

局域共振型声学超材料及其噪声控制

吕海峰, 王普浩, 叶俊杰, 张文辉, 张晓光, 李 静
(中北大学 机械工程学院, 太原 030051)

摘 要: 为实现宽频噪声的控制,提出一种兼有 Helmholtz 共振和弹簧质量系统共振的声学超材料及其控制方法。将双局域共振系统等效为两个弹簧质量系统的串联,理论计算结果表明双局域共振声学超材料能够产生两个局域共振带隙,有限元仿真验证了所建立数学模型的正确性。在对比分析共振腔体体积和薄膜张力对系统传递损失影响的基础上,选择通过气压调整薄膜张力实现系统传递损失的控制。实验结果表明:当驱动气压从 0 增加至 2 kPa 时,系统传递损失第一个峰值基本保持不变,第二个峰值向高频偏移 150 Hz。所设计的局域共振型声学超材料在带隙范围内对低频噪声具有良好的控制效果,为宽频噪声自适应控制提供了一种方法。

关 键 词: 局域共振; 声学超材料; 频率控制; 传递损失; 张力调节

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

Noise control of a local-resonant acoustic metamaterials

LÜ Haifeng, WANG Puhao, YE Junjie, ZHANG Wenhui,
ZHANG Xiaoguang, LI Jing
(School of Mechanical Engineering,
North University of China, Taiyuan 030051, China)

Abstract: In order to control the wide-band noise, An acoustic metamaterial with both Helmholtz resonance and spring mass system resonance and its control method were proposed.. The double local resonance system was equivalent to the series connection of two spring mass systems. Theoretical results showed that two local resonance band gaps can be generated in the double resonance acoustic metamaterials. The correctness of the mathematical model was verified by the Finite Element Method. Based on the comparison of the influences of resonant volume and membrane tension on the transmission loss of the system, the pneumatic modulation was selected to control the tension of the membrane and then the transmission loss. The measurement indicated that, when the driving air pressure increased from 0 to 2kPa, the first transmission loss peak of the system kept almost constant while the second transmission loss peak shifted 150 Hz to the high frequency. The designed local resonance acoustic metamaterials have good control effect on low-frequency noise in the band gap range, thus providing a method for adaptive control of broadband noise.

收稿日期:2019-12-15
基金项目:国家自然科学基金(51305409); 山西省应用基础研究项目(201701D221124);
山西省重点研发计划项目(201903D221025)
作者简介:吕海峰(1981—),男,副教授,博士,研究方向为振动与噪声控制。E-mail:lvhaifeng@nuc.edu.cn

引用格式:吕海峰,王普浩,叶俊杰,等.局域共振型声学超材料及其噪声控制[J].航空动力学报,2020,35(7):1369-1375. LÜ Haifeng,WANG Puhao, YE Junjie, et al. Noise control of a local-resonant acoustic metamaterials[J]. Journal of Aerospace Power,2020,35(7):1369-1375.

Key words: local resonance; acoustic metamaterials; frequency control; transmission loss; tension adjusting

大型客机气动噪声的控制涉及飞机适航、安全、舒适等多个方面,是大型客机系统设计的关键环节^[1]。特别是在军事方面辐射噪声是影响装备隐身性能的重要因素。长期以来,质量密度定律限制了吸声、隔声材料在低频噪声控制中的应用,当噪声频率较低时,往往需要增加材料的厚度和质量,增加了非功能性荷载。声学超材料是等效负质量密度和体积模量为负值的具有超常声学性质的一种结构与材料的组合^[2],一般而言,声学超材料由特定的结构按照特定的排序方式,对声波的传递过程进行调控,从而打破制约自然材料功能的极限^[3-4]。声学超材料一般都是被动的,结构和材料一旦确定,其带隙特征随即确定,由于共振微结构的散射特性,声学超材料的适用范围局限在非常狭小的范围,如果噪声频率变化至带隙频率范围之外,则声学超材料的性能大大衰减,因而无法适应复杂多变的实际环境^[5]。从本质上解决超材料频带范围窄的措施是通过主动控制调节超材料的结构参数。为此,研究具有带隙自适应调整功能的声学超材料是未来发展方向之一,声学超材料的主动控制技术应运而生^[6]。

