

分布式光纤传感技术 教学指导书

南京大学现代工程与应用科学学院

目录

第一章 分布式光纤传感技术概述	1
1.1 光纤传感技术原理与特点	1
1.1.1 光纤传感器的工作原理	1
1.1.2 光纤传感器的基本结构组成	2
1.1.3 光纤传感器的特点	2
1.2 分布式光纤传感技术	3
第二章 光纤中的散射	5
2.1 瑞利散射	5
2.2 布里渊散射	6
2.3 拉曼散射	12
第三章 光时域反射计	14
3.1 光时域反射计原理	14
3.2 光时域反射计系统	15
3.3 光时域反射计的性能指标	16
第四章 相位敏感光时域反射计	18
4.1 相位敏感光时域反射计原理	18
4.1.1 相干衰落效应	18
4.1.2 利用相干衰落效应进行传感	19
4.2 相位敏感光时域反射计的基本结构	22
4.2.1 直接探测的 Φ -OTDR 结构	22
4.2.2 相干探测的 Φ -OTDR 结构	23
第五章 布里渊光时域反射计	26
5.1 布里渊光时域反射计原理	26
5.2 布里渊光时域反射计结构	28
5.2.1 直接探测型 BOTDR	32
5.2.2 相干探测型 BOTDR	32
第六章 拉曼光时域反射计	38
6.1 拉曼光时域反射计原理	38
6.2 拉曼光时域反射计结构	39
总结	40

第一章 分布式光纤传感技术概述

1.1 光纤传感技术原理与特点

光纤传感技术是 20 世纪 70 年代伴随着光纤技术和光纤通信技术的发展而兴起的一种新型传感技术。它以光波作为传感信号，以光纤为传输介质，感知和探测外界被测信号。在传感方式、传感原理以及信号的探测与处理等方面都与传统的电学传感器完全不同。

光纤本身不带电，体积小，质量轻，易弯曲，抗电磁干扰，抗辐射性能好，特别适合于易燃、易爆、空间受严格限制及强电磁干扰等恶劣环境下使用。因此，光纤传感技术一经问世就受到了极大重视，在各个重要领域得到了研究与应用。

1.1.1 光纤传感器的工作原理

光纤传感器的基本工作原理可以用图 1.1 表示。在受到应力、温度、电场、磁场等外界环境因素的影响下，光纤中传输的光波容易受到这些外在场的调制，因而光波的特征参量如强度、相位、频率、偏振态等会发生相应的改变，通过检测这些参量的变化，就可以获得外界被测量的信息，实现对外界被测参数的“传”和“感”的功能。

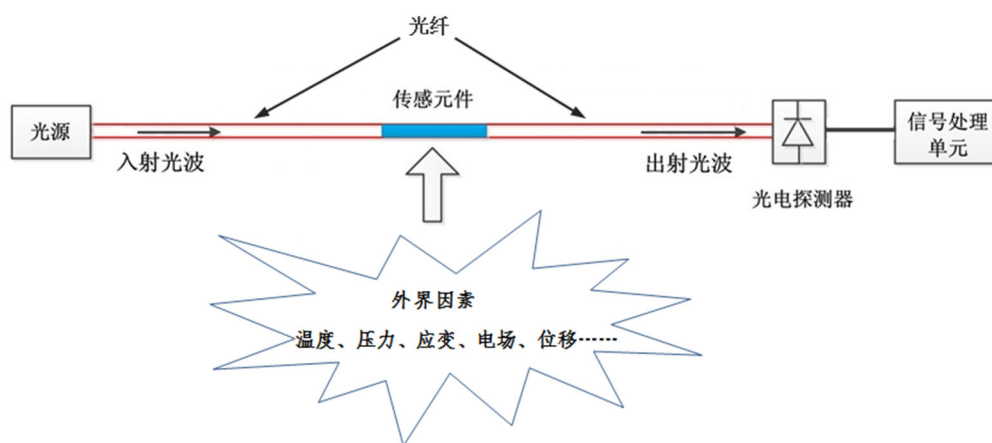


图 1.1 光纤传感系统的基本工作原理图

光纤传感系统的工作原理简单描述如下：

由光源发出光波，通过置于光路中的传感元件，将待测外界信息如温度、压力、应变、电场等叠加到载波光波上，承载信息的调制光波通过光纤传输到终端，由信号探测系统探测，并经信号处理后检测出随待测外界信息变化的感知信号，从而实现传感功能。

1.1.2 光纤传感器的基本结构组成

根据光纤传感器的工作原理，光纤传感系统主要包括光源、传输光纤、传感元件、光电探测器和信号处理单元等。

1、光源

光源就是信号源，用以产生光的载波信号。光纤传感器常用的光源是光纤激光器和半导体激光器等。一般要求其体积小，以便减小与光纤的耦合损失；输出波长与光纤相匹配，减小在光纤中的传输损耗；在室温下可以连续工作，以及寿命长和功率稳定等。其主要技术参数包括：激光线宽、中心波长、最大输出功率、暗电流和相位噪声等。

2、光纤

光纤是一种圆柱形介质波导，有效结构包括纤芯和包层两层。通过对掺杂成分的控制，光纤纤芯的折射率要略高于包层的折射率。光波基于全反射的原理在纤芯中传播，具有非常长的传输距离。光纤的分类方式有很多种，主要是按照材料、传输模式和折射率分布分类。按照制作光纤的材料分类有石英光纤、塑料光纤和液芯光纤等；按照光纤折射率分布分类有阶跃折射率光纤和渐变折射率光纤等；按照传输模式分类有单模和多模光纤。光纤通信系统及光纤传感系统用的传输光纤主要是石英制作的阶跃折射率单模光纤。

3、传感元件

传感元件是感知外界信息的器件，相当于调制器。传感元件可以是光纤本身，这种光纤传感器被称为功能型光纤传感器，这里光纤不仅起传光作用，它还是敏感元件，即光纤本身同时具有“传”和“感”两种功能；传感元件也可以是其他类型的可以感知被测量并将被测量转为光信号的敏感元件，这种光纤传感器被称为非功能型或传光型光纤传感器，其中光纤仅作为光的传输介质。

4、光电探测器

光电探测器是把传送到接收端的探测光信号转换成电信号，即将电信号“解调”出来，然后进行处理，获得传感信息。常用的光探测器有光敏二极管、光敏三极管和光电倍增管等。

5、信号处理单元

信号处理单元用以还原外界信息。

1.1.3 光纤传感器的特点

与传统的电类或机械类传感器相比，它具有以下诸多优点：

1、抗电磁干扰、绝缘性能好、耐腐蚀。

作为传感介质的光纤或光纤器件，其材料主要成份为二氧化硅。因此光纤传

传感器具有抗电磁干扰、防雷击、防水、防潮、耐高温、抗腐蚀等特点，可在条件比较恶劣的环境中使用，也不影响外界的电磁场，安全可靠。

2、体积小、重量轻、可塑性强

光纤作为传感器的主要组成部分，其体积小，重量轻，而且可以进行一定程度的弯曲，因此可以随被测物体形状改变走向，能最大限度的适应被测环境，既可以埋入复合材料内，也可以粘贴在材料的表面，与待测材料有着良好的相容性。

3、带宽大、损耗低、易于长距离传输

光纤的工作频带宽、而且光波在光纤中传输损耗只有 0.2dB/km ，适合长距离传感和远程监控。

4、可测参量多、对象广

通过不同的调制和解调技术，光纤传感器可以实现多种参量的传感。除了应力、温度、振动、电流、电压等传统传感领域，还被应用在测量速度、加速度、化学物质、溶液浓度、液体泄漏等新型传感领域，所以光纤传感器的测量对象十分广泛，可感知的参量已经达到了 70 多种，包括但不限于图 1-2 所示的传感参量。

5、灵敏度高

有效设计的光纤传感器如利用光纤干涉技术可以使光纤传感器实现非常高的灵敏度。

6、便于复用、成网

由于光波间不会相互干扰，可利用通信中的波分复用技术在同一根光纤中同时传输很多波长的光信号，而且光纤本身组网便利，有利于与现有光通信设备组成遥测网和光纤传感网络。

基于以上原因，光纤传感器受到了人们广泛的关注，并得到了飞速的发展。同时具有新的机理和面向新的应用对象的光纤传感器也在不断涌现。

1.2 分布式光纤传感技术

在分布式光纤传感技术中，光纤既作为信号传输介质又是传感单元。即它将整根光纤既作为传感单元，传感点是连续分布的，因此该传感方法可以测量光纤沿线任意位置处的信息。随着光器件及信号处理技术的发展，分布式光纤传感系统的最大传感范围已达到几十至几百公里。为此，分布式光纤传感技术受到了人们越来越多的重视，成为目前光纤传感技术的重要发展方向。

分布式光纤传感系统主要利用光纤中的光散射或非线性效应随外部环境发生的变化来进行传感，其简要的结构示意图如图 1.2 所示。根据被测光信号的不同，分布式光纤传感器又可以分为基于光纤中的瑞利散射、拉曼散射和布里渊散射三种类型。根据信号分析方法可以分为基于时域和基于频域的分布式光纤传感

技术。

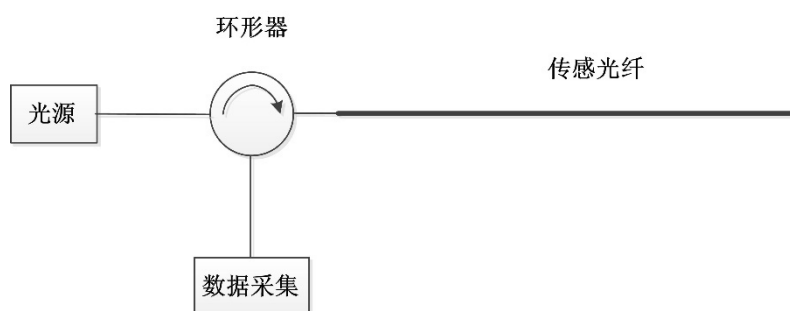


图 1.2 分布式光纤传感器结构示意图

与传统测量仪器相比，分布式光纤传感系统除了具有 1.1 节所述普通光纤传感器的特点外，其最显著的优点就是进行连续分布式测量。还具有以下独特的优点：

一、连续无盲区

分布式光纤传感系统可以准确的感知光纤沿线任一点上的信息并对其进行定位，不存在传统点式传感器仅能对单点或多个离散点进行检测问题，对于大体量的监测对象可实现全范围的监测。

二、无需远程供电和联网

分布式光纤传感系统利用光纤实现探测信号的发送和传感信号的传递和接收，自身同时起到了信息感知和信息传输的功能。免去了传统传感器需要在传感端进行供能和信息传递的需求，这对于偏远地区和极端环境下的实际应用非常方便。

三、长距离大容量

分布式光纤传感技术利用光纤传输信号。而光波在光纤中的传输损耗极低，约为 0.2dB/km，因而，特别适合长距离连续性传感。此外，信号数据还可以实现多路传输，极大地提高了传感容量。

第二章 光纤中的散射

光波是一种电磁波。当光波入射到光纤中时，会与光纤中的多种散射因子相互作用，产生不同类型的散射光。光纤中主要存在三种散射光：瑞利散射光、布里渊散射光和拉曼散射光。

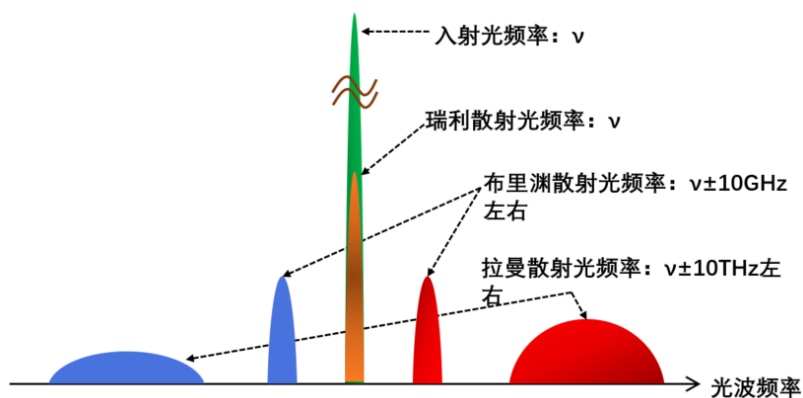


图 2.1 光纤中的散射光

单模光纤中各散射光的光谱如图所示。假设入射光为连续光，频率为 ν ，瑞利散射光与入射光频率相同，功率比入射光低约 30dB（入射光功率的千分之一）。布里渊散射光与入射光相比，斯托克斯光频率变化约-11GHz，反斯托克斯光频率变化约+11GHz，频谱呈洛仑兹型，半峰全宽约 30MHz，峰值功率比入射光低 50dB 以上。拉曼散射光与入射光相比，斯托克斯光频率变化约-13THz，反斯托克斯光频率变化约+13THz，频谱呈宽带不规则分布，半峰宽约 0.7THz，峰值功率比入射光低 70dB 以上。

2.1 瑞利散射

瑞利（Rayleigh）散射是指线度比光波波长小得多的粒子对光波的散射。例如大气中的灰尘、烟、雾等悬浮微粒所引起的散射。其主要特点有：

1、瑞利散射属于弹性散射，不改变光波的频率，即瑞利散射光与入射光具有相同的波长。

2、散射光强与入射光波长的四次方成反比，即：

$$I(\lambda) \propto \frac{1}{\lambda^4} \quad (2.1)$$

上式表明，入射光的波长越长，瑞利散射光的强度越小。

3、散射光强随观察方向而变，在不同的观察方向上，散射光强不同，可表示为：

$$I(\theta) = I_0(1 + \cos^2 \theta) \quad (2.2)$$

其中 θ 为入射光方向与散射光方向的夹角， I_0 是 $\theta = \pi/2$ 方向上的散射光强。

4、散射光具有偏振性，其偏振程度决定于散射光与入射光的夹角。自然光入射到各向同性介质中，在垂直于入射方向上的散射光是线偏振光，在原入射光方向及其反方向上，散射光仍是自然光，在其它方向上是部分偏振光，偏振程度与 θ 角有关。

