

# 双局域共振效应声学超材料消声性能

张晓光, 吕海峰, 吕传茂, 张文辉

(中北大学 机械工程学院, 太原 030051)

**摘 要:** 为了有效控制低频宽带噪声,提出了一种基于亥姆霍兹共振器的双局域共振效应声学超材料。声学超材料将亥姆霍兹共振效应与弹簧质量共振效应结合,通过驱动电压控制薄膜变形,实现两个系统的共振频率同时发生变化。在建立系统数学模型的基础上,计算得到亥姆霍兹共振系统固有频率为 414.1 Hz,柔性薄膜系统固有频率为 28.68 Hz,与柔性薄膜的共振频率理论计算偏差为 4.4%,与亥姆霍兹共振腔的共振频率理论计算偏差为 0.97%。利用 COMSOL 软件的声固耦合物理场研究了声学超材料的声学性能,采用双负载法对声学超材料进行测试。结果表明:该声学超材料在低频范围内有良好的噪声控制效果,产生两个传递损失峰值,形成了双局域共振效应,可以同时两个频率范围内的噪声进行控制。当驱动电压从 0 V 增加至 350 V 时,弹簧质量系统传递损失峰值频率从 30 Hz 偏移到 110 Hz,变化率为 22.8%,可以实现噪声的自适应控制,为声学超材料主动控制及优化提供一种方法。

**关 键 词:** 低频噪声; 双局域; 共振效应; 声学超材料; 消声性能

**中图分类号:** V216.5<sup>+</sup>4; TB535<sup>+</sup>.2 **文献标志码:** A

## Double local resonance effect acoustic metamaterial muffling performance

ZHANG Xiaoguang, LÜ Haifeng, LÜ Chuanmao, ZHANG Wenhui

(School of Mechanical Engineering,  
North University of China, Taiyuan 030051, China)

**Abstract:** In order to effectively control low-frequency broadband noise, a dual local-domain resonance effect acoustic metamaterial based on Helmholtz resonator was proposed. The acoustic metamaterial was used to combine the Helmholtz resonance effect with the spring mass resonance effect, and control the deformation of the film by the driving voltage to realize the simultaneous change of the resonance frequencies of the two systems. On the basis of establishing the mathematical model of the system, the calculated natural frequency of the Helmholtz resonance system was 414.1 Hz, the natural frequency of the flexible film system was 28.68 Hz, and the theoretical deviation of the resonant frequency from the flexible film was 4.4%. The theoretical calculation deviation of the resonant frequency of the resonant cavity was 0.97%. The acoustic properties of acoustic metamaterials were studied using the acoustic-solid coupling physics of COMSOL software, and the acoustic metamaterials were tested using the dual load method. Results showed that the acoustic metamaterial

**收稿日期:** 2019-07-17  
**基金项目:** 国家自然科学基金(51305409); 山西省青年科技研究基金(2013021020-2);  
山西省高等学校优秀青年学术带头人支持计划; 山西省 131 工程领军人才支持计划  
**作者简介:** 张晓光(1993—),男,硕士生,主要研究方向为振动与噪声控制研究。

**引用格式:** 张晓光,吕海峰,吕传茂,等. 双局域共振效应声学超材料消声性能[J]. 航空动力学报, 2020, 35(1): 52-59. ZHANG Xiaoguang, LÜ Haifeng, LÜ Chuanmao, et al. Double local resonance effect acoustic metamaterial muffling performance[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(1): 52-59.

had good noise control effect in the low frequency range, and generated two transmission loss peaks, forming a double local resonance effect, which can simultaneously control the noise in the two frequency ranges. When the driving voltage increased from 0 V to 350 V, the spring mass system transmission loss peak frequency was shifted from 30 Hz to 110 Hz, and the rate of change was 22.8%, which can realize adaptive control of noise and provide a method for active control and optimization of acoustic metamaterials.

**Key words:** low frequency noise; dual locality; resonance effect; acoustic metamaterial; muffling performance

辐射噪声水平是影响装备隐身性能的重要因素<sup>[1]</sup>,因此对噪声的控制技术是各个国家研究的重点。实际工程应用中,最常见的是利用传统材料隔离噪声,如消声板、消声器等,这些消声设备对于高频噪声控制效果明显,但是受到质量定律的限制,对低频噪声的控制效果并不理想<sup>[2]</sup>,由于这些消声设备材料相对笨重,无法应用到精密的环境中。为了控制整个带宽的噪声,需要一种综合控制方案,有必要开发更轻、更薄的特殊吸收材料,并且与传统标准相比,具有更强的低频宽带吸收能力,声学超材料应运而生。声学超材料由于低频共振时该结构会出现质量块和基体的反向运动,质量块运动压缩空气弹簧,通过吸收、损耗声波能量实现了声波的禁带,从整体上来看具备了普通材料所不具备的负质量密度以及负弹性模量,突破了质量密度定律,为噪声控制提供了一种技术途径,特别是对于低频噪声控制领域的研究意义重大。

