

## 一维固-固结构圆柱声子晶体中弹性波的传输特性\*

刘启能<sup>†</sup>

(重庆工商大学计算机科学与信息工程学院, 重庆 400067)

(2009年10月28日收到; 2010年5月22日收到修改稿)

利用一维固-固结构圆柱声子晶体中弹性波横向受限的条件, 推导出弹性波在其中各个模式满足的关系式, 利用它研究了弹性波各模式的特性. 并利用转移矩阵研究了弹性波的传输特性随模式量子数和圆柱半径的变化规律. 得出了一些一维固-固结构圆柱声子晶体的新特征, 即弹性波的传输特性由模式量子数和圆柱半径决定.

**关键词:** 圆柱声子晶体, 弹性波, 受限, 模式

**PACS:** 43.35.+d

## 1. 引言

继1987年S. John和E. Yablonovitch提出光子晶体的概念后, Kushwaha于1993年提出了声子晶体的概念<sup>[1]</sup>. 所谓声子晶体就是其密度和弹性常数呈周期性变化的人造带隙材料. 弹性波在声子晶体中传播时会与介质的周期结构发生相互作用, 从而产生类似于光波在光子晶体中传播产生的带隙结构. 由于利用声子晶体的带隙能够十分方便地控制弹性波的传播, 因此声子晶体在技术上有着广泛的应用前景, 如声滤波、噪声隔离、减振等. 这使得对声子晶体的研究很快成为人们十分关注的问题<sup>[2-18]</sup>.

目前对一维声子晶体的研究文献中, 为了使问题简化而便于研究, 几乎都是把一维声子晶体作为横向不受限来处理的. 而真实的声子晶体的横向有一定外形, 这使得弹性波在其中传播时横向要受到一定的限制, 外形的受限必然导致弹性波在其中传

输时出现多模性, 这种限制也必然会影响到弹性波的带隙的机构. 尽管文献[12]中计算了一维杆状声子晶体的能带, 但没有涉及声子晶体的外形对弹性波的模式以及带隙的影响问题. 因此研究弹性波在一维横向受限声子晶体的传播问题, 对弄清弹性波在真实声子晶体中的传输特性有着十分重要的理论价值和实用价值. 本文将研究一种典型的一维横向受限声子晶体的特性, 即一维固-固结构圆柱声子晶体中弹性波的模式特征和传输特性.

## 2. 模型和计算方法

一维固-固结构圆柱声子晶体的结构如图1所示, 沿对称轴 $z$ 的方向是由环氧树脂其厚度为 $d_1$ 、密度为 $\rho_1$ 和铝其厚度为 $d_2$ 、密度为 $\rho_2$ 的两种介质周期性地交替构成, 该声子晶体的外形为半径为 $a$ 的圆柱. 弹性波在该声子晶体中传播时在径向( $r$ 方向)受限. 入射空间和出射空间的介质为有机玻璃其密度为 $\rho_0$ .

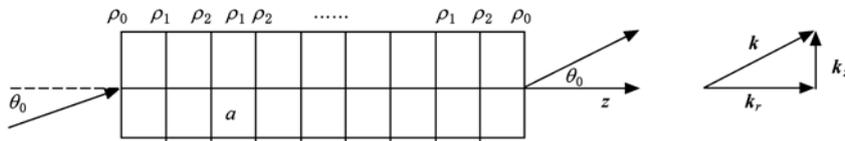


图1 一维圆柱声子晶体

\* 重庆市教委科技项目基金(批准号: KJ080720)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: liuqineng@yahoo.com.cn

固-固结构声子晶体中纵波和横波都能传播, 设在该圆柱声子晶体中纵波和横波的波矢分别为  $\mathbf{k}_L$  和  $\mathbf{k}_T$  ( $k_L = 2\pi f/v_L, k_T = 2\pi f/v_T, f$  为频率,  $v_L$  为纵波波速,  $v_T$  为横波波速). 设弹性波与对称轴  $z$  成  $\theta_0$  入射, 利用柱坐标  $(z, r, \phi)$ , 并且根据圆柱声子晶体的轴对称性, 波矢  $\mathbf{k}$  与角坐标  $\phi$  无关, 则弹性波可以表示为

$$P(z, r, t) = Z(z)R(r)e^{i(\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\zeta} - 2\pi ft)}, \quad (1)$$

