

振动试验: 振幅 2mm(10Hz—35Hz), 加速度 2g(35Hz—350Hz). 冲击试验: 加速度 30g, 冲击次数 1000 次. 高温试验: + 60℃ (换能器及电路). 低温试验: - 40℃ (换能器), - 15℃ (电路). 潮湿试验: + 40℃, 相对湿度 93%, 24 小时.

四、结 语

利用超声波来探测车后障碍物是一种较为

方便的方法,适用于车速不太快的场合(如倒车过程). 同样的原理亦可用于一般运动物体的避碰(如天车),及空气中测距,入侵报警等方面的应用. 应用领域十分广泛.

* 先后曾参加研制工作的尚有陈海坤、郑国范、樊发聪、刘子健、郝隆盛等

参 考 文 献

- [1] 一ノ瀬裕・飛田瑞広, 日本音響学会誌, 42-6(1986), 441—446.

纵向振子共振频率的理论和实验研究(1)

兰 军

(中国科学院声学研究所)

1988 年 10 月 14 日收到

本文摘要总结了纵向振子径向和纵向共振频率的一些公式;对带孔和带盖板的圆盘振子,给出了计算径向共振频率的经验公式. 本文重点研究了电边界条件对纵向共振频率的影响以及径向和纵向振动的耦合,并给出了适合工程计算的公式. 其中耦合问题和实验与理论的比较在本文的第二部分介绍.

一、引 言

纵向振子压电换能器是目前在水声和超声中应用最广泛的一种,因为它利用了大的压电常数 d_{33} , 具有单向性和便于施加预应力等优点. 纵向振子的形式有很多种,有单个圆片换能器、两个圆片粘在一起的换能器、圆片前后加盖板的朗之万型换能器以及用途十分广泛的复合棒型换能器. 在研究这些换能器时,为了简化工程计算,有时把换能器视为只有纵向振动的振子,例如复合棒振子;有时把振子的振动视为单纯的平面问题,例如大圆盘振子. 对于电边界条件,一般也简单地或视为电位移 D 是常数,或视为电场强度 E 为常数. 这些简化在很多情况下是可行的,但在另外一些情况下又带来不小的误差. 这些问题的严格计算是相当复

杂的. 近年来国内一些作者利用有限元方法研究多维耦合振动取得了一些有用的结果,揭示了一些新的规律,但这些结果往往比较复杂. 在工程上有时需要更加简单的公式,尽管它们有时比较粗糙,理论推导也不十分严格,但它们易于揭示出本质的东西,指出问题的规律性. 本文就是试图从理论和实验的结合来研究上述问题,给出一些适合工程计算的公式. 为了理论的完整和实际工程的需要,本文也摘要总结了一些常用公式,并辅之以必要的计算.

二、纵向振子径向和纵向共振频率的一些计算公式

本文用上标“ r ”和“ l ”分别表示与共振频率和反共振频率有关的量,用下表 R 和 l 分别代表与径向和纵向有关的量. 本文的一切计算

所使用的材料参数均引自文献[1]。

1. 纵向极化大圆盘的径向共振频率

用 R 和 l 代表圆盘的半径和厚度。大圆盘指 $R \gg l$, 因而对共振频率有 $f_l \gg f_R$ 。引入下面的符号:

