

新型二维压电声子晶体板带隙可调性研究

廖涛 孙小伟 宋婷 田俊红 康太凤 孙伟彬

Tunable bandgaps in novel two-dimensional piezoelectric phononic crystal slab

Liao Tao Sun Xiao-Wei Song Ting Tian Jun-Hong Kang Tai-Feng Sun Wei-Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 214208 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180611

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180611>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I21>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[等效零折射率材料微腔中均匀化腔场作用下的简正模劈裂现象](#)

Normal-mode splitting induced by homogeneous electromagnetic fields in cavities filled with effective zero-index metamaterials

物理学报.2018, 67(2): 024210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171880>

[蜂巢光子晶格中光波的无衍射和反常折射](#)

Non-diffraction propagation and anomalous refraction of light wave in honeycomb photonic lattices

物理学报.2017, 66(23): 234207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.234207>

[人工带隙材料的拓扑性质](#)

Topological properties of artificial bandgap materials

物理学报.2017, 66(22): 224203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.224203>

[厚金属 Ag 膜的磁光法拉第旋转效应的增强](#)

Magneto-optical Faraday rotation effect enhancement of a thick metal Ag

物理学报.2012, 61(16): 164210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.164210>

[利用介质光子晶体提高红光发光二极管的光通量的研究](#)

Research of dielectric photonic crystal on red LED to increase luminous flux

物理学报.2012, 61(15): 154213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.154213>

# 新型二维压电声子晶体板带隙可调性研究\*

廖涛 孙小伟<sup>†</sup> 宋婷 田俊红 康太凤 孙伟彬

(兰州交通大学数理学院, 兰州 730070)

(2018年4月5日收到; 2018年7月12日收到修改稿)

设计了一种由涂有硬质材料涂层的柱状压电散射体周期性连接在四个环氧树脂薄板上构成的具有大带宽的新型二维压电声子晶体板, 并利用有限元方法计算了该声子晶体板的能带结构、传输损失谱和位移矢量场. 研究表明: 与二组元材料构成的传统声子晶体板相比, 新设计的声子晶体板的第一完全带隙频率更低, 并且带宽扩大了5倍; 通过在压电体表面上施加不同的电边界条件, 可以实现多条完全带隙的主动调控; 压电效应对能带结构有很大的影响, 并且有利于完全带隙的扩大与形成. 基于带隙的可调谐性, 分析了可切换路径的压电声子晶体板波导, 结果表明可以通过改变电边界条件来限制弹性波能量流.

**关键词:** 声子晶体, 压电效应, 带隙调控, 电边界条件, 有限元法

**PACS:** 42.70.Qs, 43.20.+g, 43.35.+d

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180611

## 1 引言

声子晶体是人造周期性复合结构, 它可以有效控制弹性波或超声波的传播<sup>[1]</sup>. 在这种周期结构中, 弹性波在一定频率范围内被禁止传播, 这个频率范围称为带隙. 带隙的存在使得声子晶体具有广泛的应用前景, 例如用于声学滤波器、声波导、噪声控制、传感器设计的改进等<sup>[2-6]</sup>. 通常, 在制造声学器件时, 带隙的频率范围是固定的, 表现为被动不可调的带隙特性. 为了实现声子晶体带隙的可调谐性, 一些功能材料被引入到周期性结构中, 如形状记忆合金、电流变材料、介电弹性体和磁弹性材料等, 通过改变填充物的几何形状或通过外部刺激改变构成材料的弹性特性, 以调整声子晶体的能带结构<sup>[7-12]</sup>.

压电材料作为一种新型智能材料, 因其具有高机电耦合系数和低声阻抗, 尤其是在精确控制位移、快速响应时间和小型器件尺寸方面与其他类型的可调材料如形状记忆合金、电流变材料等相比更

具有优势, 在工业、生物医学和国防领域具有广泛的应用<sup>[13-16]</sup>. 近几年, 基于压电材料的声子晶体引起了广泛的关注<sup>[17-24]</sup>. Khelif等<sup>[20]</sup>在压电声子晶体板上获得了完全带隙; Hsu和Wu<sup>[21]</sup>在压电声子晶体板上获得了低频兰姆波的局域共振带隙, 并得出结论认为: 以弯曲为主的板块模式的共振频率取决于圆形橡胶填充物的半径和板坯的厚度; Hsu<sup>[22]</sup>研究了电边界条件对压电声子晶体板中带隙的影响, 并讨论了仅通过改变电边界条件来控制频率间隙的可能性; Croënn等<sup>[23]</sup>分别从理论和实验的角度研究了由压电复合材料构成的声子晶体板的带隙特性, 结果表明通过施加周期性电边界条件可以对布拉格带隙进行调控; Zou等<sup>[24]</sup>研究了弹性波在覆盖有周期性结构涂层的压电板中的传播, 着重讨论了涂层的分布形式和几何参数对完全带隙的影响, 研究表明具有对称涂层的声子晶体板可以产生更宽的完全带隙, 而具有不对称涂层的声子晶体板有利于产生多带隙.

