

分类号: _____

密级: _____

UDC: _____

编号: _____

工学硕士学位论文

光纤 M-Z 干涉仪用于声发射探测的
理论与实验研究

硕士研究生: 张 森

指导教师 : 梁艺军 教授

学位级别 : 工学硕士

学科、专业: 光学工程

所在单位 : 理学院

论文提交时间: 2005 年 6 月 日

论文答辩时间: 2005 年 6 月 日

学位授予单位: 哈尔滨工程大学

摘 要

声发射技术在无损检测、地震预测、混凝土结构检测、应力测量、微位移测量等领域应用很广泛。光纤传感器的主要特点是灵敏度高、频带宽、体积小。本课题的研究目的是对声发射探测的理论分析，并结合干涉式光纤传感器技术，探索并研究研制一种新的干涉式光纤声发射传感器检测系统的可行性。

论文给出了“ n ”状结构的 Mach-Zehnder 干涉式光纤声发射传感器检测系统的结构和工作原理，理论上分析了这种结构的光纤声发射传感器与声表面波之间的相互作用。实验结果表明：这种结构的声发射传感器的灵敏度与传感器的个数和光纤有效长度呈线性关系，且有很强的方向性，适合于工业上声表面波的定向检测。

关键词：声发射；干涉式光纤传感器；灵敏度；定向检测

Abstract

Acoustic emission technology has been used in non-destructive testing, earthquake forecast, concrete monitoring, stress measurement, tiny displacement measurement and so on. The main characteristic of optical fiber sensor is high sensitivity, wide bandwidth and small bulk. The target of this paper is to combine theoretic analysis of acoustic emission monitoring with interferometric optical fiber sensor technology to study the feasibility which to excogitate a new interferometric optical fiber acoustic emission sensor monitoring system.

This paper gives the structure and principle of interferometric optical fiber acoustic emission sensor with “ n ” configuration based on optical fiber Mach-Zehnder interferometer and analyses the interacting between optical fiber sensor and acoustic surface wave in theory. The experimental results make know that the sensitivity of this optical fiber acoustic emission sensor is proportional to the effective length of optical fiber and number of sensor. At the same time, the good direction difference of this sensor is found via experiment. So this interferometric optical fiber acoustic emission sensor is fit for beamed monitoring of acoustic surface wave in industry.

Keywords: acoustic emission; interferometric optical fiber sensor; sensitivity; beamed monitoring

哈尔滨工程大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：本论文的所有工作，是在导师的指导下，由作者本人独立完成的。有关观点、方法、数据和文献的引用已在文中指出，并与参考文献相对应。除文中已注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经公开发表的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者（签字）： 张 森

日期：2005年 4月 27日

第 1 章 绪论

1.1 课题的目的、意义

AE 可以看作是扩展的材料缺陷(裂纹)的指示器,没有扩展,裂纹或材料的缺陷处于静止状态,就没有能量的重新分配,也就没有声发射。换句话说,只有当物体受到了永久性形变或永久性损伤时才会产生声发射^[1]。正因为这样,AE 技术是检测材料损伤,特别是早期损伤的有力工具,也是对材料或结构状态进行动态监测的重要方法。因此,AE 技术在工业水平上开始作为一种非破坏检查方法已经有 30 年以上的历史了。与此相对应,声发射信号处理的主要任务则应当包括 AE 源识别、AE 源定位和损伤评价等内容,本论文中未涉及到 AE 源定位和损伤评价。

随着时代的进步,事故危险性也正在增加。人口密度增大,再加上新建的高层建筑、大桥、水库和水力发电的大坝、长大隧道、球形罐、石油储备、原子炉容器、煤矿建筑等对建筑空间的要求越来越大。万一发生事故,将造成巨大的人身伤亡。为此,保障它们的安全性非常重要。与以前的检测法相比,AE 检测方法能够进行更广范围的连续监视。现在对 AE 信号的检测方法有很多,常用的就是设置几个 AE 传感器,而目前常用的 AE 传感器大都采用压电陶瓷晶体(PZT)来实现,利用 PZT 的压电效应把机械量变为电量后进行检测。这种传感器的主要缺点是:

- (1) 传感器必须与被测物体接触,破坏了声发射场的边界条件,影响其测量精度;
- (2) PZT 的工作频带较窄,约 5MHz,且带内幅频特性的波动比较大,可至 30dB;
- (3) 易受电磁干扰。

现在的 AE 传感器正趋向于利用光纤,采用光纤干涉仪的原理能设计出性能很好的光纤声发射 (AE) 传感器,与传统的压电陶瓷 PZT 相比,光纤 AE 传感器具有以下特点:

- (1) 频带宽;
- (2) 不受电磁干扰;
- (3) 灵敏度高;
- (4) 体积很小;
- (5) 损坏阈值高;
- (6) 电子设备与传感器可以间隔很远等很多优点。

比如在检测煤矿内的瓦斯动态时,可将光纤声发射 (AE) 传感器探头埋在危险地带用来监测瓦斯爆炸之前的信号,而相应的电子设备和观察仪器可以置于矿井上。正是光纤 AE 传感器有这么多优点,从而使得光纤 AE 传感器的应用非常广泛:

- (1) 用于无损检测 (NDT);
- (2) 用于地震预测;
- (3) 用于混凝土检测;
- (4) 用于光纤水听器;
- (5) 用于医学上的超声碎石;
- (6) 用于应力测量;
- (7) 用于浅水区域声传播特性的研究;
- (8) 用于鱼迁移的超声监测等等很多领域。

现在用的比较多的干涉式光纤 AE 传感器一般是基于 Fabry-Perot 干涉原理、Michelson 干涉原理、Sagnac 干涉原理和 Fizeau 干涉原理基础之上的,因为采用光的干涉技术灵敏度高。而排成阵列式的干涉式光纤 AE 传感器还采用密波分复用 (DWDM) 技术和时分复用 (TDM) 技术,其检测的灵敏度

更高。由于光纤 AE 传感器的优点突出、检测灵敏度高导致光纤 AE 检测技术的应用领域越来越广，其地位越来越重要，显示出其强大的优势和生命力。

1.2 国内外现状

目前，国内从事光纤 AE 传感器研究的不多，基本上是刚起步，早期有关这方面的报道中光纤只是导光而不是作为传感，如燕山大学在光纤 AE 传感器方面的研究仅是 Fabry-Perot 干涉式光纤 AE 传感器，但现在鲜见报道。现在在香港理工大学、哈尔滨工程大学在这方面的研究要稍微多一些，但也是停留在研究阶段，还未实用化、产品化。在国外，已于二十世纪七十年代末就开始了光纤 AE 传感器的研究，主要是基于 Michelson、Fabry-Perot、Sagnac、Fizeau 光纤干涉仪原理的声发射传感器，其中以 Fabry-Perot 干涉式光纤 AE 传感器、Sagnac 干涉式光纤 AE 传感器报道的最多，并且 Michelson 干涉式光纤 AE 传感器主要是非接触式测量，但有关 Mach-Zehnder 干涉式光纤 AE 传感器很少见报道。另外光纤 AE 传感器用于无损检测在国外也开展得如火如荼，并且已经用于飞机裂缝的检测上。再者，国外对于光纤 AE 传感器在混凝土监测方面也进入了实用化阶段，如光纤 AE 传感器已经布置到大型的桥梁、大型的建筑物、大型水库的大坝、煤矿等用以监测它们的寿命，但是国内还处于研究阶段。还有，光纤 AE 传感器在医学上的超声碎石也产品化，如光纤内窥镜已经问世。但是，光纤 AE 传感器用于地震预测方面，无论是国内还是国外研究都比较少、鲜见报道，可谓均在同一起跑线上。

现在，光纤 AE 传感器在超低频（20Hz 以下）或超高频（1MHz 以上）的阵列式光纤声发射传感、无损检测（NDT）、应力测量、混凝土监测等方面的应用成为全球热门，它有望全面代替传统的 PZT 式的声发射传感器。当然，我国在这些方面的研究还有很多工作要做。

1.3 本课题的研究内容、目标

因为光纤 Mach-Zehnder 干涉仪频率响应范围宽、原理简单、技术成熟、检测灵敏度高而被广泛采用，并且 Mach-Zehnder 干涉式光纤 AE 传感器较少见报道，本文尝试组成一套 Mach-Zehnder 干涉式光纤 AE 传感器检测系统，来实现对表面超声波的检测，光纤传感器为“n”状结构。

本课题主要研究内容包括：

- (1) 声发射机理与声传输特性原理；
- (2) 声发射探测信号特征及常见的声发射传感器；
- (3) 几种常见的干涉式光纤声发射传感器结构及原理；
- (4) 基于光纤 Mach-Zehnder 干涉仪的光纤声发射（AE）传感器检测系统的设计与灵敏度分析
- (5) 计算机模拟与实验结果

本课题希望能通过分析、讨论干涉式光纤声发射（AE）传感器对声表面波检测的实验结果，为研制一套对声表面波进行检测的无损检测系统或声表面波的定向检测系统以及为其它的 AE 检测系统做一些探索性的工作。

第 2 章 声发射机理与声传输特性

在外部条件下, 固体(材料或零部件)的缺陷或潜在缺陷改变状态而自动发出瞬态弹性波及释放所积蓄的应变能而发出声音的传播现象称为声发射(acoustic emission, 简称 AE), 又称应力波发射^[34]。一般情况下 AE 波的幅度小至埃级(10^{-10}m), 频率高达兆赫级(10^6Hz)。但近来声发射范围已扩大, 比如说泄漏声音、轴承的滑动声音、木材干燥时产生的声音、瓜果中流体的声音等也都被称为 AE。

2.1 声发射(AE)的历史^[2]

据中国后汉书记载, 在公元 132 年(后汉阳嘉元年), 张衡发明的地动仪就可报知地球中哪个方向发生了地震(AE)。脆性材料裂纹的扩展速度与表面波之一的瑞利波的传播速度有关, 这一理论虽然早在 1885 年就已出现, 但因为当时没有好的地震计, 不能在记录上识别。德国的 Gettingen 大学的 Wiechert 教授从 1900 年开始组装新的地震计, 用了 2~3 年的时间, 完成了威克特地震计的研究与组装, 该地震计被设置在欧洲各地, 能够清楚的识别各种地震波。

山体中的破坏虽然并未达到影响地球的程度, 但是也有岩石爆裂、瓦斯爆炸等现象的发生。地下深部具有很大的地压, 如果在地下进行挖掘坑道或采煤, 岩体中的平衡就会被破坏, 严重时就会发生岩石爆裂、瓦斯爆炸。在突然爆发数日或者数小时之前频繁发生被称为“山鸣”的爆破般的振动和声音, 这种声音就是 AE。1932 年, 美国科罗拉多矿业学院的 Heiland 考虑了如图 2.1 所示的地声探测器。Heiland 提出的新地音探测器使用反射镜的振动来转换声音的振动, 属于光学地音的测量方法。为了知道地音源(即声源的定位)的位置, 用两个地音探测器。

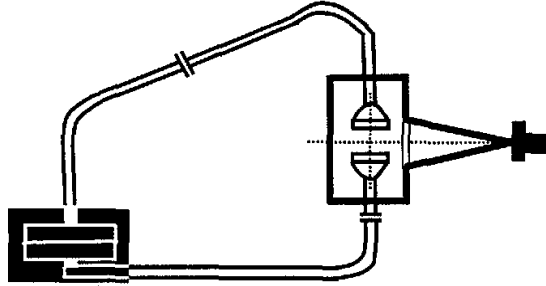


图 2.1 Heiland 提出的地音仪

1936 年, 福里斯特 (Forster) 用测量仪测量出了马氏体相变中的 AE。美国矿山局的工程师奥本特 (Obter) 用测量仪器测量出了岩体内的 AE。从那时起, 真正的开始了测量伴随破坏的弹性波, 但并没有被称为 AE, 而是被称为具有各专业特征的术语, 如应力波发生, 微震活动等。

在现代 AE 技术中, 1953 年德国缪汉工科大学的 Kaiser(凯塞)发表的关于金属在拉伸试验中发生 AE 的论文占有很重要的地位。不仅在金属领域, 而且在岩石、混凝土等所有领域都有极大的影响。并且, 在 Kaiser 逝世以后, 为了纪念 Kaiser, 在 AE 技术应用的领域已把“材料在外界应力的作用下会发出 AE 信号, 但只有当外界应力超过以前的最大应力值时才会有新的 AE 产生”这一现象命名为 Kaiser 效应。1959 年, 鲁施在混凝土中检出了 AE。此后, 有关矿山、混凝土等领域的 AE 论文也相继发表。进而, 随着布里德曼 (Bridgman) 等发现了在一个方向受压时破坏前的膨胀现象, 扩容现象的研究也取得了进展。在这个领域因提出地震预测的扩容理论而著名的肖尔茨 (Scholz) 在 60 年代活跃, 直到如今。

现代 AE 技术已经运用到各个领域, 如无损检测、地震预测、混凝土检测、应力测量、光纤水听器、医学上的超声碎石和浅水区域声传播特性的研究、鱼迁移的超声监测、声纳技术、海湾风暴的监测等领域, 其中在即无损检测、混凝土检测、光纤水听器和超声碎石等领域使用 AE 技术尤为火热。AE 技术所检测到声信号的频率有几 Hz 至几 GHz, 其前景非常看好。

2.2 声发射机理

不同的声源机制对应不同的发射声波，因而也对应不同的 AE 信号。尽管导致声发射的机理是多种多样的并且发射的外部原因是多种多样的，但其共同点都是由于外部条件的变化(应力、温度和电磁场等)引起物体或结构某一局部或某些部分变得不稳定并迅速释放出能量且释放出某一些频率的声波。AE 可以看作是扩展的材料缺陷(裂纹)的指示器，没有扩展，裂纹或材料的缺陷处于静止状态，就没有能量的重新分配，也就没有声发射。换句话说，只有当物体受到了永久性形变或永久性损伤时才会产生声发射。

2.2.1 AE 源^[34]

声发射技术在应用的过程中，自然会涉及材料中声发射(AE)的来源问题，也就是材料在外部应力作用下，为什么会产生声发射、有哪些机构和过程产生声发射。这是一个很复杂的问题。因为至今从原始的 AE 源检测到原始的 AE 信号还比较困难，这就给声发射的研究带来一定的困难。但是，在 AE 技术的应用中，其目的就是找出 AE 源的位置、了解它的性质、判断它的危险性。正是由于 AE 源的研究在 AE 技术应用中的重要性，促使许多研究者不得不去研究 AE 源的问题。

AE 源可以分为模拟 AE 源和自然 AE 源。因为 AE 技术上依赖于对 AE 过程中所产生的瞬态弹性波信号的检测，所以研究模拟 AE 源是非常有用的也是必要的。模拟 AE 源，对于证实材料结构中的弹性波的传播特性是很有用的，也就是所谓的结构标度。最简单的就是，连续的 AE 能够通过摩擦材料的表面来模拟、让气流通过材料的表面、用激光去轰击物体的表面等等。比如，把铅笔芯成 45°角折断时产生的就是瞬态的模拟 AE 源，此过程中就能产生瞬态弹性波。现在，我们通过使用脉冲变换器作为再生的模拟 AE 源，把其信号用 AE 传感器检测以后，然后通过电路放大，再进行分析、信号与数据处理得到我们想要的信息。

在自然 AE 源中，有很多是和条件监控相关的，如：

- (1) 金属塑性变形；
- (2) 断裂；
- (3) 相变；
- (4) 磁效应；
- (5) 表面效应；
- (6) 摩擦；
- (7) 碰撞；
- (8) 气穴现象；
- (9) 涡流等过程。

这些 AE 源，都是产生瞬间 AE 信号，即在非常短的时间内空间某一点内产生一个瞬态波。还有，现在混凝土检测中内部裂纹所产生的 AE 源。AE 源的信号就像周期非常短的脉冲信号，但其频谱却很宽。很好的了解 AE 源及其信号的特征对 AE 技术的应用是非常有必要的。

2.2.2 AE 源产生的机理

不同的声发射 (AE) 源产生的机理不一样，并且 AE 源涉及的范围非常广泛，这里着重讨论两种 AE 源。

2.2.2.1 位错运动产生的 AE 源的机理^[1]

滑移变形是金属和合金形状不可逆变化的基本结构之一。滑移的原过程是位错运动。位错以足够高的速度运动时，位错周围存在的局部应力场成为产生 AE 的条件。因为位错运动，在密集结构的位错中心，原子的正常排列受到了破坏，导致位错中心密度变小。当位错向前移动时，通过滑移面内的原子被挤到前面；当位错滑移过去时，这些原子又重新退后，这种前拥后挤的过程使原子发生碰撞，从而发生弹性波。另一方面，一个稳定的位错是处于低能位状态，在外部应力作用下，位错在滑移面内沿滑移方向运动，在运

动到下一个稳定状态前要克服高能位垒。当位错移动到高能位时，晶体点阵的应变能增加，当位错从高能位向低能位运动时，释放出多余的弹性应变能，其中一部分成为弹性振动波。

如果位错以速度 v 向前移动，位错周围的体积扩展区以频率 f 变化，有

$$f = v/b \quad (2-1)$$

b 是位错运动方向的晶格常数，在这个区域周围的晶格传递着频率为 f 的弹性波。位错理论分析指出，位错运动的速度不能超过固体中传播的速度即仅限于表面波的速度。根据 (2-1) 式计算，这种弹性波的上限频率为 10^{10} MHz。如此低的能量和如此高频率的弹性波在实际材料中衰减非常严重，要检测单个位错运动的 AE 十分困难。

在实际材料中，的确能够检测到与位错运动有关的声发射 (AE)，因此，Frederick 等人认为位错产生声发射 (AE) 与塞积位错在反向应力作用下使位错源开动和关闭有关。自由位错线的长度和位错滑动的距离有一个下限，低于这个下限值时将不能检测到声发射 (AE)，这个下限值取决于检测系统对应变的灵敏度，即取决于试样表面的最小位移。对于由压电换能器组成的声发射 (AE) 检测系统，可检测到的表面最小位移 δ_{\min} 可表示为

$$\delta_{\min} = \frac{V_{\min}}{g_{33}E_x} \quad (2-2)$$

式中：

V_{\min} ----由检测系统决定的能检测到的最小电压

g_{33} ----压电换能器材料的压电常数

E_x ----压电换能器材料的弹性常数

2.2.2.2 断裂产生的 AE 源的机理^[1]

断裂的过程中会形成裂纹，而裂纹的形成和扩展也是一种主要的声发射 (AE) 源，尤其对无损检测更为重要。裂纹的形成和扩展与材料的塑性变形

有关，一旦裂纹形成，材料局部区域的应力集中得到卸载，产生声发射（AE）。材料的断裂过程大体上可以分为三个阶段，1）裂纹成核；2）裂纹扩展；3）最终断裂。这三个阶段都可以成为强烈的声发射（AE）源。

关于裂纹的形成已经提出不少模型，如位错塞积理论、位错反应理论、位错销毁理论等。我们根据 Stroh 所提出的比较适用于脆性断裂的位错塞积理论来讨论裂纹的形成与声发射（AE）的关系。在滑移带的一端，由于位错向前运动碰到了障碍，如晶界、杂质和硬质点等，使位错塞积而造成应力集中。如图 2.2 所示，在切应力 σ_s 的作用下，滑移面上的刃型位错沿着滑移面前进，在 o 处位错遇到了障碍物，是位错不能继续前进而塞积。把所有位错的力场加在一起，在 oP 方向距离“塞积头” c 处的正交应力 σ_c 为

$$\sigma_c = \sigma_s \sqrt{\frac{L}{c}} f(\theta) \quad (c \ll L) \quad (2-3)$$

式中：

L----裂缝的长度

c----所有位错的力场叠加处距塞积头的距离

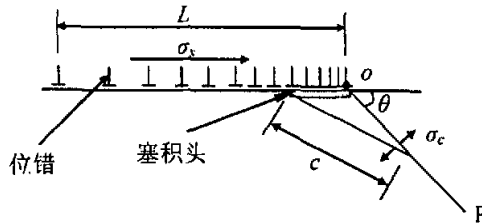


图 2.2 形成裂纹的一种位错机构

根据 Griffith 理论，从能量的观点考虑当

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{4\gamma E}{\pi c(1-\nu^2)}} \quad (2-4)$$

时，就产生裂纹。

式中：

E ----杨氏弹性模量

ν ----泊松系数（比）

Γ ----表面能

这样，对于各向同性固体，取 $\theta = 70^\circ$ ，并考虑到 $E = 2G(1 + \nu)$ ，则形成裂纹滑移面上所需要的切应力 σ_s 为

$$\sigma_s = \sqrt{\frac{3\pi\gamma G}{8(1-\nu)L}} \quad (2-5)$$

当切应力 σ_s 达到 (2-5) 式值时就产生裂纹，式中 G 为切变模量。有人计算过，滑移面上的位错数目 n 与切应力 σ_s 的关系为

$$L = \frac{Gbn}{\pi(1-\nu)\sigma_s} \quad (2-6)$$

式中 b —伯格斯矢量，不同的材料 b 大小不一样，对于金属铝， $b = 2 \times 10^{-8} \text{cm}$ 。从能量的观点计算出裂纹的平均长度 l 与位错数目 n 的关系为

$$l = 0.5bn^2 \quad (2-7)$$

可见，100 个位错产生的裂纹长度约为 $0.1 \mu\text{m}$ ，这就是说产生 $0.1 \mu\text{m}$ 长度的裂纹引起的声发射 (AE) 要比单个位错滑移产生的声发射 (AE) 约大 100 倍。在微观裂纹扩展成为宏观裂纹之前，需要经历裂纹的慢扩展过程阶段。理论计算表明，裂纹扩展所需要的能量比裂纹形成需要的能量约大 100 倍到 1000 倍。裂纹扩展是间断进行的，大多数金属都具有一定的塑性，裂纹向前扩展一步，将积蓄的能量释放出来，裂纹的尖端区域卸载。这样，裂纹扩展产生的声发射 (AE) 很可能比裂纹形成的声发射 (AE) 还大得多。当裂纹扩展到接近临界状态时，就开始失稳扩展，成为快速断裂。这时候产生的声发射 (AE) 强度更大，如断裂韧性试验时，产生人耳可以听见的声音。

2.2.2.3 其它 AE 源的机理^[34]

前面主要介绍了位错运动产生的 AE 源的机理和断裂产生的 AE 源的机

理，对于其它几种 AE 源的机理仅作简单介绍，可用表 1 来表示。

表 1 其他的 AE 源及其产生的机理

其他的 AE 源	产生的机理
碰撞	在碰撞点产生局部的表面位移
摩擦	在两个接触点（面）产生相对滑动时立即释放出该处所 储藏的弹性应变能
气穴现象	在泡沫形成的过程中泡沫产生的崩溃
涡流	漩涡的崩溃

由表 1 可知，其它不同的 AE 源其产生的机理是不一样的，摩擦产生的 AE 源的机理与位错运动产生的 AE 源的机理存在一点相似之处。

声发射检测特别是在超声检测中，就是给被检查对象施加压力或其它外部条件(如温度等)，使检测对象中的缺陷或潜在缺陷发声，根据接收到来自缺陷的应力波推测缺陷的位置和大小。声发射(AE)技术的发展十分重视声发射源的研究，发展声发射源(AE源)定位的技术和评价被测物体缺陷的有害度。源定位就是利用声发射信号的特点找出缺陷所在的位置，这是声发射(AE)检测的重要内容。确定声源的位置就要使用多通道声发射仪，每个传感器对应一个通道，传感器的任务就是把声波信号转换成电信号。利用两个以上的通道，将传感器按一定方式配置构成阵列，利用声源发出的声波到达几个传感器的时间差确定声发射源(AE源)的位置。声发射源(AE源)定位测试是多通道声发射检测系统的重要组成部分之一。十多年来，在无损探伤应用领域中，它起到了很大的作用。随着电子技术的飞跃发展，声发射源定位技术增加了更多的功能，且研制出了更新的手段。源定位技术对突发型的声发射信号是有效的，但对连成一片的连续型声发射信号却是无能为力，因此还必须采用其它的技术手段和测试参数去分析声发射(AE)信号。对于声发射源(AE源)的定位问题本文不作过多的讨论。

2.3 各向异性介质中的声传输特性^[3-4]

在理想流体中媒质只能产生体积形变，即纯粹的压缩膨胀形变，媒质的弹性可用单一的体弹性系数来表征，在这样的媒质中只能产生稀疏和稠密的交替过程，即只能传播纵波。并且，这种传播过程的特性只要用一个标量（声压）就能充分描述，知道了声压我们可以通过理想流体的运动方程求得质点速度，从而获得声波的一些能量关系。而在固体中情况就不是那么简单，一般固体媒质除了仍能体积形变外，还会产生切形变，它除了体弹性外还具有切变弹性。因此在固体中一般除了能传播压缩与膨胀的纵波外，同时还能传播切变波。在各向同性固体中，这种切变的质点振动方向与波的传播方向垂直的波称为横波。除此以外，在固体的自由表面会产生振幅随距离表面深度而衰减的表面波，本节将着重介绍各向同性介质中声表面波传播的一些基本特征。对于固体中体波，因为其讨论起来非常复杂，故对固体中体波的传播不作讨论。

2.3.1 非压电晶体中的声传输特性

声表面波，在很长一段时间内，仅局限于在地震学领域中进行研究，在超声学范畴，它主要应用于固体介质表面上的检测，以及作为表面波延迟线。对于各向异性介质（晶体）的声表面波，因为在相当一段时间内，由于没有找到什么实际应用，加上讨论起来又复杂，因而它的研究处于停滞状态。

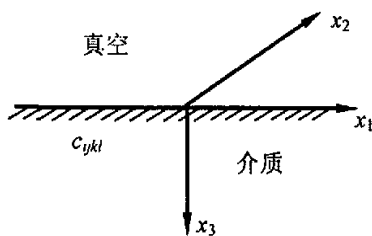


图 2.3 坐标系的选取

不过，我们还是先讨论非压电性晶体介质（各向异性介质）中的声表面

波的传播情况，如图 2.3 所示。在图 2.3 中， x_1 表示波传播方向； x_2 表示波在此方向无限广延，即波是沿 x_1 方向传播并且与 x_2 无关的平头波； x_3 表示与表面垂直，且指向固体内。我们设晶体占据 $x_2 > 0$ 空间，而 $x_3 < 0$ 是真空介质，界面在 $x_3 = 0$ 处，晶体密度为 ρ ，弹性系数为 c_{ijkl} ，应力张量为 T_{ij} ，位移矢量为 u_i ，则此时有广义的虎克定律

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l}, (i, j, k, l = 1, 2, 3) \quad (2-8)$$

又有动力学方程

$$\partial T_{ij} / \partial x_j = \rho \partial^2 u_i / \partial t^2 \quad (2-9)$$

由式 (2-8) 和 (2-9) 得到波动方程

$$c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (2-10)$$

设一个平头声表面波在一半无限介质表面上传播，自由的边界条件是法向的三个应力为零

$$T_{3j} = 0 \quad (j = 1, 2, 3) \quad (2-11)$$

设有简谐解

$$u_j = B_j \exp[j(k_s x_1 + \alpha k_s x_3 - \omega t)] \quad (2-12)$$

其中， $k_s = \omega / v_s$ 为表面波波矢， ω 为角频率， v_s 为表面波传播速度。如果我们令总的复波矢量 $K = \{k_s, \alpha k_s\}$ ，即 $k = |K| = k_s \sqrt{1 + \alpha^2}$ ，那么复波矢 K 在 x_3 方向的余弦为 $\alpha / \sqrt{1 + \alpha^2}$ ；从解的观点来看，我们称 α 为特征根， B_j 是待定常数或为特征向量。把式 (2-12) 代入式 (2-10) 得到

$$[\Gamma_{ij}] \cdot [B_j] = 0 \quad (2-13)$$

其中 $[\Gamma_{ij}]$ 是 Christoffel 矩阵，

$$\Gamma_j = c_{313j} \alpha^2 + (c_{113j} + c_{311j}) \alpha + c_{111j} - \delta_j \rho v_s^2 \quad (2-14)$$

特征向量 B_j 不全为零的条件是系数行列式为零, 即

$$\det[\Gamma_j] = 0 \quad (2-15)$$

这是一个 3×3 阶行列式。我们看到, 对于一个给定的 v_s , 存在关于 α 的六次方程式。在通常情况下, 它有 3 对共轭复根。为了保持在 $x_3 \rightarrow \infty$ 时波动保持有界的条件, 我们选取虚部大于零的三个根, 即

$$\text{Im}(\alpha_n) > 0 \quad (2-16)$$

我们取 $\alpha_n = \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, 可得到相对应于每一个 α_n 的一组特征向量 $\{B_m\}$ 。

为了满足边界条件式 (2-11), 要构成如下形式的解

$$u_j = \sum_{n=1}^3 C_n B_m \exp[j(k_s x_1 + \alpha_n k_s x_3 - \omega t)] \quad (2-17)$$

代入边界条件式 (2-11), 有

$$[\prod_j] \cdot [C_n] = 0 \quad (2-18)$$

其中系数矩阵为

$$\prod_j = c_{3jk1} B_{kn} + c_{3jk3} B_{km} \alpha_{mn} \quad (2-19)$$

而自定义函数为

$$\alpha_{mn} = \begin{cases} \alpha_n, m = n \\ 0, m \neq n \end{cases} \quad (2-20)$$

C_n 不全部为零的条件要求系数矩阵 $[\prod_j]$ 为零, 即

$$\det[\prod_j] = 0 \quad (2-21)$$

实际的求解过程是用迭代法, 即给定一个 v_s , 求出 $\{B_n\}$, 最后看是否满足边界条件矩阵为零即是否满足式 (2-21)。如果满足, 求出 $\{C_n\}$, 则得到满足条件的解, 即式 (2-17); 如果不满足边界条件矩阵式 (2-21), 就重新设定 v_s ,

