

# 声压增强效应为目标的自组装超材料 声学传感机制研究\*

陈星宇<sup>1</sup> 陆泽琦<sup>1,2,3,4†</sup> 丁虎<sup>1,2,3</sup> 陈立群<sup>1,2,3,4</sup>

(1. 上海大学 力学与工程科学学院, 上海 200444)

(2. 上海市应用数学和力学研究所, 上海 200072)

(3. 上海市能源工程力学重点实验室, 上海 200072)

(4. 上海大学 微电子学院, 上海 201800)

**摘要** 声学传感在极端环境下对弱声信号检测面临灵敏度与带宽难以兼顾的固有挑战. 本文提出一种基于形状记忆合金驱动的自组装梯度声学超材料, 通过动态调控材料参数与几何特性实现声压增强效应优化. 研究采用有效介质理论与 Wentzel-Kramers-Brillouin 方法(WKB法)近似建立声场解析模型, 揭示了材料弹性模量、密度梯度及频率特征对声波传播特性的协同调控机制. 通过多物理场耦合仿真验证了1~13 kHz宽频范围内声压增益规律. 结果表明, 通过调节几何梯度参数改变有效折射率可突破传统传感器的灵敏度-带宽权衡限制; 大锥角结构(60°)在高频段(9.7~12.9 kHz)实现快速声能增强, 而小锥角设计(30°)有效扩展低频声波(2.1~5.3 kHz)的增益作用范围. 本文所设计的声学超材料具有动态重构特性, 为工业设备微弱声信号检测提供了新的技术路径, 为解决传统声学传感器性能矛盾提供了理论支撑与实验依据, 对提升复杂工况下的故障诊断可靠性具有重要应用价值.

**关键词** 自组装, 超材料, 声学传感, 声压增强, 信号检测

中图分类号: O422.2; TP212

文献标志码: A

## Acoustic Pressure Enhancement in Sensing Targets via Self-Assembled Metamaterials\*

Chen Xingyu<sup>1</sup> Lu Zeqi<sup>1,2,3,4†</sup> Ding Hu<sup>1,2,3</sup> Chen Liqun<sup>1,2,3,4</sup>

(1. School of Mechanics and Engineering Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

(2. Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics, Shanghai 200072, China)

(3. Shanghai Key Laboratory of Mechanics in Energy Engineering, Shanghai 200072, China)

(4. School of Microelectronics, Shanghai University, Shanghai 201800, China)

**Abstract** Acoustic sensing faces inherent challenges in balancing sensitivity and bandwidth for weak acoustic signal detection under extreme environmental conditions. This study proposes a self-assembled gradient acoustic metamaterial driven by shape memory alloy, which optimizes sound pressure enhancement through dynamic regulation of material parameters and geometric characteristics. By establishing an analytical acoustic field model using effective medium theory and Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) approximation, the research reveals the synergistic regulation mechanisms of material elastic modulus, density gradient, and frequency characteristics on acoustic wave propagation properties. Multiphysics-

2025-04-07 收到第1稿, 2025-04-27 收到修改稿.

\* 国家自然科学基金资助项目(12272210, 11872037, 11872159); National Natural Science Foundation of China (12272210, 11872037, 11872159).

† 通信作者 E-mail: luzeqi@shu.edu.cn

coupled simulations verify the acoustic pressure amplification patterns across the 1~13 kHz broadband range. Results indicate that adjusting geometric gradient parameters to modify effective refractive index can overcome the sensitivity-bandwidth trade-off in conventional sensors: large-taper-angle structures (60°) achieve rapid acoustic energy amplification in high-frequency ranges (9.7~12.9 kHz), while small-taper-angle designs (30°) effectively extend the gain coverage for low-frequency waves (2.1~5.3 kHz). The developed metamaterial with dynamic reconfigurability provides a novel technical approach for weak acoustic signal detection in industrial equipment, offering theoretical foundations and experimental validation to resolve performance contradictions in traditional acoustic sensors. This advancement holds significant implications for enhancing fault diagnosis reliability in complex operational conditions.

**Key words** self-assembly, metamaterial, acoustic sensing, acoustic pressure enhancement, weak signal detection

## 引言

声学检测在机械故障诊断领域具有重要意义。当其他传感器因极端环境限制而失效时,声波仍能作为可靠的信息载体维持有效检测<sup>[1]</sup>。然而,声检测过程也面临诸多挑战<sup>[2]</sup>:复杂传输路径导致的信号衰减;传统声学传感器在弱信号检测方面存在固有局限性,其灵敏度不足易引发故障诊断延迟或误判<sup>[3]</sup>,可能造成重大经济损失乃至引发安全事故<sup>[4-6]</sup>。因此,如何实现极端环境下的高精度实时远程故障监测,并提升目标声信号检测的准确性与可靠性,已成为该领域持续数十年的研究热点。

传统的声波检测灵敏度提升方法主要依赖于电器引导和机械结构设计优化<sup>[7-10]</sup>。电器引导设计优化往往需要采用成本高昂的定向电导技术,依赖复杂的纳米级制造工艺,如静电纺丝等<sup>[11-13]</sup>。而机械结构设计优化,如采用悬臂梁和腔体结构,尽管成本较低且工艺简单,但由于结构固有的共振特性,限制了检测灵敏度与频率带宽之间的平衡,使其在实际应用中难以兼顾高灵敏度和宽频带<sup>[14-17]</sup>。上述两种方式均考虑了谐振机制<sup>[18]</sup>,即灵敏度在共振频率附近显著提升,而在非共振频率区域则急剧下降。因此,发展基于非谐振机制<sup>[19]</sup>的灵敏度提升方式,可有效突破灵敏度与频率带宽之间的权衡问题。

具有复杂人工结构的超材料在物理特性上往往远超天然材料<sup>[20-22]</sup>,为解决传统声学传感器的灵敏度一带宽权衡限制提供了可能。这些特性为声波操控和信号处理提供了全新的手段,特别是在高分辨率成像和远距离探测方面显示出巨大潜力<sup>[23]</sup>,

