

二维8重固-流型准周期声子晶体带隙特性研究*

陈阿丽[†] 梁同利 汪越胜

(北京交通大学工程力学系, 北京 100044)

(2013年9月2日收到; 2013年10月22日收到修改稿)

针对二维8重固-流型(钢-水)准周期声子晶体, 通过实验方法测试得到了不同大小准周期系统的透射谱, 并利用有限元方法计算了准周期体系的频散曲线和透射谱. 结果显示, 实验与有限元方法所得透射谱结果基本符合, 但有限元方法得到的透射谱显示的带隙特性更为明显; 二维固-流型8重准周期声子晶体选用包含其中心拼图在内的最小超元胞可以近似计算整个准周期结构的频带结构.

关键词: 准周期, 声子晶体, 带隙

PACS: 61.44.Br, 63.20.-e, 63.20.Pw

DOI: 10.7498/aps.63.036101

1 引言

声子晶体是由两种或两种以上的弹性材料周期性排列而形成的具有弹性波带隙特征的功能材料^[1], 是从天然晶体、光子晶体^[2,3]的概念类比而来的, 其本质特征是存在弹性波带隙, 即一定频率范围内的弹性波不能透过介质传播. 声子晶体所具有的带隙特性、局域特性使得其在减振降噪、声功能器件等方面有着广阔的应用前景. 声子晶体研究初期, 主要关注具有严格周期性结构的复合介质, 因为这些结构在理论上容易计算, 而且物理概念清晰. 但实际中的结构总存在各种缺陷而导致对完整周期性的偏离, 这必然将在一定程度上改变其频带结构, 产生某些新的现象.

介于周期系统和无序系统之间的是准周期系统, 它可以看成是周期系统以准周期排列失谐而成的, 因此波在准周期系统中传播时具有更多的可控参数. 它所具有的短程无序而长程有序的特征引起了某些新的波动特性, 为声子晶体新的声学功能设计带来了新的思路. 最早在晶体学领域, 1984年Shechtman等^[4]首先发现了准周期晶体, 他们在急冷方法制备的Al-Mn合金中, 获得了具有5次对称轴、斑点明锐的电子衍射图. 同时, Levine和

Steinhardt^[5]则从理论上计算出了具有5次对称性的衍射图, 他们称这种不具有平移对称性、但长程定向有序的材料为准晶体(quasicrystal), 作为准周期晶体的简称. 随后, 包括中国科学家在内的多个国家的学者专家相继发现了具有8次、10次、12次等对称性的准晶. 这种对经典晶体对称理论的突破, 曾同超导体一起被列入80年代凝聚态物理的两大重要进展之一, 并在各个领域掀起了准晶结构研究的热潮^[6,7].

与上面所说的传统意义上的准晶(一般为金属材料)类似, 同样可以将光子/声子晶体设计成准周期结构, 称之为光子/声子准晶或准周期光子/声子晶体^[8]. 对准周期光子/声子晶体波传播方面的研究已获得一些成果: Zhang等^[9]利用多散射方法计算了具有12次对称性的准周期光子晶体的透射谱, 并进一步分析了完全带隙产生的条件. 冯志芳等^[10]研究了电磁波在十二重准晶中传播时的方向缺陷. Jin等^[11]分别通过试验测量和理论计算分析了二维准周期光子晶体的透射谱, 并且研究了二维准周期光子晶体具有点、线缺陷时的带隙特征. 罗青^[12]、方云团等^[13]以及曹永军等^[14]分别采用传递矩阵法和模式匹配理论研究了声波在不同的一维准周期系统中的传播; Sesion Jr等^[15]利用传递矩阵法计算了一维压电准周期声子晶体的透射

* 国家自然科学基金(批准号: 11272043, 10902012)和教育部留学回国人员科研启动基金(第45批)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: alchen@bjtu.edu.cn

谱; Gao等^[16]利用有限元方法研究了Lamb波在一维准周期薄板中的传播及声带隙的分离; 本文作者所在的课题组则利用局部化因子研究了一维Fibonacci准周期声子晶体^[17,18]和具有单一方向准周期特性的二维声子晶体的频带结构^[19]. 张盟等^[20]和高鹏等^[21]分别讨论了一维短沟槽和人工构建的二维具有五次、八次、十次、十二次对称性的准晶复合结构的减阻特性. Sutter-Widmer等^[22]研究了二维固-液型准周期声子晶体的平均周期结构, 也对二维固-液型准周期声子晶体中带隙产生的布拉格散射机理^[23]和局域共振机理^[24]做了分析; Lai等利用多散射法对空气中周期排列柱体形成的二维准周期声子晶体的带隙进行了计算分

析^[25], 并且讨论了如何增大其带隙宽度^[26]. 以上研究主要是利用透射系数来表征准周期声子晶体中波的传播特性或带隙特性, 对于准周期声子晶体特别是二维准周期声子晶体频散曲线的计算则非常少. 本文将利用有限元方法直接计算二维固-液型8重准周期声子晶体的频散曲线以及透射谱, 并用实验方法对该类声子晶体的波传播特性进行测试, 与有限元方法所得结果进行比较.

