

超宽带声螺旋结构*

刘盛春[†] 李坤

(黑龙江大学物理科学与技术学院 黑龙江省超构材料物理与器件重点实验室 哈尔滨 150080)

2017-10-09收到

[†] email: liushengchun@hlju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20171105

Ultra-broadband helical-structure acoustic metamaterials

LIU Sheng-Chun[†] LI Kun

(Heilongjiang Provincial Key Laboratory of Metamaterials Physics and Device, College of Science and Technology of Heilongjiang University, Harbin 150080, China)

摘要 超材料慢声器件具有非常灵活的相位控制能力,能够实现超薄的声透镜、声学整流器和声学自加速发生器等多种声学功能器件。但是,大多数慢声器件存在严重的色散、界面阻抗不匹配等问题,限制慢声器件只能在较窄的带宽工作。文章介绍了一种全新的螺旋型慢声器件,回顾了均匀螺距的螺旋结构超材料和螺距连续变化的螺旋结构超材料,深入分析了实现宽带零色散慢声器件和宽带高耦合效率的慢声器件的基本原理和设计规则。这些慢声器件可通过调整结构的螺距来灵活实现相位调节。最后,文章从数值和实验两个方面证明了按照一定规律排列的螺旋结构型超材料单元可以将入射的平面声波转换成按预设抛物线轨迹传输的艾里声束。

关键词 螺旋材料, 声学超材料, 声场调控, 慢声器件

Abstract Slow acoustic metamaterials are highly flexible systems for phase engineering applications. They have great potential in ultrathin acoustic devices, such as flat acoustic lenses, acoustic rectifiers, and self-accelerating beam generators. However, most slow acoustic metamaterials have serious dispersion and interface impedance mismatch and other problems. These defects restrict operation to a narrow bandwidth. To overcome this problem, novel helical-structured metamaterials may be used. We reviewed two helical-structures for implementing non-dispersive high effective refractive index slow acoustic devices and broadband impedance matching slow acoustic devices between two media with different impedances and cross section. We also provide some design guidelines, together with the basic principles. The performance characteristics of these devices may be tuned by varying the helicity of the structures. Finally, we demonstrate a self-accelerating beam on a prescribed parabolic trajectory using a one-dimension helical-structure metamaterial array with inhomogeneous cells.

Keywords helical-structure, acoustics metamaterial, wavefront control, slow acoustic device

* 国家自然科学基金(批准号: 11674119, 11690030, 11690032, 11404125)资助项目

1 引言

声学超材料是一类人工复合材料, 通过对其结构进行周期有序的设计可以实现普通材料无法实现的功能, 产生许多奇特的物理效应, 因此声学超材料得到了研究人员的广泛关注^[1-6]。目前已经实现了声准直^[7, 8]、声聚焦^[9, 10]、声隐身^[11]以及超分辨率成像^[12, 13]等奇异的声学现象。在过去的十年, 慢声器件是光学和声学人工结构研究的热门方向之一。利用先进的慢声器件可以实现声波空间压缩、信号缓冲和非线性声场增强。目前, 实现慢声器件有两种方法: 一种方法是基于共振原理的慢声器件, 通过特定设计的人工结构引起的共振使声波或者光波速度减慢, 实现慢声或者慢光功能^[14, 15], 由于采用共振结构, 受限于延迟与带宽乘积的限制, 高延迟意味着窄线宽, 因此慢声器件的工作频率一般被局限在很小的范围内^[16]; 另一种方法为受彩虹陷阱技术启发, 利用新型各向异性超构材料, 有效突破带宽的基本限制, 在空间上对不同频率的声信号实现慢声功能^[17-23]。然而, “彩虹捕获”结构具有强烈的色散, 可能导致声信号的失真。另外空气与声波间普遍存在阻抗失配问题, 声波入射到慢声器件

在一定程度上存在声波反射, 致使慢声器件普遍存在声波耦合效率不高的问题。为了解决阻抗匹配和提高耦合效率的问题, 研究者提出了1/4波长匹配层^[24]、基于多层结构来实现阻抗梯度变化的声学方法^[25]来提高声学耦合效率。然而这些技术需要特定人工合成方法来实现阻抗匹配, 技术复杂, 很难在实际工程中使用。最近Zheng Li等提出了一种新型的各向异性锥形结构的声学超材料匹配层。当这种各向异性结构正好与声波传播方向相同时, 声学超材料匹配层提供了宽带的超高耦合效率, 对应的-6 dB带宽能够达到100%^[26]。Guancong Ma提出了在一种很薄的弱吸收材料上制作深亚波长尺度的共振模式, 在声反射表面产生混合谐振, 在可调频率处, 阻抗与空中声音阻抗匹配, 从而不产生反射^[27]。但这样的声波也不存在任何透射, 而是被全部耗散吸收或者转换成其他能量。