为微弱信号传感器设计提供新的思路和方法。传统的声波探测方法受限于衍射极限而难以捕捉亚波长尺度的细节<sup>[24]</sup>。然而,一些各向异性超材料的出现打破了这一限制,使得高灵敏度检测成为可能。各向异性声学超材料能够通过耦合矢量分量,将倏逝波转化为传播波,这种特性在声信号探测中尤为重要<sup>[25,26]</sup>。在实现这一转换的过程中,声波导内部的激励捕获共振技术发挥了关键作用<sup>[27]</sup>。通过精确设计声学超材料的结构,可以激发特定的共振模式,从而将倏逝波分量高效转换为传播波。例如,Li等人<sup>[24]</sup>的研究展示了通过计算机数控技术制造的黄铜鳍片可以实现将倏逝波转换为传播波,并保持亚波长特征的完整性。此外,高折射率对比度的平板波导也被用于激发波导共振,进一步提升了亚波长细节的探测能力。这种技术能够将空间分量的信息耦合到平板波导的捕获模式中,从而在远处获得清晰的亚波长信号<sup>[25]</sup>。然而,固定的工作频段限制了各向异性超材料的应用。结构动态可调的超材料为解决这一问题提供了思路<sup>[28,29]</sup>。Chen等人<sup>[30]</sup>通过串联弹簧元件与各向异性声学超材料板,利用弹簧压缩调节间隙距离从而实现工作频带可调。

本研究提出了一种具有自组装特性的声学超材料设计方案,通过构建形状记忆合金驱动的梯度可调结构,实现声波检测性能的动态优化。本文主要研究工作:创新地提出了一种可变梯度的声学超材料并建立了基于有效介质理论与WKB近似法的声场解析模型,揭示了材料参数以及几何梯度对声压增益的作用规律;利用多物理场耦合仿真方法,完成1~13 kHz宽频范围内声波传播特性的数值验证。研究结果为解决声学传感器的灵敏度一带

宽权衡矛盾提供了新的技术路径,对提升工业设备的机械结构健康监测具有重要应用价值。

## 1 自组装超材料模型

### 1.1 模型设计

本文主要设计了一种初始状态角为  $60^\circ$  的可变梯度声学超材料,如图 1(a)所示。其中,可变梯度的超材料由矩形块阵列组合构成。由于制造限制前三个矩形块只有一个伸展壁。此外,对于特定梯度的超材料波导,其梯度结构可被视为二维(2D)、连续且无损的声学介质。本文根据角度差设计并构建了梯度的矩形块,如图 1(b)所示,由伸展壁、电诱导形状记忆合金丝(固定长度)和弹簧组成,弹簧推动了矩形块的扩展,形状记忆合金丝收缩使矩形块收缩,这使得超材料可以在预定的角度之间变化。其中,预定的角度分别为  $50^\circ$ 、 $40^\circ$  和  $30^\circ$ ,如图 1(c)所示。具有固定梯度的声学超材料能够在其间隙内对一定频率范围内的声压信号增强,其具有工作频带不足的缺点<sup>[30]</sup>。本文设计的可变梯度声学超材料能够实现宽频范围内声压信号增强,从而确保传感器在宽频率范围内的灵敏度。

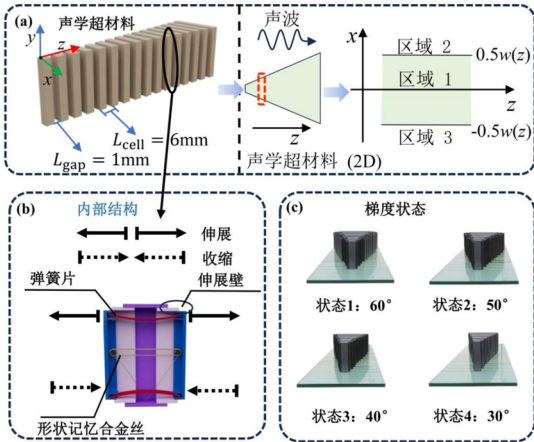


图1 超材料传感器:(a)超材料分析示意图;(b)内部结构设计图;

(c)超材料梯度状态

Fig.1 Metamaterial sensor: (a) Schematic diagram of metamaterial analysis; (b) Internal structure design diagram; (c) Gradient state of metamaterial

### 1.2 理论建模

梯度超材料的理论分析如图 1(a)所示。基于有效介质理论<sup>[24]</sup>,超材料的有效介质特性在  $x$  和  $z$  方向上分别由有效密度  $\rho_x$  和  $\rho_z$  表示,体积模量由  $B$  表示。空气的密度和体积模量为  $\rho_a$  和  $B_a$ ;超材料的

密度和体积模量为  $\rho_r$  和  $B_r$ 。有效介质可表示为

$$\begin{aligned}\rho_x &= \frac{\rho_r \rho_a}{(1-F)\rho_r + F\rho_a} \\ \rho_z &= (1-F)\rho_a + F\rho_r \\ B &= \frac{B_a B_r}{(1-F)B_r + FB_a}\end{aligned}\quad (1)$$

其中,  $F = V_r/V_t$  为超材料在空气中的填充率;  $V_r$  为超材料的体积;  $V_t$  为超材料和空气的总体积。为描述声波在超材料中的传播,通过定义  $x-z$  平面上的声场,可以得到声波方程为:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (2)$$

式中,  $P(x, z, t)$  为声场函数,  $c$  为声速。通过 WKB 法近似可以得到基本导模。

$$P = p(x) e^{ik_z z} \quad (3)$$

式中,  $k_z$  是沿  $z$  方向的波矢量分量,  $p(x)$  是与波矢量相关的振幅函数,表示为

$$p(x) = a \cos(k_x x) + b \sin(k_x x) \quad (4)$$

式中  $a, b$  为振幅系数;  $k_x$  是沿  $x$  方向的波矢量分量。由式(3)和(4)可以得到在  $x$  和  $z$  方向上的速度场,表达式为

$$v_{x1} = \frac{-k_x}{i\omega\rho_x} [b \cos(k_x x) - a \sin(k_x x)] e^{-ik_z z} \quad (5)$$

$$v_{z1} = \frac{-k_z}{i\omega\rho_x} [a \cos(k_x x) + b \sin(k_x x)] e^{-ik_z z} \quad (6)$$

式中,  $\omega$  为角频率;式(5)和(6)满足如下关系式<sup>[29]</sup>:

$$\omega^2 = \frac{k_x^2}{\rho_x B^{-1}} + \frac{k_z^2}{\rho_z B^{-1}} \quad (7)$$