其中  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_r + \mathbf{k}_z, \boldsymbol{\zeta} = \mathbf{r} + \mathbf{z}$ , 而  $P(z, r) = Z(z)R(r)$  满足亥姆霍兹方程. 由分离变量法可以解出  $Z(z)$  和  $R(r)$ , 其中  $R(r)$  为  $m$  ( $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ) 阶贝塞尔函数<sup>[19]</sup>. 由于弹性波与  $\phi$  无关,  $m$  只能取 0, 因此  $R(r)$  就只能为 0 阶贝塞尔函数  $J_0(k_r r)$ , 即

$$R(r) = J_0(k_r r), \quad (2)$$

式中  $k_r$  为波矢  $\mathbf{k}$  的  $r$  分量,  $k_r$  满足

$$k_r = k \sin \theta = 2\pi f \sin \theta / v, \quad (3)$$

式中  $\theta$  为波矢  $\mathbf{k}$  与  $z$  轴的夹角,  $v$  为波速. 利用边界条件  $R(a) = 0$ , 并结合(3)式可以得到纵波和横波的波矢  $\mathbf{k}_L, \mathbf{k}_T$  的  $r$  分量满足的条件为

$$k_{Lr} = 2\pi f \sin \theta_L / v_L = \mu_{i_L}^{(0)} / a,$$

$$i_L = 1, 2, 3, \dots$$

$$k_{Tr} = 2\pi f \sin \theta_T / v_T = \mu_{i_T}^{(0)} / a,$$

$$i_T = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

(4) 式中  $\mu_i^{(0)}$  表示 0 阶贝塞尔函数的零点值,  $\mu_i^{(0)}$  的前 8 个零点值在表 1 中列出. (4) 式意味着由于弹性波在  $r$  方向受限, 使弹性波在  $r$  方向形成了驻波.

表 1  $\mu_i^{(0)}$  的前 8 个零点值

$\mu_0^{(0)}$	$\mu_1^{(0)}$	$\mu_2^{(0)}$	$\mu_3^{(0)}$	$\mu_4^{(0)}$	$\mu_5^{(0)}$	$\mu_6^{(0)}$	$\mu_7^{(0)}$
0	2.405	5.520	8.654	11.792	14.931	18.071	21.212

在(4)式中没有包含弹性波正入射 ( $k_r = 0$ ) 的情况. 为了把正入射包含进去, 令  $\mu_0^{(0)} = 0$ , 将(4)式扩展为

$$\begin{aligned} k_{Lr} &= 2\pi f \sin \theta_L / v_L = \mu_{i_L}^{(0)} / a, \\ i_L &= 0, 1, 2, \dots \\ k_{Tr} &= 2\pi f \sin \theta_T / v_T = \mu_{i_T}^{(0)} / a, \\ i_T &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $i_L, i_T = 0$  对应正入射,  $i_L, i_T > 0$  对应斜入射. 由(5)式可知,  $i_L, i_T$  取一个值对应于纵波和横波的一个模式, 因此在一维圆柱形声子晶体中纵波和横波都存在无限多个  $k_r$  分离的模式, 所以将  $i_L$  和  $i_T$  分别称为纵波和横波的模式量子数. (5) 式就是该圆柱形声子晶体中纵波和横波各模式满足的关系式.

