

暗声学超材料研究

梅 军^{1,2} 马冠聪¹ 杨 旻¹ 杨志宇¹ 温维佳¹ 沈 平^{1,†}

(1 香港科技大学物理学系 香港九龙清水湾)

(2 华南理工大学理学院物理系 广州 510641)

摘 要 由于普通材料的固有耗散在低频区域的微弱性,长久以来,低频声波的衰减一直都是一个颇具挑战性的任务.为了能够在 100—1000 Hz 范围内完全吸收某些频率的低频声波,文章作者设计了一种薄膜型的暗声学超材料样品:它是由在弹性薄膜上镶嵌有一些非对称性的硬质金属片而制成.实验表明,该样品在低频区域几乎能够百分之百地吸收声波,而在共振吸收频率处,空气中的声波波长要比薄膜的厚度大 3 个数量级以上.当共振发生时,硬质金属片的“拍动”导致很大的弹性曲率能量聚集在金属片的边界附近.由于薄膜的拍动模式与声波的辐射模式仅存在微弱的耦合作用,而弹性薄膜的整体能量密度又比入射声波的能量密度大 2—3 个数量级,该样品本质上是一个开放的共振腔,这也是它能够高效地吸收低频声波的原因所在.

关键词 弹性薄膜,声学超材料,低频声波的吸收,弹性能量密度,共振腔

Dark acoustic metamaterials

MEI Jun^{1,2} MA Guan-Cong¹ YANG Min¹ YANG Zhi-Yu¹ WEN Wei-Jia¹ SHEN Ping^{1,†}

(1 Department of Physics, Hong Kong University of Science and Technology, Clear Water Bay, Hong Kong, China)

(2 Department of Physics, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

Abstract The attenuation of low-frequency sound has been a challenging task because the intrinsic dissipation of materials is inherently weak in this regime. Here we present a thin-film acoustic metamaterial, comprising an elastic membrane decorated with asymmetric rigid platelets, that aims to totally absorb low-frequency airborne sound at selective resonance frequencies ranging from 100—1000 Hz. Our samples can reach almost unity absorption at frequencies where the relevant sound wavelength in air is three orders of magnitude larger than the membrane thickness. At resonances, the flapping motion of the rigid platelets leads naturally to a large elastic curvature energy density at their perimeter regions. As the flapping motions couple only minimally to the radiation modes, the overall energy density in the membrane can be two to three orders of magnitude larger than the incident wave energy density at low frequencies, forming in essence an open cavity.

Keywords membrane, acoustic metamaterials, absorption of low frequency sound, elastic energy density, resonant cavity

1 研究目的和背景

现代社会中噪声无处不在,既有来自高速公路、高速铁路的交通噪声,也有来自建筑工地的施工噪声和大型厂矿的工业噪声等.在日常生活中,噪声更是随处可遇.想必大家都有这样的经历和体会,好不容易盼到了周末准备睡个懒觉,却被邻家音响发出

的超重低音搅得心神不宁.为此,人们想出了各式各样的办法来减振降噪,减小或消除噪声带来的不利影响.但一直以来,低频噪声的吸收始终是一个颇具挑战性的难题.为了有效地吸收数百赫兹的低频声波,或者用厚达 1 m 的混凝土墙,代价太大;或者用结构复杂的复合材料,造价不菲.

2011-04-26 收到

† 通讯联系人. Email: sheng@ust. hk

从物理上来说,有效地吸收噪声源发出的低频声波,并使其能量显著地衰减^[1],这之所以是一个挑战性的任务,是因为低频声波被吸收得快与慢与它所通过的材料性质有关.生活中常见的普通材料(如混凝土或木板)都属于线性材料,声波在其中传播就形成了线性系统.线性系统的动力学特性通常是由线性响应函数所描述,而该系统的摩擦力(粘滞力)和摩擦流(粘滞流)均线性地正比于响应函数随时间的变化率.因此,该系统的能量耗散功率正比于响应函数(如力学系统中的位移、电学系统中的电量等)随时间变化率的平方,也就是正比于频率的平方,这就解释了为什么均匀材料对低频(频率很小)声波的固有吸收是微弱的.为了增强低频区域的耗散,通常可以采取某些手段来提高低频声波在介质中的能量密度,比如说利用共振机制.然而,在一个开放系统中,与外界辐射模式的耦合还是会使得吸收显著地减小.尽管声学超材料的出现极大地拓宽了材料参数的可能空间^[2-25],但迄今为止,还没有哪一种亚波长共振结构能够有效地吸收低频声波.与此对应的是,为了能够有效地吸收电磁波,多种电磁波超材料已被设计出来^[26-35],光学黑洞也已经实现^[36,37].

为了有效地吸收低频声波,我们设计了一种声学超材料,它是由在弹性薄膜上镶嵌特定款式的硬质金属片而制成:这样的单层超材料在 170Hz 的低频处,可吸收 86% 的入射声波;双层超材料在最低和稍高些的若干共振频率处,可以吸收高达 99% 的入射声波.因此,我们的超材料在这些频段对声波是“黑暗”的.共振模式的空间分布函数及共振频率的有限元数值模拟的结果和实验数据符合得非常好.尤其是,在共振模式中,测量得到的位移场剖面分布函数的斜率在金属片的边界附近是不连续的,意味着在这些细小的空间内蕴藏着显著增强的弹性曲率能量,而这些能量又与声波的辐射模式几乎没有耦合,这就导致了入射声波的强烈吸收.这类似于一个共振腔系统,只不过这里的共振腔是几何上开放的.在共振频率处,我们发现弹性薄膜的整体能量密度比入射声波的能量密度大 2—3 个数量级.