在光纤中，瑞利散射主要是由于光纤内部各部分的密度存在一定的不均匀性，进而造成光纤中折射率的起伏所产生的。由于光纤对光波的约束，在光纤中的散射光只表现为前向和后向两个传播方向。对于光纤中脉宽为 W 的脉冲光，它的瑞利散射强度 P_R 为：

$$P_R = PS\alpha_s W \frac{v}{2} \quad (2.3)$$

其中 P 为脉冲光的峰值功率， $\alpha_s = 0.12 \sim 0.15 \text{dB/km}$ 为瑞利散射系数， $S = \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda}{\pi n r} \right)^2$ 为背向散射光功率捕获因子， λ 为光波的波长， n 为光纤纤芯的折射率， r 为光纤的模场半径， v 为光在光纤中的速度。对于 $\lambda = 1550 \text{nm}$ ， $W = 1 \mu\text{s}$ 的光波，设 $2r = 9 \mu\text{m}$ ，则其瑞利散射的功率比入射光功率低约 53dB（相当于入射光峰值功率的 $4 \sim 5 \times 10^{-6}$ 倍）。

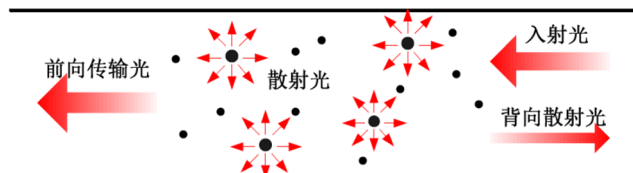


图 2.2 光纤中瑞利散射示意图

当光波在光纤中向前传输时，会在光纤沿线不断产生后向的瑞利散射光，如图 2.2 所示。根据式(2.3)可知，这些散射光的功率与引起散射的光波功率成正比。由于光纤中存在损耗，光波在光纤中传输时能量会不断衰减，因此光纤中不同位置处产生的瑞利散射信号便携带有光纤沿线的损耗信息。另外，由于瑞利散射发生时保持散射前光波的偏振态，所以瑞利散射信号同时包含光波偏振态的信息。因此，当瑞利散射光返回到光纤入射端后，通过检测瑞利散射信号的功率、偏振态等信息，可对外部因素作用后光纤中出现的缺陷等现象进行探测，从而实现对外部因素作用在光纤上的相关参量如压力、弯曲等的传感。

2.2 布里渊散射

布里渊散射是光纤中光与物质相互作用的一种非弹性散射过程，具体为入射

光场与介质的声学声子相互作用而产生的一种非弹性光散射现象。光纤中的布里渊散射分为自发布里渊散射(spontaneous Brillouin scattering, sp-BS)和受激布里渊散射(stimulated Brillouin scattering, SBS)。

一、自发布里渊散射

组成介质的粒子(原子、分子或离子)由于自发热运动会在介质中形成连续的弹性力学振动,这种力学振动会导致介质密度随时间和空间周期性变化,从而在介质内部产生一个自发的声波场,该声波场使介质的折射率被周期性调制并以声速 V_a 在介质中传播,这种作用如同光栅(称为声场光栅),当光波射入到介质中时受到声场光栅作用而发生散射,其散射光因多普勒效应而产生与声速相关的频率漂移,这一带有频移的散射光就是自发布里渊散射光。

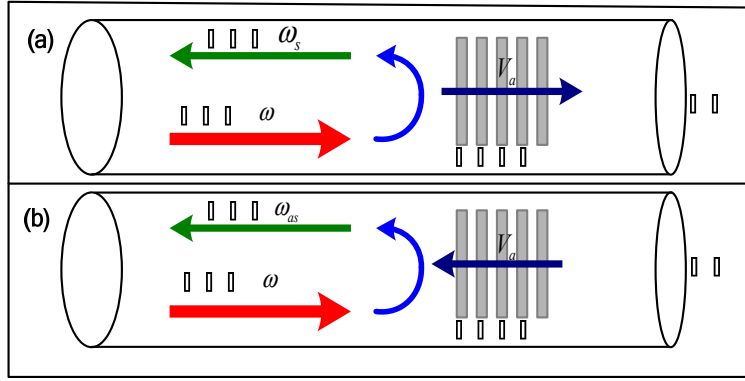


图 2.3 光纤中的布里渊散射物理模型示意图

在光纤中,自发布里渊散射的物理模型示意图如图 2.3 所示。在不考虑光纤对入射光的色散效应情况下,设入射光的角频率为 ω ,移动的声场光栅通过布拉格衍射反射入射光,当声场光栅与入射光运动方向相同时,由于多普勒效应,散射光相对于入射光频率发生下移,此时散射光称为布里渊斯托克斯光,角频率为 ω_s ,如图 2.3(a)所示。当声场光栅与入射光运动方向相反时,由于多普勒效应,散射光相对于入射光频率发生上移,此时散射光称为布里渊反斯托克斯光,角频率为 ω_{as} ,如图 2.3(b)所示。

假设光纤的入射光场和光纤中分子热运动引起的周期性应力扰动分别为:

$$\vec{E}(z,t) = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + c.c. \quad (2.4)$$

$$\Delta \vec{p} = \Delta p_0 e^{i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \Omega t)} + c.c. \quad (2.5)$$

其中, E_0 为入射光场的振幅, \vec{k} 为光波的波矢, \vec{r} 为位移, ω 为入射光波的角频率, Δp_0 为扰动幅度, \vec{q} 为声波的波矢, Ω 为声波的角频率。

光纤中的散射光场遵循波动方程:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.6)$$

其中, n 为光纤介质的折射率, c 为真空中的光速。 \vec{P} 为介质中极化率起伏所引起的附加极化, 可以表示为:

$$\vec{P} = \frac{\Delta\epsilon}{4\pi} \vec{E} \quad (2.7)$$

上式中, ϵ 为介质的介电常数, 其变化由介质的密度起伏而产生, 介质密度的变化又由声波的扰动而产生:

$$\Delta\epsilon = \frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \Delta\rho \quad (2.8)$$

$$\Delta\rho = \frac{\partial\rho}{\partial p} \Delta p \quad (2.9)$$

将(2.9)、(2.8)两式带入(2.7)式, 可得:

$$\vec{P} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho} \right) \left(\frac{\partial\rho}{\partial p} \right) \Delta p \cdot \vec{E} \quad (2.10)$$

由电致伸缩系数 $\gamma_e = \rho_0 \frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}$, 绝热压缩系数 $C_s = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial\rho}{\partial p}$, 代入(2.10)式:

$$\vec{P} = \frac{1}{4\pi} \gamma_e C_s \Delta p \cdot \vec{E} \quad (2.11)$$

将(2.11)式与(2.5)、(2.4)两式联立, 就得到了光纤中布里渊散射所满足的非线性极化波动方程:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = & -\frac{\gamma_e C_s}{c^2} [(\omega - \Omega)^2 E_0 \Delta p_0 * e^{i(k-q)\cdot r - i(\omega - \Omega)t} \\ & + (\omega + \Omega)^2 E_0 \Delta p_0 e^{i(k+q)\cdot r - i(\omega + \Omega)t} + \text{c.c.}] \end{aligned} \quad (2.12)$$

式(2.12)右边的项表明, 在入射光角频率 ω 的两边, 对称分布着斯托克斯和反斯托克斯两部分散射谱线, 这些散射光相对入射光的频移等于声场的频率 Ω , 它们相对于入射光的频移量称为布里渊频移。

斯托克斯光的角频率 ω_{AS} 和波矢 \vec{k}_s 为:

$$\omega_{AS} = \omega - \Omega \quad (2.13)$$

$$\vec{k}_{AS} = \vec{k} - \vec{q} \quad (2.14)$$

反斯托克斯光的角频率 ω_{AS} 和波矢 \vec{k}_{AS} 为:

$$\omega_{AS} = \omega + \Omega \quad (2.15)$$

$$\vec{k}_{AS} = \vec{k} + \vec{q} \quad (2.16)$$

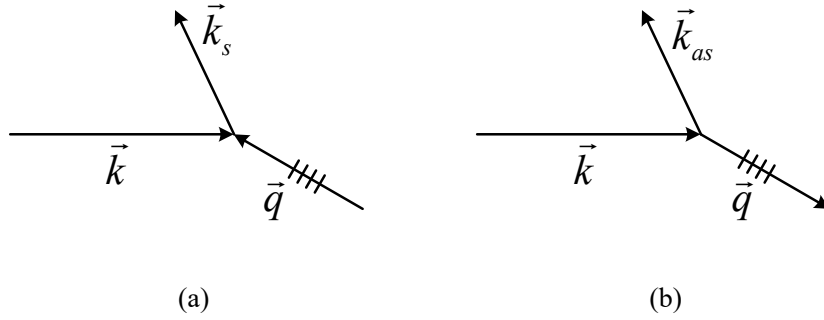


图 2.4 布里渊散射光与入射光和声波之间的波矢关系

(a) 斯托克斯光波矢； (b) 反斯托克斯光波矢

图 2.4 简单的反映了斯托克斯、反斯托克斯散射光与入射光及声波之间的波矢关系。为了更好的体现入射光、斯托克斯光和反斯托克斯光之间的动量守恒关系，图 2.5 给出了三者的三角形矢量图。

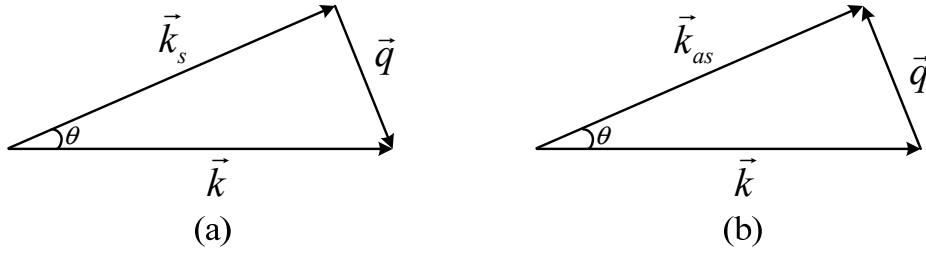


图 2.5 布里渊散射光的矢量守恒关系

(a) 斯托克斯光波矢； (b) 反斯托克斯光波矢

由于 $\Omega \ll \omega$ 、 $|\vec{q}| \ll |\vec{k}|$ ，所以可以认为 $\omega \approx \omega_s \approx \omega_{as}$ 、 $|\vec{k}| \approx |\vec{k}_s| \approx |\vec{k}_{as}|$ 。则由图 2.5 可得：

$$|\vec{q}| = 2|\vec{k}| \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.17)$$

且入射光及声波的角频率与波矢之间分别有如下关系：

$$\omega = |\vec{k}| \frac{c}{n} \quad (2.18)$$

$$\Omega = |\vec{q}| V_a \quad (2.19)$$

其中 V_a 为光纤介质中的声速，则可由式(2.17)得到布里渊频移 ν_B 为：

$$\nu_B = \frac{\Omega}{2\pi} = \frac{2nV_a}{\lambda_0} \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (2.20)$$

其中， λ_0 为入射光波长， θ 为散射光波矢与入射光波矢的夹角。由公式(2.20)可

可以看出，布里渊散射光的频移与散射角度有关。在单模光纤中，轴向以外的传播模式都被抑制，因此布里渊散射光只表现为前向和后向传播。当散射发生在前向($\theta=0$)时， $\nu_B = \Omega / 2\pi = 0$ ，即不发生布里渊散射；当散射发生在后向($\theta=\pi$)时， $\nu_B = \Omega / 2\pi = 2nV_a / \lambda_0$ ，可见后向布里渊散射的频移与光纤的有效折射率以及光纤中的声波速度成正比，与入射光的波长成反比。若石英光纤的折射率 $n=1.46$ 、声速 $V_a=5945\text{m/s}$ 、入射光波长 $\lambda_0=1550\text{nm}$ ，则石英光纤的布里渊频移约为 11.2GHz 。

在实际情况下，声波在光纤介质中有衰减，所以布里渊散射谱具有一定的宽度，并呈洛伦兹曲线形式：

$$G_B(\nu) = G \frac{\left(\frac{\Gamma_B}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + \left(\frac{\Gamma_B}{2}\right)^2} \quad (2.21)$$

其中， Γ_B 为布里渊散射谱的半峰全宽(Full width at Half Maximum, FWHM)。 Γ_B 与声子寿命有关，普通单模光纤中 Γ_B 一般为几十 MHz 。当 $\nu = \nu_B$ 时，信号功率处于布里渊散射峰值 G ，布里渊散射谱如图 2.6 所示。

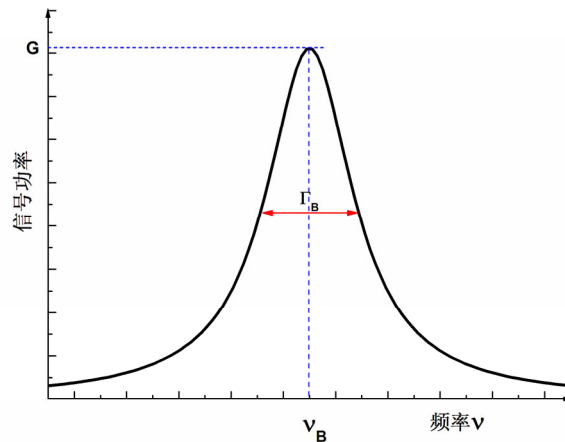


图 2.6 单模光纤中布里渊散射谱示意图

二、受激布里渊散射

1964 年，人们在块状晶体中首次观察到了受激布里渊散射。受激布里渊散射过程可以经典的描述为入射光波、斯托克斯波通过声波进行的非线性相互作用。与自发布里渊散射不同，受激散射过程源自强感应声波场对泵浦光的作用。当入射光波到达一定功率时，入射光波通过电致伸缩产生声波，引起介质折射率的周期性调制，而且大大加强了满足相位匹配的声场，致使入射光波的大部分能量耦合到反向传输的布里渊散射光，从而形成受激布里渊散射。

