基于亥姆霍兹共振的超薄弧形声学超表面地毯斗篷*

隋玉梅[1)2)] 何兆剑[1)2)†] 毕仁贵[2)] 孔鹏[2)‡]
吴吉恩[2)] 赵鹤平[3)] 邓科[1)2)]

1) (湖南科技大学物理与电子科学学院, 智能传感器与新型传感材料湖南省重点实验室, 湘潭 411201)

2) (吉首大学物理系, 吉首 416000)

3) (湖南财政经济学院, 长沙 410205)

(2023 年 10 月 26 日收到; 2023 年 12 月 13 日收到修改稿)

利用局部相位补偿调制的方式设计了一种超薄的弧形声学超表面地毯隐身斗篷. 该斗篷由 52 个亥姆霍兹空腔共振结构单元组成, 且结构单元厚度小于波长的 0.2 倍. 数值模拟结果显示: 文中所设计的隐身斗篷在深亚波长范围内隐身效果良好, 其工作频宽为 5850—7550 Hz. 进一步探究声波斜入射时地毯斗篷的工作效果, 发现在 30°的入射角范围内都具有良好的隐身效果. 此外, 利用余弦相似度 (cosine similarity, CSI) 函数精确量化分析了该隐身斗篷的工作性能, 计算结果展示, 在斗篷工作的带宽范围内, 覆盖斗篷后的 CSI 值趋近于无斗篷覆盖地面的 CSI 值, 展示了其在的良好隐身性. 本文所设计的斗篷均以超薄的亥姆霍兹共振结构为组成单元, 结构简单, 易于实现, 有利于未来的实际应用.

关键词: 声学超表面, 广义 Snell 定律, 超薄结构, 地毯斗篷

PACS: 43.20.+g, 43.40.+s, 43.50.+y, 46.40.Ff **DOI:** 10.7498/aps.73.20231706

1 引 言

以更简易的方式操纵声波一直以来都引起科学家们的广泛关注. 但由于材料及传统声学器件尺寸的限制, 使得控制声波的能力非常有限, 超材料的出现使得这一现状得到改进. 超材料由亚波长人工微结构单元组成, 具有天然材料所不具备的物理特性[1–3]. 随着超材料的发展, 利用其实现声学隐身的手段也逐渐丰富, 例如基于坐标变换声学隐身斗篷以及散射抵消多层结构等方法在水下和空气中实现了声学隐身[4–16]. 但对于这类斗篷而言, 其需要强的各向异性材料参数或者较大的体积, 在大型的结构中并不适用[17]. 而作为超材料的二维版本的超表面, 常被用于亚波长尺寸的波前处理, 即在界面处通过引入亚波长结构来引起突变相位的变化, 实现对声波的任意操控, 为解决上述难题提供了解决办法. 根据广义 Snell 定律, 通过在超构表面上引入梯度相位分布, 可以任意控制声波传播. 该方法为设计亚波长厚度和简单材料参数的声学斗篷提供了思路, 且已成功设计出多种声学超表面地毯斗篷 (acoustic metasurface carpet cloak, AMCC)[18–34]. 通过相位补偿, 物体散射的声压场可以被超表面有效恢复, 类似于从地平面反射.

与传统的多层结构、薄膜结构及定向实现隐身的隐身斗篷相比, 超表面地毯斗篷具有结构设计简单、厚度小、材料参数变换简洁等优点, 通常比被隐藏物体的波长和尺寸小的多. 然而声学超表面的

* 国家自然科学基金 (批准号: 11964011, 11764016) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hezj@whu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: kongpeng@jsu.edu.cn

© 2024 中国物理学会 Chinese Physical Society

缺点是在较宽范围内的梯度相位调制只能应用于较窄的频带, 且依赖于入射声波的方向, 从而在实际应用中很难有更广阔的应用空间. 超表面斗篷结构主要有膜型、卷曲空间型或谐振腔型的构型. 在谐振腔结构中, Faure 等[25] 利用改变谐振腔的体积大小进行相位的调控, 该工作主要在 3400 Hz 附近的窄频以及正入射的情况下实现的声学斗篷; 此外, Guo 等[33] 通过改变外颈部的长度实现了声学斗篷, 这种斗篷可以实现 30° 斜入射的声波隐身, 但是工作频段较窄 (工作频率在 980—1070 Hz). 最近, Zhang 等[22] 基于雷达散射截面减缩设计了一种宽带的声学斗篷, 该斗篷同样实现了在 30° 斜入射之内均可以实现隐身, 且其工作频宽在 1550—2400 Hz 内. 虽然其工作频宽有较大改善, 然而该工作的斗篷结构为三角形, 并不利于对于不规则物体的声隐身. 因此, 设计体积更加轻、薄, 受声波入射角影响更小及工作频率范围更宽, 且更加适合不规则物体的声学超表面地毯斗篷是亟待解决的.