2 暗声学超材料样品构造和吸收系数的测量

我们首先来研究一个结构相对简单,用于原理验证的暗声学超材料样品 A.图 1(a)展示了样品 A 的一张像片,其中每个结构单元都包含有一块长度

为 31mm、宽度为 15mm、厚度为 0.2mm 的弹性薄膜,其四周用硬质边框固定住.每块薄膜的表面都镶嵌有 2 片半圆形的金属铁片,其半径为 6mm,厚度为 1mm.为了有利于“拍动”模式的产生,铁片有意设计为非对称的半圆形,原理见后文.薄膜平行于 x - y 平面,2 块金属片布置于 y 轴的两侧,声波沿 z 方向入射.这种相对简单的结构单元有利于我们理解有关的物理机制,也方便了实验测量与理论模型比较和分析.

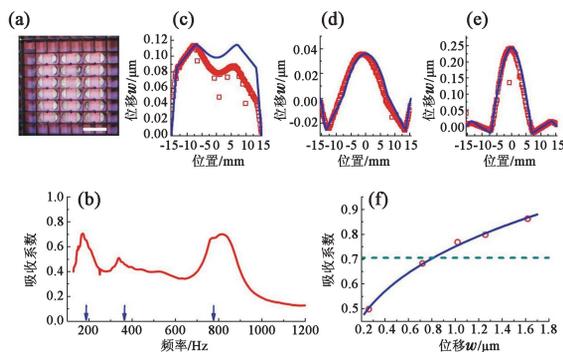


图 1 样品 A 的吸收系数和位移场剖面分布 (a) 样品 A 的像片,其中白色线段的长度为 30mm; (b) 测量得到的吸收系数频谱(红色实线,见《物理》网刊彩图,下同)和有限元数值模拟预测的吸收峰位置(蓝色箭头),可以看到存在 3 个吸收峰,分别位于 172, 340 和 813Hz 附近; (c), (d) 和 (e) 分别画出了在 3 个共振吸收峰(从低频到高频)附近,样品 A 的一个结构单元中 z 方向位移分量 w 沿着 x 轴的剖面分布函数,剖面分布函数中的直线部分($7.5\text{mm} \leq |x| \leq 13.5\text{mm}$)即为铁片的位置,铁片可认为是刚性的; (f) 在 172Hz 附近,实验测量得到的吸收系数和薄膜的法向位移振幅之间的关系(红色圆圈),蓝色实线描述了二者之间的变化关系,绿色虚线表示拿掉铝板之后的吸收系数,也就是薄膜与铝板之间距离为无穷大时的吸收系数

此外,我们还设计了另一组样品 B,它较样品 A 更为复杂.在样品 B 的结构单元中,每块弹性薄膜的长度增加到 159mm,宽度和厚度则保持不变.每块薄膜的表面镶嵌有 8 片半圆形的金属铁片.这些铁片分为左右两组,每组 4 片.两组铁片对称地布置于 y 轴的两侧,相距 32mm.在每组内部,相邻铁片之间的周期为 15mm.样品 B 可以用来实现在多个频率几乎百分之百地吸收低频声波.

样品的吸收系数是用改良的声阻抗管装置^[38]测量得到的,它由 Brüel 和 Kjær 公司的两个 4206 型阻抗管组成,样品夹在当中.前管的一端有一个扬声器(信号发生器).前管中设有 2 个探头,用来感知入射声波和反射声波,由此可获得反射振幅和相位.第 3 个探头装在后管中(其后放置有吸声海绵),用来感知透射波,从而获得透射振幅和相位.吸声海绵的长度达 25cm,足以确保经过第 3 个探头之后的透

射声波被完全吸收掉. 从 3 个探头来的信号可以确定反射波和透射波的振幅和相位. 吸收系数可以根据公式 $A=1-R^2-T^2$ 得到, 其中 R 和 T 分别表示反射振幅和透射振幅. 通过测量已知耗散的材料, 吸收系数的测量结果证实是准确可靠的.

实验测量得到的样品 A 的吸收系数频谱如图 1(b)所示, 一共有 3 个共振吸收峰, 分别位于 172Hz、340Hz 和 813Hz 附近, 为了描述的方便起见, 从低频到高频, 我们分别称之为第 1 个、第 2 个和第 3 个吸收峰. 也许最让人吃惊的莫过于 172Hz 附近的第 1 个吸收峰, 超过 70% 的入射声波的能量被样品吸收了. 这是一个令人惊异的结果, 因为薄膜的厚度只有 $200\mu\text{m}$, 而该频率处声波在空气中的波长约为 2m. 下面我们将会看到, 这一现象直接起源于弹性薄膜共振时的振动模式.

3 暗声学超材料法向位移分布和声学阻抗的调节

3.1 法向位移分布

在图 1(c), (d) 和 (e) 中, 我们分别画出了在 3 个共振吸收峰附近, 样品 A 的一个结构单元中 z 方向位移分量 w (即法向位移) 沿着 x 轴的剖面分布函数. 红色方形符号表示用激光测振仪 (型号为 Graphtec AT500-05) 得到的实验数据, 蓝色曲线表示有限元数值模拟的结果, 它们符合得非常好. 其中最显著的特征是: 尽管 z 方向位移 w 在铁片的边界上是连续的 (金属铁片位于 w 的直线部分, 其相应的曲率为零), 但 w 沿着垂直于铁片边界方向上的一阶空间导数却有一个急剧的不连续性. 对于 (最低频的) 第 1 个吸收峰的共振模式, 这一不连续性是由于 2 块半圆形铁片相对 y 轴作对称性的“拍动”所引起的, 此时 2 块铁片就像鸟的“两翼”一样来回拍动. 而对于第 3 个吸收峰的共振模式, 这一不连续性则是由中央薄膜 (位于结构单元中央的那部分薄膜) 的大幅振动所引起的, 此时 2 块铁片起着“锚”的作用. 频率介于这两者之间的第 2 个吸收峰的振动模式, 仍然是一种“拍动”, 只不过作为两翼的铁片, 其两端的运动是反相的.

