

# 带点缺陷的一维亥姆霍兹共振腔声子晶体中缺陷模式\*

高东宝, 曾新吾

(国防科技大学 光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

**摘要:**在基于亥姆霍兹共振腔的一维声子晶体中引入点缺陷会在原有局域共振型声禁带内产生缺陷模式。采用传递矩阵法和有限元法分析了缺陷模式随缺陷单元几何尺寸变化关系和声子晶体中声场分布情况。结果表明,随着缺陷单元与完美单元之间耦合程度的增强,缺陷模式从局域共振型禁带中完美单元共振频率处向禁带边缘移动。同时,缺陷模式的存在使得结构中出现了能量局域化的现象。本工作对设计新型声滤波器、能量集中装置具有一定的理论意义。

**关键词:**亥姆霍兹共振腔; 声子晶体; 点缺陷; 缺陷模式

**中图分类号:** O77    **文献标志码:** A    **文章编号:** 1001-2486(2013)05-0129-06

## Defect modes in the phononic crystal based on Helmholtz resonators with point defect

GAO Dongbao, ZENG Xinwu

(College of Opto-electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

**Abstract:** Defect mode can be created by introducing point defect in the one-dimensional crystal containing Helmholtz resonators. Based on the acoustic transfer matrix method and finite element method, the relationship among the defect mode, the geometrical parameters of the defect cell, and the acoustic field distribution in the structure at the frequency of the defect mode was studied. The results show that the defect mode moves to the edges of the local resonant forbidden band with the increase of the coupling effect between the defect cell and the perfect cells. In addition, acoustic energy localization is also observed due to the existence of the defect state. The research result will be of help for designing new acoustic filters and energy concentrators.

**Key words:** Helmholtz resonator; phononic crystal; point defect; defect mode

近二十年来,声子晶体<sup>[1]</sup>作为一种具有良好声带隙特性的周期性人工结构,在声学领域引起了人们广泛的关注<sup>[1-6]</sup>。在一些频率时,声波在声子晶体中不能自由传播,此时所对应的频带称为声禁带,反之则称为声通带。声子晶体中产生声禁带的机理一般有两种。一种是由于声子晶体结构中散射单元的周期性排列,使得声波在各单元间发生多重散射。当声子晶体的晶格常数正好等于入射波半波长的整数倍时,出口处没有声波通过,从而出现了声禁带。所以,这种类型的声禁带也可以称为布拉格型声禁带<sup>[7]</sup>。由其基本机理可知,这种类型的声禁带只能出现在声波波长与晶格常数相当或略小于的情况下,因此在实际中运用布拉格型声子晶体产生较低频率的声禁带是十分困难的。此外,当散射单元本身具有一定的共振特性时,声子晶体中还会出现另一种类型的声禁带——局域共振型声禁带<sup>[8]</sup>。当入射波频率正好等于单元的共振频

率时,声波能量被共振单元所局限,不能继续向前传播,从而在出口处出现了声禁带。相对布拉格型声子晶体来说,局域共振型声子晶体具有较好的低频声禁带特性。例如 Liu 等<sup>[8]</sup>最先提出的三组元局域共振型声子晶体,经实验表明,所产生声禁带对应的入射波波长达到了单元尺寸的百倍以上。这一类型的声子晶体对低频声与振动的隔离具有较好的应用前景<sup>[9-10]</sup>。

亥姆霍兹共振腔是一种基本的声学共振单元,由其组成的周期性结构是典型的局域共振型声子晶体<sup>[11]</sup>。多年来,人们提出了多种研究方法和分析手段,并且预期在低频噪声的消声和隔声方面具有较好的应用<sup>[12-14]</sup>。近年来,随着声学超材料理论的深入,研究表明这一结构同时还具有负的等效体积模量<sup>[11]</sup>和负动态质量密度<sup>[13]</sup>,对于设计和实现基于转换声学<sup>[15]</sup>的新型声学功能器件将具有较大帮助。

\* 收稿日期:2013-01-29

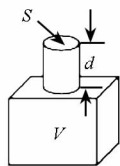
基金项目:国家部委资助项目(404030203)

