

DOI: 10.7652/xjtub201604019

嵌套型开缝圆管声子晶体的带隙影响因素研究

包凯, 陈天宁, 王小鹏, 王放, 张振华

(西安交通大学机械结构强度与振动国家重点实验室, 710049, 西安)

摘要: 针对开缝管声子晶体结构的带隙起始频率较高和带隙不易调节的问题, 基于亥姆霍兹共鸣效应, 提出了一种嵌套型开缝圆管声子晶体结构, 为了研究该结构的带隙影响因素, 根据 Bloch 定理和 Helmholtz 方程, 利用有限元法对该结构的禁带和透射系数进行了数值计算并搭建实验台进行了实验验证, 获得了在晶格常数不变情况下该结构的带隙影响因素和禁带调节方法。研究表明, 嵌套型开缝圆管结构具有低频禁带特点, 能够在 500 Hz 左右得到宽禁带。在晶格常数恒定的条件下, 内管缝向和位置参数对结构的低频禁带具有有效的调节作用, 能够将低频禁带起始频率降低到 250 Hz, 其原理为产生并增强亥姆霍兹共鸣效应, 因此这种禁带调节方法在声子晶体制备后仍然能够实现多频段、宽频带的带隙调节。同时, 玻璃棉能够有效地增强嵌套型开缝管声子晶体结构的吸声性能, 并对拓宽禁带有积极的效果。该研究成果为开缝管声子晶体的禁带调节提供了理论依据和有效方法, 在低频噪声控制方面具有潜在的应用前景。

关键词: 声子晶体; 低频带隙; 嵌套型开缝管; 玻璃棉; 噪声控制

中图分类号: TB535; O328 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2016)04-0124-07

Factors Influencing Band Gaps of the Nested Periodical Slit Metal Tubes

BAO Kai, CHEN Tianning, WANG Xiaopeng, WANG Fang, ZHANG Zhenhua

(State Key Laboratory for Strength and Vibration of Mechanical Structures, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: The band gap starting frequency of periodical slit metal tubes is higher and the band gap is difficult to modulate. A nested structure with periodical slit metal tubes is designed based on Helmholtz resonators. According to the Bloch theorem and the Helmholtz equation, the band gap characteristics of the proposed nested structure are investigated theoretically and experimentally. The results show that the phononic crystal possesses wide band gap in low-frequency range. Frequency position and width of band gap can be effectively modulated by the angle and the relative position between the inner and outer slit metal tubes without changing the lattice constant. The lowest frequency falls to 250 Hz. Glass wool strongly attenuates the acoustic wave and broaden the band gaps. The band gap can even be modulated after the preparation of the nested periodical slit metal tubes.

Keywords: phononic crystal; low-frequency band gap; nested periodical slit metal tubes; glass wool; noise control

声子晶体是一种散射体周期性排列在基体中形成的新型复合材料, 一定频段的声波在该复合结构

中会强烈衰减,从而产生声子禁带^[1-2]。声子晶体的这一性质具有丰富的物理内涵和广阔的应用前景,其研究受到众多学者的关注^[3-5]。声子晶体的能带计算方法有有限元法、平面波展开法、传输矩阵法、时域有限差分法等^[6]。作为计算声子晶体能带结构常用的方法,有限元法^[7]将连续弹性体离散成一定数量的单元子域,根据弹性力学的基本方程和变分原理建立单元子域结点的力和位移之间的关系,引入边界条件、解线性方程组以及计算单元应力,可以用来准确地计算有限和无限周期的声子晶体的带隙特性。

在前期的声子晶体研究中,固-固型声子晶体广受关注,而声-固耦合型声子晶体的研究较少。开缝管结构是基于亥姆霍兹共鸣效应的一种声-固耦合型声子晶体,其带隙范围一般在几千赫兹^[8-9]。亥姆霍兹共鸣腔是一种典型的声共振系统,可受外面声场激发而消耗其能量,形成重要的吸声体结构^[10]。亥姆霍兹共鸣腔广泛应用于音乐厅、电影院吸音墙的微结构^[11]。

