



中华人民共和国国家标准

GB/T 20249—2006/IEC 61828:2001

声学 聚焦超声换能器发射场 特性的定义与测量方法

Acoustics—Definitions and measurement methods for
the transmitted fields of focusing ultrasonic transducers

(IEC 61828:2001, Ultrasonics—Focusing transducers—
Definitions and measurement methods for the transmitted fields, IDT)

2006-05-08 发布

2006-11-01 实施



中华人民共和国国家质量监督检验检疫总局
中国国家标准化管理委员会

发布

目 次

前言	Ⅲ
引言	Ⅳ
1 范围	1
2 规范性引用文件	1
3 概述	1
3.1 聚焦换能器	1
3.2 系统与测量要求	3
3.3 聚焦声场概述	3
4 聚焦定义	5
4.1 背景资料	5
4.2 定义	5
5 符号表	14
6 测量步骤	15
6.1 概述	15
6.2 确定声束轴	16
6.3 确定换能器是否聚焦	17
6.4 测量聚焦换能器的其他聚焦参数	18
附录 A(资料性附录) 关于聚焦换能器发射特性的背景资料	25
附录 B(资料性附录) 确定规则声束束轴的方法	28
附录 C(资料性附录) 确定不规则声束束轴的方法	31
参考文献	32

前 言

本标准等同采用 IEC 61828:2001《超声 聚焦换能器 发射场的定义与测量方法》。为与已有国家标准相配合,在定义中增加了“声压焦域长度”和“声压焦域体积”两条。

本标准的附录 A、附录 B 和附录 C 均为资料性附录。

本标准由中国科学院提出。

本标准由全国声学标准化技术委员会(SAC/TC 17)归口。

本标准起草单位:中国科学院声学研究所、上海交通大学。

本标准主要起草人:牛凤岐、朱承纲、程洋、寿文德。



引 言

在医学应用中,为了获得高分辨力图像和多普勒血流数据以用于诊断,或为了将超声能量集中于所希望的部位以进行治疗,必须采用聚焦换能器。然而,当就多种多样的换能器和各种类型的换能器阵列的聚焦特性进行精准的交流时,现有关于聚焦换能器的术语却不够用。

本标准给出的术语可分为两部分。一部分适合于已知其特性的换能器,且这些特性是设计所赋予的,用于从理论上描述其聚焦声场。另一部分适合于不知其声场特性的换能器,用于通过测量确定其聚焦特性。

本标准中给出的测量方法和定义,有些是针对描述声场聚焦特性的方式,有些是用于确定换能器是否聚焦的判据。此外,还给出了几种适用于聚焦换能器的声束轴准直方法。

声学 聚焦超声换能器发射场特性的定义与测量方法

1 范围

本标准提供了医用聚焦超声换能器发射场特性的定义,并将这些定义与聚焦超声换能器发射场的理论描述、工程设计及测量联系起来。

本标准给出了所定义的聚焦超声换能器特性的测量方法。

本标准规定了适用于聚焦超声换能器的声束轴准直方法。

本标准适用于工作频率在 0.5 MHz 至 40 MHz 范围内,用于医学临床治疗和诊断的聚焦超声换能器。本标准说明了,在事先不了解某特定装置的结构细节时,如何测量,以及从设计观点如何描述换能器发射场的特性。对于以规定激励方式产生的辐射超声场,采用水听器在标准测试媒质(如水)或给定媒质中进行测量。本标准仅适用于其中的声场特性与流体中情况实质上相似(剪切波和弹性各向异性的影响极小)的媒质,包括软组织和仿组织凝胶。影响其理论描述,或在设计中重要的所有声场特征均应包括在内。在学术交流、系统设计以及对采用这些器件的系统性能和安全进行描述时,这些定义是很有用处的。

为便于定义聚焦特性并为这些特性的测量提供依据,本标准还从其他相关标准中摘选了一些定义,并提供了新的、更专用的术语。

2 规范性引用文件

下列文件中的条款通过本标准的引用而成为本标准的条款。凡是注日期的引用文件,其随后所有的修改单(不包括勘误的内容)或修订版均不适用于本标准,然而,鼓励根据本标准达成协议的各方研究是否可使用这些文件的最新版本。凡是不注日期的引用文件,其最新版本适用于本标准。

GB 16846—1997 医用超声诊断设备 声输出公布要求(Gdt IEC 61157:1992)

IEC 60050(801):1994 国际电工词汇(IVE) 第 801 章,声学及电声学

IEC 61102:1991 0.5 MHz 至 15 MHz 频率范围内采用水听器法的超声场测量与表征

IEC 61689:1996 0.5 MHz 至 5 MHz 频率范围内超声理疗设备的性能要求与测量方法

3 概述

本章中包含的资料是第 4 章所列定义和第 6 章所述测量方法的引言。

3.1 聚焦换能器

术语“聚焦换能器”通常用于指这样一类器件,在其声场的某些区间内,声束宽度窄于“非聚焦换能器”。但“非聚焦换能器”仍可具有自然焦点,故必须从“聚焦换能器”比“非聚焦换能器”在其自然焦点处的声压分布更为密集(对于给定的功率输出)这一特征予以辨别。例如,一个用均匀极化的压电陶瓷单个圆片制成的非聚焦换能器,其声束自然焦点处的声强可以高达声源处平均声强的 4 倍,而该处的一 6 dB 束宽近似为声源处的一半。为将聚焦和非聚焦换能器作出定量区分,4.2.33 中给出了聚焦换能器的定义。

3.1.1 聚焦方法

使一超声换能器聚焦的最简单办法借助类似的光学原理,就是将其做成凹面形状或者加装一个物理透镜,如图 1 中所示。该图 a)所示是一曲率半径为 R ,在其曲率中心聚焦的换能器,其中 R 按惯例取正值。按照几何光学近似,焦距 F 等于 R ,故也是正值。图 1b)所示是一装有平凹透镜的换能器,该透镜用纵波声速为 c_L 的材料制成,其一侧呈半径为 R_{LENS} 的曲面,声波经该表面向声速为 c_W 的媒质中辐

射。在声学中,正常情况下 c_w 应小于 c_L ,即折射指数 $n(n=c_w/c_L)$ 小于 1。当满足这一要求时,半径 R_{LENS} 取负值,而按照几何声学近似给出的焦距 $R_{\text{LENS}}/(n-1)$ 则为正值。为比较起见,图 1c) 给出了如光学中常见的平凸透镜时的情况,其中 n 大于 1,曲率半径取正值,故焦距亦为正值。

3.1.2 已知型和未知型聚焦换能器

对于医学超声领域目前所用的超声换能器,仅凭外形观察很难确定其是否为聚焦型,原因是还有许多不同于前面所述的聚焦方法,比如通过几何加工成形和排列、加装反射体、采用电子相控和延迟、菲涅耳透镜、遮蔽等技术的阵列,均可单独或组合运用。由于固有的自然聚焦和所采用的附加聚焦手段的潜在复杂性,有关聚焦换能器的任何一个通用定义都必须依据其声场而非结构给出。如果某一聚焦声源是依据其声压场定义的,就比较容易在实践中应用,原因是声压可用水听器直接测量。

在已知其结构的换能器和对其知之甚少的换能器之间也应加以区别。对于前一类,诸如几何焦距等某些理论定义均可用于其聚焦特性的描述和建模。而对属于后一类的超声换能器,其特性就像是未知的“黑匣子”,能够了解到的只有其声场。

在后一种情况下,一般由测量结果确定其聚焦参数,第 6 章所述测量步骤适合于这一目的。第 6 章中还给出了一些测量方法,用以确定在指定激励条件下向未知传播媒质中辐射的换能器系统是否为聚焦型。在对超声换能器的结构缺乏了解,且对其声场接触不多的情况下,就需要采用如图 2 中所示的聚焦定义。这些定义将在第 4 章中给出,其应用将在 3.1.5 中解释。

3.1.3 聚焦与束宽

以往,对声束特性的水听器法测量都是在轴向峰值声压区域进行。例如,关于“焦深”的定义,就是依据声束轴线上轴向峰值在距换能器近、远两侧声强的下降情况。对于轴向对称的声束,可将该轴向峰值与几何焦距联系起来。对典型的矩形阵,在方位平面中采用电子聚焦法和在俯仰平面中采用机械透镜聚焦法,均可在沿声束轴线的不同位置上产生轴向声压峰值。对各单个峰值,可以通过在相应正交平面内测量束宽分别处理,故有些新定义是依据指定纵平面内的束宽(参见图 7)得出的。此外,聚焦定义还必须区分自然聚焦和人为聚焦。

3.1.4 新聚焦参数的定义

本标准引入了一些新的聚焦参数,赋予现有术语以更专业的含义。例如,“近场”和“远场”两个术语,传统上只是就非聚焦换能器定义的,却时常被误用于聚焦换能器。其实,近菲涅耳区、远菲涅耳区和聚焦夫朗和费区才适用于聚焦换能器。图 3b) 中展示了这些定义(3.3 中有详细解释,其推导见附录 A),它们适用于图 4 中圆孔径强聚焦的情况。另外一些概念,诸如在特定平面中聚焦之类,在使用时亦须减少混淆。

在本标准中,对聚焦换能器将采用下列定义:

对于结构已知的换能器(见图 5),聚焦换能器是指这样一类电声器件:它们能够在自换能器孔径起算的,小于过渡距离之半的任意距离处,在纵平面中产生一个 -6 dB 的束宽,其宽度小于该平面中换能器孔径宽度的一半。由于测量的需要,以及对于几何结构未知的超声换能器,或不便直接接触(因与耦合衬垫装配成一体)的超声换能器这样两种情况(见图 2),依据数据定义聚焦更为恰当。对于第二种情况,聚焦换能器是指这样一类电声器件:它们能够在自源孔径起算的,小于过渡距离一半的任意距离处,在纵平面中产生一个 -6 dB 的束宽,其宽度小于该平面中的 -20 dB 源孔径宽度(在尽可能接近超声换能器的平面中测量)的一半。对于具有矩形几何结构的换能器阵,规定纵平面是指将声束方向取为 z 轴时的 xz 或 yz 平面。而非聚焦换能器就是达不到上述规定条件的换能器。

3.1.5 聚焦定义的应用

3.1.4 中给出了两个聚焦定义,它们适用于下述两种情况:

- 第一个是适合于已知其结构的超声换能器的理想定义,用于其描述、建模或设计;
- 第二个适用于不知其结构或对其不完全了解的实际换能器,用于其聚焦特性的测量。

对于实际测量,不能用第一个定义替代第二个。换能器实际上是否聚焦,必须依据第二个即关于未

知结构换能器的定义,并采用第6章所述的测量步骤予以确定。对换能器的了解(第一种情况)有助于指导测量。如果测量结果达到了第二个定义的要求,则该换能器就是聚焦的,而不管这种聚焦是人为造成还是偶然产生。

3.1.6 本标准中定义与理疗换能器(治疗头)的关系

本标准中的聚焦定义与 IEC 61689:1996 中关于“发散、平行和会聚”声束的界定无关。声束类型定义依据的是能量和面积,这两种因素对理疗换能器更为重要。而本标准中的聚焦定义则是依据-6 dB 束宽。这一定义可用以鉴别声场中最高密集区的存在及其位置。将本标准中的定义用于理疗换能器时,可将聚焦理解为具有高声束不均匀比的“热斑”换能器。

3.2 系统与测量要求

3.1 指出:必须将声辐射装置视为一个整体,原因是不可能用其中各组成元件的特性来界定聚焦换能器。对于临床超声系统,所采用的各个聚焦定义仅适用于在给定电激励条件下产生的一选定扫描线的声场和给定媒质。

3.2.1 发射声压波形

在超声换能器的声场中,发射声压波形可能是多种多样的,故对这些波形的划分也必须足够宽松,以适应宽带或窄带脉冲、连续波信号或因非线性传播导致的畸变波形。由于这一原因,本标准中均以脉冲声压平方积分(见 IEC 61102:1991 中 3.33)作为声场的量度。对于线性传播状态下某些类型的波形,还可将脉冲声压平方积分与更为熟悉的声压术语联系起来。例如,对于线性连续波信号,将脉冲声压平方积分除以周期,其商就是均方根声压平方。在另外一些情况下,当涉及到这些积分的比率时,可以将这些比率视为等效声压平方之比。在这类情况下,脉冲声压平方积分的平方根之比就类似于等效声压之比。

3.2.2 辐射场

超声换能器的辐射场随其带宽和所采用的激励类型而异。如附录 A 中所述,声束模拟中常用的模型仅适合于连续波激励的情况。为模拟超声换能器在脉冲波激励时的情况,激励波形、超声换能器元件的脉冲响应及边界条件等均须考虑。随着因元件引起的声压脉冲波形带宽的增大,所得到的声场就变得比连续波信号产生的声场更为平滑。

声场除依赖于电激励函数的波形和传播媒质外,还依赖于输入电信号的幅度。这一特点源于非线性传播,而非线性传播在本标准中考虑的这类声场中是时常出现的。这一被称作非线性传播参量的参数(见 IEC 61102:1991 中 3.25)此前已经定义过,但一般说来,只要其值约小于 0.2,即可视为线性。

