

Research on Simulation Method of Planar Diaphragm Transducer

Caixia Dong, Weifei Chen

Guoguang Electric Co, Ltd., Guangzhou Guangdong
Email: 1009027603@qq.com

Received: Aug. 4th, 2020; accepted: Aug. 18th, 2020; published: Aug. 25th, 2020

Abstract

Aiming at the problem that it is difficult for planar diaphragm transducers to quickly predict their acoustic performance using the common electro-mechanical-acoustic analogy method of the centralized parameter system, this paper combines the theory-simulation-test method to the circular plane. The diaphragm was studied, and the average displacement, effective radiated area, equivalent mass, equivalent compliance, and equivalent mass of the circular diaphragm under vibration were obtained by the "equivalent" concentrated parameter method. The parameters of vibration quality and other parameters change with frequency, and this result is applied to the calculation and simulation of the acoustic curve of the flat panel loudspeaker, which is compared with the measured curve. The results show that the acoustic curve of the loudspeaker calculated by this method has a high degree of agreement with the measured curve and has a certain reference value.

Keywords

Forced Vibration, Distributed Parameters, Equivalent Concentrated Parameters, Flat Panel Speakers

平面振膜换能器仿真方法研究

董彩霞, 陈维菲

国光电器股份有限公司, 广东 广州
Email: 1009027603@qq.com

收稿日期: 2020年8月4日; 录用日期: 2020年8月18日; 发布日期: 2020年8月25日

摘要

针对平面振膜换能器难以用集中参数系统常见的电-力-声类比的方法对其声学性能进行快速预测的问

题, 本文通过理论 - 仿真 - 测试相结合的方式, 对圆形平面振膜进行了研究, 通过“等效”集中参数的方法, 得到了圆膜在强迫力作用下的平均位移、有效辐射面积、等效质量、等效顺性及圆膜振动时的等效同振质量等参数随频率变化的规律, 并将该结果应用于平板扬声器的声学曲线计算及仿真中, 与实测曲线进行了对比。结果表明, 通过该方法计算得到的扬声器的声学曲线与实测曲线有较高的吻合度, 具有一定的参考价值。

关键词

强迫振动, 分布参数, 等效集中参数, 平板扬声器

Copyright © 2020 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

诸多传声器和扬声器的振膜均可以近似看作周围嵌定的平面圆膜。与振膜可近似为活塞运动的传统扬声器相比, 该类平面振膜型换能器主要靠振膜各面元之间的张力相互牵引而产生垂直方向的横振动, 它属于弹性体, 而非刚性体。与其他弹性体相同, 该类换能器的振动系统属于分布参数系统, 而非集中参数系统。当振膜处于振动状态时, 同一时刻, 各面元的位移是不均匀的, 其振动位移和振膜上各面元的位置有关。

由于传统扬声器可看作集中参数系统, 使用电 - 力 - 声类比的方法对其进行性能预测, 相对来说容易许多。因此, 为了简便、快速地对分布参数系统扬声器单元性能进行预测和仿真, 我们将对分布参数系统扬声器的振动系统进行“等效”处理。

所谓等效集中参数[1], 即一个分布参数系统的动能和势能与另一个集中参数系统的动能和势能相等, 此时, 这一集中参数系统的质量、弹性系数及有效辐射面积等参数便成为该分布参数系统的等效参数。

林文静[2] [3]等人通过数值计算和有限元仿真的方法介绍了圆形薄膜自由振动的固有频率和固有模态; 杜功焕等人[1]通过动能相等的方法介绍了圆膜在自由振动状态时的等效质量和等效弹性系数; 王其申[4]通过势能相等和动能相等的方式, 介绍了把自由振动状态下的分布参数系统等效成集中参数系统的两种方法。

本文在前人研究[1]-[9]的基础上, 通过“等效”的方法, 对圆膜在强迫力作用下振动时的等效集中参数及振动规律进行了理论研究, 并以平板扬声器作为研究对象, 使用数值计算和电路仿真的方法对其声学性能进行了计算和仿真, 同时, 使用 Klippel 及 AP 测试系统对其声学性能进行了测试。仿真与实测结果较高的吻合度表明, 该方法对分布参数振动系统的研究具有一定的参考价值。最后, 本文对仿真与实测结果的差异进行了分析, 可以作为进一步研究的参考方向。

