

压电陶瓷三叠片复合换能器弯曲振动特性研究

张宁宁¹, 吴胜举², 凌小娜¹

(1. 渭南师范学院 物理与电气工程学院, 陕西 渭南 714000; 2. 陕西师范大学 应用声学研究所, 陕西 西安 710062)

摘 要:采用瑞利法对固定边界条件下,三叠片圆盘弯振换能器进行理论研究,推导其谐振频率及有效机电耦合系数,通过数值计算分析换能器谐振频率及有效机电耦合系数随换能器各尺寸参数的变化规律,并与有限元模拟结果比较,结果表明,换能器结构参数对谐振频率和有效机电耦合系数有很大影响,有效机电耦合系数在其他尺寸已定的情况下随着金属片厚度、陶瓷片厚度和半径变化时,都有一个最大值,这为三叠片弯曲振动换能器的设计和进一步广泛应用提供理论支持。

关键词:瑞利法;谐振频率;有效机电耦合系数;有限元模拟

中图分类号:TN253;TM282;P631.5 **文献标识码:**A

Study on Vibration Characteristics of Three Laminated Composite Piezoelectric Bending Transducer

ZHANG Ningning¹, WU Shengju², LING Xiaona¹

(1. Physical and Electrical Engineering Institute, Weinan Normal University, Weinan 714000, China;

2. Shaanxi Normal University Institute of Applied Acoustics, Xi'an 710062, China)

Abstract: Three laminated disc bending vibration transducer was studied in theory under the fixed boundary condition by Rayleigh method. The resonant frequency and the effective electromechanical coupling coefficient were derived. The variation of transducer resonance frequency and the effective electromechanical coupling coefficient of the transducer with size parameters was analyzed through numerical calculation, and comparison was made between the theoretical value and the finite element simulation results. The results showed that the transducer structure parameters had great influence on the resonant frequency and the effective electromechanical coupling coefficient. The effective electromechanical coupling coefficient would have a maximum value changing with the thickness of sheet metal and ceramic plate, and the radius ceramic plate when other dimensions was determined. This would provide theoretical support for the design and further application of three laminated flexural vibration transducer.

Key words: Rayleigh method; resonant frequency; the effective electromechanical coupling coefficient; finite element simulation

0 引言

弯曲板振动辐射器与空气匹配良好,因而是一种很有前途的气介换能器。近年来,与三叠片型换能器有关的工作机理、结构和声学特性、应用等研究引起国内相关研究人员的关注。文献[1-4]对夹心换能器从设计尺寸、等效电路、谐振频率、阻抗特性及电路匹配等方面进行了全面而深入的研究。文献[5-7]对双叠片和三叠片的强迫振动进行研究,分别

得出了电压策动和均匀声压策动下的频率方程,并求得压电片与金属片等大的特殊情况下的严格频率解和近似解。文献[8-9]利用 ANSYS 软件,在自由和钳定边界条件下,模拟了三叠片型换能器在的振动模态,并进行了谐响应分析,与数值计算结果基本一致。文献[10]采用瑞利法对固定边界条件下两叠片压电振子进行了理论研究,获得压电振子的谐振频率和有效机电耦合系数,进而可以优选压电振子

收稿日期:2014-09-05

基金项目:国家自然科学基金资助项目(11074158),陕西省科技厅计划基金资助项目(2012JYM1005),陕西省教育厅自然科学专项基金资助项目(2013JK0615),渭南师范学院重大学科基金资助项目(14TSXK06),渭南师范学院大学生创新基金资助项目(2014XK085),渭南师范学院科研重点基金资助项目(14YKF004)