2 样品制备及测试系统

本文所用二维8重固-液型准周期声子晶体是先将圆形钢柱以8重准周期形式固定在上下两块亚

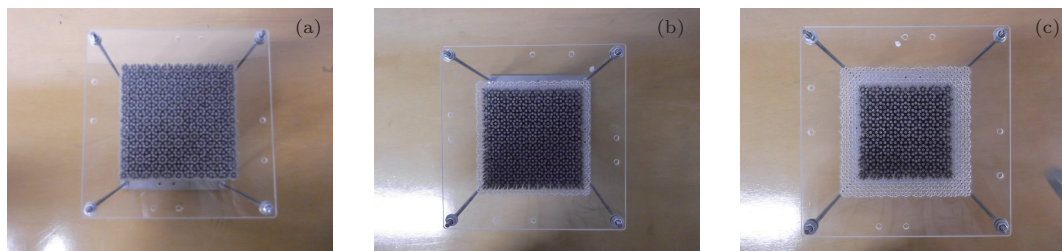


图1 具有1149 (a), 909 (b) 和617 (c) 个散射体的8重准周期声子晶体样品

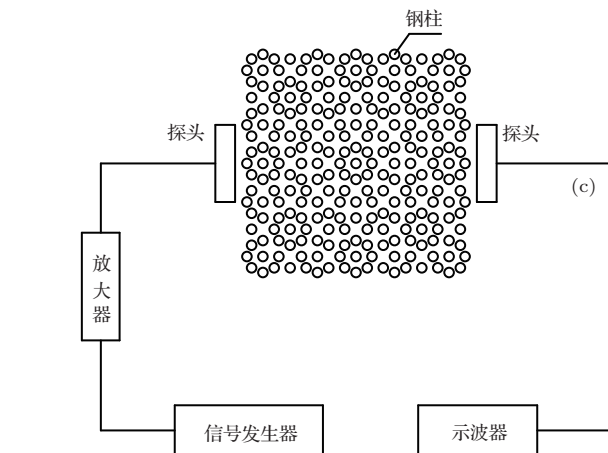


图2 实验系统的各部分仪器 (a), 搭建的实验平台 (b) 和实验系统结构框图 (c)

克力板上, 再采用四根双头螺柱在四角支撑和固定上下两块亚克力板组成样品, 最后将整个装置置于基体水中形成二维8重固-流型准周期声子晶体系统. 实验所用圆钢柱长为190 mm, 半径为1 mm, 试件中相邻两钢柱边界的最小距离为0.5 mm. 试件选取了不同大小的体系(即散射体数目不断增加), 以期得到更加合理的结果. 由于探头尺寸的原因, 实验中所选体系分别为具有1149, 909和617个散射体的三种体系, 如图1所示为制备的三种样品. 对于较小的体系, 如具有37和249个散射体的体系, 仅用有限元法对其进行了传输谱的计算.

本文采用的实验测试系统主要由信号发生器(AFG3102)、功率放大器(AG1020)、定位平台以及示波器(TDS3034B)等部分组成, 如图2(a)所示. 实验中所用探头是由汕头超声所研制的液浸式直探头, 其中心频率为0.5 MHz, 直径为30 mm. 定位平台用于固定探头, 并调节水平和上下位置, 以此来实现在多点测试. 实验中首先用信号发生器将特定的激励波形以电压信号的形式发出, 然后经功率放大器将信号放大, 放大后的信号经探头通过准周期声子晶体, 在样品另一侧用匹配的探头接收信号, 最后将信号传到示波器, 采集信号数据, 并将其保存到计算机. 据此搭建的实验平台如图2(b)所示.

3 计算超元胞的选取和有限元方法的实施

3.1 计算超元胞的选取

准晶以非周期而长程有序的晶格结构为特征, 虽然不具备经典晶体学意义上的平移对称性, 但它却具有自相似准周期, 包括数学上严格的自相似性准周期及统计意义上的无规自相似准周期^[27,28].

因此准晶不同于晶体晶胞的选取原则, 必须首先考虑选取两种或三种基本菱形单胞, 再考虑如何由这类菱形组合成准晶胞^[29], 既要考虑组合准晶胞的对称性, 又要考虑它们铺满二维平面空间的原则. 具有8次对称性的准周期结构的准晶胞是由两种菱形组合而成的, 分别为正方形和45°/135°的菱形, 两种菱形单胞拼成准周期结构的组合准晶胞, 如图3(a)所示, 且这两种基本菱形组合准晶胞的选取具有惟一性. 以图3(a)所示的准晶胞为基本结构单元, 以O为中心旋转360°即可得到图3(b)所示的准晶胞中心拼图, 这种拼图结构具有8次对称性, 并可按 $\sqrt{2}$ 和 $1 + \sqrt{2}$ (自相似性准周期)准周期生长成准晶Penrose结构模型, 该结构模型不仅具有8次对称性, 而且可以用这两种基本菱形及组合准晶胞拼满整个二维平面. 因此本文利用包含其中心拼图在内的最小正方形作为计算超元胞, 如图3(c)所示.