直到满足式 (2-21) 为止。

2.3.2 压电晶体中的声传输特性

各向异性介质分为压电晶体和非压电晶体两类，前面我们讨论了非压电晶体中的声传输特性，现在来看看压电晶体中的声传输特性。在准静电近似下，压电介质的压电方程为

$$\begin{cases} T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + e_{kij} \frac{\partial \phi}{\partial x_k} \\ D_i = e_{ikj} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} - \epsilon_{ik} \frac{\partial \phi}{\partial x_k} \end{cases} \quad (2-22)$$

其中， ϕ 为电势， e_{ijk} 为压电系数， ϵ_{ik} 为介电常数， D_i 为电位移。又根据牛顿方程即动力学方程，有

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (2-23)$$

在考虑绝缘介质不存在自由电荷时，电荷方程（高斯方程）为

$$\partial D_i / \partial x_i = 0 \quad (2-24)$$

由此，我们得到压电介质中耦合波动方程为

$$\begin{cases} c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_j} + e_{kij} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_k \partial x_j} - \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = 0 \\ e_{ikj} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j^2} - \epsilon_{ik} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_k \partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (2-25)$$

在研究压电介质中的表面波时，我们考虑压电介质占据 $x_3 > 0$ 区域（见

图 2.3），而在 $x_3 < 0$ 区域为真空。设其中点势为 ϕ^0 ，且有 $\hat{D}_3 = -\epsilon_0 \frac{\partial \phi^0}{\partial x_3}$ ，而

满足拉氏方程

$$\frac{\partial \phi}{\partial x_j} = 0 \quad (2-26)$$

我们主要讨论两种最重要的介质表面情况。一种边界是自由的，其含义是应力为零，电势和电位移连续；另一种边界是金属化表面，即表面存在一层很薄的(质量可忽略)金属导体的情况，这意味着边界处应力为零以及 $\phi = 0$ (或者说 ϕ 为常数也是一样的，这并不失一般性)，首先来看看自由表面。

2.3.2.1 自由表面

自由表面的边界条件为

$$\begin{cases} T_{3j} = 0 (j=1,2,3), \\ \phi = \hat{\phi}, \\ D = \hat{D} \end{cases} \quad (2-27)$$

(1) $x_3 > 0$ 时，我们设解为

$$\begin{cases} u_j = B_j \exp[j(k_s x_1 + \alpha k_s x_3 - \omega t)] \\ \phi = B_4 \exp[j(k_s x_1 + \alpha k_s x_3 - \omega t)] \end{cases} \quad (2-28)$$

代入耦合波动方程式 (2-13)，得到

$$[\Gamma_{mp}] \cdot [B_p] = 0 (m, p = 1, 2, 3, 4) \quad (2-29)$$

其中

$$\begin{cases} \Gamma_{ij} = -c_{3ij} \alpha^2 - (c_{i3j} + c_{3i1j}) \alpha - c_{i1j} + \delta_{ij} \rho v^2 \\ \Gamma_{i4} = \Gamma_{4i} = -e_{3i3} \alpha^2 - (e_{i3} + e_{3i1}) \alpha - e_{i1} \\ \Gamma_{44} = \varepsilon_{44} \alpha^2 + (\varepsilon_{31} + \varepsilon_{13}) \alpha + \varepsilon_{11} \end{cases} \quad (2-30)$$

由 B_p 不全为零的条件可得系数行列式

$$\det[\Gamma_{mp}] = 0 \quad (2-31)$$

这是一个 4×4 的行列式，是 α 的八次方程，它有四对共轭复根。为了满足在

$+\infty$ 处的场有限的条件, 选择 $\text{Im}(\alpha_n) > 0$ 的四个根。

(2) 当 $x_3 < 0$ 时, $\overset{0}{\phi}$ 的解可以写成

$$\overset{0}{\phi} = B_3 \exp(k_s x_3) \exp[j(k_s x_1 - \omega t)] \quad (2-32)$$

但是, 实际上考虑在边界条件处 $\overset{0}{\phi} = \phi$ 的条件, 所以有

$$\overset{0}{\phi}(x_1, x_3, t) = \phi(x_1, 0, t) \exp(k_s x_3) \quad (2-33)$$

这时, 对于剩下的四个边界条件, 即 $T_{3j} \Big|_{x_n=0} = 0$, 以及 $\hat{D} \Big|_{x_n=0} = D \Big|_{x_n=0}$ 。我们设 u_j 和 ϕ 的线性组合解为

$$\begin{cases} u_j = \sum_{n=1}^4 C_n B_{jn} \exp[j(k_s x_1 + \alpha_n k_s x_3 - \omega t)] \\ \phi = \sum_{n=1}^4 C_n B_{4n} \exp[j(k_s x_1 + \alpha_n k_s x_3 - \omega t)] \end{cases} \quad (2-34)$$

把组合解代入上述四个边界条件, 得到

$$[\prod_{mn}] \cdot [C_n] = 0 \quad (2-35)$$

其中

$$\begin{cases} \prod_{jn} = c_{3jk1} B_{kn} + c_{3jk3} B_{km} \alpha_{mn} + e_{3j1} B_{4n} + c_{3j3} B_{4m} \alpha_{mn} \\ \prod_{4n} = e_{3j1} B_{jn} + c_{3j3} B_{jm} \alpha_{mn} - \varepsilon_{33} B_{4m} \alpha_{mn} - (\varepsilon_{31} + j\varepsilon_0) B_{4n} \end{cases} \quad (2-36)$$

由 C_n 不全为零的条件得到

$$\det[\prod_{mn}] = 0 \quad (2-37)$$

在实际求解的过程中, 也是采用迭代法, 即选择 v_s , 得出 $\{\alpha_n\}$ 以及 $\{B_{mn}\}$, 使之满足方程

$$(\lambda + 2\mu) \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu \nabla \times \nabla \times \mathbf{u} = \rho \ddot{\mathbf{u}} \quad (2-38)$$

式中:

λ ---拉密常数

μ ----拉密常数或者切变弹性系数

∇ ----微分算子符号

u ----质点运动的位移，矢量形式

\ddot{u} ----质点运动的加速度，矢量形式

那么式(2-30)就是所求的解。由式(2-29)及式(2-30)得到 ϕ^0 的解为

$$\phi^0 = \left(\sum_{n=1}^4 C_n B_{4n} \right) \exp(k_y x_3) \exp[j(k_x x_1 - \omega t)] \quad (2-39)$$

这样我们就求出了声表面波的解。

2.3.2.2 金属化表面

前面讨论了自由表面的情况，对于金属表面而言即为 $x_3=0$ 的边界条件

$$T_{3j} = 0, \phi^0 = 0 \quad (2-40)$$

我们看到，由于金属导体的屏蔽，实际上使得真空($x_3 < 0$)中的场与晶体中的($x_3 > 0$)场无关。我们只需求解晶体中的场。

这时，我们仍可设解的形式为式(2-28)，由系数行列式(2-31)求出满足辐射条件的特征根 $\{\alpha_n\}$ ，再由式(2-29)求出特征向量 $\{B_n\}$ ，求出满足边界条件的矩阵式(2-37)的表面波速度 v_s 。而最后得到形式如式(2-34)的解，唯一不同的是边界条件的系数矩阵元 Π_{4n} 。此时由 $\phi = 0$ 条件得到

$$\prod_{4n} = B_{4n} \quad (2-41)$$

而 Π_{4n} 仍然与自由表面的相同。表面波传播的速度虽然不能直接由解析式得到，但它是非色散的。质点位移以及电势并不一定单调的随距离表面的距离减小，但最终将趋近于零。另外，质点位移之间以及它们电势的相位差是比较复杂的，因而质点位移在空间的轨迹也是很复杂的。此外，我们在表面波器件中常用 LiNbO_3 这样的压电介质，此时在表面波中不但有弹性波的传播，而且还伴随着电场分布的传播，电场分布也以表面波的速度传播。

最初在研究各向异性介质声表面波时,就曾发现在某些切割的某一传播方向上,没有一个实数 k_s (即实数 v_s) 能够满足边界条件。历史上称之为“禁带”,即在这些方向上不能够传播声表面波。后来,有人发现如果在 k_s 上引入一个不大的虚部,即使之成为复数,就能够满足边界条件了。复数 k_s 或者 v_s 意味着波传播时将是衰减的,物理上的解释是,这种表面波一边传播,一边向内辐射体波,或者说一个这种表面波和一个体波的组合,才能满足此时的边界条件。由于一边传播一边向内辐射体波,我们就称之为漏波或者为伪表面波。后来,人们还发现在一些高对称的压电介质中存在所谓的电声波或者称为 $B-G$ 波。这种波是质点振动方向与传播方向垂直而与表面平行的纯切变波,而且是与电耦合的一种表面波。当压电耦合不存在时,它就退化为切变体波,其可以看成是一种特殊类型的压电介质中的表面波。

2.3.3 各向异性介质中声表面波的一些特性

声表面波作为一种波动,当然在阻抗不连续处会发生反射、折射、衍射等波动现象。但是对声表面波,这些现象规律都是很复杂的,研究起来是相当困难的,有些只能做简单的描述。此外,对于各向异性介质,包括压电介质,其中波的传播规律包括声表面波,与各向同性介质有不同的地方。我们主要讨论两种情况:一是波束偏斜;另一是衍射。

(一) 波束偏斜

在各向异性介质中,可以想象波在各个方向的传播速度一般来说是不一致的。实际与波的传播速度相关联的能量传播方向(即群速方向)与波的传播相速方向也往往不一致,这就产生了所谓的波束偏斜。这两个方向的夹角 ψ ,称为功率流角(偏离角度)。这样,相速 v_s 与群速 v_c 之间存在以下关系

$$v_s = v_c \cos \psi \quad (2-42)$$

对于 $\psi = 0$ 的方向,即相速与群速方向一致时,我们称之为纯模方向。如果我

们在纯模方向 θ_0 附近, 相速随 θ 变化即 $v_s = v_s(\theta)$; 我们可以证明功率流角 ψ 满足下列等式

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{1}{v_s} \frac{dv_s}{d\theta} \quad (2-43)$$

因此在纯模方向 ($\psi=0$) 有

$$(dv_s/d\theta)_{\theta=\theta_0} = 0 \quad (2-44)$$

因此在 θ_0 附近一个小角度内, 可以采用抛物线近似

$$\begin{cases} v_s(\theta) = v_s(\theta_0)[1 + 0.5\gamma(\theta - \theta_0)^2] \\ \gamma \cong \partial\psi/\partial\theta \end{cases} \quad (2-45)$$

(因为在纯模方向附近 ψ 很小, $\psi \cong \operatorname{tg} \psi = \frac{1}{v_s} \frac{dv_s}{d\theta}$, 又有式 (2-45) 可得

$\frac{dv_s}{d\theta} = v_s\gamma(\theta - \theta_0)$, 即有 $\psi \cong \gamma(\theta - \theta_0)$, 所以 $\gamma \cong \partial\psi/\partial\theta$) 在上式 (2-45) 中,

γ 称为各向异性因子。显然, $\gamma = 0$ 相应于各向同性介质, 即在各向同性介质中不存在波束偏斜现象; 而 $\gamma > 0$ 时, 在纯模方向 θ_0 速度极小, 在偏离纯模方向时, 能流方向更加偏离纯模方向; 当 $\gamma < 0$ 时, 在纯模方向 θ_0 速度极大, 在偏离纯模方向时, 能流方向更加接近纯模方向。

(二) 波束衍射

衍射是波动的一个基本现象, 当然声表面波也不例外。我们考虑一个有限孔径的换能器产生的声表面波的衍射现象。为了简单化, 我们采用标量理论近似。假设用一个标量来表征表面任何一点的波, 比如说用垂直表面的位移分量 u 来表征, 并且忽略深度的变化, 因而问题就转化为一个二维标量波的衍射问题, 这和光学中的单缝衍射很类似。设在 $x = 0$ 处场的分布为 $u(0, y)$, 先讨论 $x > 0$ 的场的情况, 设 $u(x, y)$ 满足波动方程

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -k^2 u \quad (2-46)$$

其中 c 为声速, k 为波矢。下面作傅里叶变换

$$F(x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y) \exp(-jk_y y) dy \quad (2-47)$$

把式 (2-47) 代入式 (2-46) 得到

$$\frac{d^2 F}{dx^2} + (k^2 - k_y^2) F = 0 \quad (2-48)$$

其中

$$\begin{cases} k^2 = k_x^2 + k_y^2 \\ F(k_y) = F(0, k_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u(0, y) e^{-jk_y y} dy \end{cases} \quad (2-49)$$

再者, 我们令 $k = k(\theta)$, 其中 θ 为坐标 (x, y) 的方向角, 由于介质是各向异性的, k 便是 θ 的函数, 于是得到解为

$$u(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} F(k_y) \exp[j(k_x x + k_y y)] dk_y, (x > 0) \quad (2-50)$$

这在光学中就是所谓的平面角谱理论 $F(k_y)$ 称为权函数

我们假定

$$u(0, y) = \begin{cases} 1, & |y| < a \\ 0, & |y| > a \end{cases} \quad (2-51)$$

即在 $|y| < a$ 出均匀同位相的照度, 在此范围以外照度为零, 则权函数为

$$F(k_y) = \sin(k_y a) / (k_y a) = \text{sinc}(k_y a) \quad (2-52)$$

从式 (2-52) 可以看出, 当孔径 $2a$ 大于几个波长时, 权函数 $F(k_y)$ 集中在一个很小的值, 即在 θ 角度的 k_y 很小的范围内对声场 $u(x, y)$ 有主要贡献, 故可以采用抛物线近似, 得到

$$\begin{cases} v_x = v_0 (1 + 0.5\theta^2) \\ k_x \cong k_0 [1 - (1 + \gamma)(k_y / k_0)^2]^{1/2} \end{cases} \quad (2-53)$$

因而得到衍射积分场为

$$u(x, y) = \exp(jk_0 x) \int_{-\infty}^{\infty} F(k_y) \exp\left\{j\left[-\frac{k_y^2}{2k_0}(1+\gamma)x + k_y y\right]\right\} dk_y \quad (2-54)$$

特别当 $\gamma = -1, k_x \cong k_0$ ，并且有 $u(x, y) = 1$ 时，式 (2-54) 变为

$$u(x, y) = u(0, y) \exp(jk_0 x) \quad (2-55)$$

从上式可以看出，场的大小保持孔径的“剖面”形状不变，而与距离无关，即没有衍射。在各向异性介质中，在这种切割下， $\gamma = -1$ ，我们称之为最小衍射切割。与各向同性介质相比，各向异性介质中，若 $\gamma > 0$ ，衍射增加； $\gamma < 0$ ，衍射减小； $\gamma = -1$ 可近似认为没有衍射，对 $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ 晶体，在最小衍射切割方向可以将衍射减小百倍，这在声表面波器件中是很有用处的。因为衍射不仅会引起所谓的衍射损耗，而且会使器件的特性产生附加的振幅和相位畸变。

(三) 声表面波的衰减

波束的偏斜和衍射会引起波束能流改变方向或发散开去，此外还有三种原因引起传播过程中表面波的衰减：表面波与材料热声子相互作用引起的衰减，这是材料固有的衰减；材料表面粗糙引起表面波散射所产生的衰减，但与温度无关；表面波在传播时不断向气体中辐射声波而引起的衰减，其大小与表面上气体性质及气压大小有关。

2.4 各向同性介质中的声传输特性

前面讨论了各向异性介质中的声传输特性，我们接着看看各向同性介质中的声传输特性。在图 2.3 中， c_{ijkl} 为介质的弹性系数，固体的弹性性质要比流体复杂得多，其一般具有 36 个弹性系数，但是实际上这 36 个弹性系数不是完全独立的。因为弹性能是应变的单值函数，所以可以证明弹性系数具

有对称性，对于具有对称性的介质（晶体），独立的弹性系数一般为 6 个。为了简单起见，我们可以采用简缩符号，因为它的前两个下标和后两个下标可以互换。这样我们让 11→1；22→2；33→3；23→4；13→5；12→6。例如： $c_{1112} \rightarrow c_{16}$ 。对于各向同性介质，设 λ 为拉密常数， μ 为拉密常数或者切变弹性系数（对于流体 $\mu=0$ ），可以证明

$$\begin{cases} \lambda = c_{12} = c_{21} = c_{13} = c_{31} = c_{23} = c_{32} \\ \mu = c_{44} = c_{55} = c_{66} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) \text{ , 其余的为零, (2-56)} \\ \lambda + 2\mu = c_{11} = c_{22} = c_{33} \end{cases}$$

由式 (2-56) 可看出，对于各向同性的介质只有两个独立的弹性系数。并且此时的弹性系数矩阵为

$$\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11} - c_{12}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11} - c_{12}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \end{bmatrix} \quad (2-57)$$

还可以得到各向同性介质的 Christoffel 矩阵表达式为

$$\begin{cases} \Gamma_{11} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12})\alpha^2 + c_{11} - \rho v_s^2 \\ \Gamma_{22} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12})(\alpha^2 + 1) - \rho v_s^2 \\ \Gamma_{33} = c_{11}\alpha^2 + \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) - \rho v_s^2 \\ \Gamma_{13} = \Gamma_{31} = \frac{1}{2}(c_{11} + c_{12})\alpha \\ \Gamma_{12} = \Gamma_{21} = \Gamma_{23} = \Gamma_{32} = 0 \end{cases} \quad (2-58)$$

由上式可以看出，各向同性介质的 Γ 行列式于一般的各向异性晶体不同，因

此可以直接计算出

$$\left[\frac{1}{2}(c_{11} - c_{22})\alpha^2 + \frac{1}{2}(c_{11} - c_{22}) - \rho v_s^2 \right]^2 [c_{11}\alpha^2 + c_{11} - \rho v_s^2] = 0 \quad (2-59)$$

我们求出式 (2-59) 的特征根

$$\begin{cases} \alpha_1 = \alpha_2 = j[1 - (v_s/v_l)^2]^{1/2} \\ \alpha_3 = j[1 - (v_s/v_l)^2]^{1/2} \end{cases} \quad (2-60)$$

这里, v_s 为声表面波的速度; $v_l = \left[\frac{c_{11} - c_{12}}{2\rho} \right]^{1/2}$ 为固体中横波的速度; 固体中

纵波的速度为 $v_l = (c_{11}/\rho)^{1/2}$ 。进而可以求出特征向量为

$$\begin{cases} B_{11} = 0, & B_{21} = 1 & B_{31} = 0 \\ B_{12} = -j[1 - (v_s/v_l)^2]^{1/2}, & B_{22} = 0 & B_{32} = 1 \\ B_{13} = 1, & B_{23} = 0 & B_{33} = j[1 - (v_s/v_l)^2]^{1/2} \end{cases} \quad (2-61)$$

其相应的边界条件矩阵为

$$\begin{bmatrix} 0 & B_{32} + B_{12}\alpha_2 & B_{33} + B_{13}\alpha_3 \\ \alpha_1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{12}B_{12} + c_{11}B_{32}\alpha_2 & c_{11}B_{13} + c_{11}B_{33}\alpha_3 \end{bmatrix} = 0 \quad (2-62)$$

即

$$\alpha_1 \begin{bmatrix} B_{32} + B_{12}\alpha_2 & B_{33} + B_{13}\alpha_3 \\ c_{12}B_{12} + c_{11}B_{32}\alpha_2 & c_{11}B_{13} + c_{11}B_{33}\alpha_3 \end{bmatrix} = 0 \quad (2-63)$$

式 (2-63) 有两个解

① $\alpha_1 = 0$, 从式 (2-60) 可以看出, 当 $\alpha_1 = 0$ 时得到 $v_s = v_l$, 即表面波的速度等于横波速度。再根据式 (2-35) 即等式 $[\prod_{mm}] \cdot [C_n] = 0$ 以及上面的等式 (2-63), 再者 \prod_{mm} 与 C_n 不能同时为零, 得到 $C_2 = C_3 = 0, C_1 \neq 0$, 于是

$$\begin{cases} u_1 = 0 \\ u_2 = C_1 \exp[j(k_x x_1 - \omega t)] \\ u_3 = 0 \end{cases} \quad (2-64)$$

由式(2-64)可以看出,此时只有 x_2 方向分量,而且在 x_3 方向没有衰减,这就是普通的横波,它是体波并不是表面波。这表明自由界面的边界条件,允许SH型横波(位移偏振方向为水平的横波)无衰减地传播,而一般来说对于纵波或者SV型横波(位移偏振方向与水平方向垂直的横波)则是不允许的。

②另外一个解是 $\alpha_1 \neq 0$ 时,我们可以得到声表面波即瑞利波(Rayleigh wave)的声速度方程。瑞利波沿着固体的自由表面传播,其振幅随离表面深度迅速减弱的一种声表面波。因为声表面波首先为著名英国物理学家瑞利所发现,因此常称声表面波为瑞利波,在声表面波技术中所应用的绝大多数是瑞利波。瑞利波有以下两个性质:①瑞利波的速度与频率无关,即瑞利波是非色散波;②瑞利波的速度比横波的速度要慢。由计算可以证明,瑞利波质点的运动是一种椭圆的偏振,它是相位差为 90° 的纵向振动和横向振动合成的结果。表面质点做逆时针方向椭圆振动,其振幅随离开表面的深度而衰减,但纵向振动和横向振动的衰减不一致,有以下两个特点:

①在大约 0.2λ 深度处,纵向振动振幅衰减到零,在此深度只剩下横向振动;超过此深度纵向振动反向,此时质点做顺时针方向的椭圆振动。

②纵向振动和横向振动的振幅均随深度很快衰减。瑞利波能量集中在约一个波长深的表面层内,频率越高,集中能量的层越薄。这一特点使得声表面波(SAW)较体波更易获得高声强,同时也使基片背面对SAW传播的影响很小。有关声表面波(SAW)及其器件在下一章中再具体介绍。

而在各向异性晶体中,瑞利波基本上保持了上述特点,但还有以下差别:

①瑞利波的相速依赖于传播方向;

②能量流一般不平行于传播方向；

③质点椭圆偏振平面不一定在传播方向与表面法线决定的平面内，椭圆的主轴也不一定与传播方向或表面法线平行；

④质点位移随深度的衰减呈阻尼振荡形式。

在各向同性介质中，我们从式 (2-63) 得到另一个解

$$\begin{bmatrix} B_{32} + B_{12}\alpha_2 & B_{33} + B_{13}\alpha_3 \\ c_{12}B_{12} + c_{11}B_{32}\alpha_2 & c_{12}B_{13} + c_{11}B_{33}\alpha_3 \end{bmatrix} = 0 \quad (2-65)$$

再根据式 (2-60) 和式 (2-61) 变形得到

$$\begin{bmatrix} 2 - (v_s/v_i)^2 & 2j[1 - (v_s/v_i)^2]^{1/2} \\ 2j[1 - (v_s/v_i)^2]^{1/2} \rho v_i^2 & -\rho v_i^2 [2 - (v_s/v_i)^2] \end{bmatrix} = 0 \quad (2-66)$$

再由式 (2-66) 变形得到

$$[2 - (v_s/v_i)^2]^2 = 4[2 - (v_s/v_i)^2]^{1/2} [2 - (v_s/v_i)^2]^{1/2} \quad (2-67)$$

但是，由式 (2-67) 计算瑞利波速度时比较复杂，为此，可以由下列近似式作出以下估计

$$v_s = \frac{0.87 + 1.12\sigma}{1 + \sigma} v_i \quad (2-68)$$

σ 为泊松系数（或者泊松比），其在 0-0.5 之间变化，所以 v_s 在 $0.87v_i$ - $0.95v_i$ 之间变化。前面假设是固体存在自由表面，这就是假设固体的表面与真空状态接触，实际上只要与气体接触一般已经具有足够的近似程度。并且由式 (2-68) 可以得到

$$\begin{cases} C_1 = 0 \\ C_2/C_3 = -j[1 - (v_s/v_i)^2]^{1/2} / [1 - (v_s/v_i)^2]^{1/2} \end{cases} \quad (2-69)$$

并且还得到位移的表达式

$$\begin{cases} u_1 = c \left\{ \exp\left[-\left[1 - (v_s/v_t)^2\right]^{1/2} k_s x_3\right] - A \exp\left[-\left[1 - (v_s/v_t)^2\right]^{1/2} k_s x_3\right] \right. \\ \quad \left. \cdot \exp[j(k_s x_1 - \omega t)] \right\} \\ u_2 = 0 \\ u_3 = -j c \left[1 - (v_s/v_t)^2\right]^{1/2} \left\{ \exp\left[-\left[1 - (v_s/v_t)^2\right]^{1/2} k_s x_3\right] - \right. \\ \quad \left. \left(\frac{1}{A}\right) \exp\left[-\left[1 - (v_s/v_t)^2\right]^{1/2} k_s x_3\right] \right\} \exp[j(k_s x_1 - \omega t)] \end{cases} \quad (2-70)$$

其中, $A = \left[1 - (v_s/v_t)^2\right]^{1/4} \left[1 - (v_s/v_t)^2\right]^{1/4}$, c 是待定常数。由上面的解可以知道, 各项同性固体介质中的瑞利波有如下特点:

① 只有 x_1 和 x_2 方向两个分量, 即与横波 (在 x_2 方向) 解耦。质点振动在波传播和表面法线的平面内。

② 在表面上, 大约在 0.2λ 深度处, 纵波振动振幅减到零, 即只剩下横波的振动, 可以得到 u_3 振幅与 u_1 振幅之比为

$$\left| \frac{\hat{u}_3}{\hat{u}_1} \right| = \left[\frac{1 - (v_s/v_t)^2}{1 - (v_s/v_t)^2} \right]^{1/4} > 1 \quad (\because v_t > v_s) \quad (2-71)$$

③ 从相位上说, 在表面上相对于我们坐标方向, u_3 落后 u_1 的角度为 $\pi/2$ 。总的说来, 表面波的质点振动位移是一个椭圆, 在表面上, 位移最高处的质点向波的后方运动。

我们再通过能流密度来看看表面波能量集中在表面层附近的特点。由于表面波是沿着 x_1 方向传播的, 对于一个平头波, 当然在 x_2 方向无能流, 而在 x_3 方向由于波的衰减也将变成零, 故只有在 x_1 方向有能流, 此方向的功率流密度为

$$P = -\frac{1}{2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{T} \quad (2-72)$$

其中, $\mathbf{v} = \partial \mathbf{u} / \partial t$ 为质点振动速度, \mathbf{T} 为应力张量。对于表面波, P 只有 x_1 方向的分量 p_1 , 对于各向同性介质有

$$p_1 = -\frac{1}{2} (v_1 \dot{T}_{11} + v_3 \dot{T}_{31}) \quad (2-73)$$

表面波传播的能量是集中在表面的一个波长范围内，一般而言集中的能量在 90% 以上，且在单位宽度上的总的能流通量为

$$P_0 = \int_{-\infty}^0 P_1(x_3) dx_3 \quad (2-74)$$

另外，在许多实际应用中经常遇到一些板状材料，当板较薄时，在薄板的两个界面都会发生反射。因为兰姆在 1917 年最早深入研究了这个问题，故后来把薄板中的声波称为兰姆波。因为在薄板中存在两组声波，并且均可以在板中独立的传播，故称为对称兰姆波和反对称兰姆波。其中，对称兰姆波使薄板沿厚度方向呈膨胀收缩变形；反对称兰姆波使薄板在厚度方向弯曲，有时候又称其为弯曲波。兰姆波应用之一是对板状结构内部的缺陷进行检测；另一应用是近几年发展起来的兰姆波微传感技术，通过薄板边界上物理、化学、生物等条件的变化使兰姆波传播速度的改变，测出声速的改变就可以推断出边界上微小质量、应力、粘滞等的变化。兰姆波微传感器因其灵敏度高、体积小以及可以工作在液相中等优点，故具有很大的潜在应用价值，关于兰姆波声场特点及其特征方程就不再赘述了。

2.5 本章小结

本章简单介绍声发射 (AE) 的历史，给出了各种 AE 源产生的机理，重点讨论了位错运动产生的 AE 源的机理和断裂产生的 AE 源的机理。同时，本章给出了各向同性介质和各向异性介质中的声传输特性，主要讨论不同介质中声表面波的传输特性。

第3章 声发射探测

在固体中产生或接收声发射 (AE) 信号, 方便的方法是在固体表面激励和接收。而无论传播声波的介质是作为检测对象也好, 或者是用作信号处理的介质也好, 产生或接收声发射 (AE) 信号通常都是由电信号转换成声信号, 或者相反。即电→声或声→电这样一个过程。而这种电声转换通常是用压电材料制作的压电换能器来实现的; 同时, 对于声发射 (AE) 的接收传统的方法也是用压电换能器来进行探测的。射探测器可以有不同称呼, 比如在水声和超声波等技术中, 强调的是能量的转换, 如压电元件可以起到机—电或者电—机能量的转换作用, 所以把这种可以进行能量转换的器件称之为换能器; 对于太阳能电池来说, 其也是一种换能器件, 它将光能转换成电能输出, 此类器件强调的是转换效率, 习惯上叫转换器。所以, 探测器可以称为“传感器”和“换能器”、“变换器”以及“转换器”和“变送器”等各种称谓, 但其本质都是起一个传感或者转换的作用。本文主要研究的是用声发射光纤 (AE) 传感器来探测声发射 (AE) 信号主要是声表面波 (SAW) 信号。

3.1 探测器 (传感器) 的特性^[5-6]

为了更好的研究声发射探测, 首先要了解声发射探测器; 要了解声发射探测器, 必须充分的了解传感器的特性, 掌握传感器特性的分析和标定方法。传感器的输出—输入关系特性是传感器的基本特性, 传感器的各种性能指标都是根据传感器输出和输入的对应关系进行描述的。探测器 (传感器) 作为输入信号 (被测量) 和输出信号的变换器, 输出—输入特性是其外部特性, 但却由其内部参数所决定。不同的探测器 (传感器) 有不同的内部参数, 因而有不同的输出—输入特性。探测器 (传感器) 所测量的物理量 (输入信号) 有两种形式。一种是静态 (准静态) 的形式, 这种信号不随时间变化 (或变

化很缓慢，在观察时间内可忽略其变化)；另一种是动态形式，这种信号随时间变化而变化。因此，探测器的测试过程就可以分为静态测试和动态测试两种，相应的其输出—输入特性分为静态和动态特性。探测器（传感器）的特性分为静态特性和动态特性，先看看其静态特性。