主动声学超材料是指通过外部激励可以调节声学特性的材料^[7],对于布拉格型带隙可以通过改变介质中的周期性阻抗失配来实现;对于局域共振型声学超材料则是通过改变共振单元的固有频率来实现。主动声学超材料体积小、功耗低、调控装置简单,能够根据噪声频率的变化主动调整自身结构,实现宽频噪声的抑制。因而,主动声学超材料的研究在军事装备隐身、环境声学改善等方面具有广泛的应用前景。

2013 年开始,先后出现了采用各种驱动原理、结构的具有连续调节功能的主动声学超材料^[8-12],以期突破局域共振带宽的限制,扩大声学超材料的适用范围,典型的控制方式包括:机械调控型^[13],电场控制型^[5],温度控制型^[14],磁场控制型^[7,15]等。

主动声学超材料为噪声控制提供了新的技术手段,但目前的声学仅能实现单一的局域共振效应,限制了应用领域。因而研究兼有多种局域共振效应声学超材料能够扩宽噪声控制频带;此外,现有的研究聚焦于声学超材料负等效密度和和体积模量对噪声控制的影响,庞大的功耗以及复杂

的机械结构削弱了调节功能,限制了声学超材料的工程应用^[16]。

因此研究具有调节方式简单、集成多种局域共振效应于一体的超材料结构及其控制方式,对于扩宽低频噪声的控制频带,具有重要意义。

1 单局域共振声学超材料的噪声控制机理

图 1 为单局域共振腔型声学超材料单元结构与弹簧-质量系统类比示意图,其管道单元长度为 L ,管道横截面积为 $50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$,颈部半径为 a ,长度为 t ,颈部个数为 6 个,腔体半径为 R ,高度为 l 。

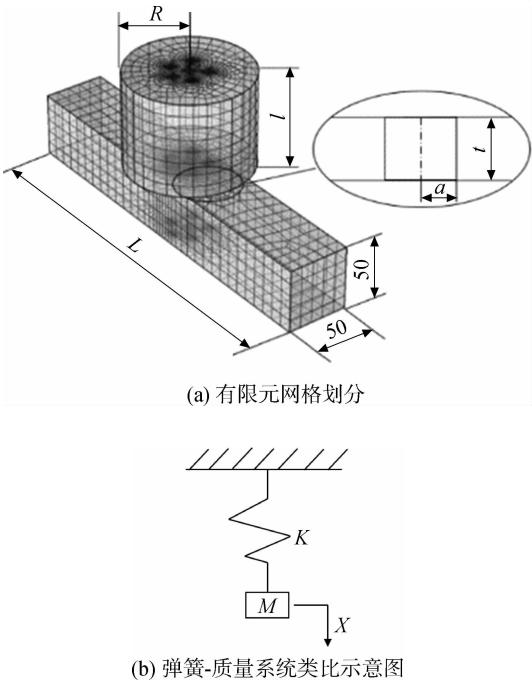


图 1 单局域共振声学超材料单元结构
Fig. 1 Single local resonance acoustic metamaterial unit structure

当声学超材料结构尺寸远小于声波的波长时,将共振腔等效为集中参数系统。Helmholtz 共振腔颈部呈活塞运动的的空气柱,等效于机械系统中的质量块,空腔内的空气等效于机械系统中的弹簧。当噪声频率与 Helmholtz 共振腔的共振频率相同时,空气柱发生剧烈活塞运动,与壁面摩擦生热,将声能转换为热能达到噪声抑制的目的。