本文基于亥姆霍兹共鸣效应和开缝单管的带隙理论,提出了一种嵌套型开缝管声子晶体结构,该结构可以大大降低带隙起始频率,获得更低频带隙。前期文献研究的禁带影响因素大多都需要通过改变结构的晶格常数或尺寸来实现,这就导致了声子晶体的带隙设计具有极大的局限性^[12]。本文通过内管缝向、内管的位置偏移量和引入玻璃棉,采用晶格常数和管尺寸恒定条件下的禁带调节方法,使声子晶体带隙设计具有更好的适应性和可调节性,能够用一种尺寸的结构实现多频段、宽频带的带隙调节。本文对该结构的禁带和透射系数进行了数值计算,研究了其带隙影响因素及调节方法,并通过与实验结果对比验证了其有效性。

1 声子晶体计算模型及实验平台

1.1 嵌套型开缝圆管声子晶体模型

嵌套型开缝圆管声子晶体单胞模型及部分实验样品如图1所示,其中外管外径 $D=80$ mm,壁厚 $T=4$ mm,外管缝宽 $W=10$ mm;内管外径 $d=50$ mm,壁厚 $t=2$ mm,内管缝宽 $w=10$ mm。内管和管缝的长度为 0.8 m,晶格常数 $a=90$ mm。实验中,每组嵌套型开缝圆管内、外管之间用内管定位卡环定位,外管之间用外管定位卡环定位,组成 3×6 的钢管阵列。内管、外管尺寸参数恒定,外管开缝方向为 $-x$ 方向,声波传播方向为 $+x$ 方向,即声波正

对外管开缝方向入射。外管缝向与内管缝向夹角为 α ,内管在 x 方向上发生位置偏移时其偏移量为 h ,在 y 方向发生偏移时其偏移量为 l 。初始状态下内管与外管的圆心重合, $\alpha=0^\circ$, $h=l=0$ mm。透射系数仿真计算时,对于单个散射体长径比大于 10 时,可以将模型简化为二维模型进行计算,不考虑声波在圆管轴向(z 向)的传播,示意图如图2所示。



图1 嵌套型开缝管声子晶体单胞及实验样品

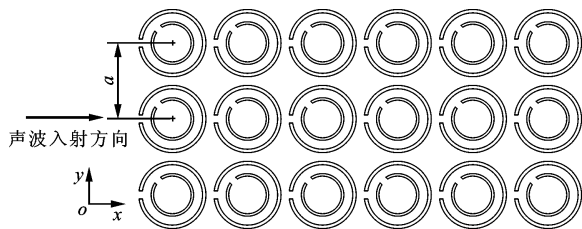


图2 简化的二维模型示意图

1.2 理论模型

本文采用有限元法计算该声子晶体结构的禁带和透射系数。弹性波在均匀、连续、线性介质(弹性介质)中传播时,其弹性波的波动方程为

$$\rho^{-1}[\mu \nabla \times \nabla \times u - (\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot u)] = \omega^2 u(r) \quad (1)$$

对于声-固耦合型声子晶体,分别在流体域和固体域应用式(1),同时通过边界形式考虑声-固耦合作用。在流体域中,Helmholtz方程为

$$\nabla \cdot \left(-\frac{1}{\rho_0} \nabla p \right) - \frac{\omega^2 p}{\rho_0 c_s^2} = 0 \quad (2)$$

式中: $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$; ρ_0 为材料密度; p 为声压, $p = p_0 e^{j\omega t}$; ω 为角频率; c_s 为声波波速。

在固体域中采用应力-应变模型。考虑声波与固体的耦合作用,散射体边界条件为

$$F_{sb} = -n_s p \quad (3)$$

式中: n_s 是从固体域向外指向的单位法向矢量。

考虑声波与固体的耦合作用,基体的边界条件

$$-n_a \cdot \left(-\frac{1}{\rho} (\nabla p) \right) = a_n \quad (4)$$

式中: n_a 是流体域向外的单位方向矢量。同时, 根据 Bloch 定理, 式(1)解的形式可以写为

$$u(r) = \sum_{G \in B} c(k+G) e^{i(k+G)r} = u_k(r) e^{ikr} \quad (5)$$

式(5)即为 Bloch 周期边界条件。

在考虑了声-固耦合作用的条件下, 通过设定 Bloch 周期边界条件, 让波矢遍历单元结构的第一布里渊区边界, 求得其特征值, 从而求得声子晶体的能带结构。为保证计算结果具有良好的收敛性, 选择细化的三角形网格模型划分为 86 976 个单元。计算结构透射系数时选择细化的三角形网格模型, 划分为 482 480 个单元。为了确保求解域的边界不发生反射, 在边界外层采用完全匹配层(PML)^[13-15], 其特点为对声波进行吸收, 防止反射, 可以终止波的传播且对波的方向不敏感, 边界方程为

$$\nabla \cdot [-(1/\rho_0)(\nabla p - q)] - \left[\frac{\omega^2}{\rho_0 c_s^2} - \frac{k_z^2}{\rho_0} \right] p = Q \quad (6)$$