利用文献[16]中推出的固-固结构声子晶体的转移矩阵有

$$m = M_2^{-1} M_1 G_1 M_1^{-1} M_2 G_2, \quad (6)$$

其中

$$\begin{aligned} M_1 &= \begin{bmatrix} \cos \theta_{1L} & \sin \theta_{1T} & -\cos \theta_{1L} & \sin \theta_{1T} \\ \sin \theta_{1L} & -\cos \theta_{1T} & \sin \theta_{1L} & \cos \theta_{1T} \\ ik_{1L}(\lambda_1 + 2\mu_1 \cos^2 \theta_{1L}) & ik_{1T}\mu_1 \sin 2\theta_{1T} & ik_{1L}(\lambda_1 + 2\mu_1 \cos^2 \theta_{1L}) & -ik_{1T}\mu_1 \sin 2\theta_{1T} \\ ik_{1L}\mu_1 \sin 2\theta_{1L} & -ik_{1T}\mu_1 \cos 2\theta_{1T} & -ik_{1L}\mu_1 \sin 2\theta_{1L} & -ik_{1T}\mu_1 \cos 2\theta_{1T} \end{bmatrix}, \\ M_2 &= \begin{bmatrix} \cos \theta_{2L} & \sin \theta_{2T} & -\cos \theta_{2L} & \sin \theta_{2T} \\ \sin \theta_{2L} & -\cos \theta_{2T} & \sin \theta_{2L} & \cos \theta_{2T} \\ ik_{2L}(\lambda_2 + 2\mu_2 \cos^2 \theta_{2L}) & ik_{2T}\mu_2 \sin 2\theta_{2T} & ik_{2L}(\lambda_2 + 2\mu_2 \cos^2 \theta_{2L}) & -ik_{2T}\mu_2 \sin 2\theta_{2T} \\ ik_{2L}\mu_2 \sin 2\theta_{2L} & -ik_{2T}\mu_2 \cos 2\theta_{2T} & -ik_{2L}\mu_2 \sin 2\theta_{2L} & -ik_{2T}\mu_2 \cos 2\theta_{2T} \end{bmatrix}, \\ G_1 &= \begin{bmatrix} e^{-ik_{1L}d_1 \cos \theta_{1L}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-ik_{1T}d_1 \cos \theta_{1T}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{ik_{1L}d_1 \cos \theta_{1L}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{ik_{1T}d_1 \cos \theta_{1T}} \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

$$G_2 = \begin{bmatrix} e^{-ik_{2L}d_2\cos\theta_{2L}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-ik_{2T}d_2\cos\theta_{2T}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{ik_{2L}d_2\cos\theta_{2L}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{ik_{2T}d_2\cos\theta_{2T}} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

矩阵中  $\lambda$  和  $\mu$  为拉梅常数, (7) 式中的  $\theta$  角由 (5) 式决定. 周期数为  $N$  的声子晶体其转移矩阵  $M$  为

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = m^N. \quad (8)$$

当纵波入射时, 透射波中纵波的透射系数  $t_{LL}$  和横波的透射系数  $t_{TL}$  分别为

$$\begin{aligned} t_{LL} &= |M_{22}/(M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21})|, \\ t_{TL} &= |M_{21}/(M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21})|. \end{aligned} \quad (9)$$

当横波入射时, 透射波中横波的透射系数  $t_{TT}$  和纵波的透射系数  $t_{LT}$  分别为

$$\begin{aligned} t_{TT} &= |M_{11}/(M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21})|, \\ t_{LT} &= |M_{12}/(M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21})|. \end{aligned} \quad (10)$$

利用 (5) — (10) 式可以研究该圆柱声子晶体中纵波和横波各个模式的传输特性. 下面的计算中, 有机玻璃、环氧树脂以及铝的密度、波速分别为  $\rho_0 = 1180(\text{kg/m}^3)$ ,  $\rho_1 = 1300(\text{kg/m}^3)$ ,  $\rho_2 = 2800(\text{kg/m}^3)$ ,  $v_{0L} = 2670(\text{m/s})$ ,  $v_{0T} = 1120(\text{m/s})$ ,  $v_{1L} = 2800(\text{m/s})$ ,  $v_{1T} = 1100(\text{m/s})$ ,  $v_{2L} = 6350(\text{m/s})$ ,  $v_{2T} = 3100(\text{m/s})$ . 取  $d_1 = v_{1L}/(4f_0)$ ,  $d_2 = v_{2L}/(4f_0)$ ,  $f_0$  为中心频率, 取  $f_0 = 10000 \text{ Hz}$ , 归一化频率  $g = f/f_0$ , 周期数  $N = 5$ .