$$\left. \begin{aligned} C_{11}^p &= C_{11}^E - (C_{13}^E)^2 / C_{33}^E = S_{11}^E / [(S_{11}^E)^2 - (S_{12}^E)^2] \\ C_{12}^p &= C_{12}^E - (C_{13}^E)^2 / C_{33}^E = \sigma^E C_{11}^p \\ e_{31}^p &= e_{31}^E - e_{33}^E C_{13}^E / C_{33}^E \\ &= d_{31} / [S_{11}^E (1 - \sigma^E)] \\ \epsilon_{33}^p &= -2d_{31}^2 / (S_{11}^E + S_{12}^E) + \epsilon_{33}^T \\ &= \epsilon_{33}^T (1 - k_p^2) \\ \sigma^p &= C_{12}^p / C_{11}^p = \sigma^E \\ (k^p)^2 &= e_{31}^p / (C_{11}^p \epsilon_{33}^p) \\ &= k_p^2 (1 + \sigma^E) / [2(r k_p^2)] \\ k^p &= \omega^p / C, \quad k^r = \omega^r / C \\ C &= \sqrt{C_{11}^p / \rho} \\ &= \sqrt{1 / \{\rho S_{11}^E [1 - (\sigma^E)^2]\}} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

上面各式中, 各量上标 p 纯粹是个符号, 表明该量不同于通常的弹性常数和机电参数; k_p 是材料的平面耦合系数, σ^E 是常 E 时的泊松比, 对非压电体 σ^E 就是一般的泊松比。 ρ 是材料密度。大圆盘的径向共振频率和反共振频率满足下面的公式 (它们可以在一般叙述换能器振动的书中查到)

$$(1 - \sigma^p) \frac{J_1(k^p R)}{k^p R} = J_0(k^r R) \quad (2)$$

$$[1 - \sigma^p - 2(k^p)^2] \frac{J_1(k^r R)}{k^r R} = J_0(k^p R) \quad (3)$$

(2) 和 (3) 式中的第 i 个根分别用 $(k^r R)_i$ 和 $(k^p R)_i$ 表示, 则第 i 次谐波的径向共振频率和反共振频率分别由第(4)和(5)式表示

$$f_i^r = \frac{(k^r R)_i \sqrt{1 / \{S_{11}^E \rho [1 - (\sigma^E)^2]\}}}{2\pi R} \quad (4)$$

$$f_i^s = \frac{(k^s R)_i \sqrt{1 / \{S_{11}^E \rho [1 - (\sigma^E)^2]\}}}{2\pi R} \quad (5)$$

常用的几种压电材料和金属的 σ^E 和 $(k^r R)_0$ 值如表 1, 由它们可以计算用相应材料做的振

应用声学

子的共振基频。

表 1 几种材料的 σ^E 和 $(k^r R)_0$

材料	钢	PZT8	PZT4	铝	PZT5	黄铜
σ^E	0.28	0.31	0.33	0.34	0.35	0.37
$(k^r R)_0$	2.036	2.055	2.067	2.074	2.080	2.092

由上述材料做成的振子的 $(k^r R)_1$ 值在 5.38—5.41, σ^E 越大该值越大。

对于 PZT4, 方程(2)和(3)的前 6 个根如表 2

表 2 PZT4 的 $(k^p R)_i$ 和 $(k^s R)_i$

i	0	1	2	3	4	5
$(k^r R)_i$	2.067	5.394	8.520	11.75	14.87	18.03
$(k^s R)_i$	2.405	5.520	8.654	11.792	14.931	18.076

(3)式左边括号可以变形为

$$A = 2 - \frac{1 + \sigma^E}{1 - (k_p)^2}$$

对于 PZT4、PZT5 和 PZT8, A 和 $(k^s R)_0$ 值如表 3 所示

表 3 几种压电材料的 A 和 $(k^s R)_0$

材料	PZT4	PZT5	PZT8
A	-0.0032	-0.109	0.201
$(k^s R)_0$	2.40	2.45	2.32

从公式(2)左边可以看到 $(1 - \sigma^E)$ 和 $J_1(k^r R)$ 均小于 1, 当 $k^r R$ 比较大时方程式左边接近于零, 因此 $(k^r R)_i$ 近似为 $J_0(k^r R)$ 的第 i 个零点。根据贝塞尔函数的性质可知, 在这种条件下有

$$(k^r R)_{i+1} \approx (k^r R)_i + \pi/2 \quad (6)$$

事实上, 当 $i \geq 2$ 时, $(k^r R)_i$ 就近似等于 $J_0(k^r R)$ 的第 i 个零点, (6) 式也就近似成立。这可以从表 2 得到证实。对于 PZT4, 从表 3, 由于 A 值很小, 所以 $(k^s R)_i$ 刚好是 $J_0(k^r R)$ 的第 i 个零点。从表 2 比较 $(k^r R)_i$ 和 $(k^s R)_i$ 可

