

◇ 汪承灏院士八十生辰学术论文 ◇

广义斯奈尔定律与声超表面*

朱一凡 梁彬 程建春†

(南京大学声学所 微结构与创新协同中心 南京 210093)

摘要 给出了广义斯奈尔定律的相关理论推导,并总结回顾了之前的几种设计,包括声人工结构表面和几种声超表面的案例。首先,以人工结构表面为例,以解析推导为主,结合数值模拟和实验结果,证明了人工窄井结构的异常反射现象。随后,我们回顾了声超表面的设计方法,包括折叠空间式和亥姆赫兹腔式两种典型的结构化设计。最后,我们重点回顾了一种厚度仅为 $1/20$ 波长的声超表面,用于设计超薄声扩散体,称为声超表面施罗德扩散体。传统的施罗德扩散体是40年前提出的建筑声学领域的经典设计,而我们提出的声超表面施罗德扩散体在中心频率具有同样优质的漫反射效果。另外,通过混合不同目标频率的超表面单元,可以设计宽带的超薄施罗德扩散体,其带宽接近于商业化的施罗德扩散体,这个例子充分展示了声超表面在实际场合的应用潜能。

关键词 广义斯奈尔定律,声超表面,波阵面操控,施罗德扩散体

中图分类号: O402 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-310X(2018)01-0053-10

DOI: 10.11684/j.issn.1000-310X.2018.01.008

The generalized Snell's law and acoustic metasurfaces

ZHU Yifan LIANG Bin CHENG Jianchun

(Institute of Acoustics, Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing University,
Nanjing 210093, China)

Abstract In this paper, we investigate the theoretical derivations that related to the generalized Snell's law, and also review the previous designs, including artificial structure surface and several examples of acoustic metasurface. Firstly, we analytically, numerically and experimentally verify the abnormal reflection in "artificial grooves" structure. Then, we summarize the design methods of acoustic metasurfaces, including coiling-up-space structure and Helmholtz-resonator structure, respectively. At last, we review one special design of acoustic metasurface with the thickness of only $1/20$ wavelength, and its use in design of ultra-thin acoustic diffuser, namely "acoustic metasurface Schroeder diffuser". Conventional Schroeder diffuser is a classical design proposed 40 years ago in architectural acoustics. Our designed acoustic metasurface Schroeder diffuser has comparable good diffusion effect at the center frequency. In addition, by mixing the unit cells designed for four different target frequencies, we can achieve broadband metasurface-based Schroeder diffuser, with the bandwidth comparable with commercial Schroeder diffuser, adequately showing the application potentials of acoustic meatsurfaces in practical occasions.

Key words The generalized Snell's law, Acoustic metasurface, Wavefront manipulation, Schroeder diffuser

2017-10-27 收稿; 2017-11-28 定稿

*国家自然科学基金项目 (11674119, 11634006, 81127901, 11404125)

作者简介: 朱一凡 (1989-), 男, 江苏南京人, 博士研究生, 研究方向: 声超材料。

† 通讯作者 E-mail: jccheng@nju.edu.cn

1 引言

2011年,光学上首次提出广义斯奈尔(Snell)定律^[1]。区别于经典的斯奈尔定律,广义斯奈尔定律首次引入了折射或反射界面的相位突变。相位突变通常由一个共振单元实现,通过调制这个相位突变在表面的分布函数,可以实现多种多样的波阵面操控^[2]。当这样的人工表面具有亚波长厚度时,我们称它为超表面^[2]。类比光学超表面,声超表面的理论设计最先在2013年提出^[3-5],通过设计具有相位突变的单元结构,入射声波在反射或折射界面上遵循广义斯奈尔定律,将产生异常折射/反射等奇异的现象。随后,声超表面的研究受到广泛关注,出现了更多声超表面的理论设计和实验证明^[6-20],声超表面由于可以打破传统超材料的限制,在很小的尺度上实现调控,因此具有巨大的优势和各式各样的应用,例如聚焦和非衍射波束的形成^[6-13],完美声吸收^[14-16],声涡旋的产生^[17-18],声全息成像^[19],超薄声扩散体^[20]等等。