最近我们发展了螺旋结构超材料, 在亚波长尺度实现了声音减速并带来了显著的相位变化。通过改变螺旋结构的螺旋间距可以灵活地实现相位调节。与迷宫式超材料^[28]相比, 螺旋结构超材料作为一个整体可以看作一种等效的高折射率声介质, 不需要引入额外的刚性介质, 因此在很大频率范围内解决了慢声器件的色散问题。同时, 通过设置连续变化间距的螺旋状结构, 产生具有空间梯度的等效声阻抗, 实现慢声器件的高效宽带耦合。本文给出了螺旋声学结构在宽带无色散以及高耦合效率等方面的功能, 并给出理论以及实际应用实例。

2 基于等螺距螺旋结构的宽带零色散声学超材料

基于螺旋结构的零色散声学超材料结构如图1(a), (b)所示, 螺旋结构型声学超材料主要由4个螺旋叶片组成, 它们相互间隔90°且通过中间细长圆柱和外部管状壳体连接在一起。几何特性主要由螺旋单元外径 D , 远小于外径的内径 d , 总长度 L 和螺距 P 组成。螺距 P 是单个叶片旋转

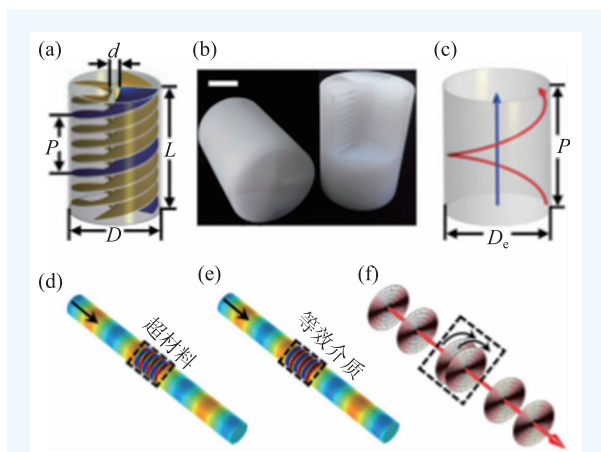


图1 零色散螺旋声学超材料 (a)圆柱形螺旋结构型声学超材料示意图(D 为螺旋单元外径, d 为内径, L 为总长度, P 为螺距); (b)螺旋结构型声学超材料单元实物图, 比例尺: 1 cm; (c)等效声传输路径示意图(红色为声波沿螺旋结构传播路径, 蓝色为等效介质中的声传输路径); (d)含有螺旋结构的声压场分布的仿真结果; (e)含有等效介质的声压场分布的仿真结果; (f)在螺旋超材料中声波空间分布被缩短

一周(360°)沿轴线方向的距离^[29]。

如图 1(c)所示, 假设螺旋结构的等效直径为 D_c , 螺距 P 远小于声波波长 λ_0 , 螺旋超材料的等效折射率 n 等于螺旋路径长度与其在传播方向上的投影之比:

$$n = \frac{\sqrt{(\pi D_c)^2 + P^2}}{P} \quad (1)$$

首先, 从等效介质理论出发来求解上述结构的声学等效参数。假设螺旋结构超材料可以看作均匀圆柱形介质, 其中 n_{eff} 和 ρ_{eff} 分别是螺旋结构型超材料的等效折射率和动态质量密度, 则通过长度为 L 的上述等效介质的声波传输系数可以表示为^[30]

$$T = \frac{4}{4 \cos^2(k_0 n_{\text{eff}} L) + \left(\frac{\rho_{\text{eff}}}{\rho_0 n_{\text{eff}}} + \frac{\rho_0 n_{\text{eff}}}{\rho_{\text{eff}}} \right)^2 \sin^2(k_0 n_{\text{eff}} L)}, \quad (2)$$

这里 k_0 是空气中声波矢, ρ_0 是空气质量密度。根据(2)式可知, 从中可以推导出螺旋结构的等效折射率和动态质量密度。根据透射谱中共振峰出现的位置, 可推导出螺旋结构的有效折射率:

$$n_{\text{eff}} = \frac{c_0}{2AL}, \quad (3)$$

这里 A 是共振模式频率值, c_0 是空气中的声速。当工作频率对应透射谱极小值点时, 透射率最低, 传输系数可以表示为

$$T_{\text{min}} = \frac{4}{\left(\frac{\rho_{\text{eff}}}{\rho_0 n_{\text{eff}}} + \frac{\rho_0 n_{\text{eff}}}{\rho_{\text{eff}}} \right)^2} \quad (4)$$

通过最小透射系数, 可推导出螺旋结构的动态质量密度:

$$\rho_{\text{eff}} = \frac{\rho_0 n_{\text{eff}}}{\sqrt{T_{\text{min}}}} + \rho_0 n_{\text{eff}} \sqrt{\frac{1}{T_{\text{min}}} - 1} \quad (5)$$

为了证明上述所得出的等效介质参数的正确性, 分别对螺旋结构超材料和圆柱形等效介质进行了仿真模拟。其中, 所用到的螺旋超材料结构几何尺寸为 $D=28$ mm, $d=6$ mm, $L=41$ mm, $P=9$ mm。根据(3)式和(5)式, 在 4.47 kHz 工作频率处, 螺旋结构型超材料的等效折射率和动