3.2 有限元方法的实施

机械波在固体中的传播形式为弹性波(矢量波), 而在流体中的传播形式为声波(标量波). 由于该原因, 在用有限元计算固-流型声子晶体的能带结构时, 必然要将整个计算区域分为固体和流体区域, 且需要在流固连接处建立合理的边界条件. 在固-流混合体系中, 各向同性固体中的弹性谐波满足方程^[30]

$$\begin{aligned} & -\rho(\mathbf{r})\omega^2 u_i \\ & = \nabla \cdot [C_{44}(\mathbf{r})\nabla u_i] + \nabla \cdot \left[C_{44}(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial x_i} \mathbf{u} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} [(C_{11}(\mathbf{r}) - 2C_{44}(\mathbf{r}))\nabla \cdot \mathbf{u}], \\ & (i = x, y, z), \end{aligned} \quad (1)$$

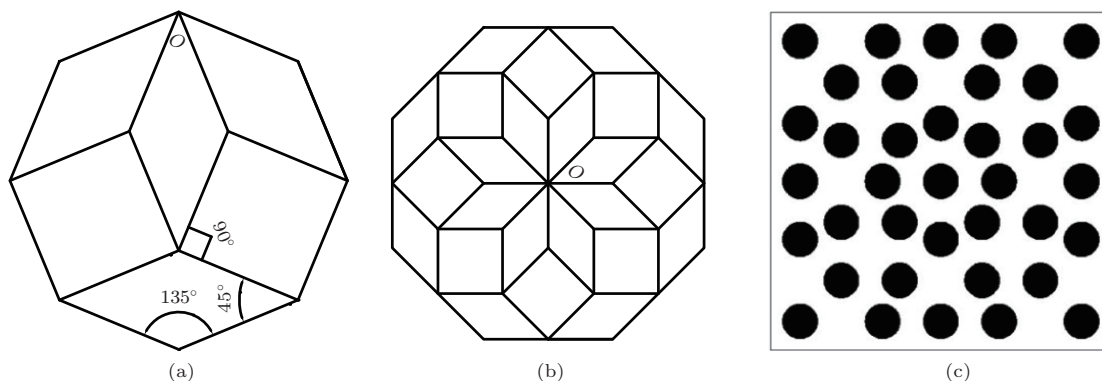


图3 8次对称准晶胞(a), 准晶胞中心拼图(b)和超元胞计算模型(c)

其中 $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ 为矢量微分算符, $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ 为位移矢量, $\mathbf{r} = (x, y, z)$ 为位置矢量; $C_{11} = \rho c_l^2$, $C_{44} = \rho c_t^2$ 为材料的弹性常数, ρ 为材料的质量密度, $c_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ 为纵波波速, $c_t = \sqrt{\mu/\rho}$ 为横波波速, ω 为角频率. 可压缩无黏性理想流体中的谐波满足方程

$$-\frac{1}{C_{11}(\mathbf{r})}\omega^2 p = \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho(\mathbf{r})} \nabla p \right), \quad (2)$$

其中 p 为流体的压力. 在流固界面法向位移和力连续, 而切向力为零, 即

$$\mathbf{u}^f \cdot \mathbf{n}^- = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}^-, \quad (3)$$

$$p\mathbf{n}^- = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}^-, \quad (4)$$

其中 $\mathbf{u}^f$ 为流体粒子的位移矢量; $\mathbf{n}^-$ 为流固界面的单位法向矢量; $\boldsymbol{\sigma}$ 表示固体介质界面处应力张量; $\mathbf{u}$ 和 p 分别为混合体系中固体的位移矢量和流体的压力.

根据 Bloch 定理 [31] 可得以下方程:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{u}_k(\mathbf{r}), \quad (5)$$

$$p(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} p_k(\mathbf{r}), \quad (6)$$

其中 $\mathbf{k}$ 为第一布里渊区内的波矢量, $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$ 和 $p_k(\mathbf{r})$ 为与混合体系具有相同周期的函数且满足

$$\mathbf{u}_k(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_k(\mathbf{r} + \mathbf{a}), \quad (7)$$

$$p_k(\mathbf{r}) = p_k(\mathbf{r} + \mathbf{a}), \quad (8)$$

其中 $\mathbf{a}$ 为声子晶体的格矢基矢量.

采用 Comsol Multiphysics 有限元软件计算固-流型准周期声子晶体频带结构的步骤为:

1) 在 2D 空间下进入 Acoustics Module, 在该模式下选择 Acoustic-Structure Interaction 模块.

2) 建立超胞模型; 设置散射体为固体域, 基体为流体域; 设定对应的材料参数.

3) 设置流固边界的边界条件, 即在 acpr 模式下对流体内部边界施加法线加速度

$$n_{\text{yacpn}} \cdot \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + n_{\text{yacpn}} \cdot \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2}; \quad (9)$$

同时需在 acpn 模式下对固体边界施加流体边界载荷, x 和 y 方向分别为 $n_{\text{yacpr}} \cdot p$ 和 $n_{\text{yacpr}} \cdot p$.