作者简介:张宁宁(1978-),女,陕西西安人,讲师,硕士,主要从事功率超声及声学测量的研究。E-mail:zhangning7892@163.com。

的结构参数。因此,数值计算可以为换能器的优化设计提供技术数据和理论依据。目前对弯曲振动用于空气中的发射器的研究中夹心纵弯模式换能器的研究已比较成熟文献[11-16],对于叠片式弯曲振动系统的研究相对传统换能器来说比较少。为了改善换能器的性能和机械耦合,及结构安装的方便,普遍采用三叠片式弯曲压电换能器。弯曲换能器的理论分析方法,一般从弹性理论出发,得到板的振动微分方程,考虑到压电陶瓷的压电性,对某些参量进行适当修正。对于圆盘需要把它在直角坐标系中振动方程转化到圆柱坐标系中,振动方程的解为贝塞尔函数的组合,依据解和边界条件可以进一步导出频率方程、位移方程和振速分布、中心位移、电导纳以及振子的有效机电耦合系数等。实践证明采用直接解振动微分方程的方法,数学比较麻烦,得出结果不能满足工程实践的应用需要。为了解决这一问题,本文采用瑞利法对三叠片弯曲振动圆盘换能器的工作特性进行研究,得到结果较为简单且与模拟结果进行比较分析,找到最佳换能器尺寸。

1 弯振圆盘换能器位移分布函数

三叠片型换能器的基本结构如图1所示,换能器由一个金属基片和两个尺寸相同的压电陶瓷片组成,压电陶瓷片粘金属基片两侧。金属圆盘的高度为 $m, 1/2$ 金属圆盘高度加上压电圆盘高度为 $h/2$ 。固定处金属圆盘半径为 a ,压电圆盘半径为 $a\beta$ (β 为半径比)。根据瑞利原理,利用换能器最大动能和最大位能的关系再结合不同的边界条件,推导弯曲圆盘换能器的位移分布函数各项系数。在极坐标中换能器在弯曲振动情况中振动位移分布曲线为

$$w(r) = \xi [a_0 + a_1(r/a) + a_2(r/a)^2 + a_3(r/a)^3 + a_4(r/a)^4] e^{j\omega t} \quad (1)$$

式中: $w(r)$ 为弯曲圆盘中心面上的法向位移; ξ 为随时间变化的振幅因子; r 为径向坐标; a_1, a_2, a_3, a_4 为位移分布函数各项系数。在 $r=0$ 处, $\frac{dw}{dr} \Big|_{r=0}$, 可得 $a_1=0$ 。因此

$$w(r) = \xi [a_0 + a_2(r/a)^2 + a_3(r/a)^3 + a_4(r/a)^4] e^{j\omega t} \quad (2)$$

$$\dot{w} = \xi [a_0 + a_2(r/a)^2 + a_3(r/a)^3 + a_4(r/a)^4] e^{j\omega t} \quad (3)$$

式中 $\dot{\xi} = \xi j\omega e^{j\omega t}$ 。

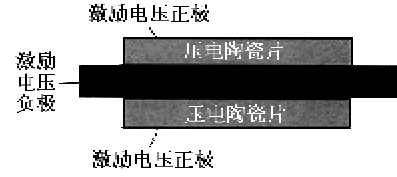


图1 三叠片型换能器的结构

2 弯振圆盘换能器的动能

设金属圆盘的密度为 ρ_m , 压电圆盘密度为 ρ_D , 由文献[10]的计算方法可得金属圆盘的动能为

$$T_s = \frac{1}{2} \int_0^a \int_{-m/2}^{m/2} \rho_m \dot{w}^2(r) 2\pi r dr dz = \pi \rho_m \xi^2 \frac{ma^2}{2} A_1 \quad (4)$$

其中

$$A_1 = a_0^2 + a_0 a_2 + \frac{1}{3} a_2^2 + \frac{4}{5} a_0 a_3 + \frac{4}{7} a_2 a_3 + \frac{1}{4} a_3^2 + \frac{2}{3} a_0 a_4 + \frac{1}{2} a_2 a_4 + \frac{4}{9} a_3 a_4 + \frac{1}{5} a_4^2 \quad (5)$$

压电圆盘动能为

$$T_p = \frac{1}{2} \int_0^a \int_{-h/2}^{h/2} \rho_D \dot{w}^2(r) 2\pi r dr dz = \pi \rho_D a^2 \xi^2 \left(\frac{h}{2} - \frac{m}{2} \right) A_2 \quad (6)$$