本文中,我们将从最基本的费马(Fermat)原理开始,解析推导广义斯奈尔定律的相关方程,并回顾之前的一些与广义斯奈尔定律有关的设计,包括一种人工窄井结构和一些声超表面的设计。首先,以一种窄井构成的人工结构表面为例,通过理论和数值方法研究结构对声波响应的影响,通过表面的异常反射现象(声波指向性操控),验证广义斯奈尔定律。随后,我们将举例说明结构化声超表面的设计与应用。归纳总结了两种常见的超表面单元的设计方法,即折叠空间式和亥姆赫兹腔式声超表面,分析了两种设计的基本原理,并比较了两种机制的优缺点。最后,我们将重点回顾一种厚度仅为1/20波长的反射式声超表面和其在超薄声人工扩散体中的应用,称为“声超表面施罗德(Schroeder)扩散体”,可用于实现厅堂等环境下的声漫反射的产生,由于设计的厚度远小于传统的商用施罗德扩散体,因此在噪声控制和建筑声学领域有潜在应用,也体现了声超表面的概念可以用来解决实际的声学问题,并具有独特的优势。

2 人工结构表面及广义斯奈尔定律

2.1 基本原理与解析推导

若一个分界面是平面且无限大,当平面波入射

到这样完美的界面时,入射波、反射波和透射波必须遵循斯奈尔定律。然而,通过人工设计材料的界面,使反射波和透射波满足所谓的“广义斯奈尔定律”,就可以达到控制反射波和透射波的目的,其基本原理叙述如下。

在材料的表面设计特殊的人工结构,使声波入射到表面后,形成的反射波或透射波有一个相位突变,而且这样的突变与位置有关。表面人工结构的厚度一般远小于波长,这样的表面称为超表面(Metasurface)。如图1所示,设材料表面位于 $z = 0$ 的平面,则入射波经表面反射后(或透射波透过表面后)附加一个相位变化 $\Phi(x, y)$ (二维)或者 $\Phi(x)$ (一维)。我们根据费马原理^[1]来导出一维情况的反射角和透射角满足的关系。费马原理指出,声线从 A 点经反射面传播到 B 点(或者 C 点,见图1)的真实路径使声程取极小。从波动的观点来看,声程反映相位的变化,因此费马原理也可以陈述为声线从 A 点经反射面传播到 B 点的真实路径使相位变化取极小。设 A 点和 B 点的坐标分别为 (x_A, z_A) 和 (x_B, z_B) ,声线从 A 点发出后入射(入射角为 ϑ_i)到表面 O 点(坐标为 $(x, 0)$)经反射(反射角为 ϑ_r)后达到 B 点,相位变化为

$$\psi_r(x) = \Phi(x) + k_0 \sqrt{(x - x_A)^2 + z_A^2} + k_0 \sqrt{(x_B - x)^2 + z_B^2}, \quad (1a)$$

其中, $\Phi(x)$ 是声线在人工表面的相位突变, k_0 是波矢。于是, O 点坐标满足

$$\frac{d\psi_r(x)}{dx} = \frac{d\Phi(x)}{dx} + \frac{k_0(x - x_A)}{\sqrt{(x - x_A)^2 + z_A^2}} - \frac{k_0(x_B - x)}{\sqrt{(x_B - x)^2 + z_B^2}} = 0, \quad (1b)$$

即

$$\frac{d\Phi(x)}{dx} + k_0(\sin \vartheta_i - \sin \vartheta_r) = 0. \quad (1c)$$

因此,入射角为 ϑ_i 和反射角为 ϑ_r 满足所谓广义斯奈尔定律

$$\sin \vartheta_r - \sin \vartheta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi(x)}{dx}, \quad (1d)$$

其中, $\lambda_0 = c_0/f$ 为入射介质中的波长。对透射波,相位变化为

$$\psi_t(x) = \Phi(x) + \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{(x - x_A)^2 + z_A^2} + \frac{2\pi}{\lambda_1} \sqrt{(x_C - x)^2 + z_C^2}, \quad (2a)$$

方程(3d)代入方程(3b)得到

$$p_s(x, z, \omega) = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 k_0 \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 \rho}} e^{i(k_0 \rho - \pi/4)} \int_{-\infty}^{\infty} |v(x')| \times e^{-ik_0 x'(\sin \alpha - \sin \vartheta_i) + i\phi(x')} dx', \quad (4a)$$

当井口宽度相等时, 可以取 $|v(x')| = |v_0|$, 于是, 式(4a)简化为

$$p_s(x, z, \omega) = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 k_0 |v_0| \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 \rho}} e^{i(k_0 \rho - \pi/4)} \times \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ik_0 x'(\sin \alpha - \sin \vartheta_i) + i\phi(x')} dx', \quad (4b)$$