态质量密度分别为 $n_{\text{eff}}=5.6$ 和 $\rho_{\text{eff}}=51.67$ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 因此, 将上述值作为等效介质的材料参数来进行仿真模拟。这里所用到的空气的折射率、质量密度和声速分别为 $n_0=1$, $\rho_0=1.2$ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $c_0=343.2$ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。图 1(d), (e) 分别是含有螺旋结构和等效介质两种情况下的仿真声场分布。对比两个场图可以发现, 两种情况下的声场分布基本相同, 说明螺旋结构型超材料可以用高折射率和大质量密度的均匀圆柱形超流体来等效研究。由于螺旋超材料的高等效折射率, 声波在该超材料中携带大的等效波矢 k_{eff} 或缩短的等效波长 ($\lambda_{\text{eff}}=2\pi/k_{\text{eff}}$), 如图 1(f)所示, 声波能量在螺旋结构中被压缩。在螺旋超材料中, 声实际传输路径为围绕中心轴线的螺旋形传播路径(图 1(c)红色螺旋线所示), 因此在等效的声传播方向上(图 1(c)蓝色直线所示)相邻两波峰之间的空间会被缩短, 因此可以得到大的有效动态质量密度。

为了获得可调的等效声学参数, 可以通过改变螺旋结构型超材料的螺距 P 或者其他几何参数来实现。如图 2(a), (b)所示, 当螺旋结构的其他参数不变, 仅改变螺距 P , 螺旋超材料的等效折射率和动态质量密度将随之变化。图 2(a)是螺距变化引起的等效折射率变化曲线, 红色曲线是根据(1)式计算得到的螺距 P 与等效折射率之间的关系, 蓝色点是由(3)式计算所得的螺距 P 与等效折

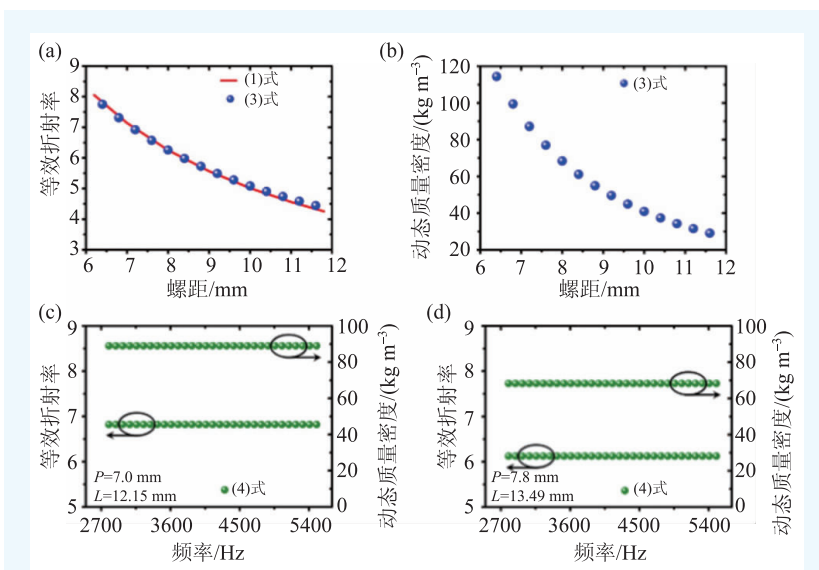


图2 螺旋结构声学超材料的等效声学参数

射率之间的关系。从图上可以看出，根据(1)式计算得到的螺旋超材料的等效折射率和通过透射系数计算得到的等效折射率高度吻合，因此，在螺旋结构设计过程中可以基于(1)式来设计所需要的螺旋超材料以及预测所设计螺旋结构的等效折射率。图2(b)是螺距与动态质量密度之间的关系曲线。从图中可以看出，等效折射率和动态质量密度均与螺距 P 成反比。特别地，在 $P=6.4\text{ mm}$ 处，等效折射率接近8，而动态质量密度 ρ_{eff} 高达 $120\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ，比空气大两个数量级以上，且要大于“迷宫型”空间折叠结构的等效密度。

虽然螺旋结构有较大的等效折射率 n_{eff} 和动态质量密度 ρ_{eff} ，但这种螺旋结构可以看作一个整体而无需引入刚性介质，因此它在本质上应该是零色散的。为了从实验上验证螺旋结构的色散特性，这里采用四传声器法测量上述螺旋结构的声传输系数，进而获得上述螺旋型超材料等效声学参数随频率的变化关系。如图3所示为四传声器法测量系统示意图，被测量的螺旋超材料被放置在声阻抗管的中间，一个小型声源放在完全封闭的阻抗管一端，另一端分别通过完全开口和放置吸声材料来模拟两种不同的声学负载。

在阻抗管截止频率以下，在阻抗管中传播的声波可以看作平面波。假设 A 和 C 分别是螺旋结构两端前向声波的复振幅， B 和 D 分别是螺旋结构两端后向声波的复振幅。4个不同位置 x_1 、 x_2 、 x_3 、 x_4 的声场可以写成：

$$\begin{cases} P_1 = Ae^{-ikx_1} + Be^{ikx_1} \\ P_2 = Ae^{-ikx_2} + Be^{ikx_2} \\ P_3 = Ce^{-ikx_3} + De^{ikx_3} \\ P_4 = Ce^{-ikx_4} + De^{ikx_4} \end{cases} \quad (6)$$