本文结合局部相位补偿方式即广义 Snell 定律, 基于亥姆霍兹共振 (Helmholtz resonance, HR) 结构构造了一种超薄空气中的隐身斗篷, 因为在空气中声波的振动模式比较单一, 可以更清楚地将其物理原理展示出来. 该 AMCC 由 52 个具有轴对称的共振单元构成, 其共振单元大小仅为 6 mm, 不足工作波长的 0.2. 利用有限元软件 COMSOL 进行分析, 发现在 5850—7550 Hz 的频宽范围内该 AMCC 都能良好工作. 通过调整入射声波的入射角, 发现该 AMCC 对于较大的斜入射也能很好的工作 (入射角小于 30°). 本文设计的结构在一定程度上有利于工作频带的拓宽, 并具有较大的入射角宽, 在实际应用中具有显著的优势. 此外, 可以根据实际隐身频段和隐身角度的需要做出灵活调整, 为可调声学隐身提供了一个途径. 该工作可以平行推广到水下隐身, 为水下声隐身也提供一定的指导.

2 曲面声超表面隐身斗篷

2.1 曲面声超表面隐身斗篷模型构建及散射特性

基于声波反射原理, 本文所构建斗篷的反射波相位值可通过广义 Snell 定律来确定, 如图 1(a) 所示, 声波自 $U(x_1,z_1)$ 点射出撞击 A 点后会反射至 $V(x_2,z_2)$ 点, 入射角等于反射角, 严格遵守 Snell 定律. 假设任意弯曲超构表面的上表面函数为 $z=z(x)$, 如图 1(b) 所示, 若在点 $U(x,z)$ 激发声波, 以 $\theta_{\rm i}$ 入射到如图所示的任意弯曲超构表面, 根据费马原理, 点 $A(x,z)$ 的总相位应最小化, 因此对总相位 $\psi=k_0|\overrightarrow{UA}|+k_0|\overrightarrow{AV}|-\varphi$ 进行微分, 得到

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\psi}{\partial x}=k_0\dfrac{x-x_1}{\left|\overrightarrow{UA}\right|}+k_0\dfrac{x-x_2}{\left|\overrightarrow{AV}\right|}-\dfrac{\partial\varphi}{\partial x}=0,\\[2ex] \dfrac{\partial\psi}{\partial z}=k_0\dfrac{z-z_1}{\left|\overrightarrow{UA}\right|}+k_0\dfrac{z-z_2}{\left|\overrightarrow{AV}\right|}-\dfrac{\partial\varphi}{\partial z}=0,\end{cases}\tag{1}$$

式中, k_0 是自由空间的波数. 将入射波与反射波的波矢分别定义为 $\boldsymbol{u}=\dfrac{\overrightarrow{UA}}{|\overrightarrow{UA}|}$, $\boldsymbol{v}=\dfrac{\overrightarrow{AV}}{|\overrightarrow{AV}|}$, 且 $\boldsymbol{u}=(\sin\theta_{\rm i},\cos\theta_{\rm i})$, $\boldsymbol{v}=(\sin\theta_{\rm i},-\cos\theta_{\rm i})$, 可以得到

$$\mathrm{d}\varphi=\frac{\partial\varphi}{\partial x}\mathrm{d}x+\frac{\partial\varphi}{\partial z}\mathrm{d}z=2k_0\cos\theta_{\rm i}\mathrm{d}z.\tag{2}$$

对方程 (2) 积分, 可以得出任意形状超表面地毯斗篷通用相移函数为

$$\varphi(x)=2k_0\cos\theta_{\rm i}z(x)+C,\tag{3}$$

式中 C 为常数.

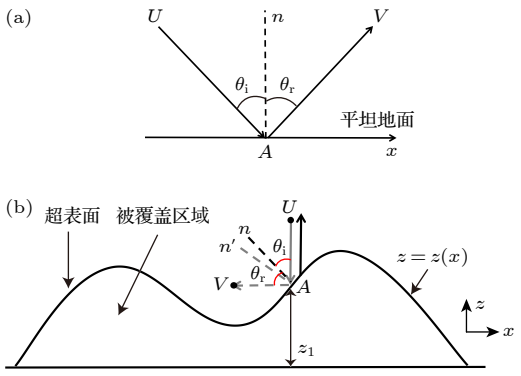

图 1 利用反射波波前操纵的二维声学超表面地毯隐身示意图 (a) 平坦地面; (b) 任意弯曲表面

Fig. 1. Illustration of a 2D acoustic carpet cloaking metasurface for reflected wavefront manipulation: (a) Flat surface; (b) arbitrary curved surface.

