

二维开缝金属圆管带隙结构禁带特性中缝参数的研究^{*}

崔战友^{1)†} 陈天宁¹⁾ 许锐奇²⁾ 吴九汇¹⁾

1) 西安交通大学机械学院振动与噪声控制研究所, 西安 710049)

2) 烟台市东方电子信息产业股份有限公司, 烟台 264000)

(2008 年 6 月 26 日收到, 2008 年 10 月 21 日收到修改稿)

对二维组合开缝金属圆管的禁带特性进行了数值模拟和实验验证, 着重研究了缝参数对禁带的影响, 并分析了不同缝参数开缝圆管组合结构具有的独特禁带性质. 模拟计算和实验结果符合较好, 结果表明这种微缝带隙结构具有起始频率低的特点. 同单一缝参数开缝圆管带隙结构相比, 组合缝参数带隙结构具有连续的大禁带.

关键词: 微缝散射体, 禁带

PACC: 4335, 6230D

1. 引 言

随着上世纪 90 年代声子晶体概念的提出, 许多学者对于这种具有良好声子禁带特性的结构和机理的研究兴趣越来越高^[1-5]. 而且在工业界也有广泛的应用前景, 比如, 环境的降噪隔振, 潜艇的消声瓦, 飞机的声衬等.

通常情况下二维声子晶体, 能够较好地实现禁带特性、反映禁带产生机理, 且理论模型计算简便, 从而被广泛关注. 目前针对其产生声波禁带的计算方法有平面波展开法(PWE)^[6,7], 时域有限差分法(FDTD)^[8], 多重散射法(MST)^[9], 散射矩阵法^[10]等. 研究结果表明^[11-15], 散射体的分布、散射体的形状、散射体和基质的密度比以及两者物理参数(弹性模量、泊松比)等都对禁带的宽度和起始频率有一定的影响. 但是, 当晶格常数不变时, 上述这些参数对禁带的位置及宽度影响不大^[16]. 本文提出了一种新的带隙结构, 在晶格常数不变的条件下, 可以大大降低其禁带的起始频率、拓宽禁带宽度. 这种新的带隙结构产生禁带的原理是在布拉格散射的基础上, 增加共振腔吸声机理来降低起始频率和拓宽禁带范围, 再利用参数渐变优化滤波原理^[17,18]消除单一缝宽带

隙结构的局限, 产生一个具有大带宽、低起始频率的禁带. 这种新的禁带产生机理不同于单一的周期变化结构与弹性波作用的布拉格散射原理或者单个散射体共振与入射波作用的局域共振原理^[19].

2. 微缝结构及计算理论

2.1. 微缝结构

本文提出的含缝带隙材料的单个散射体实物照片如图 1(a)所示, 参数为圆管外径 31 mm, 壁厚 3 mm, 高度 540 mm, 为把开缝圆管阵列简化成二维研究方便, 管子两端开口, 缝数 3, 缝距 8 mm, 缝宽 2 mm, 管长 500 mm. 由此散射体组装的带隙结构如图 1(b)所示.

由于单个散射体的长径比大于 10, 可以把整个结构简化成二维来计算, 不考虑波沿圆管的轴向传播(Z 向传播). 计算该带隙材料的透射系数和禁带时, 平面波沿 X 方向传播, 示意图如图 2, 参数 W 代表缝宽, D 代表相邻缝间距, a 为晶格常数.

2.2. 理论模型

对于这样一个复杂的结构, 其解析解不易得到,

^{*} 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2006CB601204)和国家自然科学基金重点项目(批准号: 10632060)资助的课题.

[†] E-mail: zhanyou_cui@sohu.com

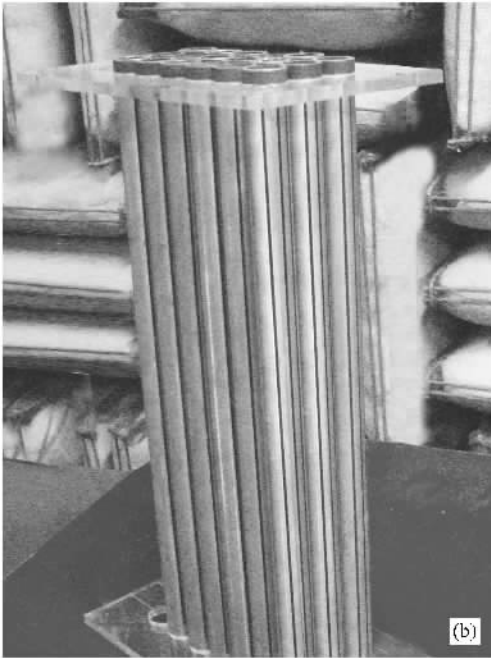
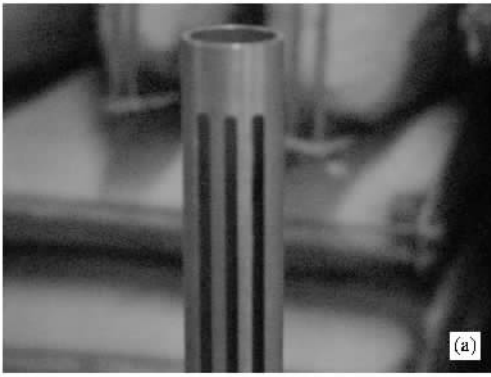


