

引用格式:陆伟,张赛,许伯强,等.水下亚波长广角声单向传输结构设计及优化[J].陕西师范大学学报(自然科学版),2019,47(6):8-15. [LU W, ZHANG S, XU B Q, et al. Design and optimization of a sub-wavelength unidirectional transmission structure for underwater acoustic waves with multiple incident directions[J]. Journal of Shaanxi Normal University (Natural Science Edition), 2019,47(6): 8-15.] DOI:10.15983/j.cnki.jsnu.2019.06.262

水下亚波长广角声单向传输结构设计及优化

陆伟¹, 张赛^{1,2*}, 许伯强¹, 张宇³, 曹文武⁴

(1 江苏大学 土木工程与力学学院, 江苏 镇江 212013;

2 哈尔滨工程大学 水声技术重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150001;

3 厦门大学 水声通信与海洋信息技术教育部重点实验室, 福建 厦门 361005;

4 宾夕法尼亚州立大学 材料研究院, 美国 宾夕法尼亚州 16802)

摘要: 利用传递矩阵法, 基于流固超晶格的单元传递矩阵, 计算并分析了无限周期流固超晶格的能带结构以及有限周期级联超晶格的透射谱。在此基础上, 耦合一维周期性矩形声栅与级联超晶格, 构造了水下亚波长广角声单向传输结构, 揭示了其广角声单向传输机制。有限元仿真结果表明, 该结构能够实现约 20° 广角入射声波的单向传输效应, 同时还具有宽频带、高整流比等特性。通过优化声栅单元的方位角, 有效地提高了结构的正向导通率。本文结果突破了基于声子晶体的声单向传输设计中面临的“波长尺寸”限制, 有助于水下声整流器件朝着小型化和集成化方向发展。

关键词: 广角; 声单向传输; 亚波长; 超晶格

中图分类号: O427.1 文献标志码: A 文章编号: 1672-4291(2019)06-0008-08

Design and optimization of a sub-wavelength unidirectional transmission structure for underwater acoustic waves with multiple incident directions

LU Wei¹, ZHANG Sai^{1,2*}, XU Baiqiang¹, ZHANG Yu³, CAO Wenwu⁴

(1 Faculty of Civil Engineering and Mechanics, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, Jiangsu, China;

2 Acoustic Science and Technology Laboratory, Harbin Engineering University,
Harbin 150001, Heilongjiang, China;

3 Key Laboratory of Underwater Acoustic Communication and Marine Information Technology
of the Ministry of Education, Xiamen University, Xiamen 361005, Fujian, China;

4 Materials Research Institute, Pennsylvania State University,
Pennsylvania State 16802, United States of America)

Abstract: Using the transfer matrix method, the band structure of the infinite solid-fluid superlattice and the transmission spectrum of the finite cascaded superlattice are calculated and analyzed based on the transfer matrix of the unit cell of superlattice. On this basis, the underwater sub-wavelength wide-angle acoustic unidirectional transmission structure is constructed by coupling 1D periodic rectangular acoustic gratings with the cascaded superlattice, and the mechanism of wide-angle unidirectional transmission is

收稿日期: 2019-10-01

基金项目: 国家自然科学基金青年项目(11604128); 水声技术重点实验室装备预研基金

第一作者: 陆伟, 男, 博士研究生, 主要研究方向为声学超材料。E-mail: 18651923660@163.com

*通信作者: 张赛, 男, 副教授, 研究方向为物理声学及检测声学。E-mail: zhangsai@ujs.edu.cn

revealed. The finite element simulation results show that the structure can realize the unidirectional transmission effect for incident acoustic waves of about 20 degrees, and has the characteristics of broadband and high rectification ratio. Finally, by rotating the unit cell of acoustic gratings, the forward conductivity of the structure is effectively improved. This research breaks through the limitation of "wavelength-size" in the design of unidirectional acoustic transmission based on phononic crystals, and is helpful for the development of underwater acoustic rectifiers towards miniaturization and integration.

Keywords: wide-angle; acoustic unidirectional transmission; sub-wavelength; superlattice

PACS: 43.30.+m

电子二极管是能够实现电流单向流动的器件,被誉为 20 世纪最伟大的发明之一,影响极为广泛。近十年来,国内外对声波^[1-5]及其他能流形式(如:热流^[6]、光波或电磁波^[7]、水波^[8]等)单向传输效应的研究十分活跃。声波是能够实现水下信息远距离传输的唯一能量载体,水下声波单向传输的研究不但可以解决声能流难以单向流动的物理难题,还有望在新型水声功能器件设计、超声医学成像与治疗、水声安全等领域产生潜在应用^[1-2,9]。

近年来,声子晶体结构被广泛用于声波单向传输结构及器件的设计。利用声子晶体的禁带效应可有效实现声能流的反向截止效应^[1-4]。在此基础上,建立不同的正向导通机制即可形成新的单向传输结构或器件。目前,基于声子晶体的正向导通机制主要包含两类:第一类基于强非线性媒质对声波的频率转换效应,使得处于声子晶体禁带的声波转换后落入声子晶体的频率通带,从而形成正向导通^[1-2];第二类利用声栅的衍射效应改变入射声波的波矢方向,使得入射波进入声子晶体方向带隙中的通带,从而形成正向透射^[3,5]。值得注意的是,基于声子晶体的水声单向传输器件虽然取得了较好的水声能流单向导通效果,然而这些设计受到了基本的“波长-尺寸”限制,即声子晶体结构的整体尺寸 L 须远大于入射声波的波长 λ ^[10]。因而,基于声子晶体难以实现亚波长尺寸 ($L < \lambda$) 的声单向传输结构。