3.1.1 探测器（传感器）的静态特性

3.1.1.1 传感器的静态模型

在研究传感器特性时，无论是静态还是动态特性，都必须用一定的数学表达式来表示输出和输入的关系。在静态测试时，描述探测器（传感器）静态特性的数学函数关系式为

$$y = f(x) \quad (3-1)$$

不考虑迟滞、蠕变效应，式（3-1）可以表示为

$$y = C_0 + C_1x + C_2x^2 + \dots + C_nx^n \quad (3-2)$$

式中：

x ----输入量

y ----输出量

C_0 ----零位输出（输入量 x 为零时的输出量）

C_1 ----传感器的线性灵敏度，常用 K 或 S 表示

$C_2 \dots C_n$ ----非线性项的待定常数

若零位输出 C_0 被校准，且忽略非线性项，则得到理想的输入—输出线性特性

$$y = C_1x \quad (3-3)$$

但是，对于理论特性上的线性传感器，由于种种系统因素和随机因素的影响，其实际特性不是直线。此时需要作一条直线，使其和实际特性曲线非常接近，以便能合理地发挥传感器的性能。这条直线，可能是设计时的理论直线，也可能是另外原则确定的直线，它们都称为基准直线，反映传感器的工作特性。

在测试时，就是根据传感器的输出值按这条直线确定输入被测量值的。若基准直线就是理论特性，则传感器的系统误差只包含非线性误差；若基准直线不等于理论特性，则传感器的系统误差是非线性误差与理论特性之间不一致以及基准直线和理论特性之间不一致造成的误差代数和。由此，从式(3-2)得到探测器(传感器)的输入—输出关系曲线图，如图3.1所示。

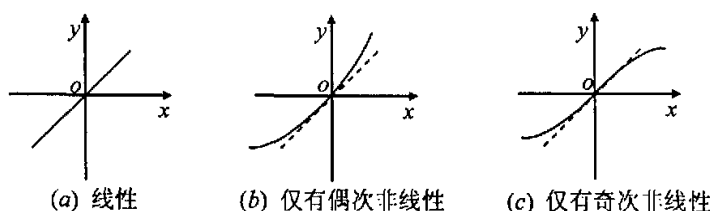


图 3.1 传感器的静态特性曲线

从图 3.2 可以看出，(a) 为理想特性曲线，(b)、(c) 都出现非线性的情况，并且 (c) 具有奇次方的代数和，它在相当大的输入范围内有较宽的准线性。

3.1.1.2 传感器的静态特性指标

传感器的静态特性指标主要有线性度、滞后、重复性、灵敏度、分辨力、阈值、稳定性、飘移、静态误差等。其中，线性度、滞后、重复性、灵敏度是几个比较重要的指标，传感器的静态误差就可以由这几个指标综合给出。

(一) 线性度

传感器的线性度又称非线性，表示传感器实际的输入—输出曲线与拟合直线之间的吻合(或者偏离)程度。这里的实际输入—输出曲线又称为传感器的校准曲线，它是通过实际测量、标定得到的，如图 3.2 所示。

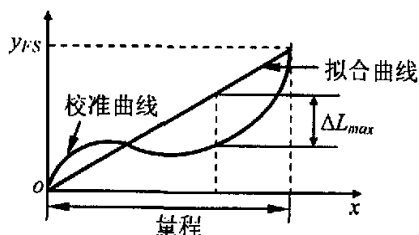


图 3.2 传感器线性度的表示

当一个输入量作用于传感器，得到一个相应的输出量，从而可以在平面坐标上确定一个点，将一系列这样的测量标定点连接在一起，就得到了传感器的实际输入—输出曲线，又称校准曲线。定义中的“拟合曲线”是我们选定的工作曲线，一般选取与校准曲线误差最小的直线作为拟合曲线。

线性度通常用相对误差来表示

$$e_L = \pm \frac{\Delta L_{\max}}{y_{F.S}} \times 100\% \quad (3-4)$$

式中：

ΔL_{\max} ---- 输出量与输入量的实际曲线和拟合曲线之间的最大偏差

$y_{F.S}$ ---- 满量程输出值

显然，选定的拟合曲线不同，得到的传感器的线性度就不同，因此，拟合曲线的选定非常重要，选定拟合曲线的过程就是传感器线性化的过程。拟合曲线选定的原则是：保证尽量小的非线性误差，同时使计算和使用方便。选定拟合曲线的方法即传感器线性化的方法主要有：理论直线法、端点线法、最佳直线法、最小二乘法、计算程序法以及硬件处理法等。

理论直线法 以传感器的理论特性曲线即以静态特性的线性部分 $y=C_1x$ 为拟合直线，因为在计算时传感器的静态特性直线斜率已经确定，故理论直线与实际测量值无关。这种方法的优点是简单、方便，但通常非线性误差比较大。

端点线法 以传感器校准曲线两 endpoint 之间的连线作为拟合直线，这种方法也比较简单，但非线性误差也很大。

最佳直线法 最佳直线法选定的拟合直线时，将端点直线平移成一条新的拟合直线，保证传感器的正、反行程校准曲线对它的正负偏差相等且最小。这种方法的拟合精度搞，但通常需要用图解法或者计算机计算来获得。

最小二乘法 按最小二乘法原理即使实际校准曲线上的各个测试点的输

出值与对应的拟合直线的偏差平方和为最小。最小二乘法的拟合精度很高，是一种普遍推荐使用的方法，但其计算复杂。

硬件线性化法 简单的线性化处理技术是以非线性校正非线性，即“以畸制畸”，其典型的措施是将非线性传感器连接成差动方式，使它们的非线性误差大小相等而极性相反，以此来获得较为理想的线性输出特性。

(二) 滞后

表示探测器（传感器）在正、反行程期间，其输入—输出曲线不重合的程度。这里，传感器的正向行程是指输入量增大的行程，而传感器的反向行程是指输入量减小的行程，如图 3.3 所示。

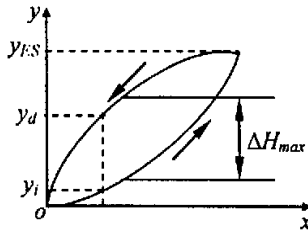


图 3.3 滞后现象

图 3.3 中，对于同一大小的输入信号 x ，在 x 连续增大的正向行程中，对应于某一输出量 y_i 而在 x 连续减小的反向行程中，对应于另一输出量为 y_d ，且有 $|y_i - y_d| \neq 0$ ，这就是传感器的滞后现象，此现象可以表示为

$$e_H = \frac{\Delta H_{\max}}{y_{FS}} \times 100\% \quad (3-5)$$

其中， ΔH_{\max} 为正反行程输出的最大差值

(三) 重复性

重复性表示传感器在同一工作条件下，输入量按同一方向作全量程多次测试时，所得特性曲线间一致程度的指标。各条曲线越靠近，重复性越好，误差也越小。重复性误差反映的是校准数据的离散程度，属于随即误差，因

此，重复性误差应根据标准偏差计算，即

$$e_R = \pm \frac{a\sigma_{\max}}{Y_{F.S}} \times 100\% \quad (3-6)$$

式中：

σ_{\max} ----各校准点正、反行程输出值的标准偏差的最大值；

a ----置信系数，通常取 2 或 3； $a=2$ 时，置信概率为 95.4%； $a=3$ 时，置信概率为 99.73%。

(四) 灵敏度

传感器的灵敏度是其输出量的增量 Δy 与输入量 Δx 的比值，常用 K 表示

$$K = \frac{\Delta y}{\Delta x} \quad (3-7)$$

对于线性传感器，灵敏度就是其拟合直线的斜率 $K = \frac{y-y_0}{x}$ ，是一个常数；

对于非线性传感器，其灵敏度不是常数，而是一个变量，用 dy/dx 表示传感器在某一工作点的灵敏度，如图 3.4 所示。

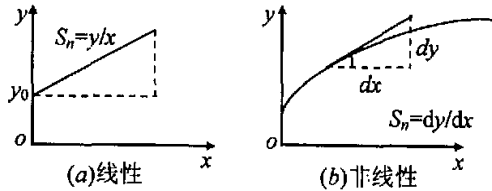


图 3.4 灵敏度的定义

在实际使用中，由于外源传感器的输出量与供给传感器的电源电压大小有关，因此，其灵敏度的表达式中需要包含电源电压的因素。例如，某位移传感器，当电源电压为 1V 时，每 1mm 位移变化引起的输出电压变化为 100mV，则其灵敏度可以表示为 100mV/mm·V。

(五) 分辨力（率）

分辨力是指传感器在规定的测量范围内所能检测出的被测输入量的最小

变化量。有时，也用分辨力的值相对满量程输入值的百分数来表示，称为分辨率。

(六) 稳定性

稳定性有短期稳定性和长期稳定性之分，对于传感器，常用长期稳定性来描述其稳定性，即传感器在相当长的时间内仍保持其性能的能力。传感器的稳定性是指在室温条件下，经过规定的时间间隔后，传感器的输出与起始标定时的输出之间的差异。有时，也用标定的有效期来表示传感器的稳定性。

(七) 漂移

传感器的漂移是指在外界的干扰下，传感器输出量发生与输入量无关的、不需要的变化。漂移包括零点漂移和灵敏度漂移。零点漂移和灵敏度漂移又可以分为时间漂移（时漂）和温度漂移（温漂）。时漂是指在规定的条件下，零点或灵敏度随时间的缓慢变化；温漂是指由于温度变化而引起的零点或灵敏度漂移。

(八) 阈值

阈值是指传感器产生可测输出变化量时的最小被测输入量值。有的传感器在零位附近存在严重的非线性，形成“死区”，将“死区”的大小作为阈值，如图 3.5 (a) 所示。但更多情况下，阈值主要取决于传感器的噪声大小，如图 3.5 (b) 所示，因而只给出噪声电平。

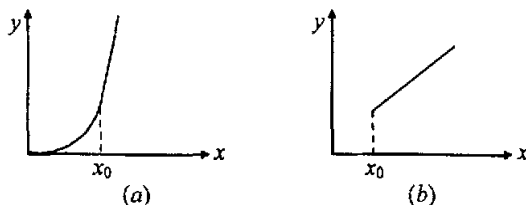


图 3.5 阈值的定义

(九) 精度或静态误差

精度是评价传感器静态性能的综合指标，即传感器在满足量程内任意一

点的输出值相对于其理论值可能偏离（逼近）的程度。精度的计算方法国内外尚不统一，常用方法有：

①将非线性、滞后、重复性误差按代数或几何方法综合，即

$$e_s = \pm \sqrt{e_L^2 + e_H^2 + e_R^2} \quad (3-8)$$

但是，这样计算的误差偏大。

②将全部校准数据相对于拟合直线的残差看成随机分布，求出标准偏差进而得到精度，这样计算得到的静态误差偏小，为

$$e_s = \pm \frac{(2 \sim 3) \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^p (\Delta y_i)^2}{p-1}}}{y_{F.S.}} \times 100\% \quad (3-9)$$

式中 Δy_i —各测试点的残差；

p —总的测试点数

③由于非线性、滞后可反映为系统误差，而重复性反映为随即误差，将系统误差和随机误差分开考虑更为合理，可以表示为

$$e_s = \pm \frac{|\Delta y|_{\max} + a\sigma}{y_{F.S.}} \times 100\% \quad (3-10)$$

式中：

$(\Delta y)_{\max}$ ----系统误差的极限值

σ ----标准偏差

a ----根据置信概率确定的置信系数

3.1.2 探测器（传感器）的动态特性

当被测量是一个随时间变化的动态量时，传感器的输出与输入信号的关系，称为传感器的动态特性。它描述的是在被测输入量为动态量时，传感器的输出动态响应特性。有的传感器尽管其静态特性非常好，但由于其不能很

好地反映输入量快速变化的情况，输出的动态响应特性差，导致严重地动态误差。因此，评价一个传感器的优劣，必须从其静态和动态两方面的特性来衡量。

3.1.2.1 传感器的动态模型

传感器的动态模型是指传感器在动态信号作用下，其输出和输入信号的一种数学关系。动态模型采用微分方程和传递函数来描述。

(一) 微分方程

在研究传感器的动态响应特性时，一般都忽略传感器的非线性及随机变化等因素，而把传感器看成一个线性的定常系统来考虑，即用线性常系数微分方程来描述传感器输出量 $y(t)$ 与输入量 $x(t)$ 的动态关系，其通式为

$$a_n \frac{d^n y}{dt^n} + \dots + a_1 \frac{dy}{dt} + a_0 y = b_m \frac{d^m x}{dt^m} + \dots + b_1 \frac{dx}{dt} + b_0 x \quad (3-11)$$

上式中， a_0 、 a_1 、 \dots 、 a_n 和 b_0 、 b_1 、 \dots 、 b_m 是取决于传感器结构参数的常数。对于传感器，除 $b_0 \neq 0$ 外， $b_1 = b_2 = \dots = b_m = 0$ 。对于常见的传感器，其动态模型通常可以用零阶常微分方程 ($n = m = 0$)、一阶常微分方程 (n 取 0, 1; $m = 0$) 二阶常微分方程 (n 取 0, 1, 2; $m = 0$)。一般阶数越高，传感器的动态特性就越复杂，在实际中，经常遇到一阶和二阶的传感器。用 n 阶常微分方程作传感器的动态模型的优点是：通过求解微分方程，容易分清暂态响应与稳态响应。但是，求解微分方程很麻烦。

(二) 传递函数

传递函数是一种更简洁、更实用、更常用的描述传感器动态响应的方法。其在数学上的定义是：初始条件为零时，输出量（响应函数）的拉普拉斯变换与输入量（激励函数）的拉普拉斯变换之比。根据此定义我们得到微分方程式 (3-11) 的传递函数为

$$H(s) = \frac{Y(s)}{X(s)} = \frac{b_m s^m + b_{m-1} s^{m-1} \cdots + b_1 s + b_0}{a_n s^n + a_{n-1} s^{n-1} \cdots + a_1 s + a_0} \quad (3-12)$$

这样, 就可以根据传递函数 $H(s)$ 作为动态模型来描述传感器的动态响应特性, 其具有以下特点:

① 传递函数 $H(s)$ 反映的只是传感器系统本身的特性, 只与系统结构参数 a_i 和 b_i 有关, 与输入量 $x(t)$ 无关;

② 对于传递函数 $H(s)$ 所描述的传感器系统, 只要知道了 $X(s)$ 、 $Y(s)$ 、 $H(s)$ 中的任意两者, 就可以方便的求出第三者;

③ 同一传递函数可能表征着两个完全不同的物理系统, 说明它们具有相似的传递特性;

④ 对于多环节串、并联组成的传感器系统, 如果各个环节的阻抗匹配, 可以忽略相互之间的影响, 则传感器的等效传递函数可按代数方程式求解;

对于串联的传感器系统, 其传递函数为

$$H(s) = H_1(s) * H_2(s) * \cdots * H_n(s) \quad (3-13)$$

对于并联的传感器系统, 其传递函数为

$$H(s) = H_1(s) + H_2(s) + \cdots + H_n(s) \quad (3-14)$$

⑤ 采用传递函数的另一个好处是, 当传感器比较复杂或传感器的基本参数未知时, 可以通过实验求出传递函数。

3.1.2.2 传感器的动态特性指标

传感器的动态响应特性一般并不是直接给出其微分方程或传递函数, 而是通过实验给出传感器的动态特性指标, 通过这些动态特性指标来反映传感器的动态响应特性。研究传感器的动态响应特性主要是为了分析测量时产生的动态误差的原因, 传感器的动态误差包括两部分: 一是输出量达到稳态状态后与理想输出量之间的差别; 二是当输入量跃变时, 输出量由一个稳态到另一稳态之间过渡状态中的误差, 实际中就是分析传感器的这两种误差。

要分析动态误差，首先要给出输入量，在实际测试中，输入量总是千变万化的。在实际工程中，常常选定几种最典型的、最简单的标准信号，用来研究传感器的响应特性，最常用的标准信号（输入信号函数）就是阶跃信号函数和正弦信号函数。采用阶跃信号作为输入信号研究传感器动态特性的方法，称为阶跃响应法（时域的瞬态响应法）；采用正弦信号作为输入信号研究传感器的动态特性的方法，称为频率响应法。即从时域和频域两方面来分析传感器的动态误差，给出其动态特性指标。

（一）阶跃响应

给静止的传感器一个单位阶跃函数信号时，传感器的输出特性称为阶跃响应特性。

$$x(t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0 \\ 1, & t > 0 \end{cases} \quad (3-15)$$

对于一阶传感器系统，其阶跃响应曲线近似为图 3.6 所示。图中， y_c 为一阶传感器系统在阶跃信号作用下，最后达到的稳态值。我们定义传感器输出值上升到稳态值 y_c 的 63.2% 时所需要的时间，称为时间常数 τ 。实际应用中，常用时间常数 τ 作为一阶传感器系统的响应特性指标。

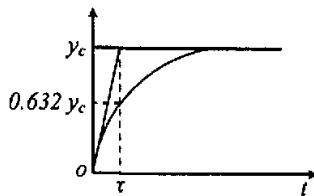


图 3.6 一阶传感器系统的阶跃响应曲线

对于二阶传感器系统，其阶跃响应曲线近似如图 3.7 所示。

衡量二阶传感器系统阶跃响应特性的主要指标有：

上升时间 T_r ：阶跃响应曲线由稳态值的 10% 上升到 90% 所需要的时间。

响应时间 T_s ：响应曲线衰减到与稳态值之差不超过 $\pm\xi\%$ （2% 或 5%）所需要的时间，也称为过渡过程时间。

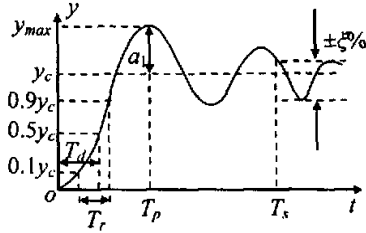


图 3.7 二阶传感器系统的阶跃响应曲线

超调量 a_1 : 响应曲线第一次超过稳态值时的峰高。

峰值时间 T_p : 响应曲线达到第一个峰值所需的时间。

延滞时间 T_d : 响应曲线达到稳态值 50% 所需的时间。

衰减率 φ : 相邻两个波峰高度下降的百分比。

稳态误差 e_{ss} : 无限长时间后, 稳态输出值与理论输出值的偏差 δ_{ss} 的相对值。

一般说来, 只要给出传感器几个认为重要的性能指标就可以了。

(二) 频率响应

频率响应特性是指: 输入频率 (ω) 不同、幅值 (X) 相等的正弦信号 $x(\omega)$ 时, 输出信号 $y(\omega)$ 的幅值 Y 和相位 φ 与输入频率 ω 之间的关系, 即幅频特性和相频特性。设输入信号 x 和输出信号 y 分别为

$$\begin{cases} x = X \sin \omega t \\ y = Y \sin(\omega t + \varphi) \end{cases} \quad (3-16)$$

将式 (3-16) 中的 x 和 y 代入动态模型微分方程式 (3-11), 再经过拉氏变换, 得到其传递函数 $H(j\omega)$ 为

$$H(j\omega) = \frac{Y(j\omega)}{X(j\omega)} = \frac{b_m(j\omega)^m + \dots + b_1(j\omega) + b_0}{a_n(j\omega)^n + \dots + a_1(j\omega) + a_0} \quad (3-17)$$

传递函数 $H(j\omega)$ 又称为传感器的频率响应函数, 其意义为在稳定状态下的输出量与输入量之复数比。因为频率响应函数 $H(j\omega)$ 是一个复数, 它还可

以用指数形式表示，即

$$H(j\omega) = \frac{Y(j\omega)}{X(j\omega)} = \frac{Ye^{j(\omega t + \varphi)}}{Xe^{j\omega t}} = \frac{Y}{X} e^{j\varphi} = A(\omega)e^{j\varphi} \quad (3-18)$$

式中， $A(\omega) = |H(j\omega)| = Y/X$ ，称为传感器的动态灵敏度或增益，表示传感器的输出与输入的幅值随 ω 变化的关系，所以又称为传感器的幅频特性。另外，频率响应函数 $H(j\omega)$ 的相位角 $\varphi(\omega)$ 可表示为

$$\varphi(\omega) = \arctan \left\{ \frac{\text{Im} \left[\frac{Y(j\omega)}{X(j\omega)} \right]}{\text{Re} \left[\frac{Y(j\omega)}{X(j\omega)} \right]} \right\} \quad (3-19)$$

$\varphi(\omega)$ 又称为传感器的相频特性。由于相频特性和幅频特性之间有一定的内在关系。所以，研究传感器的频域特性时，主要用幅频特性。在工程上，常用对数幅频特性 $-20\lg(A(\omega)/k)$ 来表示，其单位为分贝 (dB)，其中 $k=b_0/a_0$ ，工程上常将 $\pm 3\text{dB}$ 所对应的频率范围作为频率响应范围或通频带。

3.2 声表面波产生的方法^[4]

前面说了很多有关传感器的静态特性和动态特性，因为传感器的静态特性和动态特性是传感器很重要的一个指标，是衡量传感器质量好坏的硬性指标。本文主要通过传感器检测固体表面的声表面波，那么如何产生或者激发声表面波呢？下面就来讨论这个问题。

3.2.1 在非压电基底介质上的激发

在非压电基底上，需通过压电换能器来进行激励，但是还没有直接有效地产生声表面波的换能器结构。比如在表面的一个点源或者线源都可以产生声表面波，但是同时也产生体波，因此需要采取一些结构，使之有效地产生声表面波。

楔型换能器 如图 3.8 所示，一个体波换能器贴在一个楔状固体块上。

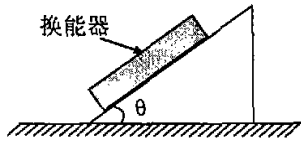


图 3.8 楔型结构换能器

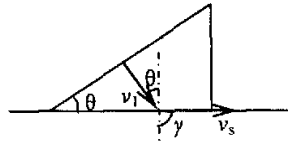


图 3.9 v_1 和 v_s 的关系图

换能器在楔装固体块中产生体波。当体波传到楔状固体块与介质的交界面时，如图 3.9 所示，根据声波的折射定律有

$$v_1 / \sin \theta = v_s / \sin \gamma \quad (3-20)$$

其中 v_1 为楔状块材料的体波速度， v_s 为待激发固体介质中表面波速度， θ 为入射角， γ 为折射角。我们根据式 (3-20)，当待激发固体介质的表面有表面波速度 v_s 传播时，折射角 $\gamma = \pi/2$ 。即楔状固体块中体波波长沿着界面的投影，恰好就是待激发固体介质中声表面波的波长，此时入射角 θ 亦称为临界角 θ_0 。则式 (3-21) 可以变为

$$v_1 / \sin \theta = v_s \quad (3-21)$$

前面提到，固体中声表面波的速度要比体波慢，所以产生表面波的必要条件是待激发固体的体波速度要比楔状固体块中的体波速度要大，因为 $\sin \theta$ 总是小于 1 的，所以由式 (3-21) 可以知道 $v_1 < v_s$ ，而表面波速度 v_s 又小于待激发固体的体波速度。这样，就能有效地在待激发固体介质中激发生表面波，而不会激发出体波。

梳状换能器 一个体波换能器粘贴在一个梳状结构上，如图 3.10 所示。

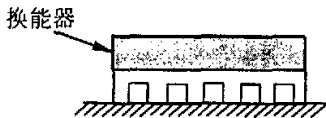


图 3.10 梳装结构换能器

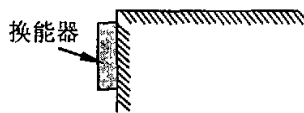


图 3.11 边缘激发结构换能器

使用中，让梳装结构的周期间隔等于待激发固体中表面波波长。对于这种结构，由于在待激发固体表面上，梳状结构的激发是同相的，因此除了沿表面激发出声表面波外，在垂直表面的方向上还有一个比较强烈的体波被激发出来。

梳状结构换能器 是在压电晶体表面上，用金属电极制成叉指换能器（有关叉指换能器详细介绍见下面）。在电信号激励下，在相邻的金属电极（叉指）间得到反向的震动。如果把这种换能器倒扣且粘贴在待激发固体介质的表面上，则叉指电极构成“梳装结构”，电极之间的距离应等于待激发固体介质中声表面波波长的一半，即半个波长。由于相邻电极是反向激发的，那么不会在垂直表面的方向发出体波来。

边缘粘贴换能器 如图 3.11 所示，在一个待测固体介质平面边缘上（侧面）粘贴一个体波换能器，可以在此待激发固体介质表面激发声表面波。当然，除了以上三种，还有一些其他方法也可以激发声表面波。其中有非电声换能方法，例如光热法。让一束强光入射到涂上梳状吸热层的固体介质表面，由于涂有吸热层与不涂吸热层的地方光热转换不一样，因而形成了一个梳状的激发源。

3.2.2 在压电基底介质上的激发

由于压电介质也是弹性体，因此上述在非压电基底介质激发声表面波的方法，对压电介质也同样适用，实际应用中我们主要是声表面波叉指换能器（surface acoustic wave intersecting digit transducer 简称 SAW IDT）来激励瑞利波。到目前为止，只有叉指换能器（IDT）是唯一可以实用的换能器，我们下面讨论叉指换能器（IDT）的基本特性

（一）叉指换能器的基本结构形式

叉指换能器是目前用得最广泛且很有效的瑞利表面波换能器，其结构如图 3.12 所示。IDT 由若干淀积在压电衬底材料上的金属膜电极组成，这些电

极条相互交叉放置，两端由汇流条连在一起。其形状如同交叉放置的两排手指，故称交叉电极。电极宽度 a 和间隔 b 相等的叉指换能器称为均匀叉指换能器，叉指周期 $T = 2a + 2b$ 。两个相邻的电极相互重叠的长度为有效指长即换能器的孔径，记为 W 。若换能器的各电极对重叠长度相等，则叫等孔径（或等指长）换能器。

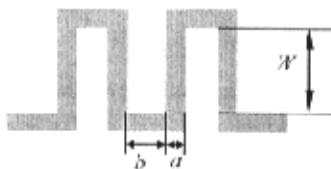


图 3.12 叉指换能器的基本结构

(二) 叉指换能器激励 SAW 波的物理过程

如果压电介质作传播介质基底，那么这个基底介质本身也可以作换能介质，叉指换能器就是根据这种想法提出的。如果我们在压电介质基底表面沉积两个电极，那么在这两个电极之间加上一个交变电压，就会在电极之间的压电介质中产生一个交变电场。这很类似于一个体波压电换能器。在图 3.12 中，从表面换能观点来看（与体波换能器一样），由于在电极区加上电压后，介质表面和真空的界面两边产生了电位移梯度，形成面电荷，构成了一个激发源，而在激发弹性波，它包括声表面波和声体波。

为了更有效的激发表面波，通常采用的是多组电极并且每一对电极之间是等间距的，以及电极间隔的与一所谓的汇流条相连。这样的两组电极，分别通过各自的汇流条与电源相连。当电信号加上以后，就能有效地向两边发射声表面波，声表面波沿着压电基底介质传播一定距离后，在另一端另外一个叉指换能器所接收，将声信号再转化成电信号。

压电晶体上作为激发源的叉指换能器，在声表面波技术中几乎成为唯一的换能器结构，其它前面讲述的非压电固体中的激发声表面波的换能结构都不被采用，而在压电晶体表面常常唯一的结构就是一对一，即一个作发射而

另一个作接收的叉指换能器。叉指换能器作为声表面波技术中有效地激发源，在其上加上交变电压后，每根叉指（或者每对叉指间隔）就能有效的激发声表面波，并且向两个方向传播开来。距离叉指换能器某一距离处，各个叉指源激发的声波以不同的延迟时间到达，如果每个源以某一幅度进行加权，它们又以不同时间延迟在距某距离处相加起来，那么就构成了一个横向滤波器，其具有很好的信息处理功能。

（三）叉指换能器的基本特性

①工作频率 (f_0)

基片在外加电场作用下产生局部变形，当声波波长与电极周期一致时得到最大激励（同步），此时电极的周期 T 即为声波的波长 λ ，表示为

$$\lambda = T = v / f_0 \quad (3-22)$$

式中：

v ----材料的表面波声速

f_0 ----SAW 频率（即外加电场同步频率）

其中，叉指换能器内部的电场分布如图 3.13 所示，当指宽 a 与间隔 b 相等时，

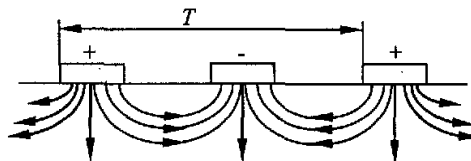


图 3.13 叉指换能器电极的电场分部

$T = 4a$ ，则换能器的工作频率 f_0 为

$$f_0 = \frac{1}{4} \cdot \frac{v}{a} \quad (3-23)$$

可见叉指换能器的最高工作频率只受最小电极宽度 a 的限制（针对同一声速 v ），现在已经制成工作频率超过 1.5GHz 的声表面波（SAW）器件，又如石英晶片的换能器工作频率高达 2.6GHz。

②时域（脉冲）响应与空间几何图形的对应性

叉指换能器的每对叉指电极的空间位置直接对应于时间波形的取样。将一个 δ 脉冲加到发射换能器上，接收端接收到的信号是声波的幅度与相位的迭加，能量大小正比于指长，输出波形为两个换能器脉冲响应的卷积。

③带宽只取决于叉指对数

对于均匀的叉指换能器，其带宽 Δf 由下式决定

$$\Delta f = f_0 / N \quad (3-24)$$

上式中， N 为叉指对数。可见，当中心频率 f_0 一定时，带宽 Δf 只决定于叉指对数。

④可作内加权，制造简单，重复性、一致性好

有意改变叉指的周期 T 就可以实现信号的相位加权，这要比体声波器件的加权优越得多。SAW 器件一旦设计完成制成母版，就可以复印获得一样的器件，故具有很好的一致性 & 重复性。