3.2 声学阻抗的调节

我们在薄膜的后方放置一块金属铝板, 铝板对声波是完全反射的. 通过改变铝板和薄膜之间的近场距离, 我们可以调节整个系统的声学阻抗, 在图 1(f) 中给出了相应的实验结果. 图中横坐标表示

薄膜的最大法向位移, 纵坐标是第 1 个吸收峰 (172Hz) 处的声波吸收系数. 入射声波的压强振幅为 0.3 Pa. 薄膜与铝板之间的距离从 7mm 逐渐增加到 42mm, 步长为 7mm. 可以看出, 在膜后增加一层空气垫, 可以增强声波的吸收, 对于 42mm 的膜—板距离 (此长度约为空气中波长的 2%) 吸收系数可达到 86%. 然而, 若将铝板移到无限远的地方, 最终反而会减小吸收系数, 如图中的绿色虚线所示.

4 暗声学超材料薄膜的杨氏模量和泊松比

在图 1(b) 中我们用蓝色箭头标记出了采用 COMSOL Multiphysics (一种基于有限元方法的软件包) 进行数值模拟得到的吸收峰的频谱位置. 实验中用到的薄膜是用型号为 Silastic 3133 的硅橡胶制成的, 其杨氏模量和泊松比由美国的 Damping Technologies 公司测量得到. 测量时采用了 ASTM E-756 夹层梁配置法: 薄膜的弹性参数是根据无膜 (只有两块钢板) 和有膜 (两块钢板中间夹着一层薄膜) 时系统动力学性质的变化而得到的. 通过这种方法, 可得到薄膜的剪切模量 μ 在若干个频率处的数值. 同时, 测量发现薄膜的泊松比约为 0.48. 因此, 根据弹性常数之间的关系式:

$$E = 2\mu(1 + \nu) \quad ,$$

我们可以得到在这几个频率处杨氏模量的数值, 如图 2 中红圈所示. 对于我们所采用的硅橡胶材料, 其杨氏模量在相关频率范围内的取值区间是从 $1.2 \times 10^6 \text{ Pa}$ 到 $2.6 \times 10^6 \text{ Pa}$. 为了简化模型, 我们采用了一个与频率无关的杨氏模量, 其值为 $E = 1.9 \times 10^6 \text{ Pa}$, 如图 2 中虚线所示.

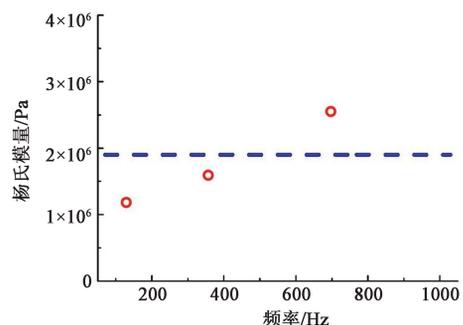


图 2 弹性薄膜的杨氏模量 (红色圆圈表示在几个频率处测量得到的杨氏模量的数值, 蓝色虚线表示在 100—1000Hz 频率范围内杨氏模量的平均值)

在数值模拟中, 矩形薄膜的边界是固定的. 杨氏模量的虚部为 $\text{Im}(E) = \omega\chi_0$, 其中 ω 是角频率,

$\chi_0 = 7.96 \times 10^2 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 则是通过拟合实验吸收谱而得到。硅橡胶的质量密度、杨氏模量和泊松比分别是 980 kg/m^3 、 $1.9 \times 10^6 \text{ Pa}$ 和 0.48 。铁片的质量密度、杨氏模量和泊松比分别是 7870 kg/m^3 、 $2 \times 10^{11} \text{ Pa}$ 和 0.30 。空气的参数采用标准值如下：质量密度为 $\rho = 1.29 \text{ kg/m}^3$ ，气压是 1 个标准大气压，声波速度是 $c = 340 \text{ m/s}$ 。薄膜的初始应力为 $\sigma_x^{\text{initial}} = \sigma_y^{\text{initial}} = 2.2 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。模拟时，空气域的入射端和出射端均设置了辐射边界条件。

在用 COMSOL 进行模拟计算时，发现了多个本征态，我们从中挑选出了具有左右对称性（即关于 y 轴对称）的本征态，因为非对称的本征态不能被正入射的平面声波所激发。这样挑选出来的吸收峰分别位于 190 Hz 、 346 Hz 和 712 Hz 附近，在图 1(b) 中用蓝色箭头标出，它们与实验观测到的 3 个吸收峰的位置符合得很好。

5 暗声学超材料吸收峰频率的调节和能量密度增强因子

薄膜本征模式的振动特征提示我们怎样去调节其共振频率：对于“拍动”模式，其本征频率会随着铁片质量的增大而降低；而对于中央薄膜振动模式，其本征频率会随着 2 块铁片之间距离的改变而变化。

具体而言，在图 3(a)，(b) 中，我们分别画出了第 1 个 (172 Hz) 和第 3 个 (813 Hz) 共振吸收峰的变化趋势。从图中可以看出，第 1 个吸收峰的频率位置按照 $1/\sqrt{M}$ 的规律变化，其中 M 表示每块铁片的质量，而第 3 个吸收峰的频率位置却基本不受 M 的影响。第 3 个吸收峰的频率位置按照 $1/L$ 的规律变化，其中 L 表示 2 块铁片之间的距离，而第 1 个吸收峰的频率位置也基本不受 L 的影响。红色圆圈代表实验测量数据，蓝色三角形表示模拟计算的结果，二者符合得非常好。

由于暗声学超材料具有超强的吸声性，我们可以用一个有效参数——能量密度增强因子 (EDEF) 来描述它。EDEF 定义为薄膜的整体平均能量密度与入射声波的能量密度之比。在图 3(c) 中，我们画出了在 $100\text{--}1000 \text{ Hz}$ 范围内样品 A 的 EDEF 频谱，可以看到，在共振时其取值范围介于 $100\text{--}1000$ 之间。考虑到吸收系数与 ω^2 成正比（见下文(2)式），EDEF 在第 2 和第 3 个吸收峰附近的数值相对较小。下一节我们将会看到，高吸声性能的物理机制来源于金属铁片的“拍动”，以及伴随而来的在铁片边

