

基于圆柱形非均匀迷宫结构的 动态可调定向声辐射*

刘昀鹏¹⁾ 李义丰¹⁾²⁾ 蓝君^{1)†}

1) (南京工业大学计算机科学与技术学院, 南京 211800)

2) (近代声学教育部重点实验室, 南京大学声学研究所, 南京 210093)

(2022年11月15日收到; 2022年12月27日收到修改稿)

构造了一种圆柱形四通道非均匀迷宫结构, 利用该结构设计的圆环型超构材料能够实现动态可调的定向声辐射. 所构造的圆柱形非均匀迷宫结构具有偶极子共振特性, 在偶极子共振频率附近, 声波能够从两个占比较大的扇形通道开口向外辐射, 此时的圆柱形非均匀迷宫结构可近似地看作一个偶极子源. 当圆柱形非均匀迷宫结构围绕圆心进行旋转时, 所形成的偶极子源的位置和向外辐射声波的方向也随之发生改变. 将点声源放置在由18个非均匀迷宫结构组成的圆环型超构材料的中心, 调节圆柱形非均匀迷宫结构的旋转角度, 使各微结构处于导通或截止状态, 从而控制点声源在各个方向上的传播特性, 实现具有动态可调特性的定向声辐射. 此外, 研究了圆柱形非均匀迷宫结构旋转角度对透射声波的影响, 探究了微结构的开关效应, 为构造简易的声定向辐射设备提供了新思路.

关键词: 非均匀迷宫结构, 偶极子共振, 旋转可调性, 定向声辐射**PACS:** 43.20.+g, 43.40.+s**DOI:** 10.7498/aps.72.20222186

1 引言

动态可调的定向声辐射是声学领域一个重要应用, 并随着科技的进步, 已经变得与人们的生活密不可分, 例如在水下声纳探测、定向声能武器、定向通讯、定向声波驱散等方面均具有重要价值. 然而, 声波作为机械波, 其散射和衍射特性给声波的定向辐射带来了极大挑战, 在低频声波中尤为困难. 目前所采用的利用多组换能器组成线阵列达到强指向性的方式, 其辐射器整体的尺寸和波长具有相同的数量级, 很难做到器件的微型化. 近些年, 学者们为了实现任意的声波调控, 不断地探索新的声人工结构, 声学超构材料^[1-3]的概念由此被提出. 声学超构材料大多都拥有亚波长或者深度亚波

长尺寸, 以其非凡的波阵面调控能力彻底改变了传统操纵声波的吸收^[4-6]、反射^[7]和透射^[8]方式. 声学超构材料构建的核心在于调控材料的声学参数, 即质量密度和体积模量^[9,10]. 超构材料的出现为低频声波的定向辐射提供了一条有效途径. 目前, 多种类型的超构材料已成功地实现了定向声辐射^[11,12], 比如声漏波天线、声子晶体、亥姆赫兹谐振器和Mie谐振器等^[13-16]. Esfahiani等^[13]利用声漏波天线完成了单麦克风测向; Qian等^[14]利用具有各向异性的超构材料增强了定向声辐射能力; Tang等^[15]通过局域共振声子晶体构建了一种可以使点声源通过结构后重新汇聚成点声源的模型, 利用这种模型可以控制点声源传播的辐射方向. 目前利用超构材料构建的声定向辐射器件已经在尺寸和静态工作特性上充分表现出优异的调控能力. 若要满足未

* 国家自然科学基金(批准号: 61571222)、江苏省自然科学基金(批准号: BK20210541)江苏省高校自然科学研究项目(批准号: 21KJB140003)和江苏省“六大人才高峰”高层次人才项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: junlan@njtech.edu.cn

来人们对定向声辐射应用的需求, 还需进一步拓展超构材料的动态调控功能. 在现有研究中, 主要有两种方式实现动态可调性. 一种将声学超构材料中加入有源材料^[17], 通过检测外部参数来调整超构材料自身的体积模量和质量密度, 从而达到动态调节声学参数的目的. 另外一种方式是通过调整超构材料的几何构成, 比如旋转、平移、镜像等^[18–20], 得到不同的声学参数和声学效应. Jiang 等^[21] 使用超构材料包围点声源的方式实现了定向声辐射, 同时通过调节超构材料的长度和材质使其具备可调性. 大多数超构材料的宏观声学性能受控于微结构的几何构型, 这意味着超构材料制备完成后其声学特性和功能均固定, 缺乏动态可调特性. 因此, 小尺寸且动态可调的声定向辐射设备亟需实现.

通过结构组合声源来调节声波并获得多样化的声波是声波调控的一个重要研究方向. 点声源作为生活中常见并容易获取的声源, 具有全方向辐射等幅值声波的物理特性, 可应用在多种场景中. 但在一些只需单侧或指定方向声束的情况下, 点声源并不能满足使用需求. 本文设计了一种圆柱形非均匀迷宫结构, 利用该微结构的偶极子特性和旋转各向异性^[22–25] 可以实现声波在不同方向上定向辐射的动态切换. 将偶极子共振的方向响应特性和结构的旋转各向异性相结合, 当结构处于偶极子共振模式时, 令非均匀迷宫结构以其圆心为中心旋转, 该微结构向外辐射声波的位置和方向会发生改变. 本文将这种微结构设计成一种声学开关, 通过简单的旋转来控制声波的透射与否. 另外, 将非均匀迷宫结构紧凑地排列在点声源外的圆环上, 动态改变多个微结构的旋转角度, 从而达到声定向辐射方向动态调控的目的.