图1 含缝带隙材料实物照片 (a)单个散射体 (b)完整带隙结构

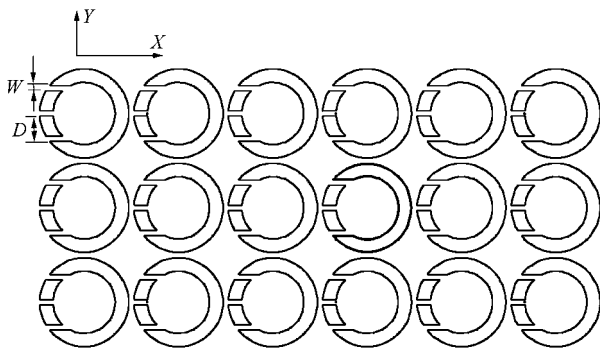


图2 简化二维含缝带隙结构示意图

而有限元方法是用较简单的问题代替复杂问题后再求解,因此本文采用有限元方法来求解该带隙结构

的透射系数.在流体域中采用 Helmholtz 方程

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

式中,声压 p 采用时谐的形式, $p = p_0 \cdot e^{i\omega t}$, ρ_0 是流体的密度, ω 是角频率, c_s 是声波在流体中的速度, q 是单极子声源.在本文的模型里,没有单极子声源.在固体求解域中则采用应力-应变模型.

考虑声-固耦合作用,在固体域中流体对固体的作用力为

$$F = -n_s p, \quad (2)$$

式中, n_s 是指向外的单位法向矢量(从固体域中看).为了考虑固体对声波的反作用,在流体域中使用法向加速度条件

$$a_n = -n_a \cdot \left(-\frac{1}{\rho}(\nabla p - q) \right), \quad (3)$$

其中 a_n 为流体域向外的单位法向矢量.

3. 理论及实验研究

3.1. 数值计算方法

为了考虑声-固耦合作用,本文采用有限元法并利用 COMSOL 软件来模拟理论计算.计算域及边界域如图3所示.计算域由空气(流体域)和金属(固体域)组成,金属为钢.为了增加边界的吸收,减少反射,采用吸收能力比较强的完全匹配吸收层(PML),在 x 方向边界层总厚度 $L_{px} = L_x/2$, y 方向边界层总厚度 $L_{py} = L_y/2^{[20]}$. PML 吸收层的参数还有 X 方向、 Y 方向吸收层个数,本文在计算域周边4个位置设置吸收层,有效地防止了 X 方向入射侧、透射侧的波反射及 Y 方向两端波的反射.计算中,流体域忽略空气的黏性,视作理想状态,固体域不计其阻尼.

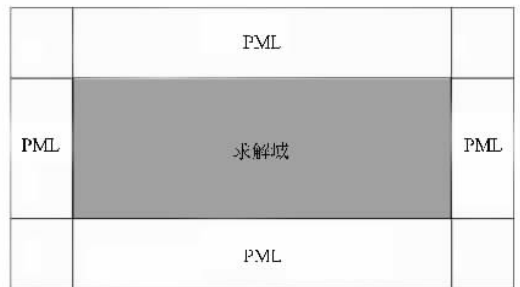


图3 求解域和 PML 域

在有限元计算中,网格划分采用 normal 形式.

3.2. 实验方案及装置

为了对理论计算结果进行验证,本文搭建了二维声子晶体透射系数测试平台,实验在半消声室中进行,实验结构图如图4.带隙结构由图1所示的 3×6 含缝钢管构成,参数如上.实验仪器有B&K 1027信号发生器, B&K 2718功率放大器, HC650扬声器, HS5660A声级计, HP 35670A频谱分析仪.实验中,为了减小声波绕射效应,采用普通彩钢板为隔声板(隔声量为30 dB),厚度70 mm,长 \times 宽=2600 mm \times 2000 mm.在彩钢板中间开长方形窗口安装带隙结构,周围密封防止漏声. $L_1 = 125$ mm, $L_2 = 275$ mm,这两个距离是综合考虑防止绕射、减少声波耗损,并根据实际测试情况而定的.

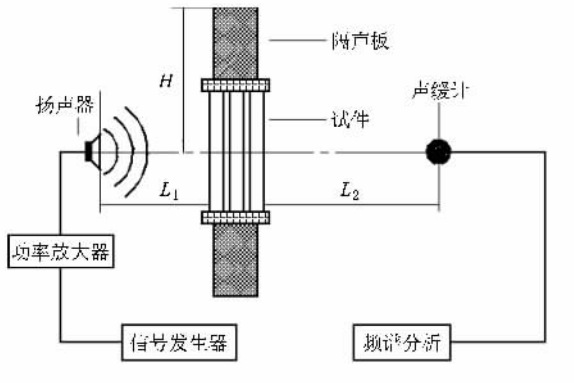


图4 透射系数测试实验示意图

3.3. 结果验证及讨论

3.3.1. 实验验证

本文在计算和实验中均采用钢质圆管组成 3×6 的带隙结构,钢管弹性模量 205×10^9 Pa,泊松比0.28,密度 7850 kg/m^3 ,每根圆管3条缝,缝与圆管轴线平行.为了防止绕射,制作一块三明治隔声墙(彩钢板),中间层是66 mm的泡沫,两端是2 mm厚的白铁皮.在实验时,试件的前端面(声波入射侧)和隔声板的前端面(声波入射侧)平齐,这是为了尽量保证入射波在传播时不受隔声板中央长方形窗口的影响,这时不可避免的使前两列圆管的上下两端被堵塞,为了避免堵塞端口对实验结果产生的不利影响,有两点措施来消除这个影响:一、本文研究的二维结构,管子的长径比大于10,此时可以忽略 Z 方向波的影响;二、隔声板的芯层是泡沫,具有很强的吸声性能,即使前两列被堵的圆管内的声波可能对结果产生影响,在泡沫的吸声作用下(相当于增加了吸收