当窄井深度线性变化时, $\phi(x') = 2k_0 d(x') \equiv \beta x'$ (其中, $d(x') = gx'$ 表示窄井深度, $\beta \equiv 2k_0 g$), g 是窄井深度分布在 x 方向的的梯度, 于是式(4b)中积分为 Dirac Delta 函数

$$p_s(x, z, \omega) = \pi \rho_0 c_0 k_0 |v_0| \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 \rho}} e^{i(k_0 \rho - \pi/4)} \times \delta[k_0(\sin \alpha - \sin \vartheta_i) - \beta], \quad (4c)$$

显然, 式(4c)意味着散射波集中的 α 方向满足 $k_0(\sin \alpha - \sin \vartheta_i) - \beta = 0$, 即

$$\sin \alpha - \sin \vartheta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \beta, \quad (5a)$$

式(5a)恰好是方程(1d)的第一式。因此, 表面相位突变 $\Phi(x)$ 就是声波在窄井中来回传播引起的相位差, 即 $\Phi(x) = \phi(x)$ 。把 $\beta \equiv 2k_0 g$ 代入式(5a), 得到反射角满足

$$\alpha = \arcsin[\sin \vartheta_i + 2g]. \quad (5b)$$

如图2(b)所示, 对于梯度 $g=0.3535$ 的人工窄井结构, 模拟和实验上均可以产生 45° 的异常反射, 这和式(5b)计算结果吻合。有趣的是, 式(5b)与入射波的频率无关。因此, 窄井对声波的操控有较好的宽带效果^[12]。当只有 N 个窄井并且窄井宽度为 w 时, 方程(4b)近似成

$$p_s(x, z, \omega) \approx \frac{1}{2} \rho_0 c_0 k_0 w |v_0| \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 \rho}} e^{i(k_0 \rho - \pi/4)} \times \sum_{n=0}^{N-1} e^{-ix_n[k_0(\sin \alpha - \sin \vartheta_i) - \beta]}, \quad (6)$$

其中, x_n 为第 n 个窄井的位置。显然, 式(6)的极大出现在 $k_0(\sin \alpha - \sin \vartheta_i) - \beta = 0$ 方向。

值得注意的是: (1) 在实际问题中, 窄井宽度不能太小, 否则必须考虑窄井的声吸收, 这个条件给出了高频限制; 另一方面, 井的深度也不是任意的, 声波在井中来回必须产生 2π 范围内的相位差, 这个条件给出了低频限制。(2) 以上讨论的是远场特性, 在近场, 声场分布满足方程

$$p_s(x, z, \omega) = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 k_0 w |v_0| \sum_{n=0}^{N-1} \exp(i\phi_n) H_0^{(1)}(k_0 \rho_n), \quad (7)$$

其中, ρ_n 是第 n 个井表面到观察点的距离。式(7)推导也可解析得到反射声场, 在文献[12]中有详细的对比, 解析的结果和数值模拟基本吻合, 可以在多个测试频率观察到异常反射现象, 由于结构的简单和低色散, 该人工结构表面可能用于噪声控制, 或声波的重定向, 指向性控制等场合。

3 超表面的设计与应用

对于以空气为背景媒质的声超表面, 结构化超表面是最常见的一种设计(仅由一种高阻抗声学材料和背景媒质空气构成), 在最近的研究中, 最常见的两种单元设计分别为折叠空间结构^[3,6-7,9,11,15,19], 和亥姆赫兹共振腔结构^[10,14-17,20]。两种方法均可实现透射式或反射式的声超表面, 我们将分别举例说明设计结构与可能的应用, 并分析其机制。也有一些声超表面不是通过设计特殊结构来引入相位突变, 而是通过使用自然界存在的材料, 比如改变稀有气体或水的填充率, 实现需要的等效参数和相位延迟^[4-5,8], 这种非结构化的超表面, 可以认为是另外一种设计思路, 并没有归纳在下文的分类中。

3.1 折叠空间结构超表面

设计声超表面时, 通过改变超表面单元的某一结构参数, 需要实现 0 到 2π 范围内的相位反馈。折叠空间结构利用声波在细长的折叠通道的传播, 实现足够的相位延迟, 也可看作结构的等效折射率远大于空气。因此, 可以在亚波长尺度下实现足够大的相位变化, 也就是 0 到 2π 的相位反馈。折叠空间结构设计有多种多样^[3,6-7,9,11,15,19], 图3中给出了三个典型的例子, 具有不同的折叠方式。图3(a)显