4) 在单胞边界上施加周期性边界条件, 即 (6) 式.

5) 进行网格划分, 扫描简约布里渊区高对称边进行特征值求解即可得到声子晶体的频带结构.

4 数值计算及实验分析

首先分别对我们之前所制作的具有 617 个、909 个和 1149 个散射体的二维 8 重准周期声子晶体体

系进行了实验测试和有限元传输谱的计算. 波的入射方向为左侧水平入射, 图 4 为试验中测得的不同大小体系的时域响应曲线, 对图 4 中的时域响应曲线作快速傅里叶变换转换到频域, 即可得到相应的传输谱, 如图 5 中虚线所示. 图 5 中实线表示用有限元方法计算的传输谱. 由图 5 可以看出对于这三种体系有限元计算和实验得到的透射谱均显示出两个明显的带隙, 如图 5 中深灰色区域所示, 频率区间大致为 (0.185 MHz, 0.215 MHz) 和 (0.245 MHz, 0.285 MHz). 而浅灰色区域标示的两个频率段, 即 (0.148 MHz, 0.151 MHz) 和 (0.349 MHz, 0.352 MHz), 也应该是两个带隙区间,

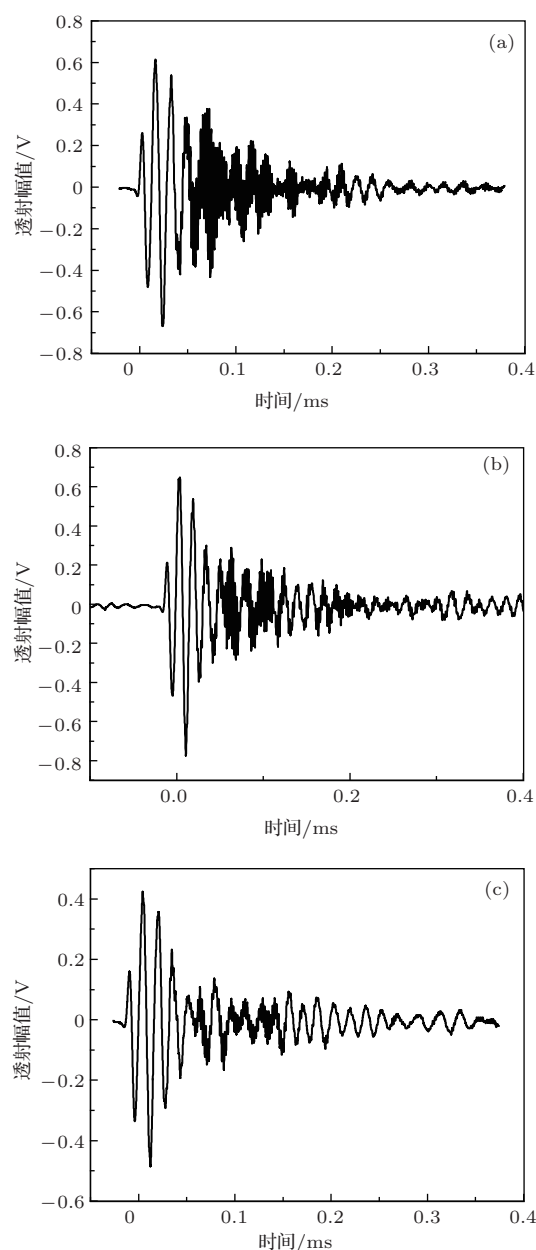


图 4 实验测得的具有 617(a), 909(b) 和 1149(c) 个散射体的声子晶体的时域响应

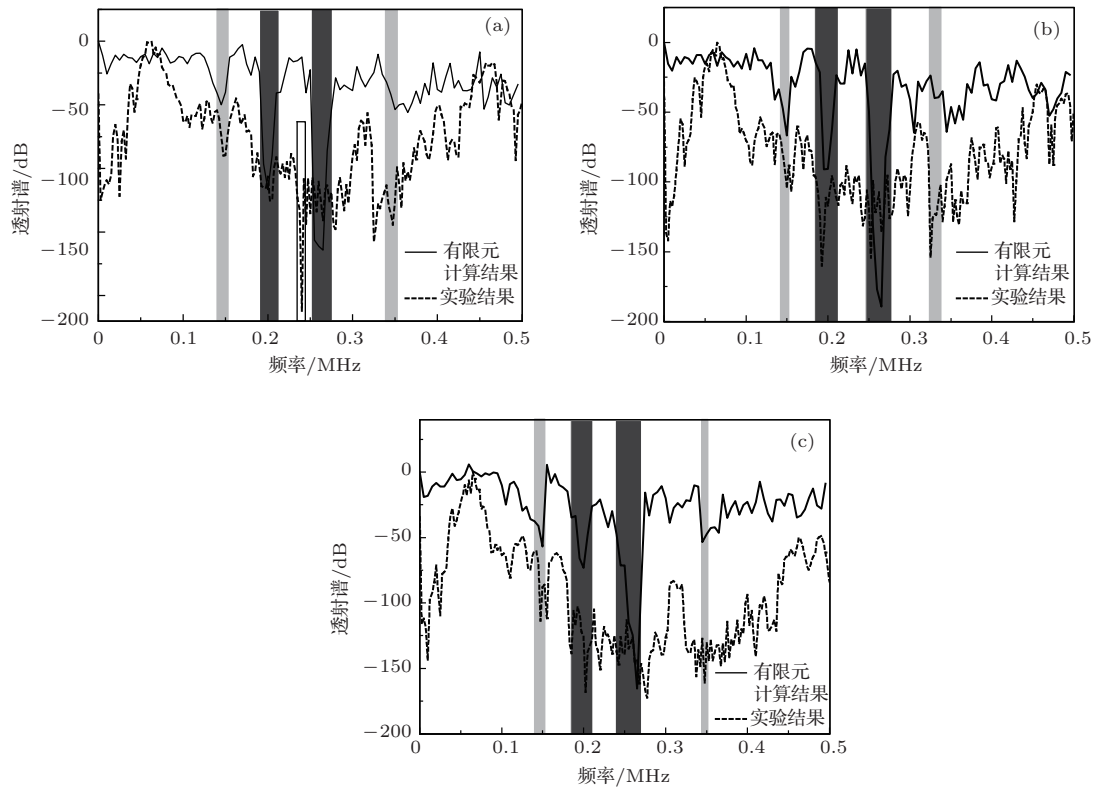


图5 有限元方法(实线)和实验方法(虚线)得到的具有617(a), 909(b)和1149(c)个散射体的8重准周期声子晶体的传输谱

