

波的非线性传播法等校准技术的原理做了逐一介绍。就本人目前所能检索到的文献而言，水听器的时间延迟谱分析（TDS）校准法在国内的文献中还没有见到。

3. 水听器的实验校准及其结果分析：本章重点对两个水听器的互易校准法和高强度聚焦水听器的平面扫查校准法实验装置、实验步骤及其结果分析进行了论述，使本文的读者对水听器的校准技术在第二章原理叙述的基础上获得更加具体的感性认识。
4. 新型高强度水听器设计的理论研究：本章内容是我工作的重点，主要介绍了一种利用变幅杆原理，使用不锈钢材料作为主体的适用于高强度聚焦超声场测量的特殊设计的水听器灵敏度的理论计算。给出了该种类型灵敏度的表达式以及某一特定尺寸水听器灵敏度的具体数值，并与实验校准得到的水听器灵敏度进行了比较。
5. 声场测量中允许的水听器最大尺寸的研究：在该章中，本人参阅有关文献，利用基于声传播路径的两个标准，分别得出了测量平面活塞发射换能器声轴上声场的水听器所允许的最大尺寸。并以此为依据得出了一些相关的结论。

关键词：水听器，校准技术，高强度聚焦超声，衍射系数，最大尺寸

THE STUDY OF HYDROPHONE SUITABLE FOR HIGH INTENSITY FUCUSED ULTRASOUND MEASUREMENT AND CALIBRATION TECHNIQUES

ABSTRACT

In this paper, different types of hydrophones and the relating calibration techniques are reviewed based on extensively consulting literatures both inside and outside China. Some experiments including the experimental set, approaches and result analysis are also given. Besides, I calculated the diffraction corrective factor of reciprocity parameter in convergent spherical acoustic wave of focusing transducer using impulse response integral method, and comparing the results with those calculated using Rayleigh integral method. I also calculated the sensitivity of a kind of special designed hydrophone used for HIFU measurement and the permissible maximum hydrophone size in ultrasonic measurement.

The followings are the recapitulation of main points of each chapter.

1. Summarizing of hydrophones research: This chapter discusses various hydrophones, including needle-type hydrophones, PVDF membrane hydrophones, multi-element hydrophones, optical fiber hydrophones and hydrophones for special use. Some characteristic parameters and the using notices are also given.
2. Calibration techniques of hydrophones: In this chapter, various calibration techniques including reciprocity, acoustic field scanning,

optical interferometry, time-delay spectrometry and acoustic wave's non-linear propagation are described in detail.

3. Experimental calibration of hydrophones and the results analysis: I focused on the experimental setup, experimental steps and results analysis of reciprocity calibration technique and planar scanning calibration technique in this chapter. Through these descriptions, readers can have a more concrete understanding about calibration techniques.
4. Study of theory analysis about a new style of hydrophones for HIFU: Ordinarily designed hydrophones are easily damaged when used in measuring HIFU field. In this chapter, the expression of the transfer function of a kind of new designed PVDF hydrophone is given and its theoretical sensitivity is calculated.
5. Study of permissible maximum hydrophone size: This chapter gives an introduction to the permissible maximum hydrophone size in ultrasonic measurement and the permissible maximum hydrophone sizes when used to measure the sound field of a circular plane piston source are derived based on two criteria of ultrasound propagation paths. And several conclusions are given based on the calculation.

Key Words: hydrophone, calibration technique, HIFU, diffraction corrective factor, maximum hydrophone size

附件四

上海交通大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。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。

学位论文作者签名：李丽平

日期：2003年1月15日

附件五

上海交通大学
学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权上海交通大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

保密 ，在 叁 年解密后适用本授权书。
本学位论文属于
不保密 。

(请在以上方框内打“√”)

学位论文作者签名: 李翔平

指导教师签名: 蔡文浩

日期: 2003年1月15日

日期: 2003年1月15日

第一章 水听器研究概述

近年来,由于医疗超声设备的不断发展,对声场的空间和时间特性进行定量测量的要求也不断提高。这些不断提高的需求促进了水听器的发展。水听器是用于超声测量的接收换能器,它把水中的声压信号转换为电压信号,供记录、处理和分析。理想的水听器需要具备以下几个方面的特性:尺寸小、灵敏度高、全方向性、稳定、宽带平整的频率响应、非扰动结构以及线性等。但实际应用中的水听器不可能达到以上所有的要求。如典型水听器的灵敏区直径为 0.5mm 至 1.0mm,这个尺寸与超声波的波长相当,但不比波长小。这就使所有的水听器都有一定的指向性,从而在测量中的定位问题显得尤其重要。近些年也研制了灵敏区较小的水听器,但其生产制造要复杂很多,并且,一般来说,灵敏区越小,灵敏度越低。所以在设计水听器时要综合考虑各种因素的影响。

水听器的种类很多,但在超声设备的声场测量中使用的是用压电高分子聚合物聚偏氟乙烯(PVDF)薄膜或压电陶瓷制成的宽频带亚微型水听器。用来测定超声场的声压波形及其空间分布,校准换能器和测定超声剂量等。

§ 1.1 水听器的类型

超声中常用的水听器主要是针状水听器和 PVDF 薄膜水听器。近些年又发展起来了多元水听器以及二维水听器阵等,下面分别加以介绍。

1.1.1 针状水听器

针状水听器由安装在针状金属细圆管端部的圆片形压电元件(PVDF 或压电陶瓷)和圆管形壳体及电缆等组成。其外形有圆柱形、注射针形和铅笔形等几种。图 1-1 示出针状水听器的外形和端部结构。压电灵敏元件紧贴外壳端部,其背面有信号引线引出信号并在元件背面衬以声吸收的背衬材料,以消除不需要的内部的声反射。灵敏元件的直径为 0.5mm-1.5mm,甚至更小。

直径为 1mm 的 PVDF 压电薄膜针状水听器带有 1m 长电缆时,其水听器电缆端开路灵敏度的典型值为 $0.1-0.12 \mu\text{v} / \text{Pa}^{[1]}$ 。装配好的谐振频率低于 25MHz,精心设计的探针频响特性很平滑,起伏在 $\pm 1.5\text{dB}$ 范围内,指向性特性近于理论预测特性。

直径为 1mm 的压电陶瓷针状水听器带 1m 长电缆时其水听器电缆端开路灵敏度的典型值为 $0.674 \mu\text{v} / \text{Pa}^{[1]}$ 。精心设计其相对平坦的频率响应可达 6MHz 左右。但由于陶瓷圆片的径向振动模式的高阶谐振和背衬材料中的混响导致其频响在 0.5-15MHz 间起伏可达 $\pm 10\text{dB}$ 。此外,大部分有用的陶瓷水听器的指向特性常常

与理论预测有较明显的不同。

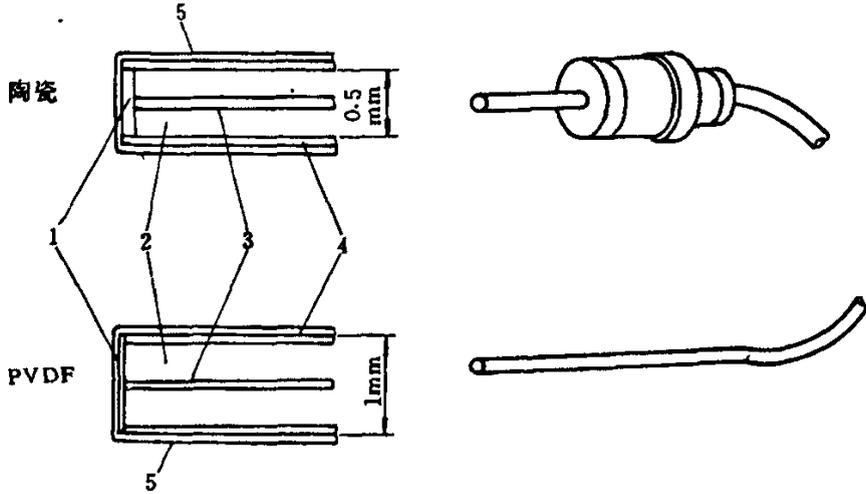


图 1-1 针状水听器的外形和构造^[1]

Fig.1-1 Outline and structure of needle-type hydrophone

1——灵敏元件；2——背衬材料；3——引线；4——支撑管；5——外壳

1.1.2 PVDF 薄膜水听器

PVDF 薄膜水听器由一层或两层紧绷在圆形框架上的 PVDF 薄膜构成。薄膜的两个表面上蒸镀上金属电极，在电极重迭区域进行极化处理，形成灵敏区域。依其电极可有共平面屏蔽型、双层型和差分输出型三种类型。图 1-2 示出三种薄膜水听器的电极结构简图和共平面屏蔽型水听器的外形结构。

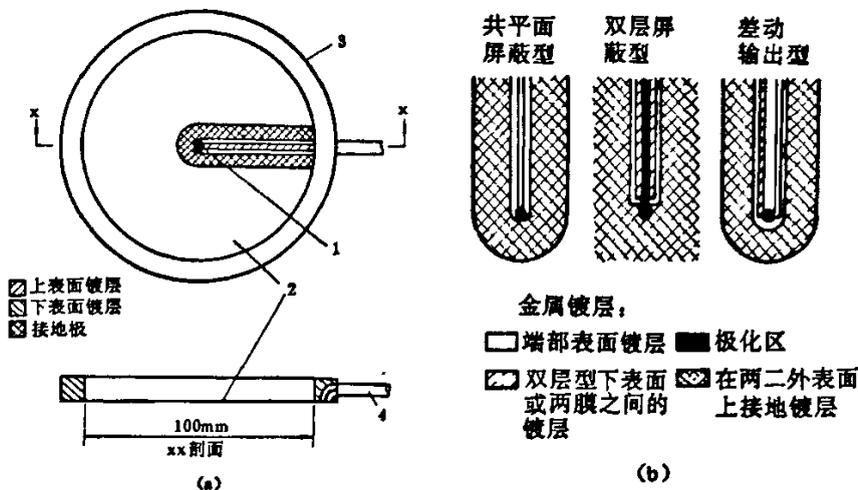


图 1-2 PVDF 薄膜水听器的外形和三种电极结构^[1]

Fig.1-2 Outline of PVDF membrane hydrophone and structure of three type electrodes

(a) 共平面屏蔽型 PVDF 薄膜水听器的结构图 (b) 三种电极结构图

1——灵敏区(1mm 直径)；2——PVDF 薄膜；

3——支撑环；4——同轴电缆

直径为 1mm 灵敏区域的 PVDF 薄膜水听器，电缆(长度 0.7m)端开路灵敏度约为 $0.10 \mu v / Pa$ ，当厚度为 0.025mm 时，其谐振频率约为 40MHz。指向性特性在所有频率下均可在理论上预测。这种水听器透声性能很好，几乎不扰动声场，由于薄膜直径达 100mm，其框架不进入声场，声场畸变小。在兆赫频率范围内，其径向共振模式可以忽略，展现平滑的频率响应。总之，对声场信号的检测保真度最高。对医学超声剂量测定具有特殊意义，为其它水听器所不及。

PVDF 薄膜水听器是目前国际上使用最多，应用最广泛的水听器。但相比于压电陶瓷制成的水听器，PVDF 水听器的灵敏度较低。通过增加 PVDF 薄膜的厚度可以提高水听器的灵敏度，而单张的较厚的 PVDF 膜强度不够，在极化阶段很容易断裂。所以为得到较厚的 PVDF 薄膜，可以把几片较薄的 PVDF 膜重叠放置(通常是厚度 $25\text{-}\mu m$ 的膜)。通过迭放 PVDF 薄膜，不但可以使灵敏度成倍提高，还可以通过“双栈”方法把水听器制成屏蔽结构。

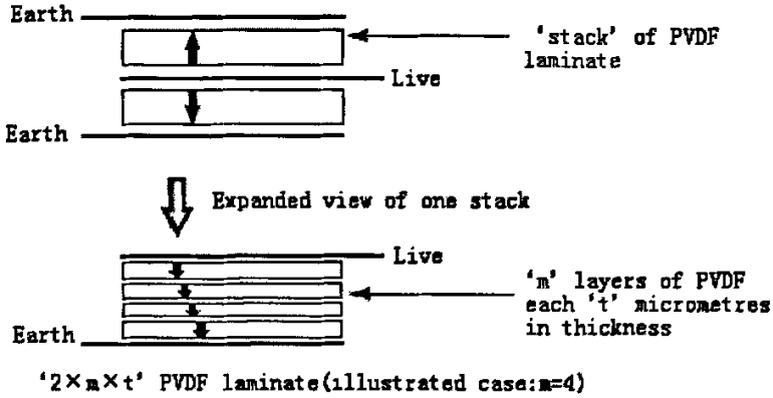


图 1-3 PVDF 多层结构示意图^[2]

Fig.1-3 Schematic diagram of PVDF multilayer structure

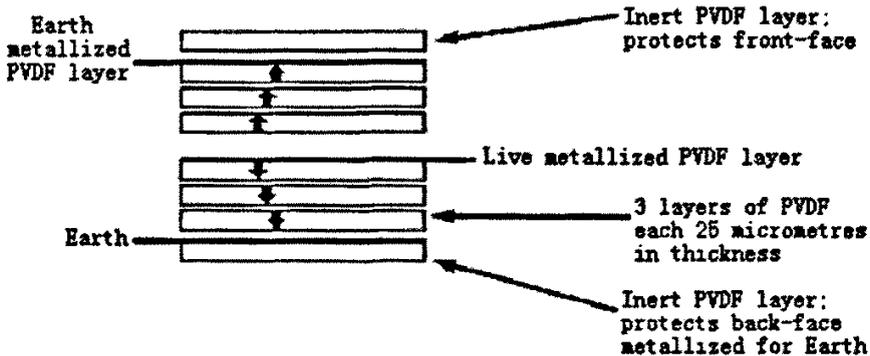


图 1-4 $2 \times 3 \times 25$ 的多层 PVDF 结构示意图^[2]

Fig.1.4 Schematic diagram showing a $2 \times 3 \times 25$ multilayer PVDF structure

双栈迭片式结构的示意图如图 1-3 所示，其中每一个栈又由多片 PVDF 膜组成。图 1-4 所示为一个 $2 \times 3 \times 25 \mu\text{m}$ PVDF 结构（表示共有 2 个栈，每栈有 3 个 PVDF 基膜，每个薄膜的厚度为 $25 \mu\text{m}$ ），图中显示了用金属处理过的 PVDF 层与 PVDF 的插入层（在外表面起保护作用）共同组成的重叠式结构。

1.1.3 多元水听器

应用在 PVDF 压电薄膜上放置电极制成水听器的另一个优点就是可以使一个压电 PVDF 薄膜水听器具有多个接收灵敏区，如 NPL 超声束校准器。在 NPL 超声束校准器的中心是一个双层屏蔽型的薄膜水听器，具有 21 个灵敏区，每个灵敏区的直径为 0.4mm ，以中心距离为 0.6mm 相间分布。每个灵敏元都有自己独立的放大通道，每个通道连接着一个快速数字转换器，以 60MHz 的速率采样。用一台 PC-AT 的微型计算机控制整个系统。图 1-5 给出了整个系统的示意原理图。

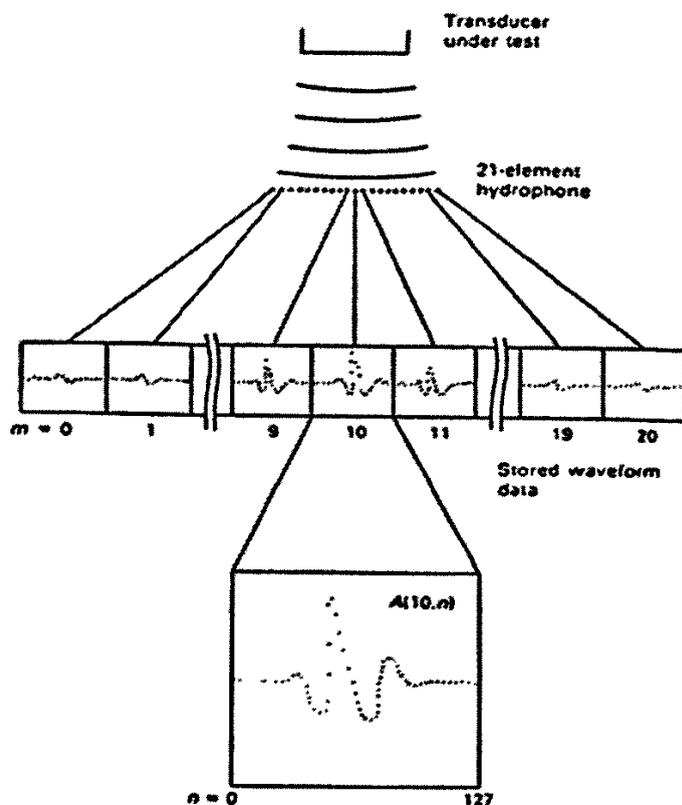


图 1-5 NPL 超声束校准器的原理示意图^[3]

Fig.1-5 Schematic diagram of the NPL Ultrasound Beam Calibrator

在多元水听器中，除了如 NPL 超声束校准器外，还有由“精确声学有限公司”（Precision Acoustics Ltd.^[3]）用压电 PVDF 研制的二维水听器阵，又称声成像仪。

声成像是基于一个集成了 64 个独立水听器的水中传感单元，每个水听器产生的信号在综合之前都进行了缓冲。最终信号的输出是通过一根阻值为 50Ω 的电缆线，以供控制和采集单元进行数据采集。

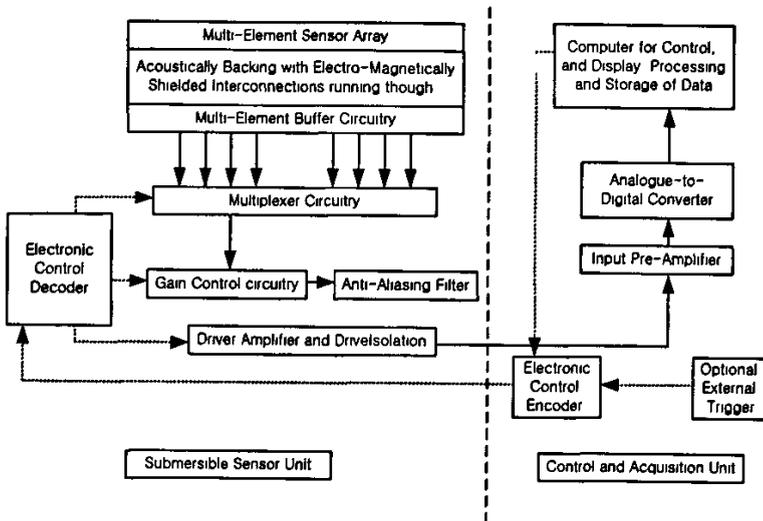


图 1-6 声成仪方框图^[4]

Fig. 1-6 Block diagram of the Acoustic Imager

声成仪的框图如图 1-6 所示。更加具体和详细的情况请参阅文献[4]。

1.1.4 光纤水听器

光纤水听器作为一种多用途的声-光检测器，具有巨大的潜力。

自 70 年代中期，美国的 J. A. Bucaro 首先提出在反潜战中利用光纤作换能器，研制光纤水听器，研究证明新技术不仅可以克服压电陶瓷及 PVDF 水听器的许多不足之处，而且证明光纤水听器具有十分诱人的技术特点^[5]。

- 1) 声压灵敏度高；
- 2) 频带宽；
- 3) 可制成任意的形状；
- 4) 与压电水听器相比，它不存在阻抗匹配问题，不受电磁干扰，不受尺寸和形状的限制；
- 5) 其灵敏度不受流体静压力和频率的影响，可用于高静水压下；
- 6) 重量轻；
- 7) 兼具信息传感与光信息传输于一身。

光纤水听器经 20 多年的研究，至今以有几十种不同类型的系统。从声传感的机理上看，约可分为强度型、偏振型和相位干涉型三大类。其中以相位干涉型

光纤水听器应用最为广泛。现代的光纤水听器悉指相位干涉型而言的。这种干涉型水听器仅就其测量灵敏度而言，就比压电水听器高出三个数量级左右。

一种光纤传感器的头部结构如图 1-7 所示^[6]。图中的黑色区域代表光的传播路径。

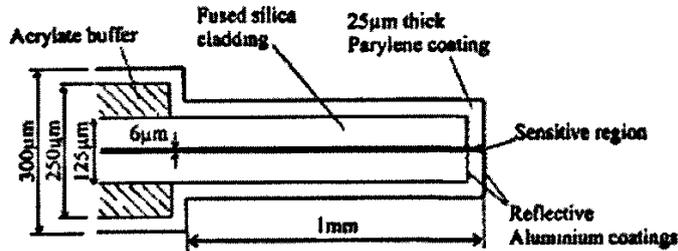


图 1-7 一种光纤传感器的头部结构

Fig.1-7 Schematic of optical fiber sensor head

作者所在上海交通大学生物医学工程系超声实验室做了一些用光纤端面法测量超声场声压的研究，也是一种光纤传感器技术，具体的详细内容请参阅参考文献[7]中的相关内容。

1.1.5 用于测量冲击波的水听器

震波碎石机所产生的聚焦声场，其峰值声压可达 20MPa 以上，并且上升时间小于 50ns。所以若要对它的声场进行测量，所用的水听器必须要有特殊的结构以适应如此高强度的声场。

压电聚合物 PVDF 制成的水听器由于其频带宽，易制作等优点而被广泛地应用，并且他们可以在压力达到 70MPa 以上时还有很好的动态响应。因此 PVDF 薄膜本身可以承受冲击波所产生的声场，然而由于金属在薄膜表面的黏附力较差，使得普通设计的 PVDF 薄膜水听器在用于冲击波声场测量时，其金属电极容易剥落。同时，金属在薄膜表面的黏附力较差也是冲击波测量中水听器灵敏度下降的主要原因。为克服这一困难，必须采用新的 PVDF 水听器设计方法。

适用于震波声场测量的水听器设计思想是使 PVDF 灵敏区和电极在空间上相分离。PVDF 灵敏区接收到的信号通过非导电性液体媒质耦合到金属电极，再通过电极把信号输出。

新型设计的冲击波水听器的原理如图 1-8 所示。PVDF 箔片的平面垂直于冲击波的传播方向，PVDF 箔片与两个电极完全浸入水中。水听器的结构示意图如图 1-9 所示，由于在水听器设计中 PVDF 箔片与电极相分离，我们把这种水听器称为“非接触型水听器”。

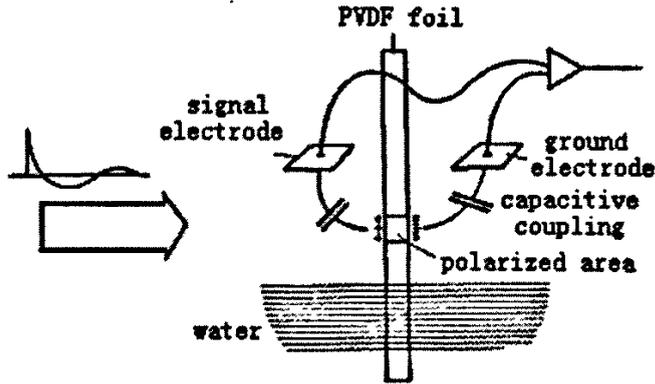


图 1-8 通过容性耦合的 PVDF 冲击波水听器原理图^[8]

Fig.1-8 Principle of a PVDF shock wave hydrophone with capacitive coupling

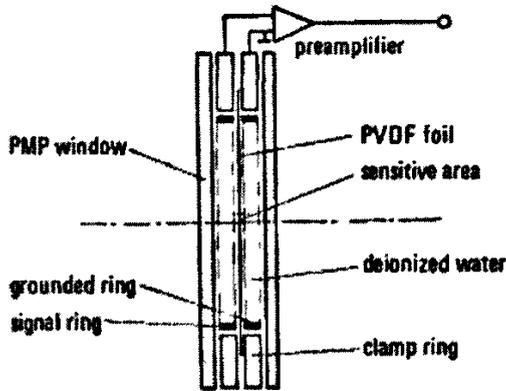


图 1-9 一种非接触 PVDF 冲击波水听器结构图^[8]

Fig.1-9 Construction of the contactless PVDF hydrophone for shock waves

§ 1.2 水听器的性能参数

水听器的性能参数主要有以下几个：

(1) 灵敏度：电缆端自由场电压灵敏度(级)、频率响应、温度稳定性、时间稳定性。

(2) 指向性：指向性开角。

(3) 电特性：电缆长度、电屏蔽状况、电缆末端电容量、泄漏电阻。

(4) 机械特性：灵敏元件的材料、尺寸，水听器的主要尺寸，基本厚度振动共振频率，暴露材料类型，耐腐蚀性，可湿润性，不相容材料限制等。

典型水听器的性能参数见表 1-1。

1.2.1 水听器的灵敏度

在水听器的各性能参数中,灵敏度是一个非常重要的参数,也是水听器用来进行声场测量的基础。水听器的灵敏度即水听器的电压-声压转换系数,它是频率的函数。它对水听器的测量效果有较大的影响。一般理想的水听器灵敏度应该是在所测的可能频率范围内都应该呈线性关系,并且不同频率点上的灵敏度也要求相同。如图 1-10 和 1-11 所示。

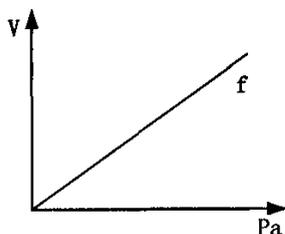


图 1-10 理想水听器电压-声压转换关系
Fig.1-10 Relation between the output of ideal hydrophone and pressure

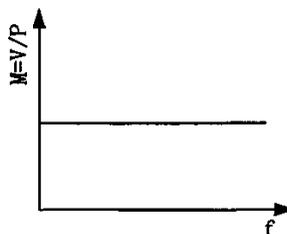


图 1-11 理想水听器灵敏度与频率的关系
Fig.1-11 Relation between the sensitivity of ideal hydrophone and frequency

但实际上由于制造工艺和水听器材料本身的关系,许多水听器不能达到这种要求,例如人们常用的PZT水听器,这种传感器的线性频率范围就比较小,并且即使在同一频率内,当声压较大时,输出电压也不能保持线性关系,而达到饱和。并且实际应用中的水听器灵敏度随频率也有一定的波动。如图1-12和1-13所示。