近年来,国内外诸多学者开展了亚波长声单向传输结构的相关研究,一些新的传输机制也随之被提出,如:非线性声学超材料^[11]、声学单向超表面^[12-13]和宇称-时间对称性声超构材料晶体^[14]等。随着对流固超晶格低频禁带研究的深入^[15-17],基于声子晶体的亚波长水声单向传输结构被提出。

Zhang^[18]等人利用声栅的低频衍射效应和流固超晶格中频率低于第一 Bragg 禁带的特殊低频禁带,实现了具有宽频带和高整流比特性的亚波长水声单向传输结构。然而,由于该低频禁带对应的入射角宽度极窄,使得这一设计仅对特定入射方向的声波有效。针对这一问题,本文提出了一种基于级联超晶格的水下亚波长广角声单向传输结构。首先,利用传递矩阵法,基于流固超晶格单元传递矩阵,计算并分析无限周期流固超晶格的能带结构以及有限周期级联超晶格的低频声传输特性。其次,基于 COMSOL Multiphysics 有限元仿真软件,建立一维周期性矩形声栅与级联超晶格的流固耦合有限元模型,分析并揭示其广角声单向传输机制。进一步,还讨论旋转声栅对结构正向导通率的影响。

1 亚波长广角声单向传输结构

图 1a 所示为水下亚波长广角声单向传输结构的三维示意图。该结构沿 y 轴方向和 z 轴方向无限延伸,沿 x 轴方向的厚度为 L ($L \leq \lambda$, λ 为入射声波的波长),整个结构浸没在水中。其结构单元示意图如图 1b 所示,它包含两个部分:第一部分为一维周期性的矩形声栅,声栅与 z 轴的夹角为 θ_g ;第二部分为级联流固超晶格,由周期数为 N_1 ($N_1 = 3$) 的流固超晶格 1 和周期数为 N_2 ($N_2 = 3$) 的流固超晶格 2 级联组成。单元结构参数设定为: $d_g = 2$ mm, $l = 12$ mm, $A = 18$ mm, $d_0 = 1$ mm, $d_{s1} = d_{s2} = 2.85$ mm, $d_{f1} = d_{f2} = 0.15$ mm, $D_1 = d_{s1} + d_{f1} = 3$ mm, $D_2 = d_{s2} + d_{f2} = 3$ mm (D_1 和 D_2 分别为流固超晶格 1 和流固超晶格 2 的晶格常数)。在本文中,定义声波从结构的声栅一侧入射为正向入射(如图 1b 中红色箭头所示),从级联超晶格一侧入射为反向入射(如图 1b 中黑色箭头所示)。

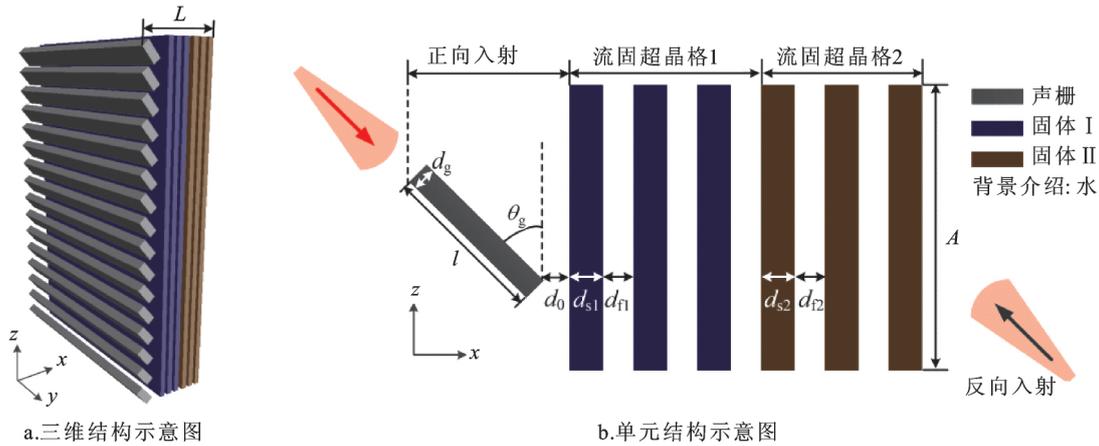


图 1 亚波长广角声单向传输结构

Fig. 1 Schematic diagram of the sub-wavelength wide-angle unidirectional transmission device

注:网络版为彩图。

2 原理与方法

2.1 级联流固超晶格的低频声传输特性

在不考虑体力影响的情况下,声波在各向同性弹性固体介质中的波动方程可以表示为

$$(\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u} + \mu \nabla^2 \mathbf{u} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (1)$$