由于  $\rho_r$  和  $B_r$  相对于空气趋于  $\infty$ ,所以  $\rho_z$  相对趋于无穷。因此,式(7)可简化为:

$$k_x \approx \omega \sqrt{\frac{\rho_x}{B}} \quad (8)$$

本文仅考虑超材料的基本导模,它在  $y-z$  平面上呈现对称的声压场分布。因此,对于公式(4)振幅系数必须满足  $a = 0, b \neq 0$  的条件。进一步,区域 2 和区域 3 的声场和声速分别可以由公式(9)和(10)表示为:

$$\begin{cases} P_2 = c_1 e^{-k_{x2} x} e^{-k_z z} \\ v_{x2} = \frac{c_1 k_{x2}}{i\omega\rho_a} e^{-k_{x2} x} e^{-k_z z} \\ v_{z2} = \frac{c_1 k_z}{\omega\rho_a} e^{-k_{x2} x} e^{-k_z z} \end{cases} \quad (9)$$

和

$$\begin{cases} P_3 = d_1 e^{-k_{x3}x} e^{-k_z z} \\ v_{x3} = \frac{d_1 k_{x3}}{i\omega\rho_a} e^{-k_{x3}x} e^{-k_z z} \\ v_{z3} = \frac{d_1 k_z}{\omega\rho_a} e^{-k_{x3}x} e^{-k_z z} \end{cases} \quad (10)$$

式中  $c_1, d_1$  为振幅系数;  $k_{x2}$  和  $k_{x3}$  分别为区域 2 和区域 3 的横波矢量, 满足关系式<sup>[30]</sup>:

$$k_{x2} = k_{x3} = \sqrt{k_z^2 - k_a^2} \quad (11)$$

式中  $k_a = \omega \sqrt{\rho_a/B_a}$  为空气中的波矢量; 声压场沿  $y-z$  平面对称; 区域 2 和区域 3 的振幅系数为  $c_1 = d_1$ .  $\omega(z) = \tan(\theta)z + b_1$  是沿传播方向的光滑线性函数, 其中,  $\theta$  为超材料的角度;  $b_1$  为第一个超材料单元的宽度. 根据  $x = \omega(z)/2$  [或  $x = -\omega(z)/2$ ] 的边界条件, 可得:

$$\begin{cases} P_1 = P_2 \\ b \cos \left[ \frac{k_x \omega(z)}{2} \right] = c_1 e^{-k_{x2}x} \end{cases} \quad (12)$$

和

$$\begin{cases} v_{x1} = v_{x2} \\ \frac{k_x}{i\omega\rho_x} b \sin \left[ \frac{k_x \omega(z)}{2} \right] = c_1 \frac{k_{x2}}{i\omega\rho_a} e^{-k_{x2}x} \end{cases} \quad (13)$$

用方程(12)和(13)本文可以进一步得到

$$\frac{\rho_x \sqrt{k_z^2 - k_a^2}}{\rho_a k_x} = \tan \left[ \frac{k_x \omega(z)}{2} \right] \quad (14)$$

在超材料中, 有效折射率  $n_{\text{eff}}$  可以用来量化介质引起的导波数的增加. 将(8)代入(14), 根据  $k_z = n_{\text{eff}} k_a$  可得有效折射率:

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\rho_a B_a}{\rho_x B} \tan^2 \left[ f\pi\omega(z) \sqrt{\frac{\rho_x}{B}} \right] + n_a} \quad (15)$$

式中,  $f$  为超材料中声场的频率;  $n_a = 1$  是空气的折射率. 式(15)表明  $n_{\text{eff}}$  是  $f$  和  $\omega(z)$  的函数. 因此, 逐渐增大  $\omega(z)$  可以调节超材料的  $n_{\text{eff}}$ . 此外, 三个区域的声场和速度场, 通过 WKB 近似可以得到

$$\begin{cases} P_1 = a(z) e^{-\tau_1 x} e^{ik_a \Phi} \\ P_2 = b(z) e^{-\tau_2 x} e^{ik_a \Phi} \\ P_3 = c(z) e^{-\tau_3 x} e^{ik_a \Phi} \end{cases} \quad (16)$$

和

$$\begin{cases} v_{1q} = -(i\omega\rho_a)^{-1} \frac{\partial P_1}{\partial q} \\ v_{2q} = -(i\omega\rho_a)^{-1} \frac{\partial P_2}{\partial q} \\ v_{3q} = -(i\omega\rho_a)^{-1} \frac{\partial P_3}{\partial q} \end{cases} \quad (17)$$

其中  $a(z), b(z), c(z)$  为不同区域声场的振幅系数函数, 不同区域的声场和速度场的数字下标对应图 1(a)中划分好的区域编号. 相移可以定义为

$$\Phi = \int_{z_0}^z n_{\text{eff}} dz \quad (18)$$

其中  $z_0$  为起点; 超材料波导的基本导模沿  $x$  轴对称, 因此有如下关系<sup>[19]</sup>:

$$\begin{cases} a(z) = c(z) \\ \tau_1 = \tau_3 = k_a \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - 1} \end{cases} \quad (19)$$

通过匹配不同区域的边界条件, 可以得到系数为

$$\frac{b(z)}{a(z)} = \exp \left\{ \frac{-\tau_1 \omega(z)/2}{\cos [k_x \omega(z)/2]} \right\} \quad (20)$$

为了计算超材料区域的振幅  $b(z)$ , 假设声能通量沿波传播方向 (即  $z$  轴) 是守恒的 (对于无损超材料), 表示为

$$I_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} (P\vec{v}) dx \quad (21)$$

其中  $\vec{v}$  是  $z$  方向上的声速. 将式(16)代入声压场(20), 可得  $b(z)$  为

$$b(z) = \frac{(2\pi\rho_a f)^{1/2} (1 - n_{\text{eff}}^{-2})^{1/4}}{\cos [\arctan(\rho_x \rho_a^{-1} (n_{\text{eff}}^2 - 1)^{1/2})]} \quad (22)$$

将式(22)代入式(16)得到

$$P(x) = \frac{(2\pi\rho_a f)^{1/2} (1 - n_{\text{eff}}^{-2})^{1/4}}{\cos [\arctan(\rho_x \rho_a^{-1} (n_{\text{eff}}^2 - 1)^{1/2})]} \times \exp[2i\pi f c^{-1} \int_{z_0}^z n_{\text{eff}} dz], \quad x=0, z, f \quad (23)$$

由式(23)可知,  $n_{\text{eff}}$  既取决于超材料波导的材料参数, 也取决于其几何参数. 通过对这些几何参数的设计可以达到期望的  $n_{\text{eff}}$ , 从而提高声波传感器的检测频带以及灵敏度.

