

# 一种新型高斯超声换能器

丁德胜 千昌明 杜功焕

(南京大学声学研究所)

1990年4月9日收到

本文提供一种高斯超声换能器的设计。可以利用它产生任意束宽的高斯型声场。这种设计采用曲面背电极,而不是通常的平面电极。用激光干涉拾振技术对换能器表面的振动分布进行测量。测量结果与设计理论良好吻合。

## 一、引言

在超声检测等应用研究中,声场的特性甚受人关切。研究现已表明<sup>[1]</sup>,高斯型超声场与通常的活塞型声场相比,具有一些十分吸引人的特点。它在近场(*Fresnel*)区不具有极大与极小的干涉现象,而在远场(*Fraunhofer*)区不产生旁瓣辐射。此外,它的声场可用解析式描述,而不象活塞声场必须借助数值计算方法。如何实现这种高斯型超声场,自然就归结为对高斯型换能器的研究。作者之一与 Breazeale<sup>[2,3]</sup>曾提出用一种局部平面背电极来获得高斯型超声场,并籍以研究了线性与非线性超声场的传播特性。然而这种局部平面背电极的高斯换能器在应用中尚具有局限性。它要求背电极的直径与换能器压电片厚度比值必须介于2与4之间。显然为了拓宽高斯超声场的应用,在换能器的研制上也必须解决这一限制。近年来已有一些研究者正在这方面努力<sup>[4-7]</sup>。本文将提出一种新型的高斯换能器的设计,而其背电极是采用曲面形状,而不是通常的平面,并用激光干涉拾振技术<sup>[8]</sup>检验此换能器的辐射表面的振动位移分布。测量结果与设计理论良好吻合,表明这种新型高斯换能器的设计是成功的。

## 二、高斯型换能器的设计理论

通常的压电换能器是一种体波换能器,一

般在压电片的两表面镀上一层金属膜作为电极,加上交变电压,从而在压电片中激发电场,利用该压电元件的压电效应产生振动,以辐射声波。

从理论上讲,我们可以改变背电极的形状,不做成平面金属电极,而做成某种特殊形状的曲面电极,以此在媒质中产生某种特定分布的声场。反之,我们希望媒质中产生某种分布的声场,由于换能器表面振动分布与媒质中声场分布为一傅里叶变换关系,特别地,在轴对称柱坐标情况下,为一亨格尔变换关系,故可以获知换能器表面振动分布,进而由表面振动分布确定背向电极的形状。这种方法,我们称之为反演法。而众所周知,高斯函数的傅里叶变换对也是高斯函数,因而要实现高斯声场,就是简单地在换能器表面实现高斯型分布的振动。

当换能器压电片直径(横向线度)与厚度(纵向线度)之比值较大时,即一般只须大于5.0,可以不考虑径向振动,而只考虑其厚度方向的振动。当压电体的机电耦合系数较小时,可以忽略介质中声波与电场的相互作用,即忽略反压电效应。我们可根据表面垂直电场分布,以此为边界条件,求电介质的电势分布,从而归结于求拉普拉斯方程的定解问题。

### 1. 高斯换能器背电极形状的推导

对于圆形高斯换能器,设其表面电场的垂直分量沿径向呈高斯函数分布,即  $E_z = E_0 = E_0 e^{-\beta^2 \rho^2}$ 。或归一化后表示成:

$$E_z = E_0 e^{-\beta^2 \rho^2} \quad (1)$$

式中  $E_0$  为换能器表面中心的电场强度,  $\beta$  是表



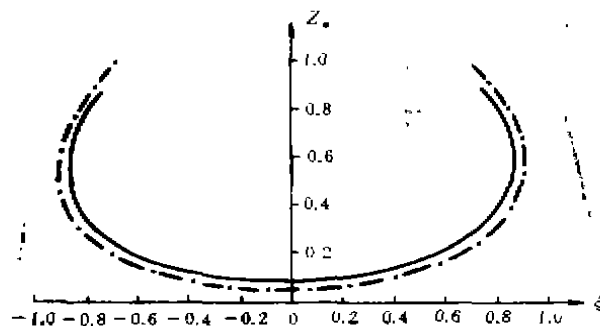


图2 换能器背电极形状图

图中点划线表示参数  $B = 2.0$ ,  $\epsilon_{11} = 2.3$ ,  $H_s = 0.142$ ,  $Z_{s0} = 0.05$  的背电极形状;  
实线表示参数  $B = 2.0$ ,  $\epsilon_{11} = 2.3$ ,  $H_s = 0.142$ ,  $Z_{s0} = 0.07$  的背电极形状