综上可知, 超表面在 z_1 高度处提供的相位延迟 $\Delta\varphi$ 应补偿需隐身物体表面与平坦地面之间的相位差, 其可以表示为 $\Delta\varphi=2k_0z_1$[27]. 设定背景为空气, 其密度为 $\rho_0=1.21$ kg/m^3, 声波传播速度 $c_0=343$ m/s. 基于此相位补偿原理, 可以设计出一种超表面地毯斗篷, 如图 2(a) 所示, 此斗篷 AMCC 是由外形函数 $z=z(x)$ 所描述的弧形斗篷

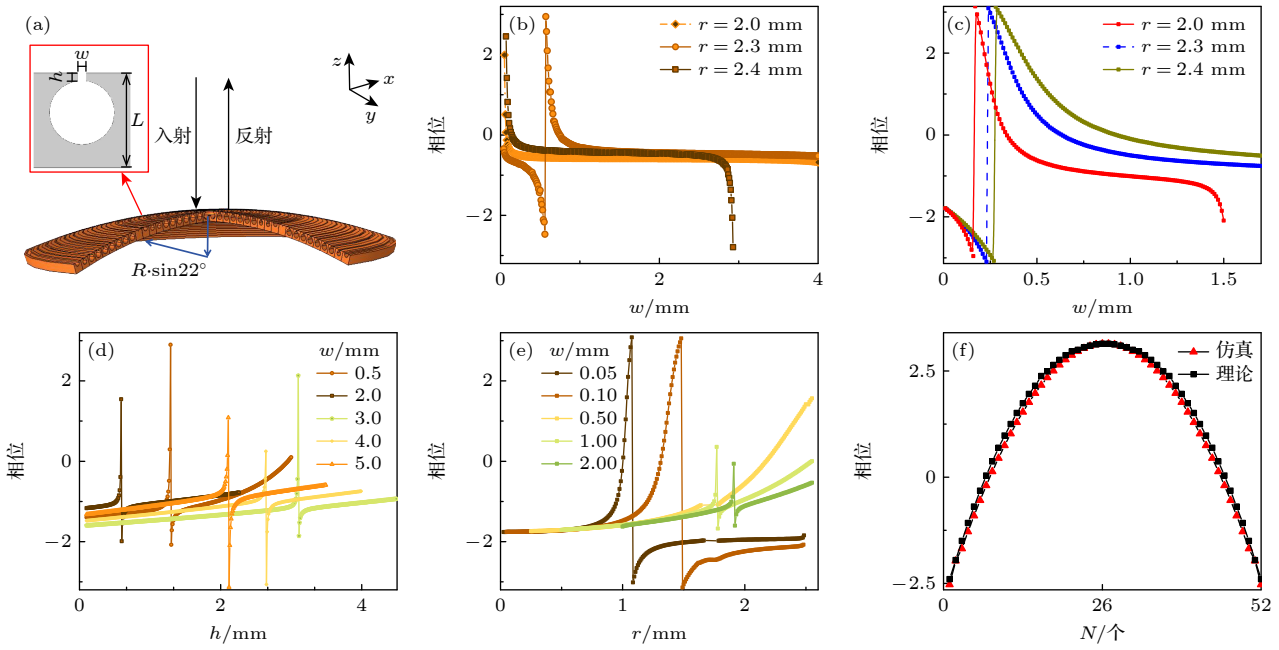

图 2 (a) 地毯隐身超表面示意图, 弧形隐身斗篷及斗篷单个共振单元结构 (红色框插图), 入射波从$-z$方向入射; (b), (c) 共振腔中 r 取不同值时单个共振单元反射相位随 w 的变化, 其中 (b) 入射波频率为 3430 Hz, (c) 入射波频率为 6860 Hz; (d) 共振腔中 w 取不同值时单个共振单元反射相位随 h 的变化; (e) 共振腔中 w 取不同值时单个共振单元反射相位随 r 的变化; (f) 入射波频率为 6860 Hz 时, 弧形隐身斗篷中每个共振单元的反射相位 (红色曲线) 和由 (5) 式理论计算的相位 (黑色曲线)

Fig. 2. (a) Schematic sketch of the metasurface for carpet cloaking, the illustration of arc-shaped carpet cloak, inset showing the schematic diagram of the unit-cell for the carpet. The acoustic waves are incident from $-z$ direction. The reflection phase of single HR unit varing with w for acoustic waves normal incidence with different frequency: (b) 3430 Hz; (c) 6860 Hz. For different w, the reflection phase of single HR unit varing with h (d) and varing with r (e) for acoustic waves normal incidence with frequence 6860 Hz. (f) The reflection phase of each HR unit in the designed AMCC (red curve) and that of theoretical calculation from Eq. (5) (black curve) for acoustic waves normal incidence with frequence 6860 Hz.

