。

本章提出的光纤布里渊散射谱的偏振关联性及其实验测量方法是后续两章的研究基础：本章的分析建立了布里渊散射谱与光纤双折射的物理联系，提供了光纤双折射分布式测量新思路，此部分内容将在第 3 章详细论述；同时本章的分析指出了对散射频移测量的新误差来源，为研究和确定布里渊散射型分布式传感器的测量精度提供了依据，此部分内容将在第 4 章详细论述。

## 第3章 基于布里渊散射的光纤双折射分布式测量方法研究

### 3.1 研究背景

光纤系统（包括通信系统、传感系统等）的极限性能本质上受限于所应用光纤的非均匀性。而光纤双折射现象是光纤非均匀性的重要表现形式，会对光纤系统性能产生较大影响。光纤双折射的分布式测量方法可应用于光纤在拉制、涂覆与成缆过程中对其非均匀性的监测，进而控制和标定光纤质量。同时，光纤双折射分布式测量方法亦可与光纤系统（如分布式传感系统）结合，寻找系统中受双折射影响较大的部分，为进一步研究如何抑制双折射的影响提供工具。

根据 1.5 节的分析，单端配置的双折射测量方法虽然系统实现简单，易与光纤通信和传感系统结合，但双折射矢量中的圆双折射分量在背向散射过程中被抵消，导致其应用于椭圆双折射单模光纤时存在较大测量误差。基于布里渊散射的双端配置测量方法则可克服该限制，原理上包含双折射矢量的全部信息，适用于测量中可从光纤两端入射光的场合。本章在第 2 章的研究基础上，研究基于布里渊散射的光纤双折射分布式测量方法，寻找并测量布里渊散射谱的两个参量（增益和频移）与光纤双折射的定量关系。本章仅讨论时域测量方法。

### 3.2 应用 SBS 测量光纤双折射需考虑的问题

#### 3.2.1 电致伸缩和克尔效应引入的非线性折射率对双折射测量的影响

由于在 SBS 过程中，因电致伸缩效应而被放大的声波会调制光纤的材料密度  $\rho$ ，进而引入一非线性折射率变化<sup>[34]</sup>：

$$\Delta n_{SBS} = \frac{g_B c |\mathbf{E}_p + \mathbf{E}_r|^2}{2\omega_p A_{eff}} \left( \frac{\delta}{1 + \delta^2} \right) \quad (3.1)$$

其中  $\mathbf{E}_p$  和  $\mathbf{E}_r$  分别为泵浦光和探测光电场， $g_B$  是峰值布里渊增益， $\delta$  是归一化后的失谐系数，定义如下：

$$\delta = \frac{2(\nu - \nu_B)}{\Gamma_B} \quad (3.2)$$

其中  $\Gamma_B$  为布里渊散射线宽。可以看到，当泵浦光与探测光频率差  $\nu$  调节到接近  $\nu_B$  时（实验中可实现小于 1MHz 的差别）， $\delta \approx 0$ 。同时测量时一般应用较低功率的泵



浦光和探测光以防止泵浦耗尽现象<sup>[38]</sup>, 因此  $\Delta n_{\text{SBS}}$  的值可降低到很小(约  $10^{-9}$  量级), 较单模光纤的典型双折射低(约  $10^{-7}$  量级)。更重要的是, 与布里渊散射相关的声波为标量波<sup>[37]</sup>, 由电致伸缩引入的非线性折射率变化呈各向同性, 即在两个 PSP 轴上引入的折射率变化相同, 因此  $\Delta n_{\text{SBS}}$  对双折射测量的影响可忽略。

对于克尔效应, 其包含自相位调制和交叉相位调制两类非线性现象, 所造成的非线性折射率变化可表示为<sup>[34]</sup>:

$$\Delta n_{\text{Kf}} = n_2 \left( \left| \mathbf{E}_{p(r)}^f \right|^2 + \frac{2}{3} \left| \mathbf{E}_{p(r)}^s \right|^2 \right) \quad (3.3)$$

$$\Delta n_{\text{Ks}} = n_2 \left( \left| \mathbf{E}_{p(r)}^s \right|^2 + \frac{2}{3} \left| \mathbf{E}_{p(r)}^f \right|^2 \right) \quad (3.4)$$

其中  $n_2$  为非线性折射率系数, 在单模光纤中  $n_2 \approx 2.3 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ <sup>[77]</sup>。根据实验测量时应用的泵浦光峰值功率估算,  $\Delta n_{\text{Kf}}$  和  $\Delta n_{\text{Ks}}$  的值约为  $6 \times 10^{-11}$ , 而其差值 ( $|\Delta n_{\text{Kf}} - \Delta n_{\text{Ks}}|$ , 即克尔效应引入的非线性双折射) 更小。可见该值较单模光纤的双折射值小约 4 个量级, 其影响可忽略。

### 3.2.2 两 PSP 轴上的布里渊频移差对布里渊增益测量的影响

由式 (2.8) 可以看到, 在光纤沿线任一位置, 其 PSP 快慢轴上具有不同的布里渊频移值。因此从理论上说, 实验中无法应用单一频率的泵浦光和探测光使两个 PSP 轴上的布里渊散射同时实现谐振。然而在实际情况下, 两 PSP 轴上的同时谐振可认为近似满足。这是由于在单模光纤中, 布里渊线宽在 1550nm 波长附近约为 30MHz (当应用脉冲泵浦光时可能更宽)。而即使对于具有高双折射的保偏光纤 (如 PANDA 光纤, 其两偏振主轴的折射率差  $\Delta n$  约为  $10^{-4}$ ), 两 PSP 轴上的布里渊频移差仅约为几兆赫兹。因此对于单模光纤 ( $\Delta n \sim 10^{-7}$ ), 该差值会更小 (约几 kHz), 远小于布里渊线宽值。因此只要在测量时将频率调整到两 PSP 轴上布里渊频移之间的某一位置 (即散射谱峰值附近), 即可近似认为 SBS 过程在两 PSP 轴上同时谐振。

### 3.2.3 强 SBS 作用引入的偏振牵引现象对光纤双折射测量的影响

根据 1.3 节的分析, 偏振牵引现象导致探测光的偏振态变化由光纤双折射和 SBS 作用共同控制, 且二者的贡献难以分离。理论分析指出, 只有当  $G_{\text{max}}/G_{\text{min}} \gg 1$  时, 偏振牵引现象对探测光偏振态变化的影响才可被明显观测到, 而该条件只有当泵浦光与探测光功率高于布里渊阈值时才可满足<sup>[39]</sup>。而在测量双折射时, 由于应用过高的泵浦光或探测光功率均会造成布里渊散射谱的失真<sup>[78]</sup>, 因此实验中需



要两光波功率均显著低于布里渊阈值，以保证可得到光纤沿线各位置的本征布里渊散射谱。文献[38]指出在布里渊测量系统中适合的  $G_{\max}/G_{\min}$  比值在 1.001 附近。附录 B 中进一步通过理论估算和实验论证偏振牵引现象对光纤双折射测量的影响可忽略。

### 3.3 基于布里渊散射增益的光纤双折射分布式测量方法

本节利用 2.2 节中推导的布里渊散射增益空间演化数学模型仿真确定  $\gamma_G$  与  $\beta_j$  的关系，研究基于布里渊增益的光纤双折射分布式测量方法。

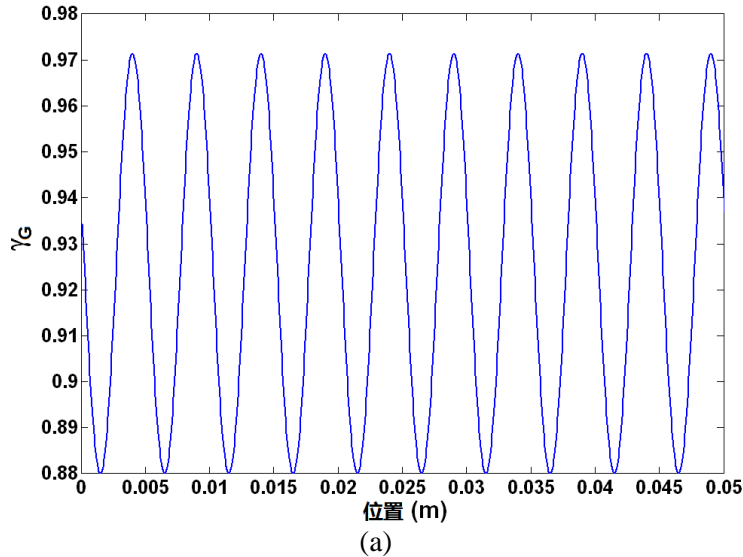
#### 3.3.1 数值仿真研究

##### A. 保偏光纤

首先利用保偏光纤研究  $\gamma_G$  与  $\beta_j$  的关系。单模光纤可看作一系列短保偏光纤的级联。在保偏光纤中，本地双折射矢量  $\beta_j$  为常数，且  $\beta_{j3} = 0$ 。每段波片  $\beta_j$  的长度 ( $L_{Bj}$ ) 与拍长  $L_{Bj}$  的对应关系为：

$$\beta_j = \sqrt{\beta_{j1}^2 + \beta_{j2}^2 + \beta_{j3}^2} = \frac{2\pi}{L_{Bj}} \quad (3.5)$$

仿真中，光纤的拍长设为 10mm ( $< \beta_j > \approx 628$ )，且泵浦光与探测光 SOP 均不对准到光纤的任一 PSP 上，以观察布里渊增益随位置的变化情况。在此条件下， $\gamma_G$  随位置  $Z$  周期变化，如图 3.1(a)所示。



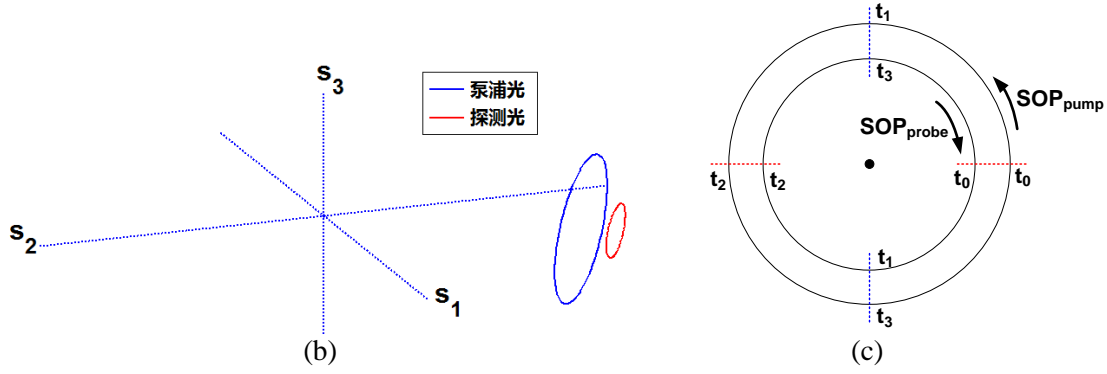


图 3.1 保偏光纤数值仿真结果：(a)  $\gamma_G$  随位置的变化情况；(b) 泵浦光与探测光 SOP 演化的邦加球表示；(c) 一个拍长内泵浦光与探测光 SOP 在邦加球上相对关系示意图

可以看到布里渊增益  $\gamma_G$  的变化周期为 5mm，为拍长的一半，且  $\gamma_G$  变化的峰值不随位置变化。泵浦光和探测光 SOP 在邦加球上的演化如图 3.1(b)所示，可以看到二者的轨迹均为圆形。根据式 (2.13)， $\gamma_G$  可表示泵浦光和探测光 SOP 在邦加球上的距离。由于两光波反向传输，因此一个拍长内二者 SOP 均完成一个整圆，且存在两个时刻使其在邦加球上的距离最近和最远，对应  $\gamma_G$  的波峰和波谷，如图 3.1(c)所示。假设从时刻  $t_0$  开始，泵浦光 SOP（外圈）和探测光 SOP（内圈）沿相反方向运动。图中红色虚线显示了二者 SOP 具有最小距离的时刻（ $t_0$  和  $t_2$ ），该时刻对应拍长内  $\gamma_G$  的两个波峰；蓝色虚线显示了二者 SOP 具有最大距离的时刻（ $t_1$  和  $t_3$ ），该时刻对应拍长内  $\gamma_G$  的两个波谷。根据上述分析，一个拍长内存在  $\gamma_G$  的两个变化周期，在保偏光纤中  $\gamma_G$  的周期是拍长的一半。同时由于二者 SOP 在邦加球上持续重复该圆形轨迹， $\gamma_G$  的峰峰值不变。若任一光波 SOP 在邦加球上的轨迹发生变化（该变化只能由  $\beta_j$  的转动引起），则  $\gamma_G$  的峰峰值会随之变化。

上述关系提供了  $\gamma_G$  周期与拍长的定量关系。为恢复本地双折射  $\beta_j$ （亦即拍长  $L_{Bj}$ ），对  $\gamma_G$  的变化曲线应用短时傅里叶变换（short time Fourier transform, STFT），将曲线从布里渊增益域变换到双折射域。在 STFT 操作中，将一固定长度的移动窗施加在  $\gamma_G$  上，之后在窗内进行傅里叶变换，以得到  $\gamma_G$  的本地空间频率。STFT 的窗长（ $W_{STFT}$ ）决定了最小空间分辨率以及双折射的测量精度。图 3.2 显示了应用不同  $W_{STFT}$  时，对图 3.1(a)中  $\gamma_G$  变化进行 STFT 的结果。为方便比较， $W_{STFT}$  的值用  $\gamma_G$  的真实周期  $W_C$ （=5mm）进行归一化。选择 STFT 操作后得到的空间频谱最大值对应的横坐标作为本地空间频率估计值。表 3.1 总结了应用不同  $W_{STFT}$  时的空间频率估计值及其估计误差，空间频率真实值为  $200\text{m}^{-1}$ 。由表 3.1 可以看到，更小的窗长  $W_{STFT}$  会产生更大的估计误差。因此实际测量中需要在空间分辨率和双折射

测量精度之间取折中。为保证 STFT 估计误差小于 10%， $W_{\text{STFT}}$  不可小于  $\gamma_G$  的一个变化周期。

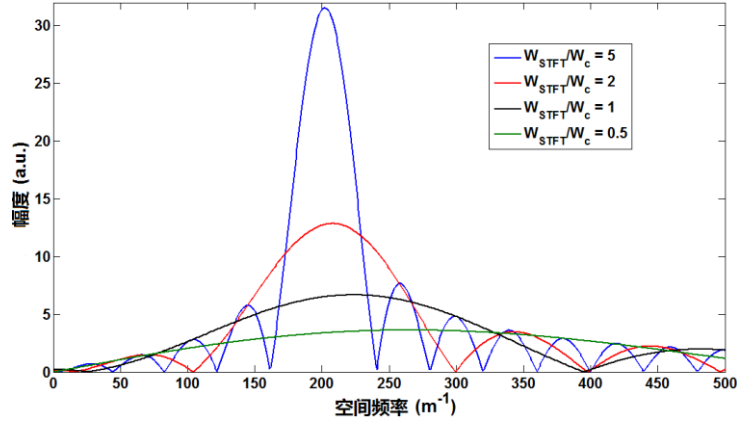


图 3.2 应用不同长度窗长时的 STFT 结果

表 3.1 应用不同  $W_{\text{STFT}}$  时得到的空间频率估计值及其估计误差总结

$W_{\text{STFT}}/W_C$	空间频率估计值 ( $\text{m}^{-1}$ )	估计误差 (%)
5	201.9	0.95
2	206.9	3.45
1	220.9	10.45
0.5	262.3	31.15

## B. 椭圆双折射光纤

以上通过保偏光纤建立了  $\gamma_G$  空间变化周期与本地拍长  $L_{Bj}$  (以及  $\beta_j$ ) 的定量关系。以下将 STFT 方法应用于普通单模光纤：椭圆双折射光纤。在椭圆双折射光纤中，双折射矢量  $\beta_j$  的 3 个分量均随机变化。仿真中， $\beta_{j1}$ 、 $\beta_{j2}$  和  $\beta_{j3}$  的变化被建模为随机游走 (random walk)，即其当前值有更大的概率落在前一值附近并且服从高斯分布<sup>[79, 80]</sup>。波片的长度在 0.5m~1m 之间随机变化，且服从均匀分布。光纤的平均拍长设为 10 米 ( $\langle \beta_j \rangle \approx 0.63$ )，此为单模光纤拍长的典型值<sup>[60]</sup>。由于每段波片的长度均远小于 (至少为 1/10) 光纤拍长以及双折射耦合长度 (约 20m)，因此在每段波片内双折射矢量  $\beta_j$  的变化以及光波两偏振模式的耦合可忽略<sup>[22, 57, 81]</sup>。仿真步长设置为 0.1m，小于各段波片的长度，以保证仿真精度足够高。仿真中，泵浦光和探测光的入射 SOP 首先被对准在同一主偏振轴上 (定义为  $\text{PSP}_{\text{max}}$ )，此时可以提供最大的整体布里渊增益。图 3.3(a)中显示了在 35m 光纤上得到的  $\gamma_G$  仿真结果。

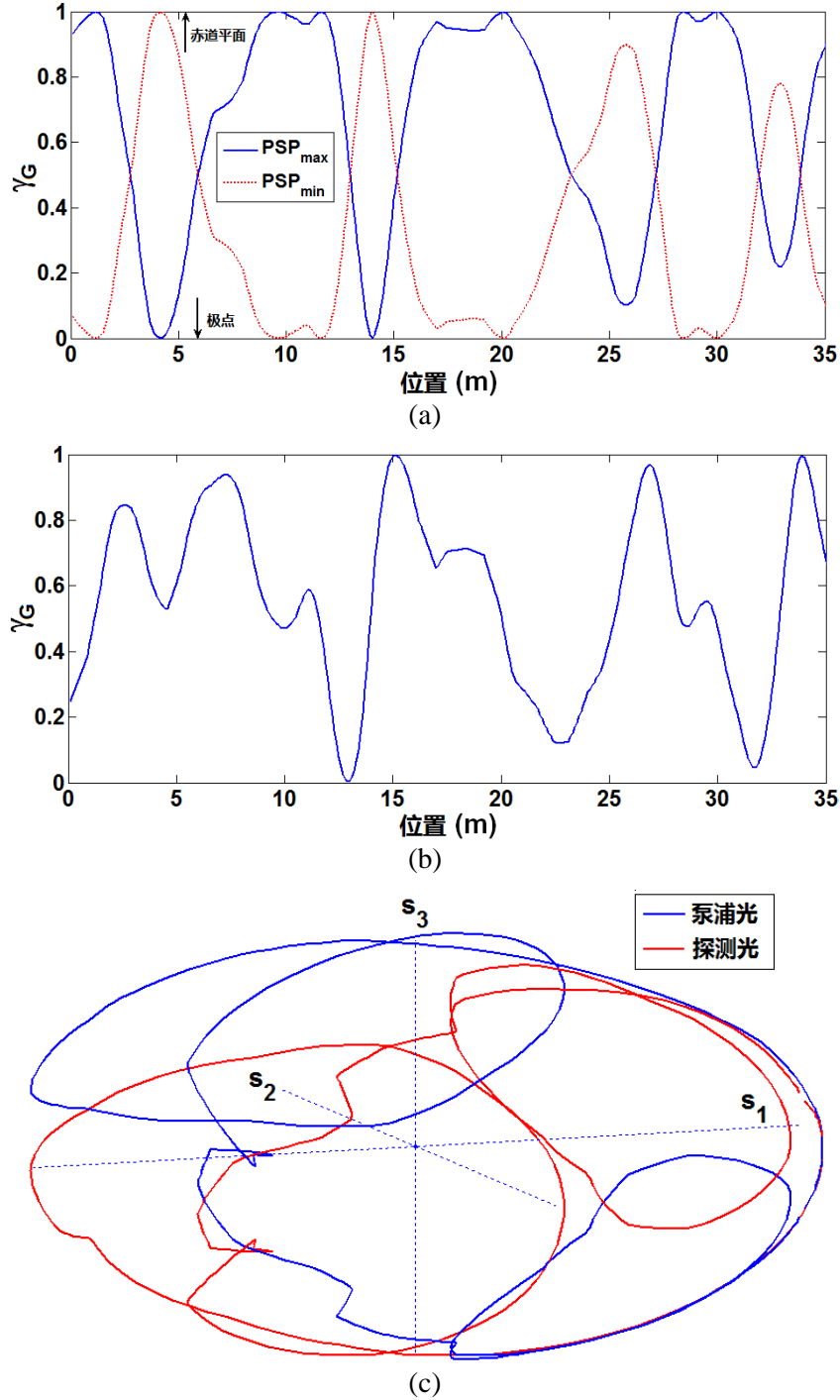


图3.3椭圆双折射光纤数值仿真结果:(a) 泵浦光与探测光输入 SOP 对准在  $PSP_{max}$  与  $PSP_{min}$  时  $\gamma_G$  随位置的变化情况; (b)探测光输入 SOP 偏离  $PSP_{max}$  时  $\gamma_G$  随位置的变化情况; (c) 泵浦光与探测光输入 SOP 对准在  $PSP_{max}$  时 SOP 演化的邦加球表示

可以看到, 由于  $\beta_j$  的随机变化,  $\gamma_G$  随位置呈准周期性变化: 其周期和峰峰值均变化。在此情况下,  $\gamma_G$  的本地周期仅反映该周期内的平均  $\beta_j$ 。为恢复该  $\beta_j$ , 对  $\gamma_G$  的变化曲线应用 STFT, 此时窗长  $W_{STFT}$  选择为两相邻波谷间的距离, 即满足  $W_{STFT}$

覆盖  $\gamma_G$  的一个变化周期。此时  $W_{STFT}$  亦随位置变化。上述  $W_{STFT}$  选择可通过寻找  $\gamma_G$  变化曲线的局部最小值点实现。仿真中亦选择 STFT 结果中幅度最大的频率作为该周期内  $\gamma_G$  的空间频率。根据此规则得到的  $\beta_j$  估计值 ( $\hat{\beta}_j$ ) 示于图 3.4, 其中蓝色实线为仿真中分配的真实  $\beta_j$ , 红色实线为利用上述方法恢复的  $\beta_j$  (即泵浦光和探测光输入 SOP 为  $PSP_{max}$ )。

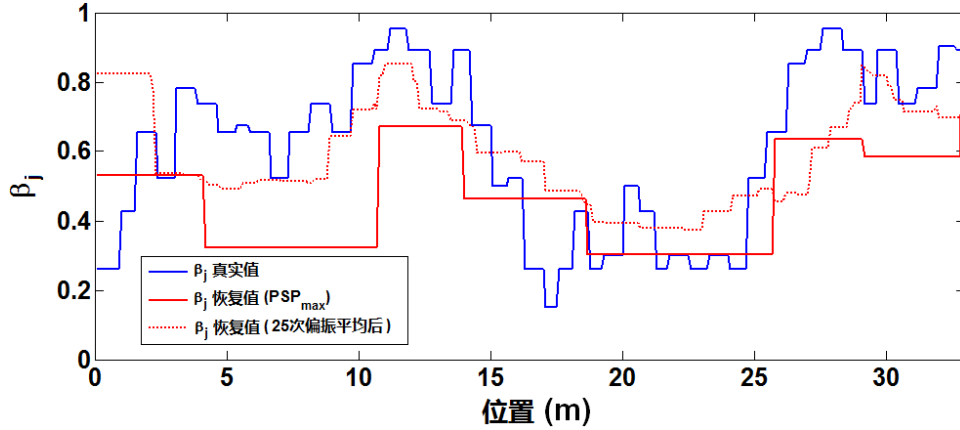


图 3.4 泵浦光与探测光输入 SOP 对准在  $PSP_{max}$  及 25 次偏振平均后的光纤双折射矢量恢复结果

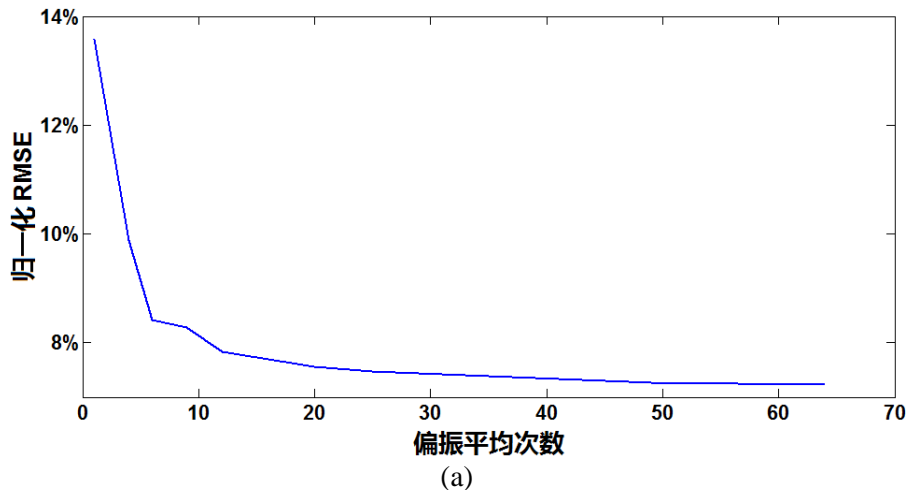
可以看到在  $PSP_{max}$  情况下,  $\hat{\beta}_j$  可大致恢复出  $\beta_j$  的变化趋势, 然而在  $\gamma_G$  变化周期不完整的区间内 (如 9m~12m, 28m~31m 位置)  $\hat{\beta}_j$  出现了较大偏差。这是由于不完整的周期 (即具有小峰峰值的周期) 试图将两个相邻周期合并在一起以得到一个更大的周期, 因此会造成对  $\gamma_G$  本地空间频率值的低估。在  $PSP_{max}$  情况下  $\beta_j$  的归一化均方根误差 (RMSE) 约为 13.6%。

由以上分析可知, 利用单一泵浦光和探测光输入 SOP 测量得到的  $\gamma_G$  变化无法准确提供本地  $\beta_j$  的信息。单模光纤中利用 STFT 得到的本地空间频率只反映该周期内的平均  $\beta_j$ , 同时该值随两光波的 SOP 变化。图 3.3(b) 显示了当探测光入射 SOP 变化至另一值时,  $\gamma_G$  随空间的变化情况。可以看到  $\gamma_G$  的本地周期随光波 SOP 变化, 进而导致恢复的  $\hat{\beta}_j$  随 SOP 变化。因此, 可靠的  $\beta_j$  测量结果需要综合诸多输入 SOP 时的信息得到, 为此我们提出偏振平均 STFT 方法 (polarization averaged STFT, PASTFT)。

在 PASTFT 方法中, 探测光的输入 SOP 在邦加球上随机变化, 且服从均匀分布以覆盖尽量多的 SOP (保持泵浦光 SOP 对准在一个 PSP 上), 之后对光纤沿线上的任一位置, 将各个探测光输入 SOP 下测量得到的 STFT 结果进行平均, 以得到偏振平均后的  $\beta_j$  ( $\langle \hat{\beta}_j \rangle_{SOP}$ )。由图 3.3(b) 可以发现, 当探测光输入 SOP 改变时, 图 3.3(a) 中的某些不完整周期变得完整, 同时其他原本完整的周期亦变得不完整。

因此对于任一探测光输入 SOP,  $\gamma_G$  的结果只会使得某些（而不是全部）周期变得完整, 进而在这些周期内得到更准确的  $\beta_j$ 。而  $\langle \hat{\beta}_j \rangle_{\text{SOP}}$  则可综合所有输入 SOP 情况下测量得到的  $\beta_j$  值（有好亦有坏），因此较应用单一输入 SOP 时的  $\hat{\beta}_j$  更接近真实值, 即偏振平均过程有效利用了  $\gamma_G$  变化周期的偏振关联性以实现降低单次 SOP 测量随机性的目的。随着所应用的偏振平均次数的增加,  $\langle \hat{\beta}_j \rangle_{\text{SOP}}$  将逐渐收敛到  $\beta_j$  真实值附近。可见, PASTFT 方法用相对长的测量时间换取了更高的测量精度。

以下利用数值仿真说明上述 PASTFT 方法的有效性和收敛性。图 3.5(a)显示了测量  $\beta_j$  的归一化 RMSE 随偏振平均次数的变化情况, 仿真在与图 3.3(a)相同的 35m 椭圆双折射光纤上进行。探测光的输入 SOP 在邦加球上呈均匀分布。可以看到, 经过 25 次偏振平均, 归一化 RMSE 收敛到 7.5%, 该值约是单一 SOP 测量时 ( $\text{PSP}_{\text{max}}$  情况) 的一半。图 3.4 中的红色虚线即显示了经过 25 次偏振平均后的  $\beta_j$  测量结果, 可以看到其明显较  $\text{PSP}_{\text{max}}$  情况更接近真实值 (蓝色实线)。值得注意的是, 在光纤的起始 3m, 经过 25 次偏振平均后的  $\beta_j$  测量结果依然存在较大误差。这是由于在始端 (以及末端), 受到数据点的限制, 无法保证每次应用 STFT 时的窗长  $W_{\text{STFT}}$  都包含  $\gamma_G$  的一个变化周期, 根据表 3.1, STFT 的结果存在较大误差。为测试 PASTFT 方法的可重复性, 仿真中在 35m 光纤上设置统计参数相同 (但具体数值不同) 的 20 组  $\beta_j$ 。得到的 20 组归一化 RMSE 随偏振平均次数变化结果如图 3.5(b) 中的蓝色虚线所示。可以看到虽然  $\beta_j$  的统计特性导致 20 组仿真结果在一定范围内抖动, 但各组曲线的变化趋势十分吻合。图 3.5(b) 中的红色实线为 20 组测试结果的平均值, 以下利用该平均结果计算收敛所需的偏振平均次数。





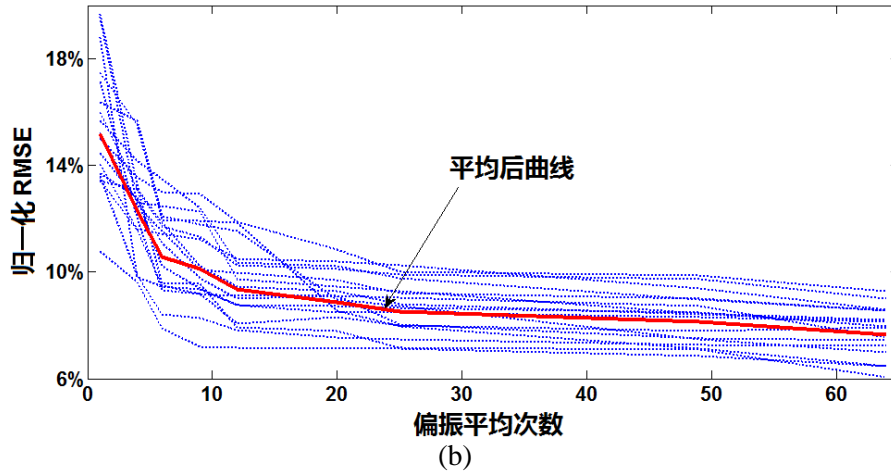


图 3.5 PASTFT 方法的 (a) 收敛性与 (b) 可重复性验证

之后将 PASTFT 方法应用在不同长度的椭圆双折射光纤上（最长 10km）。表 3.2 总结了光纤长度不同时应用偏振平均前后的归一化 RMSE 均值和标准差（20 组结果），以及 RMSE 收敛所需的偏振平均次数。收敛性定义为归一化 RMSE 小于收敛值的 5% 时对应的偏振平均次数（此时偏振平均后的归一化 RMSE 估计误差小于 1%）。可以看到，在长光纤上通过偏振平均带来的归一化 RMSE 降低值小于短光纤，且其 RMSE 标准差亦小于短光纤。这是由于在长光纤中，较长的传输距离使泵浦光和探测光的两偏振模式沿空间充分耦合，导致其  $\gamma_G$  变化曲线中完整周期与不完整周期数量的比例趋于固定，使偏振平均的效果出现饱和，同时该饱和现象亦抑制了由  $\beta_j$  统计特性所引入的归一化 RMSE 抖动。然而在短光纤上，当光纤长度与其拍长以及双折射耦合长度可比较时，泵浦光和探测光的两偏振模式耦合并不充分，使得上述比例存在很大的随机性，导致出现相对大的 RMSE 降低值以及较大的 RMSE 抖动。由图 3.4 可以看到， $\gamma_G$  变化曲线中的不完整周期趋向提供较小的空间频率，即较小的  $\beta_j$  和  $L_{Bj}$ 。而从图 3.2 和表 3.1 的结果可以看到，应用 STFT 的过程趋向于提供较大的空间频率值。因此，表 3.2 中得到的最终归一化 RMSE 是上述两效应的综合结果。

由图 3.5 可以看到，虽然偏振平均过程可以有效降低测量  $\beta_j$  的归一化 RMSE，但是即使经过很多次的偏振平均，RMSE 并不收敛到零，而是收敛到与真实值相差约 8% 的位置。这是由于：1) 偏振平均过程亦包含了  $\gamma_G$  具有不完整周期的情况，而这些情况会引入较大的测量误差，从而限制了 RMSE 的进一步降低；2) 如第 2.3 节所述，布里渊散射频移值亦随光波 SOP 变化，因此在偏振平均过程中，探测光输入不同 SOP 时得到的布里渊增益存在差别，进而引入附加测量误差。尽管如此，由表 3.2 可以看到，PASTFT 方法应用于短光纤和长光纤时均可实现小于 8% 的归一化 RMSE。

表 3.2 光纤长度不同时应用偏振平均前后的归一化 RMSE 结果总结

L (m)	收敛所需的 偏振平均次数	归一化 RMSE (%)	
		偏振平均前	偏振平均后
35	25	15.2±3.1	7.5±2.0
140	14	8.9±3.0	7.5±2.9
700	18	8.8±1.4	7.2±1.3
2500	9	8.8±0.8	7.7±0.7
10000	10	9.2±0.9	7.9±0.7

图 3.3(c)显示了泵浦光和探测光 SOP 在邦加球上的演化轨迹，此时两光波输入 SOP 对准在  $PSP_{max}$  上。可以看到，两光波的 SOP 演化在邦加球上关于赤道面互为镜像，这是由于沿相反方向传输光波双折射矢量的第 3 个分量（即  $\beta_{j3}$ ）正负相反，而此情况恰好与采用单端配置结构的双折射测量技术中光波 SOP 的演化轨迹吻合。因此在双端配置系统中，只要将泵浦光和探测光对准在  $PSP_{max}$  上，即可（在 SOP 演化意义上）等效地退回到单端配置的情况。此时，当  $\gamma_G=1$  时，泵浦光和探测光均为线偏振光；当  $\gamma_G=0$  时，泵浦光和探测光均为圆偏振光且旋向相反。当泵浦光（或探测光）的输入 SOP 对准到另一  $PSP$  时（此时为  $PSP_{min}$  情况），得到的  $\gamma_G$  沿空间变化与  $PSP_{max}$  情况时对称（见图 3.3a 中的红色虚线）。基于上述分析，表 3.2 中  $PSP_{max}$  情况（即偏振平均前）下的归一化 RMSE 可近似认为是采用单端配置结构的双折射测量技术的测量误差。

### 3.3.2 实验研究

本节通过实验研究上述 PASTFT 方法的有效性。测量分别在 100m 短光纤与 24.63km 长光纤上进行。由于待测光纤 FUT 的双折射真实值未知，因此测量中将光纤绕在直径不同的套筒上，通过对比具有不同弯曲半径光纤的附加双折射值测试该方法。测量系统装置图如图 3.6 所示，其与图 2.4 的区别在于在探测光与泵浦光上均使用偏振控制器（PC1 和 PC2），以调整其输入 SOP。FUT 置于室温下。

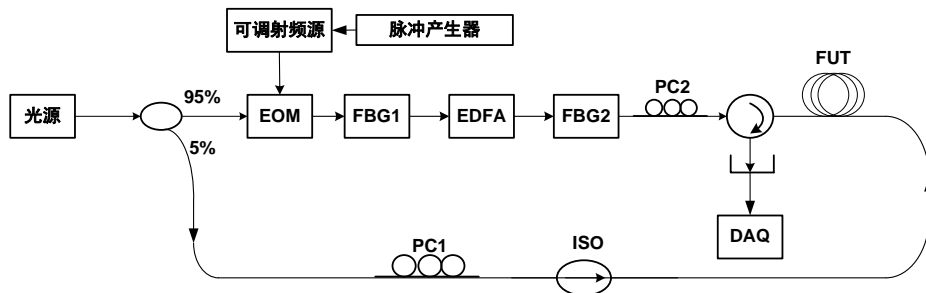


图 3.6 实现 PASTFT 方法的双端配置布里渊测量系统装置图



## A. 短光纤

首先在 100m 的短光纤应用 PASTST 方法测量其双折射矢量大小  $\beta$ 。该 100m 光纤包含两部分：前 80m 绕在直径为 150mm 的套筒上，后 20m 绕在直径为 85mm 的套筒上。绕光纤时不施加拉力，并随时释放扭曲应力。根据式 (1.6)，后 20m 光纤弯曲引入双折射值是前 80m 光纤的约 3.1 倍。测量时泵浦光脉冲宽度为 10ns，对应 1m 的空间分辨率。连续探测光的功率为 -2.3dBm，脉冲泵浦光的峰值功率为 21dBm。应用 1000 次平均降低测量误差。实验中 100m 光纤内的布里渊散射频移变化范围小于 3MHz。由于测得的散射谱很宽 ( $\Gamma \approx 105\text{MHz}$ ，其为本征布里渊散射谱与 10ns 脉冲频谱的卷积)，因此该频移变化对增益测量的影响可忽略。

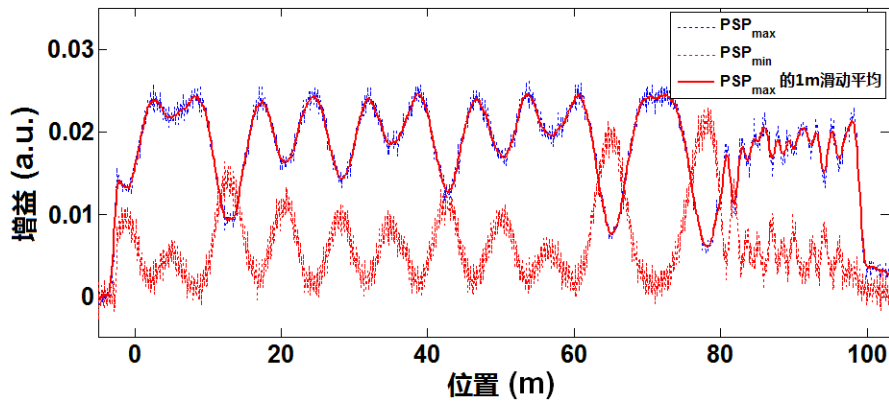


图 3.7 100m SMF-28 光纤测量结果：泵浦光与探测光输入 SOP 对准在  $\text{PSP}_{\max}$  与  $\text{PSP}_{\min}$  情况下布里渊增益随位置变化情况

$v_{\text{RF}} \approx v_{\text{B}}$  时测量得到的布里渊增益曲线如图 3.7 所示。调节 PC1 和 PC2，使两束光的输入 SOP 对准到使整体增益最大 ( $\text{PSP}_{\max}$ ) 和最小 ( $\text{PSP}_{\min}$ ) 情况。可以看到，两种情况下布里渊增益沿空间的变化在各位置相互对称，与图 3.3(a) 的数值仿真结果吻合。同时最后 20m 的布里渊增益变化周期明显小于前 80m，说明该段光纤具有较高的双折射。实验中应用 1m 的平滑滤波进一步降低噪声，同时保证不破坏布里渊增益的变化周期。图 3.7 中的红色实线即为平滑后结果。为实现偏振平均，固定 PC1，将 PC2 的三个波盘均匀调整到 27 个不同角度（每个波盘 3 个角度），之后利用 STFT 计算各输入 SOP 下的  $\beta(z)$  并平均。测量结果如图 3.8 所示。