以看到,它们之间的相对差值当 $i \geq 2$ 时变得很小.这说明从第二个谐波开始,其共振峰变得很窄,以至在高次谐波中其峰值很难测出.

2. 大圆盘的纵向共振频率和反共振率

纵向反共振频率满足方程

$$\cot \frac{k^s l}{2} = 0 \quad (7)$$

由此得出

$$f^s = \frac{C^D}{2l} (1 + 2n), n = 0, 1, 2, \dots \quad (8)$$

其中 C^D 是常 D 下的声速,其值为

$$C^D = \sqrt{C_B^D / \rho} \quad (9)$$

纵向共振频率满足方程

$$\cot \frac{k^r l}{2} \approx \frac{2}{\pi} \frac{f^s}{f^r} k_i^2 \quad (10)$$

它的近似解为

$$\left. \begin{aligned} f^r &= f^s f_0 \\ f_0 &= 1 - \frac{4}{\pi^2} k_i^2 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

对于 PZT4、PZT5 和 PZT8, f_0 值如表 4 所示

表 4 几种压电材料的 f_0 值

材 料	PZT4	PZT5	PZT8
f_0	0.895	0.903	0.914

3. 带孔的圆盘的径向和纵向共振频率

在实际应用中有时需要带孔的圆片. 用 R_k 代表孔的半径. 对这种圆片可以得到严格解,但解的形式比较复杂,不但包括贝塞尔函数,还包括诺依曼函数. 实验表明,将(4)和(5)式稍作修改,可供这种圆片有关基频的工程估算:

$$f^r = \frac{(k^r R)_0 \{S_{11}^E \rho [1 - (\sigma^E)^2]\}^{-1/2}}{2\pi(R + R_k)} \quad (12)$$

$$f^s = \frac{(k^s R)_0 \{S_{11}^E \rho [1 - (\sigma^E)^2]\}^{-1/2}}{2\pi(R + R_k)} \quad (13)$$

当 $R_k \rightarrow 0$ 和 $R_k \rightarrow R$ 时,带孔圆盘分别变为实心圆盘和薄壁圆管. 后者的共振频率有精确公式

$$f^i = \frac{\{S_{11}^E \rho [1 - (\sigma^E)^2]\}^{-1/2}}{2\pi R}$$

对几种常用压电材料和金属, $(k^r R)$ 的值介于 2.04—2.09. 因此当 $R_k \rightarrow 0$ 和 $R_k \rightarrow R$ 时, (12)式就分别同于和近似同于该情况下的频率计算公式. 当孔是中等大小时, (12)和(13)式的误差可能稍大些. 注意(12)和(13)式不能应用于谐波. 可以想象,当 $R_k \rightarrow R$ 时圆片变成了薄壁圆柱壳,它的径向没有谐波. 从这种极端情况可以看出,如果将(12)式应用于谐波,若孔越大或谐波阶次越高,实际的谐振频率越大于(12)式计算的结果.

带孔圆盘纵向共振频率和反共振频率仍然可以用(8)式和(10)式计算,但其中的声速应该进行修正. 例如,当 $R \rightarrow 0$ 时声速应取棒速

$$c_B = \sqrt{\frac{1}{\rho S_{33}^D}}; \quad (14)$$

当 $R_k \rightarrow R$ 而且 R 比较大时,圆片变成薄壁圆柱壳,因而声速应取板速

$$c_P = \sqrt{\frac{1}{\rho S_{33}^D [1 - (\sigma^E)^2]}}; \quad (15)$$

当 $R_k \rightarrow 0$, $R \gg l$ 时,声速是纵波声速

$$c_L = \sqrt{\frac{c^D}{\rho}} \quad (16)$$

对于 PZT4, $c_L = 4600$ m/s, $c_P = 4351$ m/s, $c_B = 4108$ m/s. 对于带孔的大圆盘,声速应在 c_L 和 c_P 之间,视孔的大小做适当的修正.