示了操控反射声波的迷宫式折叠空间结构^[9], 通过改变折叠的程度 (例如调整弯折的次数和通道的宽度), 实现不同的相位反馈。

图3(b)和图3(c)显示了另外两种设计, 分别为卷曲式和螺旋式折叠空间结构^[6,11], 通过调整两种设计的通道的宽度, 可以保证较高透射率(0.8~1)的同时, 实现对透射波的相位操控。折叠空间结构的相位变化能力(等效折射率)通常正比于折叠路程。值得注意的是, 对于不同频率(或不同结构参数), 入射波与折叠入口的耦合程度不同, 这会影响结构的相位变化能力或声波的透射率。当折叠入口阻抗匹配时(共振点), 认为耦合度最高, 相反, 如果阻抗匹配很差, 那么耦合度低, 对于透射式单元透射

率也可能低。因此, 该机制表现为共振效应, 但 Q 值通常不高, 常为弱共振效应。从图3中的三种结构可看出, 折叠结构的折叠方式是设计中可以优化的方面。

值得一提的是, 在文献^[15]中利用折叠空间超表面实现吸声是一个特例, 为强共振的设计, 由于在折叠出口处设置了面积比折叠通道更小的圆孔, 小孔的作用等效于声质量, 而折叠空间结构等效为声容, 因此也可以看作类似于亥姆赫兹共振腔的模型, 形成了高 Q 值的共振。设计结构中的声吸收多数源于共振时颈口和腔体内的粘滞损耗, 因此该结构也可以归为亥姆赫兹共振腔式的单元^[15]。

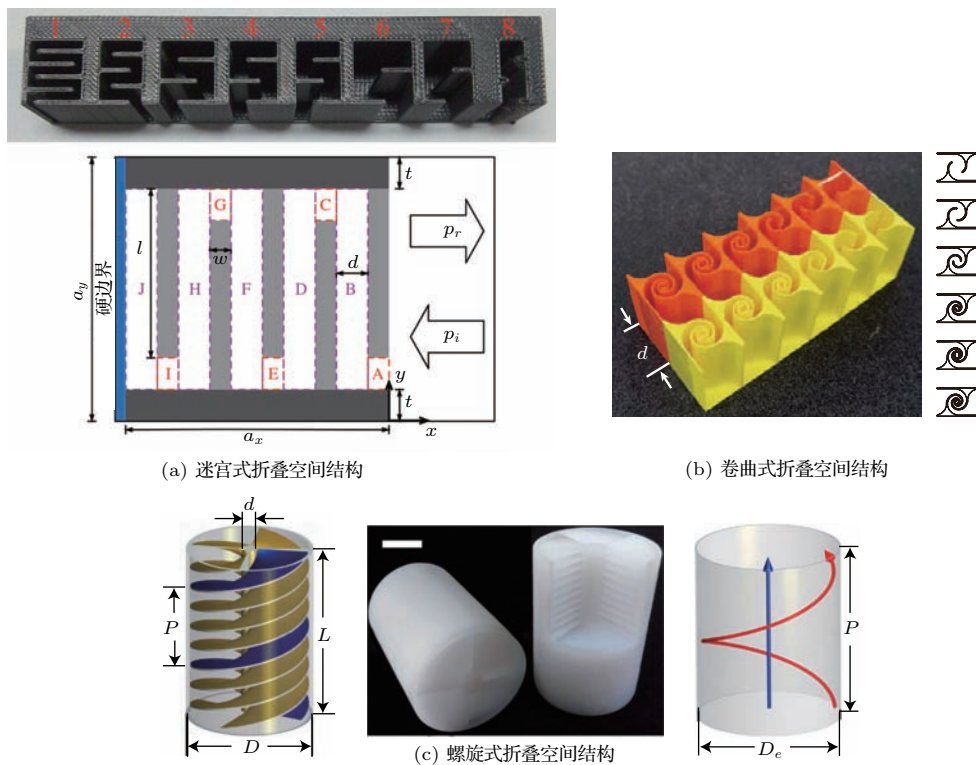


图3 三种典型的折叠空间结构

Fig. 3 Three classical coiling-up-space structures

3.2 亥姆赫兹腔结构超表面

区别于折叠空间结构, 利用传统声学元素——亥姆赫兹共振腔(Helmholtz resonator, HR)结构设计的声超表面具有较强的(高 Q 值)共振效应^[10,14-17,20]。图4(a)展示了一种透射式设计^[10], 在通道旁支处设置四个HR腔(四室一厅结构), 利用HR结构的耦合共振, 通过改变直通道的宽度, 实现高透射下(声压透射大于0.9)的相位调控

($0\sim 2\pi$)。此类透射超表面可实现各种波束的操控, 比如图4(a)右图展示的Airy波束等, 还可以用于声涡旋的产生^[17]。由于透射式声超表面形成的波束不会受入射波干扰, 因此有更广泛的实际应用(和反射式相比)。