2 结构及等效模型

本文构建了一种圆柱形非均匀迷宫结构, 利用其偶极子模态的方向响应特性和微结构的旋转各向异性的物理特性, 实现了动态可调的声定向辐射. 在现有的圆柱形均匀迷宫结构研究中, 主要使用的是均匀分布的圆柱形迷宫结构, 即 Mie 谐振单元^[26,27]. Mie 共振原理在电磁学理论中原本用以处理当电磁波被一个远小于其波长的均一的电介质小球散射时, 利用麦克斯韦方程组求 Mie 解的问题. 这种解由无数阶贝塞尔函数叠加而成, 每一

阶都可以对应一种 Mie 共振模式. 由于其所展示的优异特性, 学者们将其引入到声学领域中, 创造了新型的声学超构材料. Mie 共振单元的要求是得到一种折射系数远大于背景介质的超构材料单元, 因而使用一种空间折叠结构构造出一种近似超慢流体的结构单元来实现声学下的 Mie 共振. 当声波入射到微结构单元后, 微结构使声波沿着折叠锯齿形通道传播, 加长了声波传输路径, 使传输时间变长, 声波从外部传到内部的等效速度变慢, 这时的 Mie 结构可以视作一种等效折射系数远大于空气的超慢流速材料. 声学 Mie 共振单元在不同频率声波的激发作用下, 会表现出不同的共振模式, 如单极子、偶极子、多极子模式等. 其中当 Mie 谐振单元在单极子共振模式时, 声能将集中在结构内部, 并向各个方向扩散. 当 Mie 谐振单元在偶极子共振模式时, 声能将表现出显著的方向响应特性. 对于常用的具有均匀几何构造的 Mie 谐振单元, 当其以圆心为中心旋转时, 其声学特性并不会随之改变. 因而本文引入非均匀几何构造的机制, 使其以圆心为中心旋转时, 对声波的控制效果发生改变, 具备旋转各向异性特性, 从而适用于更多的应用场景.

本文所提出的圆柱形非均匀四通道迷宫结构, 可同时激发单极子和偶极子共振模式. 在后续动态可调的声定向辐射研究中, 本文将使用圆柱形非均匀迷宫结构的偶极子共振所具备的特性来增强声辐射的指向性. 本文设计的圆柱形非均匀迷宫结构在 xy 平面上的横截面如图 1(a) 所示, 其外形为圆形, 由四个占比不同的扇形迷宫通道组合而成, 其中两部分占总圆的 $1/3$, 另外两部分占总圆的 $2/3$, 通道卷曲数 $N = 4$. 微结构的具体结构参数如表 1 所列. 背景介质 (白色) 为空气, 空气的质量密度和空气中的声速分别为 $\rho_0 = 1.21 \text{ kg/m}^3$ 和 $c_0 = 343 \text{ m/s}$.

表 1 圆柱形非均匀迷宫结构的结构参数
Table 1. Structural parameters of cylindrical non-uniform labyrinth structure.

参数类型	数值/cm
通道口宽度 w	0.42
壁厚 d	0.25
通道宽度 t	0.306
外圆半径 R	3
内圆半径 r	0.526

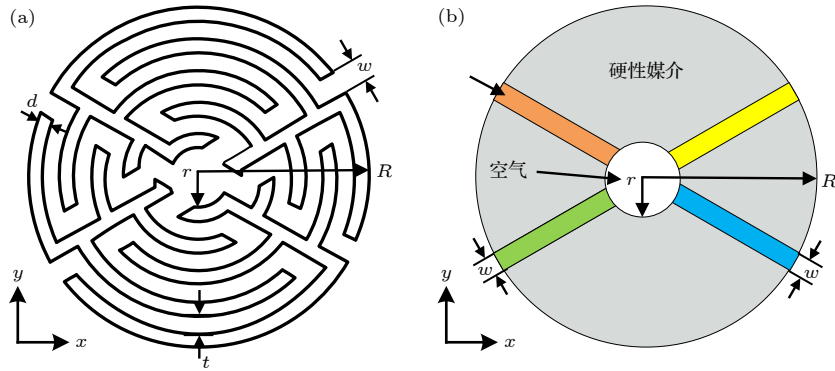


图 1 (a) 圆柱形非均匀迷宫结构的截面图; (b) 微结构的等效模型

Fig. 1. (a) Cross section of the cylindrical non-uniform labyrinth structure; (b) equivalent model of microstructure.

与利用扬声器阵列实现声定向辐射的传统方法相比, 圆柱形非均匀四通道迷宫结构在尺寸和可重构方面具有独特的优势^[28–32]. 根据 Mie 谐振单元的物理机制, 偶极子谐振模式下声波将表现出较强的方向响应特性. 为了说明这一点, 本文分别展示了单个圆柱形非均匀迷宫结构在单极子和偶极子模式下的共振特性, 如图 2(a) 和图 2(b) 所示. COMSOL Multiphysics 的特征频率研究用于分析所设计的非均匀迷宫结构在不同共振模式下的声

场分布情况, 将周期性边界条件施加在方格的上下和左右边界上. 数值仿真计算得到非均匀迷宫结构的单极子和偶极子共振频率分别为 806 和 1202 Hz. 在这两种共振模式下, 当 Mie 共振单元工作在单极子模式时, 声波从结构中心向各个方向辐射. 当 Mie 共振单元工作在偶极子模式时, 声场呈现出双向传播模式, 声波主要沿着上下两个占比较大的扇形通道传播.

