

气介式功率超声复合换能器的声辐射特性研究

林书玉, 张光斌

(陕西师范大学应用声学研究所, 西安 710062)

摘要: 本文对气介式功率超声复合换能器的辐射声场进行了理论计算并与实验结果进行了对比。该复合换能器由夹心式纵向振动半波长换能器及弯曲振动的薄圆盘组成。从理论上推出了弯曲振动辐射圆盘在不同边界条件下的辐射声场分布及其共振频率方程。理论分析结果表明, 固定边界弯曲振动圆盘辐射声场的指向性最佳, 并且指向性的理论计算结果与实验结果符合很好。

关键词: 气介换能器; 弯曲振动; 指向性; 辐射声场

中图分类号: TB552 文献标识码: A

Study on the radiation acoustic field characteristics of air-coupled high power compound transducers in flexural vibration

LIN Shu-yu ; ZHANG Guang-bin

(Applied Acoustics Institute ; Shanxi Normal University ; Xi'an 710062 ; China)

Abstract: The radiated acoustic field of air-coupled high power compound transducers in flexural vibration is studied. The compound transducer is composed of the sandwich vibrator in longitudinal vibration and the circular thin plate in flexural vibration. The acoustic field distributions and the resonance frequency equations of the compound transducer in different boundary conditions are derived. It is shown theoretically that the acoustic field directivity of the transducer in clamped boundary condition is the best and the calculated acoustic field directivity is in good agreement with the measured results.

Key words: air-coupled transducer ; flexural vibration ; directivity ; radiated acoustic field

随着超声技术的不断发展, 气介式超声换能器在国民经济各行各业的应用日趋广泛^[1, 2]。超声在气体中的应用主要有两个方面。第一, 气体中的超声无损检测, 如测距、报警、测厚以及料位检控等。在这类应用中, 超声换能器的工作模式大部分为脉冲方式, 且基本上工作在小信号状态下。为了提高检测灵敏度, 换能器的工作频率比较高。所用的超声换能器主要有压电式以及静电式等^[3, 4]。第二, 功率超声在气体中的应用, 如除尘、干燥、声悬浮以及超声凝聚等^[5, 7]。对于这类应用, 换能器大部分工作于大信号下, 且换能器的工作频率比较低, 输入功率比较大, 以减少衰减, 提高声的作用距离。同时, 要求换能器具有高的电声效率和大的辐射声功率, 以及尖锐的指向性。所用的超声换能器主要有气哨、磁致伸缩型和压电式换能器。

对于气介式大功率超声换能器, 由于换能器的声阻抗与气体的声阻抗相差甚远, 因而存在严重的阻抗失配问题。为了改善声匹配, 提高气介式超声换能器的辐射声功率及效率, 采用了多层匹配板以

及弯曲振动辐射板等。对于由纵向振动夹心式换能器与弯曲振动薄圆板组成的复合式换能器, 具有纵向振动换能器的高效大功率以及弯曲振动圆板的低辐射阻抗、大辐射面积等特点, 在大功率气介超声领域中获得了广泛的应用。然而, 对于辐射面积比较大的弯曲振动圆盘, 一般激励的振动阶数都比较高, 因而存在弯曲振动的反相区, 导致换能器的辐射阻抗下降、电声效率和声功率降低以及指向性变差等问题。为解决这一问题, 开槽已成为人们共同采取的一项措施。开槽改变了弯曲振动圆盘表面位移的相位分布, 使弯曲振动圆盘以相同的相位振动, 从而提高了辐射阻抗及指向性。

本文对大功率气介式复合超声换能器的振动及声场特性进行了研究, 得出了弯曲振动圆盘辐射器在不同边界条件下的共振频率方程及辐射声场分布, 并得出了辐射器的指向性。实验表明, 理论结果与实验值符合很好。