其中, λ 和 μ 为拉梅常数, \mathbf{u} 为声波在固体介质中的位移矢量。当 $\mu = 0$ 时, (1) 式退化为声波在流体介质中的波动方程。

根据文献[19], 利用声波在流固分界面处速度和应力连续的边界条件以及传递矩阵法, 可以分别得到组成级联超晶格的流固超晶格 1 和流固超晶格 2 中第 n 个周期单元的传递矩阵为 $T_n^{(1)}$ ($1 \leq n \leq N_1$) 和 $T_n^{(2)}$ ($N_1 + 1 \leq n \leq N_1 + N_2$)。

对于无限周期的流固超晶格, 基于 Bloch 定理可以得到声波在流固超晶格中的频散关系^[20]

$$\cos(kD) = \frac{T_n(1,1) + T_n(2,2)}{2} \quad (2)$$

其中, k 为 Bloch 波矢, D 为流固超晶格的晶格常数, T_n 为流固超晶格第 n 个周期单元的传递矩阵。由 (2) 式可知, 当 $|\cos(kD)| \leq 1$ 时, Bloch 波矢 k 为实数, Bloch 波为非衰减波, 对应流固超晶格的通带; 反之, 则对应流固超晶格的禁带。通过扫描入射声波的频率 f 和入射角 θ , 并判断 $|\cos(kD)|$ 的值, 即可得到该流固超晶格在无限周期下的频散关系, 即能带结构。

对于由周期数分别为 N_1 和 N_2 的两种不同的

流固超晶格组成的级联超晶格, 其传递矩阵可以表示为

$$T_N = \left(\prod_{n=1}^{N_1} T_n^{(1)} \right) \cdot \left(\prod_{n=N_1+1}^{N_1+N_2} T_n^{(2)} \right) \quad (3)$$

其中, T_N 为 2×2 的矩阵。利用 (3) 式, 可得平面声波入射级联超晶格的能量透射率 $t = 1 / |T_N(1,1)|^2$ 。

基于上述理论, 本文计算了不同无限周期流固超晶格的能带结构, 如图 2 所示。其中, 白色代表声波通带, 黑色代表声波禁带。图 2 中所涉及的材料参数详见表 1。由图 2 可知, 不同组分的流固超晶格在低频区域均存在较宽的低频禁带。当频率小于 70 kHz 时, 入射声波的波长均远大于晶格常数 D , 因而图 2 中所有超晶格的禁带均属于亚波长禁带。此外, 由于固体材料的不同, 各超晶格低频禁带的角位置和角宽度存在显著差异。一般来说, 低频禁带所处的角度越大, 其角宽度也将越宽。

表 1 材料的声学参数

Tab. 1 Acoustic parameters of the materials

材料	质量密度 / ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	纵波速度 / ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	横波速度 / ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)
铝	2 700	6 300	3 080
铜	8 900	4 660	2 260
PMMA	1 180	2 700	1 400
环氧树脂	1 100	2 400	1 100
硬橡胶	1 200	2 300	940
铅	11 400	2 160	780
钢	7 800	6 100	3 300
水	1 000	1 500	—

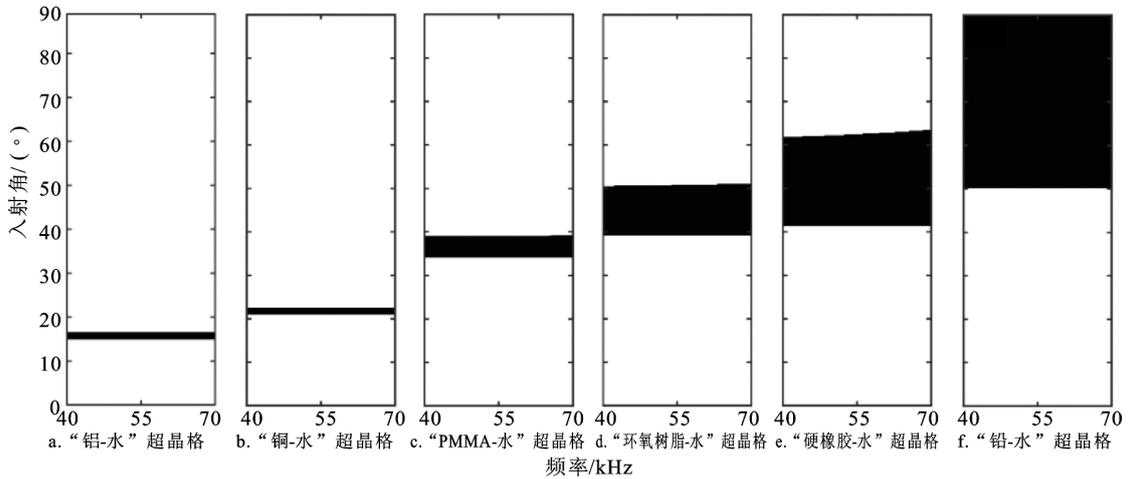


图 2 流固超晶格的能带结构

Fig. 2 Band structure of solid-fluid superlattice

本文分析了两种流固超晶格级联结构的低频声传输特性,如图 3 所示。对于由周期数分别为 3 的“PMMA-水”超晶格和“环氧树脂-水”超晶格组成的级联结构,因其各流固超晶格的低频禁带是分离的(如图 2c 和 2d 所示),级联结构的全向透射谱在 40° 和 49° 附近存在两条分离的低透射带(如图 3a 所示)。对于由同样周期数的“硬橡胶-水”超晶格和“环氧树脂-水”超晶格组成的级联结构,由于其各低频禁带存在角度重叠(如图 2d 和 2e 所示),因而级联结构的全向透射谱在 44° ~ 62° 范围内耦合形成