作者简介:高东宝(1983—),男,辽宁瓦房店人,博士研究生,E-mail: gaodongbao02003@163.com;

曾新吾(通信作者),男,教授,博士,博士生导师,E-mail: xinwuzeng@nudt.edu.cn

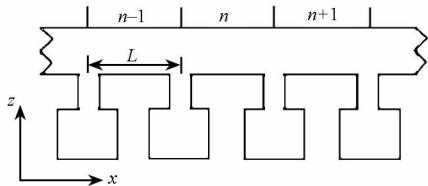
缺陷态也是声子晶体研究过程中的一个重要问题<sup>[16]</sup>。当缺陷存在时,线性声波被局限在缺陷单元周围(点缺陷)<sup>[17]</sup>或沿着缺陷传播(线缺陷)<sup>[18]</sup>,这是获得声波能量和控制声波传播路径的一种方法<sup>[19]</sup>。同时,在带点缺陷声子晶体的能带图中,还会出现缺陷模式(defect mode),它对应于声禁带中的非常窄的一条声通带<sup>[16]</sup>。利用缺陷模式的基本特性,可以设计新型滤波器等功能器件。从特性上来说,亥姆霍兹腔声子晶体虽是一种局域共振型声子晶体,但其又与传统三组元局域共振型声子晶体存在一定的差异,例如结构间的等效关系、参数敏感度等都不同,所以不能将已有结果套用在亥姆霍兹腔声子晶体的研究中来。而为了更好地发展亥姆霍兹腔声子晶体的研究和应用,我们必须对其进行有针对性的研究,这也是本文研究工作开展的目的之一。

本文中基于传递矩阵法和有限元法对带点缺陷的亥姆霍兹腔声子晶体中缺陷模式进行了系统的研究,对局域模式产生的条件及随参数变化关系进行了分析,直观地给出了局域模式下声子晶体中声场分布情况。这一研究对于设计新型强声集中装置和声滤波器都将有所帮助。



(a) 单元示意图

(a) Schematic diagram



(b) 一维声子晶体结构图

(b) Structure of the 1D phononic crystal

图 1 亥姆霍兹共振腔

Fig. 1 Helmholtz resonator

# 1 模型与方法

## 1.1 一维亥姆霍兹腔声子晶体模型

图 1(a) 中给出了典型的亥姆霍兹共振腔结构,其通常由两部分组成:短管和腔。本文中短管设为圆柱形,横截面积和管长分别为  $S = \pi a^2$  和  $d$ ,而腔的体积用  $V$  表示。在一维声子晶体(图 1(b))中,亥姆霍兹腔被等间距( $L$ )连接在一段矩形声波导侧面。声波沿  $x$  方向传播,管道横截面

积为  $S_0$ 。这里假设入射波频率远大于各单元的横向尺寸,即  $\lambda \gg L, \lambda \gg (V)^{\frac{1}{3}}$ 。在此长波假设下,亥姆霍兹腔可被视为以一点连接于声波导,则短管的位置可表示为  $x = (n - 1/2)L$ 。

在不考虑阻尼的情况下,亥姆霍兹共振腔的共振角频率可表示为

$$\omega_h = c_0 \sqrt{\frac{S}{d_{effect} V}} \tag{1}$$

其中,  $c_0$  表示共振腔和声波导内介质的声速,  $d_{effect} = d + 1.7a$  为等效管长。由式(1)可见,亥姆霍兹共振腔共振频率只与其几何参数相关,可以通过调节其各部分尺寸获得所需共振频率。进一步地,还可得到亥姆霍兹腔的声阻抗为

$$Z_n = \frac{i\rho_0 d_{effect}}{S\omega} (\omega^2 - \omega_h^2) \tag{2}$$

这里  $\rho_0$  为共振腔和声波导内介质的密度,  $\omega$  表示入射波角频率。

## 1.2 传递矩阵法

声波导中,第  $n$  单元内声压波动方程可表示为

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \tag{3}$$

在正弦波入射下,具有行波解,可表示为

$$p_n = A_n \exp[i(kx_n - \omega t)] + B_n \exp[i(-kx_n - \omega t)] \tag{4}$$

等号右侧两部分分别表示沿  $x$  正方向和负方向传播的两列波,  $x_n = x - nL$  ( $-L/2 \leq x_n \leq L/2$ )。其中,  $k$  为入射波波矢。这里,  $A_n$  和  $B_n$  分别表示两列波声压振幅系数。