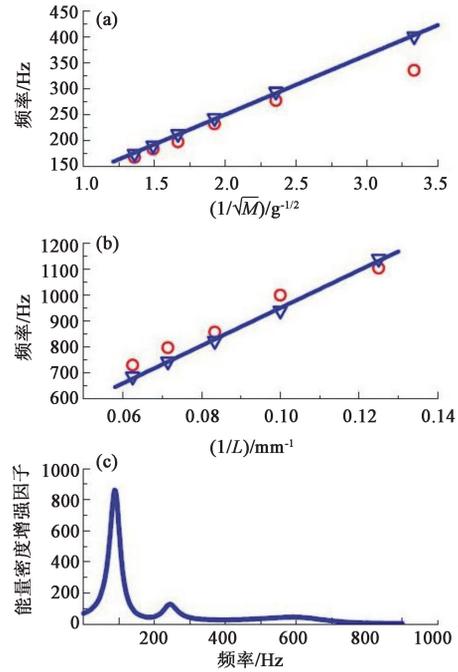


图 3 吸收峰频率的可调性及能量密度增强因子 EDEF (a) 第 1 个共振吸收模式(“拍动”模式)的频率随着每块铁片质量 M 的变化趋势. 红色圆圈代表实验测量数据, 蓝色三角形表示数值模拟结果; (b) 第 3 个共振吸收模式(中央薄膜振动模式)的频率随着 2 块铁片之间距离 L 的变化趋势. 红色圆圈代表实验测量数据, 蓝色三角形表示数值模拟结果; (c) 样品 A 的能量密度增强因子 (EDEF) 随频率的变化关系. 可以看到, EDEF 的极大值与共振吸收峰的频率位置是一致的. 考虑到吸收系数与 ω^2 成正比 (请参阅下文中的(2)式), EDEF 在第 2 个和第 3 个吸收峰附近的数值相对较小

界区域内极高的弹性曲率能量密度. 此时, 我们的样品形成了一个开放的共振腔.

6 暗声学超材料的弹性能量密度

为了更深入地理解强吸收的原因, 我们考察在弹性固体薄板中传播的弯曲波所满足的双调和方程^[39]: $\nabla^4 w - (\rho h/D)\omega^2 w = 0$, 其中 $D = Eh^3/12(1 - \nu^2)$ 是抗弯刚度, h 是薄膜的厚度, ρ , E 和 ν 分别是薄膜的质量密度、杨氏模量和泊松比. 单位面积内的弹性曲率能量密度为^[39,40]

$$\Omega = \frac{1}{2}D \left[\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)^2 + 2\nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2(1 - \nu) \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

由于 Ω 是法向位移 w 的二阶空间导数的函数, 若 w 的一阶空间导数在铁片边界区域不连续, 那么很容易推断, 面能量密度 Ω 在这些区域的数值会非常大 (当薄膜的厚度 h 趋向于零时, Ω 会发散). 考虑到

Ω 的表达式中含有二阶空间导数的平方,它经面积分后得到的总弹性势能的数值就更大了.在 h 趋向无穷小的过程中,薄膜系统的振动模式可以看成是壳模型的弱形式解;尽管在铁片的边界上双调和方程无法严格成立(因为二阶空间导数甚至都不存在),但除去这一测度为零的点集之外,弱形式解仍然使得相应的拉格朗日量取极小值.

理论预测 Ω 在边界区域会有很大的数值,这可以从图 4 很清楚地看出来,在图 4 中,我们画出了用 COMSOL Multiphysics 软件计算得到的弹性势能密度 U (如图 4(a)所示,不同的颜色代表取常用对数之后的数值)和法向位移 w (如图 4(b)所示)在 x - y 平面(即薄膜的中截面)内的分布情况,从上到下依次对应于第 1 个(190Hz)、第 2 个(346Hz)和第 3 个(712Hz)共振模式.可以看出,在铁片边界区域的能量密度比其他区域大 3—4 个数量级.在矩形薄膜被固定住的上下边界附近,能量密度也很高.数值模拟还发现,弹性能量密度 U 在以上这些边界区域内的积分,分别占薄膜总弹性能量的 98%(第 1 个吸收峰)、87%(第 2 个吸收峰)和 82%(第 3 个吸收峰).由于局域能量耗散正比于能量密度与耗散系数的乘积,高能量密度所带来的乘法效应会使得整个系统的总体吸收本领得到显著的增强.这一事实也可以从图 4(c)所示的 3 个吸收峰频率附近的应变函数看出来.在边界区域的应变约为 10^{-3} — 10^{-4} ,比薄膜其他部分的应变至少大 1—2 个数量级.

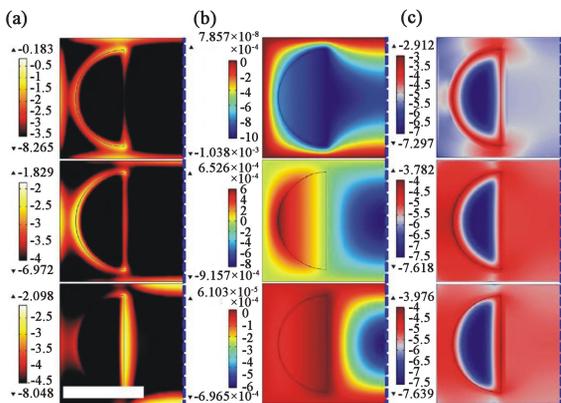


图 4 样品 A 的弹性能量密度分布 (a)数值模拟得到的在 x - y 平面(即薄膜的中截面)内的弹性势能密度函数,其中白色线段的长度为 10mm;(b)数值模拟得到的在 x - y 平面内的法向位移 w ;(c)数值模拟得到的在 x - y 平面内的应变张量的迹 $\epsilon = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$ (在(a)和(c)中,不同的颜色代表相应的函数取常用对数(以 10 为底)之后的数值.在(b)中,不同的颜色代表相应函数的数值.由于这些共振模式关于 y 轴是镜面对称的,我们只画出了左半部分,图中竖直虚线表示 y 轴)

7 暗声学超材料吸声机制的研究

由于高曲率能量密度主要集中在铁片周边和薄膜边界区域,我们可以通过改进样品的设计而达到更佳的表现.如图 5(a)所示,与样品 A 相比,样品 B 的结构单元更长,也带有更多的铁片.由于具有与样品 A 类似的空间分布,样品 B 的振动模式的基本特征保持不变.因此,可以预料到,样品 B 的吸声机制虽然与样品 A 类似,但其吸声本领应该更强.