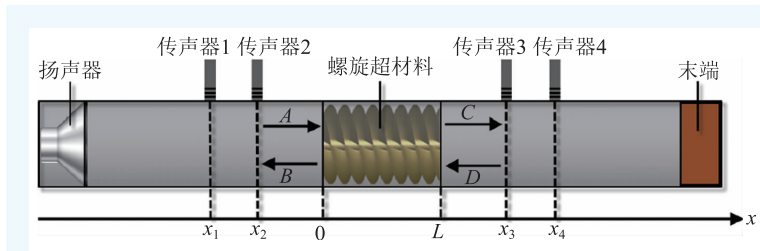


图3 四传声器法测量系统

根据传输矩阵定义，螺旋超材料前表面和后表面的声压和声速分别可以用 x_1 、 x_2 、 x_3 、 x_4 这4个位置处测量得到的声场来表示：

$$\begin{cases} P_0 = A + B \\ V_0 = \frac{A - B}{\rho_0 c_0} \\ P_L = Ce^{-ikL} + De^{ikL} \\ V_L = \frac{Ce^{-ikL} - De^{ikL}}{\rho_0 c_0} \end{cases}, \quad (7)$$

这里 P_0 、 P_L 、 V_0 、 V_L 分别是螺旋结构超材料前表面和后表面的声压和声速。因为传输矩阵只包含两个等式，而这里却有4个未知数，因此需要通过阻抗管末端使用开口和吸声材料获得两种不同的声学负载，以此来获得4个等式推导出传输矩阵的4个未知数。这里，两种不同负载的传输矩阵可写成：

$$\begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} = \frac{1}{P_{L,a}V_{L,b} - P_{L,b}V_{L,a}} \begin{vmatrix} P_{0,a}V_{L,b} - P_{0,b}V_{L,a} & P_{0,b}P_{L,a} - P_{0,a}P_{L,b} \\ V_{0,a}V_{L,b} - V_{0,b}V_{L,a} & P_{L,a}V_{0,b} - P_{L,b}V_{0,a} \end{vmatrix} \quad (8)$$

这里 a 、 b 分别用来表示阻抗管末端开口和使用吸声材料两种不同负载的情况。根据有限厚度且均匀的各向同性声学材料的 2×2 传输矩阵，螺旋材料的等效折射率和动态质量密度可以计算如下^[29]：

$$n_{\text{eff}} = \frac{L\omega}{c_0 \sin^{-1}(-t_{12}t_{21})}, \quad \rho_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{t_{12}}{t_{21}}} \frac{c_0 \sin^{-1}(-t_{12}t_{21})}{L\omega}, \quad (9)$$

其中 t_{ij} 是超材料层的传递矩阵的分量， ω 是声波空气中的角频率。

为了从实验上验证上述四传声器法的正确性并获得螺旋超材料的色散特性，这里制作了两个不同的螺旋结构超材料样品，并对其进行实验研究。这两种超材料有相同的外径 D ，但图2(c)螺旋单元长度 $L=12.15\text{ mm}$ ，螺距 $P=7\text{ mm}$ ，图2(d)

螺旋单元长度 $L=13.49\text{ mm}$ ，螺距 $P=7.8\text{ mm}$ 。从图2(c)、(d)可以看出，由于它们有不同的长度和螺距，对应的两种超材料的 n_{eff} 和 ρ_{eff} 值是不同的。显而易见的是，对于上述任何一种超材料，在一定频率范围内，其 n_{eff} 和 ρ_{eff} 保持不变。从图中可以得到，螺

旋超材料与迷宫型超材料等基于强共振的色散慢声材料不同,螺旋结构超材料在较宽的频率范围内提供不随频率变化的等效折射率和动态质量密度,具有良好的零色散特性。值得注意的是,这种超材料的零色散特性是有条件的,当波长下降到与样品尺寸相当时,螺旋结构型超材料的等效参数开始随频率发生变化, n_{eff} 和 ρ_{eff} 都将随着频率的增加略微增加,不再具有零色散特性,结果如图4所示。

3 基于变螺距螺旋结构的宽带阻抗匹配声学超材料

通过等螺距螺旋材料实现了宽带零色散慢声器件,但由于在空气和超材料之间的界面处存在阻抗失配,产生了类似于法布里-珀罗共振的窄带透射峰,因此,上述基于等螺距螺旋结构的声学超材料受到窄工作带宽的影响。如图5(a),(b)所示为两个样品声透射系数随频率的变化关系,上述两个样品均在4170 Hz频率附近获得峰值透射率,但均表现出窄带透射特点。