不过从透射谱上看这两个带隙不如深灰色区域标示的带隙明显. 图5(a)所示在频率为0.24 MHz时(图中无填充矩形区域所示), 实验测得的传输谱显示出一个类似于带隙特性的明显抖动, 但这个抖动在另外两个较大的体系中并没有显示, 因此617个散射体的准周期系统所显示的这个窄带隙可能是一个假带, 随着体系的增大这个假带将消失. 另外, 对比实验和有限元结果可以看到, 由实验测得的结果不如有限元所得结果明显, 这是因为实验受到各种外部条件的影响, 并且各个操作环节中会产生误差, 另外有限元计算时也未考虑能量的耗散. 对比三种体系的结果可以看到, 具有909个散射体的系

统(图5(b))实验和有限元计算的两条带隙相符合的程度要比其他两个体系好(图5(a)和(c)), 对照图4可以看出这是因为对于具有909个散射体的体系, 实验时采集的时域信号要比其他两个体系好.

作为比较, 图6给出了具有37和249个散射体的较小的8重准周期声子晶体体系透射谱的有限元计算结果. 对比图5中较大体系的透射谱, 可以看出随着体系的增大, 深灰色区域标示的两个带隙变化不是很明显, 而浅灰色区域标示的两个带隙则逐渐变窄, 尤其是高频区域的带隙, 这表明浅灰色区域的两带隙可能与准周期体系的短程无序性相关.

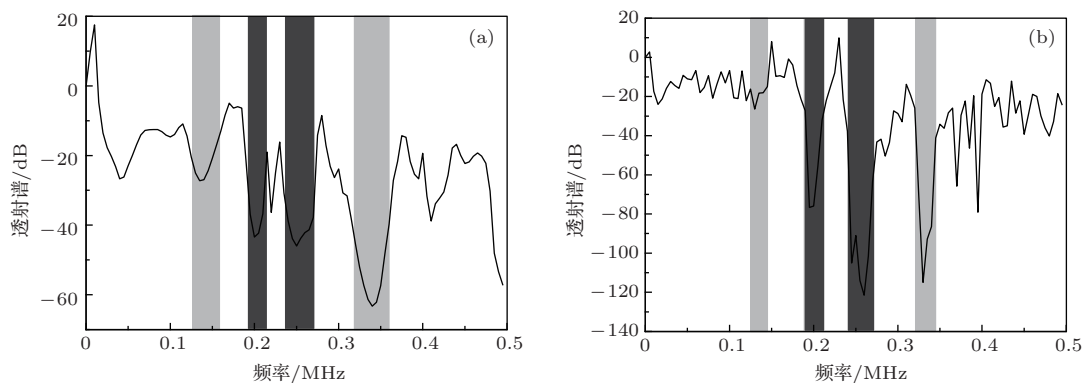


图6 有限元计算的具有37(a)和249(b)个散射体的8重准周期声子晶体的透射谱

为了检验实验结果的有效性, 我们利用有限元方法计算了准周期体系的频散曲线, 如图7所示, 其中计算超元胞是包括中心拼图在内的具有37个散射体的正方形. 频散曲线所显示的两个完全带隙为 (0.188 MHz, 0.1989 MHz) 和 (0.243 MHz, 0.258 MHz), 与图5和图6中深灰色区域标示的带隙区间基本符合, 不过带隙的上下边界会分离或者即将分离出一些带. 另外, 图5图6中浅灰色区域标示的两个带隙在图7所示的频散曲线中却显示有频带存在.