Helmholtz 共振腔颈部空气柱的等效质量 M 和弹性系数 K 分别为

$$M = n\rho_0 s_1 t' \tag{1}$$

$$K = \rho_0 c_0^2 s_1^2 / V \tag{2}$$

式中 ρ_0 为空气密度, c_0 为空气中的声速, s_1 为颈部横截面积, t' 为颈部高度, n 为颈部的个数, V 为共振腔体积, $t' = t + \delta$, $\delta = \delta_i + \delta_e$ 为端部修正系数, δ_i 和 δ_e 分别为颈部内外的修正系数, 两者的表达式为

$$\delta_i = 0.48 \cdot s_1^{1/2} \left(1 - 1.25 \frac{a}{R} \right) \tag{3}$$

$$\delta_e = \frac{8}{3\pi} a \tag{4}$$

忽略系统中的阻尼, Helmholtz 共振腔共振角频率的表达式为^[17]

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{M}} = c_0 \sqrt{\frac{ns_1}{Vt'}} \tag{5}$$

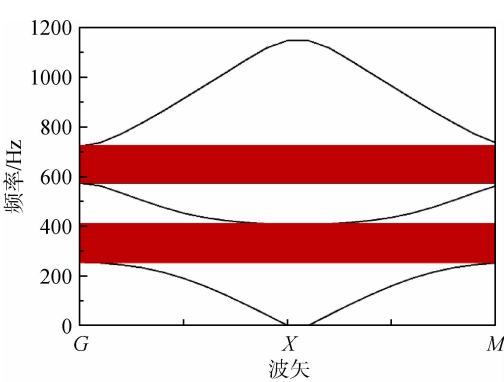
该共振系统的等效弹性模量记为

$$E_{\text{eff}} = E_0 \left(1 - \frac{F\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + j\Gamma\omega} \right) \tag{6}$$

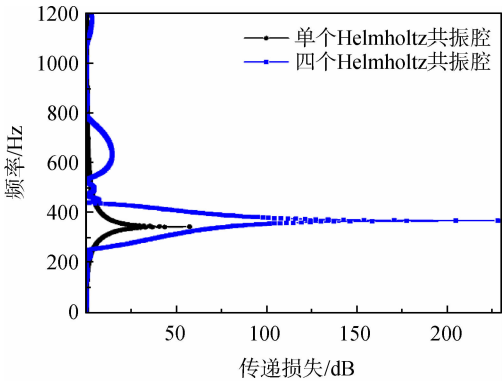
式中 $E_0 = \frac{Kl}{s_2}$, s_2 为腔体的横截面积, $F = \frac{s_2 l}{(50E - 3)^2 L}$ 为共振腔与波导的体积比, Γ 为本征损失(内部损耗因子), Γ 是由实验确定的, 取 $\Gamma = 0.1\omega$ ^[18]。

对于不可约布里渊区(简称 IBZ)在被波矢覆盖的可约束范围内和平面二维特性中 IBZ(图 2(a))在开始区域 Γ 经过横向平移到达 X , 再由 X 经过竖直平移到达 M , 经 M 后回到初始位置 Γ 即称为一个布里渊区, 对该区域进行参数化扫描并绘制出每个 k 值时波的传播频率得到图 2(b) 曲线。图中的 X 、 M 表示波矢扫描的矩形区间。

从图 2(b)中可以看出, 在 0~1 200 Hz 的频率范围内, 由 Helmholtz 共振腔组成的声腔型声学超材料形成有两个带隙, 分别位于 252~404 Hz 和 573~717 Hz。对比图 2(b)中和图 2(c)可以发现, Helmholtz 共振腔的带隙分布范围与系统传递损失的峰值频带范围保持一致, 说明在声



