

基于低额外相位延迟声学超材料与莫尔效应的可调声场器件设计与验证*

孟祥彦¹⁾ 张邵基¹⁾ 彭玉桂²⁾ 武朋²⁾ 罗加杰¹⁾ 张满弓³⁾
于兴博³⁾ 李巧娇³⁾ 宋波^{1)†}

1) (华中科技大学材料科学与工程学院, 武汉 430074)

2) (华中科技大学物理学院, 武汉 430074)

3) (武汉第二船舶设计研究所第八研究室, 武汉 430205)

(2025年12月10日收到; 2026年1月12日收到修改稿)

传统声学超材料在设计完成之后结构与性能往往固定, 这对声学超材料的应用产生了限制. 尽管基于莫尔效应的声学超材料已经为声波动态调控提供了新思路, 但串联单元间的耦合效应会引入显著的额外相位延迟, 干扰波前相位的精准调控. 本文设计了一种可串联使用的低耦合声学超材料单元. 该单元通过插板长度的指数式渐变实现声阻抗的平滑过渡, 相较于传统空间折叠结构, 该设计还能大幅降低串联时产生的额外相位延迟, 从而解决双层可调超材料设计中的耦合问题. 此外该结构还具有大于0.8的声压透射系数及 0° — 360° 的全相位调控. 基于上述优势, 本文结合莫尔效应设计了折射角可调的异常折射声学超材料, 折射角实现从 0° — 51° 的调节, 理论折射角与仿真折射角最大误差仅为4%. 此外还设计了焦点坐标可调的声聚焦声学超材料, 实现焦点横坐标0 mm到116 mm的偏移. 这项工作拓展了可重构声学超材料的应用范围, 为多功能声波调控提供了新思路.

关键词: 声学超材料, 额外相位延迟, 异常声折射, 声聚焦

DOI: 10.7498/aps.75.20251697

CSTR: 32037.14.aps.75.20251697

1 引言

声波波形调控技术作为近代物理学领域的重要分支, 其在医学成像^[1,2]、声学通信^[3-5]、噪声控制^[6-9]等关键领域具有重要应用价值. 在该技术的发展历程中, 传统波前调控方案高度依赖相控阵换能器, 导致其结构复杂且成本高昂. 近年来, 声学超材料的兴起为声波调控技术突破提供了全新思路, 展现出传统材料无法比拟的独特优势. 与天然材料不同, 声学超材料仅通过调整内部结构参数, 即可改变超材料单元的声学特性, 进而实现对声波传播

的高效调控. 目前, 已发展出多种具有代表性的声学超材料结构, 包括空间折叠型^[10-17]、亥姆霍兹谐振器型^[18-26]、薄膜型^[27-31]等. 此类超材料的核心优势在于可实现范围不小于 2π 的连续相位调控以及高透射系数, 并已成功应用于声隐身^[32,33]、异常声折射^[11,12,15,20,34]、高精度声聚焦^[11,35,36]、声涡旋^[37-39]、非对称声传播^[40,41]等领域, 为声波调控技术的应用开辟了广阔的空间.

然而, 声学超材料在制造完成之后由于结构固定而不可调节, 仅具有设计时预制的单一功能, 这极大限制了声学超材料的应用. 为了解决这一问题, 研究人员提出了多种可行方案, 如单元可重构

* 国家重点研发计划 (批准号: 2023YFB4604800) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: bosong@hust.edu.cn

的声学超表面^[42,43]、编码超材料^[44,45]等. 这些结构可通过在已成形的声学超材料中逐一调整单元结构以改变整体的相位分布, 但单元数量较多时将会耗时耗力. 莫尔效应是一种源于两个周期结构叠加的干涉现象, 近年来, 莫尔效应在“魔角”石墨烯中引领的里程碑式突破, 显著启发了其在光子晶体、声子晶体等人工微结构中的拓展研究^[46]. 基于莫尔效应的超表面被引入作为动态波前调控的有效手段, 其由一对级联的作为莫尔衍射元件的相位调制超表面组成, 当旋转到特定角度时, 会产生一种具有准周期性特征的新型莫尔图案, 通过持续旋转超表面可实现对声波的动态控制^[47]. Yuan等^[48]根据莫尔效应设计了焦点可调的超透镜, 通过两个串联的超透镜发生相对旋转以产生不同的总相位, 进而改变透镜的焦距. Li等^[49]利用类似方法, 通过串联两个声学超表面并调整其相对旋转角度的方式实现声涡旋的模数可调, 这种通过整体旋转的方法可以快速改变超材料透镜的声学性能. 然而其在设计的过程中并未考虑结构间的耦合, 串联后部分单元的理论相位与实际相位差距较大, 导致声涡旋形状出现偏差.

本文设计了一种可串联使用的指数梯度声学超材料 (exponentially graded acoustic metamaterial, EGAM), 采用结构尺寸缓慢过渡的方式减小结构间的耦合, 降低额外相位延迟, 并使用数值模拟的方式对该性能进行验证. 此外, 本文还利用这一特点并结合莫尔效应的原理, 通过使两块声学超材料串联后产生错位的方式, 实现声波异常折射的折射角可调以及声聚焦的焦点可调, 两种声场调控功能均表现出优异的效果.

2 单元结构设计

2.1 可串联使用的声学超材料

图1(a)所示为传统空间卷曲声学超材料 (space-coiling acoustic metamaterial, SCAM), 其单元内部具有相同的插板长度, 通过延长声波传播路径实现对声波的调控, 在声波调控领域被广泛应用, 但经常出现与空气之间存在较大阻抗失配的问题. 本文基于 SCAM 设计了一种串联使用的指数梯度声学超材料, 如图1(b)所示. 该结构具有中间变化慢, 两端变化快的特点, 有利于声波从单元1向单元2传播, 其中公共插板长度 $d_0 = 22$ mm,

EGAM1 单元与 EGAM2 单元的各插板长度 $d_{1,n}$ 和 $d_{2,n}$ 分别由参数 c_1, c_2 (单位为 mm) 控制, $d_{1,n}$ 和 $d_{2,n}$ 满足指数函数:

$$d_{m,n} = W - (W - d_0) \left(\frac{W}{W - d_0} \right)^{(|y|/c_m)}, \quad m=1, 2, \quad (1)$$

式中, $d_{m,n} < 0$ 时取 0, 下标 n 为相应单元中的插齿编号, y 为纵坐标, c_m 为 (1) 式中指数函数幂的系数, 图1(b)中蓝色虚线为 $c_2 = 84$ mm 时的指数函数轮廓, 其通过改变指数函数的增长趋势以控制 EGAM2 单元的各个插板长度, $z = 8.5$ mm 为两个插板之间的距离, $W = 28$ mm 为通道宽度, $H = 160$ mm 为 EGAM1 单元与 EGAM2 单元的高度之和, 为保证结构在制造过程中不发生变形, 插板厚度及结构壁厚 t 设置为 1 mm.

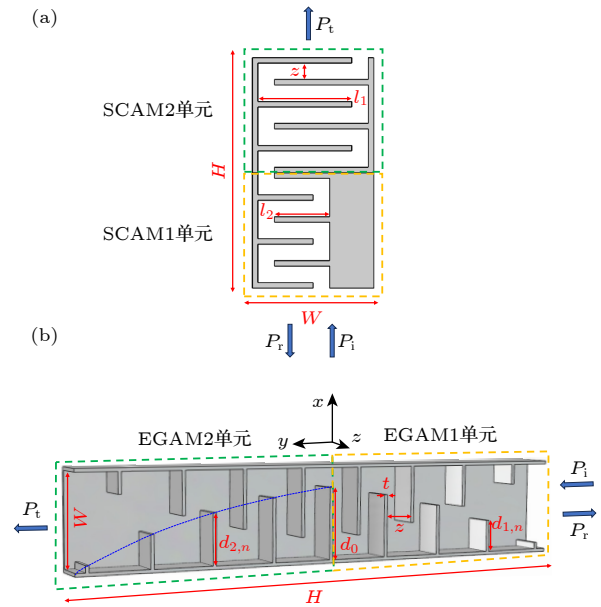


图1 (a) 传统空间卷曲声学超材料单元及串联示意图, 黄框中为 SCAM1 单元, 绿框中为 SCAM2 单元; (b) 指数梯度声学超材料单元及串联示意图, 黄框中为 EGAM1 单元, 绿框中为 EGAM2 单元

Fig. 1. (a) Schematic diagrams of traditional space-coiling acoustic metamaterial units and their series connection, the yellow frame shows the SCAM1 unit, and the green frame shows the SCAM2 unit; (b) schematic diagrams of exponentially graded acoustic metamaterial units and their series connection, the yellow frame shows the EGAM1 unit, and the green frame shows the EGAM2 unit.