本文设计的圆柱形非均匀迷宫结构为亚波长尺度的微结构, 因而可以采用等效介质法对其声辐射特性进行研究. 为了对比, 通过等效介质法来验证上述计算得到的非均匀迷宫结构的单极子和偶极子共振模式的正确性. 由于非均匀迷宫结构内部的曲折通道增加了声波传输路径, 所以达到了高折射率效果. 本文把圆柱形非均匀迷宫结构简化成如图 1(b) 所示的等效结构, 由穿孔刚性圆柱体连接四个矩形通道组成, 矩形通道内填充具有高折射率的超慢声速介质. 四个通道的宽度和方向与非均匀迷宫结构内所对应的扇形通道的开口方向一致, 分别分布在 30°, 150°, 210°和 330°方向上. 四个通道内的等效折射率为

$$n_r = \frac{L_p + r}{R}, \quad (1)$$

其中 L_p 为每个扇形之字形通道内声波传播的路径长度, 可通过下面公式计算

$$L_p = \sum_{n_i=1}^N 2\pi A [r + n_i (d + t) - t] - Nt. \quad (2)$$

声波传播路径长度 L_p 与扇形占比 A 和其内部通道的折叠次数 N 相关. 非均匀迷宫结构的四个扇形部分内的之字形通道的路径长度不同, 意味着在这四个矩形通道中, 30°和 210°角度上的矩形通

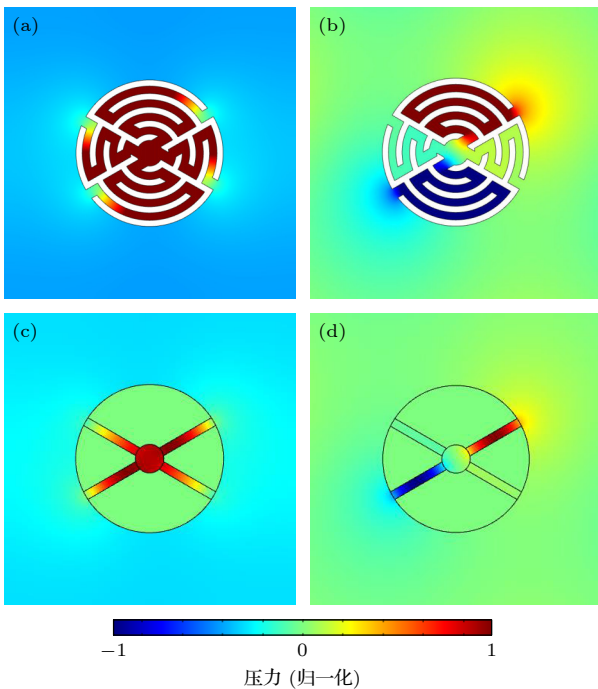


图 2 圆柱形非均匀迷宫结构的 (a) 单极子模式声压场图和 (b) 偶极子模式声压场图; 等效模型的 (c) 单极子模式声压场图和 (d) 偶极子模式声压场图

Fig. 2. (a) Monopole mode and (b) dipole mode sound pressure field diagrams of cylindrical non-uniform labyrinth structure; (c) monopole mode and (d) dipole mode sound pressure field diagrams of equivalent model.

道的等效折射率相同, 150°和 330°角度上的矩形通道的等效折射率相同. 如图 1(b) 所示, 相比于空气的折射率, 四个矩形通道中的等效折射率分别为 4.671 (橙色和蓝色通道) 和 2.423 (绿色和黄色通道). 与原微结构的研究方法一样, 利用 COMSOL Multiphysics 的特征频率研究等效模型在不同共振模式下的声压场分布情况时, 同样将周期性边界条件施加在方格的上下和左右边界上, 模拟仿真得到的单极子和偶极子特征频率分别为 907 和 1172 Hz. 声波在曲折通道中传播会产生一定的反射和损耗, 具体的传播效率、等效折射率和特征频率与等效介质的结果有些许误差, 但等效介质法可以很好地展现出声波在微结构的传播模式. 圆柱形非均匀迷宫结构和其等效结构在单极子和偶极子共振情况下的声压场分布分别如图 2(a)—(d) 所示. 在单极子模式情况下, 声波沿着四个通道传播. 然而, 偶极子模式下声波沿着 30°和 210°角度上的通道传播. 本文对比圆柱形非均匀迷宫结构与其等效结构的模态分析结果, 验证了分析方法的正确性.