(b) 带隙结构图



(c) 传递损失曲线

图 2 传输特性图

Fig. 2 Transmission characteristic diagram

学超材料的带隙处对噪声具有良好的抑制作用。

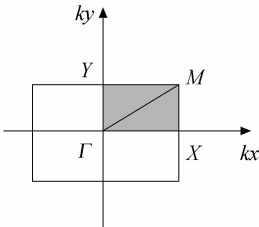
2 局域共振超材料声学特性仿真

2.1 单局域共振型声学超材料性能

结构参数设置为 $L = 300 \text{ mm}$, $a = 4 \text{ mm}$, $t = 6 \text{ mm}$, $R = 50 \text{ mm}$, $l = 75 \text{ mm}$, 利用有限元软件 COMSOL Multiphysics 5.4 进行数值模拟, 通过求解特征频率获得声学超材料的带隙分布如图 2(b)。利用频域分析获得声学超材料的传递损失曲线如图 2(c)。

图 2(b)中的第一条带隙(252~404 Hz)为 Helmholtz 共振带隙, 当噪声频率与 Helmholtz 共振系统的共振频率相同时, 共振腔与管道内声波相互作用, 将声能转换为热能, 此时在局域共振带隙中心频率范围内产生了负的等效体积模量, 如图 3 所示。

第二条带隙(573~717 Hz)为 Bragg 带隙, 是由于周期性布置的在 Helmholtz 共振腔与入射波、反射波和透射波之间存在强烈的耦合, 从而在特定频带内发生了干涉, 影响了该频率噪声的传递过程。Bragg 带隙的中心频率由声速 c_0 与管



(a) 周期性结构中的不可约布里渊区

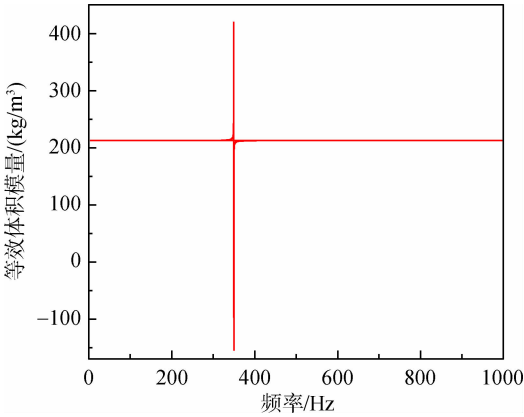


图 3 Helmholtz 共振腔的等效体积模量

Fig. 3 Equivalent bulk modulus of Helmholtz resonator

道单元长度 L 决定,由 $f=c_0/2L$ 得到该局域共振带隙的中心频率为 571.7 Hz,位于 Bragg 带隙的下带边。

由于周期性结构才会产生 Bragg 带隙,当只存在一个 Helmholtz 共振腔时,只会产生一个由 Helmholtz 共振腔发生局域共振时产生的峰值,如图 2(c)。

2.2 双局域共振型声学超材料性能

将 Helmholtz 共振腔的刚性基底替换为弹性薄膜,与腔体 2 组合形成一个弹簧系统,两者构成 Helmholtz 与弹簧系统叠加的双局域共振结构。

如图 4 为双局域共振超材料结构与双自由度振动系统的类比示意图。

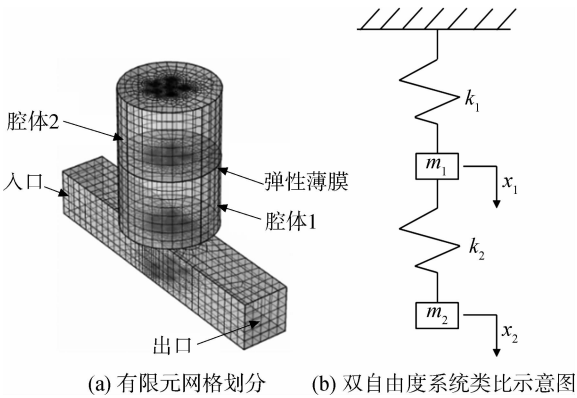


图 4 双局域共振单元

Fig. 4 Dual local resonance unit

其中 Helmholtz 共振系统可以等效为一个弹簧质量系统^[19],颈部的空气质量等效为质量块 m_2 ;腔体内的空气等效成空气弹簧 k_2 ;弹性薄膜的集中质量等效为质心处的质量块 m_1 ,在张力存在时形成等效弹簧 k_1 ,在声波激励下产生振动,弹性薄膜的共振频率为