受激布里渊散射过程中，入射光只能激发出同向传播的声波场，因此通常只表现出频率下移的斯托克斯光谱线，其频移与介质中声频大小相同。从量子力学的角度，这个散射过程可看成一个入射光子湮灭，产生一个斯托克斯光子和一个声频声子。

受激布里渊散射的入射光场、斯托克斯光和声波场之间的频率和波矢关系与自发布里渊散射过程中的相似，这里不再重复分析。布里渊放大过程是与受激布里渊散射相关的重要非线性效应，是用于光纤传感技术的重要机理。

受激布里渊散射过程可以由经典的三波耦合方程描述，在稳态情况下，典型的三波耦合方程可以化简为：

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B(\Omega)I_p I_s - \alpha I_p \quad (2.22)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B(\Omega)I_p I_s + \alpha I_s \quad (2.23)$$

其中 I_p 和 I_s 分别为入射光波和斯托克斯散射光的强度， α 为光纤的损耗系数。布里渊增益因子 $g_B(\Omega)$ 具有洛伦兹形，可表示为：

$$g_B(\Omega) = g_0 \frac{(\Gamma_B / 2)^2}{(\Omega_B - \Omega)^2 + (\Gamma_B / 2)^2} \quad (2.24)$$

其中峰值增益因子 g_0 可以表示为：

$$g_0 = g_B(\Omega_B) = (2\pi^2 n^7 p_{12}^2) / (c\lambda_0^2 \rho_0 V_a \Gamma_B) \quad (2.25)$$

其中 p_{12} 为弹光系数， ρ_0 为材料密度， $\Gamma_B = 1/\tau_p$ 为布里渊增益谱带宽， τ_p 为声子寿命。对于普通单模光纤和 1550nm 的连续泵浦光，若光纤的折射率 $n=1.45$ ， $V_a = 5.96\text{km/s}$ ， $g_0 = 5.0 \times 10^{-11} \text{m/W}$ 。

由(2.24)可知，当 $|\Omega - \Omega_B| \gg 0$ 时，布里渊增益将变得很小，而在 $\Omega = \Omega_B$ 处布里渊散射具有最大的增益 g_0 ，即只有当两光场的频率差 Ω 接近 Ω_B 时，才会有明显的受激布里渊放大过程，基于受激布里渊散射的传感技术正是应用了这一放大效应来实现传感的。

三、受激布里渊散射阈值

阈值特性是受激布里渊散射的重要特性之一。由于组成光纤介质的分子原子等在连续不断地做热运动，使得光纤中始终存在着不同程度的热致声波场。热致声波场使得光纤折射率产生周期性调制，当有光入射光纤时则产生自发布里渊散射光。入射光功率逐渐增加到一定程度时，背向传输的布里渊散射光与入射光发生干涉作用，使得光纤折射率被周期性调制，产生折射率光栅，随着入射光功率

的进一步增加，这一折射率光栅将进一步增强，从而使光在此光栅上的背向散射光也不断增强，导致大部分入射光被转化为背向散射光，产生受激布里渊散射。可见存在一个受激布里渊散射阈值，当入射光的强度较小时，布里渊散射光的功率与入射光的功率成线性关系；但当入射光功率超过某一数值即受激布里渊散射阈值时，布里渊散射光的功率会急剧增加，产生受激布里渊散射。受激布里渊阈值一般被定义为光纤入射端的背向散射光功率等于入射光功率时的入射光功率。受激布里渊散射阈值由式(2.26)给出：

$$P_{cr} = G \frac{K_P A_{eff}}{g_0 L_{eff}} \quad (2.26)$$

其中 G 为受激布里渊散射阈值增益因子， K_P 是偏振因子($1 \leq K_P \leq 2$)，依赖于入射光和布里渊散射光的偏振态； A_{eff} 是有效纤芯面积； L_{eff} 是有效作用长度。

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha \quad (2.27)$$

其中 L 是光纤长度， α 是光纤损耗系数。

T. Horiguchi 等人经过理论和实验研究，认为影响光纤中布里渊散射阈值有很多因素，除了与光纤长度、面积有关外，还与泵浦光的波长等因素有关，为此，他提出了布里渊散射阈值系数的表达式为：

$$G \approx \ln \left[\frac{4 A_{eff} f_B \pi^{1/2} B^{3/2}}{g_0 L_{eff} k T f_p \Gamma} \right] \quad (2.28)$$

其中 f_p 为泵浦光频率，声子寿命 $T_B = 10ns$ ，声子衰减速率 $\Gamma = 1/T_B$ ， B 为一个与光纤色散相关的常量，约等于 21， k 为玻尔兹曼常量， A_{eff} 为有效模场面积。

2.3 拉曼散射

1923 年，拉曼内森 (K. R. Ramannathan) 发现太阳光聚焦到液体上，从侧面观察到残剩的光。他认为这种残剩的光是液体中杂质产生的弱荧光。但是，对液体进行反复纯化，残剩的光依然存在。拉曼 (C.V. Raman) 不满意拉曼内森把“残剩光”解释为“弱荧光”，而认为这种残剩的光类似于当时刚发现的 X 射线的康普顿散射。1927 年，拉曼用经典理论推导了康普顿散射公式，肯定这种残剩的光是存在波长位移的非相干的散射。1928 年 1 月，他们发现通过纯甘油的散射光由蓝色变成了浅绿色。同年 2 月，克利思南 (K. S. Krishnan) 证实多种有机液体和蒸汽中都观察到残剩的光。拉曼亲自证实了这种现象后，于 1928 年 2 月 16 日写了“A new type of secondary radiation”的短信给 Nature 杂志，被审稿人拒绝。但 Nature 杂志主编卓有远见，还是将短信发表在 3 月 31 日 Nature 杂志上。1930 年，拉曼因发表这篇不到半页的短信获得了诺贝尔物理奖。之后人们称这种散射现象

为拉曼散射。在拉曼和克利思南短信发表的同一年，前苏联科学家兰斯别格（G. Landsberg）和曼杰斯达姆（L. Mandelestam）独立地观察到在石英晶体中的同一种散射现象，称作为“并合散射”，发表在 *Naturwiss* 杂志上。后来，科学家发现这种光散射现象正是斯迈克尔（A.Smekel）在 1923 年从理论上所预言的在瑞利散射线两侧的伴线。

从量子力学的观点，可以将拉曼散射看成入射光和介质分子相互作用时，光子吸收或发射一个声子的过程。分子的拉曼散射能级图如图 2.7 所示。

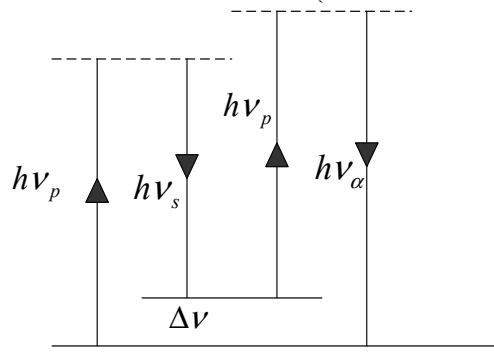


图 2.7 分子的拉曼散射能级图

光纤分子的拉曼声子频率为 $\Delta\nu=1.32\times 10^{13}\text{Hz}$ ，产生的光子为斯托克斯（Stokes）拉曼和反斯托克斯（Anti-Stokes）拉曼光子：

$$h\nu_s = h(\nu_p - \Delta\nu) \quad (2.29)$$

$$h\nu_{AS} = h(\nu_p + \Delta\nu) \quad (2.30)$$

式中 ν_p, ν_s, ν_{AS} 分别为入射光、Stokes 和 Anti-Stokes 拉曼散射光的频率。

当激光脉冲在光纤中传播时，每个激光脉冲产生的斯托克斯拉曼背向散射光的光通量为：

$$\phi_s = K_s \cdot S \cdot \nu_s^4 \cdot \phi_e \cdot R_s(T) \cdot \exp[-(\alpha_0 + \alpha_s) \cdot L] \quad (2.31)$$

反斯托克斯拉曼背向散射光的光通量可以表示为：

$$\phi_{AS} = K_{AS} \cdot S \cdot \nu_{AS}^4 \cdot \phi_e \cdot R_{AS}(T) \cdot \exp[-(\alpha_0 + \alpha_{AS}) \cdot L] \quad (2.32)$$

式中， K_s 、 K_{AS} 分别为和光纤的 Stokes 散射截面、Anti-Stokes 散射截面有关的系数， ν_s, ν_{AS} 分别为 Stokes 散射光子和 Anti-Stokes 散射光子的频率， α_0 、 α_{AS} 、 α_s 为在光纤中入射光、Anti-Stokes 拉曼光以及 Stokes 拉曼光的平均传播损耗， $R_s(T)$ 、 $R_{AS}(T)$ 为与光纤分子低能级和高能级上的粒子数分布有关的系数。

第三章 光时域反射计

分布式光纤传感技术主要基于光纤中的散射光进行传感。其中，光时域反射计（OTDR）技术是最早提出的一种全分布式光纤传感技术。除此技术之外，根据所依托的散射光类型不同、传感原理不同，主要还有相位敏感光时域反射计（ Φ -OTDR）、布里渊光时域反射计（BOTDR）和拉曼光时域反射计（ROTDR）等三种类型。它们各自在功能和特点上均有显著的不同。

3.1 光时域反射计原理

光时域反射技术由 Barnoski 博士于 1976 年提出，该技术利用了激光雷达的概念，用于检测光纤的损耗特性，它是检测光纤衰减、断裂和进行空间故障定位的有力手段，同时也是分布式光纤传感器技术的基础。

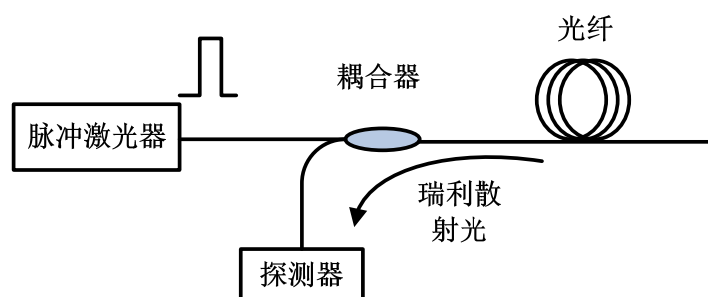


图 3.1 OTDR 的工作原理图

OTDR 的工作原理如图 3.1 所示，将一束窄的探测脉冲光通过双向耦合器注入光纤中，脉冲光在光纤中向前传输时会不断产生后向瑞利散射光，后向瑞利散射光并通过该双向耦合器耦合到光电检测器中。设从光纤发射端面发出脉冲光，到接收到该脉冲光在光纤中 L 处产生的瑞利散射光所需的时间为 t ，则在 t 时间内，光波从发射端至该位置往返传播了一次，因此该位置距起始端的距离 L 为：

$$L = vt / 2 \quad (3.1)$$

其中 v 是光在光纤中的传播速度， t 为从发出脉冲光到接收到某位置产生的瑞利散射光所需的时间。

设光纤的衰减系数为 α ，则脉冲光传播到光纤 L 位置处时的峰值功率为：

$$P(z) = P_0 e^{-\alpha L} \quad (3.2)$$

根据式(2.3)可知在该处产生的瑞利散射强度为：

$$P_R(z) = P_0 e^{-\alpha L} S \alpha_s W \frac{v}{2} \quad (3.3)$$

当它返回到光电探测器时，其强度变为：

$$P_R(z) = P_0 e^{-2\alpha L} S \alpha_S W \frac{V}{2} = P_0 e^{-\alpha vt} S \alpha_S W \frac{V}{2} \quad (3.4)$$

由式(3.4)可见，OTDR 得到的光纤沿线的瑞利散射曲线为一条指数衰减的曲线，该曲线表示出了光纤沿线的损耗情况。当脉冲光在光纤中传播的过程中遇到裂纹、断点、接头、弯曲、端点等情况时，脉冲光会产生一个突变的反射或衰减，根据式(3.1)可以获得该点的位置，因此实现对这些状况的检测。图 3.2 显示了光纤上典型的事件点对应的 OTDR 曲线。图中纵轴采用对数单位，因此 OTDR 显示的曲线为直线。

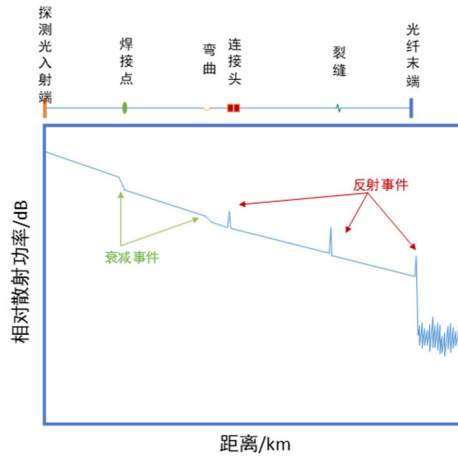


图 3.2 OTDR 探测曲线

3.2 光时域反射计系统

OTDR 的系统结构如图 3.3 所示，脉冲发生器驱动光源产生探测光脉冲，探测光脉冲经定向耦合器注入到被测光纤，其在被测光纤中的背向瑞利散射和/或反射信号经定向耦合器输出被光电探测器接收，光电探测器输出的电流信号经放大和模数转换后经数字信号处理得到探测曲线。信号控制及处理单元设有时钟，对脉冲发生器和模数转换单元进行触发和计时，实现对光纤各个位置散射点的定位。另外，通过对接收到的电信号进行处理可得到各个散射位置处的功率信息。

