# 超声聚焦换能器的近场声束

朱儒良　沈志华　陆宝琴
（中国科学院东海研究站）

本文利用轴上声压分布计算了具有圆形截面球面聚焦超声换能器的近场声束宽度，获得了束宽表达式。文中给出了各种频率下不同曲率半径、不同开口半径时的束宽曲线。同时给出了具有矩形截面的球面聚焦换能器的各种束宽曲线。为研制超声断层成像装置提供了理论参数。

## 概　　述

在各种声呐系统中，测定目标方位是基于换能器或基阵的指向性概念。形成指向性的物理原因是换能器表面无数连续点源向空间辐射声波时，相互叠加干涉的结果。如长方形换能器的指向性图1所示。

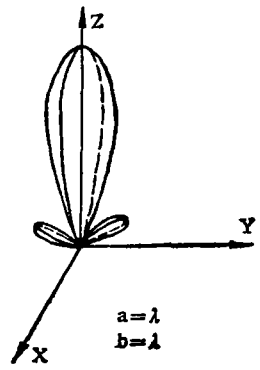



图1　长方形片的空间方向特性曲线

当目标声信号从主瓣方向进来时，换能器将接收到最大的信号，而在其他方向进来时，信号变得很小。从而可以确定目标方位。指向性是对换能器的远场而言。在换能器的远场，声压随偏离声轴逐渐下降，而随离换能器距离的增加呈单调下降。在换能器近场，声压变化十分剧烈，声场声压分布很复杂。当$ka$较大时更为复杂。我们仔细研究一下聚焦换能器的近场声压变化规律，发现离换能器表面一定距离处声压仍是有规律变化的，声能大部分集中在一个较小的范围内通过，这一截面范围的大小我们称它为声束。声束的宽窄随离换能器的距离而发生很大变化。超声断层成像装置近场定向即基于这个原理。近场声束的宽窄决定了成像装置的横向分辨率。声束越窄所显示的断层像就越清楚。显然在聚焦换能器表面附近，声能分布很不集中，这就决定了盲区的存在。在超声断层成像装置中所使用的换能器，$ka$常大于100，其近场变化更为复杂，对于平面形换能器来说，它的近场声束宽度基本上由换能器的直径所确定。对于聚焦换能器，在离聚焦换能器一定距离上，声束很窄，因此，在超声断层成像装置中，都使用聚焦换能器。下面我们将深入讨论聚焦换能器的近场声束。

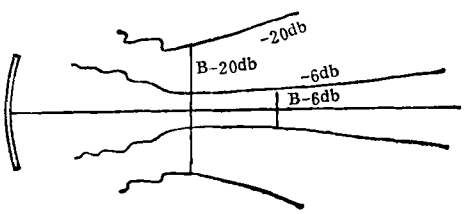



图2　两种束宽示意图

### 一、超声聚焦换能器的近场声束

超声聚焦换能器的近场声束如何来定义呢？迄今为止，国际上持几种意见。Kossoff提出了声压偏离声轴下降至－20dB作为声束的宽度，而奥岛基良则以－6dB作为声束宽度的计算依据。在这区域内，约包含84%

的声能[2]。实验证明，超声断层成像装置的横向分辨率与－6dB的声束宽度相符合。在下面计算中，我们也将以－6dB为计算依据。如图2所示。

计算聚焦换能器的声场分布可以直接得到它的近场束宽，但是需要大型计算机，运算时间很长，工作量很大，我们这里用简便的方法求出聚焦换能器近场声束计算公式。实验证明，实测的声束宽度和计算结果是相符合的。

**二、圆形截面球面聚焦换能器的近场声束**

圆形截面球面聚焦换能器(以下简称圆形聚焦换能器)的轴上声压由下式表示[3]

$$p_0(y_0)=\frac{\rho_0 u c_0}{\left(1-\frac{y_0}{R}\right)}\cdot\left[e^{-jky_0}-e^{-jkR\left[4\left(1-\frac{y_0}{R}\right)\cdot\cos^2\theta_1+\frac{y_0^2}{R^2}\right]^{1/2}}\right]\cdot e^{j\omega t} \tag{1}$$

取其模并归一化后得到下式

$$|p_0(y_0)|=\frac{1}{\left(1-\frac{y_0}{R}\right)}\left\{2\left\{1-\cos\left\{kR\cdot\left[4\left(1-\frac{y_0}{R}\right)\cdot\cos^2\theta_1+\frac{y_0^2}{R^2}\right]^{1/2}-ky_0\right\}\right\}\right\}^{1/2} \tag{2}$$