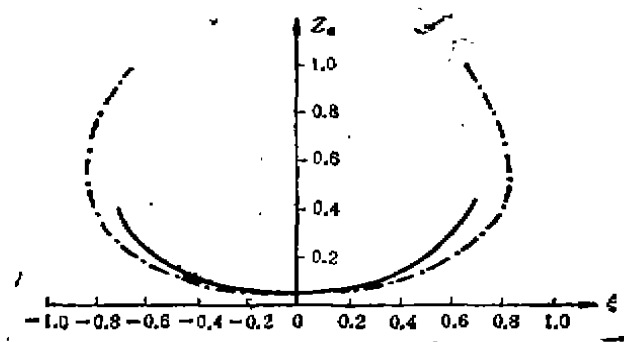


图3 换能器背电极形状图

图中点划线表示参数  $B = 2.0$ ,  $\epsilon_{11} = 1.614$ ,  $H_s = 0.142$ ,  $Z_{s0} = 0.07$  的背电极形状;  
实线表示参数  $B = 2.5$ ,  $\epsilon_{11} = 1.614$ ,  $H_s = 0.142$ ,  $Z_{s0} = 0.07$  的背电极形状

方程,即令

$$\begin{aligned} \varphi_2(\xi, Z_s) &= \frac{1}{2B} \int_0^\infty J_0(\lambda \xi) \exp\left\{-\frac{\lambda^2}{4B}\right\} \\ &\times \{\sin h(\lambda H_s) \times \cos h(\lambda Z_s) \\ &+ \epsilon_{12} \cos h(\lambda H_s) \sin h(\lambda Z_s)\} d\lambda \\ &= \varphi_2(0, Z_{s0}) \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $\varphi_1(0, Z_{s0})$  为位置  $\xi = 0$ ,  $Z_s = Z_{s0}$  (见图1)处归一化电势,而  $\varphi_2(\xi, Z_s) = \varphi_2(0, Z_{s0})$  表示过点  $(0, Z_{s0})$ , 电势等于  $\varphi_2(0, Z_{s0})$  的等势面。

图2—3是用数值计算方法求解(6)式,得到的不同参数时的背电极形状图。从图中看到随着  $Z_s$  的增大,  $\xi$  不是单调地增大,而在某一位置,曲线开始拐弯,或称  $\xi$  呈现一极大值  $\xi_M$ 。而对不同的参数,  $\xi_M$  的位置显然不一样。

这样形状的等势面有着一定的物理意义。我们知道边界上的电场呈高斯分布,电场能量

的大部分集中在中间很小的范围内,而在边缘则很快衰减。所以反映到电介质 II 中电势分布应集中在中央,即中间电势梯度较大,电力线较密。而边缘的等势面必然弯向中间。只有这样的电势分布,才能满足表面电场呈高斯函数分布这一边界条件。极点的存在,实际上也暗示我们: 实际换能器的背电极可以在此截断,因为在此位置以后,它们对表面电场的贡献将显得愈来愈不重要。具体制作高斯换能器背电极时,可以依靠换能器背电极形状图,把从  $\xi_M$  点处开始向内弯的部分去掉,而只留  $\xi_M$  点以下的那部分,作为高斯换能器的背电极。如图4所示。