1 弯曲振动圆盘辐射器的本征振动及其辐射声场

令弯曲振动圆盘的厚度以及半径分别为 h 和 a 。在下面的分析中, 假定弯曲振动圆盘的横向位移

收稿日期: 2000-01-20; 修回日期: 2000-03-13

作者简介: 林书玉(1963-), 男, 山东人, 教授, 博士生导师, 主要从事超声学及与声学有关的研究工作。

很小,并且圆盘的厚度远小于其半径。在这种情况下,线性弹性理论以及薄板的小扰度弯曲振动理论可以应用,并且板中的剪切以及扭转惯性可以忽略。对于薄板的小振幅弯曲振动,其轴对称的弯曲振动位移 $y(\rho, t)$ 为,

$$y(\rho, t) = [A J_0(k\rho) + B I_0(k\rho)] \exp(j\omega t) \quad (1)$$

式中 $J_0(k\rho)$ 和 $I_0(k\rho)$ 是零阶贝塞尔函数, $k^4 = \rho_v h \omega^2 / D$, $D = Eh^3 / 12(1 - \sigma^2)$, E 是杨氏模量, D 是板的刚度常数, ρ_v 是密度, σ 是泊松比, $c = (E / \rho_v)^{1/2}$ 是细棒中纵向振动的传播速度, ω 是角频率。 A 和 B 是待定常数,可由圆盘的边界条件确定。在下面的分析中,针对 3 种不同的边界条件,即自由、简支以及固定边界,对弯曲振动圆盘的振动及辐射声场特性进行了分析。

1.1 弯曲振动圆盘的共振频率方程

在固定边界的情况下,圆盘边界处的横向位移及其导数等于零,由此可得以下关系

$$-A J_0(ka) = B I_0(ka) \quad (2)$$

$$A J_1(ka) = B I_1(ka) \quad (3)$$

根据(2)和(3)式,可以得出固定边界条件下,弯曲振动圆盘的共振频率方程为,

$$J_0(ka) I_1(ka) + I_0(ka) J_1(ka) = 0 \quad (4)$$

令(4)式的解为 $R(n)$, 即 $k_n a = R(n)$, 我们可以得出圆盘弯曲振动的共振频率,

$$f_n = \frac{R^2(n) h}{2\pi a^2} \sqrt{\frac{E}{12\rho_v(1-\sigma^2)}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

式中,正整数 n 对应弯曲振动圆盘不同的振动模式。对应圆盘的前四阶振动,方程(4)的根为 3.1962, 6.3064, 9.4395 和 12.5771。对应圆盘的第 n 阶振动,其位移分布,即本征函数为,

$$y_n(\rho, t) = [A_n J_0(k_n \rho) + B_n I_0(k_n \rho)] \exp(j\omega_n t) \quad (6)$$

由此可得固定边界圆盘自由振动的横向位移为,

$$y(\rho, t) = \sum_{n=1}^{\infty} [A_n J_0(k_n \rho) + B_n I_0(k_n \rho)] \exp(j\omega_n t) \quad (7)$$

对于自由边界的弯曲振动圆盘,其边界处的弯矩及横向剪力皆为零。由此可得以下两式,

$$A [kJ_0(ka) - J_1(ka)/a + \sigma J_1(ka)/a] -$$

$$B [kI_0(ka) - I_1(ka)/a + \sigma I_1(ka)/a] = 0 \quad (8)$$

$$A J_1(ka) + B I_1(ka) = 0 \quad (9)$$

由(8)和(9)两式,可以得出边界自由圆盘弯曲振动

的共振频率方程为:

$$ka [J_0(ka) I_1(ka) + I_0(ka) J_1(ka)] = 2(1 - \sigma) J_1(ka) I_1(ka) \quad (10)$$

根据(10)式,当圆盘的材料参数给定时,就可以得出其几何尺寸与共振频率的关系式,并由此得出其共振频率。

在简支边界的情况下,圆盘边界处的横向位移以及弯矩等于零,利用(1)式可得下列关系,

$$A J_0(ka) + B I_0(ka) = 0 \quad (11)$$

$$-A [\sigma J_1(ka)/a + kJ_0(ka) - J_1(ka)/a] + B [\sigma I_1(ka)/a + kI_0(ka) - I_1(ka)/a] = 0 \quad (12)$$

由此可得边界简支圆盘弯曲振动的共振频率方程为:

$$J_0(ka) I_1(ka) + I_0(ka) J_1(ka) = 2ka J_0(ka) I_0(ka) / (1 - \sigma) \quad (13)$$