对于声学超材料的研究始于香港科技大学,刘正猷教授研究组<sup>[3]</sup>以环氧树脂作为基体材料,利用硅橡胶作为弹簧,铅块充当质量块,制成了一种基于局部共振原理的三维声子晶体材料,奠定了局部共振的理论以及实验基础。之后刘正猷等<sup>[4]</sup>研究了由纯固体组成的声学超材料,发现在其共振频率附近出现声禁带,同时其等效质量也为负。哈佛大学的研究人员提出了一种通过机械变形调节带隙的声学超材料<sup>[5]</sup>,与传统超材料不同的是,结构涂层由薄膜变成了梁结构。受到压缩后,梁变形导致等效弹簧刚度发生变化,整个弹性系统的固有频率发生改变,从而调节带隙的频率范围。Chen等<sup>[6]</sup>提出了一种非接触式的采用磁场梯度控制的声学超材料,实验结果表明当磁体与超材料相距 50 mm 时,弹性薄膜共振频率偏移 64%。香港科技大学的 Xiao 等<sup>[7]</sup>在圆形橡胶薄膜上形成金属电极,薄膜上方形成另一个网状电极,通过施加直流电压,引起薄膜预紧力发生变

化,从而使薄膜声学超材料(MAMs)的固有频率发生 70 Hz 的变化。Langfeldt 等<sup>[8-9]</sup>设计了一种具有双层膜结构的声学超材料,膜和框架形成的腔体内可以通入压缩空气改变膜的几何刚度,从而改变超材料的固有频率以及传递损失特性。

上述研究为声学超材料的主动控制奠定了基础,而现有的声学材料,使用单一的局域共振效应,偶极共振和单极共振无法同时实现;质量模量的调节和体积模量的调节,分别通过不同的结构设计单独进行,并未将多种局域共振效应集成在同一种超材料结构中;仅仅针对某一频率的噪声具有良好的控制效果,当噪声频率超出上述范围后,噪声控制效果急剧下降,缺乏灵活性。同时现有的理论主要集中在声学超材料负等效参数和超常声学性质的研究方面<sup>[10-11]</sup>。因而研究多局域共振效应的声学超材料的结构及控制方法,对于噪声控制具有重要的理论意义与工程实用价值。

本文提出一种将亥姆霍兹共振腔体和柔性薄膜结合的具有调节功能双局域共振声学超材料结构,使其既具有亥姆霍兹共振效应又具有弹簧质量系统共振效应。从而拓宽声学超材料的噪声控制频带,实现噪声的自适应控制。

## 1 双局域共振声学超材料的结构模型

本文提出了一种同时具有亥姆霍兹共振效应和弹簧质量系统共振效应的声学超材料,结构如图 1(a)所示,在传统亥姆霍兹共振器的基础上,将刚性基底换为柔性薄膜与压电振子的复合薄膜结构,通过加载驱动电压,复合薄膜会发生图 1(b)所示的形变。一方面引起原有的亥姆霍兹共振腔腔体体积发生改变从而使该共振频率发生变化;另一方面,复合薄膜的应力发生变化,由柔性薄膜支撑的压电振子组成的弹簧质量系统刚度发生变化,导致该系统固有频率发生变化。理论上该结构具有双局域共振效应,能够扩大噪声控制的频率范围。

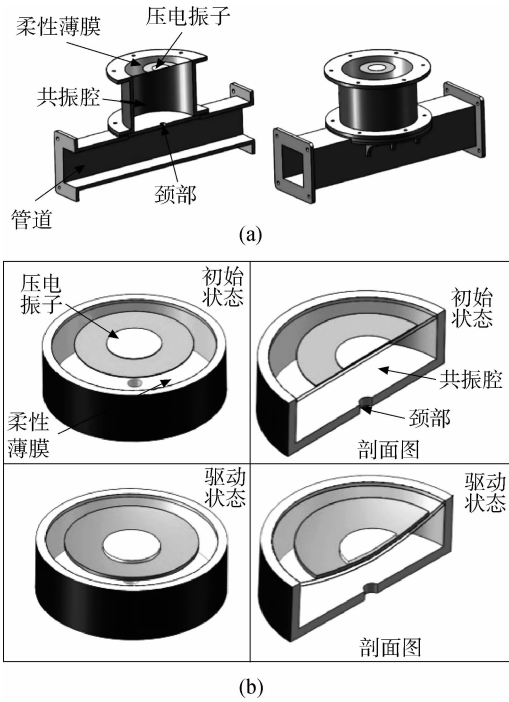


图1 双局域共振声学超材料结构

Fig. 1 Dual local resonance acoustic metamaterial structure

## 2 双局域共振声学超材料的数学模型

图2为安装有声学超材料的管道系统示意图,图中 $l_c$ 为颈部高度, $l$ 为腔体高度, $r$ 为腔体半径, $r_c$ 为颈部半径,位置1、位置2分别表示颈部进口、出口端面与传声管道和空腔的连接处,位置3为集成有压电振子的复合薄膜。