3.3 声发射探测器

现在对声发射（AE）信号的检测方法有很多，常用的就是设置几个声发射（AE）传感器，而的声发射探测器核心部分是声发射（AE）传感器，其主要三类：压电陶瓷式声发射（AE）传感器或者压电换能器；声表面波传感器；现在新型的发展前景非常看好的光纤声发射（AE）传感器。而以前常用的声发射（AE）传感器大都采用压电陶瓷晶体（PZT）来实现，利用 PZT 的压电效应把机械量变为电量后进行检测。现在声发射（AE）探测器已经运用到各个领域，如机械探伤、地震预测、混凝土检测、应力测量、材料检测、材料检测、航空、航天、石油、石油化工、铁路、汽车、建筑、电力、潜水艇、舰艇、等等都用到技术，医学上的超声碎石和浅水区域声传播特性的研

究、鱼迁移的超声监测、声纳技术、海湾风暴的监测等领域，其中在机械探伤（即无损检测）、混凝土检测、光纤水听器 and 医学上的超声碎石等领域使用声发射（AE）探测器为火热。声发射（AE）探测器所检测到的声音信号的频率范围比较大，这是如此多的领域使用声发射（AE）技术的重要原因。但是，这种传统的压电式声发射（AE）传感器的主要缺点是①传感器必须与被测物体接触，破坏了声发射场的边界条件，影响其测量精度；②PZT的工作频带较窄，约5MHz，且带内幅频特性的波动较大，可至30dB；③易受电磁干扰。正是因为传统的压电陶瓷式声发射（AE）传感器有这些缺点，导致它正逐渐被新型的光纤声发射（AE）传感器所代替。但是这类传统的压电式声发射（AE）传感器曾经做出很大的贡献，并且现在很多地方还在继续使用。

3.3.1 非压电式声发射传感器

传统的声发射传感器包括：压电式声发射传感器、电磁式声发射传感器、静电式声发射传感器。因为压电式声发射传感器用的最多，历史也很悠久故，在下面单独讨论。

（一）电磁式声发射传感器

根据左手定则：将导线垂直于恒定磁场放置，当导线通过直流电时，则在同时垂直于导线和恒定磁场的方向产生作用力；如果通以交流电，则导线将会振动。如果将导线附在弹性材料上，则弹性材料亦将随导线振动，这种现象是可逆的，电磁式声发射传感器就是根据此原理设计的。此类声发射传感器通常以麦克风的形式作用于可闻声频范围，当频率范围高于可闻声频后，这种传感器的惯性效应随频率的升高而剧增，因而使得它在超声频率范围内的应用受到限制。然而，在采用先进的金属薄膜淀积技术后，已经克服了这个缺点，现在这种轻质的电磁式声发射传感器已经用于作为不良导体的固态或液态物质中的低强度超声的测量。

（二）静电式声发射传感器

静电式声发射传感器的基本结构是由两片放置得很近的平行导电平板组成的电容器。其中一块平板固定，另一块则可以沿垂直于平板平面方向自由震动。将一个兆欧级的电阻与其串连，并加一数百伏的直流电压，以保持电容器极板上稳定的电荷量。可以通过活动此类传感器的活动极板来接收声波，其振动将导致传感器电容量的周期变化，结果产生一流经电阻的交流电，出现在该电阻两端的交变电压就与传感器接收到的声波强度联系在一起了。静电式声发射传感器一直作用在可闻声频领域内，其优点是：作为振动系统的膜片非常轻，因而其惯性效应就可忽略，这就使得它的灵敏度在很宽的频带内保持常数。

3.3.2 压电式声表面波传感器^{[7][10]}

3.3.2.1 概述

压电式传感器是采用能够呈现出压电效应的材料制成，石英、铌酸锂、压电陶瓷、聚氯乙烯等都是制作此类传感器的良好的材料，其中压电陶瓷用的最多。所谓的压电效应是：当某些单晶或多晶陶瓷，沿着一定方向受到外力作用时，相应地在其确定的两个表面上会产生符号相反的电荷。当外力去掉后，又恢复到不带电状态。当作用力的方向改变时，电荷的极性也随着改变，而且所产生的电荷量与外力大小成正比的现象。利用这个原理，当声波到达传感器表面时，声波将迫使压电晶片产生振动，这一振动将在晶片的两极上引起交变的电荷分布，其变化的频率与传感器振动的频率相同。声传感器就是通过这一原理将声波转变成电信号（电荷量、频率）的。反之，如果在压电材料极化方向加一个电场，其本身将产生变形；外加电场撤出，变形也随之消失，这就是逆压电效应，可以利用此特性制作特定的声源发射装置。在实际应用中，声发射传感器可单独使用也可以声源发射与声接收装置配合使用。从压电式声发射传感器的结构来看，可以分为：超高频压电式声发射传感器、夹心型压电式声发射传感器、表面波压电式声发射传感器及探针型

压电式声发射传感器等声发射传感器。其中，以表面波压电式声发射传感器研究的最多也发展得最快，本小节主要讨论表面波压电式声发射传感器。

1965年，美国的 R.M.White 和 F.M.Voltmov 发明了能在压电材料表面激励声表面波（Surface Acoustic Wave 简称为 SAW）金属叉指换能器（简称为 IDT）之后，大大加速了声表面波技术的发展，相继出现了许多各具特色的 SAW 器件，使这门学科逐步发展成为新兴的、声学 and 电子学相结合的边缘学科。现在 SAW 技术的应用已经涉及到许多学科领域。

然而，用 SAW 器件研制、开发新一代传感器还是 20 世纪 80 年代的事情。起初，人们发现外界因素（如温度、压力、电场、某种气体等）对 SAW 传播特性会造成影响，进而研究这些影响与外界因素的关系。根据这些函数关系，设计了各种所需的要的结构，用于测量各种化学的、物理的、被测参数。从 80 年代至 90 年代，SAW 传感器在欧美，特别是在日本发展十分迅速，已经出现了十几种类型的 SAW 传感器。尽管 SAW 传感器的历史并不长，在实用化方面尚有很多困难，但由于它符合信号系统数字化、微机控制化和集成化、高精度的发展方向，因而世界上许多国家对 SAW 传感器的开发研究极为关注，受到人们的高度重视。SAW 传感器具有以下一些独特的优点：

(1) 高精度、高灵敏度：SAW 传感器是继陶瓷、半导体等传感器之后出现的。一般陶瓷或者半导体材料制成的传感器，大多采用电阻式或者电容式，以模拟信号输出，需要经过模拟 / 数字转换才能与计算机接口。而 SAW 技术制成的传感器在工作时，以频率信号输出，不需要经过模 / 数 (A/D) 转换便可以与计算机接口，因而精度高。例如：SAW 压力传感器，其精度可以达到 0.01%，灵敏度可达 $0.3 \times 10^{-6} / \text{Pa}$ 。若传感器的中心频率为 300MHz 监测器能检测出 1Hz 的频率变化，那么该传感器可以反应出 1 Pa 的压力变化，这是非常适用于微压测量的。再如 SAW 温度传感器，其理论分辨率可达 $10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}$ ，法国于 1992 年已经研制出能分辨 10^{-3} K 温度变化的 SAW 温度传感器。

(2) 便于大批量生产：SAW 传感器中的关键部件—SAW 谐振器或延迟线，采用半导体平面制作工艺，极易集成化、一体化、各种功能电路容易组合、简化，结构牢固，质量稳定，重复性及可靠性好，易于大批量生产。

(3) 体积小、重量轻、功耗底：因为 SAW 传感器 90% 以上的能量集中在距表面一个波长左右的深度内，因而功耗低；加上 SAW 传感器电路简单，所以整个传感器的功耗很小。这对于煤矿、油井或其它有防爆要求的场合特别重要。

(4) 结构工艺好：SAW 传感器是屏面结构，设计灵活；片装外形，易于组合；能比较方便地实现多功能化、智能化；安装容易，并能获得良好的热性能和机械性能。

另外，SAW 传感器可以直接将被测量的变化转换成频率变化，便于传输、处理、与计算机直接配合，组成自适应实时处理系统。

3.3.2.2 声表面波传感器的结构组成及其工作原理

声表面波器件配以必要的电路和机构就可以做成测量机械应变、应力、压力、微小位移、作用力、电压、流量及温度等 SAW 传感器。声表面波传感器(SAW)的一个关键部分是声表面波振荡器，该振荡器由声表面波谐振器（简称为 SAWR）或声表面波延迟线与放大器以及匹配网络组成。声表面波谐振器（SAWR）由叉指换能器及金属栅条式反射器构成，如图 3.14 所示。

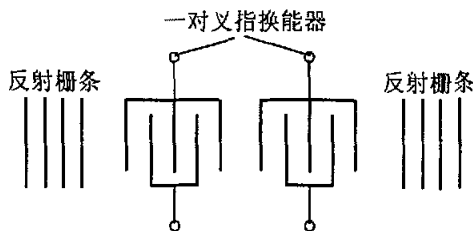


图 3.14 SAWR 基本结构

叉指换能器及反射器均是用半导体集成工艺将金属铝淀积在压电基底材料上，再用光刻技术将金属薄膜刻成一定尺寸及形状的特殊结构。由 SAWR 组

成的振荡器结构原理如图 3.15 所示。声表面波谐振器式振荡器的输出信号经放大后，正反馈到它的输入端。只要放大器的增益能补偿谐振器与其连接导线的损耗，同时又能满足一定的相位条件，这样振荡器就可以起振。起振

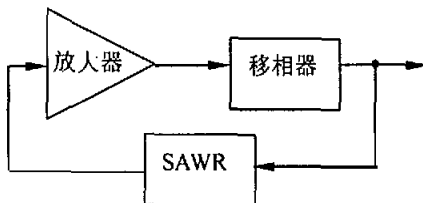


图 3.15 振荡器结构

后的声表面波振荡器的振荡频率会随着温度、压电基底材料的变形等因素影响而发生变化。因此，声表面波谐振器式振荡器可以用来做成测量各种物理量的传感器。

3.3.2.3 声表面波传感器测量各种物理量的理论分析

(一) 测量应变的分析

SAWR 的谐振频率可以表示为

$$f = v/\lambda \cong \frac{\sqrt{E/\rho}}{\lambda} \quad (3-25)$$

式中：

E ----材料的杨氏弹性模量

λ ----声波的波长

ρ ----材料的密度

对于均匀分布的叉指换能器，声表面波的波长 λ 与叉指换能器两相邻的电极中心距 d 之间有以下关系

$$\lambda = 2d \quad (3-26)$$

若指宽 a 与指间距 c 相等, 则

$$a = c = \lambda/4 \quad (3-27)$$

设未加载时 SAWR 表面波传播速度为 v_0 、波长为 λ_0 、谐振频率为 f_0 、两

相邻电极中心距为 d_0 。当应力 P 沿着声波方向加在 SAWR 基片上，使之产生应变 E ，有 $\varepsilon = \Delta l / l$ ， l 为基片的长度。由于叉指中心距 d 随基底材料应变而改变，这样 SAWR 的应变为

$$\varepsilon = \Delta d / d_0 \quad (3-28)$$

SAW 器件受应力 P 作用后，叉指中心距 d 与应变 ε 的关系为

$$d(\varepsilon) = d_0 + \Delta d = d_0(1 + \varepsilon) \quad (3-29)$$

又因为 $\lambda_0 = 2d_0$ ，所以有

$$\lambda(\varepsilon) = 2d(\varepsilon) = 2d_0(1 + \varepsilon) = \lambda_0(1 + \varepsilon) \quad (3-30)$$

上式说明，压电材料表面声波的波长随着应变 ε 的增加而增加。

同时，在压电材料发生应变时，会引起材料的密度 ρ 的变化，从而影响声波传播速度的变化，应变 ε 对传播速度 v 影响可以用下式表示

$$v(\varepsilon) = v_0(1 + k'\varepsilon) \quad (3-31)$$

式中， k' 为材料常数。因此，声表面波谐振器的谐振频率与应变 ε 有关，即

$$f(\varepsilon) = \frac{v(\varepsilon)}{\lambda(\varepsilon)} = \frac{v_0(1 + k'\varepsilon)}{\lambda_0(1 + \varepsilon)} \quad (3-32)$$

由应变所引起的谐振频率的绝对变化为

$$\Delta f = f(\varepsilon) - f_0 = f_0 \frac{\varepsilon(k' - 1)}{1 + \varepsilon} \quad (3-33)$$

一般情况下，因为应变 $\varepsilon < 10^{-3}$ 这样分母中的应变 ε 可以忽略，得到下面的近似线性关系式

$$f(\varepsilon) = f_0 + \Delta f \cong f_0(1 - k'\varepsilon) \quad (3-34)$$

若 SAWR 的基底材料是石英晶体，材料常数 $k' = -0.4$ 。由以上理论分析可知，叉指换能器的电极对声波在基底材料表面的声波传播速度有影响，其

影响程度与叉指电极中心距 d 有关。

(二) 测量位移及作用力的分析

声表面波谐振式传感器测量位移和作用力的基本原理与测量应变的原理一样。因为作用在声表面波器件基底材料上的作用力可以转化成应变；同时，若使器件一端固定，另一端由于某种原因使基底材料沿着长度方向伸长或缩短一段距离，在材料内部也会产生应变。所以，用声表面波器件（SWAR）可以做成位移或力传感器。

设表面波器件的基底材料由于某种原因沿着波的传播方向伸长（缩短） s 距离，那么在材料内部产生了应变，其大小为

$$\varepsilon(s) = s/l_0 \quad (3-35)$$

式中：

$\varepsilon(s)$ ----由位移 s 产生的应变

l_0 ----基片原来的长度

由式（3-35）可以看出，位移 s 与应变 $\varepsilon(s)$ 之间只相差一个比例常数 $1/l_0$ ，所以，用声表面波传感器可测量位移。

又因为

$$\varepsilon(p) = \frac{\sigma}{E} = \frac{P}{AE} \quad (3-36)$$

式中：

$\varepsilon(p)$ ----由作用力 p 产生的应变

A ----基片横截面面积

E ----材料杨氏弹性模量

根据上式（3-36）及应变 ε 与谐振频率 f 的关系，就可以由测量频率而测出作用力 p 的大小。

3.3.2.2 各种声表面波传感器

1. SAW 压力传感器

带有温度补偿的差动结构 SAW 压力传感器，其关键部分是压力敏感芯片，该芯片是在同一圆形石英晶体膜片上制备的两个完全相同的声表面波谐振器（SAWR）。两个 SAW 谐振器分别连接到放大器的反馈电路中，构成具有一定输出频率的振荡器。因为敏感膜片上的两个谐振器相距很近，故认为环境温度变化对两个振荡器的影响所引起的频率偏移近似相等，取其差频信号就可以抵消，从而减小温度变化而引起的误差。

2. SAW 加速度传感器

SAW 加速度传感器的基础是在压电材料（如压电晶体）悬臂梁的表面上配置 SAW 谐振器结构，由加载到梁上的加速度使谐振器区域产生表面应力，从而使梁变形，改变 SAW 的波速，导致谐振器的中心频率变化。这种频率的变化与输入的加速度大小成比例。因此，SAW 加速度传感器实质上是加速度—频率传感器。输出频率信号经过各种处理，就可以用加速度的单位显示出来，或者将这种与加速度成比例的信号与计算机相连用于控制。此类传感器在制导和惯性导航系统中应用较广。

3. SAW 气体传感器

现在的 SAW 气体传感器是双通道的 SAW 延迟线振荡器结构，一个通道的 SAW 传播路径被气敏薄膜所覆盖而用于测量，该气敏薄膜只对所需敏感的气体有吸附作用，吸附了气体的薄膜会导致 SAW 振荡器振荡频率变化；另一个通道没有覆盖气敏薄膜用以参考。两个振荡器的频率经过混频取差频输出，以实现共模干扰（主要是环境温度变化）的补偿。SAW 气体传感器中，除了 SAW 延迟线之外，最关键的部件就是气敏薄膜。

4. SAW 角速度传感器

当由 SAW 器件中组成的振荡器发生转动时，SAW 的传播参数将发生变化，这就是 SAW 中的角速度效应，利用此效应可以研制出 SAW 陀螺。SAW 陀螺研制成功将成为惯性技术发展史上的一次革命性进展。因为它具有很多

优点：不需要 A/D 转换；易集成化；高精度、高稳定度、高分辨率；寿命长、可靠性高；体积小、重量轻、功耗低；测量范围大；抗辐射能力强等优点。

3.4 声发射探测信号特征

3.4.1 常见声发射信号^[21-29]

裂纹及材料内部的动态干扰产生的 AE 波（弹性波）在物体内部的传播，可以用设置在物体表面的声发射（AE）探测器将其转换成电信号输出。作为 AE 现象与检测出的波动是弹性体内动态干扰必然产生的纵波（*P* 波）与横波（*S* 波），在表面波检测中检测出的波动是瑞利波以及包含其它的散射波和反射波。除了金属等的结晶材料以外，材料中的传播过程波的散射与反射的影响很大，一般地，波形的后半部分包括与 AE 探测器发生共振的波形。前面讲过，不同的声源机制对应不同的发射声波，因而也对应不同的声发射（AE）信号。不同的 AE 源有不同形式的 AE 信号，并且 AE 源涉及的范围非常广泛，有模拟的 AE 和自然 AE 源。总而言之，AE 信号的特征是很复杂的。那么，

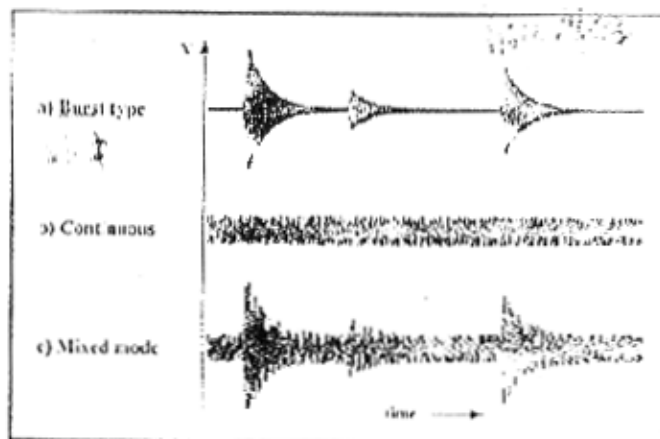


图 3.16 常见的 AE 信号

AE 信号到底为何样？可以说，既使对一个长期从事 AE 技术研究的人来讲，有时也很难回答类似“AE 信号究竟是什么样子”这样的问题。当我们用示波器去观察的时候，AE 信号可以分成以下三种基本形式如图 3.16 中所示。

AE 信号当然也可以是其它样式，显然，其差异比较大。图 3.16 中的 (a) 和 (b) 是金属材料中的突发型和连续型两种 AE 波形。其中波形 (a) 是目前最常用的谐振频率为 150kHz AE 传感器的突发型输出信号，可明显看到边界反射产生的回波叠加效应和 AE 传感器的振铃效应(在计算裂纹产生的过程中发生的离散 AE 事件个数时，通过计算 AE 信号的峰值电压超过门限电压的个数的方法)，且由波形 (a) 可看出此类 AE 信号波型的形状近视为呈指数衰减的正弦曲线；波形 (b) 是典型的连续型 AE 信号，完全类似于白噪声；波形 (c) 是波形 (a) 中的信号叠加到波形 (b) 中的信号后得到的混合型的 AE 信号。当机器处于正常情况下和以正常的速度运转时，其产生的 AE 信号就如波形 (b) 中的信号一样；而连续型 AE 信号的水平阈值电压会因机器的运转速度的减小而增加。一般来讲，当机器在不利的条件下运转时就会导致其产生的 AE 信号由连续型的形式向混合型的信号发生转变，即在此过程中产生突发型的 AE 信号。对于那些转速非常低机器而言，其连续信号的水平阈值电压会低于检测值的最小值，这样导致只有突发型的信号才能被检测到我们通过对检测到的信号特征进行分析就能判断机器处于什么样的工作条件或工作状态，这种技术非常有用。

现在全球都在加快城市的建设，大力发展交通。一座座桥梁横空出世，一栋栋大楼拔地而起，这些大型的建筑都离不开混凝土，现在各国都对混凝土中的 AE 现象进行大力研究，因为通过监测混凝土中 AE 信号可以监测大型建筑物、大坝和桥梁的使用寿命。以前认为混凝土建筑物是不需要护理维持的，但是由于各种原因使得混凝土的裂化加速，比如：大多数并且产生不良后果的原因就是人为的偷工减料会大大缩短混凝土的寿命；再者就是温室

效应引起的碳酸气体的增加以及酸雨对环境的恶化等等其他原因。像上述这些建筑物一旦出现断裂,其后果不堪设想,如“我国某省桥梁塌陷风波”。所以,对大型混凝土的检测是完全必要的,在国外早就开始了。混凝土材料在变形和开裂时就会发出 AE 信号,通过对 AE 信号的特征进行分析、处理来实现对大型建筑物的实时监测,确保万无一失。

混凝土材料受力变形和开裂释放大应变能产生的应变波,在 AE 技术中常以事件、振铃的计数(设置一定的门限电压值,计算瞬态 AE 信号的峰值电压超过门限电压时的峰的个数的方法,即为振铃计数法)、计算率、能量及振幅分布等参数来表示,混凝土在受力过程中产生的 AE 信号通常通过以下途径来分析:

(1) 利用 AE 事件发生率(伴随裂纹发生的离散 AE 事件个数),判断混凝土材料内部破坏程度;

(2) 利用 AE 能量确定临界能量释放;

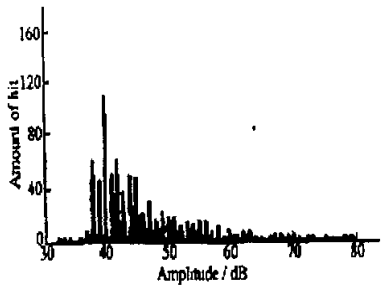
(3) 利用 AE 信号的频率、振幅和上升的时间辨别不同的加载水平和材料的不同破坏机理;

(4) 利用 AE 信号到达不同的 AE 传感器的时间确定裂缝出现的位置。

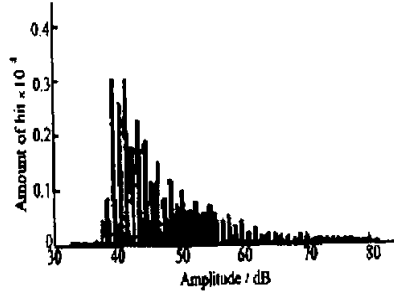
但是,混凝土是不均质的多相材料,其中集料被硬化的水泥浆体凝结而形成人造石材,制得材料的性能取决于集料的种类及硬化基材的性质。而混凝土的破坏,则可以理解为在不同的层次单元下所考虑的非均匀的局部变形,即其出连续体系变成分散体系。因此,混凝土在破坏的过程中,内部不同结构的变形可形成不同的 AE 源,而不同的 AE 源又会产生不同的 AE 信号。

砂浆和混凝土中 AE 原始信号见图 3.17 和图 3.18 所示^[12-16],材料的变形和断裂往往由不同的机制引起,它们各自产生不同的 AE 信号。一般的 AE 信号重叠在一起不易区分,有人提出一种新的解决原则:同一 AE 信号,其释放的能量越大,则对应的 AE 频率越高和持续的时间越长;同一破坏机制

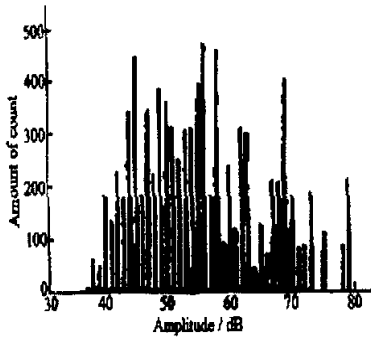
产生的 AE 信号具有相同的参数特性（如振幅分布、单位时间数对应的振铃数和持续时间等），这样就可以把重叠的 AE 信号区分开来。不过要注意的是，混凝土的破坏是微小裂纹的累积最终导致破坏的，此过程中会释放较高的频



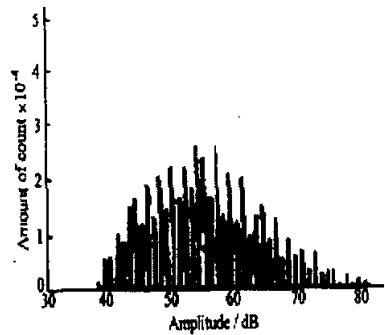
(a)



(a)



(b)



(b)

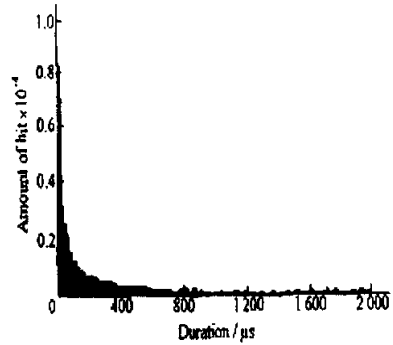
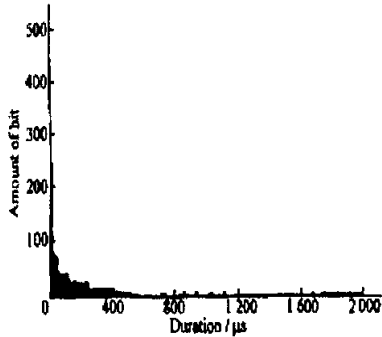


图 3.17 砂浆中的 AE 信号

图 3.18 混凝土中的 AE 信号

率的 AE 信号，用 AE 传感器进行检测时，在微小裂纹阶段，除了附近的现

象，只能检测出大的裂纹。

3.4.2 影响声发射信号的因素^[17-20]

与其它检测方法不同的是，声发射（AE）信号处理技术面临的最大问题是 AE 源的多样性、信号本身的突发性和不确定性。而在进行超声检测或涡流检测时，人们可以知道被检测材料中信号的特征（幅度、频率和波形等），并由此可知接收信号的特征或应当发生的变化。而对于 AE 检测技术而言，情况完全不同。不同的 AE 源机制可以产生完全不同的 AE 信号，另外人们对 AE 源产生的机制的认识还存在一些不足。其次，AE 信号传输途径的影响也是不容忽略的，用图 3.19 予以说明。

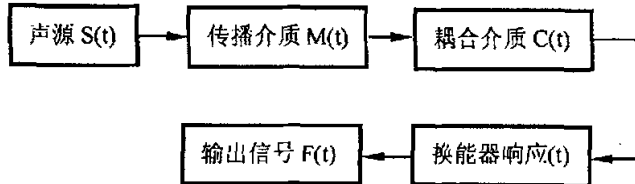


图 3.19 影响 AE 信号的诸多因素

由图 3.19 可见，AE 传感器所获得的信号至少是声源、传输介质、耦合介质和换能器响应等因素的综合结果，在数学上可表示为

$$F(t) = S(t) * M(t) * C(t) * R(t) \quad (3-37)$$

式中：

$S(t)$ --- 声源的时域函数

$M(t)$ ---- 传输介质的脉冲响应函数(格林函数)

$C(t)$ ---- 耦合介质的脉冲响应函数

$R(t)$ ---- 换能器的脉冲响应函数

在频率域，上式（3-37）通过傅立叶变换可简化为

$$F(\omega) = S(\omega)M(\omega)C(\omega)R(\omega) \quad (3-38)$$

式中：

$S(\omega)$ ----声源的频率响应函数

$M(\omega)$ ----传输介质的频率响应函数

$C(\omega)$ ----耦合介质的频率响应函数

$R(\omega)$ ----换能器的频率响应函数

$S(t)$ 和 $C(t)$ 的不确定性以及 $M(t)$ 和 $R(t)$ 的复杂性使声发射(AE)信号的处理面临巨大困难。

AE信号来源于AE源,对于不同的AE信号其产生的AE源也不一样,而不同的AE源其产生的物理机理也不一样,这就导致了AE信号形式的复杂性;但AE信号波型却是AE检测技术中非常重要的环节。我们通过对波形图样进行分析,就可判断研究的对象什么地方因为何原因出现了何故障。

3.5 光纤声发射传感器

3.5.1 概述

目前,国内研究光纤声发射传感器的不多,大多数是压电式声发射传感器,而国外从事光纤声发射传感器的研究相对而言要多些。现在许多国家已经意识到光纤声发射(AE)传感器具有传统的压电式传感器无法代替的优点:频带宽;不受电磁干扰;灵敏度高;体积很小;损坏阈值高;电子设备与传感器可以间隔很远等很多优点。这样,很多国家已经开始着手大力发展和研究光纤AE传感器。因为它的用途非常广泛,比如机械探伤、地震预测、混凝土检测、应力测量、光纤水听器、医学上的超声碎石和浅水区域声传播特性的研究、鱼迁移的超声监测、声纳技术、海湾风暴的监测等领域,其中在机械探伤(即无损检测)、混凝土检测、光纤水听器和医学上的超声碎石等领域使用AE技术尤为火热。而光纤AE传感器所检测到的声信号的频率有几Hz至几GHz,范围非常大,这也是其它声发射传感器不能比拟的。

光纤声发射传感器检测的原理基本上都是这样的：(1) 根据光干涉原理，当声波压在光纤传感器的作为传感臂的光纤上时，会引起传感臂的折射率及长度发生改变，这会导致在传感臂中传播光的相位发生改变；因为输入到光电探测器的光是传感臂与参考臂发生干涉的光，从而进一步引起干涉光的光强发生变化。而干涉光的光强变化被光电探测器捕捉后转化成光电探测器输出电压的变化，从而来测量待测的物理量。这种光纤 AE 传感器的检测方法是把声信号与光纤的相互作用引起的传输光相位改变转换成光电探测器输出电压的变化。(2) 对于内部有裂纹或表面有裂纹的被测物体而言，当声波传到裂纹时就会产生类似的 AE 信号，此信号作用在光纤传感器的传感臂时，就会使传感臂内光的相位发生改变。这样，传感臂与参考臂的光发生干涉时，由于传感臂中传播光的相位发生改变，从而导致干涉光的干涉条纹发生移动，以此来达到检测某物理量的目的。这种光纤 AE 传感器的检测方法是把声信号与光的相互作用引起的相位改变转换成干涉条纹的移动。原理 (2) 对于检测系统的检测灵敏度要求比原理 (1) 检测灵敏度更高。上述光纤声发射传感器两种检测原理的共同点是：声信号与光信号相互作用以后，会因起光纤中传播光的相位变化，进一步引起干涉光的光强变化。