尽管压电材料的引入对声子晶体带隙的主动调控提供了新思路和新方法, 但实现低频宽带隙的

\* 国家自然科学基金(批准号: 51562021, 11464027)、甘肃省“陇原青年创新人才扶持计划”、兰州交通大学优秀科研团队(批准号: 201803)和兰州交通大学“百名青年优秀人才培养计划”资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: sunxw\_lzjtu@yeah.net

调控依旧是声子晶体研究的难点之一. 为了获得好的带隙特性, 本文设计了一种由三组元材料构成的新型二维压电声子晶体板, 利用有限元方法计算了该声子晶体板能带结构、传输损失以及位移场, 研究了开路和短路两种电边界条件对能带结构的影响, 并分析了压电常数对能带结构的影响; 对由电边界条件缺陷构成的压电声子晶体板波导也进行了讨论.

## 2 物理模型及方法

图 1(a) 为二维压电声子晶体板的初基原胞示意图, 该结构由包裹有机玻璃涂层的圆柱形压电材料按正方形晶格周期性连接在四个环氧树脂短板上构成,  $x$ - $y$  平面位于板的中间平面上,  $z$  轴沿着厚度方向. 本文采用沿 [001] 方向极化且具有高机电

耦合系数的压电材料 0.27PIN-0.4PMN-0.33PT 作为散射体. 声子晶体板的结构参数定义如下: 晶格常数为  $a$ , 柱状压电散射体的半径和高度分别为  $r_1$  和  $h_1$ , 包裹层的半径和高度分别为  $r_2$  和  $h_2$ , 连接板的厚度和宽度分别用  $d$  和  $l$  表示. 在以下计算中, 压电材料和弹性材料的参数分别由表 1 和表 2 列出.

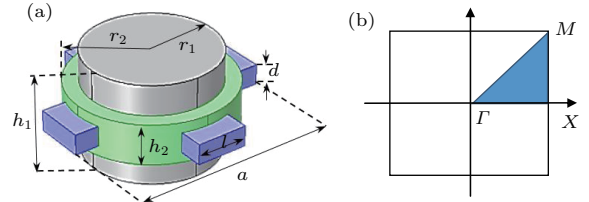


图 1 (a) 压电声子晶体板初基原胞; (b) 第一布里渊区与不可约布里渊区

Fig. 1. (a) Unit cell of the investigated piezoelectric phononic crystal plate; (b) the corresponding first irreducible Brillouin zone of square lattice.

表 1 压电材料参数

Table 1. Parameters of the piezoelectric material.

压电材料	密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	弹性常数 $c/10^{10} \text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$						压电常数 $e/\text{C}\cdot\text{m}^{-2}$			介电常数 $\varepsilon/10^{-11} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$	
		$c_{11}$	$c_{12}$	$c_{13}$	$c_{33}$	$c_{44}$	$c_{66}$	$e_{15}$	$e_{31}$	$e_{33}$	$\varepsilon_{11}$	$\varepsilon_{33}$
0.27PIN-0.4PMN-0.33PT	8189	12.2	11.3	10.8	11.2	6.9	6.2	16.0	-2.7	8.6	4193	585

表 2 弹性材料参数

Table 2. Parameters of the elastic materials.

弹性材料	密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	杨氏模量 $E/10^{10} \text{ Pa}$	剪切模量 $\mu/10^{10} \text{ Pa}$
有机玻璃	1142	0.20	0.072
环氧树脂	1180	0.435	0.159

有限元法是随着电子计算机的发展而迅速发展起来的一种现代计算方法, 该方法不仅计算精度高, 而且能适应各种复杂形状, 因而成为行之有效的工程分析手段. 本文利用有限元软件 COMSOL MULTIPHYSICS [25] 来求解周期结构的能带色散关系和传输特性. 基于有限元法的压电控制方程为 [22]

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_i}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial D_i}{\partial x_i} = 0 \quad (i, j = 1, 2, 3), \quad (2)$$