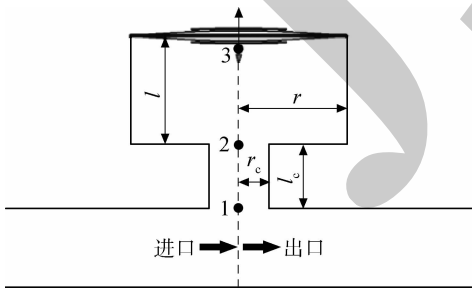


图2 声学超材料管道示意图

Fig. 2 Schematic diagram of acoustic metamaterial pipe

### 2.1 亥姆霍兹共振器的共振频率

侧支管道的声阻抗表达式为<sup>[12]</sup>

$$\begin{bmatrix} p_{in} \\ \rho_0 S u_{in} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ (S_c/c) & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{out} \\ \rho_0 S u_{out} \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中 $p_{in}$ 、 $p_{out}$ 分别为管道进口、出口处的声压, $\rho_0$ 为空气密度, $S$ 为管道截面积, $u_{in}$ 、 $u_{out}$ 为管道进出口的质量运动速度。

假设共振器的连接管和空腔内均为轴向平面波传播<sup>[13]</sup>,则有

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ \rho S_c u_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kl'_c) & j(c/S_c) \sin(kl'_c) \\ j(S_c/c) \sin(kl'_c) & \cos(kl'_c) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos(kl_v) & j(c/S_c) \sin(kl_v) \\ j(S_c/c) \sin(kl_v) & \cos(kl_v) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_3 \\ \rho S_v u_3 \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中 $l'_c = l_c + \delta_1 + \delta_2$ 为连接颈的声学长度, $\delta_1$ 和 $\delta_2$ 分别为连接管与主管道和共振腔连接处的端部修正值。 $p_1$ 和 $p_3$ 分别为位置1与位置3处的声压, $u_1$ 和 $u_3$ 分别为位置1与位置3处质点运动速度, $k$ 为波数; $S_v$ 为腔体截面积。

结合空腔端板的壁面条件 $u_3 = 0$ <sup>[14]</sup>得

$$\frac{1}{Z_1} = j \frac{\tan(kl'_c) + (S_v/S_c) \tan(kl_v)}{1 - (S_v/S_c) \tan(kl'_c) \tan(kl_v)} \quad (3)$$

将式(3)代入式(1)中得

$$\begin{bmatrix} p_{in} \\ \rho_0 S u_{in} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ j \frac{S_c}{c} \cdot \frac{\tan(kl'_c) + (S_v/S_c) \tan(kl_v)}{1 - (S_v/S_c) \tan(kl'_c) \tan(kl_v)} & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} p_{out} \\ \rho_0 S u_{out} \end{bmatrix} \quad (4)$$

管道中的进出口温度相同,进出口截面积也相同,则管道的传递损失(TL,量符号记为 $L_t$ )计算公式可表示为

$$L_t = 20 \lg \left[ \frac{1}{2} \left| A + B \left( \frac{S_{in}}{c} \right) + C \left( \frac{c}{S_{in}} \right) + D \right| \right] \quad (5)$$

将式(4)中的四极参数

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ j \frac{S_c}{c} \cdot \frac{\tan(kl'_c) + (S_v/S_c) \tan(kl_v)}{1 - (S_v/S_c) \tan(kl'_c) \tan(kl_v)} & 1 \end{bmatrix} \text{ 代入}$$

式(5)中得到亥姆霍兹共振器的传递损失为

$$L_t = 10 \lg \left\{ 1 + \left[ \frac{S_c}{2S_{in}} \cdot \frac{\tan(kl'_c) + (S_v/S_c) \tan(kl_v)}{1 - (S_v/S_c) \tan(kl'_c) \tan(kl_v)} \right]^2 \right\} \quad (6)$$

可以得出腔体的共振频率为

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_c}{l'_c V}} \quad (7)$$

式中 $c$ 为声速, $V$ 为共振腔的体积,端部修正<sup>[15]</sup>可以用 $l'_c = 0.85 \left( 1 - 1.25 \frac{r}{R} \right) + 0.85r$ 计算得出。 $r$ 为颈部半径, $R$ 为腔体半径。