1.3 实验方案与装置

为了对数值计算结果进行验证, 本文搭建了二维嵌套型声子晶体结构透射系数测试平台。实验原理如图 3 所示, 实验样品的尺寸、材料参数与数值计算模型相同。所设计的声子晶体透射系数的实验平台如图 4 所示。实验在半消声室中进行, 利用 M+P 测试软件进行测试, 实验中为减小声波绕射效应, 在声子晶体阵列与声源之间加设隔声板。隔声板的芯层是泡沫, 具有很强的吸声性能, 在隔声板中间开设一与声子晶体阵列端面尺寸相当的矩形窗口, 扬声器与声子晶体阵列布置在隔声板两侧, 声音穿过矩形窗口正对声子晶体阵列入射, 其他方向均有隔声材料隔声。信号发生器产生 100~3 500 Hz 的白噪声经过功率放大器后由扬声器输出, 输出功率为 1 W, 扬声器置于隔声板另一侧, 正对矩形窗口, 距

离第 1 列嵌套型开缝管 150 mm。声波通过声子晶体阵列后的透射声压在固定测点处被传声器测量, 并通过频谱分析仪和 MATLAB 求得透射系数, 测点位置距离第 6 列嵌套型开缝管 250 mm。这两个距离为综合考虑实验室测试条件和防止绕射、减小声波耗损而定。从实验结果来看, 实验数据和数值计算吻合较好。



图 4 透射系数测试实验平台

2 数值计算结果与实验对比

2.1 嵌套型开缝管的低频宽带隙特性

本文提出的嵌套型开缝管声子晶体是一种声-固耦合型声子晶体, 散射体为钢, 密度为 7 840 kg/m³, 弹性模量为 2.16 × 10¹¹ Pa, 泊松比为 0.28; 基体为空气, 取密度为 1.25 kg/m³, 声速为 340 m/s。初始状态下, $h=l=0$ mm, $\alpha=0^\circ$, 计算得到嵌套型开缝管声子晶体的能带图、透射系数和实验测得透射系数对比如图 5 所示。

从图 5 能带图可以看出: 该结构在 537.664~839.949 Hz 打开了一条低频宽禁带, 带隙宽度为 302 Hz, 为结构的第 1 带隙, 相比前期文献研究的开缝单管结构得到的上千赫兹处的禁带, 嵌套型结构具有更低的低频禁带; 在内管参数变化时结构在 1 kHz 附近打开一条极窄的禁带, 为第 2 禁带; 同时, 结构在 1 661.93~2 367 Hz 打开了一条宽禁带, 为第 3 禁带, 其带隙宽度为 706 Hz。

本文主要研究低频的第 1 禁带的调节方法。对照图 5, 第 1 禁带和第 3 禁带频率区域的透射系数趋近于 0, 说明在该段频段内结构的隔声效果良好, 存在禁带。同时, 由于理论计算忽略固体的阻尼、空气的黏性, 且实验中会遇到背景噪声、声波绕射、样品加工误差等因素, 所以禁带的透射系数理论值都