2. 强迫力作用下圆膜的振动

圆具有以圆心为中心的中心对称性, 结构较为简单。本文将周围嵌定的直径为 $d = 60 \text{ mm}$, 半径为 $a = 30 \text{ mm}$ 并处于极坐标中的张紧的平面圆膜作为研究对象, 如图 1 所示。其中, r 为极径, θ 为极角。设圆膜各面元之间存在着均匀分布的张力 T , 该圆膜的面密度为 σ 。

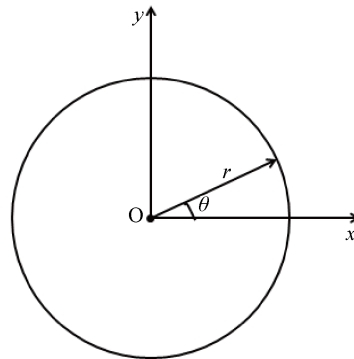


Figure 1. Circular film in polar coordinates

图 1. 极坐标中的圆膜

2.1. 圆膜的位移

当圆膜受到与其垂直的外力扰动时, 就会发生变形, 各面元就会在张力的作用下产生横振动。假设圆膜振动为仅与极径有关, 而与极角无关的简谐振动, 并设 η 为膜上任意一点离开平衡位置的垂直方向位移, 则根据膜的振动理论[1], 并考虑到圆心位移为有限值等边界条件, 可以得到圆膜的位移表达式为:

$$\eta(t, r) = AJ_0(kr)e^{j\omega t} \quad (1)$$

其中, $J_0(kr)$ 为以圆膜半径为参数的零阶贝塞尔函数, A 为任一常数, $k = \frac{2\pi f}{c}$ 为波数, $\omega = 2\pi f$ 为圆膜振动的圆频率, f 为振动频率, c 为声波传播速度, t 为时间。

2.2. 强迫力作用下圆膜的位移

假设圆膜受到均匀简谐外力的作用而作强迫振动, 该强迫力可以表示为:

$$F = F_a e^{i\omega t}, \quad (2)$$

其中, F_a 为所受强迫力的幅值, (对平板扬声器而言 $F_a = BII = BIV_a/R_e$), $i = \sqrt{-1}$ 为单位复数。则根据圆膜的强迫振动理论[1], 并考虑圆膜在 $r = a$ 处位移为零的边界条件, 可以得到强迫振动时, 圆膜的位移表达式为:

$$\eta(t, r) = \eta_a e^{j\omega t} \quad (3)$$

其中,

$$\eta_a = \frac{p_a}{k^2 T} \left[\frac{J_0(kr)}{J_0(ka)} - 1 \right] = \frac{F_a}{\pi(ka)^2 T} \left[\frac{J_0(kr)}{J_0(ka)} - 1 \right] \quad (4)$$

为圆膜上各面元的位移振幅。可以看到, 它是面元到振膜中心距离 r 及振膜振动频率 f 的函数。图 2 给出了频率为(a) 200 Hz、(b) 8000 Hz、(c) 10,000 Hz 和(d) 15,000 Hz 时, 振膜归一化位移幅值模随半径 r 变化。可以看到, 振膜中心处位移始终为最大值, 且随着频率的提高, 除 $r = a$ 处, 振膜出现了位移为零的位置。

3. 等效集中参数

由式(4)可以看到, 圆膜振动位移与面元的径向位置有关, 属于分布参数系统。为了像集中参数系统一样能够通过电-力-声类比的方法快速对分布参数系统进行性能预测, 可以通过“等效”的方法得到

