



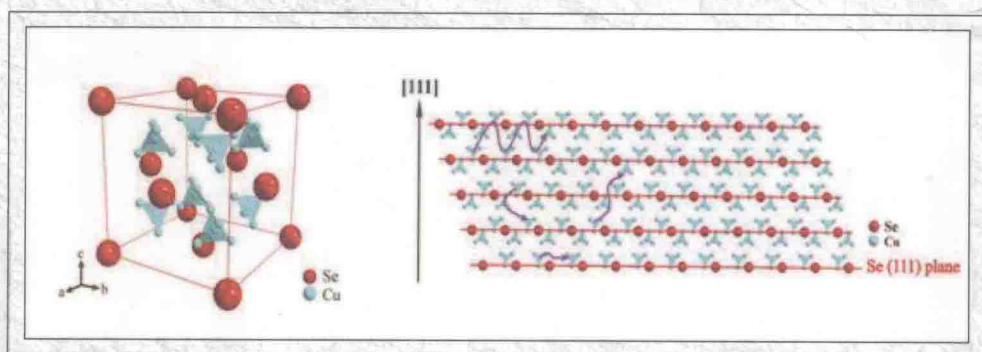
装备科技译著出版基金

 Springer

声学超颖材料与声子晶体

Acoustic Metamaterials and Phononic Crystals

[美] Pierre A. Deymier 编著
舒海生 郑金兴 史肖娜 刘如 译



国防工业出版社

National Defense Industry Press



装备科技译著出版基金

声学超颖材料与声子晶体

Acoustic Metamaterials and Phononic Crystals

[美] Pierre A. Deymier 编著

舒海生 郑金兴 史肖娜 刘如 译

国防工业出版社

· 北京 ·

著作权合同登记 图字:军-2015-271号

图书在版编目(CIP)数据

声学超颖材料与声子晶体/(美)德米耶(Deymier, P. A.)

编著;舒海生等译. —北京:国防工业出版社, 2016. 6

书名原文:Acoustic Metamaterials and Phononic Crystals

ISBN 978-7-118-10773-9

I. ①声… II. ①德… ②舒… III. ①声学材料—研究
②声光晶体—研究 IV. ①TB34 ②O7

中国版本图书馆CIP数据核字(2016)第101552号

Translation from English language edition:

Acoustic Metamaterials and Phononic Crystals

by Pierre A. Deymier

Copyright © 2013 Springer – Verlag Berlin Heidelberg

Springer – Verlin Berlin Heidelberg is a part of Springer Science + Business Media

All Rights Reserved

※

国防工业出版社出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路23号 邮政编码100048)

北京嘉恒彩色印刷有限责任公司

新华书店经售

*

开本 710 × 1000 1/16 插页 12 印张 19¼ 字数 365 千字

2016年6月第1版第1次印刷 印数 1—2000册 定价 99.00元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

国防书店:(010)88540777

发行邮购:(010)88540776

发行传真:(010)88540755

发行业务:(010)88540717

在很多技术领域,声子晶体和声学超颖材料已经和正在引起广泛的研究兴趣,从声学抑制到超声成像,从通信技术到热控技术再到热电学,这些领域正在积极引入这一新理念。

声子晶体和声学超颖材料是一类人工复合材料,它们可以对振动波的散射特性进行有效操控。声子晶体由散射体和基体组成,前者以周期分布形式嵌入到基体中,主要通过布拉格散射来控制波的散射特性,这种布拉格散射一般要求散射体的尺度和周期参数与波长位于同一数量级。声学超颖材料则具有局域共振这一额外特征,尽管一般也设计成周期结构形式,然而它们的特性却并不依赖于此。这种材料的结构尺度可以显著小于所调控的波长,其机理在于局域共振可以导致负的有效动态密度和体积模量,并由此产生非同寻常的散射性质。