### 1.3 仿真建模

为验证理论模型的解析解, 本研究通过有限元仿真方法对声学超材料进行数值验证. 本文设计的可变梯度超材料的四个状态, 每个状态单独进行仿真建模分析, 具体流程如图 2 所示. 有限元模型由四个功能模块构成, 具体仿真流程可分为几何建模、物理场配置、数值求解和后处理四个核心环节. 几何建模阶段首先在 AutoCAD 软件中根据梯度函数和超材料的周期完成超材料单元结构的参数化建模并导出 DXF 格式文件. 将 DXF 格式文件导入 COMSOL 中并绘制声域和完美匹配层, 采用布尔运算整合完美匹配层并建立完整的计算域空间. 物理场配置模块采用多物理场耦合方法, 在压力声

学与热黏性声学框架下设置材料参数与边界条件. 材料界面定义包含空气-超材料双相介质参数配置, 声激励边界采用平面波辐射条件, 硬声场边界条件施加于超材料的结构和声域外侧, 完美匹配层参数设置为笛卡尔坐标系下的标准比例因子. 该模块通过多物理场接口实现声波传播方程与结构动力学的耦合求解.

数值求解阶段, 首先执行曲率自适应网格划分, 声场域与结构域采用三角形单元离散, 最大单元尺寸严格控制在最小波长  $1/20$  以下以保证计算精度. 设置  $\epsilon < 10^{-6}$  的相对容差进行频域扫描计算, 频率范围覆盖  $1 \sim 13$  kHz 的宽频带特征分析. 后处理模块通过声压场、声速场分布的可视化实现声学性能表征, 采用声压级参数进行量化分析. 计算结果通过 COMSOL LiveLink 接口导出至 MATLAB 平台, 执行仿真数据与解析解的归一化对比. 模型验证环节通过网格收敛性分析确保计算精度, 采用仿真结果与解析解对比的方法验证物理场配置的合理性.

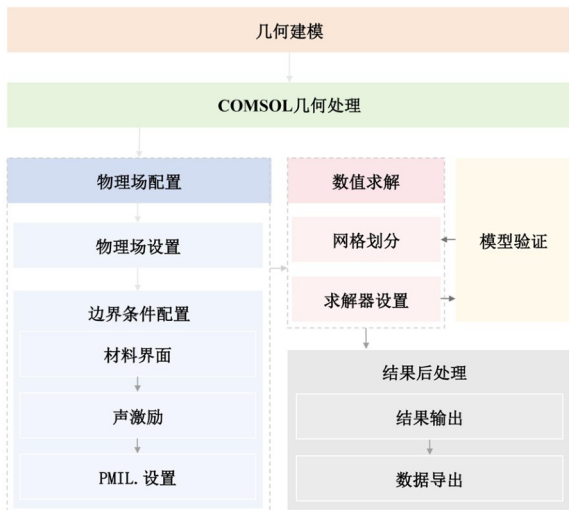


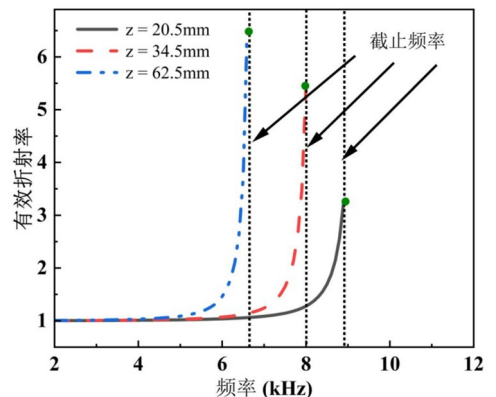
图2 声学超材料仿真建模流程

Fig. 2 Simulation modeling workflow of acoustic metamaterial

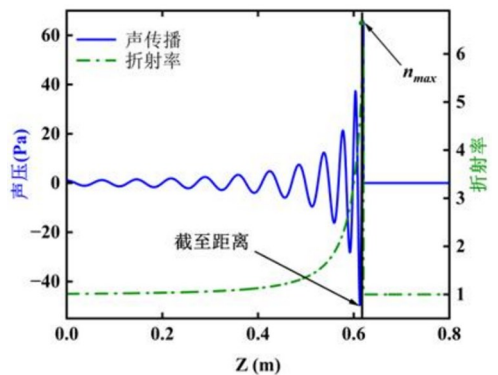
## 2 结果与讨论

### 2.1 解析解分析

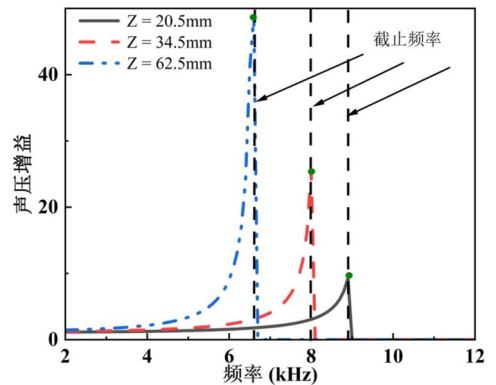
由公式(15)计算得到的有效折射率可用于量化介质对导波数的增强作用. 导波数增多会导致相速度降低, 从而延缓波的传播, 导致能量聚集. 因此, 导波束的增大会引起声压的增强. 如图 3(a)所示, 在超材料上的给定位置, 折射率随频率的增加而逐渐增大. 然而, 有效折射率不会任意增加. 最大



(a) 超材料中各位置的有效折射率



(b) 超材料中声波传播和有效折射率对比验证, 频率  $f = 4.6$  kHz



(c) 超材料中各位置声压增益

图3 超材料理论解析解,  $\theta = 1.718^\circ$ , 超材料单元宽度  $b_u = 15$  mm,

$$\rho_r = 8 \times 10^8 \text{ kg/m}^3, B_r = 1.6 \times 10^8 \text{ Pa}$$

Fig. 3 Analytical solution for the metamaterial with  $\theta = 1.718^\circ$ ,

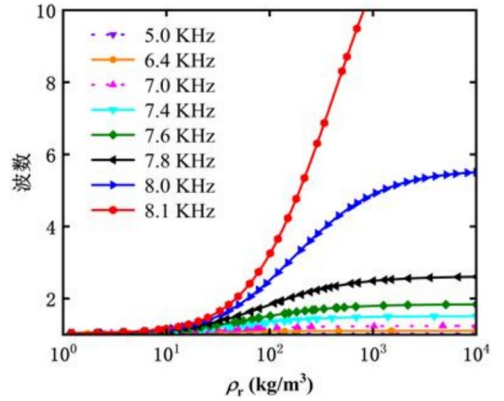
$$b_u = 15 \text{ mm}, \rho_r = 8 \times 10^8 \text{ kg/m}^3, B_r = 1.6 \times 10^8 \text{ Pa}$$