传统超材料工作带宽较窄的问题是超材料需要解决的另一个核心问题。C. Shen等通过改变超材料元胞波导结构的几何形状来调整阻抗以获得更好的阻抗匹配^[31]。匹配层是改善阻抗匹配实现声波宽带传输的关键。Y. Ding等和Kun Li等分别指出,梯度阻抗匹配层可以通过梯度改变螺旋超材料中传输方向上的螺距值来实现,并基于此实现了宽带声波耦合^[32, 33]。如图6(a)所示,由于螺距不再是固定值,(1)式不再适用于描述这种螺距渐变的螺旋结构型超材料。在这里,使用参数方程来描述具有阻抗匹配功能的螺距渐变型螺旋超材料,如下所示:

$$\begin{cases} x = r \sin(vs + \phi_1) \\ y = r \cos(vs + \phi_2) \\ s \in [s_1, s_2], r \in [r_1, r_2] \\ z = a_n s^n \end{cases}, \quad (10)$$

这里 r 和 s 分别代表半径和角度, v 是角度系数, ϕ_1 和 ϕ_2 是初始相位。 $a_n(n=1)$,即 a_1 是固定螺距值,是用

来描述超材料的常数系数。并且 $a_n(n=2, 3, \dots)$ 是作为 n 的渐变螺距的系数,以描述渐变螺距的阻抗匹配层。

对于螺距渐变型螺旋超材料,可以通过声波沿着超材料中的螺旋传播路径的长度与其在螺旋传播方向上投影的长度的比值来计算等效折射率,

$$n_{\text{eff}} = \frac{dl}{dz} \quad (11)$$

其中 dl 是螺旋传播路径的长度, dz 是其在传播方向上的投影,即螺旋路径长度在 z 方向上的投影,如图6(b)所示。等效折射率最终可表示为

$$n_{\text{eff}} = \frac{dl}{dz} = \sqrt{v^2 r_c^2 \left(\frac{ds}{dz}\right)^2 + 1} \quad (12)$$

这里 r_c 是螺旋结构的等效直径,不依赖于其他参数的常数(如果我们假设 r_c 与 D 成比例)。因此, $(ds/dz)^2$ 是描述超材料的等效折射率的决定因素。如果 $n=1$,则是固定螺距的超材料, $ds/dz=1/a_1$ 和 $P=2\pi a_1/\omega$,得到与(1)式相同的结果。如果 $n \neq 1$,则 s 和 z 之间的关系不再是线性的,且值 $(ds/dz)^2$ 将不再是常数,而是 z 的函数。通过合理设计这些

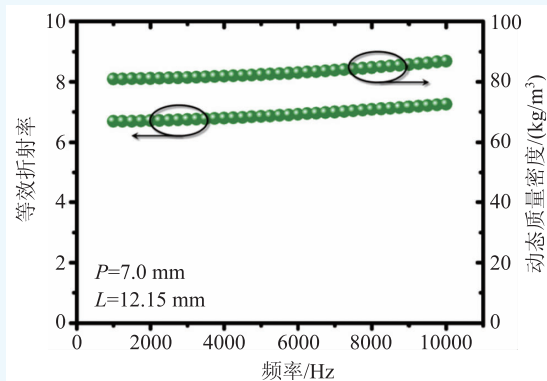


图4 螺旋超材料等效折射率和动态质量密度与工作频率的关系

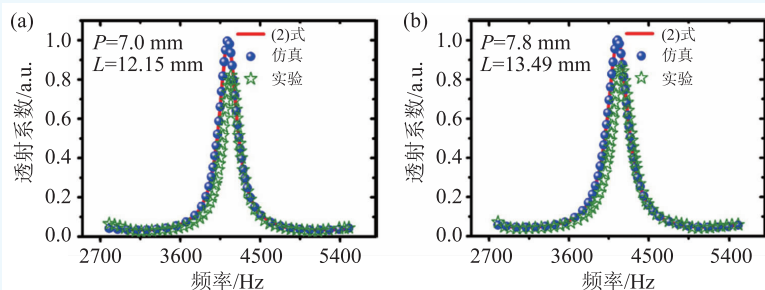


图5 等螺距螺旋结构超材料的透射谱

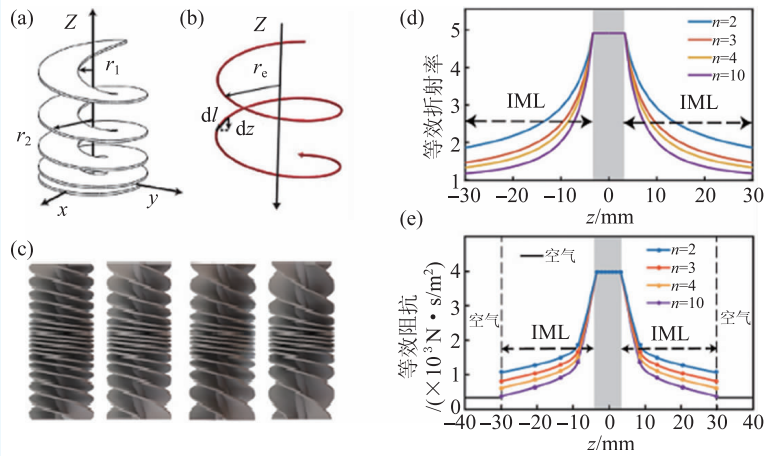


图6 渐变螺旋超材料 (a)螺距渐变的螺旋叶片结构示意图; (b)声波在渐变螺距超材料中的等效路径; (c)不同结构参数的超材料内部结构示意图; (d)不同结构参数的超材料等效折射率分布图; (e)不同几何参数超材料等效阻抗分布图