通过 COMSOL Multiphysics 数值仿真, 可得到 EGAM1 单元、EGAM2 单元的相位调控能力以及两单元串联使用时的透射系数随参数 c_1, c_2 的变化. 由于相位 0 点不会影响超材料中不同单元的相对相位, 所以规定 $c_1 = 16$ mm, $c_2 = 16$ mm 时

透射相位为 0, 如图 2(a), (b) 中蓝色曲线所示, 在 4600 Hz 时, 结构的透射相位与结构参数 c_1, c_2 基本呈线性关系, c_1, c_2 越大, 对声波的相位延迟能力就越强. 相对于传统空间卷曲结构部分陡峭部分平缓的相位曲线特点, 指数梯度声学超材料有更好的鲁棒性. 图 2 中红色曲线所示 EGAM1 单元与 EGAM2 单元单独使用时透射系数较低, EGAM1 单元透射系数约为 0.7, EGAM2 单元透射系数不足 0.5, 两单元透射系数之间存在差异. 图 2(c) 为使用数值仿真通过等效参数反演法得到的图中蓝框区域插板长度与归一化等效声阻抗 (蓝框区域等效声阻抗 $Z_{\text{eff}}/\text{空气声阻抗 } Z_0$) 之间的关系. 归一化等效声阻抗随插板长度的增大而增大, 当声波进入 EGAM1 单元时, 结构阻抗从接近空气阻抗过渡到远大于空气阻抗, 而声波进入 EGAM2 单元时阻抗变化过程则相反, 这也导致了两单元之间透射系数的不同. 当两单元串联使用时, 结构的阻抗沿声波入射方向从接近空气阻抗增大到远大于空气阻抗, 之后继续减小到接近空气阻抗, 实现阻抗渐变, 透射系数大幅提升, 如图 3(a) 所示, 串联后声压透射系数最小值约为 0.8, 整体大于 0.9, 这为声场可调的声学超材料提供了良好的条件. 图 3(b)

所示为串联结构固定参数 c_2 为 80 mm, 只改变 c_1 时, 串联结构在 3800—5800 Hz 频率范围内的相位变化, 该频率范围内可实现大于 360° 的相位延迟, 且相位延迟与频率变化近似为线性关系. 图 3(c) 所示为在宽频下结构的声压透射系数与结构参数 c_1 的关系, 在频率低于 5500 Hz 时, 声压透射系数大于 0.8, 这意味着 EGAM 组合使用时可以在较宽的频率范围内保持良好性能.

2.2 串联产生的额外相位延迟分析

由于串联可能会产生额外的相位延迟, 因此单独设计时, 单元 1 产生的相位延迟 φ_1 , 与单元 2 产生的相位延迟 φ_2 , 在串联之后产生的总相位延迟 φ 未必等于 $\varphi_1 + \varphi_2$, 这可能会导致实际结果与理论结果完全不符^[50].

为了研究串联条件下 EGAM 产生的额外相位延迟, 本文通过 COMSOL Multiphysics 多物理场仿真, 在不改变入射波初始相位的情况下, 取透射边界相位平均值, 并在后处理中将 c_1, c_2 等于 16 mm 时的相位设置为 0. 仿真首先计算了 EGAM 串联结构在同时改变参数 c_1 和 c_2 时的总相位延迟 φ_{EGAM} 的情况, 如图 4(a) 所示; 之后对 EGAM1

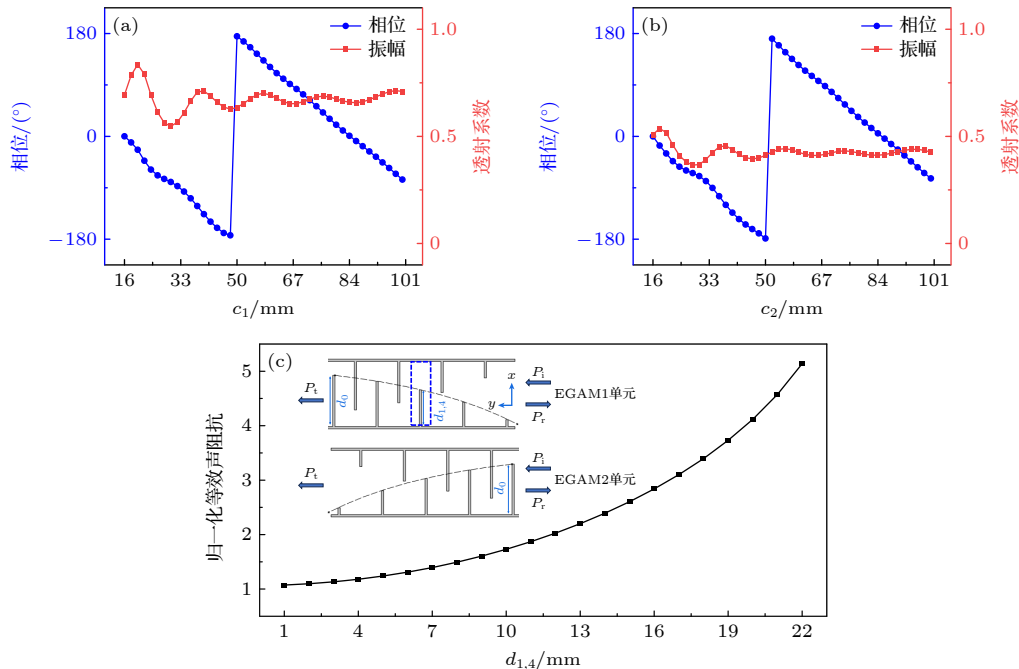


图 2 单元结构透射与相位调控性能 (a) EGAM1 单元相位调控与透射系数; (b) EGAM2 单元相位调控与透射系数; (c) EGAM 单元中插板长度与归一化声阻抗的关系

Fig. 2. Transmission and phase modulation performances of the unit structures: (a) Phase modulation and transmission coefficient of the EGAM1 unit; (b) phase modulation and transmission coefficient of the EGAM2 unit; (c) relationship between insert plate length of EGAM unit and normalized acoustic impedance.

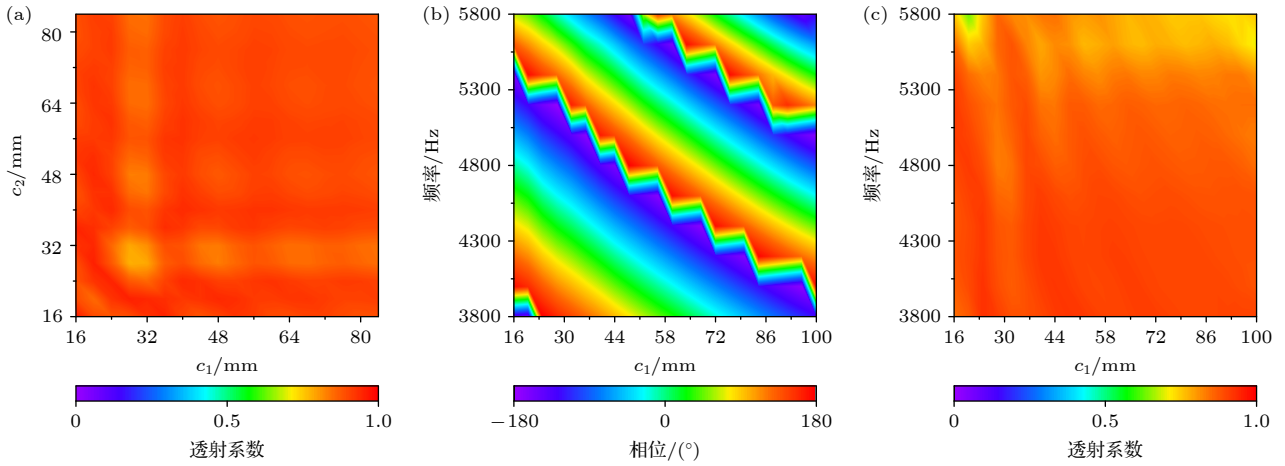


图3 串联结构透射与相位调控性能 (a) 串联结构声压透射系数与 c_1 , c_2 的关系; (b) 宽频条件下串联结构的相位变化与结构参数 c_1 的关系; (c) 结构参数 c_1 与频率对串联结构透射系数的影响

Fig. 3. Transmission and phase modulation performances of the series-connected structure: (a) Relationship between the acoustic pressure transmission coefficient of the series-connected structure and c_1 , c_2 ; (b) relationship between the phase variation of the series-connected structure and the structural parameter c_1 under broadband conditions; (c) influences of the structural parameter c_1 and frequency on the transmission coefficient of the series-connected structure.