### 3. 高斯换能器背电极形状的近似公式

虽然公式(6)的数值计算能给出  $\xi$  与  $Z_s$  的量值关系,但是如能得出  $\xi$  与  $Z_s$  的解析关系会更加有意义。

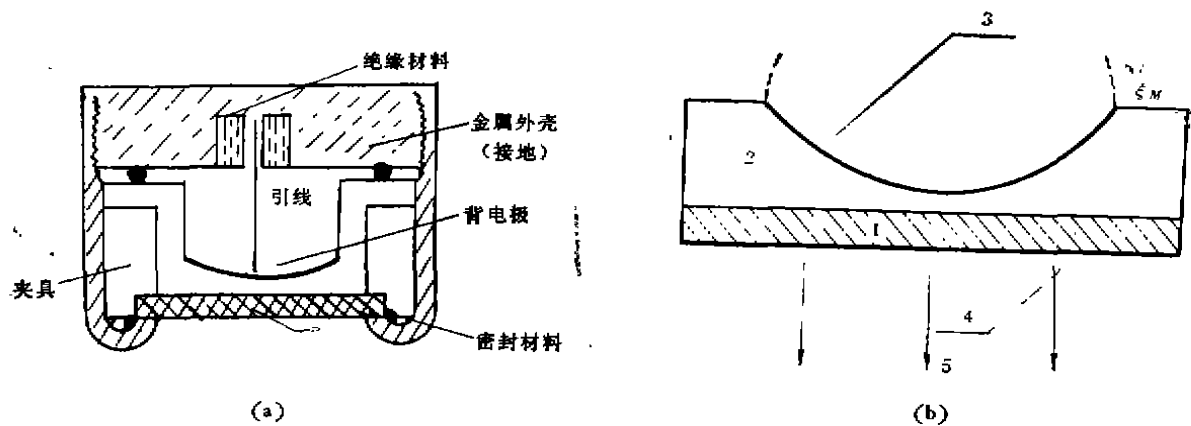


图4 高斯换能器结构示意图, (b)是(a)的部分放大图。

1. 压电晶片 2. 电极材料 3. 金属膜电极 4. 辐射表面电极 5. 声波传播方向

经过一系列的推导, 最后可得电介质 II 中归一化电势  $\varphi_2(\xi, Z_e)$  的级数展开为:

$$\begin{aligned} \varphi_2(\xi, Z_e) = & \frac{1}{4B} e^{-B\xi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2} \\ & \cdot [(e_{12} + 1)(Z_e + H_e)^{2n-1} \\ & + (e_{12} - 1)(Z_e - H_e)^{2n-1}] \\ & \cdot \frac{(4B)^n \Gamma(n)}{\Gamma(2n)} M(1-n, 1, B\xi^2) \quad (7) \end{aligned}$$

这里  $M$  为合流超几何级数<sup>[7]</sup>:

$$M(\alpha, \beta, \gamma) = 1 + \frac{\alpha\gamma}{\beta} + \frac{\alpha(\alpha+1)\gamma^2}{\beta(\beta+1)2!} + \dots$$

当参数  $\alpha = 1 - n$  ( $n$  为自然数) 时,  $M$  为一多项式。

当(7)式中取无穷级数的前一项时,

$$\varphi_2^1(\xi, Z_e) = e^{-B\xi^2} (e_{12}Z_e + H_e) \quad (8)$$

当取无穷级数的前二项时,

$$\begin{aligned} \varphi_2^2(\xi, Z_e) = & e^{-B\xi^2} \left\{ (e_{12}Z_e + H_e) \right. \\ & + \frac{2}{3} BH_e^3 \cdot (1 - B\xi^2) \left[ \left( \frac{Z_e}{H_e} \right)^3 e_{12} \right. \\ & \left. \left. + 3 \left( \frac{Z_e}{H_e} \right) e_{12} + 3 \left( \frac{Z_e}{H_e} \right)^2 + 1 \right] \right\} \quad (9) \end{aligned}$$

设  $x = Z_e/H_e$ , 则

$$\varphi_2^1(\xi, Z_e) = e^{-B\xi^2} H_e (e_{12}x + 1)$$

$$\varphi_2^2(\xi, Z_e) = e^{-B\xi^2} H_e \left\{ (e_{12}x + 1) \right.$$

$$\begin{aligned} & + \frac{2}{3} BH_e^3 (1 - B\xi^2) \\ & \cdot [(x^3 + 3x)e_{12} + 3x^2 + 1] \quad (10) \end{aligned}$$

当用  $\varphi_2^1(\xi, Z_e)$  近似代替  $\varphi_2(\xi, Z_e)$  时, 可以令

$$\varphi_2^1(\xi, Z_e) = \varphi_2^1(0, Z_{e0}) = e_{12}Z_{e0} + H_e$$

从而得到:

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{B}} \left[ \ln \left( 1 + \frac{e_{12}Z_e}{H_e + e_{12}Z_{e0}} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

或

$$Z_e = e^{B\xi^2} \left( Z_{e0} + \frac{H_e}{e_{12}} \right) - \frac{H_e}{e_{12}} \quad (12)$$