式中  $\rho$ ,  $u_j$ ,  $t$  分别为密度、位移和时间;  $x_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) 分别对应坐标变量  $x$ ,  $y$  和  $z$ ;  $T_{ij}$  和  $D_i$  分别为应力和电位移, 并遵守位移  $u_j$  和电位  $\varphi$  作为变量的压电

本构关系 [22]:

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + e_{lij} \frac{\partial \varphi}{\partial x_l}, \quad (3)$$

$$D_i = e_{ikl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} - \varepsilon_{il} \frac{\partial \varphi}{\partial x_l}. \quad (4)$$

(3) 和 (4) 式中,  $c_{ijkl}$ ,  $e_{lij}$  和  $\varepsilon_{il}$  分别为弹性常数、压电常数和介电常数. 在压电散射体的表面区域上, 可应用电边界条件来调整弹性波波速度.

考虑两种类型的电边界条件如下 [26]:

1) 如果表面是自由表面, 则称为开路状态, 表面上电位移的法向分量  $D_z = 0$ ;

2) 如果表面被非常薄的金属膜覆盖并接地, 则称为短路状态, 表面上的电势  $\varphi = 0$ .

声波速度取决于材料特性, 例如压电性, 因此可以改变波速来调控色散关系. 施加在压电散射体表面上的导电金属膜消除了切向电场, 从而抑制了材料的压电性.

在所提出的模型中, 由于沿着  $x$  和  $y$  方向的周期性结构是无限的, 所以在计算过程中只需要考虑图 1(a) 中所示结构单元. 因此, 基于布洛赫定理, 周期性边界条件施加在单位元胞及其四个相邻单

元之间的边界处<sup>[20]</sup>:

$$u_i(x + ma, y + na, z, t) = u_i(x, y, z, t) e^{i(\mathbf{k}_1 ma + \mathbf{k}_2 na)}, \quad (5)$$

其中  $m$  和  $n$  是整数, 并且  $\mathbf{k}_1$  和  $\mathbf{k}_2$  分别是  $x$  方向和  $y$  方向上的 Bloch 波向量的分量. 通过改变第一布里渊区中的  $\mathbf{k}_1$  和  $\mathbf{k}_2$  的值并求解由有限元算法产生的特征值问题, 即可获得色散关系以及本征模.

此外, 我们计算了弹性波在压电声子晶体板

中的传输损失谱, 以验证色散关系的数值结果. 图 2 所示为计算传输损失时所采用的有限周期结构, 该结构在  $x$  方向上由 16 个单元胞组成, 在  $y$  方向上, 布洛赫周期边界条件仍然应用于两个边界代表无限系统的有限结构. 在模拟过程中, 位移激励  $d_{in}$  施加在有限结构的左侧, 平均位移响应  $d_{out}$  在结构的右侧被拾取. 传输损失  $T$  定义为

$$T = 20 \log \frac{d_{out}}{d_{in}}. \quad (6)$$

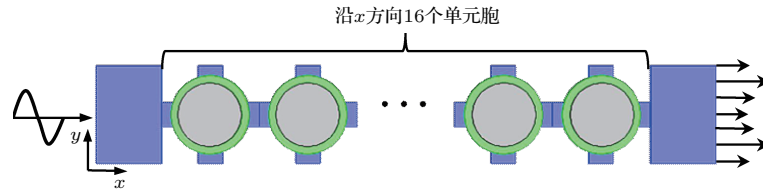


图 2 用于计算传输损失的有限系统

Fig. 2. Finite structure for the calculation of transmission loss.

### 3 结果与讨论

#### 3.1 不同电边界条件下的能带结构

为了研究提出的声子晶体结构的带隙特性, 利用有限元方法对其能带结构和传输损失进行了计算. 能带结构可通过在压电材料表面施加不同的电边界条件来调控, 这里分别讨论了开路和短路两种电边界条件对完全带隙产生的影响. 在计算中, 几何参数取值分别为:  $a = 20 \text{ mm}$ ,  $r_1 = 6.5 \text{ mm}$ ,  $h_1 = 10 \text{ mm}$ ,  $r_2 = 8 \text{ mm}$ ,  $h_2 = 4 \text{ mm}$ ,  $l = 5 \text{ mm}$ ,  $d = 2 \text{ mm}$ . 图 3(a)—(d) 给出了压电声子晶体板分别在开路和短路两种不同电边界条件下的能带结构及传输损失谱, 可以看出在传输损失中出现的衰减频率范围和能带结构图中的带隙频率范围基本符合, 这很好地验证了能带结构的数值结果. 开路条件下, 如图 3(b) 所示, 可观察到频率在 0—2000 m/s (以频率和晶格常数的乘积为单位) 的范围内有 10 个完全带隙, 前三个完全带隙分别为 199.5—766.4, 810.8—830.9 以及 942—1054 m/s. 图 3(c) 为短路条件下的能带结构, 同样可以观察到 10 个完全带隙, 前三个完全带隙分别为 199.2—764.7, 809.4—838.6 和 877.3—990.3 m/s; 与图 3(b) 相比, 可以发现随着