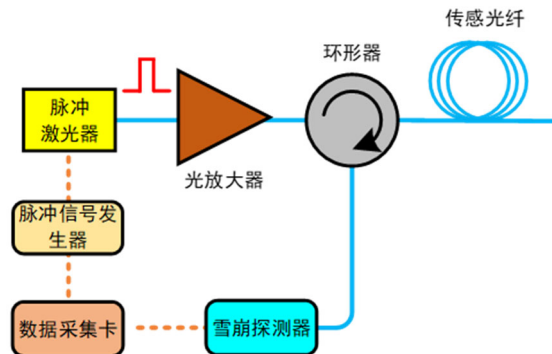


图 3.3 OTDR 系统结构图

由于 OTDR 直接探测背向瑞利散射光的功率，光源输出功率越高，背向散射信号就越强，探测距离越大，因此，OTDR 通常使用带宽为数十纳米的宽带光源。这一方面是为了获得高的测量动态范围，另一方面是为了避免窄线宽的高功率激光脉冲在光纤中传输引起的非线性效应对 OTDR 性能的影响。

3.3 光时域反射计的性能指标

OTDR 的性能指标包括动态范围、空间分辨率、测量盲区、工作波长、采样点、存储容量、重量、体积等。作为分布式传感器，其主要性能指标有动态范围、空间分辨率和测量盲区。

1、动态范围

动态范围定义为初始背向散射功率和噪声功率之差，单位为对数单位(dB)。动态范围是 OTDR 非常重要的一个参数，通常用它来对 OTDR 性能进行分类。它表明了可以测量的最大光纤损耗信息，直接决定了可测光纤的长度。

2、空间分辨率

空间分辨率显示了仪器能分辨两个相邻事件的能力，影响着定位精度和事件识别的准确性。对 OTDR 而言，空间分辨率通常定义为事件反射峰功率的 10% 至 90% 这段曲线对应的距离。空间分辨率通常由探测光脉冲宽度决定，若探测光脉冲宽度为 W ，则 OTDR 的理论空间分辨率 $SR = \frac{vW}{2}$ ，其中 v 为探测光在光纤中的传播速度。虽然理论空间分辨率由探测光脉冲宽度决定，但是系统的采样率对空间分辨率有着重要影响。只有在采样率足够高、采样点足够密集的条件下，才能获得理论的空间分辨率。

3、盲区

盲区指的是由于高强度反射事件导致 OTDR 的探测器饱和后，探测器从反射事件开始到再次恢复正常读取光信号时所持续的时间，也可表示为 OTDR 能够正常探测两次事件的最小距离间隔。

盲区又可进一步分为事件盲区和衰减盲区。事件盲区指的是 OTDR 在探测连续的反射事件所需的最小距离间隔。衰减盲区指的是 OTDR 在探测到前一个反射事件和能够准确测量该事件损耗所需的最小距离。由于反射事件的能量远大于衰减事件，所以事件盲区要小于衰减盲区，但在事件盲区之内只能测得下一次反射事件，而不能获得事件造成的损耗大小。如图 3.4 所示为 OTDR 的盲区示意图，其中 A 表示的是事件盲区，它是按照反射峰两侧 -1.5dB 处的间距来标定的，这是业界一般通用的方法。B 表示的是衰减盲区，它是按照从发生反射事件开始，到反射信号降低到光纤正常背向散射信号后延线上 0.5dB 点间的距离。

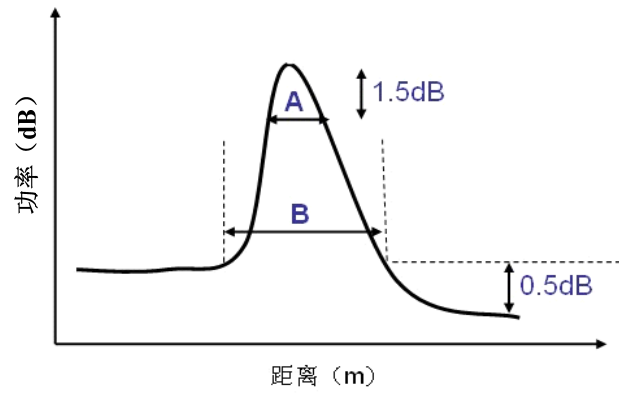


图 3.4 盲区示意图

第四章 相位敏感光时域反射计

4.1 相位敏感光时域反射计原理

4.1.1 相干衰落效应

在 OTDR 系统中，假设入射光脉冲的脉冲宽度为 τ ，其在光纤中对应的长度为 W ，则有

$$W = v_g \tau = \frac{c\tau}{n} \quad (4.1)$$

如图 4.1 所示，假设 t_1 时刻，光脉冲传输到 A 点，此时光脉冲前沿在 A 点处产生的背向散射光 R_a 开始向后传输；在 t_2 时刻（ t_2 时刻与 t_1 时刻相差时间 $\tau/2$ ），光脉冲传输到 C 点， t_1 时刻 A 点产生的背向散射光 R_a 传输到了光脉冲后沿所在位置 B 点，此时光脉冲后沿也会在 B 点产生背向散射光 R_b ，那么 R_a 和 R_b 就将一起向后传输；A、B 点内所有满足条件的散射中心的散射光都将一起向后传输，同时到达入射端，所以某一时刻返回光功率是长度为 $W/2$ 的光纤内所有散射点散射光的叠加。

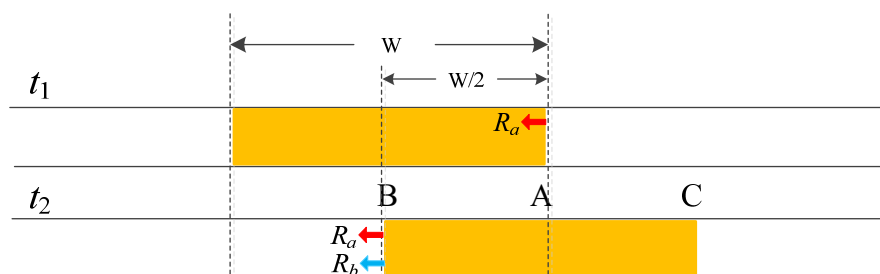


图 4.1 探测光脉冲内各散射点散射光的叠加过程

由上面的分析可知，任一时刻的散射光都是 $W/2$ 内所有散射点散射光的叠加。当激光器的线宽较宽的时候，相干长度较短（相干长度是指能够发生干涉的最大光程差），叠加的散射光之间的光程差远大于相干长度（一般要求是相干长度的 10 倍以上），则不会发生干涉效应；而当激光器线宽较窄时，相干长度较长，叠加的散射光之间的光程差小于相干长度，就会发生干涉效应；当光程差大于相干长度但小于 10 倍的相干长度时，干涉效应可被观察到，但是“可视度”较低，为部分相干。激光器线宽与相干长度的关系可以由下式表达，

$$L_c = \frac{c}{\Delta f} \quad (4.2)$$

式中, Δf 表示激光器的线宽。当线宽小于 100kHz 时, 相干长度 L_c 大于 3km; 而叠加的散射光之间最大的光程差为 $W/2$, 对于 100ns 的脉冲, 最大光程差为 10m, 远小于相干长度, 此时干涉效应就不能被忽略。

在 OTDR 中, 都采用线宽较宽的激光器, 所以不存在干涉现象。当激光器的线宽较窄时, 学者们发现了干涉现象。1984 年 P.Healey 首次观察到了相干衰落效应, 所谓相干衰落效应, 就是单次采集获得的 OTDR 曲线不再是一条光滑的曲线, 而是一条随机起伏的曲线, 如图 4.2 所示。

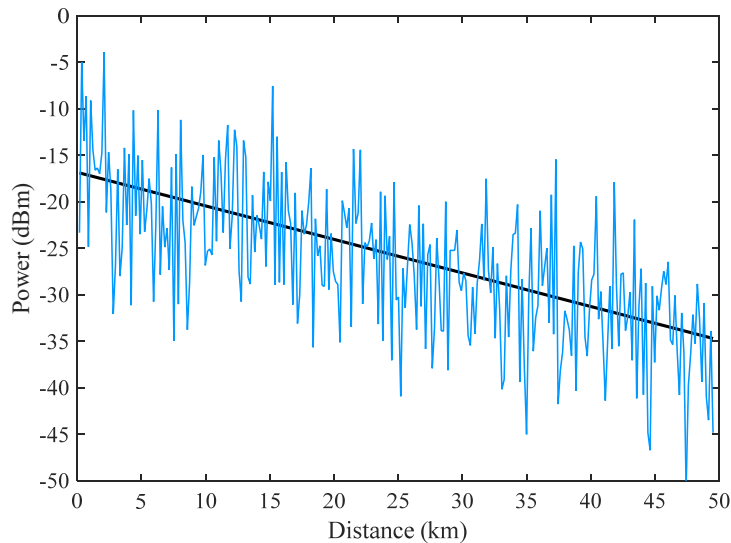


图 4.2 OTDR 中的相干衰落效应

图 4.2 中黑色平滑的曲线表示宽线宽激光器下的 OTDR 曲线。蓝色曲线表示窄线宽激光器下由于干涉效应而产生的剧烈起伏曲线。

4.1.2 利用相干衰落效应进行传感

由于相干衰落效应被看成是影响 OTDR 曲线性能的噪声, 所以虽然早就被观察到了, 但是直到 1993 年才由美国学者 Taylor, Henry F 首次提出用来进行传感, 这就是最早意义上的相位敏感光时域反射计 (Φ -OTDR)。

瑞利散射是源于光纤中折射率的微观波动, 从尺寸上说, 这些波动远小于入射光的波长, 所以可以将光纤中的这些波动看成是一个个空间离散的“散射点”, 如图 4.3 所示。这些散射点是随机分布的, 可以对它们做以下假设:

(1) 散射点在空间上随机分布, 所以每个散射点产生的瑞利散射光的相位在 $[0, 2\pi]$ 之间均匀分布。散射点位置是确定的, 未受扰动时, 每两个散射点之间的距离保持不变。

(2) 每个散射点的散射系数在 $[0, 1]$ 之间随机分布。



图 4.3 光纤中的散射点

假设入射探测光脉冲是理想的单频光，且频率不会发生偏移，并忽略偏振不匹配的问题。记脉冲入射的时刻为 0 时刻，根据光波的叠加原理， t 时刻回到初始端的瑞利信号的电场强度可以表示为如式 2.10 的形式。

$$E(t) = \sum_{i=1}^N E_0 \exp\left(-\alpha \frac{c\tau_i}{n_f}\right) a_i \exp[j2\pi\nu(t-\tau_i)] \text{rect}\left(\frac{t-\tau_i}{W}\right) \quad (4.3)$$

式中， E_0 表示入射脉冲的电场强度。 α 为光纤衰减常数，典型值为 0.2dB/km。 N 表示光纤沿线上散射点的总个数，从第一个散射点到第 N 个散射点，分别为 $\{z_1, z_2, \dots, z_i, \dots, z_N\}$ ($1 \leq i \leq N$)， z_i 的分布是由散射点的分布决定的。 τ_i 表示第 i 个散射点产生的时间延迟， $\tau_i = 2n_f z_i / c$ 。 a_i 表示第 i 个散射点的散射系数。 ν 表示入射光脉冲的频率。 W 为入射光脉冲在光纤中的长度。 $\text{rect}(x)$ 是矩形函数，当 x 满足 $0 \leq x \leq 1$ 时，其值为 1；其他时候函数的值均为 0；这一矩形函数的实际意义是表示只有 $W/2$ 长度内的散射点产生的瑞利散射光才能叠加在一起。

光电探测器检测到的是信号光的功率值，光功率是电场强度模的平方。根据式(4.3)，将电场强度的模进行平方，并展开，得到光电探测器探测到的功率为：

$$P(t) = |E(t)|^2 = P_1(t) + P_2(t) \quad (4.4)$$

$$P_1(t) = P_0 \sum_{j=1}^N a_j^2 \exp\left(-2\alpha \frac{c\tau_j}{n_f}\right) \text{rect}\left(\frac{t-\tau_j}{W}\right) \quad (4.5)$$

$$P_2(t) = 2P_0 \sum_{j=1}^N \sum_{k=j+1}^N a_j a_k \cos\phi_{jk} \exp\left[-\alpha \frac{c(\tau_j + \tau_k)}{n_f}\right] \times \text{rect}\left(\frac{t-\tau_j}{W}\right) \text{rect}\left(\frac{t-\tau_k}{W}\right) \quad (4.6)$$

式中， $\phi_{jk} = \phi_j - \phi_k = 4\pi\nu n_f (z_j - z_k) / c$ 表示第 j 和第 k 个散射点产生的散射光之间的相位差。 $P_0 = |E_0|^2$ 表示入射光脉冲的功率。由于光时域反射计中采用的入射光脉冲比较窄，其在光纤中所占的长度也比较短，所以可以忽略光脉冲内的衰减。

对式(4.5)和(4.6)进行化简，可以得到式(4.7)和(4.8)。

$$P_1(t) = P_0 \exp\left(-2\alpha \frac{ct}{n_f}\right) \sum_{j=1}^N a_j^2 \text{rect}\left(\frac{t-\tau_j}{W}\right) \quad (4.7)$$

$$P_2(t) = 2P_0 \exp\left(-2\alpha \frac{ct}{n_f}\right) \sum_{j=1}^N \sum_{k=j+1}^N a_j a_k \cos\phi_{jk} \text{rect}\left(\frac{t-\tau_j}{W}\right) \text{rect}\left(\frac{t-\tau_k}{W}\right) \quad (4.8)$$

分析式(4.7)和(4.8)，可以看出，光电探测器检测到的散射光功率的强度主要由两种因素决定。第一，探测光脉冲的参数，包括光脉冲功率和宽度；第二，光纤内散射点的性质，包括散射点的空间分布和散射系数，其中散射点的空间分布决定了各散射点之间的距离 $z_j - z_k$ 和脉冲宽度内叠加的散射点的个数。