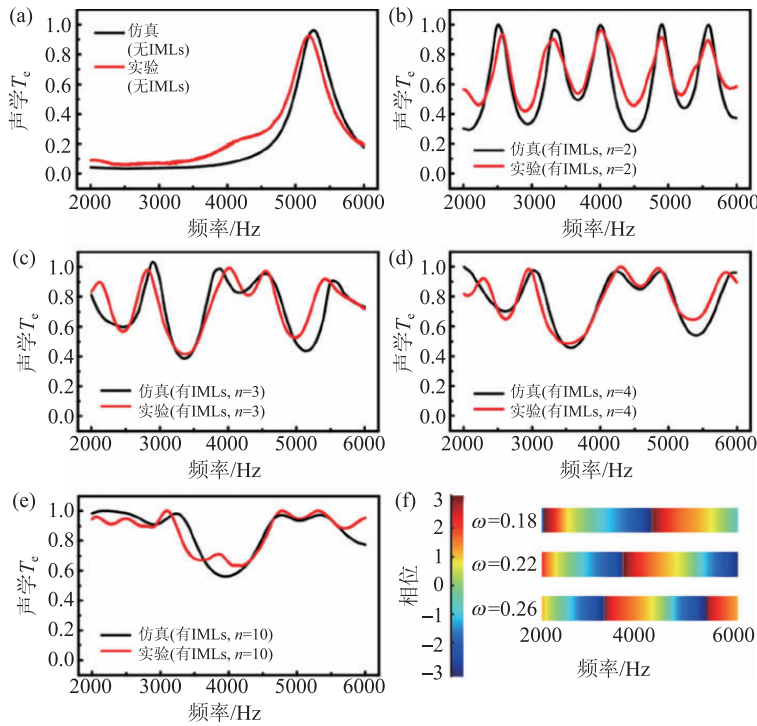


图7 具有不同结构参数的螺旋超材料的透射率随频率的变化关系

参数和变量, 可以获得梯度折射率, 改善与空气耦合的阻抗匹配, 可实现在宽带中的应用。

为了验证螺距渐变的螺旋超材料的宽带阻抗匹配特性, 这里给出了4种不同的螺距渐变的螺旋结构的设计方案。渐变螺旋结构如图6(c)所示, 几何参数和变量分别为 $d=6\text{ mm}$, $\omega=0.26$, $s_0=10\text{ mm}$, $r_1=3\text{ mm}$, $r_2=14\text{ mm}$, $a_1=1/3$ 。结构中间

的固定螺距为 $P=2\pi a_1/\omega=8.06\text{ mm}$, $a, s_1, s_2, \phi_1, \phi_2$ 的值由 n 值的具体情况确定。图6(c)给出了在 $n=2, 3, 4$ 和 10 四种不同情况下, 渐变螺旋超材料内部叶片的结构示意图。通过(12)式计算, 沿声波传播方向 z 轴超材料的等效折射率分布如图6(d)所示。很明显, 阻抗匹配层在 z 轴上具有梯度等效折射率分布。根据有效阻抗公式: $Z_{\text{eff}}=\rho_{\text{eff}}c_0/n_{\text{eff}}$, 图6(e)给出了上述超材料的等效阻抗分布, 从理论上证明了上述螺距渐变的螺旋结构具有阻抗梯度变化的特征。

为了从实验上验证上述理论设计的正确性, 这里采用四传声器法对具有不同螺距渐变方案的超材料的宽带特性进行了测试。 $n=1$ 时, 均匀螺距的超材料的透射谱如图7(a)所示, 超材料的透射系数在 5200 Hz 附近达到最高, 而在其他频率下, 透射系数相对较低, 在 $2000\text{ Hz}-3500\text{ Hz}$ 的频率范围内透射系数小于 10% , 表现出类似于F-P结构的窄带宽特性。图7(b)~(e)显示了在参数 n 取不同值的情况下所得到的渐变螺距超材料的透射谱。从图7(b)~(e)可以看出, 参数 n 值越高, 空气与超材料界面($z=\pm 30\text{ mm}$)等效参数越接近, 空气与超材料结构之间的阻抗匹配越好。空气的声阻抗约为 $415\text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^3$,

而超材料界面处的等效声阻抗($z=\pm 30\text{ mm}$)也约为 $415\text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^3$, 显示良好阻抗匹配特性。