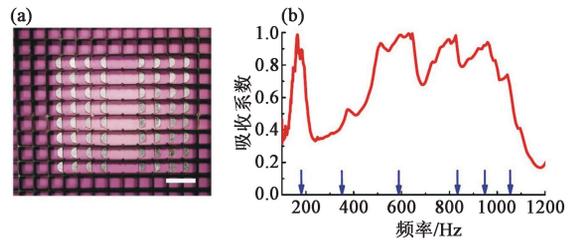


图 5 样品 B 的吸收系数 (a)样品 B 的像片,其中白色线段的长度为 30mm;(b)红色实线表示测量两层样品 B 而得到的吸收系数频谱

事实的确如此.图 5(b)中的吸收频谱是测量两层样品 B 而得到的,为了调节系统的声学阻抗,在第二层样品之后 28mm 处放置了一块铝板.两层样品之间的距离也是 28mm.从图中可以看到有多个吸收峰存在,频率分别位于 164, 376, 511, 645, 827 和 960Hz 附近.尤其是在 164 和 645Hz 附近的吸收系数达到 99%.我们用 COMSOL 计算了单层样品 B 的吸收频谱,也发现了多个吸收峰,它们分别位于 170, 321, 546, 771, 872 和 969Hz 附近,其位置在图 5(b)中用蓝色箭头标出.可以看到,理论和实验符合得较好.

使用激光测振仪扫描样品 B 的一个结构单元,我们得到了其法向位移 w 沿着 x 轴的剖面分布函数,如图 6 所示.160Hz 处的同相“拍动”模式(图 6(a)),340Hz 处的反相“拍动”模式(图 6(c)),以及 585Hz 处的中央薄膜振动模式(图 6(d))与样品 A 的 3 个本征振动模式很相像.然而,对样品 B,我们还观测到了其他类型的本征振动模式,如图 6(b), (e)和(f)所示.在所有这些共振模式中,由于位移 w 在铁片边缘附近曲率较大,因而在这些区域内的弹性曲率能量密度都很高.

我们注意到某些共振模式的测量频率与数值模拟的结果并不完全相同.比如说,在 768Hz 处观测到的反对称模式(见图 6(e)),在有限元数值模拟中是不可能被正入射的平面波所激发的,因为对称性不匹配.但实验上却观测到了该模式的存在.我们将

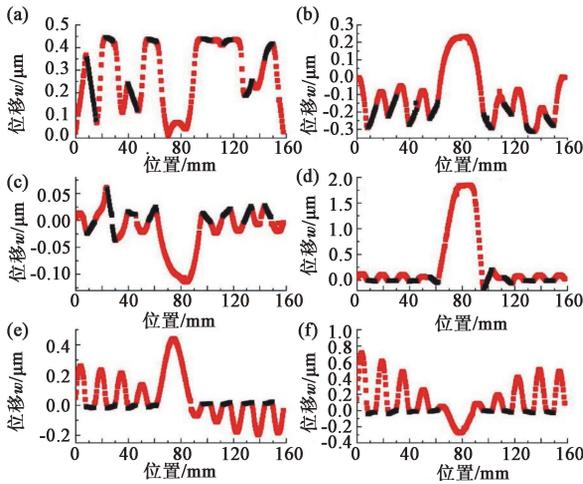


图6 样品 B 的位移场剖面分布. 用激光测振仪分别在 (a) 160 Hz, (b) 200 Hz, (c) 340 Hz, (d) 585 Hz, (e) 768 Hz 和 (f) 870 Hz 处测量得到样品 B 的一个结构单元中 z 方向位移分量 w 沿着 x 轴的剖面分布函数(图中黑色部分表示铁片的位置. 在铁片的边缘附近, 弹性曲率能量密度很高)

此种差异归因于样品 B 所存在的缺陷. 毕竟, 所有的样品都是手工制作的, 铁片的位置也是靠双眼和直尺来定位的. 因此, 这些缺陷也会导致实验测量比数值模拟具有更高的声波吸收背景.

根据弹性波的坡印亭定理^[41], 薄膜中耗散的能量可用以下公式计算:

$$Q = 2\omega^2 (\chi_0 / E) \int U dV, \quad (2)$$

其中 U 是薄膜中的弹性波能量密度. 吸收系数定义为 $Q/(PS)$, 其中 $P = \frac{b^2}{\rho c}$ 表示入射声波的坡印亭矢量, S 是薄膜的面积, p , ρ 和 c 分别表示压强振幅、空气密度和声波速度. 根据这些物理参数, 我们计算了样品 A 的吸收频谱, 发现在 3 个共振峰处的吸收系数分别是 60%, 29% 和 43%. 它们之间的相对大小关系与实验数据相吻合, 尽管绝对数值比实验数据低 10%—20%. 这一差异可以归咎于实际样品不可能具有完美的对称性, 因而即使正入射的平面波依然可以激发一些非对称的振动模式. 考虑到这些非对称振动模式的频谱宽度, 它们最终会导致测量得到的吸收系数(相较理论计算结果)有一个非零的背景吸收. 事实上, 实验上也确实观测到了非对称振动模式的激发, 如图 6(e) 所示.

8 暗声学超材料与反射型声学超材料的区别

近年来, 我们先后研制了两种声学超材料^{1,3,4]}.

第一种是反射型声学超材料(即下文中提到的反射型超材料和反射型薄膜超材料); 第二种是吸收型声学超材料(即暗声学超材料). 为了说明暗声学超材料^{1]}与反射型声学超材料^{3,4]}的区别, 在这里我们简略地描述一下反射型声学超材料的物理机制及其吸声本领.