结构, 组成材料为环氧树脂, 共振单元为由开口宽度和深度分别为 w 和 h 的颈部空腔与颈部相切的半径为 r 的圆体空腔构成的 HR 单元, 如图 2(a) 插图所示. 组成单元为正方形, 其边长设定为 $L = 6$ mm. 通过更改共振腔 w, h 和 r 的结构数值可使声波在相应单元的有效传播路径改变, 进而得出所对应的相移 $\Delta\varphi = 2k_0 z_1$. 设 AMCC 覆盖区域上表面方程为

$$z(x) = \sqrt{R^2 - x^2} - R\cos 25^\circ, \tag{4}$$

式中 $-R\sin 25^\circ < x < R\sin 25^\circ$, 设定弧形物体的半径为 $R = 361.7$ mm. 将其代入 (3) 式可得该 AMCC 应具有的理想相位补偿为

$$\varphi = \pi - \sqrt{2}k_0\left(\sqrt{R^2 - x^2} - R\cos 25^\circ\right), \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}. \tag{5}$$

为构建 (4) 式所描述的具体的斗篷结构, 首先建立了反射波相移与相应结构数值之间的关系. 一个共振单元可等效为一个电感为 $M = \rho_0 l_e/w$ 和电容为 $C = hL/(\rho_0 {c_0}^2)$ 的串联电路, 于是相应的共振频率为 $f = 1/2\pi\sqrt{1/MC}$, 其中 $l_e = l + \Delta l$ 为 HR 颈部的有效长度, 颈部长度 l 为 1 mm, $\Delta l = 0.1108$ mm 为修正长度. 由于空腔高度可能远大于颈部宽度, 因此对于不规则的 HR 进行修正, $\Delta l \approx (1.5 + \beta)w, \beta = (h/w)/22$. 单元颈部和内部空腔所产生的声阻抗 $Z = \mathrm{i}(\omega M - 1/\omega C)$, $\omega = 2\pi f$, 则共振单元对应的补偿相位 $\varphi = \dfrac{Z - \rho_0 c_0/L}{Z + \rho_0 c_0/L}$. 基于此理论, 建立了相应的 COMSOL MULTIPHYSICS 有限元模型进行验证, 计算了不同共振频率和不同 HR 共振腔颈宽 w、颈深 h 和半径 r 时 (见图 2(a) 插图), 单个共振单元反射波相位的改变. 因为研究的基体是空气, 散射体结构 (树脂材料) 与基体的阻抗相差巨大, 所以这里把树脂材料视为刚性. 首先计算了 r 取不同值时, 共振腔单元反射相位随 w 的变化情况, 其结果展示在图 2(b), (c) 中. 这里取共振腔颈部深度 h 为 1.11 mm, 共振频率取值为 3430 Hz(图 2(b)) 和 6860 Hz(图 2(c)). 相位响应的计算方法为任取一点作为相位观测点 (本文取

离结构 800 mm 处的一点为观测点), 当声波沿 $-z$ 方向入射时, 从反射压力场中获得观测点处的不同相位值. 对比两图发现, 由于共振单元结构较小 (结构边长为 6 mm), 共振频率为 3430 Hz 时相位曲线变化时急时缓, w 变化后对应相位取值并无明显变化或变化较小, 会导致结构鲁棒性较低, 进而影响单元的加工难度. 反观对于共振频率为 6860 Hz 时, 单元结构的相位对于更改 w 数值时敏感度降低, 能较好地满足斗篷单元构建所需要的条件, 即满足 2π 范围的相位覆盖. 这是因为结构单元处于低频共振时 (3430 Hz), 共振峰较尖锐, 从而共振腔颈部宽度 w 微小的改变, 将会使共振偏离, 表现为相位迅速变化. 这样可以满足同样相位补偿的频率段将会比较窄, 不利于拓展工作频率的设计需求. 因此把共振腔的完美工作频率选为 6860 Hz. 为了进一步研究共振腔颈部高度和半径对相位变化的敏感程度, 计算了反射相位响应随 h 和 r 变化的情况, 结果分别展示在图 2(d), (e). 对于图 2(d), 对不同的颈宽取不同的半径值, 列表如下: $w = 0.5$ mm, $r = 1.5$ mm; $w = 2$ mm, $r = 1$ mm; $w = 3$ mm, $r = 1.5$ mm; $w = 4$ mm, $r = 2$ mm; $w = 5$ mm, $r = 2.5$ mm. 而在图 2(e) 中, 依然取值 h 为 1.11 mm. 对比图 2(c)—(e) 发现, 由于结构限制, 更改 h 和 r 相对于更改 w 来说, 相位曲线变化更为敏感急促, 不能很好地获得所需相位对应的单元结构, 于是选择了对共振腔颈宽 w 更改进行研究.

为了展示隐身效应, 基于以上研究的共振单元构造了 AMCC, 其共振单元为 52 个, 共振单元中的颈高 h 为 1.11 mm, 颈宽 w 和半径 r 的参数设置见表 1. 由于隐身斗篷是轴对称的, 这里只展示其中一半共振单元的参数. 计算了声波分别入射到每个共振单元时其反射波相位 (见图 2(f) 红色曲线), 这里入射波频率为 6860 Hz. 作为对比展示了由方程 (5) 理论计算得到的相位曲线 (图 2(f) 黑色曲线). 可以看到, 对于声波入射到弧形 AMCC 上, 通过共振腔后其反射相位得到了很好的补偿调制, 跟理论计算的完美一致, 展示其可以对 AMCC 覆盖的物体进行良好的隐身.