其中

$$A_2 = a_0^2 \beta^2 + a_0 a_2 \beta^2 + \frac{1}{3} a_2^2 \beta^2 + \frac{4}{5} a_0 a_3 \beta^2 + \frac{4}{7} a_2 a_3 \beta^2 + \frac{1}{4} a_3^2 \beta^2 + \frac{2}{3} a_0 a_4 \beta^2 + \frac{1}{2} a_2 a_4 \beta^2 + \frac{4}{9} a_3 a_4 \beta^2 + \frac{1}{5} a_4^2 \beta^2 \quad (7)$$

弯振圆盘换能器总动能为

$$T = T_s + T_p \quad (8)$$

3 弯振圆盘换能器的势能

3.1 金属圆盘位能

假设沿板厚度方向的形变和应力可忽略不计, 中面法线在形变后仍为中面法线。由上述假设可得应力与应变的关系为

$$T_1 = \frac{Y_m}{1 - \sigma_m^2} \left(z \frac{d^2 w}{dr^2} + \sigma_m \frac{z}{r} \frac{dw}{dr} \right) \quad (9)$$

$$T_2 = \frac{Y_m}{1 - \sigma_m^2} \left(\frac{z}{r} \frac{dw}{dr} + \sigma_m z \frac{d^2 w}{dr^2} \right) \quad (10)$$

式中 Y_m 为金属杨氏模量。单位体积内位能为

$$U_{sv} = \frac{1}{2} (T_1 S_1 + T_2 S_2) \quad (11)$$

式中 S_1, S_2 分别为压电盘在 r, θ 方向的应变。将式

(2)、(9)、(10)代入式(11)并积分可得整个金属圆盘位能为

$$U_s = \int_0^a \int_{-m/2}^{m/2} U_{sv} 2\pi r dr dz = \frac{2\pi}{3} \frac{Y_m m^3 \xi^2}{(1-\sigma_m^2) a^2} \Lambda_m \quad (12)$$

其中

$$\Lambda_m = \frac{1+\sigma_m}{2} a_2^2 + \frac{2}{3} (1+\sigma_m) a_2 a_3 + \frac{1}{8} \left(\frac{45}{4} + 9\sigma_m \right) a_3^2 + 2(1+\sigma_m) a_2 a_4 + \left(\frac{21}{5} + 3\sigma_m \right) a_3 a_4 + \left(\frac{10}{3} + 2\sigma_m \right) a_4^2 \quad (13)$$

3.2 压电圆盘位能 U_p

压电方程为

$$T_1 = \frac{Y_D}{1-\sigma_D^2} \left(z \frac{d^2 w}{dr^2} + \sigma_D \frac{z}{r} \frac{dw}{dr} \right) - \frac{g_{31} Y_D}{1-\sigma_D} D_3 \quad (14)$$

$$T_2 = \frac{Y_D}{1-\sigma_D^2} \left(\frac{z}{r} \frac{dw}{dr} + \sigma_D z \frac{d^2 w}{dr^2} \right) - \frac{g_{31} Y_D}{1-\sigma_D} D_3 \quad (15)$$

$$E_3 = \beta_{33}^T D_3 - g_{31} (T_1 + T_2) \quad (16)$$

式中: Y_D 为压电杨氏模量; σ_D 为压电圆盘泊松比; D_3 为厚度方向的电位移; β_{33}^T 为自由介质隔离率; g_{31} 为压电电压常数。

对于压电圆盘单位体积的位能为

$$U_{sv} = \frac{1}{2} (T_1 S_1 + T_2 S_2) = \frac{z^2 Y_D}{2(1-\sigma_D^2)} \cdot \left[\left(\frac{d^2 w}{dr^2} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{dw}{dr} \right)^2 + \frac{2\sigma_D}{r} \frac{dw}{dr} \frac{d^2 w}{dr^2} \right] - \frac{g_{31} Y_D z}{2(1-\sigma_D^2)} \left(\frac{1}{r} \frac{dw}{dr} + \frac{d^2 w}{dr^2} \right) D_3 \quad (17)$$