在第  $n$  段单元内法向速度的表达式可由声压表达式得到,可表示为

$$u_n = \left(\frac{A_n}{Z_0}\right) \exp[i(kx_n - \omega t)] - \left(\frac{B_n}{Z_0}\right) \exp[i(-kx_n - \omega t)] \tag{5}$$

其中  $Z_0 = \rho_0 c_0$ , 为管道中介质的声阻抗。

在第  $n$  个亥姆霍兹腔位置处 ( $x = (n - 1/2)L$ ), 具有声压和面速度连续性条件

$$S_0(u_n - u_{n-1}) = S v_n \tag{6}$$

$$p_n = p_{n-1} \tag{7}$$

这里  $v_n$  表示从声波导向共振腔内辐射速度<sup>[12]</sup>, 并且  $p_n = S Z_{hn} v_n$ ,  $Z_{hn}$  表示第  $n$  个亥姆霍兹共振腔的声阻抗。联合(6)式和(7)式可得到第  $n$  个亥姆霍兹腔单元左右两端声压振幅传递关系为

$$\begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix} = M_n \begin{pmatrix} A_{n-1} \\ B_{n-1} \end{pmatrix} \tag{8}$$

其中,传递矩阵为

$$M_n = \begin{pmatrix} \left(1 - \frac{1}{2R}\right)e^{ikL} & -\frac{1}{2R} \\ \frac{1}{2R} & \left(1 + \frac{1}{2R}\right)e^{-ikL} \end{pmatrix} \quad (9)$$

这里  $R = Z_h/Z_A$ , 并且  $Z_A = Z_0/S_0$  表示管道内的分布声阻抗。

对于一个周期结构,我们可以直接对传递矩阵  $M_n$  利用布洛赫定理,求得色散关系式。但是,对于一个带周期性点缺陷的声子晶体,假设每个周期内有  $N$  个单元,并且在第  $m$  个单元位置处存在一个点缺陷,则须首先求得一个周期内出口与

入口之间的参数传递关系可表示为

$$\begin{pmatrix} A_N \\ B_N \end{pmatrix} = Q \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \quad (10)$$

其中  $Q = M_N M_{N-1} \cdots M_2 M_1$ 。

由于传递矩阵  $M_n$  的行列式值为 1,因此矩阵  $Q$  的行列式值也为 1。利用布洛赫定理,即可得到布洛赫波矢  $q$  与入射波频率  $\omega$  之间的关系为

$$\cos(qL) = \frac{(Q_{11} + Q_{22})}{2} \quad (11)$$

其中  $Q_{11}$  和  $Q_{22}$  为矩阵  $Q$  的主对角元素。

表 1 完美单元亥姆霍兹共振腔结构尺寸

Tab. 1 Geometrical parameters of the perfect cell

单元间距	声波导截面积	短管半径	短管长度	空腔体积	填充介质	单元个数
$L/m$	$S_0/m^2$	$a/m$	$d/m$	$V/m^3$		$N$
0.1	$0.025 \times 0.025$	0.01	0.025	$0.03 \times 0.04 \times 0.05$	空气	11

## 2 结果与讨论

### 2.1 缺陷单元产生的能量集中

本文中讨论一种带点缺陷的亥姆霍兹共振腔声子晶体结构,共采用 11 个基本单元,其中第 6 个单元尺寸与其他单元不同,可视为缺陷单元,而其他单元则可称为完美单元。完美单元的具体几何参数见表 1 所示。缺陷单元中除了短管半径为完美单元的 2 倍之外,其他参数均相同。