由于 AE 信号特征类似于白噪声的信号特征，而低频的 AE 信号更容易收到外界的影响，所以现在光纤声发射传感中研究的 AE 信号的频率大多数集中在超声波频率段。另外，由于超声波的作用比较弱即其作用在光纤上以后使光纤中传播的光的相位改变得很小，那么要把如此弱的信号检测出来必须要求光纤声发射传感器检测系统的灵敏度很高。为了提高灵敏度，一是要要求检测系统的放大电路的放大倍数大、响应速度要快；另一方面就是现在光纤声发射传感器普遍采用光干涉技术来提高检测的灵敏度；并且均属于相位调制型的光纤传感器。现在比较流行的就是借助于各种光纤干涉仪组成各种干涉式光纤声发射传感器，常用的有 Michelson 干涉式光纤 AE 传感器、

Mach-Zehnder 干涉式光纤 AE 传感器、Fabry-Perot 干涉式光纤 AE 传感器、Sagnac 干涉式光纤 AE 传感器、Fizeau 干涉式光纤 AE 传感器。

3.5.2 各种光纤声发射传感器^[30-48]

(一) 光纤声发射应力传感器

前面讲过，当声波作用于光纤传感器的传感臂上时，由于光弹效应会引起传感臂光纤的折射率、长度发生改变，导致在传感臂中传播光的位相发生改变。设 $\Delta\Phi$ 表示传感臂中光波的位相的改变， $\Delta\Phi_1$ 表示光纤长度改变产生的相位变化， $\Delta\Phi_2$ 表示光弹效应对光纤折射率的影响产生的相位变化，则有

$$\begin{cases} \Phi = \beta L \\ \Delta\Phi = \Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2 \end{cases} \quad (3-39)$$

式中：

β ----光纤的传播常数，且有 $\beta = k_0 n = 2\pi n / \lambda_0$ ； k_0 为光在真空中波数， λ_0 为光在真空的波长， n 为光在传播路径上的折射率

L ----光线的长度

式(3-39)中忽略了光纤直径的变化产生的相位变化，因为直径的变化产生的相位变化要比 $\Delta\Phi_1$ 、 $\Delta\Phi_2$ 小三个数量级。把上式经过数学变换为

$$\Delta\Phi = \beta\Delta L + L\Delta\beta \quad (3-40)$$

因为光纤的轴向应变系数 $\epsilon_z = \Delta L / L$ ，当物体伸长时应变 $\epsilon > 0$ ，物体缩短时 $\epsilon < 0$ ；根据虎克定律有

$$\epsilon_z = \sigma_z / E \quad (3-41)$$

式中：

σ_z ----为作用在光纤上的轴向应力，当应力为拉应力时 $\sigma > 0$ ，当应力为压应力时 $\sigma < 0$

E ----为光纤的杨氏弹性模量

因为石英光纤是各向同性介质，所以纤芯、包层的杨氏弹性模量 E 和泊松系

数 ν 可以认为是一样的。这样, 式 (3-40) 可变为

$$\Delta\Phi = \beta L \frac{\sigma_z}{E} + L\Delta\beta \quad (3-42)$$

另外, 纵向(轴向)、横向(径向)应变均存在使得光纤折射率发生改变进而导致相位变化, 即有

$$\Delta\beta = \frac{d\beta}{dn} \Delta n = k_0 n (\Delta n_x + \Delta n_y + \Delta n_z) \quad (3-43)$$

上式没有考虑泊松效应(即光纤纤芯半径的改变也会引起相位的改变), 但此效应引起的相位变化比长度的变化引起的相位变化、折射率变化引起的相位变化要小三个数量级, 故可以忽略。设 σ_x 和 σ_y 为作用在光纤上的径向应力, 在只有纵向应变时, $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 0$, 由于光的传播是横向偏振的, 得到折射率变化为

$$\Delta n_z = -\frac{1}{2} n^3 C_{12} \varepsilon_z \quad (3-44)$$

在只有横向应变时, $\sigma_z = 0$, 则得到光纤折射率变化为

$$\begin{cases} \Delta n_x = -\frac{n^3}{2} (C_{11} + C_{12}) \varepsilon_x \\ \Delta n_y = -\frac{n^3}{2} (C_{11} + C_{12}) \varepsilon_y \end{cases} \quad (3-45)$$

这样, 把式 (3-43)、(3-44)、(3-45) 代入式 (3-42), 得到由于光弹效应引起相位的改变为

$$\Delta\Phi = \frac{k_0 n L}{E} \left\{ \sigma_z - \frac{n^2}{2} [(C_{11} + C_{12})(\sigma_x + \sigma_y) + C_{12} \sigma_z] \right\} \quad (3-46)$$

$\Delta\Phi$ 的变化可以使干涉光的光强发生变化, 光强的变化又可以转变成光电探测器输出电压的变化或者干涉条纹的移动。我们通过输出电压的变化或者干涉条纹的移动就可以测量作用在光纤上的应力大小。

(二) 光纤声发射微位移传感器

把超声波换能器紧贴在待测物体表面，当声波在内部有裂纹或缺陷的待测物体内传播时，因为声波的振动会导致裂纹处发生微小的微位移，并且在裂纹处产生模拟的 AE 信号。从传感臂的出射光到达裂纹出后再原路返回传感臂的过程中，传感臂的光与参考臂的光的光程就不一样，进而产生光程差。这样从传感臂、参考臂返回到光电探测器的两束光发生干涉时，由于两臂的光程差导致干涉光的相位也变化，其大小为

$$\Delta\Phi = 2k_0n\Delta L + 2k_0n\Delta u \quad (3-47)$$

式中：

ΔL ----传感器的传感臂与参考臂光纤长度差，起相位延迟作用

Δu ----AE 信号作用在被测物体时产生的微位移即声光作用以后传感臂与参考臂的光程差

在实际中，在传感臂上加载一个相位调制器，通过调节光纤长度差 ΔL 来获得正交相位偏置条件。因为 $|2k_0n\Delta u| \ll 1$ ，则 $\cos(2k_0n\Delta u) \cong 1$ ， $\sin(2k_0n\Delta u) \cong 2k_0n\Delta u$ ，且设 $\varphi = 2k_0n\Delta L$ ，则式 (3-47) 变为

$$\cos\Delta\Phi \cong \cos\varphi - \sin\varphi \sin 2k_0\Delta u \quad (3-48)$$

通过调节 ΔL 以及相位调制器使得 $\varphi = n\pi + \pi/2$ ($n=1,2,3\dots$)，来获得正交相位偏置条件。则式 (3-47) 变为

$$\cos\Delta\Phi \cong 2k_0n\Delta u \quad (3-49)$$

从上式可以看出微位移 Δu 的变化引起干涉光的相位变化，导致干涉条纹的移动，从而达到测量微位移的目的。但是，这种传感器比较光纤声发射应力传感器而言，要求其检测系统的检测电路的性能更高。

(三) 干涉式阵列光纤 AE 传感器

光纤 AE 传感器可以检测到频率很低的声信号，所以其一个比较重要的应用之一是光纤水听器。因为用光纤传感器研究水下的声传感有很大的优越

性，如：许多设备特别是电子设备可以置于水上工作；光纤传感头小；质量小等优点。目前，干涉式阵列光纤 AE 传感器还是基于 Michelson 干涉仪的阵列光纤 AE 传感器。因为单个的传感器不能满足要求，而干涉式光纤传感器有检测灵敏度高、易于复用的特点，所以基于干涉式光纤传感器基础之上的、采用密集波分复用技术 (DWDM) 和时分复用技术 (TDM) 的光纤 AE 传感器成为研究的热点。于是，有人提出一种 Michelson 干涉仪的阵列式光纤 AE 传感器，如图 3.20 所示。图 3.20 中， K_m 、 K_{ou} 是耦合系数，利用此结构的光纤 AE 传感器可以检测到频率较低的信号，故在潜艇上作水听器。

现在光纤 AE 传感器只有部分在实用阶段，应用较多的是无损检测；另外，目前研究的一个热点是大型混凝土结构监测，而多数还处于刚开始研究阶段。但由于光纤 AE 传感器具有：响应频带很宽；不受电磁干扰；不怕潮

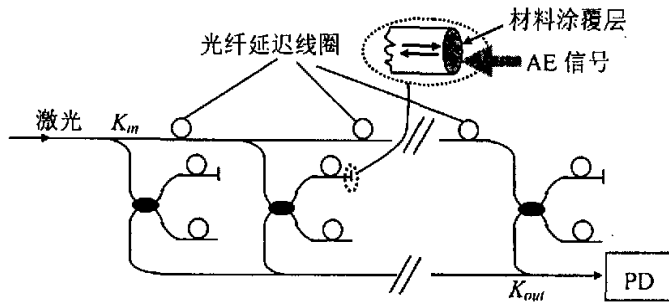


图 3.20 基于 Michelson 干涉仪的阵列式光纤 AE 传感器

湿不怕油污染；灵敏度高；体积很小；损坏阈值高；电子设备与传感器可以间隔很远；使用寿命长；易于和光干涉技术结合且能复用等很多优点。故我们相信在不久的将来，光纤 AE 传感器将会代替传统的 AE 传感器，并且会应用到各个领域。今后光纤 AE 传感器发展的趋势是：微型化；高灵敏度；网络化，向具有智能化结构的光纤 AE 传感器网络发展。

3.6 本章小结

本章介绍了传感器（探测器）的静态和动态特性以及声表面波的产生方法，同时给出了几种压电式传感器和传统的非压电式传感器工作原理、分类和应用。另外，本章给出了几种常见的 AE 信号的特征。最后本章讨论了光纤 AE 传感器的应用以及各种光纤 AE 传感器的工作原理和应用前景。

第 4 章 干涉式光纤声发射传感器

4.1 常见的干涉式光纤声发射传感器

(一) Michelson 干涉式光纤声发射传感器^{[8][9][35][36][45]}

图 4.1 是 Michelson 干涉式光纤声发射传感器的工作原理图。

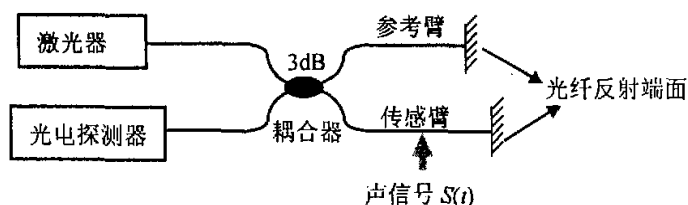


图 4.1 Michelson 干涉式声发射传感器

激光器发出的光被 2×2 的耦合器分成两束光，一束光经过参考臂到达固定的光纤反射端面，另一束经过传感臂到达光纤反射端面。从两臂反射回来的光经过 3dB 的耦合器耦合进入同一根光纤，从光纤出来的干涉光被光电探测器所接收。这种干涉式光纤声发射传感器特点是两臂的光程彼此独立，外界声信号作用在传感臂（又称信号臂）上。则光电探测器接收到的干涉光强度为

$$I = \frac{I_0 \alpha}{2} (1 + \cos \Delta \Phi) \quad (4-1)$$

式中：

I_0 ----激光器发出的光注入到耦合器的光强

$\Delta \Phi$ ----外界因素引起传感臂与参考臂之间的相位差，其中包括外界声信号 $S(t)$ 引起的相位差

α ----光传播过程中综合光衰减因子，其中包括耦合器的耦合率、光纤反射端面的反射率及两臂的光衰减系数

在 Michelson 干涉式光纤 AE 传感器中,通常在被测物体表面镀反射膜或者在被测物体表面贴一个反射镜:从传感臂射出的光打在被测物体上,声信号 $S(t)$ 的振动导致被测物体的振动而产生一个微位移,导致两臂产生相位差。或者,把传感臂直接贴在被测物体表面,由于被测物体的移动使传感臂中的光程变化,导致两臂产生相位差。而相位差的变化可以引起干涉光的干涉条纹移动或者使光电探测器的输出电压变化。

(二) Mach-Zehnder 干涉式光纤声发射传感器^{[8][9][49]}

Mach-Zehnder 干涉式光纤声发射传感器的工作原理如图 4.2 所示。

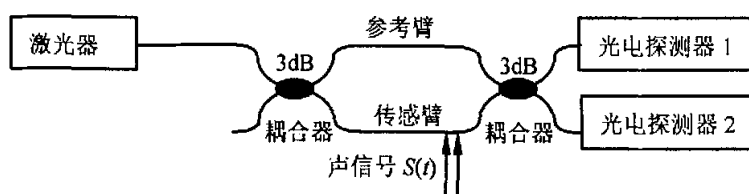


图 4.2 Mach-Zehnder 干涉式光纤声发射传感器

在图 4.2 中,激光光源发出的光被一个 2×2 的 3dB 耦合器分成两束光,一束光在参考臂光纤中传播,另一束光在传感臂光纤中传输,外界信号 $S(t)$ 作用在传感臂光纤上,从第 2 个 3dB 的耦合器出去的光经过光纤分别送到光电探测器 1 和光电探测器 2。根据两束光的干涉原理,两个光电探测器接收到的干涉光的光强分别为

$$\begin{cases} I_1 = \frac{I_0}{2} \alpha (1 + \cos \Delta\Phi) \\ I_2 = \frac{I_0}{2} \alpha (1 - \cos \Delta\Phi) \end{cases} \quad (4-2)$$

式中:

I_0 ----激光器发出的光注入到第一个耦合器的光强

$\Delta\Phi$ ----外界因素引起传感臂与参考臂之间的相位差,其中包括外界声信号 $S(t)$ 引起的相位差

α ---光传播过程中综合光衰减因子，其中包括耦合器的耦合率、及两臂的光衰减系数，一般此类干涉仪中采用两个相同的耦合器

在 Mach-Zehnder 干涉式光纤 AE 传感器中，通常把传感臂紧贴在被测物体表面，而声信号 $S(t)$ 作用在传感臂光纤上而使传感臂光纤的长度和折射率都变化，导致传感臂和信号臂的传输光产生相位差 $\Delta\phi$ ，相位差的变化引起光电探测器的输出电压变化，然后经过适当的信号处理系统能将信号 $S(t)$ 从光强或者光电探测器的输出电压中解调出来。据此原理，可以制成测量压力或声压的光纤 AE 传感器。

(三) Fabry-Perot 干涉式光纤声发射传感器^{[8][9][38][39][40][49]}

现在的光纤 Fabry-Perot 干涉式光纤声发射传感器中，用单模光纤制成 Fabry-Perot 腔，即在光纤抛光端面镀以高反射率的反射膜，如果镀一层反射膜就构成双光束的 Fabry-Perot 腔。为了提高精度一般镀以多层介质反射膜，构成多光束干涉腔，形成多光束干涉，如图 4.3 所示。

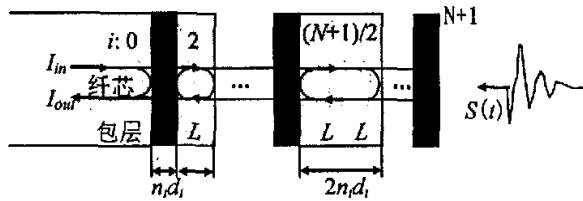


图 4.3 多介质层光纤 Fabry-Perot 腔

图 4.3 中， $I_{in}(I_{out})$:输入(输出)光强； L : 介质膜的厚度； $i=1\cdots N$, 介质膜的层数； $S(t)$: 外界信号。若外界信号是 AE 信号，当其作用在光纤端面时，会在光纤的径向和轴向引起一个很小的微位移，从而导致光纤端面镀上的电解质膜发生弹性形变，这样 Fabry-Perot 腔体长度 d 会变化，导致干涉光的相位差发生变化，这样干涉条纹就会移动，通过干涉条纹的移动来实现对外界的 AE 信号的检测，这样就构成一个 Fabry-Perot 干涉式光纤声发射传感器。由于镀了多层反射膜，故此类光纤 Fabry-Perot 干涉仪是利用多光束干

涉，因此其测量精度很高；

(四) Sagnac 干涉式光纤声发射传感器^{[8][9][42][43][44][47]}

图 4.4 是 Sagnac 干涉式光纤声发射传感器结构和工作原理图。

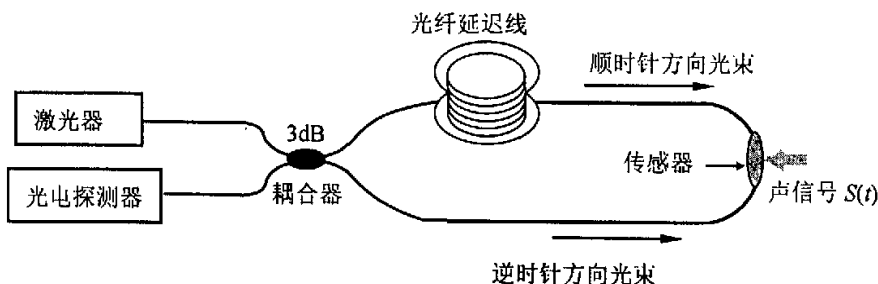


图 4.4 Sagnac 干涉式光纤声发射传感器

激光器发出的光由一个 3dB 的耦合器分成两束光，一束光先经过光纤延迟线再经过传感器，然后进入耦合器，形成顺时针方向光束；另外一束光先经过传感器再经过光纤延迟线，然后进入耦合器，形成逆时针方向光束。两束光在 Sagnac 光纤环内传输一圈再经过耦合器进入光电探测器。光电探测器探测到的这两束光干涉后的光强为

$$I = \frac{1}{2} I_0 [1 + \cos(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2)] \quad (4-3)$$

式中：

I_0 ----激光器发出的光注入到第一个耦合器的光强

$\Delta\phi_1$ ----顺时针方向光束和逆时针方向光束在 Sagnac 光纤环内传输一圈产生的静态相位差

$\Delta\phi_2$ ----声信号作用的区域内，顺时针方向光束和逆时针方向光束产生的相位差

通过相位调制和偏振控制可以使静态相位差 $\Delta\phi_1 = \pi/2$ ，这样传感器的灵敏度最大，则(4-3)变为

$$I = \frac{1}{2} I_0 [1 - \sin(\Delta\phi_2)] \quad (4-4)$$

由式(4-4)看出, 光电探测器探测到的光强 I 的变化仅仅由 $\Delta\Phi_2$ 引起, 知道光强 I 的变化就能得知 $\Delta\Phi_2$ 的变化, 进而实现对检测声信号 $S(t)$ 的检测。

(五) Fizeau 干涉式光纤声发射传感器^[50]

图 4.5 是光纤 Fizeau 干涉仪的结构和原理图

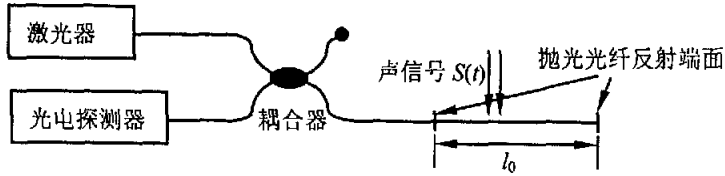


图 4.5 Fizeau 干涉式光纤声发射传感器

在图 4.5 中, l_0 为光纤 Fizeau 干涉仪的探测长度, 这一段长度的光纤作为光纤 Fizeau 干涉仪的传感头, $S(t)$ 为作用在探测长度为 l_0 光纤上的外界信号。从 2×2 耦合器出来的光到达第一个光纤反射端面时, 一部分光反射回来; 另一部分光穿过去后沿着长为 l_0 探测光纤传播到达第二个光纤反射端面, 然后再反射回来。这样, 从第一个光纤反射端面反射回来的光与从第二个光纤反射端面反射回来的光通过耦合器耦合以后发生干涉, 干涉光的强度变化导致光电探测器输出电压跟着变化。

设从激光器进入光纤的光强为 I_0 , 与传感头相连的光纤连接长度为 l , 耦合器的耦合系数(率)为 α , 设抛光光纤端面反射率为 R_f , 则进入传感光路的光强为 $I_0\alpha$ 。从第一个光纤反射端面反射回来的光的强度为

$$I_1 = I_0\alpha R_f \tag{4-5}$$

穿过第一个光纤反射端面到达第二个反射端面后再反射回来的光强为

$$I_2 = I_0\alpha(1 - R_f)R_f \tag{4-6}$$

这样, 这两束反射光经过耦合器后到达光电探测器的光强分别为

$$\begin{cases} I'_1 = I_0\alpha^2 R_f \\ I'_2 = I_0\alpha^2(1 - R_f)R_f \end{cases} \tag{4-7}$$

于是得到从光纤反射端面反射回到光电探测器两束光的传播函数为

$$E_1' = E_0 \sqrt{\alpha^2 R_f} e^{-i2k_0 n l} \quad (4-8)$$

$$E_2' = E_0 \sqrt{\alpha^2 (1 - R_f) R_f} e^{-i2k_0 n (l + l_0)} \quad (4-9)$$

式中：

E_0 ----光源发出的光进入耦合器（4.5 图中）左边光纤中的光波的振幅

k_0 ----光波在真空中传播的波数且有 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$

λ_0 ----光波在真空中传播的波长

n ----光纤纤芯的折射率

对于没有包层的裸光纤端面，当光垂直入射时，根据菲涅尔公式有

$$R_f = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (4-10)$$

当两束反射光产生干涉时，光电探测器探测到的干涉光的光强为

$$\begin{aligned} I &= (E_1' + E_2') (E_1' + E_2')^* \\ &= I_1' + I_2' + 2\sqrt{I_1' I_2'} \cos \Delta\Phi \\ &= I_0 \alpha^2 R_f \left\{ 1 + (1 - R_f) + 2\sqrt{1 - R_f} \cos(2k_0 n l_0) \right\} \end{aligned} \quad (4-11)$$

但是能引起光电探测器输出电压变化的是式(4-11)中的交流项即最后一项，

设式(4-11)中的交流项产生的光强为 I_{mix} ，则有

$$\begin{aligned} I_{mix} &= 2I_0 \alpha^2 R_f \sqrt{1 - R_f} \cos \Delta\Phi \\ &= 2I_0 \alpha^2 R_f \sqrt{1 - R_f} \cos(2k_0 n l_0) \end{aligned} \quad (4-12)$$

由此可见，两束反射光的相位差 $\Delta\Phi = 2k_0 n l_0$ ，因为光强 I_{mix} 与光电探测器的输出电压呈线性关系，故测出光电探测器的输出电压大小就可以知道相位差的大小。在 Fizeau 干涉式光纤 AE 传感器中，常常把传感器埋在混凝土中，用来检测混凝土的内部结构及寿命。因为当混凝土受压产生形变或有裂缝产生时，在其内部产生一个 AE 信号作用在传感器的探测部分（图 4.5 中

长度为 l_0 的光纤), 由于光弹效应使光纤的长度及折射率均变化, 由(4-12)式可知两束反射光的相位差 $\Delta\phi$ 会变化, 进而导致光电探测器的输出电压也变化, 由此来测量出 AE 信号的相关参数。Fizeau 干涉式光纤 AE 传感器比较适合于埋入混凝土内部用来检测检测大型建筑物如桥梁、大坝等的形变及裂缝, 为了消除温度引起的干扰, 引入一根长度和传感臂光纤一样长的光纤作为参考臂, 且采用差动检测的方法来消除温度及其它外界噪音的干扰。当然, 在实际应用中, 结合波分复用 (WDM) 及时分复用 (TDM) 技术, 把光纤 AE 传感器布置在被监测对象的不同检测点来对大型建筑物监测。

4.2 Sagnac-MZ 干涉式光纤声发射传感器^[48]

现在比较复杂些的干涉式光纤声发射传感器, 是两种干涉式光纤声发射传感器相结合的结果, 常用的是 Mach-Zehnder 干涉式光纤声发射传感器与 Sagnac 干涉式光纤声发射传感器相结合, 即组成所谓的 Sagnac-MZ 干涉式光纤声发射传感器。其结构如图 4.6 所示

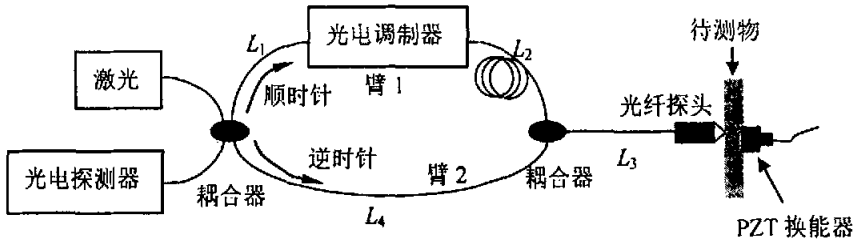


图 4.6 Sagnac-MZ 干涉式光纤声发射传感器

在这种干涉式声光纤发射传感器内传播的光束有 4 束: 第一束光的传播路径: 光源→耦合器→ L_1 → L_2 →耦合器→ L_3 → L_3 → L_4 →耦合器→探测器; 第二束光的传播路径: 光源→耦合器→ L_1 → L_2 →耦合器→ L_3 → L_3 → L_2 → L_1 →耦合器→探测器; 第三束光的传播路径: 光源→耦合器→ L_4 →耦合器→ L_3 → L_3 → L_2 → L_1 →耦合器→探测器; 第四束光的传播路径: 光源→耦合器→ L_4 →

耦合器 → L_3 → L_3 → L_4 → 耦合器 → 探测器。恰当的选择两臂光纤长度差 $\Delta L = L_1 + L_2 - L_4$ ，仅使第一束光（顺时针方向传播的光束）和第三束光（逆时针方向传播的光束）产生干涉，则光电探测器探测到的干涉光的光强为

$$I = I_0 \left[1 + \frac{2\alpha^2}{1 + 2\alpha^2 + \alpha^4} \cos(\phi_1 + \phi_2) \right] \quad (4-13)$$

式中：

I_0 ----激光器发出的光注入到第一个耦合器的光强

ϕ_1 ----顺时针方向光束和逆时针方向光束在整个光路内传输一圈产生的静态相位差

ϕ_2 ----声信号作用的区域内，顺时针方向光束和逆时针方向光束产生的相位差

这种干涉式光纤声发射传感器检测原理如下：让光纤探头在待测物体表面扫描，通过光电探测器输出的幅值电压大小来判断物体表面有无裂纹。此干涉仪有较高的空间分辨率，非常适合于工业上无损检测。

4.3 本章小结

本章讨论了几种常见的干涉式光纤声发射传感器，如 Michelson 干涉式、Mach-Zehnder 干涉式、Fabry-Perot 干涉式、Sagnac 干涉式、Fizeau 干涉式光纤声发射传感器的结构和工作原理及其应用。本章最后给出了 Sagnac-MZ 干涉式光纤声发射传感器的结构、原理及其应用。

第 5 章 光纤声发射传感器的设计与灵敏度分析

5.1 光纤声发射传感器的设计

与传统的压电陶瓷 AE 传感器相比, 光纤 AE 传感器具有以下特点: 频带宽; 不受电磁干扰; 灵敏度高; 体积很小; 损坏阈值高; 不必与被测物体接; 电子设备与传感器可以间隔很远等很多优点, 光纤检测技术的核心部分是光纤传感器。光纤 AE 传感器已经运用到各个领域, 如机械探伤、地震预测、混凝土检测、应力测量、光纤水听器、医学上的超声碎石和浅水区域声传播特性的研究、鱼迁移的超声监测、声纳技术、海湾风暴的监测等领域, 其中在机械探伤(即无损检测)、混凝土检测、光纤水听器和医学上的超声碎石等领域使用光纤传感器尤为火热。利用光纤 AE 传感器所检测到的声音信号的频率有几 Hz 至几 GHz, 范围非常广泛, 并且结合光干涉技术使光纤 AE 传感器检测灵敏度很高, 故很多领域使用光纤 AE 传感器。

5.1.1 Mach-Zehnder 干涉式光纤声发射传感器

光纤检测技术如果采用光干涉技术则其检测的灵敏度就大大提高, 常用的有 Michelson 干涉式光纤传感器、Mach-Zehnder 干涉式光纤传感器、Fabry-Perot 干涉式光纤传感器、Sagnac 干涉式光纤传感器、Fizeau 干涉式光纤传感器。本节重点介绍本文所采用的 Mach-Zehnder 干涉式光纤 AE 传感器。

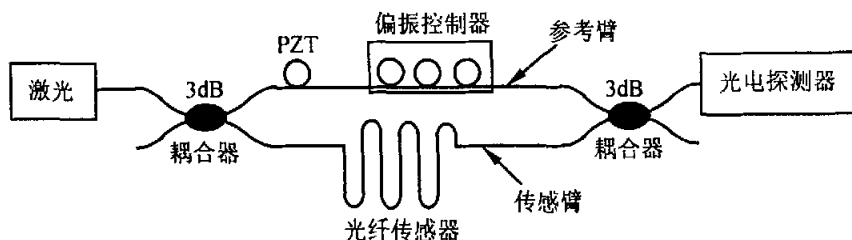


图 5.1 Mach-Zehnder 干涉式光纤 AE 传感器

统的结构和特点。该系统结构如图 5.1 所示。

图 5.1 中，光源采用中心波长为 $0.6328\mu\text{m}$ 的 He-Ne 激光器，两个耦合器均采用 2×2 的 3dB 耦合器；光纤采用石英单模光纤；若干个光纤环绕在空心圆柱状的、内径为 20mm、外径为 24mm 的压电陶瓷 PZT 上用来补偿环境温度变化而产生的相位波动，即获得相位正交偏置条件；偏振控制器用来保持参考臂的偏振态和传感臂的偏振态匹配。