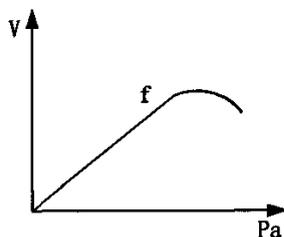


图 1-12 实际的水听器输出与声场的关系
Fig.1-12 Relation between the output of real hydrophone and pressure

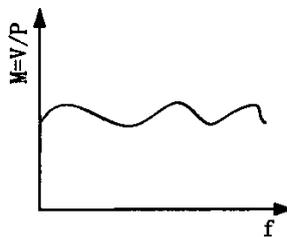


图 1-13 实际的水听器灵敏度与频率的关系
Fig.1-13 Relation between the sensitivity of real hydrophone and frequency

水听器灵敏度的获取称为水听器的校准,在下面的章节中,文章将详细讨论水听器的各种校准方法,并给出我们在实验中的校准数据。

1.2.2 水听器的指向性

水听器的指向性是我们在使用水听器时必须重点考虑的另一个性能参数,它

对水听器的输出有重要影响。当水听器的接收面尺寸与声波波长相比较小时，我们可以近似认为它是没有指向性的（圆形指向性）。而实际中我们所用的水听器尺寸与声波波长相比相当，这使得水听器具有一定的指向性。因此如果水听器的接收角度不当，正好位于指向性角度之外，就可能接收不到声信号或者接收到的声信号与实际声信号有一定的误差。在水听器的校准及使用水听器进行声场测量时，必须充分考虑指向性的影响。

表 1-1 各种水听器的典型性能^[1]

Tab1-1 Representative features of various hydrophones

水听器 类 型		自由场电缆端 (带有指定负载 Z_L) 灵敏度 M_L , $\mu\text{V}/\text{Pa}$	指定 负载 Z_L	电 缆 长 度 m	电 缆 端 电 容 或水听器阻抗, Z	电 缆 端 开 路 灵 敏 度, M_c $\mu\text{V}/\text{Pa}$
P V D F	针状 1mm 直径	0.100	$10^6\Omega$ 30pF	1	130pF	0.123
	针状 0.6mm 直径	0.032	$10^6\Omega$ 30pF	1	130pF	0.039
	薄膜 1mm 直径	0.098	50k Ω 5pF	0.7	$Re(z) = 170\Omega$ $Im(z) = -1220\Omega$	0.102
	薄膜 0.5mm 直径	0.033	50k Ω 5pF	0.7	$Re(z) = 220\Omega$ $Im(z) = -1610\Omega$	0.035
陶瓷	针状 0.5mm 直径	0.56	$10^6\Omega$ 30pF	1	150pF	0.67

§ 1.3 水听器的使用

1.3.1 水

一般来讲，测量超声换能器的声输出量是在水中进行的。水是一种既便宜又方便的模拟人体组织的媒质。但在使用水时，最好用去离子水或蒸馏水以保证其纯净度和降低传导性。低传导性的水对于共平面屏蔽型的 PVDF 薄膜水听器尤其重要，因为这种水听器的灵敏区是暴露在水中的。对于双层屏蔽型薄膜水听器，尽管水的传导性问题已经不存在，并且原则上可以直接使用自来水，但仍然倾向于使用纯水，以防止水听器表面有盐的沉积。

当浸在水中的水听器表面附着有气泡时，可能会导致一些问题。解决这个问题的一个比较有效的方法是使用除气水。有几种方法可以获得除气水，常用的有煮沸法和用真空泵抽气法。但是，并非在任何场合都能够获得除气水，这时就建议在进行测量之前把水听器浸在水中一段时间。有时气泡陷入薄膜水听器的边框

下，就需要用一把软刷子把气泡除去。

当测量高功率连续波或准连续波所产生的声场（比如由理疗设备所产生的声场）时，高强度声场所产生的空化效应会对测量产生影响。空化效应产生的空化气泡对超声形成散射，增加了测量的不准确度。对空化效应的消除也要求使用除气水。

1.3.2 水听器的安装、定位和调整

由于超声发射换能器和水听器都具有很强的指向性，所以在测量过程中，系统的定位和调整就显得十分重要。为了很好的进行定位，必须对其进行适当的安装。膜式水听器应通过其支撑环固定在支架上，令水听器的前端距离发射换能器最近。探针式水听器应钳在距离其灵敏区几厘米后的位置。水听器的支架要求有五个自由度：三个移动自由度和两个转动自由度。调整时要求水听器敏感元件的中心始终位于两个旋转自由度的中心轴线的交点上。

1.3.3 电负载的考虑

由于水听器灵敏元件小而薄，具有较高的电阻抗。因此与电缆相连后的电缆端开路灵敏度 M_C 与有电负载相连时的灵敏度 M_L 是不同的。当水听器电阻抗和负载电阻抗均合理地假设为电容性时，二者有如下关系：

$$M_L = M_C \frac{C}{C + C_L}$$

式中： C ——水听器电缆端电容量， pF ；

C_L ——水听器的电负载电容量， pF 。

因此在测定水听器电缆端有负载时的灵敏度时，应记录电负载的阻抗值。通常用示波器的输入端输入阻抗 $1M\Omega // 30pF$ 作为水听器的电负载较为方便，也是合理的。

1.3.4 水听器信号放大器

水听器的信号放大器是水听器和测量系统之间的缓冲级，它对水听器来说是一个恒定的电负载，不但提高了灵敏度，还可克服高频时的电缆共振效应。缺点是限制了动态范围，需要供电，增加了复杂性。

本章小结：

在调研和阅读大量文献的基础上，本章比较详细地介绍了国内外常用水听器的类型、水听器的性能参数以及水听器在使用的时候需要注意的问题。而关于水听器的校准方法、适用于高强度聚焦超声场测量的特殊水听器的设计等问题，将在以后各章节中逐一进行介绍。

参考文献(I)

- [1] 冯若, 刘忠齐, 姚锦钟等, 超声诊断设备原理与设计, 中国医药科技出版社, 1993
- [2] Stephen Robinson, Roy Preston, Martyn Smith, and Caroline Millar, "PVDF Reference Hydrophone Development in the UK-From Fabrication and Lamination to Use as Secondary Standards", IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Nov. 2000, Vol.47, No.6, 1336-1344
- [3] R. C. Preston, S. P. Robinson, R. C. Chivers, etc, Output measurements for medical ultrasound, 1991
- [4] Andrew Hurrell and Francis Duck, "A two-dimensional hydrophone array using piezo-electric PVDF", IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Nov. 2000, Vol.47, No.6, 1345-1353
- [5] 曹家年, 包建新, 李绪友等, 光纤水听器, 光技术通讯, Vol.21, No.21, 90-94
- [6] Paul C. Beard, Andrew M. Hurrell, and Tim N. Mills, Characterization of a polymer film optical fiber hydrophone for use in the range 1 to 20 MHz: a comparison with PVDF needle and membrane hydrophones, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, Jan. 2000, Vol.47, No.1, 256-264
- [7] 夏荣民, 高强度聚焦超声治疗系统的声场研究及光纤测量, [学位论文], 上海交通大学包兆龙图书馆, 上海交通大学, 2002。
- [8] B. Granz, "PVDF hydrophone for the measurement of shock waves", IEEE Transaction on Electrical Insulation, June 1989, Vol.24 No.3, 499-502

第二章 水听器的校准技术

水听器在投入使用之前必须经过校准, 确定其输出电压与声场声压的关系, 即水听器的灵敏度。1996年, Harris 就指出, 超声水听器的灵敏度用于测量医学成像系统的声输出是非常重要的, 同时对于超声成像设备机械指数 (Mechanical Index) 的确定也是很重要的。机械指数 (MI) 已经被作为诊断超声的关键安全性指标。它的值被作为对于声波透射的组织机械损伤的一个指标, 并要求在超声成像设备的输出显示屏上实时显示。为了使 MI 的误差不超过 5%, 就要求水听器的频率下限是超声成像设备频率的 1/20。因此, AIUM 和 NEMA 于 1998 年的标准中规定, 用于测定声输出量的水听器校准范围应该是被测仪器的中心频率的 1/20 至 8 倍。上限 8 倍的规定是考虑到了声的非线性传播现象所可能导致的高次谐波。假设超声设备的最低中心频率为 2MHz, 就要求确定出水听器在 100KHz 附近的灵敏度。同样, 对于一个中心频率是 12MHz 的超声设备, 就要求确定水听器在 96MHz 附近的灵敏度。

水听器的校准方法有很多种, 其中比较常用的一级校准方法有: 互易校准法、声场扫描校准法、光学干涉校准法、时间延迟谱分析 (time-delay spectrometry, TDS) 校准法以及利用非线性传播的水听器校准方法等。

§ 2.1 互易校准法

利用电声换能器的互易性, 即它的接收灵敏度 M 与其发送响应 S 之比等于一个互易常数 J 的性质, 分别测出若干对发射换能器-接收换能器排列对的换能器转移阻抗, 应用互易常数, 通过计算进行的换能器的接收灵敏度和发射响应的绝对校准方法, 称为互易校准。转移阻抗是接收器开路输出电压与激励发射器的输入电流之比。互易校准是迄今最准确的电声换能器的一级校准方法, 应予优先采用。常规互易校准包括常规互易法(三个换能器的球面波互易校准)、自易法、在远近场过渡区的自易法等。在医用超声频率范围内, 按照 IEC866(1987)推荐使用两个换能器的互易校准法就是在远近场过渡区的自易法。下面重点讨论两个换能器的互易校准法。

本方法由 Brendel 于 1976 年提出。首先对一个辅助换能器进行平面波自易校准, 然后在其已知声场中校准被测水听器。可以在 0.5-15MHz 频率范围内对水听器进行一级绝对校准, 获得与要求的水听器相适应的精度, 其不确定度优于 $\pm 1.5\text{dB}$ 。本方法所需设备比较简单, 只需要少量的专用设备, 比较容易实现。

图 2-1 示出了校准装置的安排。消声水槽中接近底部安装一个可以绕过水平

轴旋转的平面声反射器 M，旋转轴通过反射面。辅助换能器 T 和待校水听器 H 分别安装在水面附近，位于垂直于水平面且通过声反射器转轴的平面两侧且对称于该平面。猝发音发生器通过匹配网络再经电流探头向换能器 T 馈送驱动电流 I_1 。经电流探头可测量流过 T 的驱动电流。

2.1.1 辅助换能器的平面波自易校准

由一个平面活塞式具有互易性的辅助换能器 T，在猝发音信号电流 I_1 的激励下，向消声水槽的声反射镜 M 发射超声脉冲，调整 T 的发射角和 M 的角度，使超声束轴垂直于反射面，此时换能器 T 接收到的第一回波信号的开路电压 U_1 达到最大值。分别测量 U_1 和 I_1 。在理想平面波的假设条件下，由平面波的互易性可推导得到辅助换能器 T 的视在发送电流响应 S^* 为：

$$S^* = p_1 / I_1 = \left(\frac{U_1}{I_1 J_p} \right)^{1/2}, \quad J_p = 2A_1 / (\rho c)$$

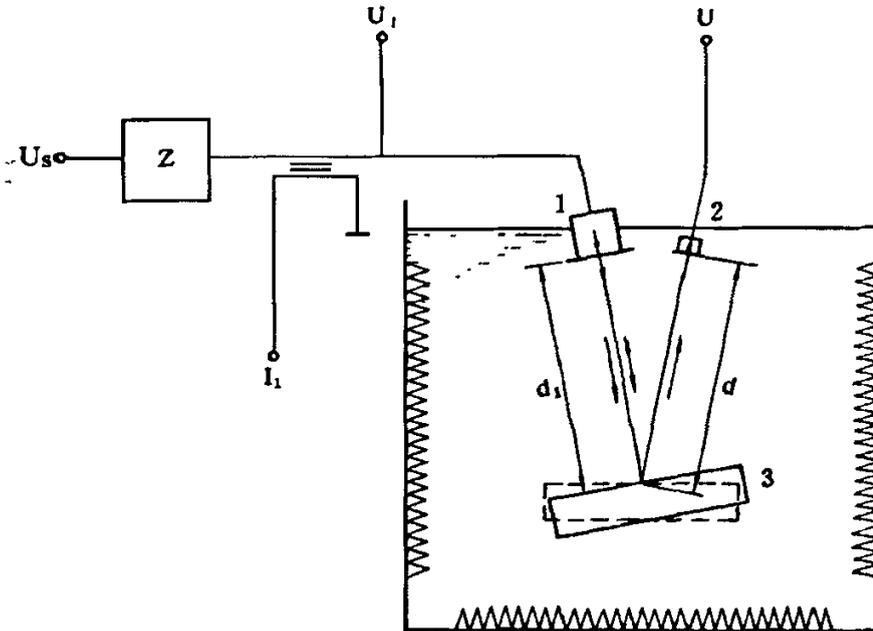


图 2-1 两个换能器的互易校准法的实验装置示意图^[1]

Fig.2-1 Schematic diagram of the two transducers reciprocity calibration

1——辅助换能器 (T); 2——被校水听器 (H);

3——可旋转的平面声反射镜 (M)。

式中： p_1 ——由换能器 T 发射的平面波声压，Pa；

J_p ——平面波互易常数， W / Pa^2 ；

A_1 ——换能器表面的有效面积， m^2

ρ ——传声媒质的密度, kg / m^3 ;

c ——传声媒质的声速, m / s 。

这样, 换能器 T 的发射声场平面波声压作为驱动电流的函数就成为已知的了。

2.1.2 水听器的校准

旋转反射器 M 一个微小的角度 ($< 10^\circ$), 调整水听器的声轴角度, 使水听器与反射器所反射的声束轴处于声共轴状态, 此时水听器输出最大的开路电压 U 。在理想平面波假设的测量条件下, 水听器的视在自由场电压灵敏度 M^* 由下式给定:

$$M^* = \frac{U}{p_1} = \frac{U}{I_1} \left(\frac{I_1 J_p}{U_1} \right)^{1/2}$$

2.1.3 对非平面波条件的修正

实际上由于换能器的尺寸-波长比和高频声吸收的限制, 在校准时的声传播中, 理想平面波条件是不满足的。为此需要采用一个修正因数 k 的修正量对上述校准结果加以修正。故水听器的实际自由场电压灵敏度 M 为:

$$M = M^* k$$

$$k = \left(\frac{k_{u1} G_1}{r_p} \right)^{1/2} \frac{e^{\alpha d}}{k_u G_2}$$

式中: G_1 ——计及在辅助换能器自易校准期间发射与接收之间声波变化所需的修正因数;

G_2 ——计及在辅助换能器产生的已知声场中水听器校准期间的等效变化所需的修正因数;

r_p ——超声对反射器 / 水界面的声压反射系数;

k_{u1} ——为给出等效开路电压值, 辅助换能器起接收器作用时产生的信号电压必须乘的因数;

k_u ——为给出等效开路电压值, 水听器输出电压必须乘的因数;

α ——除气的纯水中的超声幅度衰减系数, 在 23°C 时其值为

$$\alpha = 2.2 \times 10^{-14} f^2 \text{m}^{-1}; \quad f \text{ 为频率, Hz};$$

d ——水听器与反射器间的距离, m ;

G_1 和 G_2 分别是归一化距离 $\left(\frac{2d_1 \lambda}{a_1^2} \right)$ 和 $\left(\frac{d_1 + d}{a_1^2} \lambda \right)$ 的函数。 a_1 为辅助换能器的

有效半径。 d_1 为辅助换能器与反射器间的距离。 G_2 还是水听器的有效半径 a_2 与 a_1 之比(a_2/a_1)的函数。图 2-2 示出 G_1 和 G_2 的值 $|P/P_0|$ 的分贝数对不同尺寸的换能器的归一化距离之间的函数关系曲线族。参变量为接收器与发射器半径之比。

在满足下列两个条件时,修正系数 k 可以简化为:

(1) 辅助换能器与水听器的直径之比大于 5, 即 $a_2/a_1 < 0.2$ 。

(2) 在所有测量中,总声程在 1.5 至 3 倍辅助换能器的近场距离范围内,即通过规定归一化距离为 $s = (d_1 + d)\lambda/a_1^2$ 之后,条件(2)可归纳为:

$$1.5 < \frac{2d_1\lambda}{a_1^2} < 3$$

和

$$1.5 < \frac{(d + d_1)\lambda}{a_1^2} < 3$$

在上述条件下, k 可以用下式估算:

$$k = G_c \frac{k_{u1}^{1/2}}{k_u} e^{\alpha d}$$

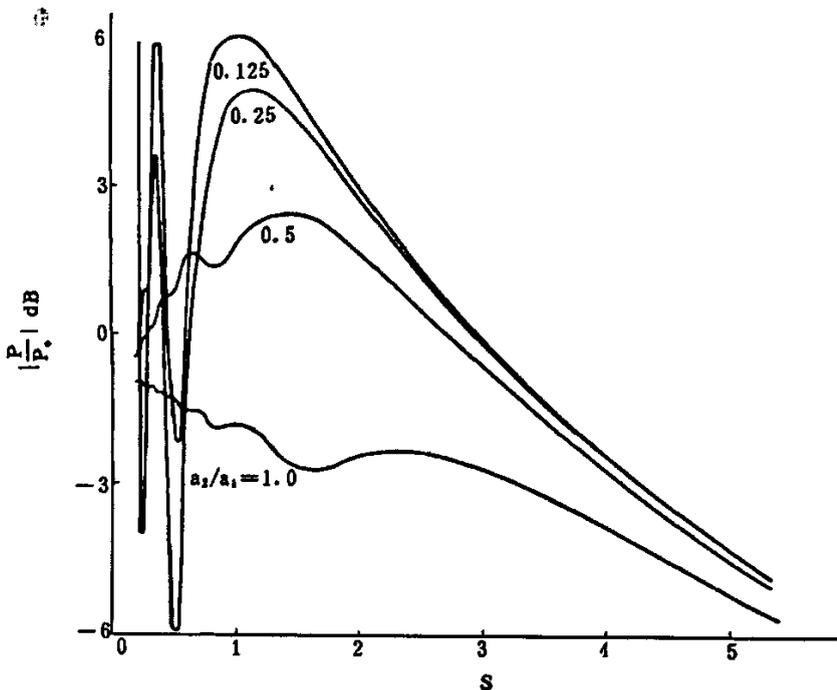


图 2-2 依据不同尺寸换能器的归一化距离画出的平均声压曲线图

Fig.2-2 Schematic curves of average acoustic pressure according to different

G_c (仅为 s 的函数) 估计到由于衍射效应, 超声是以波束而不是以无限大平面波传播而引起的接收信号的改变。这些效应代表了实际系统对在 J_p 的推导中假定的平面波条件的偏离。 $J_p G_c^2$ 可考虑作为整个校准测量中使用的中间条件下的互易常数。图 2-3 示出作为归一化距离的函数画出的 G_c (修正因数 k 的一部分) 项的值的曲线图。

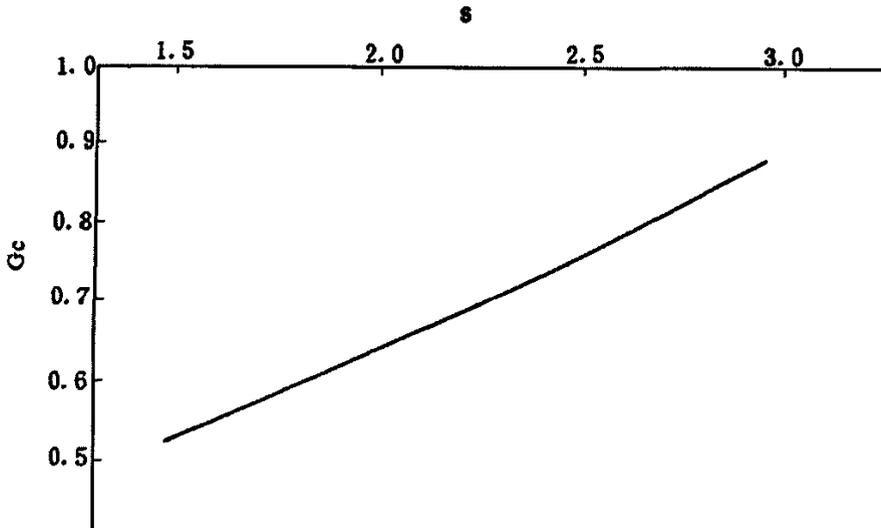


图 2-3 作为归一化距离 s 的函数的 G_c (修正因数 k 的部分) 项的值的曲线图^[1]

Fig.2-3 Schematic curves of G_c (part of correction factor k)

k_{u1} 的测量: 如果电负载条件 (即猝发音发生器的输出阻抗) 在发射和接收中间是不变的, 则 k_{u1} 值可由测量电流 I_k (当换能器被一个短路环置换时通过该电路的电流) 来确定, 于是很清楚:

$$k_{u1} = I_1 / I_k$$

如果在猝发音发生器后立即提供一个电子门电路, 把发生器与换能器隔离开, 并使用一个高阻抗检测电路, 则 k_{u1} 值就可取 1。

k_u 值取决于水听器的电负载。通常水听器校准是带着它以后应用中使用的电负载来加以校准的, 所以对开路电压灵敏度的校准就会没有必要。水听器常用的电负载是 $1M\Omega // 30pF$ 。

2.1.4 两个换能器的互易校准法电路

实际的测量电路的框图如图 2-4 所示。图中联动开关 A 决定电路的工作状态:

置于位置 1 表示换能器处于校准状态；置于位置 2 表示电路给出参考电压或电流状态。开关 B 是电压选择开关：置于“1”表示测量 U_1 ；置于“2”表示测量 U 。开关 C 是电压电流选择开关：置于“1”表示测量电流；置于“2”表示测电压。在测量中避免 U_1 、 U 和 I_1 的绝对值的测量，因为电压表和电流表是不能测量猝发音信号的。因此对它们的测量是通过对于一个参考电压 U_{ref} 、一个已知阻值的精密无感电阻器 R_0 和输出阻抗为 R_0 的精密衰减器的巧妙使用来完成的。于是：

$$U_1 \approx a_{u1} U_{ref}$$

$$U \approx a_u U_{ref}$$

$$I_1 = a_{i1} U_{ref} / R_0$$

式中： a_{u1} 、 a_u 、 a_{i1} ——待测的比例常数。

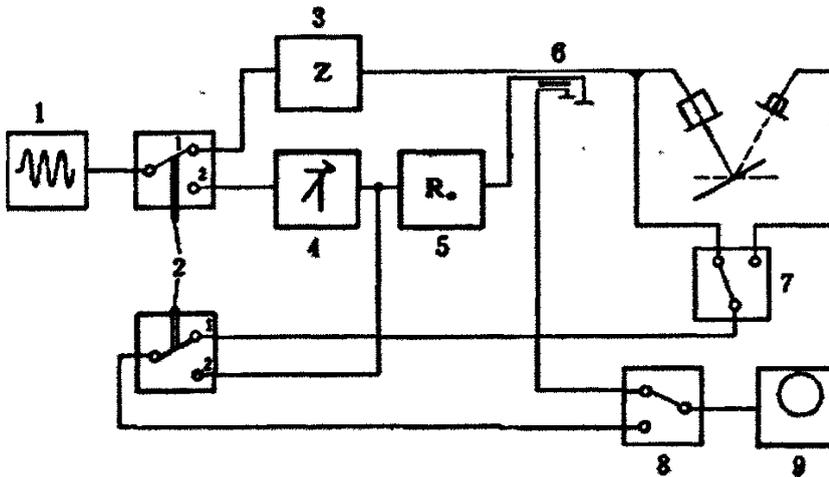


图 2-4 两个换能器的互易校准法的电路框图^[1]

Fig.2-4 Circuit diagram of two transducers reciprocity calibration

- 1——猝发音信号发生器；2——联动开关 A；3——匹配网络；4——精密衰减器；
5——终端电阻；6——电流探测器；7——开关 B；8——开关 C；9——示波器。

它们是通过适当改变衰减器的衰减量，使被测电压(或电流)信号和参考电压(或电流)信号在示波器上显示幅度相等，此时的衰减器的读数就是待测比例常数的对应分贝数。将测得的比例常数代入下式，便可获得视在自由场电压灵敏度：

$$M^* = \frac{a_u}{a_{i1}} \left(\frac{R_0 a_{i1} J_p}{a_{u1}} \right)^{1/2}$$

最后代入式 $M = M^*k$ 便得实际自由场电压灵敏度。

2.1.5 入射角引起的误差消除方法

由于本法在水听器校准时，辅助换能器的入射声束是斜向入射声反射镜的，因入射角不为零而引入了校准误差。在入射角 $\theta = 10^\circ \sim 15^\circ$ 范围时，相对误差达 0.14—0.54dB。1991 年在上海交通大学医学超声实验室里发展了一种改进的校准方法(SJT 法)。校准装置如图 2-5 所示。

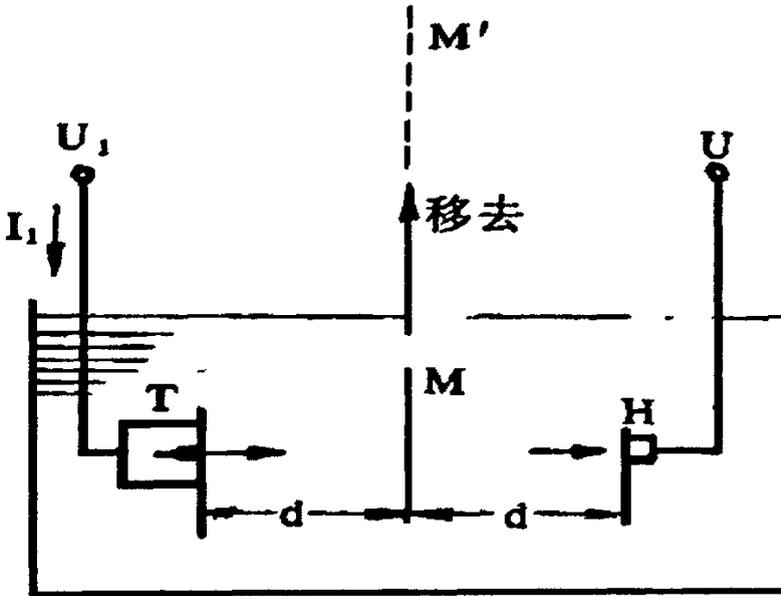


图 2-5 SJT 法校准装置示意图^[2]