了一条超宽低透射带(如图 3b 所示)。这些分离或耦合的带隙将为多角度或广角声单向传输设计提供依据。此外,当频率小于 83 kHz 时,上述级联结构的总厚度将小于入射声波波长,因而通过级联流固超晶格可以实现亚波长结构的反向截止效应。需要指出的是,对于有限周期的流固超晶格,其低透射带的角宽度略小于无限周期下低频禁带的角宽度^[20]。因而,为了提高超宽低透射带的耦合效果,在保证亚波长尺度的前提下应适当增加各级联超晶格的周期数。

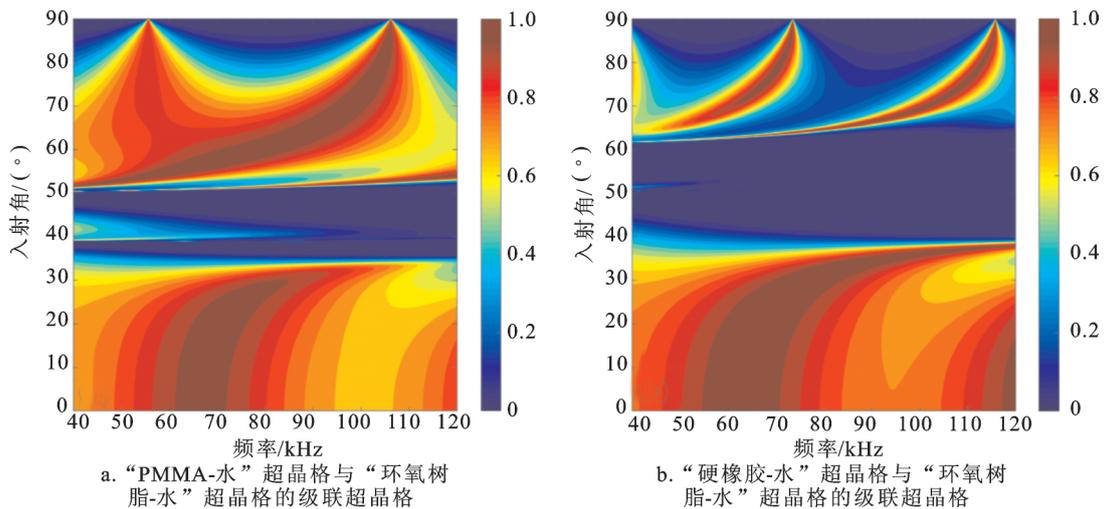


图 3 级联超晶格的透射谱

Fig. 3 Transmission spectrum of the cascaded superlattice

注:网络版为彩图。

2.2 亚波长广角声单向传输机制

针对图 1 所示的亚波长单向传输结构,其声栅材料为钢, $\theta_g = 0^\circ$, 级联超晶格的固体材料 I 和 II 分别为环氧树脂和硬橡胶。由图 3b 可知,该级联超晶格低透射带的角范围为 44° ~ 62°。因而,当声波以 44° ~ 62° 从级联超晶格一侧入射时,声波的导通率

将几乎为零,从而形成反向截止效应。而对于从声栅一侧以相同角度入射的声波而言,其将与声栅结构相互作用产生低阶衍射波,满足声栅方程

$$A(\sin\theta_0 \pm \sin\theta) = j\lambda, j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4)$$

其中, A 是声栅常数, λ 是入射声波的波长, θ 和 θ_0 分别为声波的入射角和衍射角。图 4 给出了声栅结构

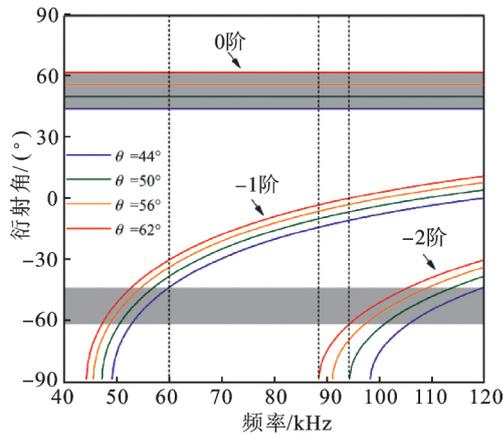


图 4 低频声波斜入射一维周期性声栅的衍射行为
Fig. 4 Diffraction behavior of the 1D acoustic gratings for acoustic waves with incident angle from 44° to 62°

注:网络版为彩图。

对 $44^\circ \sim 62^\circ$ 斜入射声波的低阶衍射行为。由图 4 可知,当声波频率处于 $60 \sim 88$ kHz 区间时,衍射波包含 0 阶和 -1 阶衍射波。由于 -1 阶衍射波的方向位于级联超晶格超宽低透射带角范围(图 4 中灰色区域)之外,因而,其能够穿透整个结构,形成正向导通。此外,由于结构右侧只存在 -1 阶衍射波,因而正向透射还具有波形保全的功能。对于频率为 $88 \sim 94$ kHz 的入射声波,衍射波还将产生 -2 阶衍射波,由于 -1 阶和