令 $D_3 = 0$, 对压电圆盘整体积分可得压电圆盘恒电位移 D 的位能为

$$U_p = \int_0^{\beta a} \int_{-m/2}^{m/2} U_{pv} 2\pi r dr dz = \frac{\pi}{3} \frac{Y_D (h^3 - m^3) \xi^2}{(1-\sigma_D^2) a^2} \Lambda_p \quad (18)$$

其中

$$\Lambda_p = \frac{1+\sigma_D}{2} a_2^2 \beta^2 + \frac{2}{3} (1+\sigma_m) a_2 a_3 \beta^3 + \frac{1}{8} \left(\frac{45}{4} + 9\sigma_m \right) a_3^2 \beta^4 + 2(1+\sigma_m) a_2 a_4 \beta^4 + \left(\frac{21}{5} + 3\sigma_m \right) a_3 a_4 \beta^5 + \left(\frac{10}{3} + 2\sigma_m \right) a_4^2 \beta^6 \quad (19)$$

结合式(12)和(18)可得压电换能器的总位能为

$$U_D = U_s + U_p \quad (20)$$

4 弯振圆盘换能器的位移分布函数系数确定及频率方程确定

利用边界条件和瑞利法确定位移函数中的系数。当 $r=a$ 时, 周边固定圆盘换能器的法向位移和挠度斜率都为 0, 即 $w(r)|_{r=a} = 0, \frac{dw}{dr}|_{r=a} = 0$, 令 $a_0 = 1$, 则有 $a_3 = -4 - 2a_2, a_4 = 3 + a_2$ 。根据瑞利能量原理, 圆盘换能器最大动能与最大位能相等, 即

$$\omega^2 \left[\pi \rho_m \frac{m a^2}{2} A_1 + \pi \rho_D a^2 \left(\frac{h}{2} - \frac{m}{2} \right) A_2 \right] = \frac{2\pi}{3 a^2} \frac{Y_m m^3}{(1-\sigma_m^2)} \Lambda_m + \frac{2\pi}{3 a^2} \frac{Y_D (h^3 - m^3)}{(1-\sigma_D^2)} \Lambda_p \quad (21)$$

由瑞利近似理论可知, a_2 应满足 $d\omega^2/da_2 = 0$, 即

$$\left[\frac{2}{3} \frac{Y_m m^3}{(1-\sigma_m^2)} \frac{\partial \Lambda_m}{\partial a_2} + \frac{1}{3} \frac{Y_D (h^3 - m^3)}{(1-\sigma_D^2)} \frac{\partial \Lambda_p}{\partial a_2} \right] \cdot \left[\rho_m \frac{m}{2} A_1 + \rho_D \left(\frac{h}{2} - \frac{m}{2} \right) A_2 \right] = \left[\rho_m \frac{m}{2} \frac{\partial A_1}{\partial a_2} + \rho_D \left(\frac{h}{2} - \frac{m}{2} \right) \frac{\partial A_2}{\partial a_2} \right] \cdot \left[\frac{2}{3} \frac{Y_m m^3}{(1-\sigma_m^2)} \Lambda_m + \frac{1}{3} \frac{Y_D (h^3 - m^3)}{(1-\sigma_D^2)} \Lambda_p \right] \quad (22)$$

给定 a, β 和相关材料参数, 通过式(22)可计算 a_2 , 进而可得换能器位移曲线参数 a_3, a_4 , 同时根据式(22)可得换能器无负载谐振频率。

5 弯振圆盘换能器的有效机电耦合系数

有效机电耦合系数 $k_{eff}^2 = (U^I - U^V)/U^I (U^V, U^I$ 为恒压和恒流工作状态的位能)。

5.1 恒压位能 U^V

恒压状态时电位移 D_3 的分布情况, 电场强度为

$$E_3 = \left(\beta_{33}^T - \frac{g_{31} Y_D}{1-\sigma_D} \right) D_3 - \frac{g_{31} Y_D}{1-\sigma_D} \left(\frac{z}{r} \frac{dw}{dr} + \frac{d^2 w}{dr^2} \right) \quad (23)$$