无论是通过布拉格散射机理还是局域共振机理来影响波的散射,这两种材料都能在谱空间、波矢空间和相空间展现出大量特殊的波传播特性。例如,在特定条件下,它们可以产生声学绝对带隙,在这些带隙中任何方向上的波都会被完全抑制。再如,对于包含有缺陷(点、线或面缺陷)的声子晶体和声学超颖材料而言,还存在着波传播模式的局域化现象,从而使得带隙内的谱特征发生分离,这一行为可以应用到多个方面,如频率筛选、波导向、波长多路复用和分解等。在波矢特性方面,当波的群速度(能量传播速度)与波矢方向相反时,通带中可以产生特殊的折射特性,如负折射现象。该现象可以用在平透镜中从而实现波聚焦。一定条件下,这些材料还可以实现凋落波的放大,从而突破瑞利极限,获得超高分辨率影像。此外,具有各向异性能带结构的声子晶体和声学超颖材料还能够发生零角度折射,因而可用于波导向和自准直(而不必引入线缺陷)。某些特定频率下,声波的相位也可加以控制,其主要机理在于波矢与群速度是不共线的,从而可以产生相位移动。

最近,声子晶体和声学超颖材料的研究已经开始突破连续介质弹性理论这一范畴,将一些强非线性声子晶体结构考虑进来,并开展了对颗粒状介质、阻尼效应、黏弹性效应、主动介质以及离散型非谐波晶格等方面的研究。由强非线性

性介质构成的声子晶体结构能够表现出线性结构所不具有的特殊现象,如孤立波、分岔和能带可调性等。此外,能带结构的可调性也可通过具有混合特性的介质来获得,如声-光介质或声-磁介质等。而阻尼耗散对于波传播来说是具有抑制效果的,因而也可用于能带结构的控制。

应当指出的是,声子晶体和声学超颖材料的研究非常注重实验与理论的综合分析,只有这样才能达到二者之间的相互补充和相互验证。

本着对声子晶体和声学超颖材料浓厚的研究兴趣,我们试图在本书中对一些基本概念进行介绍,采用简洁的模型来帮助读者更好地理解这些材料的行为。我们归纳了已有的研究结果,较为全面地展现了本领域的研究现状,并介绍了一些前沿研究热点,给出了近期的一些研究进展。

书中各章是由本领域的一些先驱者和一些崭露头角的年轻学者来撰写的。我们力图将这些章节的内容协调起来,并使理论和实验之间达成一种平衡(如果可能的话)。全书按照一条主线来安排,该主线建立在一个简单模型基础之上,即一维弹簧-质量链模型。第1章给出了本领域的研究现状(尽管还不够全面),主要按照年代顺序来介绍。第2章介绍了一些基本概念和工具,这些对于理解声子晶体和声学超颖材料的特性是必需的。其中特别对周期结构的散射作用和局域共振作用进行了对比。第2章中,为了模拟复杂结构中的波传播,我们采用一维谐和链进行了分析。这个简单的模型也将会在其他章节中多次出现。第3章分析了一维声子晶体(超晶格)的振动特性,既包括离散介质结构,也包括了连续介质结构。然后还将相关文献中给出的理论结果与实验结果进行了比较。第4章考察了二维和三维声子晶体,给出了实验分析和理论分析方法,阐明了声子晶体的谱特性和重要的折射特性,其中特别介绍了负折射现象。第5章分析了声学超颖材料,其独特物性是由动质量密度和体积模量决定的。第6章到第9章介绍了声子晶体与声学超颖材料研究领域中的一些新方向。其中:第6章介绍了包含耗散介质的声子晶体方面的研究;第7章是关于强非线性介质构成的声子晶体;第8章则考察了一些特殊的介质,它们能够使得相应声子晶体的能带具有可调性;纳米尺度下声子晶体所展现出的丰富特性在第9章进行了论述,并解释了原子间作用力的非谐性。最后,在第10章中我们给出了声子晶体和声学超颖材料研究中常见的各种理论方法和计算手段,目的是为其他章节提供支撑。