设耦合器的耦合率（耦合系数）为 ζ ，传感臂和参考臂有相同的光衰减系数 α 。从激光器发出的光注入到光纤中，入射光的光场可表示为

$$E = E_0 e^{i(\omega t - k_0 n x)} \quad (5-1)$$

式中：

E_0 ----光波的振幅

Ω ----光波的频率

k_0 ----光波在真空中传播时的波数

n ----石英单模光纤纤芯的折射率

x ----光波传播过程中通过的光程

则可以得到入射光波的光强为

$$I = E \cdot E^* = E_0^2 \quad (5-2)$$

入射光波经过参考臂光纤和两个耦合器后，进入光电探测器的传播函数为

$$E_r = E_0 \sqrt{\alpha \zeta^2} e^{i(\omega t - k_0 n l_r)} \quad (5-3)$$

式中：

l_r ----参考臂光纤的长度

同样，入射光波经过传感臂光纤和两个耦合器后，进入光电探测器的传播函数为

$$E_s = E_0 \sqrt{\alpha (1 - \zeta)^2} e^{i(\omega t - k_0 n l_s)} \quad (5-4)$$

式中：

l_s ---参考臂光纤的长度

从传感臂出去的光 E_s 和从参考臂出去的光 E_r 会产生干涉，则光电探测器探测到的干涉光光强为

$$I = (E_r + E_s)(E_r + E_s)^* \quad (5-5)$$

根据双光束干涉的结论

$$I = I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s} \cos \Delta\Phi \quad (5-6)$$

于是，结合式(5-2)、(5-3)、(5-4)把式(5-5)变形得到

$$I = I_0 \alpha [\zeta^2 + (1-\zeta)^2 + 2\zeta(1-\zeta)\cos \Delta\Phi] \quad (5-7)$$

相应的，结合能量守恒定律得到输出干涉光的补充形式为

$$I' = I_0 \alpha [\zeta(1-\zeta) + \zeta(1-\zeta) - 2\zeta(1-\zeta)\cos \Delta\Phi] \quad (5-8)$$

由此得到干涉条纹的可见度定义为

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\alpha\zeta(1-\zeta)}{\alpha\zeta^2 + \alpha(1-\zeta)^2} \quad (5-9)$$

如果取两个 2×2 的 3dB 的耦合器的耦合率（耦合系数） $\zeta=0.5$ ，则式(5-7)和式(5-8)变形为

$$\begin{cases} I = \frac{1}{2} I_0 \alpha [1 + \cos \Delta\Phi] \\ I' = \frac{1}{2} I_0 \alpha [1 - \cos \Delta\Phi] \end{cases} \quad (5-10)$$

5.1.2 光纤声发射传感器传感头设计

对于一个干涉式光纤 AE 传感器检测系统而言，光纤传感器的设计对实验结果和检测灵敏度有很大影响，本文研究的 Mach-Zehnder 干涉式光纤 AE 传感器的光纤传感头部分做成“n”状结构，具体结构如图 5.2 所示。

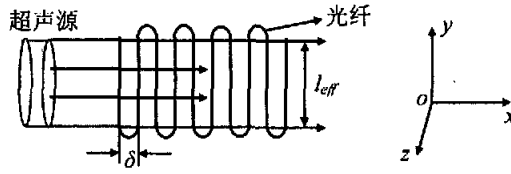


图 5.2 光纤 AE 传感器

图 5.2 中，超声源通过超声换能器产生，实验中把超声换能器用环氧树脂紧贴在薄大理石平板上；光纤采用和传感臂、参考臂一样的石英单模光纤；“n”状结构的光纤传感器用环氧树脂紧贴在薄大理石平板上，“n”状结构可以做多个敏感光纤段； δ 为光纤传感器平行的敏感光纤段间的距离，平行光纤间的弯曲部分弯成半圆状； l_{eff} 为在超声波作用的区域内单模光纤的有效长度。

5.2 声波与光纤声发射传感器的相互作用^[50]

在图 5.2 中，由信号发生器驱动超声波换能器利用黄油紧贴在薄大理石平板上。当超声波在平板表面上传播时，超声波可视为外延的齐次平面波，即沿着物体表面传播的声波为声表面波，其中表面波中主要是瑞利波。假设这种外延的齐次平面波即瑞利波沿着 x 方向传播，其波函数为

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx) \quad (5-11)$$

式 (5-11) 中， E_0 为振幅， ω 为超声波的频率， k 为超声波在介质中传播的波数。瑞利波在距表面大约在 0.2λ 深度处，纵波振动振幅减到零，即只剩下横波的振动，即瑞利波传播的能量是集中在距表面的一个波长范围内，一般而言集中的能量在 90% 以上。

假设从薄平板表面到光纤传感器应力的传输是全部的；在光纤传感器的横截面应力的传输是均匀的；光纤传感器的重量可忽略。由于弹光效应，当外界应力作用在光纤上时，光纤的折射率与外界应力呈线性关系。则外界应

力 $\sigma_\mu (\mu=x, y, z)$ 与 μ 轴方向的折射率 $n_\mu (\mu=x, y, z)$ 的关系为

$$\left. \begin{aligned} n_x &= n_0 + [C_1 \sigma_x + C_2 (\sigma_y + \sigma_z)] \\ n_y &= n_0 + [C_1 \sigma_y + C_2 (\sigma_z + \sigma_x)] \\ n_z &= n_0 + [C_1 \sigma_z + C_2 (\sigma_x + \sigma_y)] \end{aligned} \right\} \quad (5-12)$$

这里, n_0 为光纤不受应力时的折射率; σ_μ 为沿着 μ 轴方向作用在纤芯附近的应力; C_1 和 C_2 分别表示纵向(横向)应力弹光系数或称压光系数。相对应应力弹光系数定义为

$$C = C_1 - C_2 \quad (5-13)$$

在外界均匀压力作用下, 光纤可视为均匀电介质棒, 因为在纤芯和包层的杨氏模量、泊松系数几乎相同。此外, 光纤的长度比光的波长大多, 光纤的横截面的平面变形可视为圆盘状, 则作用在纤芯上的应力 σ_x 和 σ_y 之间的关系可以近似表示为

$$\sigma_x \cong -3\sigma_y \quad (5-14)$$

于是, 由 (5-12)、(5-13)、(5-14) 式可得在 x 轴和 y 轴方向两正交的线偏振光的模式双折射 B 为

$$B \cong n_x - n_y \cong C(\sigma_x - \sigma_y) \quad (5-15)$$

这样, 由于声表面波即瑞利波与单个“ n ”状的光纤传感器敏感段之间的相互作用产生的双折射效应引起在 x 轴和 y 轴方向两正交的线偏振光之间的相位差 φ_s 可以近似表示为

$$\varphi_s = (\beta_x - \beta_y)L \quad (5-16)$$

式中:

β_x ----光沿着 x 轴方向的传播常数 ($\beta_x = k_0 n_x$)

β_y ----光沿着 y 轴方向的传播常数 ($\beta_y = k_0 n_y$)

L ----在瑞利波作用的区域内光经过的光程 ($L = 2l_{eff}$)

k_0 ---光在真空中传播的波数($2\pi/\lambda_0$)

结合式(5-15)和式(5-16)有

$$\begin{aligned}\varphi_s &= k_0(n_x - n_y) \cdot 2l_{eff} \\ &= k_0 B \cdot 2l_{eff} \\ &= 2l_{eff} k_0 C(\sigma_x - \sigma_y) \\ &= \frac{8}{3} k_0 l_{eff} C \sigma_x\end{aligned}\tag{5-17}$$

为了增加声表面波与光纤之间的相互作用，“n”状光纤传感器敏感光纤段的个数不只一个，用 $N(N=1,2,3,4,\dots)$ 表示，则得到 N 个此结构光纤传感器的光纤敏感段产生的相位差 φ_s 为

$$\varphi_s = \frac{8}{3} N k_0 l_{eff} C \sigma_x\tag{5-18}$$

当光在真空中传播的波长为 $\lambda_0=0.6328\mu\text{m}$ 时，单模光纤的应力弹光系数 $C=3.34 \times 10^{-5}\text{mm}^2/\text{kg}$ ，当波长 $\lambda_0=1.3\mu\text{m}$ 时，单模光纤的应力弹光系数 $C=3.17 \times 10^{-5}\text{mm}^2/\text{kg}$ ，即光波波长不一样时，则单模光纤的应力弹光系数 C 的值是不相同的。

5.3 光纤声发射传感器的灵敏度分析

但是，图 5.2 中，光纤弯曲时会引起弯曲部分的光纤截面变形。按一级近似，光纤弯曲将导致光纤截面变成为椭圆，其椭圆度为^[9]

$$e = va / R\tag{5-19}$$

式中：

N ---泊松系数

a ---光纤纤芯半径

R ---光纤弯曲部分的弯曲半径

同时，因为光纤弯曲导致芯径不均匀会产生相位差 δ_s

$$\delta_s = e^2(2\Delta)^{3/2}/8a \quad (5-20)$$

上式中, Δ 为光纤相对折射率差。光在一个“ n ”状光纤传感器弯曲部分走的长度是 πR (或 $\pi\delta/2$), 由式(5-19)和(5-20)可得到在 N 个 ($N=1,2,3,4,\dots$) “ n ”状光纤传感器中因光纤弯曲时产生的相位差 δ_s 为

$$\delta_s = N\pi a(2\Delta)^{3/2}\nu^2/4\delta \quad (5-21)$$

其中, δ 为两平行敏感光纤段间的距离且有 $\delta=2R$

对于熔融单模石英光纤, 典型值有: $\Delta=0.003$, $a=2.5\mu\text{m}$, $\nu=0.17$ 。在式(5-18)中, 我们取 $l_{\text{eff}}=5\text{cm}$, $\lambda_0=0.6328\mu\text{m}$ 时, 单模石英光纤的应力弹光系数 $C=3.34\times 10^{-5}\text{mm}^2/\text{kg}$, 取应力 $\sigma_x=10^3\text{Pa}$, 算出由于瑞利波与光纤传感器之间的相互作用产生的双折射效应引起相位差 $\varphi_s=3.38N\times 10^{-3}\text{rad}$ (N 为“ n ”状光纤传感器的个数)。在式(5-21)中, 取熔融单模石英光纤相对折射率 Δ 、纤芯半径 a 、泊松系数 ν 的典型值, 弯曲直径 δ 取 1cm , 算出因为光纤弯曲导致光纤截面变成椭圆而产生的相位差 $\delta_s=5.28N\times 10^{-9}\text{rad}$ 。比较由于瑞利波与光纤传感器之间的相互作用产生的相位差 φ_s 和因为光纤的弯曲会在弯曲部分产生的相位差 δ_s 大小, δ_s 可以忽略不计。

由前面讨论得知, 当光纤 MZ 干涉仪传感臂和参考臂的两束光发生干涉后, 从光纤 MZ 干涉仪输出的干涉光的光强为

$$I = \frac{1}{2}I_0\alpha[1 + \cos(\Delta\varphi)] \quad (5-22)$$

前面理论分析表明干涉条纹的可见度 $V=1$, 实验中也满足 $V>0.9$ 。 α 为干涉仪传感臂和参考臂的光衰减系数, 为实验调制参量; $\Delta\varphi$ 为光纤干涉仪的传感臂与参考臂之间的相位差, 此相位差 $\Delta\varphi$ 主要由缓变相位漂移项 φ_d (因温度波动引起) 组成, 小部分由快速变化的信号项 φ_s (由于瑞利波与光纤传感器相互作用的双折射效应引起) 组成, 则式(5-22)变为:

$$I = \frac{1}{2}I_0\alpha[1 + \cos(\varphi_d + \varphi_s)] \quad (5-23)$$

又因为瑞利波与光纤传感器相互作用很弱，则由于双折射效应引起的相位变化很小即 $|\varphi_s| \ll 1$ ，则 $\cos(\varphi_s) \cong 1, \sin(\varphi_s) \cong \varphi_s$ ，再由数学三角恒等式变形，则式(5-23)变为

$$I = \frac{1}{2} I_0 \alpha [1 + \cos(\varphi_d) - (\varphi_s \cdot \sin(\varphi_d))] \quad (5-24)$$

在实验中，把若干个光纤环绕在光纤 M-Z 干涉仪参考臂上的压电陶瓷 PZT 上，根据 PZT 陶瓷环的逆压电效应，给 PZT 陶瓷环加上一个外加电压使其尺寸变化，进而使绕在 PZT 上的光纤环产生相位延迟，由此获得正交相位偏置条件，用来抵消因温度的变化而产生的相位波动以及使两臂的光程或相位匹配。在式(5-24)中，当 $\varphi_d = (2n+1)\pi (n=0,1,2,\dots)$ 时，信号项就消失了，输出光强与超声信号无关。我们控制光纤环的个数，则可以使 $\varphi_d = 3\pi/2 + 2n\pi (n=0,1,2,\dots)$ ，这样可以获得正交相位偏置条件^[49]，则式(5-24)变形为

$$I = \frac{1}{2} I_0 \alpha [1 + \varphi_s] \quad (5-25)$$

当输出光强被光电探测器 (PD) 捕捉到时，光电探测器的输出电流发生变化，并且输出电流 i 与干涉光强 I 、干涉光强打到光电探测器的发光面积 A_0 、光电探测器的响应度 ε 呈线性关系，当此电流 i 通过光电探测器的负载电阻 R 时，光电探测器的输出电压 V 为

$$V = \frac{1}{2} I_0 \alpha A_0 \varepsilon R [1 + \varphi_s] \quad (5-26)$$

我们令 $V_{IX' \max} = I_0 \alpha A_0 \varepsilon R$ ，它是 $\varphi_d = 2n\pi (n=0,1,2,\dots)$ 时光电探测器 (PD) 输出的直流电压，其大小由实验来确定，则式(5-26)变为

$$V = \frac{1}{2} V_{IX' \max} [1 + \varphi_s] \quad (5-27)$$

在式(5-27)中，我们忽略光电探测器 (PD) 输出的直流电压项 ($V_{IX' \max} / 2$)，因为它是不变的。而我们是通过光电探测器输出电压变化来判断干涉光是如何变化的。于是，结合式(5-18)得到光电探测器 (PD) 输出的交流电压项表

达式为

$$V = \frac{1}{2} V_{DC\max} \cdot \frac{8}{3} N k_0 l_{eff} C \sigma_x \quad (5-28)$$

我们在式(5-28)左右两边同除以应力分量 σ_x ，然后把电压 V 与应力分量 σ_x 的比值作为基于光纤 MZ 干涉仪的“ n ”状光纤 AE 传感器灵敏度 χ

$$\chi = \frac{1}{2} V_{DC\max} \cdot \frac{8}{3} N k_0 l_{eff} C \quad (5-29)$$

从式(5-29)可知道，因为 $V_{DC\max}$ 大小可以由实验来确定可视为一定值，并且波长 λ_0 采用 $0.6328\mu\text{m}$ 时，则波矢 k_0 和应力光弹系数 C 都有确定的大小，即灵敏度 χ 与“ n ”状光纤传感器的个数 N 以及光纤传感器的有效长度 l_{eff} 的乘积呈线性关系，由此得到灵敏度 χ 单位为 mV/Pa 。

5.4 本章小结

本章给出了 Mach-Zehnder 干涉式光纤声发射传感器检测系统的结构和工作原理，同时给出了“ n ”状结构光纤传感器的设计。本章重点分析了声表面波与光纤传感器之间的相互作用，基于此分析给出这种结构的光纤传感器与声表面波相互作用后其灵敏度的推导结果。

第 6 章 计算机模拟与实验

6.1 模拟结果

第五章分析表明, Mach-Zehnder 干涉式光纤声发射传感器的灵敏度 χ 与“ n ”状光纤传感器的光纤敏感段个数 N 以及光纤传感器的有效长度 l_{eff} 的乘积呈线性关系, 并且灵敏度 χ 的单位为 mV/Pa。

6.1.1 有效长度 l_{eff} 一定时的模拟图像

在式(5-29)中, 对于熔融石英单模光纤, 当光纤传感器的有效长度 l_{eff} 、光源波长 λ_0 、波矢 k_0 和应力光弹系数 C 都是确定后, 它们的乘积为一个定值, 再令常数 $\xi = V_{DCmax}k_0l_{eff}C$, 则式(5-29)变为

$$\chi = \xi \cdot 4N/3 \quad (6-1)$$

从式(6-1)可以看出, 在满足以上条件下, 灵敏度 χ 和“ n ”状的光纤 AE 传感器光纤敏感段的个数 N 称线性关系, 则灵敏度 χ 和“ n ”状的光纤 AE 传感器光纤敏感段的数量 N 关系的模拟图像如图 6.1 所示。

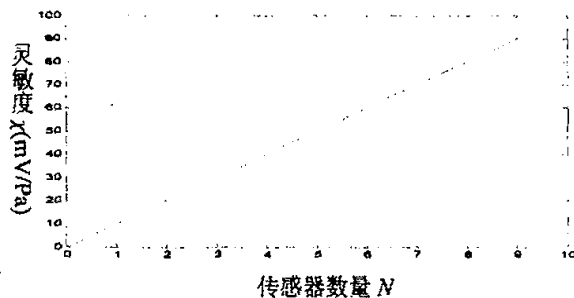


图 6.1 灵敏度 χ 和光纤 AE 传感器数量 N 关系模拟图

从模拟图 6.1 可以看出, 理论分析的结果表明灵敏度 χ 和光纤 AE 传感器数量 N 有很好的线性关系, 并且灵敏度 χ 随着“ n ”状光纤 AE 传感器数量 N

的增加而增加。

6.1.2 光纤传感器的数量 N 一定的模拟图像

在式(5-29)中, 当光纤传感器的数量 N 一定、光源波长 $\lambda_0=0.6328\mu\text{m}$ 、波数 k_0 和光纤的应力光弹系数 C 都是确定后, 它们的乘积为一个定值, 再令常数 $\xi = V_{DCmax}k_0NC$, 则式(5-29)变形为

$$\chi = \xi \cdot 4l_{eff} / 3 \quad (6-2)$$

从式(6-2)可以看出, 在满足以上条件下, 灵敏度 χ 和“ n ”状的光纤 AE 传感器的有效长度 l_{eff} 呈线性关系, 则传感器的灵敏度 χ 和光纤 AE 传感器的有效长度 l_{eff} 关系模拟图像如图 6.2 所示。

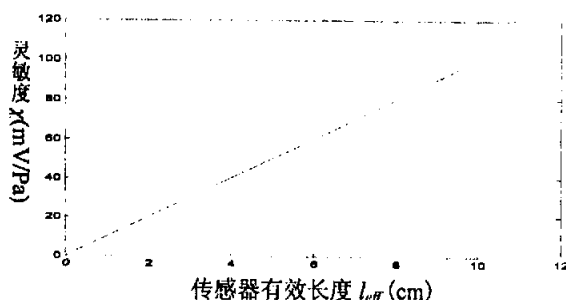


图 6.2 灵敏度 χ 和光纤 AE 传感器有效长度 l_{eff} 关系模拟图

从模拟图 6.2 中可以看出灵敏度 χ 和光纤 AE 传感器的有效长度 l_{eff} 有很好的线性关系, 并且灵敏度 χ 随着光纤 AE 传感器的有效长度 l_{eff} 增加而增加。

从前面理论分析及模拟图像来看, 对于石英单模光纤, 若光源采用中心波长为 $0.6328\mu\text{m}$ 的氦氖激光器时, 当有效长度 l_{eff} 一定时, 光纤 AE 传感器的静态灵敏度 χ 和光纤传感器的数量 N 呈线性关系, 并且灵敏度随着数量 N 的增加而增加; 当光纤传感器的数量 N 一定时, 光纤 AE 传感器的灵敏度 χ 和光纤传感器直线部分的有效长度 l_{eff} 呈线性关系。但是, 若有效长度 l_{eff} 和传感器数量 N 均变化时, 满足什么条件光纤 AE 传感器的静态灵敏度 χ 有最佳

值? 是否有效长度 l_{eff} 越长越好? 传感器数量 N 越多越好? 实际上, 当有效长度 l_{eff} 越长以及传感器数量 N 越多时, 必须要考虑瑞利波的衍射效应, 因为此时每个传感器光纤直线部分的有效长度 l_{eff} 不一样, 这样就会出现非线性结果, 这有待于实验去验证。

6.2 实验

实验中, 采用孔径长度为 5cm、谐振频率为 25kHz 超声换能器做超声源, 但是焊接两个电极后谐振频率发生了变化, 于是用驱动信号频率约为 22kHz 的低频信号发生器来驱动换能器, 此换能器发出的是正弦波信号; 光源采用中心波长为 $0.6328\mu\text{m}$ 的氦氖激光器为光源, 因为此光源的出射光为线性光、相干波长比较长; 光纤采用 $4\mu\text{m}$ 芯径的单模石英光纤; 用 63kHz 数字信号发生器来驱动压电陶瓷环 (PZT); 一个耦合器的分光比为 50.7%、附加损耗为 0.25dB, 另一个耦合器的分光比为 50.6%、附加损耗为 0.22dB, 其工作波长为 $0.633\mu\text{m}$; 型号为 DS0-2904 的数字储存示波器具有数据采集、数据逻辑分析、FFT 变换功能为一体, 并且可与计算机直接通讯。

6.2.1 偏振控制器的设计和制作^[1]

在光纤传感器的相干检测中, 要求本征光与信号光的偏振方向一致, 这样干涉光的光强最强, 然而由于外界因素导致输出光的偏振态发生变化并且是随机的从而使得被检测信号不稳定。因此要采用保偏光纤或者单模光纤加上偏振控制器来获得本征光与信号光的偏振匹配。

单模光纤中存在两个偏振方向相互正交的线偏振模即 LP_{01}^x 和 LP_{01}^y , 它们具有相同的传播常数, 两模简并。单模光纤在电场和磁场或在弯曲、侧压、扭转等外力作用下, 通过光弹效应引起双折射, 从而破坏了两 LP_{01} 模的简并。设单模光纤的包层半径为 a , 弯曲半径为 R , 当以为半径弯曲形变时如图 6.3

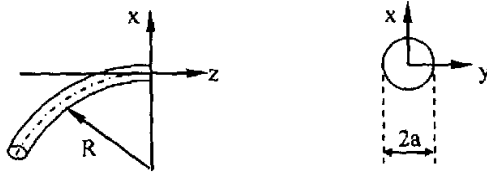


图 6.3 弯曲光纤的几何说明

所示。当光纤弯曲时在两正交方向 (x 、 y 方向) 有应力差 $\Delta\sigma$ ($\sigma_y - \sigma_x$), 进而产生双折射。则在两正交方向产生的折射率之差 δ_n 为

$$\delta_n = \frac{n^3}{2E}(1+\nu)(C_{12} - C_{11})\Delta\sigma \quad (6-3)$$

式中:

C_{ij} ---光纤的光弹系数

E ---光纤的杨氏模量

ν ---泊松系数

光纤弯曲时在光纤截面上沿着 x 、 y 方向产生的应力 σ_x 和 σ_y 为

$$\begin{cases} \sigma_y = -\frac{1}{4} \cdot \frac{a^2 E}{R^2} \left(\frac{1}{4} \cdot \frac{1-2\nu}{1-\nu} + 1 \right) + \frac{1}{4} \cdot \frac{a^2 E}{R^2} \\ \sigma_x = -\frac{1}{4} \cdot \frac{a^2 E}{R^2} \left(\frac{1}{4} \cdot \frac{1-2\nu}{1-\nu} + 1 \right) - \frac{1}{4} \cdot \frac{a^2 E}{R^2} \end{cases} \quad (6-4)$$

由式 (6-3)、(6-4) 得到在横截面的 x 轴和 y 轴向上的折射率之差 δ_n 为

$$\delta_n = n^3(1+\nu)(C_{12} - C_{11})a^2/4R^2 \quad (6-5)$$

对于石英光纤 $n=1.46$, $\nu=0.16$, $C_{11}=0.121$, $C_{12}=0.27$, 代入式 (6-5) 得到折射率差 δ_n 为

$$\delta_n = 0.133(a/R)^2 \quad (6-6)$$

偏振控制器就是将进入光纤的入射光任意偏振态经过控制后使出射光为所要求的偏振态, 在光学上是由 $\lambda/4$ 波片和 $\lambda/2$ 波片来实现的。我们把光纤以一定的弯曲半径 R 和一定的圈数 N 弯曲后可以等效为 $\lambda/4$ 波片和 $\lambda/2$ 波片。

选定弯曲半径 R 和圈数 N 后上述双折射效应将显著, 可以使两正交的 LP_{01} 模之间的相位延迟为 $\pi/2$ 或 π 。因为相移常数差 δ_β 为

$$\delta_\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \delta_n \quad (6-7)$$

对于弯曲半径 R 和 N 圈的单模光纤而言, 在里面传播的两线偏振模之间的总相位差 $\Delta\varphi$ 为

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{2\pi}{m} = \delta_\beta \cdot (2\pi R \cdot N) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \delta_n \cdot (2\pi R \cdot N) \end{aligned} \quad (6-8)$$

其中, m 为分波系数

把式(6-6)代入式(6-8)得到

$$R = \frac{0.266\pi}{\lambda} a^2 N \cdot m \quad (6-9)$$

上式定量地给出光纤圈数和光纤结构参数的关系。对应等效的 $\lambda/4$ 波片 $m=4, N=2$; 等效的 $\lambda/2$ 波片 $m=2, N=4$, 两者具有相同的弯曲半径。在本实验中, $\lambda=0.6328\mu\text{m}$, $2a=125\mu\text{m}$, 算得 $R=41.27\text{mm}$ 。

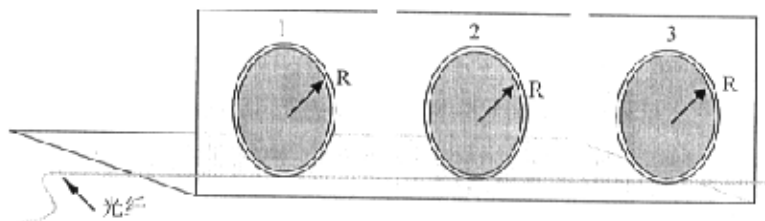


图 6.4 偏振控制器结构示意图

偏振控制器具体结构示意图如图 6.4 所示: 用薄铝片折叠成 90 度, 竖直部分分成等大的三部分 1、2、3, 这三部分为正方形边长 9cm 且相互用剪刀剪开间距为 2mm 的缝, 这样使三部分可绕折叠轴转动。用密度比较大的纸板做成三个 $R=41.27\text{mm}$ 以及三个 $R'=42.27\text{mm}$ 的圆纸板, 较小的纸板用 103 胶水粘在薄铝板上用来绕光纤, 板 1 和板 3 都绕 2 圈, 板 2 绕 4 圈; 较大的

纸板也用 103 胶水粘帖在小圆纸板上防止绕光纤时光纤滑落。在图 6.4 中，沿着光纤直线部分，用透明胶把绕在每个圆纸板光纤入口端和出口端贴住。实验中，缓慢转动部分 1 直到检测到的波形峰值最大以及波形最稳，就说明信号光和参考光的偏振态匹配了。

6.2.2 光纤传感器的制作

设“ n ”状结构光纤传感器的直线部分长度为 L ，超声换能器的孔径长度即为图 5.2 中的 l_{eff} ，取 $\delta=1\text{cm}$ ，如图 6.5 所示。

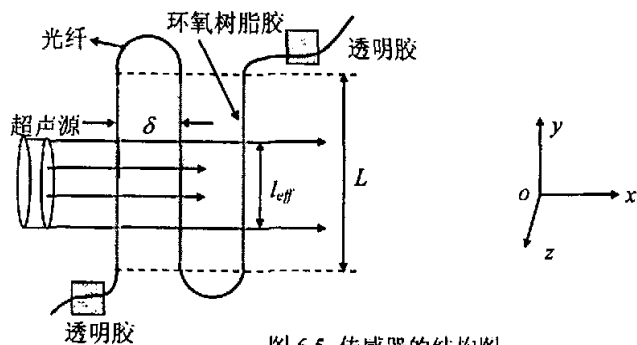


图 6.5 传感器的结构图

实验中，超声换能器孔径长 $l_{eff}=5\text{cm}$ ，光纤直线部分长度 L 取 4cm （“ n ”状结构个数 $N=2$ ）、 6cm （“ n ”状结构个数 $N=2$ ）、 8cm （“ n ”状结构个数 $N=2, 3, 4, 6$ ）、 9cm （“ n ”状结构个数 $N=2$ ）。首先，根据直线部分间距 δ 以及直线部分长度 L 的尺寸用铅笔在白纸上画出传感器的形状，然后把透明双面胶带按照铅笔的痕迹贴在白纸上，取 3m 长、单模光纤，在双面胶带的另一面沿着铅笔痕迹把光纤粘在胶带上在半圆形的弯曲部分要借助牙签把光纤固定。特别要注意的是：没有粘在双面胶带上的两头的光纤尽可能留一样长，这样便于和耦合器的光纤端焊接。

当光纤与双面胶带粘贴好后，把环氧树脂胶沿着铅笔痕迹轻轻涂在光纤上（不能太多），然后把粘有光纤的白纸反过来紧贴在大理石表面。传感器两头的光纤用透明胶带贴在大理石表面以免实验中把光纤拉断，因为环氧树脂

胶比较硬。为确保环氧树脂胶固化好，12 小时后再去把传感器的光纤和耦合器的光纤焊接（焊接损耗小），焊接之前把两头的光纤圈起来用颜色显眼的标签贴在大理石上，这样便于焊接时找光纤方便。根据实验的设计，要做 7 个不同的光纤传感器。

6.2.3 实验结果

取 3m 长的光纤作为参考臂，一端和耦合器焊接，焊接头两端要颜色显眼的标签固定，否则容易断。把剩余的光纤在图 6.4 中圆纸板 1、2、3 上分别绕 2、4、2 圈，然后在外径为 2.4cm 的压电陶瓷环 PZT 绕几圈（具体多少圈由实验现象、结果去决定），最后再把参考光纤另外一端和另外一个耦合器焊接上，同样焊接头要固定。之后，再把光纤传感器的两端和两个耦合器焊接上。通过透镜把光源耦合进光纤，调节偏振控制器使得示波器上的干涉信号波形稳定。不加超声信号，然后调节加在 PZT 上的信号频率（63kHz 左右，因为电压不稳定由微小变化），使得参考臂出来的参考信号和信号臂出来的两束光干涉相消即让探测器输出电压幅值尽可能接近于零。

6.2.3.1 “n” 状传感器个数 $N=2$ 的实验结果

（一） $N=2$ ， $L=4\text{cm}$ ，垂直入射

首先，取光纤直线部分长度 $L=4\text{cm}$ 的传感器做实验，超声换能器输出的声信号是正弦形状的，用 22 kHz 的低频信号发生器驱动换能器，采取声信