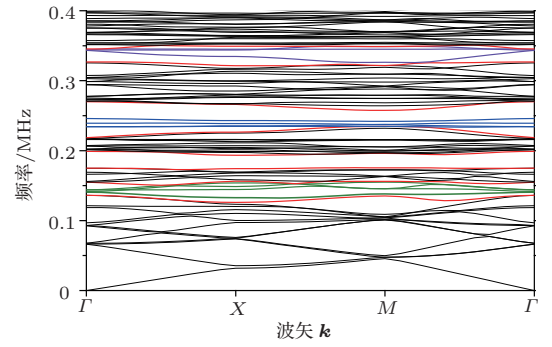


图7 有限元计算的8重准周期声子晶体的频散曲线

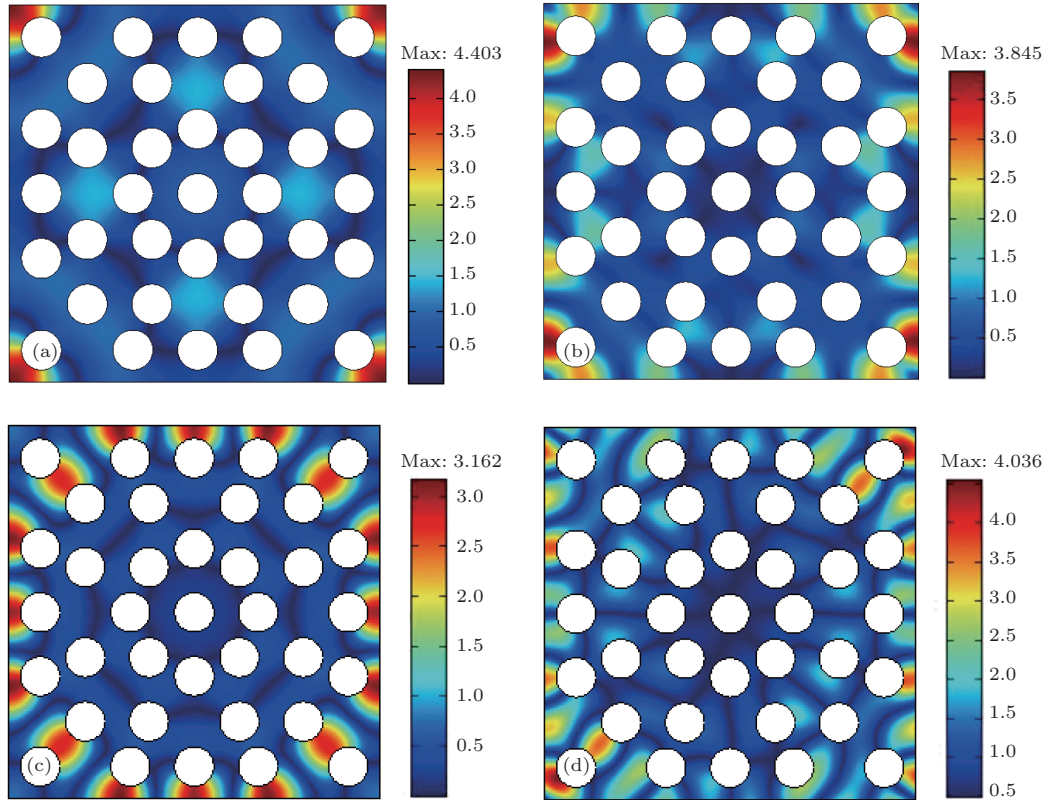


图8 不同频率下 Γ 点的声压分布图 (a) $f = 0.1407$ MHz; (b) $f = 0.2343$ MHz; (c) $f = 0.2391$ MHz; (d) $f = 0.3438$ MHz

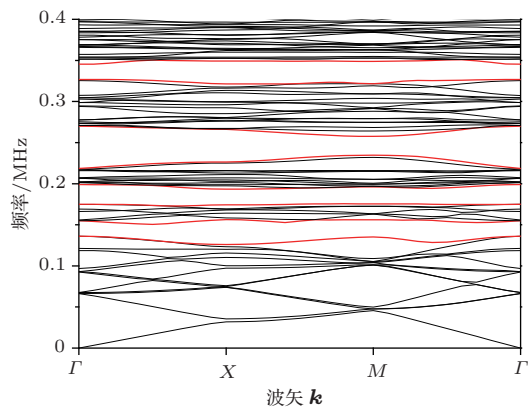


图9 去除非物理频带后8重准周期声子晶体的频散曲线

为分析透射谱和超胞计算的频散曲线所描述的频带结构不一致的原因, 我们选取了图7中的蓝色频带来进行进一步的分析. 图8所示给出了 Γ 点频率为0.1407 MHz, 0.2343 MHz, 0.2391 MHz和0.3438 MHz的四条蓝色频带所对应的 Γ 点的声压分布图. 图中显示在超胞的内部几乎没有声压, 声压绝大部分都集中在超胞的边界上, 这种波的局部化现象是因为计算时由于以超元胞为单元引入平移对称从而在边界扰乱了原有准周期排列的规律, 因此这些带是非物理频带. 经过逐一验证, 图7中所标示的蓝色频带均为非物理频带. 把这些非物理频带去掉得到的准周期体系的频散曲线如图9所

示, 图9清楚地显示出4个完全带隙, 基本与上面透射谱标示的四个带隙区间相符合. 图9中的红色频带为带隙的上下边界, 图10给出了其中几条频带的 Γ 点所对应的声压分布图, 图中可以清楚地看到弹性波局部化在超胞的内部, 这些带都是准周期体

系自身真实存在的物理频带. 图10中弹性波局部化的位置均不相同, 其他频带还对应着更多不同的弹性波局部化形式, 这为设计制造多功能谐振器提供了一定的理论依据.