和透射式声超表面比较, 反射式声超表面实现结构相对简单。图4(b)显示了反射声超表面单元的设计, 为一个超薄的HR结构。HR单元的宽度为半

波长,而厚度仅为1/20波长,通过改变进口宽度来调控反射相位。如图4(b)所示,在共振频率,HR的反射相位为 180° ,当颈口宽度围绕共振点变化时,可以实现 $0^\circ \sim 360^\circ$ 反射相位。图4(b)最右的声场图显示了该声表面的应用,当表面单元相位满足特定序列式,可以实现声漫反射^[20],产生均匀的声场,该设计称为“声超表面施罗德扩散体”。值得一提的

是,传统HR在共振时吸收较大,是因为能量耗散在了HR的颈口,而图4(b)中的HR颈口较大,比如近似于1/4波长,这个尺寸的颈口的吸收会比传统HR更小,从而具有低吸收、高反射的优势,具体设计过程将在下一节详细说明。对比HR超表面和折叠空间超表面,可以看出HR的共振更明显,但相比而言最小尺寸(管细)不需要达到深度亚波长。

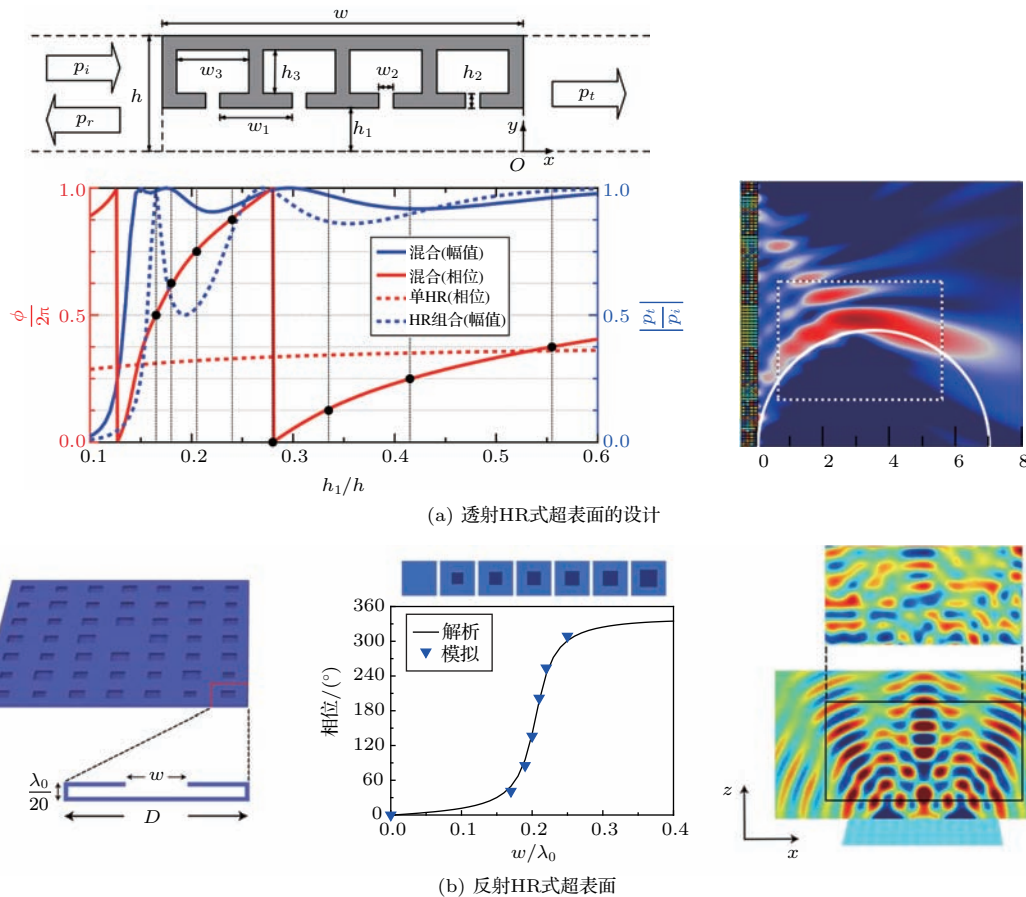


图4 两种典型HR结构

Fig. 4 Two classical HR structures

4 利用声超表面设计声扩散体

3.2节最后给出了超薄施罗德扩散体的HR单元设计,这一节中我们将详细说明经典施罗德扩散体和声超表面施罗德扩散体的设计原则。

施罗德扩散体是1975年提出的一种可以用于优化声漫反射的人工结构,广泛应用于建筑声学、噪声控制等领域^[20-21]。传统的施罗德散射体单元的结构为第2节中提到的窄井结构,窄井的深度由特定的数列决定,通过解析的推导,根据这些数列设计