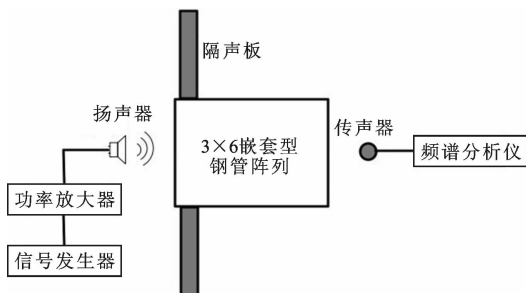


图 3 实验原理图

为 0,而实验结果可以认为透射系数小于 0.05 的区域即为禁带。由图 5 发现,仿真结果和实验吻合得比较好,这表明本文采用的数值计算方法是有效的。

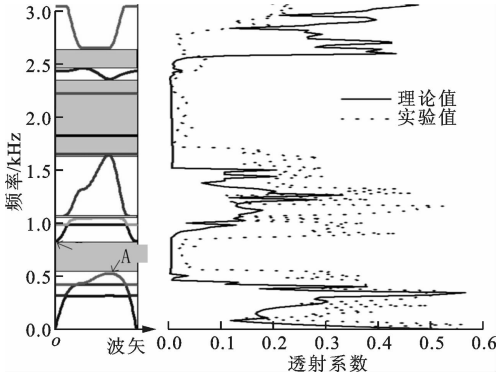


图 5 理论禁带与实验禁带对比

开缝管结构等效于亥姆霍兹共振腔,声波经过衍射在共振腔内形成比较大的声压。发生声压突变的缝隙可等效为亥姆霍兹共鸣器的短管,声压集中的区域等效为亥姆霍兹共鸣器的腔体。为了说明结构的带隙机理,提取第 1 禁带的上下边界的模态如图 6 所示,等效的亥姆霍兹共鸣腔如图 7 所示。禁带上边界声压主要集中在内、外管之间区域和内管腔内(腔体体积 V),声压突变发生在内、外管的开缝处和內、外管之间的缝隙中(短管 S 、 L)。禁带下边界的声压主要集中在管内(腔体体积 V),管外的声压几乎为 0,且声压突变发生在内、外管的开缝处和內、外管之间的缝隙中(短管 S 、 L)。由于亥姆霍兹共鸣效应,嵌套型开缝管结构使声波在其内部发生了共振并消耗了声波能量,减弱了波的继续传播,这与前期学者研究的开缝单管禁带机理相符合。分析认为,较高频的宽禁带(第 3 禁带)是由于开缝管的局域共振或布拉格效应形成的,其禁带内出现的平直带是局域共振型声子晶体的典型特征之一^[16],后文的参数研究也证明了这一点。

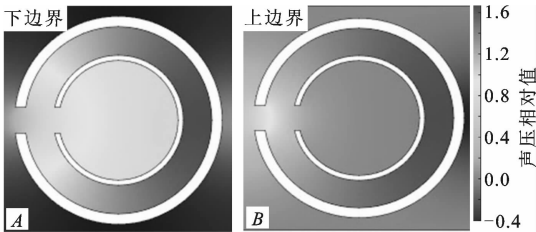


图 6 第 1 禁带的上、下边界模态图

在实际应用中,声子晶体设计和制备后其晶格常数即为恒定,其带隙基本不能通过改变晶格常数进行调节。因此,如何在不改变晶格常数条件下调节禁带范围是声子晶体研究的一大突破点。本文主

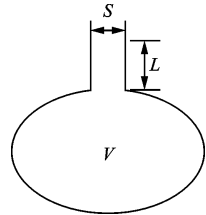


图 7 等效亥姆霍兹共鸣腔

要针对嵌套型开缝圆管声子晶体的低频带隙,通过数值计算和实验研究了内管缝向、内管位置及玻璃棉对禁带的调制作用,得到了固定晶格常数条件下调节嵌套型声子晶体结构禁带的有效方法,为嵌套型开缝管在潜艇、飞机短舱等方面的噪声控制和带隙调节提供理论依据。

2.2 内管缝向对嵌套型开缝管带隙特性的影响

图 8 为内管缝向 α 与禁带的关系。当 $\alpha=0^\circ$ 时,嵌套型开缝管声子晶体结构的低频带隙最宽,但禁带位置最高,禁带范围为 537.664~839.949 Hz,禁带宽度为 302 Hz。随着 α 的增加,禁带位置不断向低频移动,同时禁带宽度减小。当 α 为 180° 时,得到起始频率最低的低频禁带,禁带范围为 430~600 Hz,禁带宽度为 170 Hz,比 $\alpha=0^\circ$ 时的禁带位置下移了约 107 Hz,明显降低了禁带位置。随着 α 的增加,第 2 禁带逐渐打开,而 α 对第 3 禁带无明显影响。图 9 为 $\alpha=0^\circ$ 、 $\alpha=90^\circ$ 和 $\alpha=180^\circ$ 时的透射系数实验数据,发现 3 种角度下实验测得的透射系数的禁带位置和宽度变化基本和理论计算吻合。