Fig.2-5 Schematic diagram of SJT calibration method

辅助换能器 T 与被校水听器 H 处于水平共轴声系中。在作辅助换能器自易校准时将声反射镜 M 插入两者之间；在水听器校准时，取出反射镜。此法的水听器自由场电压灵敏度由下式给出：

$$M = \sqrt{\frac{a_u^2 R_0}{a_{u1} a_{11}}} \times \sqrt{\frac{2A_1 r}{\rho c}} \times \sqrt{k_{u1} G_1} \times \frac{e^{ad}}{G_2 k_u}$$

上式与 θ 无关，可消除入射角不为零引入的误差。在校准大框架薄膜水听器时优点显著。在入射角为 15° 时可减小方法误差 0.5dB 以上。

2.1.6 聚焦换能器的会聚球面波互易校准法

电声换能器的互易校准法由 W.R.Maclean 始创于 1940 年，先后发展为自由场球面（发散）波互易法、柱面（发散）波互易法、平面波互易法、远场与近场间的过渡区互易法、耦合腔互易法、混响场互易法等等。虽然蓬勃发展的超声领

域内, 球面聚焦换能器应用甚为普遍, 可能由于某种理论上的困难或者实际应用中的问题, 对于这种换能器的校准法的研究处于空白状态^[12]。

上海交通大学寿文德教授从理论上阐明聚焦换能器的球面会聚声场的自由场发射电流响应与自由场接收灵敏度之间的互易关系, 给出了相应的互易常数表达式, 为其互易校准法建立理论基础。

互易常数的表达式为^[12]:

$$J_F = \frac{4\pi R^2}{\rho c G} (1 - \cos \varphi) e^{2i\alpha}$$

式中: G 是聚焦换能器会聚球面波自由场互易校准中的衍射修正系数, 关于此系数的计算在第三章中有比较详细的叙述。

关于聚焦换能器的会聚球面波互易校准法的更详细的情况, 请参阅参考文献 [12] 中的相关内容。

§ 2.2 声场扫查校准法

使用未校准的水听器测量发射换能器的远场相对的声压分布, 根据声压与声强以及功率的关系可以通过计算得到声场发射的总功率, 再利用辐射力法或其它方法得到发射换能器的发射总功率, 使两者相等, 通过一系列的计算, 就完成了对水听器的校准, 获得自由场电压灵敏度 M 或声强响应因子 k_f^2 。对声场分布的测量可使用平面扫查法和球面扫查法来实现。

2.2.1 平面扫查法

平面扫查法于 1981 年由 Jones 等人提出。是水听器校准的一种重要方法。

1 基本原理

此法置待校准水听器于声场的远场距离为 l 的声轴上, 在通过 l 且垂直于声轴的平面内用水听器做声场扫查, 测定水听器的输出电压。若 M_L 是水听器的电缆末端有载灵敏度, $U_L(x, y, z, t)$ 是水听器电缆末端输出电压, $p(x, y, z, t)$ 是声场中某点的瞬时声压, 则:

$$M_L = \frac{U_L(x, y, z, t)}{p(x, y, z, t)}$$

$$\text{或} \quad p(x, y, z, t) = \frac{U_L(x, y, z, t)}{M_L} \quad (1)$$

在远场中, 声强和声压的关系可以表示为:

$$\overline{I(x, y, z, t)} = \frac{[\overline{p(x, y, z, t)}]^2}{\rho c} \quad (2)$$

其中 ρ 为水的密度, c 为水中的声速。

公式中字母上面的横线表示时间平均, 对于任意量, 时间平均可以表示为:

$$\bar{g} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^T g(t) dt$$

穿过距离发射换能器为 l 的垂直于声轴的平面内的总功率为:

$$P(l) = \iint I(l, y, z, t) \cos \theta dydz$$

其中 $dydz$ 是平面 $x=l$ 内的积分面元, θ 是 x 轴与换能器和水听器中心连线的夹角。

由方程(1)和(2) 可得:

$$\overline{I(x, y, z, t)} = \frac{\overline{[U_L(x, y, z, t)]^2}}{M_L^2 \rho c} \quad (4)$$

在平面 $x=l$ 内, 忽略 $\cos \theta$ 的影响, 由方程(3)和(4)可得水听器的电缆末端有载灵敏度为:

$$M_L = \left\{ \frac{1}{P(l)\rho c} \iint \overline{[U_L(l, y, z, t)]^2} dydz \right\}^{1/2} \quad (5)$$

从而在发射换能器所发射总功率已知的情况下, 水听器的电缆末端有载灵敏度可以通过平面声场扫查所得的电压进行计算得出。

2 计算方法

在上面所述的平面声场扫查法中, 水听器应放置在换能器发射的远场, 这样在近似平面波的情况下, 上述公式(2)才成立。

对平面 $x=l$ 的扫查, 最普通的方法是在平面内做二维栅格扫查, 在这种情况下,

$$\iint \overline{[U_L(l, y, z, t)]^2} dydz \approx \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \overline{[U_L(l, y_m, z_n, t)]^2} \Delta y \Delta z \quad (6)$$

其中 M 和 N 分别是 y 和 z 方向的采样点数, Δy 和 Δz 分别是 y 和 z 方向采样步距。

对于换能器发射的声束是圆柱对称的情况, 可以采用平面内通过声束中心的直径扫查法, 扫查直径必须以等间距夹角对称分布(即如果是两条直径, 则夹角应为 90° , 如果是四条直径, 夹角应为 45°)。在此种情况下,

$$\iint \overline{[U_L(l, y, z, t)]^2} dydz \approx (\pi/N) \sum_{i=1}^N \left\{ \sum_{r=R_{Li}}^{R_{Li}} \overline{[U_L(l, r, t)]^2} r \Delta r + \overline{[U_L(l, s, t)]^2} ((\Delta r/2) - s)^2 \right\} \quad (7)$$

其中: r ——扫查点距声束中心的距离(如果声束中心在 yz 轴的原点, 则

$$r = (y^2 + z^2)^{1/2};$$

Δr ——是采样步距;

R_{1i} 和 R_{2i} ——第 i 条直径中, 声束中心到直径两端的最远距离;

s ——离声束中心最近的点到声束中心的距离。

式(7)中右边的第二项为超声束中心对总积分的贡献。式中也未规定扫查点与声束中心重合或扫查点相对于声束中心等距离分布。

3 误差估计及修正

上面所述的平面扫查校准高强度聚焦水听器中, 存在的误差源主要包括以下几个方面:

- 1) 总功率误差
- 2) 接收到的水听器信号的不确定性误差
- 3) 积分算法误差
- 4) 水听器方向性引起的误差
- 5) 水听器尺寸所带来的误差
- 6) 噪声误差
- 7) 声波在媒质中传播的非线性引起的误差
- 8) 平面扫查引起的误差
- 9) 声强正比于声压的平方的假设所引起的误差

下面就以上几个方面所引起的误差及其消除或减小方法分别加以讨论。

1) 总功率

在公式(5)中, 水听器放置在距离换能器为 l 的垂直于声轴的平面内, 而我们通常所测的总功率 P_0 是换能器表面的总功率, 考虑到声波在水中传播过程中存在衰减, 测量平面内的总功率 $P(l)$ 与 P_0 有所不同, 存在下面的关系式:

$$P(l) = P_0 \exp(-2\alpha * l)$$

其中 α 是声波在水中传播的幅度衰减系数, 它与 f^2 以及温度 $T(^{\circ}\text{C})$ 存在下面的关系式^[3]:

$$\begin{aligned} \alpha / f^2 = & (5.68524 \times 10^1 - 3.02545 \times 10^0 T \\ & + 1.17416 \times 10^{-1} T^2 - 2.95430 \times 10^{-3} T^3 \\ & + 3.96985 \times 10^{-5} T^4 - 2.11091 \times 10^{-7} T^5) \times 10^{-15} \text{ Hz}^{-2} \text{ m}^{-1} \end{aligned}$$

经过上面的修正后, 总功率 $P(l)$ 的误差主要来源于 P_0 的确定, 以及修正过程中产生的误差。

2) 接收到的水听器信号的不确定性

水听器的输出信号一般来说由示波器、数字转换器或其它别的系统测定的。由它引起的不确定性主要包括水听器信号的谐波分量、水听器的频率响应以及测量方法等。

对于平面扫查法，被测波形的畸变能导致严重的错误^[4]。在这种情况下，采用输出信号的峰-峰值或负峰值声压可以减小误差，而采用正峰值声压误差最大。

3) 积分算法

对于平面扫查法，不管是栅格扫查还是直径扫查，都存在积分算法的误差。为减小误差，应保证足够多的采样点。

对于直径扫查法，我们假设声场是圆柱对称的，这个假设可以由下面的公式来验证：

$$\sum_{j=0}^1 [U_L(l, r_j)]^2 r_j \Delta r$$

式中： r_1 是声束中心到每条扫查直径的最远距离。

用上面的公式计算所得的最大和最小值之差的百分比的一半来验证所做的声场圆柱对称假设的合理性以及因为这个假设引入的误差的大小。

4) 水听器的方向性

每个水听器都有其指向性，而我们在计算过程中忽略了指向性的影响，这势必会引入一定的误差。因此对于指向性已知或可测量的水听器，应该把计算结果加以修正。

如果归一化的水听器的指向性函数为 $D(\theta_1)$ ，为对测试结果进行修正，应使水听器的输出信号 $U_L(l, y, z)$ 除以水听器的指向性函数 $D(\theta_1)$ ，其中：

$$\theta_1 = \tan^{-1}[(y^2 + z^2)^{1/2} / l]$$

5) 水听器尺寸

任何水听器都是有大小的，所以水听器的输出电压值对应的是其灵敏区内声压积分的空间平均值，而不是空间某一点处的声压值。这两个值一般情况下是不相同的，因此需要进行修正。可以通过计算该点处的声压值和水听器灵敏区面积内声压平均值的差作为参考对此进行修正。

6) 噪声

通常情况下，水听器从超声束的中心一直进行声场的扫查测量，直到测量信号全部被噪声所湮没。我们所获得的信号，既包括换能器的发射信号，也包括噪声信号。为了对此进行修正，首先需要确定噪声信号的大小。噪声信号的获取可

以通过关掉发射换能器后,重复整个扫查的测量过程,得到噪声信号 $U_n(l,y,z)$,实际的发射换能器的声场信号应该是测量所得到的信号减去噪声信号。若水听器的输出信号的平方平均值为 $\overline{[U_L'(l,y,z,t)]^2}$,于是通过修正后的信号值应为:

$$\overline{U_L(l,y,z,t)^2} = \overline{[U_L'(l,y,z,t)]^2} - U_n^2(l,y,z)。$$

在平面扫查测量法中,小于噪声的超声信号也是存在的(没有扫查到的区域),而在计算积分的时候却没有计算进去。对于这个误差可以用超声束的理论模型进行修正。对于活塞式发射换能器的远场,声场内某一点 R 处的声压正比于:

$$2J_1(ka_1 \sin \theta)/(ka_1 \sin \theta)$$

式中: k ——圆波数;

a_1 ——超声换能器的有效半径;

θ ——声轴与换能器中心到 R 点连线之间的夹角;

J_1 ——一阶贝塞尔函数。

在声场扫查时,通常如下规定扫查的范围:扫查到的信号的最小峰值是其最大峰值的一个特定的比例,如 10%或 5%。在这种情况下,可以比较方便地用上面的方法对因没有完全扫查声场而引入的误差进行修正

7) 非线性传播

声波在水中传播,由于非线性因素的影响会使波形发生畸变。非线性对水听器校准的影响可以通过在计算的过程中采用脉冲强度积分的方法使其减少到最小。在公式(6)和(7)中,若 U_L 是采用对应于正的最大声压产生的电压,非线性对它的影响最大;采用峰峰值声压或负最大声压对应的电压,可以减小非线性对它的影响;采用对每一空间点上的整个波形平方的积分作为 $\overline{U_L^2}$,可以把非线性的影响降到最小。对于最后一种方法,需要每一个扫查点上的全部波形信息,可以用数字存储示波器进行数据采集,转存到计算机进行计算。这对于硬件设备的要求比较高,计算量也比较大。

8) 平面扫查

严格来说,从公式(3)到公式(5)的推导基于以发射超声换能器为中心的球面波的积分。因此用平面扫查法在每一点所引入的误差正比于 $(\frac{1}{\cos \theta} - 1)$,其中 θ 是声束中心线与换能器中心到水听器灵敏区中心连线之间的夹角。如果在平面扫查的边缘 θ 角小于 10° ,因使用平面扫查所引入的误差可以忽略;如果角度

比较大, 应该对误差进行估计和修正。

9) 声强正比于声压的平方的假设

在公式(2)中, 我们假设瞬时声强正比于声压的平方, 而事实上这两者是有差别的。这两者之间的差别可以由下式确定^[5]:

$$\frac{I_p}{I} = \frac{2}{\{1 + (l/a_1)/[1 + (l/a_1)^2]^{1/2}\}}$$

式中: I_p ——由活塞式超声发射换能器的声压平方计算得到的声强;

I ——真正的瞬时声强;

a_1 ——发射超声换能器的有效半径;

l ——扫查平面到发射换能器平面间的距离。

2.2.2 球面扫查法

本方法由寿文德等人于 1983 年提出。其实质是对人们熟知的换能器输出功率的水下电声测量方法的逆向应用。此法用辐射力法等方法测定声源的声功率 P 后, 再测定其发射换能器的指向性函数 $D(\theta)$, 计算出其指向性因数 $R(\theta)$ 和在其远场声轴上场点的声压值, 并将待校水听器置于该点, 测出其输出开路电压有效值 $U_L(0,0,l)$, 则水听器的自由场电压灵敏度为:

$$M_L = \frac{\sqrt{2\pi l} U_L(0,0,l)}{\sqrt{\rho c R_\theta P}} e^{at}$$

式中: l ——水听器与发射换能器声中心之间的距离, $l \geq \pi a_1^2 / \lambda$, a_1 为换能器的有效半径, m。

发射换能器在测量频率下的指向性因数 $R(\theta)$ 可通过已测得的指向性函数获得, 经归一化后为 $D(\theta)$ 。应用下面公式计算^[1]:

$$R(\theta) = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi D(\theta, \varphi)^2 \sin \theta d\theta d\varphi}$$

指向性指数 $R(\theta)$ 的计算对于理想的对称性很好的换能器, 有很简捷的方法计算。理论公式如下:

对于有无限刚性障板的平面圆活塞换能器^[1]:

$$R(\theta) = (ka)^2 \left[1 - \frac{J_1(2ka)}{ka} \right]^{-1}$$

式中： $J_1(2ka)$ ——一阶贝塞尔函数；

a ——圆活塞半径，m；

k ——媒质中的圆波数， m^{-1} ；

当 $2a/\lambda > 1$ 时，此条件在兆赫频率换能器情况下满足得很好，上式可近似为：

$$R(\theta) = (2\pi a/\lambda)^2$$

因此，只要测知换能器的半径 a 就可用上式计算 $R(\theta)$ 。若无法知道 a ，则可通过实测换能器指向性图，从中求出从声轴最大响应下降 6dB 时的半波束宽度 θ_{-6dB} 值，用下式得出其直径波长比：

$$2a/\lambda = 0.70/\sin \theta_{-6dB}$$

合并上两式可得： $R(\theta) = 4.84/(\sin \theta_{-6dB})^2$ 。

如果发射换能器的对称性很差，则 $R(\theta)$ 的计算公式只好根据实际测量的三维指向性函数，归一化后进行数值积分^[1]：

$$R(\theta) \approx \frac{4\pi}{\Delta\theta\Delta\varphi \sum_{j=1}^{2\pi/\Delta\varphi} \sum_{i=1}^{\pi/\Delta\theta} D^2(i\Delta\theta, j\Delta\varphi) * \sin(i\Delta\theta)}$$

本方法测量的关键是测量发射换能器的声功率和指向性函数，以及相应的数值积分计算程序等。校准的不确定度可优于 $\pm 1.7dB$ 。

§ 2.3 光学干涉校准法

对于两种常用的水听器校准方法，互易法和平面扫查法，都存在一些问题。两个水听器的互易校准法是先通过自易法校准一个辅助水听器，然后把要校准的水听器放在换能器的已知的声场中测量其输出电压。尽管这种方法和已相当成熟的校准声纳的水听器很相近，但若用于 MHz 的频率范围，⁴ 仍然存在一些困难。尤其是确定换能器的发射声束形状和电特性^[6]。频率在 0.5-15MHz 范围内时，NPL (National Physical Laboratory) 使用这种方法的典型不确定性是 10%。在平面扫查校准中，用辐射力法确定换能器的总输出功率。水听器在声场中的一个平面内扫查，可以计算出这个平面内水听器输出电压的平方的积分。水听器的灵敏度可以由这个积分与总的输出功率的比值确定，因为水听器输出电压的平方与声强成

正比。虽然这种方法克服了两个换能器互易法校准中存在的一些困难，但实现起来要很长的时间，并有可能因为发射换能器的不稳定和水听器的噪声产生严重错误。NPL 用这种方法校准所产生的误差在频率较低的情况下可以达到 5%，但在 15MHz 的频率下，通常为 10%。

由于常规水听器校准方法的种种限制和困难，光学技术则以其独特的优势提供了一个不错的选择。这种校准法属于一级校准，而且它对声场的特性不敏感。用光学法测量超声场有很多途径，但大多都不适合用来校准水听器，因为他们不是给出声场测量的绝对结果，或者他们给出的是某种声场参数的积分。

一种适用于校准水听器的方法是用一个塑料薄膜来获取超声场。薄膜的一个面反射干涉仪发出的激光束以确定薄膜的绝对位移，从而测量声场的位移。声场的声压通过测得的位移计算得出。然后把待校准的水听器放置在声场中，使其灵敏区放置在与薄膜相同的位置，得出水听器的输出电压。

本校准法的原理由 Mezrich 等人于 1974 年提出，其技术已发展成熟。由 NPL 和 AERE Harwell 合作研制的干涉仪现已成为欧洲经济委员会发起的水听器校准技术的比对中的基准系统。此法在 0.5~15MHz 频率范围内，作为水听器的一级校准技术，估计的不确定度在 2.3%~6.6%。

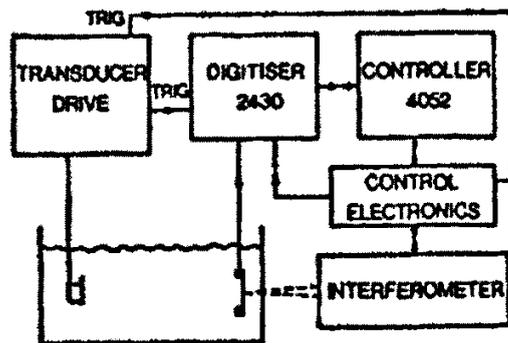


图 2-6 校准系统方框图^[6]

Fig.2-6 Block diagram of calibration system

用光学干涉法校准水听器的系统方框图如图 2-6 所示。干涉仪的详细框图如图 2-7 所示。在水中传播的超声波投射在一个很薄的塑料膜上，使得薄膜跟随水粒子的移动而移动。薄膜被涂上一层反射层。薄膜的移动被迈克尔逊干涉仪发出的信号束检测到，信号束以 0.1mm 的聚焦直径聚焦在膜的后端面。然而，周围环境的扰动会导致膜的运动，使得信号束的相位发生变化，在干涉仪的输出端产生伪信号。这个问题通过一个相位补偿的反馈系统来解决，这个反馈系统在参考束

中引入相同的相位变化,从而补偿了由于振动产生的相位,使这个问题得到解决。使用另一个电光 Pockels 匣对参考光束引入一个小频移来达到这种补偿。反馈电路不响应于高频超声信号,故在输出处可以检测出来。

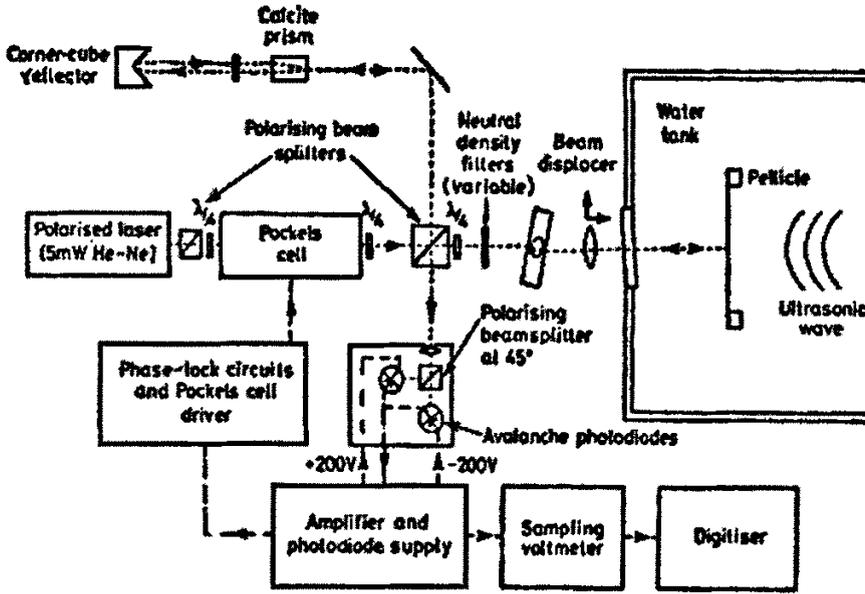


图 2-7 干涉仪方框图^[6]

Fig.2-7 Block diagram of interferometer

迈克尔逊干涉仪的输出信号 V_i 可由下式给出:

$$V_i \propto I_S + I_R + 2\sqrt{I_S I_R} \cos(4\pi a/\lambda + \phi)$$

其中: I_S 和 I_R 分别是信号束和参考束的光强度, a 是由超声波引起的位移, λ 是光波的波长, ϕ 表示信号束和参考束的相移。

忽略信号中的恒定分量后, 上式可以改写为:

$$V_i = V_o \cos(4\pi a/\lambda + \phi)$$

式中 V_o 是当位移超过 $\lambda/2$ 时, 与光敏二极管输出信号幅值相对应的一个参考电压。

当反馈电路调整到使 ϕ 成为 $\pi/2$ (加上一个 2π 的积分倍数), 则干涉仪处于最灵敏的工作状态。对于小的超声幅度 (5nm 或更小), 输出电压信号与位移

成线性关系，即：

$$a \approx (V_i/V_o)(\lambda/4\pi n^*)$$

其中 λ 是真空中光波波长， n^* 是水的有效折射率。

测量 V_i 和 V_o 后，用上式可知薄膜的位移 a 。在平面波的近似下，可得声压 $p = \rho c \omega a$ 。然后移去薄膜，把待测的水听器的灵敏元件置于已测得声压的声场点，此时再测得水听器的输出电压 V_h ，则水听器的灵敏度为：

$$M = \frac{V_h}{p} = \frac{V_h V_o}{V_i} \frac{2n^*}{f \rho c \lambda}$$

最后，考虑到发射换能器接近薄膜时的衍射修正、水听器表面的空间平均效应的修正和使用的仪器的修正后，得到下式用来计算灵敏度^[1]：

$$M = \frac{2V_{h,m} V_{o,m} K_1 K_L}{V_{i,m} \rho c \lambda K_h K_s} \cdot \frac{n^* t_p (1 - n' b^2 / 4x^2)}{1 - m + 2m^2/3 + (m^2/2) \cot^2 \left\{ k(\sqrt{x^2 + b^2} - x)/2 \right\}}$$

式中： K_1 ——干涉仪的频率响应；

K_L ——数字化装置的修正量；

K_h ——因测量水听器电压的仪表的有限输入阻抗和水听器的温度系数引入的电负载因数；

K_s ——用于测量 U_0 的采样电压表的校准常数；

t_p ——薄膜的声压幅度透射系数；

n' ——声光相互作用修正系数中的一个量， $n' = (n_0 + n_1)/(n_0 - n_1)$ ， n_0 为水的折射率的环境值， n_1 为有超声作用时水的折射率增量值；

b ——发射换能器的半径，m；

x ——从薄膜算起的声传播距离，m；

m ——水听器表面的空间平均效应修正系数中的一个量，

$$m = (k b d)^2 / 16(x^2 + b^2)；$$

k ——水中的声波数， m^{-1} ；

d ——水听器的有效半径，m。

§ 2.4 时间延迟谱分析(TDS)校准法

在广阔的声学领域,时间延迟谱分析(Time-delay spectrometry-TDS)法是一种强有力的频域测量方法。Heyser 于 1967 年最早用这种方法来测定音频范围的扩音器的特性^[7]。

与别的水听器校准方法相比, TDS 法具有其独特的优势^[8]:

- 1) TDS 法通过消除驻波和反射的影响,使得自由场的条件可以在相对较小的水槽内实现;
- 2) 它提供了连续的频率响应;
- 3) 它的输出信噪比高达 40-50dB,比传统的脉冲回波法和猝发声技术要高很多。

2.4.1 TDS 方法的基本原理

TDS 技术的本质特性是被测量设备(device under test -DUT)中的时间延迟,这里的被测量设备是电声转换系统。时间延迟包括从发射器到接收器的传播时间。时间和频率总是相连的,时间延迟被转换成瞬时频率的相应偏移。确切地说,输入被测量设备的激励信号与通过 DUT 的输出信号的瞬时频率存在一个偏移。我们在一个水槽中实施传播式测量技术,我们将得到一个直接传播路径和几个反射传播路径,显然,反射传播路径比直接传播路径要长一些。而每一部分信号的频率偏移与其通过路径的时间延迟有关,因此,我们可以用适当频带的滤波器在接收到的信号中提取特定时间延迟的信号部分,这样就可以消除水槽内多通道传播的声波、驻波以及由于反射而导致的其它干扰声波。

1 基于 DUT 的谱效应,单一延迟

下面的公式推导过程,考虑单一线性频率扫描,这是根据测量的实际情况所做的考虑。在实际进行换能器的校准时,通常使用单一线性频率扫描方式。

单一扫描具有连续的频谱。从 ω_1 到 ω_2 的扫描,可以得到:

$$\omega(t) = \frac{\omega_2 - \omega_1}{T_s} t + \omega_1, \quad 0 \leq t \leq T_s$$