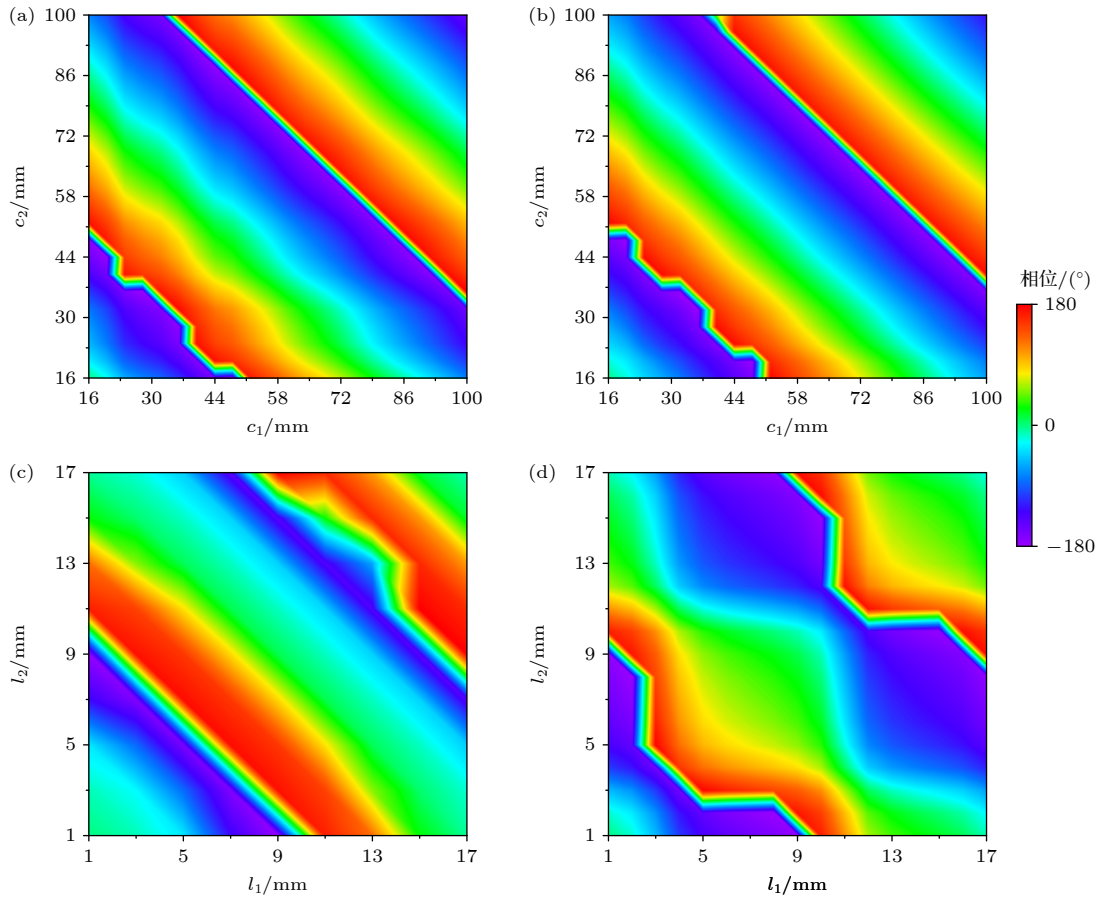


图4 额外相位延迟与结构参数关系 (a) EGAM 串联总相位延迟 φ_{EGAM} ; (b) EGAM 相位延迟之和 $\varphi_{\text{EGAM1}} + \varphi_{\text{EGAM2}}$; (c) SCAM 串联相位延迟 φ_{SCAM} ; (d) SCAM 相位延迟之和 $\varphi_{\text{SCAM1}} + \varphi_{\text{SCAM2}}$

Fig. 4. Relationship between the extra phase delay and structural parameters: (a) Total phase delay of series-connected EGAM, φ_{EGAM} ; (b) sum of EGAM phase delays, $\varphi_{\text{EGAM1}} + \varphi_{\text{EGAM2}}$; (c) phase delay of series-connected SCAM, φ_{SCAM} ; (d) sum of SCAM phase delays, $\varphi_{\text{SCAM1}} + \varphi_{\text{SCAM2}}$.

和 EGAM2 分别计算相位延迟之后再求和, 即 $\varphi_{\text{EGAM1}} + \varphi_{\text{EGAM2}}$, 如图 4(b) 所示. 比较两种情况下相位延迟云图可发现, 云图中 180° 相位交界处附近存在略微差异, 这是由于透射边界上相位并非处处相等, 同时仿真软件的相位在 -180° 与 180° 之间存在突变, 取相位平均值后会存在一定偏差. 除此之外两种情形的相位延迟云图基本一致, 由此可得 $\varphi_{\text{EGAM}} \approx \varphi_{\text{EGAM1}} + \varphi_{\text{EGAM2}}$, 即串联之后产生的额外相位延迟可忽略不计. 这一现象的成因在于 EGAM 的折叠部分长度呈指数分布, 中间结构变化慢, 两端结构变化快, 且公共部分长度相同, 不存在结构突变, 因此能起到很好的过渡作用. 对比使用图 1(a) 传统卷曲声学超材料单元串联产生的相位延迟, 如图 4(c), (d) 所示, 其只在少数参数下具有相等关系, 若采用 SCAM 作为实现声场可调声学超材料的结构单元, 将导致实际相位与所设计的相位产生较大偏差.

3 声场可调的理论模型与验证

3.1 基于莫尔效应的异常声折射调控

3.1.1 基于莫尔效应的异常折射角度调控原理

当声波穿过声学超材料时, 入射角 θ_i 与透射角 θ_t 之间应满足广义折射定律:

$$k_t \sin \theta_t(x) - k_i \sin \theta_i(x) = \frac{d\varphi(x)}{dx}, \quad (2)$$

其中, $k_t = 2\pi f / c_t$, $k_i = 2\pi f / c_i$ 分别为透射波和入射波波矢, $\varphi(x)$ 为超材料的相位分布, x 是横坐标, 当超材料两侧介质均为空气 ($k_t = k_i = k_0 = 2\pi f / c_0$), 声波垂直入射 ($\theta_i = 0$) 时, 对 (2) 式进行积分, 由此可得相位沿声学超材料的分布公式:

$$\varphi(x) = k_0 \int \sin \theta_t(x) dx. \quad (3)$$

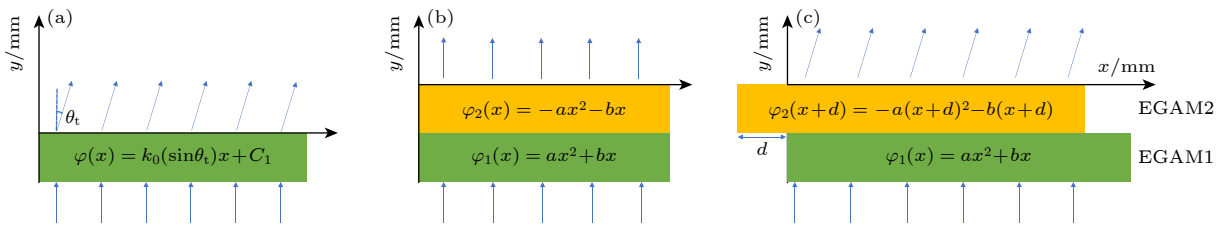


图 5 声学超材料实现声波异常折射示意图 (a) 广义斯奈尔定律实现异常折射; (b) 错位距离 0; (c) 错位距离 d

Fig. 5. Schematic diagram of abnormal acoustic refraction achieved by acoustic metamaterials: (a) Abnormal refraction achieved via the generalized Snell's law; (b) misalignment distance 0; (c) misalignment distance d .

图 5(a) 所示为使用单一声学超材料使声波发生异常折射的示意图, 此时折射角 $\theta_t(x) = \theta_t$, (3) 式可简化为

$$\varphi(x) = k_0(\sin \theta_t)x + C_1, \quad (4)$$

其中 C_1 为常数, 由于 C_1 不会对相位梯度产生影响, 所以在下文中 C_1 均取 0. 声学超材料制造完成之后相位分布也随之固定, 然而如示意图 5(b) 所示, 通过独立设计 2 个声学超材料的相位为

$$\varphi_1(x) = ax^2 + bx, \quad (5)$$

$$\varphi_2(x) = -ax^2 - bx, \quad (6)$$

其中, a 和 b 分别为相位分布函数的二次项和一次项系数, 将其串联使用并调整两个超材料之间的错位距离 d 进而改变串联处的整体相位, 如图 5(c) 中串联处整体相位变为

$$\varphi(x) = \varphi_1(x) + \varphi_2(x+d) = -2adx - ad^2 - bd. \quad (7)$$

(4) 式与 (7) 式中 $\varphi(x)$ 均为关于 x 的一次函数, 对比两公式的一次项系数可发现, 错位距离 d 与折射角 θ_t 之间的关系满足:

$$k_0(\sin \theta_t) = -2ad, \quad (8)$$

$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{-2ad}{k_0}\right), \quad (9)$$

式中, $k_0 = 360^\circ / \lambda$, 其中 λ 为空气中声波的波长, 折射角由系数 a 与系数 d 共同调控, 由于 a 在声学超材料设计时已经固定, 因此只需调整错位距离 d 即可改变折射角 θ_t , 以此构建折射角度可调的声学超材料.

由 (8) 式, 折射角为最大值, 即 $\theta_t = -90^\circ$ 时, 对应最大错位距离 d_{max} , 故参数 $a = 180^\circ / (\lambda d_{\text{max}})$, 由于参数 b 仅在 $\varphi_1(x)$ 与 $\varphi_2(x)$ 中存在, 用来调节二次函数对称轴位置, 串联之后只构成相位函数的常数项, 此处取 $b = -1$, 则 EGAM1 与 EGAM2 的

相位分布函数分别为

$$\varphi_1(x) = \frac{180^\circ}{d_{\max}\lambda}x^2 - x, \quad (10)$$

$$\varphi_2(x) = -\varphi_1(x), \quad (11)$$

其中 $d_{\max} = 5(W + t)$. 图 6(a), (b) 分别为 4600 Hz 时两个超材料的相位分布, 其中实线为根据 (10) 式和 (11) 式得到的理论相位, 圆点为超材料单元提供的离散相位. 因为需要进行错位移动, 所以设计 EGAM2 比 EGAM1 多 4 个单元的长度. 图 6(c) 为根据 (7) 式得到的 EGAM1 与 EGAM2 产生错位距离 d 之后重叠部分的相位之和. 当 $d = 0$ mm 时, 相位梯度沿 x 分布恒为 0, 声波为平面波, 随着错位距离增大, 相位梯度也逐渐增大, 声波发生异常折射.