分布参数系统的等效集中参数。在圆膜上取一径向距离为 $(r, r+dr)$ 的面元作为研究对象, 如图 3 所示。

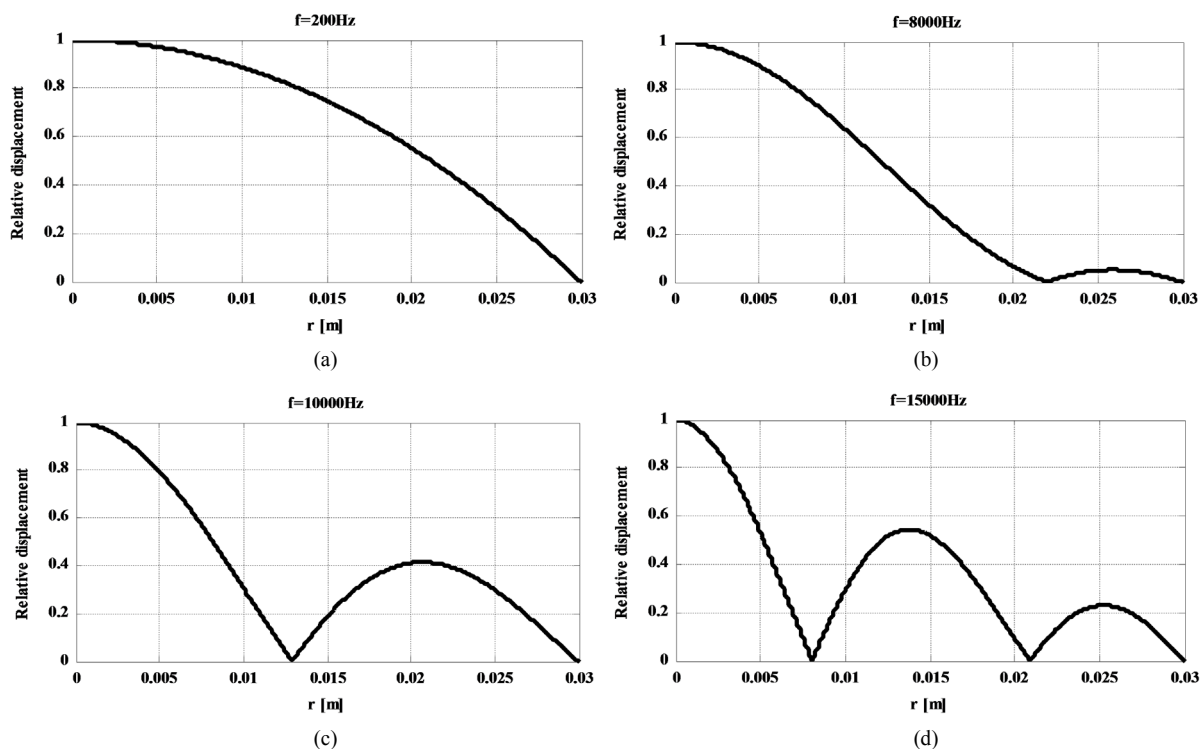


Figure 2. The change of the normalized displacement amplitude mode of the diaphragm with the radius r at a given frequency

图 2. 给定频率下, 振膜归一化位移幅值模随半径 r 的变化

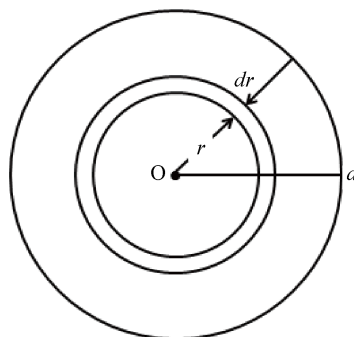


Figure 3. A bin with a radial distance of $(r, r+dr)$

图 3. 圆膜上径向距离为 $(r, r+dr)$ 的面元

3.1. 平均位移

假设, 在振动过程中, 圆膜的辐射面积不随频率变化, 始终为 $S = \pi a^2$, 则圆膜的位移对整个面积上的微元 $2\pi r dr$ 积分, 再除以该面积, 可以求得该圆膜的位移平均值[1]:

$$\bar{\eta}_a = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi \eta_a r dr = \frac{F_a}{\pi (ka)^2 T} \cdot \frac{J_2(ka)}{J_0(ka)} \quad (5)$$

其中, $J_2(ka)$ 为二阶贝塞尔函数。由该式可以看出, 当分母中 $J_0(ka) = 0$, 即圆膜的振动频率为其共振频率时, $\overline{\eta}_a$ 趋于无穷大, 但是由于在实际振动中总是存在阻尼, 使得该位移振幅只能达到一个有限的极大值。而当分子中 $J_2(ka) = 0$, 即圆膜的振动频率为其反共振频率时, $\overline{\eta}_a = 0$ 。圆膜的平均位移随频率的变化曲线如图 4 所示。可以看到, 振膜位移在多处出现极大值, 他们分别对应圆膜的 1, 2, \dots , n 阶模态。