设

$$\beta_{33}^T = \beta_{33}^T \left(1 + \frac{2g_{31} Y_D}{1-\sigma_D} \right) \quad (24)$$

$$V = \int_{m/2}^{h/2} E_3 dz = \beta_{33}^T D_3 \frac{h-m}{2} - \frac{g_{31} Y_D (h^2 - m^2)}{8(1-\sigma_D)} \left(\frac{1}{r} \frac{dw}{dr} + \frac{d^2 w}{dr^2} \right) \quad (25)$$

恒压状态 $V=0$, 解出 D_3 代入式(22), 可求出恒压条件下单位体积位能, 对整个对压电圆盘进行体积积分可得压电圆盘恒压位能为

$$U_c^v = \frac{\pi g_{31}^2 Y_D (h+m)^2 (h-m)^2 \xi^2}{32(1-\sigma_D)^2 a^2 \beta_{33}} (8a_2^2 \beta^2 + 24a_2 a_3 \beta^3 + \frac{288}{3} a_4^2 \beta^6 + \frac{81}{4} a_3^2 \beta^4 + 32a_2 a_4 \beta^4) \quad (26)$$

结合式(12)、(26)可得整个圆盘换能器恒压位能为

$$U^v = U_c^v + U_s = \frac{2\pi Y_m m^3 \xi^2}{3(1-\sigma_m^2) a^2} \Lambda_m + \frac{\pi g_{31}^2 Y_D (h+m)^2 (h-m)^2 \xi^2}{32(1-\sigma_D)^2 a^2 \beta_{33}} (8a_2^2 \beta^2 + 24a_2 a_3 \beta^3 + \frac{288}{3} a_4^2 \beta^6 + \frac{81}{4} a_3^2 \beta^4 + 32a_2 a_4 \beta^4) \quad (27)$$

5.2 恒流位能 U^I

因为 $Q = \int_{m/2}^{h/2} D_3 2\pi r dr$, 由式(25)解出 D_3 代入 Q , 并令 $Q=0$ 可得

$$V = -\frac{g_{31} Y_D (h^2 - m^2) \xi}{4(1-\sigma_D) a^2} (2a_2 + 3a_3 \beta + 4a_4 \beta^2) \quad (28)$$

将式(28)代入式(25)可得恒流条件下的 D_3 为

$$D_3 = \frac{g_{31} Y_D (h^2 - m^2) \xi}{4(1-\sigma_D) a^2} \left[3 \left(3 \frac{r}{a} - 2 \beta \right) + 8 \left[2 \left(\frac{r}{a} \right)^2 - \beta^2 \right] a_4 \right] \quad (29)$$

将式(29)代入式(22)求得恒流条件下单位体积的位能, 并积分可得压电圆盘恒流下的位能

$$U_c^I = \frac{\pi Y_D (h^3 - m^3) \xi^2}{3(1-\sigma_D^2) a^2} \Lambda_c^D - \frac{\pi Y_D \xi}{3(1-\sigma_D^2) a^2} K_p^2 \cdot \frac{3}{4} (h+m)^2 (h-m) \left(\frac{9}{64} a_3^2 \beta^4 + \frac{3}{5} a_3 a_4 \beta^5 + \frac{2}{3} a_4^2 \beta^6 \right) \quad (30)$$

其中

$$K_p = \frac{2g_{31}^2 Y_D}{\beta_{33}(1-\sigma_D)} \quad (31)$$

整个换能器恒流条件下的位能为

$$U^I = U_c^I + U_s \quad (32)$$

5.3 有效机电耦合系数 (k_{eff})

有效机电耦合系数为

$$k_{eff} = \sqrt{(U^I - U^v) / U^I} \quad (33)$$

将式(27)、(32)代入(33)可得 k_{eff} 。当选定材料后, 共振频率、 k_{eff} 与换能器尺寸有关。因为共振频率与 k_{eff} 方程较复杂, 很难得到解析解, 因此采用数值分析。压电材料 PZT-4 及 45# 钢的 $\rho_D = 7500 \text{ kg/m}^3$, $\rho_m = 7850 \text{ kg/m}^3$, $\sigma_m = \sigma_D = 0.28$, $E = 2.16 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$, $k_p = 0.58$, $g_{33} = -11.1 \times 10^{-8}$