为了进一步展示其隐身效果, 采用 COMSOL 软件分别计算了入射波频率为 5850, 6850, 7550 Hz 的声波入射到平坦地面 (无障碍物), 裸露的弧形物体和覆盖 AMCC 的物体的反射声压场分布, 结果展示在图 3(a) 中. 入射波沿 $-z$ 方向垂直入射, 底部设置为理想硬边界, 其他几个边界设置为完美匹配层 (PML), 以减少散射. 从图 3(a) 可以看到, 当一列平面波入射到平坦地面上时, 反射波依然为平面波. 当坚硬平面上放置一个弧形物体后, 声波被物体的弧状表面反射, 反射声压场产生强烈的扰动. 当物体被超表面覆盖后, 遏制了物体的散射, 反射声压场被有效恢复到接近平坦地面的情况, 证实了所设计的超表面可以对弧形物体实现优异的隐身效果. 其隐身工作频率可以从 5850—7550 Hz 变化. 为了进一步展示该隐身斗篷的工作频宽, 计算了不同频率入射波下 $Z = 800$ mm 处 AMCC 的反射波归一化反射振幅和阵面相位. 图 3(b), (c) 展示了入射波频率为 5850, 7550 Hz 时反射波的情况, 数值结果显示振幅与波前相位变化都较小, 并且可以看出热黏性损失对于整体的隐身效果影响不大, 因此斗篷的工作效率能达到预期效果, 从而表明了此隐身斗篷工作频宽在 5850—7550 Hz 之间.

表 1 隐身斗篷每个共振单元颈宽 w 和半径 r 参数表

Table 1. Parameter list of neck width w and radii r of resonant unit in the cloak.

序号	w/mm	r/mm	序号	w/mm	r/mm
1	2.920	1.5	14	0.380	2.4
2	4.455	2.4	15	0.426	2.4
3	4.457	2.4	16	0.472	2.4
4	4.458	2.4	17	0.520	2.4
5	4.459	2.4	18	0.531	2.4
6	4.461	2.4	19	0.621	2.4
7	4.462	2.4	20	0.685	2.4
8	0.060	2.4	21	0.755	2.4
9	0.119	2.4	22	0.852	2.4
10	0.177	2.4	23	0.980	2.4
11	0.233	2.4	24	1.234	2.4
12	0.286	2.4	25	1.574	2.4
13	0.377	2.4	26	3.749	2.4

同时进一步探究了声波斜入射时弧形斗篷的隐身效果, 对于一列倾斜角度为 θ 的入射波, 超表面需要满足的相位延迟为 $\Delta\varphi = 2k_0 z_1 \cos\theta$. 当入射角度较小时, $\varphi = 2k_0 z(x)\cos(\theta) \approx \varphi$, 因此, 合适的超表面对于小角度的入射声波也具有恢复效果. 图 4 分别绘制了平坦地面、裸露的弧形物体和覆盖超表面后的物体的反射声压场分布, 其入射角度分别为 10°和 30°. 当入射声波斜入射至平坦地面时, 反射声场较为规律, 波阵面依然保持平面形状. 当有一个裸露的弧形物体后, 反射声场产生了一定的扰乱. 当这个物体被所设计的超表面覆盖