3.3 聚焦声场概述

4.2 引入了一些新术语,以供描述已知结构超声换能器所发射的聚焦声场(见图 1),其中给出了各定义的主要几何关系。有关这些定义的背景资料参见附录 A。

对于未知声源的聚焦声场,可以采用合适的聚焦定义(见 4.2),通过测量予以描述。在这种情况下,应尽可能靠近声源处选取测量平面(即源孔径平面),并利用等效声孔径(即该平面上的源孔径)确定声场的有效聚焦特性。当采用结构已知的超声换能器聚焦定义时,该超声换能器即被视作具有一整套规定工作状态、传播媒质和偏移距离的超声换能器系统。对于这类测量,希望却并不要求一定处于声学线性状态,但必须指定非线性传播参量。图 2 所示是这些测量定义中某几个之间的关系。

3.3.1 已知结构换能器声场概述

依据已知结构聚焦换能器的声场,有可能确定出聚焦声场的一般特性。但采用几何光学方法并不能很好地描述超声波的聚焦,其原因是换能器尺寸达到波长量级时导致的衍射。声束的自然聚焦是与透镜聚焦或其他聚焦装置综合使用的。其综合作用的效果是:最窄的-6 dB 束宽一般不出现在聚焦换能器的几何焦点,而是在大约 $z_{\min}$ 距离处,该参数与其他尺寸的关系见式(1):

$$z_{\min} = \frac{z_T F}{z_T + F} \dots\dots\dots (1)$$

式中:

z_T ——过渡区长度,或称自然焦距,单位为米(m);

F ——几何焦距(其解释见附录 A 中式(A.11c)),单位为米(m)。

该式说明:即使在几何焦距大于过渡区长度的情况下,至最小束宽所在位置的距离也不可能超过过渡区长度。

聚焦声场和非聚焦声场的特性之间存在着某种近似性。在纵平面中,聚焦声场中某一轴向距离 z 处的声束剖面,与非聚焦声场中某一等效距离 z_e 处(见附录 A 中推导式(A.8)时所用的近似)呈现的声束剖面形状相似。 z_e 的计算见式(2):

$$z_e = \frac{z}{|1 - \frac{z}{F}|} \quad (\text{适用于 } z \neq F \text{ 时, } F \text{ 为正值}) \quad \dots\dots\dots (2)$$

该式表明:在超声换能器与几何焦点之间的距离内,聚焦换能器(在纵平面中)声场呈现的各声束剖面,与同样尺寸非聚焦换能器近场和远场的所有各声束剖面形状非常近似。在几何焦点处,等效距离变成无穷大,式(2)不再成立,则声束剖面形状与同样尺寸非聚焦换能器远场的相同。与非聚焦换能器的声场相比,聚焦换能器声场的变化因式(2)的折算(scaling)作用而加速,且在靠近几何焦点的距离处,声束横向宽度变得比非聚焦换能器的更窄。

过渡距离就是将非聚焦换能器的近场和远场划分为两段的那个距离,采用与确定过渡距离时一致的方式,可以找到数个过渡距离用以对聚焦换能器进行类似描述。如图 3b)中所示,可以将聚焦声场划分为三段,即近菲涅尔区、聚焦夫朗和费区和远菲涅尔区,与所划三段对应的距离即为近过渡距离 z_{NTD} 和远过渡距离 z_{FTD} ,并有式(3)和式(4):

$$\frac{1}{z_{NTD}} = \frac{1}{z_T} + \frac{1}{F} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{1}{z_{FTD}} = \frac{1}{z_T} + \frac{1}{F} \quad \dots\dots\dots (4)$$

关于这些距离的更多信息,可见附录 A 中式(A.11)。

3.3.2 扫描平面与声束偏转

除使其聚焦外,还可令声束改变方向(偏转)。这里所指的方向,所对应的是一条扫描线,即超声换能器特定基元组的声束轴,而扫描平面(或表面)就是包含所有各条超声扫描线的平面或表面。扫描平面也称方位平面。在绝大多数情况下,俯仰平面与方位平面正交并包含中央扫描线,该扫描线与非偏转声束的方向相对应。

扫描线组成的帧面随成像格式、超声换能器几何结构和激励方式而异。下面介绍的是几种扫描的实例,包括扇形(角度扫描)、线性(直线扫描)和二维阵列方式。

扇形扫描,即让声束产生角度偏转,其办法可以是让单个换能器沿弧线作机械扫动,也可以是对多个换能器敏感元件(超声换能器基元组)进行切换。扫描线构成的帧面呈扇面状,从而形成扇形图像格式。

非偏转声束,即人为选定朝正前方传播而无角度偏转的声束。该声束的方向与扇形扫描的中央扫描线相对应。对于超声换能器呈对称结构的常见情况,可将非偏转声束选定在超声换能器的对称轴或对称平面附近。

线性扫描即对换能器的多个敏感元件(超声换能器基元组)沿阵列表面进行切换(或将单个换能器作机械平移)。当阵列为平面和直线形式时,各平行扫描线所构成的帧面即形成一矩形图像格式。当采用曲面线阵(凸阵)几何形式时,对超声换能器基元组进行切换即形成有张角的扫描线和扇形图像格式。在这种情况下,角度偏转是由换能器几何形状而非电子切换所致。

在最普遍情况下,可以将声束偏转和聚焦两种方法同时并用,并加装一固定焦距的物理透镜以使其在俯仰平面内聚焦。对于二维阵,其扫描平面与阵列的形状和几何结构无关,且方位平面与俯仰平面二者重合为一个。利用阵列的对角区段或全部阵元,可以使声束在与换能器孔径成任意角度的方向同时

偏转和聚焦。在最常见的三维成像方法中,是由换能器阵列扫出一系列平面来填充待成像的空间。在这种情况下,每一扫描平面的位置均随时间而异,且按照定义都有其对应的俯仰平面。正因为每个扫描平面都有一中央扫描线,故常可在超声换能器的对称轴或对称平面附近识别出一中央扫描平面。

4 聚焦定义

4.1 背景资料

以下所列定义大体上可分为三类。第一类是直接用于声场描述与建模的定义。第二类是与声场测量有关的定义。第二类中有些术语与第一类中的重叠。第三类还包括了有关聚焦的通用术语。为避免在使用时混淆,对以前的定义作了修改或使之更为专用。为便于查阅对应的国际标准,4.2 中的各条定义仍按英文字母顺序排列。

4.2 定义

4.2.1

声脉冲波形 **acoustic pulse waveform**

在声场的指定位置,以足够长的时间显示,使得在单个脉冲、单个猝发音或连续波的一个周期内能够包含所有有用信息的瞬时声压的时间波形。

注:在某些情况下(如调幅脉冲),有可能出现全脉冲列,即其间隔远小于全脉冲重复时间的近乎相连的一系列脉冲。

4.2.2

环阵 **annular array**

辐射元件位于同一平面或曲面中并呈同心排布,采用电学相位法控制其声束特性的超声换能器基元组。

4.2.3

孔径程差 **aperture path difference**

对指定纵平面和非偏转声束,由指定几何焦点至换能器孔径边缘,和由该焦点至声束轴与换能器孔径平面交点的两个声程长度之差(详见图 6 和附录 A)。

符号: Δ ;

单位:米(m)。

4.2.4

变迹 **apodization**

对换能器孔径进行幅度加权或遮蔽。

4.2.5

算术平均工作频率 **arithmetic-mean working frequency**

声压谱幅度比峰值幅度低 3 dB 的两个频率 f_1 和 f_2 的算术平均值。

符号: f_{awf} ;

单位:赫兹(Hz)。

4.2.6

轴向场点程差 **axial field-point path difference**

由位于声束轴上的一指定声场点至换能器孔径边缘,和由该声场点至声束轴与换能器孔径平面交点的两个声程长度之差(见图 6)。

符号: Δ' ;

单位:米(m)。

4.2.7

方位轴 **azimuth axis**

由方位平面与源孔径平面(依据测量确定)或与换能器孔径平面(依据设计确定)相交形成的轴线(参见图 7)。

4.2.8

方位平面 azimuth plane

扫描型超声换能器的扫描平面和非扫描型超声换能器的主纵平面。

注：通常将主纵平面选择为与方位平面重合。

4.2.9

声束横截面积 beam area

在与声束轴垂直的指定平面中,其脉冲声压平方积分大于该平面中脉冲声压平方积分最大值之指定分数的所有点构成区域的面积。若未规定其位置,则指通过整个声场中空间峰值和时间峰值声压所在点的平面。

声束横截面积可由几部分组合而成。

符号: A_b ;

单位:平方米(m^2)。

4.2.10

声束横截面积焦平面 beam area focal plan

垂直于声束轴并包含声束横截面积焦点的平面。

4.2.11

声束横截面积焦点 beam area focus

声束轴与-6 dB 声束横截面积最小的声束横截面的交点。

4.2.12

声束轴 beam axis

通过两个平面的脉冲声压平方积分矩心(或声束中心点)的直线。第一个平面位于声压焦平面(即包含脉冲声压平方积分最大值的平面)处,或是包含有处于聚焦夫朗和费区的单一主瓣的平面处。第二个平面的位置尽可能远离第一个平面并与之平行,且包含有两条与第一个平面中相同的正交扫描线(x 轴和 y 轴)。

注:本定义适用于聚焦换能器,而 IEC 61102:1991 中 3.5 的声束准直轴定义更适用于非聚焦换能器(见 6.2 和图 2)。

4.2.13

声束中心点 beam centrepont

由通过 xz 和 yz 两个正交平面的束宽中点的两条线相交确定的位置。

4.2.14

束宽 beamwidth

与声束轴垂直的指定轴上两点之间的最大横向距离,该两点处的脉冲声压平方积分比声束轴上的该参数最大值低某一指定量值(见图 4 和图 7)。

注:常用束宽是按相对于最大值为-6 dB、-10 dB 和-20 dB 规定的。按分贝计算的涵义是将两个积分之比值的对数乘以 10。

符号: w_6, w_{10}, w_{20} ;

单位:米(m)。

4.2.15

束宽焦线 beamwidth focal line

在指定纵平面中,垂直于声束轴并通过束宽焦点的直线(参见图 7)。

4.2.16

束宽焦点 beamwidth focus

指定纵平面中声束轴上的一点,在该点处,沿垂直于声束轴方向测得的-6 dB 束宽最小。当将二维聚焦运用于不同的纵平面时,两个束宽在一般情况下可能是不相同的(参见图 7)。

4.2.17

束宽中点 beamwidth midpoint

一平面中若干束宽中心所在位置的线性平均。平均的求取应在信号大小所能允许的条件下,在表 B.2 中所列的尽可能多样的信号强度下进行(见附录 B 中 B.2)。

4.2.18

宽带信号 broadband signal

其-3 dB 百分比带宽大于 25% 的信号,此处-3 dB 百分比带宽=(带宽/算术平均工作频率)×100%。

注:“带宽”的定义见 GB 16846—1997 中 3.5。

4.2.19

连续波信号 continuous-wave signal

单色(单频)且未作调幅的信号。

4.2.20

曲面线阵(凸阵) curvilinear array(convex array)

由排成一行的超声换能器元件构成的阵列或超声换能器基元组,这些元件安装于弯曲表面上并可能受到电学控制以改变声束的特性和(或)方向。

4.2.21

焦深 depth of focus

在指定纵平面中的声束轴线上,位于束宽焦点两侧,其所在位置的一6 dB 束宽增大至焦点处束宽 2 倍的两点之间的距离。

注:在设计中,若束宽焦点与换能器孔径平面之间不存在这样的点,则将最靠近超声换能器的焦深点的位置取为换能器孔径平面。在测量中,若束宽焦点与源孔径平面之间不存在这样的点,则将最靠近超声换能器的焦深点取为源孔径平面(参见图 7)。

符号: Δ_{DOF} ;

单位:m(米)。

4.2.22

有效聚焦表面 effective focusing surface

其边缘与换能器孔径重合的等相位表面。

注:在阵列情况下,等相位表面就是为产生聚焦作用和使扫描线偏转而施加于每一阵元的时间激励所形成的表面。

4.2.23

有效程长 effective path length

与(换能器声场中一指定点与有效聚焦表面上—指定点之间)总声程长度等效的距离。在换能器装有透镜的情况下,穿过透镜的那部分声程须乘以 c_w/c_L 之比值,其中 c_L 为透镜材料中声速, c_w 为水(或测量媒质)中声速。

注:在绝大多数情况下,本定义适用于已知其结构的换能器;如不知其结构,则可通过测量上述两点间的延迟时间再乘以水(或其他测量媒质)中声速求得。另见“4.2.39 几何焦点”和“4.2.22 有效聚焦表面”两条定义。

符号: d_{eff} ;

单位:米(m)。

4.2.24

有效波长 effective wavelength

传播媒质中纵波声速除以算术平均工作频率所得之值。

符号: λ ;

单位:米(m)。

4.2.25

俯仰轴 elevation axis

源孔径平面(依据测量确定)或换能器孔径平面(依据设计确定)中与方位轴垂直的直线(参见图 7)。

4.2.26

俯仰平面 elevation plane

包含俯仰轴并与方位轴正交的纵平面。

4.2.27

换能器外表孔径 external transducer aperture

超声换能器或超声换能器基元组部件表面上向传声媒质发出超声辐射的部分。假定这一表面是为了便于在选定的传声媒质(通常为水)中用水听器进行测量(见图 2)。

4.2.28

f 数 f number

在指定的纵平面中,几何焦距与换能器孔径宽度之比。

符号: F_n ;