把方程(13)的解代入[5]式就可以得出其共振频率。

由频率方程式(4)、(10)和(13),可以看出,对应薄圆盘的弯曲振动,即使圆盘的几何尺寸和材料参数皆相同,当边界条件不同时,圆盘的共振频率也不同。表1列出了在不同的边界条件下,利用数值方法得出的圆盘弯曲振动频率方程的根。其中圆盘的材料为45号钢,其泊松比为 $\sigma = 0.28$ 。从表中数值可以看出,对应相同的几何尺寸和材料,固定边界弯曲振动圆盘的共振频率最高,简支边界圆盘的共振频率最低,自由边界圆盘的共振频率居中。

表1 弯曲振动圆盘不同边界条件下的频率方程根值

| 模式 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|----|---------|---------|---------|---------|---------|----------|
| 固定 | 3.19622 | 6.30644 | 9.43950 | 12.5771 | 15.7164 | 18.85650 |
| 自由 | 2.99306 | 6.19680 | 9.36527 | 12.5211 | 15.6714 | 18.81890 |
| 简支 | 2.21482 | 5.44949 | 8.61012 | 11.7600 | 14.9062 | 18.05070 |

1.2 弯曲振动薄圆盘的辐射声场

假设弯曲振动圆盘辐射器安装在一个无限大障板上。图1是用于计算弯曲振动圆盘辐射声场的几何示意图和所采用的坐标系。根据传统的声场计算理论,辐射器的辐射声场可由振动板上微元的辐射声场叠加得到。对于面积为 ds 的微元,其源强度为 $dQ = u_A ds$ 。其中 u_A 为微元的振动速度。该微元辐射的声压可由下式表示:

$$dp = j \frac{k_0 \rho_0 c_0}{2\pi h} u_A ds \exp[j(\omega t - k_0 h)] \quad (14)$$

整个弯曲振动圆盘辐射的声压为单个微元产生的声压积分,即:

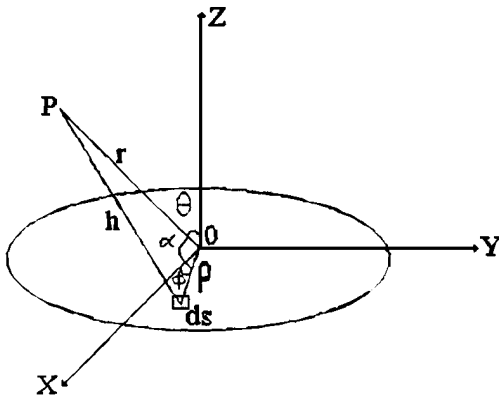


图 1 弯曲振动圆盘辐射声场的几何示意图

$$p(r, \theta, t) = \iint_s \frac{k_0 \rho_0 c_0}{2\pi h} u_A \exp[j(\omega t - k_0 h)] ds \quad (15)$$

式中 $s = \pi a^2$, $ds = \rho d\rho d\Phi$, $k_0 = \omega/c_0$, ρ_0 和 c_0 是空气的密度和声速, u_A 是弯曲振动辐射板的振速分布, 可以由下式表示:

$$u_A(\rho) = j[\omega A J_0(k\rho) + B I_0(k\rho)] \quad (16)$$

众所周知, 对于弯曲振动圆盘的轴对称振动, 其所辐射的声场也是轴对称的。在图 1 中, 坐标轴 Z 为对称轴, r 和 θ 为声场中任意点 P 的坐标。为简化分析, 令 P 点位于 XZ 平面内。根据图 1 可得以下关系:

$$h^2 = r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos(\alpha) \quad (17)$$

对于远场, 条件 $r \gg a$ 成立, 上式可简化为:

$$h = r - \rho \cos(\alpha) \quad (18)$$

另外, 根据图 1 可以得出以下关系:

$$\cos(\alpha) = \sin(\theta) \cos(\Phi) \quad (19)$$

这样, 根据上述关系及远场近似, 可得位置 P 处的声压为:

$$p(r, \theta, t) = j \frac{\omega \rho_0 \exp[j(\omega t - k_0 r)]}{2\pi r} \int_0^a u_A \rho d\rho \int_0^{2\pi} e^{jk_0 \rho \sin(\theta) \cos(\Phi)} d\Phi \quad (20)$$