3.1.2 折射角可调的异常声折射性能分析

为了验证超材料的异常声折射调控性能, 本文采用有限元仿真与实验结合的方式进行研究. 根据图 6(a), (b) 中所需的相位离散值与位置 x 的关系, 使用 EGAM1 单元和 EGAM2 单元分别构建声学超材料 EGAM1 和 EGAM2, 两个超材料的单元结构参数 c_1, c_2 由图 2(a), (b) 确定并记录在表 1, 由于 EGAM1 和 EGAM2 独立设计, 所以 c_1, c_2 独立取值, 互不影响. 基于 COMSOL Multiphysics 的压力声学模块和热黏性声学模块, 可以计算出当频率为 4600 Hz, 声压幅值为 1 Pa 的平面波垂直入射声学超材料时, 不同错位距离 d 下的声场分布. 声压入射区与透射区交界处没有超材料的部分使用内部硬边界分离, 四周使用完美匹配边界以避免反射声波对波形的影响. 实验采用如图 7(a) 所示的二维波导系统进行测试, 声源使用 18 个小型扬声器组成线性阵列以生成平面波, 四周使用消音棉以减少反射波. 实验样品如图 7(b) 所示, 采用光固化增材制造工艺成形. 成形材料光敏树脂密度约为 $1210 \text{ kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$, 声速约为 $1024 \text{ m}/\text{s}$, 其声阻抗约为 $1.24 \times 10^6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, 远大于空气中声阻抗 ($415 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$), 在进行声学测试时可视为硬边界. 根据仿真结果决定麦克风的扫描区域, 确保该区域

有折射波存在, 扫描步长为 10 mm, 最终得到模拟与实验结果如图 8 所示.

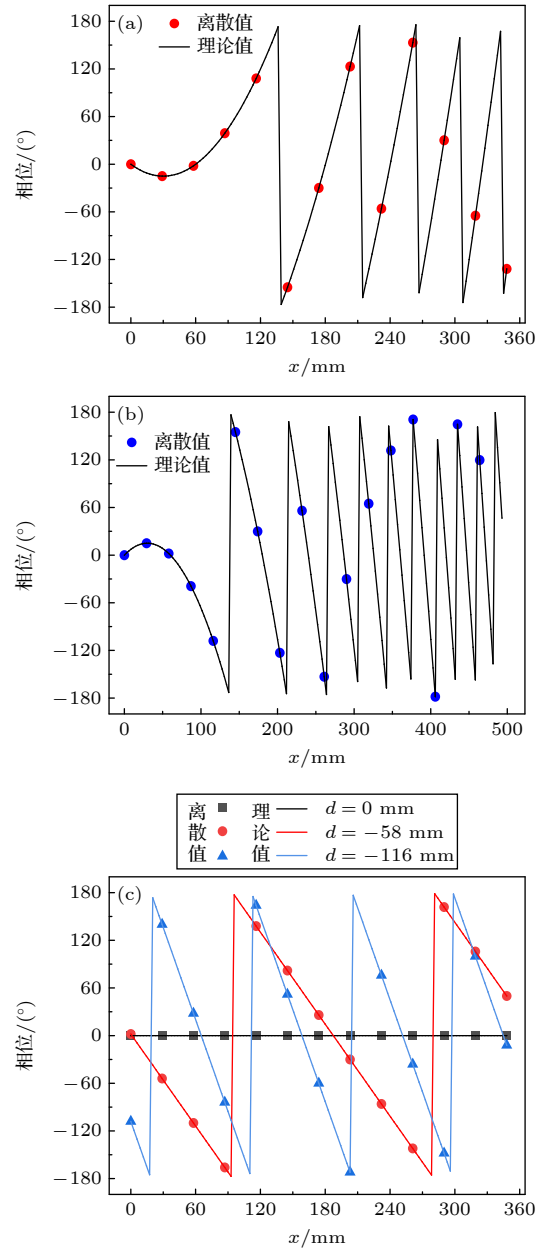


图 6 超材料相位分布 (a) EGAM1 相位的理论值与超材料单元离散值; (b) EGAM2 相位的理论值与超材料单元离散值; (c) 超材料错位距离 d 后的相位分布

Fig. 6. Phase distribution of the metamaterials: (a) Theoretical values and discrete values of the EGAM1 phase; (b) theoretical values and discrete values of the EGAM2 phase; (c) phase distribution of the metamaterials at misalignment distance d .

表 1 声学超材料 EGAM1 和 EGAM2 对应的结构参数 c_1, c_2

Table 1. Structural parameters c_1 and c_2 corresponding to the acoustic metamaterials EGAM1 and EGAM2.

横坐标 x/mm	0	29	58	87	116	145	174	203	232	261	290	319	348	377	406	435	464
c_1/mm	16	18.3	16.5	76.4	62.4	43	20.4	56.6	23.6	54.4	78	25.4	39.3	—	—	—	—
c_2/mm	16	82	16	21.3	36.4	54.6	78.7	38.4	73.9	43.5	20	72.2	58.6	52	49.8	53	61

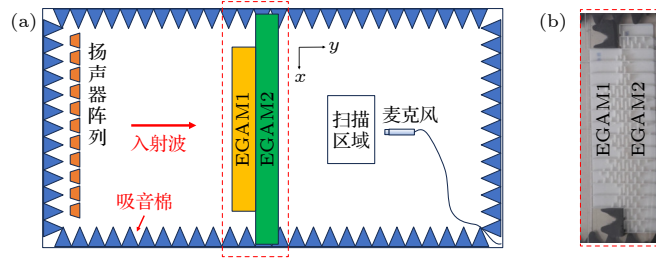


图7 (a) 实验测试示意图; (b) EGAM 增材制造样品

Fig. 7. (a) Schematic diagram of the experimental setup; (b) additively manufactured samples of EGAM.

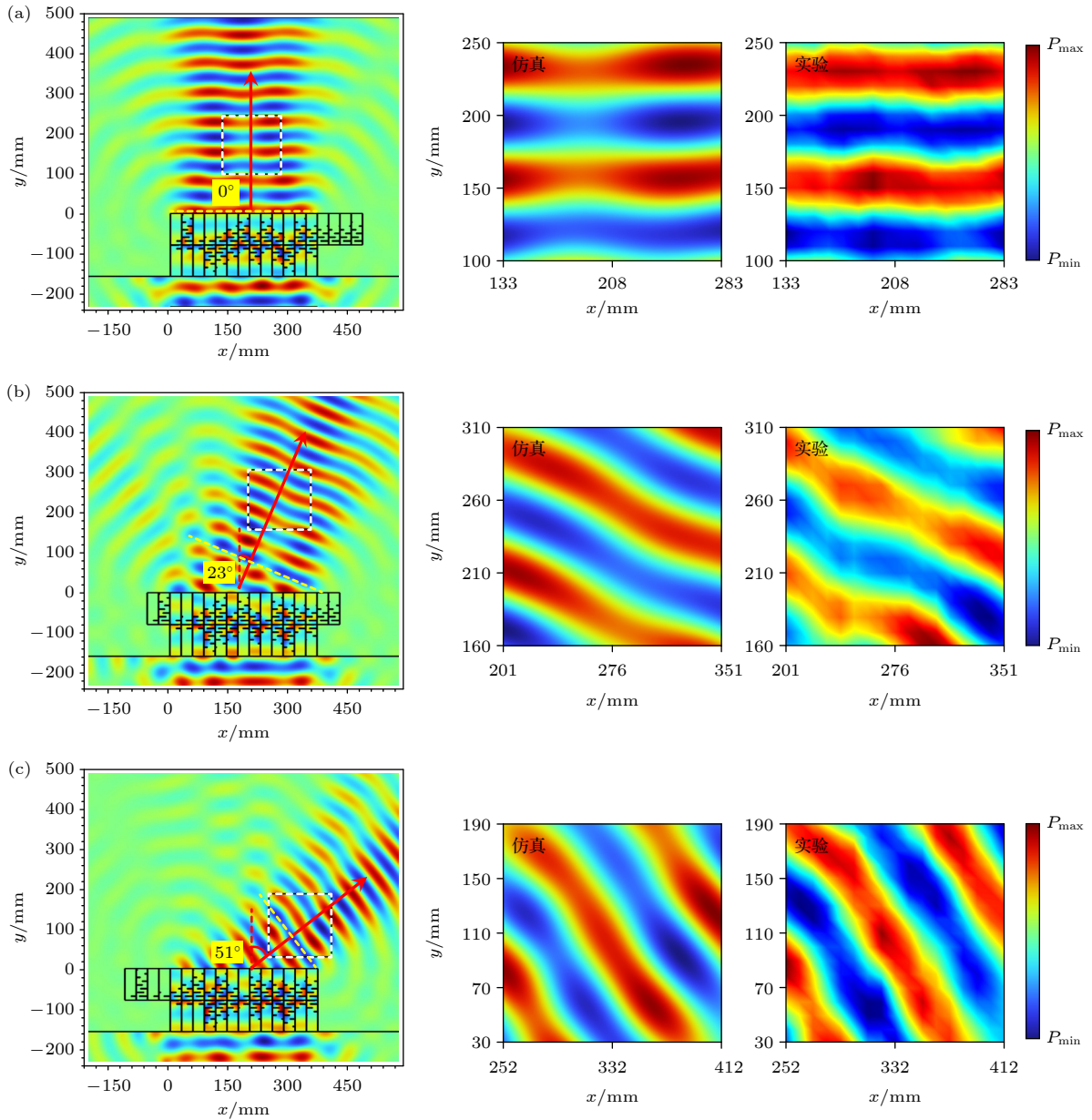


图8 折射声压场随错位距离 d 的变化 (a) 错位距离 $d = 0$ mm 时声压场; (b) 错位距离 $d = 58$ mm 时声压场; (c) 错位距离 $d = 116$ mm 时声压场

Fig. 8. Variation of the refracted acoustic pressure field with misalignment distance d : (a) Acoustic pressure field at misalignment distance $d = 0$ mm; (b) acoustic pressure field at misalignment distance $d = 58$ mm; (c) acoustic pressure field at misalignment distance $d = 116$ mm.