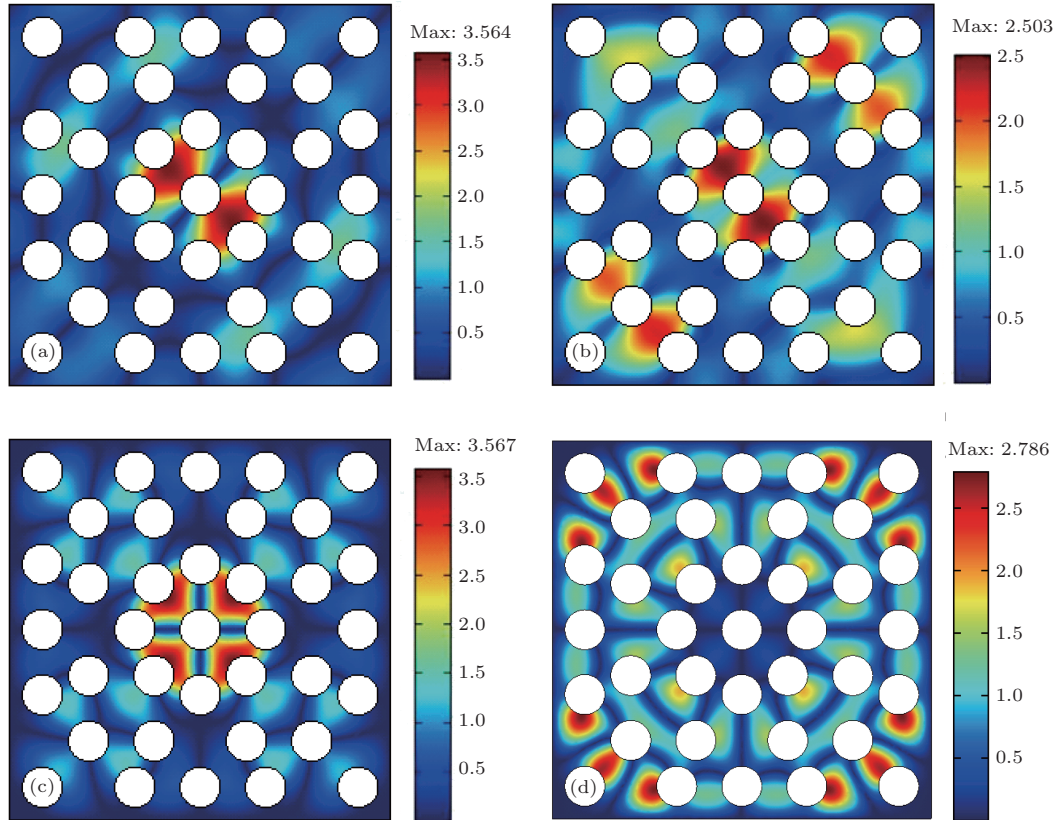


图10 不同频率下 Γ 点的声压分布图 (a) $f = 0.1550$ MHz; (b) $f = 0.1749$ MHz; (c) $f = 0.2701$ MHz; (d) $f = 0.3454$ MHz

5 结 论

本文通过实验分别测得了具有617, 909和1149个散射体的8重钢-水准周期声子晶体的透射谱, 并用有限元软件计算了准周期体系的频散曲线和透射谱. 结果表明:

1. 实验方法和有限元方法所得到的透射谱描述的带隙范围一致, 只是有限元计算得到的带隙更明显; 有些带隙宽度随着准周期体系的增大而减小, 这些带隙可能是与准周期的短程无序性有关. 具有909个散射体的体系效果更好一些, 这与实验操作有关, 可能该体系实验中的误差相对较小.

2. 利用包含中心拼图在内的具有37个散射体的体系作为超元胞来计算二维8重固-流型准周期声子晶体的频散曲线是可行的. 有限元计算得到的频散曲线所显示的带隙内会出现非物理频带, 如果

排除非物理频带的影响, 有限元计算得到的频散曲线、透射谱以及实验测得的透射谱三者所显示的带隙区间是符合的.