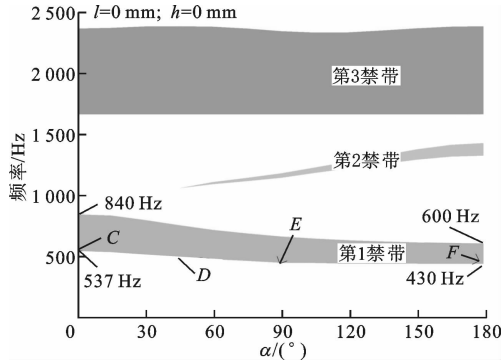


图 8 内管缝向和禁带的关系

为解释内管缝向影响第 1 禁带的原理,提取不同 α 时第 1 禁带的下边界模态如图 10 所示。结果表明, α 不同时,第 1 禁带的边界模态具有相同的特征,其声压分布相似,即声压同时集中在内、外管之间区域和内管腔内,声压突变发生在内、外管的开缝处和內、外管之间的缝隙中。其区别在于内、外管之间的缝隙处的声压突变的程度:当 $\alpha=0^\circ$ 时,内、外管之间的缝隙处的声压突变基本为 0,而随着 α 的增

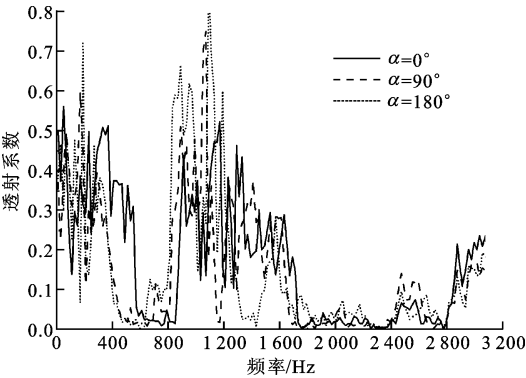


图 9 不同内管缝向时的透射系数对比

大,内、外管之间的缝隙处的声压突变更为明显,缝隙处声压突变区域更大。因此, α 的增加形成了新的短管,产生了新的亥姆霍兹共鸣腔,在原始状态基础上增强了结构的吸声性能,降低了亥姆霍兹共鸣腔的共振频率,这就是 α 参数调节禁带的机理。

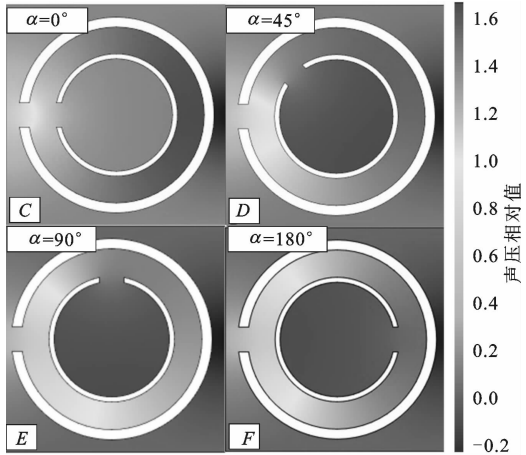


图 10 第 1 禁带的下边界模式图

在开缝管缝隙较小的情况下,缝隙声子晶体原胞结构类似于亥姆霍兹共振腔,可以采用亥姆霍兹共振腔理论初步研究其禁带变化规律。亥姆霍兹共振腔的共振角频率计算公式为

$$\omega_0 = \frac{1}{c} \left(\frac{S}{LV} \right)^{1/2} \quad (7)$$

式中: S 为短管截面面积(声压突变处缝隙的等效截面面积); L 为短管长度(声压突变处的缝隙的等效长度); V 为腔体体积(声压集中区域等效面积)。对于缝隙声子晶体原胞结构,有 $V+LS=K$ 。在开缝管缝隙较小时, LS 远小于 V 。

内、外管开缝处声压情况基本不变,而内、外管之间缝隙处声压突变情况改变。内、外管之间缝隙处声压突变情况:当 $\alpha=0^\circ$ 时, L 趋近于 0; α 增加时, L 增加,增量为 ΔL , V 减小,减小量为 ΔV ,其关系为 $\Delta LS=\Delta V$ 。

根据式(7)得到

$$(L+\Delta L)(V-\Delta V)-LV=\Delta L(K-2LS)$$

显然,在开缝管缝隙较小时, $K-2LS>0$, $(L+\Delta L) \cdot (V-\Delta V)>LV$,共振频率 ω_0 随着 α 的增加而减小,与图 8 的计算结果相符,即随着 α 的增加,内、外管之间缝隙处声压突变区变长,共振频率降低。第 1 禁带上边界的边界模式分析同理。

对于第 3 禁带,其带宽和位置不随 α 的变化而改变。 α 的改变对声子晶体原胞的拓扑结构、对称性和质量分布基本没有影响,因此其带隙不发生改变,这与其禁带形成机理相符。