按照贝塞尔函数的积分公式, 上式可简化为:

$$p(r, \theta, t) = j \frac{\omega \rho_0 \exp[j(\omega t - k_0 r)]}{r} \int_0^a u_A J_0(k_0 \rho \sin(\theta)) \rho d\rho \quad (21)$$

把振速的表达式代入(21)式可得:

$$p(r, \theta, t) = - \frac{\omega^2 \rho_0 \exp[j(\omega t - k_0 r)]}{r} \int_0^a [A J_0(k\rho) + B I_0(k\rho)] J_0(k_0 \rho \sin(\theta)) \rho d\rho \quad (22)$$

利用贝塞尔函数积分公式:

$$\int_0^x x J_0(\alpha x) J_0(\beta x) dx = \frac{x}{\alpha^2 - \beta^2} \times$$

$$[-\beta J_0(\alpha x) J_1(\beta x) + \alpha J_0(\beta x) J_1(\alpha x)] \quad (23)$$

积分(22)式可得弯曲振动圆盘辐射器的声压分布,

$$\frac{p(r, \theta, t)}{A} = - \frac{\omega^2 \rho_0 \exp[j(\omega t - k_0 r)]}{r} \left\{ \frac{1}{k^2 - k_0^2 \sin^2(\theta)} \cdot \right. \\ \left. [-k_0 \sin(\theta) J_0(ka) J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] \cdot \right. \\ \left. J_1(ka) \right\} + \frac{B}{A} \times \frac{1}{k^2 + k_0^2 \sin^2(\theta)} \left\{ k_0 \sin(\theta) I_0(ka) \cdot \right. \\ \left. J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] I_1(ka) \right\} \quad (24)$$

由(24)式可以得出弯曲振动圆盘辐射声场的指向性函数 D(θ):

$$D(\theta) = \frac{1}{k^2 - k_0^2 \sin^2(\theta)} \left\{ -k_0 \sin(\theta) J_0(ka) \cdot \right. \\ \left. J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] J_1(ka) \right\} + \\ \frac{B}{A} \times \frac{1}{k^2 + k_0^2 \sin^2(\theta)} \left\{ k_0 \sin(\theta) I_0(ka) \cdot \right. \\ \left. J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] I_1(ka) \right\} \quad (25)$$

利用弯曲振动圆盘共振频率方程的解, 根据(25)式就可以得出弯曲振动圆盘在不同边界条件下的声场指向性。根据上述分析, 当弯曲振动圆盘的边界条件不同时, 其频率方程的解也不同。同样其声场的指向性也不同。另一方面, 在上面关于辐射声场的理论推导过程中, 振动圆盘的不同边界条件并未体现, 因此, 公式(24)和(25)式是用于弯曲振动圆盘辐射声场计算的普遍公式, 适用于所有的边界条件, 不同的边界条件由 B/A 的不同值来体现。

对于边界固定的弯曲振动圆盘, 把 B/A 的具体表达式代入上述二式, 就可以得出固定边界弯曲振动圆盘辐射声场及其指向性的具体表示式:

$$\frac{p(r, \theta, t)}{A} = - \frac{\omega^2 \rho_0 a \exp[j(\omega t - k_0 r)]}{r} \left\{ \frac{1}{k^2 - k_0^2 \sin^2(\theta)} \cdot \right. \\ \left. [-k_0 \sin(\theta) J_0(ka) J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] \cdot \right. \\ \left. J_1(ka) \right\} + \frac{1}{k^2 + k_0^2 \sin^2(\theta)} \left\{ -k_0 \sin(\theta) J_0(ka) \cdot \right. \\ \left. J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] J_1(ka) \right\} \quad (26)$$

$$D(\theta) = \frac{1}{k^2 - k_0^2 \sin^2(\theta)} \left\{ -k_0 \sin(\theta) J_0(ka) \cdot \right. \\ \left. J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] J_1(ka) \right\} + \\ \frac{1}{k^2 + k_0^2 \sin^2(\theta)} \left\{ -k_0 \sin(\theta) J_0(ka) \cdot \right. \\ \left. J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] J_1(ka) \right\} \quad (27)$$