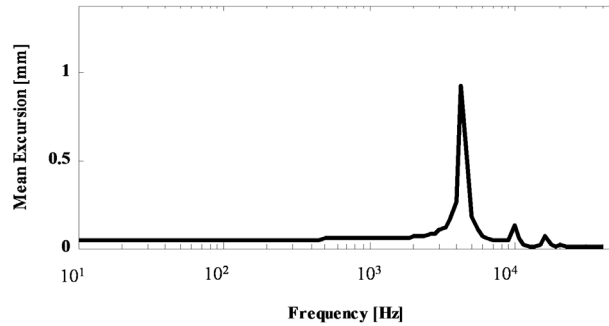


Figure 4. Variation of average diaphragm displacement with frequency

图 4. 振膜平均位移随频率的变化

3.2. 有效辐射面积

假设, 在振动过程中, 振膜的有效辐射面积会随频率变化, 而整个振膜的位移在某给定频率下看作恒定值 $\eta_{a(r=0)}$, 根据式(4), 该值为:

$$\eta_{a(r=0)} = \frac{F_a}{\pi(ka)^2 T} \left[\frac{1}{J_0(ka)} - 1 \right] \quad (6)$$

则圆膜的位移对整个面积上的微元 $2\pi r dr$ 积分, 再除以该位移恒定值, 可以求得该圆膜的等效振动面积:

$$\bar{S} = \frac{1}{\eta_{a(r=0)}} \int_0^a 2\pi \eta_a r dr = \pi a^2 \cdot \frac{J_2(ka)}{1 - J_0(ka)} \quad (7)$$

圆膜的等效振动面积随频率的变化曲线如图 5 所示。可以看到, 当频率较低 ($f < 1000$ Hz) 时, 圆膜有效辐射面积几乎可以看作与频率无关的常数。而当频率升高后, 有效辐射面积会间隔地出现极大值和极小值。

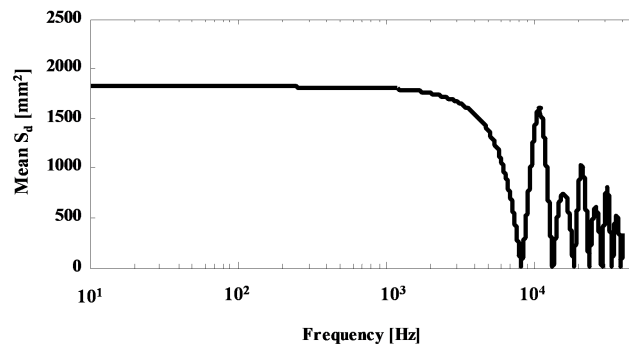


Figure 5. Variation of equivalent vibration area of diaphragm with frequency

图 5. 振膜等效振动面积随频率的变化

3.3. 等效质量

对于任一给定频率, 图 3 所示面元的质量为 $2\pi\sigma r dr$, 则该面元的振动动能 $dE_k(r, t)$ 可以表示为[1]:

$$dE_k(r, t) = \frac{1}{2}(2\pi\sigma r dr) \left(\frac{\partial \eta(t, r)}{\partial t} \right)^2 \quad (8)$$

对其进行一个周期的时间平均, 并对整个振膜进行积分, 可得整个圆膜在该频率下的平均动能为[1]:

$$\overline{E_k} = \int \overline{dE_k(r)} = \frac{1}{2} \pi \sigma \omega^2 A^2 \int_0^a J_0^2(kr) r dr = \frac{1}{4} \pi a^2 \sigma \omega^2 A^2 J_1^2(ka) \quad (9)$$

其中, $J_1(ka)$ 为一阶柱贝塞尔函数。

我们把圆膜的振动等效为圆心处质量为 M_{eq} 的刚性体在劲度为 K_{eq} 的弹簧作用下的振动, 则该刚性体在一个周期内的等效平均动能为[1]:

$$\overline{E} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{M_{eq}}{2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right)^2 dt = \frac{1}{4} M_{eq} \omega^2 A^2 \quad (10)$$

令式(9)和式(10)相等, 可以得到圆形平面振膜的等效质量为[1]:

$$M_{eq} = m J_1^2(ka) \quad (11)$$

其中, $m = \pi a^2 \delta$ 为振膜的实际质量。圆膜等效质量随频率的变化曲线如图 6 所示。可以看到, 随频率的变化, 等效质量会间隔地出现极大值和极小值, 且极大值逐渐减小。