3 结果与讨论

3.1 基于非均匀迷宫结构的旋转各向异性

在研究得到圆柱形非均匀迷宫结构的单极子和偶极子共振频率并验证其正确性之后, 本文将进一步研究该微结构偶极子模态时的散射声场. 如图 3(a) 所示, 微结构单元放置在正方形方格中心, 正方形方格的尺寸为 60 cm×60 cm, 对正方形方

格的下侧边界施加平面波 P_{in} , 其声压幅值为 1 Pa, 在非均匀迷宫结构的四个扇形开口处分别放置检测点 A, B, C 和 D, 具体位置见图 3 中插图. 检测点 A, B, C 和 D 的声压随入射声波的频率发生改变. 如图 3(b) 所示, 检测点 A 和 B 处的声压幅值在 1200 Hz 附近达到最大值, 且二者相位相反; 检测点 C 和 D 处的声压幅值在检测的频率范围内均非常小. 这也证明了在偶极子频率附近, 声波集中在非均匀迷宫结构内两个占比大的扇形内, 另外两个扇形出口处几乎没有声波. 此外, 从图 3(b) 可以观察到, 点 B 处的声压幅值大约为 3.3 Pa, 点 A 处的声压幅值大约为 3.8 Pa, 且只有在偶极子共振频率周围 (1190—1210 Hz) 透射效果较好, 在其他频率周围衰减极快. 后续研究发现, 在 1204 Hz 时, 微结构的透射效果较好, 所以将采用 1204 Hz 作为非均匀迷宫结构的工作频率.

圆柱形非均匀迷宫结构在偶极子模态时其声波辐射具有较强指向性, 几何结构上又具备非对称性, 当微结构以圆心为中心旋转时, 其声波定向辐射的方向也会发生改变. 为了验证设计的圆柱形非均匀迷宫结构的旋转各向异性, 接下来将研究非均匀迷宫结构旋转不同角度时的散射声场分布情况. 图 4(a) 和图 4(b) 为在平面波作用下, 微结构逆时针旋转 0°, 60°, 70°和 140°后的散射声场分布, 其中右下角的插图微结构散射声场的局部放大图, 用以显示结构的旋转角度和散射声场. 从图 4(a) 的插图可以发现, 当频率为 1204 Hz 的平面波从正方形底部激发时, 声波沿着非均匀迷宫结构上下两

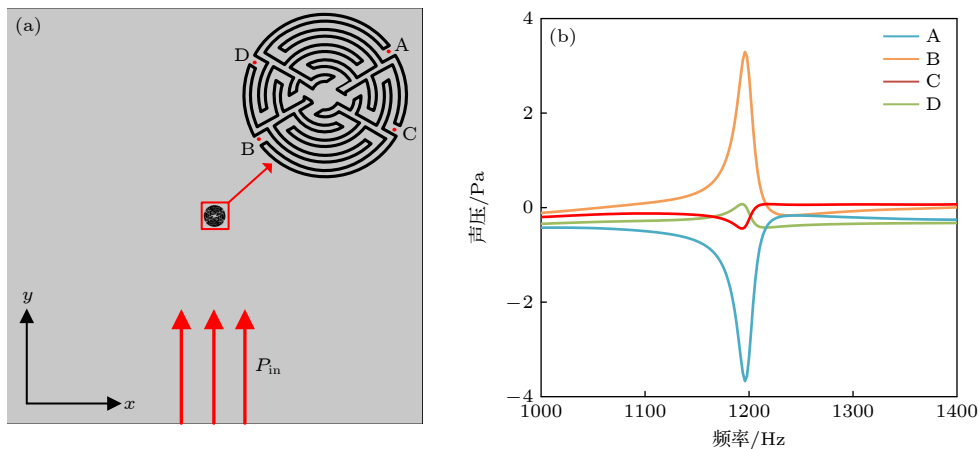


图 3 (a) 平面波作用下的非均匀迷宫结构示意图; (b) 检测点 A, B, C 和 D 处的声压随频率的变化图

Fig. 3. (a) Schematic diagram of non-uniform labyrinth structure under the plane wave; (b) variation diagram of sound pressure as a function of frequency at test points A, B, C and D.

个占比较大的扇形通道传播, 并通过开口向外空间辐射相位相反的声波, 由于开口宽度远远小于波长, 因而两个开口向外辐射的声场与点声源类似. 此外, 分别对非均匀迷宫结构以圆心为中心逆时针旋转 60° , 70° 和 140° 的情况进行对比分析. 从中发现, 当微结构旋转时, 相应的非均匀迷宫结构向外空间辐射声波的位置也随着结构的旋转而发生改变, 即点声源位置随微结构旋转而改变. 其中图 4(b) 中的结构旋转角度为 60° , 此时, 两个占比较大的扇形通道开口分别朝正上方和正下方, 微结构通过这两个开口往 y 轴正方向和负方向辐射相位相反的声波. 图 4(c) 中非均匀迷宫结构的旋转角度为 70° , 向外辐射的两个相位相反的类点声源也在图 4(b) 的基础上随着结构逆时针旋转了 10° . 如图 4(d) 所示, 当微结构旋转 140° 时, 由于开口朝向且结构本身不再向外空间辐射声波, 入射声波几乎都被微结构反射, 其散射声场分布与实心圆柱 (图 4(e)) 的情况几乎一样, 此时的微结构在声场中相当于一个实心刚性圆柱. 此外, 为了定量分析非均匀迷宫结构的旋转各向异性, 本文还数值仿真计算了声辐射图, 选择的旋转角度范围为 0° — 180° , 以 30° 为间隔选取, 考虑了距离结构圆心 10 cm 处的声强分布, 结果如图 4(f) 所示. 其中, 当微结构旋转 60°

时, 透射率为 0.65 左右; 而当微结构旋转 140° 时, 透射声波几乎为零. 可以看出, 旋转角度在 0° — 180° 这一范围内, 非均匀迷宫结构向外辐射声波的角度随着结构发生旋转, 因此, 构造的圆柱形非均匀迷宫结构具有旋转各向异性的特性, 该特性可以实现动态可调的声学定位.