式中: T_s 是完成一个完整的扫描所用的时间, s。

留下 ω_2 待定, $\omega(t)$ 可以用扫描速率和 ω_1 来定义,即:

$$\omega(t) = 2\pi S t + \omega_1, \quad 0 \leq t$$

式中: $S = df/dt = \Delta F/T_s = (1/2\pi)(\Delta\omega/T_s)$, 为扫描频率, Hz/s。

$$\phi(t) = \int \omega(t) dt = \pi S t^2 + \omega_1 t + \phi_0, \quad 0 \leq t$$

令初始相位为 0，激励信号可以表示为：

$$\begin{aligned} e(t) &= \exp(j\phi(t)) \\ &= \exp(j(\pi\mathcal{S}t^2 + \omega_1 t)), \quad 0 \leq t \end{aligned}$$

考虑到 $e(t)$ 将作用于 DUT，而 DUT 具有如下的冲击响应函数 $h_d(t)$ ，包含单一时间延迟 t_d ，即：

$$\begin{aligned} h_d(t) &= \delta(t - t_d) \\ g(t) &= e(t) \otimes h_d(t) \\ &= \int_0^\infty \exp(j\pi\mathcal{S}\tau^2 + j\omega_1\tau) \delta(t - \tau - t_d) d\tau \\ &= \begin{cases} \exp[j\pi\mathcal{S}(t - t_d)^2 + j\omega_1(t - t_d)], & t \geq t_d \\ 0, & t < t_d \end{cases} \end{aligned}$$

$g(t)$ 是 $e(t)$ 的时延函数， $g(t)$ 的瞬时频率为：

$$\omega_g(t) = \partial\phi_g(t)/\partial t = 2\pi\mathcal{S}(t - t_d) + \omega_1$$

可见， $\omega_g(t)$ 与 $\omega(t)$ 的频率差 $D\omega$ 为： $D\omega = -2\pi\mathcal{S}t_d$ ， $t > t_d$ 。

所以，当激励信号线性地向高频方向扫描时，一个正的时间延迟导致一个相应的负向频移。

2 基于 DUT 的谱效应，离散延迟

下面考虑当 DUT 包含一系列（有限个）延迟通道 t_1, t_2, \dots, t_n 的情况。每一个通道都具有相同的且独立于频率的幅值特性。被测设备（DUT）可以看作是具有一个发射器，一个接收器和 n 个离散通道的测试水箱模型。

于是：

$$\begin{aligned} h_d(t) &= \sum_{i=1}^n \delta(t - t_i) \\ g(t) &= e(t) \otimes h_d(t) \\ &= \sum_{i=1}^n \exp[j\pi\mathcal{S}(t - t_i)^2 + j\omega_1(t - t_i)], \quad t \geq (\text{largest of } t_1, \dots, t_n). \\ \sum (D\omega) &= \sum_{i=1}^n -2\pi\mathcal{S}t_i, \quad t \geq (\text{largest of } t_1, \dots, t_n). \end{aligned}$$

可见, 输出信号 $g(t)$ 是激励信号 $e(t)$ 的不同延迟, 尽管每个信号通道具有频率独立传输特性, 整个输出信号幅度将会有周期性的波动, 原因是存在通道的建立与消除干扰。

3 基于 DUT 的谱效应, 有限持续时间冲击响应

要考虑的第三种类型的频移作用是: 当 DUT 是换能器-水听器对时, 冲击响应函数是 $h(t)$, 对应的频率响应函数是 $H(\omega)$ 。不失一般性, 假设扫频信号不是从 ω_1 开始扫描的, 而是从直流开始的。于是 $\omega(t) = 2\pi St$, 幅频响应为:

$$|H(\omega)| = |H(St)|$$

忽略传输通道中的延迟, 输出信号为:

$$g(t) = e(t) \otimes h(t)$$

根据文献[9]和[10]可知, 当 $St_x^2 \ll 1$ 时 (t_x 是换能器-水听器组的冲击响应延续时间), 上式可以写为:

$$\begin{aligned} g(t) &\approx e(t)H(St) \\ &= \exp(j\pi St^2)|H(St)|\angle \arg\{H(St)\} \end{aligned}$$

上式显示, 在时域里, 激励信号的幅度被信号 $|H(St)|$ 调制, 也就是说, 输出信号 $g(t)$ 的幅度随 $|H(St)| = |H(\omega)|$ 而变化。

冲击响应可以认为是时间延迟的一种类型。因此, $g(t)$ 包含一系列对应于 $e(t)$ 的频移, 这等价于 $G(\omega)$ ($g(t)$ 的瞬态频谱) 的频谱拓宽。 $G(\omega)$ 的频移或者说是频谱拓宽, 是扫频和延迟的结果。如果 $h(t)$ 的持续时间是 t_x , 则 $G(\omega)$ 的频谱拓宽是冲击响应函数 $h(t) = St_x$ 作用的结果。

函数 $h(t)$ 的解析信号 $x(t)$ 是一个复时间信号, 定义为:

$$x(t) = h(t) + jH\{h(t)\}$$

其中 $H\{\}$ 表示 Hilbert 变换。解析信号的幅值 $|x(t)|$ 表示 $h(t)$ 的时间-能量曲线。

4 实际测量中的频移

在实际测量中, 通常情况下 DUT 的冲击响应是上面两种的结合。即冲击响应函数为:

$$h_r(t) = h(t) \otimes h_d(t)$$

其中: $h(t)$ 为不考虑传播通道延迟的情况下, 发射器-水听器组的冲击响应函数; 而 $h_d(t)$ 则是包含一系列延迟的冲击响应函数。因此, 总的冲击响应函数为:

$$h_r(t) = h(t) \otimes h_d(t) = h(t) \otimes \sum_{i=1}^n \delta(t - t_i)$$

于是输出信号 $g(t)$ 为:

$$g(t) = e(t) \otimes \left[h(t) \otimes \sum_{i=1}^n \delta(t-t_i) \right]$$

由上式可以看出实际系统的输出信号 $g(t)$ 的频谱既包括对应于 $h(t)$ 的频谱拓展, 也包括对应于 $h_d(t)$ 的负向频移。

2.4.2 TDS 方法在水听器校准中的运用

用 TDS 法校准水听器系统的主要组成是一个已知其发射声场的发射换能器和一个水听器。其实验装置示意图如 2-8 所示。

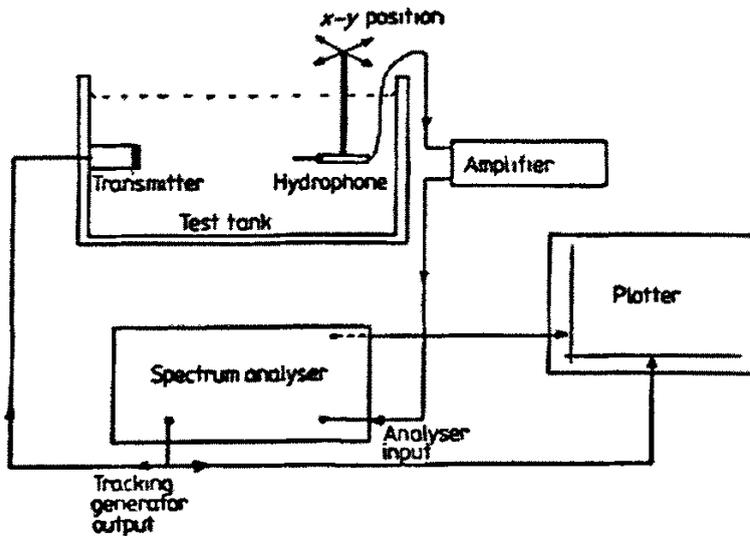


图 2-8 TDS 测量系统示意图^[7]

Fig.2-8 Schematic diagram of TDS measurement system

1 用 TDS 法进行水听器校准的原理

发射器的激励信号的频率做时间上的线性扫描(即发射信号的频率随时间的变化做线性变化, 如增大), 变化的速率是 df/dt 。普通的双网络通道的模拟扫频设备可以使滤波器的中心频率信号的在输出端(这里是水听器)与激励端同步扫描。对于常用的电路系统, 信号在电路中的传输延迟通常可以忽略不计。而对于声波信号, 由于声波在水中的传播速度较慢, 信号存在明显的延迟, 可以用此方法进行水听器的校准。

扫频的原理是接收滤波器的中心频率以与激励信号同样的速率扫描, 只是延迟一段适当的时间以补偿声波从发射器到接收器传播所需要的时间。在线性扫频的假设下, 这种延迟可以看作是一种频移。于是如果 $f_T(t)$ 是 t 时刻发射器的信号

频率, $f_R(t)$ 是这一时刻接收到的信号的频率, τ 是声波的传播时间延迟, 于是有:

$$f_R(t) = f_T(t - \tau) = f_T(t) - \tau(df_T/dt) \quad (8)$$

对于均匀媒质, 并假设声波的传播速度是 c , 接收器与发射器之间的距离是 d , 有:

$$f_R(t) = f_T(t) - \frac{d}{c}(df_T/dt)$$

即频率偏移量为:

$$f_T(t) - f_R(t) = \frac{d}{c}(df_T/dt) \quad (9)$$

如果适当的调节 τ 的值 (或者说频率偏移量 $f_T(t) - f_R(t)$ 的值), 就能够运用频带很窄的接收滤波器来实现。这使得这种方法有很高的信噪比, 可以用在信号比较弱或者媒质衰减比较大的场合。这种方法的空间分辨率 Δx 可以完全由滤波器的带宽 Δf , 扫描速率 df/dt 和声波在媒质中的传播速度 c 来确定。

$$\Delta x = c\Delta\tau = \frac{c\Delta f}{df/dt} \quad (10)$$

因此对于某一特定的媒质, 最小空间分辨率在 Δf 最小并且 df/dt 最大时取得。但是对于所有的扫频法的应用, 这两者是不可能同时达到最小和最大的。对于一个带宽为 Δf 的滤波器, 达到它的平衡输出值所需要的时间 ΔT 要满足 $\Delta f\Delta T \geq 1$, 这个条件对 Δf 产生了如下的限制, 即:

$$(\Delta f)^2 \geq df/dt \quad (11)$$

对于此的详细叙述请参阅文献[11]。

2 系统参数及其选取

在使用 TDS 法进行水听器校准时, 需要进行系统参数的选取。在此测量系统中, 有 5 个参数需要选取, 它们是:

- 1) 感兴趣的频率范围 F ;
- 2) 扫描所需要的时间 Δt ;
- 3) 发射和接收换能器之间的距离 d ;
- 4) 分辨率带宽 Δf ;
- 5) 频率偏移量 $f_T(t) - f_R(t)$ 。

F 的选取主要由应用所决定, 即由待校准水听器的校准频率范围决定。它可能会受到系统其它部分的带宽的限制, 如低噪声前置放大器的带宽。扫描时间 Δt 的限制主要是考虑系统的稳定性 (主要是热稳定性); F 与 Δt 的比值就是扫描的速率 df/dt , 扫描速率越低, 频率分辨率就越好, 信噪比也就越高。发射和接收换能器之间的距离 d , 主要由声场的性质决定, 如要测量发射换能器在一定距离的声场, 或者是在校准水听器时要避免在发射换能器的近场区。但是上述的这些考虑都要满足上面公式 (9) 中与扫描速率 df/dt 和频率偏移量 $f_T(t) - f_R(t)$ 之间的隐含关系。

分辨率带宽 Δf , 受方程 (11) 的限制。但如果满足 (11) 中的条件, 则 Δf 通常选取最小值以使信噪比达到最优。公式 (11) 中的条件可以根据所测频谱的平坦度适当的放宽。在一些情况下, 通常不使用最小的分辨率带宽 Δf , 以适应在声波传播过程中的一些小的波动 (例如由于热流产生的波动)。即使是不使用最小值的 Δf , 也应该注意使得 Δf 足够的小以避免声波反射产生的影响。

§ 2.5 利用非线性传播的水听器校准法

利用超声在水中的非线性传播现象, 即能量从一种频率的波转移到它的谐波分量的现象, 可以实现对宽带水听器的校准。此法可以在若干频率点对工作水听器电缆末端灵敏度进行校准。校准的频率范围为 1~70MHz, 可校准的灵敏度范围为 10^{-9} ~ 10^{-8} V/Pa, 重复性可达 8%^[1](对 10^{-7} V/Pa 以上的水听器)。

测量装置由门控正弦信号发生器、射频功率放大器、精密衰减器、可调窄带滤波器、示波器和数字频谱分析仪等仪表及消声测量水槽组成。功率放大器应能输出较大的射频功率, 在 $50\ \Omega$ 阻抗的换能器输出 600V 峰值电压。发射换能器使用非聚焦型换能器, 具有直径 d (mm):

$$d < 90 f^{-3/2}$$

和

$$d < 25(l/f)^{1/2}$$

式中: f ——频率, MHz;

l ——水槽长度, m。

门控正弦信号发生器发出中心频率为 f_0 的猝发音信号经射频功率放大器放大后, 施加到谐振于 f_0 的发射换能器的电压 U 经衰减后用示波器检测。换能器向水槽中在其声轴上距离 z ($z \geq \pi a^2/\lambda$, 即远场范围) 处的被校水听器发射超

声脉冲。换能器和水听器应调整到声学共轴线上，此时水听器输出峰值电压 V 达到最大值。该电压经可调窄带滤波器（中心频率 f_0 ）后由示波器检测。或由数字频谱分析仪进行频谱分析。

测量方法如下^[1]：

1) 对换能器施加一个基频低电压 U_1 ，此时水听器输出基频峰值电压 V_1 ：用示波器或频谱分析仪检测 V_1 及其各次谐波分量 $V_{1(n)}$ ，应使任一谐波分量的幅度均不大于 $0.1V_1$ ，否则应减小 U_1 ，重复上述步骤。直至 $V_{1(n)} \leq 0.1V_1$ 满足为止。

2) 增加对换能器的激励电压幅度，施加一个高电压 U_2 ，然后分别测量水听器输出电压的基频电压 V_2 和谐波频率电压 $V_{2(n)}$ ：计算 $L = V_2 U_1 / V_1 U_2$ ，若 $L > 0.5$ ，则应增加激励电压 U_2 ，重复测量 U_2 、 V_2 和 $V_{2(n)}$ ，直到 $L \leq 0.5$ 的条件得到满足。

3) 用迭代法计算 x ：

$$x = \sinh(A + Bx) + B^2 x^3 \coth(A + Bx)$$

$$A = \alpha z_0 (1 + R_m^2)^{1/2} \ln[R_m + (1 + R_m^2)^{1/2}]$$

$$B = L/2 \exp(\alpha z)$$

式中： α ——在基频时水中的声衰减系数， m^{-1} ；

z_0 ——Rayleigh 长度， $z_0 = \pi a^2 / \lambda$ ， m ；

R_m ——Rayleigh 长度数表示的换能器至水听器间的距离， $R_m = z/z_0$ ；

a ——发射换能器的有效半径， m 。

4) 基频时水听器电缆端灵敏度由下式计算：

$$M_{L1} = 3.5\pi V_2 x / \alpha \rho c^2 \lambda \quad \text{V/Pa}$$

5) 计算基频的 n 次谐波频率上的水听器电缆端灵敏度：

$$M_{Ln} / M_{L1} = V_{2(n)} \sinh[(A + Bx)] / V_2 x \{1 - nB^2 x^2 \coth[n(A + Bx)]\}$$

6) 使用不同的距离 z 和激励电压 U_2 ，重复上述 (1-5)，求得各灵敏度测量值的平均值，作为水听器的灵敏度。

本法所得到的 M_{L1} 的精确度一般比 M_{Ln} 要高一些。

本章小结：

在调研和阅读大量文献的基础上，本章比较详细地介绍了水听器的几种国内

外常用校准方法：互易校准法、声场扫查校准法、光学干涉校准法、时间延迟谱分析 (time-delay spectrometry, TDS) 校准法以及利用非线性传播的水听器校准方法等。其中几种方法的实验数据和结果将在下面的章节中给出。

参考文献(II)

- [1] 冯若, 刘忠齐, 姚锦钟等, 超声诊断设备原理与设计, 中国医药科技出版社, 1993
- [2] 寿文德, 对 IEC866 推荐的 0.5~15MHz 水听器校准方法的改进, 上海交通大学学报, 1994, 第 28 卷第 3 期, 154-157
- [3] 1101©IEC, The absolute calibration of hydrophones using the planar scanning technique in the frequency range 0.5MHz to 15MHz
- [4] S.S. Corbett, The influence of non-linear fields on miniature hydrophone calibration using the planar scanning technique, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectrics and Freq. Contr., 1988, 35, 162-167
- [5] K. Beissner, On the plane-wave approximation of acoustic intensity, J. Acoust. Soc. Am., 1982, 71, 1406-1411
- [6] David R. Bacon, "Primary calibration of ultrasonic hydrophones using optical interferometry", IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, March 1988, Vol.35, No.2, 152-161
- [7] R C Chivers, Time-delay spectrometry for ultrasonic transducer characterization, J. Phys. E: Instrum., 1986, 19, 834-843
- [8] Peder C. Pedersen, Peter A. Lewin, etc, Application of time-delay spectrometry for calibration of ultrasonic transducers, IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, March 1988, Vol.35, No.2, 185-205
- [9] T. J. Green, Jr., "Ultrasound transducer characterization, using coherent time delay spectrometry," M.S. thesis, Drexel Univ., Philadelphia, PA, June 1986
- [10] T. J. Green, Jr., P. C. Pederson, and P. A. Lewin, "Evaluation of time and frequency domain response of electro-acoustic devices using a coherent swept frequency measurement system," in 1985 Ultrason. Symp. Proc., San Francisco, CA, Oct, 1985, 871-874
- [11] Biering H. and Pedersen O. Z., 1983, System analysis and time delay spectrometry, B & K Technical Review 1983, parts 1 and 2 (Naerum, Denmark: Brüel and Kjaer)
- [12] SHOU Wen-De, YAN Jia-Yong WANG Hong-Zhang et al, "Free Field Reciprocity Calibration in a Convergent Spherical Acoustic Wave of a Focusing Transducer", Chinese Physics Letters, 2002, Vol.19, No.8, 1131-1134

第三章 水听器的实验校准及其结果分析

国内外常用的各种水听器的校准技术已经在第二章中做了介绍,本章主要结合作者所在实验室的条件,进行一些水听器的实验校准,给出具体实验的实施步骤以及所得到的校准结果。在本章的最后一节,讲述了聚焦换能器的自由场会聚球面波互易校准中的衍射系数计算问题。

§ 3.1 水听器的互易校准实验

根据两个换能器的互易校准法原理,本人在导师的指导下在实验室对一只压电陶瓷水听器进行了互易校准。

3.1.1 实验装置及实验步骤

互易校准实验中所用到的实验仪器有:辅助换能器一只,待校准水听器一只,猝发音信号发生器,互易校准电路,步进电机控制系统,实验水槽及夹具,示波器等。

在进行互易校准实验时,采用了改进的互易校准方法,即SJT法。实验装置的示意图如图3-1所示。

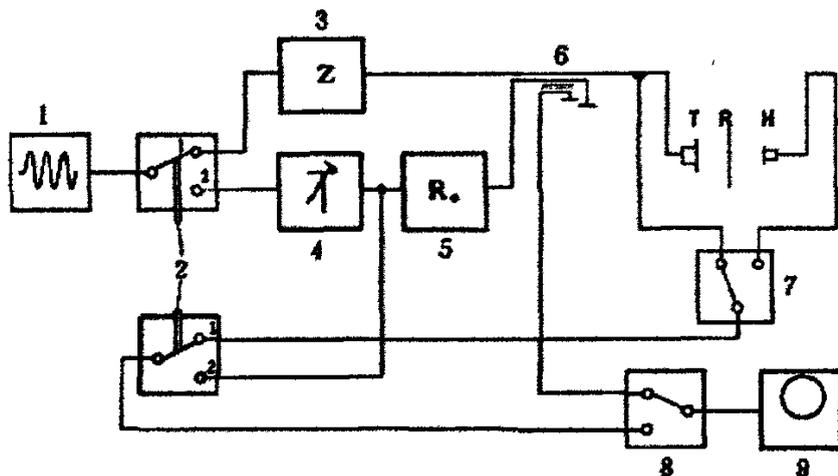


图 3-1 SJT 法互易校准装置示意图

Fig.3-1 Circuit diagram of reciprocity calibration using SJT method

1——猝发音信号发生器; 2——联动开关 A; 3——匹配网络; 4——精密衰减器;
5——终端电阻; 6——电流探测器; 7——开关 B; 8——开关 C; 9——示波器。

实验步骤:

- 1) 根据修正系数在归一化距离 s 为 1.635 和 2.32 附近 G_2 相对 G_1 变化斜率为零, 估算距离 $2d_1 = s a^2 / \lambda$ 的值, d_1 为发射换能器到反射挡板的距离,

a 为发射换能器的半径, λ 为发射超声波的波长;

- 2) 调整换能器 T 和反射镜 R, 使超声束轴垂直于反射面, 并使两者之间的距离为 d_1 , 把开关置在适当的位置, 分别测量出换能器 T 输出的回波电压信号 U_1 , 回波电流信号 U_{I_1} , 参考电压信号 U_R , 参考电流信号 U_{I_R} 以及短路电流信号 U_k ;
- 3) 去掉反射挡板 R, 仔细调整发射换能器与待校准水听器, 使他们处于共轴状态, 并使发射换能器与水听器之间的距离是第一次测量中发射换能器与发射挡板之间距离的 2 倍, 测量水听器的输出电压 U_2 。

根据上面所得到的测量数据, 经过适当的变换处理, 代入灵敏度的计算公式中, 就可以得到要校准的水听器的灵敏度。

3.1.2 数据处理及计算

根据上面的实验步骤和方法, 测量所得到的数据如表 3-1 所示。

在本实验中, 发射换能器的半径 a 为 5.9mm, 水听器的接收面的半径为 0.5mm, 使发射换能器的发射频率为 2.23MHz, 在温度 T 为 18℃, 水中的声速为 c 为 1476m/s, 水的密度为 1000kg/m³。取归一化距离 s 为 1.635。

表 3-1 互易校准的测量结果

Tab.3-1 Measurement results of reciprocity calibration

U_1	U_R	U_{I_R}	U_{I_1}	U_k	U_2
0.84V	3.55V	0.23V	0.225V	0.57V	0.06V

水听器灵敏度计算公式如下:

$$M = \sqrt{\frac{a_2^2 k_u R_0}{a_{u1} a_{I1}}} \sqrt{\frac{2Ar}{\rho c} \frac{\sqrt{G_1}}{G_2}} e^{ad} / k_u$$

其中: k_u 是由于水听器后接有电缆负载而需要的修正系数, 但在实际应用中, 水听器总是与其电缆一同使用的, 故可以认为 $k_u = 1$ 。

根据以上测量数据和实验中给定的数据, 得到如下计算结果。

$$2d_1 = s \frac{a^2}{\lambda} = s \frac{a^2}{c} f = 85.9mm, \quad d = d_1 = d_2 = 42.95mm$$

$$q = 32 \frac{a_2}{a} = 2.712$$

根据 q 的值查表可得衍射修正系数的值为: $\sqrt{G_1}/G_2 = 0.527$

$$\sqrt{R_0} = 2.287 \Omega^{1/2}, \quad \sqrt{r} = 0.9707$$

$$\alpha = \alpha_0 f^2 = f^2 \times 2.7 \times 10^{-4} = 13.427 \times 10^{-4} \text{ NpMHz}^{-2} \text{ cm}^{-1}$$

$$a_2 = \frac{U_2}{U_R} = 0.0169, \quad a_{u1} = \frac{U_{11}}{U_R} = 0.237$$

$$a_{11} = \frac{U_{11}}{U_{1R}} = 0.978, \quad k_{u1} = \frac{U_{11}}{U_k} = 0.395$$

把以上各数值代入灵敏度的计算公式,可以得到用互易法校准的水听器在频率为 2.23MHz 时的灵敏度为: $M = 3.16 \times 10^{-7} \text{ V/Pa}$ 。

3.1.3 误差讨论

用 SJT 互易法校准水听器主要存在以下几个方面的误差:

- 1) 实验中通过肉眼观察模拟示波器来确定信号达到最大值,不可避免带来观察的偶然误差和仪器显示造成的系统误差,导致在非最大值的情况下记录数据;
- 2) 水中可能存在一定的空气,故所用水中声速,传声媒质密度都与实际不完全相符合,造成结果的失实;
- 3) 辅助换能器和水听器的调节不能够十分准确,有可能它们并不是处于良好的共轴状态,这也会给校准结果带来一定的误差;
- 4) 声波在水中传播,有可能会产生高次谐波,此时信号在示波器上的显示的一部分亮度很低,读数困难,导致偶然误差;
- 5) 在通过选择归一化距离 s 查取 G_1 和 G_2 本身就是在一定范围内的近似,它们只是在所选取的 s 附近的值。

水听器的校准结果中,除了在计算中考虑到的影响因素并进行了修正以外,以上一些因素是导致校准结果不准确的误差源。

§ 3.2 高强度水听器的平面扫查校准实验

我们在实验室用平面扫查法对一只将在第四章中介绍的适用于高强度聚焦超声场测量的水听器进行校准,所用装置为本实验室和无锡海鹰厂共同研制的高强度聚焦超声肿瘤治疗仪的样机。平面扫查校准实验的装置示意图如图 3-2 所示。

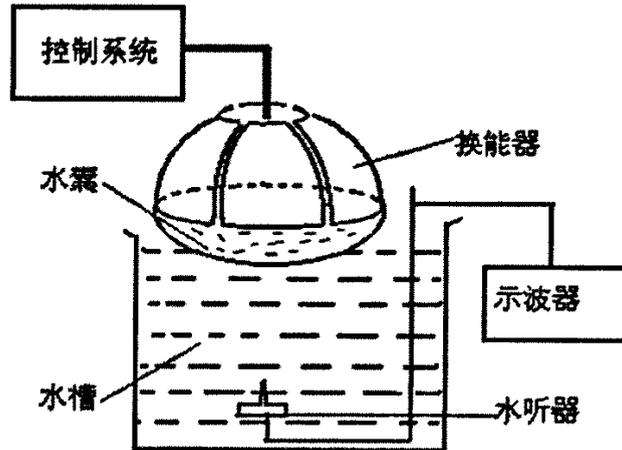


图 3-2 水听器的平面扫查法校准实验装置示意图

Fig.3-2 Schematic diagram of planar scanning calibration of hydrophone used for HIFU