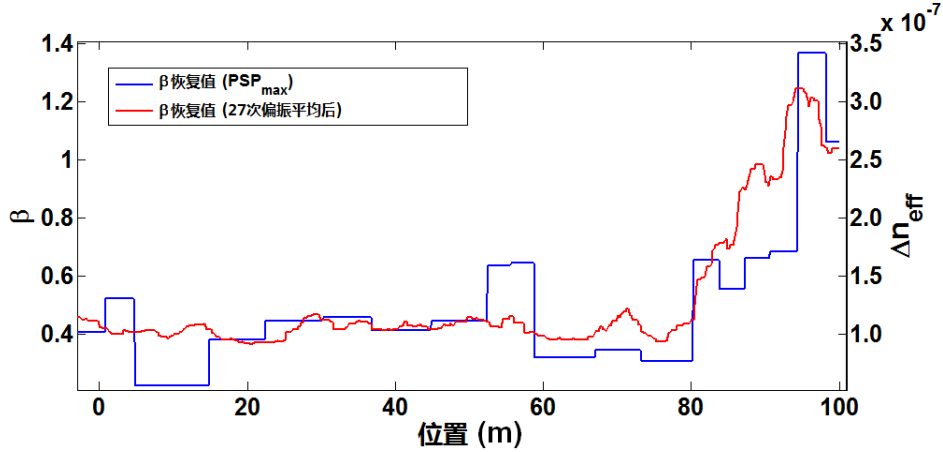


图 3.8 100m SMF-28 光纤测量结果：泵浦光与探测光输入 SOP 对准在  $PSP_{max}$  与 27 次偏振平均后的光纤双折射矢量随位置变化情况

图 3.8 中的蓝色与红色实线分别为输入 SOP 为  $PSP_{max}$  以及经 27 次偏振平均后的测量结果。可以看到两结果均可反映出后 20m 的较高双折射值。然而在  $PSP_{max}$  情况下，FUT 在 80m~90m 范围内的较高双折射未被正确恢复，而经偏振平均后该段光纤的高双折射则被体现出来。偏振平均后，后 20m 的双折射值约为前 80m 的 2.9 倍，与理论预测吻合。上述结果说明了偏振平均操作的有效性。

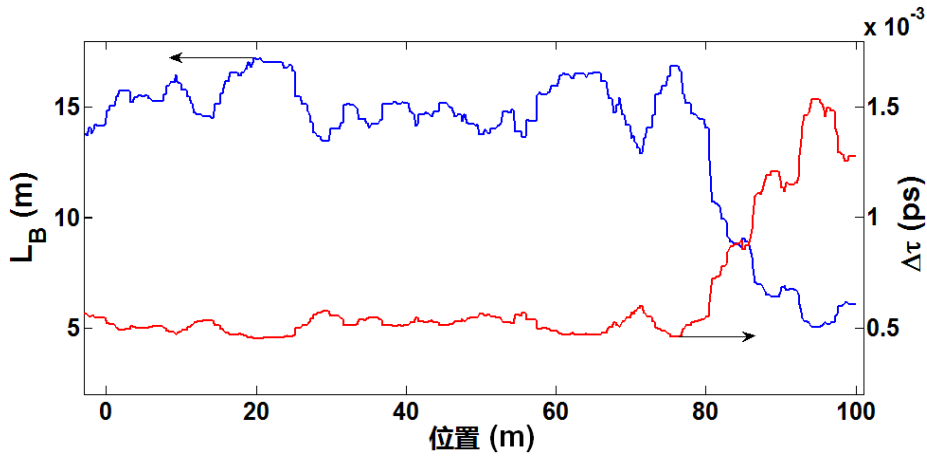


图 3.9 100m SMF-28 光纤测量结果：光纤拍长与差分群时延随位置变化情况

利用  $\beta(z)$ ，可通过式 (1.5) 和式 (1.15) 计算  $\Delta n_o^{eff}(z)$ 、 $L_B(z)$  和  $\Delta\tau(z)$ ，其结果显示于图 3.8 和图 3.9。在应用式 (1.15) 估算  $\Delta\tau(z)$  时，由于在布里渊线宽内 ( $105\text{MHz}@1550\text{nm}$ ) SMF-28 光纤的材料色散和波导色散均很小，因此式 (1.15) 中等号右侧的后一项被忽略。得到  $\Delta\tau(z)$  后，可进一步应用式 (1.16) 计算出前 80m 和后 20m 光纤的整体 DGD，分别为 0.041ps 和 0.025ps。为比较，我们应用标准的琼斯矩阵本征值分析法 (JME，仪器为 HP8509B) 测量了两部分光纤的整体 DGD。

测量时选用的波长扫描范围为 1540nm~1560nm，步长为 0.1nm。得到的 DGD 值约为 0.032ps 和 0.017ps，与 PASTFT 方法的测量结果吻合。

## B. 长光纤

之后应用 24.63km 的长光纤（SMF-28）测试 PASTFT 方法。该段光纤绕在直径为 150mm 的套筒上，实验中将上述绕在 85mm 套筒上的 20m 光纤接在最后。 $\beta(z)$  测量结果如图 3.10(a)所示。

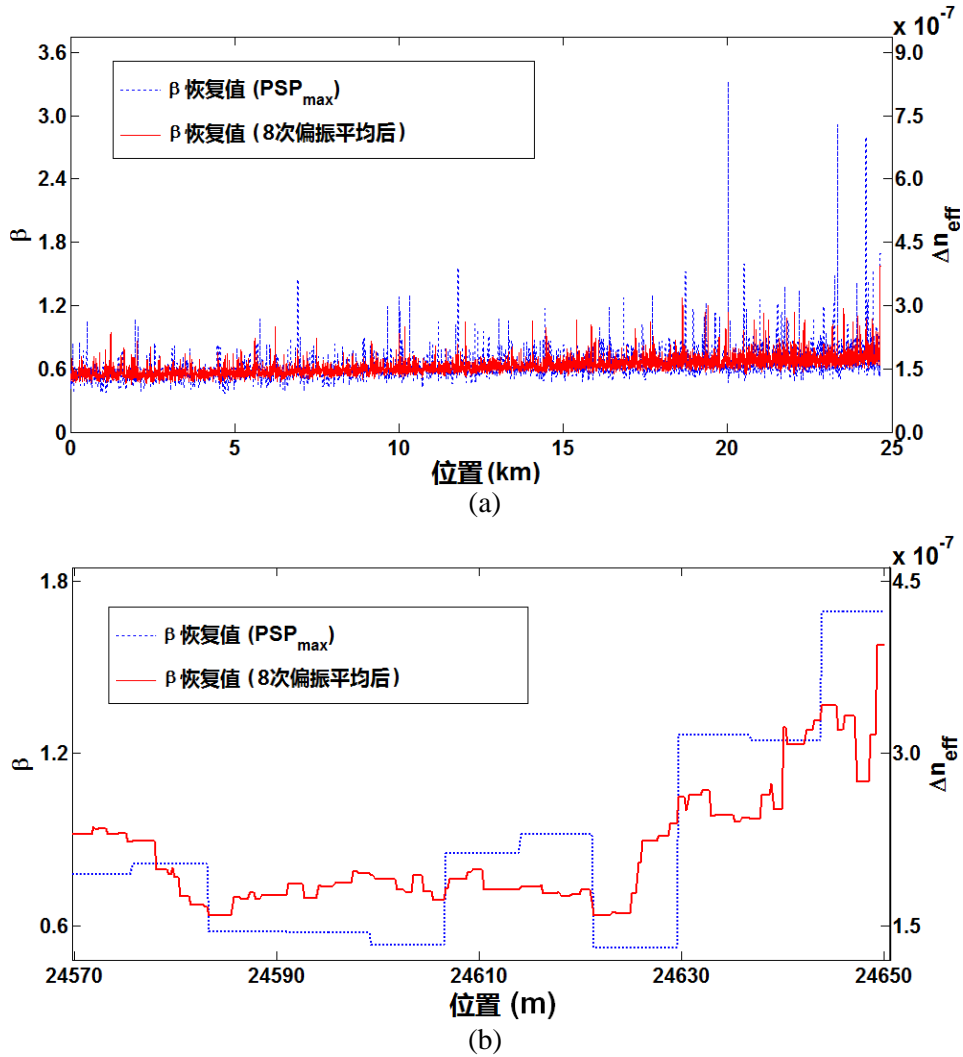


图 3.10 24.63km SMF-28 光纤测量结果：(a) 泵浦光与探测光输入 SOP 对准在  $PSP_{max}$  与 8 次偏振平均后的光纤双折射矢量随位置变化情况；(b) 最后 80m 结果放大

图 3.10(a)中蓝色和红色实线分别为  $PSP_{max}$  和经 8 次偏振平均后的测量结果。可以看到在  $PSP_{max}$  情况下， $\beta(z)$  随位置变化曲线存在很大抖动，而该抖动可被偏振平均操作有效抑制。图 3.10(b)放大了最后 80m 的  $\beta(z)$  和  $\Delta n_o^{eff}(z)$  测量结果，可见

PASTFT 方法可明显指示出最后 20m 光纤具有高双折射, 并且与图 3.8 结果比较发现, 该 20m 光纤的双折射变化在长、短光纤情况下吻合。利用 PASTFT 方法计算得到的整段光纤 DGD 约为 1.13ps, 与应用 JME 法的测量结果吻合((1.59±1.20)ps)。该结果亦与康宁公司提供的 SMF-28 光纤 PMD 参数吻合 ( $\leq 0.1\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ )。

### 3.4 基于布里渊散射频移的光纤双折射分布式测量方法

#### 3.4.1 测量原理

由 2.2 节中的分析可以看到, 布里渊增益是光纤双折射的二阶函数, 二者不直接相关。而式 (2.8) 显示布里渊频移是光纤双折射的一阶函数,  $v_B$  与光纤折射率在泵浦波长和探测波长处的值 (即  $n_{o(p)}^{\text{eff}}$  和  $n_{o(r)}^{\text{eff}}$ ) 直接相关。为得到光纤双折射, 可在泵浦光一臂应用扰偏器 PS 以得到折射率  $n_{o(p)}^{\text{eff}}$  的均值, 同时在探测光一臂应用偏振控制器 PC 将其输入 SOP 调整至不同位置。当探测光 SOP 对准在本地  $\text{PSP}_s$  和  $\text{PSP}_f$  时, 该处的  $n_{o(r)}^{\text{eff}}(z)$  分别具有最小值和最大值, 而其差值即为本地双折射。因此通过搜索不同探测光输入 SOP 下 (只要保证输入 SOP 变化范围基本遍历整个邦加球) 光纤沿线各位置的  $v_B^{\text{eff}}$  最大值与最小值, 并求其差值即可恢复本地光纤双折射。该方法即为偏振搜索最大最小值法。

根据 2.3 节的讨论,  $v_B^{\text{eff}}$  随光波 SOP 的变化受光纤双折射与声速非均匀性的共同影响, 2.3.1 节中的第 3 个物理机制将二者的贡献耦合到一起。当探测光输入 SOP 变化时, 在作用距离  $W$  内声速非均匀性导致各谱分量的权重系数  $\eta$  发生变化 (见式 2.26), 进而改变  $v_B^{\text{eff}}$  的大小。这部分变化会引入对光纤双折射的测量误差。由于  $\eta$  与布里渊增益线性相关 (见式 2.28), 而布里渊增益正比于泵浦光与探测光琼斯矢量的内积 (见式 2.13), 因此对泵浦光应用 PS 可在一定程度上抑制  $\eta$  的变化。但由于实际应用 PS 的非理想,  $\eta$  的贡献无法被完全消除。因此, 利用式 (2.8) 测量光纤双折射需有效分离光纤双折射和声速非均匀性对  $v_B^{\text{eff}}$  的贡献。

根据 2.3.1 节的分析, 在作用距离  $W$  内, 声速的均值可表示为

$$\bar{V}_a^{\text{eff}}(z, \text{SOP})|_W = \int_z^{z+W} \eta(\tau, \text{SOP}) V_a^{\text{eff}}(\tau) d\tau \quad (3.6)$$

其中  $V_a^{\text{eff}}$  为  $W$  内各位置声速 (为常数), 权重系数  $\eta$  正比于布里渊增益。根据 3.3 节的分析, 当探测光 SOP 分别对准在本地  $\text{PSP}_s$  和  $\text{PSP}_f$  时, 其布里渊增益随空间的变化情况相互对称。因此两情况下权重系数  $\eta$  可表示为:

$$\eta(z, \text{PSP}_s) = \eta_0(z) + \Delta\eta(z) \quad (3.7)$$

$$\eta(z, PSP_f) = \eta_0(z) - \Delta\eta(z) \quad (3.8)$$

其中  $\eta_0$  为光纤沿线各处权重系数的均值， $2\Delta\eta$  为由探测光 SOP 变化引入的最大  $\eta$  变化量。将其代入式 (3.6) 可得声速表达式：

$$\bar{V}_{a(\max)}^{\text{eff}}(z) = \bar{V}_{a(0)}^{\text{eff}}(z) + \Delta V_a^{\text{eff}}(z) \quad (3.9)$$

$$\bar{V}_{a(\min)}^{\text{eff}}(z) = \bar{V}_{a(0)}^{\text{eff}}(z) - \Delta V_a^{\text{eff}}(z) \quad (3.10)$$

其中：

$$\bar{V}_{a(0)}^{\text{eff}}(z) = \eta_0 \int_z^{z+W} V_a^{\text{eff}}(\tau) d\tau \quad (3.11)$$

$$\Delta V_a^{\text{eff}}(z) = \int_z^{z+W} \Delta\eta(\tau) V_a^{\text{eff}}(\tau) d\tau \quad (3.12)$$

$\Delta V_a^{\text{eff}}$  项即为探测光 SOP 变化引入的声速变化。该项体现了声速非均匀性对双折射测量的影响，是在测量中需要抑制的部分，该部分在理想扰偏时为零。将式 (3.9)、(3.10) 代入式 (2.8) 可得：

$$v_{B(\max)}^{\text{eff}}(z) = \frac{[\bar{V}_{a(0)}^{\text{eff}}(z) + \Delta V_a^{\text{eff}}(z)] [n_{o(r)s}^{\text{eff}}(z) + \bar{n}_{o(p)}^{\text{eff}}(z)]}{\lambda_p} \quad (3.13)$$

$$v_{B(\min)}^{\text{eff}}(z) = \frac{[\bar{V}_{a(0)}^{\text{eff}}(z) - \Delta V_a^{\text{eff}}(z)] [n_{o(r)f}^{\text{eff}}(z) + \bar{n}_{o(p)}^{\text{eff}}(z)]}{\lambda_p} \quad (3.14)$$

为提取出光纤双折射信息，将  $v_{B(\max)}^{\text{eff}}$  与  $v_{B(\min)}^{\text{eff}}$  做差，得到：

$$Dv_B^{\text{eff}}(z) \triangleq v_{B(\max)}^{\text{eff}}(z) - v_{B(\min)}^{\text{eff}}(z) \approx \frac{\bar{V}_{a(0)}^{\text{eff}}(z) \Delta n_{o(r)}^{\text{eff}}(z) + 4\bar{n}_{o(p)}^{\text{eff}}(z) \Delta V_a^{\text{eff}}(z)}{\lambda_p} \quad (3.15)$$

其中作如下近似：

$$n_{o(r)f}^{\text{eff}}(z) + n_{o(r)s}^{\text{eff}}(z) \approx 2\bar{n}_{o(r)}^{\text{eff}}(z) \approx 2\bar{n}_{o(p)}^{\text{eff}}(z) \approx 2\bar{n}_o^{\text{eff}}(z) \quad (3.16)$$

即忽略由泵浦光和探测光微小频率差（约 11GHz）引入的色散。式 (3.15) 分子中第一项为光纤双折射的贡献，第二项为声速非均匀性的贡献。由于权重系数  $\eta$  与布里渊增益  $\gamma_{B1}$  成正比，探测光 SOP 变化引入的声速相对变化量  $M_{V_a}$  可近似通过测量  $\gamma_{B1}$  的相对变化量得到，即：

$$M_{V_a}(z) \triangleq \frac{\Delta V_a^{\text{eff}}(z)}{\bar{V}_{a(0)}^{\text{eff}}(z)} = \frac{\int_z^{z+W} \Delta\eta(\tau) V_a^{\text{eff}}(\tau) d\tau}{\eta_0 \int_z^{z+W} V_a^{\text{eff}}(\tau) d\tau} = \frac{\overline{\Delta\eta} \int_z^{z+W} V_a^{\text{eff}}(\tau) d\tau}{\eta_0 \int_z^{z+W} V_a^{\text{eff}}(\tau) d\tau} \approx \frac{\Delta\gamma_{B1}(z)}{\gamma_{B1(0)}(z)} \quad (3.17)$$

其中的近似条件是作用距离  $W$  内  $V_a^{\text{eff}}$  的变化范围不大, 即  $\Delta V_a^{\text{eff}} \ll \bar{V}_{a(0)}^{\text{eff}}$ 。之后在探测光上使用 PS, 得到平均频移量:

$$\bar{v}_B^{\text{eff}}(z) = \frac{\bar{V}_{a(0)}^{\text{eff}}(z) [\bar{n}_{o(r)}^{\text{eff}}(z) + \bar{n}_{o(p)}^{\text{eff}}(z)]}{\lambda_p} \approx \frac{2\bar{n}_o^{\text{eff}}(z) \bar{V}_{a(0)}^{\text{eff}}(z)}{\lambda_p} \quad (3.18)$$

取式 (3.15) 与式 (3.18) 的比值, 可得:

$$M_{v_B}(z) = \frac{Dv_B^{\text{eff}}(z)}{\bar{v}_B^{\text{eff}}(z)} = \frac{\Delta n_{o(p)}^{\text{eff}}(z)}{2\bar{n}_o^{\text{eff}}(z)} + 2M_{v_a}(z) \quad (3.19)$$

即:

$$\frac{\Delta n_{o(p)}^{\text{eff}}(z)}{\bar{n}_o^{\text{eff}}(z)} = 2[M_{v_B}(z) - 2M_{v_a}(z)] \quad (3.20)$$

由式 (3.20) 可见, 基于布里渊频移的偏振搜索最大最小值法可得到光纤双折射与平均模折射率比值随位置的变化。虽然光纤双折射与平均模折射率随位置的变化存在共模部分, 但是光纤双折射随环境温度、弯曲、扭曲等外部因素的变化较有效模折射率灵敏得多, 因此可认为该方法测量的是双折射的分布式变化。同时, 该方法测量双折射的空间分辨率由泵浦脉冲宽度决定, 不受布里渊散射信号空间变化周期的限制。

### 3.4.2 测量装置与初步实验结果

以下通过实验初步测试上述方法的可行性。测试方法与 3.3.2 节相同, 即对比具有不同弯曲半径光纤的双折射值。测量装置如图 3.11 所示, 其工作原理和器件功能与图 2.4 相同。FUT 为约 1km 的 SMF-28, 绕在直径为 150mm 的套筒上, 之后接 20m 绕在 85mm 套筒上的光纤。测量时, 首先在探测光一臂应用 PC, 将其 3 个波盘均匀调整到 12 个不同角度, 测量各输入 SOP 下的  $v_B^{\text{eff}}$ , 寻找  $v_B^{\text{eff}}(\text{max})$  与  $v_B^{\text{eff}}(\text{min})$ 。之后用 PS3 替换 PC, 测量  $\bar{v}_B^{\text{eff}}$ 。泵浦光脉冲为 50ns, 对应 5m 的空间分辨率。

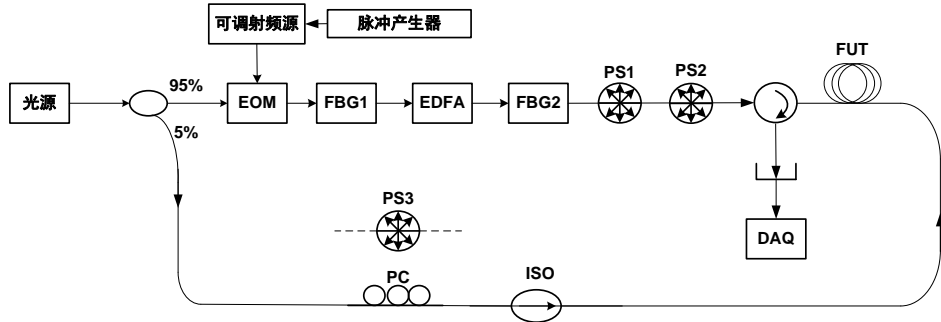


图 3.11 实现偏振搜索最大最小值法的双端配置布里渊测量系统装置图

测量得到的光纤双折射与平均模折射率比值随位置的变化情况如图 3.12 所示。可以看到，该方法可明显指示出 FUT 末端 20m 的高双折射，且其与前 1km 光纤双折射的比值 (3.2) 与理论估算结果吻合。然而通过与图 3.8 和图 3.10(a)的测量结果比较发现，基于布里渊频移的测量方法得到的双折射结果整体偏高。这是由于测量过程未完全抑制声速非均匀性的放大效应，同时式 (3.17) 的近似亦引入测量偏差。因此，现阶段该方法只适用于光纤双折射的相对值测量，即可用于指示整段光纤中双折射相对较高的部分，而实现更精确的双折射绝对值测量需要寻找方法更有效地抑制声速非均匀性的贡献，例如应用扰偏频率更高的 PS、设计更合理的数据处理算法等等。从另一个角度说，布里渊散射频移同时携带了光纤双折射与声速非均匀性的信息，因此结合布里渊散射增益与频移的测量有望实现对光纤中声速的分布式测量，进行振动等动态物理量检测。此部分工作仍在探索之中。

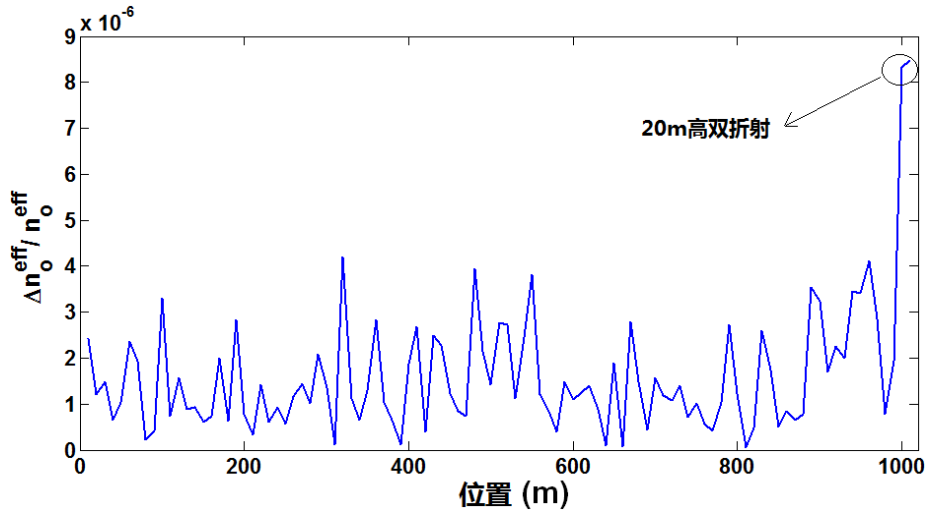


图 3.12 1km SMF-28 光纤测量结果：光纤双折射与平均模折射率比值随位置变化情况

### 3.5 本章小结

本章研究了基于布里渊散射增益与频移的光纤双折射分布式测量方法。

在基于布里渊散射增益的测量方法中，结合第 2 章的散射增益空间演化模型，通过数值仿真指出散射增益的空间周期为其本地拍长的一半，可应用短时傅里叶变换技术从增益曲线中提取出双折射的信息。同时，为降低单一输入偏振态测量的随机性，提出了偏振平均短时傅里叶变换方法。仿真结果显示该方法可实现小于 8% 的光纤双折射均方根测量误差。实验中应用不同弯曲半径的光纤测试了该方法，实验结果显示偏振平均操作可有效降低双折射测量误差。

在基于布里渊散射频移的测量方法中，结合第 2 章中对散射频移偏振特性的

研究，提出了偏振搜索最大最小值法。该方法通过输入不同偏振态，并搜索本地散射频移最大最小值差值获取本地光纤双折射信息。实验结果显示，现阶段该方法适用于光纤双折射的相对值测量，即可用于指示整段光纤中双折射相对较高的部分。由于未完全抑制声速非均匀性对双折射测量的影响，该方法测得的双折射绝对值整体偏高。



## 第4章 光纤布里渊散射谱偏振关联性对分布式温度/应力传感器测量精度影响研究

### 4.1 布里渊散射型分布式温度/应力传感器的测量原理和关键参数

布里渊散射型光纤分布式传感技术是自上世纪90年代逐步发展起来的一类光纤传感技术。该技术较之前存在的基于瑞利散射和拉曼散射的传感技术测量范围更广，可对温度和应力进行分布式测量，在长距离电力电缆、油气管道的运营监测、桥梁大坝等重点建筑物健康监测、油气井下环境测量等方面有重要应用潜力，是现阶段光纤分布式传感领域的研究热点<sup>[10, 27]</sup>。美国、加拿大、日本、以色列、英国、瑞士等国家均在布里渊散射型光纤分布式传感领域投入了大量研究经费，并已在桥梁、石油管道等基础设施上试验样机，目前已有公司开发出成熟产品并出现工程应用案例（如瑞士 Omnisens<sup>[82]</sup>、日本 Neubrex<sup>[83]</sup>、加拿大 OZ Optics<sup>[84]</sup>等）。我国的一些科研院所亦在此领域进行了一些原理性研究<sup>[85-91]</sup>，同时已有企业进行样机和产品的研发。

此类传感器利用的是光纤中布里渊散射频移与温度/应力变化量的线性关系：

$$\nu_{Bs} = \nu_{B0} + C_{vT}\Delta T + C_{v\epsilon}\Delta\epsilon \quad (4.1)$$

其中  $\nu_{B0}$ 、 $\nu_{Bs}$  分别表示温度/应力变化前后的布里渊散射频移值， $\Delta T$ 、 $\Delta\epsilon$  分别表示纤芯温度、应力变化量， $C_{vT}$ 、 $C_{v\epsilon}$  分别表示布里渊频移的温度和应力系数。上述关系示意于图4.1。在分布式传感应用中，首先测量光纤沿线各处的布里渊散射谱，利用曲线拟合得到各处的布里渊散射频移值，进而计算得到各处的温度/应力变化。目前此类传感器可在长达240km的测量范围内实现空间分辨率5m，测量精度 $1.9^\circ\text{C}/38\mu\epsilon$ 的温度/应力分布式测量<sup>[12]</sup>。

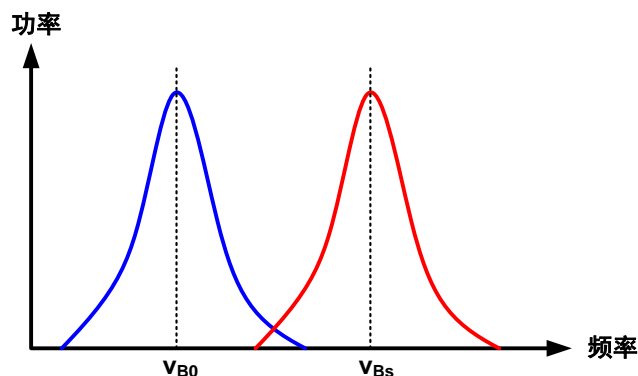


图4.1 布里渊散射型分布式温度/应力传感器原理示意图

布里渊散射型分布式传感器有单端配置和双端配置两种运行方式。单端配置的传感系统利用的是光纤自发布里渊散射 (SpBS)，称为布里渊光时域反射仪 (BOTDR)。其基本系统框架如图 4.2(a)所示<sup>[26]</sup>。BOTDR 系统中，一端输入脉冲泵浦光，同时在此端接收背向散射光。为得到高信噪比的布里渊散射谱，接收端一般采用相干接收，即将背向散射光与本振光混合，得到差频信号，光电转换后再经低通滤波得到最终信号。双端配置的传感系统利用的是光纤受激布里渊散射 (SBS)，称为布里渊光时域分析仪 (BOTDA)。BOTDA 系统中，一端输入脉冲泵浦光，另一端输入连续探测光，其基本系统框架如图 4.2(b)所示<sup>[26]</sup>。当两束光频率差落在布里渊频谱内时，连续光将被放大 (增益型 BOTDA) 或衰减 (损耗型 BOTDA)。当两束光频率差等于布里渊频移值时，放大或衰减值达到最大。因此，通过扫描两束光的频率差，在接收端直接测量连续光强度，即可恢复光纤沿线各位置的布里渊散射谱。一般来讲，由于 SBS 强度远高于 SpBS，因此 BOTDA 较 BOTDR 测量范围广且测量精度高，在 (可双端配置的) 长距离传感应用中较常用。本文的分析主要基于双端配置方式。

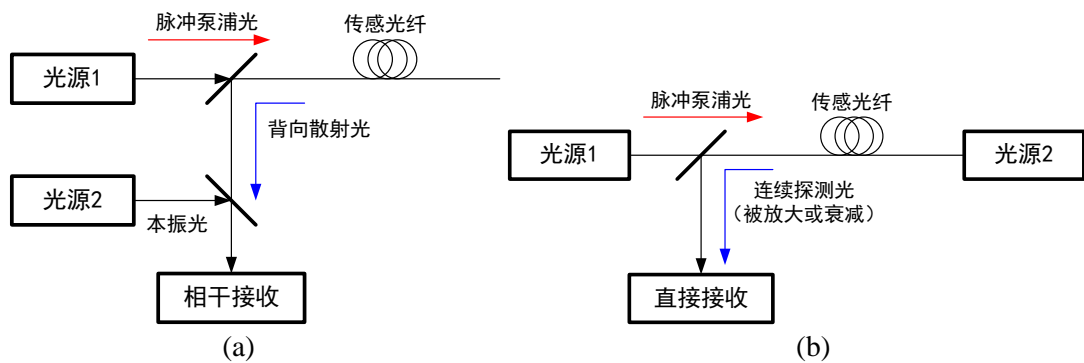


图 4.2 (a) BOTDR 与 (b) BOTDA 系统结构示意图

表征布里渊散射型光纤分布式传感器的系统参数主要包括空间分辨率、频率分辨率以及测量范围<sup>[27]</sup>。空间分辨率是指系统最小可分辨的两温度/应力变化的位置间隔，由脉冲宽度决定，脉冲宽度越小，空间分辨率越高；频率分辨率是指系统最小可检测到的布里渊频移变化量，该值决定了传感器对温度/应力的测量精度；测量范围是指系统在可采集到有效数据前提下的最长待测光纤长度。值得指出的是，上述三个关键参数之间相互制约。例如，降低泵浦脉冲宽度时，空间分辨率提高，与此同时泵浦脉冲能量变小，布里渊散射光强度变弱，接收信噪比降低，导致频率分辨率 (即温度/应力测量精度) 降低。同时，降低泵浦脉冲宽度亦会降低传感器的测量范围。对于测量范围固定的分布式布里渊散射光纤传感器而言，存在空间分辨率和频率分辨率的折中。

除上述相互制约关系外，各关键参数的提升亦受到布里渊散射过程及测量本身的限制。例如，对于空间分辨率参数，由于受到散射过程中产生声子的寿命限制（约 10ns），因此应用常规单脉冲传感系统可实现的空间分辨率最高为 1m。为突破此限制，研究人员通过改进传感原理和系统设计了诸多新方案，如预泵浦技术（PPP-BOTDA）<sup>[92]</sup>以及差分脉冲对技术（DPP-BOTDA）<sup>[93]</sup>等等，可将传感器的空间分辨率提高到厘米量级。而对于频率分辨率参数，现阶段认为其主要受限于由测量散射谱恢复频移值时的曲线拟合误差，该拟合误差由接收信噪比和散射谱带宽决定<sup>[26]</sup>。目前可实现的最高频率分辨率约为 1MHz，对应 1 °C/20με 的温度/应力测量精度。然而除拟合误差外，传感光纤本身的非均匀性亦影响传感器的测量精度。由 2.3 节的分析，光纤双折射与声速非均匀性导致测量布里渊散射谱出现偏振关联性，进而影响布里渊散射频移的测量。

本章在第 2 章的研究基础上，从三个角度实验研究布里渊散射谱偏振关联性对传感器温度/应力测量精度的影响，包括：扰偏器对该偏振关联性的抑制作用分析，应用不同种传感光纤时传感器测量精度对比以及单端与双端配置测量系统的偏振关联性对比。

## 4.2 扰偏器对布里渊散射谱偏振关联性的抑制作用分析

在分布式传感器中，可应用扰偏器（PS）的动态扰偏及平均效果抑制布里渊散射谱的偏振关联性。扰偏器通常利用双折射晶体（如 LiNbO<sub>3</sub>）制作，通过对其施加以某一频率变化的电压实现光波的快速偏振态调制，该频率定义为 PS 的扰偏频率<sup>[94]</sup>。根据式（2.26），当 PS 同时应用于泵浦光和探测光时，在足够长的观测时间内（即远大于 1 个扰偏周期）平均得到的布里渊频移表达式为：

$$\begin{aligned} v_{B(PS)}^{eff}(z)|_W &= \frac{2}{\lambda_p} \int_z^{z+W} \left[ \sum_{j=1}^4 \left( \langle \alpha_j(\tau, SOP) \rangle_{SOP} n_{o(j)}^{eff}(\tau) \right) \left( \langle \eta(\tau, SOP) \rangle_{SOP} V_{a1}^{eff}(\tau) \right) \right] d\tau \\ &= \frac{2}{\lambda_p} \bar{n}_o^{eff}(z) \bar{V}_{a1}^{eff}(z) \end{aligned} \quad (4.2)$$

其中“ $\langle \rangle_{SOP}$ ”表示对光波 SOP 的平均， $\bar{n}_o^{eff}$  为 SOP 平均后的光波基模有效模折射率，平均操作对作用距离 W 内的所有非简并偏振模式进行； $\bar{V}_{a1}^{eff}$  是 SOP 平均后的有效声速，平均操作对作用距离 W 内的所有声波模式进行。式（4.2）说明应用理想 PS 可消除布里渊散射谱的偏振关联性，得到偏振平均后的  $v_B^{eff}$ ，但其将保持平均模折射率和声速随位置的变化信息，即 PS 无法消除光纤纵向非均匀性的影响。在作用距离 W 内，由于  $v_B^{eff}$  的纵向变化无法被 PS 平均，测量布里渊散射谱依然

叠加了具有不同中心频率的各散射谱分量，因此应用理想 PS 无法消除测量布里渊散射谱的非对称性。值得注意的是，式 (4.2) 只分析了理想扰偏情况，对于实际应用非理想 PS 时的效果则通过实验测量进行研究。

以下实验研究 PS 对布里渊散射线宽和频移偏振关联性的抑制作用。实验装置如图 4.3 所示。与图 2.4 的装置相比，此处将探测臂的 PC 换为 PS3，扰偏频率可调。FUT 为 SMF-28 光纤，长度 86m，置于松弛状态，放置在温控精度为  $0.1^{\circ}\text{C}$  的恒温箱内，恒温  $25^{\circ}\text{C}$ 。实验中首先设置 PS3 的扰偏频率为 12kHz（为其最高扰偏频率），测量 AF 和  $v_{\text{B}}^{\text{eff}}$  随位置的变化情况及其统计特性，之后改变扰偏频率观察  $v_{\text{B}}^{\text{eff}}$  测量结果的变化。

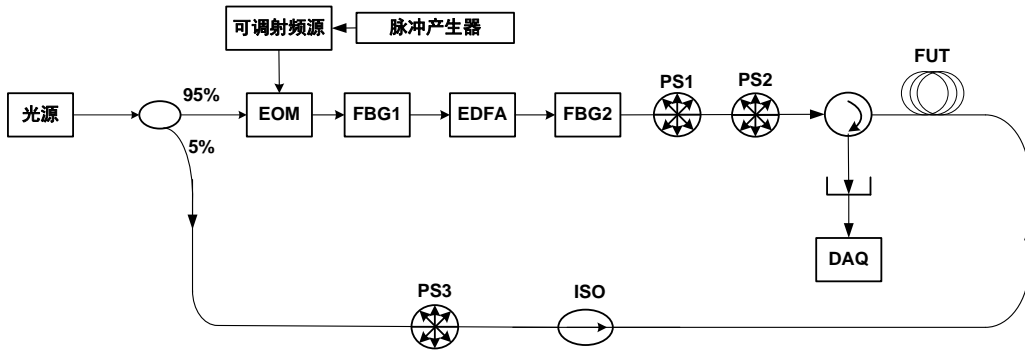


图 4.3 用于测量实际扰偏器效果的 BOTDA 系统装置图

PS3 扰偏频率为 12kHz 时，测得的  $\text{AF}_{\text{PS}}$  和  $v_{\text{B}(\text{PS})}^{\text{eff}}$  随位置变化曲线分别示于图 4.4(a)和(c)。与 2.3.2 节相同，实验中通过 40 次重复测量取平均降低随机噪声，且测量在连续 3 天内进行，保持测量条件不变。图中  $\text{DAY}_1 \sim \text{DAY}_3$  的曲线均为经过 40 次平均后的测量结果。单次测量  $\text{AF}_{\text{PS}}$  和  $v_{\text{B}(\text{PS})}^{\text{eff}}$  的时间约为 5 分钟，远大于扰偏周期。可以看到，应用 PS3 后， $\text{AF}_{\text{PS}}$  和  $v_{\text{B}(\text{PS})}^{\text{eff}}$  在光纤沿线各位置的值在 3 天内随机变化，图 2.7(a)与图 2.8(a)测量结果中  $v_{\text{B}}^{\text{eff}}$  在  $\text{SOP}_1$  和  $\text{SOP}_2$  情况下的可重复变化被消除。这是由于 PS3 的动态扰偏作用所致。应用 PS3 的平均效果可进一步通过  $v_{\text{B}}^{\text{eff}}$  的统计特征体现。利用 3 天的测量数据得到的  $v_{\text{B}}^{\text{eff}}$  的 PDF 示于图 4.4(e)，其详细统计参数列于表 4.1。为方便比较，将表 2.2 的结果列于前两行。可以看到：

1) 扰偏输入情况下 PDF 的偏度值较  $\text{SOP}_1$  和  $\text{SOP}_2$  时更接近零，说明该 PDF 形状更对称，可看作  $\text{SOP}_1$  和  $\text{SOP}_2$  两情况下 PDF 的平均；

2) 扰偏输入情况下测量得到的  $v_{\text{B}}^{\text{eff}}$  模值位于  $\text{SOP}_1$  和  $\text{SOP}_2$  之间，说明  $v_{\text{B}(\text{PS})}^{\text{eff}}$  可看作  $\text{SOP}_1$  和  $\text{SOP}_2$  两情况下  $v_{\text{B}}^{\text{eff}}$  的统计平均；

3) 扰偏输入情况下 PDF 具有最大的峰度值，说明该 PDF 分布更集中至其模值，而不偏向于某一输入 SOP 下的 PDF。

上述结果说明应用 PS3 进行动态扰偏和平均可抑制布里渊散射线宽与频移的偏振关联性，得到统计平均后的测量结果。

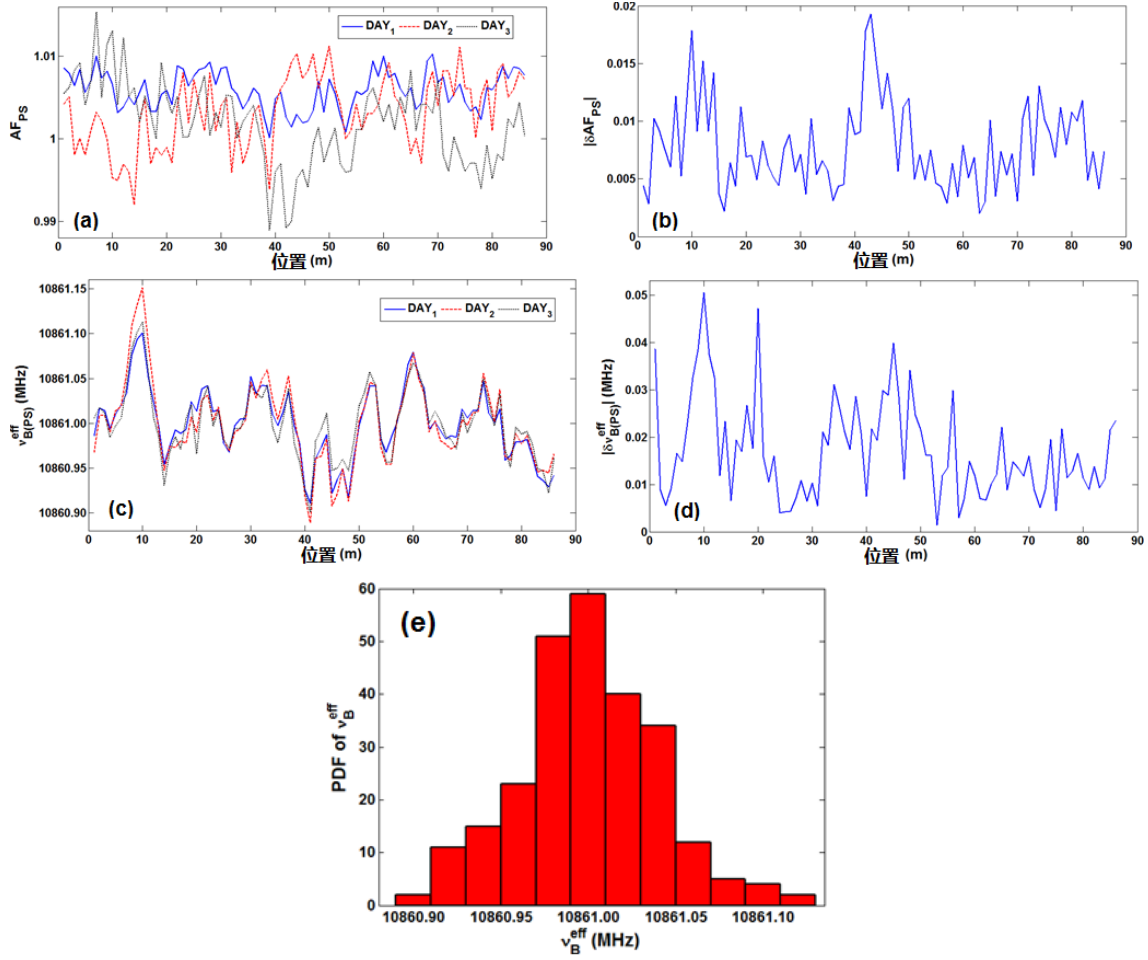


图 4.4 应用扰偏器时 (a) AF (b) AF 在 3 天内变化量 (c)  $v_B^{\text{eff}}$  (d)  $v_B^{\text{eff}}$  在 3 天内变化量随位置的变化情况; (e)  $v_B^{\text{eff}}$  的概率密度函数