3.2 基于非均匀迷宫结构的圆环型超构材料

本文设计的圆柱形非均匀迷宫结构在偶极子共振频率下具有旋转各向异性的特性, 并且当微结构逆时针旋转 60° 时, 声波往 y 轴正方向和负方向辐射; 当逆时针旋转 140° 时, 入射声波几乎都被反射. 本文将设计的非均匀迷宫结构视作一种声波开关超构材料, 当微结构逆时针旋转 60° 时, 该结构处于导通状态, 此时声波开关处于打开状态, 声波能够透过该微结构且向外空间辐射声波. 当微结构逆时针旋转 140° 时, 该结构处于截止状态, 此时声波开关处于关闭状态, 声波将无法透过微结构. 本文将圆柱形非均匀迷宫结构与点声源相结合, 通过旋转非均匀迷宫结构来控制各个方向的声波能否透过微结构, 从而实现动态可调的定向声辐射. 由于受非均匀迷宫结构的形状和尺寸的影响, 为了使

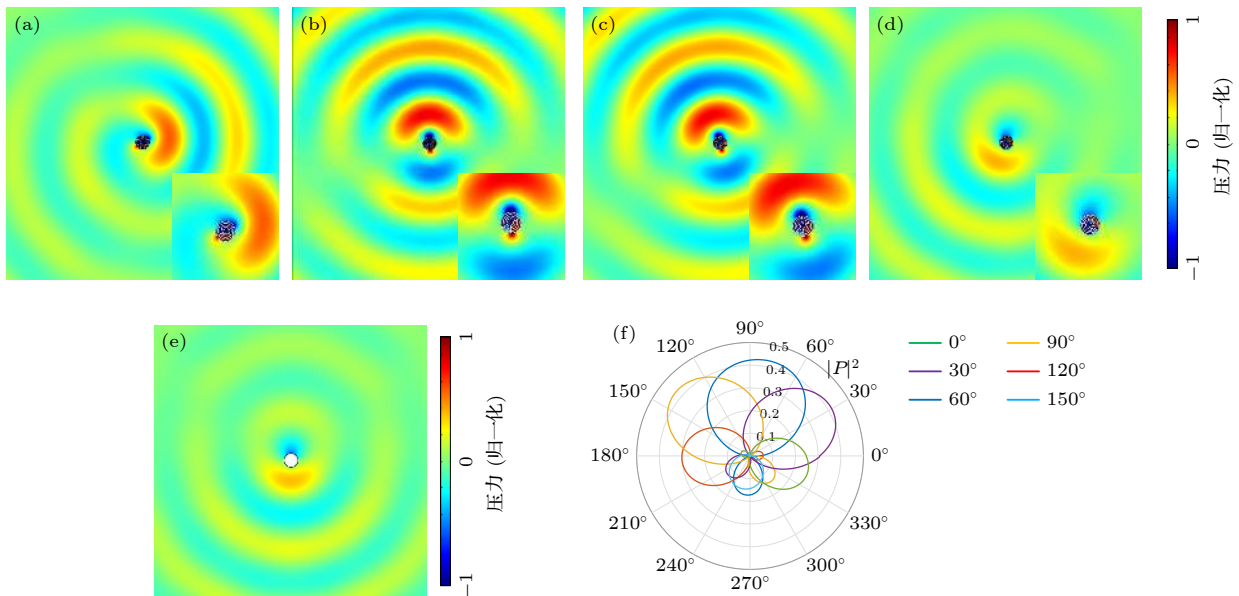


图 4 平面波作用下的非均匀迷宫结构的散射声场图 (a) 原始微结构; (b) 结构旋转 60° ; (c) 结构旋转 70° ; (d) 结构旋转 140° , 图 4(a)–(d) 中的右下角插图为结构特写; (e) 实心刚性圆; (f) 微结构逆时针旋转不同角度情况下的声辐射图

Fig. 4. Scattering sound field diagram of non-uniform labyrinth structure under the plane wave: (a) Original microstructure; (b) the structure rotates by 60° ; (c) the structure rotates by 70° ; (d) the structure rotates by 140° , and the insets at the lower right corner of Figure 4(a)–(d) are the clear views of structure; (e) solid rigid circle; (f) acoustic radiation patterns of microstructures under different counterclockwise rotation angles.