在图 3-2 所示的实验装置中，发射换能器的辐射声场具有对称性，故可以采用直径扫查法对声场进行扫查。由于发射换能器所发射的为聚焦声波，因此水听器的扫查平面应选在焦平面内，这时声波才可以作为近似平面波处理。发射换能器所发射的超声频率为 1.5MHz。具体的实验步骤如下。

- 1、调节水听器和换能器处于共轴状态并将水听器置于焦点位置；
- 2、调节信号源频率至换能器最佳响应频率；
- 3、通过控制系统使换能器向某一方向（X 或 Y 方向）移动，则水听器将偏离换能器主轴，到达需要测量的边界范围（通常为焦点处水听器输出电压的 1/20 范围以外）；
- 4、以一定步长调节换能器使之逐渐向水听器方向移动，并记录移动距离和波形幅度大小。移动距离的读取可以从控制界面直接读取，波形变化由示波器记录。使换能器一直移动，直到在水听器另一侧输出电压值是焦点处输出的 1/20 以外；
- 5、调节换能器，使其旋转 90°，并重复以上的步骤，测出换能器另外一条直径上的声场输出的电压值。
- 6、根据测得的波形幅度数据和移动距离数据，用归一化处理后即可得到水听器信号幅度在焦平面内的随侧向位置不同变化的关系曲线，从而可以根据水听器平面扫查校准法中的直径扫查法计算其灵敏度。

声场扫查所得到的焦平面内两条直径的波形分别如图 3-3 和 3-4 所示。

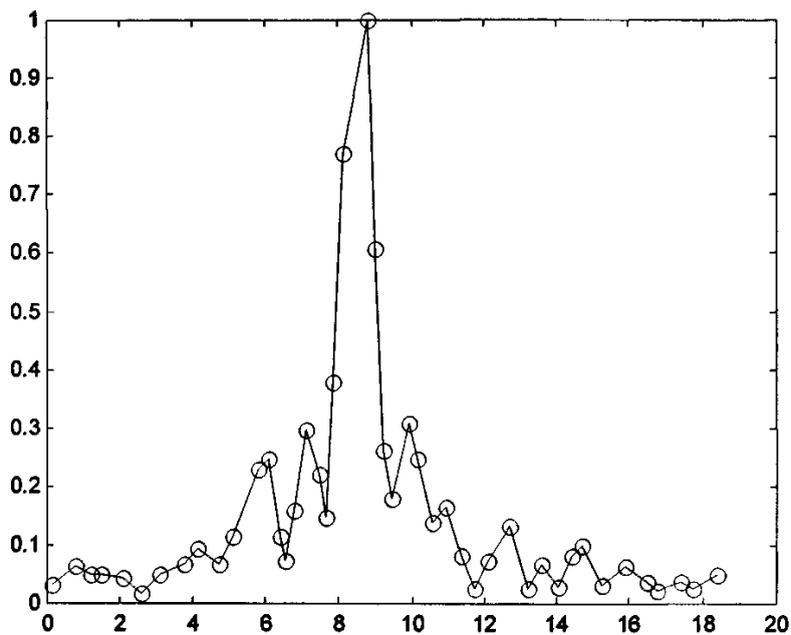


图 3-3 沿直径 X 方向扫查的水听器输出曲线图

Fig.3-3 the curve of hydrophone output along the X direction

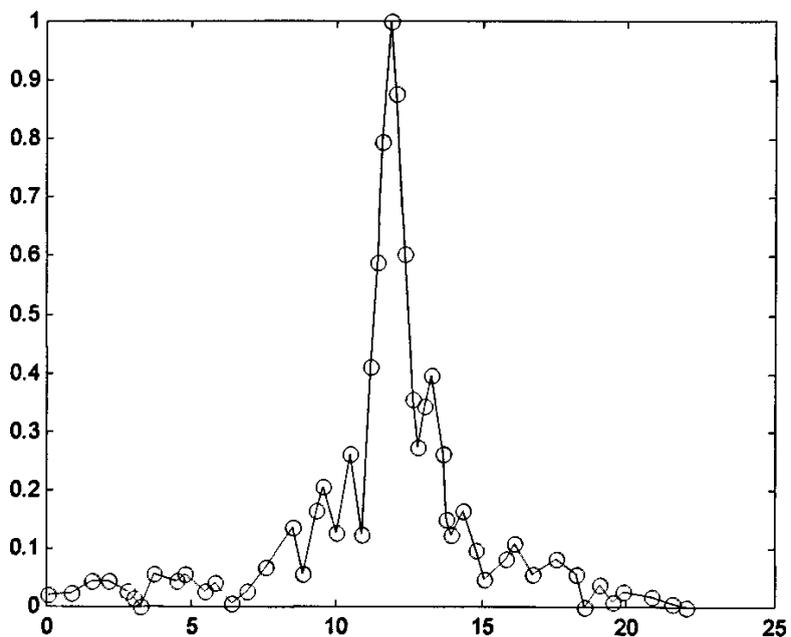


图 3-4 沿直径 Y 方向扫查的水听器输出曲线图

Fig.3-4 the curve of hydrophone output along the X direction

图 3-3 和 3-4 中符号 ‘o’ 标示的点是用水听器进行声场扫查的原始测量点。换能器的总输出功率为 165W，利用第二章中所述的方法，就可以计算水听器的灵敏度。计算公式为^[1]：

$$M_L = \left\{ \frac{1}{P(l)\rho c} \iint [U_L(l, y, z, t)]^2 dydz \right\}^{1/2}$$

$$\iint [U_L(l, y, z, t)]^2 dydz \approx (\pi/N) \sum_{i=1}^N \left\{ \sum_{r=R_{ij}}^{R_{ji}} [U_L(l, r, t)]^2 r \Delta r + [U_L(l, s, t)]^2 ((\Delta r/2) - s)^2 \right\}$$

上面的两个公式中各参数的具体含义已经在第二章水听器的平面扫查校准法中做了说明，这里就不再重复了。

由于计算灵敏度的公式中要求相等的步长，而我们在实验中所采用步长并不一直。为了解决这个问题，在计算灵敏度之前首先对测量得到的数据进行插值，然后再以相同的间距进行采样，利用采样点的电压值进行计算。

用此方法计算得到的水听器在 1.5MHz 频率点上的灵敏度为：

$$M_L = 3.1601 \times 10^{-9} \text{ V/Pa.}$$

我们在实验室所做高强度聚焦超声水听器校准实验时，由于所用的换能器是多片式设计，而扫查直径又只采用了两条，在对称性方面尚且存在一些问题；并且在计算过程中采用的是先插值后取样所得到的结果，这些势必会给用平面扫查法得到的水听器灵敏度带来一定程度的误差。

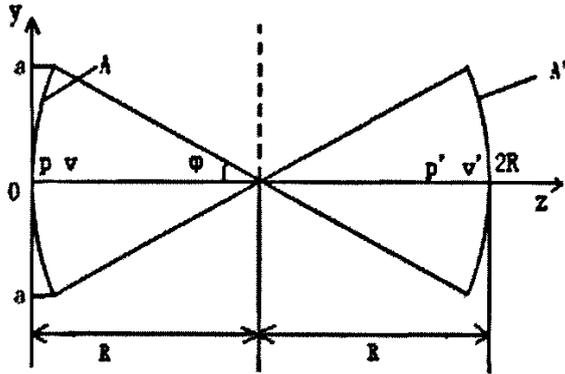
消除或减小上述两种情况导致的误差的办法是根据发射换能器设计的结构特点，对称地多扫描几条直径；在扫描过程中使用足够小并且相同的步长。

§ 3.3 聚焦换能器的自由场会聚球面波互易校准的衍射系数计算

在聚焦换能器的自由场会聚波互易校准中^[2]，互易常数 J_f 在考虑媒质的衰减系数 α 和声波的衍射效应的修正系数 G 修正后为：

$$J_f = \frac{4\pi l_f^2}{\rho' c G} (1 - \cos \varphi) e^{2l_f \alpha}$$

其中 G 定义为在不考虑媒质衰减条件下，当换能器发射时，在以换能器焦点为对称中心，换能器辐射面的对称球面 A' 面积上的实际平均声压 $\bar{p}(2l_f)$ 与发射表面上的自由声压 p_0 的比值，即 $G = \bar{p}(2l_f)/p_0$ 。 l_f 为换能器的焦距， ρ' 为媒质密度， c 为声波在媒质中的传播速度， φ 为聚焦换能器的半孔径角（如图 3-5 所示）。

图 3-5 凹球面聚焦换能器及其在 $2l_f$ 处的波阵面示意图Fig.3-5 concave sphere-shaped transducer and the wave surface at the distance $2l_f$

衍射系数 G 的计算方法有两种, 即瑞利积分法和冲击响应函数积分法, 下面分别介绍, 并重点介绍冲击响应函数积分法。与瑞利积分法相比, 冲击响应函数积分可以大大提高运算的速度。

3.3.1 瑞利积分法

设有一个孔径为 $2a$ 的辐射面积为 A 的球面聚焦超声换能器 T , 其曲率半径 R 等于它的焦距 l_f , 半孔径角为 φ 。其发射声场如图 3-5 所示。在声轴 z 上离换能器发射面中心 o 距离为 (两倍焦距) $2l_f$ 处有一个以焦点为球心的假想球面 A' , 由于声场的对称性, 面积 A 与 A' 相等。 G 的值就为 A' 面积上的实际平均声压 $\bar{p}(2l_f)$ 与发射表面上的自由声压 p_0 的比值。为方便计算, 我们假设辐射面 A 上每一点的声压 p_0 以及振速 v_0 相同。

瑞利积分法是比较常用的计算平面活塞辐射以及凹球面辐射声场声压的方法。积分公式为:

$$p = -j \frac{\rho' c k e^{-jka}}{2\pi} \iint_A \frac{v_0 e^{jkr}}{r} dS$$

其中: ρ' 是换能器间媒质的密度, c 是媒质中的声速, $k = 2\pi f / c$ 是圆波数, r 为 A' 上 P 点至面积 A 上 (x, y, z) 处积分面元 $dxdy$ 的距离。由于球面的对称性, A' 面上的积分平均值 $\bar{p}(2l_f)$ 等于 xoy 平面内从点 $(0, 0, l_f)$ 到点 $(0, a, \sqrt{l_f^2 - a^2})$ 的圆弧的积分平均值, 如图 3-6 所示, 这样衍射修正系数便可以求出。参照文献[2]中的结

果，圆弧上任一点 $p(0, y_0, \sqrt{l_f^2 - y_0^2})$ 的声压值可以表示如下：

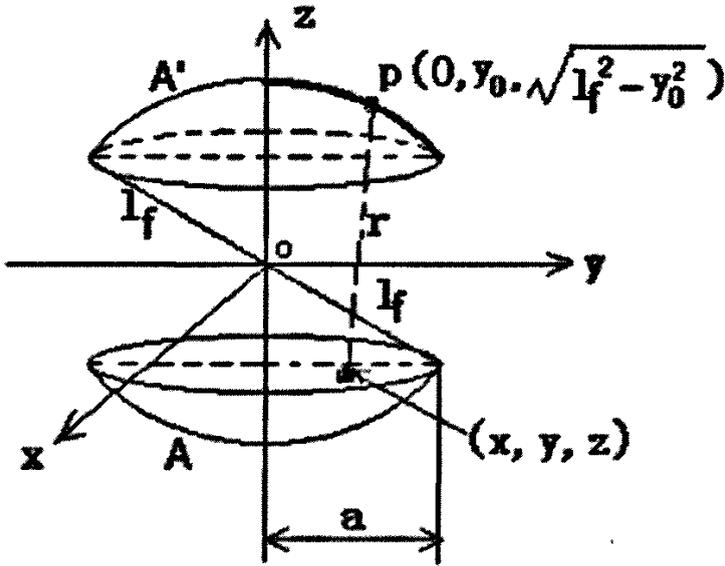


图 3-6 衍射积分几何示意图

Fig.3-6 schematic geometry of diffraction integral

$$p(0, y_0, \sqrt{l_f^2 - y_0^2}) = -j \frac{\rho c k v_0 l_f e^{-j\omega t}}{2\pi} \int_a^a \int_{\sqrt{a^2-x^2}}^{\sqrt{a^2-x^2}} \frac{e^{jk\sqrt{x^2+(y-y_0)^2+(\sqrt{l_f^2-x^2-y^2}+\sqrt{l_f^2-y_0^2})^2}}}{\sqrt{x^2+(y-y_0)^2+(\sqrt{l_f^2-x^2-y^2}+\sqrt{l_f^2-y_0^2})^2} \sqrt{l_f^2-x^2-y^2}} dy dx$$

而假想面 A' 上的平均声压可以表示为：

$$\bar{p}(2l_f) = \frac{1}{a} \int p(0, y_0, \sqrt{l_f^2 - y_0^2}) dy_0$$

又辐射面 A 上的声压为 $p_0 = \rho' c v_0$ ，因此： $G = \bar{p}(2l_f) / p_0$ 。从而可以求得衍射系数 G 的值。

部分计算结果如图 3-7 所示。

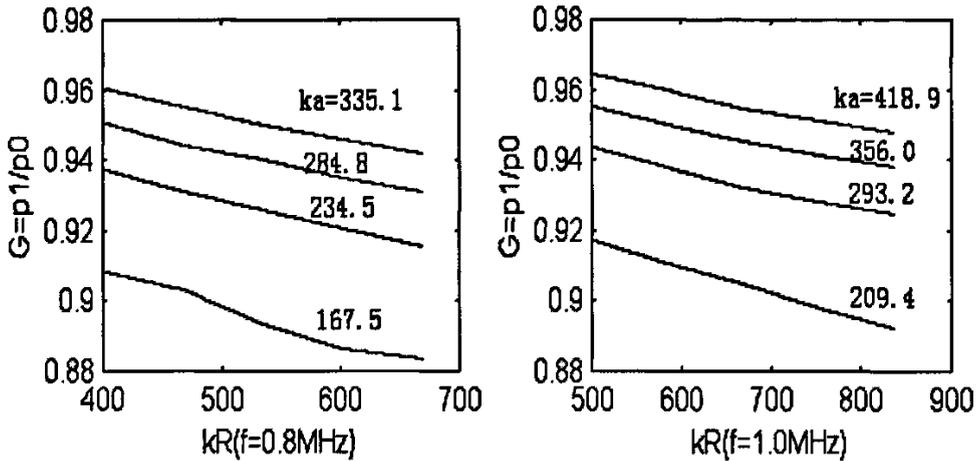


图 3-7 两个频率下不同尺寸聚焦换能器衍射修正系数曲线^[2]

Fig.3-7 Curves of diffraction corrective factor for focusing transducers of different dimension in two frequencies

3.3.2 冲击响应函数积分法

冲击响应函数积分法是一种基于时域格林函数的方法，1973 年 Lockwood 和 Willette^[3]首次用它计算超声平面换能器的声场。对于镶嵌在无限大硬挡板内的平面辐射器，用这种方法得到的结果是准确的，因为各点辐射的半球面波不发生相互干扰。如果辐射器是球面聚焦换能器，它所辐射的半球面波不能自由的传播而是相互干扰。由于这种效应没有考虑进去，故所得到的结果只能是近似值。但如果聚焦换能器是弱聚焦，这种效应很小，在计算时可以忽略不计。

根据时域格林函数，一个面积为 S 的平面辐射器的声场声压值可以表示为^[4]：

$$p(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \psi(t_0) \frac{\delta(t - t_0 - r/c)}{2\pi r} ds dt_0 \quad \text{①}$$

其中： x 表示空间坐标， x_0 表示积分源点坐标， r 为空间点 x 到积分源点 x_0 的距离， $\psi(t_0)$ 是辐射面上声压的法向分量， $\delta(t)$ 是冲击函数。

对上式进行 Fourier 变换，得到：

$$P(x, \omega) = \Psi(\omega) \int \frac{\exp(-j\omega r/c)}{2\pi r} ds$$

于是可以得到传递函数：

$$H(x, \omega) = \frac{P(x, \omega)}{\Psi(\omega)} = \int \frac{\exp(-j\omega r/c)}{2\pi r} ds$$

式中: $\Psi(\omega)$ 是 $\psi(t_0)$ 的 Fourier 变换。

对上式进行逆 Fourier 变换, 得到系统的冲击响应函数:

$$h(x, t) = F^{-1}[H(x, \omega)] = \int \frac{\delta(t - r/c)}{2\pi r} ds$$

$$\text{令: } v = v_0 \cos \omega_0 t = \text{Re}[v_0 \exp(j\omega_0 t)]$$

$$\text{则: } \psi(t_0) = \partial p / \partial n = -\rho' (\partial v / \partial t) = -j\omega_0 \rho' v_0 \exp(j\omega_0 t)$$

$$\Psi(\omega) = -2\pi j \omega_0 \rho' v_0 \delta(\omega - \omega_0)$$

声压 $p(x, t) = F^{-1}[H(x, \omega)\Psi(\omega)]$ 可以表示为:

$$\begin{aligned} p(x, t) &= -j\omega_0 \rho' v_0 \exp(j\omega_0 t) \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\omega - \omega_0) H(x, \omega) \exp(j\omega t) d\omega \\ &= -j\omega_0 \rho' v_0 H(x, \omega_0) \exp(j\omega_0 t) \\ &= -j\omega_0 \rho' v_0 \exp(j\omega_0 t) \int_{-\infty}^{\infty} h(x, \tau) \exp(-j\omega_0 \tau) d\tau \end{aligned} \quad \textcircled{2}$$

即平面辐射器空间点 x 处的声压可以用上式②来表示。

对于凹球面换能器发射的声场, 忽略二阶衍射效应, 空间任一点 (ρ, z) 处的声压值可以表示为^[4]:

$$p(\rho, z, t) = -j\omega_0 \rho' v_0 \exp(j\omega_0 t) \int_{-\infty}^{\infty} h(\rho, z, \tau) \exp(-j\omega_0 \tau) d\tau \quad \textcircled{3}$$

其中: $h(\rho, z, \tau)$ 是聚焦换能器的冲击响应函数。

公式③中各参数的关系如图 3-8 所示。根据图 3-8 中的关系, 可以得到:

$$\rho = [R^2 - (z - R)^2]^{1/2}$$

其中 z 应满足关系式 $2R - h < z < 2R$ 。由于球面的对称性, 整个面积 A' 上的平均声压为^[5]:

$$\bar{p}(2l_f) = \frac{1}{S} \int p(\rho, z, t) dS = \frac{1}{h} \int_{2R-h}^{2R} p(\rho, z, t) dz$$

$$\text{则: } G = |\bar{p}(2l_f)| / p_0$$

式中: $p_0 = v_0 c \rho'$, c 为媒质中的声速, ρ' 是换能器间媒质的密度。

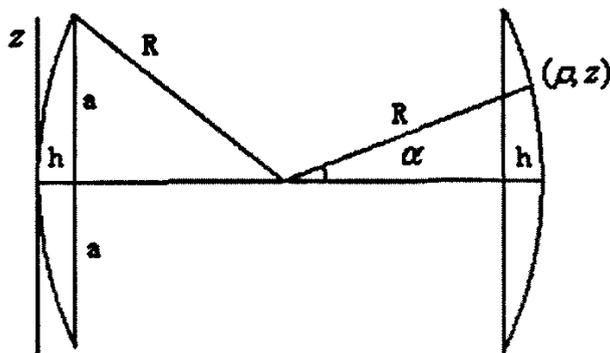


图 3-8 参数关系示意图

Fig.3-8 Schematic sketch of parameters

求解③式的关键是求解冲击响应函数 $h(\rho, z, \tau)$ 的值, 根据本文中所述的情况, 对文献[5]中的式子进行进一步推导后, $h(\rho, z, \tau)$ 在 $z > R$ 时可以表示如下:

$$h(\rho, z, t) = \begin{cases} 0 & t < t_1 \\ (c/\pi)\phi_m & t_1 < t < t_2 \\ c & t_2 < t < t_3 \\ 0 & t_3 < t \end{cases}$$

其中: $t_1 = [(a - \rho)^2 + (z - h)^2]^{1/2} / c$

$$t_2 = [(a + \rho)^2 + (z - h)^2]^{1/2} / c$$

$$t_3 = 2R/c$$

$$\phi_m = \cos^{-1} \left\{ \frac{2R^2}{ct\sqrt{4R^2 - c^2t^2}} [(R^2 - a^2)^{1/2} - (1 - \frac{c^2t^2}{2R^2})(R - z)] \right\}$$

利用上面给出的公式, 凹球面 A' 上的声压值可以简易而快速地计算出来, 进而可求得衍射修正系数 G 。

运用上述的冲击响应函数积分法, 计算了一系列的参数下的衍射修正系数 G 的值。在计算中, 取声速 $c = 1540 \text{m/s}$ 。

为证明使用该种方法计算衍射系数的正确性, 在相同参数下与文献[3]中所用瑞利积分法所得到的结果进行了比较, 如图 3-10 所示。从图中可以看出, 用两种不同的计算方法所得到的结果具有较好的一致性, 但也存在一些差异, 其原因是前面所提到的聚焦换能器所辐射的球面波不是自由传播而是相互干扰所造成的一些计算误差。当聚焦比较弱时, 这种影响不大。

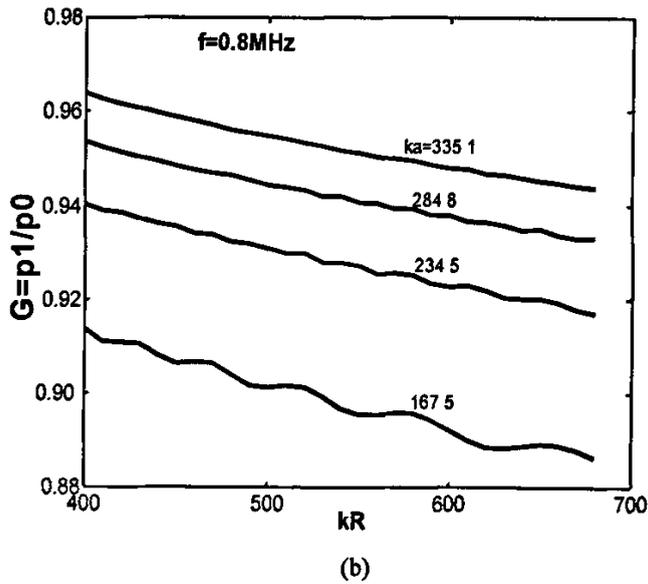
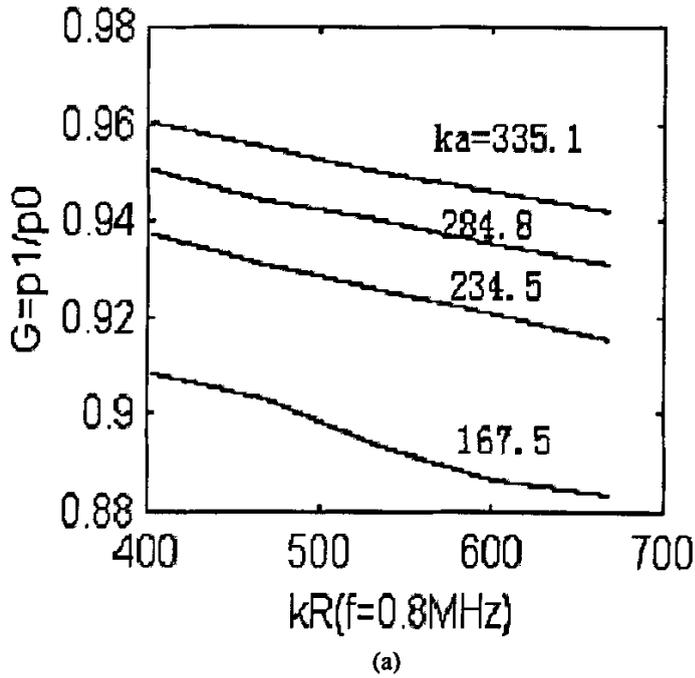


图 3-9 瑞利积分法 (a) 和冲击响应函数积分法 (b) 的计算结果比较

Fig.3-9 Comparison of results using Rayleigh integral method (a) and impulse response integral method (b)

本人利用冲击响应函数积分法系统地计算了超声治疗头、机械扫描 B 超探头以及多普勒诊断探头的衍射损失修正系数，得出了一些典型参数下的计算曲线，分别如图 3-10、3-11 和 3-12 的(a) (b) (c)所示。这些计算结果曲线可供不同

类型的聚焦换能器会聚球面波互易校准时引用参考。

从计算结果可以看出，在弱聚焦的情况下，衍射系数的值波动较大，规律性不明显，如图 3-12 中的机械扫描 B 超探头的衍射系数曲线所示。

值得注意的是，由于冲击响应函数积分法用于凹球面计算时是一种近似情况，所以在特定频率与半径下，当凹球面的孔径与焦距相比超过一定的值时，误差将会很大，计算结果不再正确。例如，在频率为 1.5MHz，球半径为 220mm 时，孔径角超过 60° ，便会得出错误的结果。所以在计算时应选取适当的参数，避免出现错误的结果。

冲击响应函数积分法计算聚焦球面波互易校准中的衍射修正系数，相比于利用瑞利积分算法，大大地提高了计算速度。当换能器面积比较小的时候，冲击响应函数积分法的优越性还不是非常明显，但随着换能器面积的增大，用瑞利积分法需要计算面积元的两维积分，所花费的时间也将成倍的增多，这时用冲击响应函数积分法的优势便很好的显现出来了。