-2 阶衍射波均能够形成正向导通,因而该频带内结构右侧的透射声场为干涉声场。

3 结果与讨论

为了验证上述亚波长广角单向传输结构的有效性,本文利用有限元数值仿真软件 COMSOL Multiphysics 开展了数值仿真研究。基于周期性边界条件,本文对图 1 所示 3D 单元结构建立了流固耦合有限元模型,其声场模拟结果如图 5 所示。图 5 给出了平面声波(幅度为 1 Pa, $f = 70$ kHz, $\lambda = 1.03$ L, $\theta = 49^\circ$) 正向和反向入射亚波长结构时的流体声压场和固体位移场分布图。当声波正向入射时(图 5a),由于声栅的低频衍射效应, -1 阶衍射波能够沿 -25.8° 方向透射该结构,从而形成正向导通。当声波反向入射时(图 5b),由于频率和入射角位于级联超晶格的超宽低透射带内,声波几乎不能通过该结构,形成反向截止。进一步,图 5c 和 5d 分别显示了声波在正向和反向入射时沿 x 轴方向的声压分布(其中 $y = 0.009$ m, $z = 0.018$ m),从图中可以看出,声波从两个相反的方向入射时,透射端的声压幅度具有明显差异,单向导通效果显著。

保持入射波频率不变,声波正向能量导通率

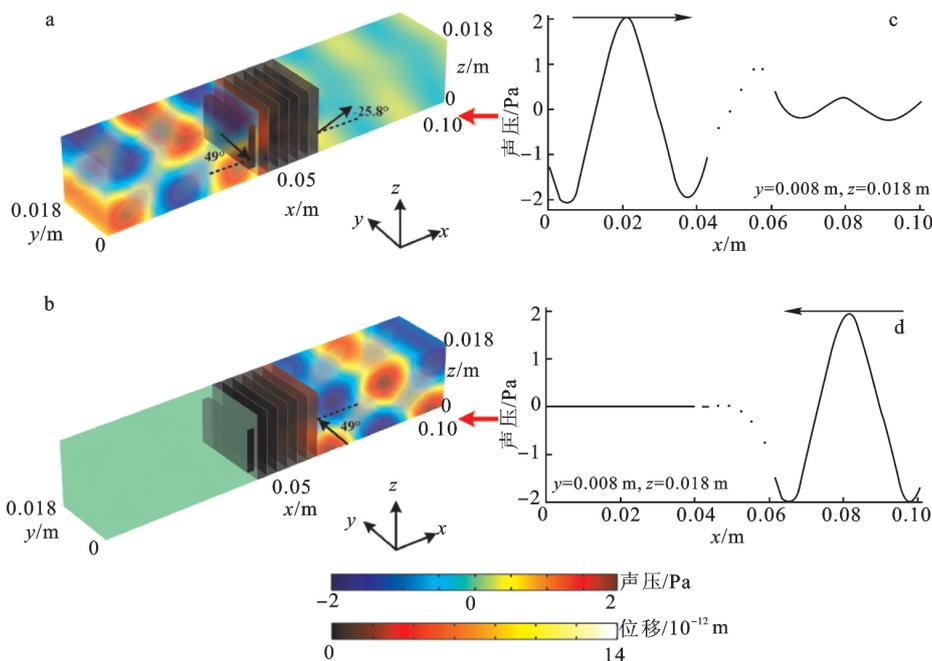


图 5 70 kHz 声波以 49° 入射角正向(a)和反向(b)入射该结构时的流体声压场和固体位移场分布及其沿 x 轴方向的声压分布(c,d)

Fig. 5 Simulated acoustic pressure and displacement distribution for the positive(a) and negative(b) incident acoustic waves of 70 kHz, where the incident angle is 49 degree and the acoustic pressure distribution (c,d) of a and b along the x axis

注:网络版为彩图。

(T_+) 和反向能量导通率(T_-) 随声波入射角度的变化关系如图 6 所示。从图中可以看出,在 $44^\circ \sim 62^\circ$ 的

广角入射范围内(如图 6 灰色区域)存在明显的声单向传输效应,这与 2.2 节中的预测结果完全一致。此外,在入射角为 49° 和 59° 时,该结构对声波具有极强的反向截止效应。事实上,这种截止效应来源于组成级联超晶格的两个子流固超晶格的传输零点^[15, 17]。因而,在这两个特殊入射角下,该结构将产生极强的整流效应,整流比 T_+/T_- 约为 10^{11} 。

图 7a 和 7b 分别给出了声波以 49° 和 59° 角入射时, T_+ 和 T_- 随频率的响应。由图 7 可知,在这两个入射角度下,该结构的声单向传输效应均具有较宽的频带范围。当频率小于 71 kHz 时,对应亚波长结构的声单向传输(如图 7 中灰色区域)。值得注意的是,当频率为 50 kHz 左右时,正向导通率较低,其原因在于正向入射声波与声栅作用后的衍射波方向恰好落入了级联超晶格低透射带的角范围。此外,当频率小于 44 kHz 时,由于只存在 0 阶衍射波,该亚波长声单向传输结构将产生双向截止效应。