2.3 内管偏移量对嵌套型开缝管带隙特性的影响

内管位置对禁带的影响主要从内管在 x 方向和 y 方向上的偏移量对禁带的影响上来研究。如图 11~图 13 所示,内管在 x 、 y 方向上的偏移量能够明显降低第 1 禁带的起始频率,研究的 $\alpha=0^\circ$ 和 $\alpha=90^\circ$ 时内管单方向偏移后的禁带起始频率最低可降低到 290 Hz,与原始状态相比降低了 250 Hz,这在低频禁带调节中是十分难得的。图 14 实验测得的 3 种参数下的结构透射系数与仿真计算得到的禁带位置和宽度基本相符,在误差允许范围内可以认为理论计算是可靠的。

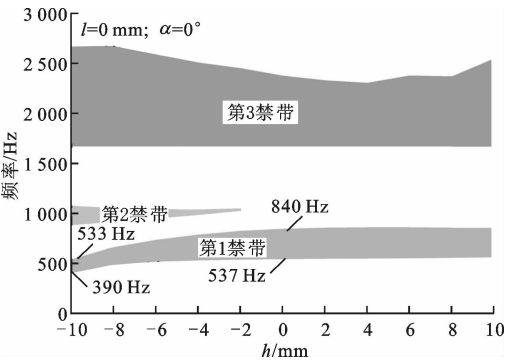


图 11 $\alpha=0^\circ$ 时内管在 x 方向上的偏移量与禁带的关系

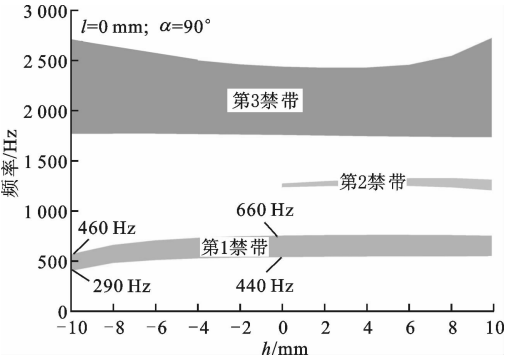


图 12 $\alpha=90^\circ$ 时内管在 x 方向上的偏移量与禁带的关系

x 方向的偏移量 h 越小,禁带频率越低,禁带向

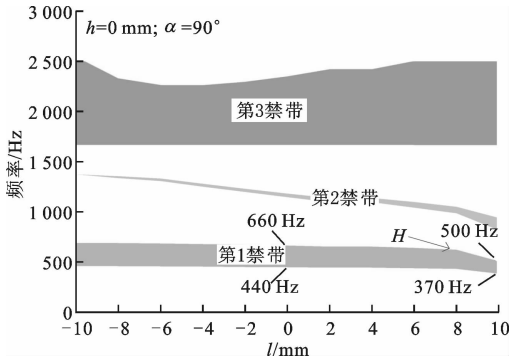


图 13 $\alpha=90^\circ$ 时内管在 y 方向上的偏移量与禁带的关系

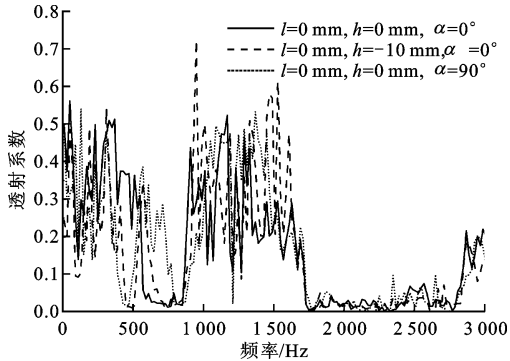
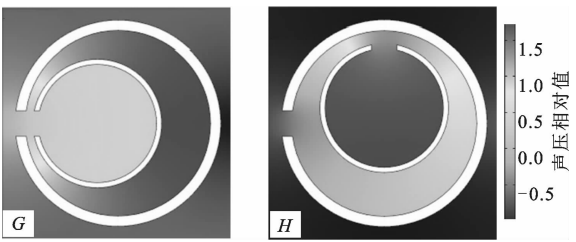


图 14 不同偏移量时的透射系数对比

低频移动,同时禁带宽度减小; h 越小,其单位增量对禁带的影响越大。 y 方向的偏移量 l 增大,禁带频率降低,带隙向低频移动,其增量对禁带的影响越大。通过调节偏移量可以使第 1 禁带向低频移动超过 200 Hz。这充分说明了这种参数调节方法的实用性和有效性。