4. 前后带盖板的情形

设振子结构如图 1 所示,其中 $(l_1 + l_3)$ 部分为敏感元件,竖虚线代表节面的位置. 设盖板为圆台型(圆柱型是它的特例),前后盖板的大小端半径分别是 R_2 和 R_1 , R_3 和 R_4 . 计算径向频率时可近似地把圆台等效成圆柱型,其截面等效半径为 $R_c = \sqrt{R_1 R_2}$ (对前盖板) 和 $R_c = \sqrt{R_3 R_4}$ (对后盖板).

(1) 径向共振频率

设按公式(4)或(12)分别计算出前后盖板的径向共振频率为 f_2^r 和 f_1^r ,中间灵敏元件部分的共振频率为 f_i^r ,而它们的长度分别为 l_2 、 l_1 和 $(l_1 + l_3)$,则整个振子径向共振频率可以近似

用下式表示

$$f^r = \frac{f_1(l_1 + l_3) + f_2 l_2 + f_4 l_4}{l_1 + l_2 + l_3 + l_4} \quad (17)$$

同样易于从(5)或(13)式可以得到与(17)式相同的关于 f^s 的公式, 只要将上标 r 变为 s .

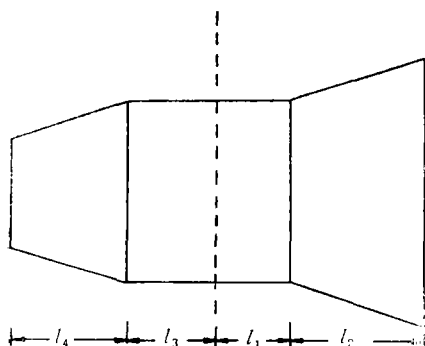


图1 带盖板振子的结构示意图

(2) 纵向共振频率

带盖板的振子的纵向共振频率在不少文献中都有叙述, 例如文献[2]和[3]。这里摘要叙述如下:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} k_1 l_1 = & Z_1 / Z_2 F k_2 l_2 [(1 + F) k_2 l_2 \\ & - \operatorname{tg} k_2 l_2] / [1 + F(1 + F)] \\ & \times (k_2 l_2)^2 \operatorname{tg} k_2 l_2 - k_2 l_2 \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} k_3 l_3 = & Z_3 / Z_4 \phi k_4 l_4 [(\phi - 1) k_4 l_4 \\ & + \operatorname{tg} k_4 l_4 / [1 + \phi(\phi - 1)] \\ & \times (k_4 l_4)^2 \operatorname{tg} k_4 l_4 - k_4 l_4 \end{aligned} \quad (19)$$

在上两式中

$$F = \frac{R_1}{R_2 - R_1}, \quad \phi = \frac{R_3}{R_3 - R_4} \quad (20)$$

在(18)式中如令 $F = -\phi$, 并将下标 1 变 3, 2 变 4 就可以得到(19)式。当 $F = \phi = \infty$ 时, 圆台盖板变成圆柱型, 则(18)和(19)式变成

$$\operatorname{tg} k_1 l_1 \cdot \operatorname{tg} k_2 l_2 = Z_1 / Z_2 \quad (21)$$

$$\operatorname{tg} k_3 l_3 \cdot \operatorname{tg} k_4 l_4 = Z_3 / Z_4 \quad (22)$$