$$f_{mm} = \frac{\eta}{2\pi a} \sqrt{\frac{T}{\sigma}} \tag{7}$$

其中圆形弹性薄膜的半径为 a ,面密度为 σ ,张力为 T , η 为薄膜上一点在垂直方向上的位移。

双局域共振超材料可以简化成具有双自由度的弹簧质量系统,建立无阻尼双自由度串联系统的自由振动方程如下:

$$\begin{bmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{x}_1 \\ \ddot{x}_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} k_1 + k_2 & -k_2 \\ -k_2 & k_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} = 0 \tag{8}$$

上式的特征方程为

$$\begin{vmatrix} k_1 + k_2 - m_1 \omega_d^2 & -k_2 \\ -k_2 & k_2 - m_2 \omega_d^2 \end{vmatrix} = 0 \tag{9}$$

式中 ω_d 为双局域共振声学超材料的固有角频率。

求解式(9)得到两个解 ω_1 、 ω_2 分别为

$$\omega_1 = \sqrt{A+B} \tag{10}$$

$$\omega_2 = \sqrt{A-B} \tag{11}$$

式中 $A = \frac{1}{2} \left(\frac{k_1 + k_2}{m_1} + \frac{k_2}{m_2} \right)$, $B = \frac{1}{2} \cdot$

$$\sqrt{\left(\frac{k_1 + k_2}{m_1} + \frac{k_2}{m_2} \right)^2 - \frac{4k_1 k_2}{m_1 m_2}}.$$

仿真模型中颈部、腔体 1、管道单元尺寸保持不变,腔体 2 半径为 50 mm、高度为 75 mm,弹性薄膜半径为 50 mm,厚度为 0.2 mm。采用 COM-SOL 对双局域共振声学超材料进行声学性能仿真,得到的结果如图 5。在 30~1 000 Hz 频率范围内,传递损失曲线在频率 215 Hz 与 615 Hz 处出现两个峰值,且具有明显的共振特征,说明亥姆霍茨共振效应和弹簧质量共振效应存在于同一系统中。当噪声频率与两者的共振频率一致时,均会发生局域共振,从而实现对两种不同频率成分

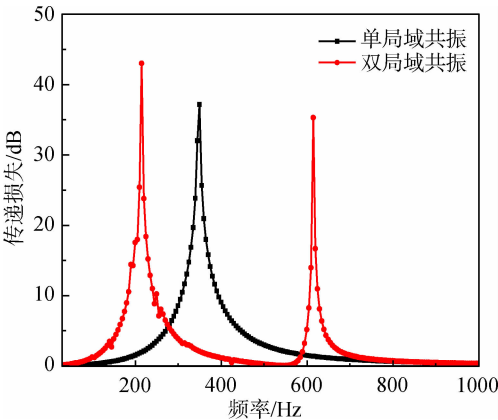


图 5 双局域共振单元仿真结果

Fig. 5 Simulation results of dual local resonance unit

的噪声进行控制。

采用双局域共振型声学超材料可以扩大噪声的控制范围。但由于共振特性,所能抑制的噪声集中在共振频率附近,一旦噪声频率偏离共振频率,噪声控制效果急剧下降。因而研究具有调节功能的声学超材料,能够扩大声学超材料的应用范围。

3 声学超材料结构调节方式

3.1 张力与体积控制方式对比

由式(5)和式(7)可知,双局域共振声学超材料的共振频率分别与 Helmholtz 共振腔腔体体积和薄膜的张力有关,当这两个参数发生改变时,均能引起共振频率的偏移。腔体体积和张力对共振频率偏移的影响效果如图 6。