本文设计的亥姆霍兹共振器中  $r_c = 4 \text{ mm}$ ,  $r = 50 \text{ mm}$ ,  $l_c = 6 \text{ mm}$ ,  $l = 75 \text{ mm}$ , 则共振频率为

$$f = 350 \text{ Hz} \quad (8)$$

## 2.2 薄膜的振动方程

当薄膜在外力作用下会发生变形, 在张力  $T$  的作用下产生振动<sup>[16]</sup>。设一圆形弹性薄膜的半径为  $a$ , 面密度为  $\sigma$ , 在管道内受到入射声波的作用下, 张力为  $T$ , 在其表面产生的声压为

$$p = p_a e^{j\omega t} \quad (9)$$

则在  $dx dy$  薄膜面元上受到的外力为

$$F_f = p dx dy \quad (10)$$

得到整个面上的总力为

$$F_z = T \left( \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) dx dy + p dx dy \quad (11)$$

式中  $\eta$  为薄膜上一点在垂直方向上的位移。

将薄膜受到的外力施加到面上得到薄膜的强迫振动方程

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = \frac{-p}{c^2 \sigma} \quad (12)$$

解为

$$\eta(t, r) = H(r) e^{j\omega t} \quad (13)$$

将式(13)代入式(12)得到径向变量  $r$  的方程为

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \right) H + k^2 H = \frac{-p_a}{T} \quad (14)$$

此方程为 2 阶非齐次常微分方程, 有两个解, 观察式(13)可发现如果取  $H_1$  为一常数, 可得到特解为

$$H_1(r) = -\frac{p_a}{k^2 T} \quad (15)$$

所以方程一般解可表示为

$$H_1(r) = A J_0(kr) - \frac{p_a}{k^2 T} \quad (16)$$

将式(16)代入式(13)得到圆膜强迫振动的位移为

$$\eta(t, r) = \left[ A J_0(kr) - \frac{p_a}{k^2 T} \right] e^{j\omega t} \quad (17)$$

考虑边界条件  $r=0$  处有  $\eta(r=a)=0$ , 由式(17)可得

$$A = \frac{p_a}{k^2 T} \left[ \frac{1}{J_0(ka)} \right] \quad (18)$$

因此得到

$$\eta(t, r) = \eta_a e^{j\omega t} \quad (19)$$

式中  $\eta_a = \frac{p_a}{k^2 T} \left[ \frac{J_0(kr)}{J_0(ka)} - 1 \right]$  是位移振幅, 当膜进行强迫振动时, 它的位移振幅也与径向位置有关, 实际的平均位置为

实际的平均位置为

$$\bar{\eta}_a = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2\pi \eta_a r dr = \frac{p_a}{k^2 T} \cdot \frac{J_2(ka)}{J_0 ka} \quad (20)$$

式中  $J_2(ka)$  为 2 阶柱贝塞尔函数, 则得到薄膜的共振频率为

$$f_{mn} = \frac{\mu_{mn}}{2\pi a} \sqrt{\frac{T}{\sigma}} \quad (21)$$

本文使用的薄膜的半径  $a = 50 \text{ mm}$ ,  $\rho = 1300 \text{ kg/m}^3$ , 厚度  $h = 1 \text{ mm}$ ,  $\mu = 2.4$ , 则共振频率为

$$f_{mn} = 42.5 \text{ Hz} \quad (22)$$

## 2.3 系统等效模型的建立

将双局域共振声学超材料系统简化为相串联的二自由度弹簧-质量振动系统<sup>[17]</sup>。 $k_1$  是亥姆霍兹共振腔的等效刚度,  $k_2$  是薄膜的等效刚度,  $x_1$  是亥姆霍兹共振腔的等效质量  $m_1$  的位移,  $x_2$  是薄膜的等效质量  $m_2$  的位移。依据二自由度弹簧-质量振动系统的串联关系, 能够得出简化后系统的自由振动方程为

$$\begin{bmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{x}_1 \\ \ddot{x}_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} k_1 + k_2 & -k_2 \\ -k_2 & k_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} = 0 \quad (23)$$

根据式(23)可以推导出特征方程如下:

$$\begin{vmatrix} k_1 + k_2 - m_1 \omega^2 & -k_2 \\ -k_2 & k_2 - m_2 \omega^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (24)$$

式中  $\omega$  是固有角频率。由数学知识对式(24)进行化简可得

$$\omega^4 - \left( \frac{k_1 + k_2}{m_1} + \frac{k_2}{m_2} \right) \omega^2 + \frac{k_1 k_2}{m_1 m_2} = 0 \quad (25)$$

由式(25)可以解出两个解  $\omega_1, \omega_2$  分别是

$$\omega_1^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{k_1 + k_2}{m_1} + \frac{k_2}{m_2} \right) + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\left( \frac{k_1 + k_2}{m_1} + \frac{k_2}{m_2} \right)^2 - \frac{4k_1 k_2}{m_1 m_2}} \quad (26)$$

$$\omega_2^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{k_1 + k_2}{m_1} + \frac{k_2}{m_2} \right) - \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\left( \frac{k_1 + k_2}{m_1} + \frac{k_2}{m_2} \right)^2 - \frac{4k_1 k_2}{m_1 m_2}} \quad (27)$$