表 4.1 探测光输入偏振态为 SOP<sub>1</sub>、SOP<sub>2</sub> 及扰偏时  $v_B^{\text{eff}}$  概率密度函数的统计特征

探测光输入 SOP	均值 $\mu$ (MHz)	标准差 $\sigma$ (MHz)	偏度(归一化 3 阶矩)	峰度(归一化 4 阶矩)	模值 (MHz)	4 $\sigma$ 界 (MHz)
SOP <sub>1</sub>	10861.01	0.045	-0.18	2.88	10861.03	0.18
SOP <sub>2</sub>	10861.00	0.043	0.27	2.70	10860.98	0.17
扰偏输入	10861.00	0.040	0.043	3.21	10861.00	0.16

然而，实验研究中发现应用 PS3 无法完全消除光纤双折射及声速非均匀性引入的散射谱偏振关联性的影响，体现在以下方面：

1) 应用 PS3 无法消除光纤纵向非均匀性的影响。表 4.1 的结果显示，扰偏输入情况下 PDF 的 4 $\sigma$  界与 SOP<sub>1</sub> 和 SOP<sub>2</sub> 情况下基本相同，说明应用 PS3 保持了  $v_B^{\text{eff}}$

沿光纤纵向的变化趋势。进一步由图 4.4(a)可以看到, 尽管应用了 PS3, 在某些区域 (如 DAY<sub>3</sub> 测量结果的 5m~10m 位置), AF 值仍偏离 1, 说明测量得到的布里渊散射谱依然存在非对称。该结果与利用式 (4.2) 的预测吻合。

2) PS3 的非理想会引入散射线宽与频移的测量不确定度 (measurement uncertainty)。图 4.4(b)和(d)显示了应用 PS3 时光纤沿线各位置 AF 和  $v_B^{\text{eff}}$  值的变化量 ( $|\delta AF_{\text{PS}}|$ 和 $|\delta v_{B(\text{PS})}^{\text{eff}}|$ ), 该值由 3 天内  $AF_{\text{PS}}$  和  $v_{B(\text{PS})}^{\text{eff}}$  的最大差值给出。可以看到, 即使应用了 PS3, 在某些位置 (如 10m、20m 处, 40m~50m 范围),  $|\delta AF_{\text{PS}}|$  和  $|\delta v_{B(\text{PS})}^{\text{eff}}|$  明显大于表 2.1 中所列的测量误差 (AF 为  $\pm 0.003$ ,  $v_B^{\text{eff}}$  为  $\pm 0.016\text{MHz}$ )。根据文献[94]中的分析, 在足够长的观测时间内, 实际扰偏器具有约 5% 的残余偏振度 (degree of polarization, DOP), 并且该值随扰偏频率的提高而降低。同时, 实际扰偏器的邦加球覆盖率与输入 SOP 有关<sup>[94]</sup>。通过观察图 4.4(b)和(d)可以发现,  $|\delta AF_{\text{PS}}|$  和  $|\delta v_{B(\text{PS})}^{\text{eff}}|$  值随位置变化明显, 说明 PS3 对 AF 和  $v_B^{\text{eff}}$  偏振关联性的抑制效果与位置有关, 例如在 70m~80m 范围内 PS3 对  $v_B^{\text{eff}}$  偏振关联性的抑制效果明显优于 10m~20m 范围。因此, PS3 的有限扰偏频率及不完全邦加球覆盖率导致布里渊散射线宽与频移测量存在不确定度。在分布式传感应用中,  $v_B^{\text{eff}}$  的测量误差可通过多次平均被降低至很小 (实验中通过 40 次重复测量和平均将其降至  $\pm 0.016\text{MHz}$ ), 然而由于实际应用扰偏器的非理想,  $v_B^{\text{eff}}$  的测量精度亦受到散射谱偏振关联性引入的测量不确定度限制。

3) 布里渊散射过程对扰偏效果的影响。在 BOTDA 系统中, 在光纤沿线各位置, SBS 过程会引入非线性折射率变化  $\Delta n_{\text{SBS}}$  与  $\Delta n_{\text{K}}$  (见式 3.1、3.3、3.4)。当考虑其影响时, 式 (2.26) 中的权重系数项  $\alpha_j$  和  $n_o^{\text{eff}}$  项均变为 SOP 的函数,  $v_B^{\text{eff}}$  变为 SOP 的二阶函数, 此时 PS 无法完全消除双折射引入的散射频移偏振关联性。因此光波与声波的非线性相互作用导致 PS 无法达到理想工作状态, 使布里渊散射型分布式传感器中始终存在对  $v_B^{\text{eff}}$  的测量不确定度。现阶段关于非线性散射过程对扰偏效果影响的研究尚不多见, 有待进一步完善。

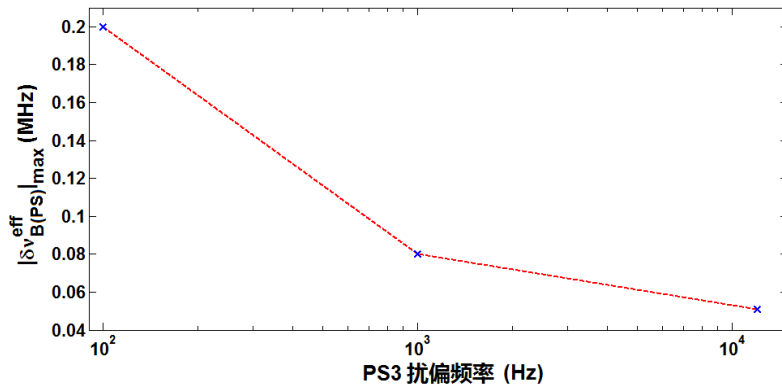


图 4.5  $v_B^{\text{eff}}$  在 3 天内的最大变化量随扰偏器扰偏频率的变化情况

上述3点限制了PS对散射谱偏振关联性的抑制效果,其中第2点可通过提高PS的扰偏频率得到改善。图4.5显示了PS3设置在不同扰偏频率时 $v_B^{\text{eff}}$ 的最大变化量( $|\delta v_{B(\text{PS})}^{\text{eff}}|_{\text{max}}$ )。各情况下的测量条件相同, $v_B^{\text{eff}}$ 的单次测量精度均由恒温箱的温控精度给定。可以看到, $|\delta v_{B(\text{PS})}^{\text{eff}}|_{\text{max}}$ 随PS3的扰偏频率增加而减小,说明 $v_B^{\text{eff}}$ 的测量不确定度随PS性能的提高而降低。然而随PS3扰偏频率增加, $|\delta v_{B(\text{PS})}^{\text{eff}}|_{\text{max}}$ 的降低量逐渐趋于饱和,说明 $v_B^{\text{eff}}$ 测量不确定度的降低量存在极限。该极限即由上述第1点与第3点决定。

由于光纤双折射与声速非均匀性在不同外界环境下均存在,且其影响与传感系统信噪比相互独立,因此在非理想扰偏情况下,散射谱偏振关联性导致的 $v_B^{\text{eff}}$ 测量不确定度引入了布里渊散射型分布式传感器温度/应力测量精度的另一限制条件。由于散射谱偏振关联性来自于传感光纤自身的非均匀性,其影响无法通过改进传感系统性能(如提升信噪比)而得到抑制,因此该测量不确定度决定了传感器对温度/应力测量的极限精度。图4.5的测量结果显示了不同扰偏频率下测得的极限精度值。在扰偏频率为12kHz时, $|\delta v_{B(\text{PS})}^{\text{eff}}|_{\text{max}}$ 约为0.051MHz。根据布里渊频移的温度、应力系数( $C_{vT}=1.12\text{MHz}/^\circ\text{C}$ ,  $C_{v\epsilon}=0.05\text{MHz}/\mu\epsilon$ )<sup>[95]</sup>,可计算得到本BOTDA系统的温度/应力极限测量精度为 $0.06^\circ\text{C}/1.02\mu\epsilon$ 。该精度值会随传感光纤类型的变化而变化,详见4.3节。

### 4.3 应用不同种传感光纤时传感器测量精度对比

由于不同种类传感光纤具有不同的非均匀性,因此布里渊散射型分布式光纤温度/应力传感器的测量精度应随之变化。4.2节的分析指出,传感器极限测量精度的提高本质上只能通过改进传感光纤实现,而对比应用不同种传感光纤时传感器的测量精度对新型传感光纤设计具有借鉴意义。

近年来,光纤制造厂商(如康宁公司)开发出众多新型单模光纤,如LEAF和SMF-28e+,以提高光纤通信系统的传输速率和传输距离<sup>[96]</sup>。其中LEAF光纤是一类非零色散位移光纤(NZDSF),通过改变光纤的波导结构将其在1550nm处的色散值调整到零值附近,而使其不严格等于零值是为有效抑制四波混频效应<sup>[34]</sup>。SMF-28e+光纤是一类高SBS阈值的单模光纤。该光纤通过改变波导的折射率分布降低其峰值布里渊增益,使SBS阈值提高至少3dB,进而提高光纤通信系统的光功率容量。与此同时,为降低偏振模色散,上述两类新型光纤在拉制过程中均引入旋转技术,以实现光纤平均双折射的降低<sup>[97]</sup>。由此可见,LEAF和SMF-28e+光纤较传统的阶跃折射率分布光纤(SMF-28)具有更复杂的折射率分布,而其在光纤横截面上引入复杂折射率分布亦会影响光纤的纵向非均匀性。同时,拉制过程



中应用旋转技术会改变光纤双折射以及声速非均匀性的大小。目前上述新型光纤正在逐渐成为单模光纤市场上的主流产品，以代替传统单模光纤。而对于长距离分布式光纤传感器，为有效降低系统成本以及工程施工难度，所应用的传感光纤通常借用已敷设完毕的光纤通信网络中的冗余光纤，以实现光纤通信与传感系统的复用。因此可以预见，LEAF 和 SMF-28e+ 光纤在传感领域存在很大的应用前景。本节对比应用 LEAF 和 SMF-28e+ 光纤时传感器的测量精度。

### 4.3.1 理论分析

从物理上说，光纤横截面上的折射率分布变化将直接导致测量布里渊散射谱产生如下变化：

1) 改变光波与声波的波导色散，进而通过相位匹配条件式 (2.8) 改变布里渊散射频移值；

2) 改变光波与声波模式分布 ( $\Psi$  和  $\xi_m$ )，进而改变二者的耦合面积  $A_m^{ao}$  (式 2.23) 以及布里渊增益值；

3) 引入高阶声波模式，散射光能量被从声波基模耦合到高阶模式，进而改变各阶声波模式的散射光强比。

上述改变会进一步影响传感器的温度/应力测量精度。根据 4.2 节的分析，传感器的极限测量精度由  $v_B^{eff}$  的偏振关联性决定，因此以下考察  $v_B^{eff}$  随光波 SOP 的变化量  $|\partial v_B^{eff}/\partial SOP|$ 。根据式 (2.26)，当只考虑 1 阶声波模式的贡献时（即只考虑  $v_{B1}^{eff}$ ）， $v_{B1}^{eff}$  随光波 SOP 的变化量由权重系数  $\alpha_j$  ( $j=1\sim 4$ ) 和  $\eta$  决定，即：

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial v_{B1}^{eff}(z, SOP)|_W}{\partial SOP} \right| &= \frac{2}{\lambda_p} \int_z^{z+W} \left[ \sum_{j=1}^4 \left( \left| \frac{\partial \alpha_j(\tau, SOP)}{\partial SOP} \right| n_{o(j)}^{eff}(\tau) \right) (\eta(\tau, SOP) V_{a1}^{eff}(\tau)) \right] d\tau \\ &+ \frac{2}{\lambda_p} \int_z^{z+W} \left[ \sum_{j=1}^4 (\alpha_j(\tau, SOP) n_{o(j)}^{eff}(\tau)) \left( \left| \frac{\partial \eta(\tau, SOP)}{\partial SOP} \right| V_{a1}^{eff}(\tau) \right) \right] d\tau \end{aligned} \quad (4.3)$$

联立式 (2.27)、(2.28) 与 (4.3)，可得：

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial v_{B1}^{eff}(z, SOP)|_W}{\partial SOP} \right| &= \frac{2}{\lambda_p} \int_z^{z+W} \left[ \sum_{j=1}^4 \left( \frac{\partial \alpha_j(\tau, SOP)}{\partial \gamma_{B1}} \cdot \frac{\partial \gamma_{B1}}{\partial SOP} n_{o(j)}^{eff}(\tau) \right) (\eta(\tau, SOP) V_{a1}^{eff}(\tau)) \right] d\tau \\ &+ \frac{2}{\lambda_p} \int_z^{z+W} \left[ \sum_{j=1}^4 (\alpha_j(\tau, SOP) n_{o(j)}^{eff}(\tau)) \left( \frac{\partial \eta(\tau, SOP)}{\partial \gamma_{B1}} \cdot \frac{\partial \gamma_{B1}}{\partial SOP} V_{a1}^{eff}(\tau) \right) \right] d\tau \\ &= \frac{2}{\lambda_p} \int_z^{z+W} \left[ \sum_{j=1}^4 \left( \kappa_{j\alpha} \cdot \left| \frac{1}{A_1^{ao}} \frac{\partial g_{B1}}{\partial SOP} - \frac{g_{B1}}{(A_1^{ao})^2} \frac{\partial A_1^{ao}}{\partial SOP} \right| n_{o(j)}^{eff}(\tau) \right) (\eta(\tau, SOP) V_{a1}^{eff}(\tau)) \right] d\tau \\ &+ \frac{2}{\lambda_p} \int_z^{z+W} \left[ \sum_{j=1}^4 (\alpha_j(\tau, SOP) n_{o(j)}^{eff}(\tau)) \left( \kappa_{j\eta} \cdot \left| \frac{1}{A_1^{ao}} \frac{\partial g_{B1}}{\partial SOP} - \frac{g_{B1}}{(A_1^{ao})^2} \frac{\partial A_1^{ao}}{\partial SOP} \right| V_{a1}^{eff}(\tau) \right) \right] d\tau \end{aligned} \quad (4.4)$$



由式 (4.4) 可以看到,  $v_{B1}^{\text{eff}}$  随光波 SOP 的变化量首先与光纤双折射及声速的纵向非均匀性的有关,  $n_{o(j)}^{\text{eff}}$  与  $V_{a1}^{\text{eff}}$  随位置的变化量越大,  $|\partial v_{B1}^{\text{eff}}/\partial \text{SOP}|$  越大。此外,  $|\partial v_{B1}^{\text{eff}}/\partial \text{SOP}|$  还与声光耦合面积  $A_1^{a0}$  的大小有关。当光纤种类不同时,  $\partial g_{B1}/\partial \text{SOP}$  和  $\partial A_1^{a0}/\partial \text{SOP}$  的值在正负之间以不同 (且随机) 的周期变化, 因此  $A_1^{a0}$  项的贡献可忽略,  $|\partial v_{B1}^{\text{eff}}/\partial \text{SOP}|$  主要由光纤双折射以及声速纵向非均匀性决定。而对于同种光纤中不同阶声波模式的散射峰 (假设为第  $u$  阶和第  $v$  阶声波模式), 由于  $\partial g_{Bu}/\partial \text{SOP}$ 、 $\partial g_{Bv}/\partial \text{SOP}$  以及  $\partial A_u^{a0}/\partial \text{SOP}$ 、 $\partial A_v^{a0}/\partial \text{SOP}$  以近似相同的周期变化且正负相同, 因此  $A_m^{a0}$  ( $m=u, v$ ) 的贡献得以体现:  $A_m^{a0}$  越小,  $|\partial v_{Bm}^{\text{eff}}/\partial \text{SOP}|$  越大。

### 4.3.2 测量装置与光纤参数

以下通过实验研究传感光纤为 SMF-28e+ 和 LEAF 时, 应用 BOTDA 系统测量各阶声波模式散射谱  $v_B^{\text{eff}}$  与 AF 值的不确定度, 并与 SMF-28 光纤的结果进行比较。实验装置与图 4.3 相同, 仅替换 FUT 为不同种类光纤。表 4.2 总结了三种光纤的声光耦合面积  $A_m^{a0}$ 、光有效面积  $A_{\text{eff}}$  以及耦合积分  $\bar{I}_m^{a0}$  [30]。其中  $A_m^{a0}$  的定义见式 (2.23),  $A_{\text{eff}}$  的定义为 [30]:

$$A_{\text{eff}}(z) = \frac{\langle \Psi^2(r, \theta, z) \rangle_{\perp}^2}{\langle \Psi^4(r, \theta, z) \rangle_{\perp}} \quad (4.5)$$

$\bar{I}_m^{a0}$  的定义为 [30]:

$$\bar{I}_m^{a0}(z) = \frac{A_{\text{eff}}(z)}{A_m^{a0}(z)} \quad (4.6)$$

更大的  $\bar{I}_m^{a0}$  表示  $\Psi$  和  $\xi_m$  存在更大的交叠面积, 布里渊增益越大。上述各参数的位置关联性 (即随  $z$  变化) 来自于光纤的纵向非均匀性。利用 BOTDA 系统测量得到的 SMF-28e+ 和 LEAF 光纤布里渊散射谱如图 4.6 所示, 图中只显示了散射谱的前两个峰 (对应 1 阶和 2 阶声波模式散射谱)。可以看到, 由于 SMF-28e+ 和 LEAF 光纤引入了复杂折射率分布, 其布里渊散射谱出现多峰, 第 1 个和第 2 个散射峰的时间间隔分别为 87MHz 和 203MHz。经测量, 所应用 SMF-28e+ 和 LEAF 光纤的 SBS 阈值较 SMF-28 分别高 3.4dB 和 1.6dB。根据康宁公司提供的数据, SMF-28e+ 和 LEAF 光纤的整体 PMD 值范围分别为  $\leq 0.06 \text{ps}/\sqrt{\text{km}}$  和  $\leq 0.04 \text{ps}/\sqrt{\text{km}}$  (SMF-28 光纤为  $\leq 0.1 \text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ )。

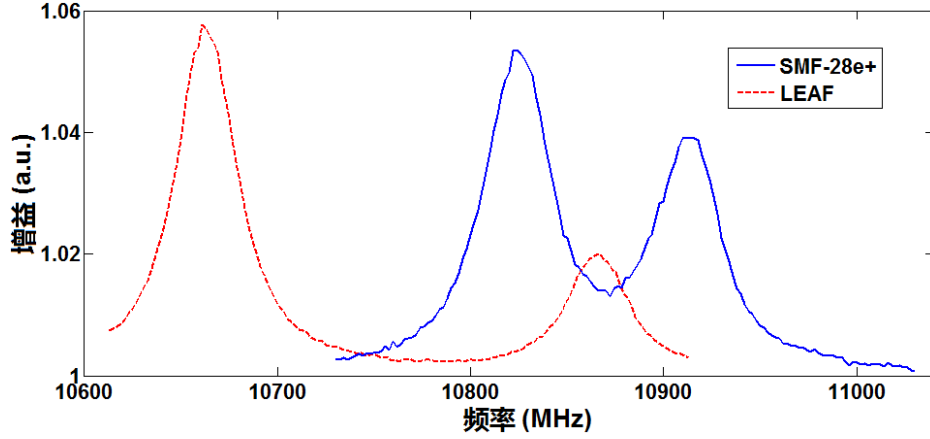


图 4.6 SMF-28e+与 LEAF 光纤的测量布里渊散射谱

表 4.2 三种实验光纤参数总结<sup>[30]</sup>

光纤参数	SMF-28e+	SMF-28e+	LEAF	LEAF	SMF-28
	第 1 个峰	第 2 个峰	第 1 个峰	第 2 个峰	
$A_m^{ao}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	178.5	206.9	124.4	274.8	91.5
$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	85.4	85.4	73.5	73.5	84.5
$\bar{I}_m^{ao}$	47.8%	41.2%	59.1%	26.7%	92.3%

### 4.3.3 实验结果与讨论

首先测量 SMF-28e+和 LEAF 光纤前两个散射峰的布里渊频移值 ( $\nu_B^{\text{eff}}$ ) 随位置的变化情况,该值由对测量散射谱进行多峰洛伦兹拟合得到。SMF-28e+和 LEAF 光纤的第 1 个(第 2 个)散射峰的拟合误差分别为 0.086MHz (0.093MHz) 和 0.042MHz (0.082MHz)。由于拟合误差均小于恒温箱的温控精度,因此各散射峰的最终拟合误差均为  $\pm 0.1\text{MHz}$ 。与 4.2 节相同,对  $\nu_B^{\text{eff}}$  进行 40 次重复测量并平均以降低随机误差,平均后的测量误差为  $\pm 0.1/\sqrt{40} \approx \pm 0.016\text{MHz}$ 。实验在连续 3 天内重复以确定传感器的测量精度。图 4.7(a)和(b)分别显示了 SMF-28e+和 LEAF 光纤第 1 个和第 2 个散射峰在 3 天内的  $\nu_B^{\text{eff}}$  最大变化量 ( $|\delta\nu_{B(\text{PS})}^{\text{eff}}|$ ) 随位置的变化情况,同时显示了 SMF-28 光纤的测量结果。

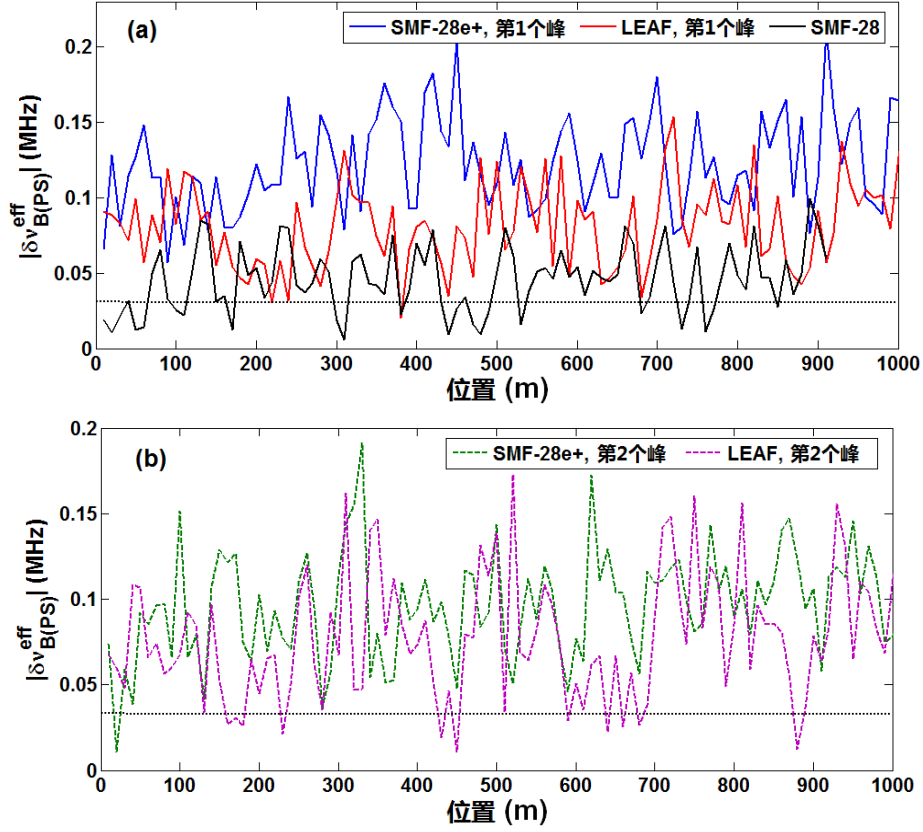


图 4.7 三种实验光纤 (a) 第 1 个与 (b) 第 2 个布里渊散射峰在 3 天内  $v_B^{\text{eff}}$  最大变化量随位置变化情况

表 4.3 三种实验光纤测量结果总结

测量参数	SMF-28e+ 第 1 个峰	SMF-28e+ 第 2 个峰	LEAF 第 1 个峰	LEAF 第 2 个峰	SMF-28
$ \delta v_{B(PS)\mu}^{\text{eff}} $ (MHz)	0.123	0.096	0.0815	0.0779	0.0454
$\delta T/\delta \epsilon$ ( $^{\circ}\text{C}/\mu\epsilon$ )	0.138/2.46	0.108/1.92	0.091/1.63	0.087/1.56	0.051/0.91
$(v_{B(PS)\sigma}^{\text{eff}})_{\sigma}$ (MHz)	1.20	1.18	0.34	0.36	0.13
$(AF)_{\mu}$	1.044	0.902	1.012	0.974	0.993
$(AF)_{\sigma}$	0.039	0.045	0.018	0.015	0.009

从图 4.7(a)可以清晰地看到,  $v_B^{\text{eff}}$  在 3 天内变化量的均值 ( $|\delta v_{B(PS)\mu}^{\text{eff}}|$ ) 随传感光纤种类而变化, 具体测量结果总结于表 4.3 (第 1 行)。对于第 1 个散射峰有:

$$\left| \delta v_{B1(PS)}^{\text{eff}} \right|_{\mu|SMF-28e+} > \left| \delta v_{B1(PS)}^{\text{eff}} \right|_{\mu|LEAF} > \left| \delta v_{B1(PS)}^{\text{eff}} \right|_{\mu|SMF-28} \quad (4.7)$$

对于第 2 个散射峰有:

$$\left| \delta v_{B2(PS)}^{\text{eff}} \right|_{\mu|SMF-28e+} > \left| \delta v_{B2(PS)}^{\text{eff}} \right|_{\mu|LEAF} \quad (4.8)$$

$|\delta v_{B(PS)}^{eff}|_{\mu}$  反映了由散射谱偏振关联性引入的  $v_B^{eff}$  平均测量不确定度。由于该值明显高于测量误差（图 4.7a 和 b 中的黑色虚线），因此其决定了 BOTDA 系统对温度/应力的测量精度。表 4.3 的第 2 行总结了应用三种光纤时的测量精度（利用  $C_{VT}=1.12\text{MHz}/^{\circ}\text{C}$ ， $C_{v\epsilon}=0.05\text{MHz}/\mu\epsilon$  计算）。可以看到，SMF-28 光纤的测量精度最高。

以下具体分析导致式 (4.7) 与式 (4.8) 测量结果的原因。表 4.3 的第 3 行总结了三种光纤测量得到的  $v_B^{eff}$  随位置变化的标准差  $((v_{B(PS)}^{eff})_{\sigma})$ ，该值反映了三种光纤的纵向非均匀性。可以看到，对于不同种光纤的第 1 个（或第 2 个）散射峰，较大的  $|\delta v_{B(PS)}^{eff}|_{\mu}$  对应较大的  $(v_{B(PS)}^{eff})_{\sigma}$ 。这是由于存在光纤双折射时，较大的纵向非均匀性通过 2.3.1 节中的第 3 个物理机制放大了光纤双折射的贡献，导致  $v_B^{eff}$  出现较大的偏振关联性，进而导致  $v_B^{eff}$  的测量不确定度增大，即反映出式 (4.4) 中  $n_{o(j)}^{eff}$  与  $V_{a1}^{eff}$  项的贡献。然而比较 LEAF 光纤第 1 个与第 2 个散射峰测量结果发现，虽然其第 1 个峰的纵向非均匀性（即  $(v_{B(PS)}^{eff})_{\sigma}$ ）略小于第 2 个峰，但是其测量不确定度（即  $|\delta v_{B(PS)}^{eff}|_{\mu}$ ）却大于第 2 个峰。进一步比较  $|\delta v_{B(PS)}^{eff}|_{\mu}$  与表 4.2 中的声光耦合面积  $A_m^{ao}$  可以发现，LEAF 光纤第 1 个峰的  $A_m^{ao}$  值仅是第 2 个峰的 45%。根据式 (4.6)，较小的  $A_m^{ao}$  会导致较大的  $v_B^{eff}$  随 SOP 变化量。从物理上说，较小的声光耦合面积  $A_m^{ao}$  会导致较大的耦合积分  $\bar{I}_m^{ao}$ ，进而导致较大的布里渊增益。在非理想扰偏时，PS3 会引入较大的布里渊增益抖动，进而增大  $v_B^{eff}$  的测量不确定度。而在 SMF-28e+ 光纤中，由于其两个散射峰的  $A_m^{ao}$  值差别不大（小于 15%），因此  $|\delta v_{B(PS)}^{eff}|_{\mu}$  主要受光纤纵向非均匀性的影响。上述实验结果说明，式 (4.7) 和式 (4.8) 的测量结果来自于光纤双折射和声速的纵向非均匀性以及声光耦合面积的共同作用。

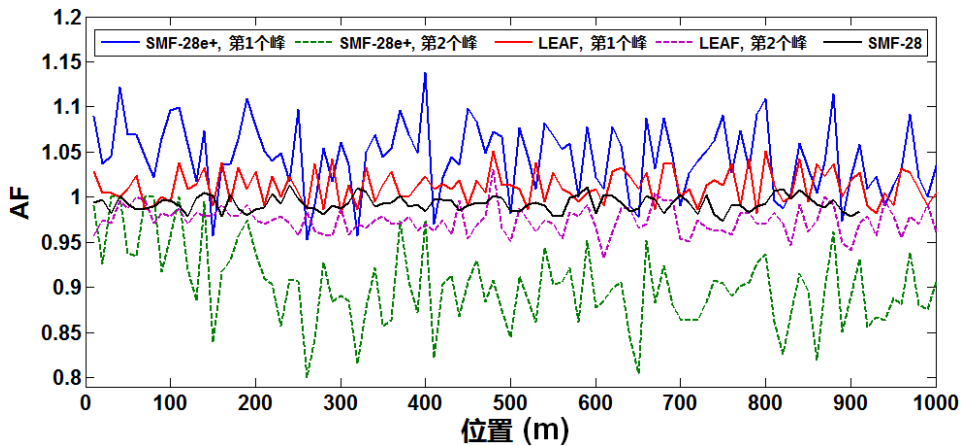


图 4.8 三种实验光纤 AF 值随位置变化情况

之后测量 SMF-28e+ 和 LEAF 光纤前两个散射峰的 AF 值随位置的变化情况。AF 值的估算方法与测量误差均与 2.3.2 节相同。应用 40 次重复测量和平均降低随机误差，平均后的测量误差为  $\pm 0.02/\sqrt{40} \approx \pm 0.003$ 。图 4.8 显示了 SMF-28e+ 与 LEAF 光纤第 1 个和第 2 个散射峰的 AF 值随位置的变化情况，SMF-28 的测量结果亦显示其中。测量得到的 AF 均值 ( $AF_{\mu}$ ) 及其标准差 ( $AF_{\sigma}$ ) 总结于表 4.3 的第 4、5 行。可以看到，SMF-28e+ 和 LEAF 光纤各散射峰的 AF 值具有不同的变化幅度 (即  $AF_{\sigma}$ )，且该值与 SMF-28 不同。对于第 1 个和第 2 个散射峰，均有：

$$(AF_i)_{\sigma|SMF-28e+} > (AF_i)_{\sigma|LEAF} > (AF_i)_{\sigma|SMF-28} \quad (4.9)$$

其中  $i=1, 2$ 。这是由于 SMF-28e+ 和 LEAF 光纤具有不同的纵向非均匀性，导致其 AF 测量不确定度不同。观察  $AF_{\mu}$  值发现，SMF-28e+ 和 LEAF 光纤第 1 个散射峰的  $AF_{\mu}$  均大于 1，而第 2 个散射峰的  $AF_{\mu}$  均小于 1，且两光纤  $AF_{\mu}$  值与 1 的差均大于 SMF-28。我们认为该现象由复杂折射率分布光纤中不同模式声波的耦合效应导致。声波耦合现象来自于 SBS 过程中光波对声波模式分布  $\xi_m$  以及声波模式正交性的改变，详见 4.4 节。由于布里渊散射线宽决定于散射过程中激发出的声子寿命，而声波模式耦合过程导致两散射峰的声子寿命降低，因此该现象会改变测量得到的布里渊散射谱形状，使 AF 值偏离 1。由于 SMF-28e+ 光纤中两散射峰的间隔较 LEAF 光纤小 (见图 4.6)，因此其声波模式耦合现象较 LEAF 光纤大，散射谱更不对称，AF 值距离 1 更远。

由于  $v_B^{\text{eff}}$  是通过测量布里渊散射谱进行洛伦兹曲线拟合得到，因此非对称的散射谱导致  $v_B^{\text{eff}}$  的测量出现偏差。而利用 SMF-28e+ 和 LEAF (或其他具有多峰布里渊散射谱) 光纤作为传感光纤时，还需考虑声波模式耦合现象的偏振关联性对  $v_B^{\text{eff}}$  测量的影响，详见 4.4 节。

## 4.4 对声波模式耦合现象及其偏振关联性的研究

### 4.4.1 产生声波模式耦合及其偏振关联性的物理原因

根据式 (2.23)，SBS 的增益与光波和声波的模式分布 ( $\Psi$  和  $\xi_m$ ) 直接相关。在考虑 SBS 过程时，目前普遍假设光场的存在对声场模式分布  $\xi_m$  的影响可忽略。具体说来，当存在光场时，光纤内的材料密度方程可写为<sup>[34]</sup>：

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \Gamma \nabla^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} - V_a^2 \nabla^2 \rho = -\frac{\gamma_e}{2} \nabla^2 E^2 \quad (4.10)$$

其中  $\rho$  是材料密度在其均值  $\rho_0$  附近的浮动， $\Gamma$  是声子衰减系数， $V_a$  是与材料密度

$\rho + \rho_0$ , 杨氏模量  $G$  以及泊松比  $\kappa$  相关的介质中声速, 可写作<sup>[37]</sup>:

$$V_a = \sqrt{\frac{G}{\rho + \rho_0} \cdot \frac{1 - \kappa}{(1 + \kappa)(1 - 2\kappa)}} \approx \sqrt{\frac{G}{\rho_0} \cdot \frac{1 - \kappa}{(1 + \kappa)(1 - 2\kappa)}} \quad (4.11)$$

$\gamma_e$  为电致伸缩系数,  $E$  为电场项, 其包含泵浦光和探测光的电场, 可表示为式(2.16)与式(2.17)的和。当光纤中同时存在多个声波模式时, 式(4.10)的解可写作如下形式<sup>[30]</sup>:

$$\rho(t, r, \theta, z) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^M \xi_m(r, \theta) \bar{\rho}_m(t, z) e^{i(\Omega t - qz)} \quad (4.12)$$

其中  $M$  是声波模式数量,  $\Omega$  为声波频率,  $\bar{\rho}_m(t, z)$  为声场幅度。联立式(4.10)~(4.12), 根据文献[30]中的步骤, 式(4.12)中的  $\bar{\rho}_m(t, z)$  项可通过解以下方程得到:

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^M e^{i(\Omega t - qz)} \left\{ i \xi_m \bar{\rho}_m q^2 \Omega \Gamma - \bar{\rho}_m v_A^2 \left[ \nabla_{\perp}^2 \hat{\xi}_m + \left( \frac{\Omega^2}{v_A^2} - q^2 \right) \hat{\xi}_m \right] \right\} = \frac{\gamma_e}{4} f^2(r) A_1 A_2^* (k_p + k_s)^2 e^{i((\omega_p - \omega_s)t - (k_p + k_s)z)} \quad (4.13)$$

式(4.13)即为存在光场时的声场本征方程。

当不存在光场时, 声场本征方程如式(2.20)所示。光纤的本征声场模式  $\xi_m$  可由解该式得到。为保证式(4.13)存在解析解, 一般假设式(4.13)等号右侧的光场项对  $\xi_m$  的改变量不大, 可将式(2.20)直接带入式(4.13)计算  $\hat{\xi}_m$ , 即假设:

$$\hat{\xi}_m \approx \xi_m \quad (4.14)$$

在此假设下, 式(4.13)的解可写作:

$$\rho(t, r, \theta, z) = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^M \left[ \xi_m \frac{\langle \xi_m \Psi^2 \rangle_{\perp}}{\langle \xi_m^2 \rangle_{\perp}} \frac{\gamma_e q^2 A_p A_r^*}{\Omega_{Bm}^2 - \Omega^2 + i\Omega \Gamma q^2} e^{i(\Omega t - qz)} \right] + c.c. \quad (4.15)$$

由于光纤是光波和声波的波导, 声波模式分布  $\xi_m$  由式(4.11) (或式(2.20)中的  $G$  和  $\rho$ ) 决定的边界条件给定。在 SBS 过程中, 泵浦光和探测光相互拍频并通过电致伸缩效应调制材料密度  $\rho$ , 进而改变上述边界条件。因此, 改变后的边界条件项 (即  $G$ 、 $\rho$  和  $V_a$ ) 应重新代入式(2.20)以得到调制后的声波模场分布  $\hat{\xi}_m$ 。而该迭代过程通常被忽略。根据式(2.23),  $\xi_m$  的变化直接影响 SBS 增益大小, 同时改变各声波模式之间的正交性  $R_0$ , 即<sup>[98]</sup>:

$$R_0 \triangleq \int_0^{\infty} \hat{\xi}_m(r) \hat{\xi}_k(r) r dr / \int_0^{\infty} \hat{\xi}_m^2(r) r dr \neq 0 \quad (4.16)$$

进而导致出现声波模式耦合。由于泵浦光与探测光的拍频效率与光波 SOP 相关，导致 SBS 对材料密度  $\rho$  的调制量与光波 SOP 相关， $\xi_m$  的改变量偏振相关，因此声波模式耦合现象具有偏振关联性。

#### 4.4.2 声波模式耦合偏振关联性的实验研究

由图 4.8 的测量结果可知，SMF-28e+的布里渊散射谱具有更大的非对称性，声波模式耦合现象对其影响最大。以下以 SMF-28e+光纤作为待测光纤，通过测量该光纤散射谱 AF 与  $v_B^{\text{eff}}$  随探测光输入 SOP 的变化研究声波模式耦合现象的偏振关联性。测量在 SMF-28e+的第 1 个散射峰上进行。实验装置与图 2.4 相同。实验中确定两正交偏振态 SOP<sub>1</sub> 和 SOP<sub>2</sub> 的方法与 2.3.2 节相同，并且利用 40 次重复测量和平均降低测量误差，测量在连续 3 天内进行。平均后第 1 个散射峰 AF 值和  $v_B^{\text{eff}}$  的测量精度分别为  $\pm 0.003$  和  $\pm 0.016\text{MHz}$ 。待测光纤 FUT 长度为 70m。