单位:量纲为 $-(1)$ 。

4.2.29

远场 far field

至超声换能器为某一距离处及其之外的声场,该区域内瞬时声压和质点速度值的相位大体相同(见 IEC 60050(801):1994 中 801-23-30 和 IEC 61102:1991 中 3.16)。

4.2.30

远菲涅尔区 far Fresnel zone

在指定纵平面中,比聚焦换能器的聚焦夫朗和费区更远的区域。

注:如几何焦距大于瑞利长度,则不会有远菲涅尔区(见图 3b)和图 6)。

4.2.31

远过渡距离 far transition distance

自超声换能器起算,至其孔径程差与轴上声场点程差二者间差值的绝对值为有效波长一半处的最大距离。

注:见式(4)、附录 A 和图 3b)。

符号: z_{FTD} ;

单位:米(m)。

4.2.32

聚焦夫朗和费区 focal Fraunhofer zone

沿声束轴线上位于近过渡距离与远过渡距离之间的区域,即超声场中位于聚焦换能器指定纵平面中几何焦点附近的区域,在这一区域内,聚焦换能器的轴上场点程差与孔径程差的差值在半波长之内。

注:欲了解更多细节及该区间的空间范围,参见附录 A、图 3b)和图 6)。

4.2.33

聚焦换能器 focusing transducer

按测量定义,是指这样一类电声器件,它们能在小于自源孔径起算的过渡距离一半的任意距离处,在纵平面中产生一个其宽度小于该平面中 -20 dB 源孔径宽度(在尽可能接近超声换能器的平面中测量)一半的 -6 dB 束宽。

按设计定义,是指这样一类电声器件,它们能在小于自换能器孔径起算的过渡距离一半的任意距离处,在纵平面中产生一个其宽度小于该平面中换能器孔径宽度一半的 -6 dB 束宽(参见图 7)。

4.2.34

夫朗和费区(远场) **Fraunhofer zone (far-field)**

非聚焦换能器的指定纵平面中,自换能器孔径起算超出瑞利长度范围的区域(见图 3a))。

4.2.35

菲涅尔区(近场) **Fresnel zone (near-field)**

非聚焦换能器的指定纵平面中,自换能器孔径起算的瑞利长度范围内的区域(见图 3a))。

4.2.36

几何声束边界 **geometric beam boundary**

由几何焦点与换能器孔径边缘上的所有点相连的直线形成的表面(见图 5)。

注:适用于结构已知的超声换能器。

4.2.37

几何焦距 **geometric focal length**

由几何焦点到超声换能器有效聚焦表面的距离(见 4.2.23 有效程长, 4.2.22 有效聚焦表面的定义和图 5)。

注:适用于结构已知的换能器。

符号: F_{geo} ;

单位:米(m)。

4.2.38

几何聚焦增益 **geometric focal gain**

在所有纵平面中的几何焦点都重合的情况下,为几何焦点处的脉冲声压平方积分与整个换能器孔径上脉冲声压平方积分平均值之比值的平方根。对满足这一要求的非变迹换能器,几何聚焦增益在理论上等于换能器孔径面积与几何焦距和有效波长乘积的比值。对于变迹的圆形对称声源,几何聚焦增益为 $G_{\text{focal}} = \pi z_T / F_{\text{geo}}$,其中包含了按变迹法定义的过渡距离。对于在不同纵平面中的焦点不重合的非变迹超声换能器,可将指定纵平面中的几何聚焦增益定义为:该平面中的换能器孔径宽度与该平面中的有效波长和几何焦距乘积的平方根之比。对于在指定纵平面中采用变迹,其孔径宽度为 L_{TA} 的矩形换能器,几何聚焦增益为 $G_{\text{focal}} = \sqrt{\pi z_T} / F_{\text{geo}}$,其中 z_T 为针对变迹换能器定义的过渡距离。如各几何焦点相重合,则总体聚焦增益为每一平面中的几何聚焦增益的乘积。

符号: G_{focal} ;

单位:量纲为一(1)。

4.2.39

几何焦点 **geometric focus**

在指定纵平面中,所有有效程长相等的点。也可表述为,在忽略衍射效应时,从几何声学近似角度来看,自换能器发出的所有声波均具有相同延迟量的点。

4.2.40

几何焦线 **geometric line focus**

在与之垂直的所有平面中,所有有效程长实质上相等的直线(见图 8)。

4.2.41

球面几何焦点 **geometric spherical focus**

球形超声换能器(或反射器)或有效聚焦表面的几何焦点。

4.2.42

线阵 **linear array**

由若干元件组成的超声换能器基元组,这些元件的辐射表面位于同一平面或柱面上,可借助电学方

法排列组合以控制声束的特性、位置和(或)偏转。

4.2.43

纵平面 longitudinal plane

由声束轴与指定正交轴确定的平面(见图 7)。

4.2.44

自然焦距 natural focal length

由自然焦点到超声换能器有效聚焦表面的距离。

符号: F_{natural} ;

单位: 米(m)。

4.2.45

自然焦点 natural focus

在非聚焦超声换能器的指定纵平面中, 声束轴线上-6 dB 束宽最小的位置。

注: 在理想条件下, 该位置与圆形对称声场的过渡距离相对应; 对其他几何形状的声场, 则在过渡距离附近。

4.2.46

近场 near field

用于非聚焦声场, 与菲涅尔区等同的术语。

注: 本定义不同于 IEC 61102:1991 中 3.23。

4.2.47

近菲涅尔区 near Fresnel zone

在聚焦超声换能器的指定纵平面中, 由超声换能器到近过渡距离边界之间的区域(见图 3b)和式(3))。

4.2.48

近过渡距离 near transition distance

最靠近超声换能器的一段距离, 该距离处的孔径程差与轴上场点程差二者差值的绝对值为有效波长的一半(见图 3b)、式(3)和附录 A)。

符号: z_{NTD} ;

单位: 米(m)。

4.2.49

非聚焦换能器 non-focusing transducer

其声场不满足聚焦换能器要求的超声换能器(见图 3a))。

4.2.50

非线性传播参量 non-linear propagation parameter

对指定超声换能器, 可用以估计其发射的超声波非线性畸变的指数。

(完整定义见 IEC 61102:1991 中 3.25)

符号: σ_m ;

单位: 量纲为-1)。

4.2.51

归一化焦距 normalized focal length

给定纵平面中设计所取几何焦距与过渡距离之比。

符号: F_{norm} ;

单位: 量纲为-1)。

4.2.52

偏移距离 offset distance

在换能器的源孔径平面与外表孔径平面之间, 沿声束轴线测得的距离(见图 7 和图 9)。

符号: d_{offset} ;

单位: 米(m)。

4.2.53

相控阵 **phased array**

由若干超声换能器基元组成,可借助电学方法排列组合,以控制其声束特性和方向的超声换能器阵列。

4.2.54

声压焦域横截面积 **pressure focal area**

与声压焦距相等之距离处的-6 dB 声束横截面积。

注: 该面积可由几部分组合而成。

符号: A_{b6} ;

单位: 平方米(m^2)。

4.2.55

声压焦域长度 **pressure focal extent**

包含声压焦点且比声压焦点处脉冲声压平方积分的平方根低 6 dB 的界面所围成的空间沿声束轴方向的长度。

符号: L_{pfocal} ;

单位: 米(m)。

4.2.56

声压聚焦增益 **pressure focal gain**

焦点处脉冲声压平方积分的平方根与源孔径上平均声压平方积分平方根的比值。

符号: G_{pfocal} ;

单位: 量纲为一(1)。

4.2.57

声压焦距 **pressure focal length**

由换能器孔径平面(依设计定义)或由声压孔径平面(依测量定义)至声压焦点所在位置的垂直距离,该位置的脉冲声压平方积分为整个声场中之最大值。

符号: F_{pres} ;

单位: 米(m)。

4.2.58

声压焦平面 **pressure focal plane**

包含声压焦点并与声束轴垂直的平面(见图 9)。

4.2.59

声压焦域体积 **pressure focal volume**

包含声压焦点且比声压焦点处脉冲声压平方积分的平方根低 6 dB 的界面所围成空间的体积。

符号: V_{pfocal} ;

单位: 立方米(m^3)。

4.2.60

声压焦点 **pressure focus**

声场中脉冲声压平方积分最大值所在的位置(见图 9)。

4.2.61

主纵平面 **principal longitudinal plane**

包含声束轴和最小-6 dB 束宽的平面。

注: 对矩形换能器,为与其最长侧边平行的平面(见图 7)。

4.2.62

脉冲声压平方积分 pulse-pressure-squared integral

在声场中一指定点处,对整个声脉冲波形所取的瞬时声压平方的时间积分。

注:对于连续波信号,脉冲声压平方积分等于均方根声压的平方乘以周期 T ,即 $p_i = T(p_{\text{rms}})^2$ 。

符号: p_i ;

单位:二次方帕斯卡秒($\text{Pa}^2 \cdot \text{s}$)。

4.2.63

瑞利长度 Rayleigh length

对一给定纵平面,针对设计所取的,超声换能器孔径宽度等效面积除以有效波长 λ 。

注:瑞利长度等于过渡距离乘以 π 。

符号: R_L ;

单位:米(m)。

4.2.64

扫描线 scan line

对于自动扫描系统,就一特定超声换能器基元组,或就一超声换能器或换能器基元组的某一特定激励所形成的声束轴线。

注:除用声束轴取代了声束准直轴外,本定义与 IEC 61102:1991 中 3.56 相同。

4.2.65

扫描平面(表面) scan plane(surface)

自动扫描系统中包含所有超声扫描线的平面(或表面)。

4.2.66

信号类型 signal type

声脉冲波形的类别,其中包括连续波信号、猝发音信号及宽(频)带信号等几种类型。

4.2.67

源孔径 source aperture

对于不知其特性的超声换能器,在最靠近换能器外表孔径的测量平面内,以-20 dB 脉冲声压平方积分轮廓线度量的等效孔径(见图 7)。

符号: A_{SAeff} ;

单位:平方米(m^2)。

4.2.68

源孔径平均声压平方积分 source aperture average pressure -squared-integral

在源孔径平面中,脉冲声压平方积分在-20 dB 声束横截面积上的平均值。

符号: $p_{i20\text{mean}}$;

单位:二次方帕斯卡秒($\text{Pa}^2 \cdot \text{s}$)。

4.2.69

源孔径平面 source aperture plane

最靠近换能器外表孔径并与声束轴垂直的测量平面(见图 2)。

4.2.70

源孔径宽度 source aperture width

指定纵平面中与声源孔径平面交线上的最大-20 dB 束宽(见图 2)。

符号: L_{SA} ;

单位:米(m)。

4.2.71

偏转声束 steered beam

特意使其声束轴与换能器孔径平面的垂直轴不相重合的声场。

4.2.72

猝发音信号 tone-burst signal

其-3 dB 百分带宽小于 25% 的脉冲, 此处所称-3 dB 百分带宽 = (带宽/算术平均工作频率) $\times 100\%$ 。

注: “带宽”定义见 IEC 611202:1991 中 3.5。

4.2.73

换能器孔径面积 transducer aperture area

在换能器孔径平面中, 超声换能器上产生超声辐射的部分的有效面积或投射面积。

符号: A_{SA} ;

单位: 平方米(m^2)。

4.2.74

换能器孔径平面 transducer aperture plane

与非偏转声束的束轴正交且在物理上临近超声换能器的平面(见图 9b)。

注: 若超声换能器是平面的, 则该平面与超声换能器的辐射表面共面; 若换能器是凹面或曲面的, 则该平面与辐射表面的边缘搭接; 若换能器是凸面的, 则该平面在接触点处与辐射表面的中心相切。

4.2.75

换能器孔径平面距离 transducer aperture plane distance

几何焦点与换能器孔径平面之间的距离(见图 5)。

符号: D_{AF} ;

单位: 米(m)。

4.2.76

换能器孔径宽度 transducer aperture width

沿着与非偏转声束的声束轴正交的指定轴, 换能器孔径的满宽度(见图 5)。

符号: L_{TA} ;

单位: 米(m)。

4.2.77

过渡距离 transition distance

按设计定义, 一给定纵平面中的过渡距离是指, 超声换能器孔径宽度的等效面积除以 π 与有效波长 λ 的乘积; 按测量定义, 过渡距离是指, 源孔径宽度的面积除以 π 与有效波长的乘积。对于关于声束轴呈圆形对称的非变迹超声换能器, 等效面积为 πa^2 , 其中 a 是半径; 故过渡距离为 $z_T = a^2/\lambda$ 。对于关于声束轴对称的方形换能器, 等效面积为 L_{TA}^2 , 其中 L_{TA} 是纵平面中的换能器孔径宽度; 故其过渡距离为 $z_T = L_{TA}^2/\pi\lambda$ 。对于纵平面内的测量, 采用该平面中的源孔径宽度, 即有 $z_T = L_{SA}^2/\pi\lambda$ (见图 3a))。