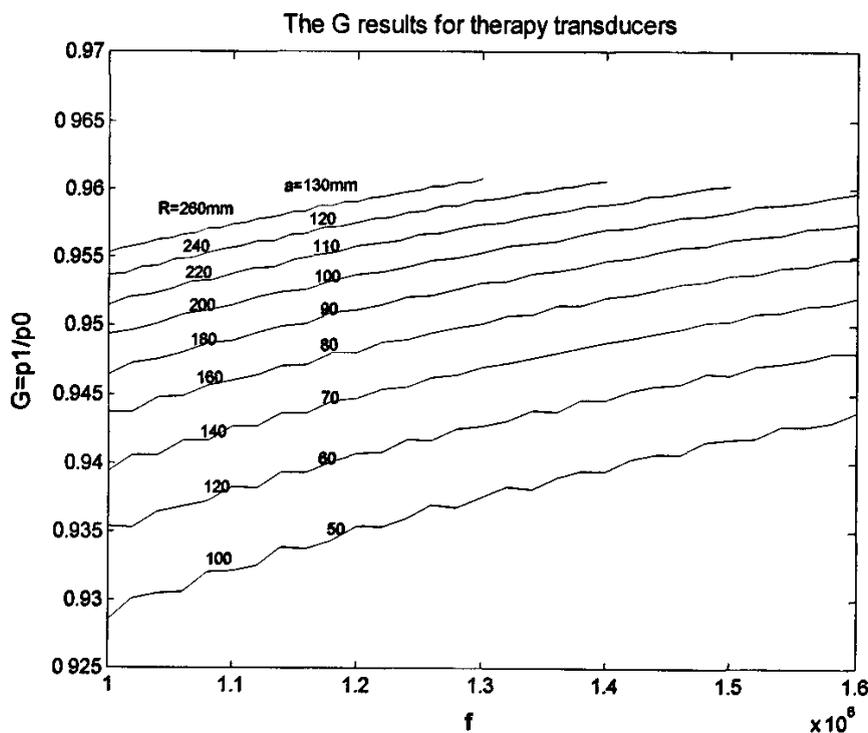


图 3-11 孔径角为 60° 的不同尺寸治疗换能器探头衍射系数曲线

Fig.3-11 Curves of diffraction corrective factor for therapy transducers of different dimension with the 60° aperture angle

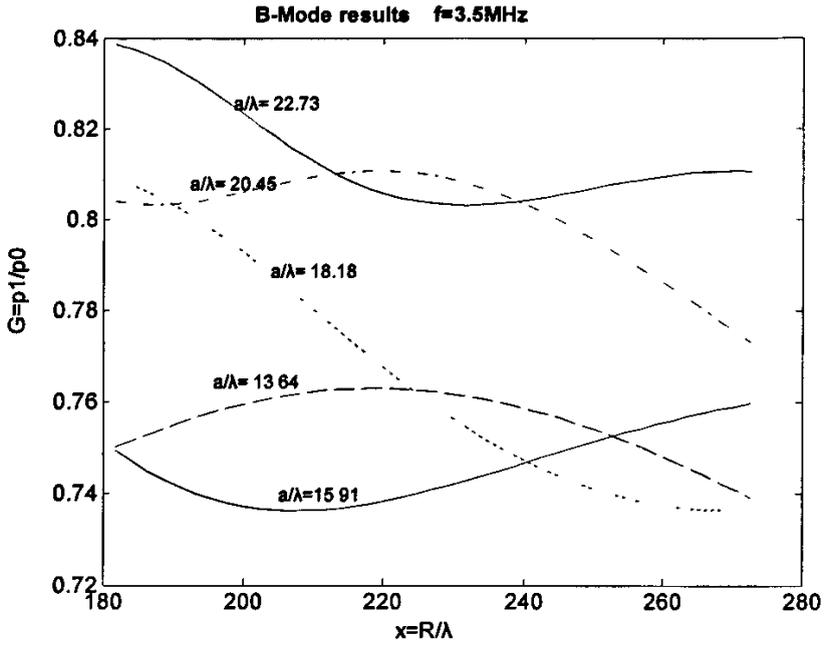
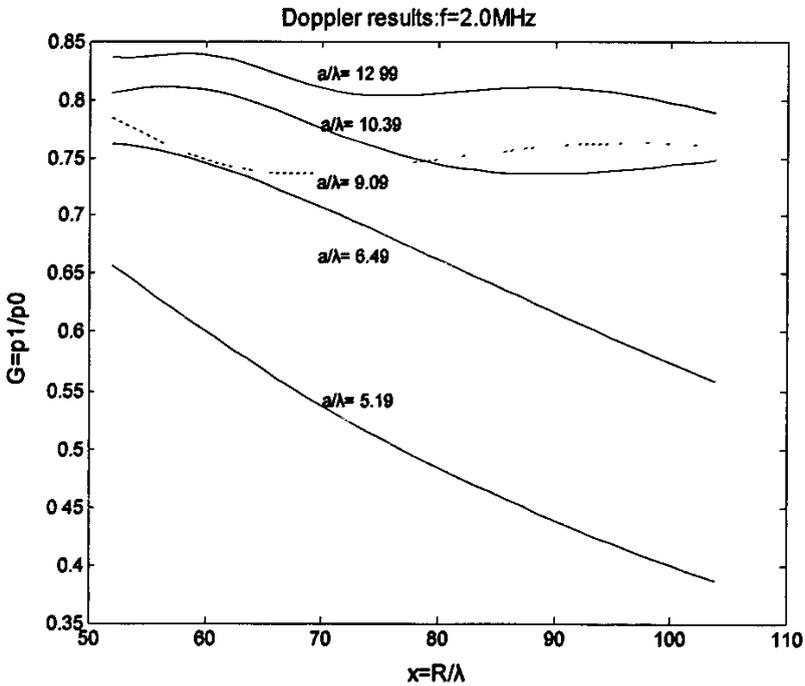
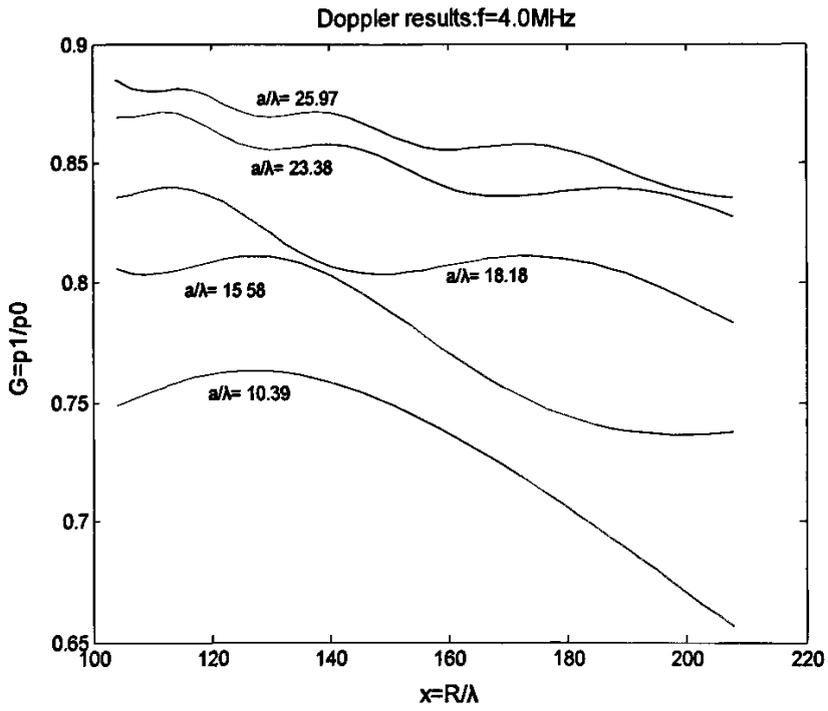


图 3-12 诊断用机械扫描 B 超探头的衍射系

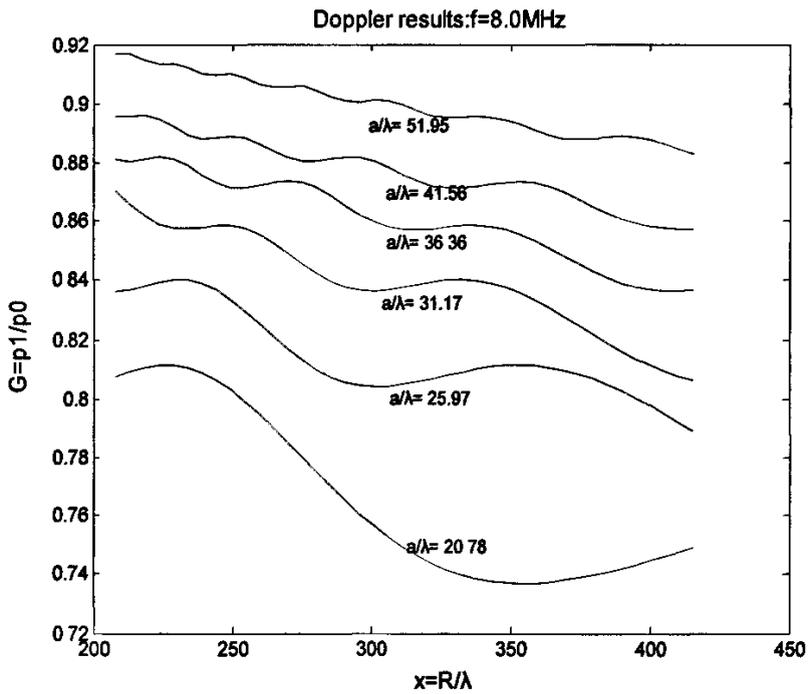
Fig.3-12 Curves of diffraction corrective factor for B-Mode ultrasound diagnostic transducers of different dimensions



3-13 (a)



3-13 (b)



3-13 (c)

图 3-13 多普勒诊断探头衍射系数曲线

Fig.3-13 Curves of diffraction corrective factor for Doppler diagnostic transducers of different dimensions and different frequencies

本章小结:

本章结合作者在实验室所做的实验,叙述了两种常用的水听器校准方法,互易校准法和平面扫查校准法的具体实验装置、实验步骤以及一些实验校准结果。在本章的最后介绍了聚焦换能器的自由场会聚球面波互易校准中的衍射系数计算的问题,给出了一些参数下不同类型换能器的衍射修正系数,可供聚焦换能器会聚球面波自由场互易校准时引用参考。

参考文献(III)

- [1] 1101©IEC, The absolute calibration of hydrophones using the planar scanning technique in the frequency range 0.5MHz to 15MHz
- [2] SHOU Wen-De, YAN Jia-Yong WANG Hong-Zhang et al, "Free Field Reciprocity Calibration in a Convergent Spherical Acoustic Wave of a Focusing Transducer", Chinese Physics Letters, 2002, Vol.19, No.8, 1131-1134
- [3] J C Lockwood and J G Willette, J. Acoust. Soc. Am., 1973, 53(3): 735-41
- [4] A Penttinen and M Luukkala, Diffraction losses associated with curved ultrasonic transducers, J. Phys. D: Appl. Phys., 1977, Vol.10: 665-69
- [5] A Penttinen and M Luukkala, The time response and pressure near-field of a curved ultrasonic radiator, J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, Vol.9: 1547-57

第四章 新型高强度水听器设计的理论研究

在高强度聚焦超声治疗仪的开发过程中,声场性能的测试和评估是一个非常重要的环节,它与换能器的设计、分析以及理论研究密切相关,并关系到整个系统的性能和工作的安全性。就目前实际应用来说,进行声场测量的基本工具主要是水听器,因此水听器测量的精确性以及灵敏度,直接关系到测量结果的准确性。本章主要研究适用于高强度聚焦超声场测量的水听器。

§ 4.1 高强度聚焦超声场测量对水听器的特殊要求

高强度聚焦超声(HIFU)将高功率的超声聚焦于肿瘤组织上,在短时间内,使肿瘤内温度急骤升高,达到破坏肿瘤组织的目的。在焦区附近,声压将会非常大,并产生非常大的冲击力,同时在焦区内还会有比较强烈的温度升高的变化。因此高强度聚焦超声声场的显著特点就是声场强度高,焦区附近温度高。因此,适用于高强度聚焦超声场测量的水听器要具有下面的特点。

1、水听器具有较高的声压-电压线性度

高强度聚焦超声声场的特殊性就决定了测量用的水听器的特殊性。要保证测量的准确性,水听器必须具有较高的耐高温性能和较大的承受冲击的能力,也就是自身的耐受能力。一般常用的水听器有陶瓷水听器, PVDF 水听器。陶瓷水听器虽然耐高温能力比较好,但是它的线性度较差,当声场压力太大时,它的输出和输入的线性关系将受到破坏。而 PVDF 水听器虽有良好的线性度,但其温度反应敏感,耐高温能力差。

2、水听器须具有较好的温度稳定性

因为在高强度聚焦声场中有比较强的温度变化,因此水听器必须能够保证在不同的温度下都具有良好的声压-电压线性度,测出的结果才会真实有效。

3、水听器要有一定的频率敏感范围

由于高强度聚焦时,声场中会有生物效应以及波形畸变现象,从而使声场中可能产生高次谐波或者包含高次谐波成分,研究表明,在较高强度聚焦超声声场中,二次谐波声场的声压甚至可以达到基波声压的 10%左右,因此水听器应该对高频敏感。

另外,在高强度聚焦声场中,由于液体中有微气泡的存在,将会产生比较强烈的空化效应^[1],那么声场中将会产生分谐波,即产生基波的 1/2 次谐波。因此水听器对此频率段也应该有比较好的敏感性,才能保证测试的数据能够较真实地反映实际情况,而不失真。如果水听器对频率变化不敏感,或者说敏感范围有限,

测试数据将会失真。

4、水听器本身要有较好的耐高温和抗冲击能力

由于高强度超声本身是一种机械波，必然会对水听器产生很大的冲击力，水听器应该具有较好的耐受力，才会避免本身的疏松变形，以及其他的改变。在我们用压电陶瓷所做的实验中已经发现由于使用次数较多，发射功率较大，水听器接收端已出现变形、疏松，甚至有腐蚀剥落的斑点。

由此可见，高强度聚焦超声场的测量给水听器提出了特殊的要求，普通设计的水听器已不适用于高强度聚焦超声场的测量。就本人目前所查阅的相关方面的文献而言，还没有发现有涉及高强度聚焦超声场测量的专用探针式水听器。国外已有商品化的 PVDF 薄膜水听器可用于高强度声场的测量，然而其价格比较高，又比较容易损坏，故对于国内大多研究机构而言并不实用。

§ 4.2 高强度聚焦超声场测量用水听器设计的理论分析与计算

为了对高强度聚焦超声场进行测量研究，我们对 PVDF 水听器进行了特殊的设计。使用不锈钢作为水听器的主体部分的材料，可以满足高强度聚焦超声场测量所要求的耐高温和抗冲击力的性能，弥补了 PVDF 材料在此方面的不足。水听器的主体是一圆锥体后接一圆柱体，圆柱体的另一端是 PVDF 压电薄膜。水听器的简单结构示意图如图 4-1 所示。

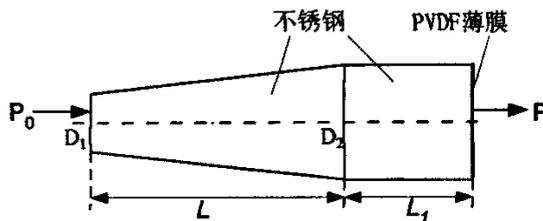


图 4-1 高强度聚焦水听器示意图

Fig 4-1 Schematic diagram of hydrophone used for HIFU

整个设计采用变幅杆原理，声场声压作用于水听器前端，通过不锈钢结构后再传至 PVDF 压电材料。这样就可以避免 PVDF 压电薄膜直接承受高强度聚焦超声所产生强压和高温。这种设计目前正在申请专利。

§ 4.3 高强度聚焦水听器灵敏度的理论计算

水听器灵敏度的计算，即计算水听器在接收端的声压为 P_0 时，不锈钢圆柱体后端 PVDF 薄膜输出的电压值为多少。

4.3.1 变幅杆中声场的理论计算

如图 4-1 中所示, 假设圆锥体的小端直径为 D_1 , 大端直径为 D_2 , 圆柱体的直径也为 D_2 , 圆锥体的高为 L , 圆柱体的高为 L_1 。

对于流体或者截面远小于波长的固体杆(比如横截面尺寸小于谐振频率所对应波长的四分之一), 连续变化的截面中声波的传播方程为^[2]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial \ln S}{\partial x}\right) \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1)$$

选坐标为 x , 令解 $p = p(x)e^{j\omega t}$, 代入可得关于变量 x 的常微分方程:

$$\frac{d^2 p(x)}{dx^2} + \frac{S'}{S} \frac{dp(x)}{dx} + k^2 p(x) = 0 \quad (2)$$

式中: $k = \frac{\omega}{c}$, $S' = \frac{dS}{dx}$

对于圆锥型的杆, 有下面的结构关系^{[3][4]}:

$$D = D_1(1 - \gamma x), \quad S = S_1(1 - \gamma x)^2, \quad \text{其中: } \gamma = \frac{D_1 - D_2}{D_1 L}$$

$S' = \frac{dS}{dx} = -2S_1\gamma(1 - \gamma x)$, 于是 $\frac{S'}{S} = \frac{-2\gamma}{1 - \gamma x}$, 代入方程 (2) 可得:

$$\frac{d^2 p(x)}{dx^2} + \frac{2}{x - \frac{1}{\gamma}} \frac{dp(x)}{dx} + k^2 p(x) = 0 \quad (3)$$

$$\text{令: } p = \bar{p} \frac{1}{x - \frac{1}{\gamma}}$$

$$\text{则: } p'(x) = -\frac{1}{(x - \frac{1}{\gamma})^2} \bar{p}(x) + \frac{1}{x - \frac{1}{\gamma}} \bar{p}'(x)$$

$$p'(x) \left(\frac{2}{x - \frac{1}{\gamma}} \right) = -\frac{2}{(x - \frac{1}{\gamma})^3} \bar{p}(x) + \frac{2}{(x - \frac{1}{\gamma})^2} \bar{p}'(x)$$

$$p''(x) = \frac{2}{(x - \frac{1}{\gamma})^3} \bar{p}(x) - \frac{2}{(x - \frac{1}{\gamma})^2} \bar{p}'(x) + \frac{1}{x - \frac{1}{\gamma}} \bar{p}''(x)$$

把上面的式子代入公式 (3), 可得:

$$\bar{p}''(x) + k^2 \bar{p}(x) = 0 \quad (4)$$

方程(4)的解可以表示为:

$$\bar{p}(x) = Ae^{-jkx} + Be^{jkx}$$

即:

$$p(x) = \frac{A}{x - \frac{1}{\gamma}} (e^{-jkx} + \frac{B}{A} e^{jkx})$$

质点的振速为:

$$v = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p}{\partial x} dt = \frac{e^{j\omega t}}{j\omega\rho} \left(\frac{Ae^{-jkx} + Be^{jkx}}{(x - \frac{1}{\gamma})^2} + \frac{jk(Ae^{-jkx} - Be^{jkx})}{x - \frac{1}{\gamma}} \right)$$

假设水与不锈钢界面的声压反射系数为 r ($r=0.9707^2=0.942$), 并设入射波的声压为 p_0 , 声压幅值为 p_{0a} , 则:

$$p_0 = p_{0a} e^{j(\omega t - kx)}$$

在水与不锈钢的界面处, 反射波的声压为:

$$p_r = p_{ra} e^{j(\omega t + kx)} = r p_{0a} e^{j(\omega t + kx)}$$

在水与不锈钢的界面处, 声压连续, 则透射波声压幅值为:

$$p_a(x=0) = -\gamma(A+B) = p_{0a} + p_{ra} = (1+r)p_{0a} \quad (a)$$

设在圆柱内传播的声波为 p_1 , 则: $p_1(x) = A_1 e^{-jkx} + B_1 e^{jkx}$

$$v_1 = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p}{\partial x} dt = \left(\frac{A_1}{\rho c} e^{-jkx} - \frac{B_1}{\rho c} e^{jkx} \right) e^{j\omega t}$$

根据圆柱与圆锥界面处的条件, 有: $p(l) = p_1(0)$, $v(l) = v_1(0)$

圆柱界面与空气界面(PVDF界面)处, 负载阻抗约为0, 即:

$$Z(L_1) = \frac{p_1(L_1)}{v_1(L_1)S} = 0$$

由 $p(l) = p_1(0)$, 可得:

$$\frac{1}{L - \frac{1}{\gamma}} (Ae^{-jkl} + Be^{jkl}) = A_1 + B_1 \quad (b)$$

由 $v(l) = v_1(0)$, 可得:

$$\frac{1}{j\omega\rho} \left(\frac{Ae^{-jkL} + Be^{jkL}}{\left(L - \frac{1}{\gamma}\right)^2} + \frac{jk(Ae^{-jkL} - Be^{jkL})}{L - \frac{1}{\gamma}} \right) = \frac{A_1 - B_1}{\rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}}} \quad (\text{c})$$

由 $Z(L_1) = \frac{P_1(L_1)}{v_1(L_1)S} = 0$, 得:

$$A_1 e^{-jkL_1} + B_1 e^{jkL_1} = 0 \quad (\text{d})$$

联立方程(a) (b) (c) (d)成方程组, 并进行化简:

$$\text{(b)+(c)可得:} \quad 2A_1 = \frac{2Ae^{-jkL}}{L - \frac{1}{\gamma}} + \frac{Ae^{-jkL} + Be^{jkL}}{jk\left(L - \frac{1}{\gamma}\right)^2}$$

$$\text{(b)-(c)可得:} \quad 2B_1 = \frac{2Be^{-jkL}}{L - \frac{1}{\gamma}} - \frac{Ae^{-jkL} + Be^{jkL}}{jk\left(L - \frac{1}{\gamma}\right)^2}$$

方程(d)可以写为: $A_1/B_1 = -e^{2jkL_1}$, 即 :

$$\frac{\frac{2Ae^{-jkL}}{L - \frac{1}{\gamma}} + \frac{Ae^{-jkL} + Be^{jkL}}{jk\left(L - \frac{1}{\gamma}\right)^2}}{\frac{2Be^{-jkL}}{L - \frac{1}{\gamma}} - \frac{Ae^{-jkL} + Be^{jkL}}{jk\left(L - \frac{1}{\gamma}\right)^2}} = -e^{2jkL_1}$$

把方程(b)代入(c)可得:

$$\frac{1}{jk} \left(\frac{A_1 + B_1}{\left(L - \frac{1}{\gamma}\right)} + \frac{jk(Ae^{-jkL} - Be^{jkL})}{\left(L - \frac{1}{\gamma}\right)} \right) = A_1 - B_1$$

把(b)代入上式得:

$$\frac{A_1 + B_1}{jk\left(L - \frac{1}{\gamma}\right)} + \frac{(A_1 + B_1)\left(L - \frac{1}{\gamma}\right) - 2Be^{jkL}}{L - \frac{1}{\gamma}} = A_1 - B_1 \quad (5)$$

由(a) (b)两式可得:

$$A + B = -\frac{(1+r)P_0}{\gamma} \quad (\text{为书写简便, 以下以 } P_0 \text{ 代 } P_{0a})$$

$$A + Be^{j2kl} = (L - \frac{1}{\gamma})(A_1 + B_1)e^{jkl}$$

$$Be^{jkl} = \frac{(L - \frac{1}{\gamma})(A_1 + B_1)e^{jkl} + \frac{(1+r)P_0}{\gamma}}{e^{jkl} - e^{-jkl}}$$

把上面的三个式子代入 (5) 式可得:

$$\frac{A_1 + B_1}{jk(L - \frac{1}{\gamma})} - \frac{2 \times \frac{(A_1 + B_1)(L - \frac{1}{\gamma})e^{jkl} + \frac{(1+r)P_0}{\gamma}}{e^{jkl} - e^{-jkl}}}{L - \frac{1}{\gamma}} = -2B_1$$

又有: $A_1/B_1 = -e^{2jkl_1}$

故可以解出 A_1 和 B_1 的表达式。

$$B_1 = \frac{\frac{2 \times (1+r)P_0}{(\gamma L - 1)(e^{jkl} - e^{-jkl})}}{\frac{1 - e^{j2kl_1}}{jk(L - \frac{1}{\gamma})} - \frac{2(1 - e^{j2kl_1})}{1 - e^{-j2kl}} + 2}$$

$$A_1 = -B_1 e^{j2kl_1} = -\frac{\frac{2 \times (1+r)P_0}{(\gamma L - 1)(e^{jkl} - e^{-jkl})}}{\frac{1 - e^{j2kl_1}}{jk(L - \frac{1}{\gamma})} - \frac{2(1 - e^{j2kl_1})}{1 - e^{-j2kl}} + 2} \times e^{j2kl_1}$$

上面两式给出了圆柱中所传播声波的声压表达式的系数, 下面根据我们所设计的实际的水听器 and 声场测量的实际情况给出计算的参数值。

实际应用中参数的具体数值如下:

$$D_1 = 0.5mm, \quad D_2 = 1.2mm; \quad L = 4mm, \quad L_1 = 2mm;$$

$$c_{\text{钢}} = 5790m/s, \quad \rho_{\text{钢}} = 7910kg/m^3, \quad f = 1.5MHz;$$

$$r = 0.9707^2 = 0.942$$

其中: $c_{\text{钢}}$ ——不锈钢中的声速;

$\rho_{\text{钢}}$ ——不锈钢的密度;

f ——治疗超声 (HIFU) 的发射频率。

另外, 为计算方便, 并不失一般性, 令 $p_0 = 1$, 则:

$$\gamma = \frac{D_1 - D_2}{D_1 L} = \frac{0.5 - 1.2}{0.5 \times 4} = -0.35 \text{ mm}^{-1}$$

$$k = \frac{2\pi f}{c} = 1.628 \text{ mm}^{-1}$$

$$kL = 6.512, \quad kL_1 = 3.256$$

把上面计算所得数据代入 A_1 和 B_1 的表达式, 可得:

$$A_1 = \frac{\frac{2 \times 1.942}{2.4 \times (e^{j6.512} - e^{-j6.512})}}{1 - e^{j6.512} - \frac{2(1 - e^{j6.512})}{j1.628(4 + \frac{1}{0.35})} - \frac{2(1 - e^{j6.512})}{1 - e^{-j13.024}} + 2} \times e^{j6.512}$$

$$B_1 = -\frac{\frac{2 \times 1.942}{2.4 \times (e^{j6.512} - e^{-j6.512})}}{1 - e^{j6.512} - \frac{2(1 - e^{j6.512})}{j1.628(4 + \frac{1}{0.35})} - \frac{2(1 - e^{j6.512})}{1 - e^{-j13.024}} + 2}$$