AF 值随位置变化的测量结果如图 4.9(a)所示。可以看到，在探测光输入偏振态由 SOP<sub>1</sub> 变为 SOP<sub>2</sub> 时，AF 值出现了明显的均值变化。图 4.9(b)显示了两 SOP 情况下 AF 值的差值 ( $\delta\text{AF}=\text{AF}(\text{SOP}_1)-\text{AF}(\text{SOP}_2)$ )。可以看到  $\delta\text{AF}$  整体小于零，在  $-0.020\sim-0.005$  范围内变化（约 1%）。由于声波模式耦合导致布里渊散射谱出现更大的非对称，AF 的均值表示散射谱非对称性的大小，因此 AF 均值随探测光输入 SOP 的变化说明声波耦合现象具有偏振关联性。该 AF 均值变化在只具有单散射峰的 SMF-28 光纤中未观察到（见图 2.7a）。

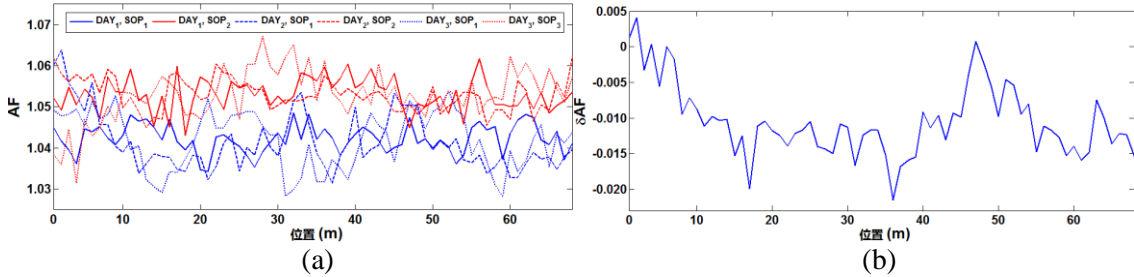


图 4.9 SMF-28e+光纤测量结果：(a) 正交输入 SOP 下 AF (b)  $\delta\text{AF}$  随位置变化情况

$v_B^{\text{eff}}$  随位置变化的测量结果如图 4.10(a)所示。可以看到虽然 AF 的均值随探测光输入 SOP 发生约 1% 的变化，但其未导致  $v_B^{\text{eff}}$  的均值发生明显变化。图 4.10(b)显示了两 SOP 情况下  $v_B^{\text{eff}}$  值的差值 ( $\delta v_B^{\text{eff}}=v_B^{\text{eff}}(\text{SOP}_1)-v_B^{\text{eff}}(\text{SOP}_2)$ )。可以看到， $\delta v_B^{\text{eff}}$  保持在零值上下浮动，与 SMF-28 光纤情况（图 2.8）类似。该结果说明对于 SMF-28e+ 光纤，声波模式耦合偏振关联性所引起的散射谱非对称性变化对  $v_B^{\text{eff}}$  测量的影响可忽略， $v_B^{\text{eff}}$  的偏振关联性主要由光纤双折射以及声速非均匀性引入。



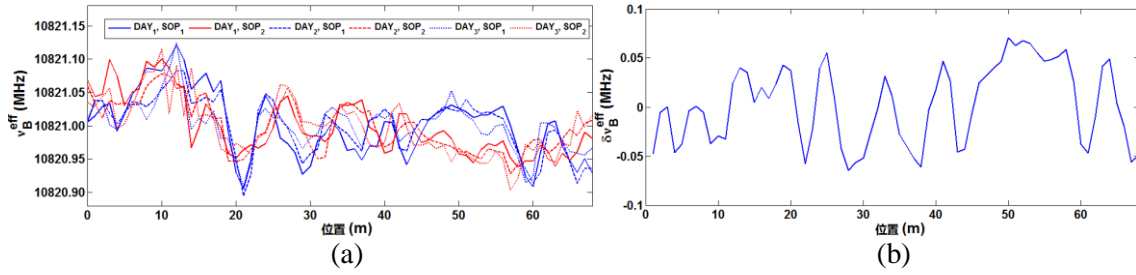


图 4.10 SMF-28e+ 光纤测量结果: (a) 正交输入 SOP 下  $v_B^{\text{eff}}$  (b)  $\delta v_B^{\text{eff}}$  随位置变化情况

#### 4.5 BOTDR 与 BOTDA 系统中布里渊散射频移值偏振关联性对比

BOTDR 系统采用单端配置, 适用于对传感距离和精度要求不高, 并且双端配置受限的场合。特别是 BOTDR 系统在传感光纤发生断裂时可继续工作, 在滑坡监测、火灾报警等领域有巨大应用潜力<sup>[99]</sup>。BOTDR 系统利用 SpBS, 其散射光功率远小于泵浦光, 因此二者的相互拍频很弱, 散射谱的偏振关联性较 SBS 情况小。以下通过实验测量比较 BOTDR 和 BOTDA 系统中  $v_B^{\text{eff}}$  随光波偏振态变化量大小。由于单模光纤中 SpBS 光功率较 SBS 至少弱 20dB, 因此为方便比较, 测量中的泵浦光和探测光均应用连续光。BOTDR 系统的实验装置图如图 4.11(a)所示。应用相干检测技术测量待测光纤 FUT 的自发布里渊散射谱。DFB 光源发出的光经 95:5 耦合器分为两路。其中 95% 一路经可调衰减器 (ATT) 后由环形器输入 FUT, 作为泵浦光, 其上加入偏振控制器 (PC) 用以调整其入射 SOP。5% 一路作为本振光。本振光首先由可调射频源利用 EOM 在频域上调制出两个频率边带  $v_0 \pm v_{\text{RF}}$ , 载波频率  $v_0$  通过调节 EOM 偏置于最小值而被抑制。 $v_{\text{RF}}$  设定在布里渊谐振频率附近。待测光纤 FUT 的背向散射光首先利用窄带光滤波器 FBG1 滤除反斯托克斯边带, 只保留斯托克斯边带, 之后散射光经掺 EDFA 放大后, 再经另一光滤波器 FBG2 滤除其 ASE 噪声。放大后的背向散射光与本振光的  $v_0 - v_{\text{RF}}$  边带利用 50:50 耦合器拍频, 将散射谱频率降低到几百 MHz。拍频后经平衡探测器探测 (带宽为 DC~350MHz) 进行光电转换。应用射频频谱仪 (ESA) 记录布里渊散射谱, 并利用单峰洛伦兹拟合确定其自发布里渊散射时的  $v_B^{\text{eff}}$ 。实验中进行 2000 次平均抑制随机噪声。FUT 为长度 2km 的康宁 SMF-28 光纤, 缠绕在直径为 150mm 的套筒上, 并放置在恒温箱中, 恒温 25°C。测量时为避免发生受激散射, 调整 ATT 使泵浦光输入光功率远低于该段光纤 SBS 阈值。BOTDA 系统的实验装置图如图 4.11(b)所示, 泵浦光一臂和探测光一臂均使用 PC (PC1 和 PC2) 调整输入 SOP, 并且移去脉冲发生器, 其余部分与图 2.4 相同。



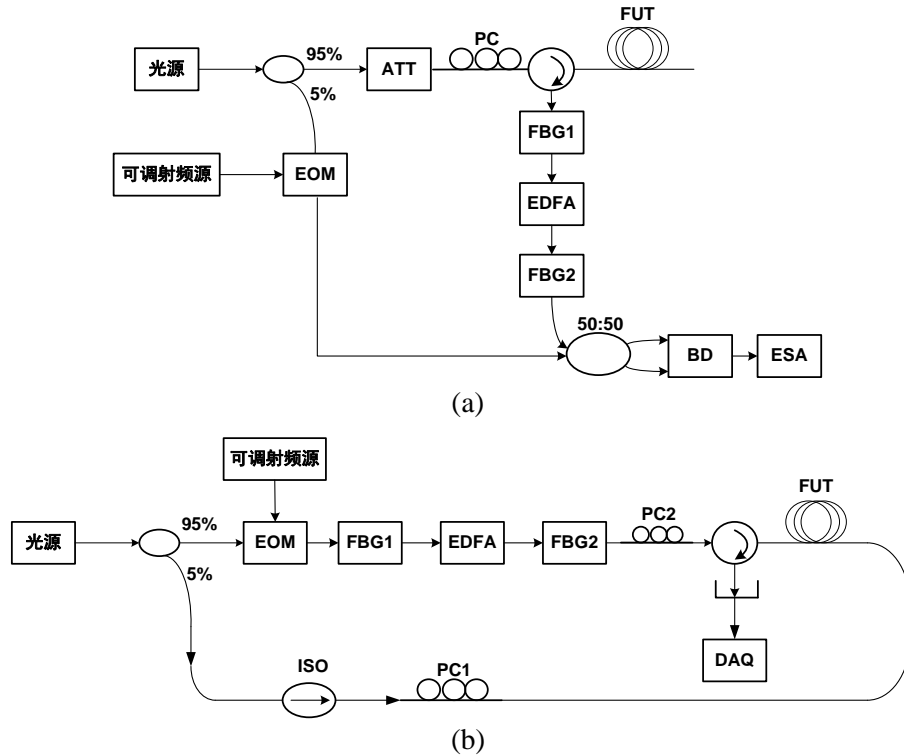


图 4.11 (a) BOTDR (b) BOTDA 系统实验装置图

测量 BOTDR 系统  $v_B^{\text{eff}}$  随泵浦光输入 SOP 变化量时, 调整图 4.11(a)中的 PC 使散射光功率两次到达的最大值。上述两种情况下的泵浦光输入 SOP 分别对准在 FUT 的  $\text{PSP}_f$  和  $\text{PSP}_s$  上<sup>[24]</sup>。测量 BOTDA 系统  $v_B^{\text{eff}}$  随探测光输入 SOP 变化量时, 首先调整 PC1 和 PC2 使布里渊增益达到最大, 此时泵浦光和探测光对准在同一 PSP 上, 设为  $\text{PSP}_f$ , 之后固定 PC2 (即固定泵浦光输入 SOP 对准  $\text{PSP}_f$ ), 调整 PC1 使布里渊增益达到最小, 此时探测光对准在  $\text{PSP}_s$  上。为保证测量结果的可重复性, 在 BOTDR 和 BOTDA 系统中均将光波 SOP 先由  $\text{PSP}_f$  变为  $\text{PSP}_s$ , 再变回  $\text{PSP}_f$ , 且在每个 SOP 下重复测量 4 次。测量结果如图 4.12 所示, 其中黑色误差条表示测量误差。可以看到, 当入射 SOP 由  $\text{PSP}_f$  变为  $\text{PSP}_s$  时, 在 SpBS 和 SBS 情况下  $v_B^{\text{eff}}$  分别改变了约 0.02MHz 和 0.1MHz。同时,  $v_B^{\text{eff}}$  的变化量大于测量误差。上述结果说明, 在 2km SMF-28 光纤上, SpBS 情况下  $v_B^{\text{eff}}$  随光波 SOP 的变化量约是 SBS 情况下的 1/5。从物理上说, SpBS 情况下泵浦光被光纤中的自发声波散射, 这些自发声波来自于光纤中晶格的随机热运动, 产生对光纤折射率的随机调制。因此 SpBS 光的相位和 SOP 具有随机性, 受泵浦光控制程度弱。而在 SBS 中, 如 2.1 节所示, 光纤中的声波因泵浦光和探测光的相互拍频而得到显著加强, 声波的强度和相位受两光波控制, SBS 作用的偏振匹配条件会从随机自发声波中选择一个进行放大。因此 SBS 光的 SOP 受泵浦光和探测光的控制程度强, 导致其  $v_B^{\text{eff}}$  的偏

振关联性大。同时实验中发现，在 BOTDA 系统中应用连续光测量得到的  $v_B^{\text{eff}}$  随探测光 SOP 变化量较 2.3.2 节中应用 50ns 脉冲光大。这是由于应用连续光时，在 2km 光纤上光纤双折射与声波纵向非均匀性引入的具有不同中心频率的散射谱数量多于 50ns 脉冲光情况，进而通过 2.3.1 节中的第 3 个物理机制导致  $v_B^{\text{eff}}$  出现更大偏振关联性。

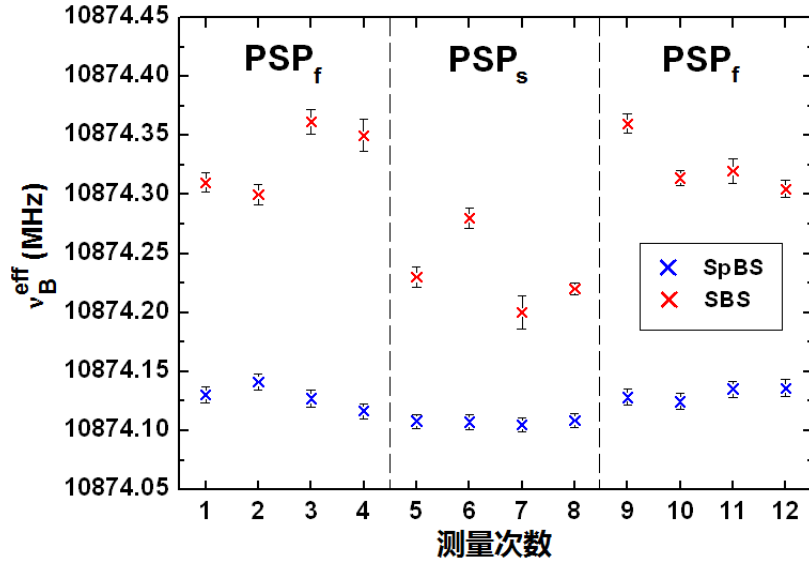


图 4.12 应用 BOTDR 系统与 BOTDA 系统测量得到的  $v_B^{\text{eff}}$  偏振关联性对比

由以上分析可知，BOTDR 系统受散射谱偏振关联性的影响较 BOTDA 系统小，因此理论上 BOTDR 系统可实现的温度/应力极限测量精度较 BOTDA 系统高。然而由于 BOTDR 系统使用单端配置，使用脉冲泵浦光时，其信号信噪比远低于 BOTDA 系统（低约 20dB），因此现有 BOTDR 系统温度/应力的测量精度主要由测量散射谱的拟合误差限制。

## 4.6 本章小结

本章从三个角度研究了光纤双折射与声速非均匀性引起的布里渊散射谱偏振关联性对布里渊散射型分布式温度/应力传感器测量精度的影响。

首先基于第 2 章的分析，分析了在传感器中应用扰偏器对上述偏振关联性的抑制作用。实验结果显示：应用扰偏器进行动态扰偏和平均可抑制布里渊散射线宽与频移的偏振关联性，得到统计平均后的测量结果，然而其无法消除光纤纵向非均匀性的影响；同时实际扰偏器的非理想会引入散射线宽与频移的测量不确定度，该测量不确定度随扰偏频率的提高而降低，但最终仍受限于传感光纤自身的非均匀性。该测量不确定度决定了传感器对温度/应力测量的极限精度。

之后对比了应用 SMF-28e+和 LEAF 作为传感光纤时传感器的测量精度。实验结果显示,应用 SMF-28e+和 LEAF 光纤时的测量精度不同,且均大于 SMF-28 情况。该结果来自于光纤双折射和声速的纵向非均匀性以及声光耦合面积的共同作用。同时实验中发现 SMF-28e+和 LEAF 光纤中存在声波模式耦合现象。该现象来自于 SBS 过程中光波对声波模式分布以及声波模式正交性的改变,会引起布里渊散射谱出现更大的非对称性,同时发现声波模式耦合存在偏振关联性。实验结果显示,SMF-28e+光纤中声波模式耦合偏振关联性会引起约 1%的散射谱非对称性,而该偏振关联性引起的散射频移测量不确定度可忽略。

最后比较了 BOTDR 和 BOTDA 系统中  $v_B^{\text{eff}}$  的偏振关联性大小。实验结果显示,在 2km SMF-28 光纤上,SpBS 过程的偏振关联性约为 SBS 过程的 1/5。因此 BOTDR 系统理论可实现的温度/应力极限测量精度较 BOTDA 系统高。

## 第 5 章 偏振态衰落对干涉型分布式振动传感器定位误差影响研究

### 5.1 研究背景

振动检测是一类重要的传感应用，对振动的分布式测量可应用于重点区域周界防范、长距离输油输气管线泄漏检测以及电力电缆的安全监测等领域<sup>[13, 14, 40, 100]</sup>。由于光纤分布式振动传感器具有传感范围广、可实时测量、体积小等独特优势，近年来得到了飞速发展。相比其他类型的分布式振动传感器，例如相位型光时域反射仪 ( $\psi$ -OTDR)<sup>[101, 102]</sup>、POTDR<sup>[54, 62, 103]</sup>等等，干涉型分布式振动传感器应用连续光即可实现振动事件的检测和定位，系统实现简单。同时作为一种相位调制型的光纤传感器，其检测振动的灵敏度高、系统反应时间短，因此备受青睐。

在干涉型光纤分布式振动传感器中，振动信号的准确定位是关键亦是难题。如 1.4 节所述，光纤双折射导致的偏振态衰落会影响输出干涉信号的可见度和相位。由于传感器定位利用的是隐含在干涉信号相位中的时间差信息，因此双折射引入的相位扰动必然影响系统对该时间差的估计。虽然反馈调整干涉仪入射 SOP 可有效补偿相位噪声的低频变化，但其无法消除高频相位噪声。文献[104]利用琼斯矩阵法推导了偏振态衰落影响干涉信号可见度与相位的表达式，但未深入分析其对传感器定位误差的影响。本章在分析偏振态衰落引入可见度噪声与相位噪声特性的基础上，研究和验证其对传感器定位误差影响的估计方法，为第 6 章提出抑制偏振态衰落影响的方法提供理论依据。

### 5.2 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器振动检测与定位原理

光纤干涉型分布式振动传感器通常应用两个相同或不同类型的光纤干涉仪构成双向共光路结构，以同时实现振动检测与定位。本文讨论其中最为常用的一类，即双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器，其系统框图如图 5.1 所示。本文的分析亦可应用于其他种类的干涉型分布式传感器。

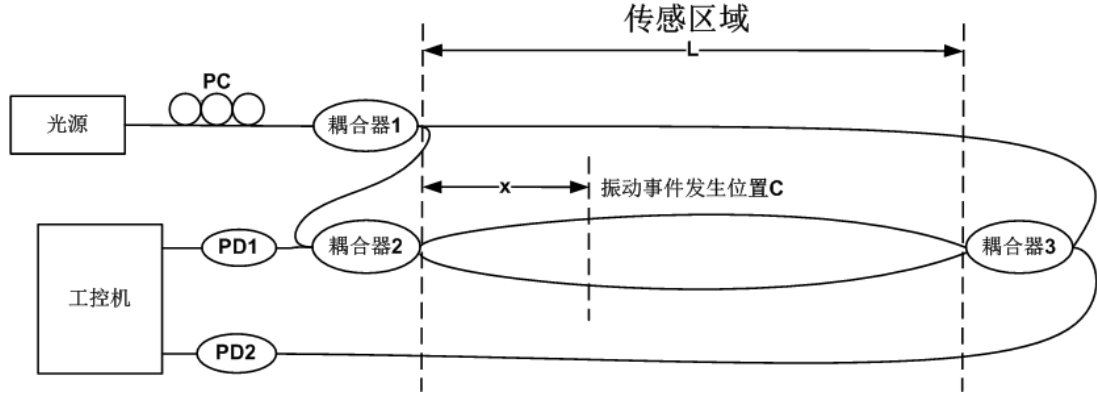


图 5.1 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器系统框图

光纤 M-Z 干涉仪由耦合器 2 与耦合器 3 构成。光源发出的连续光经 3dB 耦合器 1 分为两路，分别从两端入射干涉仪，经干涉仪两臂后在对端耦合器处发生干涉。两路干涉信号分别经光电探测器 PD1、PD2 接收后进入工控机进行信号处理。若传感区域无振动事件发生，则两路干涉信号除存在环境变化（如温漂）引入的低频漂移外，均保持类似直流输出。当传感区域内某位置 C 处发生振动事件时，干涉仪两臂长度  $L$  和材料折射率  $n_o^{\text{mat}}$  同时被振动信号调制，使光波产生一附加相位  $\Delta\varphi$ <sup>[5]</sup>：

$$\Delta\varphi_j = \beta_j \Delta L_j + L_j \Delta\beta_j = \beta_j L_j \frac{\Delta L_j}{L_j} + L_j \frac{\delta\beta_j}{\delta n_{o,j}^{\text{eff}}} \delta n_{o,j}^{\text{eff}} + L_j \frac{\delta\beta_j}{\delta d_j} \delta d_j \quad (5.1)$$

其中  $j=r, s$  分别表示参考臂和信号臂。 $\beta$  为光波传播常数， $L$  为传感区域光纤长度， $n_o^{\text{eff}}$  为光波有效模折射率， $d$  为光纤直径。式 (5.1) 第一项为光纤长度变化引起的相移（弹性形变），第二项为材料折射率变化引起的相移（弹光效应），第三项为光纤直径变化引起的相移（泊松效应）。一般  $\delta d$  引起的相移较前两项小 2~3 个数量级，可以忽略<sup>[5]</sup>。由于干涉仪两臂与振动事件的相对位置不同，因此  $\Delta\varphi_r \neq \Delta\varphi_s$ ，导致位置 C 处产生一随振动信号变化的相位差  $f(t)$ 。该相位差导致两路干涉信号产生明显的干涉条纹，利用信号处理算法（如带阈值的小波分析）即可快速判定干涉信号的突变点，进而实现振动检测。

利用双 M-Z 干涉仪结构可实现振动定位。如图 5.1 所示，相位差信号  $f(t)$  沿两条不同路径分别传播到 PD1 与 PD2：路径一为位置 C → 耦合器 2 → PD1；路径二为位置 C → 耦合器 3 → PD2。由于两路径对应的光程不同，因此两干涉信号到达各自探测器的时间存在差值。根据图 5.1 中的几何关系，该时间差可表示为：

$$D = \frac{2L-x}{c/n_o^{\text{eff}}} - \frac{x}{c/n_o^{\text{eff}}} = \frac{2n_o^{\text{eff}}}{c} (L-x) \quad (5.2)$$

其中  $x$  为振动事件发生位置 C 与耦合器 2 的间距,  $c$  为真空中光速。由式 (5.2) 可知, 只要估计出两路干涉信号的时延  $D$ , 即可推知振动事件发生位置  $x$ 。对于长度为公里量级的传感光纤 ( $L \sim \text{km}$ ),  $D$  的数值很小 (约为  $\mu\text{s}$  量级), 这对振动事件的准确定位提出了挑战。

对两路干涉信号进行时延估计 (即估计  $D$ ) 的方法很多, 包括广义互相关法、高阶矩法、自适应滤波法等等<sup>[105]</sup>, 其中互相关算法因其性能优越实现简单而被广泛应用。互相关函数的定义为:

$$R_T(\tau) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} I_1(t) I_2(t-\tau) dt \quad (5.3)$$

其中  $T$  为观测时间,  $I_1(t)$ 、 $I_2(t)$  为两路干涉信号。互相关结果最大值对应的时延  $\tau$  即可作为  $D$  的估计 ( $\hat{D}$ ), 即:

$$\hat{D} = \underset{\tau}{\text{argmax}} [R_T(\tau)] = \underset{\tau}{\text{argmax}} \left[ \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} I_1(t) I_2(t-\tau) dt \right] \quad (5.4)$$

PD1 和 PD2 接收到的干涉信号首先经采集卡进行模数 (AD) 转换。AD 转换后时延  $D$  对应的采样点数为  $N = D \cdot f_s$ ,  $f_s$  为采集卡采样频率。代入式 (5.2) 可得:

$$x = L - \frac{c}{2n_o^{\text{eff}}} D = L - \frac{c}{2n_o^{\text{eff}}} \frac{N}{f_s} \quad (5.5)$$

定义传感器定位精度  $dx$  为一个采样周期 (即  $N=1$ ) 内光在纤芯中的传输距离, 即:

$$dx = \left| -\frac{c}{2n_o^{\text{eff}}} \frac{1}{f_s} \right| = \frac{c}{2n_o^{\text{eff}} f_s} \quad (5.6)$$

在固定光纤上  $n_o^{\text{eff}}$  可认为不变,  $dx$  只与  $f_s$  有关。可见定位精度决定于 AD 转换引入的量化误差, 采样频率越高, 定位精度越高。定位精度是传感器在固定采样率情况下可达到的最小定位误差。

干涉信号中存在的诸多噪声导致系统实际定位误差超过定位精度。定位误差是传感器的重要性能指标, 定义为  $\hat{D}$  与  $D$  的均方误差 (mean square error, MSE)。以下详细分析干涉信号中各类噪声, 特别是偏振态衰落引入的可见度噪声与相位噪声对定位误差 MSE 的贡献。

### 5.3 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器等效双折射模型

为分析偏振态衰落引入可见度噪声和相位噪声的特征及其对传感器定位误差的影响, 将图 5.1 的系统框图转化为等效双折射模型。转换方法为将干涉仪中与干

涉过程相关的双折射器件（包括 PC、耦合器、输入光纤及干涉仪两臂）集中用其相应的琼斯矩阵表示，其余部分认为是无双折射的理想器件。得到的模型如图 5.2 所示。

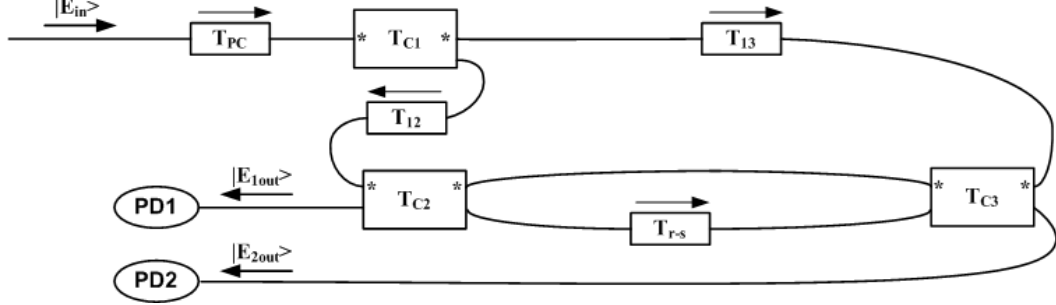


图 5.2 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器等效双折射模型

其中  $T_{pc}$  表示偏振控制器 PC 的等效琼斯矩阵， $T_{c1}$ 、 $T_{c2}$ 、 $T_{c3}$  分别表示耦合器 1、耦合器 2、耦合器 3 的等效琼斯矩阵（正反向传输时相同），“\*”表示耦合器的直通端。 $T_{13}$  ( $T_{12}$ ) 表示连接耦合器 1 与耦合器 3（耦合器 2）之间单模光纤的等效琼斯矩阵， $T_{r-s}$  表示 M-Z 干涉仪参考臂与信号臂的等效差分琼斯矩阵<sup>[29]</sup>，其可用于表征干涉仪的双折射特征。各矩阵表示的传输方向如图中箭头所示。根据图 5.2 的几何关系以及 1.2 节所述的琼斯矩阵性质，两路干涉信号的输出琼斯矢量可表示为：

$$\begin{cases} |E_{1out}\rangle = |E_{1out}^r\rangle + |E_{1out}^s\rangle \\ |E_{1out}^r\rangle = T_{C2x} \cdot I \cdot T_{C3d} \cdot T_{13} \cdot T_{C1d} \cdot T_{PC} |E_{in}\rangle \\ |E_{1out}^s\rangle = T_{C2d} \cdot \tilde{T}_{r-s} \cdot T_{C3x} \cdot T_{13} \cdot T_{C1d} \cdot T_{PC} |E_{in}\rangle \end{cases} \quad (5.7)$$

$$\begin{cases} |E_{2out}\rangle = |E_{2out}^r\rangle + |E_{2out}^s\rangle \\ |E_{2out}^r\rangle = T_{C2d} \cdot I \cdot T_{C3x} \cdot T_{12} \cdot T_{C1x} \cdot T_{PC} |E_{in}\rangle \\ |E_{2out}^s\rangle = T_{C2x} \cdot \tilde{T}_{r-s} \cdot T_{C3d} \cdot T_{12} \cdot T_{C1x} \cdot T_{PC} |E_{in}\rangle \end{cases} \quad (5.8)$$

其中  $T_{cid}$  ( $i=1, 2, 3$ ) 表示耦合器直通端的琼斯矩阵，可写为<sup>[104]</sup>：

$$T_{Cid} = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & 0 \\ 0 & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \quad (5.9)$$

$T_{cix}$  表示耦合器跨接端的琼斯矩阵，可写为<sup>[104]</sup>：

$$T_{Cix} = \begin{bmatrix} j\frac{\sqrt{2}}{2} & 0 \\ 0 & j\frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

$\bar{T}_{r-s}$  表示逆向传输的等效差分琼斯矩阵。若将参考臂与信号臂看作一系列微小波片（记为 1~N）的级联，则：

$$T_{r-s} = T_{r-s,N} T_{r-s,N-1} \cdots T_{r-s,3} T_{r-s,2} T_{r-s,1} \quad (5.11)$$

$$\bar{T}_{r-s} = \bar{T}_{r-s,1} \bar{T}_{r-s,2} \bar{T}_{r-s,3} \cdots \bar{T}_{r-s,N-1} \bar{T}_{r-s,N} \quad (5.12)$$

由式 (5.7) 和式 (5.8) 可以看到，对于每路干涉信号  $|\mathbf{E}_{iout}\rangle$  ( $i=1, 2$ )，其参与干涉的两光场均不相同 ( $|\mathbf{E}_{iout}^r\rangle \neq |\mathbf{E}_{iout}^s\rangle$ )，即光场沿耦合器直通、跨接端以及经信号臂和参考臂传输时所经历琼斯矩阵不同。同时上述琼斯矩阵受外界环境影响时产生不同的变化量，因此  $|\mathbf{E}_{iout}^r\rangle$  与  $|\mathbf{E}_{iout}^s\rangle$  以不同方式变化，导致得到的干涉信号强度 ( $|\mathbf{E}_{iout}\rangle^2$ ) 随机变化，即产生偏振态衰落现象。根据文献[23, 29]中的分析，上述现象将进一步转化为干涉信号的可见度噪声与相位噪声。由式 (1.19) 和式 (1.20)，可得偏振态衰落引入可见度噪声和相位噪声表达式：

$$\begin{aligned} \Delta V_i &= \left( \frac{\partial V_i}{\partial \Omega_{i,r-s}} \right) \Delta \Omega_{i,r-s} + \left( \frac{\partial V_i}{\partial \theta_i} \right) \Delta \theta_i \\ &= - \frac{\left[ \sin^2 \theta_i \sin(\Omega_{i,r-s}) \right] \Delta \Omega_{i,r-s} + \left[ 2 \sin^2(\Omega_{i,r-s}/2) \sin(2\theta_i) \right] \Delta \theta_i}{4 \sqrt{1 - \sin^2(\Omega_{i,r-s}/2) \sin^2 \theta_i}} \end{aligned} \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} \Delta \gamma_i &= \left( \frac{\partial \gamma_i}{\partial \Omega_{i,r-s}} \right) \Delta \Omega_{i,r-s} + \left( \frac{\partial \gamma_i}{\partial \theta_i} \right) \Delta \theta_i \\ &= \frac{\left[ \sec^2(\Omega_{i,r-s}/2) \cos \theta_i \right] \Delta \Omega_{i,r-s} + \left[ 2 \tan(\Omega_{i,r-s}/2) \sin \theta_i \right] \Delta \theta_i}{2 \left[ 1 + \tan^2(\Omega_{i,r-s}/2) \cos^2 \theta_i \right]} \end{aligned} \quad (5.14)$$

其中  $i=1, 2$  表示两路干涉信号。 $\theta_i$  与  $|\mathbf{E}_{in}\rangle$  的转换关系为：

$$\theta_1 = \angle \left( (T_{13} \cdot T_{C1d} \cdot T_{PC} |\mathbf{E}_{in}\rangle)^* \cdot \sigma(T_{r-s}^* \sigma T_{r-s}) \sigma^{-1} \right) \quad (5.15)$$

$$\theta_2 = \angle \left( (T_{12} \cdot T_{C1x} \cdot T_{PC} |\mathbf{E}_{in}\rangle)^* \cdot \sigma(\bar{T}_{r-s}^* \sigma \bar{T}_{r-s}) \sigma^{-1} \right) \quad (5.16)$$

$\Omega_{i,r-s}$  与  $T_{r-s}$  的转换关系为：

$$\Omega_{1,r-s} = \angle \left[ \sigma(T_{r-s}^* \sigma T_{r-s}) \sigma^{-1} \right] \quad (5.17)$$



$$\Omega_{2,r-s} = \angle \left[ \sigma \left( \bar{T}_{r-s}^* \sigma \bar{T}_{r-s} \right) \sigma^{-1} \right] \quad (5.18)$$

“ $\angle$ ”表示琼斯矢量的辐角。 $\Delta\theta_i$ 表示干涉仪输入 SOP 的变化，由琼斯矩阵  $T_{12}$ 、 $T_{13}$  以及  $T_{C1}$ 、 $T_{C2}$ 、 $T_{C3}$  随外界环境的变化引入； $\Delta\Omega_{i,r-s}$ 表示干涉区域光纤双折射的变化，由琼斯矩阵  $T_{r-s}$  随外界环境变化引入。由于传感器所应用的传感光纤很长（通常为几 km 量级），外界环境改变引起的各部分光纤双折射变化量不同。由式(5.11)与式(5.12)， $\Delta\Omega_{r-s}$ 的变化是干涉区域内各微小波片双折射变化量的叠加。因此光纤双折射所引入的可见度噪声和相位噪声除存在固定偏置外，亦存在一高频抖动<sup>[23]</sup>，即  $\Delta V_i$  和  $\Delta\gamma_i$  可表示为如下形式：

$$\Delta V_i(t) = \eta_{iv}(t) + n_{iv}(t) \quad (5.19)$$

$$\Delta\gamma_i(t) = \eta_{iy}(t) + n_{iy}(t) \quad (5.20)$$

其中  $\eta_{iv}$  和  $\eta_{iy}$  分别表示第  $i$  路 ( $i=1, 2$ ) 干涉信号可见度噪声和相位噪声的均值，随时间缓慢变化； $n_{iv}$  和  $n_{iy}$  分别表示第  $i$  路干涉信号可见度噪声和相位噪声的高频变化，由外界环境变化沿光纤长度的叠加引入。由于  $\theta_1 \neq \theta_2$ ， $\Omega_{1,r-s} \neq \Omega_{2,r-s}$ ，根据式(5.13)与式(5.14)，两路干涉信号的可见度噪声和相位噪声的均值不同，即：

$$\Delta\eta_v = \eta_{1v} - \eta_{2v} \neq 0 \quad (5.21)$$

$$\Delta\eta_\gamma = \eta_{1\gamma} - \eta_{2\gamma} \neq 0 \quad (5.22)$$

其中  $\Delta\eta_\gamma$ （即相位噪声均值差）可等效为两路干涉信号存在延时  $D_\beta$ ，会严重影响振动事件的定位结果。相位噪声的高频变化部分  $n_v$  会随外界环境变化，且在相位项中难以被完全滤除，亦会增加传感器的定位误差。现存的偏振态衰落抑制手段（如输入偏振态反馈控制）可近似补偿掉  $\Delta\eta_\gamma$ ，但  $n_v$  对定位误差的贡献无法消除，以下详细研究。

## 5.4 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器定位误差估计方法

### 5.4.1 问题描述

M-Z 干涉仪输出的含噪声干涉信号  $I(t)$  可表示为<sup>[106]</sup>：

$$I(t) = [1 + n_a(t)] \cdot \cos[f(t) + n_e(t) + n_p(t)] + n_c(t) \quad (5.23)$$

其中  $f(t)$  为振动信号引入的两臂相位差； $n_p(t)$  为光源频率噪声引入的干涉相位噪声，该项与臂长差呈正比； $n_c(t)$  是加性电路噪声； $n_a(t)$  和  $n_e(t)$  为偏振态衰落引入的可

可见度噪声和相位噪声，其与 5.3 节中  $\Delta V_i$  和  $\Delta \gamma_i$  的关系将在 5.4.3 节详细说明。因此本文分析的时延估计模型为：

$$\begin{cases} I_1(t) = [1 + n_{1a}(t)] \cdot \cos[f(t) + n_{1p}(t) + n_{1\epsilon}(t)] + n_{1c}(t) \\ I_2(t) = [1 + n_{2a}(t)] \cdot \cos[f(t - D) + n_{2p}(t) + n_{2\epsilon}(t)] + n_{2c}(t) \end{cases} \quad (5.24)$$

由式 (5.24) 可以看到，除加性电路噪声  $n_c(t)$  外，可见度噪声  $n_a(t)$  及相位噪声  $n_\epsilon(t)$  均无法直接表示为加性噪声。以下分析指出，在合理假设下， $n_a(t)$  和  $n_\epsilon(t)$  可在干涉信号信噪比表达式中等效转化为加性噪声。以下首先考虑纯加性噪声互相关时延估计理论。

#### 5.4.2 纯加性噪声互相关时延估计理论

仅含加性噪声的互相关时延估计模型为：

$$\begin{cases} I_1(t) = s(t) + n_1(t) \\ I_2(t) = s(t - D) + n_2(t) \end{cases} \quad (5.25)$$

其中  $s(t)$  为信号项， $n_1(t)$  和  $n_2(t)$  为高斯白噪声项。在研究该模型时，假设  $s(t)$ ， $n_1(t)$  和  $n_2(t)$  均为零均值的平稳随机过程，且相互独立。同时假设信号和噪声均在频域内带限（带宽为  $B$ ），即功率谱带宽内平坦，带宽外为零。此时接收信号  $I(t)$  的信噪比可表示为：

$$SNR = \frac{\int_B G_s(f) df}{\int_B G_n(f) df} = \frac{G_{ss}}{G_{nn}} = const., \quad f \leq |B| \quad (5.26)$$

在上述假设下，估计时延  $D$  的 MSE 误差根据 SNR 的大小分为两个阶段。当 SNR 高于某阈值  $SNR_{th}$  时，互相关函数最大值的估计值不会偏离主峰，估计误差理论上受 Crammer-Rao 下界（CRLB）限制<sup>[107, 108]</sup>：

$$MSE_{CRLB} = \frac{3}{8\pi^2} \cdot \frac{1 + 2SNR}{SNR^2} \cdot \frac{1}{B^3 T} \quad (5.27)$$

当 SNR 低于  $SNR_{th}$  时，互相关函数最大值的估计值存在较大概率偏离主峰而落到边峰上，此时估计误差偏离 CRLB 界，由相关性能估计（CPE）界限制<sup>[109]</sup>：

$$MSE_{CPE} = \frac{PT_0^2}{3} + (1 - P) MSE_{CRLB} \quad (5.28a)$$

其中  $T_0$  为相关窗长度， $P$  为模糊估计概率（即互相关函数最大值落到边峰的概率），可按如下公式数值计算：

$$P \approx 1 - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}(x-\alpha)^2\right] \cdot \left\{ \int_{-\infty}^{\beta x} \frac{dy}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}y^2\right] \right\}^{M-1} dx \quad (5.28b)$$

其中

$$\alpha = \frac{SNR\sqrt{2BT}}{\left[SNR^2 + (1+SNR)^2\right]^{\frac{1}{2}}} \quad (5.28c)$$

$$\beta = \left[1 + \frac{SNR^2}{(1+SNR)^2}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.28d)$$

其中  $M=4BT_0$ 。值得注意的是，在高 SNR 区域（即  $SNR > SNR_{th}$  时）， $P \approx 1$ ，CPE 界与 CRLB 界重合，此时 CRLB 界提供了时延估计误差的紧界<sup>[110]</sup>，即实际 MSE 高于 CRLB 界，但二者的变化趋势保持一致。只有在理想情况下（即上述假设条件完全满足时）估计误差才可达到 CRLB 界。

### 5.4.3 含噪声干涉信号互相关时延估计方法：偏振态衰落噪声对传感器等效信噪比贡献分析

本节在 5.4.2 节的基础上考虑时延估计模型式 (5.24)，研究各噪声源（特别是偏振态衰落引入噪声）对传感器定位误差的贡献。

首先作一些基本假设。

虽然采集到的干涉信号既包括无振动事件时的低频漂移，亦包括有事件时的高频振荡，属于非平稳随机过程（因存在突变点），但二者的频谱范围分界明显，易区分。因此可利用小波分析等信号处理手段提取出振动事件的高频振荡部分，将该部分视作平稳随机过程。图 5.3 显示了利用 3 层小波分析确定振动事件起始点的过程，可以看到利用小波分解第 2 层的细节系数可有效分离噪声并准确确定振动事件起始位置，并可进一步设定阈值实现振动事件检测。