Vm/N , $\epsilon_{33}^T = 1.09 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{N}$, $s_{12}^d = -5.42 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ 。

6 固定边界条件下换能器共振频率、 k_{eff} 与换能器尺寸的关系分析

6.1 固定边界条件下换能器共振频率与 k_{eff} 随金属片厚度变化

在固定边界条件下, 取三叠片换能器的 $a = 30 \text{ mm}$, $\beta = 5/6$, $h = 5 \text{ mm}$, 由式(22)和(33)可得共振频率与 k_{eff} 随金属片厚度变化规律如图 2、3 所示。

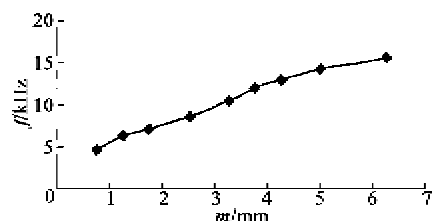


图2 谐振频率随金属圆盘厚度的变化

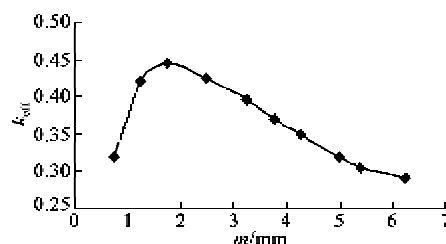


图3 k_{eff} 随金属圆盘厚度的变化

由图 2 可知, 固定边界条件下谐振频率随着 m 的增大而增大, 在 m 很小时增长很快, 在 $m \approx 1.25 \text{ mm}$ 以后谐振频率几乎随着 m 的增大而线性增长, 而图 3 中, k_{eff} 随着 m 增加迅速, 可见 m 很小的变化可引起 k_{eff} 大比例的增长, 然后又随着 m 的增大而降低, 在 $m = 1.75 \text{ mm}$ 附近 k_{eff} 达到最大值 (约 0.44)。

6.2 固定边界条件下换能器共振频率与 k_{eff} 随压电圆盘厚度变化

在固定边界条件下, 取三叠片换能器的 $a = 30 \text{ mm}$, $\beta = 5/6$, $m = 2 \text{ mm}$, 由式(22)和(33)可得共振频率与 k_{eff} 随压电圆盘厚度 (m) 变化规律如图 4、5 所示。

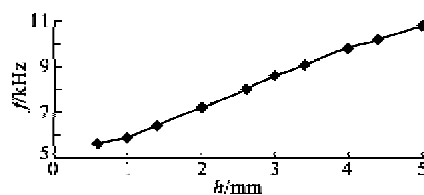
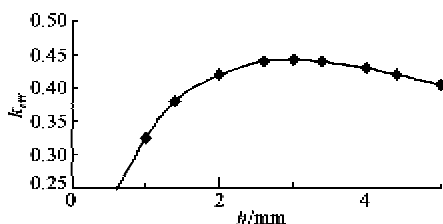


图4 谐振频率随压电圆盘厚度的变化

图5 k_{eff} 随压电圆盘厚度的变化

由图4、5可知,在固定边界条件下谐振频率一直随 h 的增大而增大,而 k_{eff} 随着 h 的增大先快速增大然后缓慢减小,在压电片厚约为2.8 mm时达到最大(约0.43),此时对于该尺寸换能器机电转换达到最佳效果。

6.3 固定边界条件下换能器共振频率与 k_{eff} 随压电圆盘半径比的变化

在固定边界条件下,取三叠片换能器的 $a=30$ mm, $h=5$ mm, $m=2$ mm,由式(22)、(33)可得共振频率与 k_{eff} 随压电圆盘半径比的变化规律如图6、7所示。