声波无法从两微结构之间的空隙向外空间传播从而
 影响定向声辐射效应, 将圆柱形非均匀迷宫结构围
 绕点声源紧密排列在其外侧的一个圆环上, 构成
 由 18 个非均匀迷宫结构组成的圆环型超构材料,
 如图 5(a) 所示. 其中, 微结构两两相切, 单个微结
 构的两个外圆切点和点声源的连线所形成的夹角
 角度即为单个微结构占据总圆环的角度. 微结构中心
 到点声源的距离为 D , 这个距离也是形成夹角的
 角平分线. 作出与其中一条边垂直的半径, 于是半
 径、距离 D 和切线形成一个直角三角形, 具体的
 示意图如图 5(b) 所示. 设每个微结构占整个外圆
 环的角度为 2α , 本文设置占比角度 α 为 10° , 即每
 个微结构占外圆环角度为 20° , 求解得到微结构中心
 距点声源的距离 D 为

$$D = \frac{R}{2 \sin \alpha}, \quad (3)$$

其中, R 为微结构的半径, D 为微结构到点声源的
 距离, 圆环的直径为 $0.7\lambda_0$. 单个微结构处于打开状
 态时的散射声场如图 5(c) 所示. 以 x 轴正方向为
 0° , 将 90° 方向的微结构以其圆心为中心逆时针旋
 转 60° , 使其处于打开状态. 对于其他方向的微结
 构, 以各自的圆心为中心旋转 140° , 使他们处于关
 闭状态. 此时, 点声源只能从 90° 方向上的非均匀
 迷宫结构向外空间辐射, 其他方向的声波均被反
 射, 集中在点声源和微结构之间, 90° 方向的微结构
 开口处的透射声波近似于点声源, 均匀地向外界空
 间各方向辐射声波. 因此, 只打开单个微结构, 关
 闭其他方向的微结构, 能够控制声波只从单个微结
 构透射, 但此时辐射出的声波向各个方向传播, 指
 向性较差. 为了提高声定向辐射的指向性, 增加了
 处于打开状态的非均匀迷宫结构的个数. 根据本文
 圆环的尺寸, 对于特定方向的指向性声辐射, 选取
 两个微结构处于打开状态且二者之间间隔一个微
 结构, 其余微结构处于关闭状态. 此时, 辐射声场
 由这两个处于打开状态的非均匀迷宫结构向外辐
 射的点声源叠加而成. 相较于打开单个微结构的声
 定向辐射效果, 指向性将会明显提升. 如图 5(d) 所
 示, 将 90° 方向微结构的左右两侧相邻的单元设置
 为打开状态, 其余设置为关闭状态. 此时圆环向
 y 轴正方向辐射的声波由这两个微结构辐射的点
 声源叠加而成. 对于其他方向的定向声辐射, 可以
 通过动态调整圆环上这 18 个非均匀迷宫结构的状
 态 (打开和关闭) 实现.

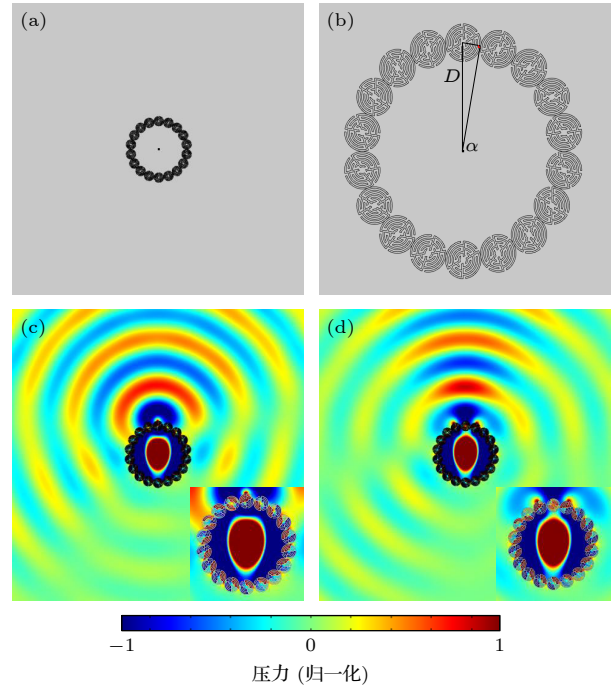


图 5 (a) 由 18 个非均匀迷宫结构构成的圆环型超构材料;
 (b) 圆环型超构材料中求取微结构中心到点声源的距离
 D 的具体示意图; (c) 单个微结构处于打开状态时的声压场
 分布图; (d) 两个指定的微结构同时处于打开状态时的声
 压场分布图

Fig. 5. (a) Toroidal metamaterial constructed with 18 non-
 uniform labyrinth structures; (b) the specific schematic dia-
 gram of the distance D from the center of the microstruc-
 ture to the point sound source in the ring type metamateri-
 al; (c) sound pressure field distribution diagram when a
 single microstructure is in the open state; (d) sound pres-
 sure field distribution diagram when two designated micro-
 structures are in the open state at the same time.

微结构到点声源的距离 D 越大, 组成圆环的
 微结构数量就越多, 此时辐射声束的指向性就越
 强. 在理想状态下, 可以通过调节单元和点声源之
 间的距离及数量, 从而得到效果较好的指向性声
 束. 本文选取 6 个微结构单元组成的圆环型超构材
 料进行对比, 在实现定向声辐射方面, 使用 6 个微
 结构单元组成的圆环型超构材料所产生的定向声
 波的指向性明显更弱. 同时, 因为单个微结构占圆
 环型超构材料的角度更大, 在微结构形成点声源
 时, 容易产生其他方向的声波. 具体声压场分布如
 图 6(a) 所示. 对于由 18 个非均匀迷宫结构组成的
 圆环型超构材料, 当各个方向的微结构相对于点声
 源都逆时针旋转 60° 时的声压场分布如图 6(b) 所
 示. 此时, 整个结构会重新展现出点声源模式,
 18 个非均匀迷宫结构均处于导通状态, 向各个方
 向辐射等幅值声波. 各个方向的微结构相对于点声

源都逆时针旋转 140° 时的声压场分布如图 6(c) 所示. 此时 18 个非均匀迷宫结构均处于关闭状态, 声波在各个方向上几乎均被反射, 基本无法透射. 这证明点声源与本文设计的非均匀迷宫结构相结合后, 仍可以通过旋转角度的方式来恢复点声源的辐射特性, 即可在指向性声束、点声源和屏蔽声源这三个状态之间实时动态切换, 这一特性大大提高了声学原型器件在实际使用中的便利性. 本文设计的圆柱形非均匀迷宫结构和点声源相结合, 根据偶极子特性和旋转各向异性, 通过旋转非均匀迷宫结构实现了声波的开关效应.