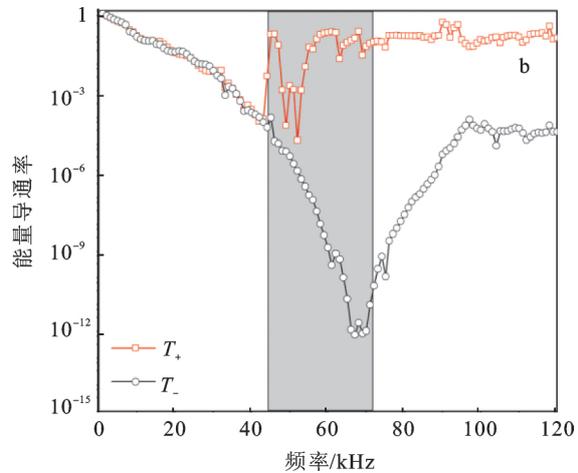
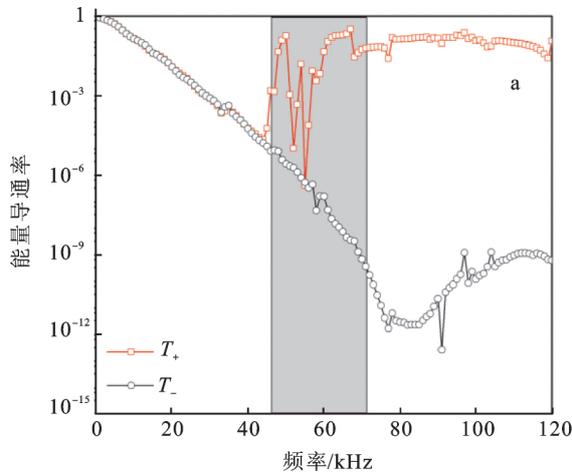


图 7 声波以 49° (a) 和 59° (b) 角正向 (T_+) 和反向 (T_-) 入射该亚波长单向传输结构的能量导通率随声波频率的变化关系
Fig. 7 The frequency dependence of the energy transmission coefficients along the positive direction and negative direction when the incident angle is 49° (a) and 59° (b)

注:网络版为彩图。

最后,为了进一步说明亚波长结构的广角声单向传输性能,本文利用线声源激发广角入射声波检验该结构的声单向传输效果。在有限元仿真中,线声源的长度为 15 cm ,激励频率为 70 kHz ,声波的主瓣角宽度约为 20° 。图 8a 和 8b 分别给出了入射角为 53° 时,声压幅度为 1 Pa 的线声源正向和反向入射情况下的声强分布。当声波正向入射时(图 8a),在结构的右侧出现了较为微弱的透射波束,其为 -1 阶衍射波,传播方向为 -23° 。当声波反向入射时(图 8b),线声源的主瓣波束被该结构完美地反射,结构左侧几乎没有形成能量透射。上述结果表明,本文所设计的结构能够实现广角度的亚波长声单向传输效应。

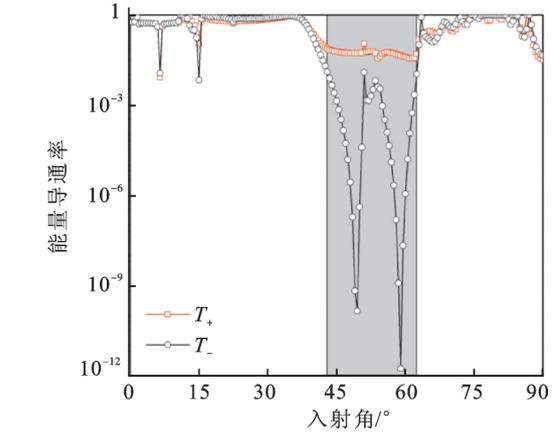


图 6 70 kHz 声波正向 (T_+) 和反向 (T_-) 入射该亚波长单向传输结构的能量导通率随声波入射角的变化关系
Fig. 6 The incident angle dependence of the energy transmission coefficients along the positive direction and negative direction at the frequency of 70 kHz
注:网络版为彩图。

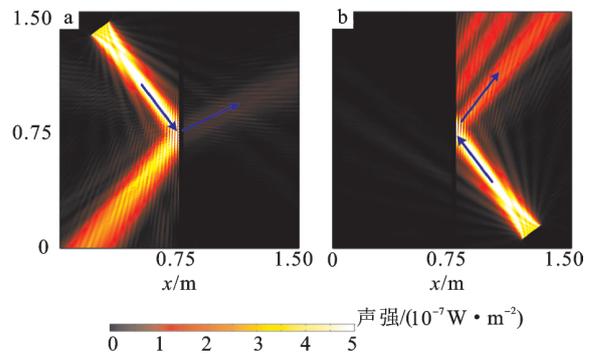


图 8 线声源入射该亚波长单向传输结构时的声强场分布:(a) 正向入射;(b) 反向入射
Fig. 8 The acoustic intensity field distribution when a line source incident at the structure;
(a) positive incidence; (b) negative incidence
注:网络版为彩图。

4 优化设计

分析图 5—8 可知,本文所设计的结构对反向入射声波能够实现极好的截止效应,但同时面临正向入射声波能量导通率较低的问题。通过(4)式,虽然可以预测衍射波束的传播方向,却不能预测衍射波的能量分布。显然,为了提高该结构的正向导通率,需要提高-1阶衍射波所携带的声波能量。由于亚波长单向传输结构的正向导通率主要受声栅结构的