边界),避免了声波在管内的轴向反射和振荡,尽管这种条件不能达到和不堵塞条件完全一致,但是已经大大消除了不利影响.而且从实验结果来看,和理论结果符合较好,如图5.

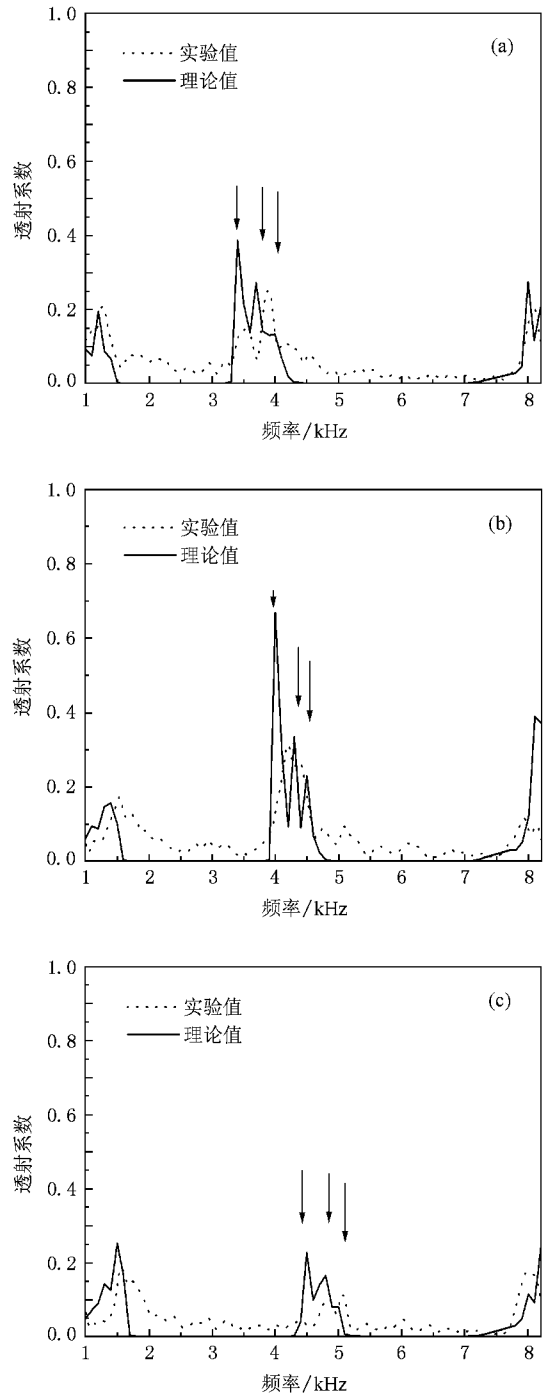


图5 (a)(b)(c)分别为缝宽2 mm 4 mm 6 mm时的实验和理论透射系数

图5中(a)(b)(c)分别为缝宽2 mm 4 mm, 6 mm时的实验和理论透射系数,由于理论计算忽略

了空气的黏性、固体的阻尼以及实验中会遇到的背景噪声等因素,所以图中禁带的透射系数理论值都为 0,而对于实验结果,在小于 0.05 的情况下可以认为禁带实际存在.图 5 的结果说明理论值在禁带的带宽、起始频率和截至频率基本符合,所以本文所采用的有限元法是可行的.图 5 给出各单一缝宽带隙结构的前两个禁带,需要特别指出的是禁带之间出现了一些共振峰,这些峰是由于圆管开缝引起的,因此方便起见,在图 5 中把两个禁带视为一个禁带,图 7 作相同处理.由于开缝圆管相当于赫姆霍兹共振腔,声波经过衍射在这个腔内形成比较大的声压,在远离共振频率的某些频段不能使声波经过带隙材料被吸收掉(箭头所示的黑实线共振峰),而且由于布拉格散射和材料的物理特性相关,也不能在这些频段形成禁带,所以使原来可能连续的禁带被一分为二.而且这些共振峰和共振腔的尺度参数相关,这和单个亥姆霍兹共振腔的特性相同,是由其本身的共振频率和吸声频带宽度决定的.