的窄井对于任意形式的声波入射,均可产生较好的均匀漫反射声场^[21]。然而根据数列的形式,窄井的最大深度约为半波长,这个较大的厚度阻碍了低频声的应用^[20-21]。

根据广义斯奈尔定律,这种窄井序列可看作是人工结构。类似于第2节的方法,窄井序列的表面同样遵循广义斯奈尔定律。因此,窄井单元可以由声超表面的单元代替,而产生漫反射的条件也变为在表面产生一个特殊的相位分布,而最终在中心频率会产生同样的漫反射效果。

我们基于声超表面的概念,实现的声超表面施

罗德扩散体的厚度仅为中心波长的1/20,远小于传统施罗德散射体的厚度。数值和实验结果证明了在一定带宽内可产生漫反射效果。实验样品设计在中心频率6860 Hz,通过等比例放大样品,可以同样设计出适合低频声的散射体。我们同样可以设计混合结构来优化散射体的带宽,达到约一个倍频程。另外,设计的波长范围可以随结构尺寸等比例变化。该设计可以针对几乎任何频率范围,因此,在建筑声学 and 噪声控制领域有潜在应用。

4.1 基本原理

图5显示了传统施罗德散射体 (Schroeder diffruser, SD, 图5(a)) 和我们在文献[20]中提出的声超表面施罗德散射体 (Metasurface Schroeder diffruser, MSD, 图5(b)) 示意图。经典的施罗德理论利用如下的1-D数列^[21]

$$S_n = n^2 \text{Modulo } N, \quad (8)$$

其中, n 代表第 $n+1$ 个单元, N 代表一个周期内的单元数目。比如, 当 $N = 7$ 时, 1-D 数列为 0, 1, 4, 2, 2, 4, 1。

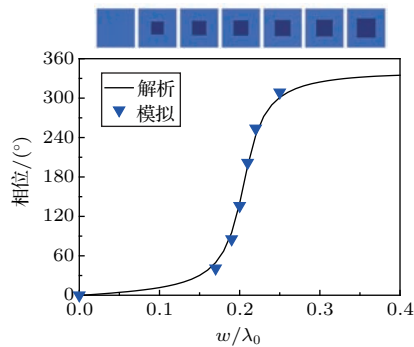
SD 结构使用了不同深度的凹槽, 槽的深度和数列的关系为

$$h_n = \frac{S_n \lambda_0}{2N}, \quad (9)$$

其中, λ_0 为中心频率对应的波长, 本文中 MSD 中心频率取 6860 Hz, 根据这个方程, 施罗德扩散体窄井的最大深度为半波长。因此, 传统 SD 的厚度通常为半波长。

基于特定数列设计槽深, 等效于一个特定的相位分布, 比如对于一个 2-D 数列:

$$S_{n,m} = (n^2 + m^2) \text{Modulo } N, \quad (10)$$



(a) HR单元的相位反馈

其中, n, m 代表 x 方向第 $n + 1$ 个单元、 y 方向第 $m + 1$ 个单元。等效的相位分布为

$$\phi_{n,m} = \frac{[2\pi \times (n^2 + m^2) \text{Modulo } N]}{N}. \quad (11)$$

于是, 基于声超表面的设计理念^[20], 同样可以设计得到超薄版本的施罗德散射体。MSD 单元为超薄 HR 结构, 厚度仅为 $\lambda_0/20$, 单元横向尺寸为 $D = \lambda_0/2$, 颈口宽度为 w 。如图 6(a) 所示, 通过改变 w 来实现相位 $0 \sim 2\pi$ 的操控, 具体的, 图 6(a) 中标出了等间隔的 7 个离散的相位点。图 6(b) 显示了根据方程 (10) 的 2-D 数列, 每个数字代表的相位在右边显示。