注 1: 对于采用对称均等变迹或加权函数 W (已按质点速度分布的最大值归一化) 的变迹换能器, 过渡距离为:

对于敏感元件半径为 a 的圆形对称换能器,

$$z_T = \frac{2}{\lambda} \int_0^a W(r) r dr$$

对于在给定纵平面中物理孔径长度为 L 的方形换能器,

$$z_T = \frac{4}{\pi\lambda} \left| \int_0^{L/2} W(x) dx \right|^2$$

注 2: 对于不同于圆形和方形对称等常见情况的其他对称形状, 可以采用相同的过渡距离定义。例如, 对于六边形、七边形等 $n(n>2)$ 边对称的孔径, 在与其一垂直的对称平面中, 过渡距离等于孔径面积除以 $\pi\lambda$ 。对具有若

干环的环阵,其等效面积为敏感区孔径的总(所有环)面积。除特意为了聚焦,或遇有形状和相位控制异常的孔径之外,对于像交替相移(0° 或 180°)的环阵之类采用单一相位控制的情况,则是通过计算三维衍射来确定与适当的过渡距离对应的最小束宽。

符号: z_T ;

单位:米(m)。

4.2.78

横平面 transverse plane

与声束轴垂直的所有平面。

4.2.79

二维阵 two-dimensional array

由超声换能器基元组成,通过排列组合能够在至少两个(通常是正交的)扫描平面内控制声束特性与方向的阵列。

4.2.80

超声换能器 ultrasonic transducer

在超声频段内,能够将电能转换为机械能,或反之将机械能转换为电能的器件。

4.2.81

超声换能器基元组 ultrasonic transducer element group

一同接受激励从而产生单一声脉冲的换能器元件组合。

4.2.82

非偏转声束 unsteered beam

人为选定向正前方传播而无偏角的超声声束。

注:对扇形扫描,正前方指沿中央扫描线的方向。当超声换能器为对称式时,可以将非偏转声束选定在超声换能器的对称轴或对称平面附近。

5 符号表

A_b 声束横截面积

A_{b6} 声压焦域横截面积

A_{SA} 换能器孔径面积

A_{SAeff} 源孔径

a 圆形超声换能器敏感元件半径

c_w 水中声速

c_L 透镜中声速

D_{AF} 换能器孔径平面距离

d ($=2a$)圆形超声换能器敏感元件直径

d_{eff} 有效程长

d_{offset} 偏移距离

F_n f 数

F_{geo} 几何焦距

$F_{natural}$ 自然焦距

F_{norm} 归一化焦距

F_{pres} 声压焦距

f_{awf} 算术平均工作频率

G_{focal} 几何聚焦增益

G_{pfocal}	声压聚焦增益
k	($=2\pi/\lambda$)圆波数
L_{pfocal}	声压焦域长度
L_{SA}	源孔径宽度
L_{TA}	换能器孔径宽度
n	折射指数
p_i	脉冲声压平方积分
p_{rms}	均方根声压
$p_{i20\text{mean}}$	源孔径平均声压平方积分
R	超声换能器曲率半径
R_{LENS}	透镜表面曲率半径
R_L	瑞利长度
T	周期
V_{pfocal}	声压焦域体积
W	加权函数
w_6, w_{10}, w_{20}	-6 dB, -10 dB, -20 dB 束宽
x_c	沿 x 方向声束扫描所得矩心位置
x_{pk}	沿 x 轴扫描的声束峰值位置
y_c	沿 y 方向声束扫描所得矩心位置
z_{FTD}	远过渡距离
z_{NTD}	近过渡距离
z_T	过渡距离
Δ	孔径程差
Δ_{DOF}	焦深
Δ'	轴上场点程差
λ	有效波长
σ_m	非线性传播参量

6 测量步骤

6.1 概述

本章所述是为获得聚焦参数采取的测量步骤。这些步骤假定,所测的是一个相当对称的规则声束的声场,它在某一深度处具有单一的中心峰值,如图 B.1 和图 B.2 两例所示。如声束如图 C.1 中所示很不对称,则需采用附录 C 所述的光栅扫描法测量。本章介绍了与测量有关的一般资料和测量装置。6.2 介绍了寻找声束轴和声压焦点以及测量其他聚焦参数的步骤。6.3 的内容是,根据寻找束宽焦点的情况,确定所测换能器在指定纵平面内是否为聚焦换能器。测量焦深、声压聚焦增益和声束面积焦点等其他聚焦参数的步骤见 6.4。

测量装置:

关于初步的通用测量系统和对测量的一些考虑,3.2 中已作论述。对测量所用设备和装置,IEC 61102:1991 中均有描述,其中包括带定位框架的水槽和水听器,以及如数字采样示波器等波形记录手段。如测量对象是已知激励波形的超声换能器,应将波形与信号类型一并记录。如测量对象为换能器阵列或超声换能器基元组,除希望知道阵列中心的典型激励波形外,还希望知道由幅度和延迟时间表

达的与其他波形的关系。如不能做到,即在不便取得激励波形的情况下,则宜将激励系统的影响超声换能器输出的所有设置记录下来,达到足以重复这些测量。需要注意的是,如所测对象为扫描系统,宜弄清扫描线或空间位置并予以记录。宜注明槽内温度和参考媒质(如不是按 IEC 61102:1991 中规定以水为测量媒质)。

将超声换能器安装在坐标定位系统中,使其各敏感元件(超声换能器基元组)的对称轴与水听器定位系统的 y 轴平行。本标准中采用的坐标系为:声束轴沿 z 轴,扫描平面为 xz 平面,俯仰平面为 yz 平面。这样,就便于调节换能器的位置,以使声束轴与定位系统的轴平行。据此,采用圆柱形敏感元件的超声换能器的对称轴应是圆柱的轴。而对具有球形敏感元件的超声换能器,其对称轴应是穿过球的几何中心,并将该超声换能器的某个可用外表面近似的轴。

6.2 确定声束轴

6.2.1 参看图 9b)。确立一个尽可能靠近换能器外表孔径的测量平面(源孔径平面)。最小测量距离要受到分辨主辐射脉冲与假反射脉冲的能力的影响。对于某些超声换能器,有可能将输出声压分解为主轴向分量及一个或多个卫星式“边缘波”脉冲。因边缘波到达时间在后,且以不同的速率随轴向距离变化,故能够将它与主轴向波区分开;在声束轴上,它们会偶尔混入主波。

6.2.2 确定声压焦点,即声场中脉冲声压平方积分最大值所在的位置。搜寻声压焦点和声束轴时,可以借助于控制聚焦的键钮(如果有)以及对换能器预期聚焦特性的了解。在孔径和聚焦特性可变的情况下,宜调节电子变焦的焦距,使之与俯仰焦距(如已知)相重合。如不知其俯仰焦距,则可调节电子焦距以获得脉冲声压平方积分的最大值。如脉冲声压平方积分随接近换能器而不断增大,则这种方法就没有效用。

了解换能器在每一纵平面中的预期聚焦特性可能有助于选择搜寻距离。可以利用关于近过渡距离和远过渡距离的式(3)和式(4)确定标志聚焦夫朗和费区预期范围的几个距离。声压焦平面有一个合适的替换者,就是附近的横平面。在该平面处,声束会聚成为具有单一峰值的单一中央瓣。该平面将位于聚焦夫朗和费区内,但可能不包含声场的最大脉冲声强平方积分点。

6.2.3 在穿过声压焦点且与换能器表面近似的平面(或 6.2 中所述的替代平面)中,寻找脉冲声压平方积分的矩心。为此需作两项扫描。第一项是沿着 x 轴峰值处的 y 轴;第二项是沿着 y 轴矩心 y_c 处的 x 轴。在由式(5)和式(6)选定的横平面中,由正交线扫描可求得矩心的位置 (x_c, y_c) 。求取 y_c 的公式为:

$$y_c = \frac{\sum_j y_j p_i(x_{pk}, y_j)}{\sum_j p_i(x_{pk}, y_j)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

式中:

x_{pk} ——沿 x 轴的声束峰值所在的位置。

求取 x_c 的公式为:

$$x_c = \frac{\sum_k x_k p_i(x_k, y_c)}{\sum_k p_i(x_k, y_c)} \quad \dots\dots\dots (6)$$

式中:

y_c ——由上述的 y 轴方向扫描得知的矩心位置;

$p_i(x_k, y_c)$ —— (x_k, y_c) 处脉冲声压平方积分的取样值。

扫描至少取 50 个点,一直延续到所能测出的,用扫描轴上 p_i 最大值某一侧的可用信号大小表示的最低值。而之所以需要测量矩心,是因为一般会如附录 B 中解释的那样出现多个声压峰值。

注 1: 严格说来,寻找矩心要涉及到如附录 C 中所述的完整二维扫描。因此,表示两项直线扫描的式(5)和式(6)仅

是近似形式。进一步说,式(5)、式(6)、式(C.1a)、式(C.1b)所依据的都是均一 Cartesian 网格假设。对适用于测量位置之间任意距离的式(5)和式(6),可以导出普适化的公式。

注2:由于存在离轴峰值,IEC 61102:1991 中的声束准直轴定义(依赖于对空间峰值时间峰值声压的寻找结果)在这些情况下可能不成立,故该定义更适用于非聚焦超声换能器。

已经发现,能够接受的第二种方法即附录 B 所述的束宽中点法,在所考察的情况下能够提供与矩心法近乎等效的结果。之所以优先采用矩心法,是因为其计算直接简单。

6.2.4 在第一平面所在深度之前或之后任意距离处选择第二平面,该平面与第一平面平行且距第一平面尽可能远。增大两个测量平面之间的距离将减小确定声束轴时的角度误差。对电子聚焦换能器,可将电子焦距取在第二平面中或其附近,以增大信噪比。采用与 6.2.3 中相同的步骤找出声束轴矩心的位置。

注:在俯仰纵平面中存在固定俯仰焦距的情况下,过焦距之后声束更迅速地展宽,这对于信号强度可能是一个限制因素。

6.2.5 声束轴即是由换能器至 6.2.3 和 6.2.4 中所述两个平面矩心的直线。

6.2.6 将声压焦平面确定在与声束轴垂直且包含声压焦点的位置。若换一平面(如 6.2.2 中所述)代替声压焦平面用以寻找声束轴,则沿声束轴确定最大脉冲声压平方积分的位置(取用沿声束轴的扫描线即可找到最大脉冲声压平方积分的位置)。确定线(发射)脉冲起点沿声束轴至最大脉冲声压平方积分(或声压焦平面)所在位置之间的时间延迟。

6.2.7 将与声束轴垂直的源孔径平面取在 6.2 中确定的最小可接受距离处。寻找并记录偏移距离,即沿声束轴线上界于换能器外表孔径与源孔径平面之间的距离。测量并记录该平面与换能器外孔径平面之间沿声束轴方向的距离(偏移距离)。确定相对于直线起点(发射脉冲)的时间延迟。

6.2.8 计算源孔径平面处相对时间延迟(6.2.7)与声压焦点处相对时间延迟(6.2.6)的比值。如该比值大于 0.2,就意味着:声压焦距的重要部分无法触及,不可以将源孔径尺寸近似地取为与真实的换能器孔径尺寸,故 6.3 和 6.4 中所述的测量结果也将是欠准确的。

6.3 确定换能器是否聚焦

6.3.1 在声压焦点处,确定算术平均工作频率。参见图 7b)。

6.3.2 将测量条件下的纵波声速除以算术平均工作频率以求出有效波长。

6.3.3 为确定换能器在纵平面内是否聚焦,必须确定其对称性。

a) 为确定其在纵平面内聚焦,按 6.1.1 中规定选择平面,通常是 xz 或 yz 平面。参见图 7b)。对于矩形、方形、圆形等的对称性,通常由换能器形状即可知道。在完全不知换能器形状的情况下,在源孔径平面中的如下测量将有助于确定对称轴。

b) 在所有几种情况下,沿 x 轴和 y 轴测量 x 和 y 两个方向的源孔径宽度。如两个方向的源孔径宽度相等(差异在 5% 以内),则再沿与 x 轴成 $\pm 45^\circ$ 角的方向测量孔径的斜向宽度。如斜向宽度的差异也在 5% 内,则就现在的目的而言,其对称性就是圆的。如斜向宽度与 x 或 y 方向宽度相比其差异超过 5%,则对称性就是方形或矩形的。如对换能器的对称性有疑问,可采用光栅扫描法在源孔径平面内测量一完整的 -20 dB 轮廓图。

1) 如源孔径平面中的 -20 dB 轮廓呈圆形对称,则在开始时任何一个纵平面均可用于寻找最小 -6 dB 束宽。在声束轴上的源孔径位置,对束宽的对称性必须予以确认。