我们希望本书能够激励更多的学者对声子晶体和声学超颖材料这一领域产生兴趣,并为他们的研究提供应有的帮助。

Pierre A. Deymier

图森,亚利桑那

第1章 声子晶体与声学超颖材料介绍	1
1.1 声子晶体和声学超颖材料的特性	1
1.1.1 谱空间中的特性	1
1.1.2 波矢特性	4
1.1.3 相位特性	5
1.2 一些高级研究主题	5
1.2.1 耗散介质	5
1.2.2 非线性介质	6
1.2.3 可调结构	6
1.2.4 纳米声子晶体	6
1.3 phoxonic 晶体结构	7
参考文献	7
第2章 离散型一维声子晶体和共振晶体	12
2.1 一维单原子谐和晶体	12
2.1.1 行波	13
2.1.2 相速度和群速度	13
2.1.3 凋落波	14
2.1.4 格林函数法	16
2.2 周期一维谐和晶体	18
2.2.1 一维单原子晶体和超元胞方法	18
2.2.2 一维双原子谐和晶体	19
2.2.3 双原子晶体中的凋落波	21
2.2.4 带质量缺陷的单原子晶体	22
2.2.5 受一般扰动的单原子谐和晶体	24

2.2.6 局域共振结构	24
2.3 界面响应理论	27
2.3.1 界面响应理论的基本方程	27
2.3.2 切割后的一维单原子晶体的格林函数	28
2.3.3 有限单原子晶体	30
2.3.4 带有一个侧向分支的一维单原子晶体	31
2.3.5 带有多个侧向分支的一维单原子晶体	33
参考文献	35
第3章 一维声子晶体	36
3.1 引言	36
3.2 一维离散型声子晶体中的表面模式和受限模式	38
3.2.1 双原子链	38
3.2.2 三原子链	42
3.3 一维连续型声子晶体中的表面模式和受限模式	44
3.3.1 连续介质的界面响应理论	44
3.3.2 基本组分的逆表面格林函数	45
3.3.3 有限和半无限周期一维结构的色散关系	46
3.3.4 透射和反射系数	49
3.3.5 数值结果	49
3.4 纵向声子的光散射	54
3.5 通过表面共振来改善传输	57
3.6 全方向反射和选择性透射	63
3.6.1 固固分层介质情况	63
3.6.2 固流分层介质情况	67
3.7 结束语	72
参考文献	73
第4章 二维和三维声子晶体	78
4.1 引言	78
4.2 实验:声子晶体的制备和实验方法	80
4.2.1 样品制备	80
4.2.2 实验方法	84
4.3 带隙和隧穿	88
4.4 二维声子晶体中的负折射	94

4.5	平面透镜和超分辨率	100
4.5.1	负折射材料板的声聚焦	101
4.5.2	瑞利分辨率极限的起源及超分辨率	103
4.5.3	声子晶体超分辨率透镜的设计	105
4.5.4	实验和理论实例	107
4.5.5	物理参数和工作参数对超分辨率的影响	110
4.6	能带设计及其对折射的影响	116
4.6.1	PVC/空气声子晶体的方形等频线	116
4.6.2	正折射、零折射、负折射和自准直	117
4.6.3	波束分离	119
4.6.4	相位控制	120
4.6.5	声逻辑门的实现	123
4.7	结束语	125
	参考文献	126
第5章	动质量密度和声学超颖材料	129
5.1	引言	129
5.2	局域共振声材料:基于动质量密度效应的超颖材料	131
5.2.1	超颖材料的功能	133
5.2.2	理论解释	134
5.2.3	反共振的物理本质	136
5.3	膜状声学超颖材料	137
5.3.1	样品构造	137
5.3.2	振动特征函数和反共振现象	138
5.3.3	反共振和不辐射的凋落波	139
5.3.4	实验验证	140
5.3.5	加法规则	142
5.4	其他类型的声学超颖材料	144
5.4.1	负的有效体积模量	144
5.4.2	声学双负性	146
5.4.3	聚焦和成像	147
5.4.4	斗篷	148
5.4.5	声学整流	148
5.4.6	混合弹性固体	148
5.5	低频极限处的动质量密度	149
5.5.1	多散射理论	149