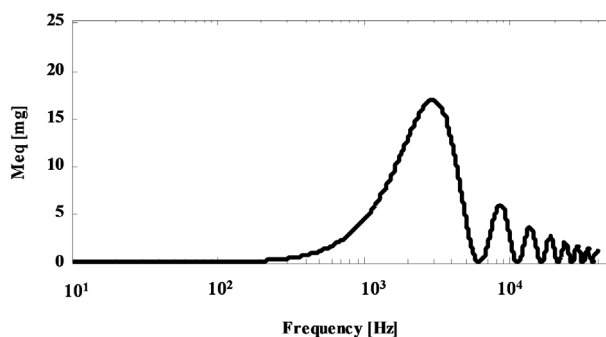


Figure 6. Variation of equivalent mass of diaphragm with frequency

图 6. 振膜等效质量随频率的变化

3.4. 等效劲度

圆膜的等效顺性可以用圆膜与某一集中参数系统势能相等的方法来求解, 而其势能可以由圆膜发生位移时克服张力所做的功来计算[2]。当圆膜振动发生位移后, 面元伸长为 $(\partial \eta(t, r) / \partial r)^2 2\pi r dr / 2$, 于是该面元的势能为[2]:

$$dE_p(r, t) = \frac{1}{2} T \left(\frac{\partial \eta(t, r)}{\partial r} \right)^2 2\pi r dr \quad (12)$$

对其进行一个周期的时间平均, 并对整个圆膜进行积分, 可以得到整个圆膜的在该频率下的平均势能为:

$$\overline{E_p(r)} = \int \overline{dE_p(r)} = \frac{1}{2} \pi T \omega^2 A^2 \int_0^a J_0^2(kr) r dr = \frac{1}{4} \pi a^2 T \omega^2 A^2 J_1^2(ka) \quad (13)$$

我们把圆膜的振动等效为圆心处质量为 M_{eq} 的刚性体在劲度为 K_{eq} 的弹簧作用下的振动, 则其在一个周期内的等效平均势能为:

$$\overline{E_p(r)} = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \frac{K_{eq}}{2} \eta(r,t)^2 dt = \frac{1}{4} K_{eq} A^2 \quad (14)$$

令式(14)和式(15)相等, 可以得到圆形平面振膜的等效劲度为:

$$K_{eq} = \pi a^2 T \omega^2 J_1^2(ka) = m \omega^2 J_1^2(ka) \quad (15)$$

圆膜等效劲度随频率的变化曲线如图 7 所示。可以看到, 圆膜等效劲度随频率出现波动, 且极大值逐渐增大。

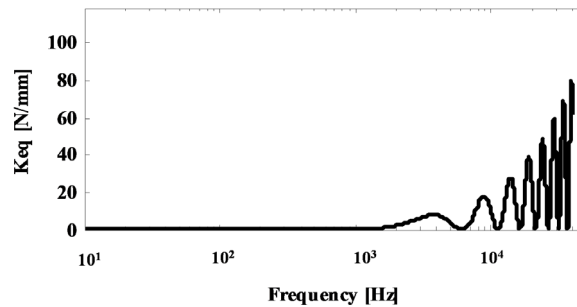


Figure 7. Variation of equivalent stiffness of diaphragm with frequency

图 7. 振膜等效劲度随频率的变化

3.5. 等效同振质量

由于圆膜及其轻薄, 质量非常小, 处于自身辐射场中的圆膜将受到其周围空气的影响, 产生辐射阻和辐射抗, 产生同振质量, 且该同振质量有时甚至会大于圆膜本身的质量。

圆膜振动时, 其在周围媒质中产生的声场会对自身产生反作用, 根据上述等效过程, 把圆膜等效为集中参数系统后, 其振动可近似看作活塞运动, 其抗函数可以表示为[1]:

$$X_1(x) = \frac{4}{\pi} \left(\frac{x}{3} - \frac{x^3}{3^2 \times 5} + \frac{x^5}{3^2 \times 5^2 \times 7} - \dots \right) \quad (16)$$