对于边界自由的弯曲振动圆盘, 其辐射声压及其指向性为:

$$\frac{p(r, \theta, t)}{A} = - \frac{\omega^2 \rho_0 a \exp[j(\omega t - k_0 r)]}{r} \left\{ \frac{1}{k^2 - k_0^2 \sin^2(\theta)} \cdot \right. \\ \left. \{- k_0 \sin(\theta) J_0(ka) J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] \cdot \right. \\ \left. J_1(ka) \} + \frac{1}{k^2 + k_0^2 \sin^2(\theta)} \{- k_0 \sin(\theta) J_1(ka) \cdot \right. \\ \left. I_0(ka) J_1[k_0 a \sin(\theta)] / I_1(ka) - \right. \\ \left. k J_0[k_0 a \sin(\theta)] J_1(ka) \} \right\} \quad (28)$$

$$D(\theta) = \frac{1}{k^2 - k_0^2 \sin^2(\theta)} \{- k_0 \sin(\theta) J_0(ka) \cdot \\ J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] J_1(ka) \} + \\ \frac{1}{k^2 + k_0^2 \sin^2(\theta)} \{- k_0 \sin(\theta) J_1(ka) I_0(ka) \cdot \\ J_1[k_0 a \sin(\theta)] / I_1(ka) - k J_0[k_0 a \sin(\theta)] J_1(ka) \} \quad (29)$$

对于简支边界的弯曲振动圆盘, 其辐射声压分布及声场指向性为:

$$\frac{p(r, \theta, t)}{A} = - \frac{\omega^2 \rho_0 a \exp[j(\omega t - k_0 r)]}{r} \left\{ \frac{1}{k^2 - k_0^2 \sin^2(\theta)} \cdot \right. \\ \left. \{- k_0 \sin(\theta) J_0(ka) J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] \cdot \right. \\ \left. J_1(ka) \} + \frac{1}{k^2 + k_0^2 \sin^2(\theta)} \{- k_0 \sin(\theta) J_0(ka) J_1[k_0 a \cdot \right. \\ \left. \sin(\theta)] - k J_0[k_0 a \sin(\theta)] I_1(ka) J_0(ka) / I_0(ka) \} \right\} \quad (30)$$

$$D(\theta) = \frac{1}{k^2 - k_0^2 \sin^2(\theta)} \{- k_0 \sin(\theta) J_0(ka) \cdot \\ J_1[k_0 a \sin(\theta)] + k J_0[k_0 a \sin(\theta)] J_1(ka) \} + \\ \frac{1}{k^2 + k_0^2 \sin^2(\theta)} \{- k_0 \sin(\theta) J_0(ka) J_1[k_0 a \cdot \\ \sin(\theta)] - k J_0[k_0 a \sin(\theta)] I_1(ka) J_0(ka) I_0(ka) \} \quad (31)$$

把 $\theta = 0$ 代入上述各式, 可以得出弯曲振动圆盘辐射声场声轴上的声压分布。对于固定边界的弯曲振动圆盘, 其声轴上的声压分布为:

$$\frac{p(r, 0, t)}{A} = - \frac{\omega^2 \rho_0 a \exp[j(\omega t - k_0 r)]}{r} \times \frac{2}{k} J_1(ka) \quad (32)$$

对于边界自由的弯曲振动圆盘, 其辐射声场声轴上的声压分布为:

$$\frac{p(r, 0, t)}{A} = 0 \quad (33)$$

对于简支边界的弯曲振动圆盘, 其声轴上的声压分布为:

$$\frac{p(r, 0, t)}{A} = - \frac{\omega^2 \rho_0 a \exp[j(\omega t - k_0 r)]}{r} \cdot$$

$$\left\{ \frac{J_1(ka)}{k} - \frac{I_1(ka) J_0(ka)}{k I_0(ka)} \right\} \quad (34)$$