从图 15 可以看到,声压同时集中在内、外管之间区域和内管腔内,声压突变发生在内、外管的开缝处和靠近内、外管开缝处由于偏移形成的狭窄缝隙中。禁带上边界模式图分析同理。内管位置偏移调节禁带的原理是:位置偏移使内、外管之间的缝隙形成了声压突变,形成了新的短管,产生了新的亥姆霍兹共鸣腔,在原始状态基础上增强了结构的吸声性能,降低了亥姆霍兹共鸣腔的共振频率。这与内管缝向对禁带的影响机理是一致的。不同的是,缝向 α 改变形成新的声压突变(短管), α 增加声压突变区长度 L 变长,声压突变区变大;内管偏移量 h 和 l 改变可以在内管开缝处附近形成新的声压突变区(短管),同时改变声压突变处缝隙的宽度, h 和 l 变化导致 S 变小。因此, h 和 l 对禁带的影响受到 α 的影响很大, α 决定了内管缝向,从而影响内管开缝处新的声压突变区形成。

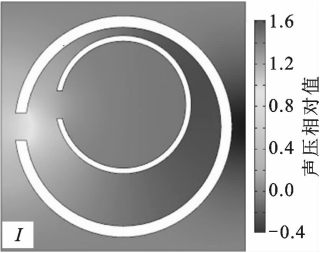
由图 16 看出, y 方向的偏移量在内管开缝处附



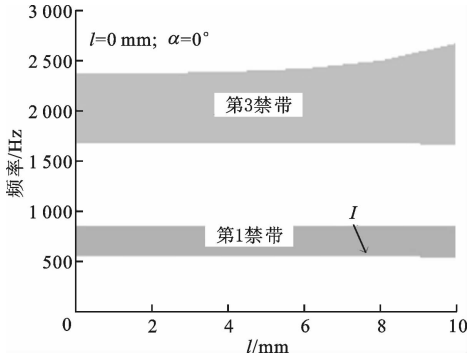
(a) $\alpha=0^\circ, l=0$ mm、
 $h=-8$ mm 时
禁带下边界
(b) $\alpha=90^\circ, l=0$ mm、
 $h=8$ mm 时
禁带上边界

图 15 第 1 禁带边界的模式图

近没有形成新的声压突变,因此 $\alpha=0^\circ, h=0$ mm 时, y 方向的偏移不影响第 1 禁带。偏移量使内管或外管开缝处附近形成新的声压突变时才能够得到更低的起始频率。当内管开缝处靠近外管内壁或内管外壁靠近外管开缝处时可以形成新的声压突变区域,这也是上述几种情况下偏移量调节起始频率的原因。



(a) $\alpha=0^\circ, h=0$ mm、 $l=-8$ mm 时禁带下边界



(b) y 向偏移量对禁带的影响

图 16 $\alpha=0^\circ$ 时 y 方向偏移量对禁带的影响及禁带边界模式

随着内管偏移量的变化,第 2 禁带逐渐打开或者关闭,其带宽较窄。随着偏移量绝对值的增加,第 3 禁带上边界基本都向上移动。原始状态时第 3 禁带为 1 661. 93~2367 Hz,内管偏移量可调节第 3 禁带上边界频率,最高可达到 2661 Hz,禁带宽度达到 1 kHz。原胞的拓扑结构、对称性和质量分布能够

影响和调节禁带范围^[17-19]。原始状态下的原胞高度对称、质量集中,内管偏移后改变了其拓扑结构,破坏了对称性和质量分布,使原胞质心偏离原始状态,从而拓宽了能带范围,且偏移量的绝对值越大,对称性越差,禁带越宽。内管偏移量对第3禁带的影响和内管缝向不影响第3禁带进一步说明其形成机理与第1禁带完全不同。

2.4 玻璃棉对嵌套型开缝管带隙特性的影响

本文除了研究缝向、内管偏移量对禁带的影响外,还将声波高吸收材料玻璃棉引入到嵌套型声子晶体中,分别研究了内管填充玻璃棉、内、外管间填充玻璃棉和内、外管均填充玻璃棉对禁带的作用。实验中将管与管内空间等体积的玻璃棉均匀填充到管中,使吸声棉均匀充满填充空间。吸声棉的有效密度 $\rho_0 = 12 \text{ kg/m}^3$ 、纤维直径 $d_0 = 10 \text{ }\mu\text{m}$ 。实验结果如图17所示,填充玻璃棉的3种状态透射系数基本上都小于原始状态,同时在一定程度上拓宽了低频禁带。这说明玻璃棉的吸声特性能够增强声子晶体结构的吸声效果,使禁带外的透射被吸收,降低了透射系数,对原有禁带具有优化作用。