亥姆霍兹共振腔的等效质量  $m_1$  和等效刚度  $k_1$  分别为

$$m_1 = \rho_0 s t' \quad (28)$$

$$k_1 = \rho_0 c_0^2 s^2 / V \quad (29)$$

式中  $\rho_0$  为空气密度,  $c_0$  为空气中的声速,  $s$  为颈部截面积,  $t' = t + \delta$ ,  $\delta = \delta_i + \delta_e$  为端部修正系数,  $\delta_i$  和  $\delta_e$  分别为颈部内外的修正系数。

$$\delta_i = 0.48 \cdot s^{1/2} \left(1 - 1.25 \frac{A}{R}\right) \tag{30}$$

$$\delta_e = \frac{8}{3\pi} A \tag{31}$$

式中  $A$  为颈部半径。

柔性薄膜等效质量  $m_2$  和等效刚度  $k_2$  分别为

$$m_2 = a^2 \pi \rho \cdot h \tag{32}$$

$$k_2 = (2\pi f_{mn})^2 \cdot m_2 \tag{33}$$

式中  $\rho$  为柔性薄膜的密度,  $a$  为柔性薄膜的半径,  $h$  为柔性薄膜的厚度。

经计算  $k_1 = 10.9$ ,  $m_1 = 4.51 \times 10^{-6}$ ,  $k_2 = 19.6$ ,  $m_2 = 5.51 \times 10^{-4}$ , 再由  $f = \frac{\omega}{2\pi}$  可知固有频率  $f_1$ 、 $f_2$  分别为

$$f_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} = 414.1 \text{ Hz} \tag{34}$$

$$f_2 = \frac{\omega_2}{2\pi} = 28.68 \text{ Hz} \tag{35}$$

由上述计算得到两个系统的共振频率, 其中  $f_1$  为亥姆霍兹共振腔的共振频率,  $f_2$  为薄膜的共振频率, 在低频范围内可同时对这两个噪声频率进行控制, 验证了双局域共振效应的可行性。

### 3 压电振子形变测量实验

#### 3.1 实验装置

为了研究压电振子在驱动电压作用下的变形情况, 采用激光位移传感器对直径为 50 mm 压电振子的形变进行测量<sup>[18]</sup>。实验装置如图 3 所示, 将装有压电振子的夹具固定在滑台上, 其中压电振子上的压电陶瓷为正极, 铜片为负极进行施加电压。在未施加直流电压的状态下每隔 5 mm 向  $X$  方向移动, 沿径向扫描一次, 记录形变数据, 此时将测量的值记为压电振子的静态值, 随后每隔 50 V 施加直流电压, 重复上述操作, 最后将数据输入计算机中。通过与静态结果求差值可以得出

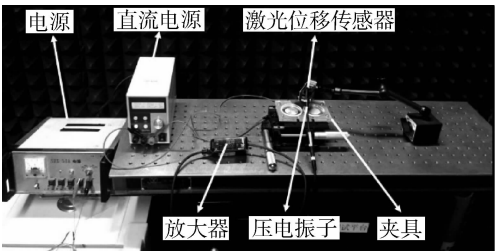


图 3 压电振子形变实验装置图

Fig. 3 Piezoelectric vibrator deformation experimental device diagram

压电振子在不同驱动电压下的位移形变。

#### 3.2 实验结果

驱动电压  $U$  从 0 V 加载到 350 V 时压电振子的位移形变结果如图 4 所示。

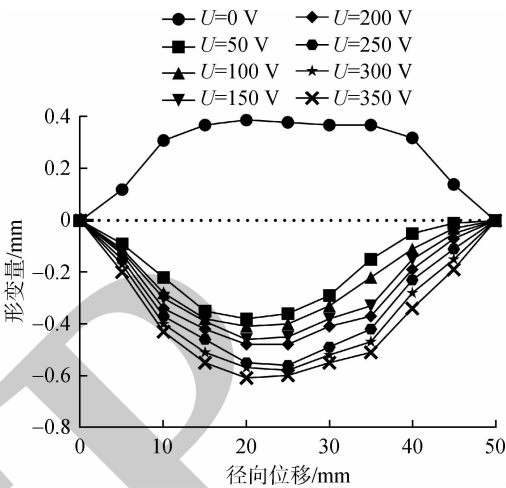


图 4 压电振子形变图

Fig. 4 Piezoelectric vibrator deformation diagram

从图 4 可知, 随着驱动电压的增大, 压电振子的位移形变也越来越大, 而由柔性薄膜与压电振子组成的复合薄膜结构也会发生形变, 亥姆霍兹共振腔的体积会随着电压的增加而发生形变。根据压电振子的形变图, 将图中的曲线进行拟合, 最后通过积分计算出各个电压对应的体积变化量曲线, 绘制出图 5 中的曲线。从图中可以看出压电振子与腔体的体积形变量呈线性关系, 证明可以通过控制电压来控制压电振子的形变从而使腔体的体积发生改变。