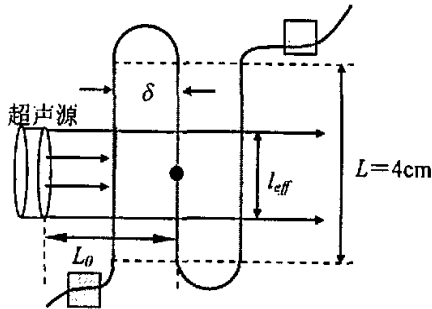


图 6.6 $L=4\text{cm}$ ， $N=2$ 垂直入射示意图

号传播方向垂直于直线部分光纤入射的方式即垂直入射，并且让超声换能器距离光纤传感器中心点为 $L_0=8\text{cm}$ ， $\delta=1\text{cm}$ ，如图 6.6 所示。

由 DSO-2904 型号的数字储存示波器采集的数据经过分析处理后如图 6.7 所示。

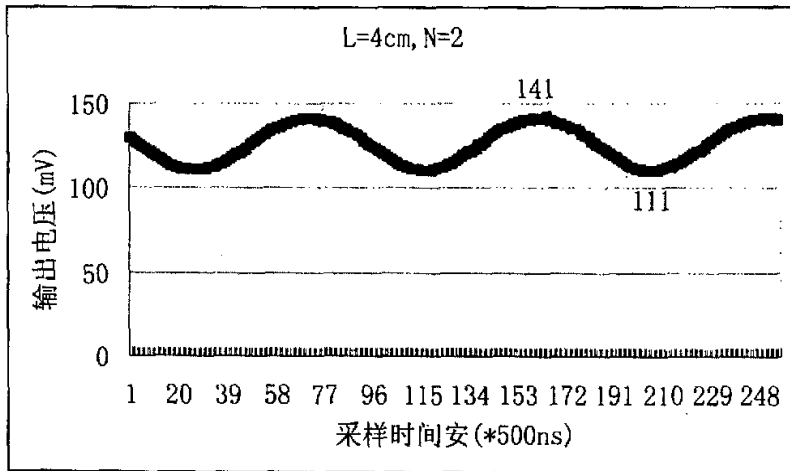


图 6.7 $L=4\text{cm}$ ， $N=2$ 垂直入射时采集数据结果图

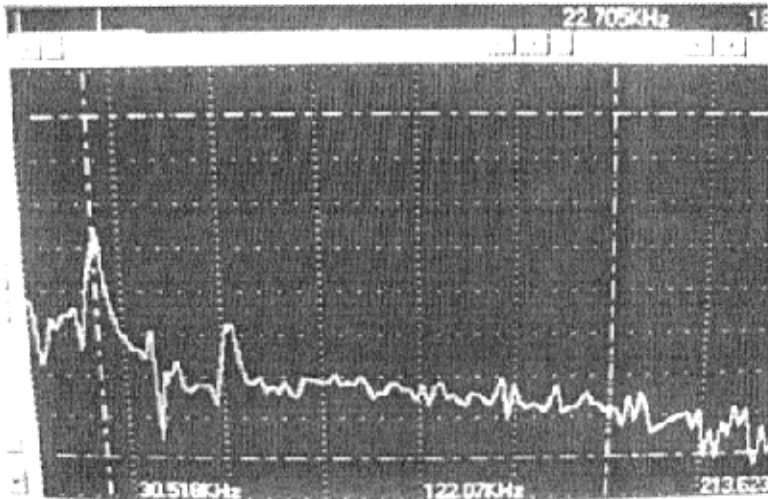


图 6.8 $L=4\text{cm}$ ， $N=2$ 时采集到的波形 FFT 图

从图中可以看出，此传感器采集到的波形为正弦波，波的峰值电压为图中波峰的电压值与波谷电压值之差的一半，因此得到此传感器检测到的信号峰值电压为 $V_{max}=15\text{mV}$ ，通过快速傅立叶变换（FFT）后，得到此波的傅立叶变换图如图 6.8 所示，从图中可以看出波的峰值频率为 22.705kHz ，因为检测到的信号是 PZT 和超声源共同作用的结果。

（二） $N=2$ ， $L=6\text{cm}$ ，垂直入射

完成了 $N=2$ 、 $L=4\text{cm}$ 光纤传感器数据采集、分析、FFT 变换后，取光纤直线部分长度 $L=6\text{cm}$ 的传感器做实验，还是用 22kHz 的低频信号发生器驱动换能器，采取声信号传播方向垂直于直线部分光纤入射的方式即垂直入射，并且让超声换能器距离光纤传感器中心点仍然为 $L_0=8\text{cm}$ ， $\delta=1\text{cm}$ ，如图 6.9 所示。

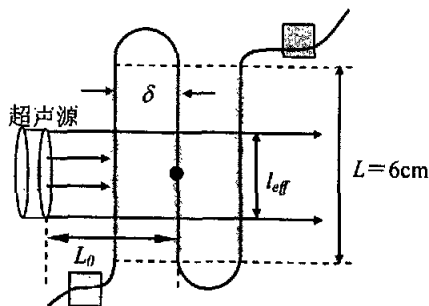


图 6.9 $L=6\text{cm}$ ， $N=2$ 垂直入射示意图

由 DS0-2904 型号数字储存示波器采集的数据经过分析处理后如图 6.10 所示，从图 6.10 可以看出，此传感器采集到的波形为正弦波，波的峰值电压 $V_{max}=35\text{mV}$ ，因为在图 6.7 和图 6.10 中超声信号与光纤作用的有效长度 l_{eff} 不一样，图 6.10 中的有效长度 l_{eff} 要长些，故输出电压的峰值也要大一些。通过快速傅立叶变换（FFT）后，得到此波的傅立叶变换图如图 6.11 所示，从图中可以看出波的峰值频率为 22.095kHz ，因为作用在 PZT 上的信号频率因为电压不稳发生了些变化以及外界不稳定的因素作用在光纤上发生了些变

化，而检测到的信号频率是二者共同作用的结果。

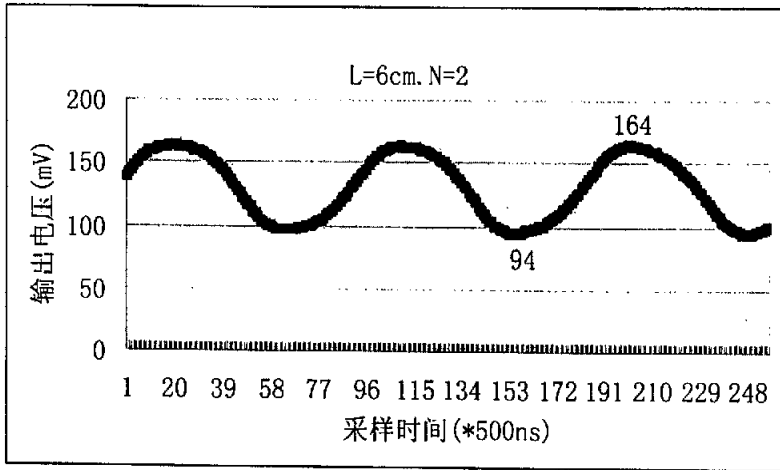


图 6.10 $L=6\text{cm}$, $N=2$ 垂直入射时采集数据结果图

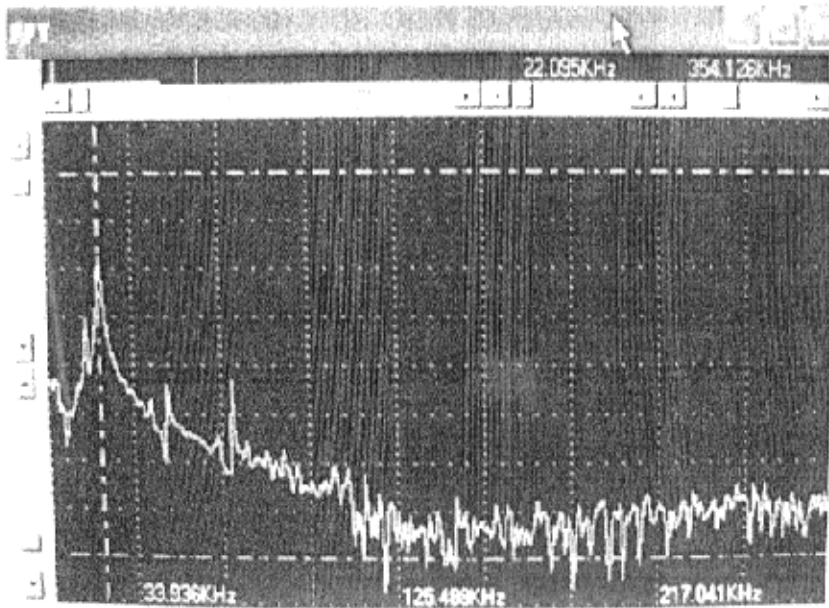


图 6.11 $L=6\text{cm}$, $N=2$ 的采集到的波形 FFT 图

(三) $N=2$, $L=8\text{cm}$, 垂直入射

完成前面两个实验后，取光纤直线部分长度 $L=8\text{cm}$ 的传感器做实验，还是用 22kHz 的低频信号发生器驱动换能器，采取声信号传播方向垂直于直线部分光纤入射的方式即垂直入射，并且让超声换能器距离光纤传感器中心点为 $L_0=8\text{cm}$ ， $\delta=1\text{cm}$ ，如图 6.12 所示。

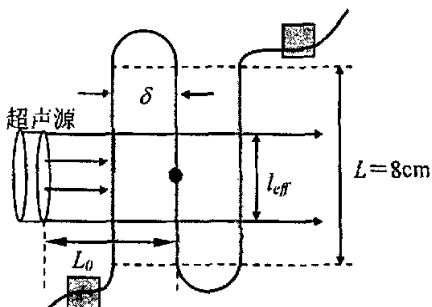


图 6.12 $L=8\text{cm}$, $N=2$ 垂直入射示意图

由 DS0-2904 型号的数字储存示波器采集的数据经过分析处理后如图 6.13 所示。

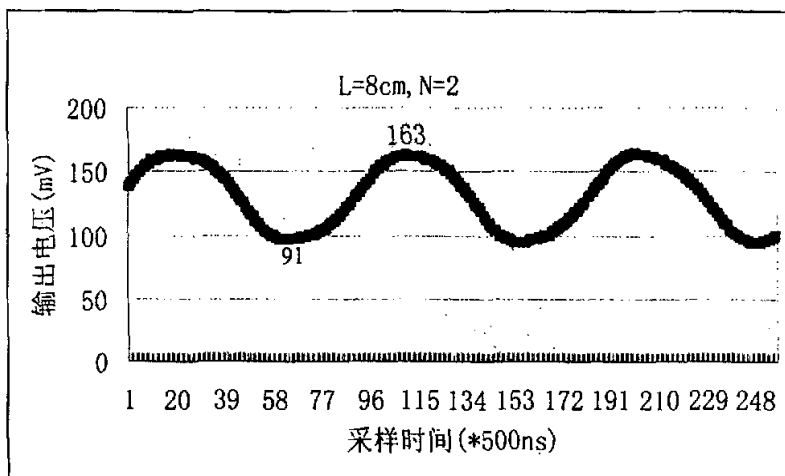


图 6.13 $L=8\text{cm}$, $N=2$ 垂直入射时采集数据结果图

从图 6.13 中可以看出，此传感器采集到的波形为正弦波，波的峰值电压 $V_{max}=36\text{mV}$ ，因为在图 6.13 和图 6.10 中超声信号与光纤作用的有效长度 l_{eff}

一样，故输出电压的峰值相同。通过快速傅立叶变换（FFT）后，得到此波的傅立叶变换图如图 6.14 所示，从图中可以看出波的峰值频率为 21.973kHz。

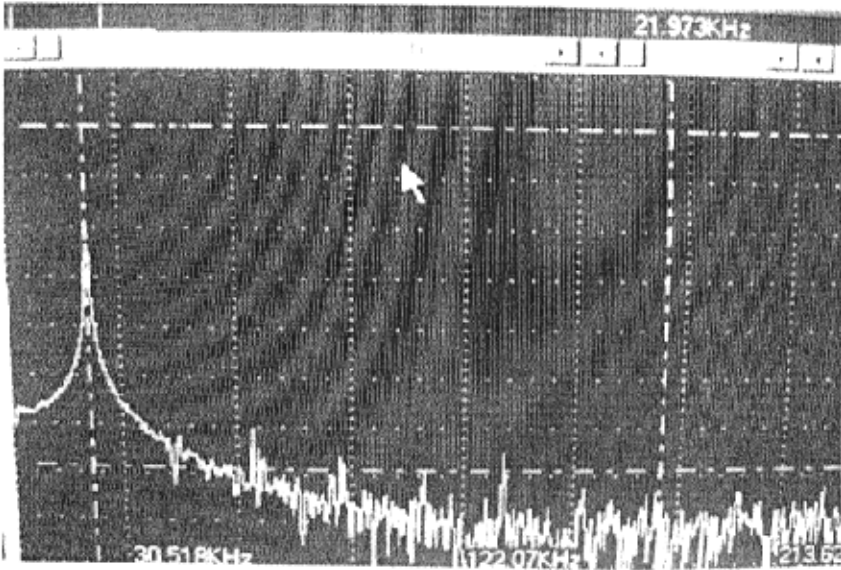


图 6.14 $L=8\text{cm}$, $N=2$ 垂直入射时采集到的波形 FFT 图

(三) $N=2$, $L=9\text{cm}$, 垂直入射

完成前面三个实验后，取光纤直线部分长度 $L=9\text{cm}$ 的传感器做实验，

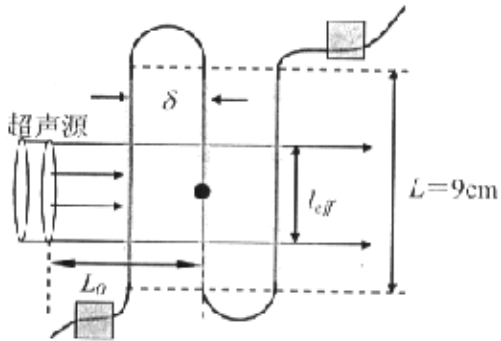


图 6.15 $L=9\text{cm}$, $N=2$ 垂直入射示意图

还是用 22 kHz 的低频信号发生器驱动换能器, 采取声信号传播方向垂直于直线部分光纤入射的方式即垂直入射, 并且让超声换能器距离光纤传感器中心点为 $L_0=8\text{cm}$, $\delta=1\text{cm}$, 如图 6.15 所示。

由数字储存示波器采集的数据经过分析处理后如图 6.16 所示:

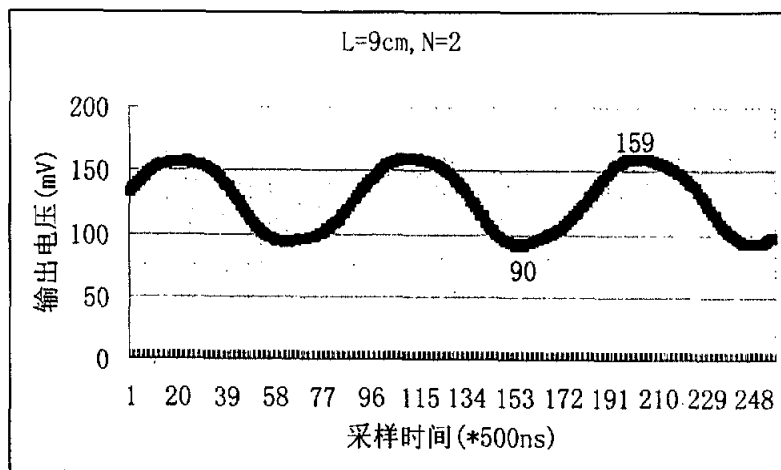


图 6.16 $L=9\text{cm}$, $N=2$ 垂直入射时采集数据结果图

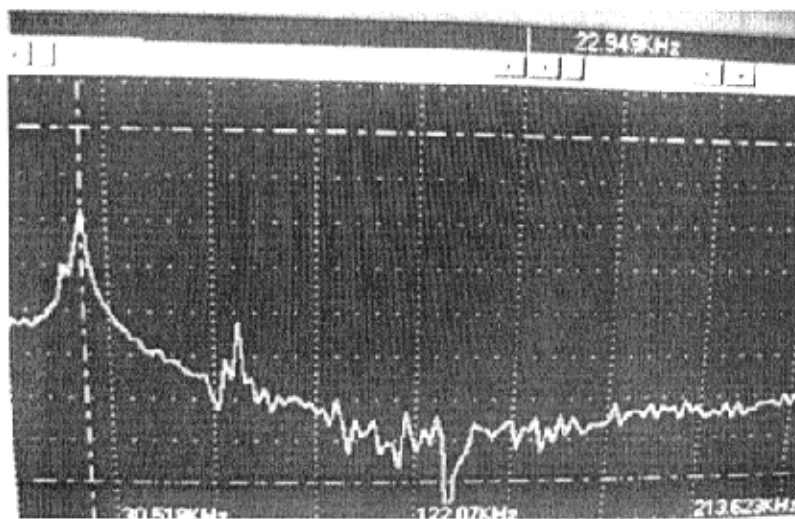


图 6.17 $L=9\text{cm}$, $N=2$ 的传感器采集到的波形 FFT 图

从图 6.16 中可以看出, 此传感器采集到的波形为正弦波, 波的峰值电压为 $V_{max}=34.5\text{mV}$ 。通过快速傅立叶变换 (FFT) 后, 得到此波的傅立叶变换图如图 6.17 所示, 从图中可以看出波的峰值频率为 22.949kHz 。

(四) 传感器个数一定时 ($N=2$) 光纤传感器的灵敏度

比较前面四个实验结果, 当超声波传播方向与光纤直线部分垂直时即垂直入射条件下, 超声换能器的孔径长度为 5cm , 忽略表面超声波的衍射效应, 比较光纤直线部分长度 $L=4\text{cm}$ 、 6cm 、 8cm 、 9cm 时检测到信号输出幅值电压 V_{max} 大小, 如图 6.18 所示。

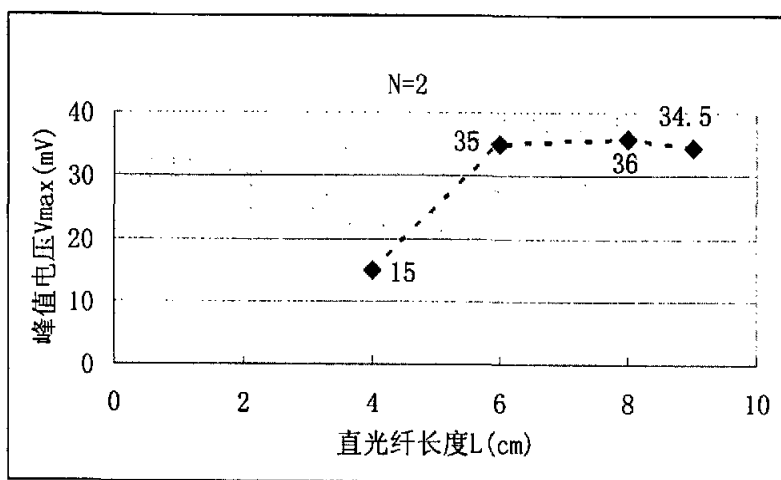


图 6.18 “n” 状传感器个数一定时 V_{max} 与 L 关系

从图 6.18 可以看出, 当 “n” 状传感器的个数一定时 ($N=2$), $L=4\text{cm}$ 时, 超声波与光纤作用的有效长度 $l_{eff}<5\text{cm}$, 其幅值电压 $V_{max}=15\text{mV}$; $L=6\text{cm}$ 、 8cm 、 9cm 时, 超声波与光纤作用的有效长度 $l_{eff}=5\text{cm}$, 其幅值电压 V_{max} 均比 15mV 大得多, 可见输出信号的幅值电压 V_{max} 随着 l_{eff} 增加而增加。

当 $L>5\text{cm}$ 时, 在垂直入射条件下, 几个传感器的有效长度 l_{eff} 均为 5cm , 得到输出信号得幅值电压 V_{max} 基本相等。由此得知, 以上结论与式 (5-28)、式 (6-2) 是相吻合的。

6.2.3.2 传感器的有效长度 l_{eff} 一定的实验结果

此实验以 $L=8\text{cm}$ 的 4 个不同的传感器来进行检测表面超声波与光纤之间相互作用，还是用 22 kHz 的低频信号发生器驱动换能器，均采取垂直入射的方式，并且让超声换能器距离光纤传感器中心点为 $L_0=8\text{cm}$ ， $\delta=1\text{cm}$ ，驱动 PZT 的信号频率为 63kHz。

(一) $L=8\text{cm}$ ，传感器的个数 $N=3$ 的结构示意图如图 6.19 所示

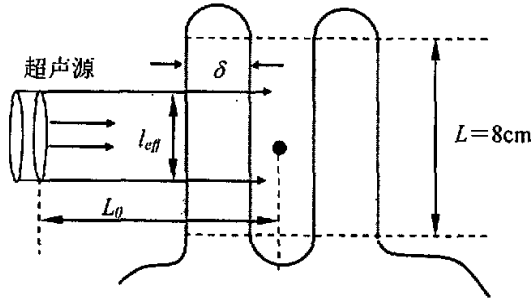


图 6.19 $L=8\text{cm}$ ， $N=3$ 垂直入射示意图

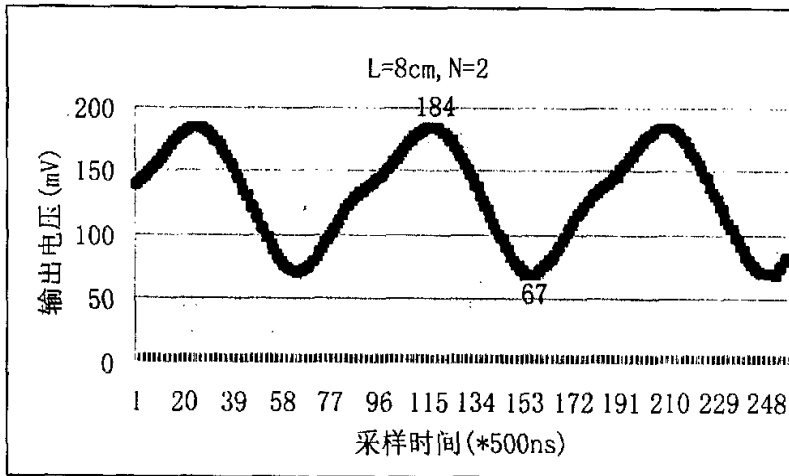


图 6.20 $L=8\text{cm}$ ， $N=3$ 垂直入射时采集数据结果图

从图 6.20 中可以看出，此传感器采集到的波形为正弦波，波的峰值电压为 $V_{max}=58.5\text{mV}$ 。

(二) $L=8\text{cm}$, 传感器的个数 $N=4$ 的结构示意图如图 6.21 所示:

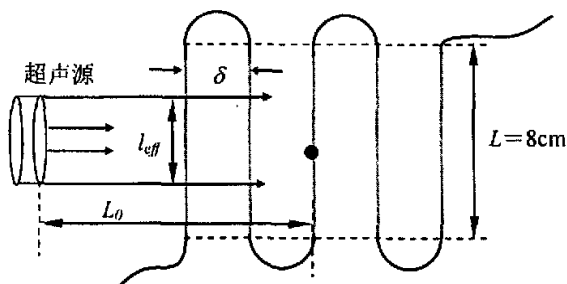


图 6.21 $L=8\text{cm}$, $N=4$ 垂直入射示意图

由 DS0-2904 型号的数字储存示波器采集的数据经过分析处理后如图 6.22 所示。

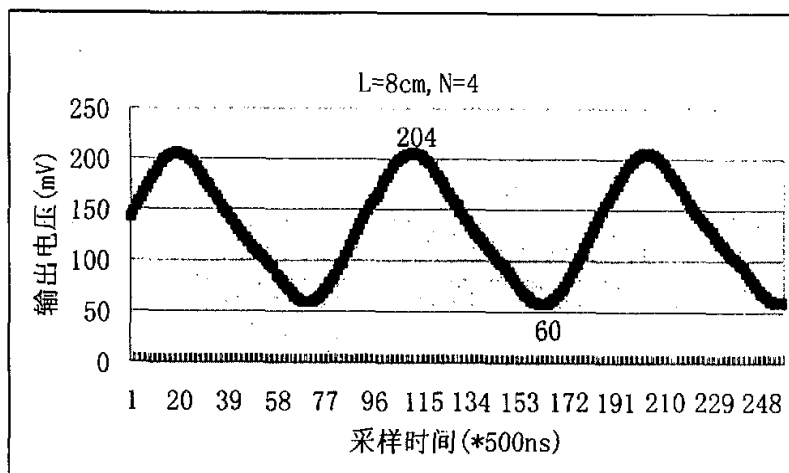


图 6.22 $L=8\text{cm}$, $N=4$ 垂直入射时采集数据结果图

从图 6.22 中可以看出, 此传感器采集到的波形为正弦波, 波的峰值电压为 $V_{max}=72\text{mV}$ 。

(三) $L=8\text{cm}$, 传感器的个数 $N=6$ 的结构示意图如图 6.23 所示:

由 DS0-2904 型号的数字储存示波器采集的数据经过分析处理后如图 6.24 所示, 从图 6.24 中可以看出, 此传感器采集到的波形为正弦波, 波的

峰值电压为检测到的信号波峰对应的电压与波谷对应的电压之差的一半，即波的峰值电压 $V_{max}=92.5\text{mV}$ 。

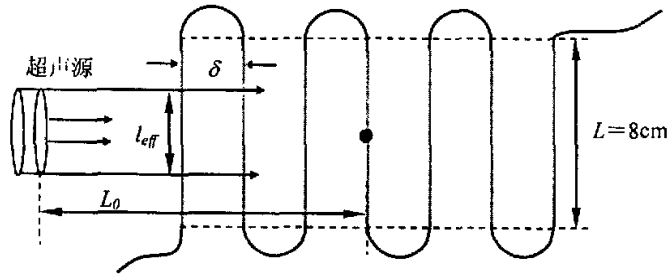


图 6.23 $L=8\text{cm}$, $N=6$ 垂直入射示意图

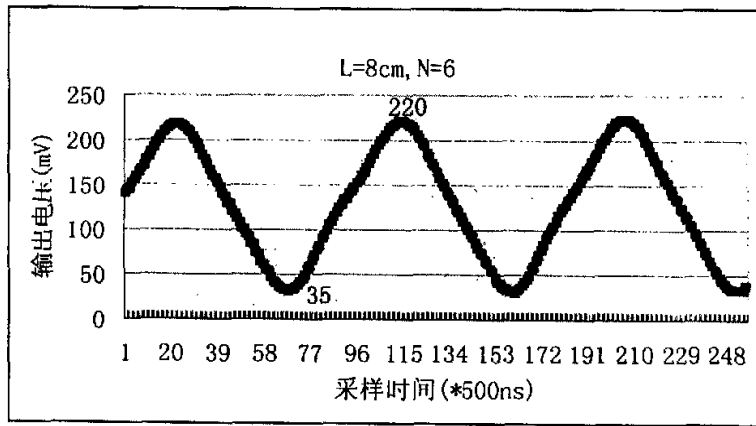


图 6.24 $L=8\text{cm}$, $N=6$ 垂直入射时采集数据结果图

(四) 光纤有效长度 l_{eff} 一定时光纤传感器的灵敏度

再垂直入射的条件下，对于 $L=8\text{cm}$ 的光纤传感器，当改变“n”状传感器的个数 N 时，得到不同的峰值电压，比较这些 V_{max} 如图 6.25 所示。

图 6.25 中实线为趋势线，当 $N=2, 3, 4$ 时，输出峰值电压 V_{max} 基本呈线性关系，这与式 (6-1) 和式 (5-28) 是相吻合的；当 $N=6$ 时，输出峰值电压 $V_{max}=92.5\text{mV}$ 偏离趋势线稍远些，其原因为传感器的个数越多时，检测信号的峰值电压因为光纤的累计有效长度变长故绝对值增加，但是由于 N 增加后，超声波信号到达每一段直线光纤的时间不能视为一样，这样导致声信号

与每一段光纤的作用不是一致的；另外由于 N 增加后，表面波的衍射效应也

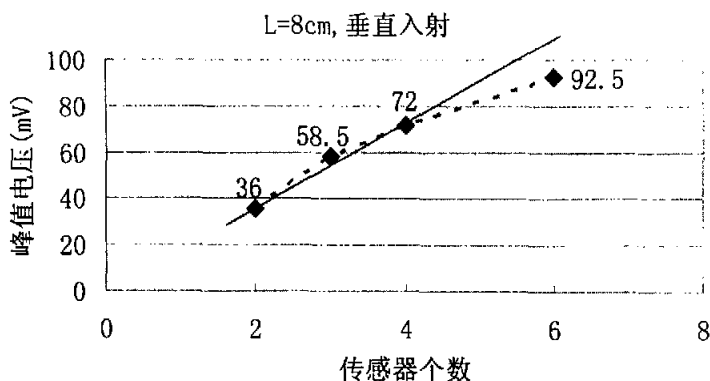


图 6.25 l_{eff} 一定时传感器个数 N 与 V_{max} 关系

增加了，这导致同一段光纤上不同的位置声信号与其作用效果与其它位置也不一致。以上原因导致 N 增加后 ($N \geq 6$)，出现 V_{max} 与传感器个数 N 呈现非线性关系。

6.2.3.3 传感器方向性实验

前面实验表明：当传感器个数 N 一定时，检测信号的幅值电压 V_{max} 或灵敏度 χ 随着光纤直线部分长度有效长度 l_{eff} 呈线性关系，当有效长度 l_{eff} 一定时，检测信号的幅值电压 V_{max} 不变。当传感器的有效长度 l_{eff} 一定时，且传感器的个数 N 不多时，检测信号的幅值电压 V_{max} 或灵敏度 χ 与传感器的个数 N 呈线性关系。当个数 $N \geq 6$ 时出现非线性关系，那是因为传感器的个数 N 较多时导致超声信号与直光纤每一部分的作用不一致，但幅值电压 V_{max} 或灵敏度 χ 还是增加的。另外，实验还表明此类传感器的方向性比较明显。在垂直入射、斜入射、平行入射条件下，比较输出信号的幅值电压 V_{max} 大小进一步判断这种传感器方向性如何。