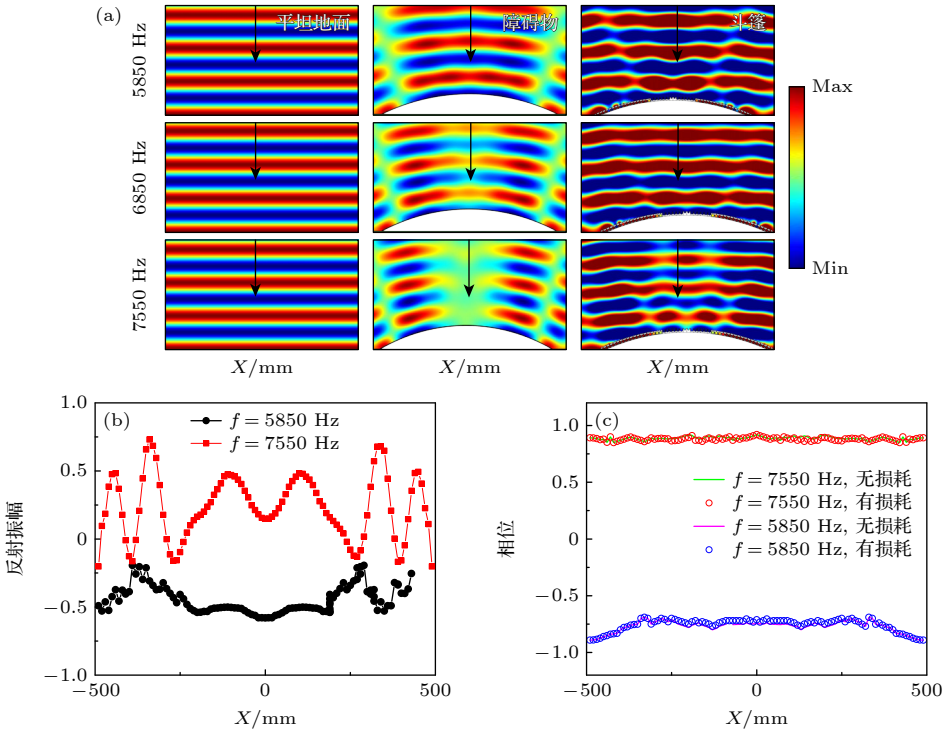

图 3 (a) 平面波分别垂直入射至平坦地面、弧形障碍物及覆盖于弧形障碍物上的斗篷时的反射声压场分布; (b) 5850, 7550 Hz 频率下 $Z = 800$ mm 时归一化反射振幅; (c) 5850, 7550 Hz 频率下 $Z = 800$ mm 时反射波阵面相位

Fig. 3. (a) Reflected pressure field distributions for a plane wave impinging on the flat ground, the arc-shaped object and the arc-shaped cloak; the normalized reflection amplitudes (b) and reflected wavefront phases (c) which located at $Z = 800$ mm for the incident frequency 5850 Hz and 7550 Hz.

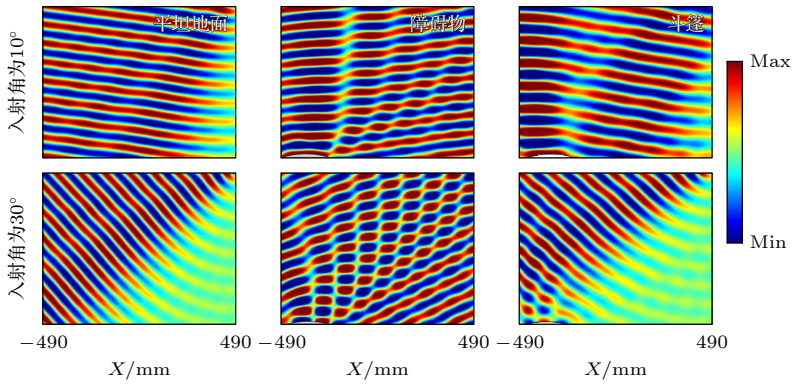

图 4 平面波分别以 10°和 30°入射角斜入射至平坦地面、弧形障碍物及覆盖于弧形障碍物上的斗篷时的反射声压场分布

Fig. 4. When the incident angles are 10° and 30°, the reflected pressure field distributions for a plane wave impinging on the flat ground, the arc-shaped object and the arc-shaped cloak.

后, 反射声场又恢复到没有任何物体时的情况. 与当物体放置于平坦地面时的情况相比, 覆盖超表面后散射声压场的观测区域反射声波仍较为平稳. 这些结果表明, 所设计的超表面隐身斗篷在入射角度小于 30°时都具有优异的隐身效果.

2.2 工作带宽的量化分析

为了进一步表征地毯斗篷的带宽性能, 利用余弦相似度 (cosine similarity, CSI)[35] 函数来进行量化. 在声学中, CSI[29,36] 计算公式为

$$\mathrm{CSI}=\frac{P_{\mathrm{d}}}{P_{\mathrm{z}}}=\frac{\sum\limits_{s=1}^{S}\sum\limits_{t=1}^{T}\left(P_{\mathrm{d}}^{st}\times P_{\mathrm{z}}^{st}\right)}{\sqrt{\sum\limits_{s=1}^{S}\sum\limits_{t=1}^{T}\left(P_{\mathrm{d}}^{st}\right)^{2}}\sqrt{\sum\limits_{s=1}^{S}\sum\limits_{t=1}^{T}\left(P_{\mathrm{z}}^{st}\right)^{2}}}, \quad (6)$$

式中 P_{d} 表示平坦地面反射波波前相位, P_{z} 表示障

碍物 (有无地毯斗篷) 反射波波前相位, S, T 分别代表计算区域位置的行和列. 结果如图 5 所示, 障碍物的 CSI 随频率在 0.8 左右振荡, 平坦地面 CSI 值为 1. 在障碍物覆盖隐身斗篷后 CSI 在较宽的频率范围内非常接近平坦地面的 CSI, 展示了隐身斗篷在其频率范围内能良好工作. 一般 CSI 值取 0.95 以上, 认为其具有较好的隐身效果. 由图 5 可以看出, 频宽为 5850—7550 Hz 的 CSI 值在 0.98 以上, 这说明该频率范围内具有很好的隐身效果, 这与前文的模拟仿真结果一致.

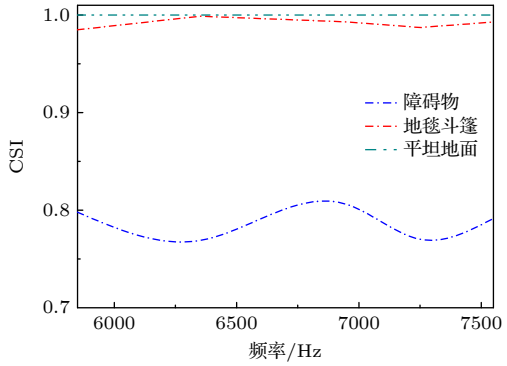

图 5 反射声波通过平坦地面、隐身斗篷和障碍物的 CSI 值

Fig. 5. The CSI of reflected acoustic waves for flat ground, carpet cloak, and arc-shaped object.