上式中 $p_0(y_0)$——为轴上声压

$\rho_0 c_0$——为介质声阻抗

$u$——为聚焦换能器表面振速。

$y_0$——为声轴上某点离聚焦换能器顶点的距离。

$R$——为曲率半径。

$\theta_1$——为张角之半

$k$——为波数

$a$——为开口半径

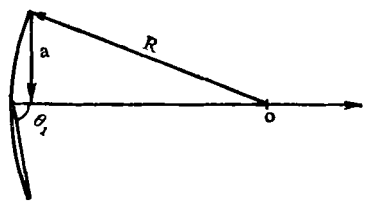


图3 圆形聚焦换能器的座标取向

球面聚焦换能器座标取向如图3所示。

根据奥岛基良定义，声焦点附近声束宽度为开口半径与轴上声压之比[2]即有

$$b=\frac{a}{|p_0(y_0)|} \tag{3}$$

将$|p_0(y_0)|$代入上式，并化简，则得声束全宽为

$$B_{-6dB}=2b=2a\left|\left(1-\frac{y_0}{R}\right)\right|\cdot\left\{\cos ky_0-\cos kR\left[4\left(1-\frac{y_0}{R}\right)\cdot\cos\theta_1{}^2+\frac{y_0^2}{R}\right]^{1/2}\right\}^2$$

$$+\left\{\sin ky_0-\sin kR\left[4\left(1-\frac{y_0}{R}\right)\cdot\cos^2\theta_1+\frac{y_0^2}{R}\right]^{1/2}\right\}^{-1/2} \tag{4}$$

当$R\gg a, y_0>a$时，上式可简化为下式

$$B_{-6dB}\approx\frac{a(R-y)}{R\cdot\sin\left(\frac{\pi a^2}{2\lambda}\cdot\frac{R-y}{R\cdot y}\right)} \tag{5}$$

当$y=R$时，可求得曲率中心处的声束宽度

$$B_{-6dB}\approx 2\lambda R/\pi a \tag{6}$$

由(5)式，容易求出声焦点位置如下

$$\mathrm{tg}\frac{\pi a^2}{2\lambda}\cdot\frac{R-y_F}{R\cdot y_F}=\frac{\pi a^2(R-y_F)}{2\lambda y_F{}^2} \tag{7}$$

上式中 $y_F$ 为声焦点离聚焦换能器顶点的距离。声焦点为声轴上声压达最大值的点。则声焦点位置上的声束宽度即可求得。

$$B_{-6dBF}=\frac{a(R-y_F)}{R\cdot\sin\left(\frac{\pi a^2}{2\lambda}\cdot\frac{R-y_F}{R\cdot y_F}\right)} \tag{8}$$

如以偏离声轴声压下降 20dB 为声束宽度[4]则有

$$B_{-20dB}=\frac{1.92a(R-y)}{R\cdot\sin\left(\frac{\pi a^2}{2\lambda}\cdot\frac{R-y}{R\cdot y}\right)} \tag{9}$$

$$B_{-20dBF}=1.22\lambda R/a \tag{10}$$

注意到公式(1)为按一定规律变化的振荡函数，当 $y_0>y_F$ 时，$p_0(y_0)$才缓慢变小。在 $y_0<y_F$区域内，出现许多极大和极小值。所以上述公式仅在声焦区附近适用，这点是必须强调指出的。图 4 和 5 说明上述公式的适用范围。