如图 8 可知, 实验测得声压场与模拟声压场几乎一致, 验证了错位距离 d 对折射角的有效调控. 另外, 按照 (9) 式预测的折射角理论结果以及仿真结果如表 2 所示, 得益于图 4(a), (b) 对参数 c_1 , c_2 所有组合形式下额外相位延迟的分析, EGAM1 与 EGAM2 组成的莫尔功能器件即使产生错位, 每个位置的耦合情况也均已被考虑在内, 不会因结构间耦合而对总相位产生影响, 最终理论结果与仿真结果误差不超过 4%, 可忽略不计, 很好的预测了折射角与错位距离之间的关系. 然而想要获得更大的折射角, 则需要减小单元宽度以适应更小的超材料相位周期, 否则不仅难以满足广义折射定律推导时用离散相位近似连续相位的假设, 还容易出现寄生衍射级次, 导致异常折射产生较大误差甚至无法成功调控声场, 表 2 中的误差随角度增大, 正是因为相位周期中单元数量随折射角增大而减少.

表 2 (9) 式理论与仿真结果

Table 2. Theoretical and simulation results of Eq. (9).

参数 d	理论结果/(°)	仿真结果/(°)	误差	能量传输效率
0	0	0	0	0.90
58	23.58	23	2.5	0.85
116	53.13	51	4.0	0.78

图 8 中黄色虚线的长度 l 为超材料重叠部分总长度 L 与折射角余弦值 $\cos(\theta_t)$ 的乘积, 沿黄色虚线长度对声强积分, 得到单位时间内通过垂直于声传播方向的截线长度的平均声能量流 ($W_t = \int I_t dl$), 并将结果除以入射波的平均声能量流 ($W_i = L \cdot I_i$), 最终能量传输效率结果如表 2 所示, 能量传输效率随折射角增大而降低, 其原因主要包括两方面: 一是由于黄色虚线不能完全覆盖所有透射声波,

二是与传统声学超材料实现异常折射的结果类似, 在进行大角度折射时容易激发高阶衍射模式, 这些模式携带的能量无法有效传输, 造成能量损失.

3.2 基于莫尔效应的声聚焦焦点调控

3.2.1 焦点坐标调控原理

图 9(a) 所示为使用单个超材料实现声聚焦的示意图, $x \geq x_0$ 时折射角 $\theta_t(x)$ 满足以下公式:

$$\sin \theta_t(x) = \frac{(x - x_0)}{\sqrt{(x - x_0)^2 + y_0^2}}. \quad (12)$$

将 (12) 式代入 (3) 式并积分可得到基于广义折射定律实现声聚焦的相位分布:

$$\varphi(x) = k_0 \sqrt{(x - x_0)^2 + y_0^2} + C_2, \quad (13)$$

其中 C_2 为常数, 下文中 C_2 均取 0. 受限于单一固定的相位配置, 传统的声学超材料无法调节焦点坐标, 本文利用莫尔效应设计两个超材料串联, 实现如图 9(b), (c) 所示的焦点坐标调控, 取初始焦点坐标为 $(0, y_0)$, 产生错位距离 d 之后的实际相位之和 φ_a 为

$$\begin{aligned} \varphi_a &= \varphi_1(x) + \varphi_2(x + d) \\ &= (\alpha + 1)k_0 \sqrt{x^2 + y_0^2} - \alpha k_0 \sqrt{(x + d)^2 + y_0^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $\alpha > 0$, 该系数用于调节 EGAM1 和 EGAM2 的相位梯度以及新焦点与错位距离 d 之间的数值关系, 使用泰勒展开式对 (14) 式进行估算可得焦点位置大致位于 $(\alpha d, y_0)$, 将准确坐标记为 (x_1, y_1) :

$$(x_1, y_1) = (\alpha d + \Delta_x(d), y_0 + \Delta_y(d)), \quad (15)$$

其中 $\Delta_x(d)$, $\Delta_y(d)$ 是由于 $\varphi_a(x)$ 与理论状态下焦

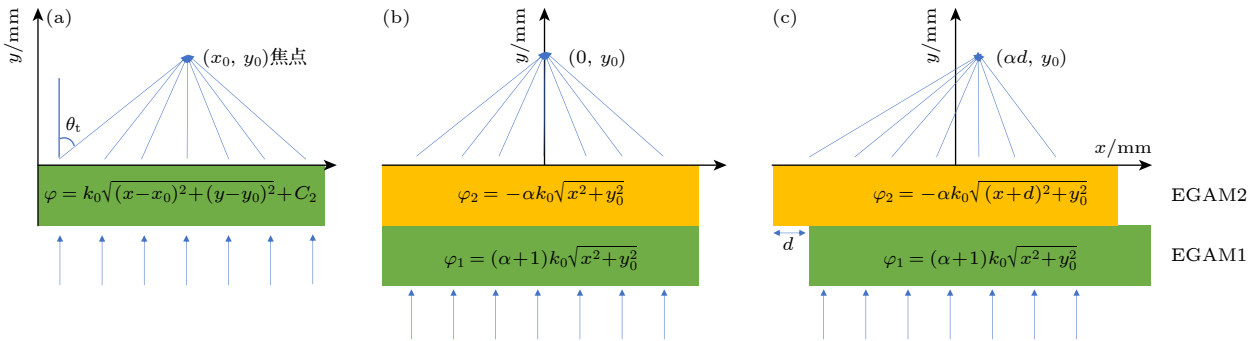

 图 9 (a) 超材料声聚焦示意图; (b) 错位距离 0 mm 时聚焦示意图; (c) 错位距离 d 时聚焦示意图

 Fig. 9. (a) Schematic diagram of acoustic focusing realized by metamaterials; (b) schematic diagram of focusing at misalignment distance 0 mm; (c) schematic diagram of focusing at misalignment distance d .

点位于 $(\alpha d, y_0)$ 的相位分布函数 $\varphi_t(x)$ 不完全相同而产生的误差, $\varphi_t(x)$ 为

$$\varphi_t = \sqrt{(x - \alpha d)^2 + y_0^2} \approx \varphi_a. \quad (16)$$

$\varphi_a(x)$ 与 $\varphi_t(x)$ 相位分布的相对误差与系数 α , 横坐标 x , 错位距离 d , 初始焦点纵坐标 y_0 均存在联系, 记为

$$\mu(\alpha, x, d, y_0) = \frac{\varphi_a - \varphi_t}{\varphi_t}. \quad (17)$$

图 10(a) 所示为 4600 Hz, $\alpha = 2$ 时相对误差的三维云图, 随着错位距离 d 减小, y_0 增大, $\mu(x, d, y_0)$ 逐渐减小, 相应的 $\Delta_x(d)$, $\Delta_y(d)$ 也逐渐减小. 图 10(b)–(d) 为 $y_0 = 8\lambda$, $\alpha = 1, 1.5, 2$ 时的相对误差图, 由图可知, 当其他参数相同时, 相对误差最大值随 α 增大而增大, 然而当考虑相同的焦点偏移数值时, 增大 α 反而会降低误差, 如取焦点横坐标偏移值 $\alpha d = 58$ mm 时, $\alpha = 1, 1.5, 2$ 分别对应 $\mu = 0.92, 0.78, 0.71$. 所以本文设置 $\alpha = 2$, 初始焦点坐标为 $(0, 8\lambda)$. 因为 (14) 式中 $\varphi_1(x)$ 与 $\varphi_2(x)$

关于 y 轴对称, 所以图 11(a), (b) 仅绘制 EGAM1 和 EGAM2 中 $x \geq 0$ 时的相位分布, 图中红色圆点和蓝色圆点分别为 EGAM1, EGAM2 离散单元的相位. 图 11(c)–(e) 分别为错位距离 $d = 0, 29, 58$ mm 时重叠部分的相位分布. 从图中红色虚线可看出, 对称轴大致位于 $x = 0, 58, 116$ mm, 发生明显偏移, 符合 $x_1 \approx \alpha d$.