其变化规律如图 8 所示。

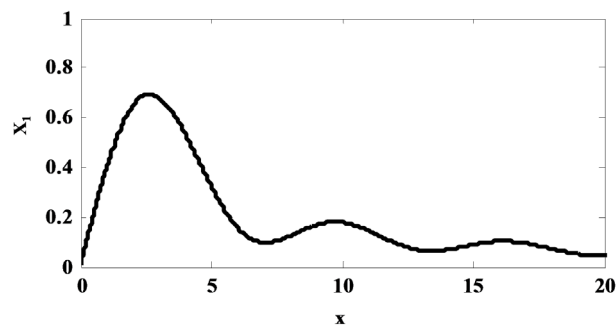


Figure 8. Variation of the radiation resistance function of piston-type sound source with x

图 8. 活塞型声源辐射抗函数随 x 的变化规律

则其辐射抗可以表示为:

$$X_r = \rho_0 c_0 \pi a^2 X_1(2ka) \quad (17)$$

其中, $\rho_0 = 1.29 \text{ kg/m}^3$ 为空气密度, $c_0 = 343 \text{ m/s}$ 为空气中声波传播速度。则圆膜振动时, 同振质量可以表示为:

$$M_r = \frac{X_r}{\omega} = \frac{\rho_0 c_0 a^2 X_1(2ka)}{2f} \quad (18)$$

同振质量随频率的变化如图 9 所示。可以看到, 同振质量在频率较低时基本为常数, 之后急速减小到接近零值, 可以忽略。

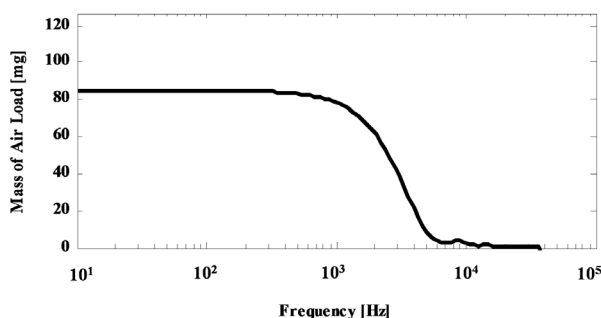


Figure 9. Co-vibration quality changes with frequency
图 9. 同振质量随频率的变化

3.6. 指向特性

对圆膜进行等效后, 可以将其看作随频率增大, 半径会发生变化的活塞, 根据式(7), 圆膜的等效半径可以表示为:

$$a_{eq} = a \sqrt{\frac{J_2(ka)}{1 - J_0(ka)}} \quad (19)$$

则圆膜的指向特性可以表示为[1]:

$$D(\theta) = \left| \frac{2J_1(ka_{eq} \sin \theta)}{ka_{eq} \sin \theta} \right| \quad (20)$$

由式(20)可知, 圆膜的指向性与其等效直径与波长的相对比值有关。图 10 给出了频率为 200 Hz、8000 Hz 和 20,000 Hz 时, 圆膜的指向特性。可以看到, 当 $ka_{eq} < 1$ 时, $D \approx 1$, 此时圆膜的辐射几乎是各向均匀的, 此时指向性图几乎是一个圆。而随着 ka 值增大, 指向性会越来越尖锐, 使得辐射主要集中在 $\theta = 0^\circ$ 和 180° 方向。

4. 圆膜等效集中参数在平板扬声器仿真中的应用

根据上述理论, 对本公司研发的平板扬声器(其结构示意图如图 11 所示)的位移及声压级曲线进行了计算, 并使用 Microcap 通过电-力-声类比的方法对该平板扬声器的声学曲线进行了仿真, 与用 AP 测试系统得到的声压级数据和用 Klipple 测试系统获得的位移数据进行了对比。图 12 给出了电压为 0.5 V 时, Klipple 测试、计算及有限元仿真得到的共振频率下振膜归一化位移幅值随振膜半径的变化, 可以看到, 在该频率下, 振膜中心处位移最大, 且从中心到振膜边缘, 位移逐渐减小。