4 基于慢声超材料器件的艾里声束的实现

为了进一步证明螺旋结构型超材料的慢声传

输特性，如图8所示，给出了图5中的两个均匀螺距的超材料样品中声波的时延特性。实验在一根内径30 mm 声波导管中进行，所用到的声信号为中心频率为4170 Hz 的声波脉冲。在没有超材料的情况下，从扬声器到麦克风的脉冲的时间间隔约为4.745 ms，如图中红色虚线所示。作为对比，将两个超材料样品分别放置在波导管中，相同位置处接收到的脉冲信号如图8蓝色实线所示，分别出现了0.206 ms 和0.216 ms 的延迟，意味着超材料中等效声速分别为 $50.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $52.8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ，这相对于空气中正常声速下降超过80%，表现出了明显的慢声效应。在图8(a), (b)中，通过超材料样品的脉冲产生了振荡效应，它主要是由均匀超材料与空气阻抗不匹配而产生多次反射引起的，这可以通过引入渐变螺距超材料来抑制。

慢声器件可以用来灵活地调制声学器件的相位，实现声波波前调制，这里通过构建一维声学透镜来呈现这种功能。具体地，利用40个螺旋结构型超材料单元组成的一个一维各向异性超材料透镜，实现了平面声波到声学艾里自加速声束的转化。透镜将正常入射的平面波沿着规定的抛物线路径转换成声学艾里声束。为了使得透镜中每个超材料单元具有最高的传输效率，每个单元器件均被设计工作在法布里-珀罗共振峰位置，以实现最佳的传输效率。根据射线声学理论和勒让德变换，艾里自加速声束的相位曲线可表示为

$$\varphi = k_0 u / \cos(\arctan(-du/dv)), \quad x = v + u du/dv, \quad (13)$$

这里，
$$u(z) = \frac{I(z) + C(z_0)}{\sqrt{1+f'(z)^2}} - \frac{f'(z)(f(z) - zf'(z))}{1+f'(z)^2},$$

$$v = \frac{f'(z)(I(z) + C(z_0))}{\sqrt{1+f'(z)^2}} + \frac{f(z) - zf'(z)}{1+f'(z)^2},$$

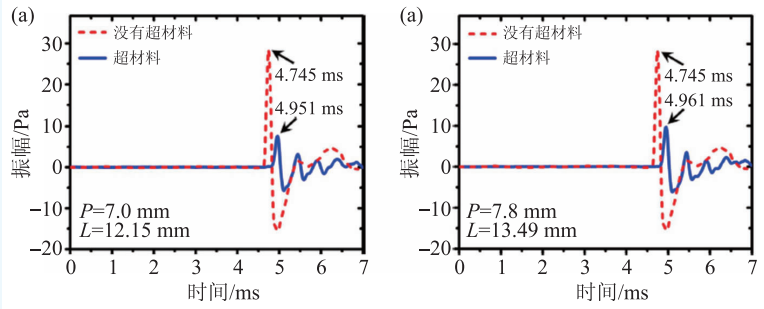


图8 基于均匀螺距螺旋超材料的慢声效应的实验研究

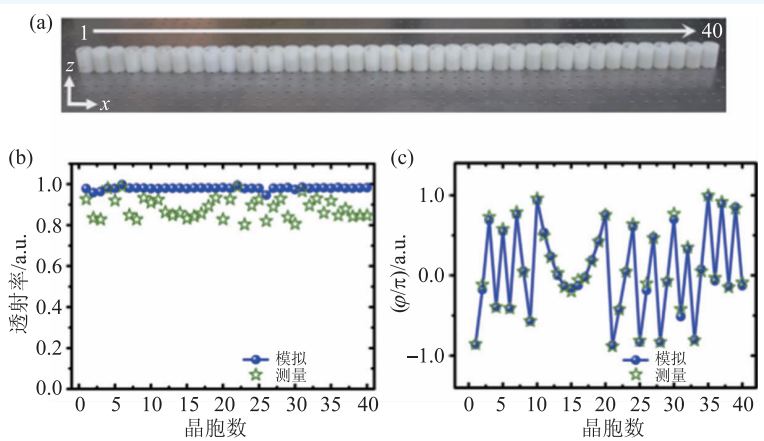


图9 艾里声束一维透镜阵列设计 (a)40个螺旋结构的超材料实物图；(b)40个螺旋超材料的模拟和测量透射率；(c)用于艾里声束实现的慢声器件的相位分布方案

$$I(z) = \int \frac{(f(z) - zf'(z))f''(z)}{\sqrt{(1+f'(z)^2)^3}} dz,$$

$$C(z_0) = \frac{z_0 + f'(z_0)f(z_0)}{\sqrt{1+f'(z_0)^2}} - I(z_0).$$

本方案相位阵列的位置为 $z_0 = -0.02 \text{ m}$ ，预设的声学自加速束轨迹方程为 $x=f(z) = -0.552(z - 1.079)^2 + 0.185$ 。图9为40个螺旋超材料样品的透射率和相位延迟的模拟和测量数据，可以看出样品的实际性能与理论值很吻合，略微的差异主要来自于边界层效应引起的黏性或热损失^[34]。尽管热黏性损失不可避免，但在损耗因子 $\gamma < 0.003$ 的情况下，每个螺旋超材料单元在所设计的工作频率处的透射率均超过80%。