为了进一步研究上述禁带内共振缝的作用机理,图 6 给出了单一缝宽圆管阵列的特征声模态,其实部是实际特征频率,虚部表示的是相位.图中给出了在特征频率处阵列内声压分布(声压云图所示)和流体质点速度(箭头所示).单行单列开缝圆管的共振频率是 2900 Hz,对应其声模态的特征频率为 3003 Hz,三行单列开缝圆管到共振频率是 2900 Hz,相对应的声模态特征频率为 2953 Hz,这个共振频率和单个开缝圆管的共振频率相同,三行两列开缝圆管的共振频率是 4600 Hz,其对应的声模态特征频率为 4657 Hz,这些结果充分说明共振峰是内外共振腔谐振的结果,体现了两者相互耦合的共振频率.上述结果表明,在圆管开缝以后,由于其内部共振腔和外部共振腔共同作用使得禁带内部出现了相应的共振峰,而且每增加一列(一层外腔共振器)其共振频率增加一个,充分体现了圆管阵列共振频率是由其内腔和外腔共同作用的结果.

3.3.2. 微缝参数对单一缝参数结构禁带的影响

为了研究缝参数对单一缝宽带隙结构带隙的影响,本文分别对缝向、缝深与圆管外半径比、缝数、缝宽与缝距比和禁带的关系进行了数值计算和分析.

在图 7(a)中,缝向是指缝的中线与波传播方向成 180° 的方向,角度 θ 是缝的方向按顺时针方向旋转得到的角度.如图 7(a)中 $\theta = \pi/4$,是指从缝的方向开始顺时针旋转 $\pi/4$,此时缝的方向和波的传播方向成 135° .结果表明,当缝向与波的传播方向成 $\pi/$

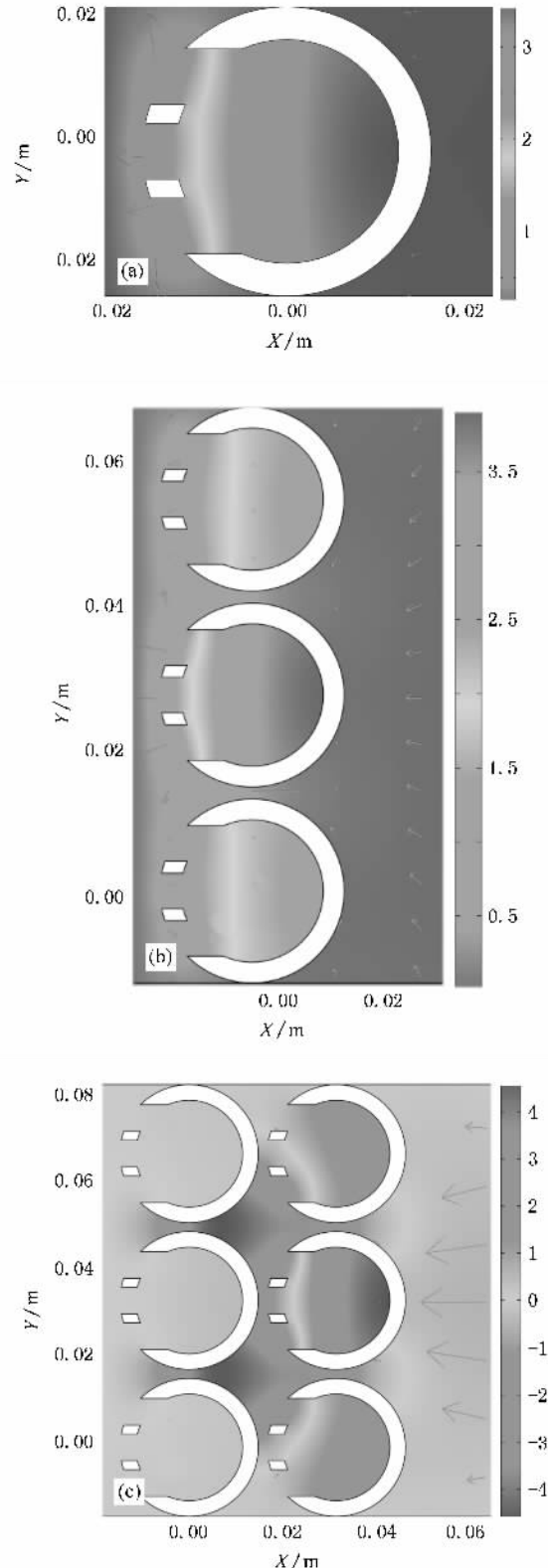


图 6 单一缝宽开缝圆管阵列禁带内共振峰对应的特征频率声模态(缝宽 6 mm)(a)单行单列;(b)三行单列;(c)三行两列

2 以外的角度时,在禁带中间都会出现一些共振峰,

并且这些共振频率和角度也有一定的关系. 只有在缝转角为 $\pi/2$ 时, 带隙是完整、连续的, 此时相当于波的传播方向和缝方向垂直, 也相当于平面波垂直于无缝钢管组成的带隙结构进行传播. 不过, 此时整

个带隙结构禁带的起始频率提高了一倍, 同时截至频率也降低了, 即整个带宽减小了. 因此缝的方向与波传播方向的夹角对禁带内共振频率的位置有明显的作用.