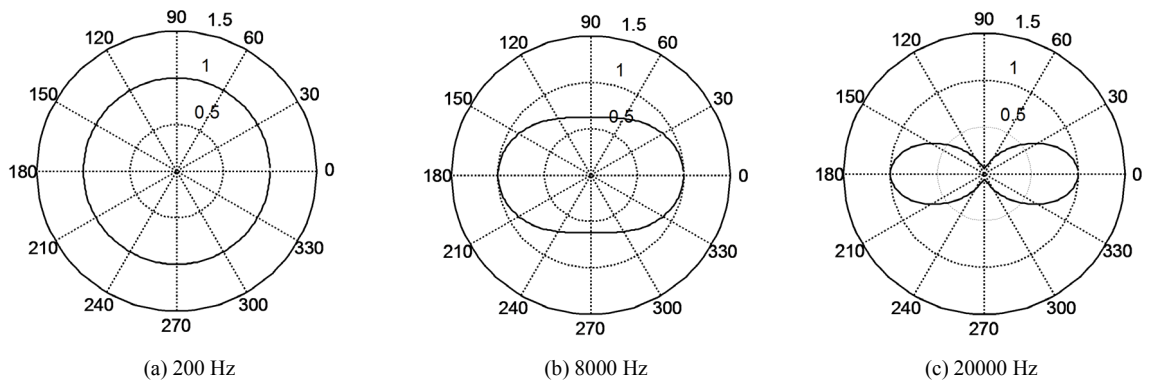


Figure 10. Pointing characteristics of circular film at a given frequency
图 10. 给定频率下圆膜指向特性

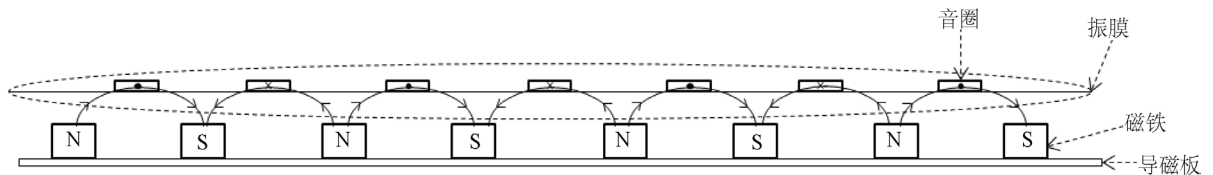


Figure 11. Flat speaker structure diagram
图 11. 平板扬声器结构示意图

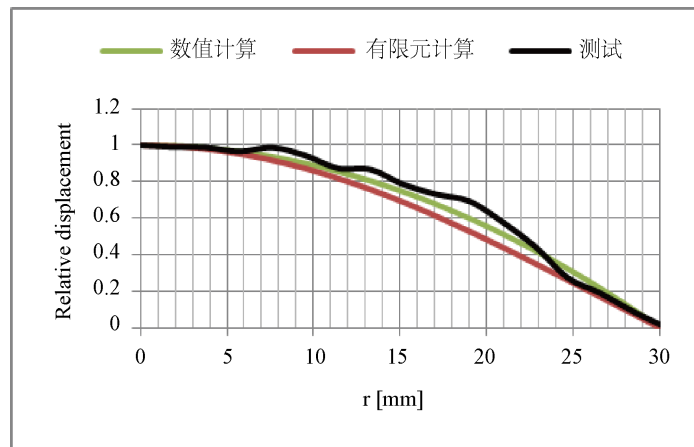


Figure 12. Variation of normalized displacement amplitude with diaphragm radius at resonance frequency
图 12. 共振频率下归一化位移幅值随振膜半径的变化

图 13 所示为平板扬声器单元声压级和位移曲线的计算、仿真和测试对比, 可以看到, 该扬声器的 f_0 约 200 Hz。从图 13(a) 可以看到, 平板扬声器频响曲线在 4 kHz 后的高频部分有上升的趋势, 且声压级计算曲线与实测曲线趋势一致, 吻合度较高, 但在 4~8 kHz 下的值存在一定的误差; 从图 13(b) 可以看到, 位移计算曲线与实测曲线的吻合度较好。分析计算与实测曲线存在差异的原因可能为: 1) 平板扬声器的振膜为在平面膜上印制有线圈, 不能完全看作膜的振动; 2) 平板扬声器振膜的形状不是理想的圆形; 3) 在振动过程中由于振膜存在一定的位移, 使得振膜受力大小随位移发生变化, 而不是常数; 4) 振膜各面元受到的力并非均匀分布。因此, 对基于上述条件的振膜的振动特性还有待进一步研究。