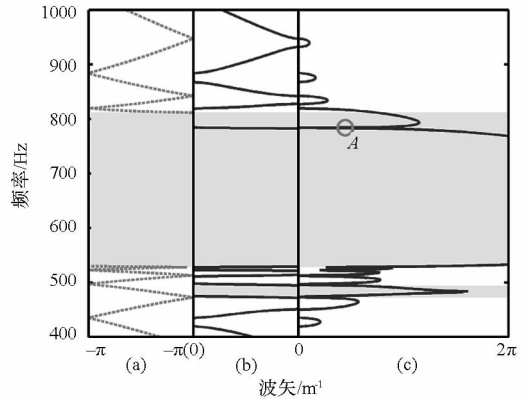
在计算过程中

$$Q = M_{11} M_{1m} \cdots M_6 \cdots M_2 M_1 \quad (12)$$

其中,  $M_6$  代表缺陷单元的传递矩阵。

利用式(11)可计算得到该带点缺陷声子晶体的能带结构图,如图 2 所示。其中横坐标为布洛赫波矢,而纵坐标表示入射波频率。

图 2 中给出了由亥姆霍兹共振腔组成的声子晶体低频段能带结构。其中,图 2(a) 为由完美共振腔组成的声子晶体的能带结构,而图 2(b) 和 2(c) 则为带点缺陷的亥姆霍兹腔声子晶体的实波矢和虚波矢对应的能带结构。可以发现,在图 2(a) 中 528 ~ 812Hz 范围内存在一个声禁带,正好位于完美单元共振频率(610Hz)左右,这是一个局域共振型声禁带。图 2(b) 中,除了原来存在的局域共振型禁带外,在 472 ~ 494Hz 频段又出现了一个新的局域共振型禁带,对应于缺陷亥姆霍兹腔的共振频率(483Hz)。另外,值得注意的是,在原有局域共振型禁带内部,在 783 ~ 785Hz 左右



(a) 完美单元组成的周期结构的能带结构

(a) The band structure of the phononic crystal based on perfect cells

(b) 和 (c) 带点缺陷声子晶体对应的能带结构

(b) and (c) the band structures of the crystal with point defect

图 2 Helmholtz 腔声子晶体低频能带结构

Fig. 2 Low-frequency band structure of the phononic crystal containing Helmholtz resonators

出现了一个窄的声通带。这是由于点缺陷的存在而出现的缺陷模式,这个窄的通带也正是它的一般表现形式(图 2(c))。

为了更好地研究缺陷模式的特性,我们利用有限元(FEM)<sup>[20]</sup> 计算软件 COMSOL Multiphysics 对上述模型中声场分布情况进行了分析。在计算过程中,建立了声子晶体的三维仿真模型,结构尺寸与前文相同。入射简谐波由声波导左侧入射,并在其右端出口处设置了周期边界,以消除边界处的影响。缺陷模式下的声场分布结果如图 3

所示。

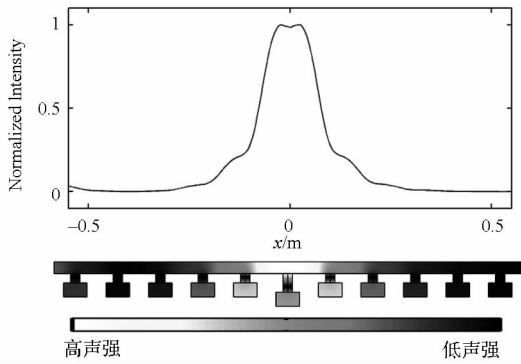


图 3 对应于图 2 中 A 点处的声强分布

Fig. 3 Acoustic intensity distribution at the frequency corresponding to the point A in Fig. 2

图 3 中,入射波频率等于缺陷模式所对应的频率(图 2(c)中 A 点),此时声子晶体中出现了能量集中的现象。能量被局限在缺陷单元的周围,尤其在声波导中,出现了相当高强度的能量聚集区域。图 3 中曲线所示为声波导中声能在  $x$  方向的分布,其中所有结果已采用最大值归一化。可见,在  $x = 0$  附近能量达到最大,同时沿着  $x$  正方向和负方向向两侧迅速衰减。在  $x = \pm 0.077\text{m}$  位置点,即不到一个单元的长度(0.1m),能量就已经衰减了一半。当  $x = \pm 0.18\text{m}$  时,能量已经衰减为最大值的 10%。这说明在缺陷模式出现时,声子晶体中能量局域效果是非常好的。对于强声能量的集中、获取都将有一定的帮助。