由此公式可以方便地求得背电极的形状, 而发现如果  $H_e$ 、 $Z_e$  并不很大, 通常只要不大于  $10^{-1}$

量级, 则此公式在  $\xi < \frac{1}{\sqrt{B}}$  时是足够精确的,

与用数值方法得出的结果相差不大于百分之一。但在  $\xi > \frac{1}{\sqrt{B}}$  时, 此近似公式不能反映

等势面曲线的形状, 因为从数值计算结果看出, 存在  $\xi_M$  点, 而公式(11)是不能反映的。

更精确的等势面形状公式可用

$$\varphi_2^2(\xi, Z_e) = \varphi_2^2(0, Z_{e0}).$$

这是一个关于  $Z_e$  的三次代数方程, 也可用求根公式, 很方便地得出  $Z_e$  与  $\xi$  的关系。

#### 4. 背电极形状曲线上 $\xi_M$ 点的公式

描述背电极曲线的公式(7)虽然要无限多

项,但由于参数  $H_s$  以及  $Z_{s0}$  通常很小,取其两项的公式  $\varphi^2$  就足够描述背电极曲线的一些特性。

从公式(6)数值计算的结果中发现,曲线上存在着极大点  $\xi_M$ ,而在现在的三次代数方程中,这一位置可由其判别式为零来确定。

经过大量的近似,最后可得  $\xi_M$  满足一简单的方程:

$$e^y = a + b/y \quad (13)$$

其中

$$y = 2(B\xi_M^2 - 1), \quad a = \frac{4}{3e_{12}^2},$$

$$b = \frac{4e_{12}^2}{9B(e_{12}Z_{s0} + H_s)^2e^2}$$

这一近似公式推导方程中虽作了一些近似,但与数值计算结果相比,表明这些近似是合理的。表1给出用公式(13)以及用公式(6)得到结果的比较。其中  $\xi_M$  代表由近似公式(13)计算所得,  $\xi_M'$  代表由公式(6)数值计算所得。

表1 不同参数下极大点  $\xi_M$  的值

| No. | 参 数      |       |     |          |         |          |
|-----|----------|-------|-----|----------|---------|----------|
|     | $e_{12}$ | $H_s$ | $B$ | $Z_{s0}$ | $\xi_M$ | $\xi_M'$ |
| 1   | 2.30     | 0.142 | 2.0 | 0.071    | 0.86    | 0.84     |
| 2   | 2.30     | 0.142 | 2.0 | 0.050    | 0.90    | 0.86     |
| 3   | 1.61     | 0.142 | 2.0 | 0.070    | 0.82    | 0.82     |
| 4   | 2.30     | 0.142 | 2.5 | 0.070    | 0.74    | 0.74     |
| 5   | 1.61     | 0.142 | 2.5 | 0.070    | 0.70    | 0.72     |
| 6   | 2.30     | 0.138 | 4.0 | 0.070    | 0.54    | 0.56     |
| 7   | 1.61     | 0.138 | 4.0 | 0.070    | 0.52    | 0.55     |

### 三、高斯换能器的测试与结果

高斯换能器的压电元件采用X切割的石英晶体 ( $\epsilon_1 = 4.6$ ),背电极材料用聚四氟乙烯 ( $\epsilon = 2.0$ ) 或有机玻璃 ( $\epsilon = 2.85$ )。这两种材料绝缘性能好,尤其聚四氟乙烯,介电常数稳定,几乎不随频率而变化。