### 3. 模式的特征

利用 (5) 式研究透射波中纵波和横波各个模式与透射角  $\theta_0$ 、归一化频率  $g$  以及半径  $a$  的关系.

令  $a = x\lambda_0$  ( $\lambda_0 = v_{0L}/f_0$ ), 由 (5) 式可得

$$\begin{aligned} \sin\theta_{0L} &= \mu_{i_L}^{(0)}/2\pi xg, \\ i_L &= 0, 1, 2, \dots (\text{对纵波}), \\ \sin\theta_{0T} &= v_{0T}\mu_{i_T}^{(0)}/2\pi xgv_{0L}, \\ i_T &= 0, 1, 2, \dots (\text{对横波}). \end{aligned}$$

由于透射角  $\theta_0$  要受临界角  $\theta_c$  的限制, 即有  $\theta_{0L} \leq \theta_{Lc}$  =  $\arcsin[v_{0L}/v_{2L}]$ ,  $\theta_{0T} \leq \theta_{Tc} = \arcsin[v_{0T}/v_{2T}]$ , 则

$$\begin{aligned} \sin\theta_{0L} &= \mu_{i_L}^{(0)}/2\pi xg \leq \sin\theta_{Lc}, \\ i_L &= 0, 1, 2, \dots \\ \sin\theta_{0T} &= v_{0T}\mu_{i_T}^{(0)}/2\pi xgv_{0L} \leq \sin\theta_{Tc}, \\ i_T &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (11)$$

由 (11) 式可知, 该圆柱声子晶体中纵波和横波的模式有以下特征:

1) 一维圆柱声子晶体中弹性波存在许多模式, 每个模式由模式量子数  $i$  确定, 而在一维非受限声子晶体中弹性波不存在模式.

2) 当半径一定时, 模式量子数越大对应的透射角越大. 对同一模式的弹性波, 半径越大对应的透射角越小.

3) 透射波中出现一级禁带其模式量子数的取值范围: 由文献 [13] 可知, 声子晶体的禁带随归一化频率  $g$  周期性地出现, 其中频率最低的禁带为一级禁带. 一级禁带是人们最关注的禁带, 一级禁带中心出现在  $g = 1$  附近, 将 (11) 式中的  $g$  取 1, 有

$$\begin{aligned} \mu_{i_L}^{(0)} &\leq 2\pi x\sin\theta_{Lc}, \\ i_L &= 0, 1, 2, \dots (\text{对纵波}), \\ \mu_{i_T}^{(0)} &\leq 2\pi xv_{0L}\sin\theta_{Tc}/v_{0T}, \\ i_T &= 0, 1, 2, \dots (\text{对横波}). \end{aligned}$$

(12) 式为透射波中出现一级禁带其模式量子数的取值范围公式. 由 (12) 式可知, 当声子晶体的材料一定时, 一级禁带的模式量子数由圆柱半径唯一确定, 半径 ( $x$ ) 越大, 对应的模式量子数的取值范围就越大.

### 4 传输特性

从前面的分析可知, 由于弹性波在该圆柱声子晶体中的横向受限, 使其传输特性与非受限声子晶体中的传输特性相比有了新的特征. 这些新特征最主要表现为: 圆柱声子晶体中弹性波的传输特性会受模式量子数和圆柱半径的影响. 下面就研究模式量子数和圆柱半径对该圆柱声子晶体中纵波和横波传输特性的影响.