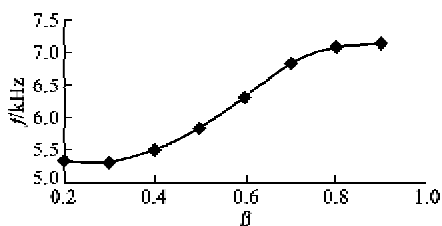
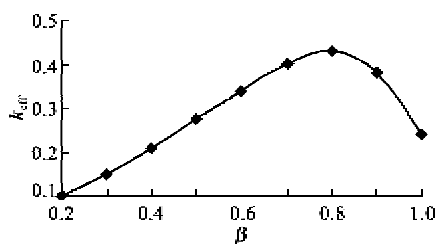


图6 谐振频率随压电圆盘半径比的变化

图7 k_{eff} 随压电圆盘半径比的变化

由图6、7可知,固定边界条件下谐振频率随着压电圆盘的半径比的增加而增加, k_{eff} 随着半径的增大先增大然后迅速减小,在 $\beta=0.8$ 附近,压电陶瓷圆盘的半径比约2.4 mm时, k_{eff} 达到最大值约为0.43,此时该换能器达到机电转换的最佳效果。

6.4 有限元与理论值的比较

为了验证本文理论的正确性,采用有限元软件ANSYS进行模态分析^[17-18],图8为换能器有限元网格图。取两组换能器的参数分别为 $a=30$ mm, $\beta=5/6$, $h=2.5$ mm, $m=2$ mm和 $a=30$ mm, $\beta=5/6$, $h=m=2$ mm,所得结果如表1所示,其中 f_1 为理论计算值, f_2 为模拟值。

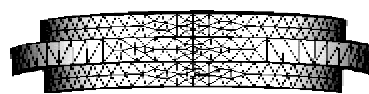


图8 圆盘换能器有限元网格图

表1 圆盘换能器有限元与理论频率的比较

f_1/Hz	f_2/Hz	误差/%
7 820	7 416	5.16
7 080	6 812	3.78

ANSYS模拟结果显示出固定边界条件下振子中心位置位移最大,边界上横向位移为0时其结果与本文理论相符,由表1有限元模拟谐振频率值与频率方程求解的频率值比较可看出,二者差别在4%~7%之间,误差相对较小,所以可得本文的理论基础是正确的。

7 结束语

采用瑞利法对固定边界条件下三叠片弯振换能器进行理论研究,研究了谐振频率和有效机电耦合系数随金属基片厚度、压电陶瓷片厚度和压电陶瓷片半径的变化规律,由变化图象可看出,有效机电耦合系数在其他尺寸给定的情况下随着金属片厚度,陶瓷片厚度和陶瓷片半径变化时,都出现一个最大值,因此在设计三叠片弯曲振动换能器时,将它的尺寸设计在有效机电耦合系数最大处,就可达机电转换的最佳效果。最后通过ANSYS有限元分析,将谐振频率的模拟值与理论值进行比较,误差较小,表明该论文的理论基础是正确的,为三叠片弯曲振动换能器的进一步广泛应用提供理论支持。

参考文献:

- [1] 郭林伟,林书玉,许龙.压电换能器静态匹配电路的研究[J].纺织高校基础科学学报,2008,21(30):363-367.
- [2] 林书玉.压电陶瓷矩形薄板振子的弯曲振动研究[J].陕西师范大学学报:自然科学版,1997,25(1):39-43.
- [3] 林书玉.弯曲振动矩形薄板的辐射声场研究[J].声学及电子工程,2000,20(3):13-18.
- [4] CUPIAL P. Three-dimensional natural vibration analysis and consideration for a piezoelectric rectangular plate[J]. Journal of Sound and Vibration, 2005, 283: 1093-1113.
- [5] 穆廷荣.压电陶瓷和金属构成的复合薄圆板的强迫振动——A:电压策动[J].声学学报,1983,38(5):300-308.
- [6] 穆廷荣.压电陶瓷和金属构成的复合薄圆板的强迫振动——B:均匀声压策动[J].声学学报,1983,8(6):364-378.