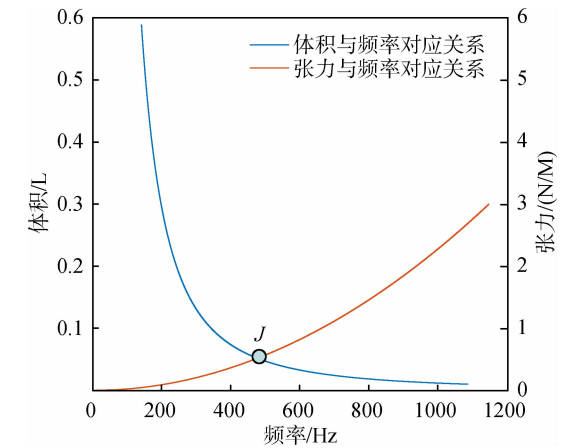


图 6 张力与体积控制效果对比

Fig. 6 Comparison of tension and volume control effects

张力引起的频率变化曲线与共振腔腔体体积引起的频率变化曲线相交于 J 点,频率为 480 Hz。 J 将控制区域分成两部分。

200~480 Hz 区间内,欲实现共振频率从 200 Hz 变化至 480 Hz,共振腔体积由 0.29 L 变化至 0.05 L,体积约变化至原来的 1/6;张力需从 0.09 N/m 变化至 0.53 N/m,即张力约变化至原来的 6 倍。

480~110 Hz 区间内,欲实现频率由 480 Hz 增加到 800 Hz 时,体积由 0.05 L 降低到 0.018 L,体积减小至原来的 1/3,张力由 0.53 N/m 增加至 1.47 N/m,约增加至原来的 3 倍。

在 0~1100 Hz 范围内,体积与张力对共振频率的控制作用相当,但张力控制方式的线性性优于体积控制方式;此外,体积的调节一般通过活塞

装置、虹膜装置以及压电驱动装置等实现,装置复杂、动态响应慢;而张力的调节可以通过控制压差实现,装置简单,综合考虑控制方式的优缺点,本研究选用张力调节方式对共振频率的偏移进行控制。

3.2 张力调节装置设计

设计了一种气压型张力调节装置测试张力对系统传递损失峰值频率的影响,如图 7。该装置由气源,调节阀,气压表以及声学超材料传递损失测试系统^[20]组成。通入压缩气体后,薄膜发生鼓胀变形,薄膜张紧状态改变,等效弹性系数随之变化,弹簧质量系统的共振频率偏移^[21]。通过建立气压与共振频率的函数关系,即可通过控制气压,抑制不同频率的噪声。

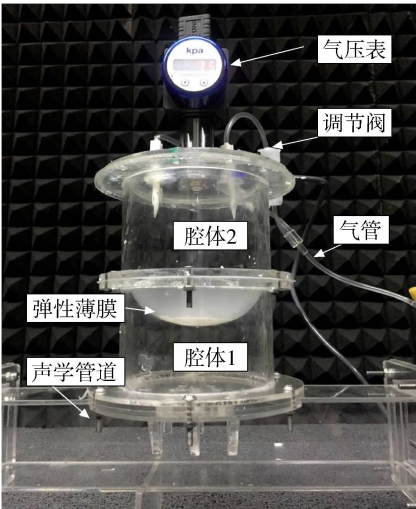


图 7 声学超材料张力调节装置

Fig. 7 Tension adjusting device for acoustic metamaterial

4 声学超材料噪声控制效果测试

采用双负载法对系统的传递损失进行测量,在声学超材料的上游和下游分别布置两只传声器,通过更换吸声末端改变系统的边界条件,测量声学超材料的传递损失。

所设计的两种局域共振声学超材料传递损失的仿真、测试结果如图 8。两者的测试结果与仿真结果基本保持一致。双局域共振超材料分别在 210 Hz 与 610 Hz 处产生了传递损失峰值。在 610 Hz 处,噪声频率与声学超材料的弹簧质量系统共振频率一致,弹性薄膜共振,声能转换成动能实现了噪声抑制的目的。说明双局域共振超材料对于扩宽噪声控制频带的有效性。