5.5.2	$\omega \rightarrow 0$ 时的动质量密度	152
5.5.3	与实验数据的比较	155
5.6	结束语	157
	参考文献	158
第6章	阻尼声子晶体和声学超颖材料	162
6.1	引言	162
6.2	材料阻尼的建模	163
6.3	阻尼型周期介质中弹性波的传播	164
6.4	阻尼一维双原子声子晶体和声学超颖材料	165
6.4.1	广义 Bloch 原理及状态空间转换	165
6.4.2	阻尼布拉格散射和局域共振	170
	参考文献	172
第7章	非线性声子晶体结构和颗粒状晶体	174
7.1	引言	174
7.1.1	声子晶体中的非线性	174
7.1.2	非线性晶格	175
7.1.3	颗粒状晶体简介	177
7.2	一维颗粒状晶体	178
7.3	一维单原子颗粒状晶体	179
7.3.1	近线性机制	179
7.3.2	弱非线性机制	180
7.3.3	强非线性机制:长波近似	181
7.3.4	其他强非线性波理论分析方法回顾	182
7.3.5	强非线性孤立波实验回顾	183
7.4	一维双原子颗粒状晶体	185
7.4.1	近线性机制:局域化表面模式	185
7.4.2	弱非线性机制:离散呼吸子	186
7.4.3	强非线性机制:强非线性孤立波	188
7.5	带缺陷的一维单原子颗粒状晶体	189
7.5.1	近线性机制:可调缺陷模式	189
7.5.2	弱非线性机制:非线性局域模式及对称性的打破	190
7.5.3	强非线性机制:瞬态局域模式	191
7.5.4	驱动力与阻尼的影响:准周期性、混沌和声学校正	192
7.6	耗散型颗粒状晶体	193

7.7 二维颗粒状晶体	194
7.8 未来发展方向与总结	195
参考文献	197
第8章 可调声子晶体和超颖材料	203
8.1 可调性介绍——一维可调谐和晶体	203
8.1.1 变参数一维双原子谐和晶体	203
8.1.2 两个一维单原子谐和晶体相互耦合的系统	204
8.2 文献回顾	206
8.3 二维可调声子晶体	208
8.3.1 通过方形杆的旋转来构造可调声子晶体	208
8.3.2 可调铁电型声子晶体	210
8.3.3 可调磁声型声子晶体	212
8.4 可调声子晶体的应用	216
8.4.1 可调与可重构波导	216
8.4.2 可调负折射透镜	220
8.5 结束语	222
参考文献	223
第9章 纳米级声子晶体与结构	225
9.1 引言	225
9.2 非谐一维原子结构	226
9.2.1 单原子非谐晶体的摄动理论	226
9.2.2 分子动力学模拟和谱能量密度方法	238
9.2.3 一维非谐单原子晶体	240
9.2.4 非谐一维超晶格	246
9.3 二维系统中的声子传输	250
9.3.1 石墨烯基声子晶体	251
9.3.2 氮化硼纳米带中的声子输运	255
参考文献	260
第10章 声子晶体能带结构与传输系数:方法和途径	263
10.1 周期结构及其属性	263
10.2 平面波展开法	266
10.2.1 声子晶体的平面波展开法	266

10.2.2	声子晶体板的PWE法;超元胞方法	271
10.2.3	复能带结构的PWE法	274
10.3	时域有限差分法	276
10.3.1	传递系数的计算	276
10.3.2	能带计算	279
10.3.3	黏弹性介质	280
10.4	多重散射理论	285
10.5	有限元法	289
10.6	针对能带结构计算的模型简化	292
10.6.1	背景	292
10.6.2	简化Bloch模式展开法	293
	参考文献	295

摘要:本章主要介绍声子晶体与声学超颖材料这一内涵丰富的研究主题。我们从历史发展的角度指出了本领域中的一些重要工作。此处的介绍不是对相关文献的全面回顾,不过我们已经尽可能地列举了更多的文献。当然,介绍的过程中难免存在一些本书作者及合作者们的带有偏向性的理解。

1.1 声子晶体和声学超颖材料的特性

在过去的 20 年中,声子晶体和声学超颖材料领域逐渐开始兴起和发展。这些材料一般采用的是经过专门设计的复合结构形式,可以通过布拉格散射或局域共振机理来调控弹性波的能带结构,从而获得一系列谱空间、波矢空间和相空间中的特殊性质。