电边界条件的交替施加, 第一和第二完全带隙的边缘几乎保持不变, 而在高频范围有多条完全带隙发生了明显的变化, 这种显著的差异表明, 通过施加不同的电边界条件, 新型声子晶体结构可以同时多条完全带隙进行主动调控.

为了进一步解释电边界条件对带隙的影响, 我们计算了不同频率下的位移矢量场, 如图 4 所示. 可以看出较低频带所对应的振动模式主要为压电散射体的面内扭转模式, 其表面没有发生形变, 而高频带对应的振动模式主要为压电散射体的弯曲振动, 这使得压电材料产生了压电效应. 因此, 通过使用不同的电边界条件, 可以改变压电声子晶体板的频带间隙. 利用这种可变特性, 可以通过声子晶体板表面上的电边界条件来实现对不同频率声波能量流的控制.

作为对比, 我们对 Hsu<sup>[22]</sup> 提出的由圆柱形压电散射体周期性嵌入到均质薄板中构成的二元传统声子晶体板带隙特性进行了计算, 结果如图 5 所示. 可以观察到图 5 中出现了两个完全带隙, 分别为 978—1083 和 1214—1373 m/s. 通过比较和分析, 可以得出: 具有周期性涂层及连接板结构的三组元压电声子晶体可以在相对较低的频率范围内获得带宽更大的完全带隙, 并在高频范围出现更多的完全带隙.

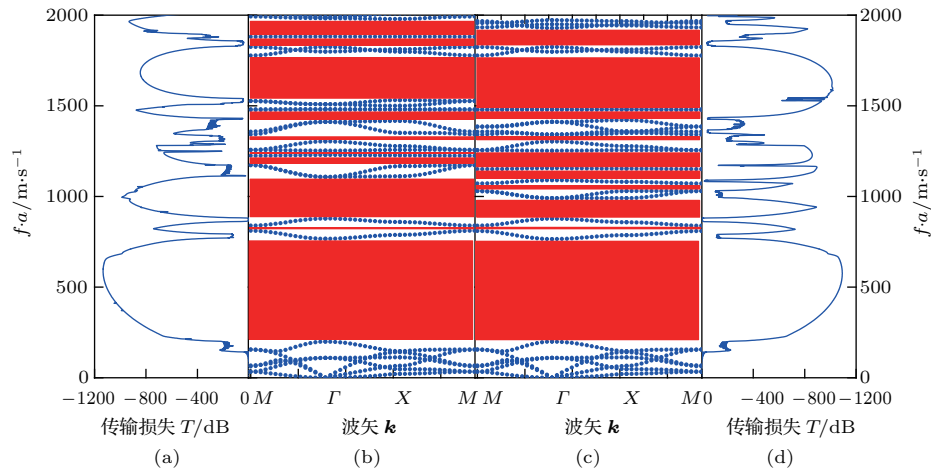


图3 开路和短路电边界条件下的能带结构和传输损失谱 (a)和(b)开路电边界条件; (c)和(d)短路电边界条件  
Fig. 3. Band Structures and transmission loss spectra with open and short electrical boundary conditions: (a), (b) Open-circuit conditions; (c), (d) short-circuit condition.

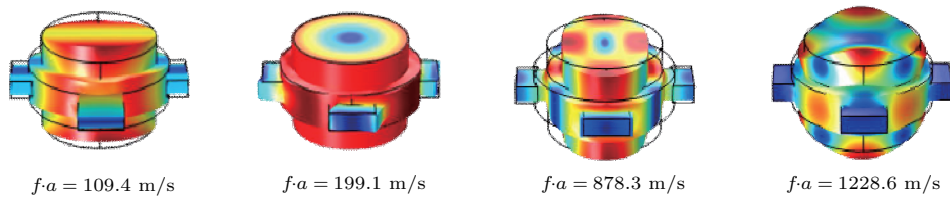


图4 不同本征模对应的位移矢量场

Fig. 4. Eigenmode displacement fields of the different eigenmodes.