的波矢量可确定为  $k_z = \pi/L_{\text{gap}}$ , 对应于周期系统的第一布里渊边界. 因此, 最大有效折射率为  $n_{\text{max}} = c_a/2L_{\text{gap}}f$  (其中  $c_a$  为声波在空气中的传播速度). 当有效折射率达到最大有效折射率时, 声波的传播停止, 这种现象对应的频率/位置称为截止频率/截止距离. 通过计算公式(23)可以得到声波在超材料中的传播, 如图 3(b)所示. 声压随着有效折射率增强而逐渐增强, 当声波传播到最大有效折射率处, 声波停止传播, 声压增强达到最大. 值得注意的是, 本文建立的数学模型是超材料中关于声压的场函

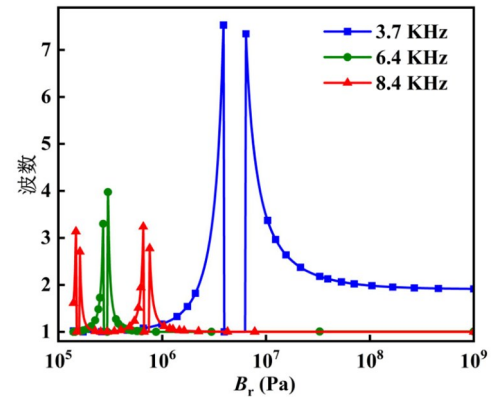
数,其具备了描述声压的分布特性.因此,公式(23)计算的结果是无源情况下声压增强的程度.但在现实中,绝大部分情况下声音都是有源的.为研究在有源情况下声压变化的情况,将公式(23)进行归一化可得声压增益,用来描述声压增强的程度.如图3(c)所示,在超材料上的给定位置,声压增益随频率的增加而逐渐增大,同有效折射率一样达到截止频率后声压增益降为零.此外,由图3(a)和(c)发现截止频率在超材料的不同位置是不同的,这使超材料具有信号选择增强的能力.

## 2.2 参数影响

为优化本研究所设计超材料的声学性能,需选取合适的材料参数.基于有效介质理论,声波数特性主要受控于材料的密度 $\rho_r$ 和体积模量 $B_r$ .通过调整梯度超材料的密度和体积模量参数分析了材料参数对超材料中声波数增加的影响,如图4所示.其中,材料密度 $\rho_r$ 涵盖从低密度的空气( $1.2 \text{ kg/m}^3$ )到高密度的金属钨( $22.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ )下不同频率声波数增加规律;材料体积模量 $B_r$ 覆盖从软质聚合物( $1 \times 10^6 \text{ Pa}$ )到硬质陶瓷( $1 \times 10^{10} \text{ Pa}$ )下不同频率声波数增加的响应机制.图4(a)中,不同频率下波数随着密度的增加呈现先增加后平缓的趋势.低密度 $\rho_r$ 区( $\rho_r < 10^2 \text{ kg/m}^3$ )相位增长主导,波数随密度快速上升;高密度 $\rho_r$ 区( $\rho_r > 10^3 \text{ kg/m}^3$ )耦合衰减主导,波数增长饱和.高频声波(如8.1 kHz)因相位项 $\propto f$ 更易触发强色散,可在中等密度条件( $\rho_r = 10^2 \text{ kg/m}^3$ )实现声波数快速增加;低频声波则需要更高的密度阈值( $\rho_r > 10^3 \text{ kg/m}^3$ ).图4(b)中,出现的尖峰对应声波在材料中的增强条件.当 $\tan^2[f\pi w(z)\sqrt{\rho_r/B}] \rightarrow \infty$ 时,声波数急剧增加,因此声波的能量局域化增强(即间隙内声压增强).高频声波数增加随体积模量增加而峰值左移则表明高频声波在较软的材料中即可满足声波数增加.然而,较低频声波(3.7 kHz)的波数增加随体积模量的增加而右移,表明低频声波需要更刚性的材料才能激发声波数增加.在设计超材料时,对于高频声波进行声压增强仅需采用具有中等密度( $\rho_r = 10^2 \text{ kg/m}^3$ )一较低刚性的材料,而低频声波则需要高密度一高刚性的材料.因此,选择合适的材料参数对提升传感器在不同频段的性能具有指导意义.



(a) 密度对声波数增加的影响, 体积模量设置为  $B_r = 1.6 \times 10^8 \text{ Pa}$



(b) 体积模量对声波数增加的影响, 密度设置为  $\rho_r = 8 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$

图4 材料参数对超材料中波数增加的影响,  $\theta = 9.7^\circ$ ,  $b_u = 3 \text{ mm}$ ,  $z = 34.5 \text{ mm}$

Fig. 4 Parametric coupling effects on wavenumber enhancement in anisotropic metamaterials with  $\theta = 9.7^\circ$ ,  $b_u = 3 \text{ mm}$  at  $z = 34.5 \text{ mm}$

通过调整梯度超材料的角度参数分析得到梯度参数对超材料的性能影响,如图5所示.图5(a)表明在超材料上的给定位置,折射率随频率的增加而逐渐增大;角度越大,折射率随频率的增加越快.然而,小角度( $< 30^\circ$ )在低频段对应的折射率虽然增加缓慢但其对高频声波能够有效增强,大角度( $> 30^\circ$ )则相反.根据图4结果,高频声波仅需较软材料介质即可激发波数增加;低频声波需要更刚性物质才能激发波数增加;因此,超材料的梯度改变物理意义是改变有效介质的特性,从而达到需要的高效折射率,进而得到增强后的声压.图5(b)表明在给定频率下,声波的传播距离随角度增加而逐渐减小.角度越小,声波能传播的距离越远;角度越大,声波能传播的距离越短.结果表明随着角度的减小声压增强的位置逐渐向初始位置移动.图5(c)给出了超材料的总长与最大声压增益的关系,这里的最大声压增益是扫频后计算而得.最大声压增益随着位置的增加先呈指数式增加,然后呈线性

增加. 在超材料的设计中, 需要实现在超材料波导中的传播声波快速压缩和放大. 因此, 超材料的总长应该选取最大声压增益呈指数级增长的距离. 以上对超材料梯度的各参数的研究对实现超材料器件紧凑设计具有重要意义.