由文献[21]可知,局域共振型声子晶体中,单元间的耦合强度要远大于单元与基体间的耦合强度,单元与基体间的耦合是产生局域共振型禁带的原因,而单元间的耦合决定了禁带的特性。缺陷模式是在原有局域共振型禁带中出现的一个非常窄的声通带,所以可以认为缺陷模式是缺陷单元与完美单元间耦合的结果。图 2 和图 3 的结果表明,当入射波频率位于完美单元的局域共振型禁带中时,却对应了缺陷单元的自由振荡模式,则此时缺陷单元的自由振荡能量受到了周围完美单元的局域化,不能向两侧传播,从而在缺陷单元周围,即两侧完美单元之间出现了能量集中的现象。

### 2.2 缺陷模式随参数变化情况

研究缺陷模式随参数变化情况有助于了解缺陷模式的影响因素及参数敏感性,对分析其物理机理和设计新型结构都非常有益。

图 4 ~ 图 7 给出了缺陷模式分别随短管半径、短管长度、空腔体积和单元晶格常数变化曲

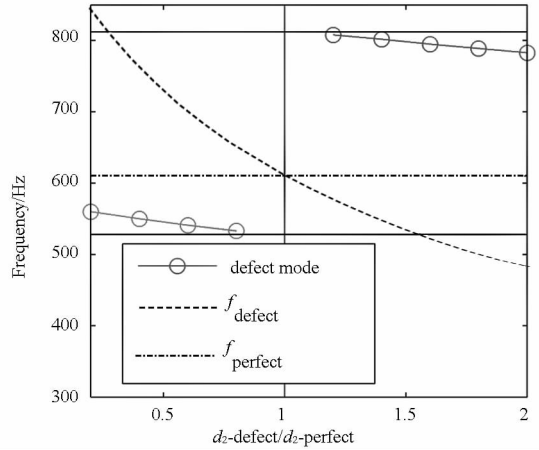


图 4 短管半径变化对缺陷模式的影响

Fig. 4 The frequency of the defect mode as a function of the neck diameter of the defect resonator

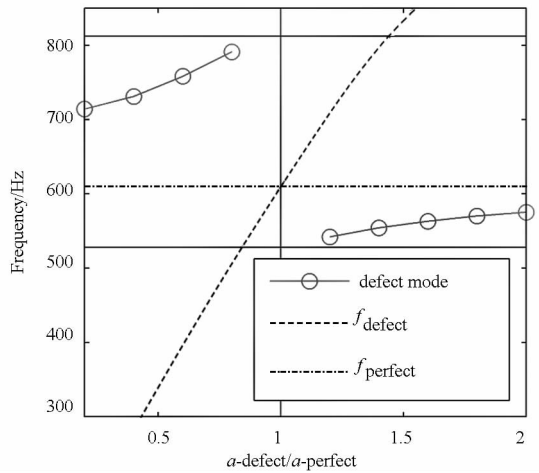


图 5 短管长度变化对缺陷模式的影响

Fig. 5 The frequency of the defect mode as a function of the neck length of the defect resonator

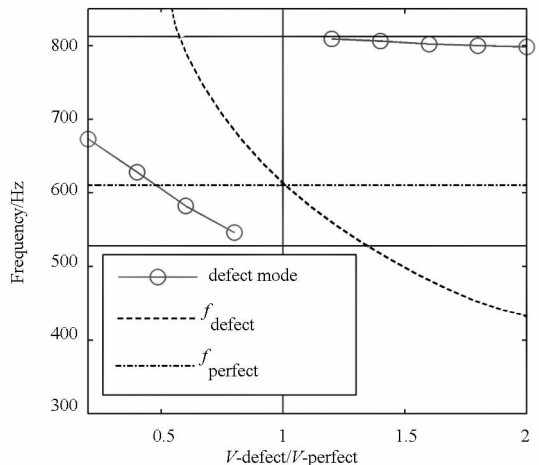


图 6 空腔体积变化对缺陷模式的影响

Fig. 6 The frequency of the defect mode as a function of the cavity volume of the defect resonator