2) 如源孔径平面中的 -20 dB 轮廓粗略看来呈矩形或椭圆形,则包含最小 -6 dB 束宽的主纵平面常常平行于主尺寸(在矩形情况下对应于最大侧边)。如 -20 dB 圆孔径平面的轮廓粗略看来不呈圆形、矩形或椭圆形,则主要关心其主纵平面以及与之正交的纵平面。在这种情况下,即可在这两个正交的平面中测量束宽以找到每一平面中的束宽焦点。将每个平面中的 -6 dB 束宽乘以 π 再除以 4 即可估算出其声束横截面积。

c) 由上述的对称条件,用源孔径宽度和有效波长计算每一纵平面中的过渡距离。

6.3.4 寻找各个束宽焦点(最小 -6 dB 束宽及其位置)。如确定了对称性的判据(圆形情况有一个主

平面,矩形情况有两个正交的主平面),则必须对最小束宽结果加以验证,方法是在绕 z 轴稍作旋转的平面中测量束宽(xz 平面之上和之下, yz 平面之上和之下)。

6.3.5 在每一对称平面中,如最小-6 dB 束宽小于-20 dB 源孔径宽度的一半,束宽焦距小于自源孔径起算的过渡距离的一半,则超声换能器在该平面中就是聚焦的。

6.3.6 如不满足 6.3.5 中的条件,或者未找到最小的-6 dB 束宽,则超声换能器在该平面中就是不聚焦的。

6.4 测量聚焦换能器的其他聚焦参数

6.4.1 在其中的束宽为最小束宽两倍的平面中,找出两个相距最近的深度以确定焦深。如朝向超声换能器一侧的束宽未达到加倍,则采用源孔径平面的位置作为第一焦深点(见焦深定义)。

6.4.2 找出声束面积焦点,即最小-6 dB 声束面积所在的位置。在该点处,垂直于声束轴的横向平面即为声束面积焦平面。如以对称性为判据,则应在源孔径平面和声束面积焦点之间轴向距离上靠近焦点一侧的大约 5% 处,通过在接近、相邻、平行的若干平面中测量声束截面积来查验最小声束面积所在的位置。为寻找声束面积焦点,最好在声压焦点处开始用水听器测量,并沿声束轴朝超声换能器方向移动水听器,直至找到最小的-6 dB 声束面积。

6.4.3 可以采用如下步骤求得声压聚焦增益:

- 沿声束轴朝源孔径平面方向移动水听器。
- 在-20 dB 声束面积和源孔径平面的-20 dB 轮廓上测量源孔径的平均声压平方积分。
- 由声压焦点处脉冲声压平方积分与源孔径平均声压平方积分比值的平方根,确定初始的声压聚焦增益。
- 在确定声压聚焦增益的最终值之前,必须在整个带宽上对声压焦点处的脉冲声压平方积分作衰减修正。当以水为测量媒质时,在低频或短测量距离,或者在算术平均工作频率下测量声程中的总损失不超过 1 dB 时,可不作衰减修正。
- 以源孔径处-20 dB 轮廓面积的 0.69 倍与峰值脉冲声压平方积分所在点的-6 dB 声束面积之比值代替 IEC 61102:1991 中 3.25 的非线性传播参量公式中的 F_g ,可以检验出测量中的非线性度。如果得出的该参量值小于 0.2,则认为测量处于线性区。

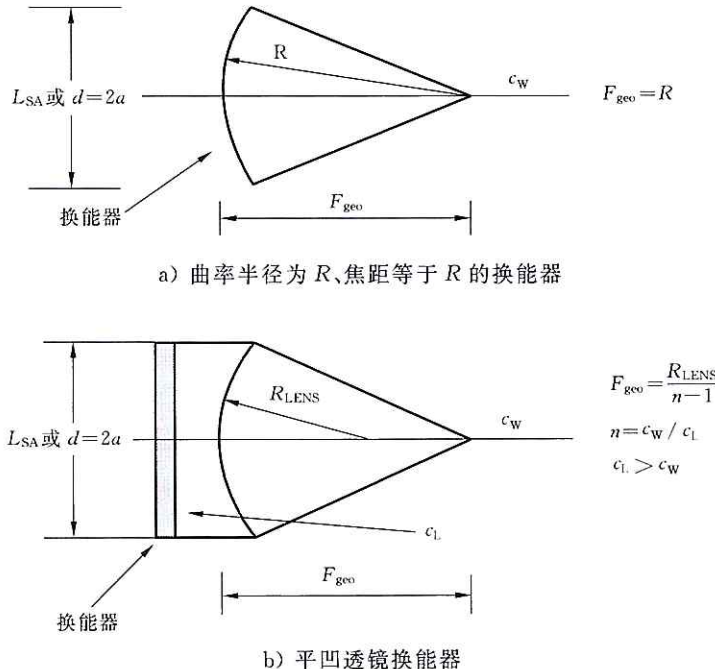
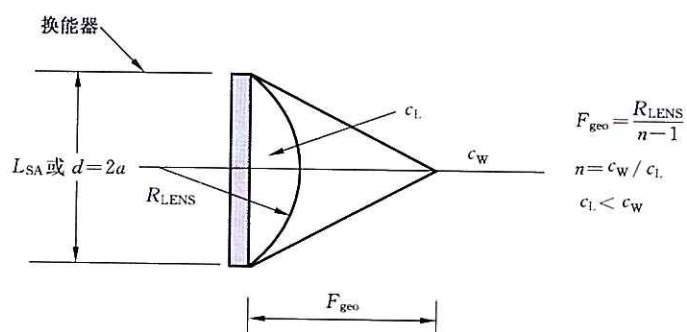


图 1 换能器的几种几何聚焦方式



c) 平凸透镜换能器

图中: R ——曲率半径;
 F_{geo} ——几何焦距;
 c ——声速;
 n ——折射指数;
 c_L ——透镜声速;
 c_W ——水中声速。

图 1 (续)

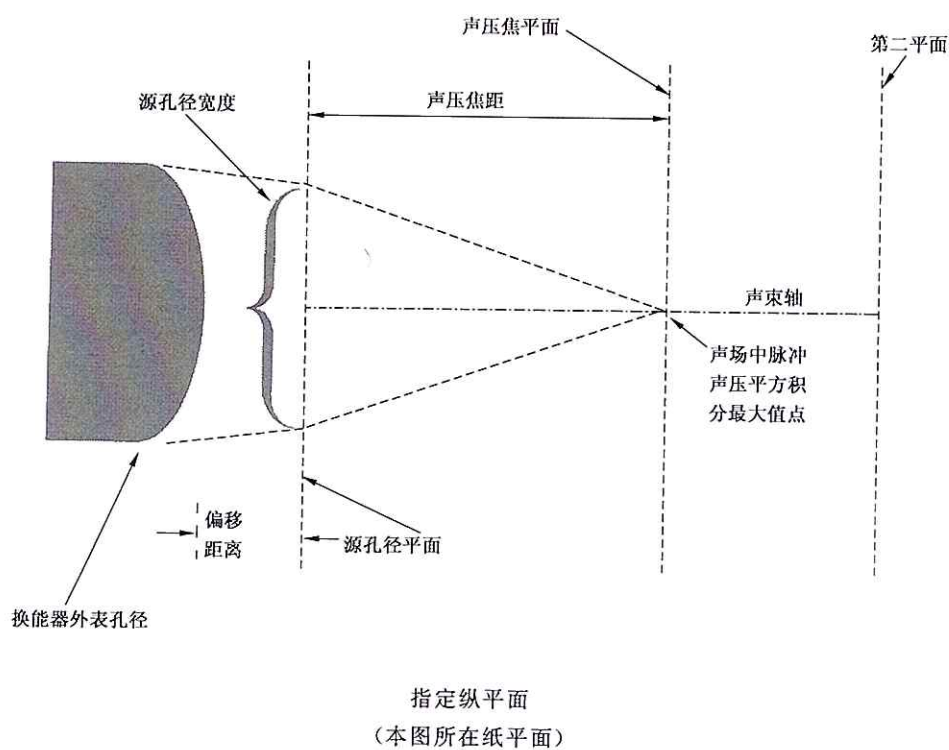
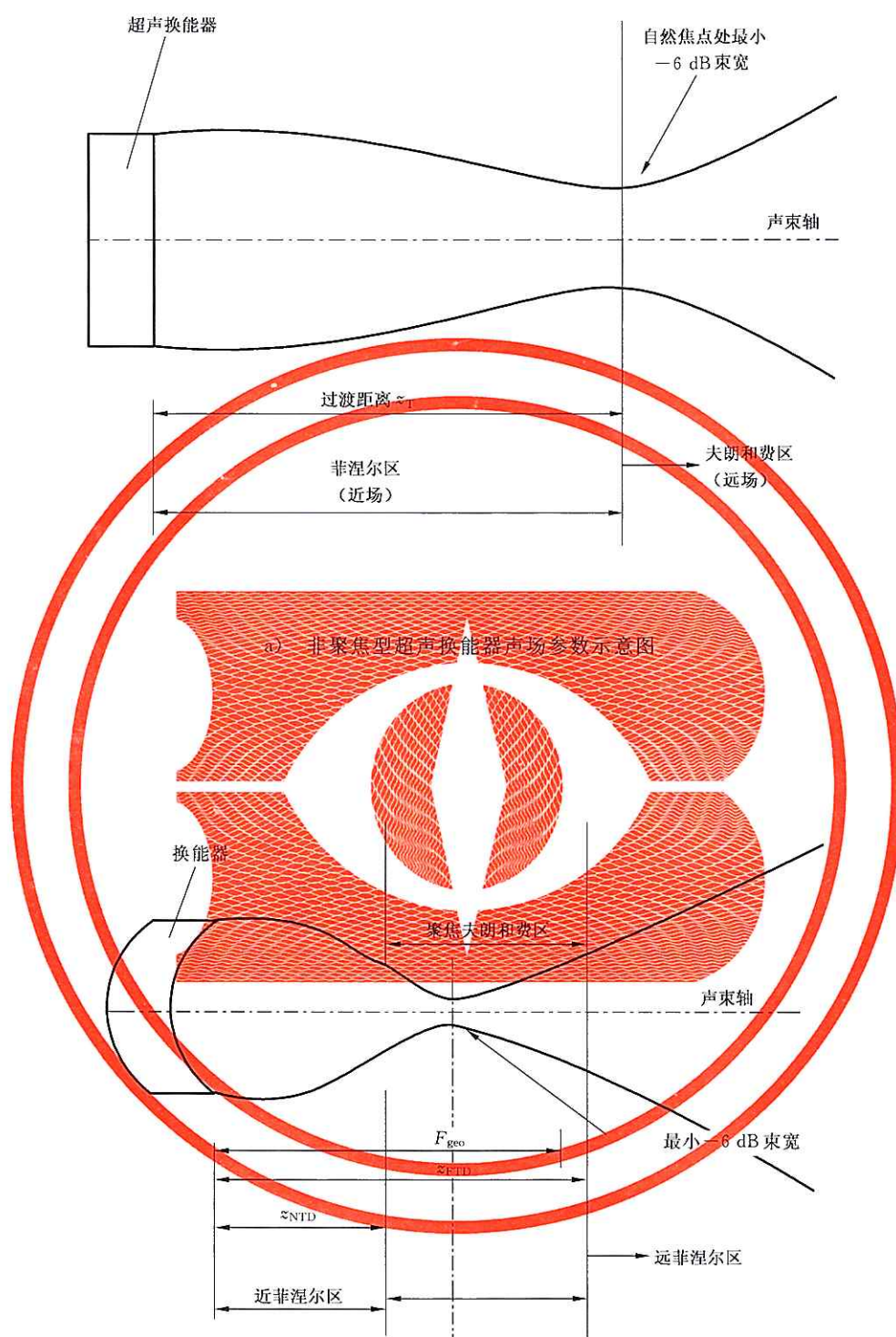