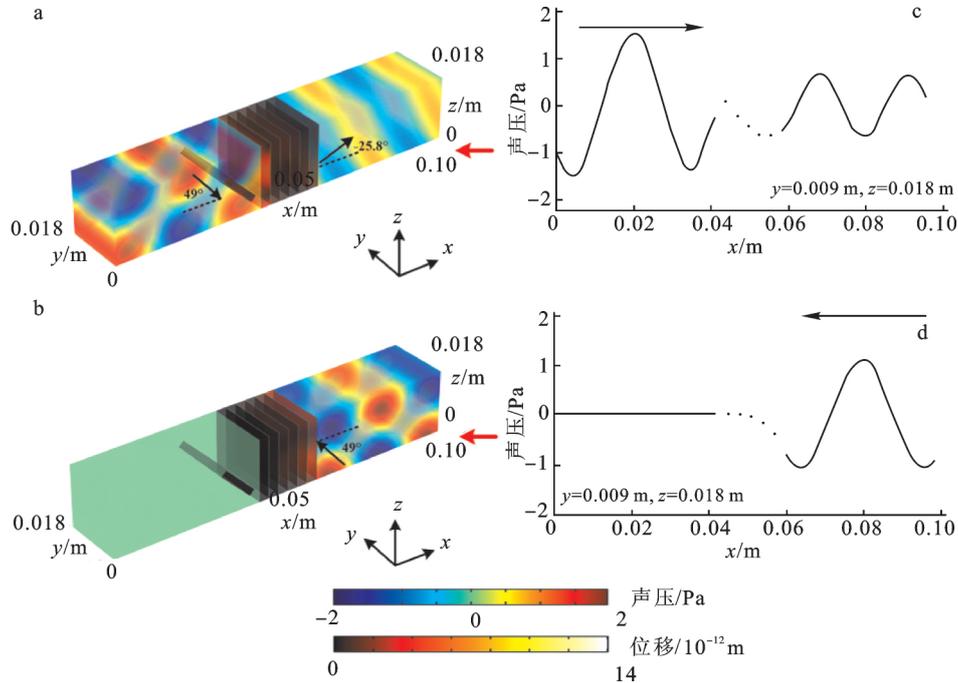


图 9 声栅旋转 45° 时 70 kHz 声波以 49° 入射角正向(a)和反向(b)入射该结构时的流体声压场和固体位移场分布及其沿 x 轴方向的声压分布(c,d)

Fig. 9 Simulated acoustic pressure and displacement distribution for the positive(a) and negative(b) incident acoustic waves of 70 kHz, where the incident angle is 49° and θ_g is 45° and the acoustic pressure distribution(c, d) of a and b along the x axis

注:网络版为彩图。

对于入射角度为 53° 的声波而言,亚波长广角单向传输结构的正向能量导通率 T_+ 同样受声栅的方位角调控。图 10 所示为 T_+ 随声栅方位角 θ_g 和入射频率 f 的变化关系。由图 10 可知,当声栅的方位角 θ_g 在 $30^\circ \sim 60^\circ$ 范围时,频率为 $60 \sim 88$ kHz 的正向入射声波的能量透射增长最为显著,最高能量导通率高达 56%。这表明,声栅方位角对低频衍射声波能量重新分配具有重要调控作用。

在图 8 的基础上,通过旋转声栅使其方位角 $\theta_g = 40^\circ$,从而得到优化后的声波正向入射和反向入射声强分布图,如图 11 所示。在正向入射时,声波能够通过该结构,沿着-1阶衍射波方向形成较强的能量分布;而当声波反向入射时,结构左侧几乎没有能量分布。对比图 8 和图 11 可以发现,在进行声栅旋转设计后,该结构的声波正向能量导通率得

到了显著的增强。衍射效应和-1阶衍射波通过级联超晶格的透射率影响,因而可以通过调整系统参数,如声栅的方位角和级联超晶格的周期数,实现正向导通能量增强。有限元仿真表明,通过旋转声栅改变其方位角 θ_g ,能够有效地调控结构的正向能量导通率 T_+ 。例如,在图 5 仿真基础上,将其声栅的方位角 θ_g 调整为 45° ,声波的正向能量导通率由 6.3% 增长到了 46%(如图 9 所示)。此外,研究发现声栅的旋转对反向入射下的声场几乎没有影响。

到了显著的增强。

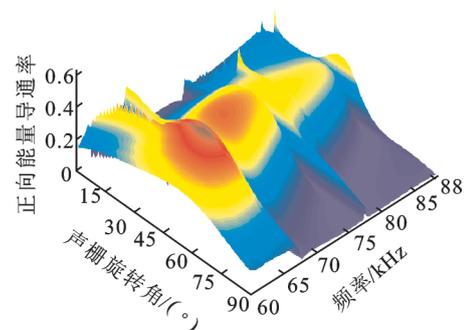


图 10 正向能量导通率 T_+ 随声栅旋转角 θ_g 和入射频率的变化关系

Fig. 10 Forward energy transmission coefficient as a function of orientation angle and incident frequency