线。其中实线代表局域共振型禁带的上下边界,而虚线代表缺陷单元的共振频率,同时点划线代表完美单元的共振频率 610Hz。在图 4 ~ 图 6 中,

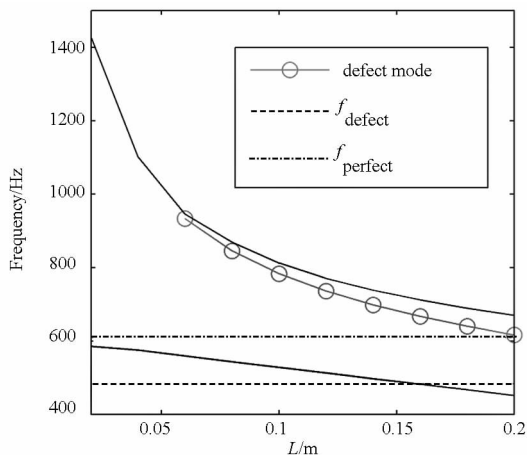


图7 晶格常数对缺陷模式的影响

Fig. 7 The frequency of the defect mode as a function of the lattice constant

只调整缺陷单元的几何参数,所以局域共振型禁带的上下边界不随参数变化而变化。不过在图7中,由于调整了晶格常数的尺寸,所以禁带上下边界也产生了较大的变化。

另外,值得注意的是,在图4和图5中,缺陷模式一直分布于完美单元共振频率的两侧,缺陷单元的共振频率与完美单元共振频率相差越大,缺陷模式反而越接近完美单元共振频率。不过图6中却有一定的差异,当缺陷单元共振腔体积小于完美单元共振腔体积的时候,也就是缺陷单元共振频率大于完美单元共振频率时,局域模式出现了跨过完美单元共振频率的现象。说明在亥姆霍兹共振腔结构中,空腔体积的变化对缺陷模式的影响比较显著,可以产生相对较宽的连续性的缺陷模式频谱。相比之下,短管参数(短管半径和短管长度)的变化对缺陷模式影响会在完美单元共振频率点处产生间断。

图7中对晶格常数进行了调节,研究了缺陷模式随晶格常数变化的关系。可见,随着晶格常数的增大,局域共振型禁带的带宽在逐渐减小,并且还出现了两个禁带重叠的现象。缺陷模式从禁带上边界处出现,逐渐向低频移动。此时,缺陷模式只出现在了禁带中完美单元共振频率的一侧。由于缺陷模式是缺陷单元与完美单元之间的强耦合造成的,这里随着晶格常数的增大,单元间耦合将减小,所以导致了缺陷模式向完美单元的共振频率点移动。

从分布位置来看,缺陷模式主要位于完美单元所对应的局域共振型禁带当中。因此,图4~图7进一步说明了缺陷模式是由缺陷单元与完美单元间的振动耦合作用产生的。当二者耦合作用

较大时,缺陷模式出现在完美单元局域共振型声禁带的边界处;而当二者耦合较小时,则位于完美单元共振频率附近。

### 3 结论

带点缺陷的亥姆霍兹腔声子晶体不但具有丰富的带隙特性,而且出现了缺陷模式。本文基于传递矩阵法,计算了带点缺陷亥姆霍兹腔声子晶体的声传输特性,重点分析了局域模式随缺陷单元几何尺寸变化情况,并分析了缺陷模式下结构中声场分布情况。结果表明了缺陷模式是由缺陷单元亥姆霍兹腔与完美单元亥姆霍兹腔之间耦合作用产生的。控制二者之间的耦合强度可以较好地控制缺陷模式出现的位置。缺陷模式的出现导致缺陷亥姆霍兹腔单元周围出现了能量的集中,集中效果较好。本文工作对于设计新型声滤波器、能量集中装置具有一定的理论意义。