反射型声学超材料由周边固定的圆形弹性薄膜和镶嵌于其中心的圆形质量块所构成(详见参考文献[3]). 声波的强烈反射发生在两个相邻的(本征)共振频率之间. 也就是说, 在共振频率附近, 共振模式的激发导致透射峰的产生. 而在反共振频率附近, 两个相邻的共振模式的反相叠加则导致薄膜系统与入射声波几乎没有耦合作用, 同时伴随着系统的动态质量密度在此频率附近的发散行为^[3]. 由于系统在反共振频率对入射声波几乎完全反射, 吸收系数自然很低, 如图 7(a) 中 450 Hz 附近的吸收曲线所示(取对数坐标后, 在此频率附近可以看到一个陡峭的透射谷). 但是, 我们注意到即使在共振频率附近, 该反射型超材料的吸收系数仍然较低, 在较高频的 913 Hz 处勉强达到 45%, 与我们的暗声学超材料相差甚远. 这是由于薄膜的活塞式运动使得薄膜与声波的辐射模式之间有较强的耦合作用, 从而产生了较高的透射系数(251 Hz 时为 88%, 913 Hz 时为 63%).

即使对于 5 层结构的这种反射型超材料^[4], 其平均吸收系数也只有 22%, 最大吸收系数也不超过 45%, 如图 7(b) 所示. 而且, 需要强调的是, 在图 7(b) 中, 每层样品都含有众多周边固定的方形弹性薄膜及镶嵌于其上的不同质量的多个圆块(这样做是为了引入多个共振频率, 从而在 100—1000 Hz 频率范围内实现宽带反射功能), 而且在测量时, 我们还特地在 5 层样品的两侧各放置一块带孔洞的软板, 有意地增强它的吸收. 然而, 即使采取了以上有利措施, 该系统的吸声表现依然与暗声学超材料相去甚远. 为了便于比较, 在图 7(c) 中, 除了吸收系数之外, 我们还画出了样品 A 的透射和反射数据. 可以看出, 即使 1 层样品 A 的吸声本领已经显著地超过 5 层反射型超材料的表现. 如此大区别的原因在于, 我们的暗声学超材料的高能量密度区域与声波辐射模式之间的耦合非常小, 形成了一个开放的共振腔.

9 暗声学超材料在斜入射情况下的吸收

如前文所说, 薄膜的许多共振模式并不与正入

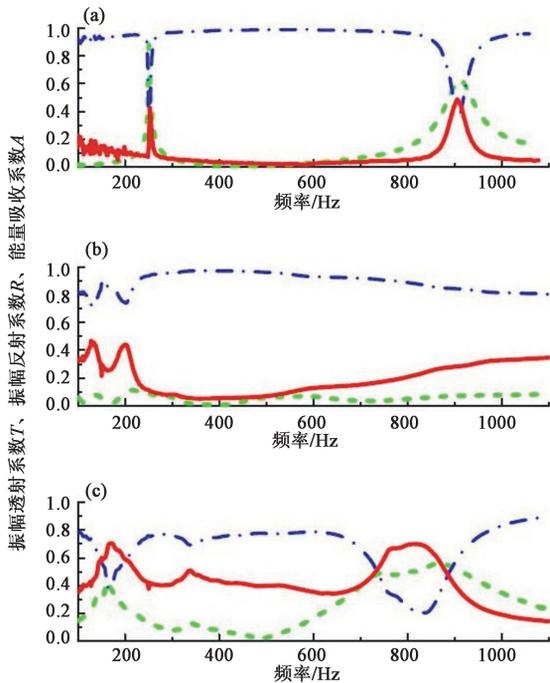


图7 反射型超材料与暗声学超材料的区别 (a)实验测量单层反射型声学超材料得到的振幅透射系数 T (绿色虚线), 振幅反射系数 R (蓝色点划线) 和能量吸收系数 $A=1-R^2-T^2$ (红色实线); (b)实验测量5层反射型声学超材料得到的振幅透射系数 T (绿色虚线), 振幅反射系数 R (蓝色点划线) 和能量吸收系数 A (红色实线); (c)实验测量单层样品 A 得到的振幅透射系数 T (绿色虚线), 振幅反射系数 R (蓝色点划线) 和能量吸收系数 A (红色实线)

射的平面波相耦合, 因为正入射的平面波具有左右对称性. 为了研究对称性破缺时的情况, 我们在斜入射的条件下对样品 B 进行了测量. 为此, 我们专门设计并制作了一组楔形金属铝管结构, 使得阻抗管的轴向和样品的法向之间的夹角可以从 0° 逐渐增加到 60° (即 15° 、 30° 、 45° 和 60°). 斜入射所用实验装置的照片如图 8(f) 所示. 由于声波是纵波, 在阻抗管中传播的声波没有截止频率. 当波长远大于管的横向维度时, 在管中传播的声波始终是平面波, 其波矢平行于管的轴向. 在进行斜入射的测量时, 在前管中设有 2 个探头, 用来感知入射波和反射波. 样品 B 后放置有铝板用以消除透射, 因此就不再需要第 3 个探头来测量透射信号. 我们对一块以 45° 斜角放置的铝板进行了参考/校准测量, 在所有测量频率范围内, 得到的反射率都几乎达到 100%, 声波的吸收几乎为零, 这说明斜入射的测量是准确的.