3 结 论

本文研究了单元结构仅为波长的 0.2 的超薄声超表面地毯斗篷, 该斗篷由具有对称性质的 52 个 HR 共振单元组成. 通过精心设计共振腔宽度, 使得整个超表面引入的相位延迟刚好补偿待隐身物体引入的额外相位延迟, 从而实现了声隐身. 通过数值仿真证实了该隐身斗篷可在 5850—7550 Hz 范围内对一个弧形物体实现了优异的隐身效果. 而且该 AMCC 对于较大的斜入射也能很好的工作 (入射角小于 30°). 并且通过 CSI 函数量化分析了其工作频率范围, 表明该结构在一定程度上有利于工作频带的拓宽. 斗篷以大小仅为 6 mm 的超薄亥姆霍兹共振结构为单元, 结构简单轻薄, 易于实现, 有利于未来的实际应用.

参考文献

[1] Cummer S A, Christensen J, Alù A 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16001
[2] Lu M H, Feng L, Chen Y F 2009 *Mater. Today* **12** 34
[3] Liao G X, Luan C C, Wang Z W, Liu J P, Yao X H, Fu J Z 2021 *Adv. Mater. Technol.* **6** 2000787
[4] Zigoneanu L, Popa B I, Cummer S A 2014 *Nat. Mater.* **13** 352
[5] Bi Y, Jia H, Sun Z, Yang Y, Zhao H, Yang J 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 223502
[6] Chen H, Chan C T 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 183518
[7] Guild M D, Haberman M R, Alù A 2012 *Phys. Rev. B* **86** 104302
[8] Wei Q, Cheng Y, Liu X J 2012 *Phys. Rev. B* **86** 024303
[9] Zhou Z, Huang S, Li D, Zhu J, Li Y 2022 *Natl. Sci. Rev.* **9** nwab171
[10] Zhang Y, Tong Y 2021 *Opt. Commun.* **483** 126590
[11] Bi Y, Jia H, Lu W, Ji P, Yang J 2017 *Sci. Rep.* **7** 1
[12] Chen Y, Zheng M, Liu X, Bi Y, Sun Z, Xiang P, Yang J, Hu G 2017 *Phys. Rev. B* **95** 180104
[13] Sun Z, Sun X, Jia H, Bi Y, Yang J 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 094101
[14] Hu W, Fan Y, Ji P, Yang J 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 024911
[15] Zhang S, Xia C, Fang N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 024301
[16] Chen Y, Liu X, Hu G 2015 *Sci. Rep.* **5** 15745
[17] Guo J, Fang Y, Qu R, Zhang X 2023 *Mater. Today* **66** 321
[18] Ji W Q, Wei Q, Zhu X F, Wu D J 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 325302
[19] Jiang Z, Liang Q, Li Z, Chen T, Li D, Hao Y 2020 *Adv. Opt. Mater.* **8** 2000827
[20] Díaz-Rubio A, Tretyakov S A 2017 *Phys. Rev. B* **96** 125409
[21] Li X S, Wang Y F, Chen A L, Wang Y S 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 195301
[22] Zhang H, He J, Liu C, Ma F 2023 *Appl. Acoust.* **213** 109639
[23] Tian Y, Wei Q, Cheng Y, Xu Z, Liu X 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 221906
[24] Tang K, Qiu C, Ke M, Lu J, Ye Y, Liu Z 2015 *Sci. Rep.* **4** 6517
[25] Faure C, Richoux O, Félix S, Pagneux V 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 064103
[26] Zhu Y, Assouar B 2019 *Phys. Rev. B* **99** 174109
[27] Zhou H T, Fan S W, Li X S, Fu W X, Wang Y F, Wang Y S 2020 *Smart Mater. Struct.* **29** 065016
[28] He J, Liang Q, Lv P, Wu Y, Chen T 2022 *Appl. Acoust.* **197** 108957
[29] Zhou H T, Fu W X, Wang Y F, Wang Y S, Laude V, Zhang C 2021 *Mater. Des.* **199** 109414
[30] Wang Y, Cheng Y, Liu X 2019 *Sci. Rep.* **9** 1
[31] Zhu Y, Fan X, Liang B, Cheng J, Jing Y 2017 *Phys. Rev. X* **7** 021034
[32] Yu G, Qiu Y, Li Y, Wang X, Wang N 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 064064
[33] Guo J, Zhou J 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 505501
[34] Ji G, Huber J 2022 *Appl. Mater. Today* **26** 101260
[35] Zhu Y, Hu J, Fan X, Yang J, Liang B, Zhu X, Cheng J 2018 *Nat. Commun.* **9** 1632
[36] Zhou P, Jia H, Bi Y, Liao B, Yang Y, Yan K, Zhang J, Yang J 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 014050