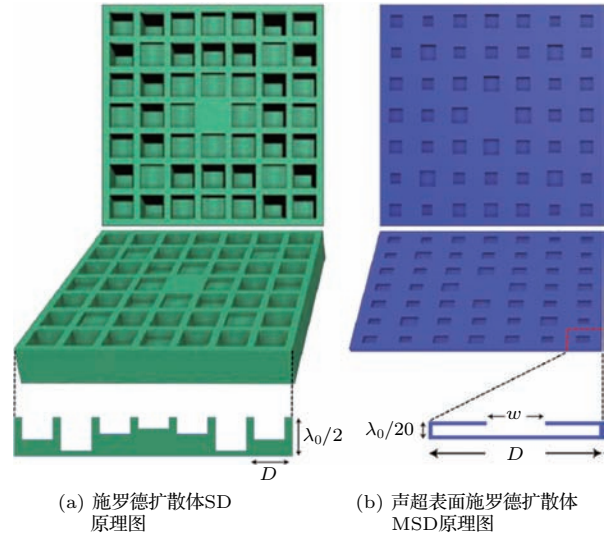
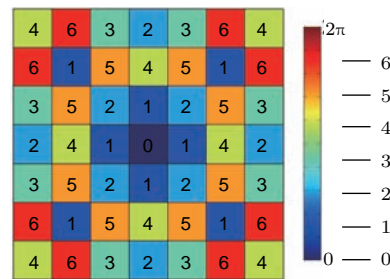


图5 两种施罗德扩散体

Fig. 5 Two kinds of Schroeder diffuser



(b) 2-D数列组成的阵列

图6 MSD 设计方法

Fig. 6 Design method of MSD

4.2 数值和实验结果 (SD, MSD)

图7显示了数值和实验结果。图6(b)中显示的数列为一个周期,而模拟和实验中,样品取的周期数为 2×2 ,也就是 14×14 的超表面单元,因为通常评估漫反射效果时,至少取 2×2 的周期^[21]。图7(a)显示了数值模拟的3-D远场指向性,可以看出SD和

MSD效果一致,具有较均匀的散射场和较好的漫反射效果,优于平板(Plate)的结果。图7(b)显示了模拟和实验的近场声压分布,实验和模拟结果基本吻合,同样可以看到SD和MSD具有较好的漫反射效果。图7(c)显示了2-D的指向性图(x - z 平面内),SD和MSD的数值和实验结果基本都是出现了7个旁