在图 8(a)–(e) 中, 我们分别给出了样品 B 在不同入射角时测量得到的吸收系数频谱. 可以看到, 入射角从 0° 一直增大到 60° , 吸收频谱都是定性相似的. 而在 60° 入射角时, 频率在 650–950 Hz 和

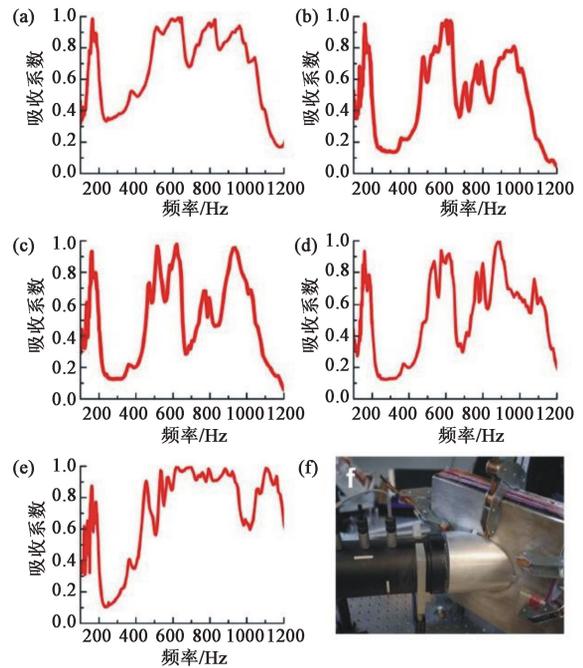


图8 在不同入射角时测量得到的样品 B 的吸收系数 (a) 0° ; (b) 15° ; (c) 30° ; (d) 45° ; (e) 50° ; (f) 45° 角斜入射时所用的实验测量装置

1000–1200 Hz 范围内的声波吸收甚至还显著增强了. 这是由于声波斜入射时能够激发许多并不具有左右对称性的本征振动模式, 而这些模式在正入射时由于对称性不匹配是不能够被激发的.

此外, 我们还测量了 Brüel 和 Kjaer 公司所提供的校准样品在不同入射角时的吸收系数, 其结果如图 9 所示. 很显然, 我们的斜入射测量装置能够相当准确地重复其参考值, 误差只有几个百分点.

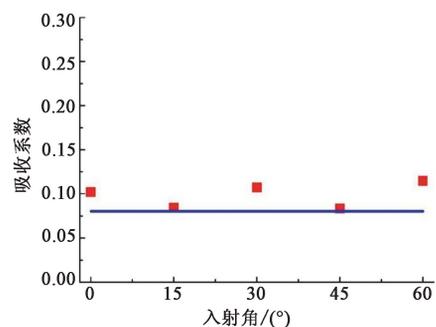


图9 Brüel 和 Kjaer 公司所提供的校准样品在不同入射角时吸收系数的测量结果 (红色方形表示在不同角度时的测量数据. 蓝色实线是 Brüel & Kjaer 公司给出的正入射时吸收系数的参考值)

更进一步, 为了验证斜入射时的反射波只会引起直导管中相位的变化, 我们还用 COMSOL Multiphysics 软件对斜入射时的情况进行了数值模拟. 1000 Hz 入射声波时由数值模拟得到的压强场分布见图 10. 声波从下方入射, 以不同的角度入射到上

方的全反射平面上,并被反射回来.可以看出,直导管中的声波形成了驻波模式,其波前始终垂直于管的中轴线,并不受入射角的影响.波前唯一受到影响的地方位于导管的转角连接处(图 10 中的水平细线).这些模拟结果证实,阻抗管作为一个声波导管,在低频时它只允许平面波沿着轴向传播.斜入射时的反射波与直管中的波导模在转角处相耦合,而在此耦合过程中,反射波在转角区域所产生的平均相位会传递给直管中的波导模.因此,从图中我们可以观察到黄色区域(也就是驻波的波节位置)随着入射角的增大,以及平均反射面位置的变化,而逐渐向上方移动.由于声波的吸收只与反射波的时间平均值有关,这种相位的空间变化并不会影响到吸收系数.更低频率声波的模拟结果与此完全类似,这也和图 9 中的实验数据相吻合.

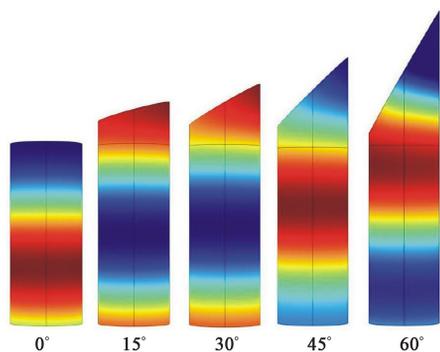


图 10 当入射声波频率为 1000Hz 时,数值模拟得到的压强场分布图.声波从下方入射,以不同的角度入射到上方的(全反射)平面上,并被反射回来.压强的数值大小用不同的颜色表示,红色和蓝色分别表示正的极大值和负的极大值.压强场的分布也揭示了声波相位的空间分布.从图中可以看出,直导管中的声波形成了驻波模式,其波前垂直于管的中轴线.更低频率声波的数值模拟结果与此完全类似

根据以上的校准测量和数值模拟的结果,可以得到以下结论:我们的暗声学超材料对斜入射的声波具有有限宽频和几乎百分之百的吸收性.事实上,暗声学超材料的整体吸声表现在一个相当宽泛的入射角范围内不但没有降低,反而在某些频段有所加强.

10 暗声学超材料超强吸收本领背后的物理机制

在通常的开放体系中,高的能量密度极有可能通过反射波和/或透射波的方式被辐射出去,而不是被吸收掉.我们想指出的是,对于此种暗声学超材

料,蕴藏着大量弹性能量的细小体积可以看成是开放的共振腔:铁片和薄膜之间的相对运动对薄膜的平均法向位移几乎没有贡献,沿薄膜表面的平行方向上的空间限制(能量局限在铁片边界区域)和沿薄膜表面法线方向上的空间限制同时存在.空气中声波的色散关系为 $k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 = k_0^2 \equiv (2\pi/\lambda)^2$, 其中 k_{\parallel} (k_{\perp}) 表示平行(垂直)于薄膜表面方向上的波矢分量, λ 是空气中声波的波长.而铁片和薄膜之间的相对运动一定发生在比样品横向维度 d 要小的尺度上,考虑到 $d \ll \lambda$, 所以铁片和薄膜之间的相对运动只能与垂直方向上的消逝波相耦合,因为此时 $k_{\parallel}^2 \gg k_0^2$. 只有整个系统的平均法向位移(铁片和薄膜一起做活塞式运动)才会使得主要的 k_{\parallel} 分量很接近零,因而产生垂直方向的辐射.然而,高能量密度区域(尤其是拍动模式)由于其所占的横向面积很小,对整个系统的平均法向位移几乎没有贡献,从而与外界入射声波几乎没有耦合,这就形成了一个开放的共振腔.