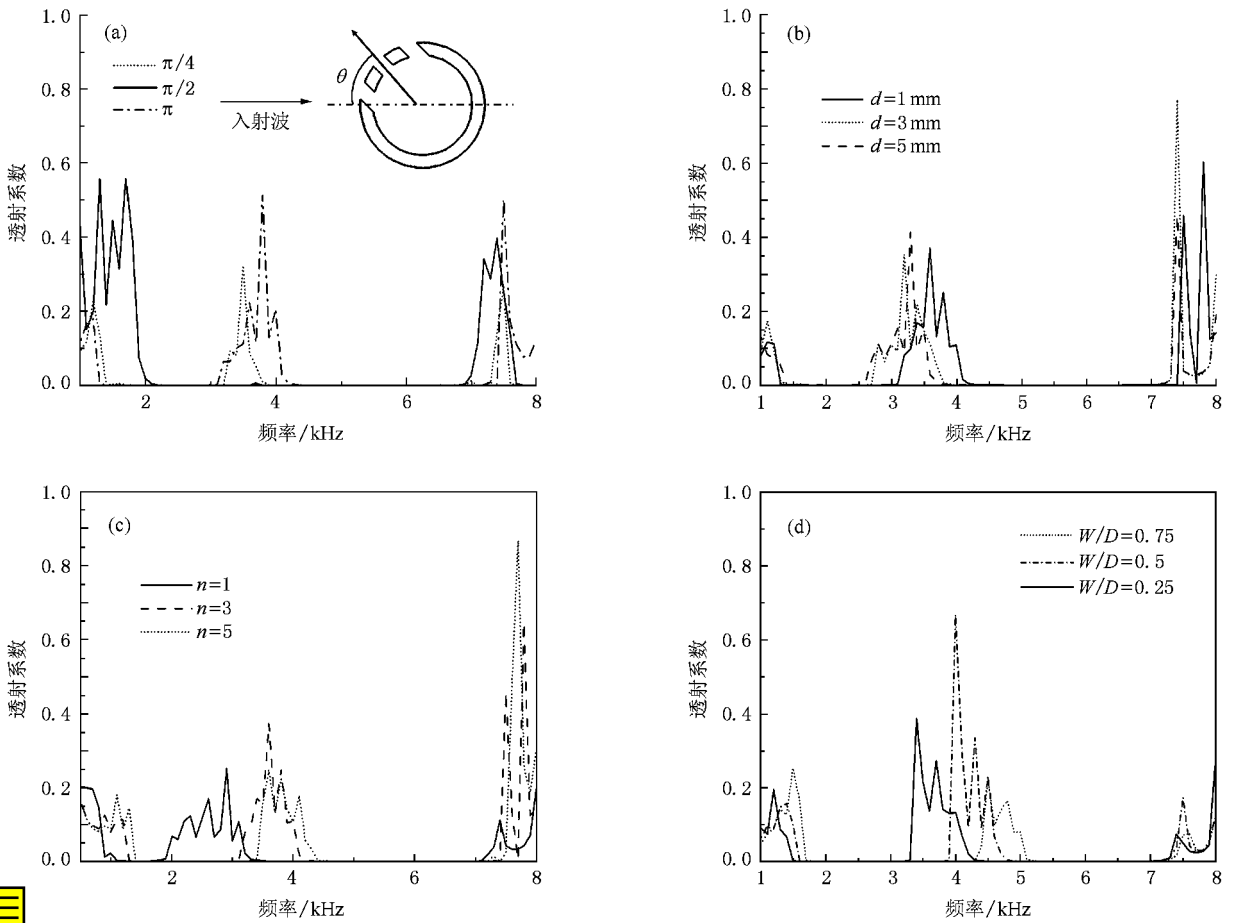


图 7 缝参数对带隙的影响 (a) 缝向对禁带的作用 (b) 缝深对禁带的作用 (c) 缝数对禁带的作用 (d) 缝宽与缝距比值对禁带的作用

缝的深度与圆管半径的比值对带隙的影响如图 7(b), 其中 d 是缝的深度. 缝的深度影响带隙中间的共振频率, 对带隙的起始频率和截至频率影响不大. 当缝越深(圆管越厚), 中间的共振频率移向低频, 但是并非线性关系, 可以看到 $d = 5 \text{ mm}$ 时带隙结构带隙中间的共振频率比 $d = 3 \text{ mm}$ 的高. 这个结果表明, 在半径比较小时, 圆管的厚度(缝深)间隔不能取足够大, 因此对圆管的共振频率影响较小, 导致缝的深度与半径的比值对禁带的位置和宽度影响不大.

当其他参数不变, 缝的个数对禁带的作用在图 7(c) 中, 起始频率随缝的数量的增加而增加, 但是整个禁带的截至频率变化不大. 禁带中间的共振频率是由缝引起的, 这个频率也和缝的数量有一定的关系. 缝数越少, 起始频率越低. 图 7(d) 是缝宽与缝距

比值对带隙的影响, W 是缝的宽度, D 是相邻缝的间距. 随着缝宽越大, 起始频率越大, 截至频率基本不变, 禁带中间的共振频率也随缝宽增大而增大.

图 7 的结果表明, 缝参数对单一缝参数开缝圆管结构的禁带内共振频率位置均有影响, 利用缝参数的改变, 针对相同缝参数构成组合结构, 其禁带就具有了新的特性.