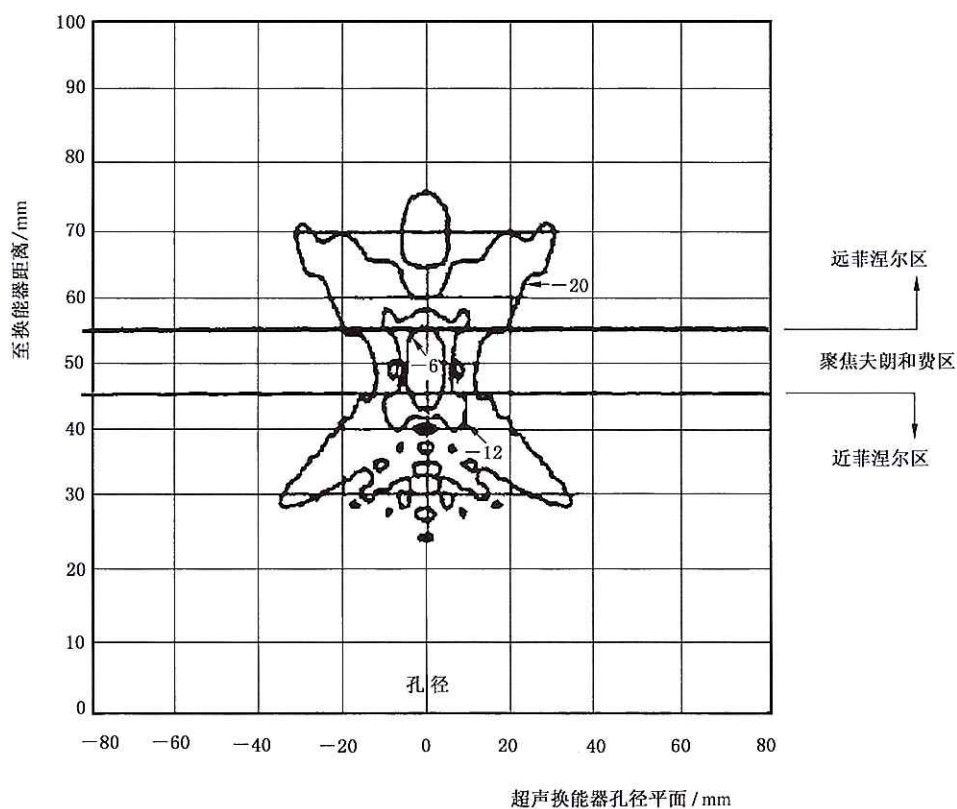
图 2 换能器几何尺寸未知时的聚焦参数定义示意图



F_{geo} ——几何焦距；
 z_{NTD} ——近过渡距离；
 z_{FTD} ——远过渡距离。

b) 聚焦型超声换能器声场参数示意图

图 3 非聚焦型和聚焦型换能器的声场参数



半径为 25 mm,曲率半径为 50 mm,中心位于 0,0 位置(图底线中央)的 5 MHz 换能器-6 dB,-12 dB,-20 dB 轮廓

图 4 声束轮廓剖面图

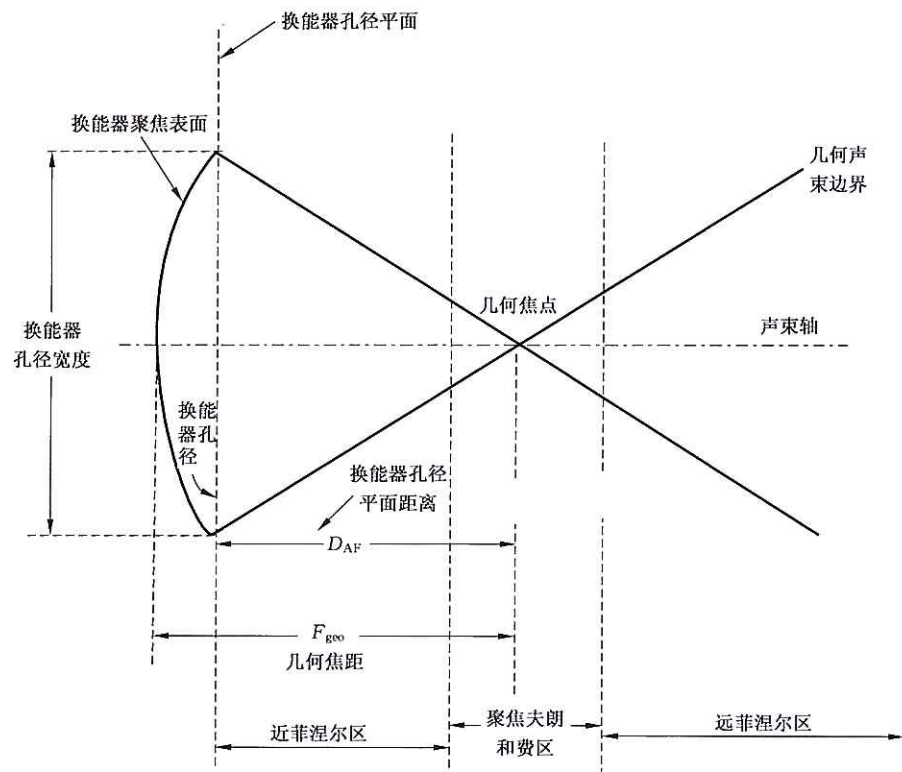


图 5 描述几何尺寸已知的聚焦换能器参数的示意图

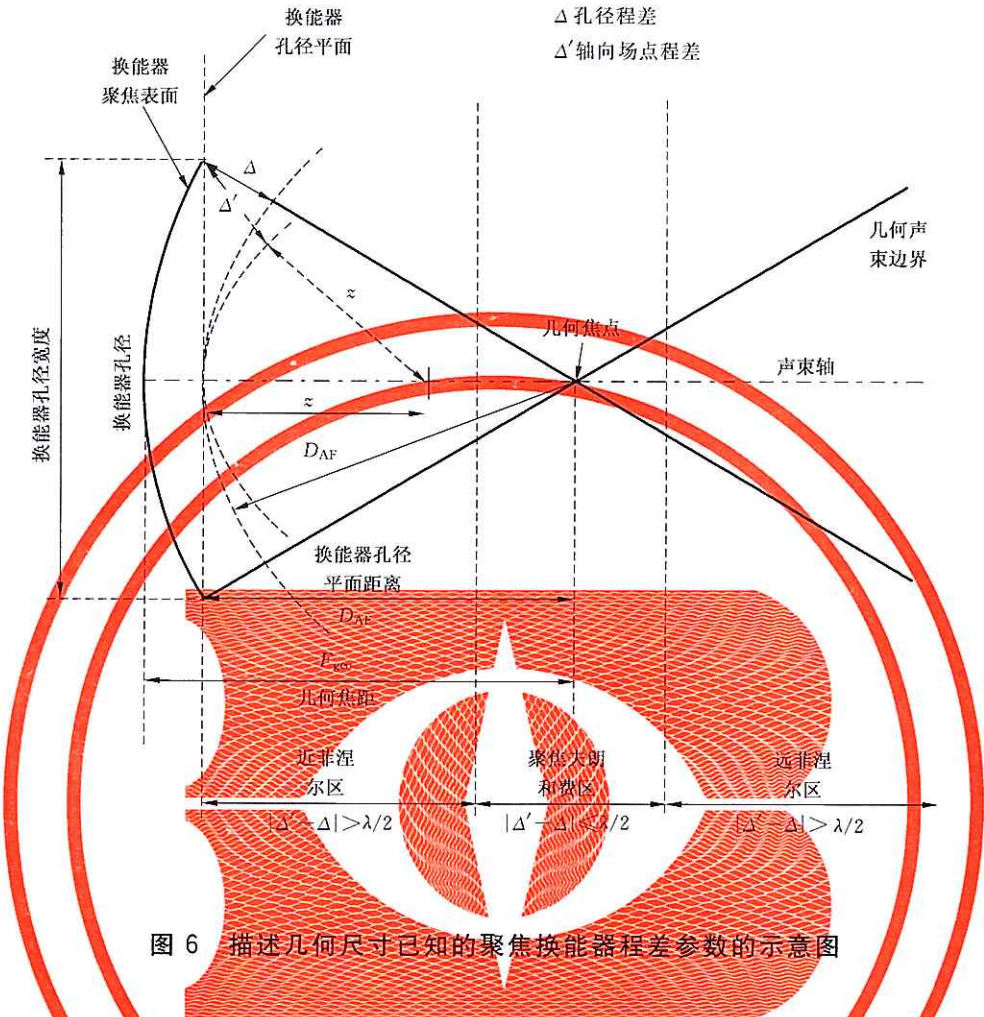
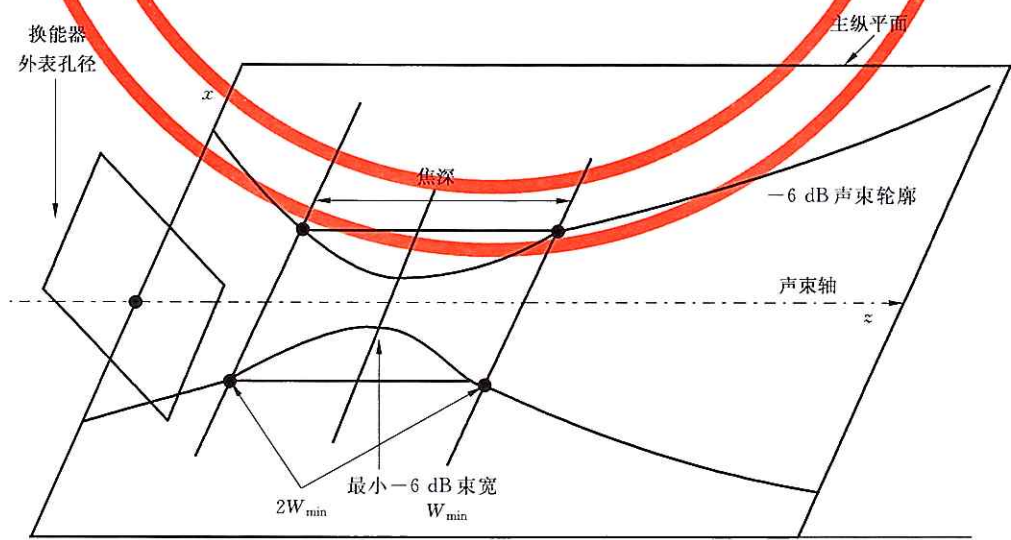
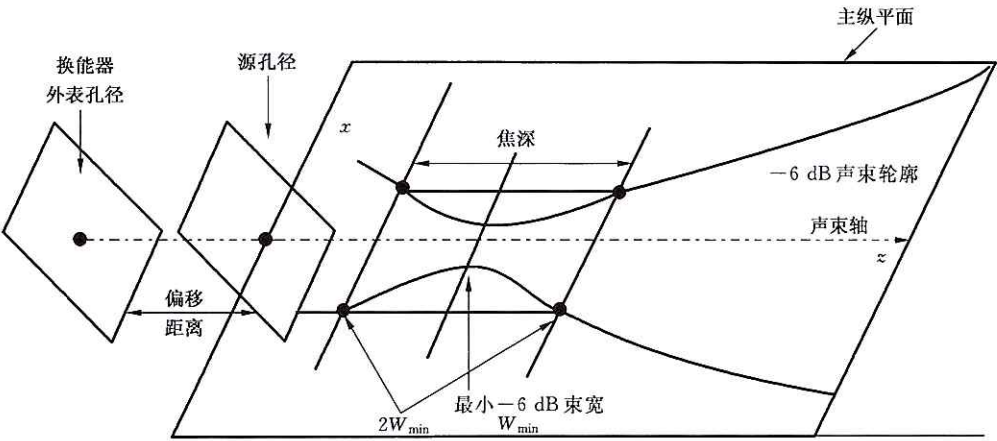


图 6 描述几何尺寸已知的聚焦换能器程差参数的示意图



a) 几何尺寸已知的换能器束宽焦点(设计图)

图 7 主纵平面中的束宽焦点



b) 几何尺寸未知的换能器束宽焦点
图 7 (续)

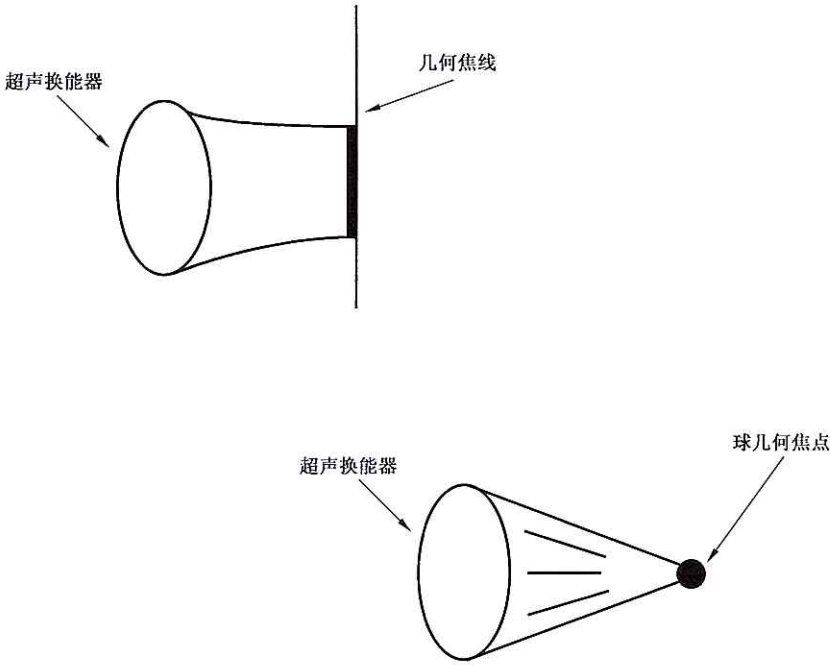
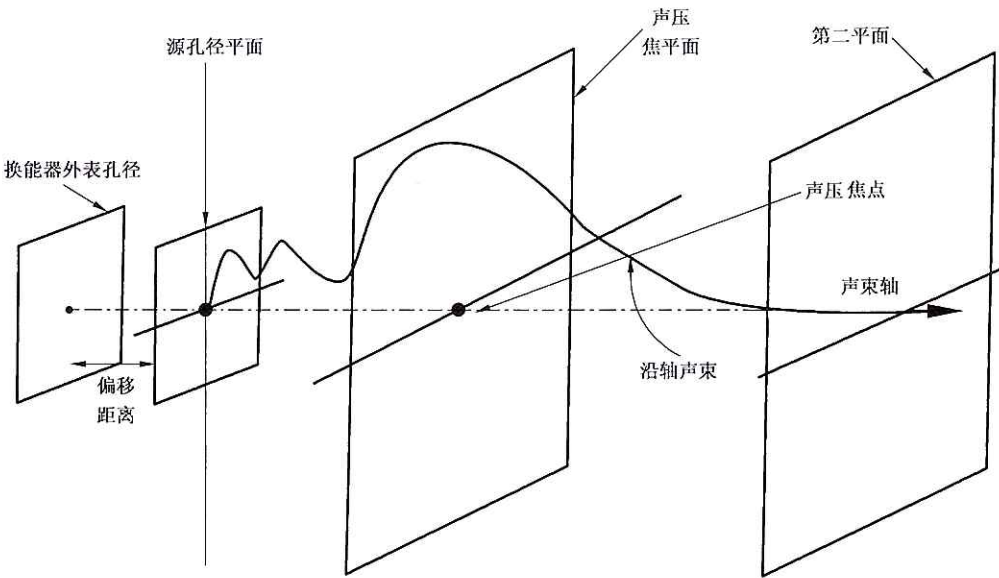
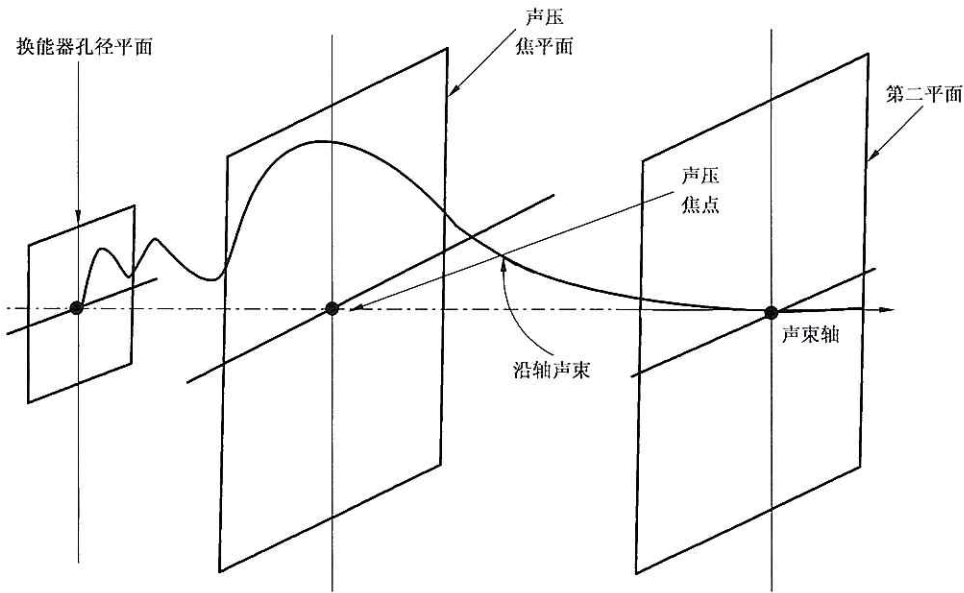