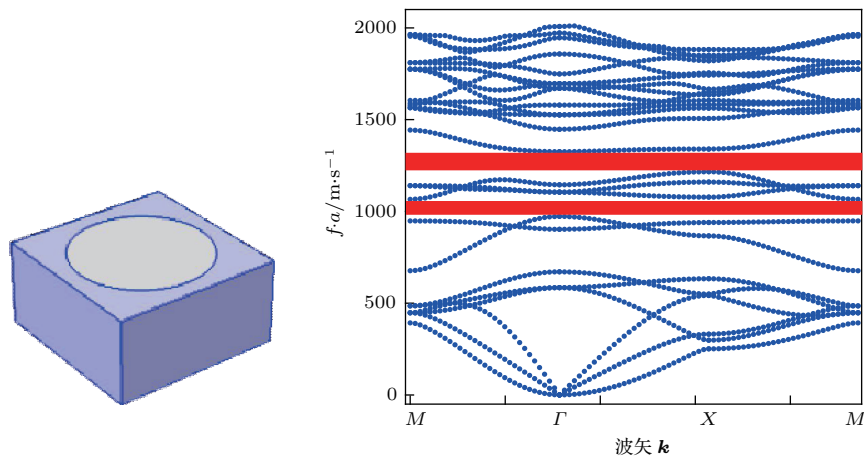


图5 二组元传统声子晶体板及能带结构示意图

Fig. 5. Schematic diagrams of the binary phononic crystal plate and the band structure.

### 3.2 压电效应对能带结构的影响

压电效应使得压电材料的特性与弹性材料不同, 压电常数 ( $e_{15}$ ,  $e_{31}$ ,  $e_{33}$ ) 与电弹性耦合强度直接相关. 接下来, 将通过改变压电常数来研究带隙上的压电效应. 为此, 新的压电常数  $e'$  被定义为  $e'/e = e'_{31}/e_{31} = e'_{15}/e_{15} = e'_{33}/e_{33}$ . 如果考虑真实

的压电材料属性, 设定  $e'/e = 1$ , 对于没有压电效应的情况,  $e'/e = 0$ . 图6分别给出了具有压电效应和不具有压电效应时该新型二维压电声子晶体板的能带结构, 发现考虑压电效应时, 图6(a)给出的能带结构和图3(b)相同; 当压电效应被忽略时, 第一和第二完全带隙的边缘发生了微小的变化, 带隙宽度与考虑压电效应时的带隙宽度基本相同, 而

高频完全带隙发生了明显的变化,如图6(b)所示.为了进一步揭示压电效应对带隙的影响规律,将压电常数 $e'/e$ 从0(无压电)逐渐改变为1(实际值).图7所示为第三和第四完全带隙边缘随压电常数的变化情况,可以看出,随着压电常数逐渐增加,第三完全带隙的下边缘几乎保持不变,带隙的上边缘

随着耦合强度的增加而上移,从而使得带隙的宽度逐渐变宽;第四完全带隙的上下边缘均随着压电常数的增大而向上移动.因此,可以得出:压电效应对完全带隙有显著影响,受压电效应影响的频带会随着压电常数的增大向上移动,这有利于完全带隙的扩大和形成.

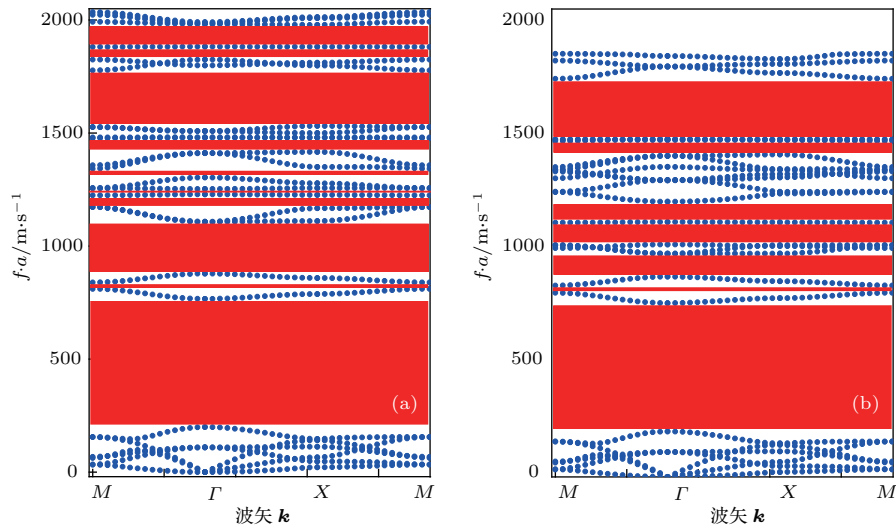


图6 压电声子晶体板能带结构 (a) 有压电效应; (b) 无压电效应

Fig. 6. Band structures of the piezoelectric phononic crystal slab (a) with piezoelectric effect and (b) without piezoelectric effect.