3.3.3. 复合缝参数结构禁带特性

由于缝参数影响单一缝参数开缝圆管带隙结构禁带中的共振频率, 选取两个(或多个)共振频率不重叠的相应缝参数的开缝圆管组成复合缝参数带隙结构, 该结构有两个重要的特性: 特性一, 当一个缝宽圆管所构成的带隙材料, 其禁带中间的共振起始频率大于另一个缝宽的共振截至频率, 即两者的共振频率范围不重合时, 则一方的禁带可使对方的共

振峰被掩盖掉, 简称为禁带相消共振峰特性; 特性二, 当把两种(或多种)缝宽开缝圆管带隙材料组合起来时, 其对于禁带的作用具有不同缝宽圆管的位置可以互换的特性, 简称为结构互换特性。

1) 禁带相消共振峰特性

在禁带范围内的声波(或弹性波等)完全或不完全通过带隙材料, 取决于禁带本身是完全禁带或不完全禁带。根据布拉格散射机理, 禁带和晶格常数密切相关(在散射体和基质的物理参数不变时), 所以当晶格常数确定时, 带隙材料禁带的范围不会随着层数的增加而改变(层数大于饱和层时)。而 Kushwaha^[21]提出的 tandem 结构则是利用不同晶格常数产生不同位置的禁带并利用相互之间的作用来达到增加禁带宽度的目的。这就表明不同位置的禁带可以对彼此禁带以外的波进行滤波。特性一正是基于此原理, 关键在于本文改变禁带位置的方式利用的是缝参数而不是晶格常数。

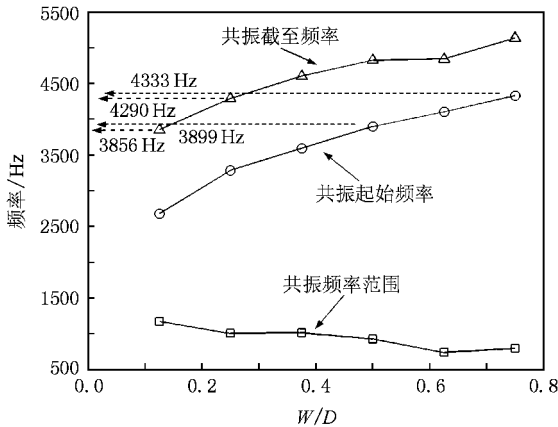


图 8 共振频率和 W/D 缝宽与缝距比值的关系

在开缝圆管构成的带隙结构中, 正是利用不同缝参数产生不同的共振频率和禁带, 利用彼此相互作用的原理来降低禁带的起始频率和增加带宽。图 8 表明, 共振频率的起始频率和截至频率都随着 W/D 的增大而增大, 而共振频率范围则随之减小。对于单个开缝圆管而言, 其共振频率为 $f_r = \frac{1}{2\pi}$

$\sqrt{\frac{1}{M_a C_a}}$, 假设圆柱壳厚度为 d , 缝宽 W , 缝距为 D , 缝的横截面积为 $S = hW$, 缝的长度为 h , 腔的体积为 $V = \pi R^2 h$, $M_a = \frac{\rho_0 d}{S}$, $C_a = \frac{V}{\rho_0 c_0^2}$, 则单个圆管的共振频率为 $f_r = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{W}{dR^2}}$, 即共振频率取决于

W, d 和 R 。当 R 和 d 不变时, f_r 随 W 增大而增大。所以由开缝圆管周期排列构成的带隙材料, 其共振频率也类似于此。因此, 上图中所表示的现象也就不难理解了。根据特性一, 图 8 中, $W/D = 0.5, 0.625, 0.75$ 的共振起始频率均大于 0.125 的截至频率, 另外 $W/D = 0.75$ 的共振起始频率还大于 0.25 的共振截至频率, 所以 $W/D = 0.5, 0.625, 0.75$ 的开缝圆管分别和 0.125 的组合结构, 以及 0.75 和 0.25 开缝圆管的组合结构应该具有连续的禁带。为了验证这一性质的正确性, 图 9(a) 中给出了 W/D 为 0.75 和 0.25 组合结构的实验和理论透射曲线。在图 9(b) 中给出了其他三个组合的理论透射曲线, 结果表明, 开缝圆管组成的带隙结构确实具有特性一, 这种复合结构能够提供较低起始频率和较大的、连续的禁带。

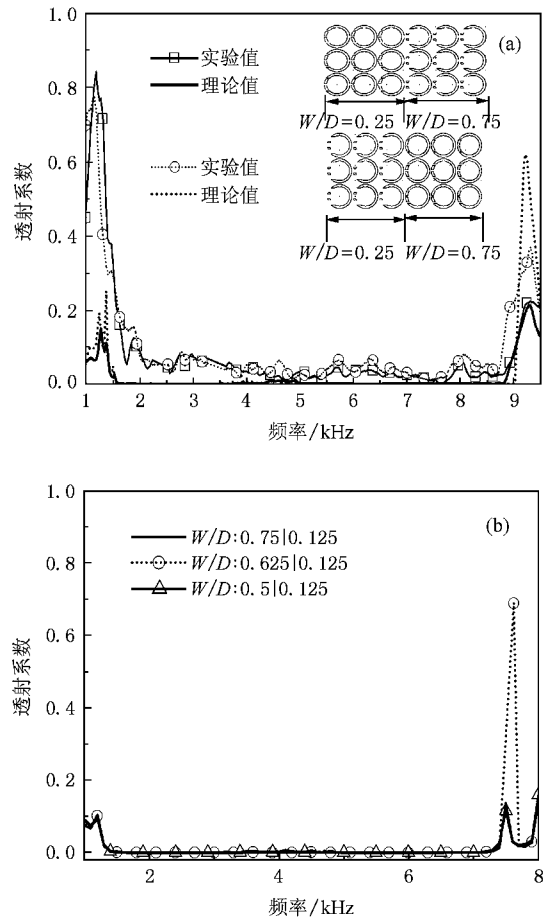


图 9 不同缝宽组合结构的禁带比较 (a) W/D 为 0.75 和 0.25 组合的透射曲线; (b) $W/D = 0.5, 0.625, 0.75$ 和 0.125 组合的理论值