图 8 几何聚焦的类型



a) 几何尺寸已知的换能器声压焦点(设计图)



b) 几何尺寸未知的换能器声压焦点(实测图)

图 9 主纵平面中的声压焦点

附录 A

(资料性附录)

关于聚焦换能器发射特性的背景资料

本附录中背景资料的目的是,要说明如何用近菲涅尔区、远菲涅尔区和聚焦夫朗和费区等术语描述聚焦换能器的声场。在表征几何参数已知的聚焦换能器声场时,这些术语是很有帮助的。

考虑圆形对称、宽度为 $2a$ 的换能器孔径。对于未作变迹处理且为连续波激励的情况,沿声束轴 z 的水中声压场如式(A.1)所示:

$$p(0, z) = p_0 [e^{-jkz} - e^{-jk(a^2+z^2)^{1/2}}] \dots\dots\dots (A.1)$$

式中:

$k=2\pi/\lambda$, 波数;

λ ——波长,单位为米(m);

$j=\sqrt{-1}$;

p_0 ——换能器孔径上的声压幅度。

注:严格说来,式(A.1)应该用换能器孔径处的质点速度写出。这里,是将 p_0 作为 $\rho c v_0$ 的缩写。应该注意的是:非变迹情况是用恒定质点速度幅值 v_0 表征;而换能器孔径上的声压并不是恒定的,由于存在衍射效应,在某些位置上甚至可能为零。

在采用轴旁近似即 $z^2 \gg a^2$ 和一阶二项式展开之后,式(A.1)即近似成为式(A.2):

$$p(0, z) = j2p_0 e^{-jkz} e^{-j\pi a^2/2\lambda z} \sin(\pi a^2/2\lambda z) \dots\dots\dots (A.2)$$

对于非变迹的圆形对称超声换能器,近场(菲涅尔)区与远场(夫朗和费)区之间的传统分界是过渡距离 $z_T = a^2/\lambda$ ^[1]。当将其用于式(A.2)中的二次相位项时,即有式(A.3):

$$\theta_t = \frac{\pi a^2}{2\lambda} \left(\frac{\lambda}{a^2} \right) = \frac{\pi}{2} \dots\dots\dots (A.3)$$

参见图1,考虑一个宽度为 $2a$,带有一个几何焦距为 $F=R_{\text{LENS}}/(n-1)$ 的薄透镜的非变迹聚焦换能器,其中 R_{LENS} 是平凸透镜的曲率半径, n 是折射指数, $n=c_W/c_L$ 。当透镜厚度比 a , z 和 F 都小时,可以采用薄透镜近似^[2]。对于这种情况,在轴旁近似,即 $z^2 \gg a^2$, $F^2 \gg a^2$ 的条件下,沿声束轴的声压可以表示为式(A.4):

$$p(0, z) = \frac{j2p_0 e^{-jkz} \exp\left[-\frac{j\pi a^2}{2\lambda} \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{F}\right)\right]}{z\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{F}\right)} \sin\left[\frac{\pi a^2}{2\lambda} \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{F}\right)\right] \dots\dots\dots (A.4)$$

在几何焦距 $z=F$ 处,有式(A.5):

$$p(0, F) \approx j2p_0 e^{-jkF} \left(\frac{\pi a^2}{2\lambda F} \right) \dots\dots\dots (A.5)$$

否则,即可将式(A.4)用换算后的轴向距离 z_e (或等效 z) 写出,见式(A.6):

$$p(0, z) = \frac{j2p_0 e^{-jkz} e^{-j\frac{\pi a^2}{2\lambda z_e}}}{\frac{z}{z_e}} \sin\left(\frac{\pi a^2}{2\lambda z_e}\right) \dots\dots\dots (A.6)$$

式中:

$$\frac{1}{z_e} = \frac{1}{z} - \frac{1}{F} \dots\dots\dots (A.7)$$

或者

$$z_e = \frac{z}{1 - \frac{z}{F}} \dots\dots\dots (A.8)$$

现在,即可将适用于聚焦换能器的式(A.6)与适用于非聚焦换能器的式(A.2)直接比较。当几何焦距远大于至轴上场点的距离时, $z_e \approx z$,两式是一样的。可以利用两式之间在形式上的相似性确定聚焦换能器过渡距离的等效性。

为了在过渡距离处获得与非聚焦换能器的相位等效,如式(A.3)中那样,将式(A.6)中的二次相位项设定为 $\pi/2$,如式(A.9):

$$|\theta_e| = \left| \frac{\pi}{2} \frac{a^2}{\lambda z_e} \right| = \frac{\pi}{2} \quad \dots\dots\dots (A.9)$$

由此,

$$z_e = \pm \frac{a^2}{\lambda} \quad \dots\dots\dots (A.10)$$

并结合式(A.7),于是近菲涅尔区与聚焦夫朗和费区之间的近过渡距离即为(见式 A.11):

$$\frac{1}{z_{11}} = \frac{\lambda}{a^2} + \frac{1}{F} \quad \dots\dots\dots (A.11a)$$

或者

$$z_{NTD} = z_{11} = \frac{a^2 F}{a^2 + \lambda F} \quad \dots\dots\dots (A.11b)$$

这一距离还可用过渡距离 $z_T = a^2/\lambda$ 写出,即:

$$z_{NTD} = z_{11} = \frac{z_T F}{z_T + F} \quad \dots\dots\dots (A.11c)$$

与此类似,聚焦夫朗和费区和远菲涅尔区之间的远过渡距离为:

$$\frac{1}{z_{12}} = -\frac{\lambda}{a^2} + \frac{1}{F} \quad \dots\dots\dots (A.11d)$$

或者

$$z_{FTD} = z_{12} = \frac{a^2 F}{a^2 - \lambda F} \quad \dots\dots\dots (A.11e)$$

或者

$$z_{FTD} = z_{12} = \frac{z_T F}{z_T - F} \quad \dots\dots\dots (A.11f)$$

由等效过渡距离关系即式(A.8)可明显看出:因为当 z 值趋近 F 时, z_e 增至无穷大,故在几何焦距范围内,声束将从近场到远场发生彻底的变化。当等效距离满足式(A.10)和式(A.11a)中的条件,即 $z_e = a^2/\lambda$ 或 $z = z_{11}$ 时,过渡距离 z_T 处的声束形状与一等效非聚焦换能器的声束形状相似,但幅度和侧向距离的折算因子(scale factor)则与其不同。

与此方式相类似,当 $z_e > a^2/\lambda$ 或 $z > z_{12}$ 时,声束将回复到类似菲涅尔区的模样。不过,由于这一距离已经越过焦点所在位置,菲涅尔干涉和条纹都不会太严重,且将随聚焦强度而异。

对于曲率半径为 R 的凹面聚焦换能器(见图 1a)),可作类似分析并得到一组并行的近似公式,只是由式(A.4)到式(A.11)中的 F 被 D 取代了(见图 5)。比如,在这种情况下,式(A.4)就变为式(A.12):

$$p(0, z) = \frac{j2p_0 e^{-jkz} \exp\left[-\frac{j\pi a^2}{2\lambda} \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{D}\right)\right]}{z \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{D}\right)} \sin\left[\frac{\pi a^2}{2\lambda} \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{D}\right)\right] \quad \dots\dots\dots (A.12)$$

$z = D$ 时,式(A.5)为式(A.13):

$$p(0, D) \approx j2p_0 e^{-jkD} \left[\frac{\pi a^2}{2\lambda D} \right] \quad \dots\dots\dots (A.13)$$

与式(A.7)对应的结果为式(A.14):

$$\frac{1}{z_e} = \frac{1}{z} - \frac{1}{D} \quad \dots\dots\dots (A.14)$$

与式(A. 8)对应的结果为式(A. 15):

$$z_e = \frac{z}{1 - \frac{z}{D}} \quad \dots\dots\dots (A. 15)$$

而式(A. 11)的并行形式为式(A. 16):

$$\frac{1}{z_{i1}} = \frac{\lambda}{a^2} + \frac{1}{D} \quad \dots\dots\dots (A. 16a)$$

$$z_{NTD} = z_{i1} = \frac{a^2 D}{a^2 + \lambda D} \quad \dots\dots\dots (A. 16b)$$

$$z_{NTD} = z_{i1} = \frac{z_T D}{z_T + D} \quad \dots\dots\dots (A. 16c)$$

$$\frac{1}{z_{i2}} = -\frac{\lambda}{a^2} + \frac{1}{D} \quad \dots\dots\dots (A. 16d)$$

$$z_{FTD} = z_{i2} = \frac{a^2 D}{a^2 - \lambda D} \quad \dots\dots\dots (A. 16e)$$

$$z_{FTD} = z_{i2} = \frac{z_T D}{z_T - D} \quad \dots\dots\dots (A. 16f)$$

这些并行公式都是近似的,其准确形式见参考文献[1]、[3]、[4]。

换一种方式,利用不同程长的相位,也可推导出最后这些结果。再者,各项轴旁近似均是参照图 6 做的。对于这种情况,将利用换能器孔径平面距离 D 确定孔径程差:

$$\Delta = \sqrt{a^2 + D^2} - D \quad \dots\dots\dots (A. 17a)$$

$$\Delta \approx D \left(1 + \frac{a^2}{2D^2} \right) - D \quad \dots\dots\dots (A. 17b)$$

$$\Delta \approx \frac{a^2}{2D} \quad \dots\dots\dots (A. 17c)$$

与此相似,轴向场点程差即可近似为:

$$\Delta' = \sqrt{a^2 + z^2} - z \quad \dots\dots\dots (A. 18a)$$

$$\Delta' \approx z \left(1 + \frac{a^2}{2z^2} \right) - z \quad \dots\dots\dots (A. 18b)$$

$$\Delta' \approx \frac{a^2}{2z} \quad \dots\dots\dots (A. 18c)$$

如图 6 中所示,当

$$|\Delta' - \Delta| = \frac{\lambda}{2} \quad \dots\dots\dots (A. 19)$$

时,即满足过渡条件。由式(A. 17)和式(A. 18),这一条件将导致如下关系式:

$$\frac{a^2}{2} \left(\frac{1}{z_{i1}} - \frac{1}{D} \right) = \frac{\lambda}{2} \quad \dots\dots\dots (A. 20a)$$

$$\frac{a^2}{2} \left(\frac{1}{z_{i2}} - \frac{1}{D} \right) = -\frac{\lambda}{2} \quad \dots\dots\dots (A. 20b)$$

对 z_{i1} 和 z_{i2} 解方程式(A. 19),即得到与以前在方程式(A. 16)中所得的同样的距离。由此,在所述条件下,图 6 中的程差判据即与以前确立的分区界限等效。

附录 B

(资料性附录)