3.2.2 焦点调控性能验证

按照图 11(a), (b) 中的相位分布, 结合图 2(a), (b) 中 EGAM 单元结构参数与相位延迟的关系设计声学超材料, 相应的结构参数 c_1, c_2 如表 3 所示, 由于其关于 $x = 0$ 对称, 所以表中只展示 $x \geq 0$ 的值. 为验证在 4600 Hz 下, EGAM1 与 EGAM2 串联使用对声聚焦焦点位置的调控能力, 采用实验与仿真手段进行研究, 实验设置方式与图 7 类似, 仿真结果如图 12 所示, 图 12(a)–(c) 中焦点位置随错位距离 d 增大而发生明显偏移, 图 12(d)–(f) 所示实验结果因受反射波影响导致焦点边缘不光滑,

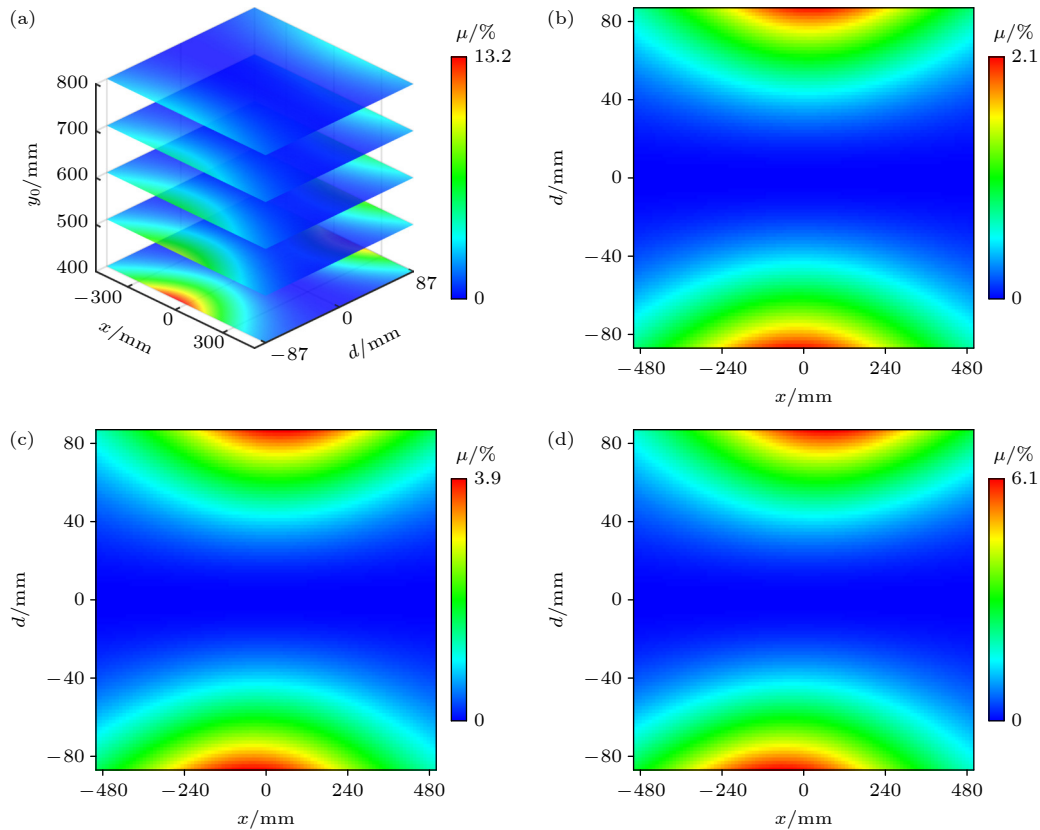


图 10 相对误差 μ 的云图 (a) $\alpha = 2$ 时 x, d, y_0 对相对误差的影响; (b) $y_0 = 8\lambda, \alpha = 1$ 时相对误差; (c) $y_0 = 8\lambda, \alpha = 1.5$ 时相对误差; (d) $y_0 = 8\lambda, \alpha = 2$ 时相对误差

Fig. 10. Cloud diagrams of relative error μ : (a) Influences of x, d , and y_0 on relative error when $\alpha = 2$; (b) relative error when $y_0 = 8\lambda$ and $\alpha = 1$; (c) relative error when $y_0 = 8\lambda$ and $\alpha = 1.5$; (d) relative error when $y_0 = 8\lambda$ and $\alpha = 2$.

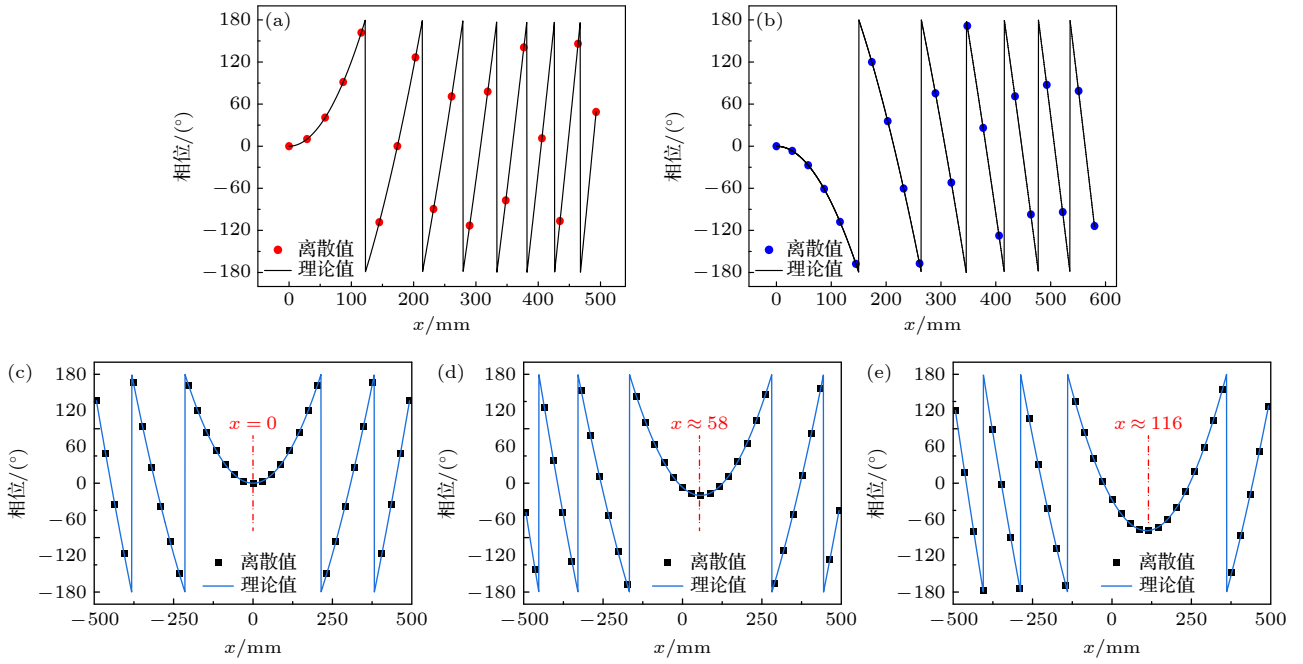


图 11 超材料相位分布 (a) EGAM1 相位分布; (b) EGAM2 相位分布; (c) $d = 0$ mm 时重叠部分相位分布; (d) $d = 29$ mm 时重叠部分相位分布; (e) $d = 58$ mm 时重叠部分相位分布

Fig. 11. Metamaterial phase distributions: (a) Phase distribution of EGAM1; (b) phase distribution of EGAM2; (c) phase distribution of overlapping area when $d = 0$ mm; (d) phase distribution of overlapping area when $d = 29$ mm; (e) phase distribution of overlapping area when $d = 58$ mm.

表 3 图 11(a), (b) 中相位分布对应的结构参数 c_1, c_2

Table 3. Structural parameters c_1 and c_2 corresponding to the phase distributions in Fig.11(a), (b).

横坐标 x/mm	0	29	58	87	116	145	174	203	232	261
c_1/mm	16	81.3	76	66	52.7	36	16	59	32.6	70.4
c_2/mm	16.0	16.7	19.5	26.4	36.3	47.3	60.9	77.6	26.0	47.2
横坐标 x/mm	290	319	348	377	406	435	464	493	522	551
c_1/mm	36.5	69	29.4	56.5	81.7	35.7	55.6	—	—	—
c_2/mm	70.3	23.6	51.8	79.5	39.1	71.1	34.9	68.0	34.4	69.7

表 4 焦点坐标的理论值与仿真值

Table 4. Theoretical and simulated values of focal coordinates.