参考文献

- [1] Kushwaha M S, Halevi P, Dobrzynski L, Djafari-Rouhani B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2022
- [2] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [3] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [4] Shechtman D, Blech I, Cratias D, Cahn J W 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 1951
- [5] Levine D, Steinhardt P J 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 2477
- [6] Fan T Y, Xie L Y, Fan L, Wang Q Z 2011 *Chin. Phys. B* **20** 076102
- [7] Li W, Xie L Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 036201
- [8] Steurer W, Sutter-Widmer D 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** R229
- [9] Zhang X D, Zhang Z Q, Chan C T 2001 *Phys. Rev. B* **63** 081105

- [10] Feng Z F, Liu R J, Li Z Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1948 (in Chinese)[冯志芳, 刘荣鹏, 李志远 2009 物理学报 **58** 1948]
- [11] Jin C J, Cheng B Y, Man B Y, Li Z L, Zhang D Z 2000 *Phys. Rev. B* **61** 10762
- [12] Luo Q 2002 *J. Nanjing Normal Univ.(Natural Sci.)* **25** 110 (in Chinese) [罗青 2002 南京师大学报(自然科学版) **25** 110]
- [13] Fang Y T, Wang Y S, Jiang G 2004 *Appl. Acoust.* **23** 23 (in Chinese) [方云团, 王永顺, 姜光 2004 应用声学 **23** 23]
- [14] Cao Y J, Cao C H, Zhou P Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6470 (in Chinese)[曹永军, 曹纯红, 周培勤 2006 物理学报 **55** 6470]
- [15] Sesion Jr P D, Albuquerque E L, Chesman C, Freier V N 2007 *Eur. Phys. J. B* **58** 379
- [16] Gao J, Cheng J C, Li B W 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 111908
- [17] Chen A L, Wang Y S 2008 *Appl. Acoust.* **27** 69 (in Chinese)[陈阿丽, 汪越胜 2008 应用声学 **27** 69]
- [18] Chen A L, Wang Y S, Guo Y F, Wang Z D 2008 *Solid State Commun.* **145** 103
- [19] Chen A L, Wang Y S, Yu G L, Guo Y F, Wang Z D 2008 *Acta Mech. Solida Sin.* **21** 517
- [20] Zhang M, Geng X G, Zhang Y, Wang X N 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 194702 (in Chinese)[张盟, 耿兴国, 张瑶, 王晓娜 2012 物理学报 **61** 194702]
- [21] Gao P, Geng X G, Ou X L, Xue W H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 421 (in Chinese)[高鹏, 耿兴国, 欧修龙, 薛文辉 2009 物理学报 **58** 421]
- [22] Sutter-Windmer D, Deloudi S, Steurer W 2007 *Phil. Mag.* **87** 3095
- [23] Sutter-Windmer D, Deloudi S, Steurer W 2007 *Phys. Rev. B* **75** 094304
- [24] Sutter-Windmer D, Steurer W 2007 *Phys. Rev. B* **75** 134303
- [25] Lai Y, Zhang X D, Zhang Z Q 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 6191
- [26] Lai Y, Zhang Z Q 2005 *Z. Kristallogr.* **220** 877
- [27] Chen J Z 1993 *J. China Univ. Geosci.* **18** (extra-special) 13 (in Chinese) [陈敬中 1993 地球科学-中国地质大学学报 **18** (增刊) 13]
- [28] Hu C Z, Yang W G, Wang R H, Ding D H 1997 *Prog. Phys.* **17** 345 (in Chinese) [胡承正, 杨文革, 王仁卉, 丁棣华 1997 物理学进展 **17** 345]
- [29] Shi N C, Min L Q, Shen B M 1991 *Sci. China B* **11** 1216 (in Chinese) [施倪承, 闵乐泉, 沈步明 1991 中国科学 B **11** 1216]
- [30] Miklowitz J 1978 *The Theory of Elastic Waves and Waveguides* (New York: North-Holland Publishing Company) p46
- [31] Huang K, Han R Q (adapt) 1988 *Solid State Physics* (Beijing: Higher Education Press) p154 (in Chinese) [黄昆著, 韩汝琦改编 1988 固体物理学(北京: 高等教育出版社) 第154页]

Study on band gap properties of two-dimensional 8-fold quasi-periodic phononic crystals^{*}

Chen A-Li[†] Liang Tong-Li Wang Yue-Sheng

(Institute of Engineering Mechanics, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

(Received 2 September 2013; revised manuscript received 22 October 2013)

Abstract

For the two-dimensional (2D) 8-fold solid-fluid quasi-periodic photonic nanocrystal (QPNC) (steel-water system), the transmission spectra of the systems with different sizes are obtained by experimentation. At the same time, combined with the supercell method, the finite element method (FEM) is used to calculate the dispersion curves and transmission spectrum of the system. The transmission spectra obtained by means of these two methods are in good agreement with each other, but the band gaps appearing in the transmission spectrum calculated using the FEM are clearer than those obtained via experimentation. The dispersion curves of the 2D 8-fold solid-fluid QPNC can be well studied by using the supercell which only contains its center puzzle.

Keywords: quasi-periodic, phononic crystal, band gap

PACS: 61.44.Br, 63.20.-e, 63.20.Pw

DOI: [10.7498/aps.63.036101](https://doi.org/10.7498/aps.63.036101)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11272043, 10902012), and the Scientific Research Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars, State Education Ministry.

[†] Corresponding author. E-mail: alchen@bjtu.edu.cn