经计算, 得:

$$A_1 = 0.1382 - 1.2027j, \quad B_1 = 0.1382 + 1.2027j, \quad |A_1| = |B_1| = 1.2106,$$

$$p_1 = A_1 e^{-jkx} + B_1 e^{jkx} = (0.1382 - 1.2027j)e^{-j1.628x} + (0.1382 + 1.2027j)e^{j1.628x},$$

$$p_1(L_1) = (0.1382 - 1.2027j)e^{-j1.628 \times 2} + (0.1382 + 1.2027j)e^{j1.628 \times 2} = 0.0107,$$

$$p_1(0) = (0.1382 - 1.2027j)e^{-j1.628 \times 0} + (0.1382 + 1.2027j)e^{j1.628 \times 0} = 0.2656,$$

$$\begin{aligned} v_1(L_1) &= -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p_1}{\partial x} dt = \left(\frac{A_1}{\rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}}} e^{-jkL_1} - \frac{B_1}{\rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}}} e^{jkL_1} \right) \\ &= \frac{(0.1382 - 1.2027j)e^{-j1.628 \times 2} - (0.1382 + 1.2027j)e^{j1.628 \times 2}}{7910 \times 5790} \end{aligned}$$

$$= 5.284 \times 10^{-8} j$$

以上各值的单位均为国际单位制单位, 即声压的单位为帕斯卡 (Pa), 声速

的单位为米每秒 (m/s)。

4.3.2 PVDF 薄膜的等效电路及水听器灵敏度

与不锈钢圆柱体相连接的 PVDF 薄膜, 采用厚度振动模式, 其示意图如图 4-2 所示, PVDF 薄膜的厚度为 h 。

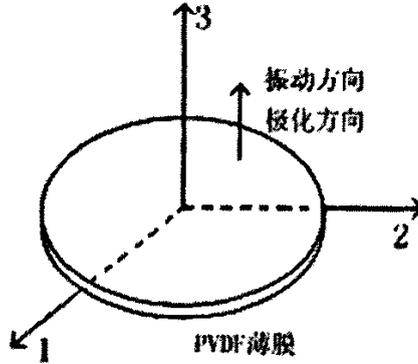


图 4-2 PVDF 薄膜示意图

Fig.4-2 Schematic diagram of PVDF membrane

如图 4-2 所示的 PVDF 薄膜, 压电薄片的电场方向、极化方向以及机械振动方向平行, 均沿着厚度 3 方向。假设: $L_{\text{min}} \gg h$, $L_{\text{min}} \gg \lambda$ (对于我们的条件, 此假设目前并不满足, 但是要求满足 $L_{\text{min}} \gg \lambda$ 的目的是 PVDF 薄膜的另一个振动面位于近场区, 对于我们所使用的数据, PVDF 薄膜的近场区距离为:

$$t = \frac{D_2^2}{4\lambda} = \frac{D_2^2}{4c/f} = \frac{1.2^2}{4 \times 1.96/1.5} = 275.5 \mu\text{m}, \text{ 而 } h = 38 \mu\text{m}, \text{ 所以 } t \gg h, \text{ 可见 PVDF}$$

的另一个振动面也在近场区内, 故虽然不满足 $L_{\text{min}} \gg \lambda$ 的条件, 但是下面的等效电路也基本上成立), $S_1 = S_2 = 0$, $S_3 \neq 0$, 即只有 3 方向上有应变。 $D_1 = D_2 = 0$,

$\frac{\partial D_3}{\partial z} = 0$, 即薄膜内部电位移均匀分布, 介质没有漏电现象。

以应变 S 和电位移 D 为自变量, 可得如下压电方程^{[4][5][6]}:

$$T_3 = C_{33}^D S_3 - h_{33} D_3 \quad (1)$$

$$E_3 = -h_{33} S_3 + \beta_{33}^S D_3 \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{\partial T_3}{\partial z} \Rightarrow \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = C_{33}^D \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \Rightarrow \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2}$$

$$\text{其中: } v = \sqrt{\frac{C_{33}^D}{\rho}}$$

解方程可得:

$$\xi = [A_0 \sin(kz) + B_0 \cos(kz)]e^{j\omega t}$$

令 $\xi_1 = \xi|_{z=0}$, $\xi_2 = \xi|_{z=h}$, 可得:

$$A_0 = \frac{\xi_2 - \xi_1 \cos(kh)}{\sin(kh)}, \quad B_0 = \xi_1$$

力学边界条件如下:

$$A(C_{33}^D S_3 - h_{33} D_3)|_{z=0} = -F_1 \quad (3)$$

$$A(C_{33}^D S_3 - h_{33} D_3)|_{z=h} = -F_2 \quad (4)$$

其中: A ——薄膜的面积。

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} = k \frac{\xi_2 - \xi_1 \cos(kh)}{\sin(kh)} \cos(kz) - k \xi_1 \sin(kz) \quad (5)$$

电学边界条件如下:

$$V = \int_0^h E_3 dz = \int_0^h (-h_{33} \frac{\partial \xi}{\partial z} + \beta_{33}^S D_3) dz = -h_{33}(\xi_2 - \xi_1) + \beta_{33}^S h D_3$$

$$D_3 = \frac{V}{\beta_{33}^S h} + \frac{h_{33}(\xi_2 - \xi_1)}{\beta_{33}^S h} \quad (6)$$

其中: V ——电压。

$$\text{令: } \dot{\xi} = \frac{\partial \xi}{\partial t} = j\omega \xi$$

把⑤⑥式代入③④式变换可得:

$$\phi V = \left(\frac{Z_0}{j \sin(kh)} + j \frac{\phi^2}{\omega C_0} \right) (\dot{\xi}_2 - \dot{\xi}_1) - j \dot{\xi}_1 Z_0 \tan \frac{kh}{2} + F_1$$

$$\phi V = \left(\frac{Z_0}{j \sin(kh)} + j \frac{\phi^2}{\omega C_0} \right) (\dot{\xi}_2 - \dot{\xi}_1) + j \dot{\xi}_2 Z_0 \tan \frac{kh}{2} + F_2$$

或

$$\phi \left(V - \frac{I'}{j\omega(-C_0)} \right) = \frac{Z_0}{j \sin(kh)} (\dot{\xi}_2 - \dot{\xi}_1) - j \dot{\xi}_1 Z_0 \tan \frac{kh}{2} + F_1$$

$$\phi \left(V - \frac{I'}{j\omega(-C_0)} \right) = \frac{Z_0}{j \sin(kh)} (\dot{\xi}_2 - \dot{\xi}_1) + j \dot{\xi}_2 Z_0 \tan \frac{kh}{2} + F_2$$

其中：

$$C_0 = \frac{A}{\beta_{33} s h} \text{——静态电容, F;}$$

$$Z_0 = \rho c A \text{——声阻抗, } kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1};$$

$$\phi = h_{33} C_0 \text{——机电转换系数, } N \cdot V^{-1} \text{ 或 } A \cdot s \cdot m^{-1};$$

$$I' = \phi(\dot{\xi}_2 - \dot{\xi}_1)$$

电路方程为：

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \int_A D_3 dS$$

将③式代入可得：

$$I = j\omega \frac{VA}{\beta_{33} s h} + \frac{h_{33} A}{\beta_{33} s h} (\dot{\xi}_2 - \dot{\xi}_1) = j\omega C_0 V + \phi(\dot{\xi}_2 - \dot{\xi}_1) = j\omega C_0 V + I'$$

则压电薄片厚度方向振动换能器接收状态等效机电图如图 4-3 所示。

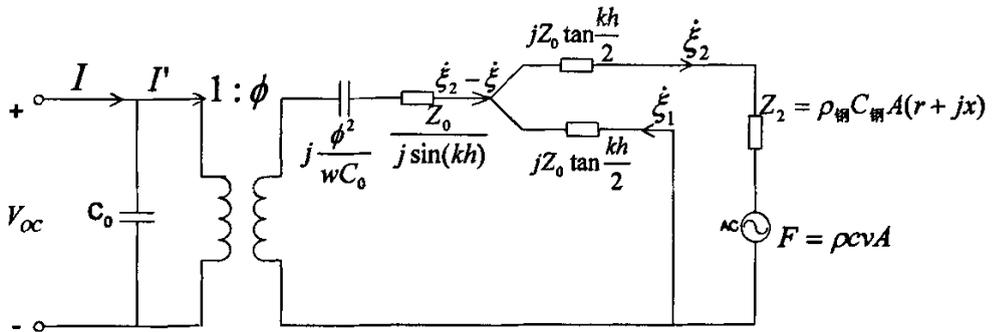


图 4-3 PVDF 压电薄膜厚度方向振动的等效机电图^[4]

Fig.4-3 Equivalent circuit diagram of PVDF membrane vibrating in thick-mode

上面所示的等效机电图中，变压器左侧为电学回路，右侧为力学回路。在上图中，把电学回路耦合到力学回路中，并经过适当的变换，可得如图 4-4 所示的等效图。

在图 4-4 中，存在如下的关系式：

$$Z_2 = \frac{Z_0}{j \sin(kh)} + \frac{j\phi^2}{\omega C_0} + \frac{\phi^2}{j\omega C_0} = \frac{Z_0}{j \sin(kh)}$$

$$Z_1 = \frac{\frac{Z_0}{j \sin(kh)} \cdot jZ_0 \tan \frac{kh}{2}}{\frac{Z_0}{j \sin(kh)} + jZ_0 \tan \frac{kh}{2}} = jZ_0 \tan \frac{kh}{2} \frac{1}{\cos(kh)}$$

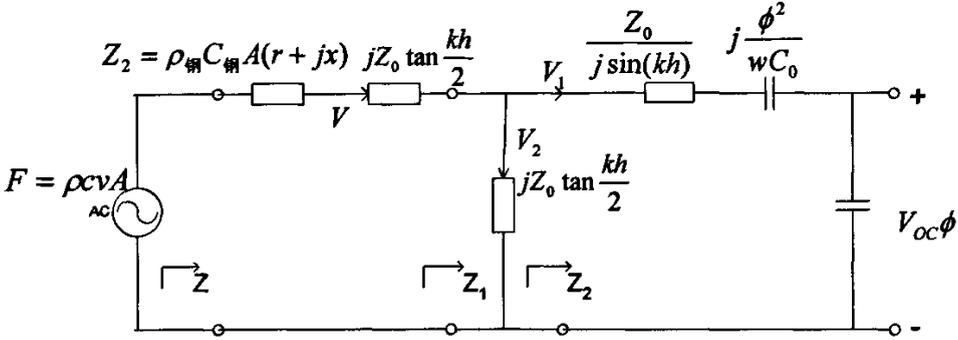


图 4-4 变换后的 PVDF 薄膜等效电路

Fig.4-4 Equivalent circuit diagram of PVDF membrane after transform

$$\begin{aligned} Z &= Z_s + jZ_0 \tan \frac{kh}{2} + jZ_0 \tan \frac{kh}{2} \frac{1}{\cos(kh)} \\ &= \rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \tan \frac{kh}{2} \left(1 + \frac{1}{\cos(kh)}\right) \\ &= \rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \frac{2 \tan \frac{kh}{2}}{1 - \tan^2 \frac{kh}{2}} = \rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \tan(kh) \end{aligned}$$

式中：

$r + jx$ 是对 PVDF 与不锈钢接触面上辐射阻抗 $\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A$ 的修正，只有当 $2ka \gg 1$ （其中 a 为辐射圆片的半径）时， $r + jx = 1$ ；当不满足 $2ka \gg 1$ 的条件时， $r + jx$ 的值可以查表得到^[2]。 $r + jx$ 是 $2ka$ 的函数，即是频率的函数，其值随频率的变化而变化。

又：

$$F = \rho cvA$$

$$V = \frac{F}{Z} = \frac{F}{\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \tan(kh)}$$

$$\begin{cases} V_1 Z_2 = V_2 \cdot jZ_0 \tan \frac{kh}{2} \\ V_1 + V_2 = V \end{cases}$$

因此:

$$\begin{aligned} V_1 &= \frac{jZ_0 \tan \frac{kh}{2}}{Z_2 + jZ_0 \tan \frac{kh}{2}} V \\ &= \frac{jZ_0 \tan \frac{kh}{2}}{\frac{Z_0}{j \sin(kh)} + jZ_0 \tan \frac{kh}{2}} \cdot \frac{F}{\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \tan(kh)} \\ &= \frac{F}{\left(1 - \frac{1}{\sin(kh) \tan \frac{kh}{2}}\right) (\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \tan(kh))} \\ &= \frac{F}{\frac{1}{2} (1 - \cot^2 \frac{kh}{2}) (\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \tan(kh))} \end{aligned}$$

$$V_{oc} \cdot \phi = V_1 \cdot \frac{\phi^2}{j\omega C_0} = \frac{\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A}{\frac{1}{2} (1 - \cot^2 \frac{kh}{2}) (\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \tan(kh))} \cdot \frac{\phi^2}{j\omega C_0}$$

$$V_{oc} = \frac{\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A}{\frac{1}{2} (1 - \cot^2 \frac{kh}{2}) (\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \tan(kh))} \cdot \frac{\phi}{j\omega C_0}$$

由前面的计算可知:

$$\begin{aligned} v_1(L_1) &= -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p_1}{\partial x} dt = \left(\frac{A_1}{\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}}} e^{-jkL_1} - \frac{B_1}{\rho_{\text{钢}} C_{\text{钢}}} e^{jkL_1} \right) \\ A_1 &= -\frac{\frac{2 \times (1+r)p_0}{(\gamma L - 1)(e^{jkL} - e^{-jkL})}}{\frac{1 - e^{j2kL_1}}{jk(L - \frac{1}{\gamma})} - \frac{2(1 - e^{j2kL_1})}{1 - e^{-j2kL}} + 2} \times e^{j2kL_1} \end{aligned}$$

$$B_1 = \frac{\frac{2 \times (1+r)p_0}{(\gamma L - 1)(e^{jkl} - e^{-jkl})}}{\frac{1 - e^{j2kl_1}}{jk(L - \frac{1}{\gamma})} - \frac{2(1 - e^{j2kl_1})}{1 - e^{-j2kl}} + 2}$$

将 A_1 、 B_1 代入 $v_1(L_1)$ ，可以得到 v 为：

$$v = v_1(L_1) = -2 \times \frac{\frac{2 \times (1+r)p_0}{(\gamma L - 1)(e^{jkl} - e^{-jkl})}}{\left(\frac{1 - e^{j2kl_1}}{jk(L - \frac{1}{\gamma})} - \frac{2(1 - e^{j2kl_1})}{1 - e^{-j2kl}} + 2\right) \rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}}} \times e^{jkl_1}$$

即：

$$V_{oc} = \frac{\rho c A \phi \cdot \left(-2 \times \frac{\frac{2 \times (1+r)p_0}{(\gamma L - 1)(e^{jkl} - e^{-jkl})}}{\left(\frac{1 - e^{j2kl_1}}{jk(L - \frac{1}{\gamma})} - \frac{2(1 - e^{j2kl_1})}{1 - e^{-j2kl}} + 2\right) \rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}}}\right) \times e^{jkl_1}}{\frac{1}{2}(1 - \cot^2 \frac{kh}{2})(\rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \tan(kh)) \cdot j\omega C_0}$$

$$M = \frac{V_{oc}}{p_0} = \frac{\rho c A \phi \cdot \left(-2 \times \frac{\frac{2 \times (1+r)}{(\gamma L - 1)(e^{jkl} - e^{-jkl})}}{\left(\frac{1 - e^{j2kl_1}}{jk(L - \frac{1}{\gamma})} - \frac{2(1 - e^{j2kl_1})}{1 - e^{-j2kl}} + 2\right) \rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}}}\right) \times e^{jkl_1}}{\frac{1}{2}(1 - \cot^2 \frac{k_1 h}{2})(\rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}} A(r + jx) + jZ_0 \tan(k_1 h)) \cdot j\omega C_0}$$

式中：

$$k = \frac{2\pi f}{c_{\text{钢}}};$$

$$k_1 = \frac{2\pi f}{c} \quad (c \text{ 为 PVDF 材料中的声速});$$

$$\omega = 2\pi f.$$

把以上各关系式均代入 M ，可得灵敏度的表达式为：

$$\begin{aligned}
M &= \frac{\rho c A \phi \cdot \left(-2 \times \frac{2 \times (1+r)}{(\gamma L - 1) \left(e^{\frac{j 2 \pi \times f L}{c_m}} - e^{-\frac{j 2 \pi \times f L}{c_m}} \right)} \times e^{\frac{j 2 \pi \times f L_1}{c_m}} \right)}{\left(\frac{1 - e^{\frac{j 2 \pi \times f L_1}{c_m}}}{j \frac{2 \pi f}{c_{\text{钢}}} \left(L - \frac{1}{\gamma} \right)} - \frac{2(1 - e^{\frac{j 2 \pi \times f L_1}{c_m}})}{1 - e^{-\frac{j 2 \pi \times f L}{c_m}}} \right) + 2) \rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}}} \\
&= \frac{\frac{1}{2} (1 - \cot^2 \left(\frac{\pi h}{c} f \right)) (\rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}} A (r + jx) + jZ_0 \tan \left(\frac{2 \pi h}{c} f \right)) \cdot j 2 \pi f C_0}{\frac{4 \times (1+r)}{(\gamma L - 1) \left(e^{\frac{j 2 \pi f}{c_m}} - e^{-\frac{j 2 \pi f}{c_m}} \right)} \times e^{\frac{j 2 \pi L_1 f}{c_m}} \left(\frac{1 - e^{\frac{j 4 \pi L_1 f}{c_m}}}{j \frac{2 \pi f}{c_{\text{钢}}} \left(L - \frac{1}{\gamma} \right)} - \frac{2(1 - e^{\frac{j 4 \pi L_1 f}{c_m}})}{1 - e^{-\frac{j 4 \pi L_1 f}{c_m}}} \right) + 2) \rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}}} \\
&= \frac{j \pi C_0 (1 - \cot^2 \left(\frac{\pi h}{c} f \right)) (\rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}} A (r + jx) + jZ_0 \tan \left(\frac{2 \pi h}{c} f \right)) f}{j 4 \times (1+r) \rho c A \phi e^{\frac{j 2 \pi (L_1 - L) f}{c_m}}} \\
&= \frac{\pi C_0 \rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}} (1 - \cot^2 \left(\frac{\pi h}{c} f \right)) (\rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}} A (r + jx) + jZ_0 \tan \left(\frac{2 \pi h}{c} f \right)) f}{1} \\
&\times \frac{1}{j 2 \pi f \left(\frac{\gamma c_{\text{钢}}}{j 2 \pi f} (1 - e^{\frac{j 4 \pi L_1 f}{c_m}}) (1 - e^{-\frac{j 4 \pi L_1 f}{c_m}}) - 2(\gamma L - 1) (1 - e^{\frac{j 4 \pi L_1 f}{c_m}}) + 2(\gamma L - 1) (1 - e^{-\frac{j 4 \pi L_1 f}{c_m}}) \right)}
\end{aligned}$$

在灵敏度 M 的表达式中，各参数的具体数值如下（没有特别说明均是国际单位制）：

$$L = 4 \times 10^{-3}, \quad L_1 = 2 \times 10^{-3}$$

$$A = \pi \times 0.6^2 \times 10^{-6} = 1.131 \times 10^{-6}$$

$$\gamma = -0.35 \times 10^3$$

$$\rho c = 1790 \times 1960 = 3.508 \times 10^6$$

$$\rho_{\text{钢}} c_{\text{钢}} = 7910 \times 5790 = 45.799 \times 10^6$$

$$h = 38 \times 10^{-6}$$

$$\beta_{33}^S = \frac{1}{\varepsilon_{33}^S} = \frac{1}{\varepsilon_{33}^T (1 - k_t^2)} = \frac{1}{13 \times 8.8542 \times 10^{-12} (1 - 0.19^2)} = 9.013 \times 10^9$$

$$h_{33} = g_{33} C_{33}^D = g_{33} \frac{1}{S_{33}^D} = g_{33} \frac{1}{S_{33}^E (1 - k_{33}^2)} = \frac{330 \times 10^{-3}}{320 \times 10^{-12} (1 - 0.19^2)} = 1.070 \times 10^9$$

$$Z_0 = \rho c A = 3.968$$

$$C_0 = \frac{A}{\beta_{33}^S h} = \frac{1.131 \times 10^{-6}}{9.013 \times 10^9 \times 38 \times 10^{-6}} = 3.302 \times 10^{-12}$$

$$\phi = C_0 h_{33} = 3.302 \times 10^{-12} \times 1.070 \times 10^9 = 3.533 \times 10^{-3}$$

将各参数值代入灵敏度表达式，可得：

$$M = \frac{j4 \times (1+r) \rho c A \phi e^{\frac{j2\pi(L-l)}{c_m} f}}{\pi c_0 \rho_m c_m (1 - \cot^2(\frac{\pi h}{c} f)) (\rho_m c_m A (r + jx) + jZ_0 \tan(\frac{2\pi h}{c} f)) f} \\ \times \frac{1}{\frac{\gamma c_m}{j2\pi f} (1 - e^{\frac{j4\pi l}{c_m} f}) (1 - e^{-\frac{j4\pi l}{c_m} f}) - 2(\gamma L - 1) (1 - e^{\frac{j4\pi l}{c_m} f}) + 2(\gamma L - 1) (1 - e^{-\frac{j4\pi l}{c_m} f})} \\ = \frac{0.229 \times 10^{-3} \times e^{-j2.17f}}{(1 - \cot^2(0.061f)) \cdot (51.799(r + jx)) + j3.968 \tan(0.122f)) f} \\ \times \frac{1}{j0.322(1 - e^{j4.341f}) (1 - e^{-j8.682f}) + 4.8(e^{-j8.682f} - e^{j4.341f})}$$

式中：

频率 f 的单位是 MHz。 $r + jx$ 是 $2ka$ 的函数，又 $2ka = \frac{4\pi a}{c} f$ ，对于特定的换能器半径 a 和媒质声速 c ， $r + jx$ 是频率 f 的函数。图 4-5 给出了平面活塞辐射器辐射阻抗系数相对于自变量 $2ka$ 的曲线图。

计算所得的灵敏度 M 的幅频特性如图 4-6 所示。

由图 4-6 可以看出，我们所设计的高强度聚焦超声水听器灵敏度的幅频特性呈梳状结构。谐振频率的间隔约为 0.5MHz，这与声波在 6mm 长的不锈钢中传播的基本谐振频率 $f_1 = c/2l = 5.79/12 = 0.4825$ MHz 基本上相符合，其余的峰值频率是它的整数倍。

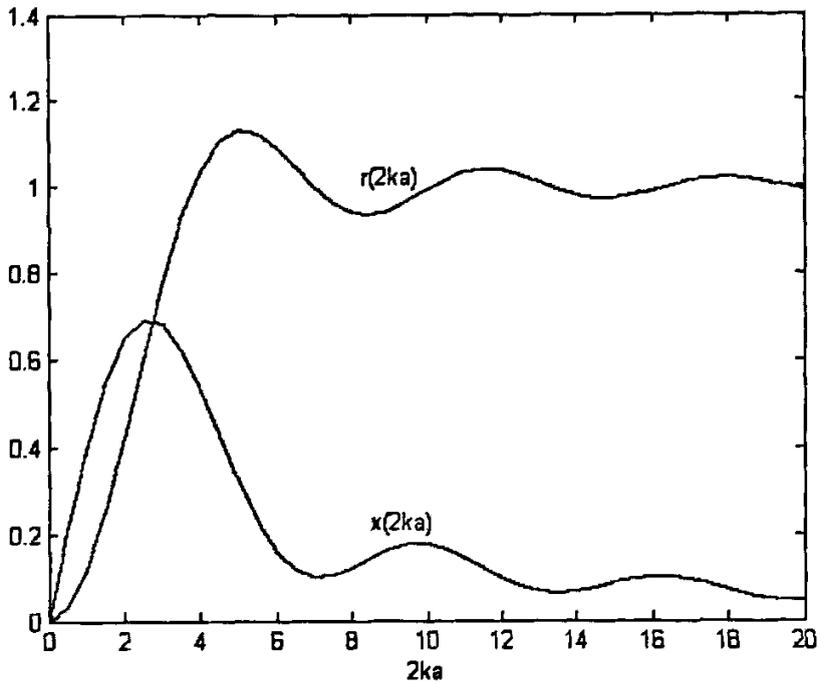
图 4-5 平面活塞辐射器辐射阻抗系数曲线^[2]

Fig.4-5 Schematic curves of radiation impedance coefficient of piston radiator

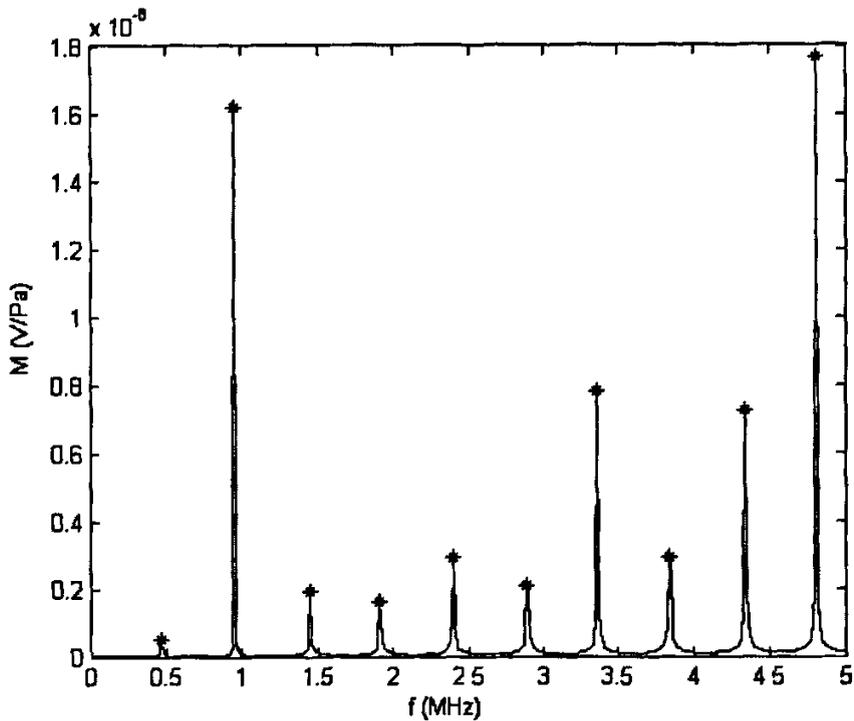
图 4-6 灵敏度 M 随频率的变化曲线图

Fig.4-6 Schematic curves of the sensitivity to frequency

§ 4.4 灵敏度的理论值与实验校准值的比较

为了验证理论计算结果的正确性,我们用两个换能器的互易法对高强度聚焦水听器在一些频率点进行了校准,并把所得结果与理论计算的结果进行比较。

互易校准实验所得结果如表 4-1 所示。

表 4-1 高强度聚焦水听器的实验结果与理论结果的比较

Tab.4-1 Compare of experimental results and theoretical results of hydrophone for HIFU