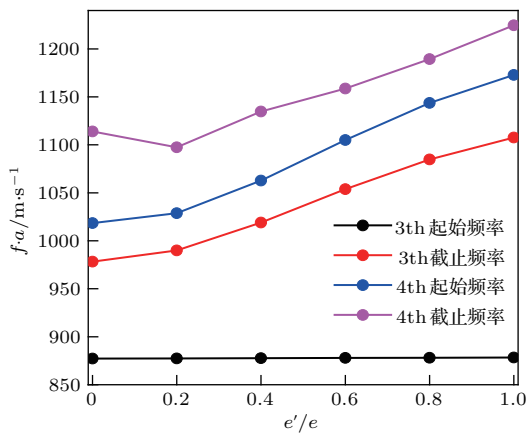


图7 压电常数 $e'$ 对第三和第四完全带隙上边缘和下边缘的影响

Fig. 7. Effects of the piezoelectric constant  $e'$  on the upper and lower edges of the third and fourth complete bandgaps.

### 3.3 压电声子晶体板的缺陷模式

前面已经证明了通过改变电边界条件可以有效调控压电声子晶体板中的完全带隙,基于该结

果,本节旨在设计出可切换路径的二维声子晶体波导.图8(a)给出了具有电边界缺陷的声子晶体板能带结构,这里通过将一个压电散射体的开路电边界条件替换为短路来形成电边界缺陷,如图8(a)中内插图所示.采用超晶胞方法模拟无限长压电声子晶体板波导并计算其能带结构,计算中采用的超晶胞含有五个单位元胞,Bloch周期性边界条件施加在四个边界上,并将波矢 $k$ 沿着 $\Gamma-X$ 方向扫描得到该方向的能带结构.将图8(a)和图3(b)进行对比,可以看到在950—1100 m/s之间存在三个频散曲线(即缺陷频带).图8(b)给出了三种不同缺陷模式的总位移场,它们相应的频率分别与图8(a)中的标记点一一对应.模式A—C是良好导向模式,其弹性能量主要限制在电边界缺陷(即短路区域)附近.随着短路条件的施加,压电散射体的有效弹性刚度因消除切向电场而减小,因此可以将弹性波限制在点缺陷周围.与图8(b)所示的其他缺陷模式相比,模式C的振动局域在短路条件的压电散射体中,更强烈地限制在缺陷处.

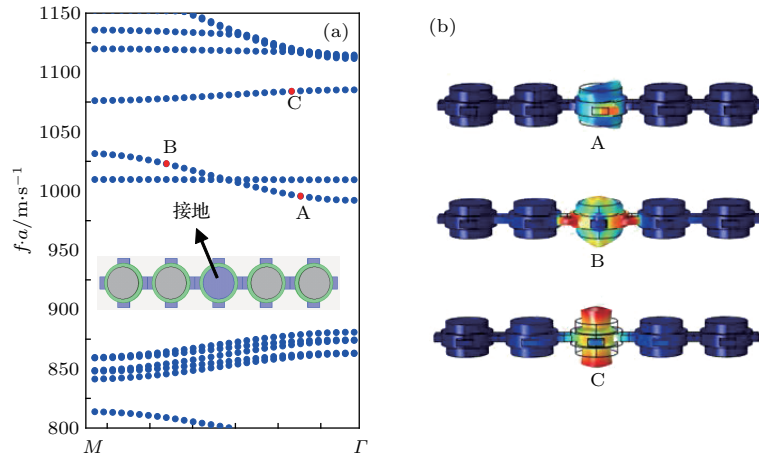


图 8 (a) 由电边界缺陷产生的压电声子晶体板波导的能带结构; (b) 压电声子晶体板波导的几种缺陷模式  
 Fig. 8. (a) Band structure for the piezoelectric phononic crystal slab waveguide produced by electrical boundary defects and (b) several defect modes of the piezoelectric phononic crystal slab waveguide.