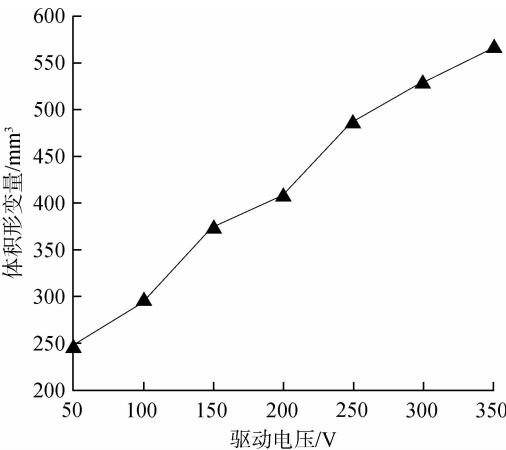


图 5 电压与体积形变量关系图

Fig. 5 Voltage and volume shape variable relationship diagram

## 4 超材料声学性能有限元仿真分析

本文采用有限元仿真软件 COMSOL Multiphysics 5. 3a 对所提出的声学超材料声学性能进行有限元分析,验证超材料对噪声的控制效果。

### 4.1 超材料有限元模型的建立

图 6 为超材料的网格划分示意图,管道的截面积为  $50\text{ mm}\times 50\text{ mm}$ ,长度为  $300\text{ mm}$ ,颈部由 6 个直径为  $8\text{ mm}$ ,高度为  $6\text{ mm}$  的圆柱组成,亥姆霍兹共振腔的直径为  $100\text{ mm}$ ,高度为  $75\text{ mm}$ ,柔性薄膜的直径为  $100\text{ mm}$ ,预应力为  $20\text{ N/m}$ ,采用边缘固定约束,密度为  $1300\text{ kg/m}^3$ ,弹性模量为  $2.6\text{ GPa}$ ,泊松比为  $0.47$ 。介质为空气,分别设置进口和出口,利用软件中的声固耦合物理场模块求解模型的传递损失。

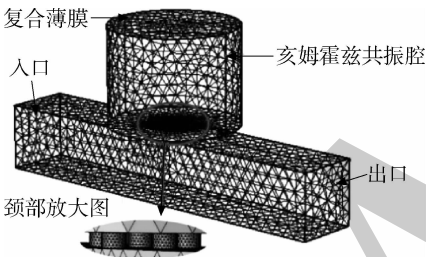


图 6 超材料有限元模型

Fig. 6 Metamaterial finite element model

### 4.2 仿真结果与分析

从图 7 中可以看出声学超材料的传递损失 ( $L_t$ ) 曲线分别在  $50\text{ Hz}$  和  $390\text{ Hz}$  处出现了共振峰值,第 1 个峰值所对应的频率与计算得到的薄膜固有频率 ( $42.5\text{ Hz}$ ) 接近,故认为是薄膜的共振

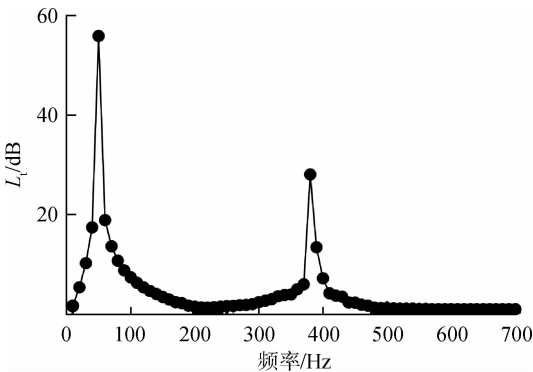


图 7 声学超材料仿真传递损失曲线图

Fig. 7 Acoustic metamaterial simulation transfer loss graph

频率,第 2 个峰值所对应的频率与计算得到的亥姆霍兹共振频率 ( $350\text{ Hz}$ ) 接近,因而认为是亥姆霍兹共振腔的共振频率,该系统表现出明显的双局域共振效应,当噪声频率与超材料的双局域共振频率吻合时,同时发生局域共振,将声能转换为动能,从而降低这两个频率成分的噪声。

## 5 超材料声学性能测试

### 5.1 传递损失测量原理

采用双负载法对系统的传递损失进行测量。图 8 为传递损失测量装置,主要装置由功率放大器、扬声器、传声器、计算机和四通道数据采集卡组成,设置采样频率为  $12800\text{ Hz}$ 。平面波经过功率放大器后通过扬声器发出信号向管道下游传播,经过超材料时会有一部分被反射回来,另一部分经超材料继续向管道下游传播,同样也会有一部分反射回来,利用传声器测得的声压进行计算,测量超材料的传递损失值。