在上面诸式中 Z_2 、 Z_4 代表前后盖板的声阻抗, $Z_3 = Z_1$ 代表陶瓷的声阻抗, $Z_i = \rho_i c_i S_i$ 。对于圆台型盖板, S 代表与陶瓷相连一端的面积。

对于表面形状更复杂的复合棒振子, 如果只考虑纵向振动, 其共振频率的计算可参看文献[3]。

在(18)和(19)式中, $k_i = 2\pi f / c_i$, 其中 c_i 为声速, 与半径和长度的比有关; 灵敏元件的 c 还与电边界条件有关, 不同的边界条件其值差异可能很大。例如对于 PZT4, 当 E 为常数而半径很小时 $c = 2933 \text{ m/s}$, 当 D 为常数而半径很大时 $c = 4600 \text{ m/s}$ 。下面我们将分别研究电边界条件和径长耦合的影响。

三、电边界条件的影响

在通常的理论推导中, 为了简化经常假设振子具有常 E 或常 D 的电边界条件。在很多情况下振子也是近似满足这些电边界条件的, 而在有些情况下则不满足这些条件。一般地说, 当振子处于孤立状态时, 即振子受到应力产生的电荷不能被导走时, 可认为振子处于常 D 状态, 这时其内部由于极化电荷产生的场随着振动方向上的位置发生变化, 故 E 是位置的函数; 当应力所产生的面极化电荷用某种方法完全导走后, 则内部没有极化电场, 电场处处为零(如果没有施加外电场), 这时是常 E 状态, 而 D 不是常数; 在其它情况下均不能认为是常 D 或常 E 状态。

对于纵向极化的单片圆盘振子, 当它作纵向振动时, 由应力产生的任何电极化电荷都自由存在, 故是常 D 状态, 而 E 沿厚度方向变化。当这种振子做径向振动, 由于 3-1 方向的压电效应, 在平行于电极方向将产生极化电荷, 本来它们也是随径向位置而变化的, 但由于电极面的作用, 使整个极化电极表面不管径向位置如何均处于同一等位面上, 因而电场强度不是径向位置的函数, 而是常数了。

假定振子是由多片粘成, 在电学上并联激发。在每一片内部极化电荷孤立存在, 因而是处于常 D 状态; 不同片的相同电极处于相同电位, 因而又是常 E 状态。因此整个振子处于常 D 和常 E 的混合状态。如果振子包含片数很多, 每片很薄, 以至振动时每片内部应力变化很小, 因而 E 变化很小近似为常数, 则整个振子就近似处于常 E 状态了。所以一般的复合棒振子

当包含陶瓷片比较多时可以按常 E 电边界条件处理。

单片陶瓷可用一个 T 型网络描写如图 2,

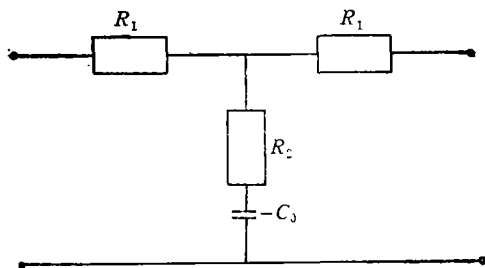


图2 单片陶瓷的等效 T 型网络图

图中

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= j\rho c^D S \operatorname{tg} \frac{kl}{2} \\ R_2 &= \rho c^D S / (j \sin kl) \\ c_0 &= S(1 - k_{33}^2) \epsilon_{33}^T / l \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

而耦合系数和机电转换系数分别为

$$\left. \begin{aligned} k_{33}^2 &= \frac{d_{33}^2}{S_{33}^E \epsilon_{33}^T} \\ \phi &= \frac{d_{33} S}{S_{33}^E l} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

式中对这种振子假设了 D 是常数, 故声速取 c^D , 同时有一个 $-c_0$ 与 R_2 串联。如果是常 E 状态, $-c_0$ 消失。

经过简单的变换可得含 R_2 支路内的总阻抗为

$$Z_2 = R_2 - \frac{\phi^2}{j c_0 \omega} = \frac{\rho c_{eff} S}{j \sin kl} \quad (25)$$