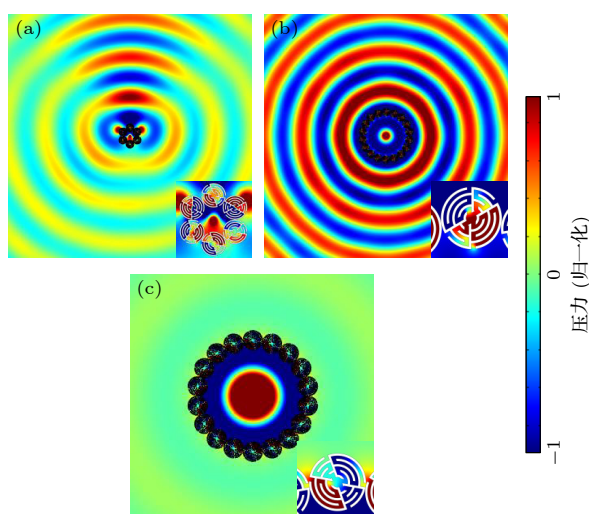


图 6 (a) 由 6 个微结构构成的圆环型超构材料实现的声定向辐射; (b) 圆环型超构材料的 18 个微结构全部处于打开状态时的声压场分布图; (c) 圆环型超构材料的 18 个微结构全部处于关闭状态时的声压场分布图

Fig. 6. (a) Acoustic directional radiation realized by toroidal metamaterials composed of 6 microstructures; (b) sound pressure field distribution diagram when all the 18 microstructures of the toroidal metamaterial are in the open state; (c) sound pressure field distribution diagram when all the 18 microstructures of the toroidal metamaterial are in the closed state.

4 结 论

本文设计了一种具有亚波长尺寸的圆柱形非均匀迷宫结构, 运用其偶极子的方向响应特性和旋转各向异性, 构造了一种便捷可调的声学开关器件. 在此基础上, 构造了一种圆环型超构材料, 将非均匀迷宫结构的开关特性与点声源进行结合, 实现了动态可调的定向声辐射. 本文为改造现有的简单声源和实现特殊的声波调控提供了一种新思路,

同时对动态可调的新型定向声辐射原型器件的构造具有重要意义.

参考文献

- [1] Zhao X, Liu G, Zhang C, Xia D, Lu Z 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 074101
- [2] Liang Z, Willatzen M, Li J, et al. 2012 *Sci. Rep.* **2** 859
- [3] Tian Y, Ge H, Lu M H, Chen Y F 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 194301 (in Chinese) [田源, 葛浩, 卢明辉, 陈延峰 2019 *物理学报* **68** 194301]
- [4] Gu Z M, Liang B, Li Y, Zou X Y, Yin L L, Cheng J C 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 074502
- [5] Long H Y, Gao S X, Cheng Y, Liu X J 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 033507
- [6] Xu Q R, Zhu Y, Lin K, Shen C, Lu T J 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 214301 (in Chinese) [胥强荣, 朱洋, 林康, 沈承, 卢天健 2022 *物理学报* **71** 214301]
- [7] Polychronopoulos S, Memoli G 2020 *Sci. Rep.* **10** 4254
- [8] Walker E L, Jin Y Q, Reyes D, Neogi A 2020 *Nat. Commun.* **11** 5967
- [9] Yang Z, Mei J, Yang M, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 204301
- [10] Ma G, Sheng P 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501595
- [11] Tan Y, Liang B, Cheng J C 2022 *Chin. Phys. B* **31** 034303
- [12] Song K, Kim J, Hur S, et al. 2016 *Sci. Rep.* **6** 32300
- [13] Esfahlani H, Karkar S, Lissek H, Mosig J R 2016 *J. Acoust. Soc. Am.* **139** 3259
- [14] Qian J, Sun H, Yuan S, Liu X 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 013506
- [15] Tang S, Han J N, Wen T D 2018 *AIP Adv.* **8** 085312
- [16] Zhang Z W, Tian Y, Wang Y H, Gao S X, Cheng Y, Liu X J, Christensen J 2018 *Adv. Mater.* **30** 1803229
- [17] Craig S R, Wang B H, Su X S, Banerjee D, Welch P J, Yip M C, Hu Y H, Shi C Z 2022 *J. Acoust. Soc. Am.* **151** 1722
- [18] Bai L, Song G Y, Jiang W X, Cheng Q, Cui T J 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 231902
- [19] Dai H Q, Xia B Z, Yu D J 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 065103
- [20] Chen Z Y, Wang X Y, Lim C W 2022 *J. Appl. Phys.* **131** 185112
- [21] Jiang X, Zhang L K, Liang B, Zou X Y, Cheng J 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 093506
- [22] Chen X, Cai L, Wen J H 2018 *Chin. Phys. B* **27** 057803
- [23] Ju F F, Cheng Y, Liu X J 2018 *Sci. Rep.* **8** 11113
- [24] Li W P, Liu F M, Mei L R, Ke M Z, Liu Z Y 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 061904
- [25] Cai C X, Chen S G, Wang X M, Liang J Y, Wang Z H 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 134302 (in Chinese) [蔡成欣, 陈韶庚, 王学梅, 梁俊燕, 王兆宏 2020 *物理学报* **69** 134302]
- [26] Zhang Z W, Cheng Y, Liu X J, Christensen J 2019 *Phys. Rev. B* **99** 224104
- [27] Lu G X, Ding E L, Wang Y Y, Peng X Y, Cui J, Liu X Z, Liu X J 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 123507
- [28] Li Y, Liang B, Zou X Y, Cheng J C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 063509
- [29] Zhang J, Cheng Y, Liu X J 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 233502
- [30] Liu C, Long H Y, Zhou C, Cheng Y, Liu X J 2020 *Sci. Rep.* **10** 1519
- [31] Zhou C, Yuan B, Cheng Y, Liu X J 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 063501
- [32] Zhang J, Rui W, Ma C R, et al. 2021 *Nat. Commun.* **12** 3670