图 9 为缺陷声子晶体板和完美声子晶体板的传输损失谱对比示意图。在 0—1150 m/s 范围内, 完美声子晶体板传输损失谱有三个明显的能量衰减区域, 能量衰减的频率范围分别为 200—769, 810—831 以及 940—1055 m/s, 这与图 3(b) 中的带隙频率范围对应一致。当引入线缺陷时, 第一和第二完全带隙的频率范围几乎保持不变, 而在 1023 m/s 附近出现峰值, 表明峰值是由于缺陷造成的。

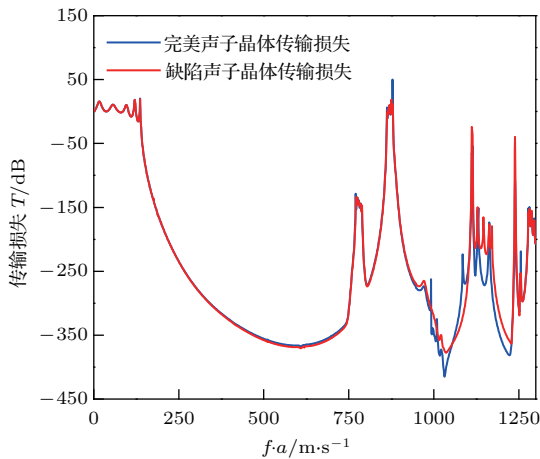


图 9 弹性波在由  $5 \times 1$  超晶胞构成的有限阵列结构中沿  $x$  方向传播的透射谱示意图  
 Fig. 9. Schematics of the transmission spectra of a finite array structure composed of  $5 \times 1$  supercell for elastic waves propagating along  $x$  direction.

## 4 结 论

在声子晶体中引入压电材料, 利用对压电效应的控制改变声子晶体中压电组元的材料参数, 形成

可调带隙声子晶体, 可以克服声子晶体结构在材料参数及结构参数确定后带隙不可变的局限性, 以适应不同振动环境下的减振降噪需求。本文利用有限元法详细计算了所设计的由包裹有机玻璃涂层的圆柱形压电材料按正方形晶格周期性连接在四个环氧树脂短板上构成的新型二维压电声子晶体板的能带结构、传输损失谱及位移场。结果表明: 与二组元的传统声子晶体板相比, 这种新型周期结构可以在较低频率范围内获得更宽的完全带隙, 带隙宽度扩大了 5 倍; 通过改变施加在压电散射体上下表面的电边界条件, 可以同时多条完全带隙进行调控, 可实现对完全带隙的主动控制; 压电效应对能带结构影响很大, 比较分析发现压电效应有利于完全带隙的扩大和产生。此外, 对电边界缺陷形成的二维声子晶体板波导进行了研究, 结果表明电边界缺陷可能导致完全带隙中存在多条缺陷频带, 利用电边界条件的转换可以实现对不同频率弹性波传播的主动控制。本工作所研究内容能够为主动控制传输、引导、切换和发射弹性波的声子晶体结构设计提供有价值的参考。

## 参考文献

[1] Kushwaha M S, Halevi P, Dobrzynski L, Djafari-Rouhani B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2022  
 [2] Qiu C Y, Liu Z Y, Jun Z M, Shi J 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 104101  
 [3] Cicek A, Kaya O A, Yilmaz M, Ulug B 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 013522

- [4] Zhang M D, Zhong W, Zhang X D 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 104314
- [5] Sánchez-Dehesa J, Garcia-Chocano V M, Torrent D, Cervera F, Cabrera S 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **129** 1173
- [6] Wu T T, Wu L C, Huang Z G 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 094916
- [7] Yeh J Y 2007 *Physica B* **400** 137
- [8] Robillard J F, Matar O B, Vasseur J O, Deymier P A, Stippinger M, Hladky-Hennion A C, Djafari-Rouhani B 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 124104
- [9] Wu L Y, Wu M L, Chen L W 2009 *Smart Mater. Struct.* **18** 015011
- [10] Song G, Kelly B, Agrawal B N 2000 *Smart Mater. Struct.* **9** 711
- [11] Yang Q, Wang W, Xu S, Wang Z L 2011 *Nano Lett.* **11** 4012
- [12] Pan C, Dong L, Zhu G, Niu S M, Yu R M, Yang Q, Liu Y, Wang Z L 2013 *Nat. Photon.* **7** 752
- [13] Allik H, Webman K M, Hunt J T 1974 *J. Acoust. Soc. Am.* **56** 1782
- [14] Ritter T A, Shrout T R, Tutwiler R, Shung K K 2002 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr.* **49** 217
- [15] Zou X Y, Chen Q, Liang B, Cheng J C 2008 *Smart Mater. Struct.* **17** 015008
- [16] Yang Q, Liu Y, Pan C F, Chen J, Wen X N, Wang Z L 2013 *Nano Lett.* **13** 607
- [17] Yang L F, Wang Y F, Zhou Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 107702 (in Chinese) [杨立峰, 王亚非, 周鹰 2012 物理学报 **61** 107702]
- [18] Tang Y F, Lin S Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 164202 (in Chinese) [唐一璠, 林书玉 2016 物理学报 **65** 164202]
- [19] Park S E, Shrout T R 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 1804
- [20] Khelif A, Aoubiza B, Mohammadi S, Adibi A, Laude V 2006 *Phys. Rev. E* **74** 046610
- [21] Hsu J C, Wu T T 2008 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr.* **55** 431
- [22] Hsu J C 2012 *Jpn. J. Appl. Phys.* **51** 07GA04
- [23] Croënne C, Ponge M F, Dubus B, Granger C 2016 *J. Acoust. Soc. Am.* **139** 3296
- [24] Zou K, Ma T X, Wang Y S 2016 *Ultrasonics* **65** 268
- [25] COMSOL Multiphysics 35 Manual 2018 (Stohkholm, Sweden: Comsol AB)
- [26] Kherraz N, Haumesser L, Levassort F, Benard P, Morvan B 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 093503