#### 4.1. 传输特性随模式量子数的变化

固定圆柱半径  $a = 3\lambda_0$  ( $x = 3$ ), 这种情况下透射波中纵波和横波模式量子数的取值范围为 ( $\sin\theta_{Lc} = 0.4205$ ,  $\sin\theta_{Tc} = 0.3613$ )

$$\mu_{i_L}^{(0)} \leq 2\pi x\sin\theta_{Lc} = 10.57,$$

$$i_L = 0, 1, 2, 3, (\text{对纵波}),$$

$$\mu_{i_T}^{(0)} \leq 2\pi x v_{0L} \sin\theta_{Tc} / v_{0T} = 21.65,$$

$$i_T = 0, 1, 2, \dots, 7 (\text{对横波}).$$

由表 1 可以看出,在透射波中纵波能出现四个模式的一级禁带,横波能出现八个模式的一级禁带.下面分别计算纵波入射和横波入射的情况.

#### 4.1.1. 纵波入射

当纵波入射时,计算出透射波中纵波和横波的前三个模式( $i_L, i_T = 0, 1, 2$ )的透射系数随归一化频率  $g$  的响应曲线,如图 2(a)和(b).图 2(a)和(b)中的粗实线、细实线、虚线分别对应  $i_L, i_T = 0, 1, 2$  的情况.由图 2(a)可知:对于  $i_L = 0$  的模式其纵波在  $g = 0.55-1.45$  范围内出现了禁带.对于  $i_L = 1$  的模式其纵波在  $g = 0.50-1.45$  也出现了禁带,但在  $g = 0.73$  处出现了一个明显的透射峰.对于  $i_L = 2$  的模式其纵波的禁带变得模糊,并且在  $g = 0.60$  和  $g = 0.80$  处出现了两个明显的透射峰.这表明当纵波入射时,透射波中纵波各模式的禁带随着模式量子数的增加而逐渐消失.由 2b 可知:对于  $i_T = 0$  的模式其横波在整个频率范围内其透射系数都恒为 0.对于  $i_T = 1$  和  $i_T = 2$  的两个模式其横波的透射系数不再为 0,并且出现了多处明显的透射峰.这表明只有当纵波垂直入射时透射波中没有横波,当纵波斜入射时透射波中出现了横波(即纵波斜入射时激发了横波),随着模式量子数的增加纵波激发出的横波越明显.

#### 4.1.2. 横波入射

当横波入射时,计算出透射波中横波和纵波和前三模式( $i_T, i_L = 0, 1, 2$ )的透射系数随归一化频率  $g$  的响应曲线,如图 3(a)和(b).图 3(a)和(b)中的粗实线、细实线、虚线分别对应  $i_T, i_L = 0, 1, 2$  的情况.由图 3(a)可知:对于  $i_T = 0$  的模式其横波在  $g = 0.22-0.64$  范围内出现了禁带.对于  $i_T = 1$  的模式其禁带已经不太明显,只是在  $g = 0.50-0.70$  范围内还有一个  $t_{TT} < 0.05$  的凹底.对于  $i_T = 2$  的模式其禁带已经消失,这表明当横波入射时,透射波中横波各模式的禁带随着模式量子数的增加而逐渐消失.由图 3(b)可知:对于  $i_L = 0$  的模式其纵波在整个频率范围内其透射系数都恒为 0.对于  $i_L = 1$  和  $i_L = 2$  的两个模式其纵波的透射系数不再为 0,并且也出现了多处明显的透射峰.这表明只有当横波垂直入射时透射波中没有纵波,当横波斜入射时透射波中出现了纵波(即横波斜入射时激发了纵波),随

着模式量子数的增加横波激发出的纵波越明显.