1.1.1 谱空间中的特性

声子晶体用于控制振动波,这一领域的形成起源于面向电磁波控制的光子晶体概念^[1]。这两个概念都建立在同一个基本出发点上,即由散射体周期分布而成的结构物能够显著影响到经典波的传播,例如声波/弹性波或电磁波。可以说,光子晶体和声子晶体这两个名称均来源于与振动波(声子)和电磁波(光子)相关的粒子描述。

首先观察到周期结构(GaAs/AlGaAs 超晶格)可以用于控制高频声子传播的是 Narayanamurti 等^[2]。尽管当时并未称作声子晶体,不过今天来看这个超晶格事实上就是一个一维声子晶体了。二维和三维声子晶体的诞生可追溯到 20 世纪 90 年代早期,Sigalas 和 Economou 证实了在声子态密度中存在着带隙,并揭示出三维结构^[3](由完全相同的球状物周期分布在基体中而构成)和二维流固系统^[4](柱状散射体浸入在流体中而构成)中都将表现出声波和弹性波带隙现象。随后又出现了针对二维周期弹性复合结构的横向振动带隙计算^[5]。

1995 年, Francisco Meseguer 和他的同事们针对一个完全真实的(也很巧合的)声子晶体进行了声学滤波特性实验,这是西班牙马德里公园中矗立着一个雕像——“流动的旋律”^[6],如图 1.1 所示。该雕塑可以视为一个由钢管正方形排列在空气中的二维周期结构。他们发现在某些特定频率处声波发生了衰减,但这种衰减不是由于吸收效应导致的(因为钢是非常硬的材料),而是由于声波发生了多次反射相消,即对于声波而言钢管类似于非常有效的散射体,钢管的周期布置导致了声波的叠加增强或相互抵消(依赖于频率)。后者的作用将使得声波幅值衰减,相应的频率所构成的频带也就称为声子晶体禁带或带隙。

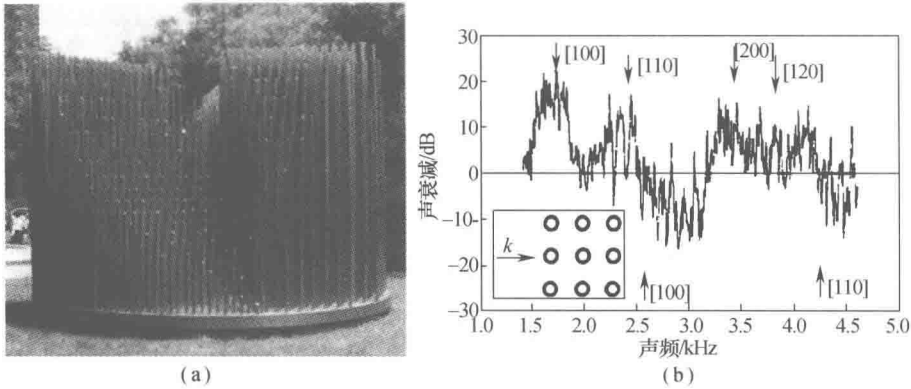


图 1.1 (a) 西班牙马德里的 Eusebio Sempere 雕塑; (b) 测量得到的声衰减。(插图给出了声波传播方向。[hkl]中以 X 射线衍射方式指出了发生布拉格散射的晶面)

声子晶体的特性主要来源于声波或弹性波的散射,这种散射类似于周期晶格中 X 射线的布拉格散射。这种布拉格散射效应也正是声子晶体带隙的形成原因,一般发生在波长与晶体的周期尺度(即晶格常数)可比拟的情况下。第一次实验观察到的完全超声带隙(纵波)是针对一块铝合金板的(带有方形阵列的圆柱孔,孔中注满水银)^[7]。二维固/固声子晶体中的绝对带隙的理论分析和实验验证^[8]则出现在 3 年以后,该声子晶体采用了环氧树脂基体,钢柱呈三角形网格排列在其中。分析表明,该结构物的绝对带隙跨越了晶体的整个布里渊区,而限于振动方向(纵波或横波)。