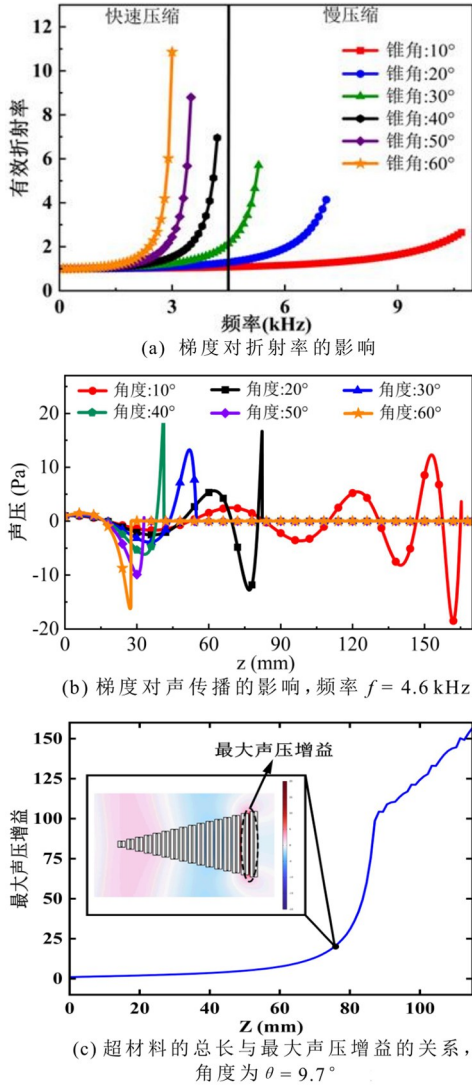


图 5 梯度参数对超材料的性能影响,  $b_u = 3 \text{ mm}$ ,  $\rho_r = 8 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ,  $B_r = 1.61 \times 10^8 \text{ Pa}$ ,  $z = 36 \text{ mm}$

Fig. 5 Effect of gradient parameters on metamaterial performance with  $b_u = 3 \text{ mm}$ ,  $\rho_r = 8 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ,  $B_r = 1.6 \times 10^8 \text{ Pa}$ , and  $z = 36 \text{ mm}$

### 2.3 仿真验证

仿真通过扫频测试可变梯度声学超材料, 得到计算结果如图 6 所示, 四个分图分别展示了不同锥角 ( $30^\circ$ 、 $40^\circ$ 、 $50^\circ$ 、 $60^\circ$ ) 的声学超材料结构对声压的增强, 结果对应的频率从左至右依次为  $12.9 \text{ kHz}$ 、 $9.7 \text{ kHz}$ 、 $5.3 \text{ kHz}$  和  $2.1 \text{ kHz}$ . 其中超材料结构中的彩色背景表示声压分布情况. 每个结构中标注的“Enhancement gap”, 表示声压增强对应的超材料

间隙. 由图 6 可以得到小角度声学超材料对高频声波具有增强效果, 且声压增强的间隙靠前; 大角度声学超材料对低频声波具有增强效果, 且声压增强的间隙靠后, 这与本文解析解得出的结论一致. 仿真结果揭示了不同锥角超材料结构与声压频率的相互作用关系, 为深入理解声波在超材料中的传播机制提供数据支撑.

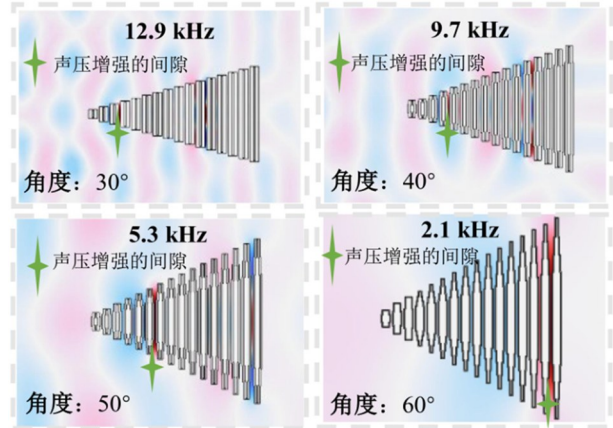


图 6 超材料的仿真建模结果

Fig. 6 Simulation modeling results of the metamaterial

为验证解析解的准确性, 本研究通过归一化处理将仿真结果与理论解进行定量对比. 如图 7 所示, 选取  $x = 0$  截面传播方向 ( $z$  轴) 的声压分布进行表征, 其中红色实线表征解析解的声压传播趋势, 蓝色圆形标记为有限元仿真计算结果. 在截止距离前的区域内, 解析解呈现先逐渐下降后上升的趋势, 并于截止距离处达到极大值; 超过该临界位置后, 解析解为零, 这验证了声波在截止距离后停止传播的理论特性. 仿真解的数据分布规律在截止距离前与解析解保持趋势一致性, 但存在数值偏差; 在截止距离后的区域中, 仿真解与数值解存在相位差. 这种现象的物理机制源于: 在截止距离范围内, 声波遵循绝热传播规律; 而当超越该阈值时,

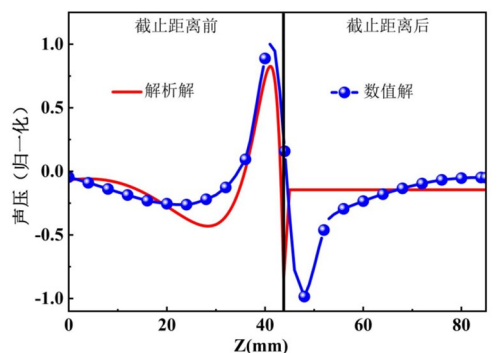


图 7 超材料的数值-仿真验证 ( $\theta = 30^\circ$ )

Fig. 7 Numerical-experimental verification of the metamaterial ( $\theta = 30^\circ$ )

声波变为非绝热传播条件,导致仿真结果与理论模型之间产生相位偏差.对于具有不同锥度角的超材料需要满足关系  $\delta = |\lambda/2\pi(dn_{\text{eff}}^{-1}/dz)|$ .其中  $\lambda$  为声波波长;随着锥角的增大, $\delta$  趋于 1.由于声波在绝热和非绝热传播模式之间的转换,理论声场分布与实际声场分布有一定的差异.综上所述,理论结果与仿真结果的对比验证了解析解和数值解的一致性.