在图 9 中, $W/D = 0.25$ 和 0.75 (D 取 8 mm) 开缝圆管组合的带隙材料, 两者禁带的起始频率和截至频率基本一致, 但是与其禁带大致相同的单一 0.75

或 0.25 开缝圆管的禁带中间的共振峰,在彼此禁带相消共振峰的作用下,在组合结构中已经不再存在.比较 W/D 0.75|0.125 组合结构,0.625|0.125 组合结构以及 0.5|0.125 组合结构的禁带,如图 9(b)中的计算结果和实验结果,可以发现只要某两个(或多个)单一 W/D 结构对应的共振频率范围不重叠,其组合结构都可以产生连续的大禁带.

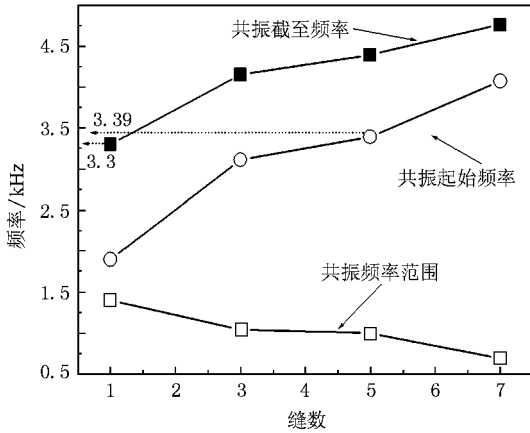


图 10 缝数对共振频率的影响

进一步研究发现,不仅缝宽参数能够满足特性一,不同缝数组合、不同缝深组合、不同缝向组合也能产生相同的特性.图 10 给出了不同缝数对共振频率的作用,单一缝数开缝圆管构成的带隙材料的禁带内共振频率随缝数的增加向高频移动,但是并非线性关系,其共振频宽则随缝数的增加而减小.

但是,从图 7(b)中可知,缝深和缝向($\pi/2$ 时除外)对共振频率的起始频率和截至频率影响很小,由于受结构的局限,当圆管半径 R 不变时,缝的深度受限很大,其变化空间非常有限,因此图 7(a)给出了有限范围的三个缝深对共振频率的影响,结果表明,共振频率的中心频率随缝深的增加而增加,但是中心频率移动非常缓慢.由于受结构限制,本文并没有给出不重叠共振频率范围对应缝深的组合结构.相比之下,只有缝向为 $\pi/2$ 时,其禁带中间无共振峰,其他任何缝向到带隙结构的禁带中间都有共振峰,所以只能把缝向为 $\pi/2$ 的圆管结构和其他缝向进行组合不同缝向的组合结构比较容易实现,图 11 给出了缝向为 0 和 $\pi/2$ 组合结构的理论和实验禁带,结果表明这种组合结构同样能够满足特性一.

2) 结构互换特性

结构的互换特性是指,当把两种(或多种)某一缝参数的组合结构中的同一缝参数结构和别的进行

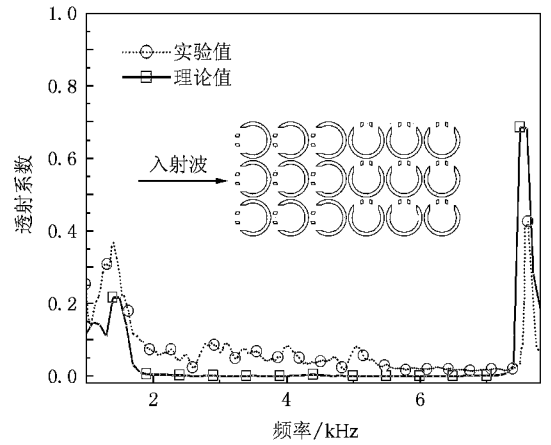


图 11 缝向组合结构的禁带

位置互换不影响禁带的宽度和位置.这个特性和性质一都能够适应于不同的缝参数组合结构.

在图 10 中, $n = 5$ 开缝圆管带隙结构的共振起始频率大于 $n = 1$ 的共振截至频率,即两者的共振频率范围没有重叠.把 $n = 5$ 和 $n = 1$ 两种缝数开缝圆管按每种缝数开缝圆管 3 层的方式组合构成复合缝数带隙材料,其示意结构和禁带如图 12.