2000 年, Liu 等^[9]给出了另一类声子晶体,它在谱空间中的带隙所对应的波长要比晶格常数大 2 个数量级,这种声子晶体也就是所谓的声学超颖材料,其带隙机理建立在局域共振结构这一基础之上。由于带隙对应的波长远比晶格常数大,因而周期性不再是形成带隙所必需的条件了。采用局域共振思想构造的复合结构物(即便周期性不是严格的),其行为类似于一个具有等效负模量的材料,在一定频带内会表现出波反射器特点。Liu 等采用简立方晶格形式,将外覆

硅胶的铅球嵌入到树脂基体中,通过实验验证了这一思想。结果表明,该厘米尺度的结构产生了狭窄的传输带隙,带隙频率位于低频段,且对应于铅球/硅胶这一局域振子的共振频率,如图 1.2 所示。

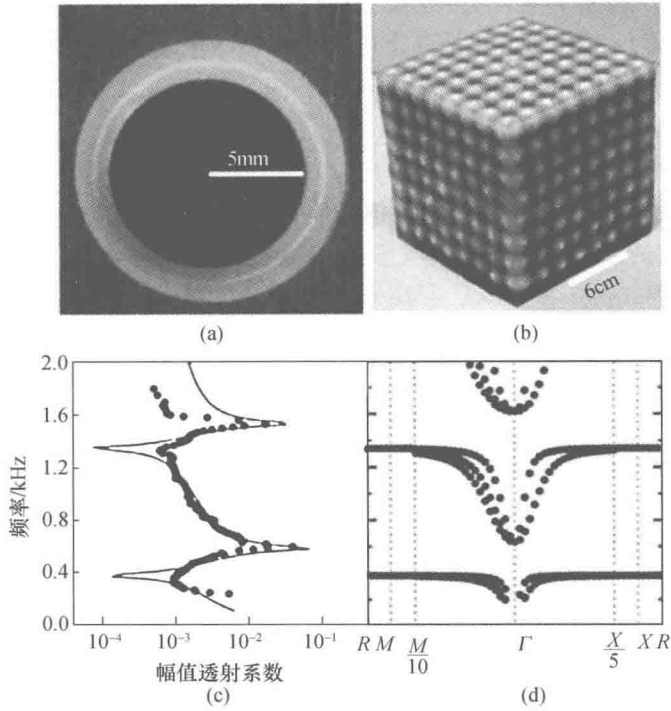


图 1.2 (a) 结构单元中的带包覆层铅球的横截面;(b) $8 \times 8 \times 8$ 阵列的声子晶体;
(c) 沿着 $[100]$ 方向计算得到的(实线)和测量得到的(圆圈)幅值透射系数;
(d) 简立方构型的能带计算结果与测量结果吻合良好(Γ 点左侧和右侧的方向分别为布里渊区的 $[110]$ 和 $[100]$)。

尽管早期的声子晶体与声学超颖材料在谱特性方面的研究集中在声频和超声频带,但实际上具有超高频(GHz)特性的声子晶体也已经通过光刻技术制备出来了,并且也已经利用布里渊光学散射法进行过分析^[10]。此外,理论和实验还指出,声子晶体可以用来降低热导率,这主要是通过对热声子传播(THz)的影响来实现的^[11,12]。

对于包含有线或点缺陷的非理想声子晶体,波动局域化现象也已经得到了研究^[13]。Kafesaki 等^[14]计算了弹性波在一个直波导中的传输问题,该波导是通过在二维声子晶体中移去一行圆柱散射体构造而成的,由此生成的线缺陷模态位于带隙内,进而实现了波的导向。声波在点缺陷声子晶体中的传播问题也得到了分析,主要是在二维声子晶体中附加了一个局部振子(点缺陷)^[15]。这个振子的主要效果是导致了理想波导的传输谱中出现了 0 传输现象。传输率图像