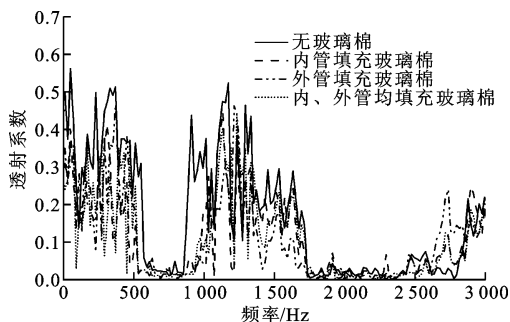


图17 玻璃棉对禁带及结构吸声性能的影响

3 结 论

本文基于亥姆霍兹共鸣效应,针对嵌套型开缝圆管声子晶体结构,在考虑声-固耦合的情况下,利用有限元法对这种结构的带隙和透射系数进行了数值计算,并通过实验进行了验证。结果表明,嵌套型开缝管结构比开缝单管结构具有更低的低频禁带起始频率,其低频带隙是由嵌套型结构的亥姆霍兹效应产生,即声波在嵌套型结构中共振消耗和减弱。在不改变晶格常数的条件下,内管缝向和位置参数对结构的低频带隙具有有效的调节作用,其原理是基于亥姆霍兹共振腔的共鸣效应,产生了新的声压突变区即亥姆霍兹共振腔,并增强了亥姆霍兹效应。高频禁带产生机理为局域共振及布拉格散射,它受内管偏移量的影响是由于内管位置变化带来的原胞

拓扑结构、对称性和质量分布的变化而产生的。玻璃棉的吸声特性能够增强声子晶体结构的吸声效果,降低透射系数,对原有禁带具有优化作用。

参考文献:

- [1] KAFESAKI M, SIGALAS M M. Wave guides in two-dimensional elastic wave band gap materials [J]. Phys: B, 2001, 296(1): 190-194.
- [2] KUSHWAHA M S, HALEVI P, DOBRZYNSKI L, et al. Acoustic band structure of periodic composites [J]. Phys Rev Lett, 1993, 71(13): 2022-2025.
- [3] CERVERA F, SANCHIS L, SANCHEZ-PEREZ J V, et al. Re-fractive acoustic devices for airborne sound [J]. Phys Rev Lett, 2002, 88(2): 023902.
- [4] SU Xiaoyang. Ultrasound tunneling through 3D phononic crystals [J]. Phys Rev Lett, 2002, 88(10): 104301.
- [5] MARTIN H. Small-size sonic crystals with strong attenuation bands in the audible frequency range [J]. Applied Physics Letters, 2004, 84(17): 3364-3366.
- [6] GARCIA-PABLOS D, SIGALAS M, DE ESPINOSA F R M, et al. Theory and experiments on elastic band gaps [J]. Physical Review Letters, 2000, 84(19): 4349-4352.
- [7] ZHANG S, HUA J, CHENG J C. Experimental and theoretical evidence for the existence of broad forbidden gaps in the three-component composite [J]. Chinese Physical Letters, 2003, 20(8): 1303-1305.
- [8] HU X H, CHAN C T. Two-dimensional sonic crystals with Helmholtz resonators [J]. Physical Review: E, 2005, 71(5): 055601.
- [9] WANG Z G, SAM H L. Acoustic wave propagation in one-dimensional phononic crystals containing Helmholtz resonators [J]. Journal of Applied Physics, 2008, 103(6): 064907.
- [10] 马大猷. 亥姆霍兹共鸣器 [J]. 声学技术, 2002, 21(1): 2-3.
MA Dayou. Helmholtz resonator [J]. Technical Acoustics, 2002, 21(1): 2-3.
- [11] 王峥, 项端祈, 陈金京, 等. 建筑声学材料与结构 [M]. 北京: 机械工业出版社, 2006: 40-45.
- [12] 温激鸿, 韩小云, 王刚, 等. 声子晶体研究概述 [J]. 功能材料, 2003, 34(4): 364-367.
WEN Jihong, HAN Xiaoyun, WANG Gang, et al. Review of phononic crystals [J]. Journal of Functional Materials, 2003, 34(4): 364-367.

(下转第158页)