换能器中心频率为 2.05MHz,直径 2.5cm,

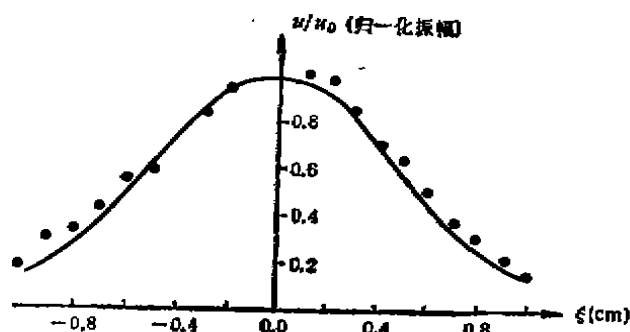


图5 高斯换能器表面振幅分布图

高斯系数  $B = 2.0$ , 背电极材料聚四氟乙烯 实线代表理论值,点子代表测量值。

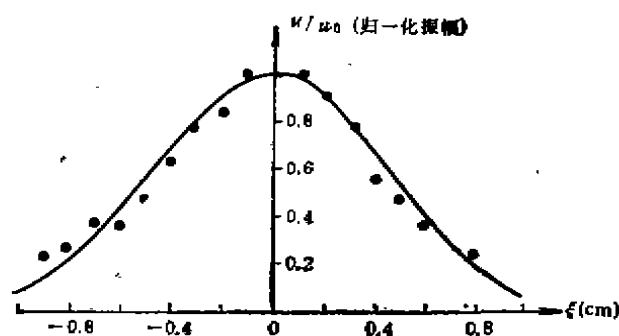


图6 高斯换能器表面振幅分布图

高斯系数  $B = 2.5$ , 背电极材料为有机玻璃 实线代表理论值,点子代表测量值。

压电晶片的辐射表面达到光学平整度,以满足光学测试的要求。加工后的背电极涂导电银膏。

我们用激光干涉仪拾振技术测量了高斯换能器表面振动位移分布。这种测量技术的原理和方法在文献[6]中已有详细描述,这里不再重复。

经过归一化的测量结果以图5—6表示。图中实线代表理论值,点子代表测量结果。

另外,还研制了其他不同参数和不同材料的背电极的高斯换能器,测量结果和理论值也相吻合,这里不一一列出。

与活塞型换能器一样,高斯换能器也存在边缘效应。在我们的理论计算中,所考虑的是压电片和背电极为无限大的情况。而实际的换能器压电片直径与厚度的比值总是有限的,当做成有限结构的换能器时,必然会产生边缘效应,而使换能器表面振动分布发生畸变。这一情形可与无限大平行板电容器的情形类比。众所周知,无限大平行板电容器两极间的电场处处均匀,而当两极板有限时,边缘的电场发生畸变。但是,只要两极板的线度与两极板间的距离相比很大时,距离边缘的很大部分区域内,电场仍是相当均匀的,而无畸变。可以指出的是,当高斯换能器电极直径与晶片的厚度相比较大时,换能器表面边缘部分将存在边缘效应,且振动幅度与理论值相比会变大。但除去边缘部分,其他区域基本上不受影响,仍为高斯分布。这一现象在测试结果中也得到一定反映,但应该指出,高斯型换能器的边缘效应,总的说来,应比活塞换能器小。

从测量结果来看,这种新型高斯换能器的设计是成功的,达到了理论设计的预期要求,并可归纳为如下几点结论:

1. 背电极形状的确定有着较精确的理论依据,不象星形电极法,就是缺乏这种理论依据<sup>[3-5]</sup>。

2. 可以根据实际需要,设计任意值的高斯系数 $B$ ,即高斯换能器的束宽可任意改变,它没有局部电极法的那些限制。

3. 结构相对简单,只需改变电极形状,即可获得不同高斯系数的换能器。

文中压电元件虽然采用的是X切割的石英晶体,但是因为设计理论并未对压电元件的材料有所限制,所以压电元件也可采用其他材料,如压电陶瓷PZT等。至于采用PZT作为一压电元件的高斯换能器也已取得进展。

本文为丁德胜1989年7月在南京大学声学研究所完成的硕士论文一部分。本工作得到国家自然科学基金的资助,工作中得到东南大学袁易全教授的帮助,以及邓明晰等同志的帮助。在此深表感谢。

## 参 考 文 献

- [1] 杜功焕,应用声学,7-3(1988),1—5
- [2] Du Gonghuan and Breazeale M. A., *J. Acoust. Soc. Am.*, 80-1(1986), 212—216.
- [3] Du Gonghuan and Breazeale M. A., *J. Acoust. Soc. Am.*, 78(1985), 2083—2086.
- [4] Breazeale M. A., Wen J. J. and Na J., *J. Acoust. Soc. Am. Suppl. 1*, 84(1988), 3197.
- [5] Hsu D. K., Margetan F. J., Hasselbusch M. D., Wormley S. J., Hughes M. S. and Thompson D. O., *Proc. IEEE Ultrason. Symp.* 1989, 789—792.
- [6] 千昌明,应用声学,4-4(1985),38—42
- [7] Milton Abramowitz and Irene A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, Dover Publications, Inc., 1972, 486—487 and 504—505.
- [8] Haselberg K. V. and Krantkrämer, *Acustica*, 9(1959), 359—365.
- [9] Balcer-Kubiczek E. K. and Harrison G. H., *IEEE Tran. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 35. (1988), 641.