中表现出了非常狭窄的深谷,其频率取决于局域振子的宽度和长度。当理想波导存在带隙的时候,这个局域振子可以允许相应频率的波通过。

除了体波外,很多学者也从理论角度研究了局域在半无限二维声子晶体自由表面的表面声波(SAW)的存在性^[16-19]。对于这类几何构型,平行的散射体是圆柱状的,而所考察的表面是垂直于这些圆柱的轴线的。研究中考察了不同的阵列形式^[16,17]、晶格对称性^[9]及压电材料组分^[19]等。文献[20,21]计算了二维声子晶体板(带有两个自由表面)的能带结构,其中包括了对称兰姆波模式的能带结构(二维声子晶体板,W制圆柱以三角阵列形式置入Si基体)。Charles等^[21]给出了铁圆柱以方形阵列置入铜基体构造而成的声子晶体板的能带结构。Hsu和Wu^[22]针对二维金/树脂声子晶体板确定了低阶色散曲线。进一步,Manzanares - Martinez和Ramos - Mendieta还考虑了声波沿着平行于二维声子晶体中的圆柱轴向的传播问题^[23]。Sainidou和Stefanou针对一块浸入在水中的、单侧有周期覆盖层(由球状聚合物制成)的玻璃板,分析了弹性波传播问题^[24]。Wu等^[25]将一对叉指式换能器放置在一个非常厚的硅板两侧(该板带有方形阵列的孔),在实验测试中观察到了高频SAW现象。Benchabane等^[26]针对蚀刻在铌酸锂中的压电声子晶体(二维,方形阵列),也做了类似的实验。Zhang等^[27]通过激光超声测量方法实验研究了空气/铝二维声子晶体板,也指出了声波在该板表面传播时存在着带隙现象。

1.1.2 波矢特性

声子晶体与声学超颖材料的波矢特性体现在通带内具有独特的折射现象,如负折射或者零折射。声波的负折射类似于电磁波的负折射,后者已经在电磁和光学超颖材料中被观察到了^[28]。

负折射一般发生在波的群速度(即能量传播方向)与波矢方向相反的情况下。在电磁超颖材料中,造成这一现象的原因在于材料具有负的电容率和透磁率,即所谓的双负性材料^[29]。声波的负折射可以通过双负性声学超颖材料来获得,即负的有效质量密度和负的有效体积模量^[30]。有效动密度和体积模量的双负性将导致某些频带内发生单极或双极的共振^[31]。单极共振一般是由散射体的呼吸模态导致的,这个模态下散射体将发生与入射声波反相的共振,由此产生一个有效的负体积模量。而双极共振,例如覆盖有软物质的大密度散射体嵌入在一个较硬基体中的情形,一般会导致超颖材料的质心位移与声波反相,进而产生一种有效的负动态密度。

负折射还可以通过声子晶体的能带折叠效应(源自布拉格散射)得到。能带折叠能够产生具有负斜率的能带,即负的群速度和正的相速度,这也是发生负折射的先决条件。文献[32]给出了一个理论和实验分析实例,采用由碳化钨珠子和水构成的三维声子晶体,他们得到了具有负折射特性的强各向异性能带。

利用这一思想制作而成的声子晶体板已经用于制备一个平透镜^[33],它可以将发散的声柱进行聚焦,而不必采用传统透镜中的曲线型面。文献[34]和文献[35]还研究了由钢杆和液体组成的二维声子晶体(三角阵列),指出了该结构物也能展现出负折射现象,并用在了超声聚焦上。对于高保真成像而言,一般来说只有当所有角度下都满足负折射条件时才能达到,即声子晶体的等频线是圆形且与它所置入的介质相匹配。采用前述声子晶体构成的平透镜不仅可以达到聚焦目的,而且能够实现声波的亚波长成像^[36]。这个透镜突破了传统透镜的散射极限,原因在于它能够传输点声源发出的凋落波成分(通过激发声子晶体板的相关振动模态),而传统透镜却只能传输声源的行波成分。此外,还有一些学者对表面声波^[37]和兰姆波^[38]的负折射问题进行了研究。