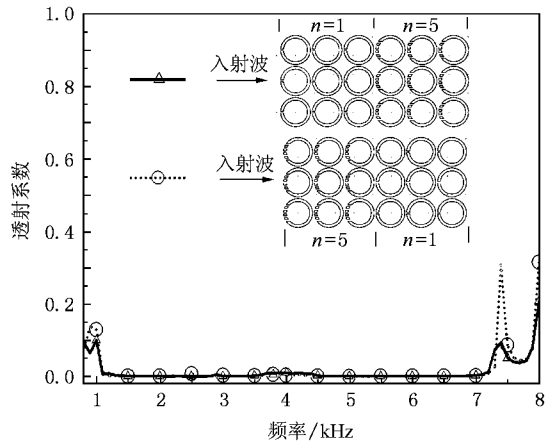


图 12 不同缝数圆管组合结构的带隙 (n 为缝数)

结果表明,不同缝数圆管组合后的结构能够产生单一缝数圆管带隙结构所没有的连续禁带,其机理和不同缝宽圆管组合结构一样.把 $n = 5$ 和 $n = 1$ 开缝圆管结构的位置互换,发现禁带宽度和中心频率不发生变化,同样满足结构互换特性.当然,这个结构互换特性同样适用于其他三个缝参数的组合情况.

4. 结 论

本文提出了一个新的开缝圆管构成的组合带隙

结构,当晶格常数不变时,它具有比无缝圆管带隙结构起始频率的特点,同时在考虑声-固耦合的作用利用有限元法对这种带隙结构的带隙进行理论计算.这种带隙结构的低起始禁带是由于开缝圆管使声波在其内部发生共振并加以消耗,并在多腔谐振的条件下,减弱了波的继续传播.这种带隙结构的隔声特

点不同于无缝圆管带隙结构的布拉格散射原理或局域共振原理.本文着重通过对开缝散射体缝参数的研究,分析了各参数对带隙的影响和不同缝参数组合结构所具有的禁带特性.本文的研究为带隙材料的带隙产生机理提供了丰富的内容,也为工程应用提供了依据.

- [1] Qi G J, Yang S L, Bai S X, Zhao X 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 668 (in Chinese) [齐共金、杨盛良、白书欣、赵 恂 2003 物理学报 **52** 668]
- [2] Wang G, Wen J H, Han X Y, Zhao H G 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1943 (in Chinese) [王 刚、温激鸿、韩小云、赵宏刚 2003 物理学报 **52** 1943]
- [3] Zhao F, Yuan L B 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4511 (in Chinese) [赵 芳、苑立波 2005 物理学报 **54** 4511]
- [4] Cai L, Han X Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5866 (in Chinese) [蔡力、韩小云 2006 物理学报 **55** 5866]
- [5] Cao Y J, Yang X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3620 (in Chinese) [曹永军、杨 旭 2008 物理学报 **57** 3620]
- [6] Sigalas M M, Economou E N 1993 *Solid State Commun.* **86** 141
- [7] Kushwaha M S, Halevi P, Djafari-Rouhani B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2022
- [8] Sigalas M M, Garcia N J 2000 *Appl. Phys.* **87** 3122
- [9] Liu Z, Chan C T, Sheng P 2000 *Phys. Rev. B* **62** 2446
- [10] Wu J H, Liu A Q, Ang L K, Cheng T H 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 053101
- [11] Zhong L H 2006 *J. Inor. Mate.* **21** 29 (in Chinese) [钟兰花 2006 无机材料 **21** 29]
- [12] Nobuhiko Susa 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 3501
- [13] Zhao H G, Liu Y Z 2005 *J. Mate. Sci. and Eng.* **23** 524 (in Chinese) [赵宏刚、刘耀宗 2005 材料科学与工程学报 **23** 524]
- [14] Qi G J 2002 *Dissertation of Ph. D.* (Changsha : National University of Defense Technology) (in Chinese) [齐共金 2002 [博士学位论文] (长沙 : 国防科技大学)]
- [15] Bonello B, Charles C, Ganot F 2006 *Ultrasonics* **44** e1259
- [16] Lai Y, Zhang X, Zhang Z 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 6191
- [17] Wu J H, Liu A Q, Ang L K 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 084309
- [18] Johnson S G, Bienstamm P, Skorobogatiy M A, Ibanesu M, Lidorikis E, Joannopoulos J D 2002 *Phys. Rev. E* **66** 066608
- [19] Liu Z Y, Zhang X X et al 200 *Science* **289** 1734
- [20] Basu U, Chopre A K 2003 *Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng.* **192** 1337
- [21] Kushwaha M S, Djafari-Rouhani B 1998 *J. Sound and Vib* **218** 697

The role of slit in stop band of periodical narrow slit metal tubes *

Cui Zhan-You^{1)†} Chen Tian-Ning¹⁾ Xu Rui-Qi²⁾ Wu Jiu-Hui¹⁾

¹⁾ School of Mechanical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

²⁾ Yantai Orient Electronic and Information Industrial Group Company, Yantai 264000, China)

(Received 26 June 2008 ; revised manuscript received 21 October 2008)

Abstract

The band gap of two-dimensional metal tube structure with multi-width narrow slits is simulated and verified experimentally. The unique properties of the stop band exist in the band gap structure with combined parameters of slit tubes. It is found that the band gap of this structure is large and the starting frequency is low. In contrast to the band gap of the structure with narrow slits, the stop band of the combined structure of the parameters of the slits is continuous and large.

Keywords : narrow slit scatterer , stop band

PACC : 4335 , 6230D

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2006CB601204) and the Key Project of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10632060).

† E-mail : zhanyou_cui@sohu.com