Ultrathin acoustic metasurface carpet cloaking based on Helmholtz resonances*

Sui Yu-Mei [1)2)] He Zhao-Jian [1)2)†] Bi Ren-Gui [2)] Kong Peng [2)‡]
Wu Ji-En [2)] Zhao He-Ping [3)] Deng Ke [1)2)]

1) (*Key Labratory of Intelligent Sensors and Advanced Sensing Materials of Hunan Province, School of Physics and Electronic Science, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan* 411021, *China*)

2) (*Department of Physics, Jishou University, Jishou* 416000, *China*)

3) (*Hunan University of Finance and Economics, Changsha* 410205, *China*)

(Received 26 October 2023; revised manuscript received 13 December 2023)

Abstract

With the development of metamaterials, the acoustic cloaking has attracted extensive attention due to its novel physics and potential applications. In recent years, based on the phase compensation modulation from Generalized Snell's law and coordinate transformation, the acoustic cloakings in underwater and air have been widely and deeply studied. However, there is still an urgent need to design acoustic cloaks that are thinner and less affected by the incident angle of acoustic waves. Further, the designed cloaks should have a wider operating band and be more suitable for irregular objects.

In this paper, an ultrathin curved acoustic metasurface carpet cloaking is studied by using of phase compensation modulation. The phase modulation is based on Helmholtz resonance (HR). The metasurface carpet is immersed in air, since the vibration mode of acoustic wave in the air is relatively single, thus the physical essence can be elucidated more clearly. The carpet cloak is composed of 52 Helmholtz resonant units, and the size of resonant unit is less than 0.2 of working wavelength.

The phase change of HR unit is solved analytically by using the Generalized Snell's law, and confirmed by the Multiphysics COMSOL software. The parameter effects of HR unit on the phase change are studied, demonstrating that the phase change of HR unit is sensitive to the change of height and radius of HR unit, while the change of width of HR cavity neck can make the phase of HR unit change smoothly. Therefore, when building 52 HR units, the width of the HR cavity neck is designed, and the height and radius of HR unit stay fixed.

The simulating results demonstrate that the designed cloak works well in a frequency range from 5850 Hz to 7550 Hz. Also, we study the cloaking effect for oblique incidence, and the results show that the carpet cloak works well for incident angle less than 30°. To quantitatively analyze the bandwidth of the cloaking, we calculate the cosine similarity value. It elucidates that the value of the cloak is very close to that of the flat ground in a corresponding working frequency range. The cloak designed in this work is made of ultrathin Helmholtz Resonant structures. This cloak is simple and easy to realize and conducive to potential applications.

Keywords: acousitc metasurface, generalized Snell's law, ultra-thin structure, carpet cloak

PACS: 43.20.+g, 43.40.+s, 43.50.+y, 46.40.Ff **DOI:** 10.7498/aps.73.20231706

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11964011, 11764016).

† Corresponding author. E-mail: hezj@whu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: kongpeng@jsu.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica

Chinese Physical Society

Institute of Physics, CAS

基于亥姆霍兹共振的超薄弧形声学超表面地毯斗篷

隋玉梅　何兆剑　毕仁贵　孔鹏　吴吉恩　赵鹤平　邓科

Ultrathin acoustic metasurface carpet cloaking based on Helmholtz resonances

Sui Yu-Mei　He Zhao-Jian　Bi Ren-Gui　Kong Peng　Wu Ji-En　Zhao He-Ping　Deng Ke

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 73, 064301 (2024)　DOI: 10.7498/aps.73.20231706

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.73.20231706

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

声学超材料与超表面研究进展

Research advances in acoustic metamaterials and metasurface

物理学报. 2018, 67(19): 194301　https://doi.org/10.7498/aps.67.20180963

基于可调石墨烯超表面的宽角度动态波束控制

Dynamic beam-steering in wide angle range based on tunable graphene metasurface

物理学报. 2018, 67(18): 184101　https://doi.org/10.7498/aps.67.20180592

基于反射超表面产生太赫兹涡旋波束

Terahertz vortex beam generation based on reflective metasurface

物理学报. 2019, 68(23): 238101　https://doi.org/10.7498/aps.68.20191055

波导谐振腔集成馈电型波前调控 惠更斯超表面研究

Cavity-excited Huygens' metasurface for wavefront manipulation

物理学报. 2022, 71(22): 224101　https://doi.org/10.7498/aps.71.20221284

声学超构材料及其物理效应的研究进展

Research advances in acoustic metamaterials

物理学报. 2019, 68(19): 194301　https://doi.org/10.7498/aps.68.20190850

基于超表面的Tamm等离激元与激子的强耦合作用

Strong coupling between metasurface based Tamm plasmon microcavity and exciton

物理学报. 2020, 69(1): 010201　https://doi.org/10.7498/aps.69.20191225