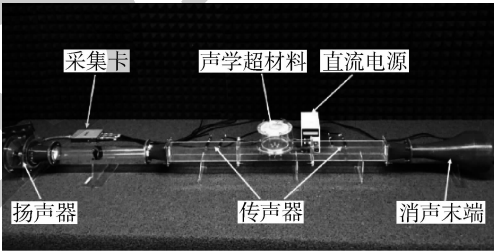


图 8 声学性能测试平台

Fig. 8 Acoustic performance test platform

### 5.2 实验结果与分析

实验结果如图 9 所示。从图中可知当驱动电压为  $0\text{ V}$  时,在  $30\text{ Hz}$  和  $410\text{ Hz}$  会产生两个传递损失峰值,与柔性薄膜的共振频率理论计算偏差为  $4.4\%$ ,与亥姆霍兹共振腔的共振频率理论计算偏差为  $0.97\%$ ,随着电压从  $0\text{ V}$  增加到  $350\text{ V}$ ,第 1 个传递损失频率峰值从  $30\text{ Hz}$  偏移到  $110\text{ Hz}$ ,偏移量为  $80\text{ Hz}$ 。这是由于通电使压电振子发生形变,导致刚度发生变化,从而使薄膜的应力发生变化,导致该系统固有频率发生变化,由于体积形变量较小,第 2 个传递损失频率峰值从  $410\text{ Hz}$  偏移到  $420\text{ Hz}$ ,偏移量为  $10\text{ Hz}$ 。

从图 10 可以看出在  $0\text{ V}$  到  $350\text{ V}$  驱动电压变化范围内,传递损失幅值在  $11.6\text{ dB}$  到  $19.2\text{ dB}$  之间变化,其中  $150\text{ V}$  驱动电压的抑制噪声效果最好,达到了  $19.2\text{ dB}$ ,可以有效控制噪声的传播。

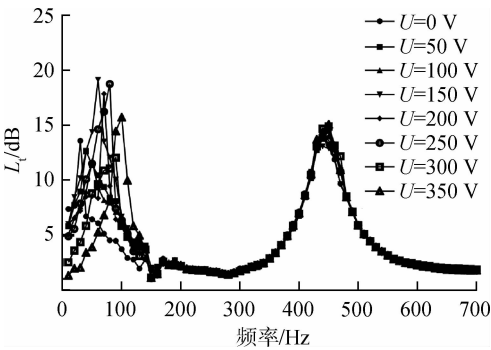


图 9 传递损失图

Fig. 9 transmission loss graph

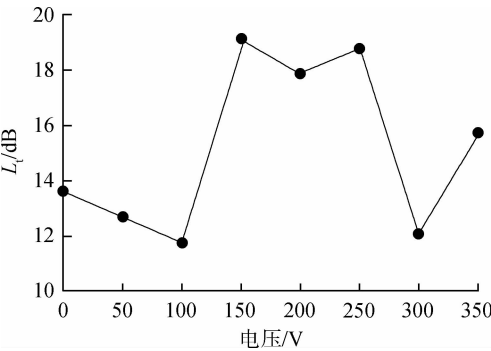


图 10 传递损失幅值随电压变化图

Fig. 10 Transmission loss amplitude versus voltage change graph

由图 11 可以看到随着驱动电压的增加,弹簧质量系统的固有频率变化呈上升趋势,变化量为 80 Hz,灵敏度为 0.22 Hz/V,说明可以通过控制驱动电压来控制系统的固有频率从而跟随噪声频率的变化始终达到抑制噪声的目的。

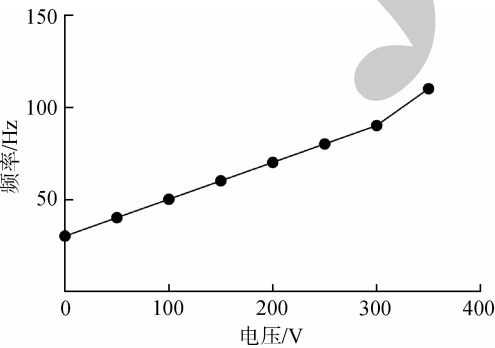


图 11 频率随电压变化趋势图

Fig. 11 Frequency versus voltage change trend graph

6 结 论

1) 本文提出了一种将亥姆霍兹共振系统与弹簧质量系统相结合的具有调节功能的双局域共

振效应声学超材料结构,在建立系统数学模型的基础上,通过计算得到亥姆霍兹共振系统与弹簧质量系统的共振频率分别为 28.7 Hz 和 414.4 Hz。

2) 采用 COMSOL 软件对所提出的声学超材料声学性能进行仿真,结果表明系统具有明显的双局域共振效应,亥姆霍兹共振系统与弹簧质量系统的共振频率分别为 50 Hz 和 390 Hz,与柔性薄膜的共振频率实验结果偏差为 40%,与亥姆霍兹共振腔的共振频率实验结果偏差为 4.9%。