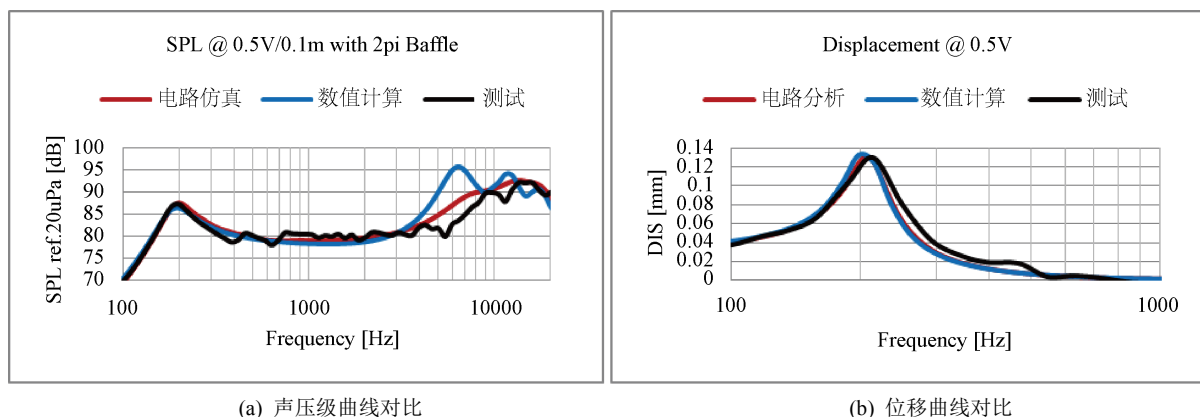


Figure 13. Calculation, simulation and comparison of displacement, sound pressure level curve of flat speaker unit
图 13. 平板扬声器单元位移、声压级曲线的计算、仿真、实测对比

5. 总结

本文以圆形振膜为例, 采用理论 - 仿真 - 实测相结合的方法, 对分布参数系统在强迫力作用下的等效集中参数(包括等效辐射面积、等效质量、等效劲度、等效同振质量等)进行了研究, 得到了这些参数随频率的一般性变化规律, 并将计算圆形振膜等效集中参数的方法应用于公司自主研发的平板扬声器频响及位移的计算和仿真中, 得到了该平板扬声器的频响及位移曲线, 与实测频响和位移曲线对比的吻合度较高, 具有一定的工程应用价值。但是, 不可否定的是, 计算、仿真与实测的平板扬声器频响曲线在 4~8 kHz 下的值存在一定的差异。为了仿真结果更加精准, 在后续的研究中需要考虑如下因素:

- 1) 振膜上不均匀印制线圈对平板扬声器频响的影响;
- 2) 振膜为方形时的等效集中参数及对频响的影响;
- 3) 振膜受力随其位移的变化。

致 谢

感谢国光电器股份有限公司(GGEC)对本论文的支持。

基金项目

科技部 2018 “现代服务业共性关键技术研发及应用示范”重点专项项目(2018YFB1403800; 2018YFB1403803)资助。

参考文献

- [1] 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬. 声学基础[M]. 南京: 南京大学出版社, 2012.
- [2] 林文静, 陈树辉, 李森. 圆形薄膜自由振动的理论解[J]. 振动与冲击, 2009, 28(5): 84-86.
- [3] 林文静, 陈树辉. 平面薄膜自由振动的有限元分析[J]. 动力学与控制学报, 2010, 8(3): 202-206.
- [4] 王其申. 把分布参数系统等效成集中参数系统的两种方法[J]. 安庆师范学院学报(自然科学版), 2001, 7(4): 1-4.
- [5] 马大猷, 沈嶸. 声学手册[M]. 北京: 科学出版社, 2004.
- [6] Kinsler, L.E., Frey, A.R., Coppens, A.B. and Sanders, J.V. (1999) Fundamentals of Acoustics. Wiley, New York.
- [7] 郭淑菊. 电容传声器的建模及性能分析[D]: [硕士学位论文]. 太原: 中北大学, 2016.
- [8] 吴宗汉, 张玮. 微型传声器平面振膜有关问题的讨论[J]. 电声技术, 2015, 39(4): 26-31.
- [9] 欧阳毅, 郑虎鸣. 微小振幅的圆形振膜的受迫振动[J]. 电声技术, 2004(1): 7-11.