- [7] 吉德三. 压电陶瓷—金属双迭片弯曲型压电传感器谐振频率研究[D]. 武汉:华中科技大学, 2005.
- [8] 丁少虎. 小功率弯曲振动换能器的理论及实验研究[D]. 西安:陕西师范大学, 2008.
- [9] 李丹, 卢贵武, 王东. 三叠片换能器的仿真与测试[J]. 内蒙古师范大学学报:自然科学汉文版, 2013, 42(4): 417-423.
- [10] 阚君武, 吴一辉, 宣明, 等. 泵用两叠片圆形压电振子的弯曲振动分析[J]. 机械工程学报, 2005, 41(1): 54-59.
- [11] 林书玉. 弯曲振动压电陶瓷换能器[J]. 压电与声光, 1994, 16(5): 27-30.
LIN Shuyu. Piezoelectric ceramic flexural vibrating transducer[J]. Piezoelectrics & Acoustooptics, 1994, 16(5): 27-30.
- [12] 林书玉, 张福成. 模式转换弯曲振动超声换能器的研究[J]. 应用声学, 1994(1): 37-39.
- [13] Shuyu Lin. Study on the high Power ai-coupled ultrasonic compound transducer[J]. Ultrasonics, 2006, 44: 545-548.
- [14] 林书玉. 弯曲振动超声换能器的振动特性及辐射声场研究[J]. 陕西师范大学学报:自然科学版, 2003, 31(3): 32-39.
- [15] 张光斌, 林书玉. 气介弯曲振动换能器的辐射声压及指向特性[J]. 陕西师范大学学报:自然科学版, 1999, 27(3): 26-49.
- [16] 林书玉. 弯曲振动气介式超声换能器的振动特性及辐射声场研究[J]. 声学与电子工程, 2004, 75: 1-7.
- [17] 梁召峰, 周光平, 张亦慧. ANSYS 在功率超声领域中的应用[J]. 机械与电子, 2005, (8): 10-13.
- [18] 莫喜平. 借助 ANSYS 优化设计声学换能器[M]. 2008.
- (上接第 619 页)
- [6] 袁颖, 胡永明, 胡正龙, 尤晶, 顾豪爽. 单晶钛酸铋纳米片的 XPS 和 Raman 特性[J]. 稀有金属材料与工程, 2007, 36: 95-98.
YUAN Ying, HU Yongmin, HU Zhenglong, et al. The XPS and raman characteristics of single-crystal bismuth titanate nanoflakes[J]. Rare Metal Materials and Engineering, 2007, 36(suppl. 2): 95-98.
- [7] GU Haoshuang, BAO Dinghua, WANG Shimin, et al. Synthesis and optical properties of highly c-axis oriented $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ thin films by Sol-Gel processing[J]. Thin Solid Films, 1996, 283(1/2): 81-83.
- [8] LEITE E R, SANTOS L P S, CARRENO N L V, et al. Photoluminescence of nanostructured PbTiO_3 processed by high-energy mechanical milling [J]. Appl Phys Lett, 2001, 78(15): 2148-2150.
- [9] ORHAN E, VARELA J A, ZENATTI A, et al. Room-temperature photoluminescence of BaTiO_3 : Joint experimental and theretical study[J]. Phys Rev B, 2005, 71(8): 085113-1-7.
- [10] KAN D, TERASHIMA T, KANDA R, et al. Blue-light emission at room temperature from Ar^+ -irradiated SrTiO_3 [J]. Nat Mater, 2005, 4(11): 816-819.
- [11] TAKAGAHARA T, TAKEDA K. Theory of the quantum confinement effect on excitons in quantum dots of indirect-gap materials[J]. Phys Rev B, 1992, 46(23): 15578-15581.
- [12] MATUS M, KUZMANY H, SOHMEN E. Self-trapped polaron exciton in neutral fullerene C_{60} [J]. Phys Rev Lett, 1992, 68(8): 2822-2825.
- [13] ZHANG W F, YIN Z, ZHANG M S, et al. Roles of defects and grain sizes in photoluminescence of nanocrystalline SrTiO_3 [J]. J Phys: Condens Matter, 1999, 11(29): 5655-5660.
- [14] DIJKEN A V, MAKKINJE J, MEIJERINK A. The influence of particle size on the luminescence quantum efficiency of nanocrystalline ZnO particles[J]. J Lumin, 2001, 92(4): 323-328.