图10为基于上述超材料单元构成的一维阵列所产生的艾里声束的仿真结果和实验结果。图10(a)中给出仿真结果表明，透射声束的传播

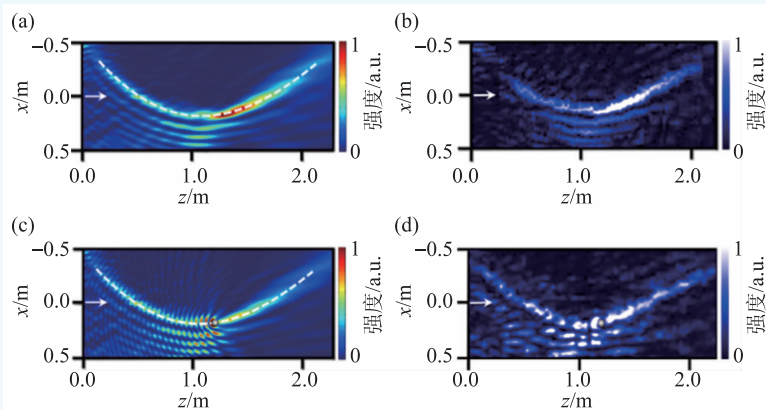


图10 由螺旋超材料透镜产生的艾里声束及其自愈性能

遵循所设计的抛物线轨迹，模仿抛射物在重力作用下的弹道运动。图10(b)中显示的测量结果与模拟结果基本一致。图10(c), (d)给出了这种非衍射自加速声束的自愈功能，当一个铝合金制成刚性障碍物放置在传播路径上时，声波在绕开刚性障碍物之后被完美地恢复。上述结果从实验上证实了慢声器件在相位工程中的强大能力。

参考文献

- [1] Zhu X *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 106:014301
- [2] Liang Z *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 108:114301
- [3] Li Y *et al.* Appl. Phys. Lett., 2012, 101:233508
- [4] Cheng Y *et al.* Nat. Materials, 2015, 14:1013
- [5] Duan Y *et al.* Sci. Reports, 2015, 5:12139
- [6] He Z *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 105:074301
- [7] Christensen J *et al.* Nat. Phys., 2007, 3:851
- [8] Quan L *et al.* Nat. Commun., 2014, 5:3188
- [9] Liu B *et al.* Euro. Phys. Jour.-Appl. Phys., 2009, 48:20501
- [10] Li Y *et al.* Appl. Phys. Lett., 2012, 101:233508
- [11] Cheng Y *et al.* Appl. Phys. Lett., 2008, 92:151913
- [12] Li J *et al.* Nat. Materials, 2009, 8:931
- [13] Zhu J *et al.* Nat. Physics, 2011, 7:52
- [14] Liang Z *et al.* Sci. Rep., 2013, 3:1614
- [15] Xu Q *et al.* Nat. Phys., 2007, 3:406
- [16] Ni X *et al.* Sci. Rep., 2014, 4:7038
- [17] Tsakmakidis K L *et al.* Nature, 2007, 450:397
- [18] Gan Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102:056801
- [19] Gan Q *et al.* Proc. Natl. Acad. Sci., 2011, 108:5169
- [20] Jang M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107:207401
- [21] He S *et al.* Sci. Rep., 2012, 2:989
- [22] Zhu J *et al.* Sci. Rep., 2013, 3:1728
- [23] Zhao D G *et al.* Sci. Rep., 2015, 5:9376
- [24] Álvarez-Arenas T E G. IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 2004, 51:624
- [25] Goll J H *et al.* IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, 1975, 22:52
- [26] Li Z *et al.* Sci. Rep., 2017, 7:42863
- [27] Ma G, Yang M, Xiao S *et al.* Nature Materials, 2014, 13(9):873
- [28] Li Y *et al.* Appl. Phys. Lett., 2016, 108:063502
- [29] Zhu X *et al.* Nat. Commun., 2016, 7:11731
- [30] Allard J F *et al.* Propagation of Sound in Porous Media: Modelling Sound Absorbing Materials. New Jersey: John Wiley & Sons Ltd., 2009
- [31] Shen C *et al.* Appl. Phys. Lett., 2016, 108:223502
- [32] Ding Y *et al.* Appl. Phys. Lett., 2017, 110:241903
- [33] Li K *et al.* Appl. Phys. Lett. 2017, 110:203504
- [34] Ward G P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 115:044302

5 结束语

本文给出了螺旋超材料多项独特的声学特性。通过引入均匀螺旋结构引导声波旋转，来实现慢声器件的相位调制功能，同时，由于螺旋超材料的等效介质中没有迷宫型超材料等效介质中那样的刚性基底，打破了延迟、带宽乘积的基本限制，在较宽的工作频带下实现了无色散的慢声调制。通过设计变螺距螺旋结构，获得阻抗匹配层来实

现声波在空气和超材料之间的宽带、高效耦合，突破了传统慢声器件类F—P共振的窄带宽的约束，实现了声波的高效传输。由于超薄的螺旋结构超材料可实现较高的等效折射率，产生了显著的声波减速和相位调制，因此它可以被用来制作具有特殊功能的声学器件，如能够实现艾里声束的声学器件。螺旋超材料优秀的声波调制能力，将有望在超声治疗、声成像和噪声控制等多个领域产生一些实际的应用。