在输出光强 $P(t)$ 中， $P_1(t)$ 是直流项，表示的是理想的没有抖动的平滑曲线，它对外界的扰动不敏感； $P_2(t)$ 是交流项，表示的是脉冲内各散射点散射光相干之后的抖动，也就是 4.1.1 节中所提到的相干衰落信号，它对外界的扰动敏感。当脉冲的各参数保持不变，且光纤未受到扰动时，相干衰落效应保持稳定， $P_2(t)$ 保持不变；当光纤受到扰动时，受扰动点处散射点特性发生变化，会引起该点 $P_2(t)$ 的变化；通过对比前后两个时刻的输出光强 $P(t)$ 就可以实现对扰动的监测和定位。图 4.4 是扰动前后的两条 Φ -OTDR 曲线，从图中可以看出，扰动前后两条 Φ -OTDR 曲线大部分地方都是一样的，红色圆圈处表示受扰动位置，可以发现受扰动位置处的信号在扰动前后有比较大的差异。

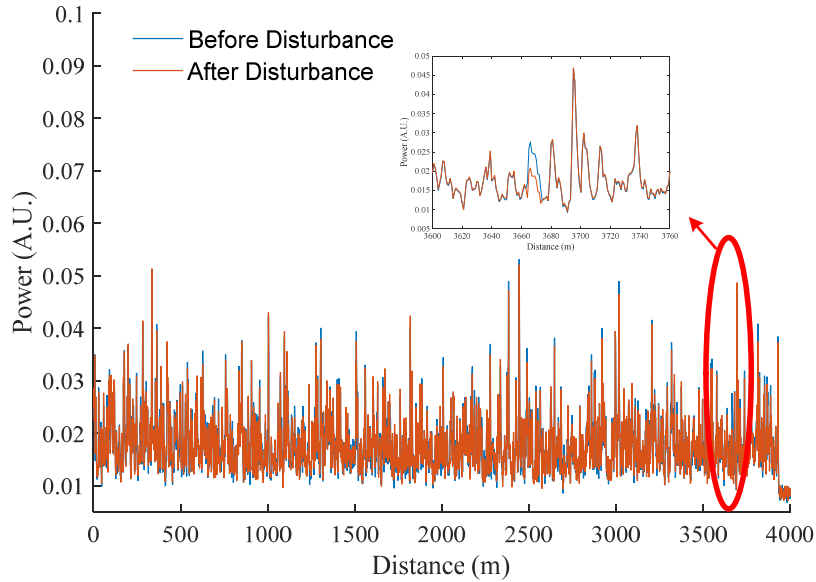


图 4.4 扰动前后的两条 Φ -OTDR 曲线

4.2 相位敏感光时域反射计的基本结构

Φ -OTDR 系统的探测方式主要可以分为相干探测和直接探测，对应于两种不同的探测方式， Φ -OTDR 的基本结构有较大的不同。

4.2.1 直接探测的 Φ -OTDR 结构

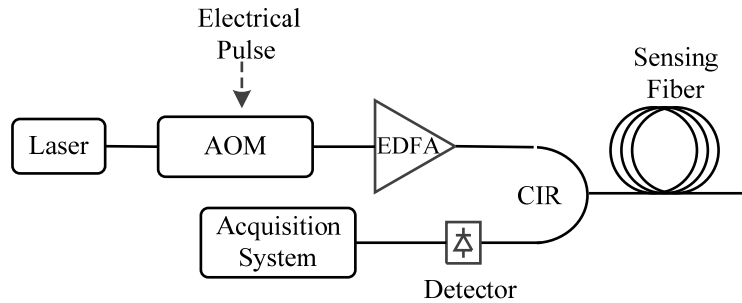


图 4.5 基于直接探测的系统结构

图 4.5 直接探测的 Φ -OTDR 基本结构，可以看出，它与 OTDR 系统非常相似，其中最大的区别在于激光器。OTDR 中，相干衰落效应会带来误判，被认为是噪声，所以激光器一般选择较宽的线宽从而避免相干衰落效应，此时激光器的谱宽大约为几个 nm，转化成频率上的线宽大约为几百 GHz 量级；而在 Φ -OTDR 系统中，要求有强相干衰落效应，所以会选择窄线宽的激光器作为光源，一般要求激光器线宽小于 100kHz。

激光器发出的连续光经过声光调制器（acoustic optical modulator, AOM）被调制为脉冲信号，经过掺铒光纤放大器（EDFA）放大后，通过光环行器进入传感光纤，在光纤中传输的同时产生瑞利散射，其中背向瑞利散射信号往回传输，再次经过环形器到达光电探测器，通过放大、平均等数据处理后，被提取成 Φ -OTDR 信号。电脉冲信号用来同步采集卡和调制器。

在直接探测方法中，由于背向瑞利散射的光功率非常小，一般 $< -40\text{dBm}$ ，所以要求采用的光电探测器具有较高的增益，一般采用雪崩光电探测器（avalanche photo diode, APD）。直接探测的方法结构简单，且不存在偏振相关的问题；但同时也有一些缺点，由于背向瑞利散射光功率较小，一般都需要采用 EDFA 对入射光进行放大，而 EDFA 会产生宽带的自发辐射噪声（amplified spontaneous emission, ASE），该噪声与瑞利散射光叠加，直接探测无法区分，从而降低了 Φ -OTDR 的探测灵敏度，缩短了探测距离。

4.2.2 相干探测的 Φ -OTDR 结构

相干探测的 Φ -OTDR 通过相干探测结构对光波进行探测。然后还需要对探测到的信号进行相位解调，以从光波相位的变化中得到光纤外界扰动信息。

一、系统结构

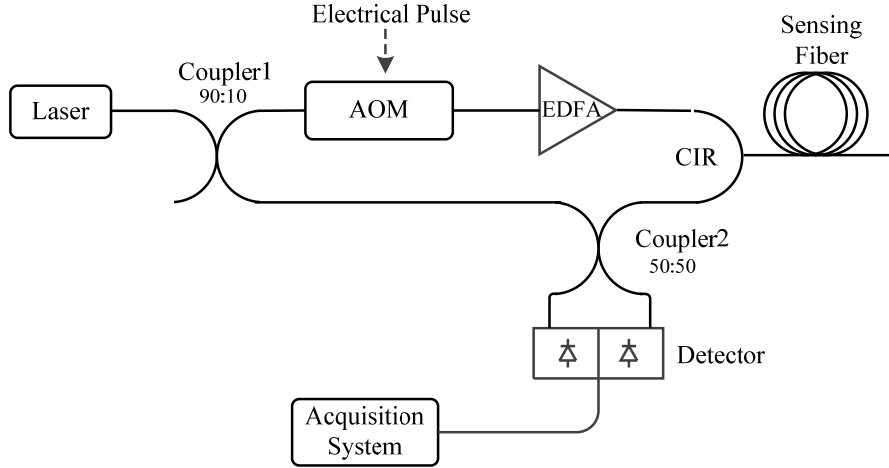


图 4.6 基于相干探测的系统结构

相干探测中，信号光和参考光相干，将信号功率集中到一个中频上，解调中频信号光功率，获得光纤沿线散射信号。图 4.6 展示了相干探测下的 Φ -OTDR 基本结构。激光器发出的连续光经过耦合器（coupler）1 被分成两束光，第一路连续光通过 AOM 被调制为脉冲光，而且其频率发生 $\Delta\nu$ 的偏移，变为 $\nu+\Delta\nu$ （ $\Delta\nu$ 由声光调制器决定），脉冲光经过 EDFA 被放大到指定功率后，经过环形器进入传感光纤，在光纤中传输并发生瑞利散射，其中背向瑞利散射光部分返回至耦合器 2；第二路连续光直接入射至耦合器 2，为参考光。两路光经耦合器 2 耦合后被探测器接收，经过包络检波、数字平均等数据处理后，被提取成 Φ -OTDR 信号。同直接探测一样，电脉冲信号用来同步声光调制器和采集装置。

假设传感光纤中返回的背向瑞利散射光信号为

$$E_s(t) = \sqrt{P_s(t)} \exp\{j[2\pi(\nu+\Delta\nu)t + \varphi_0]\} \quad (4.9)$$

式中 $P_s(t)$ 表示散射信号功率， $\sqrt{P_s(t)}$ 表示信号光场强，由于受到相干效应影响，光纤上每一点散射回来的场强都是不同的； ν 为激光器的光频率； $\Delta\nu$ 为声光调制器所带来的频移， φ_0 为初始相位， j 表示虚数单位。

本振光是连续光，它的幅度和功率都由激光器决定，可以认为保持不变，表示为：

$$E_{LO}(t) = \sqrt{P_{LO}} \exp[j(2\pi\nu t + \varphi_1)] \quad (4.10)$$

其中， P_{LO} 表示本振光功率， φ_1 为参考光的初始相位。

不考虑偏振相关的问题, 背向瑞利散射信号光和本征光到达耦合器后会发生干涉。干涉叠加的信号可以表示为:

$$E(t) = E_s(t) + E_{LO}(t) = \sqrt{P_s(t)} \exp\{j[2\pi(\nu + \Delta\nu)t + \varphi_0]\} + \sqrt{P_{LO}} \exp[j(2\pi\nu t + \varphi_1)] \quad (4.11)$$

光功率为电场强度模的平方, 可以表示为:

$$P(t) = |E(t)|^2 = P_s(t) + P_{LO} + 2\sqrt{P_s(t)P_{LO}} \cos(2\pi\Delta\nu t + \varphi_0 - \varphi_1) \quad (4.12)$$

假设光电探测器的响应度为 R 。当探测器是交流耦合时, 信号中的直流项可以忽略, 则探测器产生的电流可以表示为:

$$i(t) = 2R\sqrt{P_s(t)P_{LO}} \cos(2\pi\Delta\nu t + \varphi_0 - \varphi_1) \quad (4.13)$$

分析式(4.13), 发现背向瑞利散射光功率全部集中在中频 $\Delta\nu$ 上, 所以对中频信号进行探测可以实现对背向瑞利散射光的探测。在实际操作中, 可以对中频信号进行带通滤波, 滤除有效频带外的噪声功率, 提高信号质量。另外, 从式(4.13)还可以看出, 本地参考光的幅度相当于对背向瑞利散射光功率进行了一次放大, 从而提高了返回的信号光功率。

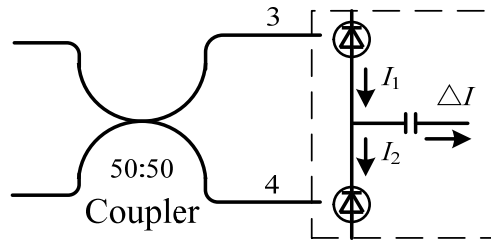


图 4.7 平衡探测器原理图

相干探测技术还常与平衡探测方法一起使用, 可以有效抑制电路噪声, 提高信号质量。图 4.7 展示了平衡探测器的原理图, 平衡探测器由两个相同的光电探测器 (photodetector, PD) 组成, 两路 PD 的输出电流会被做相减处理。50:50 的耦合器会引入一个 $\pi/2$ 的相移。干涉后, 耦合器的 3,4 端口输出的光信号的场强分别为

$$E_3(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{P_s(t)} \exp\{j[2\pi(\nu + \Delta\nu)t + \varphi_0]\} + \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{P_{LO}} \exp\left[j\left(2\pi\nu t + \varphi_1 + \frac{\pi}{2}\right)\right] \quad (4.14)$$

$$E_4(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{P_s(t)} \exp\left\{j\left[2\pi(\nu + \Delta\nu)t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right]\right\} + \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{P_{LO}} \exp[j(2\pi\nu t + \varphi_1)] \quad (4.15)$$

经过光电探测器后, 两个探测口输出的电流分别为

$$I_3(t) = \frac{1}{2} R \left[P_s(t) + P_{LO} + 2\sqrt{P_s(t)P_{LO}} \sin(2\pi\Delta\nu t + \varphi_0 - \varphi_1) \right] \quad (4.16)$$

$$I_4(t) = \frac{1}{2} R \left[P_s(t) + P_{LO} - 2\sqrt{P_s(t)P_{LO}} \sin(2\pi\Delta\nu t + \varphi_0 - \varphi_1) \right] \quad (4.17)$$

所以平衡探测器的交流耦合输出为：

$$\Delta I(t) = I_3(t) - I_4(t) = 2R\sqrt{P_s(t)P_{LO}} \sin(2\pi\Delta\nu t + \varphi_0 - \varphi_1) \quad (4.18)$$

相比于不使用平衡探测器，平衡探测可以获得一样的电流，但是平衡探测采用了相减的处理，可以对信号中的共模噪声产生很好的抑制作用。

二、相位信号解调

常见的相干探测型 Φ -OTDR 信号的相位解调方法有正交 (IQ) 解调和希尔伯特变换 (Hilbert transform) 解调。由于 IQ 解调方法受噪声影响小，有更好的稳定性，这里主要对这种解调方法进行讲解。