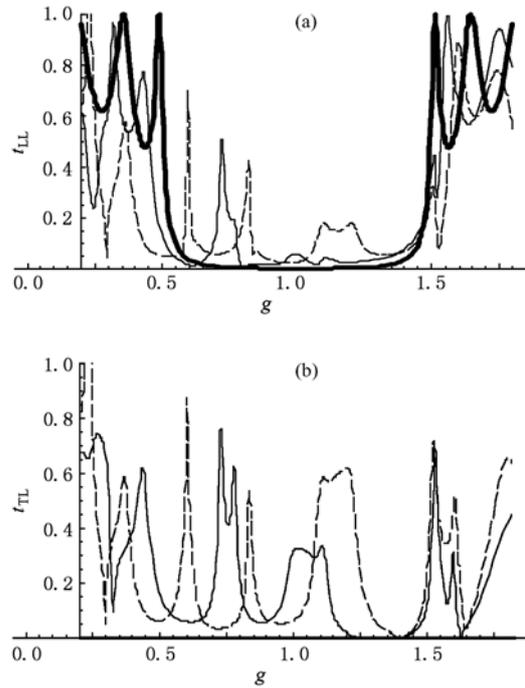


图 2 (a)透射系数随归一化频率的响应曲线;(b)透射系数随归一化频率的响应曲线

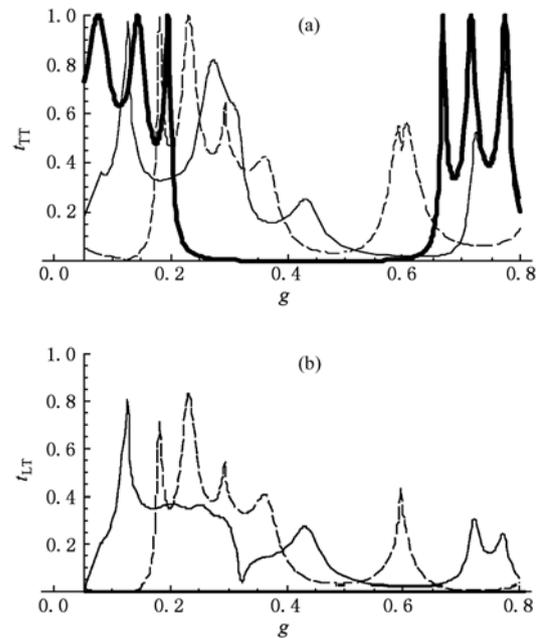


图 3 (a)透射系数随归一化频率的响应曲线 ( $i_T = 0, 1, 2$ ); (b)透射系数随归一化频率的响应曲线 ( $i_L = 0, 1, 2$ )

上述纵波与横波间的相互激发随着模式量子数的增加而增强的结论可以通过(5)式给予理论上的解释,由(5)式可知模式量子数越大对应的入射

角越大,入射角越大纵波与横波间的相互激发就越明显.

#### 4.2. 传输特性随圆柱半径的变化

固定模式量子数  $i_L, i_T = 1$ , 圆柱半径分别取  $a = 2\lambda_0, 4\lambda_0, 8\lambda_0$ , 研究纵波入射和横波入射两种情况.

##### 4.2.1. 纵波入射

当纵波入射时,计算出透射波中纵波和横波的透射系数随模归一化频率  $g$  的响应曲线,如图 4(a)和(b).图 4(a)和(b)中的粗实线、细实线、虚线分别对应  $a = 2\lambda_0, 4\lambda_0, 8\lambda_0$  的情况.由图 4(a)可知:当圆柱半径  $a = 2\lambda_0$  时,  $i_L = 1$  模式其禁带的中间出现了一个明显的透射峰(峰值为 0.65).当圆柱半径  $a = 4\lambda_0$  时,  $i_L = 1$  模式其禁带中间的透射峰降低(峰值为 0.4).当圆柱半径增加为  $a = 8\lambda_0$  时,  $i_L = 1$  模式其禁带的中间的透射峰减弱(峰值为 0.15),禁带更为明显.这表明当纵波入射时,透射波中同一模式纵波的禁带随着圆柱半径的增加而越明显.由图 4(b)可知:  $i_T = 1$  模式的横波在圆柱半径  $a = 2\lambda_0, 4\lambda_0, 8\lambda_0$  三种情况下的透射谱十分相似,只是随圆柱半径的增加对应的透射峰降低.这表明当纵波入射时,透射波中纵波激发横波的现象随着圆柱半径的增加而减弱.