文献[39]研究了一类由圆柱状 PVC(聚氯乙烯)散射体置入空气(方形阵列)构造而成的声子晶体,更为深入地分析了该结构物独特的折射性质。根据入射声柱的角度不同,这种声子晶体能够展现出正折射、负折射和零折射现象。零折射可以使得在无缺陷条件下也能形成波导向或局域化。该声子晶体的折射特性是强各向异性的,原因在于其第四振动能带接近方形。对于这三种折射而言,声束传播过程中发生了分裂,这是因为入射场介质(空气)的等频面要比晶体的布里渊区大,这时声子晶体的扩展布里渊区的阻断模式被激发,进而产生了多个声束。

1.1.3 相位特性

近年来,声子晶体研究正从谱空间和波矢空间拓展到相位空间。可以通过能带结构和等频面的分析来实现声子晶体中行波之间的相位控制^[40]。对于二维声子晶体而言,这种相位控制的主要机理在于波矢和群速度之间的非共线性。

1.2 一些高级研究主题

到目前为止,声子晶体和声学超颖材料都是由被动介质构造而成的,这些介质一般是连续线弹性的。通过采用耗散介质或非线性介质,我们也可以得到更为丰富的特性。耗散介质的使用能够改变声子晶体的色散特性,由非线性介质组成的声学结构则能够得到非弥散波。由主动介质构造而成的复合结构物,还可以对能带特性进行调控,原因在于这些主动介质可在外部或内部激励下发生相应的改变。

1.2.1 耗散介质

Psarobas 研究了由密实黏弹性橡胶球和空气组成的复合结构^[41],分析指

出,尽管存在损耗效应,但是仍然能够在传输谱中发现显著的全方向带隙。另一篇文献^[42]也报道了由黏弹性硅树脂和空气组成的声子晶体中也存在着带隙。已有研究表明,黏弹性不仅会抑制穿过声子晶体(橡胶基体)的声波,还会改变传输谱中的通带频率^[43]。文献[44]采用阻尼 Bloch 波理论研究指出,阻尼会改变色散曲线的形状,减小带隙宽度,并且会通过分支截断来打开波失能带^[45]。文献[46]则指出耗散效应对于声子晶体的整个能带结构以及群速度都是有影响的。

1.2.2 非线性介质

本小节中,我们只介绍一下颗粒状声学结构的非线性行为。1.2.4 小节将阐述由原子间力的非谐本性所导致的振动波的非线性问题(原子尺度上)。颗粒状材料中各粒子间的非线性接触力已经促使人们开始设计强非线性声子晶体结构了。Daraio 已经证实,在一个 PTE-Teflon 球组装而成的一维声子晶体中,存在速度很低的强非线性孤立波^[47]。采用类似的由不锈钢球构造成的链结构,Daraio 还指出了波传播特性的可调性^[48],球链的预压缩能够显著增加孤立波波速。无黏性颗粒状声子晶体的研究还预测了平移模式的存在,并预测了转动模式以及转动-平移耦合模式的存在^[49]。这些模式的色散规律可以通过外部负载来进行调节。

1.2.3 可调结构

迄今为止,声子晶体和声学超颖材料的应用还很有限,采用被动式组成材料是一个重要原因。这一不足可以通过控制和调节它们的材料特性来加以弥补。实现可调性可以有几种方法,如改变散射体的几何^[50],改变材料的弹性性质(通过接触和非接触的外部激励)^[51],还有一些研究人员利用了电流变材料,通过外部电场来实现^[52]。不仅如此,人们还从温度对弹性模量的影响这一角度来进行考虑^[53,54],另外一些学者则通过施加外部应力来改变晶体结构,从而对声子晶体的能带进行控制^[55]。事实上,可调性也可以利用主动材料来实现。文献[56,57]对此进行了研究,分析了压电效应是如何影响声子晶体的弹性性质进而改变其色散曲线与带隙的。多项研究已经表明,当磁、电和弹性现象之间发生耦合时^[58,59],或者施加外部磁场时^[60],磁-电-弹性声子晶体的能带结构会发生显著的改变。

1.2.4 纳米声子晶体

声子晶体结构在纳米尺度上的分析需要对组成材料做原子层面的处理。纳米尺度上,声子的传播可能不会像波动那样规则,往往会产生非线性现象,如声