其中等效声速为

$$c_{eff} = c^D \left(1 - \frac{\sin kl}{kl} k_{33}^2 \right)^{1/2} \quad (26)$$

这说明在网络中 R_2 与 $-c_0$ 可以合并成一个元件 Z_2 , 它的阻抗在形式上与 R_2 完全相同, 只要把 c^D 换成 c_{eff} 。注意这里的 c_{eff} 与文献[2]中的(2.3.13b)式不同, 对大圆片 c_{eff} 中的 k_{33} 换成 k_t 。

当振子由单个陶瓷片组成, 共振时有 $kl = \pi$, 代入(26)式得 $c_{eff} = c^D$; 当振子由 n 片陶瓷片组成, 共振时粗略近似有 $kL = \pi = nkl$ 。这时在单片内(26)式也是正确的。当 n 很大时, $kl \rightarrow 0$, 于是从(26)式得 $c_{eff} \approx c^E$ 。这两种极端情况都与我们上面的分析一致。在图2中包

含在左面 R_1 中的声速仍然是 c^D 。一个等效线路中包含两种声速 c^D 和 c_{eff} , 这是很不方便的, 当振子由多片组成时, 也无法对等效线路化简。我们取一个近似: 将 R_1 中的 c^D 用 c_{eff} 代替。下面讨论这种近似可能产生的最大误差。我们假设振子由两片或两片以上陶瓷片组成, 则近似有 $kl \leq \pi/2$, 因此有

$$\begin{aligned} \rho c^D S \operatorname{tg} \frac{kl}{2} &\approx \rho c^D S \left[\frac{kl}{2} + \frac{1}{3} \left(\frac{kl}{2} \right)^3 \right] \\ &= \frac{m\omega}{2} \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\omega l}{2c^D} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

$m = \rho l S$ 。由(26)式解出 c^D 代入上式经过简单整理得

$$\begin{aligned} \rho c^D S \operatorname{tg} \frac{\omega l}{2c^D} &= \rho c_{eff} S \operatorname{tg} \frac{\omega l}{2c_{eff}} \\ &\times \left[1 - \frac{\frac{1}{3} \left(\frac{\omega l}{2c_{eff}} \right)^2 k_{33}^2 \sin kl / kl}{1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\omega l}{2c_{eff}} \right)^2} \right] \quad (27) \end{aligned}$$

当振子由两片组成时, (这时替代带来的误差最大),

$$\frac{\omega l}{2c_{eff}} \approx \frac{\pi}{2};$$

对于 PZT4, $k_{33} \approx 0.7$, 代入(27)式, 括号中的第二项值近似为 0.0532。对于无盖板的纵向振子, 等效质量主要由 R_1 决定, 因此用 c_{eff} 代替 c^D 使等效质量增加了 5.32%, 因而使共振频率下降了 2.66%, 当振子由四片组成, 共振频率误差仅为 1.3%。若振子具有盖板, 振子的等效质量主要由盖板的质量决定, 这种声速代替引起共振频率的误差更微。

这样, 我们引入等效声速后, 在 T 型网络中 $-c_0$ 取消了, R_1 和 R_2 中的声速均用 c_{eff} 代替。无盖板的单片和多片振子的共振频率应为

$$f^r = \frac{c_{eff}}{2L} \quad (28)$$

这里 L 是振子总厚度。它在形式上与计算单片的反共振频率公式完全相同。

对于有盖板的振子, 灵敏元件是多片陶瓷, 等效线路的简化完全可以按照文献[2]去做, 只

(下转第 15 页)