##### 4.2.2. 横波入射

当横波入射时,计算出透射波中横波和纵波的透射系数随模归一化频率  $g$  的响应曲线,如图 5(a)和(b).图 5(a)和(b)中的粗实线、细实线、虚线分别对应  $a = 2\lambda_0, 4\lambda_0, 8\lambda_0$  的情况.由图 5(a)可知:当圆柱半径  $a = 2\lambda_0$  时,  $i_T = 1$  模式的横波在其禁带不够明显.当圆柱半径  $a = 4\lambda_0$  时,  $i_T = 1$  模式的横波其禁带较明显.当圆柱半径增加为  $a = 8\lambda_0$  时,  $i_T = 1$  模式的横波其禁带很明显.这表明当横波入射时,随着圆柱半径的增加同一模式横波的禁带越明显.由图 5(b)可知:  $i_L = 1$  模式的纵波在圆柱半径  $a = 2\lambda_0, 4\lambda_0, 8\lambda_0$  三种情况下的透射谱相似,只是随圆柱半径的增加对应的透射峰降低.这表明当横波入射时,透射波中横波激发纵波的现象随着圆柱半径的增加而减弱.

上述纵波与横波间的相互激发的现象随着圆柱半径增加而减弱的结论也可以通过(5)式给于理论上的解释,由(5)式可知同一模式对应的入射角随半径的增加而减小,入射角越小纵波与横波间的

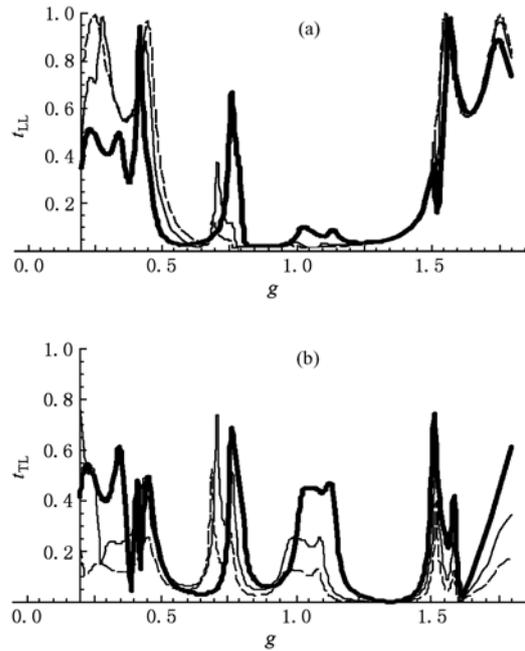


图4 (a)透射系数随归一化频率的响应曲线;(b)透射系数随归一化频率的响应曲线

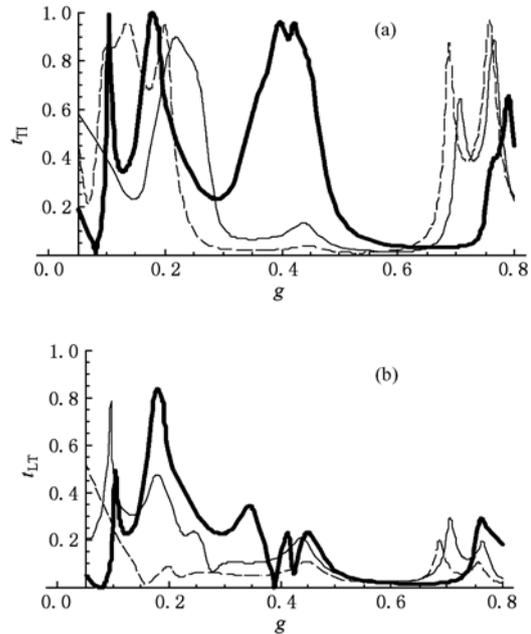


图5 (a)透射系数随归一化频率的响应曲线;(b)透射系数随归一化频率的响应曲线

相互激发的现象就越弱.

## 5. 结 论

本文利用一维固-固结构圆柱声子晶体中弹性

波横向受限的条件,推导出弹性波在其中各个模式满足的关系式,利用它研究了纵波和横波各个模式弹性波的特性.并利用转移矩阵计算出纵波和横波随模式量子数和圆柱半径的变化规律.得出了一些不同于一维固-固结构非受限声子晶体的新特征.当

圆柱半径一定时,弹性波的禁带随模式量子数的增加而逐渐消失,纵波与横波之间相互激发的现象随模式量子数的增加而增强.同一模式的弹性波,其禁带随圆柱半径的增加而增强,其纵波与横波之间相互激发的现象随圆柱半径的增加而减弱.