由(33)式可以看出, 对于边界自由的弯曲振动圆盘, 其声轴上的声压处处等于零。图2和图3分别是理论计算的弯曲振动圆盘在不同边界条件下不同振动阶数的声场指向性图。从图中曲线可以看出以下两点: 第一, 圆盘的边界条件影响声场的指向性。对于几何尺寸、材料参数以及振动模式相同的圆盘辐射器, 固定边界圆盘的声场指向性最佳, 而边界自由弯曲振动圆盘的声场指向性最差。第二, 对于几何尺寸、材料参数以及边界条件皆相同的弯曲振动圆盘, 当圆盘弯曲振动的振动阶数增加时, 声场的指向性变差。在上述计算中, 圆盘的材料是45号钢, 其材料参数为: $c = 5000 \text{m/s}$, $\sigma = 0.28$ 。其中 c 为细棒中纵向振动的传播速度。

2 实验

为了验证上述理论, 加工了一些弯曲振动薄圆盘, 并对其共振频率进行了实验测试。测试原理框图如图4所示。测试原理基于传统的发射-接收法。图中FP是待测的弯曲振动圆盘, ET和RT分别是发射及接收压电换能器。为了保证测试精度, 发射以及接收压电换能器的最低共振频率必须远高于待测圆盘的共振频率。在本实验中, 发射及接收压电换能器皆为厚度振动的压电陶瓷薄圆盘。实验的测试原理如下: 改变信号发生器的频率直至示波器的显示出现最大值, 对应这一最大信号的频率就是待测弯曲振动圆盘的共振频率。实验测试结果如表2所示。表中 f 是理论设计频率, f_m 是测量结果。从表中结果可以看出, 理论计算频率与实测结果基本符合。关于频率测试的误差来源, 主要有以下几点: 第一, 圆盘材料参数的标称值与实验的材料参数有差异。第二, 在实验情况下, 弯曲振动圆盘的边界条件并不是理想的自由、固定以及简支状态。第三, 理论推导忽略了材料的机械损耗, 而实际材料的机械损耗不可忽略。

为了研究弯曲圆盘辐射器的声场指向性, 我们计算了一边界自由弯曲振动圆盘的辐射声场, 圆盘的材料参数、几何尺寸及振动阶数与文献[7]相同。利用本文理论得出的声场指向性如图5所示。经过比较可以看出, 本文得出的声场计算结果与文献[7]的实验测试结果完全符合。

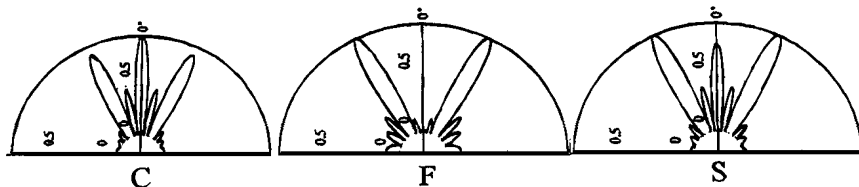


图 2 弯曲振动圆盘辐射声场指向性的理论计算结果(G 固定边界: F 自由边界: S 简支边界: $f = 20\text{kHz}$, $n = 3$, $h = 3\text{mm}$)

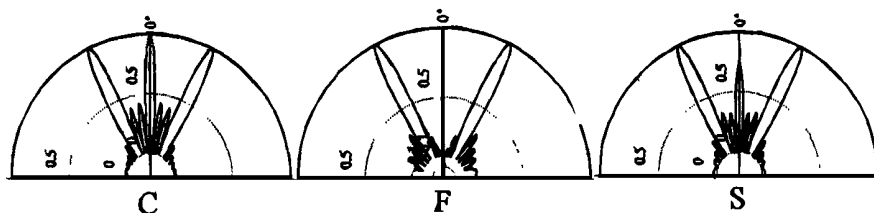


图 3 弯曲振动圆盘辐射声场指向性的理论计算结果(G 固定边界: F 自由边界: S 简支边界: $f = 20\text{kHz}$, $n = 4$, $h = 3\text{mm}$)

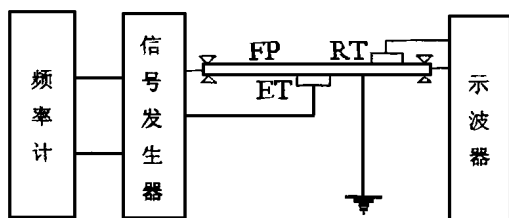


图 4 弯曲振动圆盘共振频率的测试框图

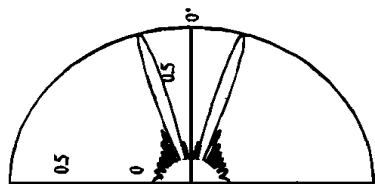


图 5 边界自由弯曲振动圆盘辐射声场指向性的理论计算图($f = 39.4\text{kHz}$, $n = 3$, $a = 45\text{mm}$, $h = 4\text{mm}$, $R(n) = 9.3573$, $\sigma = 0.21$)