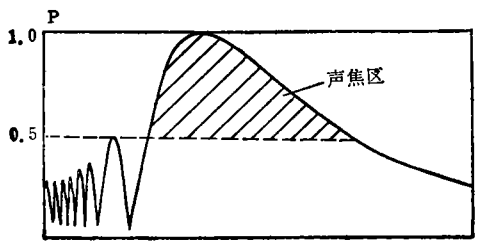



图 4　圆形聚焦换能器声轴上声压分布

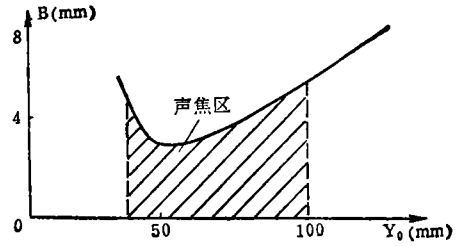



图 5　圆形聚焦换能器声束

上述计算公式在工程设计中计算十分方便。作为一个实例，将部分计算结果画图如图 6 和 7。

$f=3\times10^6$c/s　　$\lambda=0.51$mm　　$2a=16$mm　　$2a=14$mm　　$R=75$mm

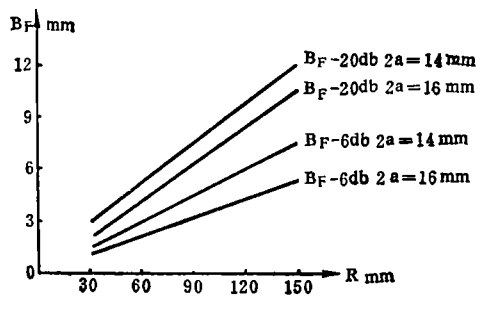



图 6　曲率中心点声束宽度随曲率半径的变化曲线

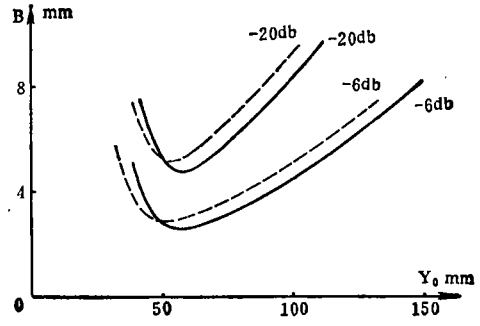



图 7　圆形聚焦换能器近场声束

我们从计算结果中得出如下几点：

1．当 $f$ 为 3MHz，$R=75$mm，$2a=16$mm 时，声压下降至－6dB时，声束宽度为 2.6mm。

2．声焦点处声束宽度最窄，远离声焦点，声束宽度很快变宽。由此可见，聚焦换能器仅在焦点附近有较窄的声束。

3．在频率给定下，合理选择 $R$，$a$ 可在指定距离 $y_0$上得到所期望的声束宽度。

4．与平面形换能器相比，聚焦换能器在焦点处的声束宽度比平面形换能器的声束宽度窄

得多。

5．聚焦换能器表面附近声压分布很复杂，声能分布很不集中，因此声束宽度很宽。为了获得聚焦换能器附近的窄声束，则必须同时减小曲率半径 $R$ 和开口半径 $a$。

**三、矩形截面球面聚焦换能器近场声束**

矩形聚焦换能器近场声压分布同样可由瑞利面源公式导出[5]，近场中任一点声压可表示为

$$p=j\frac{\rho c u_0}{\lambda z_0}e^{j(\omega t-kz_0)}\int_{-a}^{a}\int_{-b}^{b}e^{-jk\frac{R-z_0}{2Rz_0}\left(x-\frac{R}{R-z_0}x_0\right)^2}\cdot e^{-jk\frac{R-z_0}{2Rz_0}\left(y-\frac{R}{R-z_0}y_0\right)^2}dxdy$$

对上式归一化取其模得

$$\mathbf{P}=\left|\frac{p}{p_0}\right|=\left|\frac{1}{\sqrt{\lambda z_0}}\int_{-a}^{a}e^{-jk\frac{R-z_0}{2Rz_0}\left(x-\frac{R}{R-z_0}x_0\right)^2}dx\right|\cdot\left|\frac{1}{\sqrt{\lambda z_0}}\int_{-b}^{b}e^{-jk\frac{R-z_0}{2Rz_0}\left(y-\frac{R}{R-z_0}y_0\right)^2}dy\right|$$

$$=\sqrt{p_x}\cdot\sqrt{p_y}\qquad(11)$$

上式中

$$\sqrt{p_x}=\left|\frac{1}{\sqrt{\lambda z_0}}\int_{-a}^{a}e^{-jk\frac{R-z_0}{2Rz_0}\left(x-\frac{R}{R-z_0}x_0\right)^2}dx\right|\qquad(12)$$

$$\sqrt{p_y}=\left|\frac{1}{\sqrt{\lambda z_0}}\int_{-b}^{b}e^{-jk\frac{R-z_0}{2Rz_0}\left(y-\frac{R}{R-z_0}y_0\right)^2}dy\right|\qquad(13)$$

$$p_0=\rho c u_0$$

图 8 为矩形聚焦换能器座标取向。

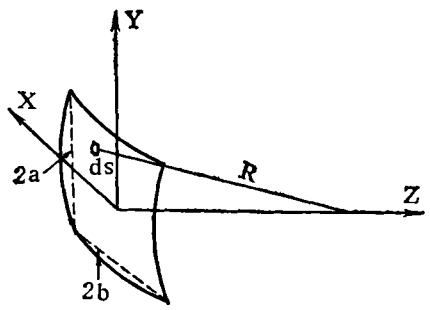



图 8　矩形聚焦换能器座标取向

当 $x_0=0$ $y_0=0$ 时，则(11)式表示聚焦换能器声轴上声压分布。则上式改写如下

$$p_0=\sqrt{p_{x_0}}\cdot\sqrt{p_{y_0}}\qquad(14)$$

$$\sqrt{p_{x_0}}=\left|\frac{1}{\sqrt{\lambda z_0}}\int_{-a}^{a}e^{-jk\frac{R-z_0}{2Rz_0}x^2}dx\right|$$