11 结束语

利用铁片边界区域内极高的弹性能量密度及其在横向空间维度上的限制,我们能够非常有效地吸收亚波长低频声波.由于薄膜系统此前已被用来高效地反射低频声波,这两种性质结合在一起,可以使我们能够有效地操纵低频声波.这一发现具有广泛的应用前景:降低飞机和轮船机舱的噪声,调节演奏厅的声学品质,降低高速公路和铁路沿线环境噪声等等,都是很好的例子.

参考文献

- [1] Mei J, Ma G, Yang M *et al.* Nature Communications, 2012, 3: 756
- [2] Liu Z, Zhang X, Mao Y *et al.* Science, 2000, 289: 1734
- [3] Yang Z, Mei J, Yang M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 204301
- [4] Yang Z, Dai H, Chan N *et al.* Appl. Phys. Lett., 2010, 96: 041906
- [5] Liu Z, Chan C, Sheng P *et al.* Phys. Rev. B, 2005, 71: 014103
- [6] Mei J, Liu Z, Wen W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 024301
- [7] Mei J, Liu Z, Wen W *et al.* Phys. Rev. B, 2007, 76: 134205
- [8] Li J, Fok L, Yin X *et al.* Nature Mater., 2009, 8: 931
- [9] Pendry J, Li J. New J. Phys., 2008, 10: 115032
- [10] Li J, Chan C. Phys. Rev. E, 2004, 70: 055602
- [11] Fang N, Xi D, Xu J *et al.* Nature Mater., 2006, 5: 452

[12] Zhang S, Yin L, Fang N. Phys. Rev. Lett., 2009, 102:194301
 [13] Milton G W. New J. Phys., 2007, 9:359
 [14] Milton G W, Willis J R. Proc. R. Soc. A, 2007, 463:855
 [15] Lu M H, Zhang C, Feng L *et al.* Nature Mater., 2007, 6:744
 [16] Feng L, Liu X P, Lu M H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96:014301
 [17] Lee S H, Park C M, Seo Y M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104:054301
 [18] Guenneau S, Movchan A, Petursson G *et al.* New J. Phys., 2007, 9:399
 [19] Ding Y, Liu Z, Qiu C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 99:093904
 [20] Wu Y, Lai Y, Zhang Z Q. Phys. Rev. B, 2007, 76:205313
 [21] Lai Y, Wu Y, Sheng P *et al.* Nature Mater., 2011, 10:620
 [22] Hu X, Chan C T, Zi J. Phys. Rev. E, 2005, 71:055601
 [23] Yao S, Zhou X, Hu G. New J. Phys., 2008, 10:043020
 [24] Cheng Y, Xu J Y, Liu X J. Phys. Rev. B, 2008, 77:045134
 [25] Zhu X, Liang B, Kan W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 106:014301
 [26] Tao H, Landy N I, Bingham C M *et al.* Opt. Express, 2008, 16:7181
 [27] Landy N, Sajuyigbe S, Mock J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100:207402
 [28] Avitzour Y, Urzhumov Y A, Shvets G. Phys. Rev. B, 2009, 79:045131
 [29] Diem M, Koschny T, Soukoulis C M. Phys. Rev. B, 2009, 79:033101
 [30] Hu C, Zhao Z, Chen X *et al.* Opt. Express, 2009, 17:11039
 [31] Hu C, Liu L, Zhao Z *et al.* Opt. Express, 2009, 17:16745
 [32] Liu X, Starr T, Starr A F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104:207403
 [33] Hu C G, Li X, Feng Q *et al.* Opt. Express, 2010, 18:6598
 [34] Liu N, Mesch M, Weiss T *et al.* Nano Lett., 2010, 10:2342
 [35] Liu X, Tyler T, Starr T *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107:45901
 [36] Narimanov E E, Kildishev A V *et al.* Appl. Phys. Lett., 2009, 95:041106
 [37] Cheng Q, Cui T J, Jiang W X *et al.* New J. Phys., 2010, 12:063006
 [38] Ho K M, Yang Z, Zhang X *et al.* Appl. Acoust., 2005, 66:751
 [39] Ventsel E, Krauthammer T. Thin plates and shells; theory, analysis, and applications. Marcel Dekker, 2001
 [40] Landau L D, Lifshitz E M. Theory of elasticity, 3rd edn. Pergamon, 1986
 [41] Auld B A. Acoustic fields and waves in solids. John Wiley & Sons, 1973

Advanced Research Systems

New!

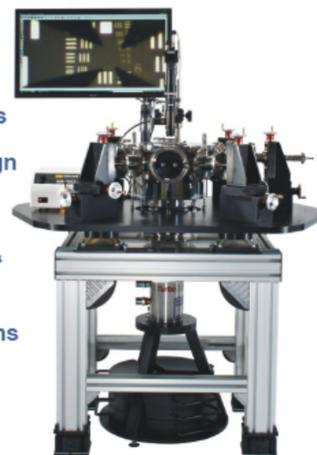
***最高温度可达1100K**
***有光窗存在下实现4K样品温度**

产品特点:
 更低温度**1.5K**
 更高温度**1100K**
 超低振动**<5nm**
 超高真空**1E-11Torr**
 强大制冷功率
 更多。。。



超低温真空探针台

- Cryogen Free
- Up to 8 Probes
- Modular Design
- 4K - 800K
- DC, LF, MW, & FO Probe Arms
- Magnet Options Available



典型应用: 光学, 非光学, 电学, 磁学, XRD, 低振动, UHV, And More



7476 Industrial Park Way * Macungie, PA 18062 * USA Tel: 610.967.2120 * Fax: 610.967.2395

www.arscryo.com *ars@arscryo.com