参数 d/mm	理论坐标/ mm	仿真坐标/ mm	误差/ $\%$	焦点声强/ $(\text{W}\cdot\text{m}^{-2})$
0	(0, 596)	(0, 571)	(0, 4.2)	1.68×10^{-2}
29	(58, 596)	(57, 566)	(1.7, 5.0)	1.72×10^{-2}
58	(116, 596)	(113, 555)	(2.6, 7.8)	1.71×10^{-2}

且由于实验边界条件不理想以及样品制造存在一定误差, 最终焦点位置与仿真结果存在些许差异. 理论焦点坐标与仿真焦点坐标如表 4 所示, 纵坐标理论位置应为 596 mm, 最大偏差约为 41 mm, 偏差率为 7.8%, 横坐标最大偏差约为 3 mm, 偏差率为 2.6%. 横坐标的偏差很小可以忽略不计, 然而纵坐标却存在较大偏差, 一方面, 广义折射定律的理想相位分布与基于莫尔效应的实际相位分布存在

一定误差 μ , 随着错位距离 d 增大, 超材料中间部分将逐渐偏离理想状态. 另一方面, 超材料提供的离散相位不能完全拟合理论公式的连续相位, 尤其是在超材料两端相位梯度较大时, 单元宽度过大使离散相位拟合理论相位更加困难, 超材料的波前相位与理论相位出现差异. 取仿真结果中焦点处声强并记录在表 4, 声强大小约为 $1.7 \times 10^{-2} \text{ W/m}^2$, 远大于空气中振幅为 1 Pa 时的声强 $1.2 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$,

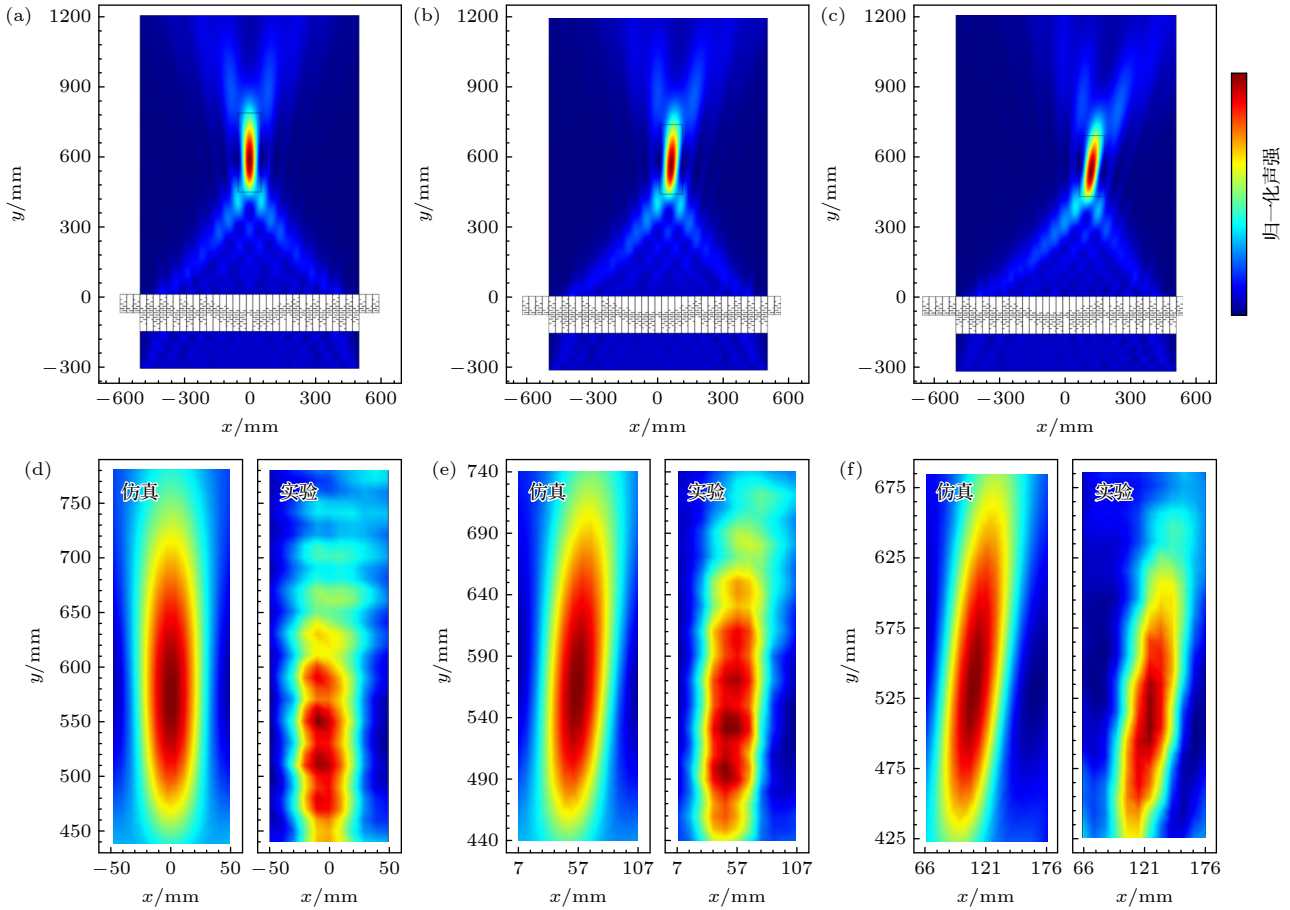


图 12 聚焦仿真结果 (a) $d = 0$ mm 时声聚焦仿真声强图; (b) $d = 29$ mm 时声聚焦仿真声强图; (c) $d = 58$ mm 时声聚焦仿真声强图; (d) $d = 0$ mm 时焦点位置放大图; (e) $d = 29$ mm 时声聚焦仿真声强图; (f) $d = 58$ mm 时焦点位置放大图

Fig. 12. Focusing simulation results: (a) Sound intensity diagram of acoustic focusing simulation at $d = 0$ mm; (b) sound intensity diagram of acoustic focusing simulation at $d = 29$ mm; (c) sound intensity diagram of acoustic focusing simulation at $d = 58$ mm; (d) magnified view of the focal position at $d = 0$ mm; (e) acoustic focusing simulation sound intensity diagram at $d = 29$ mm; (f) magnified view of the focal position at $d = 58$ mm.

放大倍数约为 14 倍, 具有优秀的聚焦效果. 总体来说, 该方法可以实现对焦点坐标的调控, 仿真结果与理论计算较为符合, 莫尔功能器件工作效率良好.

4 结 论

本文设计并提出了一种基于空间折叠结构的指数梯度声学超材料, 具备独立调控声波相位的能力, 并在串联使用时仅引入极小的额外相位延迟. 通过有限元仿真分析, 并与传统空间折叠结构进行对比, 验证了该结构在抑制串联过程中非期望相位累积方面的显著优势. 为进一步体现其优异的波前调控能力, 本文结合莫尔效应, 通过调节两块相同超材料之间的错位距离, 首先成功实现了异常声折射的折射角可调, 折射角偏差率不超过 4%, 之后

又实现了声聚焦焦点的坐标调控, 并对焦点的理论坐标与实际坐标的误差来源进行分析, 最终得到横坐标最大误差为 2.6%. 研究表明, 所实现的折射角调控和焦点坐标调控与理论预测基本一致, 验证了设计方法的有效性与可靠性. 本文为高效的声波操控提供了一种补充方案.

参考文献

- [1] Hong S L, Piao X K, Yao X Y, Fan Y H, Tang S, Lü C, Yao J B, Yao F F, Jiang Y Y, Cheng B B, Pei Y B 2024 *J. Appl. Phys.* **136** 183101
- [2] Ma M, Gao H, Guo X Z, Su Z Q 2025 *Ultrasonics* **145** 107470
- [3] Tian Y Z, Li R, Wang Y F, Laude V, Wang Y S 2024 *Phys. Rev. B* **110** 214101
- [4] Chen A, Zhang X 2024 *Phys. Rev. Appl.* **22** 044010
- [5] Zhou Y Y, Yin Y H, Zhao P F, Duan Q L, Zhang Z B, Hao Z L, Zhu S, Shao W H, Chen H Y 2025 *Int. J. Mech. Sci.* **286** 109884
- [6] Zhang X H, Geng M J, Zhao C Y, Niu Y W, Wang P 2024