### 参考文献(References)

- [1] Kushwaha M S, Halevi P, Dobrzynski L, et al. Acoustic band structure of periodic elastic composites[J]. Phys. Rev. Lett., 1993, 71(13): 2022-2025.
- [2] 王刚,赵宏刚,温激鸿,等. 二维周期钢管阵列带隙特性计算中的时域有限差分算法[J]. 国防科技大学学报,2004, 26(4): 72-76.  
WANG Gang, ZHAO Honggang, WEN Jihong, et al. Finite difference time domain method for the study of the band gap in the two-dimensional rectangular arrays of the steel tubes in air[J]. Journal of National University Defense Technology, 2004, 26(4): 72-76. (in Chinese)
- [3] 赵宏刚,刘耀宗,韩小云,等. 空气中正方形排列的大声阻抗柱体阵列的声波禁带[J]. 国防科技大学学报,2004, 26(4): 77-80.  
ZHAO Honggang, LIU Yaozong, HAN Xiaoyun, et al. Phononic band gaps for two-dimensional square array of the large acoustic impedance cylinders in air [J]. Journal of National University Defense Technology, 2004, 26(4): 77-80. (in Chinese)
- [4] 齐共金,杨盛良,白书欣,等. 二维正方点阵液态声子晶体的带隙计算[J]. 国防科技大学学报,2003, 25(1): 103-106.  
QI Gongjin, YANG Shengliang, BAI Shuxin, et al. Band gap calculation for two-dimensional liquid phononic crystals with square lattices [J]. Journal of National University Defense Technology, 2003, 25(1): 103-106. (in Chinese)
- [5] Wang G, Wen X S, Wen J H, et al. Two dimensional locally resonant phononic crystals with binary structures [J]. Phys. Rev. Lett., 2004, 93(15): 154302.
- [6] 高国钦,马守林,金峰,等. 声波在二维固/流声子晶体中的禁带特性研究[J]. 物理学报,2010, 59(1): 393-400.  
GAO Guoqin, MA Shoulin, JIN Feng, et al. Acoustic band gaps in finite-sized two-dimensional solid/fluid phononic crystals[J]. Acta Phys. Sin., 2010, 59(1): 393-400. (in Chinese)

- [7] Zhang X, Liu Z, Liu Y, et al. Elastic wave band gaps for three-dimensional phononic crystals with two structure units [J]. *Phys. Lett. A*, 2003, 313(5-6):455-460.
- [8] Liu Z Y, Zhang X, Mao Y, et al. Locally resonant sonic materials[J]. *Science*, 2000, 289: 1734-1736.
- [9] 温激鸿,王刚,刘耀宗,等. 周期弹簧振子结构振动带隙及隔振特性研究[J]. *机械工程学报*,2005,41(2):205-209. WEN Jihong, WANG Gang, LIU Yaozong, et al. Research on vibration band gaps and characteristic of vibration isolation of periodic mass-spring structure [J]. *Chin. J. Mech. Engineering*, 2005, 41(2): 205-209. (in Chinese)
- [10] 文岐华,左曙光,魏欢. 多振子梁弯曲振动中的局域共振带隙[J]. *物理学报*,2012,61(3):034301. WEN Qihua, ZUO Shuguang, WEI Huan. Locally resonant elastic wave band gaps in flexural vibration of multi-oscillators beam[J]. *Acta Phys. Sin.*, 2012, 61(3): 034301. (in Chinese)
- [11] Fang N, Xi D J, Xu J Y, et al. Ultrasonic metamaterials with negative modulus [J]. *Nature Mater.*, 2006, 5(6): 452-456.
- [12] Sugimoto N, Horioka T. Dispersion characteristics of sound waves in a tunnel with an array of Helmholtz resonators[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1995, 97(3): 1446-1459.
- [13] Cheng Y, Xu J Y, Liu X J. One-dimensional structured ultrasonic metamaterials with simultaneously negative dynamic density and modulus [J]. *Phys. Rev. B*, 2008, 77(4): 045134.
- [14] Wang Z G, Lee S H, Kim C K. Acoustic wave propagation in one-dimensional phononic crystals containing Helmholtz resonators[J]. *J. Appl. Phys.*, 2008,103: 164907.
- [15] Chen H Y, Chan C T. Acoustic cloaking and transformation acoustics[J]. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2010,43: 113001.
- [16] Sigalas M M. Elastic wave band gaps and defect states in two-dimensional composites[J]. *J. Acoust. Soc. Am*,1997,101(3):1256-1261.
- [17] Zhao Y C, Wu Y B, Yuan L B. Characteristics of the localized modes in 2D phononic crystal with heterostructure point defect[J].*Phys. Scr.*, 2009,80: 065401.
- [18] Qiu C Y, Liu Z Y, Shi J, et al. Directional acoustic source based on the resonant cavity of two-dimensional phononic crystals[J].*Appl. Phys. Lett*, 2005,86(22): 224105.
- [19] Wu L Y, Chen L W, Liu C M. Acoustic energy harvesting using resonant cavity of a sonic crystal [J]. *Phys. Lett.*, 2009,95(1): 013506.
- [20] 王勛成. 有限单元法[M]. 北京:清华大学出版社,2003. WANG Xucheng. Finite element method [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2003. (in Chinese)
- [21] 刘敏,侯志林,傅秀军. 二维正方排列圆柱状亥姆赫兹共振腔阵列局域共振声带隙研究[J]. *物理学报*,2012,61(10):104302. LIU Min, HOU Zhilin, FU Xiujun. Local resonant acoustic band gaps in two-dimensional square-arranged Helmholtz resonators array [J]. *Acta Phys. Sin.*, 2012, 61(10): 104302. (in Chinese)