由于相位噪声项  $n_{1p}(t)$  与  $n_{2p}(t)$  来自于同一光源的频率噪声，因此二者相干，会严重降低干涉信号信噪比，增大定位误差。由于其大小与干涉仪臂长差成正比，此部分噪声可通过匹配干涉仪臂长而降低至很小。实验中利用不同长度光跳线进行干涉仪臂长匹配，通过监测干涉信号可见度判断匹配程度。因此在以下分析中忽略此部分相干噪声，只考虑非相干噪声的影响。

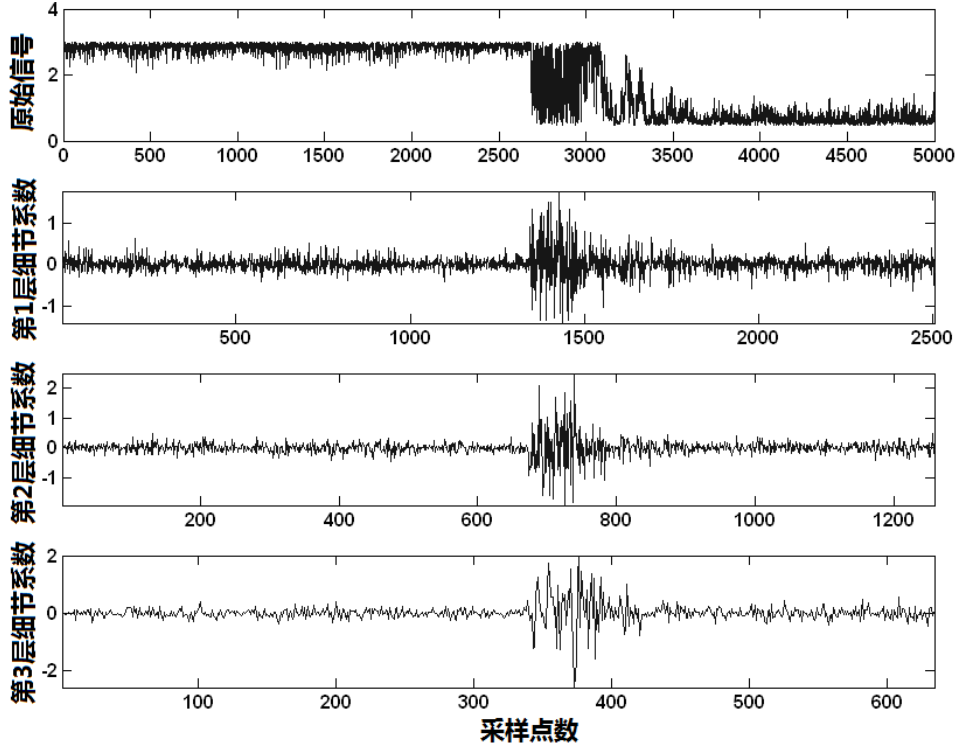


图 5.3 应用小波分析算法提取振动事件起始位置示例

根据 5.3 节中的分析, 偏振态衰落引入的可见度噪声和相位噪声可表示为缓变均值与高频抖动的叠加, 且两路信号噪声不同。在环境缓变条件下, 偏振态衰落引入的相位噪声低频变化部分 (即式 (5.20) 中的均值项  $\eta_V(t)$ ) 可通过输入 SOP 动态反馈控制进行补偿, 即通过改变式 (5.15) 中的  $T_{PC}$  项将  $\eta_V$  近似降低到零。而  $\Delta\gamma$  的高频变化部分  $n_V(t)$  因受限于反馈控制带宽而无法消除。令  $n_\varepsilon(t)$  为偏振补偿后的相位噪声, 则有:

$$n_{i\varepsilon}(t) = n_{iV}(t), \quad i = 1, 2 \quad (5.29)$$

其为零均值的随机过程, 且在零值附近小范围变化。对于偏振态衰落引入的可见度噪声, 可通过改变  $T_{pc}$  项将  $\eta_V$  调整至零附近的同时将  $\eta_V$  调整至 1 附近。由于干涉信号可见度  $V$  的变化范围为  $[0, 1]$ , 因此根据式 (5.19), 偏振补偿后的  $n_a(t)$  与  $n_V(t)$  的关系为:

$$n_{ia}(t) = n_{iV}(t) + [\eta_{iV}(t) - 1], \quad i = 1, 2 \quad (5.30)$$

即  $n_a(t)$  的变化范围为  $[-1, 0]$ , 其均值为负值, 且在 0 附近变化。由于  $n_{1\varepsilon}(t)$  与  $n_{2\varepsilon}(t)$  来自于不同干涉路径,  $T_{12} \neq T_{13}$ ,  $T_{r-s} \neq \bar{T}_{r-s}$ , 因此二者相互独立。由于  $\Delta\theta$  与  $\Delta\Omega_{r-s}$  由外界环境变化引入, 可假设为白噪声, 根据式 (5.13) 与式 (5.14),  $n_a(t)$  和  $n_\varepsilon(t)$

亦为白噪声。电路噪声  $n_c(t)$  为白噪声。 $n_a(t)$ 、 $n_\varepsilon(t)$  和  $n_c(t)$  相互独立且均与信号项  $f(t)$  独立。为清晰起见，将上述假设归纳如下：

假设 a：在环境缓变条件下，在观测时间  $T$  内，式 (5.23) 中所有过程均为平稳随机过程；相干噪声源  $n_p(t)$  可通过匹配干涉仪臂长差降低至可忽略 ( $n_{ip}(t)=0, i=1, 2$ )； $\Delta\gamma(t)$  的直流偏置部分被完全补偿， $n_\varepsilon(t)$  在零值附近变化 ( $n_{ie}(t)\approx 0, i=1, 2$ )；

假设 b：所有噪声项均为白噪声，相互独立且与信号项  $f(t)$  独立；来自不同干涉路径的噪声项相互独立；

假设 c：除  $n_a(t)$  外，其余噪声项均具有零均值。

根据上述假设，式 (5.23) 的余弦项可近似为：

$$\begin{aligned}\cos[f(t)+n_\varepsilon(t)] &= \cos[f(t)] \cdot \cos[n_\varepsilon(t)] - \sin[f(t)] \cdot \sin[n_\varepsilon(t)] \\ &\approx \cos[f(t)] - \sin[f(t)] \cdot n_\varepsilon(t)\end{aligned}\quad (5.31)$$

将式 (5.31) 代入式 (5.23) 同时令：

$$s_r(t) = \cos[f(t)] \quad (5.32a)$$

$$s_v(t) = -\sin[f(t)] \quad (5.32b)$$

可得：

$$\begin{aligned}I(t) &\approx [1+n_a(t)] \cdot \{\cos[f(t)] - \sin[f(t)] \cdot n_\varepsilon(t)\} + n_c(t) \\ &= [1+n_a(t)] \cdot \{s_r(t) + s_v(t) \cdot n_\varepsilon(t)\} + n_c(t) \\ &\approx s_r(t) \cdot [1+n_a(t)] + s_v(t) \cdot n_\varepsilon(t) + n_c(t)\end{aligned}\quad (5.33)$$

$$= s_r(t) + s_r(t) \cdot n_a(t) + s_v(t) \cdot n_\varepsilon(t) + n_c(t) \quad (5.34)$$

其中式 (5.33) 忽略了噪声的二阶项。由式 (5.34) 可以看到，输出干涉信号中存在两类噪声：一是乘性噪声：

$$n_{multi} = s_r(t) \cdot n_a(t) + s_v(t) \cdot n_\varepsilon(t) \quad (5.35)$$

其与信号项不独立；二是加性噪声：

$$n_{add} = n_c(t) \quad (5.36)$$

其与信号项独立。现将乘性噪声与加性噪声的和 ( $n_{multi}+n_{add}$ ) 作为一项考虑，将其看作信号项  $s_r(t)$  的加性噪声。此过程需保证 ( $n_{multi}+n_{add}$ ) 与  $s_r(t)$  不相关，即对于任意  $\tau$  值，有：

$$C_{s_r, (n_{multi}+n_{add})}(\tau) = 0 \quad (5.37)$$

$C_{xy}(\tau)$ 为过程  $x$  和  $y$  的协相关函数。根据假设  $b$  与  $c$ ，我们需将过程  $n_a(t)$ 零均值化。为此将式 (5.34) 做如下变形：

$$\begin{aligned} I(t) &= (1+\eta_a) \cdot s_r(t) + s_r(t) \cdot [n_a(t) - \eta_a] + s_v(t) \cdot n_\varepsilon(t) + n_c(t) \\ &= (1+\eta_a) \cdot s_r(t) + s_r(t) \cdot \tilde{n}_a(t) + s_v(t) \cdot n_\varepsilon(t) + n_c(t) \\ &= s(t) + n(t) \end{aligned} \quad (5.38)$$

其中  $\eta_a$  为  $n_a(t)$ 均值， $\tilde{n}_a(t)$  为零均值过程。变形后的信号项和噪声项分别为：

$$s(t) = (1+\eta_a) \cdot s_r(t) \quad (5.39a)$$

$$n(t) = s_r(t) \cdot \tilde{n}_a(t) + s_v(t) \cdot n_\varepsilon(t) + n_c(t) \quad (5.39b)$$

可以看到，变形后信号与噪声的协相关函数对任意  $\tau$  都有：

$$C_{sn}(\tau) = R_{sn}(\tau) = E[s(t)n(t-\tau)] = 0 \quad (5.40)$$

即  $s(t)$ 和  $n(t)$ 理论上不相关。此时我们已将原始模型式 (5.24) 变形为纯加性噪声模型式 (5.25)，其中的  $s(t)$ 和  $n(t)$ 见式 (5.39)。可以看到等效后的噪声项式 (5.39b) 中包含式 (5.23) 中的所有非相干噪声，可用于分析所有噪声源（特别是偏振态衰落引入的可见度噪声和相位噪声）对传感器定位误差的贡献。为保证时延估计模型存在闭合解<sup>[111]</sup>，进一步假设  $s(t)$ 和  $n(t)$ 均为带限信号，功率谱带宽内平坦，带宽外为零。

假设  $d$ ：

$$G_{ss}(f) = \begin{cases} G_s, & f \in [-B, B] \\ 0, & \text{others} \end{cases} \quad (5.41a)$$

$$G_{nn}(f) = \begin{cases} G_n, & f \in [-B, B] \\ 0, & \text{others} \end{cases} \quad (5.41b)$$

其中  $s(t)$ 和  $n(t)$ 具有相同带宽  $B$  可通过对干涉信号进行带通滤波实现。

可以看到，上述等效模型中参数  $B$ 、 $T$  与式 (5.27) 中含义相同，但  $s(t)$ 和  $n(t)$ 表达式较纯加性模型复杂。因此为应用式 (5.27) 进行误差估计，需进一步计算功率谱密度  $G_s$  与  $G_n$  以得到等效信噪比。由式 (5.39a)， $s(t)$ 的功率谱可直接表示为：

$$G_s = (1+\eta_a)^2 G_{s_r} \quad (5.42)$$

其中  $G_{s_r}$  表示  $s_r(t)$ 的功率谱密度。为得到  $G_n$ ，首先推导  $n(t)$ 的互相关函数  $R_{nn}(\tau)$ 。由式 (5.39b)，可得：

$$R_{nn}(\tau) = R_a(\tau)R_{s_r}(\tau) + R_\varepsilon(\tau)R_{s_v}(\tau) + R_c(\tau) \quad (5.43)$$

其中互相关项为零（根据假设 b 和 c）。由于：

$$R_{s_r}(0) = E[\cos^2 f(t)] = E[1 - \sin^2 f(t)] = 1 - R_{s_v}(0) \quad (5.44)$$

以及  $\tilde{n}_a(t)$ 、 $n_\varepsilon(t)$ 、 $n_c(t)$  均为零均值白噪声，因此  $R_{nn}(\tau)$  可表示为：

$$R_{nn}(\tau) = R_a(0)R_{s_r}(0) \cdot \delta(t) + R_\varepsilon(0)[1 - R_{s_r}(0)] \cdot \delta(t) + R_c(0) \cdot \delta(t) \quad (5.45)$$

其中  $\delta(t)$  为狄拉克 Delta 函数。利用维纳-辛钦关系，可得：

$$\begin{aligned} G_{nn}(f) &= G_n = G_a G_{s_r} B + G_\varepsilon (1 - G_{s_r} B) + G_c \\ &= G_\varepsilon + G_c + (G_a - G_\varepsilon) G_{s_r} B \\ &= G_\varepsilon + G_c + (G_a - G_\varepsilon) \langle s_r^2(t) \rangle \\ &= G_\varepsilon + G_c + (G_a - G_\varepsilon) \xi[s_r(t)] \end{aligned} \quad (5.46)$$

其中  $\xi[s_r(t)]$  表示  $s_r(t)$  的能量。可以看到由于式 (5.34) 中存在乘性噪声，得到的噪声功率谱  $G_{nn}(f)$  与信号能量有关。由于  $s_r(t)$  为归一化的正弦函数（式 5.32a），

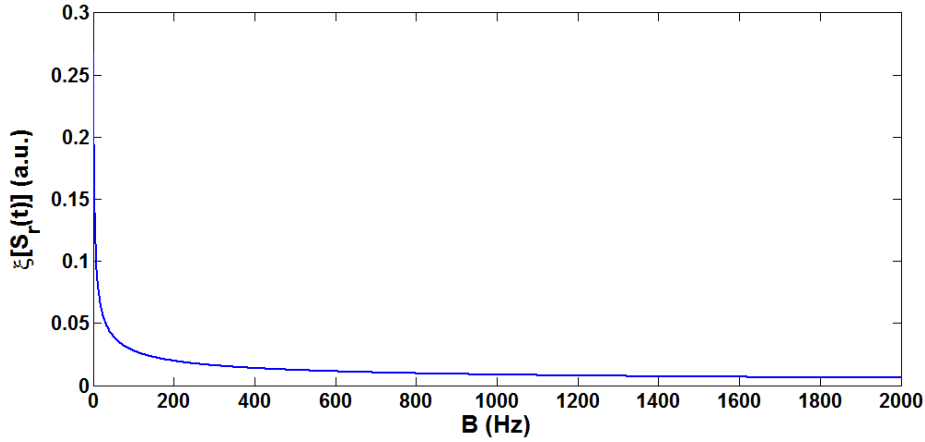


图 5.4  $S_r(t)$  的能量  $\xi[S_r(t)]$  随其带宽  $B$  变化的仿真结果

且为带限信号，根据信号时域与频域的不确定关系， $s_r(t)$  的能量随其带宽增加而迅速降低。图 5.4 显示了  $s_r(t)$  的能量  $\xi[s_r(t)]$  随其带宽  $B$  的变化情况。可以看到在所考虑的带宽范围内（约  $10^3$  Hz）， $s_r(t)$  的能量在  $10^{-4}$  至  $10^{-3}$  范围内变化。因此式 (5.46) 最后一项可忽略。将  $G_s$  与  $G_n$  代入式 (5.26) 可得干涉信号等效信噪比表达式：

$$SNR_e = \frac{G_s}{G_n} \approx \frac{(1 + \eta_a)^2 G_{s_r}}{G_\varepsilon + G_c} \quad (5.47)$$

式 (5.47) 是本节的主要结果。可以看到：

1) 偏振态衰落引入可见度噪声  $n_a(t)$  的均值  $\eta_a$  直接影响等效信噪比高低， $\eta_a$  越接近零，等效信噪比越高。 $\eta_a$  的大小表征偏振态衰落引入可见度噪声和相位噪

声均值被补偿的程度。 $\eta_a$  越接近零说明偏振补偿越充分，因此干涉信号可见度越接近 1，信号峰峰值越大，信噪比越高。

2) 偏振态衰落引入可见度噪声  $n_a(t)$  的功率  $G_a$  对等效信噪比影响可忽略。这是由于  $G_a$  的贡献因与信号项的乘积而被分散在  $f(t)$  的带宽内(见式(5.46)最后一项)，且随带宽  $B$  的增加而以平方反比规律降低。

3) 偏振态衰落引入相位噪声  $n_\epsilon(t)$  的功率  $G_\epsilon$  与加性噪声  $n_c(t)$  的功率  $G_c$  对等效信噪比具有相同贡献。在偏振补偿情况下，非相干相位噪声与信号耦合部分的贡献随信号带宽增加而降低，抑制  $G_c$  对定位误差贡献的手段亦可应用于  $G_\epsilon$ 。值得注意的是， $G_\epsilon$  与  $G_c$  只是在  $SNR_e$  表达式中等效，由于  $n_\epsilon(t)$  位于干涉信号相位项，施加降噪滤波器时  $n_\epsilon(t)$  与  $n_c(t)$  的衰减不同，且  $n_\epsilon(t)$  无法被完全滤除。

综上所述，等效信噪比表达式(5.47)体现了光纤双折射引入的偏振态衰落噪声对干涉型传感器定位误差的贡献。在对传感器进行充分的偏振补偿后，光纤双折射的影响主要通过非相干相位噪声  $n_\epsilon(t)$  引入。利用式(5.47)，可进一步将其代入式(5.27)~(5.28)进行传感器定位误差的估计。上述理论将在 5.5.1 节中加以仿真验证。

#### 5.4.4 可实际应用的传感器定位误差估计公式

应用式(5.47)进行传感器定位误差估计时需要信号与噪声功率谱的先验知识，这在实际应用中难以获得，因此需要建立基于可测量物理量的定位误差估计方法。在纯加性噪声模型中，干涉信号信噪比降低可等效为两路信号相关性降低，因此接收信号  $SNR$  可用两路信号互相关系数表示<sup>[112]</sup>。在模型式(5.24)中，可以证明当非相干相位噪声功率远小于信号功率时(即  $SNR > SNR_{th}$  时)， $SNR$  亦可用互相关系数最大值  $\rho(D)$  表示(详见附录 C)。由于在  $SNR_e$  表达式中非相干相位噪声与加性噪声贡献等效，因此干涉信号  $SNR_e$  可由最大互相关系数  $\rho(D)$  表示为：

$$SNR_e = (1 + \eta_a)^2 \frac{\rho(D)}{1 - \rho(D)} \quad (5.48)$$

$\rho(D)$  可利用采集干涉信号直接测量。图 5.5 显示了  $SNR_e$  随  $\rho(D)$  的变化情况( $\eta_a=0$ )，可以看到在  $\rho(D)=1$  附近， $SNR_e$  随  $\rho(D)$  的降低而迅速降低，实验测量即在此区域。在高  $SNR$  区域(即  $SNR_e > SNR_{th}$  时)，将式(5.48)代入式(5.27)可得：

$$MSE \approx C \cdot \frac{1 - \rho(D)}{B^3 \cdot \rho(D)} \quad (5.49)$$

其中  $C=3/(4\pi^2T)$  ( $\eta_a \approx 0$ )。式(5.49)将在 5.5.2 节中加以实验验证。



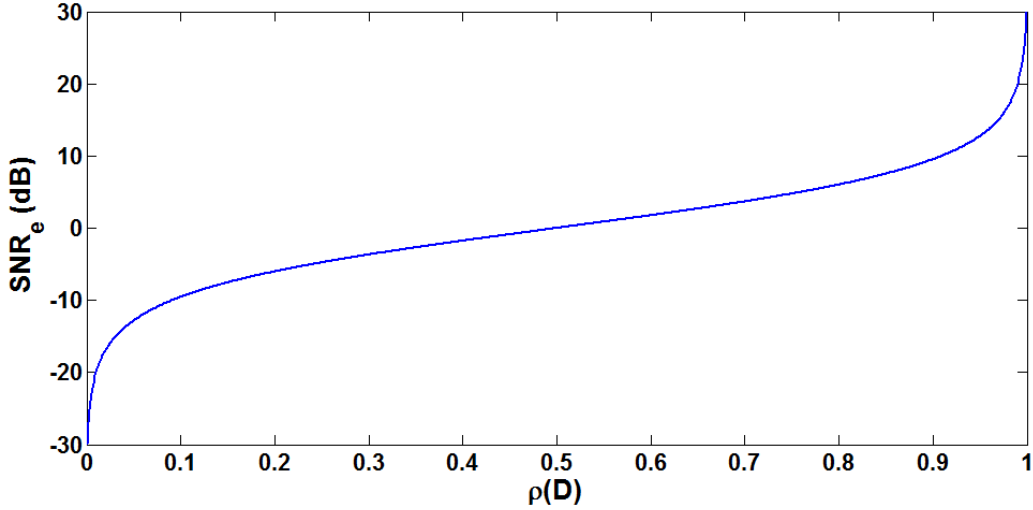


图 5.5 两路干涉信号等效信噪比随最大互相关系数变化的仿真结果

## 5.5 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器定位误差估计方法的验证

### 5.5.1 数值仿真验证

以下通过数值仿真验证式 (5.47) 的正确性, 并验证式 (5.27) ~ (5.28) 提供的定位误差 MSE 理论下界。具体方法为: 首先在门限模式 (GATED MODE) 下测试模型质量 (由噪声产生质量、运算误差等决定), 之后分别改变  $\eta_a$ 、 $G_a$ 、 $G_e$ 、 $G_c$  大小进行互相关运算以仿真各情况下的定位误差 MSE。最后对比仿真结果与应用式 (5.47)、(5.27) 及 (5.28) 的理论计算结果, 说明 5.4.3 节中方法的正确性。

为实现时延模型式 (5.24), 产生三个相互独立、均值为零、方差为 1 的高斯白噪声伪随机序列, 分别用于仿真  $n_a(t)$ 、 $n_e(t)$  和  $n_c(t)$ 。之后产生第四个独立的零均值、单位方差的高斯序列  $s_{temp}(t)$ , 并令:

$$f(t) = \arccos[s_{temp}(t)] \quad (5.50)$$

此时  $s_r(t) = \cos[f(t)]$  与  $s_{temp}(t)$  具有相同的统计特征。 $SNR_e$  值通过放缩噪声序列的幅度改变。 $I_1(t)$  和  $I_2(t)$  的互相关函数 (式 (5.3)) 由快速傅里叶变换法 (FFT) 得到<sup>[113]</sup>: 首先计算相关函数的 FFT, 将结果乘以一矩形窗, 再进行傅里叶反变换得到最终结果。矩形窗的中间  $2B/f_s$  部分保留, 其余部分置零。 $f_s$  为采样率。上述过程可保证信号与噪声具有相同的带宽  $B$ 。通过寻找互相关函数最大值估计时延  $D$ , 寻峰在  $[-T_0, T_0]$  范围内进行。由此得到时延估计结果单位为采样点 (pt)。仿真中通过 2000 次尝试估算定位误差 MSE:

$$MSE_{pt} = \frac{1}{2000} \sum_{i=1}^{2000} (\hat{D}_i - D)^2 \quad (5.51)$$

$\hat{D}_i$  表示第  $i$  次互相关运算得到的时延估计值,  $MSE_{pt}$  表示以采样点为单位的 MSE。若定义  $MSE=0dB$  对应定位误差为 1 个采样点, 则可通过下式将  $MSE_{pt}$  转化为以 dB 为单位的 MSE:

$$MSE = 10\log_{10}\left(\sqrt{MSE_{pt}}\right) \quad (5.52)$$

仿真中各参数默认值为:  $f_s=10kHz$ ,  $B=1kHz$ ,  $T=0.2s$ ,  $T_0=0.01s$ ,  $D=5pt$ 。

首先在门限模式下验证数值仿真质量。此模式下互相关函数最大值的搜索范围被限制在  $[-B^{-1}, B^{-1}]$  内, 即被限制于互相关结果的主峰。若门限模式下仿真得到的定位误差 MSE 结果与理论 CRLB 界吻合, 则说明模型质量足够高<sup>[111]</sup>。图 5.6 中的蓝色实线和红色虚线分别表示由式 (5.27) 与式 (5.28) 理论计算的 CRLB 界和 CPE 界。理论计算时  $SNR_e$  值由式 (5.47) 计算, 通过改变  $G_e$  的大小 (即改变  $n_e(t)$  的幅度) 调整其大小。 $SNR_e$  变化范围为  $-20dB$  至  $9dB$ , 其余参数设为默认值。可以看到在高 SNR 区域 (即  $SNR_e \geq SNR_{th}$  时), CPE 界与 CRLB 界重合, 而在低 SNR 区域 (即  $SNR_e < SNR_{th}$ ) CPE 界显著高于 CRLB 界。CPE 界偏离 CRLB 界的 SNR 阈值 ( $SNR_{th}$ ) 约为  $-4dB$ , 过渡区约为  $-9dB$  至  $-3dB$ , 过渡区内定位误差 MSE 随  $SNR_e$  的降低而快速升高。图 2 中的粉色 “x” 即表示门限模式下的定位误差 MSE 仿真结果, 其与 CRLB 界吻合很好。二者最大偏差出现在  $SNR_e=-9dB$  处, 偏差约为  $0.5pt$ 。二者在高 SNR 区域的偏差由对时延估计结果的采样引入 (即式 5.6 中的  $dx$ ), 绝对差值很小。

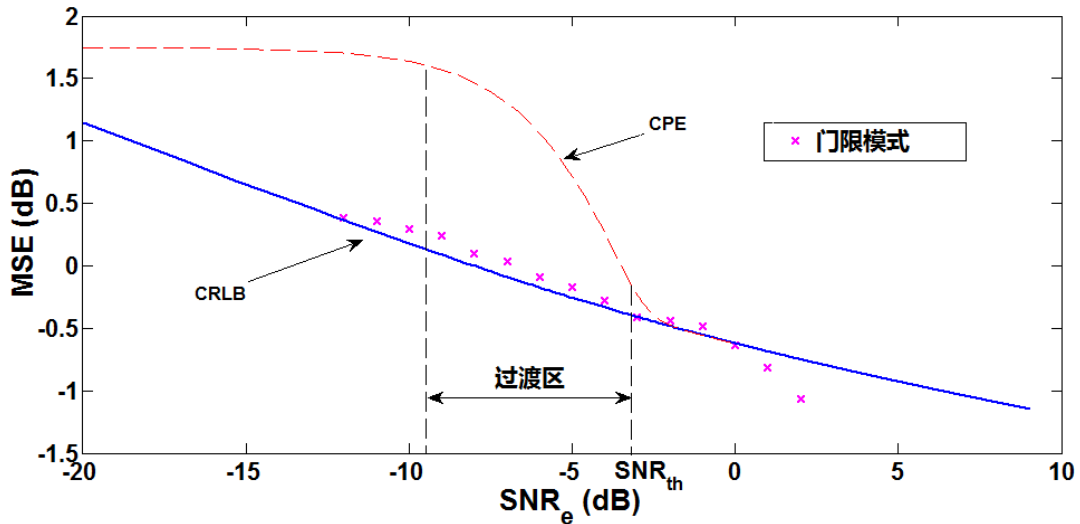


图 5.6 门限模式下定位误差 MSE 随等效信噪比变化的仿真结果

之后仿真  $n_a(t)$  的均值  $\eta_a$  对定位误差 MSE 的贡献, 仿真结果如图 5.7 所示。仿真中分别令  $\eta_a$  的值为 0,  $-0.5$  和  $-0.9$ , 图中蓝色点划线、红色虚线和黑色实线分别为三种情况下的 MSE 理论计算结果, “+”、“ $\Delta$ ”和 “o” 为对应的仿真结果。

仿真中令  $G_c=0$ ，通过改变  $G_e$  调整  $SNR_e$  值。可以看到仿真结果与理论计算吻合，二者同时指出：随着  $\eta_a$  偏离零值，定位误差 MSE 迅速增加。

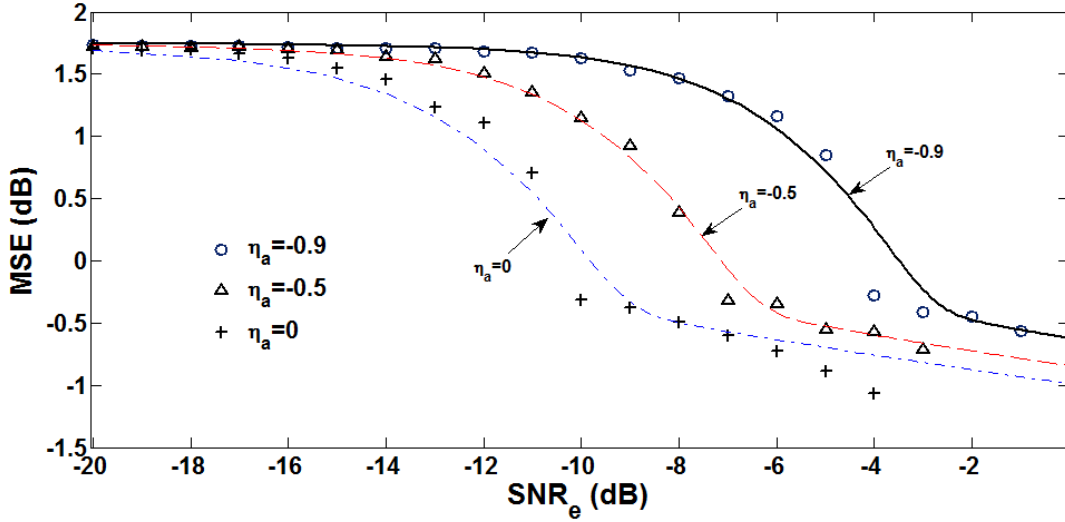


图 5.7 具有不同  $n_a(t)$  均值  $\eta_a$  时定位误差 MSE 随等效信噪比变化的仿真结果

之后仿真  $n_a(t)$  功率  $G_a$  对定位误差 MSE 的贡献。图 5.8 和图 5.9 分别显示了在不同  $G_a$  下，定位误差 MSE 随  $G_c$  和  $G_e$  的变化情况。仿真中令  $G_a$  分别为 0、 $G_s$ 、 $2G_s$ ， $G_s$  为信号功率。仿真结果显示在不同  $G_a$  下定位误差 MSE 随  $SNR_e$  的变化趋势相同。仿真中发现，在过渡区内，定位误差 MSE 值在不同  $G_a$  情况下的偏差相对较大： $G_c$  不等于 0 时（图 5.8）MSE 最大偏差出现在  $SNR_e=-5\text{dB}$  处（约为 1.6pt）； $G_e$  不等于零时（图 5.9）MSE 最大偏差出现在  $SNR_e=-7\text{dB}$  处（约为 0.4pt）。上述结果说明  $n_a(t)$  导致在过渡区应用式 (5.47) 估计  $SNR_e$  出现偏差。这是由于过渡区内互相关函数最大值位置在主峰和边锋之间以一模糊估计概率  $P$ （参见式 (5.28b)）进行转换，定位误差 MSE 在此区域内对噪声更敏感。在式 (5.47) 的推导过程中，式 (5.33) 和式 (5.46) 分别忽略了与  $G_a$  相关的二阶项及其差分项，其影响在过渡区内被显现出来。而在过渡区外，仿真结果显示  $G_a$  对定位误差 MSE 的影响可忽略，与理论预测吻合。同时由图 5.8、图 5.9 可以看到， $SNR_{th}$  的值在不同  $G_a$  情况下保持一致，进一步说明  $G_a$  对定位误差 MSE 的贡献很小。

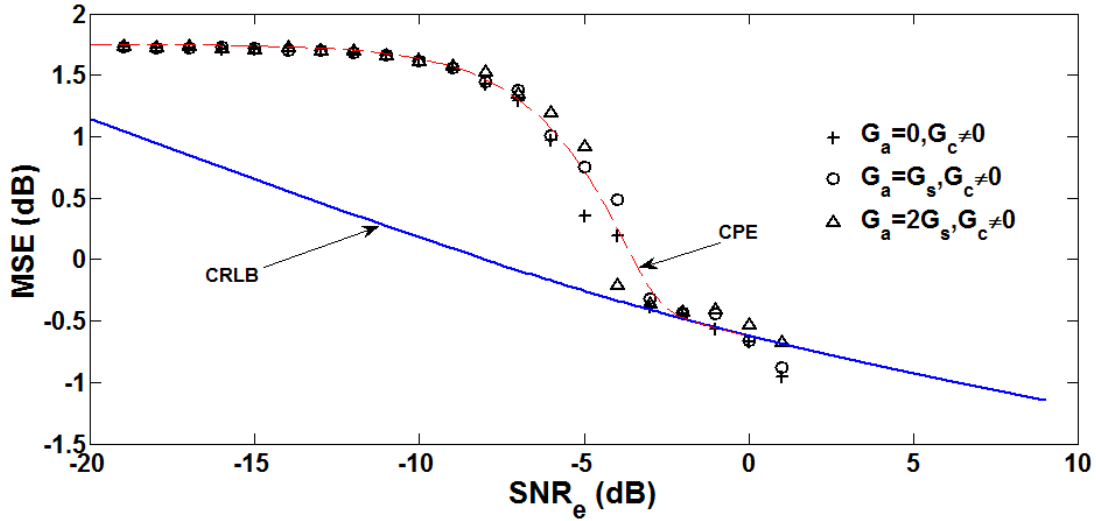


图 5.8 具有不同  $n_a(t)$  功率  $G_a$  时定位误差 MSE 随等效信噪比变化的仿真结果,  $G_c \neq 0$

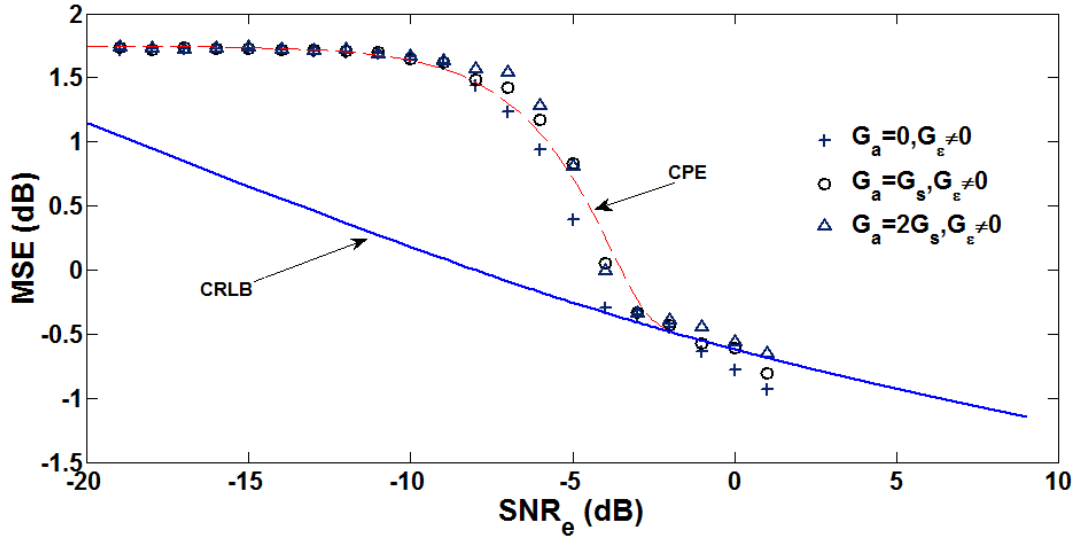


图 5.9 具有不同  $n_a(t)$  功率  $G_a$  时定位误差 MSE 随等效信噪比变化的仿真结果,  $G_e \neq 0$

之后仿真比较  $G_c$  和  $G_e$  对定位误差 MSE 的贡献, 方法为令  $G_a=0$ , 分别调整  $G_c$  ( $G_e=0$ ) 与  $G_e$  ( $G_c=0$ ) 的值改变  $SNR_e$ 。仿真结果分别由图 5.10 中的“o”与“+”所示。可以看到变化  $G_c$  与  $G_e$  时, 定位误差 MSE 随  $SNR_e$  的变化趋势彼此吻合, 二者最大偏差出现在  $SNR_e=-4\text{dB}$  处 (约为 2pt), 且落在过渡区。上述结果说明  $G_e$  和  $G_c$  对于  $SNR_e$  的贡献等效。

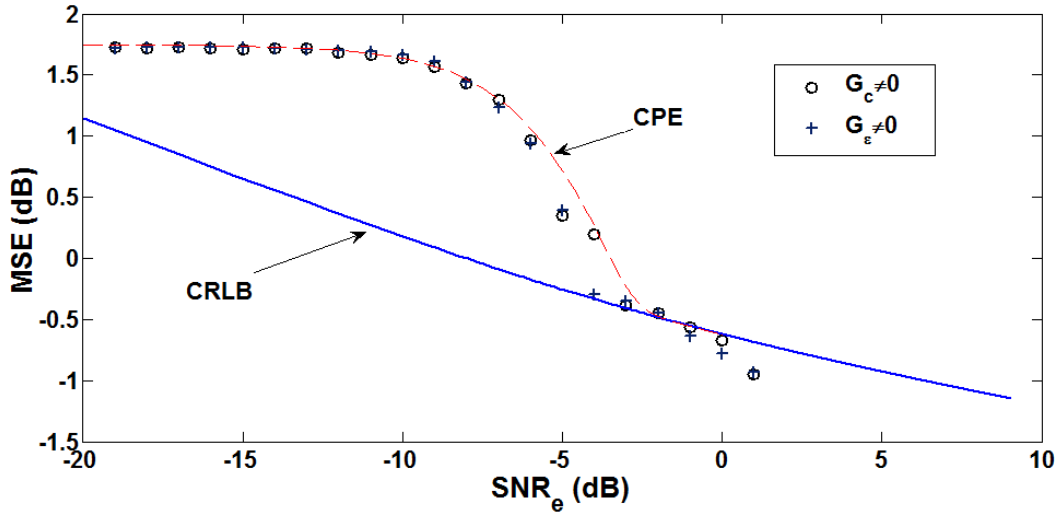


图 5.10  $G_c$  和  $G_e$  不同时定位误差 MSE 随等效信噪比变化的仿真结果

为测试在式 (5.46) 中忽略  $G_{sr}B$  项的合理性, 以下分别在低 SNR 和高 SNR 区域仿真定位误差 MSE 随带宽  $B$  的变化情况。仿真中  $B$  的变化范围为 500-3500Hz,  $SNR_e$  分别设为 -13dB 和 -1dB ( $SNR_{th} \sim -4dB$ )。仿真结果如图 5.11 所示。可以看到在两 SNR 区域, 仿真结果均与理论计算吻合, 说明式 (5.46) 中的近似对定位误差 MSE 估计的影响很小。

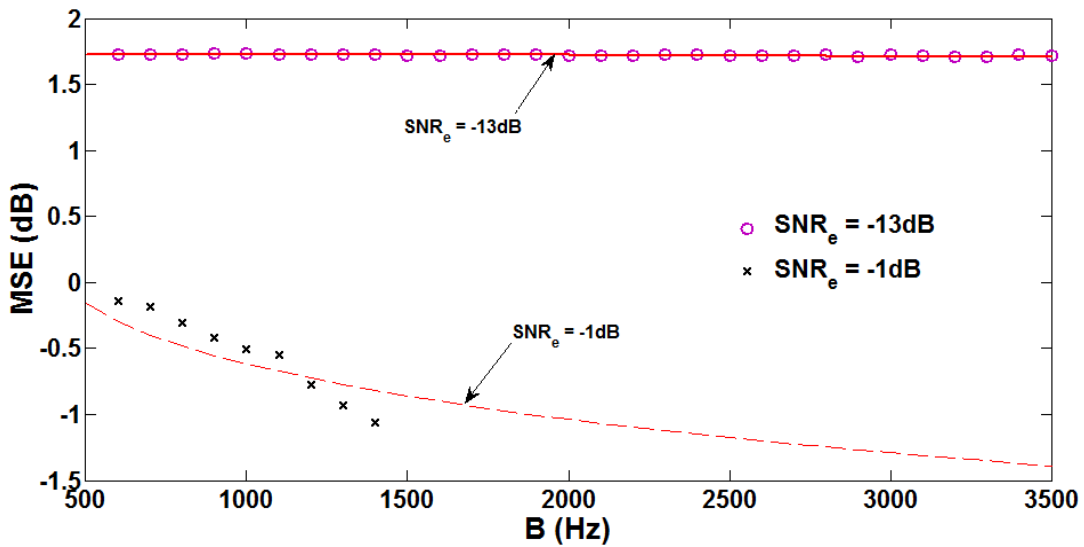


图 5.11  $G_c$  和  $G_e$  不同时定位误差 MSE 随带宽  $B$  变化的仿真结果

综上所述, 以上仿真结果验证了式 (5.47) 中各噪声项对定位误差 MSE 的贡献, 特别是验证了偏振态衰落引入的可见度噪声  $n_a(t)$  与相位噪声  $n_c(t)$  的贡献。同时以上结果说明式 (5.47)、(5.27) 及 (5.28) 可用于理论估计传感器的定位误差。