# Tunable bandgaps in novel two-dimensional piezoelectric phononic crystal slab\*

Liao Tao Sun Xiao-Wei<sup>†</sup> Song Ting Tian Jun-Hong Kang Tai-Feng Sun Wei-Bin

(School of Mathematics and Physics, Lanzhou Jiaotong University, Lanzhou 730070, China)

( Received 5 April 2018; revised manuscript received 12 July 2018 )

## Abstract

One of the outstanding challenges in phononic crystal development is the ability to achieve bandgap tunability in a low frequency range. The introduction of piezoelectric materials into phononic crystals is an attractive technique for actively controlling the bandgaps, which is reliable, economical and light in weight. Phononic crystal possesses an artificial periodic composite structure whose elastic constant, density and sound velocity change periodically. When the elastic wave passes through a phononic crystal, special dispersion curve is formed due to the interaction among periodically arranged materials. In order to study the tunability of phononic crystal bandgap, we propose a novel two-dimensional piezoelectric phononic crystal structure possessing a wider complete bandgap, which is composed of piezoelectric materials with hard coatings periodically connected by four thin bars. The dispersion relation, transmission spectrum and displacement field are studied by using the finite element method in combination with the Bloch theorem. Numerical results show that the frequency of the first complete bandgap of the new designed phononic crystal slab is lower and the band width is enlarged by a factor of 5 compared with the band width of the traditional binary phononic crystal. Instead of changing the geometry or orientation of the phononic crystal units or inclusions, electrical boundary conditions are used to actively control the frequency bandgap. The boundary condition for electrical open circuit and short circuit are considered in this paper. With different electrical boundary conditions imposed on the surfaces of the piezoelectric inclusions, multiple complete bandgaps can be controlled actively, which means that the new designed phononic crystal structure can adapt to the vibration and noise reduction requirements under different vibration environments. The effect of piezoelectric effect on the band structure is investigated as well. The piezoelectric effect has a great influence on the band structure, with the increase of the piezoelectric constant, a part of bands move to high-frequency and the other part of the bands are kept at the original position, which means that the piezoelectric effect is of benefit to the opening of the complete bandgap. Furthermore, according to the tunability of the bandgap, the switchable piezoelectric phononic crystal slab waveguide is analyzed. Calculation shows that the electrical boundary defects can result in defect bands existing in the complete band gap, and the elastic wave energy flows can be limited by changing the applied electrical boundary conditions. This investigation is conducive to controlling the bandgaps and also reveals potential applications in designing the sensing system and different piezoelectric devices.

**Keywords:** phononic crystals, piezoelectric effect, bandgap control, electrical boundary conditions, finite element method

**PACS:** 42.70.Qs, 43.20.+g, 43.35.+d

**DOI:** [10.7498/aps.67.20180611](https://doi.org/10.7498/aps.67.20180611)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51562021, 11464027), the Program for Longyuan Youth Innovation Talents of Gansu Province of China, the Excellent Research Team of Lanzhou Jiaotong University, China (Grant No. 201803), and the Foundation of A Hundred Youth Talents Training Program of Lanzhou Jiaotong University, China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [sunxw\\_lzjtu@yeah.net](mailto:sunxw_lzjtu@yeah.net)