3) 通过施加驱动电压对双局域共振声学超材料的固有频率进行控制,驱动电压从 0 V 增加至 350 V 时,由复合薄膜构成的弹簧质量系统固有频率偏移 80 Hz,变化率为 22.8%,系统灵敏度为 0.22 Hz/V。

参考文献:

[1] 周榕,吴卫国,闻轶凡.一种带薄膜结构的 Helmholtz 腔声学超材料[J].声学技术,2017,36(4):297-302.  
ZHOU Rong, WU Weiguo, WEN Yifan. A Helmholtz cavity acoustic metamaterial with thin film structure[J]. Acoustic Technique, 2017, 36(4): 297-302. (in Chinese)

[2] 吴九汇,马富银,张思文,等.声学超材料在低频减振降噪中的应用评述[J].机械工程学报,2016,52(13):68-78.  
WU Jiuhui, MA Fuyin, ZHANG Siwen, et al. A review of the application of acoustic metamaterials in low frequency vibration reduction and noise reduction[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2016, 52(13): 68-78. (in Chinese)

[3] LIU Z Y, ZHANG X X, MAO Y W, et al. Locally resonant sonic materials[J]. Science, 2000, 289(5485): 1734-1736.

[4] LIU Z Y, CHAN C T, SHENG P. Analytic model of phononic crystals with local resonances[J]. Physical Review: B, 2005, 71(1): 014103. 1-014103. 8.

[5] WANG P, CASADEI F, SHAN S, et al. Harnessing buckling to design tunable locally resonant acoustic metamaterials[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(1): 014301. 1-014301. 5.

[6] CHEN X, XU X, AI S, et al. Active acoustic metamaterials with tunable effective mass density by gradient magnetic fields[J]. Applied Physics Letters, 2014, 105(7): 071913. 1-071913. 4.

[7] XIAO S, MA G, LI Y, et al. Active control of membrane-type acoustic metamaterial by electric field[J]. Applied Physics Letters, 2015, 106(9): 091904. 1-091904. 4.

[8] LANGFELDT F, RIECKEN J, GLEINE W, et al. A membrane-type acoustic metamaterial with adjustable acoustic properties[J]. Journal of Sound and Vibration, 2016, 373(3): 1-18.

[9] LANGFELDT F, GLEINE W, ESTORFF O V. An efficient analytical model for baffled, multi-celled membrane-type acoustic metamaterial panels[J]. Journal of Sound and

Vibration,2018,417(12):359-375.

[10] 周强. 基于超材料的声波主动控制技术研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学,2016.

ZHOU Qiang. Research on active acoustic control technology based on metamaterial[D]. Harbin:Harbin Institute of Technology,2016. (in Chinese)

[11] MA G,SHENG P. Acoustic metamaterials:from local resonances to broad horizons[J]. Science Advances,2016,2 (2):1-16.

[12] KANG Z X,JI Z L. Acoustic length correction of duct extension into a cylindrical chamber[J]. Journal of Sound and Vibration,2008,310 (4):782-791.

[13] 季振林. 消声器声学理论与设计[M]. 北京:科学出版社, 2015:75-76.

[14] MUNJAL M L. Acoustics of ducts and mufflers[M]. New York:Wiley,1987.

[15] 安君,吕海峰,耿彦章,等. 可调频 Helmholtz 共振器声学性能[J]. 中国机械工程,2018,29(8):954-957,964.

AN Jun,LÜ Haifeng,GEN Yanzhang,et al. Acoustic performance of adjustable frequency Helmholtz resonator[J]. China Mechanical Engineering,2018,29(8):954-957,964. (in Chinese)

[16] 杜功焕,朱哲民,龚秀芬. 声学基础[M]. 南京:南京大学出版社,2013.

[17] 杨帆,李丽君. 亥姆霍兹共振腔不同连接方式的传递损失与特性分析[J]. 现代制造工程,2018(5):31-37,88.

YANG Fan,LI Lijun. Transmission loss and characteristic analysis of different connection modes of Helmholtz resonant cavity[J]. Modern Manufacturing Engineering,2018 (5):31-37,88. (in Chinese)

[18] 陈鹏,吕海峰,安君,等. 异形腔体压电声衬声学性能[J]. 航空动力学报,2018,33(12):2999-3006.

CHEN Peng,LÜ Haifeng,AN Jun,et al. Acoustic performance of piezoelectric acoustic lining in shaped cavity [J]. Journal of Aerospace Power,2018,33(12):2999-3006. (in Chinese)

(编辑:叶 青、王碧琚)