### 5.5.2 实验验证

以下通过在实验室环境搭建干涉型分布式振动传感器系统测试应用式 (5.48) 和式 (5.27) 估计定位误差 MSE 的效果。实验装置图如图 5.12 所示，实验室搭建的系统实物图如图 5.13(a)所示。

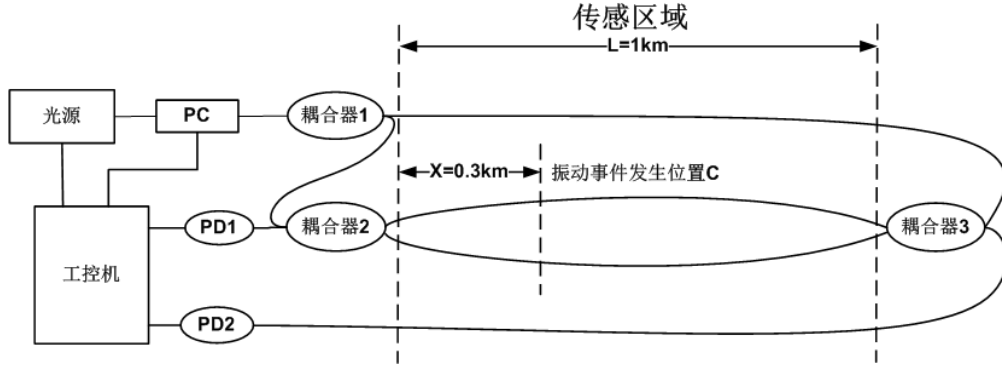


图 5.12 双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器实验装置图

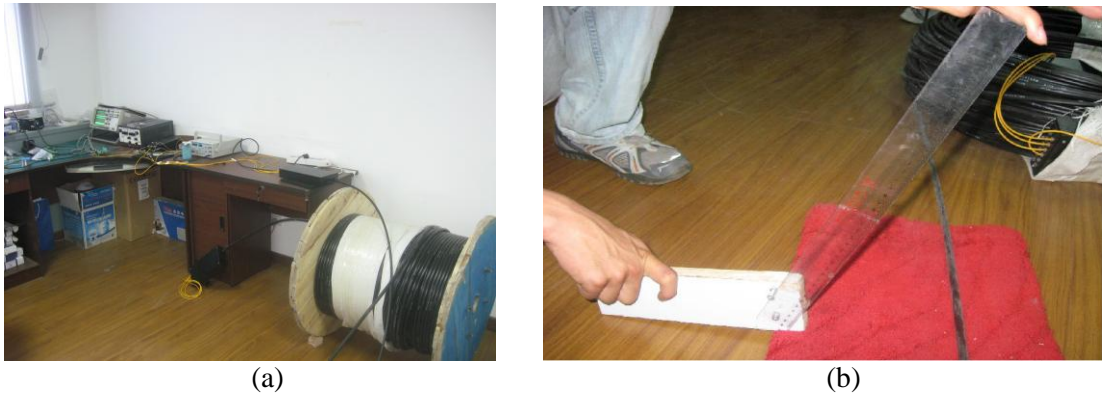


图 5.13 (a) 实验室搭建的双 M-Z 干涉型分布式振动传感器；(b) 振动事件模拟方法示意

图 5.12 中光源为分布式反馈激光器 (DFB Laser)，中心波长 1550nm，线宽约为 10MHz (相干长度约 30m)。光源输出光功率为 5mW，被耦合器 1 均分后经耦合器 2 和耦合器 3 分别从两端入射 M-Z 干涉仪。两路输出干涉信号分别利用光电探测器 PD1、PD2 (带宽 2GHz，约 1V 直流偏置) 接收，之后通过 DAQ 卡采样 (AD 转换) 进入工控机进行信号处理。为补偿偏振态衰落引入的两路干涉信号相位噪声均值差  $\Delta\eta_V$ ，实验中对干涉仪输入 SOP 进行动态偏振控制。在无振动事件时，对 DFB 光源进行 20Hz 的模拟调制，测量两路干涉信号的李萨如图。由于对光源引入调制等效于在测量光纤所有位置施加单频振动信号，因此两路干涉信号的时延差应为零，李萨如图应为一一直线。然而由于存在偏振态衰落，式(5.22)中的  $\Delta\eta_e \neq 0$ ， $D_\beta \neq 0$ ，两路干涉信号存在时延差，导致实际得到的李萨如图为一椭圆。现场测量得到的偏振补偿前李萨如图如图 5.14 中的蓝色线所示。



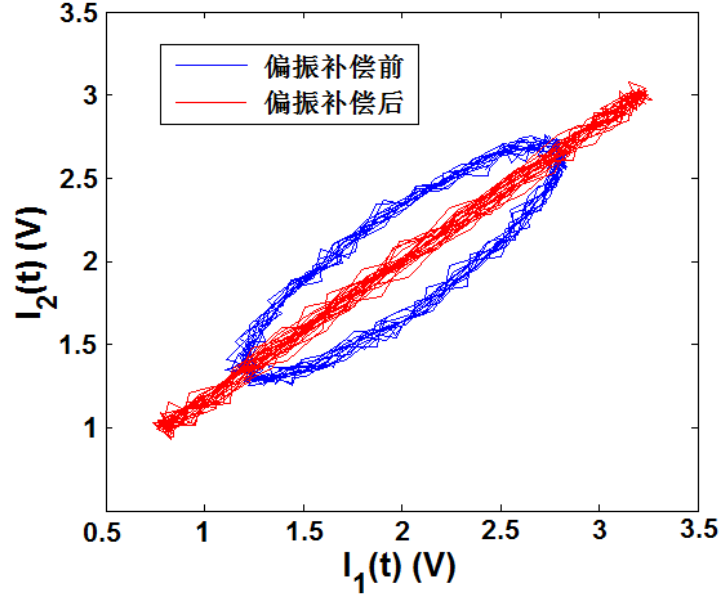


图 5.14 实验采集两路干涉信号偏振补偿前、后的李萨如图

利用测量得到的李萨如图可近似估算  $D_\beta$  的大小。首先在椭圆上随机选取两点  $[u_1, v_1]$ ,  $[u_2, v_2]$ , 之后利用下式估算  $D_\beta$  值:

$$D_\beta = \arccos \left\{ \frac{u_1^2 + v_1^2 - u_2^2 - v_2^2}{2[u_1 v_1 - u_2 v_2]} \right\} \quad (5.53)$$

通过调整偏振控制器 PC, 即调整式 (5.15) 中的  $T_{pc}$  项可减小  $D_\beta$ 。实验中偏振补偿流程为: 由上式实时估算  $D_\beta$ , 利用回归算法动态调整 PC 逐渐使  $D_\beta$  降低到零值附近; 当  $D_\beta$  低于一设定阈值时, 回归结束。图 5.14 中的红色线即为偏振补偿后的李萨如图, 可以看到其大致为一直线。同时发现当  $D_\beta$  得到补偿时, 信号可见度亦增加 (即李萨如图长轴长度增加), 说明调整  $T_{pc}$  可在降低  $\Delta\eta_\gamma$  的同时将可见度调整到 1 附近。偏振补偿后, 图 5.14 中红色线仍在一范围内波动, 这是由于存在无法补偿的  $n_a(t)$  和  $n_c(t)$  以及存在  $n_c(t)$ 。由于偏振态衰落引入噪声的均值缓变, 实验中为避免 20Hz 调制影响传感器定位 (以准确验证 5.4 节估计方法), 在上述偏振补偿完毕并到达稳定后 (约 5s 时间), 停止 20Hz 调制进行测量。

实验中传感区域总长度为 1km ( $L=1\text{km}$ ), 传感光纤利用的是同一根铠装通信光缆内的 4 根光纤。振动事件由标准工程用尺以某一高度下落敲击在光缆上产生 (最大频率约 5kHz), 如图 5.13(b) 所示。振动事件发生位置距前端 0.3km ( $x=0.3\text{km}$ )。DAQ 采样频率为 1MHz ( $f_s=1\text{Mpoints/s}$ ), 此时振动事件引入的两路干涉信号时延真实值为 7pt。实验中利用光跳线对干涉仪进行臂长差匹配, 以去除相干相位噪声。共采集 8 组数据比较定位误差的测量值和理论估计值。采集得到的典型干涉信号如图 5.15 所示, 两黑色虚线间部分即为振动信号。可以看到振

动事件约持续 20K 个采样点，对应约 0.02s 的观测时间 ( $T \approx 0.02s$ )。采集到的干涉信号可见度约等于 1 (即  $\eta_a \approx 0$ )，并且观察振动事件部分放大图发现在观测时间  $T$  内信号可见度未发生明显变化，说明偏振补偿充分且稳定。

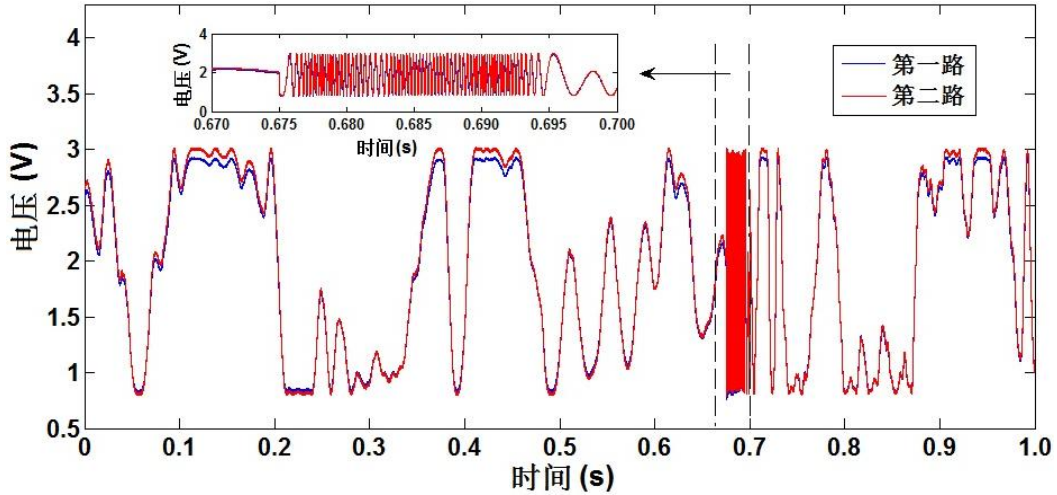


图 5.15 实验采集两路干涉信号波形及其振动事件部分放大

信号处理算法中首先去除干涉信号直流分量，并应用截止频率为 5kHz 的高通滤波器降噪。此时 5kHz 以上的  $n_c(t)$  被滤除，而 5kHz 以上的  $n_a(t)$  和  $n_e(t)$  依然存在。之后利用 FFT 计算两路信号互相关，通过寻找互相关函数最大值确定时延估计值，计算定位结果。每组数据的定位误差测量值通过计算时延估计值与真实值的绝对差值 ( $|\hat{D} - D|$ ) 得到。计算每组数据的定位误差理论值时，带宽  $B$  通过对信号进行 Welch 法功率谱估计得到<sup>[113]</sup>，观测时间  $T$  利用小波分析方法寻找振动信号起始与结束位置得到 (参见图 5.3)， $SNR_e$  利用式 (5.48) 估计。每组  $MSE_{pt}$  通过式 (5.52) 将其单位转化 dB。图 5.16 比较了 8 组数据的定位误差测量值 (蓝色实线连接的“ $\Delta$ ”) 与理论估计值 (红色虚线连接的“O”)。可以看到实验测量值与理论估计值的变化趋势十分吻合，其中 7 组数据的理论估计值小于实验测量值，说明式 (5.27) 决定了定位误差 MSE 的下界。实验测量值与理论估计值的差别来自于实际信号噪声功率谱非带限及带内非平坦特征 (即偏离 5.4.3 节假设 d)，亦来自于未补偿完全的相干相位噪声及偏振态衰落引入的可见度噪声和相位噪声均值。前已提及，定位误差 MSE 的理论下界只可在理想情况下达到 (已在 5.5.1 节中仿真验证)，因此实验测量的定位误差高于理论估计值。实验中第 1 组数据具有最大的  $SNR_e$  值，其定位误差接近定位精度，导致实验测量值低于理论估计。第 4 组数据测量值与理论估计值偏差最大 (约 1.2pt)，这是由于该组数据信号带宽最小，对噪声最敏感。



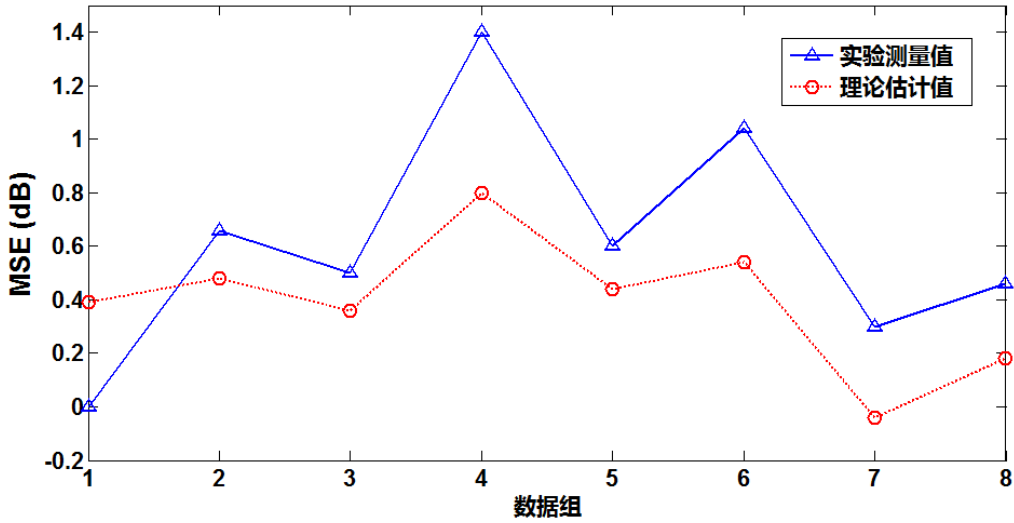


图 5.16 定位误差 MSE 实验测量值与理论估计值比较

为进一步验证式 (5.48)，图 5.17 显示了 8 组数据定位误差 MSE 随  $(1-\rho)/(B^3\rho)$  的变化情况进行线性拟合。其中黑色“x”为实验测量结果，红色虚线为线性拟合结果，拟合参数亦示于图中。其中  $(1-\rho)/(B^3\rho)$  通过乘以  $f_s^2$  被转化为与  $MSE_{pt}$  具有相同单位。可以看到测量结果具有很好的线性度 ( $R^2=0.9999$ )，拟合斜率  $C$  (拟合参数  $p1$ ) 约为 1.521，与理论值吻合 ( $C=[3/(4\pi^2T)]\approx 1.520$ )。

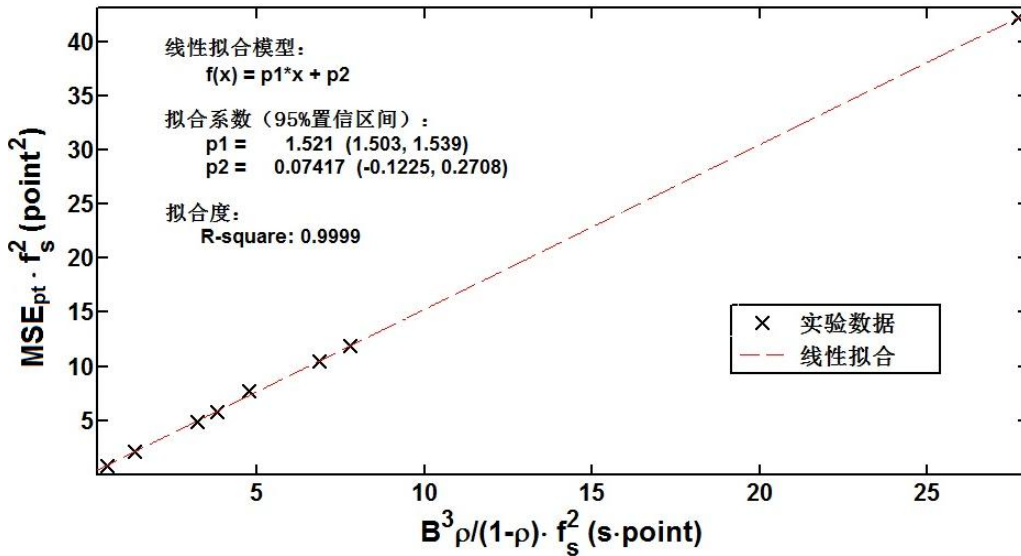


图 5.17 定位误差 MSE 随  $(1-\rho)/(B^3\rho)$  的变化情况及其线性拟合结果

## 5.6 本章小结

本章研究了光纤双折射引入的偏振态衰落噪声对双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器定位误差 MSE 的影响。

首先结合传感器等效双折射模型，分析了光纤双折射引入的偏振态衰落可见

度噪声和相位噪声的特征，指出上述噪声均可表示为缓变均值部分与高频抖动部分的叠加。其中缓变均值部分可通过调整输入偏振态补偿，高频抖动部分无法补偿。

之后基于偏振补偿后的干涉信号噪声模型建立了互相关定位误差估计方法。理论分析指出定位误差  $MSE$  依干涉信号  $SNR$  大小分为两个阶段： $SNR > SNR_{th}$  时，定位误差  $MSE$  受  $CRLB$  界限制；在  $SNR < SNR_{th}$  时，定位误差  $MSE$  受  $CPE$  界限制。理论推导了偏振补偿后干涉信号等效信噪比表达式，指出了偏振态衰落噪声对定位误差的贡献：偏振态衰落引入可见度噪声均值直接影响等效信噪比高低；偏振态衰落引入可见度噪声功率对等效信噪比影响可忽略；偏振态衰落引入相位噪声功率与加性噪声功率对等效信噪比具有相同贡献。并进一步推导了等效信噪比与两路干涉信号互相关系数的关系。

最后通过数值仿真和实验验证了上述定位误差估计方法。仿真结果显示，除过渡区外，定位误差  $MSE$  符合理论分析中给出的  $CRLB$  及  $CPE$  界，等效信噪比表达式可用于理论估计传感器定位误差。实验结果显示，偏振补偿后，上述估计方法提供了定位误差  $MSE$  的紧界。由于实际采集干涉信号特征与理想假设有差别，定位误差测量值略高于理论估计值。

本章提出的定位误差估计方法指出了干涉信号观测时间、带宽以及等效信噪比与定位误差的定量关系，为进一步研究抑制偏振态衰落噪声的方法提供了理论依据，详见第6章。

## 第6章 功率谱重塑法抑制偏振态衰落对干涉型分布式振动传感器影响研究

### 6.1 研究背景

由 5.5.2 节的实验结果可以看到, 对于带宽约为 5kHz 的振动信号, 即使应用动态偏振控制补偿了偏振态衰落引入相位噪声的均值, 偏振态衰落引入的高频噪声 (以及未滤除的加性噪声) 仍导致干涉型分布式振动传感器存在约 1.5dB (2pt) 的定位误差。根据第 5 章的分析, 传感器定位误差由干涉信号  $SNR_e$  和带宽-观测时间乘积 (BT) 共同决定。当  $SNR_e < SNR_{th}$  时, 定位误差随  $SNR_e$  降低而显著增加, 此范围内  $SNR_e$  是主导因素; 当  $SNR_e > SNR_{th}$  时, BT 值是主导因素, BT 值足够大才可得到精确的定位结果。一般来说, BT 值需大于 100<sup>[107]</sup>。然而在实际应用中, 外界环境会限制 BT 值。例如在海底光缆安全监测以及基于地理的周界防范应用中, 海床和海缆的低谐振频率以及大地对振动信号的滤波和衰减作用导致接收干涉信号本征具有小 BT 值。此时 BT 值远小于 100, 传感器对偏振态衰落引入噪声更加敏感。虽然应用降噪滤波器可在一定程度上抑制噪声, 但偏振态衰落引入噪声位于相位项且随外界环境变化, 很难完全滤除。因此在上述应用中干涉信号的小 BT 值成为限制传感器定位误差进一步降低的瓶颈, 需要寻找方法有效抑制偏振态衰落噪声的影响。

对干涉型光纤传感器, 目前已报导众多抑制偏振态衰落影响的方法。除第 5 章提到的动态偏振控制<sup>[114]</sup>外, 还存在偏振分集接收<sup>[47]</sup>、输入偏振态扰偏<sup>[29]</sup>、使用保偏光纤等方法。偏振分集接收法应用多个偏振片将输出干涉信号分解到不同偏振态, 之后将各偏振态上的投影求和得到分集接收信号, 如此可将偏振态衰落引起的信噪比降低控制在 6dB 以内<sup>[47]</sup>。然而该系统对每路干涉输出需使用至少 3 个探测器, 会显著提高系统复杂度, 同时由于偏振分集接收系统不包含滤波功能, 其只可消除偏振态衰落引起的干涉信号强度低频变化, 对高频噪声无抑制作用。文献[29]提出的干涉仪输入光偏振态扰偏的方法可在平均意义下抑制偏振态衰落的影响, 但动态扰偏操作等效于在干涉信号中引入高频相位调制, 会显著降低振动信号的检测信噪比, 同时平均操作亦限制了系统可检测频率范围与响应时间, 因此不适用于振动传感应用。而应用保偏光纤和器件则成本过高, 且测量距离受限。

可以看到, 上述方法是通过改进传感器光学系统的输入、接收或传输环节达

到抑制偏振态衰落影响的目的。第5章的理论分析指出，除改进光学系统外，提高干涉信号的BT值亦可抑制偏振态衰落噪声的影响。此法无需改动传感器光学系统，实现简单灵活，是通过BT值的提高间接降低偏振态衰落噪声对 $SNR_e$ 的贡献。本章从信号处理的角度提出并验证可有效提高干涉信号带宽值的功率谱重塑法。

## 6.2 功率谱重塑法抑制偏振态衰落噪声的原理

5.4节的理论分析针对宽带低通信号（带宽约为几kHz）。对于BT值较小的干涉信号，需作为带通信号处理，其功率谱可表示为：

$$G_{ss}(f) = \begin{cases} G_s, f \in [f_0 - \frac{B}{2}, f_0 + \frac{B}{2}] \\ 0, \text{others} \end{cases} \quad (6.1a)$$

$$G_{nn}(f) = \begin{cases} G_n, f \in [f_0 - \frac{B}{2}, f_0 + \frac{B}{2}] \\ 0, \text{others} \end{cases} \quad (6.1b)$$

其中 $f_0$ 为干涉信号功率谱的中心频率， $B$ 为带宽。对于带通信号，根据互相关时延估计理论，当 $SNR_e > SNR_{th}$ 时，时延估计MSE服从的CRLB界与式(5.27)类似，可写为：

$$\begin{aligned} MSE_{CRLB} &= \frac{3}{8\pi^2} \cdot \frac{1+2SNR_e}{SNR_e^2} \cdot \frac{1}{T(f_{\max}^3 - f_{\min}^3)} \\ &= \frac{3}{8\pi^2} \cdot \frac{1+2SNR_e}{SNR_e^2} \cdot \frac{1}{TB(f_{\max}^2 + f_{\min}^2 + f_{\max}f_{\min})} \end{aligned} \quad (6.2)$$

其中 $f_{\min}$ 与 $f_{\max}$ 分别表示信号功率谱的低频与高频截止频率，即 $B=f_{\max}-f_{\min}$ ， $T$ 为观测时间， $SNR_e$ 为式(5.47)与式(5.48)表示的干涉信号等效信噪比。当 $SNR_e < SNR_{th}$ 时，时延估计MSE由CPE界给定，如式(5.28)所示。带通信号情况下的信噪比阈值 $SNR_{th}$ 由下式给定<sup>[115]</sup>：

$$SNR_{th} = \frac{6}{\pi^2 BT} \cdot \left(\frac{f_0}{B}\right)^2 \cdot \left[\phi^{-1}\left(\frac{B^2}{24f_0^2}\right)\right]^2 \quad (6.3)$$

其中 $\phi^{-1}()$ 表示高斯分布函数的反函数。

由式(6.2)可以看到，在高SNR区域，当 $f_{\max}$ 远大于 $f_{\min}$ 时，定位误差MSE随带宽 $B$ 的增加而立方降低。图6.1显示了不同的带宽 $B$ 下定位误差MSE随 $SNR_e$ 变化的仿真结果（ $T=0.05s$ ）。可以看到，当 $B$ 从1kHz提高到4kHz时，CRLB界和CPE界均降低，其中CRLB界降低约11dB。图6.2显示了式(6.3)给出的 $SNR_{th}$

随  $B$  的变化情况，可以看到  $SNR_{th}$  随  $B$  的增加而降低，说明互相关时延估计算法随  $B$  的增加对偏振态衰落噪声更鲁棒。可见提高干涉信号带宽  $B$  可有效降低定位误差  $MSE$ ，抑制偏振态衰落噪声的影响。

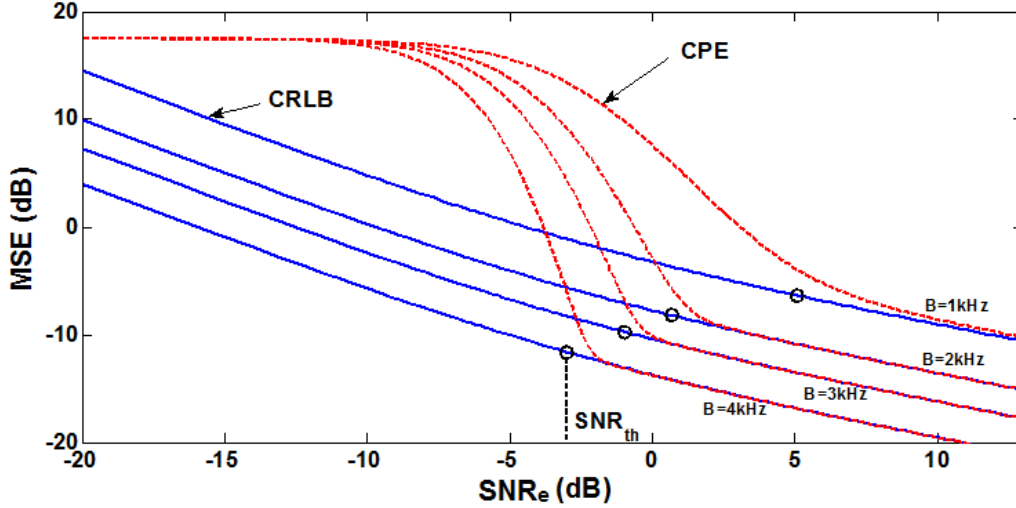


图 6.1 带宽  $B$  不同时定位误差  $MSE$  随  $SNR_e$  变化的仿真结果

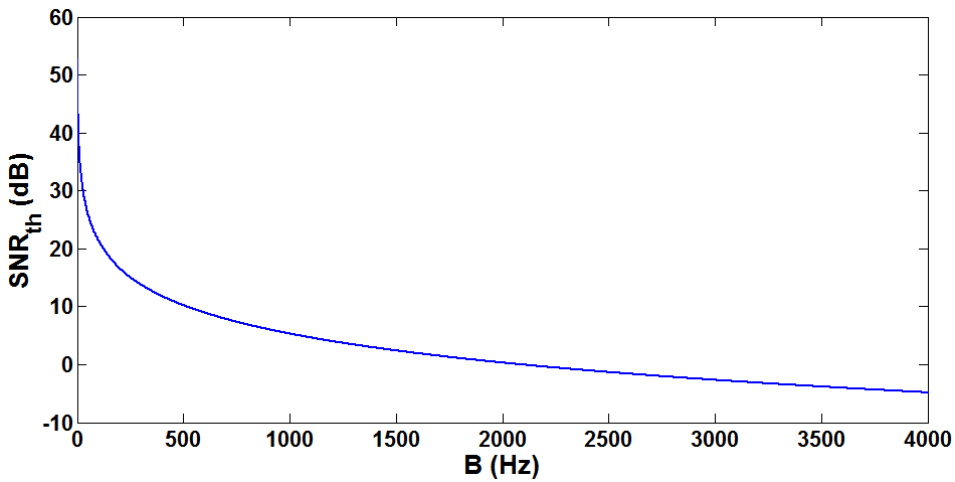


图 6.2  $SNR_{th}$  随带宽  $B$  变化的仿真结果

为提高带宽  $B$ ，我们对干涉信号进行功率谱重塑，具体方法为：应用一高通滤波器，令其截止频率  $f_{cut} > f_{max}$ 。此时原始干涉信号会同时出现两个效应：

- 1) 原始信号的低频主瓣被高通滤波器衰减至与其高频成分幅度近似相同，导致带宽  $B$  增加；
- 2) 原始信号低频主瓣被衰减，导致干涉信号  $SNR_e$  单调下降。

定位误差  $MSE$  的变化由上述两个效应共同决定。由式 (6.2) 可以看到，在高  $SNR$  区域，定位误差  $MSE$  与  $SNR_e$  呈反比， $SNR_e$  的贡献较  $B$  低两阶。因此，只要应用高通滤波器时保证  $SNR_e > SNR_{th}$ （即保证定位误差服从  $CRLB$  界），即可实

现定位误差 MSE 的降低。上述条件可表示为：

$$SNR_e(f_{cut}) \geq SNR_{th}(f_{cut}) \quad (6.4)$$

式 (6.4) 提供了高通滤波器截止频率  $f_{cut}$  的有效区间。图 6.3 示意了上述区间。在此区间内， $B$  的增加（而非  $SNR_e$  的降低）主导定位误差 MSE 的变化。值得注意的是，图 6.3 仅表示了  $SNR_e$  和  $SNR_{th}$  随  $f_{cut}$  的变化趋势。两曲线的具体变化形式与实际信号功率谱特征有关，无法通过数值仿真得到，只能实验测量。实际采集的干涉信号功率谱特征会限制  $B$  的提高范围以及  $B$  与  $SNR_e$  随  $f_{cut}$  的变化速率。因此，式 (6.4) 仅提供了  $f_{cut}$  的理论有效区间。

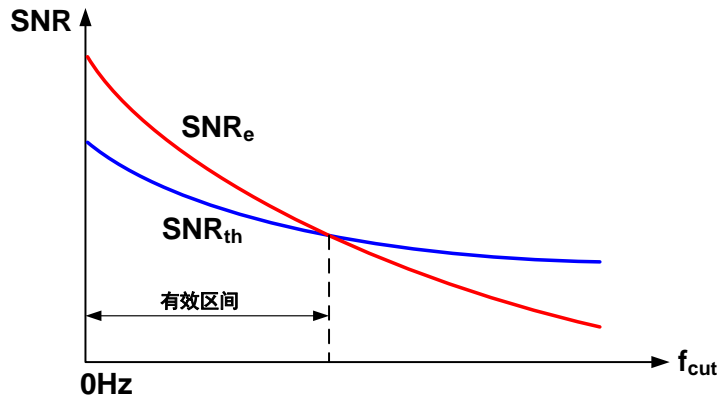


图 6.3  $SNR_e$  与  $SNR_{th}$  随  $f_{cut}$  的变化趋势及  $f_{cut}$  有效区间示意图

为最大化展宽信号功率谱，需要针对信号的功率谱特征选择高通滤波器类型，以提供合适的衰减率及通带、阻带波动。现场试验中所应用的高通滤波器为巴特沃斯型。N 阶巴特沃斯型高通滤波器的传递函数为：

$$H_n(f) = \frac{H_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f_{cut}}{f}\right)^{2n}}} \quad (6.5)$$

其中  $H_0$  为滤波器在无穷大频率处的增益。图 6.4 仿真了 1~5 阶巴特沃斯型高通滤波器传递函数，截止频率设为 800Hz ( $f_{cut}=800\text{Hz}$ )。可以看到，滤波器阶数越高，衰减率越高。以下将在 6.4.2 节中利用现场试验结果详细分析功率谱重塑法效果与高通滤波器类型的关系。

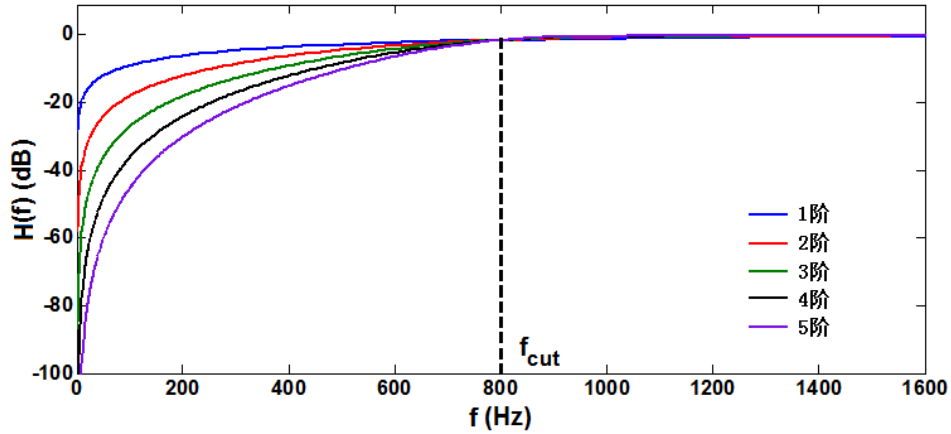


图 6.4 1~5 阶巴特沃斯型高通滤波器传递函数仿真结果 ( $f_{\text{cut}} = 800\text{Hz}$ )

### 6.3 功率谱重塑法的现场试验验证

以下通过现场试验测试功率谱重塑法。试验装置图如图 6.5 所示。现场试验在中国浙江省两海岛间的海底光缆上进行。海底光缆中的 4 条闲置光纤用于构成分布式振动传感器。光缆长度为 3km，振动信号由潜水员脚踏在海缆上模拟。脚踏位置距前端单元约 300 米。系统采样率  $f_s$  为 1MHz。为保证仪器稳定性，试验系统前后端单元内的所有光学和电子设备均封装在不锈钢盒里。如图 6.6(a)(b)(c)所示。

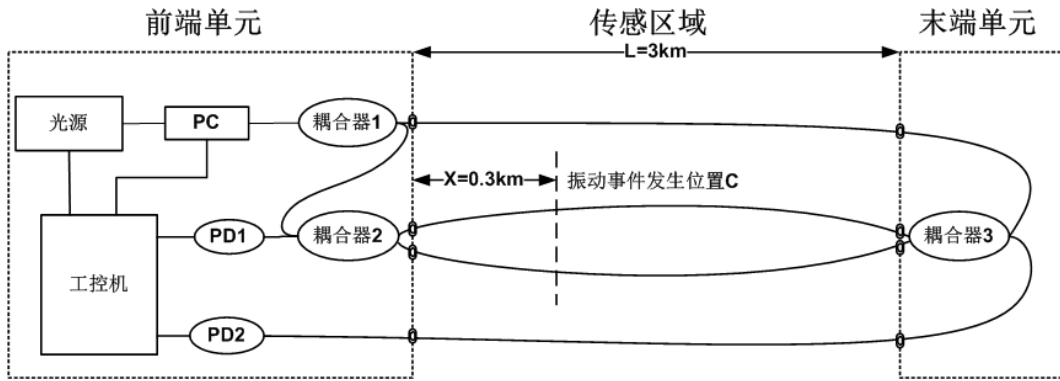


图 6.5 验证功率谱重塑法的双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器现场试验装置图

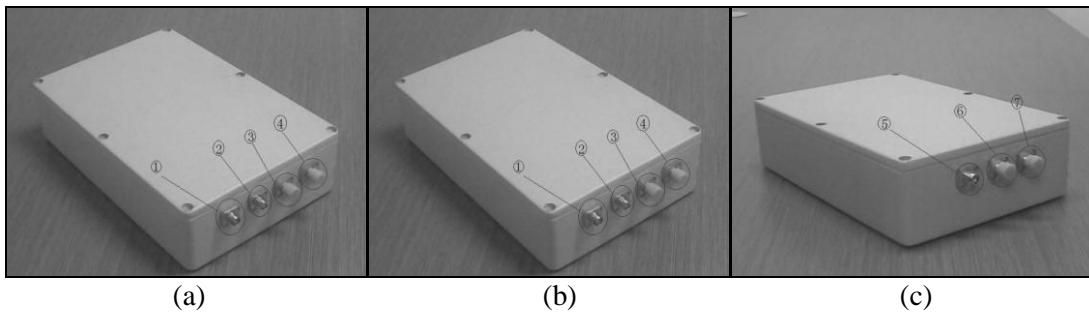


图 6.6 封装好的传感器前端和末端单元: (a) 前端单元前面板; (b) 前端单元后面板; (c) 末端单元

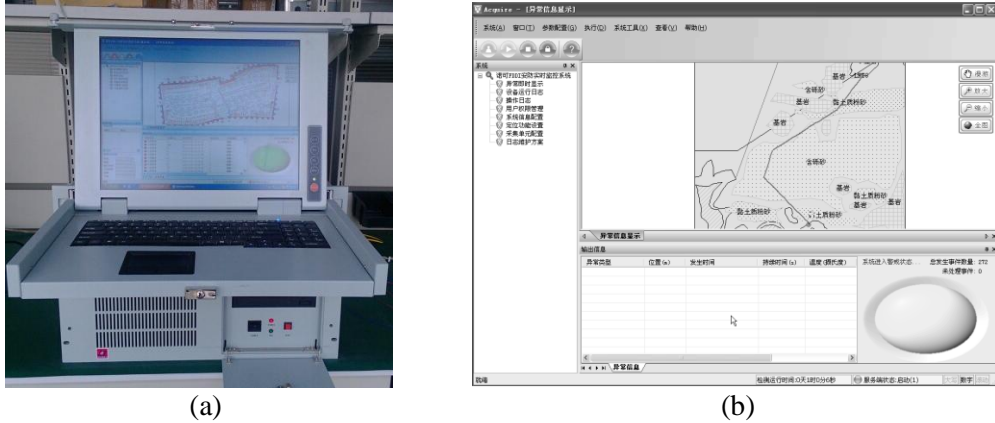


图 6.7 现场试验系统 (a) 主机箱; (b) 软件控制界面

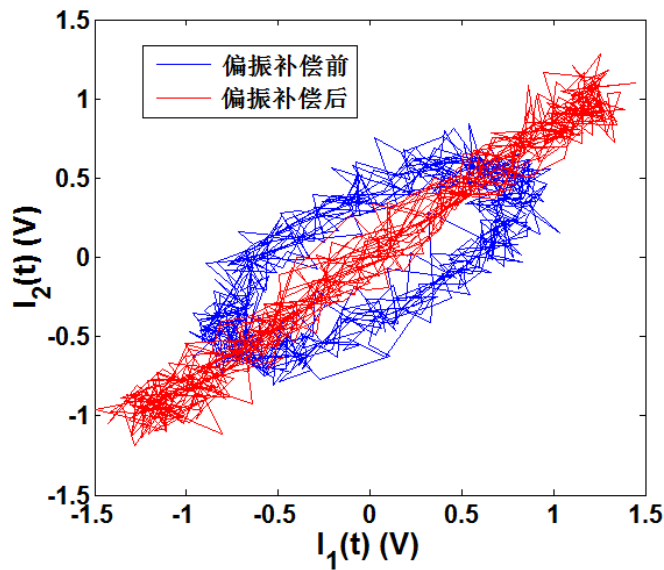


图 6.8 现场试验采集两路干涉信号偏振补偿前、后的李萨如图

现场试验系统主机箱及软件控制界面如图 6.7(a)(b)所示。采集数据前利用 5.5.2 节中的方法进行动态偏振控制，将  $D_{\beta}$  值补偿至零附近。偏振补偿前后的两路干涉信号李萨如图如图 6.8 中的蓝色和红色线所示。

现场采集得到的两路原始干涉信号如图 6.9 所示。两黑色虚线间的高频振荡部分即为振动信号。可以看到，由于海缆和海床的低谐振频率，振动信号持续时间短 ( $T \approx 0.05s$ )，且频率远低于图 5.15 中的情况。采集到的干涉信号可见度约等于 1 (即  $\eta_a \approx 0$ )，且观察振动事件部分放大图发现在观测时间  $T$  内信号可见度未发生明显变化，说明偏振补偿充分且稳定。