表1 不同调谐时与有关参数变化相对应的频率范围

换能器号	f_0 (kHz)	Δf_G (kHz)	调谐	$\Delta f(\varphi_{i_n})$ (kHz)	$\Delta f(Z_{i_n})$ (kHz)	$\Delta f(\varphi_V)$ (kHz)	$\Delta f(V_T)$ (kHz)	$\Delta f(\varphi_I)$ (kHz)	$\Delta f(I_T)$ (kHz)
72	4.3	3.45→5.70	A	3.50→5.20	3.80→5.00	全	3.80→5.00	3.50→5.20	3.30→5.50
			P	3.50→5.20	3.80→4.90	全	3.80→4.90	3.50→5.20	3.30→6.00
			S	3.90→5.50	3.20→4.30	3.75→5.55	3.70→4.70	3.80→5.40	3.20→5.50
91	3.8	3.45→4.30	A	3.70→3.85	3.65→3.95	全	3.70→3.90	3.75→3.90	3.70→3.95
			P	3.70→3.85	3.75→4.00	全	3.70→3.90	3.70→3.85	3.60→4.00
			S	3.70→4.30	3.75→3.85	3.50→4.00	3.65→3.85	3.90→4.30	3.75→3.85

注: $\Delta f(\varphi_{i_n})$ 、 $\Delta f(\varphi_V)$ 、 $\Delta f(\varphi_I)$ ——相角变化小于 $\pm 10^\circ$ 时的频率范围 $\Delta f(|Z_{i_n}|)$ 、 $\Delta f(|V_T|)$ 、 $\Delta f(|I_T|)$ ——幅度变化小于 $\pm 10\%$ 时的频率范围

由图8—图10和表1可以看出:

(1) 对于71号换能器(见图8)和91号换能器(见图10a),计算的 φ_{i_n} 与实测的值符合较好,这证明依据无调谐时的实测 G 、 B 值来计算调谐后的输入阻抗是可靠的。进一步可推断,用此法计算的电压转移函数和电流转移函数是有实际意义的。

(2) 无论是对71、72号换能器,还是91号换能器,自耦变压器调谐和并联调谐是很相近的,而自耦变压器调谐可同时实现阻抗匹配。

(3) 表1说明:除了电压转移函数的相角(φ_V)在A、P调谐时在整个计算频率范围内(表中以“全”表示)近似为零外(而S调谐 φ_V 有较剧烈变化),其它各项参数在A和P调谐与S调谐差不多。因此A和P调谐的电压转移函数较好。理论上对于电压源串联调谐较好,对于电流源并联调谐较好。但实际的功率源既不能看成是电压源,亦不能看成是电流源。这里得出的关于并联调谐较好的结论,是对于具体的换能器(谐振频率有功阻在 $1k\Omega$ 左右,和功率源

输出阻抗为 200Ω 左右)这一实际情况而言的。

(4) 从表1和图10看出,对于71和72号换能器,各种调谐都能做到,在较宽频率范围内有关参数变化不大,而对91号换能器则不能做到。71、72号换能器本身频带较宽(大于 $2kHz$),而91号换能器本身频带较窄(小于 $1kHz$)。这说明,带宽较大的换能器用于组成基阵是十分有利的。

(5) 对于带宽较大的换能器,各种调谐时都能在较宽频带内得到较稳定的参数,因此在计及互辐射影响时,只要在设计调谐变压器时使用互辐射存在时的换能器的 G 和 B ,可能在较宽频带内实现速度控制。

在形成本文的过程中,与俞宏沛同志作过多次有益的讨论,有关实验数据是测量组有关同志一道测量的,在此谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] 李瀚荪: 电路分析基础(下册)高等教育出版社,1983年,第二版。

(上接第8页)

要用 c_{eff} 代替 c^D 和 c^E 即可。

关于径向和纵向振动的耦合问题以及实验与理论的比较留待本文的第二部分讨论。

参 考 文 献

- [1] 王荣津等,水声材料手册,科学出版社,1983。
[2] 周福洪,水声换能器及基阵,国防工业出版社,1984。