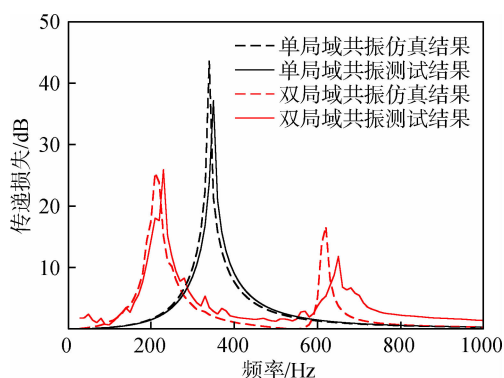


图8 局域共振声学超材料传递损失

Fig. 8 Local resonance acoustic metamaterial transmission loss

向腔体2中充入压缩气体使弹性薄膜产生变形,通过控制调节阀的开度产生不同的压差,通过系统的弹性系数的改变控制共振频率的偏移。图9为系统传递损失的控制效果。

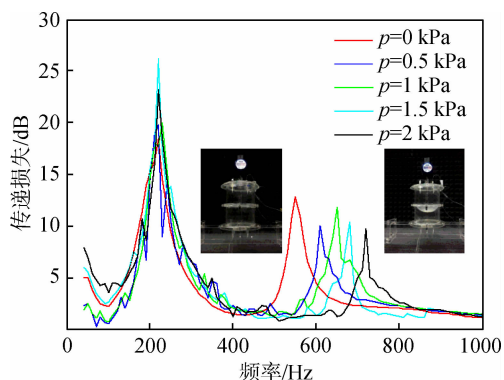


图9 气压对传递损失的控制作用

Fig. 9 Control effect of air pressure on transmission loss

从图9中可以看出,随着充入气体压强的增加,双局域共振单元的第二个传递损失峰值频率未发生明显变化;第二个传递损失峰值频率随着压差的增加逐向右偏移。当压差从0 kPa增加到2 kPa时,传递损失峰值频率从570 Hz增加到720 Hz,即增加了150 Hz。出现这种现象的原因是,当压缩气体通入腔体后,薄膜发生膨胀变形,弹簧系统的弹性系数发生改变,薄膜构成的弹簧系统固有频率发生变化,导致第二个传递损失峰值频率往高频偏移;由于上述过程中弹性薄膜的变化发生在整个腔体内,腔体总体积并未发生变化,因而与共振腔腔体体积相关的Helmholtz共振系统的共振频率不变,即图9中第一个传递损失峰值频率保持不变。

上述仿真和实验均表明双局域共振声学超材

料能够有效扩大被抑制噪声的带宽。通过调节薄膜张力,可以对传递损失的峰值频率进行控制,从而实现噪声的自适应控制。

5 结论

本文研究了具有调节功能的主动声学超材料及其控制方法,验证了系统对于宽频噪声控制可行性与控制效果,得到以下结论:

1) 提出一种同时具有Helmholtz共振效应和弹簧质量系统共振效应的双局域共振声学超材料结构,理论计算和有限元仿真证明该系统具有两个共振带隙,能够分别对位于带隙频率内的噪声进行控制。

2) 建立了双局域共振系统的等效数学模型,通过仿真与实验验证了模型的正确性。

3) 提出张力和共振腔体积两种调节方式,研究两者对系统传递损失的影响规律,结果表明张力调节方式对传递损失的控制效果优于体积调节方式。

4) 当充气压强由0增加至2 kPa时,所设计声学超材料的峰值频率偏移150 Hz,说明该结构可以扩宽声学超材料的噪声控制带宽,并具有自适应控制噪声的可能。

参考文献:

- [1] 孙晓峰,黄立锡,杨海,等.大型客机主要气动噪声机理及先进控制方法研究[J].中国科技成果,2016(17):20-22.
SUN Xiaofeng, HUANG Lixi, YANG Hai, et al. Research on the main aerodynamic noise mechanism and advanced control method of large passenger aircraft[J]. China Science and Technology Achievements, 2016(17): 20-22. (in Chinese)
- [2] YANG Z, MEI J, YANG M, et al. Membrane-type acoustic metamaterial with negative dynamic mass[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(20): 115-118.
- [3] 曹瑞.薄膜型声学超材料隔声性能的研究[D].哈尔滨:哈尔滨工业大学,2015.
CAO Rui. Study on the sound insulation performance of thin-film acoustic metamaterials[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2015. (in Chinese)
- [4] LIU Z Y, ZHANG X X, MAO Y W, et al. Locally resonant sonic materials[J]. Science, 2000, 289(8): 1734-1739.
- [5] 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.
- [6] 刘红星,吴九汇,张思文,等.声学超材料研究进展[J].声学与振动,2013(1):7-13.
LIU Hongxing, WU Jiuhui, ZHANG Siwen, et al. Research progress of acoustic metamaterials[J]. Open Journal

of Acoustics and Vibration,2013(1):7-13. (in Chinese)

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

[8] LU Z,CUI Y,DEBIASI M,et al. A tunable dielectric elastomer acoustic absorber[J]. Acta Acustica United with Acustica,2015,101(4):863-866.

[9] LU Z,CUI Y,DEBIASI M. Active membrane-based silencer and its acoustic characteristics[J]. Applied Acoustics, 2016,111:39-48.

[10] LU Z,CUI Y,ZHU J,et al. A novel duct silencer using dielectric elastomer absorbers[R]. San Diego,USA:International Society for Optics and Photonics,2014.

[11] BETGEN B,GALLAND M A,PIOT E,et al. Implementation and non-intrusive characterization of a hybrid active-passive liner with grazing flow[J]. Applied Acoustics, 2012,73(6/7):624-638.

[12] SIMON F. Long elastic open neck acoustic resonator for low frequency absorption[J]. Journal of Sound and Vibration,2018,421:1-16.

[13] 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

[14] XIA B,CHEN N,XIE L,et al. Temperature-controlled tunable acoustic metamaterial with active band gap and negative bulk modulus[J]. Applied Acoustics,2016,112: 1-9.

[15] GAO N,HOU H,MU Y. Low frequency acoustic properties of bilayer membrane acoustic metamaterial with magnetic oscillator[J]. Theoretical and Applied Mechanics Letters,2017,7(4):252-257.

[16] CASADEI F,BERTOLDI K. Harnessing fluid-structure interactions to design self-regulating acoustic metamaterials[J]. Journal of Applied Physics,2014,115(3):2075-2084.

[17] BEDOUT J M D,FRANCHEK M A,BERNHARD R J,et al. Adaptive-passive noise control with self-tuning Helmholtz resonators[J]. Journal of Sound and Vibration, 1997,202(1):109-123.

[18] 周榕. 基于 Helmholtz 腔和薄膜耦合的声学超材料及其低频隔声性能研究[D]. 江苏 镇江:江苏大学,2017.

ZHOU Rong. Acoustic metamaterial based on Helmholtz cavity and film coupling and its low-frequency sound insulation performance[D]. Zhenjiang, Jiangsu: Jiangsu University,2017. (in Chinese)

[19] 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)

[20] NUDEHI S S,DUNCAN G S,FAROOQ U. Modeling and experimental investigation of a Helmholtz resonator with a flexible plate[J]. Journal of Vibration and Acoustics, 2013,135(4):041102. 1-041102. 6.

[21] 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: 1-18.

(编辑:叶 青、张 雪)