## 2.4 实验验证

图 8 展示了实验中所使用的关键仪器以及整体系统搭建的细节.同时为排除外界干扰,实验在消声室中进行.图 8(a)为用于声信号控制与处理的设备.图 8(b)为扬声器(Q98;Fujifilm,日本)位于超材料装置锥形端前 0.5 m 处,该装置设计用于从入射到超材料区域的空气中产生平面声波.使用电容式传声器(BDZ-211;Zhongkebode,中国).利用位于消声室顶部的第二个电容式传声器确定超材料内部的压力场相位,以建立自由空间中的原始压力场相位.超材料变形使用 dSPACE 进行数据收集.通过采用不同中心频率的高斯脉冲对声环境进行了精确模拟.这些脉冲是通过编译转换为音频文件,同时通过扬声器播放.

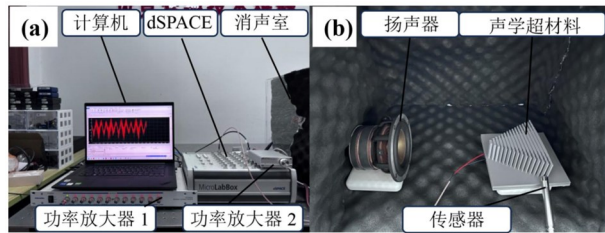


图 8 实验装置:(a)控制系统;(b)消声室内测试  
Fig. 8 Experimental setup: (a) Control system;  
(b) Testing in the anechoic chamber;

计算机用于实时控制产生声场的扬声器以及 dSPACE.其中,dSPACE 用存储处理输入声学信号和扬声器播放声音.扬声器通过功放“1”获得所需的功率水平,dSPACE 通过功放“2”连接麦克风进行声压检测.实验测试在消声室中进行,以避免任何干扰.由于高斯声脉冲具有可调的高斯型波形和频谱分布,能有效地模拟自然声信号的波形和频谱特征,是声学研究和应用的重要工具.因此,为了更好地模拟自然界的声学现象,本文选择高斯声脉冲产生高斯调制声脉冲信号  $G(t)$ ,其中心频率范围( $f_c = 2.1, 5.3, 9.7, 12.9$  kHz)表示为

$$G(t) = 2000\sin(2\pi f_c t)e^{-0.3(t-5)^2} \quad (24)$$

其中 0.3 为衰减系数.5 秒作为所有脉冲的特征半宽.与  $1/f_c$  相比,5 秒相对较长,因此它在时间上产生相对较窄的脉冲,在频率上产生较宽的频谱.当高斯脉冲信号入射到超材料上时,用声学传感器进行测量.由理论分析,研究得到的仅是声场函数具备描述声压的分布特性,但对于具体的声压数值需要具体分析.此外,仿真验证了理论分析的正确性,即声波在超材料中传播到特定位置会被增强.为进一步在实际环境中验证声压增强,本文选择与仿真相同的间隙和频率情况下,进行声压增强现象的验证实验.

各梯度下声学超材料中检测到声信号的信噪比与原始声信号的信噪比 SNR 计算如表 1 所示.信噪比(SNR)表达式为:

$$\text{SNR} = 10\log\left(\frac{P_{\text{signal}}}{P_{\text{noise}}}\right) \quad (25)$$

式中  $P_{\text{signal}}$  为声压功率,由传感器测量传输机理得到; $P_{\text{noise}}$  为噪声的声压功率,由测量室内环境噪声的换能器导出.其中,功率  $P$  可以表示为:

$$P = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |x[n]|^2 \quad (26)$$

式中  $N$  为声信号样本个数; $x[n]$ 是信号的第  $n$  个采样值.超材料对声信号明显可以提高声信号的信噪比,最高提升达 22.49 dB.通过实验验证了本文所设计梯度超材料的声压增强性能,进一步说明了超材料设计的合理性和有效性.

表 1 不同梯度下声学超材料的声信噪比对比

Table 1 Comparison of acoustic signal-to-noise ratios in acoustic metamaterials under varying gradients

SNR	30°	40°	50°	60°
原始声信号 SNR/dB	11.96	20.94	31.13	40.13
增强后的声信号 SNR/dB	12.44	43.43	40.87	42.23

## 3 结论

本研究提出了一种基于形状记忆合金驱动梯度结构的自组装声学超材料,通过建立理论模型、数值仿真与实验测试相结合的方法,揭示了超材料角度变化对声波传播特性的调控机制,得到以下结果.

(1)理论结果:有效折射率随频率与传播位置呈非线性增长,其临界值对应声波截止传播条件,声压增益在截止频率/距离处达到峰值.截止频率/

距离在超材料中的不同位置是不同的,使超材料具有信号选择增强的能力.材料参数与梯度参数研究表明,高频声波需较软材料介质即可激发波数增加,低频声波则需更刚性物质才能激发波数增加;超材料的梯度改变意味着改变有效介质的特性从而达到需要的有效折射率进而得到增强后的声压.

(2)仿真结果:在截止距离前仿真结果与解析解趋势基本一致;在截止距离后的区域中,仿真解与数值解存在相位差这是声传播模式转换造成的.因此,在截止距离前数值仿真是正确的.

(3)实验结果:测试了超材料在 2.1~12.9 kHz 宽频段内的声压增强效果,通过对比原始声信号和增强后的声信号的信噪比对比,发现本文设计的超材料信噪比最高可提升 22.49 dB.

本研究实现了梯度结构的动态重构,为解决传统声学传感器灵敏度一带宽矛盾提供了新的设计思路,对提升工业设备的机械结构故障检测具有重要应用价值.相较于传统声学传感器检测方法,本文所设计的声学超材料能够实现:基于声压增强效应,可有效放大机械结构早期阶段的微弱故障信号,提升故障识别灵敏度;可变梯度的结构设计拓宽了工作频带,使其能够适应不同工况条件下的多频段检测需求.