$$=\left|\sqrt{\frac{2R}{R-z^0}}\right|\left[C_1^2(x)+S_1^2(x)\right]^{1/2}\qquad(15)$$

$$\sqrt{p_{y_0}}=\left|\frac{1}{\sqrt{\lambda z_0}}\int_{-b}^{b}e^{-jk\frac{R-z_0}{2Rz_0}y^2}dy\right|=\left|\sqrt{\frac{2R}{R-z_0}}\right|\left[C_2^2(y)+S_2^2(y)\right]^{1/2}\qquad(16)$$

$$C_1(x)=\int_0^{x_2}\frac{\cos x}{\sqrt{2\pi x}}dx\qquad(17)$$

$$S_1(x)=\int_0^{x_2}\frac{\sin y}{\sqrt{2\pi y}}dy\qquad(18)$$

$$C_2(y)=\int_0^{y_2}\frac{\cos y}{\sqrt{2\pi y}}dy\qquad(19)$$

$$S_2(y)=\int_0^{y_2}\frac{\sin y}{\sqrt{2\pi y}}dy\qquad(20)$$

$$x_2=\frac{\pi a^2}{\lambda R^2 z}|R-z_0|$$

$$y_2=\frac{\pi b^2}{\lambda R^2 z}|R-z_0|$$

上式中 $R$ 为矩形聚焦换能器的曲率半径，$a$ 为短轴方向开口半径，$b$ 为长轴方向开口半径，$\lambda$ 为波长，$k$ 为波数。对于矩形聚焦换能器而言，沿它的短轴方向和长轴方向，其声束宽度是不同的，分别与 $P_{x_0}$、$P_{y_0}$ 成反比例。声束的截面形状为椭圆形。设椭圆形的短轴为 $2A$，长轴为 $2B$，则沿两方向的声束宽度由下式求出。

$$\pi A\cdot B=\frac{4ab}{P_x\cdot P_y}=\frac{2a}{p_{x_0}}\cdot\frac{2b}{p_{y_0}} \tag{21}$$

$$A=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\cdot\frac{2a}{P_{x_0}}\qquad B=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\cdot\frac{2b}{p_{y_0}} \tag{22}$$

将 $p_{x_0}$、$p_{y_0}$ 分别代入(22)式，得：

$$A=\frac{a}{\sqrt{\pi R}}|(R-z_0)|[C_1^2(x)+S_1^2(x)]^{-1} \tag{23}$$

$$B=\frac{b}{\sqrt{\pi R}}|(R-z_0)|[C_2^2(y)+S_2^2(y)]^{-1} \tag{24}$$

上面两式为长方形聚焦换能器沿短轴、长轴两方向上的声束宽度计算公式。取短轴和长轴两方向上的归一化束宽，令

$$A_1=A/\sqrt{\lambda R}\qquad S_1=a/\sqrt{\lambda R} \tag{25}$$

于是得

$$A_1=\frac{S_1}{\sqrt{\pi\cdot R}}|R-z_0|[C_1^2(x)+S_1^2(x)]^{-1} \tag{26}$$

同样有

$$B_1=\frac{S_2}{\sqrt{\pi\cdot R}}|R-z_0|[C_2^2(y)+S_2^2(y)]^{-1} \tag{27}$$

式中

$$S_2=\frac{b}{\sqrt{\lambda R}}\qquad B_1=\frac{B}{\sqrt{\lambda R}} \tag{28}$$

$S_1$、$S_2$ 分别称短轴和长轴的归一化半径。

根据(23)式计算了各种不同曲率半径、不同开口半径、不同频率下的声束宽度，如图 9 所示。从这些图中看出，声束变化与圆形聚焦换能器相类似。在声焦区附近，才有较为狭窄的声束，离开声焦区，束宽很快变宽，这是固定曲率半径、固定开口半径聚焦的特点。可以想见，如果能连续地改变曲率半径 $R$ 和开口半径 $a$，则可以在很大距离范围内获得较窄的声束，这就是超声断层成像装置中现在普遍采用的动态聚焦技术，它可以在较大距离范围内获得很高的目标分辨率，这是具有十分重要意义的。