IQ 解调的原理示意图如图 4.8 所示：

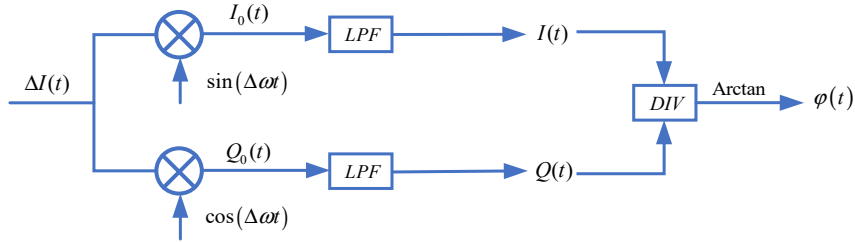


图 4.8 正交解调流程图

对于声光调制器调制的脉冲信号，由于衍射级次的空间性，无关的谐波信号非常容易被去除掉，可以简单地认为探测器探测到的光电流是只包含 $\Delta\omega$ 的中频信号。将图 4.8 中的输入信号，进一步写为：

$$I_s(t) = I_0 \cos[\Delta\omega t + \varphi(t)] \quad (4.19)$$

将其分别与本征信号 $\cos(\Delta\omega t)$ 和 $\sin(\Delta\omega t)$ 相乘，得到：

将式(2.17)分别与本征信号 $\sin(\Delta\omega t)$ 和 $\cos(\Delta\omega t)$ 相乘，得到：

$$I(t) = I_0 \cos[\Delta\omega t + \varphi(t)] * \sin(\Delta\omega t) = \frac{1}{2} I_0 \sin[2\Delta\omega t + \varphi(t)] + \frac{1}{2} I_0 \sin[\varphi(t)] \quad (4.20)$$

$$Q(t) = I_0 \cos[\Delta\omega t + \varphi(t)] * \cos(\Delta\omega t) = \frac{1}{2} I_0 \cos[2\Delta\omega t + \varphi(t)] - \frac{1}{2} I_0 \sin[\varphi(t)] \quad (4.21)$$

经过低通滤波器后，式(4.20)和式(4.21)的二倍频项就被滤除了，得到：

$$I(t) = \frac{1}{2} I_0 \sin[\varphi(t)] \quad (4.22)$$

$$Q(t) = -\frac{1}{2} I_0 \cos[\varphi(t)]$$

相除后求反切函数就可以解得相位：

$$\varphi(t) = -\arctan \frac{I(t)}{Q(t)} \quad (4.23)$$

第五章 布里渊光时域反射计

5.1 布里渊光时域反射计原理

由公式(2.20)可得光纤中后向布里渊散射频移为：

$$v_B = 2nV_a / \lambda_0 \quad (5.1)$$

可见，布里渊频移与光纤的有效折射率以及光纤中的声波速度成正比，与泵浦光的波长成反比。

已知光纤中的声波速度可用下式表示：

$$V_a = \sqrt{\frac{(1-k)E}{(1+k)(1-2k)\rho}} \quad (5.2)$$

其中， k 为泊松比， E 为杨氏模量， ρ 为光纤介质的密度，他们都是温度和应力的函数，分别记为 $n(\varepsilon, T)$ ， $E(\varepsilon, T)$ ， $k(\varepsilon, T)$ 和 $\rho(\varepsilon, T)$ ，并代入公式(5.1)可得布里渊频移量 v_B 为：

$$v_B(\varepsilon, T) = \frac{2n(\varepsilon, T)}{\lambda_0} \cdot \sqrt{\frac{[1-k(\varepsilon, T)]E(\varepsilon, T)}{[1+k(\varepsilon, T)][1-2k(\varepsilon, T)]\rho(\varepsilon, T)}} \quad (5.3)$$

一、布里渊频移与应变的关系

在恒温条件下，当光纤的应变改变时，光纤内部原子间的相互作用势发生改变，导致其杨氏模量和泊松比的变化，使得折射率发生改变，从而影响布里渊频移量的变化。

若参考温度为 T_0 ，则公式(5.3)可写成：

$$v_B(\varepsilon, T_0) = \frac{2n(\varepsilon, T_0)}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{[1-k(\varepsilon, T_0)]E(\varepsilon, T_0)}{[1+k(\varepsilon, T_0)][1-2k(\varepsilon, T_0)]\rho(\varepsilon, T_0)}} \quad (5.4)$$

由于光纤的组成成份主要是脆性材料 SiO_2 ，所以其拉伸应变较小。在微应变情况下，将公式(5-29)在 $\varepsilon=0$ 处做泰勒展开，并忽略一阶以上的高阶项，可得：

$$\begin{aligned} v_B(\varepsilon, T_0) &\approx v_B(0, T_0) \left[1 + \Delta\varepsilon \left. \frac{\partial v_B(\varepsilon, T_0)}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon=0} \right] \\ &= v_B(0, T_0) \left[1 + \Delta\varepsilon (\Delta n_\varepsilon + \Delta k_\varepsilon + \Delta E_\varepsilon + \Delta \rho_\varepsilon) \right] \end{aligned} \quad (5.5)$$

室温下，若取各参数的典型值： $\lambda=1550\text{nm}$ ， $\Delta n=-0.22$ ， $\Delta k=1.49$ ， $\Delta E=2.88$ ， $\Delta \rho=0.33$ ，则布里渊频移随应力的变化如下所示：

$$v_B(T_0, \varepsilon) \approx v_B(T_0, 0)(1 + 4.48\Delta\varepsilon) \quad (5.6)$$

式(5-31)表明布里渊频移随光纤应变呈正比关系。恒温条件下，当波长为 1550nm 的入射光入射普通单模石英光纤时，应变每改变 $100\mu\varepsilon$ 对应的布里渊频移约为 5MHz。

二、布里渊频移与温度的关系

光纤在松弛状态下，即应变 $\varepsilon=0$ 时，由公式(5.3)可得：

$$v_B(0, T) = \frac{2n(0, T)}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{[1 - k(0, T)]E(0, T)}{[1 + k(0, T)][1 - 2k(0, T)]\rho(0, T)}} \quad (5.7)$$

当光纤温度变化时，其热膨胀效应和热光效应分别引起光纤密度和折射率变化，同时光纤的自由能随温度变化使得光纤的杨氏模量和泊松比等物理量也随温度发生改变。当温度在小范围内变化时，假设温度变化量为 ΔT ，对公式(5.7)进行泰勒展开，并忽略一阶以上的高阶级数，可得：

$$\begin{aligned} v_B(0, T) &\approx v_B(0, T_0) \left[1 + \Delta T \left. \frac{\partial v_B(0, T)}{\partial T} \right|_{T=T_0} \right] \\ &= v_B(0, T_0) [1 + \Delta T (\Delta n_T + \Delta k_T + \Delta E_T + \Delta \rho_T)] \end{aligned} \quad (5.8)$$

在室温 ($T=20^\circ\text{C}$) 条件下，对普通单模光纤，布里渊频移随温度变化的对应关系如下所示：

$$v_B(T, 0) \approx v_B(T_0, 0) [1 + 1.18 \times 10^{-4} \Delta T] \quad (5.9)$$

由式(5.9)可知，处于松弛状态的普通单模光纤，在室温 $T=20^\circ\text{C}$ 条件下，入射光波长为 1550nm 时，温度每升高 1°C 对应布里渊频移增大约 1.2MHz。

综合上述分析，布里渊频移变化量 Δv_B 随光纤的温度和应变近似成线性变化，一般可表示成为：

$$\Delta v_B = C_{v,T} \Delta T + C_{v,\varepsilon} \Delta \varepsilon \quad (5.10)$$

其中， $C_{v,T}$ 和 $C_{v,\varepsilon}$ 分别为布里渊频移变化的温度系数和应变系数。

三、布里渊散射功率与温度和应力的对应关系

环境温度和应力的变化不仅会改变光纤中的布里渊频移量，而且会改变布里渊散射光的功率。T. R. Parker 等人的实验表明，光纤中的布里渊散射光功率与光纤所受应变和温度存在以下对应关系：

$$\frac{100\Delta P_B}{P_B(\varepsilon, T)} = C_{P\varepsilon} \Delta \varepsilon + C_{PT} \Delta T \quad (5.11)$$

其中, ΔP_B 为布里渊功率的变化量, $C_{P,\varepsilon}$ 和 $C_{P,T}$ 分别为布里渊散射光功率变化的温度系数和应变系数。根据实验统计, 当波长为 1550nm 的泵浦光入射普通单模光纤时, 与应力和温度相关的两个系数值分别为 $C_{P,\varepsilon} = -(7.7 \pm 1.4) \times 10^{-5} \% / \mu\varepsilon$ 和 $C_{P,T} = (0.36 \pm 0.06) \% / K$ 。

由于自发布里渊散射光信号微弱, 光纤中还可能存在插入损耗、熔接损耗、端面反射等, 这些都会引起散射光功率的变化, 从而造成对布里渊信号功率测量的不准确。因此实际应用中, 常常采用 Landau-Placzek 比 (LPR) 即瑞利散射功率与自发布里渊散射功率的比值来进行传感。这种引入瑞利散射光功率的方法可以对光纤损耗引起的误差进行补偿, 使得测量结果更准确。

LPR 的变化量为 ΔP_B^{LPR} , 则其与温度和应变变化量的关系为:

$$\Delta P_B^{LPR} = C_{P,T} \Delta T + C_{P,\varepsilon} \Delta \varepsilon \quad (5.12)$$

依据式(5.10)和式(5.12)可得到矩阵方程:

$$\begin{bmatrix} \Delta P_B^{LPR} \\ \Delta \nu_B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{P,T} & C_{P,\varepsilon} \\ C_{v,T} & C_{v,\varepsilon} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta \varepsilon \end{bmatrix} \quad (5.13)$$

当 $C_{v,\varepsilon} C_{P,T} \neq C_{v,T} C_{P,\varepsilon}$ 时, 则根据布里渊频移的变化量和 LPR 的变化量可以同时确定温度和应变:

$$\begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta \varepsilon \end{bmatrix} = \frac{1}{(C_{P,T} C_{v,\varepsilon} - C_{P,\varepsilon} C_{v,T})} \begin{bmatrix} C_{v,\varepsilon} & -C_{P,\varepsilon} \\ -C_{v,T} & C_{P,T} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta P_B^{LPR} \\ \Delta \nu_B \end{bmatrix} \quad (5.14)$$

由此估计温度和应变的测量误差:

$$\delta T = \frac{|C_{P,\varepsilon}| \delta \nu_B + |C_{v,\varepsilon}| \delta P_B}{|C_{v,T} C_{P,\varepsilon} - C_{v,\varepsilon} C_{P,T}|} \quad (5.15)$$

$$\delta \varepsilon = \frac{|C_{P,T}| \delta \nu_B + |C_{v,T}| \delta P_B}{|C_{v,T} C_{P,\varepsilon} - C_{v,\varepsilon} C_{P,T}|} \quad (5.16)$$

式中 $\delta T, \delta \varepsilon, \delta \nu_B, \delta P_B$ 分别是温度, 应变, 布里渊频移和 LPR 的均方根误差。

布里渊光时域反射计 (BOTDR) 技术即利用光纤中自发布里渊散射光功率或频移的变化量与温度和应变变化的线性关系来进行分布式传感。

5.2 布里渊光时域反射计结构

BOTDR 的基本结构如图 5.1 所示。激光器发出的角频率为 ω_0 的连续光被调制器调制成探测脉冲光, 探测脉冲光入射到传感光纤, 并产生频率为 $\omega_0 \pm \Omega_B$ 的自发散射布里渊散射, 散射光沿光纤返回并进入信号检测和处理系统, 对信号检

测和处理系统获得的不同时间（对应于不同位置处）的布里渊信号进行洛仑兹拟合，便可以得到光纤沿线的布里渊频移。根据布里渊散射信号的功率或频移与温度和应力的对应关系(式(5.14))，再利用 OTDR 技术对散射信号进行定位，由此可以得到光纤沿线各点对应的温度或应变信息，从而实现分布式温度和应变传感。

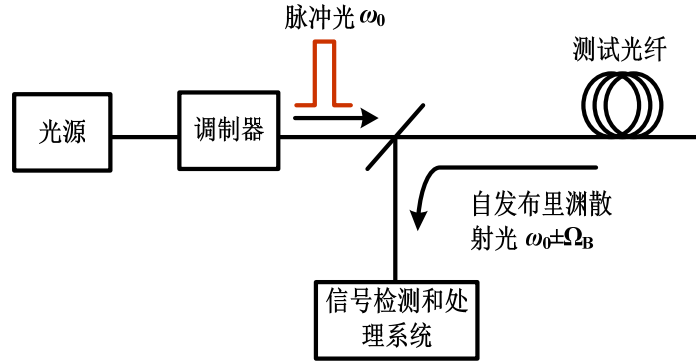


图 5.1 BOTDR 传感系统基本结构示意图

BOTDR 传感系统一般包括光源、调制器、信号检测和处理系统和传感光纤四部分。其中传感光纤常常为普通单模光纤，以下主要介绍系统的光源、调制器和信号检测和处理系统。

一、光源

BOTDR 系统的光源主要有：半导体激光二极管、分布反馈激光器（DFB）和光纤激光器。其中最常用的是 DFB。光源的主要性能指标包括中心波长、峰值功率、光谱线宽度及光源稳定性。为了达到尽可能大的传感距离，光源的中心波长一般选择在光纤的两个低损耗窗波段，即 1310nm 和 1550nm 附近。为了达到更长传感距离，光路中常常需要用掺铒光纤放大器(EDFA)对探测光进行放大，因而选择 1550nm 更加合适。由于光纤中受激布里渊等非线性现象的限制，入射光纤的光功率不能无限的高，理论上说，只要不产生非线性现象，入纤功率越大越好。目前 BOTDR 系统中常用的 DFB 光源的峰值功率一般为几十到几百 mW。在普通单模光纤中，脉冲光对应的布里渊散射信号的谱宽一般为几十至上百 MHz，为了准确测量布里渊信号，理论上要求光源的线宽小于布里渊增益谱宽，否则会造成布里渊频移测量的不准确。但光源的线宽过窄(如窄到几 kHz 或者几十 kHz)，则会带来比较严重的相干噪声。若激光器波长为 λ ，带宽为 $\Delta\nu$ （对应线宽为 $\Delta\lambda$ ），入射光在反射率为 n 的材料传输，则其相干长度为：

$$L_c = \frac{c}{n\Delta\nu} = \frac{\lambda^2}{n\Delta\lambda} \quad (5.17)$$

对于脉冲宽度为 ΔT 的入射光，在忽略探测器响应带宽和信号采样时间影响的情况下，其空间分辨率为：

$$L = \frac{c\Delta T}{2n} \quad (5.18)$$

空间分辨率对应一个散射单元，若相干长度小于空间分辨率，则相干作用发生在各个散射单元内部，不影响信号的信噪比。反之，当相干长度大于空间分辨率时，相干作用发生在各个散射单元之间，表现为产生周期性低频相干瑞利噪声，从而影响系统信噪比，并且这种噪声无法使用传统的平均方式来消除。所以，BOTDR 系统中光源的线宽一般为几 MHz。