## 参考文献

- [1] 张兆闯,肖江滔,屈文锋,等. GIL 故障定位声传播特性分析[J]. 水电与新能源, 2024, 38(11): 41—44, 48.  
ZHANG Z C, XIAO J T, QU W F, et al. On the acoustic propagation characteristics of GIL for fault location [J]. *Hydropower and New Energy*, 2024, 38(11): 41—44, 48. (in Chinese)
- [2] 朱日兴,白杰,王伟. 航空发动机转速传感器失效下转速限制保护的控制方法[J]. 科学技术与工程, 2020, 20(34): 14308—14312.  
ZHU R X, BAI J, WANG W. A control method of speed limit protection for aeroengine under speed sensor failures [J]. *Science Technology and Engineering*, 2020, 20(34): 14308—14312. (in Chinese)
- [3] LI S, FENG K, XU Y D, et al. Cross-modal zero-sample diagnosis framework utilizing non-contact sensing data fusion [J]. *Information Fusion*, 2024, 110: 102453.
- [4] LINDSEY N J, CRAIG DAWES T, AJO-FRANKLIN J B. Illuminating seafloor faults and ocean dynamics with dark fiber distributed acoustic sensing [J]. *Science*, 2019, 366(6469): 1103—1107.
- [5] MA M, SUN C, CHEN X F. Deep coupling autoencoder for fault diagnosis with multimodal sensory data [J]. *IEEE Transactions on Industrial Informatics*, 2018, 14(3): 1137—1145.
- [6] MELOSH H J. Dynamical weakening of faults by acoustic fluidization [J]. *Nature*, 1996, 379(6566): 601—606.
- [7] HUANG L J, HUANG S B, SHEN C, et al. Acoustic resonances in non-Hermitian open systems [J]. *Nature Reviews Physics*, 2023, 6(1): 11—27.
- [8] LENK C, HÖVEL P, VED K, et al. Neuromorphic acoustic sensing using an adaptive microelectromechanical cochlea with integrated feedback [J]. *Nature Electronics*, 2023, 6(5): 370—380.
- [9] LI M H. Acoustic resonators with a commercial ring [J]. *Nature Electronics*, 2022, 5(9): 545—546.
- [10] ZHAO X, ZHOU Y H, LI A, et al. A self-filtering liquid acoustic sensor for voice recognition [J]. *Nature Electronics*, 2024, 7(10): 924—932.
- [11] SUI X Y, DOWNING J R, HERSAM M C, et al. Additive manufacturing and applications of nanomaterial-based sensors [J]. *Materials Today*, 2021, 48: 135—154.
- [12] FAN W, LEI R X, DOU H, et al. Sweat permeable and ultrahigh strength 3D PVDF piezoelectric nanoyarn fabric strain sensor [J]. *Nature Communications*, 2024, 15(1): 3509.
- [13] ZHU P H, KUANG Y D, WEI Y, et al. Electrostatic self-assembly enabled flexible paper-based humidity sensor with high sensitivity and superior durability [J]. *Chemical Engineering Journal*, 2021, 404: 127105.
- [14] GERHARDT M, ZIMMICH L, DORN C, et al. Self-powered elementary hybrid magnetoelectric sensor [J]. *Nano Energy*, 2023, 115: 108720.
- [15] HAN M D, CHEN L, ARAS K, et al. Catheter-integrated soft multilayer electronic arrays for multiplexed sensing and actuation during cardiac surgery [J]. *Nature Biomedical Engineering*, 2020, 4(10): 997—1009.
- [16] KRONOWETTER F, MAEDER M, CHIANG Y

- K, et al. Realistic prediction and engineering of high-Q modes to implement stable Fano resonances in acoustic devices [J]. *Nature Communications*, 2023, 14: 6847.
- [17] LEE D, OH B, PARK J, et al. Wide field-of-hearing metalens for aberration-free sound capture [J]. *Nature Communications*, 2024, 15(1): 3044.
- [18] MOZHI G T, DHANALAKSHMI K, SUNDARESWARI M B. Design aspects of shape memory wire based resonant force measurement system [J]. *Measurement*, 2022, 198: 111313.
- [19] PAN H F, DING X X, QIAO H, et al. Metamaterial-based acoustic enhanced sensing for gearbox weak fault feature diagnosis [J]. *Smart Material Structures*, 2023, 32(10): 105034.
- [20] HU X Y, TAN T, WANG B L, et al. A reprogrammable mechanical metamaterial with origami functional-group transformation and ring reconfiguration [J]. *Nature Communications*, 2023, 14(1): 6709.
- [21] JIANG T X, LI C, HE Q B, et al. Randomized resonant metamaterials for single-sensor identification of elastic vibrations [J]. *Nature Communications*, 2020, 11(1): 2353.
- [22] WU K, LIU J J, DING Y J, et al. Metamaterial-based real-time communication with high information density by multipath twisting of acoustic wave [J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 5171.
- [23] PARK C M, PARK J J, LEE S H, et al. Amplification of acoustic evanescent waves using metamaterial slabs [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(19): 194301.
- [24] LI J, FOK L, YIN X B, et al. Experimental demonstration of an acoustic magnifying hyperlens [J]. *Nature Materials*, 2009, 8(12): 931–934.
- [25] AO X Y, CHAN C T. Far-field image magnification for acoustic waves using anisotropic acoustic metamaterials [J]. *Physical Review E*, 2008, 77(2): 025601.
- [26] MOLERON M, DARAIO C. Acoustic metamaterial for subwavelength edge detection [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8037.
- [27] SHEN Y X, PENG Y G, CAI F Y, et al. Ultrasonic super-oscillation wave-packets with an acoustic meta-lens [J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 3411.
- [28] QIU T S, SHI X, WANG J F, et al. Deep learning: a rapid and efficient route to automatic metasurface design [J]. *Advanced Science*, 2019, 6(12): 1900128.
- [29] YOON Y, LU Z Y, UZUNDAL C, et al. Terahertz phonon engineering with van der waals heterostructures [J]. *Nature*, 2024, 631(8022): 771–776.
- [30] CHEN T G, YU D J. A novel method for enhanced demodulation of bearing fault signals based on acoustic metamaterials [J]. *IEEE Transactions on Industrial Informatics*, 2022, 18(10): 6857–6864.