斜入射的结构示意图如图 6.26 所示，在斜入射条件下，保证超声换能器

距传感器中心点的距离 L_0 和垂直入射条件下的中心距离 L_0 一样。

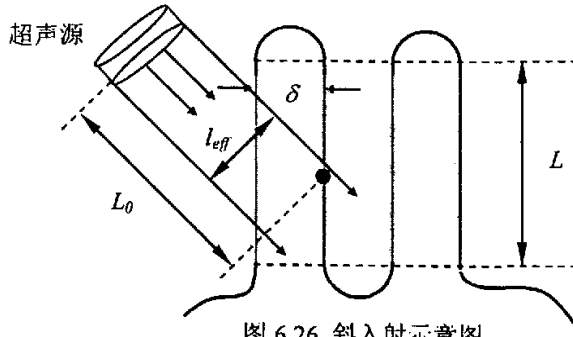


图 6.26 斜入射示意图

平行入射的结构示意图如图 6.27 所示，同样在平行入射时保证超声换能器距传感器中心点的距离 L_0 和垂直入射条件、斜入射条件下的中心距离 L_0 都一样。实验过程中，光纤直线部分长度分别取 $L=6\text{cm}$ 、 8cm ，然后进行比较。

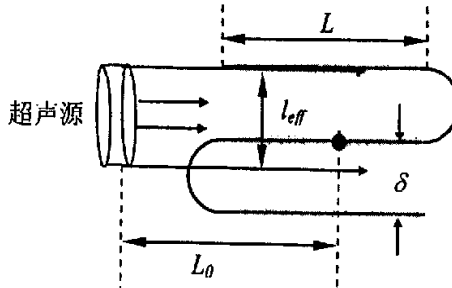


图 6.27 平行入射示意图

(一) $L=6\text{cm}$, $N=2$ 时传感器方向性实验

由 DS0-2904 型号的数字储存示波器采集的斜入射和平行入射的数据经过分析处理后如图 6.28 和图 6.29 所示。

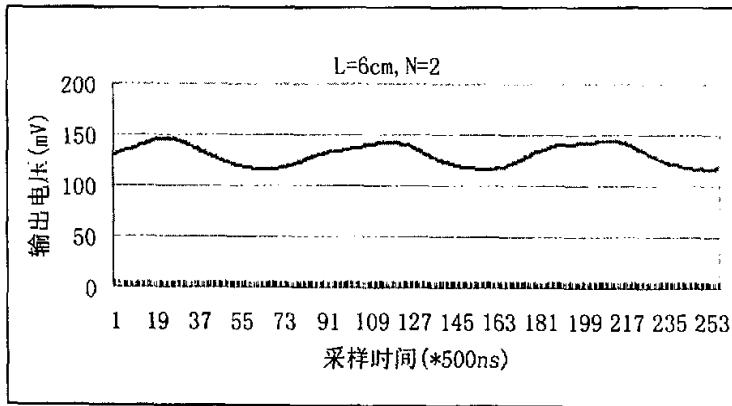


图 6.28 $L=6\text{cm}$, $N=2$ 斜入射时采集数据结果图

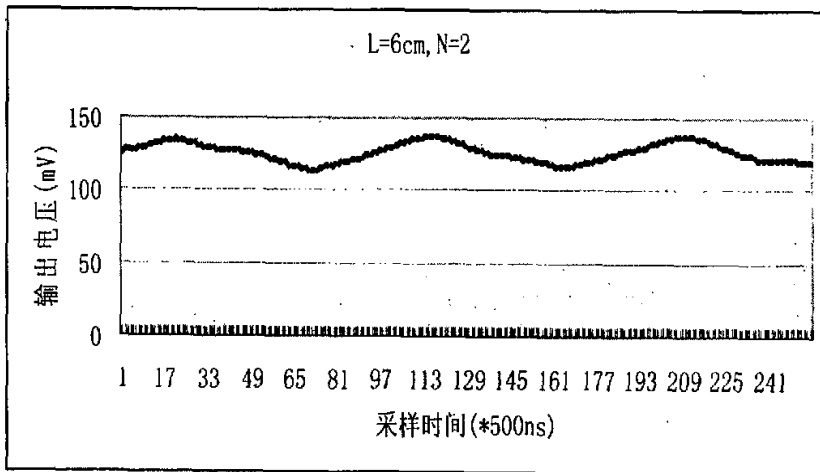


图 6.29 $L=6\text{cm}$, $N=2$ 平行入射时采集数据结果图

于是，把在三种条件下采集到的数据结果图 6.10、图 6.28 和图 6.29 的数据曲线放在一个图中进行比较，如图 6.30 所示。

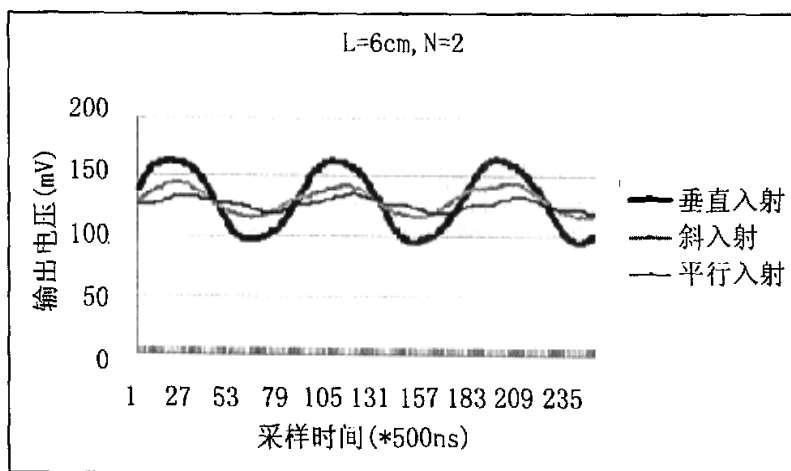


图 6.30 三种不同入射方式的数据采集结果

(二) $L=8\text{cm}$, $N=2$ 时传感器方向性实验

由 DS0-2904 型号的数字储存示波器采集斜入射的数据经过分析处理后如图 6.31 所示。

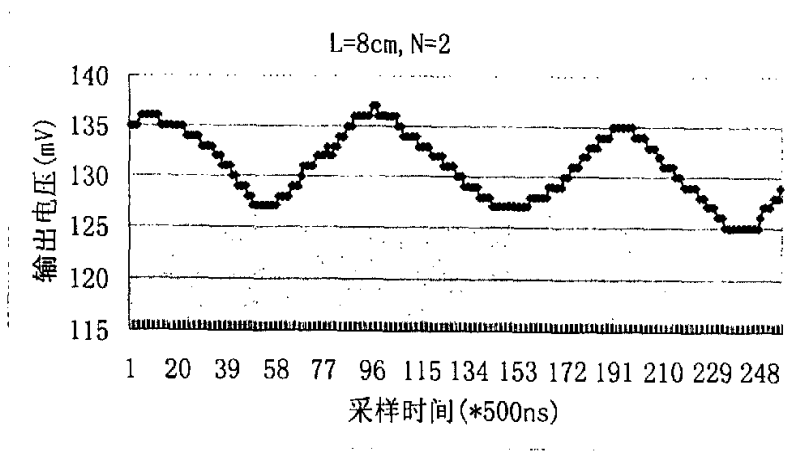


图 6.31 $L=8\text{cm}$, $N=2$ 斜入射时采集数据结果图

由 DS0-2904 型号数字储存示波器采集平行入射的数据经过分析处理后如图 6.32 所示：

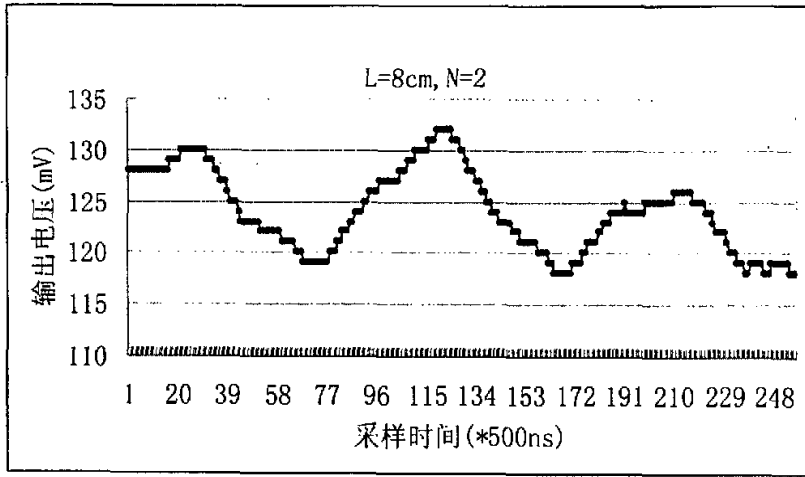


图 6.32 $L=8\text{cm}$, $N=2$ 平行入射时采集数据结果图

于是, 把在三种条件下采集到的数据结果图 6.13、图 6.31 和图 6.32 的数据曲线放在一个图中进行比较, 如图 6.33 所示。

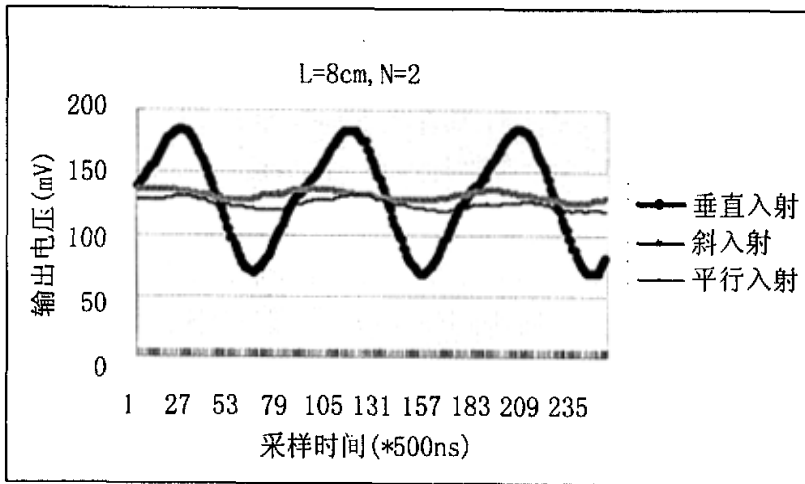


图 6.33 三种不同入射方式的数据采集结果

从图 6.30 和图 6.33 可以看出, 这种“ n ”状结构的光纤传感器由很明显的方向性, 在垂直入射时的信号幅值电压 V_{max} 比斜入射、平行入射的幅值电压 V_{max} 要大的多。这一现象说明这种结构的光纤传感器在检测表面超声波时,

当波的传播方向垂直于直线部分光纤时最敏感、检测到的信号最强；而对来自于其他方向的表面超声波不敏感，所以这种“ n ”状结构的光纤传感器可以作定向检测。

6.3 本章小结

本章给出了当光纤有效长度 l_{eff} 一定时，这种“ n ”状结构光纤传感器的灵敏度 χ 与传感器的个数 N 之间的线性关系模拟图像，同时给出了实验结果，发现理论计算与实验结果相吻合；同时给出了当传感器的个数 N 一定时，这种“ n ”状结构光纤传感器的灵敏度 χ 与光纤有效长度 l_{eff} 之间的线性关系模拟图像，发现理论计算与实验结果也是相吻合的。

本章最后通过实验对这种传感器的方向性进行验证，得到以下结论：当表面超声波信号传播方向和光纤直线部分垂直入射时，传感器的灵敏度最高，故此类光纤传感器可以作定向检测。

结论

本论文首先介绍声发射 (AE) 的历史, 给出了各种 AE 源产生的机理以及各向同性介质和各向异性介质中的声传输特性, 主要是不同介质中声表面波的传输特性。其次, 论文给出了几种压电式传感器和光纤声发射传感器的结构、工作原理、分类和应用, 重点讨论了几种常见的干涉式光纤声发射传感器的结构、工作原理及其应用。

在前人的基础上, 论文给出了光纤传感头为“ n ”状结构的 Mach-Zehnder 干涉式光纤声发射传感器检测系统的结构和工作原理, 重点分析了声表面波与光纤传感器之间的相互作用以及这种结构的光纤传感器灵敏度的新的理论推导结果。通过实验发现新的理论推导结果和实验结果是相吻合的, 从而验证了理论推导的正确性, 其结论是这种干涉式光纤声发射传感器灵敏度与传感器的个数、声波与光纤作用的有效长度又很好的线性关系。另外, 实验还发现这种传感器有很强的方向性。

所以, 这种干涉式光纤声发射传感器比较适合于无损检测、大型混凝土结构表面裂纹监测, 又因为它方向性强比较适合于地震监测即定向检测。

当然, 因为 Mach-Zehnder 光纤干涉仪非常灵敏且信号臂和参考臂不共光路, 只要任何一臂受到外界干扰就会导致信号不稳定, 所以今后在信号的稳定性方面工作需要进一步加强; 另外, 此传感器虽然方向性强但是还不能对声源定位, 故今后在声源的定位方面还要继续深入研究

参考文献

- [1] 袁振明, 马羽宽, 何泽云. 声发射技术及其应用. 北京: 机械工业出版社, 1985: 9-16
- [2] 滕山邦久. 声发射(AE)技术的应用. 冯夏庭译. 北京: 冶金工业出版社, 1996: 1-48
- [3] 应崇福. 超声学. 北京: 科学出版社, 1990: 338-381
- [4] 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬. 声学基础. 南京: 南京大学出版社, 2001: 1-36
- [5] 高晓蓉. 传感器技术. 成都: 西南交通大学出版社, 2003: 11-23
- [6] 刘广玉, 陈明, 吴志鹤. 新型传感器技术及应用. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1995: 130-214
- [7] 陈明, 范东远, 李岁芬. 声表面波传感器. 西安: 西北工业大学出版社, 1997: 1-27
- [8] 刘德明, 向清, 黄德修. 光纤光学. 北京: 国防工业出版社, 1995: 71-76
- [9] 廖延彪. 光纤光学. 北京: 清华大学出版社, 2000: 71-76
- [10] 黄载生, 周士森. 弹性力学与应用. 杭州: 浙江大学出版社, 1989: 28-56
- [11] 胡正荣, 毛秀华, 吴卫刚. 1.3 μm 单模光纤偏振控制器的研究. 光电子.激光. 1994, 5(3): 148-153
- [12] 陈兵, 张立新, 刘娟育. 混凝土梁三点弯曲负荷下声发射特性研究. 无损检测. 2000, 22(3): 109-111
- [13] 陈兵, 姚武, 张东, 吴科如. 混凝土梁破坏机制的声发射特性实验研究. 建筑材料学报. 2001, 4(4): 332-338
- [14] 杜云, 张春明, 尾崎叨. 混凝土疲劳试验的AE特性研究. 辽宁工程技术大学学报. 2001, 20(1): 46-49
- [15] 石立华, 周璧华. 混凝土结构中的埋入式光纤传感系统. 防护工程.

- 1999, 2: 50-54
- [16]陈兵, 姚武, 吴科如. 声发射技术在混凝土研究中的应用. 无损检测. 2000, 22(9): 387-396
- [17]张凤林, 韩维, 胡国才, 李子尚. 声发射技术在航空领域的应用研究. 无损检测. 2000, 22(4): 157-161
- [18]张宝琪. 声发射技术在材料断裂研究中的应用. 大庆石油学院学报. 1989, 13(2): 30-35
- [19]戴光, 徐彦廷, 李伟等. 声发射技术的应用与研究进展. 大庆石油学院学报. 2001, 25(3): 17-20
- [20]王俊涛, 宋永伦, 王淑洁. 声发射缺陷检测技术的应用与发展. 机床与液压. 2004, 4: 4-6
- [21]刘贵杰, 巩亚东, 王宛山. 基于摩擦声发射信号的磨削表面粗糙度在线检测方法的研究. 摩擦学学报. 2003, 23(3): 236-238
- [22]刘红元, 唐春安, 杨天鸿等. 对称和非对称载荷下声发射特征的数值模拟研究. 岩土力学. 2001, 22(4): 384-388
- [23]耿荣生, 沈功田, 刘时风. 声发射信号处理和分析技术. 无损检测. 2002, 24(1): 23-28
- [24]陈玉华, 刘时风, 耿荣生等. 声发射信号的谱分析和相关分析. 无损检测. 2002, 24(9): 395-399
- [25]沈功田, 耿荣生, 刘时风. 声发射信号参数分析方法. 无损检测. 2002, 24(2): 72-77
- [26]田增国, 陈翠梅. 基于小波分析的声发射信号处理. 工业安全与环保. 2002, 28(8): 26-27
- [27]何存富, 周辛庚. 用共焦 Fabry-Perot 干涉仪探测激光超声信号的研究. 实验力学. 1997, 12(1): 1-5

- [28]李光海, 胡兵, 刘时风等. 多通道全波形声发射检测系统的研究. 计算机测量与控制. 2002, 10(6): 355-357
- [29]杨建良, 郭照华, 黄德修. 光纤机敏复合材料与结构及其信号处理的研究进展. 力学进展. 1998, 28(2): 189-196
- [30]张克勤, 赵玉成, 田芳. 非接触式光纤声发射传感器的设计. 自动化与仪表. 1999, 20(5): 7-9
- [31]卢启柱, 郑绳植, 张克勤. 光纤 Fabry-Perot 干涉式声发射传感器的研究. 传感技术学报. 1999, 3(1): 16-20
- [32]何存富, 周辛庚. 用作超声接收器的共焦 Fabry-Perot 干涉仪. 光学技术. 1998, 3(2): 4-6
- [33]卢启柱, 郑绳植. 光纤声发射传感器. 传感器技术. 1998, 17(2): 31-35
- [34]Trevor J. Holroyd. The Acoustic Emission & Ultrasonic Monitoring Handbook. Great Britain:Coxmoor Publishing Company,2000:1-62
- [35]Pavel A. Fomitchov,Alexei K. Kromine,Sridhar Krishnaswamy. Sagnac-Type Fiber-Optic Array Sensor for Detection of Bulk Ultrasonic Waves. IEEE Transactions on Ultrasonics,Ferroelectrics and Frequency Control. 2000, 47(3):584-590
- [36]Geoffrey A. Cranch,Philip J. Nash,Clay K. Kirkendall. Large-Scale Remotely Interrogated Arrays of Fiber-Optic Interferometric Sensors for Underwater Acoustic Applications. IEEE Sensors Journal. 2003,3(1):19-30
- [37]J. A. Bucaro, N. Lagakos, B. H. Houston. High frequency response of fiber-optic planar acoustic sensors. Journal of lightwave technology. 1991, 9(9): 1195-1199
- [38]V. Wilkens,Ch. Koch,W. Molkenstruck. Frequency Response of a Fiber-Optic Dielectric Multiplayer Hydrophone. IEEE Ultrasonics Symposium.

2000,46(2): 1113-1116

- [39]V. Wilkens*,Ch. Koch. Fiber-optic multiplayer hydrophone for ultrasonic Measurement. *Ultrasonics*. 1999,37:45-49
- [40]Wieland Weise,Volker Wilkens,Christian Koch. Frequency Response of Fiber Optic Multiplayer Hydrophones:Experimental Investigation and Finite Element Simulation. *IEEE Transactions on Ultrasonics,Ferroelectrics and Frequency Control*. 2002,49(7):937-945
- [41]G. A. Cranch,C. K. Kirkendall,K. Daley. Large-Scale Remotely Pumped and Interrogated Fiber-Optic Interferometric Sensor Array. *IEEE Photonics Technology Letters*. 2003,10(1):1-3
- [42]Benjamin J. Vakoc, Michel J. F. Digonnet, Gordon S. Kino. A Novel Fiber-Optic Sensor Array Based on the Sagnac Interferometer. *Journal of Lightwave Technology*. 1999,17(11):2316-2326
- [43]Tae Seong Jang, Jung Ju Lee, Dong Jin Yoon, Seung Seok Lee. Non-contact detection of laser-generated surface acoustic waves using fiber optic Sagnac Interferometer. *Ultrasonics*. 2002,40:803-807
- [44] Sverre Knudsen, Student Member IEEE, Kjell Bløtekjær. An ultrasonic fiber-Optic hydrophone incorporating a push-pull transducer in a sagnac interferometer. *Journal of lightwave technology*. 1994, 12(9):1696-1700
- [45]Derek, John Glennie.Fiber Optic Sensors for the detection of Surface Acoustic Wave on Metal. University of Toronto, Degree of Master.1993:13-35
- [46] J.Yang, N. DeRidder, C. Ume. Non-contact optical fiber phased array generation of ultrasound for non-destructive evaluation of material and processes. *Ultrasonics*. 1993, 31(6):387-394
- [47]Tae Seong Jang, Seung Seok Lee, Young Gil Kin. Surface-bonded fiber optic

- Sagnac sensor for ultrasound detection. *Ultrasonics*. 2004,42:837-841
- [48] P. A. FOMITCHOV, S. KRISHNASWAMY, J. D. ACHENBACH. Compact Phase-shifted Sagnac interferometer for ultrasound detection. *Optics & Laser Technology*. 1997, 29(6):333-338
- [49] Brad Michael Beadle. Fiber Optic Sensor for Ultrasound. Georgia Institute of Technology, Degree of PHD. 2002:126-130
- [50] Libo Yuan, Limin Zhou, Wei Jin. Long-gauge length embedded fiber optic Ultrasonic sensor for large-scale concrete structure. *Optics & Laser Technology*. 2004,36(1):11-17

攻读硕士学位期间发表的论文

1. 张森, 梁艺军, 温强等. 一种新的光纤数值孔径测量方法的研究. 应用科技. 2004, 31(9):26-28
2. 张森, 王洪宇. 声发射光纤检测方法的研究. 光通信技术. 2005, 29(3):59-61
3. 张森. 基于光纤 MZ 干涉仪光纤 AE 传感器的灵敏度分析. 传感器世界. 2005, 11(2):13-16
4. 张森. 一种新的光纤 AE 传感器的研究. 自动化与仪表. 2005, 7(付印中)

致 谢

在我的导师梁艺军教授的悉心指导与无微不至的关怀帮助下，我的论文得以顺利完成。首先，我要感谢梁艺军教授、苑立波教授和徐彦德教授，他们对科研事业的执着追求和坚持不懈的精神，让我受益匪浅值得我永远学习，每次和三位老师的交流如浴春风。同时，我还要感谢光纤传感技术方向的杨军、刘志海两位师兄，在实验电路方面两位师兄给予了我很大的帮助。最后，还要感谢理学院物理系的各位领导和老师，为我提供了一个好的学习、科研环境。

作者: 张森
学位授予单位: 哈尔滨工程大学

参考文献(50条)

1. 袁振明, 马羽宽, 何泽云 [声发射技术及其应用](#) 1985
2. 滕山邦久, 冯夏庭 [声发射\(AE\)技术的应用](#) 1996
3. 应崇福 [超声学](#) 1990
4. 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬 [声学基础](#) 2001
5. 高晓蓉 [传感器技术](#) 2003
6. 刘广玉, 陈明, 吴志鹤 [新型传感器技术及应用](#) 1995
7. 陈明, 范东远, 李岁芬 [声表面波传感器](#) 1997
8. 刘德明, 向清, 黄德修 [光纤光学](#) 1995
9. 廖延彪 [光纤光学](#) 2000
10. 黄载生, 周士森 [弹性力学与应用](#) 1989
11. 胡正荣, 毛秀华, 吴卫刚 [1.3 μm单模光纤偏振控制器的研究](#) 1994(03)
12. 陈兵, 刘娟育, 张立新 [混凝土梁三点弯曲荷载下声发射特性研究](#)[期刊论文]-[无损检测](#) 2000(3)
13. 陈兵, 姚武, 张东, 吴科如 [混凝土梁破坏机制的声发射特性实验研究](#)[期刊论文]-[建筑材料学报](#) 2001(4)
14. 杜云, 张春明, 尾崎诩 [混凝土疲劳试验的AE特性研究](#)[期刊论文]-[辽宁工程技术大学学报\(自然科学版\)](#) 2001(1)
15. 石立华, 周璧华 [混凝土结构中的埋入式光纤传感系统](#) 1999
16. 陈兵, 姚武, 吴科如 [声发射技术在混凝土研究中的应用](#)[期刊论文]-[无损检测](#) 2000(9)
17. 张凤林, 韩维, 胡国才, 李子尚 [声发射技术在航空领域的应用研究](#)[期刊论文]-[无损检测](#) 2000(4)
18. 张宝琪 [声发射技术在材料断裂研究中的应用](#)[期刊论文]-[大庆石油学院学报](#) 1989(2)
19. 戴光, 徐彦廷, 李伟, 张颖 [声发射技术的应用与研究进展](#)[期刊论文]-[大庆石油学院学报](#) 2001(3)
20. 王俊涛, 宋永伦, 王淑洁 [声发射缺陷检测技术的应用与发展](#)[期刊论文]-[机床与液压](#) 2004(1)
21. 刘贵杰, 巩永东, 王宛山 [基于摩擦声发射信号的磨削表面粗糙度在线检测方法研究](#)[期刊论文]-[摩擦学学报](#) 2003(3)
22. 刘红元, 唐春安, 杨天鸿, 李连崇 [对称和非对称荷载下声发射特征的数值模拟研究](#)[期刊论文]-[岩土力学](#) 2001(4)
23. 耿荣生, 沈功田, 刘时风 [声发射信号处理和分析技术](#)[期刊论文]-[无损检测](#) 2002(1)
24. 陈玉华, 刘时风, 耿荣生, 沈功田 [声发射信号的谱分析和相关分析](#)[期刊论文]-[无损检测](#) 2002(9)
25. 沈功田, 耿荣生, 刘时风 [声发射信号的参数分析方法](#)[期刊论文]-[无损检测](#) 2002(2)
26. 田增国, 陈翠梅 [基于小波分析的声发射信号处理](#)[期刊论文]-[工业安全与环保](#) 2002(8)
27. 何存富, 周辛庚 [用共焦Fabry-Perot干涉仪探测激光超声信号的研究](#) 1997(01)
28. 李光海, 胡兵, 刘时风, 刘正义 [多通道全波形声发射检测系统的研究](#)[期刊论文]-[计算机测量与控制](#) 2002(6)
29. 杨建良, 郭照华, 黄德修 [光纤机敏复合材料与结构及其信号处理的研究进展](#)[期刊论文]-[力学进展](#) 1998(2)
30. 张克勤, 赵玉成, 田芳 [非接触式光纤声发射传感器的设计](#) 1999(05)

31. [卢启柱, 郑绳植, 张克勤 光纤Fabry-Perot干涉式声发射传感器的研究](#) 1999(01)
32. [何存富, 周辛庚 用作超声接收器的共焦Fabry-Perot干涉仪](#) 1999(02)
33. [卢启柱, 郑绳植 光纤声发射传感器](#) 1998(02)
34. [Trevor J Holroyd The Acoustic Emission & Ultrasonic Monitoring Hand book](#) 2000
35. [Pavel A Fomitchov, Alexei K Kromine, Sridhar Krishnaswamy Sagnac-Type Fiber-Optic Array Sensor for Detection of Bulk Ultrasonic Waves](#) 2000(03)
36. [Geoffrey A Cranch, Philip J Nash, Clay K Kirkendall Large-Scale Remotely Interrogated Arrays of Fiber-Optic Interferometric Sensors for Underwater Acoustic Applications](#) 2003(01)
37. [J A Bucaro, N Lagakos, B H Houston High frequency response of fiber optic planar acoustic sensors](#) 1991(09)
38. [V Wilkens, Ch Koch, W Molkenstruck Frequency Response of a Fiber-Optic Dielectric Multiplayer Hydrophone](#) 2000
39. [V Wilkens, Ch Koch Fiber-optic multiplayer hydrophone for ultrasonic Measurement](#) 1999
40. [Wieland Weise, Volker Wilkens, Christian Koch Frequency Response of Fiber Optic Multiplayer Hydrophones: Experimental Investigation and Finite Element Simulation](#) 2002(07)
41. [G A Cranch, C K Kirkendall, K Daley Large-Scale Remotely Pumped and Interrogated Fiber-Optic Interferometric Sensor Array](#) 2003(01)
42. [Benjamin J Vakoc, Michel J F Digonnet, Gordon S Kino A Novel Fiber Optic Sensor Array Based on the Sagnac Interferometer](#) 1999(11)
43. [Tae Seong Jang, Jung Ju Lee, Dong Jin Yoon, Seung Seok Lee Non-contact detection of laser-generated surface acoustic waves using fiber optic Sagnac Interferometer](#) 2002
44. [Sverre Knudsen, Student Member IEEE, Kjell Bløtekj\(\)r An ultrasonic fiber Optic hydrophone incorporating a push-pull transducer in a sagnac interfero Meter](#) 1994(09)
45. [Derek John Glennie Fiber Optic Sensors for the detection of Surface Acoustic Wave on Metal](#) 1993
46. [J Yang, N DeRidder, C Ume Non-contact optical fiber phased array generation of ultrasound for non-destructive evaluation of material and processes](#) 1993(06)
47. [Tae Seong Jang, Seung Seok Lee, Young Gil Kin Surface-bonded fiber optic Sagnac sensor for ultrasound detection](#) 2004
48. [P A FOMITCHOV, S KRISHNASWAMY, J D ACHENBACH Compact Phase-shifted Sagnac interferometer for ultrasound detection](#) 1997(06)
49. [Brad Michael Beadle Fiber Optic Sensor for Ultrasound](#) 2002
50. [Libo Yuan, Limin Zhou, Wei Jin Long-gauge length embedded fiber optic Ultrasonic sensor for large-scale concrete structure](#) 2004(01)

本文链接: http://d.g.wanfangdata.com.cn/Thesis_Y780113.aspx

下载时间: 2010年5月28日