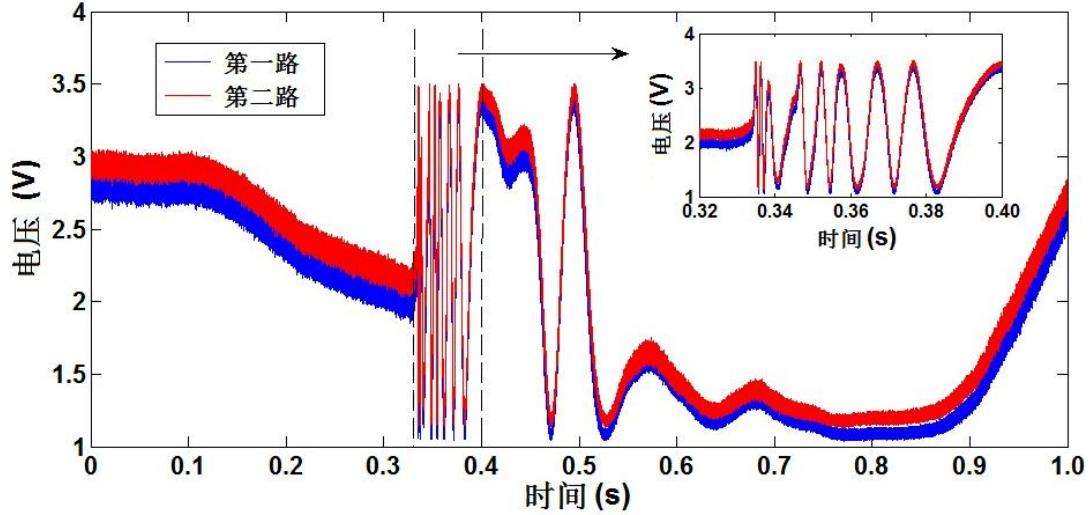


图 6.9 现场试验采集的两路干涉信号波形及其振动事件部分放大

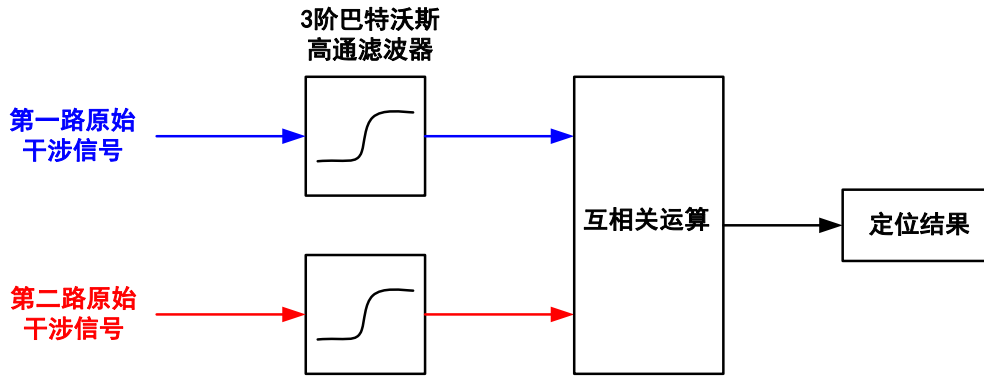


图 6.10 现场试验信号处理算法流程图

原始干涉信号的功率谱如图 6.11(a)所示，其中心频率  $f_0$  和 3dB 带宽  $B$  分别为 120Hz 和 140Hz。此时， $BT \approx 7$ ，较所需数值（100）小两个数量级。可以看到在原始干涉信号功率谱的高频部分存在频谱分量，其幅度较低频主瓣低约 30dB。这些高频成分由振动信号突变以及低频主瓣的谐波分量所致，可用于功率谱重塑法增加带宽。对原始干涉信号的信号处理流程如图 6.10 所示。实验中应用 3 阶巴特沃斯型高通滤波器进行功率谱重塑，此滤波器在通带内平坦且具有合适的衰减率（18dB/octave）。

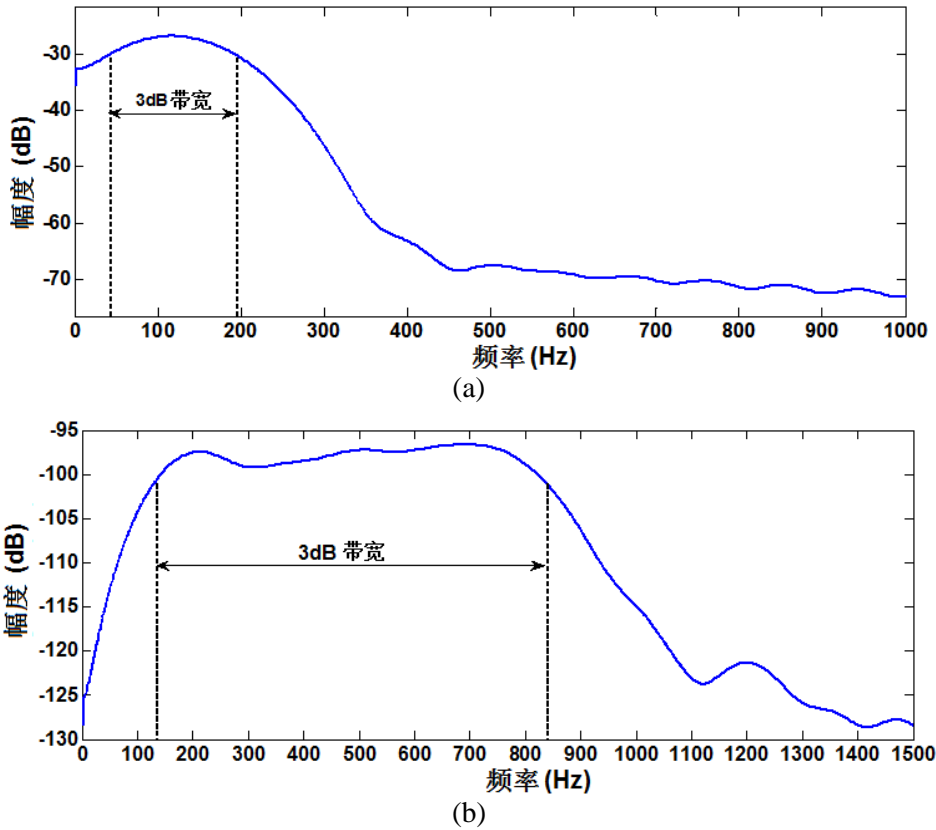


图 6.11 (a) 现场试验采集原始干涉信号与 (b) 经功率谱重塑后的干涉信号功率谱

为确定  $f_{\text{cut}}$  的有效区间及最优  $f_{\text{cut}}$ , 令  $f_{\text{cut}}$  由 100Hz 变化至 1500Hz, 步长为 100Hz, 并计算各情况下的定位误差 MSE。测量结果如图 6.12(a)所示。 $f_{\text{cut}}=0\text{Hz}$  对应不使用高通滤波器直接进行互相关运算的情况。为便于比较, 图 6.12(b)与(c)中分别显示了  $\text{SNR}_e$  与  $B$  随  $f_{\text{cut}}$  的变化情况, 其中  $B$  由 Welch 法功率谱估计得到,  $\text{SNR}_e$  利用式 (5.48) 计算。可以看到, 定位误差 MSE 随  $f_{\text{cut}}$  的变化可分为三个阶段:

1) 当  $f_{\text{cut}}$  从 100Hz 变化到 300Hz 时, 定位误差 MSE 较直接进行互相关运算 ( $f_{\text{cut}}=0\text{Hz}$ ) 时大。这是由于在此范围内,  $\text{SNR}_e$  降低较大且  $B$  增加较小。 $\text{SNR}_e$  的快速降低主要源于在互相关系数  $\rho(D)=1$  附近,  $\text{SNR}_e$  随  $\rho(D)$  降低而迅速减小 (见图 5.5);  $B$  增加很小主要源于  $f_{\text{cut}}$  在此范围内很接近  $f_0$ , 信号主瓣衰减不明显。

2) 当  $f_{\text{cut}}$  大于 400Hz 时,  $B$  开始显著增加, 此时定位误差 MSE 开始较直接互相关运算时小, 并持续降低。最佳  $f_{\text{cut}}$  出现在 800Hz 处, 此时定位误差 MSE 最小 (10.1dB)。图 6.11(b)显示了  $f_{\text{cut}}=800\text{Hz}$  时重塑后的信号功率谱。比较图 6.11(a)与(b)可以看到, 由于信号低频主瓣得到衰减, 带宽  $B$  明显增加。根据图 6.12,  $f_{\text{cut}}=800\text{Hz}$  时  $B$  增加约 560Hz,  $\text{SNR}_e$  降低约 16.7dB, 定位误差 MSE 降低约 2.53dB, 该值与利用式 (6.2) 计算的理论估计值吻合 (2.58dB)。由于  $f_{\text{cut}}$  在 400Hz~800Hz 范围内变化时, 定位误差 MSE 降低且较  $f_{\text{cut}}=0\text{Hz}$  时小, 因此该范围为此类型事件

的  $f_{cut}$  有效区间。

3) 若继续增加  $f_{cut}$ ，由于信号功率谱在 1100Hz 附近存在波谷（见图 6.11b），限制了  $B$  的进一步增加，因此从  $f_{cut}=900\text{Hz}$  开始  $B$  增加出现饱和（见图 6.12c）， $\text{SNR}_e$  降低成为定位误差  $\text{MSE}$  变化的主导因素，导致定位误差  $\text{MSE}$  增加。 $\text{SNR}_e$  降至  $\text{SNR}_{th}$  时对应的  $f_{cut}$  为 3kHz（见图 6.12a 插图），此时  $\text{SNR}_e$  约为 -7.64dB，与式 (3.3) 的理论计算吻合 (-6.50dB)。

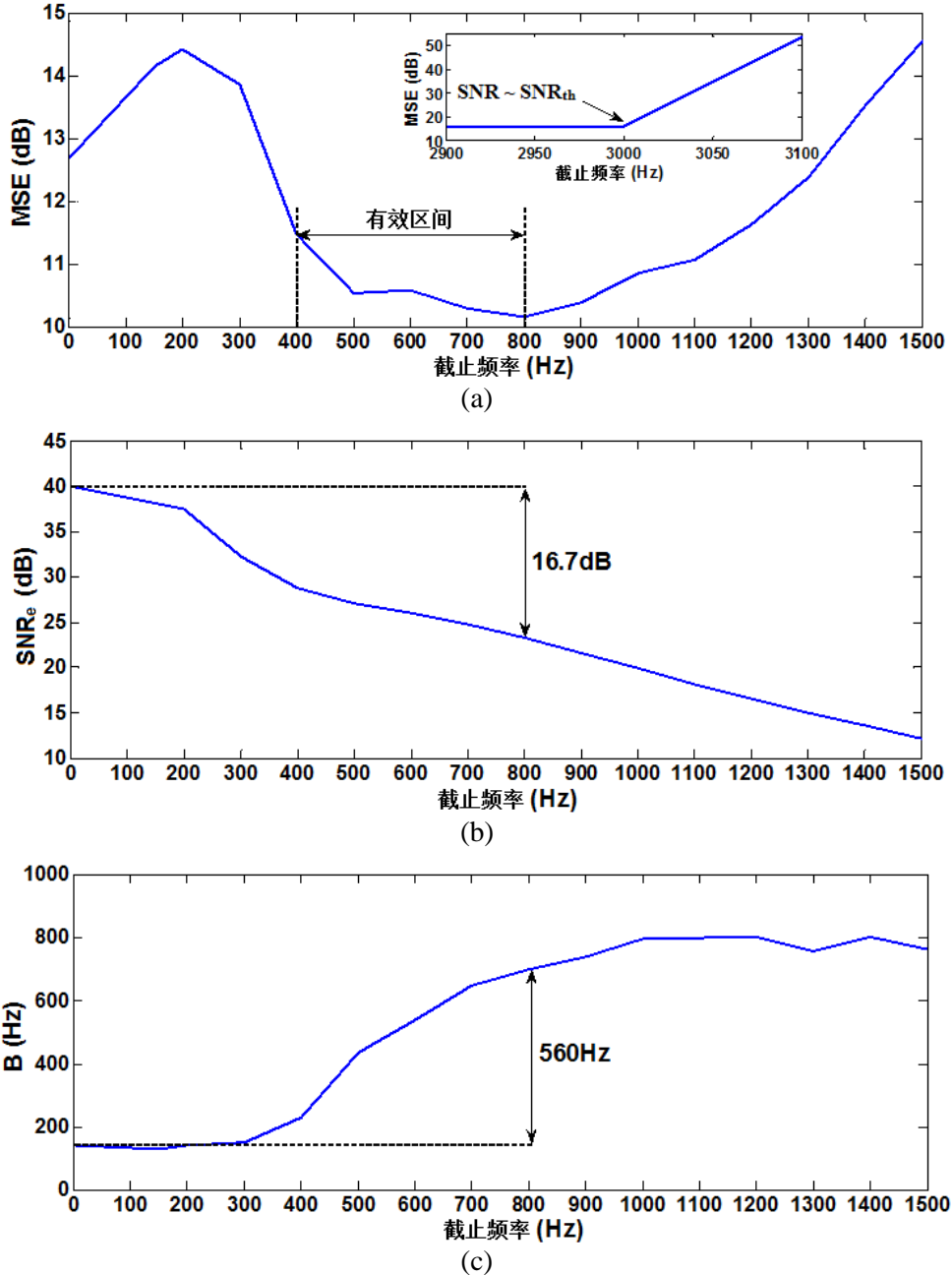


图 6.12 (a) 定位误差 MSE (b) 等效信噪比 (c) 带宽  $B$  随  $f_{cut}$  变化情况

由以上分析可以看到，定位误差  $\text{MSE}$  由  $\text{SNR}_e$  和  $B$  共同决定。应用高通滤波

器对原始信号进行功率谱重塑,可有效提高干涉信号带宽,进而抵消  $SNR_e$  降低的影响。根据第5章的分析,偏振态衰落噪声难以完全滤除,其对  $SNR_e$  的贡献始终存在,而功率谱重塑法提供了通过增加信号带宽间接抑制偏振态衰落噪声影响的方法。现场试验结果指出,只要合理选择高通滤波器的截止频率  $f_{cut}$  使其落在有效区间内,则可保证  $B$  增加的贡献大于  $SNR_e$  降低的影响,使定位误差  $MSE$  降低。同时,现场试验结果指出  $f_{cut}$  有效区间及其最优值主要由信号功率谱特征决定。

## 6.4 功率谱重塑法现场试验结果讨论

### 6.4.1 截止频率选取的可重复性测试

对相同类型振动事件,功率谱重塑法应对应相同的截止频率  $f_{cut}$ 。以下利用现场试验测试该方法选取截止频率的可重复性。现场试验中,潜水员以近似相等的力量和速度踏在海底光缆的同一位置并重复5次,以模拟相同类型的振动事件。采集到的干涉信号以图6.10的流程进行信号处理。图6.13显示了各组数据定位误差  $MSE$  随  $f_{cut}$  的变化情况。各组数据的最优  $f_{cut}$  及其对应的定位误差  $MSE$  降低值总结于表6.1。可以看到,5组数据定位误差  $MSE$  随  $f_{cut}$  的变化趋势相同,且最优  $f_{cut}$  均落在  $500\text{Hz}\sim 800\text{Hz}$  范围内,说明功率谱重塑法具有良好的可重复性。对此类振动事件测量得到的定位误差  $MSE$  最大降低值为  $7\text{dB}$  (第1组数据)。实际应用中,对此类振动事件可固定选择一截止频率作为  $f_{cut}$  的经验值(如选取  $f_{cut}=600\text{Hz}$ ),以省略图6.12的扫描过程,确保传感器对振动事件的实时定位。

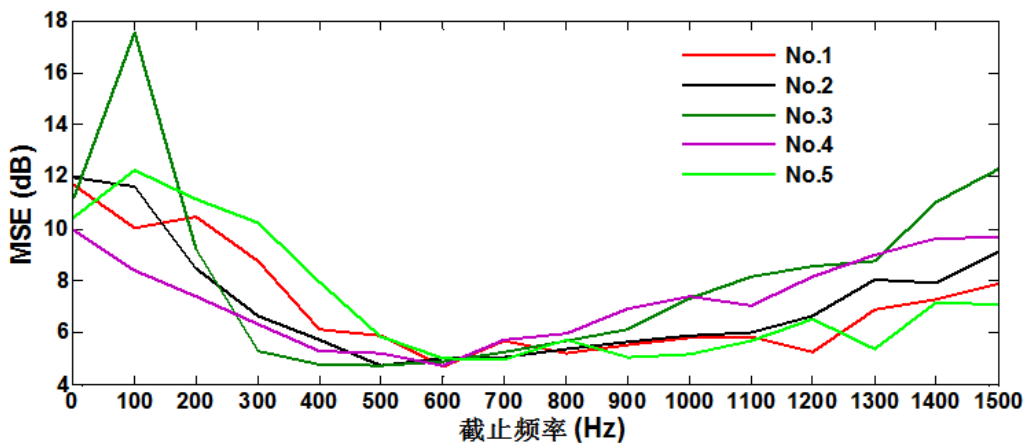


图 6.13 功率谱重塑法可重复性测试

表 6.1 5 组数据应用功率谱重塑法时的最优  $f_{\text{cut}}$  及定位误差 MSE 降低值总结

No.	最优 $f_{\text{cut}}$ (Hz)	定位误差 MSE 降低值 (dB, 在最优 $f_{\text{cut}}$ 处)
1	600	7.00
2	500	6.98
3	500	6.41
4	600	5.29
5	700	5.42

#### 6.4.2 应用不同类型高通滤波器的结果比较

由于不同类型高通滤波器的衰减率以及通带、阻带波动参数不同，其应用于功率谱重塑法时会引起不同的低频主瓣衰减量与衰减速度，改变重塑后功率谱特征，进而影响偏振态衰落噪声的抑制效果。以下利用同一组原始干涉信号，比较应用不同类型高通滤波器时的定位误差 MSE 降低值。测试结果总结于表 6.2。测试中使用的原始干涉信号与 6.3 节相同。为便于比较，表中亦列出各类高通滤波器的衰减率及通带、阻带波动参数值。

表 6.2 应用不同类型高通滤波器时的最优  $f_{\text{cut}}$  及定位误差 MSE 的降低值总结

高通滤波器 类型	衰减率 (dB/octave)	通带/阻带波 动 (dB/dB)	最优 $f_{\text{cut}}$ (Hz)	定位误差 MSE 降低 (dB, 在最优 $f_{\text{cut}}$ 处)
1 阶巴特沃斯型	6	0/0	1000	1.54
2 阶巴特沃斯型	12	0/0	800	2.49
3 阶巴特沃斯型	18	0/0	800	2.53
4 阶巴特沃斯型	24	0/0	800	2.49
5 阶巴特沃斯型	30	0/0	900	2.39
3 阶切比雪夫 I 型	28.9	0.5/0	800	1.87
3 阶切比雪夫 II 型	25.1	0/0.5	900	1.80
3 阶椭圆函数型	40	0.5/0.5	900	1.71

可以看到，定位误差 MSE 随滤波器类型变化。滤波器衰减率的选择与信号功率谱高频分量与低频主瓣的幅度比以及高频分量的频率位置有关。过低的衰减率（如 1 阶和 2 阶巴特沃斯型滤波器）导致低频主瓣的衰减量不够，实现相同带宽  $B$  增加量所需的  $f_{\text{cut}}$  升高，而此时  $\text{SNR}_e$  的降低量亦增加，导致定位误差 MSE 降低值减小。而过高的衰减率（如 4 阶、5 阶巴特沃斯型以及椭圆函数型滤波器）导致低频主瓣的过分衰减，进而限制  $B$  的增加量。滤波器的通带和阻带波动亦会影响  $B$  的增加

量，试验结果指出阻带波动对  $B$  增加量的影响更大（比较 3 阶切比雪夫 I 型与 II 型滤波器）。可以看到，3 阶巴特沃斯型高通滤波器可提供最大的定位误差 MSE 降低值，说明此类滤波器与现场试验中的振动事件功率谱最为匹配。尽管如此，表 6.2 的结果显示，应用不同类型高通滤波器时定位误差 MSE 降低值的差别小于 1dB，说明对于同类振动事件可固定选择一类高通滤波器作为经验值。

### 6.4.3 应用于不同带宽干涉信号的结果比较

以上研究了 BT 值较小时功率谱重塑法抑制偏振态衰落噪声的效果。比较图 5.16 与图 6.12 中的结果发现，由于通信光缆上采集的振动信号 BT 值大于海底光缆上采集的振动信号（主要原因是带宽  $B$  大），前者的定位误差 MSE 远小于后者。因此可以推测，功率谱重塑法应用于带宽不同的干涉信号上时效果应有所差异。以下选取 6 组不同带宽的干涉信号（在不同类型的光缆上采集得到）测试功率谱重塑法的效果。带宽  $B$  在 120Hz~5kHz 范围内变化。测试时分别对 6 组数据应用功率谱重塑法，通过扫描  $f_{\text{cut}}$  确定最优  $f_{\text{cut}}$  处的定位误差 MSE 降低绝对值与相对值。其中绝对值为最优  $f_{\text{cut}}$  与  $f_{\text{cut}}=0$  时定位误差 MSE 的差，相对值为绝对值与  $f_{\text{cut}}=0$  时定位误差 MSE 的百分比。测量结果如图 6.14 所示。可以看到，功率谱重塑法带来的定位误差 MSE 降低绝对值随干涉信号带宽的增加而降低，而相对值则基本保持在 30% 附近变化。上述结果说明功率谱重塑法应用于不同带宽的干涉信号均可有效降低定位误差 MSE，抑制偏振态衰落噪声的影响。

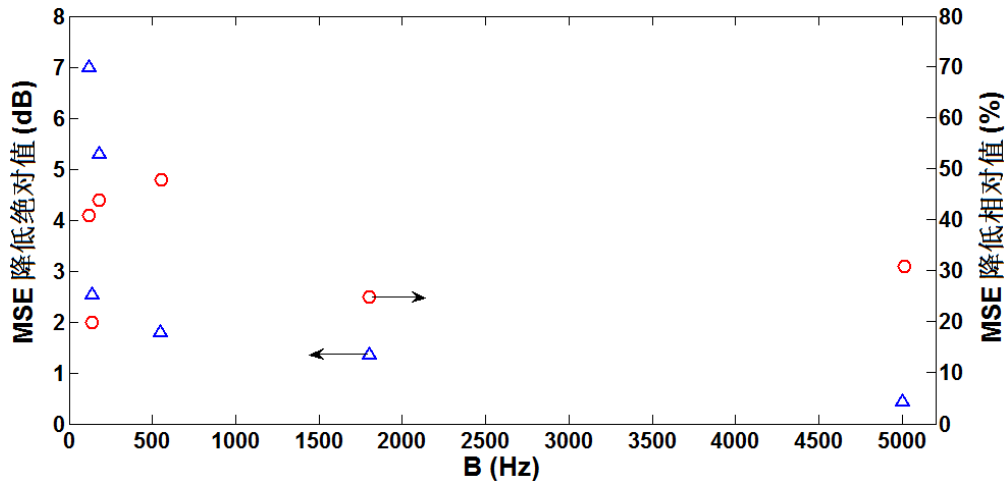


图 6.14 功率谱重塑法应用于不同带宽干涉信号时定位误差 MSE 降低绝对值与相对值

## 6.5 本章小结

本章基于第5章的理论分析,提出并验证了可抑制偏振态衰落噪声影响的功率谱重塑法。该方法从信号处理角度出发,在进行互相关时延估计运算前应用高通滤波器提高信号带宽,间接抑制偏振态衰落噪声对等效信噪比的贡献,降低传感器定位误差。理论分析指出需合理选择高通滤波器的截止频率使其落在有效区间,保证带宽增加的贡献大于等效信噪比降低的影响。现场试验结果表明,该方法对于同类型振动事件具有很好的可重复性,在实际应用中可选取固定的高通滤波器类型及其截止频率作为经验值,确保传感器对振动事件的实时定位。该方法应用于不同带宽的干涉信号均可实现约30%的定位误差降低。由于该方法不改动传感器光学系统,不增加系统复杂度,实现简单灵活,因此具有很高的应用价值。

## 第7章 结论与展望

### 7.1 结论

本论文研究了光纤布里渊散射与干涉过程的偏振特性，并分析了该偏振特性在分布式光纤传感中的应用，包括：光纤双折射的分布式测量、光纤布里渊散射谱偏振关联性对分布式温度/应力传感器测量精度的影响以及偏振态衰落对干涉型分布式振动传感定位误差的影响。

首先研究了单模光纤布里渊散射谱的偏振特性，包括散射增益的空间演化以及散射线宽与频移的偏振关联性。基于波片模型建立了布里渊散射增益空间演化的理论模型；提出了单模光纤中布里渊散射线宽和频移具有偏振关联性，指出光纤双折射与声速非均匀性共同导致该偏振关联性：光纤双折射是导致该偏振关联性的主要原因，声速非均匀性放大了光纤双折射的贡献。通过定义散射谱非对称系数  $AF$  及曲线拟合散射频移  $\nu_B^{\text{eff}}$  定量研究散射线宽与频移的偏振关联性，并搭建 BOTDA 系统实验测量了其大小，测量结果显示在 SMF-28 光纤上  $AF$  和  $\nu_B^{\text{eff}}$  随探测光输入偏振态的变化量分别为 2% 和 0.06MHz。

之后结合布里渊散射增益空间演化模型与散射频移的偏振特性，提出了光纤双折射分布式测量新方法，即偏振平均短时傅里叶变换法与偏振搜索最大最小值法。上述方法可应用于含椭圆双折射单模光纤的双折射测量。数值仿真与实验测量结果显示，偏振平均短时傅里叶变换法可实现小于 8% 的光纤双折射均方根测量误差；偏振搜索最大最小值法可实现光纤双折射的相对值测量，其测得的双折射绝对值整体偏高。

之后基于光纤布里渊散射谱的偏振特性，研究了光纤双折射与声速非均匀性引起的布里渊散射谱偏振关联性对布里渊散射型分布式温度/应力传感器测量精度的影响。实验研究了在传感器中应用扰偏器对上述偏振关联性的抑制作用，结果显示应用扰偏器进行动态扰偏和平均可抑制布里渊散射线宽与频移的偏振关联性，但实际扰偏器的非理想会引入散射线宽与频移的测量不确定度，指出该测量不确定度决定了传感器对温度/应力测量的极限精度；实验对比了应用 SMF-28e+ 和 LEAF 作为传感光纤时传感器的测量精度，结果显示应用 SMF-28e+ 和 LEAF 光纤时的测量精度不同，且均大于 SMF-28 情况，并指出该结果来自于光纤双折射和声速的纵向非均匀性以及声光耦合面积的共同作用，同时发现在具有多峰布里渊散射谱的光纤中存在声波模式耦合现象；实验比较了 BOTDR 和 BOTDA 系统中布



里渊散射频移偏振关联性大小,结果显示在 2km SMF-28 光纤上自发布里渊散射频移的偏振关联性约为受激散射过程的 1/5,因此 BOTDR 系统理论可实现的温度/应力极限测量精度较 BOTDA 系统高。

最后研究了光纤双折射引入的偏振态衰落噪声对双 M-Z 干涉型光纤分布式振动传感器定位误差的影响。结合干涉仪结构的等效双折射模型,理论指出偏振态衰落引入的可见度噪声和相位噪声均可表示为缓变均值部分与高频抖动部分的叠加,并基于此提出了传感器定位误差的估计方法。该方法指出,传感器定位误差由干涉信号观测时间、带宽以及信噪比共同决定。理论推导了干涉信号的等效信噪比表达式,该表达式可指示出偏振态衰落噪声对传感器定位误差的贡献。数值仿真和实验结果表明,上述估计方法结合等效信噪比表达式可用于传感器定位误差的估计。基于上述理论分析,提出并验证了可抑制偏振态衰落噪声影响的功率谱重塑法。该方法可有效提高信号带宽,间接抑制偏振态衰落噪声对等效信噪比的贡献,降低传感器定位误差。现场试验结果表明该方法具有可重复性,可实现约 30%的定位误差降低。

## 7.2 展望

基于本文的上述结论,提出以下工作展望。

### 7.2.1 更精确的光纤双折射分布式测量方法研究

现阶段布里渊散射线宽与频移偏振关联性的理论模型尚缺乏数值仿真验证。这是由于光纤非均匀性具有随机性,光纤双折射与声速非均匀的真实变化情况难以获得。进一步工作可利用光波导的有限元分析软件求解不同边界条件下的布里渊散射谱,并结合光纤双折射的空间演化模型,寻找光纤布里渊散射谱与光纤非均匀性的关系,仿真实际光纤中散射谱各参量随光波偏振态的变化大小。基于此可进一步完善和研究基于布里渊散射频移与线宽的光纤双折射分布式测量方法,并研究光纤双折射的实时测量方法。

### 7.2.2 光纤双折射分布式测量系统与光纤干涉系统的结合方法研究

现阶段论文第一部分(即光纤布里渊散射过程的偏振问题)与第二部分(即光纤干涉仪中的偏振问题)内容尚缺乏联系。这是由于光纤中布里渊散射与干涉过程的偏振问题来自于工程实践中不同的传感应用,其所测量的物理量不同(分别为温度/应力、振动),同时布里渊散射过程与干涉过程的物理本质不同,研究问题时所应用的理论模型及实验装置差别很大。现阶段光纤领域的国际国内研究

尚不存在统一的物理概念将二者整合起来。在本论文的研究基础上，可对论文两部分研究内容的结合方法展开进一步探索，即研究基于布里渊散射的光纤双折射分布式测量系统与干涉型光纤分布式传感系统的结合方案，利用测得的光纤双折射分布信息，寻找干涉型传感器中受双折射影响较大的部分，并设计信号处理算法，探索可进一步抑制干涉型传感器偏振态衰落的新方法。

## 附录

A 计算矩阵  $T_p$  和  $T_r$  的迭代算法

应用图 A.1 中的简化波片模型说明计算矩阵  $T_p$  和  $T_r$  迭代算法的数学推导过程。

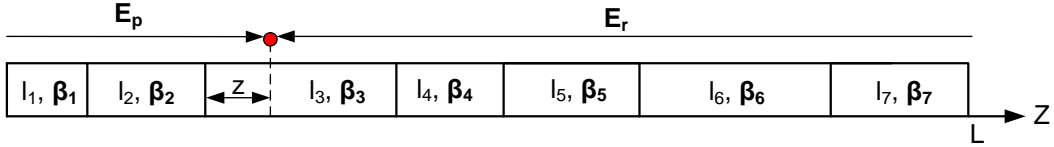


图 A.1 简化波片模型

假设泵浦光与探测光相遇在第 3 段光纤内，则有：

$$T_p(Z) = T_3(z)T_2(Z_2)T_1(Z_1) \quad (\text{A.1})$$

$$\bar{T}_r(Z) = \bar{T}_3(z)\bar{T}_4(Z_4)\bar{T}_5(Z_5)\bar{T}_6(Z_6)\bar{T}_7(Z_7) \quad (\text{A.2})$$

上述各矩阵均可表示为单位矩阵和泡利自旋矩阵的线性组合<sup>[20]</sup>，如：

$$T_1(Z_1) = A_1^0 + A_1 \cdot \sigma \quad (\text{A.3})$$

$$T_2(Z_2) = A_2^0 + A_2 \cdot \sigma \quad (\text{A.4})$$

二者乘积可表示为如下形式：

$$T_2(Z_2)T_1(Z_1) = A_{21}^0 + A_{21} \cdot \sigma \quad (\text{A.5})$$

其中  $A_{21}^0$  和  $A_{21}$  可如下迭代：

$$A_{21}^0 = A_2^0 A_1^0 + A_2 \cdot A_1 \quad (\text{A.6})$$

$$A_{21} = A_2^0 A_1 + A_1^0 A_2 + jA_2 \times A_1 \quad (\text{A.7})$$

若继续进行一次迭代，可得到：

$$T_3(Z_3)T_2(Z_2)T_1(Z_1) = [A_3^0 + A_3 \cdot \sigma][A_{21}^0 + A_{21} \cdot \sigma] = A_{321}^0 + A_{321} \cdot \sigma \quad (\text{A.8})$$

其中：

$$A_{321}^0 = A_3^0 A_{21}^0 + A_3 \cdot A_{21} \quad (\text{A.9})$$

$$A_{321} = A_3^0 A_{21} + A_{21}^0 A_3 + jA_3 \times A_{21} \quad (\text{A.10})$$

因此  $T_p(Z)$  可由上述迭代表示为：

$$T_p(Z) = A_p^0 + A_p \cdot \sigma \quad (\text{A.11})$$

同理， $T_r(Z)$ 可表示为：

$$\bar{T}_r(Z) = A_r^0 + A_r \cdot \sigma \quad (\text{A.12})$$

则二者乘积项可类似表示为：

$$[T_p(Z)]^\dagger \bar{T}_r(Z) = [A_p^{0*} + A_p^* \cdot \sigma] [A_r^0 + A_r \cdot \sigma] = A_{pr}^0 + A_{pr} \cdot \sigma \quad (\text{A.13})$$

其中：

$$A_{pr}^0 = A_p^{0*} A_r^0 + A_p^* \cdot A_r \quad (\text{A.14})$$

$$A_{pr} = A_p^{0*} A_r + A_r^0 A_p^* + j A_p^* \times A_r \quad (\text{A.15})$$

同理可得：

$$[\bar{T}_r(Z)]^\dagger T_p(Z) = [A_r^{0*} + A_r^* \cdot \sigma] [A_p^0 + A_p \cdot \sigma] = A_{rp}^0 + A_{rp} \cdot \sigma \quad (\text{A.16})$$

其中：

$$A_{rp}^0 = A_r^{0*} A_p^0 + A_r^* \cdot A_p \quad (\text{A.17})$$

$$A_{rp} = A_r^{0*} A_p + A_p^0 A_r^* + j A_r^* \times A_p \quad (\text{A.18})$$

根据琼斯矢量和斯托克斯矢量性质<sup>[20]</sup>：

$$|E_r(L)\rangle \langle E_r(L)| = \frac{1}{2} (I + \hat{E}_r \cdot \sigma) \quad (\text{A.19})$$

式 (2.14) 可写为：

$$\begin{aligned} \gamma(Z) &= \langle E_p(\mathbf{0}) | T_p^\dagger(Z) \bar{T}_r(Z) | E_r(\mathbf{L}) \rangle \langle E_r(\mathbf{L}) | \bar{T}_r^\dagger(Z) T_p(Z) | E_p(\mathbf{0}) \rangle \\ &= \langle E_p(\mathbf{0}) | (A_{pr}^0 + A_{pr} \cdot \sigma) \frac{1}{2} (I + \hat{E}_r \cdot \sigma) (A_{rp}^0 + A_{rp} \cdot \sigma) | E_p(\mathbf{0}) \rangle \\ &= A_{pr}^0 (A_{rp}^0 + \hat{E}_r \cdot A_{rp}) + \left[ A_{rp}^0 (A_{pr} \cdot \hat{E}_r) + (A_{pr} \cdot A_{rp}) + j A_{pr} \cdot (\hat{E}_r \times A_{rp}) \right] \\ &\quad + A_{pr}^0 \left[ A_{rp}^0 (\hat{E}_r \cdot \hat{E}_p) + (A_{rp} \cdot \hat{E}_p) + j \hat{E}_p \cdot (\hat{E}_r \times A_{rp}) \right] + (A_{rp}^0 + \hat{E}_r \cdot A_{rp}) (A_{pr} \cdot \hat{E}_p) \\ &\quad + j A_{rp}^0 \hat{E}_p \cdot (A_{pr} \times \hat{E}_r) + j \hat{E}_p \cdot (A_{pr} \times A_{rp}) + j \hat{E}_p \cdot [A_{pr} \times (\hat{E}_r \times A_{rp})] \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

式 (A.20) 即可通过计算机编程实现。

## B 偏振牵引现象对光纤双折射测量影响的理论估算和实验测量

### B.1 理论估算

首先理论估算在 3.3.2 节实验条件下光波 SOP 演化受偏振牵引现象的影响大小。试验中泵浦光脉冲宽度为 10ns（对应 0.5 米的作用距离），脉冲峰值功率为 21dBm，连续探测光功率为 -2.3dBm。根据文献[39]，可估算在作用距离内，最大与最小布里渊增益比值为：

$$\frac{G_{\max}}{G_{\min}} \approx \frac{\exp(\gamma_0 P_{\text{pump}} W / 2)}{1} \approx 1.006 \quad (\text{B.1})$$

其中  $\gamma_0=0.2[\text{m}\cdot\text{W}]^{-1}$  为单位光纤长度、单位泵浦功率的布里渊增益， $P_{\text{pump}}=125\text{mW}$  为泵浦光峰值功率， $W=0.5\text{m}$  为作用距离。此处考虑最坏情况，即作用距离内光纤不含双折射，偏振因子等于 1。此时  $G_{\min}=1$ ， $G_{\max}/G_{\min}$  达到最大值<sup>[39]</sup>。实际情况下  $G_{\max}/G_{\min}$  的值小于该值。由式 (B.1) 可以看到，即使在最坏情况下，作用距离内垂直和平行于泵浦光的两布里渊增益值几乎完全相同，因此偏振牵引现象的影响可忽略。

### B.2 实验测量

以下进一步通过实验测量偏振牵引现象的影响大小。测量分为 3 步：

- 1) 首先应用长光纤和长脉冲观察偏振牵引现象，证明当偏振牵引现象明显时，测量得到的布里渊增益随空间变化曲线会随泵浦光功率显著变化；
- 2) 测量不同脉冲宽度下的布里渊增益随空间变化曲线，证明增益曲线变化量随泵浦光功率降低而减小；
- 3) 在 3.3.2 节实验条件下测量布里渊增益随空间变化曲线，证明在此情况下增益曲线几乎不随泵浦光功率变化，进而说明此时偏振牵引现象的影响可忽略。

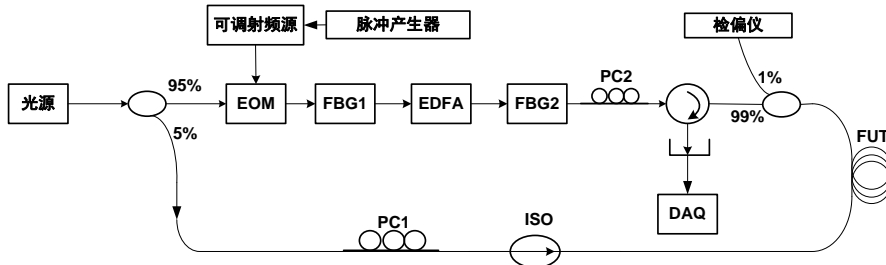


图 B.1 测量偏振牵引现象的实验装置

实验装置如图 B.1 所示，其与图 3.6 的区别为：在泵浦光输入端加入一检偏仪，以监测连续探测光因偏振牵引所引入的输出 SOP 变化。

1) 首先应用 25km 光纤观察偏振牵引现象。为避免泵浦耗尽，连续探测光功率设为-15.3dBm。泵浦光脉冲宽度为  $5\mu\text{s}$  (即长脉冲)。通过开关泵浦光观察探测光的输出 SOP 变化。泵浦光在 ON 状态下的脉冲峰值功率为 76mW。图 B.2(a) 显示了探测光输出 SOP 在邦加球上的位置。可以看到，泵浦光开、关时探测光输出 SOP 产生明显变化，说明探测光在光纤中的 SOP 演化过程被 SBS 过程改变，即产生了明显的偏振牵引效应。图 B.2(b)显示了不同泵浦功率下在 25km 光纤末端测量到的布里渊增益随空间变化曲线，脉冲泵浦光的峰值功率由 2mW 上升至 76mW。为方便比较，布里渊增益值被归一化到相同范围。可以看到增益曲线随泵浦功率的变化而显著改变，体现了偏振牵引现象对布里渊增益测量的影响。为定量比较该影响，图 B.2(c)显示了泵浦功率为 2mW 时得到的布里渊增益与其余泵浦功率情况下得到的增益曲线的互相关。利用互相关函数的 FWHM 值定量表征增益曲线变化量。FWHM 值越大，说明不同泵浦功率下的增益曲线越不相关，即其变化量越大。图 B.2(d)显示了互相关函数 FWHM 值随泵浦峰值功率的变化。可以看到，