**结束语**

至此，我们讨论了圆形、矩形球面聚焦换能器的声束计算方法，现在已发展一种非球面聚焦换能器，它在某种情况下，声焦区范围较长，能解决某些特殊的应用。

计算近场声束纯粹是工程设计上的需要，在理论上提供超声诊断仪的横向分辨率数据，也为动态聚焦提供正确的选择方案。圆形和矩形聚焦换能器的近场声束，我们在研制 STS-1 型 B 型超声诊断仪时得到了证实，实测的声束和计算声束符合得很好[6][7]。

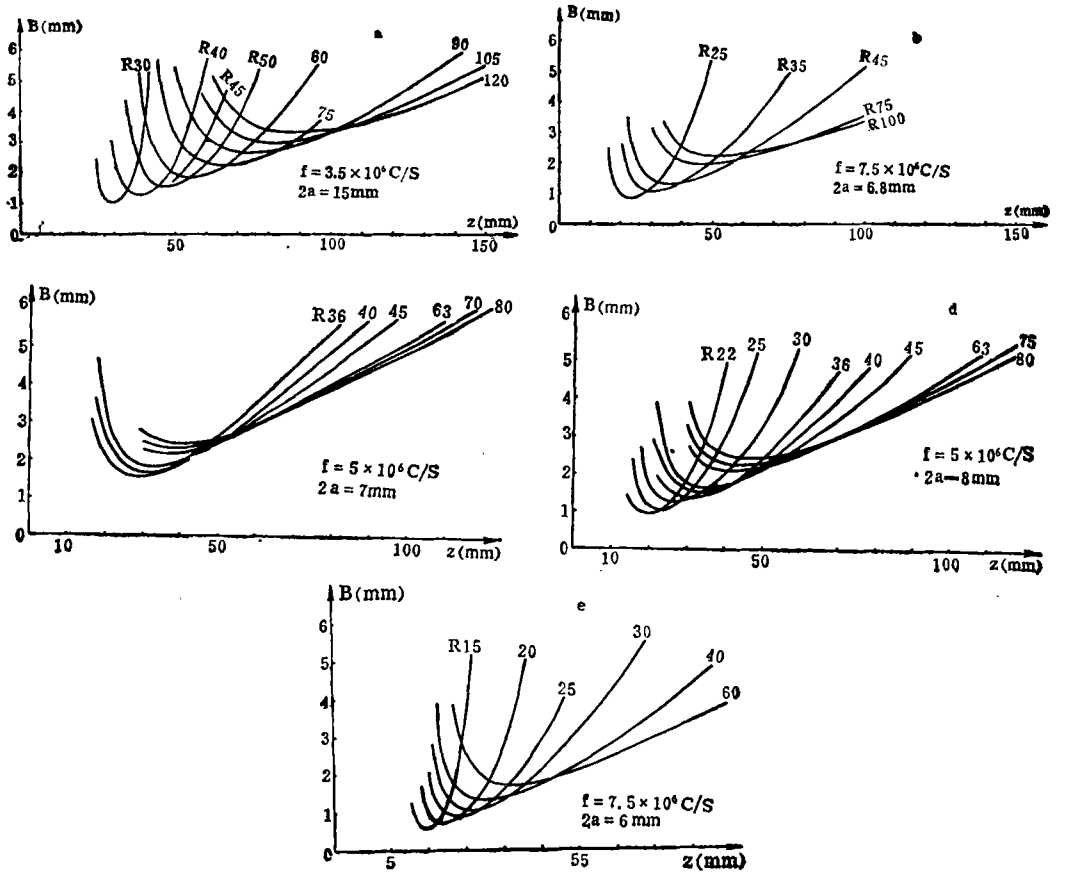



图 9　长方形聚焦换能器近场声束

## 参　考　文　献


[1] 王鸿樟、杨士莪　声学原理

[2] 奥岛基良、大规茂雄　凹面振动子のビーム幅の近似评价法と可变开口振动子，超声波医学5(2):85.1978

[3] 朱儒良、沈志华、陆宝琴　超声聚焦换能器的凹面声场　第三届全国声学学术会议论文摘要

[4] Kossoff G. "Design of Narrow — Beamwith Transducers" J. A. S. A. Vol. 35 No.6 June 1963

[5] 朱儒良　长方形聚焦换能器的凹面声场　中国科学院声学研究所东海研究站，内部报告。

[6] 朱儒良、陆宝琴　多晶片超声聚焦换能器的研制　声学技术　1983年

[7] 沈志华、朱儒良　STS-1型超声线阵诊断仪　第三届全国声学学术会议论文摘要。