确定规则声束束轴的方法

B.1 声束轴搜寻方法的比较

这里将寻找声束轴的三种方法做了比较。所用的是一个采用固定俯仰聚焦和可变电子聚焦的 2.5 MHz 矩形换能器阵。

第一种,按照 IEC 61102:1991 寻找声束准直轴。从建议的三个位置中的前两个选取两个平面,所指的三个位置是 $z_1 = A/\pi\lambda = 9\text{ cm}$, $z_2 = A/3\pi\lambda = 3\text{ cm}$, $z_3 = 2A/\pi\lambda = 17.9\text{ cm}$, 其中 A 是换能器阵敏感元件面积, λ 是波长。将电子焦距设定为与俯仰焦距相等。在距离为 3 cm 和 9 cm 处做正交的 x 和 y 方向声束扫描以搜寻波形的峰值,即找到了声束的中心。通过这两个峰值中心的直线即为声束准直轴。

第二种,采用 6.2.3 中所述的矩心法。沿着由 60 个点构成的两个正交轴扫描,直至所能允许的信噪比。由式(5)和式(6)即找到了各矩心点。

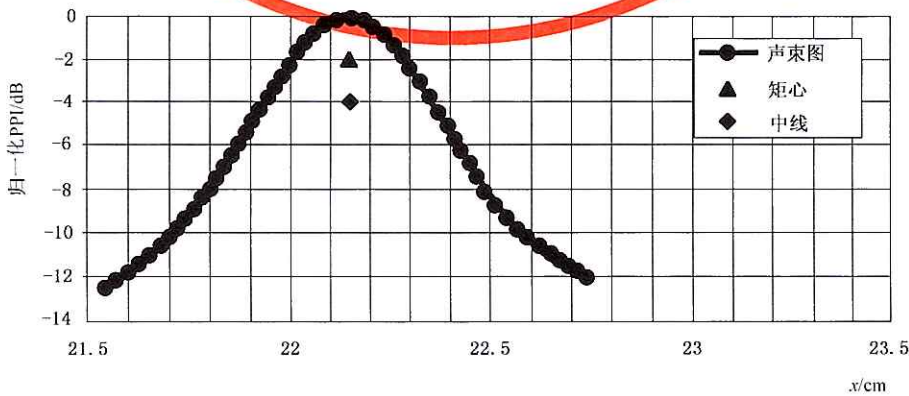
第三种,采用 B.2 中所述的束宽中点法,沿着每一正交平面中的 x 轴和 y 轴寻找束宽中点。将同样的声束扫描数据组再细分为表 B.2 中规定的幅度间隔(−0.1 dB, −0.445 5 dB 等)。对高于信号噪声级的若干级别算出束宽中心的位置。对每个中心取平均,得出每一平面中沿 x 和 y 方向的束宽中点。图 B.1 中所示是一个典型的 x 轴扫描结果。在所示情况下,矩心和束宽中点均落在声束中心处的峰值附近。

将电子焦距设定在更深处,并按照 IEC 61102:1991 中规定,依据换能器敏感元件的面积确定三种距离。这些距离是 4.4 cm, 13 cm 和 26 cm。将峰值法、矩心法和束宽中点法三者应用于取自 4.4 cm, 9 cm 和 13 cm 三种距离对应平面的声束扫描数据。如图 B.2 所示,在 4.4 cm 深处, x 轴方向的束宽由包含两个峰的声束构成,其中右边的一个比左边的稍大。在这种情况下,IEC 61102:1991 规定:在这一距离处,要用最高的峰确定声束准直轴的位置。

对这三个平面,计算了已知轴位置 and 用三种方法确定的轴位置之间的标准偏差,其结果如表 B.1 所列。

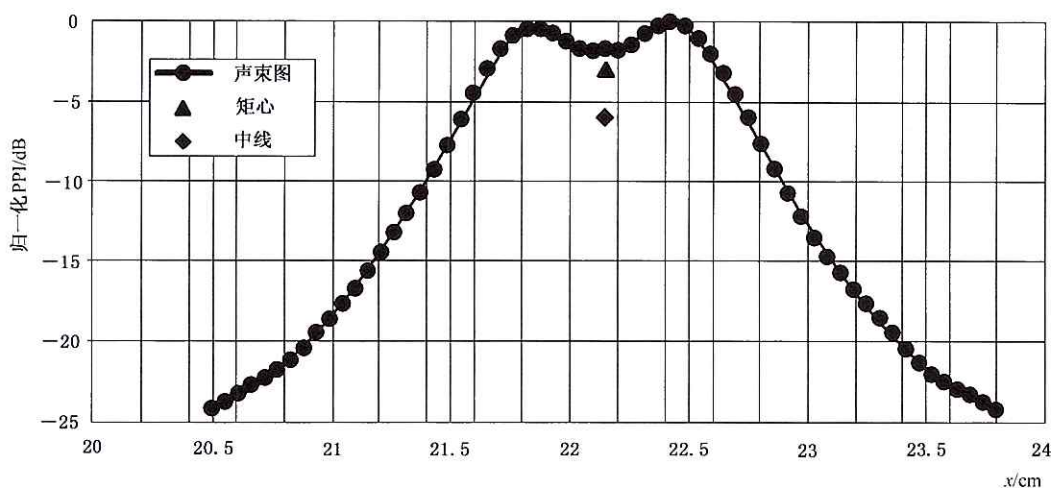
表 B.1 采用三种方法确定声束中心时 x 和 y 扫描的标准偏差

方法	x 扫描标准偏差	y 扫描标准偏差
	cm	cm
峰值法	0.112 1	0.013 9
矩心法	0.007 2	0.009 8
束宽中点法	0.005 6	0.009 6



注: 图中“中线”指中点, PPI 指脉冲声压平方积分。

图 B.1 对具有声束中心的第一焦区在 9 cm 深处的 x 轴扫描



注：对第二焦区 4.4 cm 深处的 x 轴扫描表明，峰值位置不同与其他方法测定的声束中心。图中“中线”指中点，PPSI 指脉冲声压平方积分。

图 B.2 对第二焦区在 4.4 cm 深处的 x 轴扫描

B.2 束宽中点法

另一种方法是束宽中点法。该方法采用的是与矩心法同样的正交线扫描，并且是将脉冲声压平方积分值的平方根分隔为对应于 -0.1 dB 至 -26 dB 的 20 个区段（见表 B.2）。在允许的信号级范围内，采用表中所列的多个信号级（dB 标度）算出束宽，并将各中心位置一并取平均，从而得到对应 x 和 y 两轴的束宽中点。垂直于扫描线并通过各中点的各条直线交点就是声束中心点。

以能够提供高质量角度分辨力的平面作为第一平面，在其所在深度之前和之后任意距离处选择与之平行的第二平面。在电子聚焦换能器的情况下，可以将电子焦距设定在第二平面之中或其附近以增大信噪比。如束宽中点法已经用于第一平面，则也应该用于第二平面。

了解换能器在每一纵平面中的预期聚焦特性，可能有助于对搜寻距离的选择。可以利用关于近过渡距离和远过渡距离的式 (A.3) 和式 (A.4) 确定各个距离，以界定所预期的聚焦夫朗和费区的长短。

采用与第一平面同样的步骤，寻找声束中心点的位置。声束轴即由超声换能器至上述两平面声束中心点的直线。

在表 B.2 中，“PPSI”指脉冲声压平方积分。

表 B.2 确定中点所用 $-dB$ 束宽级

归一化 $\sqrt{\text{PPSI}}$ 线性	归一化 PPSI 线性	束宽级 dB
0.988 5	0.977 1	$-0.100\ 5$
0.95	0.902 5	$-0.445\ 5$
0.9	0.810 0	$-0.915\ 1$
0.85	0.722 5	$-1.411\ 6$
0.8	0.640 0	$-1.938\ 2$
0.75	0.562 5	$-2.498\ 8$
0.7	0.490 0	$-3.098\ 0$
0.65	0.422 5	$-3.741\ 7$

表 B.2 (续)

归一化 $\sqrt{\text{PPSI}}$ 线性	归一化 PPSI 线性	束宽级 dB
0.6	0.360 0	−4.437 0
0.55	0.302 5	−5.192 7
0.5	0.250 0	−6.020 6
0.45	0.202 5	−6.935 7
0.4	0.160 0	−7.958 8
0.35	0.122 5	−9.118 6
0.3	0.090 0	−1.457 6
0.25	0.062 5	−1.041 2
0.2	0.040 0	−1.979 4
0.15	0.022 5	−1.478 2
0.1	0.010 0	−2.000 0
0.05	0.002 5	−26.020 6

附录 C

(资料性附录)

确定不规则声束束轴的方法

如正在测量中的声束不规则,即声束不对称且缺少清晰的单一峰值时,可以采用其他方法寻找声束轴。作为举例,请见图 C.1。图中各点表示由表 B.2 中声压值确定的束宽中心的位置;垂直线表示各束宽中心位置平均值(或束宽中点)所在的位置。该扫描图说明:在位于同一深度但相邻的不同扫描线中,可能存在多个峰值。在这种情况下,必须进行光栅扫描并采用二维矩心法。

要获得二维矩心,就需寻找声压焦平面。找到脉冲声压平方积分的最大值,并在该平面中做最少 $25 \times 25 = 625$ 点的 xy 光栅扫描。由式(C.1a)和式(C.1b)找到该数据组的矩心 (x_c, y_c) 。

$$x_c = \frac{\sum_k \sum_j x_{jk} p_j(x_k, y_j)}{\sum_k \sum_j p_j(x_k, y_j)} \quad \dots\dots\dots (C.1a)$$

$$y_c = \frac{\sum_k \sum_j y_j p_j(x_k, y_j)}{\sum_k \sum_j p_j(x_k, y_j)} \quad \dots\dots\dots (C.1b)$$

在第一平面所在深度之前或之后的某一距离处,选出与第一平面平行的第二平面。对电子聚焦换能器,可以将电子焦距设定在第二平面之中或之后以增大信噪比。

采用与第一平面相同的步骤,找出声束矩心的位置。

声束轴就是由换能器至上述两平面矩心的直线。

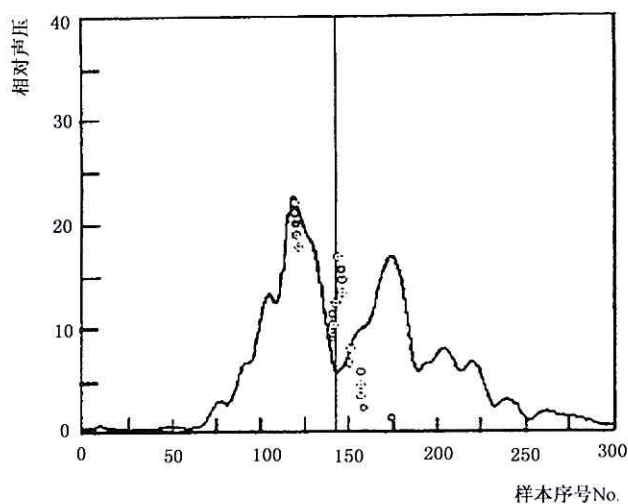


图 C.1 用于说明束宽中点法的不对称声束

参 考 文 献

- [1] Krautkraemer, J. and Krautkraemer, H. , Chapter 4, Ultrasonic Tsting of Materials, Springer-Verlag, Berlin, 1990.
 - [2] Goodman, J. W. , Chapter 5, Introduction to Forier Optics, McGraw-Hill, San Francisco, 1968.
 - [3] O' Neil, H. T. , "Theory of focusing radiator", J. Acoust. Soc. Am. , vol. 21, pp. 516-526, 1949.
 - [4] Kossoff, G. , "Analysis of focusing action of spherically curved radoators", Ultrasound in Med. Biol. , vol. 5, pp. 359-363, 1979.
 - [5] IEC 60469-1:1987, Pulse technigues and apparatus—Part 1: Pulse terms and definitions
 - [6] IEC 60854:1986, Methods of measuring the performance of ultrasonic pulse-echo diagnostic e-quipment
 - [7] IEC 61161:1992, Ultrasonics power measurement in liquids in the frequency range 0.5 MHz to 25 MHz
 - [8] IEC 62092, Ultrasonics—Hydrophones—Characteristics and calibration in the frequency range 15 MHz to 40 MHz
-

中 华 人 民 共 和 国
国 家 标 准
声学 聚焦超声换能器发射场
特性的定义与测量方法
GB/T 20249—2006/IEC 61828:2001

*

中国标准出版社出版发行
北京复兴门外三里河北街16号
邮政编码:100045

网址 www.spc.net.cn

电话:68523946 68517548

中国标准出版社秦皇岛印刷厂印刷
各地新华书店经销

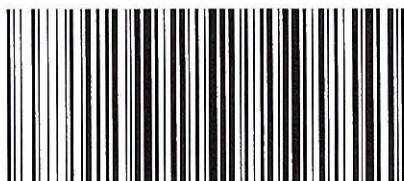
*

开本 880×1230 1/16 印张 2.5 字数 68 千字
2006年10月第一版 2006年10月第一次印刷

*

书号: 155066 • 1-28008 定价 36.00 元

如有印装差错 由本社发行中心调换
版权专有 侵权必究
举报电话:(010)68533533



GB/T 20249-2006