二、调制器

调制器用于将光源发出的连续光调制成探测脉冲光，一般有电光调制器(electro-optic modulator, EOM)和声光调制器(acousto-optic modulator, AOM)。

1、电光调制器

电光调制器利用了电光晶体的线性电光效应（普克尔效应），当晶体上施加电场之后，将引起束缚电荷的重新分配，导致离子晶格发生微小形变，从而引起介电常量的变化，最终导致晶体折射率的变化，使通过该晶体的光波发生相位移动，从而实现相位调制。基于布里渊散射的分布式光纤传感系统常用马赫-泽德（Mach-Zehnder）干涉仪型调制器作为脉冲调制器，它由包含两个相位调制器和两个 Y 分支波导构成，能对光进行强度调制。马赫-曾德铌酸锂电光调制器的基本结构如图 5.2 所示，从图中可以看出，输入光波经过一段路程后在一个 Y 分支处被分成相等的两部分，然后分别通过光波导的两个支路，接着在第二个 Y 分支处会合形成一个光波后输出。当 EOM 用于脉冲调制时，其中一路光进行相位调制，以通过施加直流电压使两路的相位常数为 0 或 π ，分别对应最大输出和最小输出，从而实现脉冲调制。在选择 EOM 时，需要重点考察的参数有调制频率、消光比、插入损耗和稳定性。

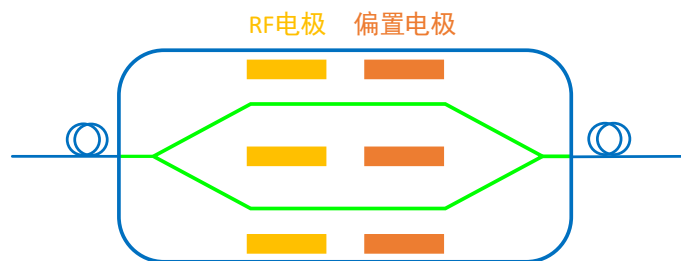


图 5.2 马赫-曾德铌酸锂电光调制器的基本结构

2、声光调制器

通常把控制激光束强度变化的声光器件称作声光调制器。声光调制器主要由声光介质和压电换能器构成，如图 5.3 所示。当驱动源的某种特定载波频率驱动

换能器时，换能器即产生同一频率的超声波并传入声光介质，在介质内形成折射率变化，光束通过介质时即发生相互作用而改变光的传播方向，产生衍射。当外加信号通过驱动电源作用到声光器件时，超声强度随此信号变化，衍射光强也随之变化，从而实现对光的强度调制。

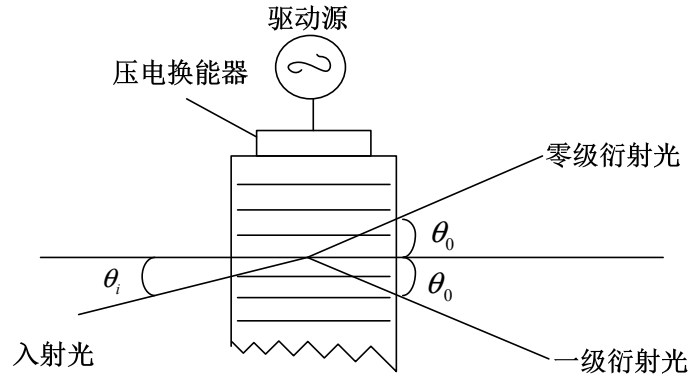


图 5.3 声光调制器基本原理示意图

声光调制器和电光调制器都可以实现光脉冲调制和相位调制。两种调制器相比较，声光调制器具有较高的消光比(典型值为 50dB)，对光的偏振态不敏感，但是声光调制器在调制光脉冲时，脉冲的上升沿较大(一般在 20ns 至 150ns 之间)，而且调制频率较低(一般只有几十 MHz 到几百 MHz)。电光调制器则具有高的调制频率(典型调制频率为十几 GHz)和小的上升沿，适合调制脉宽较窄的光脉冲(可以小至几 ns)，成本比较低，不足之处是其消光比不够高，一般在 30dB-40dB 范围，并且对光的偏振态敏感。鉴于 BOTDR 系统中，常常需要达到米量级的空间分辨率(对应脉冲为几十 ns)，所以在 BOTDR 系统中一般采用电光调制器。

三、信号检测和处理系统

信号检测和处理系统一般包括光电探测器和信号采集处理模块。布里渊散射信号微弱，这就要求光电探测器具有低噪声、高增益和高灵敏度，光电探测器的带宽则根据实际测量方式和信号频率而定，常用的探测器有硅基或铟镓砷雪崩光电二极管 (APD)。信号采集处理模块用于完成对光电探测器输出的电信号的采集和处理，一般包括模数转换模块(ADC)、数字下变频模块(DDC)和数字信号处理模块(DSP)等。

基于自发布里渊散射的光纤传感系统中，自发布里渊散射信号可以通过直接探测或相干探测两种方法得到。我们将采用直接探测自发布里渊散射方法实现的布里渊光时域反射技术简称为直接探测型 BOTDR，将采用相干探测自发布里渊散射方法实现的布里渊光时域反射技术简称为相干探测型 BOTDR。

5.2.1 直接探测型 BOTDR

直接探测型 BOTDR 中，假定被测信号光以其电场幅度 $\tilde{E}_s(t) = E_s(t)\cos(2\pi\nu_s t)$ 来表示，其中 $E_s(t)$ 相对于光频 ν_s 为慢变项，则其光功率为：

$$P_s(t) = KE_s(t)^2 \quad (5.19)$$

K 为比例常数，单位为 $W/(V/m)^2$ 。理想情况下，光电探测器响应时间为 0，则输出光电流为：

$$i_s(t) = \rho K[\tilde{E}(t)]^2 = \rho P_s(t) + \rho P_s(t)\cos(4\pi\nu_s t) \quad (5.20)$$

式中， ρ 为光电探测器的响应度，单位为 A/W ，等式右边第一项为慢变项，第二项为光频项。实际上，光电探测器的光电转换过程是对光场的时间积分响应。虽然光电探测器的积分响应时间在极限情况下能达到 ns 量级，但仍远大于光波周期 $T = 1/\nu_s$ ，也就是说截止响应频率远低于光频 f_s ，因此公式(5.20)右边第二项 $\rho P_s(t)\cos(4\pi\nu_s t)$ 的时间积分为 0。若慢变项 $\rho P_s(t)$ 的频谱范围在光电探测器带宽以内，则光电探测器输出光电流为：

$$i_s(t) = \rho P_s(t) \quad (5.21)$$

光电流经过跨阻放大电路后转化为电压（记为光电压）输出 $u_s(t)$ ，当整个探测电路电路的带宽大于 $P_s(t)$ 频谱的最高频率时，有

$$u_s(t) = \rho R P_s(t) = C P_s(t) \quad (5.22)$$

式中 R 为探测器跨阻增益，单位为 V/A ，而 $C = \rho R$ 被称为探测器转换增益，单位为 V/W 。公式(5.21)和(5.22)表明，采用直接探测时，光电探测器输出电流和光电探测器输出电压的幅值均正比于被测光功率。

采用直接探测法探测自发布里渊散射信号，其关键是如何将微弱的自发布里渊散射信号从总的后向散射信号中分离出来。目前，滤波方法主要有法布里-帕罗干涉仪滤波法，马赫曾德干涉仪滤波法和窄带宽光纤光栅滤波法。本文重点在于相干探测型 BOTDR 系统，这里对滤波方法不做过多介绍。

5.2.2 相干探测型 BOTDR

光纤中自发布里渊散射的功率非常弱，一般为瑞利散射光功率的 $10^{-2}\sim 10^{-3}$ 倍 (-20~ -30dB)，最直接和简单的办法就是提高探测光的功率，但由于受激布里渊散射等非线性效应的限制，又不能无限制地通过增加探测光功率的方法来增强自发布里渊散射光功率。而直接探测法中因为使用法布里-帕罗干涉仪、马赫曾德干涉仪、窄带宽光纤光栅等提取布里渊散射信号会带来较大的损耗，大大限制了

可探测的最低自发布里渊散射的光功率，因此，直接探测方的最长探测距离一般不超过 20km。此外，直接探测方法都很容易受到外界环境的影响，稳定性较差。

为此，人们提出了采用相干探测方法来提高系统的信噪比。相干探测法主要有双光源相干探测方法和单光源自外差相干探测方法。自外差相干探测技术中，探测光和本地参考光为同一光源。该方法不仅可以将 THz 量级的布里渊高频信号降至易于探测和处理的百兆赫兹的中频信号，而且还可以提高自发布里渊散射谱的探测精度。如果双光源相干探测方法，由于两个光源的波长差存在一定误差，以及光源本身稳定性的不一致等因素，因此测量误差较大，所以成熟的 BOTDR 技术常采用单光源的自外差相干探测。

一、自外差相干探测 BOTDR 系统的信号检测方法

自外差相干探测 BOTDR 系统的信号检测方法可分为微波外差和移频光自外差两种实现方式。此外，平衡探测器得到的探测信号的功率是单个探测器的两倍，而且获得信号的共模抑制比高、失真小，因此，平衡探测器被普遍用于对光纤中自发布里渊散射光功率的自外差探测。

微波外差的相干探测 BOTDR 结构如图 5.4 所示，光源发出的连续光频率 ν_0 ，被分成探测光和参考光两路。探测光被调制成光脉冲后注入传感光纤，并在光纤中产生背向传输的自发布里渊散射信号，与光源频率相差约为 ν_B 。参考光频率与光源频率 ν_0 相同，脉冲光的自发布里渊散射信号与参考光在探测器处相干，此时探测器输出的电信号频率即为布里渊频移，约 11GHz。将探测器输出的电信号与另一路电信号混频，使探测器电信号的频率降低，可以较为容易的进行信号处理。

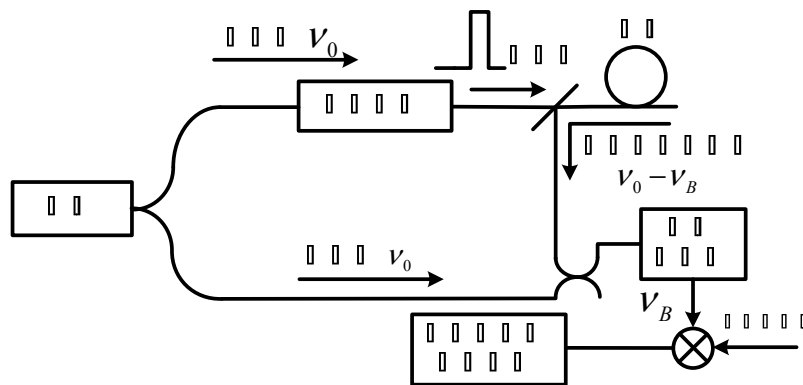


图 5.4 微波外差相干检测的 BOTDR

移频光自外差的相干检测 BOTDR 结构如图 5.5 所示，光源发出的连续光同样被分成探测光和参考光两路。探测光路仍然是调制成光脉冲注入光纤以产生移频 ν_B 的自发布里渊散射信号，参考光路则通过频移装置产生频移 ν_L ，自发布里渊散射光和移频参考光在探测器处相干，探测器输出的电信号频率则为两者的差

频 $|\nu_L - \nu_B|$ 。

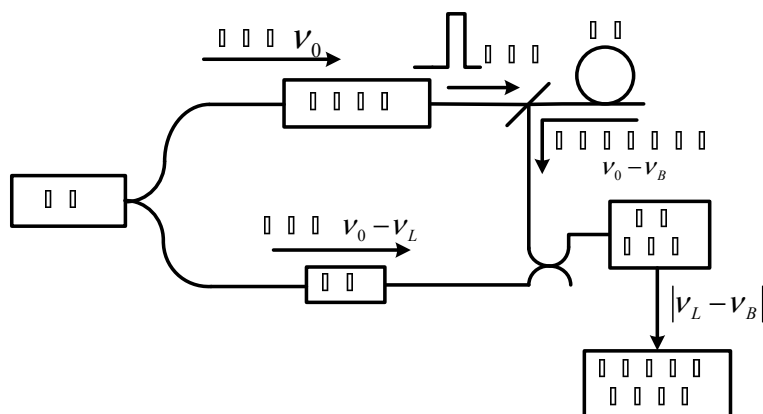


图 5.5 移频光外差相干检测的 BOTDR 原理图

若自发布里渊散射的功率为 P_B ，参考光功率为 P_L ，那么根据相干探测的原理可知相干检测所获得的差频电信号为 $2\sqrt{P_B P_L} \cos(2\pi\Delta\nu t)$ ，其中 $\Delta\nu$ 为自发布里渊散射光和参考光的频率差。此时探测器能探测到的功率由 $\sqrt{P_B P_L}$ 决定，所以通过提升参考光的功率 P_L ，可以使探测器能够探测到功率很低的自发布里渊散射功率信号 P_B 。当探测器带宽为 1MHz 时，通过增大参考光功率，可使可探测的最小功率达到 -90dBm。微波外差的相干检测中， $\Delta\nu \approx \nu_B \approx 11\text{GHz}$ ，所以要求探测器带宽大于 11GHz，而移频光外差的相干检测中， $\Delta\nu = |\nu_L - \nu_B|$ ，若使 ν_L 与 ν_B 相近，则可大大降低对探测器的带宽要求。