- Ann. Phys.* **537** 2400224
- [7] Zhang W T, Xin F X 2024 *J. Sound Vib.* **578** 118330
- [8] Wu W Q, Zhang Y B, Xu L, Zhao L X, Chen T G 2025 *Appl. Acoust.* **233** 110612
- [9] Zhang C, Hu X H 2016 *Phys. Rev. Appl.* **6** 064025
- [10] Lyu K, Farhat M, Wu Y 2025 *Phys. Rev. Appl.* **24** 034043
- [11] Wang R, Yang F B 2022 *Front. Phys.* **10** 1046781
- [12] Cheng B Z, Hou H, Gao N S 2018 *Mod. Phys. Lett. B* **32** 1850276
- [13] Tong S S, Ren C Y, Tang W P 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 485101
- [14] Zou H Z, Xu Z H, Hu Y, Du Q J, Peng P 2022 *Phys. Lett. A* **426** 127891
- [15] Tang W P, Ren C Y, Tong S S, Huang X C 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 134102
- [16] Wang Y, Zhao H G, Yang H B, Zhong J, Zhao D, Lu Z L, Wen J H 2018 *J. Appl. Phys.* **123** 185109
- [17] Li Y, Liang B, Tao X, Zhu X F, Zou X Y, Cheng J C 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 233508
- [18] Hedayati R, Lakshmanan S P 2024 *Materials* **17** 962
- [19] Tian Z H, Shen C, Li J F, Reit E, Gu Y Y, Fu H, Cummer S A, Huang T J 2019 *Adv. Funct. Mater.* **29** 1808489
- [20] Sun K Y, Fan Y C, Chen S, Yang F, Li J H, Fu Q H, Zhang F L 2022 *Mater. Des.* **224** 111352
- [21] Ma K J, Tan T, Yan Z M, Liu F R, Liao W H, Zhang W M 2021 *Nano Energy* **82** 105693
- [22] Ma F Y, Chen J Y, Wu J H 2020 *Mech. Syst. Sig. Process.* **141** 106492
- [23] Fang N, Xi D J, Xu J Y, Ambati M, Srituravanich W, Sun C, Zhang X 2006 *Nat. Mater.* **5** 452
- [24] Jiménez N, Huang W, Romero García V, Pagneux V, Groby J P 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 121902
- [25] Sui Y M, He Z J, Bi R G, Kong P, Wu J E, Zhao H P, Deng K 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 064301 (in Chinese) [隋玉梅, 何兆剑, 毕仁贵, 孔鹏, 吴吉恩, 赵鹤平, 邓科 2024 物理学报 **73** 064301]
- [26] Luo J J, Fan J X, Song B, Wen Y T, Wang X B, Zhang L, Yao Y G, Xiang X, Zhu X F, Shi Y S 2025 *Addit. Manuf. Front.* **4** 200183
- [27] Lee S H, Park C M, Seo Y M, Wang Z G, Kim C K 2009 *Phys. Lett. A* **373** 4464
- [28] Ma G C, Yang M, Xiao S W, Yang Z Y, Sheng P 2014 *Nat. Mater.* **13** 873
- [29] Gong C, Rafique F, Yang F P 2025 *Appl. Sci.* **15** 9279
- [30] Liu P, Chen X, Xu W D, Pei Y M 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 185104
- [31] Bok E, Park J J, Choi H, Han C K, Wright O B, Lee S H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 044302
- [32] Li G, Tang L H, Sorokin V, Wang S H 2025 *Thin-Walled Struct.* **206** 112623
- [33] Li G, Chen Y, He H 2022 *Phys. Lett. A* **442** 128174
- [34] Li J F, Shen C, Díaz-Rubio A, Tretyakov S A, Cummer S A 2018 *Nat. Commun.* **9** 1342
- [35] Ren Z W, Dong H W, He X, Chen M, Fang D 2022 *Int. J. Mech. Sci.* **229** 107521
- [36] Yu R, Wang H L, Chen W C, Zhu C L, Wu D W 2020 *Appl. Phys. Express* **13** 084003
- [37] Gong K M, Zhou X, Mo J L 2022 *Smart Mater. Struct.* **31** 115001
- [38] Wang W Q, Fan S W, Xia J P, Wang W, Liu J X 2023 *Appl. Acoust.* **214** 109715
- [39] Fu Y Y, Shen C, Zhu X H, Li J F, Liu Y W, Cummer S A, Xu Y D 2020 *Sci. Adv.* **6** eaba9876
- [40] Li Y, Liang B, Gu Z M, Zou X Y, Cheng J C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 053505
- [41] Fu Y Y, Tian Y, Li X, Yang S L, Liu Y W, Xu Y D, Lu M H 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 104501
- [42] Chen A, Yang Z W, Anderson S, Zhang X 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 014062
- [43] Zhang M R, Jin B J, Hua Y L, Zhu Z, Xu D, Fan Z, Zhao Q, Chen J, Xie T 2025 *Nat. Commun.* **16** 9126
- [44] Yang M C, Zhao J Y, Liu Z H, Gong S L, Liu Y, Li Y C, Zhang D H 2025 *Phys. Scr.* **100** 025917
- [45] Hu Z, Wei Z B, Chen Y, Zhu R 2024 *Appl. Math. Mech. Engl. Ed.* **45** 1225
- [46] Cao Y, Fatemi V, Demir A, Fang S, Tomarken S L, Luo J Y, Sanchez-Yamagishi J D, Watanabe K, Taniguchi T, Kaxiras E, Ashoori R C, Jarillo-Herrero P 2018 *Nature* **556** 80
- [47] Xue R G, Zhu X F, Yao J, Wei Q, Wu D J 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 022203
- [48] Yuan G Q, Li X R, Zhu X F, Yao J, Wei Q, Wu D J 2025 *Ultrasonics* **145** 107466
- [49] Li Z X, Lei Y, Guo K, Guo Z Y 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 074901
- [50] Li Z X 2024 *M. S. Thesis* (Hefei: Hefei University of Technology) (in Chinese) [李志翔 2024 硕士学位论文 (合肥: 合肥工业大学)]

Design and verification of tunable acoustic field devices based on low additional phase delay acoustic metamaterials and Moiré effect*

MENG Xiangyan¹⁾ ZHANG Shaoji¹⁾ PENG Yugui²⁾ WU Peng²⁾
LUO Jiajie¹⁾ ZHANG Mangong³⁾ YU Xingbo³⁾
LI Qiaojiao³⁾ SONG Bo^{1)†}

1) (*College of Materials Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

2) (*School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

3) (*The Eighth Research Department, Wuhan Second Ship Design & Research Institute, Wuhan 430205, China*)

(Received 10 December 2025; revised manuscript received 12 January 2026)

Abstract

Traditional acoustic metamaterials are limited by their fixed structures, usually enabling only a single acoustic field manipulation function. To alter their acoustic field regulation performance, redesign and remanufacturing are required, which restricts the practical applications of acoustic metamaterials. Although acoustic metamaterials based on the Moiré effect have provided a novel strategy for the dynamic manipulation of acoustic waves, the coupling effect between cascaded units can introduce significant additional phase delay, interfering with the precise manipulation of wavefront phase. To address this, we propose a cascaded exponentially graded acoustic metamaterial (EGAM) based on the space-coiling structure. Its key design is the exponential gradient of insert plate lengths, achieving smooth acoustic impedance transition and suppressing additional phase delay during cascading. When used individually, the metamaterial exhibits a low transmission coefficient; however, after cascading, the minimum sound pressure transmission coefficient exceeds 0.8, meeting the requirements of acoustic transmission. A single structural unit can achieve a full 0–360° phase adjustment, with the phase delay exhibiting a linear correlation with the structural parameters. Even under broadband conditions, the structure maintains excellent phase manipulation capability and transmission performance. Compared with traditional space-coiling structures, the additional phase delay induced by the coupling effect between units during cascading is negligible. Leveraging this advantage of minimal additional phase delay, an abnormal refraction acoustic metamaterial with tunable refraction angles is designed by combining the Moiré effect. Verified through numerical simulations and experimental measurements, the refraction angle can be continuously tuned from 0° to 51°, with a maximum error of only 4% between the theoretical and simulation results. Furthermore, the same design strategy is employed to realize tunable acoustic focusing. By analyzing the error between the ideal phase distribution and the actual phase distribution of the cascaded structure, the horizontal coordinate of the focusing point is successfully shifted from 0–116 mm, with a maximum horizontal error of 2.6%. Both the tunable refraction angle and focusing position achieved in this work are in high consistency with the theoretical predictions. This study expands the application scope of reconfigurable acoustic metamaterials and provides a new perspective for multifunctional acoustic wave manipulation.

Keywords: acoustic metamaterial, additional phase delay, abnormal acoustic refraction, acoustic focusing

DOI: [10.7498/aps.75.20251697](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251697)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251697](https://cstr.net.cn/32037.14.aps.75.20251697)

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2023YFB4604800).

† Corresponding author. E-mail: bosong@hust.edu.cn

基于低额外相位延迟声学超材料与莫尔效应的可调声场器件设计与验证

孟祥彦 张邵基 彭玉桂 武朋 罗加杰 张满弓 于兴博 李巧娇 宋波

Design and verification of tunable acoustic field devices based on low additional phase delay acoustic metamaterials and Moiré effect

MENG Xiangyan ZHANG Shaoji PENG Yugui WU Peng LUO Jiajie ZHANG Mangong YU Xingbo
LI Qiaojiao SONG Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 081001 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251697

CSTR: 32037.14.aps.75.20251697

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251697>

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

一种具有动态磁负刚度薄膜声学超材料的低频隔声特性

Low-frequency sound insulation performance of novel membrane acoustic metamaterial with dynamic negative stiffness

物理学报. 2022, 71(21): 214301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221058>

基于粒子群算法的超振荡超分辨聚焦声场设计

Super-resolution acoustic focusing based on the particle swarm optimization of super-oscillation

物理学报. 2022, 71(20): 204304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220898>

基于声透镜的多频经颅聚焦

Multifrequency transcranial focusing based on acoustic lensing

物理学报. 2024, 73(23): 234301 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241123>

基于电子调控的可重构声学编码超表面

Electronically reconfigurable piezoelectric acoustic coding metasurface

物理学报. 2026, 75(7): 234301 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251705>

基于非对称吸声器的发动机声学超表面声衬

Metasurface acoustic liner of engine based on asymmetric absorber

物理学报. 2023, 72(5): 054301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222011>

基于多端口波导结构的宽频带声触发器

Broadband acoustic triggers based on multiport waveguide structures

物理学报. 2023, 72(16): 164301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230594>