注:网络版为彩图。

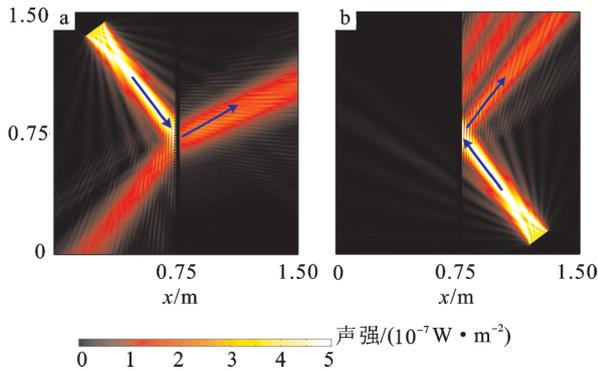


图 11 线声源入射优化后的亚波长单向传输结构时的声强场分布:(a)正向入射;(b)反向入射

Fig. 11 The acoustic intensity field distribution when a line source incident at the optimized structure: (a) positive incidence; (b) negative incidence
注:网络版为彩图。

5 结论

本文基于传递矩阵法,分析了级联超晶格的低频声传输特性。通过级联两种不同的流固超晶格,能够在低频区域形成多角度或广角度的低透射带。在此基础上,通过结合一维周期性矩形声栅的低频衍射效应和级联超晶格的广角滤波效应,分析了亚波长广角声单向传输结构的物理机制。COMSOL Multiphysics 有限元仿真结果表明,该结构能够对 $44^\circ \sim 62^\circ$ 广角反向入射声波形成截止效应,同时对同角度正向入射的声波形成正向导通。此外,该结构的广角声单向传输还具有宽频带和高整流比等特点。最后,通过调整声栅的方位角,能够有效地提高结构的正向能量导通率。本文的研究有助于推进水下声波整流器件的小型化和集成化发展,有望在水声通信等领域产生潜在应用。

参考文献:

- [1] LIANG B, YUAN B, CHENG J C. Acoustic diode: rectification of acoustic energy flux in one-dimensional systems [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(10): 104301.
- [2] LIANG B, GUO X S, TU J, et al. An acoustic rectifier [J]. *Nature Materials*, 2010, 9(12): 989.
- [3] LI X F, NI X, FENG L, et al. Tunable unidirectional sound propagation through a sonic-crystal-based acoustic diode [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(8): 084301.
- [4] BOEHLER N, THEOCHARIS G, DARAIO C. Bifurcation-based acoustic switching and rectification [J]. *Nature Materials*, 2011, 10(9): 665.
- [5] SUN H X, ZHANG S Y. Enhancement of asymmetric acoustic transmission [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(11): 113511.
- [6] LI B, WANG L, CASATI G. Thermal diode: rectification of heat flux [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(18): 184301.

- [7] WANG D W, ZHOU H T, GUO M J, et al. Optical diode made from a moving photonic crystal [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(9): 093901.
- [8] WANG Z, NIE X, ZHANG P. Unidirectional transmission of water waves through a one-dimensional combination immersed system [J]. *Physica Scripta*, 2014, 89(9): 095201.
- [9] 梁彬, 袁樱, 程建春. 声单向操控研究进展 [J]. *物理学报*, 2015, 64(9): 26-36.
- [10] KUSHWAHA M S, HALEVI P, DOBRZYNSKI L, et al. Acoustic band structure of periodic elastic composites [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71: 2022-2025.
- [11] POPA B I, CUMMER S A. Non-reciprocal and highly nonlinear active acoustic metamaterials [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3398.
- [12] LI Y, SHEN C, XIE Y, et al. Tunable asymmetric transmission via lossy acoustic metasurfaces [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(3): 035501.
- [13] XIE B, CHENG H, TANG K, et al. Multiband asymmetric transmission of airborne sound by coded metasurfaces [J]. *Physical Review Applied*, 2017, 7(2): 024010.
- [14] LIU T, ZHU X F, CHEN F, et al. Unidirectional wave vector manipulation in two-dimensional space with an all passive acoustic parity-time-symmetric metamaterials crystal [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(12): 124502.
- [15] HASSOUANI Y, BOUDOUTI E H, DJAFARI-ROUHANI B, et al. Sagittal acoustic waves in finite solid-fluid superlattices: band-gap structure, surface and confined modes, and omnidirectional reflection and selective transmission [J]. *Physical Review B*, 2008, 78(17): 174306.
- [16] 刘聪, 徐晓东, 刘晓峻. 全向入射条件下一维固流周期结构中低频声裂隙变化特性研究 [J]. *物理学报*, 2013, 62(20): 277-284.
- [17] MIZUNO S. Phononic bandgaps peculiar to solid-fluid superlattices [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2015, 55(1): 017302.
- [18] ZHANG S, ZHANG Y, GUO Y, et al. Realization of subwavelength asymmetric acoustic transmission based on low-frequency forbidden transmission [J]. *Physical Review Applied*, 2016, 5(3): 034006.
- [19] ZHANG S, ZHANG Y, GAO X W. Superwide-angle acoustic propagations above the critical angles of the Snell law in liquid-solid superlattice [J]. *Chinese Physics B*, 2014, 23(12): 124301.
- [20] ZHANG S, XU B Q, CAO W W. Controlling the angle range in acoustic low-frequency forbidden transmission in solid-fluid superlattice [J]. *Journal of Applied Physics*, 2018, 123(11): 115111.

〔责任编辑 李 博〕