频率 (MHz)	1.525	1.590	1.822	1.928	2.055	2.144
实验结果 M (V/Pa)	4.8177e-9	8.3429e-9	6.9317e-9	6.1630e-9	7.1424e-9	10.178e-9
理论结果 M (V/Pa)	7.1045e-9	4.5462e-9	7.3956e-9	48.507e-9	5.8109e-9	4.7973e-9

从表 4-1 可以看出,实验校准所得灵敏度结果与理论计算结果存在比较大的偏差。这是由于在理论的推导和计算过程中运用了一系列的近似,而且有些近似所要求的条件满足的并不是很好,处于边缘状态。并且由于水听器的灵敏度很低,在进行实验校准时的误差也比较大。但从上表可以看出,实验结果和理论结果基本在同一数量级上。

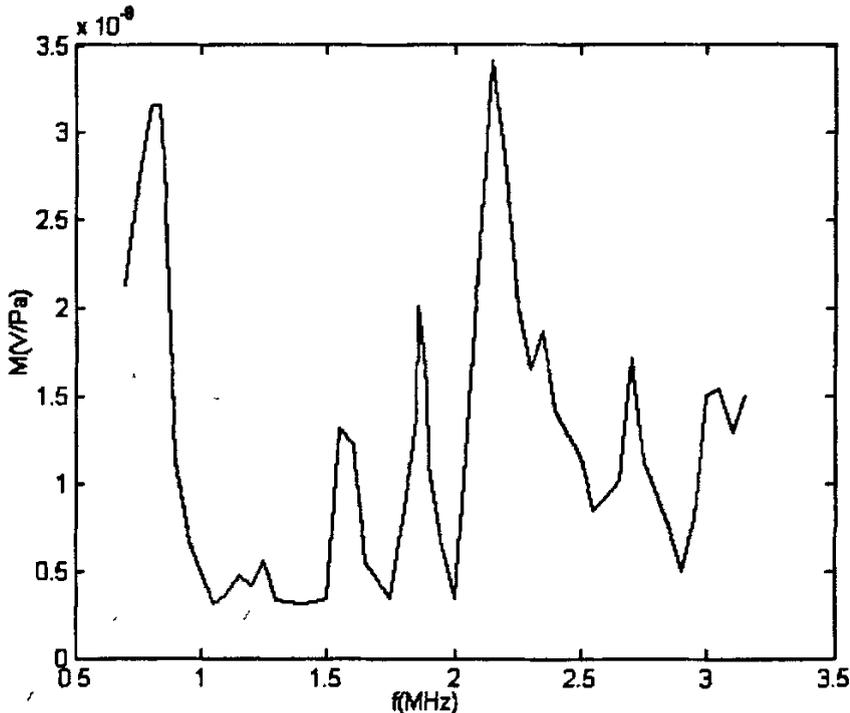


图 4-7 用比较法得到的高强度聚焦水听器灵敏度曲线

Fig.4-7 Schematic curve of experimental sensitivity of hydrophone for HIFU using comparison method

图 4-7 所示为用比较校准法得到的高强度聚焦超声水听器的灵敏度曲线, 其灵敏度峰值所对应的频率为: 0.836MHz, 1.15MHz, 1.25MHz, 1.55MHz, 1.86MHz, 2.15MHz, 2.35MHz, 2.70MHz, 3.05MHz。由于实验条件的限制, 0.7MHz 以下频率的灵敏度暂时无法测量出来。

仔细研究一下这几个峰值所对应的频率, 可以发现, 若频率 0.836MHz 对应于理论计算中的第二个峰值的频率, 用理论推测实验, 应有如下的峰值频率倍数关系: 0.42MHz, 0.84MHz, 1.26MHz, 1.68MHz, 2.10MHz, 2.52MHz, 2.94MHz, 3.36MHz 等。把这些数据与实验中测得的峰值频率相比较, 发现存在如下的对应关系, 即: 0.836-0.84, 1.26-1.25, 2.10-2.15, 2.94-3.05 (这些频率对中, 前面是利用理论结果预测的频率值, 后面为实验测量到的频率值)。可见, 理论预测结果和实验结果在峰值所对应的频率方面存在一定的一致性。

比较图 4-7 和图 4-6 可得, 高强度聚焦超声水听器的实验校准值和理论计算值类似, 也呈梳状结构。

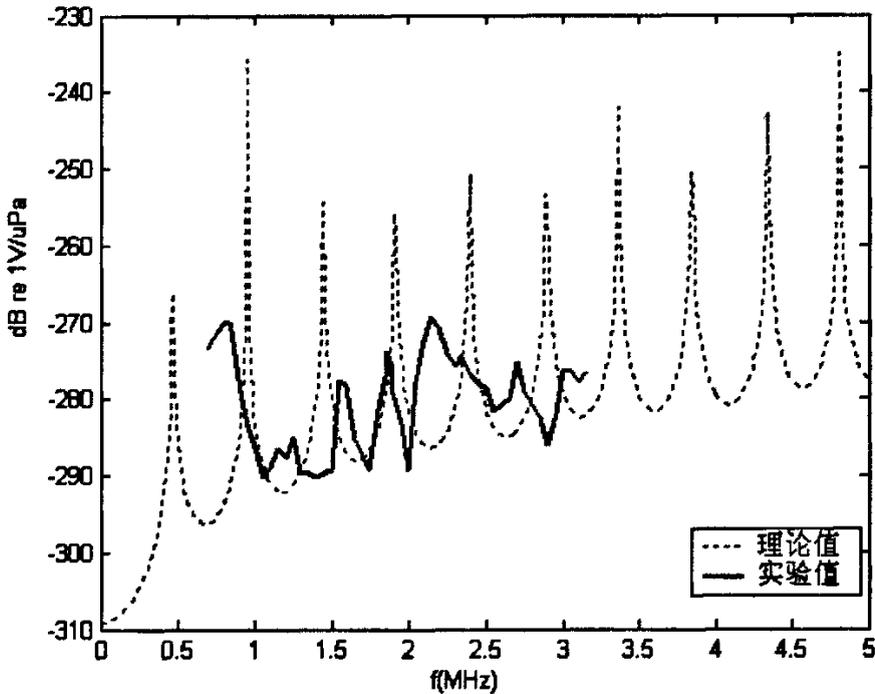


图 4-8 灵敏度的理论计算结果与实验结果的比较曲线

Fig.4-8 Comparison curves of theoretical sensitivity results and experimental sensitivity results

把图 4-6 和 4-7 所示的结果进行对数变换后放在一起比较, 如图 4-8 所示。从图中可以看出, 理论计算曲线与实验校准曲线的谷底包络线具有相当的一致性, 量级相差甚小, 如图 4-9 所示。

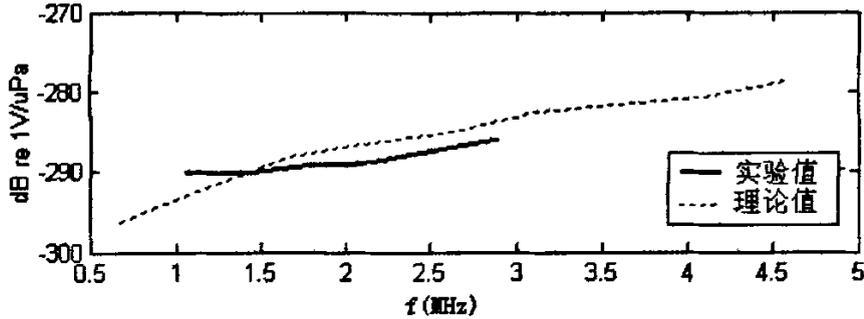


图 4-9 灵敏度理论结果与实验结果的谷底包络线

Fig 4-9 Schematic curves of bottom contour of theoretical and experimental sensitivity results

综合以上所述, 适合于高强度聚焦超声场测量的水听器灵敏度的理论计算结果与实验校准结果在以下几个方面存在一致性:

- 1) 利用灵敏度的理论计算结果数据和实验校准结果数据所绘制的曲线都具有梳状结构;
- 2) 灵敏度的理论计算结果与实验校准结果的峰值频率 (即特征频率) 都具有整数倍关系;
- 3) 理论计算结果与实验校准结果的谷底包络线非常相近, 量级相差甚小。

灵敏度理论结果与实验校准结果的以上三点一致性, 使理论计算对实际水听器的设计具有相当的指导意义。

§ 4.5 误差分析

无论是表 4-1 中离散频率点的理论计算结果和实验校准结果的比较, 还是图 4-8 所示的两种结果在一段频率范围内的变化趋势的比较, 理论计算结果和实验校准结果都存在明显的不一致性。造成这种差异的原因除了实验校准中由于条件的限制而导致的实验误差以外, 由于理论计算模型与实际的水听器形状不同, 这使得理论计算上也存在一些误差。

理论计算上的误差主要有以下几个方面:

- 1) 水听器主体结构的材料为不锈钢, 声波在固体中传播除了纵波以外, 还有横波和表面波等, 而在计算过程中只考虑了纵波, 没有计入由于其它形式的波而造成的能量损失。
- 2) 实际应用中的水听器形状如图 4-9(a) 所示, 而为了简化计算过程, 理论计算中忽略了小台阶的影响, 按如图 4-9(b) 所示的水听器形状进行计算。这种简化导致了理论计算中未计入由于台阶的影响而损失的能量, 以及由于小台阶的存在而引起声波的多次反射与干涉, 从而导致了实际校准中出现了理论计算中不存在的小谐振峰。

- 3) 在 PVDF 薄膜的 Mason 等效电路中, 未计及 PVDF 材料本身的损耗。
- 4) 在理论计算中所用的声波在不锈钢中的传播速度都是对于无限大体积的不锈钢而言的, 而实际上声波在有限体积的不锈钢柱体中传播, 两者的传播速度并不相同。这解释了为什么理论值与实验值谐振频率点并不相同。

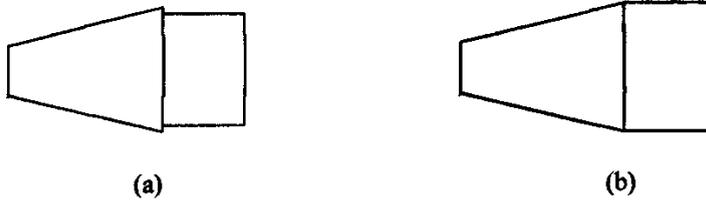


图 4-9 实际应用 (a) 与理论计算 (b) 水听器结构示意图

Fig 4-9 Schematic sketch of experimental (a) and theoretical (b) hydrophone

以上几个方面的理论计算误差中, 前三点均会导致灵敏度的理论计算值偏大, 第三点还会导致实际水听器灵敏度中小谐振峰值的出现, 第四点则导致了灵敏度的理论值与实验校准值谐振频率点不同。

本章小结:

本章重点对一种特殊设计的适用于高强度聚焦超声测量的水听器的灵敏度进行理论上的计算。由于声波在固体中传播的复杂性, 在计算的过程中采取了一些近似模型, 得出了灵敏度随频率的变化关系式, 给出了 0~5MHz 频率范围内灵敏度的幅频特性曲线, 并与部分实验校准值进行了比较, 分析了误差产生的原因。高强度聚焦超声场测量用水听器灵敏度的理论计算, 虽然由于采用了近似的模型, 所得到的灵敏度的绝对数值有一定差异, 但灵敏度曲线的变化规律可以为水听器设计提供一些有价值的参考。

参考文献 (IV)

- [1] 赵晓亮, 朱哲民等, 含气泡液体中声传播的解析解及其强非线性声特性, 应用声学, 1999, vol 18, No.6:18-24
- [2] 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬, 声学基础, 第二版, 南京: 南京大学出版社, 2001
- [3] 林仲茂, 超声变幅杆的原理和设计, 北京: 科学出版社, 1987
- [4] 陈桂生, 超声换能器设计, 北京: 海洋出版社, 1984
- [5] D. A. Christensen, Engineering principles of ultrasonic bioinstrumentation, University of Utah, part one, 1986
- [6] 王鸿樟, 换能器与聚焦系统, 上海: 上海交通大学出版社, 1996

第五章 声场测量中允许的水听器最大尺寸的研究

作为一般的准则，测量声场所使用的水听器尺寸应小于声波的波长。但对于我们所常用的用于 MHz 医用超声波（例如，5MHz 的超声波在水中传播，波长为 0.3mm）测量的水听器，很多不满足此要求。因此，它们是有限尺寸的接收器，严格来说，所测量的并不是声场中某一点的声压，而是一个区域的声压的平均值。

本章从理论上研究了由于水听器的尺寸所导致的声压平均的结果，并参考文献[1]中的内容，给出了用来估算在超声场测量中所允许的最大水听器尺寸的公式，它是超声的波长和水听器与发射源之间距离的函数。这些结果是从位于圆形活塞式发射换能器的声轴上的水听器得到的，但基本的原理可用于其它感兴趣的情况。

在这里我们假设水听器的输出值与它的灵敏区面积所接收到的声压的积分成正比，并假设水听器的接收面与声轴方向垂直。这种假设是合理的，因为在使用水听器进行声场测量时，通常都要求水听器与发射换能器处于共轴状态。

§ 5.1 基本介绍

假设水听器的接收面为一圆形平面，半径为 b 。活塞式发射换能器的半径为 a ，两者之间的距离为 x ，如图 5-1 所示。设换能器所发射声波的波长为 λ ，则

圆波数为 $k = 2\pi/\lambda$ 。定义归一化距离为： $s = \frac{x}{a^2/\lambda} = x\lambda/a^2$ 。

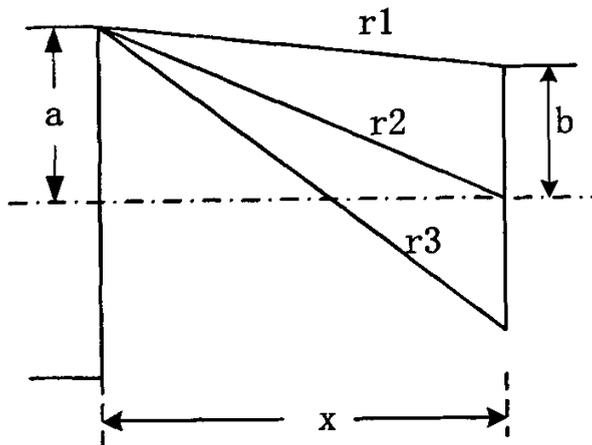


图 5-1 发射换能器、水听器其位置关系示意图^[1]

Fig.5-1 Schematic view of source transducer, receiver and characteristic paths

在这里将使用两种标准来计算所允许的水听器的最大尺寸。这两种标准是基于入射到水听器灵敏区面积上声波的相位差，从而得到用其它条件变量所表示的水听器的允许最大尺寸。若用这两种标准的所得到的最大尺寸水听器灵敏区面积内声压的平均值为 $\bar{p}(b)$ ，而水听器放置中心位置点处的声压为 $\bar{p}(0)$ ，比较当 $b \rightarrow 0$ 时 $\bar{p}(b)$ 与 $\bar{p}(0)$ 的值，这两者的一致性可以用来检验标准的适当性。其中声压平均值的计算请参阅文献[2]。

根据图 5-1 所示关系，可得路径 r_1 、 r_2 以及 r_3 与发射换能器、水听器尺寸及两者之间距离的关系为：

$$\begin{aligned} r_1 &= [x^2 + (a-b)^2]^{1/2} \\ r_2 &= [x^2 + a^2]^{1/2} \\ r_3 &= [x^2 + (a+b)^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (1)$$

根据惠更斯原理 (Huygens' principle)，声场可以看作是从源换能器上所有点所发出的球面波的叠加。选取一个点作为代表，它在我们要研究的点（水听器的中心点）上的声压贡献是沿路径 r_2 传播的球面波的声压贡献。但是，由于水听器的尺寸并非无限小，它别的部分也收到沿不同路径传播的代表点所发出的球面波。各部分波的相位不同。这导致了接收到的波形的畸变。相位不同最坏的情况是点源位于发射换能器边上的时候，如图 5-1 所示。上图是 $b < a$ 的情况，如果 $b \geq a$ ，则声波传播的最短路径长度将是 x 而不是 r_1 。

§ 5.2 第一种方法

标准 1:

在图 5-1 中，声波传播路程差的最大值不应大于波长的一定比例，这表示下面两式规定了一种上限，即：

$$r_3 - r_1 = \varepsilon \lambda, \text{ 对于 } b \leq a \quad (2)$$

$$r_3 - x = \varepsilon \lambda, \text{ 对于 } b \geq a \quad (3)$$

其中： ε 是一个自由参数，它的值可以根据测量精度的要求来选取。一般情况下 ε 值的选取范围为：

$$0.25 \leq \varepsilon \leq 0.5$$

把式 (2) 和 (3) 代入公式 (1) 中，可以得到水听器的最大半径为：

$$b = \frac{\varepsilon \lambda}{2} \left[\frac{x^2}{a^2 - (\varepsilon \lambda / 2)^2} + 1 \right]^{1/2} \quad (4)$$

$$b = [\varepsilon\lambda(2x + \varepsilon\lambda)]^{1/2} - a \quad (5)$$

对于(2)中的情况得到(4)式,对于(3)中的情况得到(5)式。这两者的过渡点在距离 x' 处^[1]。即:

$$x' = 2[a^2 - (\varepsilon\lambda/2)^2]/\varepsilon\lambda \quad (6)$$

因此,公式(4)适用于 $x \leq x'$ 的情况,公式(5)适用于 $x \geq x'$ 的情况。

下面是一些特殊情况:

如果 $x \rightarrow 0$,则根据公式(4)有:

$$b \rightarrow \varepsilon\lambda/2 \quad (7)$$

也就是说当用于靠近发射换能器表面声场测量的情况下,水听器的尺寸必须小于波长。

如果 $x^2 \gg a^2$,但 $x \leq x'$ (并假设 $(\varepsilon\lambda/2)^2 \ll a^2$,在超声测量中常满足此假设),根据公式(4)有:

$$b = \varepsilon\lambda x/2a \quad (8)$$

可见,标准1给出了水听器的最大尺寸是关于距离 x 的简单比例表达式。但是上式只适用于适当的距离范围^[1](距离不太大的情况)。

如果 $x \rightarrow \infty$,则根据公式(5)有:

$$b \rightarrow (2\varepsilon\lambda x)^{1/2} \quad (9)$$

定义 $\bar{p}(b)$ 与 $\bar{p}(0)$ 间的相对偏差为:

$$\delta = \left| \frac{\bar{p}(0)}{\bar{p}(b)} \right| - 1 \quad (10)$$

由式(10)可得: $\left| \bar{p}(0) \right| = \left| \bar{p}(b) \right| \cdot (1 + \delta)$,可见需要把用尺寸半径为 b 的水听器测量所得到的值乘以系数 $(1 + \delta)$,才能够得到我们所需要的声压幅值。

当水听器与发射换能器之间的距离逐渐增大到一定程度,用第一种标准得到的所允许的最大水听器尺寸比所要得到一定精确度实际需要的水听器尺寸大很多,因而已不再适用,需要有新的限制条件^[1]。

§ 5.3 第二种方法

标准 2:

根据图 5-1 所示,对于任何发射换能器上一点所发射声波的传播路径,它与该点到水听器中心的传播路径 r_2 之间的路程差不应该超过声波波长的一定比

例, 参照标准 1, 这个最大值应是 $\varepsilon\lambda/2$ 。即:

$$r_3 - r_2 = \varepsilon\lambda/2 \quad (11)$$

由式 (11) 和 (1) 可以得到:

$$b = [a^2 + (\varepsilon\lambda/2)^2 + \varepsilon\lambda(a^2 + x^2)^{1/2}]^{1/2} - a \quad (12)$$

如果 $x \rightarrow 0$, 则:

$$b \rightarrow \varepsilon\lambda/2 \quad (13)$$

这与用标准 1 所得到的公式 (7) 中的结果相一致。

如果 $x \rightarrow \infty$, 则:

$$b \rightarrow (\varepsilon\lambda x)^{1/2} \quad (14)$$

比较式 (14) 和 (9) 可见, 当水听器处于极远场情况, 对于相同的测量精度要求 (即相同的 ε), 标准 2 所得到的水听器最大尺寸比标准 1 所得到的水听器最大尺寸小 41.4%。

§ 5.4 一些结论

从上面的两个标准所得出的水听器最大允许尺寸表达式, 可以得出如下几条结论:

- 1) 上面所有的公式都是随距离 x 单调变化的, 因此对于给定尺寸的水听器, 可以从公式中得出水听器在测量特定发射换能器所发射的声场时的最近距离;
- 2) 如果一个水听器被确定适合于在某一距离处进行声场测量, 那毫无疑问它也适合于更远距离处的声场测量。即如果一个水听器适合在标准工作距离 a^2/λ (对于平面发射换能器) 或近场处进行声场测量, 则它在整个远场范围均可适用;
- 3) 特征长度 $\varepsilon\lambda$ 一般情况下与 x 和 a 相比小很多, 因此可以忽略, 这样会使上面的一些表达式大大简化;
- 4) 在远场范围, 假设所允许水听器的最大尺寸是发射换能器主瓣直径的一定比例是合理的。这就意味着用这种方法得到的水听器的最大尺寸可能不同于上面公式给出的结果。而事实上, 水听器的输出信号不仅与声场中声波的幅值有关, 还与其相位有关。在远场距离, 波阵面变成了球面, 而水听器的接收面是平面, 这也会影响所允许水听器的最大尺寸, 特别是在极远距离处。这种情况最后导致了水听器的尺寸只与 \sqrt{x} 的值有关而

与 α 的值无关, 如公式(9)和(14)中所示的情况;

- 5) 上面两个标准可以用于计算测量非声轴上声压时水听器的最大尺寸, 其公式要做相应的修改, Harris^[3]应用第一种标准计算了非声轴上声压测量的情况。当水听器不倾斜时, 非声轴情况所得到的最大尺寸小于声轴情况下得到的水听器最大尺寸;
- 6) 本章所述的两个标准同样适用于矩形发射换能器的情况和聚焦换能器的情况^[1];

本章小结:

本章用两种方法和标准理论上计算了声场测量中所允许水听器的最大尺寸, 并根据推导结果给出了一些结论。

由此看出, 在声场的测量中, 水听器的尺寸大小会对测量精确度产生一定的影响。毫无疑问, 水听器的尺寸越小, 测量结果越准确, 因此应尽可能选择灵敏区尺寸小的水听器进行声场测量。然而, 水听器灵敏区的尺寸越小, 其灵敏度就越低, 制造工艺也就越复杂。所以应当根据测量的要求, 选取合适尺寸的水听器。

参考文献 (V)

- [1] K. Beissner, Maximum hydrophone size in ultrasonic field measurements, *Acustica*, 1985, Vol.59: 61-66
- [2] K. Beissner, Exact integral expression for the diffraction loss of a circular piston source, *Acustica*, 1981, 49: 212
- [3] Harris, G. R., Transient field of a baffled planar piston having an arbitrary vibration amplitude distribution, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1981, 70 : 186

致 谢

本文自始至终是在导师寿文德教授的悉心指导和关心下完成的。在做课题的这段日子里，导师渊博的学识、严谨的治学态度、对科学执着的追求和育人的思想，将使我受益终身。除学业以外，导师还在生活上给了我很多关心与照顾。在此，谨向导师表示衷心的感谢和敬意。

在课题的研究和论文的撰写方面，得到了本实验室王鸿樟教授，夏荣民博士和钱德初老师的指导和关心，在此向他们表示感谢。文章的顺利完成离不开学院和系里江以萍老师，霍玉兰老师，骆佩琦老师，王一亢老师，徐勇江老师等人的关心和帮助。也向他们表示感谢。

此外，还要感谢本实验室陈国平博士生，刘旭博士生，何培忠博士生，段世梅博士生，以及硕士生周刚，徐伟，黄小惟，石华，沈阳等师弟师妹，还有已经毕业的孙俊霞师姐，感谢他们在这段日子里给我的帮助和快乐。

感谢我的父母，感谢他们一直以来的支持和鼓励。

感谢所有关心和支持我的亲人和朋友。

作者在读硕士期间发表的文章

- 1、李丽平, 寿文德, 谢志行, 夏荣民等, 聚焦换能器的自由场会聚球面波互易校准的衍射系数计算, 应用声学, 投递
- 2、李丽平, 寿文德, 高强度聚焦水听器的平面扫查校准法, 声学技术增刊, 2002 年第 21 卷, 249
- 3、谢志行, 李丽平, 寿文德等, 高强度聚焦超声肿瘤治疗仪控制系统, 声学技术, 2003 年 22 卷 2-4 期, 已录用, 拟发行
- 4、王鸿樟, 徐宇虹, 钱德初, 李丽平等, 超声治癌研究, 声学技术, 2002 年 21 卷 1-2 期, 38
- 5、谢志行, 李丽平, 章俊彦等, 基于 DSP 的声致发光层析成像扫描成像系统设计, 上海交通大学学报, 已录用, 拟发行
- 6、Zhixing Xie, Liping Li, Jiayong Yan, Junxia Sun, The control of the probe location and ultrasound emission of HIFU system by using a DSP system, PROCEEDINGS-First International Workshop on the Application of High Intensity Focused Ultrasound (HIFU) in Medicine, Chongqing, China, May 10-12, 2001