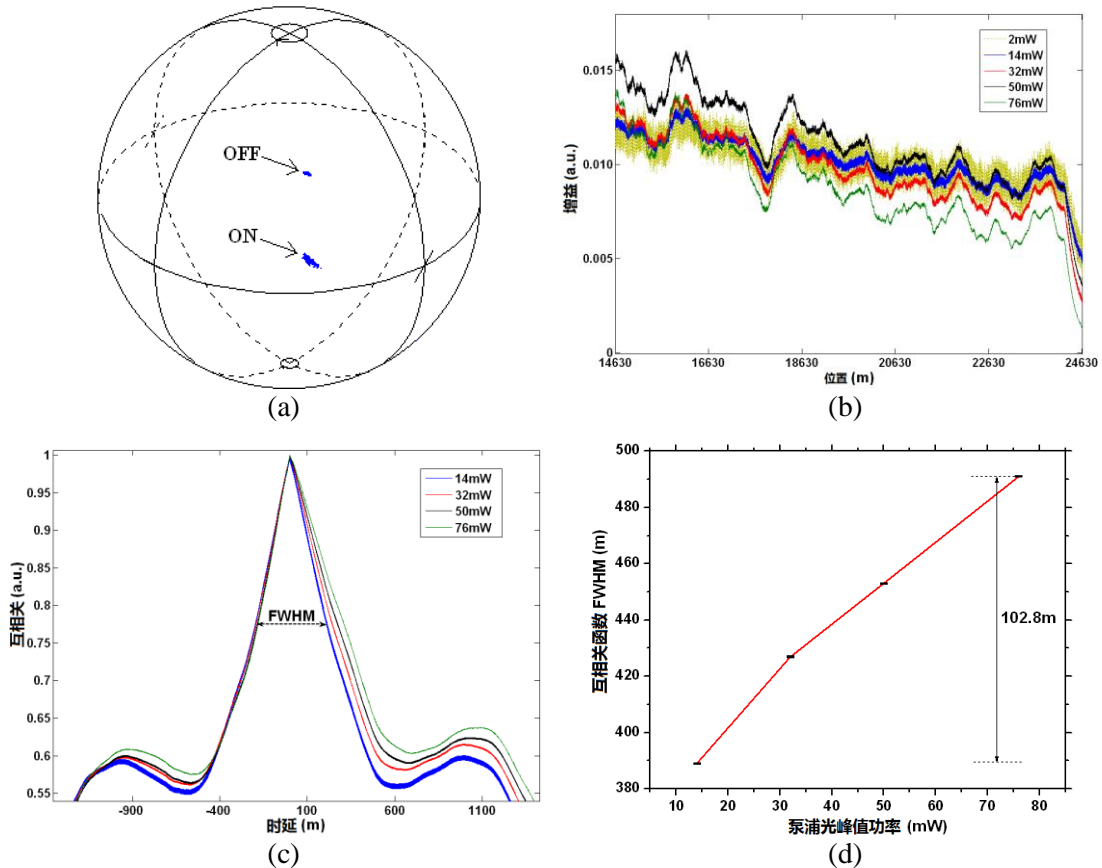


图 B.2 应用 25km 光纤偏振牵引现象测量结果，泵浦脉冲宽度  $5\mu\text{s}$ : (a) 泵浦光开关时探测光输出 SOP 在邦加球上的位置; (b) 不同泵浦光峰值功率时的布里渊增益曲线; (c) 不同泵浦光峰值功率与泵浦光功率最小时布里渊增益曲线互相关函数; (d) 互相关函数 FWHM 随泵浦光峰值功率变化情况

布里渊增益曲线随泵浦功率增加而变得愈不相关，说明由于存在偏振牵引，提高泵浦功率会引入更大的增益曲线变化。在脉冲宽度为  $5\mu\text{s}$  时，FWHM 值在  $14\text{mW}$  和  $76\text{mW}$  时的差值约为  $102.8\text{m}$ 。

2) 之后分别利用宽度为  $1\mu\text{s}$  和  $0.2\mu\text{s}$  的脉冲重复上述实验。相应的探测光输出 SOP 在邦加球上的位置变化以及 FWHM 值随泵浦光功率变化情况如图 B.3(a)~(d)所示。“ON”状态对应最大泵浦光功率情况，例如  $1\mu\text{s}$  时“ON”状态的泵浦功率为  $206\text{mW}$ 。由图 B.3(a)和(c)可以看到，偏振牵引现象随脉冲宽度降低而降低。同时由图 B.3(b)和(d)可以看到，布里渊增益曲线的变化量亦随之降低。

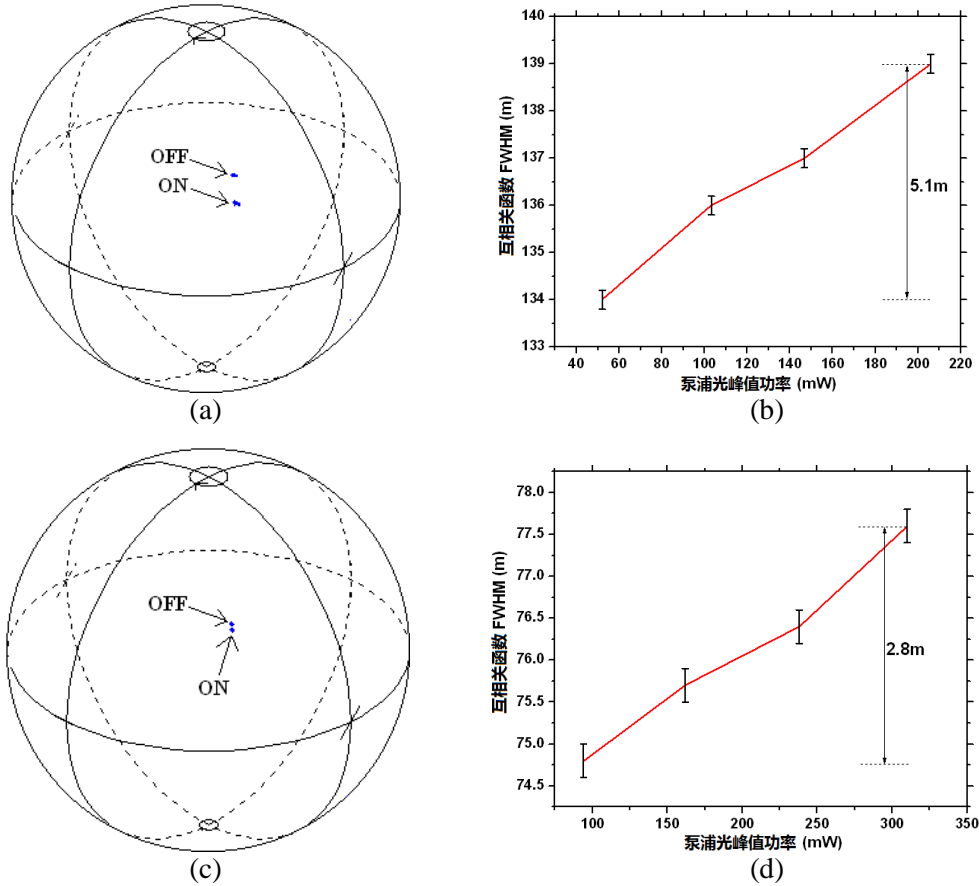


图 B.3 应用  $25\text{km}$  光纤偏振牵引现象测量结果: (a) 泵浦脉冲宽度  $1\mu\text{s}$ ，泵浦光开关时探测光输出 SOP 在邦加球上的位置; (b) 泵浦脉冲宽度  $1\mu\text{s}$ ，互相关函数 FWHM 随泵浦光峰值功率变化情况; (c) 泵浦脉冲宽度  $0.2\mu\text{s}$ ，泵浦光开关时探测光输出 SOP 在邦加球上的位置; (d) 泵浦脉冲宽度  $0.2\mu\text{s}$ ，互相关函数 FWHM 随泵浦光峰值功率变化情况

3) 最后应用  $10\text{ns}$  的泵浦脉冲重复上述实验，即恢复 3.3.2 节中的实验条件。实验结果如图 B.4(a)和(b)所示。可以看到，即使泵浦光峰值功率增加到  $412\text{mW}$ ，探测光输出 SOP 在开、关状态下几乎重合，且布里渊增益曲线几乎不随泵浦光功率变化。上述结果说明此条件下偏振牵引现象很弱，其影响可忽略。图 B.5(a)显示

了泵浦光功率不同时测量得到的布里渊增益曲线，可以看到除噪声水平不同外，其变化趋势完全相同。图 B.5(b)显示了泵浦光峰值功率为 180mW 和 412mW 时应用 STFT 方法得到的  $\beta$  恢复结果，二者差别很小。

综上所述，上述理论估计和实验结果证明，当应用窄脉冲时，偏振牵引现象可被抑制到很低的水平，其对双折射测量的影响可忽略。

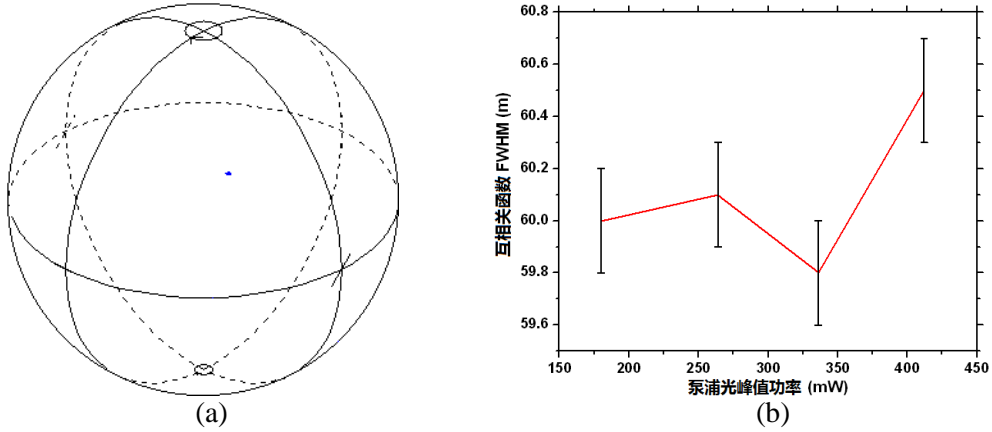


图 B.4 应用 25km 光纤偏振牵引现象测量结果，泵浦脉冲宽度 10ns: (a) 泵浦光开关时探测光输出 SOP 在邦加球上的位置; (b) 互相关函数 FWHM 随泵浦光峰值功率变化情况

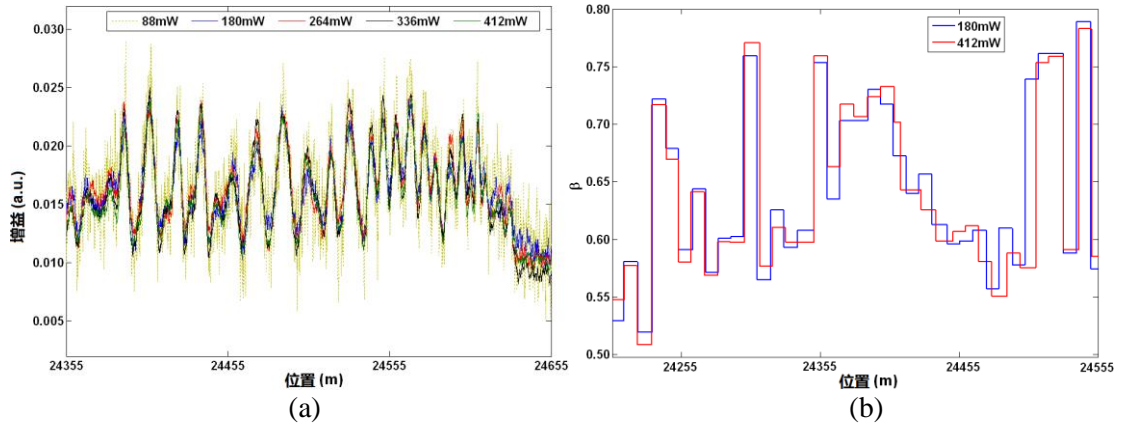


图 B.5 应用 25km 光纤偏振牵引现象测量结果，泵浦脉冲宽度 10ns: (a) 不同泵浦光峰值功率时的布里渊增益曲线; (b) 不同泵浦光峰值功率时应用 STFT 方法得到的  $\beta$  恢复结果



### C 含相位噪声时延估计模型 SNR- $\rho$ 关系推导

所考虑的时延模型为:

$$\begin{cases} I_1(t) = \cos[f(t) + n_1(t)] \\ I_2(t) = \cos[f(t-D) + n_2(t)] \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

其中  $f(t)$  为信号项,  $n_1(t)$  和  $n_2(t)$  为与  $f(t)$  独立的相位噪声项, 且相互独立。以下推导  $I_1(t)$  和  $I_2(t)$  的最大互相关系数  $\rho(D)$  与其信噪比 SNR 的关系式。根据文献[116], 有:

$$\rho(D) = \frac{R_{xy}(D)}{\sqrt{R_{xx}(0)R_{yy}(0)}} \quad (\text{C.2})$$

当相位噪声远小于信号时, 式 (C.1) 可近似为:

$$\begin{cases} I_1(t) \approx s_r(t) + s_v(t) \cdot n_1(t) \\ I_2(t) \approx s_r(t) + s_v(t) \cdot n_2(t) \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

其中  $s_r(t)$  与  $s_v(t)$  参见式 (5.32)。由此可得:

$$\begin{aligned} R_{xy}(D) &= R_{s_r}(0) + R_{s_v}(0) \cdot R_{n_1 n_2}(D) \\ &= R_{s_r}(0) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{s_r}(f) df \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

及:

$$\begin{aligned} R_{xx}(0) &= R_{s_r}(0) + R_{s_v}(0) \cdot R_{n_1 n_1}(0) \\ &= R_{s_r}(0) + (1 - R_{s_r}(0)) \cdot R_{n_1 n_1}(0) \\ &= R_{s_r}(0) \cdot (1 - R_{n_1 n_1}(0)) + R_{n_1 n_1}(0) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} [G_{s_r}(f) \cdot (1 - G_{n_1 n_1}(f))] df + \int_{-\infty}^{\infty} G_{n_1 n_1}(f) df \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

由于  $n_1(t)$  足够小, 因此  $G_{n_1 n_1}(f) \ll 1$ , 式 (C.5) 可近似为:

$$R_{xx}(0) \approx \int_{-\infty}^{\infty} G_{s_r}(f) df + \int_{-\infty}^{\infty} G_{n_1 n_1}(f) df \quad (\text{C.6})$$

同理  $R_{yy}(0)$  可表示为 ( $G_{n_1 n_1}(f) = G_{n_2 n_2}(f) = G_{nn}(f)$ ):

$$R_{yy}(0) = R_{xx}(0) \approx \int_{-\infty}^{\infty} G_{s_r}(f) df + \int_{-\infty}^{\infty} G_{nn}(f) df \quad (\text{C.7})$$

将式 (C.4) ~ (C.7) 代入式 (C.2), 并根据 SNR 的定义:

$$SNR = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} G_{s_r}(f) df}{\int_{-\infty}^{\infty} G_{nn}(f) df} \quad (\text{C.8})$$

可得:

$$\rho(D) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} G_{s_r}(f) df}{\int_{-\infty}^{\infty} [G_{s_r}(f) + G_{m_r}(f)] df} = \frac{SNR}{SNR + 1} \quad (C.9)$$

即:

$$SNR = \frac{\rho(D)}{1 - \rho(D)} \quad (C.10)$$

## 参考文献

- [1] Kao K C, Hockham G A. Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. IEE Proceedings Journal, 1986, 133(3): 191–198.
- [2] Maurer R D, Schultz P C. Fused silica optical waveguide: US, 3659915. 1972.
- [3] Yu J, Sana A, Xie C, et al. Guest Editorial on “From 100G to terabit optical networking: trend of ultra-high speed communications”. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2012, 30(24): 3745-3746.
- [4] Culshaw B. Optical fiber sensor technologies: opportunities and-perhaps-pitfalls. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2004, 22(1): 39-50.
- [5] 廖延彪, 黎敏, 张敏, 匡武. 光纤传感技术与应用. 北京: 清华大学出版社, 2009.
- [6] Udd E. Overview of fiber optic smart structures for aerospace applications. Proceedings of SPIE, 1989, 0986: 2-5.
- [7] Sanders P E. Fiber-Optic Sensors: Playing Both Sides of the Energy Equation. Optics and Photonics News, 2011, 22(1): 36-42.
- [8] Juarez J C, Maier E W, Choi K N, et al. Distributed fiber-optic intrusion sensor system. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2005, 23(6): 2081-2087.
- [9] 王保云. 物联网技术研究综述. 电子测量与仪器学报: 2009, 23(12): 1-7.
- [10] Bao X, Chen L. Recent progress in distributed fiber optic sensors. Sensors, 2012, 12(7): 8601-8639.
- [11] Bao X, Liang H, Dong Y, et al. Pushing the limit of the distributed Brillouin sensors for the sensing length and the spatial resolution. Proceedings of SPIE, 2010, 7677: 02–13.
- [12] Angulo-Vinuesa X, Soto M A, Martin-Lopez S, et al. Brillouin optical time-domain analysis over a 240 km-long fiber loop with no repeater. Proceedings of SPIE, 22nd International Conference on Optical Fiber Sensors, 2012, 8421: 8421C9.
- [13] Zhou Y, Jin S, Qu Z. Study on the distributed optical fiber sensing technology for pipeline leakage protection. Proceedings of SPIE, 2006, 6344: 634435.
- [14] Hong X, Wu J, Zuo C, et al. Dual Michelson interferometers for distributed vibration detection. Applied Optics, 2011, 50(22): 4333–4338.
- [15] Murayama H, Kageyama K, Naruse H, et al. Distributed Strain Sensing from Damaged Composite Materials Based on Shape Variation of the Brillouin Spectrum. Journal of Intelligent Materials Systems and Structures, 2004, 15(1): 17–25.
- [16] Bao X, Zhang C, Li W, et al. Monitoring the distributed impact wave on a concrete slab due to the traffic based on polarization dependence on stimulated Brillouin scattering. Smart Materials and Structures 2008, 17(1): 015003.
- [17] 吴重庆. 光波导理论. 北京: 清华大学出版社, 2000.

- 
- [18] 廖延彪. 光纤光学-原理与应用. 北京: 清华大学出版社, 2010.
- [19] Jeunhomme L B. Single-mode fiber optics: principles and applications. New York: Marcel Dekker Inc., 1990.
- [20] Gordon J P, Kogelnik H. PMD fundamentals: Polarization mode dispersion in optical fibers. PNAS, 2000, 97(9): 4541-4550.
- [21] Rashleigh S C, Ulrich R. Polarization mode dispersion in single-mode fibers. Optics Letters 1978, 3(2): 60-62.
- [22] Poole C D, Wagner R E. Phenomenological approach to polarisation dispersion in long single-mode fibres. Electronics Letters, 1986, 22(19): 19-20.
- [23] Kersey A D, Marrone M J, Dandridge A. Observation of input-polarization-induced phase noise in interferometric fiber-optic sensors. Optics Letters, 1988, 13(10): 847-849.
- [24] Van Deventer M O, Boot A J. Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1994, 12(4): 585-590.
- [25] Gafsi R, El-Sherif M A. Analysis of induced-birefringence effects on fiber Bragg gratings. Optical Fiber Technology, 2000, 6(3): 299-323.
- [26] Horiguchi T, Shimizu K, Kurashima T, et al. Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1995, 13(7): 1296-1302.
- [27] Bao X. Optical fiber sensors based on Brillouin scattering. Optics and Photonics News, 2009, 20(9): 40-45.
- [28] Kirkendall C K, Dandridge A. Overview of high performance fibre-optic Sensing. Journal of Physics D: Applied Physics, 2004, 37(18): 197-216.
- [29] Kersey A D, Marrone M J, Dandridge A. Analysis of input-polarization-induced phase noise in interferometric fiber-optic sensors and its reduction using polarization scrambling. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1990, 8(6): 838-845.
- [30] Kobayakov A, Sauer M, Chowdhury D. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. Advances in Optics and Photonics, 2010, 2(1): 1-59.
- [31] Zel'dovich B Ya, Pilipetskii A N. Influence of sound diffraction on stimulated Brillouin scattering in a single-mode waveguide. Soviet Journal of Quantum Electronics, 1986, 16(4): 546-548.
- [32] Zel'dovich B Ya, Pilipetskii A N. Role of a "soundguide" and "antisoundguide" in stimulated Brillouin scattering in a single-mode waveguide. Soviet Journal of Quantum Electronics, 1988, 18(6): 818-822.
- [33] 张克潜, 李德杰. 微波与光电子学中的电磁理论 (第二版). 北京: 电子工业出版社, 2001.
- [34] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics (4th Edition). London: Academic Press, 2007.
- [35] Ulrich R, Rashleigh S C, Eickhoff W. Bending-induced birefringence in single-mode

- 
- fibers. *Optics Letters* 1980, 5(6): 273–275.
- [36] Derickson D. *Fiber Optics Test and Measurement*. Prentice Hall, 1998.
- [37] Boyd R W. *Nonlinear Optics (3rd Edition)*. Academic Press, 2008.
- [38] Bao X, Dhliwayo J, Heron N, et al. Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1995, 13(7): 1340-1348.
- [39] Zadok A, Zilka E, Eyal A, et al. Vector analysis of stimulated Brillouin scattering amplification in standard single-mode fibers. *Optics Express*, 2008, 16(26): 21692-21707.
- [40] Sun Q, Liu D, Wang J, et al. Distributed fiber-optic vibration sensor using a ring mach-zehnder interferometer. *Optics Communications* 2007, 281(6): 1538–1544.
- [41] Wang A, Xiao H, Wang J, et al. Self-Calibrated Interferometric-Intensity-Based Optical Fiber Sensors. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2001, 19(10): 1495-1501.
- [42] Pavlath G A, Shaw H J. Birefringence and polarization effects in fiber gyroscopes. *Applied Optics*, 1982, 21(10): 1752-1757.
- [43] Sheem S K, Giallorenzi T G. Polarization effects on singlemode optical fiber sensors. *Applied Physics Letter*, 1979, 35(12): 914-917.
- [44] Stowe D W, Moore D R, Priest R G. Polarization Fading in Fiber Interferometric Sensors. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1982, 30(10), 1632-1635.
- [45] Kersey A D, Marrone M J, Dandridge A, et al. Optimization and stabilization of visibility in interferometric fiber-optic sensors using input-polarization control. *IEEE IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1988, 6(10): 1599-1609.
- [46] Okoshi T. Polarization-state control schemes for heterodyne or homodyne optical fiber communications. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1985, 3(6): 1932-1237.
- [47] Frigo N J, Dandridge A, Tveten A B. Technique for elimination of polarization fading in fiber interferometers. *Electronics Letters*, 1984, 20(8): 319-320.
- [48] Heffner B L. Automated measurement of polarization mode dispersion using Jones matrix eigenanalysis. *IEEE Photonics Technololy Letters*, 1992, 4(9): 1066–1069.
- [49] Curti F, Daino B, De Marchis G, et al. Statistical treatment of the evolution of the principal states of polarization in single-mode fibers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1990, 8(8): 1162–1166.
- [50] Poole C D, Favin D L. Polarization-mode dispersion measurement based on transmission spectra through a polarizer. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1994, 12(6): 917–929.
- [51] Huttner B, Reece J, Gisin N, et al. Local birefringence measurements in single-mode fibers with coherent optical frequency-domain reflectometry. *IEEE Photonics Technololy Letters*, 1998, 10(10): 1458–1460.

- [52] Soller B J, Gifford D K, Wolfe M S, et al. High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies. *Optics Express*, 2005, 13(2): 666–674.
- [53] Froggatt M E, Gifford D K, Kreger S, et al. Characterization of polarization-maintaining fiber using high-sensitivity optical-frequency-domain reflectometry. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2006, 24(11): 4149–4154.
- [54] Rogers A J. Polarization-optical time domain reflectometry: a technique for the measurement of field distributions. *Applied Optics*, 1981, 20(6): 1060–1074.
- [55] Shatalin S V, Rogers A J. Location of high PMD sections of installed system fiber. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2006, 24(11): 3875–3881.
- [56] Corsi F, Galtarossa A, Palmieri L. Polarization mode dispersion characterization of single-mode optical fiber using backscattering technique. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1998, 16(10): 1832–1843.
- [57] Corsi F, Galtarossa A, Palmieri L. Beat length characterization based on backscattering analysis in randomly perturbed single-mode fibers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1999, 17(7): 1172–1178.
- [58] Galtarossa A, Palmieri L, Schiano M, et al. Measurement of beat length and perturbation length in long single-mode fibers. *Optics Letters*, 2000, 25(6): 384–386.
- [59] Huttner B, Gisin B, Gisin N. Distributed PMD measurement with a polarization-OTDR in optical fibers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1999, 17(10): 1843–1848.
- [60] Galtarossa A, Palmieri L, Schiano M, et al. Statistical characterization of fiber random birefringence. *Optics Letters*, 2000, 25(18): 1322–1324.
- [61] Yang S S, Wu C Q, Li Z Y, et al. Distributed Measurement of Birefringence by P-OTDR Assisted with Piezoelectric Polarization Controller. *Chinese Physics Letters*, 2008, 25(9): 3304–3306.
- [62] Palmieri L, Geisler T, Galtarossa A. Limits of applicability of polarization sensitive reflectometry. *Optics Express*, 2011, 19(11): 10874–10879.
- [63] Dong H, Shum P, Zhou J Q, et al. Spectral-resolved backreflection measurement of polarization mode dispersion in optical fibers. *Optics Letters*, 2007, 32(12): 1665–1667.
- [64] Galtarossa A, Grosso D, Palmieri L, et al. Distributed polarization-mode-dispersion measurement in fiber links by polarization-sensitive reflectometric techniques. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2008, 20(23): 1944–1946.
- [65] Palmieri L, Fosuhene S K, Leitch A W R, et al. Single-end measurement of root mean square differential group delay in single-mode fibers by polarization optical time-domain reflectometry. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2011, 23(4): 260–262.
- [66] Galtarossa A, Palmieri L. Measure of twist-induced circular birefringence in long single-mode fibers: theory and experiments. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2002, 20(7): 1149–1159.

- [67] Palmieri L. Polarization properties of spun single-mode fibers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2006, 24(11): 4075–4088.
- [68] Schuh R E, Ellison J G, Gleeson L M, et al. Theoretical analysis and measurement of the effect of fiber twist on the polarization OTDR of optical fibers. *OFC'96*, 1996, 2: FA5.
- [69] Ellison J G, Siddiqui A S. A fully polarimetric optical time-domain reflectometer. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1998, 10(2): 246–248.
- [70] Ellison J G, Siddiqui A S. Automatic matrix-based analysis method for extraction of optical fiber parameters from polarimetric optical time domain reflectometry data. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2000, 18(9): 1226–1232.
- [71] Gogolla T, Krebber K. Distributed beat length measurement in single-mode optical fibers using stimulated Brillouin-scattering and frequency-domain analysis. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2000, 18(3): 320–328.
- [72] Th évenaz L, Facchini M, Fellay A, et al. Evolution of local birefringence along fibers using Brillouin analysis. *OFMC'97*, 1997, 82–85.
- [73] Nikl ès M, Th évenaz L, Robert P. Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis. *Optics Letters*, 1996, 21(10): 758–760.
- [74] Li M, Chen X, Wang J, et al. Al/Ge co-doped large mode area fiber with high SBS threshold. *Optics Express*, 2007, 15(13): 8290–8299.
- [75] Mcelhenny J E, Pattnaik R K, Toulouse J. Polarization dependence of stimulated Brillouin scattering in small-core photonic crystal fibers. *JOSA B*, 2008, 25(12): 2107–2115.
- [76] Waddy D, Chen L, Bao X. State of polarization bias in aerial fibers. *Electronics Letters*, 2002, 38(19): 1086–1087.
- [77] Melloni A, Frasca M, Garavaglia A, et al. Direct measurement of electrostriction in optical fibers. *Optics Letters*, 1998, 23(9): 691–693.
- [78] Dong Y, Chen L, Bao X. System optimization of a long-range Brillouin-loss-based distributed fiber sensor. *Applied Optics*, 2010, 49(27): 5020–5025.
- [79] Foschini G J, Poole C D. Statistical theory of polarization dispersion in single mode fibers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1991, 9(11): 1439–1456.
- [80] Curti F, Daino B, De Matchis G, et al. Statistical treatment of the evolution of the principal states of polarization in single-mode fibers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1990, 8(8): 1162–1166.
- [81] Gisin N, Der Weid J P V, Pellaux J P. Polarization mode dispersion of short and long single-mode fibers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1991, 9(7): 821–827.
- [82] Rochat E, Nikl ès M. Fiber optic asset integrity monitoring using Brillouin-based distributed sensing for the oil and gas and energy industries: challenges and achievements. *Proceedings of SPIE, 22nd International Conference on Optical Fiber Sensors*, 2012, 8421: 84210N.

- [83] Kishida K, Li C H, Nishiguchi K, et al. Hybrid Brillouin-Rayleigh distributed sensing system. Proceedings of SPIE, 22nd International Conference on Optical Fiber Sensors, 2012, 8421: 84212G.
- [84] Zou L, Sezerman O. Coherent probe-pump-based Brillouin sensor for 100- $\mu\text{m}$  crack detection and 100-km distributed strain and temperature sensing. Proceedings of SPIE, 21nd International Conference on Optical Fiber Sensors, 2011, 7753: 77532B.
- [85] 姜芸, 贾新鸿, 王子南, 等. 基于随机分布式反馈光纤激光器的 100km 布里渊光时域分析系统. 光电子.激光: 2013, 24(1): 45-49.
- [86] 宋牟平, 励志成, 裘超. 50km 长距离布里渊光时域分析分布式光纤传感器. 中国激光: 2010, 37(6): 1426-1429.
- [87] 梁浩, 张旭苹, 路元刚. 基于自发布里渊散射的双路分布式光纤传感器设计与实现. 中国光学与应用光学: 2009, 2(1): 60-64.
- [88] 孙义杰, 童恒金, 施斌, 等. DFOS 技术在边坡稳定性监测中的应用现状分析. 工程地质学报: 2012, 20: 798-804.
- [89] 孙世林, 周会娟, 孟洲. 光纤布里渊分布式温度应变同时传感研究进展. 半导体光电: 2003, 34(1): 6-11.
- [90] 张在宣, 李晨霞, 余向东, 等. 基于光纤非线性效应融合原理的全分布式光纤传感技术研究. 中国光学学会 2010 年光学大会论文集: 2010.
- [91] 孙琪真, 刘德明, 王健. 全分布式光纤应力传感器的研究新进展. 半导体光电: 2007, 28(1): 10-15.
- [92] Kishida K, Li C H. Pulse pre-pump-BOTDA technology for new generation of distributed strain measuring system. Structural Health Monitoring and Intelligent Infrastructure, 2006, 5: 471-477.
- [93] Li W, Bao X, Li Y, et al. Differential pulse-width pair BOTDA for high spatial resolution sensing. Optics Express, 2008, 16(26), 21616-21625.
- [94] Heismann F. Compact electro-optic polarization scramblers for optically amplified lightwave systems. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1996, 14(8): 1801-1814.
- [95] Dong Y, Chen L, Bao X. High-spatial-resolution time-domain simultaneous strain and temperature sensor using Brillouin scattering and birefringence in a polarization-maintaining fiber. IEEE Photonics Technololy Letters, 2010, 22(18): 1364-1366.
- [96] Li M, Nolan D A. Optical transmission fiber design evolution. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2008, 26(9): 1079-1092.
- [97] Chen X, Li M, Nolan D A. Polarization mode dispersion of spun fibers: an analytical solution. Optics Letters, 2002, 27 (5): 294-296.
- [98] Peral E, Yariv A. Degradation of modulation and noise characteristics of semiconductor lasers after propagation in optical fiber due to a phase shift induced by stimulated Brillouin. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1999, 35(8), 1185-1195.



- [99] Ohno H, Naruse H, Kihara M, et al. Industrial Applications of the BOTDR Optical Fiber Strain Sensor. *Optical Fiber Technology*, 2001, 7(1): 45-64.
- [100] Patel J S, Zhuang Z, Zadorozhny Y. Phase responsive optical fiber sensor: US, WO2006/001868A2, 2005.
- [101] Lu Y, Zhu T, Chen L, et al. Distributed vibration sensor based on coherent detection of phase-OTDR. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2010, 28(22): 3243–3249.
- [102] Qin Z, Zhu T, Chen L, et al. High sensitivity distributed vibration sensor based on polarization-maintaining configurations of phase-OTDR. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2011, 23(15): 1091–1093.
- [103] Zhang Z, Bao X. Distributed optical fiber vibration sensor based on spectrum analysis of polarization-otdr system. *Optics Express*, 2008, 16(14): 10240-10247.
- [104] 吴俊. 长途油气管道破坏预警的干涉型分布式光纤传感系统定位技术研究[硕士学位论文]. 重庆: 重庆大学, 2007.
- [105] 高晋占. 微弱信号检测. 北京: 清华大学出版社, 2004.
- [106] Liu Y, Wang L, Tian C, et al. Analysis and optimization of the PGC method in all digital demodulation systems,” *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2008, 26(18): 3225-3233.
- [107] Scarbrough K, Tremblay R, Carter G. Performance predictions for coherent and incoherent processing techniques of time delay estimation. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 1983, ASSP-31(5): 1191–1196.
- [108] Quazi A. An overview on the time delay estimate in active and passive systems for target localization. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 1981, ASSP-29(3): 527–533.
- [109] Ianniello J. Time delay estimation via cross-correlation in the presence of large estimation errors. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 1982, ASSP-30(6): 998–1003.
- [110] Rao C R. *Linear Statistical Inference and Its Applications*. New York: Wiley, 1965.
- [111] Knapp C, Carter G. The generalized correlation method for estimation of time delay. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 1976, ASSP-24(4): 320–327.
- [112] Cespedes I, Ophir J, Alam S K. The combined effect of signal decorrelation and random noise on the variance of time delay estimation. *IEEE Transaction on Ultrason Ferroelect Frequency Control*, 1997, 44(1): 220–225.
- [113] Oppenheim A V, Schafer R W. *Digital Signal Process*. NJ: Prentice-Hall, 1975.
- [114] Ding Z, Liu T, Liu K, et al. Polarization errors suppression in distributed perturbation sensor based on Dual Mach-Zehnder interferometer. *Proceedings of SPIE, International Conference on Optical Instruments and Technology*, 2011, 8201: 82010N.
- [115] Weinstein E, Weiss A. Fundamental limitations in passive timedelay estimation–part ii:

参考文献

---

Wide-band systems. IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing, 1984, 32(5): 1064–1078.

- [116] Bendat J S, Piersol A C. Random Data: Analysis and Measurement Procedures (2nd edition). New York: Wiley, 1986.

## 致 谢

本论文是在导师李艳和教授与实验室廖延彪教授的悉心指导下完成的。衷心感谢两位教授在论文选题、实验、理论、写作各环节给予我的指导和帮助，以及对我生活上无微不至的关怀。他们的言传身教将使我终生受益。

感谢加拿大渥太华大学物理系 Xiaoyi Bao 教授和 Liang Chen 教授的悉心指导和帮助。两位教授使我对课题物理本质的理解更透彻，视野更开阔。

感谢实验室赖淑蓉老师、张敏老师在学业、生活上对我的帮助与关心，以及在课题方面给予我的指导，在此谨向两位老师致以诚挚的谢意。感谢清华大学光纤传感实验室与渥太华大学光纤技术实验室各位同学、同事的无私帮助，与他们的深入交流与讨论对我的论文工作启发很大。

感谢宁波诺可电子科技有限公司、宁波诺驰光电科技发展有限公司在现场试验及实验设备上对我的帮助。他们的帮助使我的论文工作得以顺利进行。

感谢我的父母、家人、未婚妻的无私奉献和鼓励，以及对我一如既往的支持。

本课题承蒙国家自然科学基金面上项目<基于布里渊散射的光纤双折射分布式测量方法研究>（项目号：61275089）以及国家“十一五”国家科技支撑项目<海缆敷设与电缆安全运营智能保障系统的研究>（项目号：2007BAE19B04）资助，特此致谢。

本人承蒙留学基金委国家建设高水平公派研究生项目资助，特此致谢。

## 声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：

日 期：

## 个人简历、在学期间的研究成果及发表的论文

### 个人简历

1985年2月出生于北京市。

2003年8月考入清华大学电子工程系电子科学与技术专业，2007年7月本科毕业并获得工学学士学位。

2007年8月免试进入清华大学电子工程系电子科学与技术专业攻读硕士学位，并于2009年8月提前攻读博士学位至今。

2010年9月至2011年12月赴加拿大渥太华大学物理系国家公派联合培养。

### 发表的学术论文

第一作者发表论文：

- [1] Xie S, Pang M, Bao X, Chen L. Polarization dependence of Brillouin linewidth and peak frequency due to fiber inhomogeneity in single mode fiber and its impact on distributed fiber Brillouin sensing. *Optics Express*, 2012, 20(6): 6385-6399. (SCI收录, IF: 3.587, 他引1次)
- [2] Xie S, Chen L, Bao X. Polarization averaged short-time Fourier transform technique for distributed fiber birefringence characterization using Brillouin gain. *Applied Optics*, 2012, 51(19): 4359-4369. (SCI收录, IF: 1.748, 他引2次)
- [3] Xie S, Zou Q, Wang L, Zhang M, Li Y, Liao Y. Positioning Error Prediction Theory for Dual Mach-Zehnder Interferometric Vibration Sensor. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2011, 29(3): 362-368. (SCI收录, IF: 2.784, 他引1次)
- [4] Xie S, Zhang M, Li Y, Liao Y. Positioning error reduction technique using spectrum reshaping for distributed fiber interferometric vibration sensor. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2012, 30(22): 3520-3524. (SCI收录, IF: 2.784)
- [5] Xie S, Bao X, Chen L. Distributed fiber beat length, birefringence and differential group delay measurement using BOTDA technique. *Proceedings of SPIE, 21st International Conference on Optical Fiber Sensors (post deadline)*, 2011, 7753: 7753A6. (EI收录, 他引1次)

- [6] Xie S, Zhang M, Li Y, Liao Y. The influence of fiber inhomogeneity on the positioning accuracy of distributed fiber vibration sensor. Proceedings of SPIE, Advanced Sensor System and Applications V, 2012, 8561: 85610O. (EI 收录)
- [7] Xie S, Zhang M, Li Y, Liao Y. A novel positioning method for dual Mach-Zehnder interferometric vibration sensor in submarine cable security application. Proceedings of SPIE, 21st International Conference on Optical Fiber Sensors, 2011, 7753: 77530L. (EI 收录)
- [8] Xie S, Zhang M, Lai S, Liao Y. Positioning method for dual Mach-Zehnder interferometric submarine cable security system. Proceedings of SPIE, Fiber Optic Sensors and Applications VII, 2010, 7677: 76770A. (EI 收录, 他引 1 次)
- [9] 谢尚然, 邹琪琳, 屠亦军, 张秀峰, 王利威, 张敏, 廖延彪. 长距离双 M-Z 干涉型振动传感器实时定位算法研究. 光电子.激光, 2009, 20(8): 1020~1024.(核心期刊收录)

非第一作者发表论文:

- [1] Pang M, Xie S, Bao X, Zhou DP, Lu Y, Chen L. Rayleigh scattering-assisted narrow linewidth Brillouin lasing in cascaded fiber. Optics Letters, 2012, 37(15): 3129-3131. (SCI 收录, IF: 3.387)
- [2] Lu Y, Bao X, Chen L, Xie S, Pang M, Distributed birefringence measurement with beat period detection of homodyne BOTDR. Optics Letters, 2012, 37(19): 3936-3938. (SCI 收录, IF: 3.387)
- [3] Bao X, Xie S, Liu X, Chen L. The non-uniformity and dispersion in SBS-based fiber sensors. Proceedings of SPIE, 3rd Asia Pacific Optical Sensors Conference, 2012, 8351: 83512Y. (EI 收录)
- [4] Tu D, Xie S, Jiang Z, Zhang M. Ultra long distance distributed fiber-optic system for intrusion detection. Proceedings of SPIE, Advanced Sensor System and Applications V, 2012, 8561: 85611W. (EI 收录)
- [5] Wang J, Han J, Pan Y, Zhang M, Zou Q, Xie S. A new noise suppression algorithm for optical fiber temperature surveillance of heavy oil thermal recovery well. Proceedings of SPIE, International Conference on Optical Instruments and Technology, 2011, 8199: 81991A. (EI 收录)

## 研究成果

- [1] 谢尚然, 黄志能, 王利威, 张敏, 廖延彪. 一种光偏振检测仪: 中国, CN101672696B (中国发明专利授权公告号), 2012.