Dynamically adjustable directional acoustic radiation based on non-uniform cylindrical labyrinth structure^{*}

Liu Yun-Peng¹⁾ Li Yi-Feng¹⁾²⁾ Lan Jun^{1)†}

1) (*College of Computer Science and Technology, Nanjing Tech University, Nanjing 211800, China*)

2) (*Key Laboratory of Modern Acoustics, Ministry of Education, Institute of Acoustics, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

(Received 15 November 2022; revised manuscript received 27 December 2022)

Abstract

In this work, a cylindrical four-channel non-uniform labyrinth structure is constructed. The ring shaped metamaterial designed by using the rotational anisotropy of the structure can control sound wave and achieve dynamically adjustable directional sound radiation. The cylindrical non-uniform labyrinth structure comprised of four channels has dipole resonance characteristic. At the dipole resonance frequency, sound waves can radiate from the openings of two sector channels that occupy a large proportion. At this time, the cylindrical non-uniform labyrinth structure can be approximately regarded as a dipole sound source. For the cylindrical uniform labyrinth structure, the sound transmission property will not change as it rotates around its center. However, when the cylindrical non-uniform labyrinth structure rotates around its own center, the position of the dipole sound source and the direction of the radiated sound wave also change. Placing a point sound source in the center of the circular metamaterial composed of 18 non-uniform labyrinth structures, and adjusting the rotation angle of the circular non-uniform labyrinth structure so that each structure lies in the conductive or cut-off state, the propagation of the point sound source in all directions can be controlled. The propagation characteristics of these structures are utilized to achieve dynamically adjustable directional sound radiation. In addition, the influence of the rotation angle of the cylindrical non-uniform labyrinth structure on the transmitted sound wave is studied, and the switching effect of the non-uniform cylindrical labyrinth structure in the constructed sound source system is explored, which provides a new idea for constructing simple directional radiation acoustic equipment.

Keywords: non-uniform labyrinth structure, dipole resonance, rotational adjustability, directional acoustic radiation

PACS: 43.20.+g, 43.40.+s

DOI: [10.7498/aps.72.20222186](https://doi.org/10.7498/aps.72.20222186)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61571222), the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20210541), the Natural Science Foundation of the Jiangsu Higher Education Institutions of China (Grant No. 21KJB140003), and the Six Talent Peaks Project of Jiangsu Province, China.

[†] Corresponding author. E-mail: junlan@njtech.edu.cn



基于圆柱形非均匀迷宫结构的动态可调定向声辐射

刘昀鹏 李义丰 蓝君

Dynamically adjustable directional acoustic radiation based on non-uniform cylindrical labyrinth structure

Liu Yun-Peng Li Yi-Feng Lan Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 064301 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222186

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222186>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

空间非均匀摩擦棘轮的输运性能

Transport performance of spatial non-uniform friction ratchets

物理学报. 2021, 70(23): 230201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210802>

基于稀疏低秩特性的水下非均匀光场偏振成像技术研究

Clear underwater vision in non-uniform scattering field by low-rank-and-sparse-decomposition-based polarization imaging

物理学报. 2021, 70(16): 164201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210314>

基于改进模拟退火算法的非均匀燃烧场分布重建

Distribution reconstruction of non-uniform combustion field based on improved simulated annealing algorithm

物理学报. 2021, 70(13): 134205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202124>

非一致通信时滞动力学网络上的接连滞后同步

Successive lag synchronization on dynamical networks with non-uniform communication delays

物理学报. 2018, 67(1): 018901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171630>

Gauss声束对离轴圆柱的声辐射力矩

Acoustic radiation torque on an off-axis elliptical cylinder in Gauss beams

物理学报. 2021, 70(8): 084301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201635>

非均匀水流中涌浪运动对水下量子通信性能的影响

Influence of surge movement in non-uniform water flow on performance of underwater quantum communication

物理学报. 2018, 67(14): 140305 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180078>