(上接第 119 页)

## 参考文献 (References)

- [1] Jameux D. Network management and fdir for spacewire networks [C]//Proceedings of International SpaceWire Conference, Dundee, 2011:55.
- [2] ECSS. EECSS - E50 - 53C. Space Engineering: SpaceWire-CCSDS packet transfer protocol[S]. 2010.
- [3] 杨志,李国军,杨芳,等. SpaceWire 星载网络通信协议设计[J]. *宇航学报*, 2012(2): 200-209. YANG Zhi, LI Guojun, YANG Fang, et al. Design of communication protocol for SpaceWire on-board networks[J]. *Journal of Astronautics*, 2012(2):200-209. (in Chinese)
- [4] 陈熙之,刘晓锋,杨明川. SpaceWire 总线网络实时传输性能研究[J]. *通信技术*,2012,9: 93-99. CHEN Xizhi, LIU Xiaofeng, YANG Mingchuan. Research on real-time transmission performance of SpaceWire network[J]. *Communications Technology*,2012.09: 93-99. (in Chinese)
- [5] Eganyan A, Koblyakova L, Suvorova E. SpaceWire network simulator [C]//Proceedings of International SpaceWire Conference, Dundee, 2010:403-406.
- [6] Roberts D, Parkes S. SpaceWire missions and applications [C]//Proceedings of International SpaceWire Conference, Dundee,2010:431-435.
- [7] 张铭,窦赫蕾,常春藤. OPNET Modeler 与网络仿真[M]. 北京:人民邮电出版社, 2007. ZHANG Ming, DOU Helei, CHANG Chunteng. OPNET modeler and network simulation[M]. Beijing: People's Posts and Telecommunications Press, 2007. (in Chinese)
- [8] Suvorova E, Onishchenko L, Eganyan A. SpaceWire network functional model[C]//Proceedings of International SpaceWire Conference, Dundee, 2007:201-204.
- [9] 郭林. 基于 SpaceWire 的空间数据网络关键技术研究[D]. 中国科学院空间科学与应用研究中心,2011. GUO Lin, STUDY on key technology of spaceWire for On-board data bus network [D]. Center for Space Science and Applied Research Chinese Academy of Sciences, 2011. (in Chinese)
- [10] Yamada T. Quality of service requirements for a higher layer protocol over SpaceWire to support spacecraft operations [C]//Proceedings of International SpaceWire Conference, Dundee, 2010:381-384.
- [11] Fournier P, Girard A, Provost-Grellier A, et al. Simulation of a SpaceWire network [C]//Proceedings of International SpaceWire Conference, Dundee, 2010:357-366.
- [12] 陈敏. OPNET 网络仿真[M]. 北京:清华大学出版社,2004. CHEN Min. OPNET network simulation [M]. Beijing: Tsinghua University press,2004. (in Chinese)