二、频率扫描的实现

为得到布里渊谱的整个洛伦兹谱形，需要使用频率扫描的方法，在信号采集和数据处理单元之前设置带通滤波器，使相干检测得到的电信号只有一部分进入数据处理单元。实现频率扫描的方法有两种：一是改变带通滤波器的中心频率，二是改变混频电信号或参考光的频率以改变差频电信号的中心频率，这两种扫频方法原理如图 5.6 所示。例如，在微波外差相干检测的 BOTDR 中，可以通过设置不同频率的混频电信号，改变电外差检测得到的交流电信号的频率 $\Delta\nu$ ，达到移动整个频谱的目的。在外差相干检测的 BOTDR 中，改变参考光的移频，也可达到相同的效果。当使用频谱分析仪这种可以设置观察频率窗口的仪器作为信号采集和数据处理单元时，可以方便的改变带通滤波器的中心频率以达到实现对布里渊谱的频率扫描。以下我们将这两种频率扫描方式的 BOTDR 统一称为基于频率扫描的 BOTDR(FS-BOTDR)传感技术。

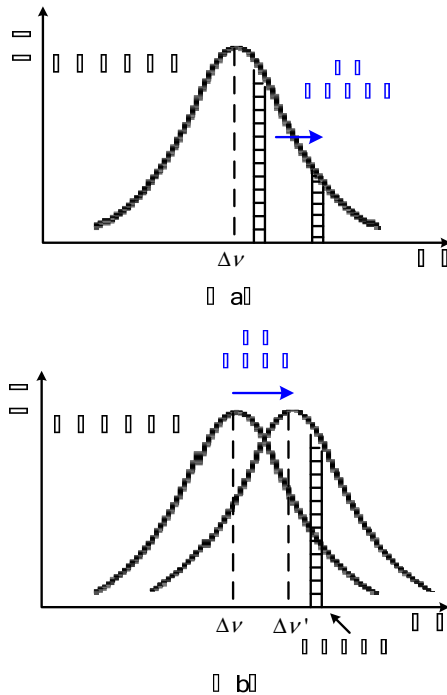


图 5.6 BOTDR 的扫频过程示意图

(a) 移动滤波器；(b) 移动差频信号

在基于频率扫描的 BOTDR(FS-BOTDR)传感技术中，为了获得整个布里渊频谱，需要多次改变本地振荡器的频率并重复向光纤中注入脉冲光进行多次测量。重复测量的次数取决于应变或温度的测量精度、布里渊散射谱的宽度、带通滤波器的带宽以及频率扫描步进的大小，至少需要几十次以上。同时由于自发布里渊散射信号微弱，为了提高信号检测的信噪比，在布里渊谱的每个频率点进行测量时，都要做至少上千次，甚至数万次的累加平均。因此，FS-BOTDR 进行一次完整测量的时间至少需要几十秒，难以用于对光纤中应变和温度的实时测量。

为了提高 BOTDR 的测量速度，使之能够应用于对光纤应变和温度的实时传感，人们提出了一种基于离散快速傅里叶变换 BOTDR 传感技术(DFT-BOTDR)。



图 5.7 基于 DFT 的布里渊信号检测的基本结构图

图 5.7 所示为基于 DFT 频率检测的基本结构图。与基于频率扫描法对电信号的处理不同，基于 DFT 的信号检测方法是采用可以覆盖整个布里渊反射谱的宽带光电探测器对布里渊反射信号进行光电转换，并利用高速模数转换器将整个布里渊散射谱的宽带信号同时采集下来，由信号处理单元依次选取一定时间长度的信号进行 DFT 处理，从而依次得到光纤沿线所有对应于该时间长度的布里渊频谱。与 FS-BOTDR 相比，由于省去了频率扫描过程，DFT-BOTDR 在传感速度上可以提高数十倍，达到秒量级。此外，因为脉冲光脉宽缩短会导致其布里渊频

谱展宽,所以在探测短脉冲光的布里渊频谱及光纤沿线的布里渊频移有大范围的波动时, DFT-BOTDR 更能显示出传感速度上的优势。

与 FS-BOTDR 相比, DFT-BOTDR 也有不足之处。在 DFT-BOTDR 中,为了能够通过 DFT 一次性检测到整个布里渊频谱,要求上百 MHz 的信号能够全部被光电探测器捕获并被模数转换器无失真地转换为数字信号。这要求光电探测器和模数转换器有很高的带宽。在 FS-BOTDR 中,若通过调节参考光的频率来进行频率扫描,则可以使用响应频率只有几十 MHz 的光电探测器。这样的探测器与宽带的高频探测器比起来具有更高的灵敏度,因此能够探测到更加微弱的布里渊信号,同时由于低速模数转换器与高速模数转换器相比可以具有更高的分辨率,所以 FS-BOTDR 较 DFT-BOTDR 有更高的信噪比和动态范围。

三、自外差相干探测 BOTDR 中本地参考光的移频方法

在基于自外差相干探测 BOTDR 系统中,通常采用 1550nm 波段的激光光源作为相干检测的本振光,其相应的差频信号频率约为 11GHz,这就需要带宽大于 11GHz 的光电探测器进行探测。然而随着探测器带宽的增加,探测器的等效噪声功率也随之增加,这就降低了 BOTDR 系统的测量精度。此外,随着探测器带宽的增加,系统的成本也会增加。为了避免在 BOTDR 系统中使用高带宽探测器,常常对本地参考光或探测光进行移频处理,降低自外差探测时输出的差频信号的频率。

1996 年, H.Izumita 提出了电光调制器移频法,该方法利用微波源驱动高频电光相位调制器产生 11GHz 的边带,实现对探测光的移频,如图 5.8 所示。其中,DFB 激光器波长为 1550nm,线宽为 10KHz,激光器发出的光经由 3dB 耦合器 1 分成信号光与本地参考光。信号光由相位调制器实现频率上移,之后由声光调制器 1 对其进行脉冲调制,调制得到的脉冲光再经 EDFA 进行放大到所需功率。由于相位调制器为偏振相关器件,因而需要在它之前加上偏振控制器控制光的偏振态。此外,声光调制器 2 与声光调制器 1 由同一电信号进行同步驱动,声光调制器 2 用来消除 EDFA 产生的自发放大噪声(ASE)。

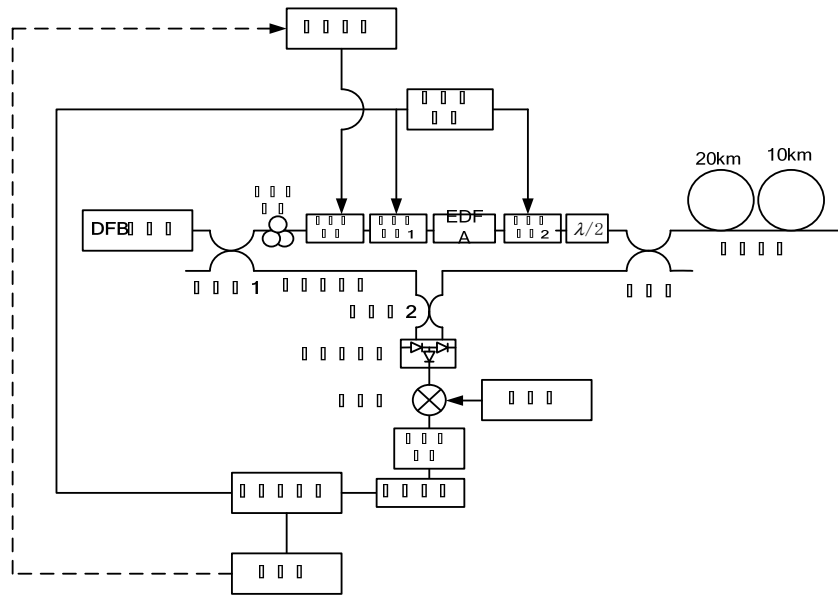


图 5.8 利用相位调制器实现探测光移频的 BOTDR 原理图

上述利用相位调制器实现探测光移频的方法在结构上比较复杂，目前，常用的方法是利用微波源驱动高频电光强度调制器对本地参考光进行移频，其原理和电光相位调制器相似，适当调节电光强度调制器的偏置电压和适当微波源的射频 (RF) 功率，使电光调制器工作在抑制 0 阶光频， ± 1 阶光频功率最大的调制深度上，即可以实现光的移频。

第六章 拉曼光时域反射计

6.1 拉曼光时域反射计原理

在光纤中的拉曼散射光中，系数 $R_S(T)$ 、 $R_{AS}(T)$ 为与光纤分子低能级和高能级上粒子数分布有关的系数，是斯托克斯拉曼背向散射光与反斯托克斯拉曼背向散射光的温度调制函数：

$$R_S(T) = [1 - \exp(-h\Delta\nu / kT)]^{-1} \quad (6.1)$$

$$R_{AS}(T) = [\exp(h\Delta\nu / kT) - 1]^{-1} \quad (6.2)$$

式中，拉曼声子频率为 $\Delta\nu = 1.32 \times 10^{13} \text{Hz}$ 。

因此，拉曼光时域反射计（ROTDR）利用光纤中反斯托克斯拉曼散射光的强度随光纤温度变化的关系，实现对光纤沿线温度的传感。由于反斯托克斯拉曼散射信号的温度效应最明显，通常作信号通道用，同时用反斯托克斯拉曼散射信号与斯托克斯拉曼散射信号的比值来解调温度，得到空间温度场的分布。

由式(2.31)和式(2.32)相除得到：

$$\frac{\phi_{AS}(T)}{\phi_S(T)} = \frac{K_{AS}}{K_S} \cdot \left(\frac{\nu_{AS}}{\nu_S}\right)^4 \cdot \frac{R_{AS}(T)}{R_S(T)} \cdot \exp[-(\alpha_{AS} - \alpha_S) \cdot L] \quad (6.3)$$

将式(6.1)和式(6.2)代入上式得：

$$\frac{\phi_{AS}(T)}{\phi_S(T)} = \frac{K_{AS}}{K_S} \cdot \left(\frac{\nu_{AS}}{\nu_S}\right)^4 \cdot \exp[-(h\Delta\nu / kT)] \cdot \exp[-(\alpha_{AS} - \alpha_S) \cdot L] \quad (6.4)$$

在标定光纤温度为 T_0 时：

$$\frac{\phi_{AS}(T_0)}{\phi_S(T_0)} = \frac{K_{AS}}{K_S} \cdot \left(\frac{\nu_{AS}}{\nu_S}\right)^4 \cdot \exp[-(h\Delta\nu / kT_0)] \cdot \exp[-(\alpha_{AS} - \alpha_S) \cdot L] \quad (6.5)$$

待测光纤的温度为 T 时：

$$\frac{\phi_{AS}(T)/\phi_S(T)}{\phi_{AS}(T_0)/\phi_S(T_0)} = \frac{\exp[-(h\Delta\nu / kT)]}{\exp[-(h\Delta\nu / kT_0)]} = \exp\left[-\frac{h\Delta\nu}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \quad (6.6)$$

由此得到：

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} - \frac{k}{h\Delta\nu} \ln \frac{\phi_{AS}(T)/\phi_S(T)}{\phi_{AS}(T_0)/\phi_S(T_0)} = \frac{1}{T_0} - \frac{k}{h\Delta\nu} \ln F(T) \quad (6.7)$$

在实际测量中，只要测出 $\phi_{AS}(T)$ 、 $\phi_S(T)$ 、 $\phi_{AS}(T_0)$ 、 $\phi_S(T_0)$ ，就能由上式求出温度 T 。

6.2 拉曼光时域反射计结构

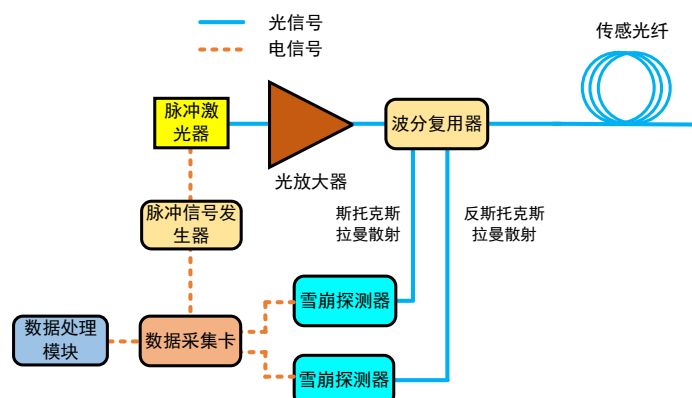


图 6.1 拉曼光时域反射计结构

ROTDR 的结构如图 6.1 所示。脉冲激光器发出探测脉冲光。脉冲光经环形器入射到传感光纤，并在传播过程中产生背向拉曼散射光。拉曼散射光沿光纤返回后，经环形器进入波分复用器。波分复用器将斯托克斯拉曼散射光和反斯托克斯拉曼散射光分离。由于反斯托克斯光的强度随温度会产生变化，斯托克斯光的强度基本不随温度变化。因此，通过解调光纤沿线反斯托克斯光和斯托克斯光的比值变化，ROTDR 可实现对光纤沿线温度的传感，并避免光纤沿线由于非温度变化事件造成的光波功率波动的影响。由于光纤中的拉曼散射系数非常低，ROTDR 通常使用多模光纤作为传感光纤。多模光纤比单模光纤的纤芯直径大 5、6 倍，可以在不发生非线性效应的情况下，承载更高功率的光波，以获得较强的拉曼散射信号。但受限于多模光纤较大的模间色散和衰减系数的影响，ROTDR 的传感距离通常不超过 10km。

总结

随着科技的发展, 光纤传感技术正逐步成为继光纤通信产业发展之后又一大光纤应用技术产业。其中, 分布式光纤传感器除具有其它光纤传感器一系列突出的优点外, 还具有最显著的一个优点, 即传感光纤既是传输介质, 又是传感元件, 可以获得整个光纤沿线任一点上的应变、温度和损伤等信息, 同时获得被测量的空间分布状态和随时间变化的信息, 实现对监测对象的全方位监测, 特别适用于大范围测量的应用场合。