表 2 弯曲振动圆盘共振频率的理论及实验测试结果

| 边界条件 | n | h/mm | A/mm | f_m/Hz | f/Hz |
|------|-----|---------------|---------------|-----------------|---------------|
| 固定 | 3 | 3 | 56.6 | 19435 | 2000 |
| | 4 | 3 | 75.3 | 19378 | 2000 |
| 自由 | 3 | 3 | 56.1 | 19735 | 2000 |
| | 4 | 3 | 75.0 | 19617 | 2000 |
| 简支 | 3 | 3 | 51.6 | 19589 | 2000 |
| | 4 | 3 | 70.5 | 19491 | 2000 |

3 结论

本文研究了不同边界条件下弯曲振动圆盘的振动及辐射特性。利用解析理论得出了弯曲振动圆盘在不同边界条件下的共振频率方程, 计算了弯曲振动声学技术

动圆盘辐射器的辐射声场及其指向性。实验结果表明, 弯曲振动圆盘共振频率的计算值与测量值符合很好, 并且利用本文理论得出的弯曲振动圆盘辐射声场的指向性与文献中的结果完全符合。本文的主要结论如下:

(1) 弯曲振动圆盘的共振频率不仅决定于圆盘的材料参数及几何尺寸, 而且决定于圆盘的边界条件。对于具有相同材料及几何尺寸的弯曲振动圆盘, 固定边界圆盘的共振频率最高, 边界简支圆盘的共振频率最低。

(2) 弯曲振动圆盘的辐射声场与圆盘的边界条件以及振动模式有关。边界固定圆盘辐射声场的指向性最佳, 边界自由圆盘辐射声场的指向性最差。当圆盘的振动阶数增加时, 弯曲振动圆盘的辐射声场指向性变差, 造成能量分散。

(3) 边界自由圆盘辐射声场的声轴上的声压处处为零。

(4) 本文研究了弯曲振动薄圆盘的辐射声场分布。由于振动面上存在振动位移节点, 因此出现振动位移的反相区, 造成辐射声场的指向性变差, 能量分散。为了改善辐射声场的指向性, 必须消除振动圆盘的位移反相区。开槽是一种改变振动相位的简单方法。关于开槽圆盘的弯曲振动特性及其辐射声场特性, 将在以后的工作中进行研究。

本工作得到了国家自然科学基金(编号: 19874041)以及南京大学近代声学国家重点实验室的资助, 特此致谢。

(下转第 33 页)

3 计算结果及分析

在这里定义温度振荡级, 简称温振级, 用 STL (Sound Temperature Level) 表示, 定义表达式如下:

$$STL = 20 \lg \frac{T'}{T'_{ref}} \quad (1)$$

其中 T' 是温度振荡幅值的有效值, T'_{ref} 是一个参考值。参考值可以根据(2)式, 并且取其近似值得到:

$$\frac{T'_{ref}}{T_m} = \frac{\gamma - 1 p'_{ref}}{\gamma p_m} \quad (2)$$

其中 p'_{ref} 为声压级的比较参考值, 对于空气 $\gamma = 1.4$, $p'_{ref} = 2 \times 10^{-5} \text{Pa}$, $T'_{ref} = 2 \times 10^{-8} \text{K}$ 。

本文计算了温度梯度时, 不同声源下基频、倍频、三倍频及四倍频的温振级随着声源强度增长的曲线(见图4), 图4中所示为距离平板两倍温度穿透层处的温振级。从图中可见基频、倍频、三倍频及四倍频的温振级随着声源强度的增加而线性增长。在图5中, 纵坐标为声源声压级升高1dB温振级的增量。由图可见声源声压级每增长1dB, 基频的温振级增长1dB, 倍频的温振级增长2dB, 三倍频的温振级增长3dB, 四倍频的温振级增长4dB, 呈现出高次谐波成倍增长的规律。在强非线性驻波管的研究中高次谐波的声压级也有成倍增长的规律^[1,2], 这和本文中高次谐波温振级的成倍增长的规律类似。通过图5, 还可以看出当声源强度高于100dB时, 温度振荡就出现了倍频。当声源强度高于125dB时, 温度振荡开始出现三倍频, 声源强度高于140dB时, 温度振荡出现四倍频。