- [1] Kushwaha M S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2022
- [2] Luan P G, Ye Z 2001 *Phys. Rev. E* **63** 066611
- [3] Jesen J S 2003 *Journal of Sound and Vibration* **266** 1053
- [4] Wang G, Yu D L, Wen J H 2004 *Physics Letters A* **327** 512
- [5] Martin H 2004 *Applied physics Letters* **84** 3364
- [6] Cai L, Han X Y, Wen X S 2007 *Acta Phys. Sin.* **57** 1747 (in Chinese) [蔡力,韩小云,温熙森 2007 物理学报 **57** 1747]
- [7] Zhong L H, Wu H G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6363 (in Chinese) [钟兰花,吴福根 2009 物理学报 **58** 6363]
- [8] Cao Y Y, Dong C H, Zhou P Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6470 (in Chinese) [曹永军,董纯红,周培勤 2006 物理学报 **55** 6470]
- [9] Wen J H, Wang G, Liu Y Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3384 (in Chinese) [温激鸿,王刚,刘耀宗 2004 物理学报 **53** 3384]
- [10] Wang G, Liu Z Y, Zhao D G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4744 (in Chinese) [王文刚,刘正猷,赵德刚 2006 物理学报 **55** 4744]
- [11] Cao Y Y, Yang X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2620 (in Chinese) [曹永军,杨旭 2008 物理学报 **57** 2620]
- [12] You D L, Liu Y Z, Wang G 2006 *Journal of Vibration and Shock* **25** 104 (in Chinese) [郁殿龙,刘耀宗,王刚 2006 振动与冲击 **25** 104]
- [13] Liu Q N 2009 *Journal of Synthetic Crystals* **38** 107 (in Chinese) [刘启能 2009 人工晶体学报 **38** 107]
- [14] Liu Q N 2008 *Journal of Vibration and Shock* **27** 117 (in Chinese) [刘启能 2008 振动与冲击 **27** 117]
- [15] Liu Q N 2009 *Journal of Vibration and Shock* **28** 84 (in Chinese) [刘启能 2009 振动与冲击 **28** 84]
- [16] Liu Q N 2009 *Chinese Journal of Applied Mechanics* **26** 398 (in Chinese) [刘启能 2009 应用力学学报, **26** 398]
- [17] Liu Q N 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2551 (in Chinese) [刘启能 2010 物理学报 **59** 2551]
- [18] Cao Y J, Yang X J, Zi L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7736 (in Chinese) [曹永军,杨旭,姜自磊 2009 物理学报 **58** 7736]
- [19] Wu C S 2003 *Methods of Mathematical Physics (Peking University Press)* [吴崇试 2003 数学物理方法 (北京大学出版社)]

## Transmission characteristics of elastic wave in 1D solid-solid cylindrical phononic crystal\*

Liu Qi-Neng<sup>†</sup>

(Computer Science and Information Engineering College of Chongqing Technology and Business University, Chongqing 400067, China)

(Received 28 October 2009; revised manuscript received 22 May 2010)

### Abstract

Transmission characteristics of elastic wave in solid-solid cylindrical phononic crystal are obtained under condition of restricted transverse elastic wave, and the characteristics of mode is studied. Transmission characteristics of elastic wave versus mode quantum number and cylinder radius are calculated by the transfer matrix method. The new characteristics of elastic wave in solid-solid cylindrical phononic crystal are obtained. Transmission characteristics of elastic wave are determined by the mode quantum number and cylinder radius.

**Keywords:** cylindrical phononic crystal, elastic wave, restrictions, mode

**PACS:** 43.35.+d

\* Project supported by the Foundation from the Education Commission of Chongqing (Grant No. KJ080720).

<sup>†</sup> E-mail: liuqineng@yahoo.com.cn