4 结束语

本文对热声发动机和热声冰箱中的重要构件进行了简化, 然后利用数值计算的方法进行了非线性

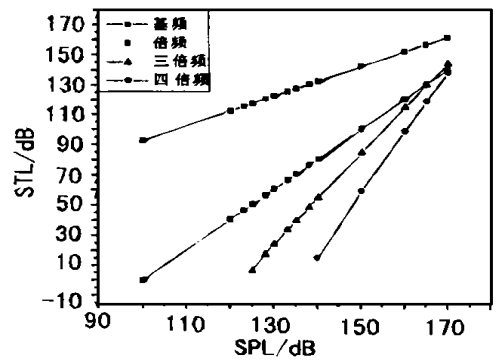


图4 温振级随着声源强度增长的曲线

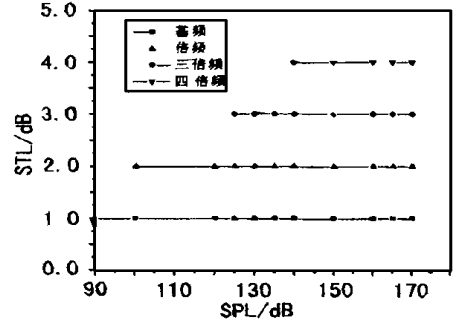


图5 温振级增量随着声源强度增长的曲线

驻波场中平板热穿透层中的热声分析。通过计算发现在非线性范围内温度振荡的高次谐波存在成倍增长的规律, 同时关于热声相互转换的效率研究也在进行中, 详细的内容将另文发表。

参考文献:

- [1] 刘克. 大振幅驻波的实验研究 II: 驻波场谐波的饱和 [J], 声学学报, 1995, 20(3): 170-176
- [2] 黄东涛, 边晓东, 刘克, 江先金, 朱之擘. 非线性驻波现象的数值模拟与实验结果比较 [J]. 声学学报, 1999, 24(3): 295-299.
- [3] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Fluid Mechanis [M], Pergamon, Oxford, 1982, 129.
- [4] 苏铭德, 黄素逸. 计算流体力学基础 [M]. 北京: 清华大学出版社, 1997. 59.

(上接第17页)

参考文献:

- [1] R. Hickling and S. Martin, The use of ultrasonics for gauging and proximity in air [J], J. Acoust. Soc. Am. , 1986, 79(4) : 1151-1159.
- [2] T. Yano, M. Tone and A. Fukumoto, Range finding and surface characterization using high frequency air transducers [J], IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, 1987, 34(1) : 232-239.
- [3] D. A. Hutchins, D. W Schindel, A. G. Bashford, W. M. D. Wright, Advances in ultrasonic electrostatic transduction [J], Ultrasonics, 1998, 36(1-7) : 1-6.
- [4] I. Ladabaum, X. C. Jin, B. T. Khuri-Yakub, Miniature drumheads microfabricated ultrasonic transducers [J]. Ultrasonics, 1998, 36(1-7) : 25-29.
- [5] Hoffmann, T. L. , Chen, W. , Koopmann, G. H. , Scaroni, A. W. and Song, L. , Experimental and numerical analysis of bimodal acoustic agglomeration [J]. ASME Journal of Vibration and Acoustics, 1993, 115(3) : 232-240.
- [6] Gallego-Juarez, J. A. , Rodriguez-Corral, G. And Gaete-Garreton, L. , An ultrasonic transducer for high power applications in gases [J]. Ultrasonics, 1978, 16(5) : 267-271.
- [7] Barone, A. and Gallego-Juarez, J. A. , Flexural vibrating free-edge plates with stepped thickness for generating high directivity ultrasonic radiation [J]. J. Acoust. Soc. Am. , 1972, 51(3) : 953-959.