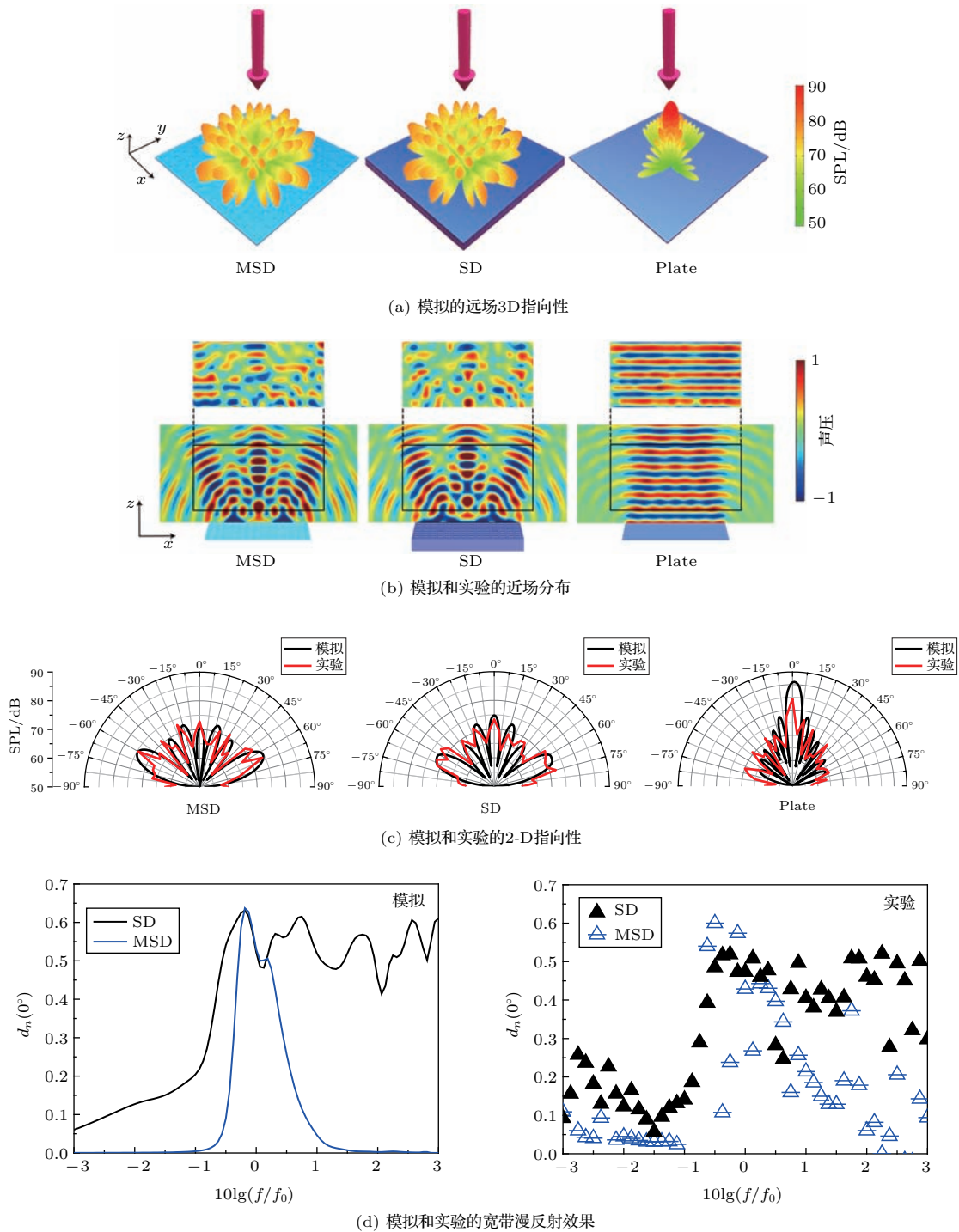


图7 模拟和实验结果

Fig. 7 Simulation and experiment

瓣, 并且旁瓣的幅度比较一致, 说明较好的漫反射效果。图7(d)显示了模拟和实验的归一化漫反射因子, 计算方程为^[20-21]

$$d_n = (d - d^r)/(1 - d^r), \quad (12)$$

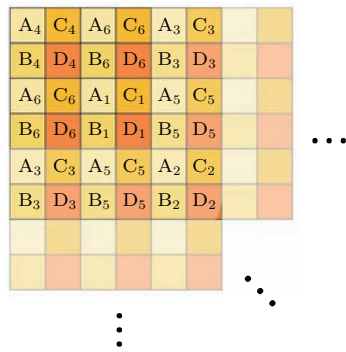
其中, d 为SD或MSD的漫反射因子, 而 d^r 为参考平板的漫反射因子, 漫反射因子的计算方程为

$$d = \frac{\left(\sum_{i=1}^M 10^{L_i/10}\right)^2 - \sum_{i=1}^M \left(10^{L_i/10}\right)^2}{(M-1) \sum_{i=1}^M \left(10^{L_i/10}\right)^2}, \quad (13)$$

其中, L_i 为不同方向的远场声压级。由以上两个方程算出的归一化漫反射因子 d_n 将在0到1之间。取0时代表完全是单方向反射, 而取1时代表最完美的全方向散射。通常我们认为 d_n 大于0.4即为较好的漫反射效果。从图7(d)的结果可以看出, 在中心频率, SD和MSD的归一化漫反射因子均能达到0.5以上。但是SD的带宽优于MSD, 因此, 拓宽带宽是我们下一步的目标。

4.3 宽带扩散体的设计 (BMSD)

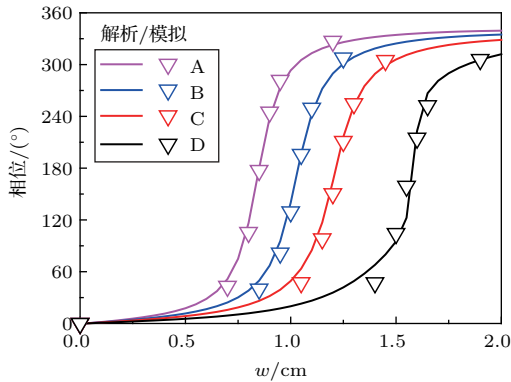
由于超表面单元HR是共振结构, 因此设计的MSD的带宽不如SD。于是我们进一步设计了改善带宽的超表面扩散体(Broadband metasurface-based Schroeder diffuser, BMSD), 设计方法如图8(a)所示, 对比MSD的 7×7 数列图6(b), BMSD(样品见图8(b))的 14×14 的数列是有4套超表面单元按图8(a)排列。这四套超表面单元是针对4个中心频率设计的单元。比如图8(c)分别对4个目标频率5772 Hz、6860 Hz、8153 Hz和11517 Hz, 用标准的超表面设计流程, 得到28种参数的单元, 排列成图8(b)所示的阵列。这样的样品的响应范围由原来的中心频率6860 Hz附近, 拓展到了4个目标频率周围。通过适当控制四个目标频率的间隔, 我们可以得到对连续的一段带宽响应的样品。图8(d)显示了BMSD的归一化漫反射因子, 模拟和实验结果显示, 在较宽的频带内均有较好的漫反射效果, 宽带效果接近传统SD。通过后续优化, 有可能得到更好的漫反射效果。



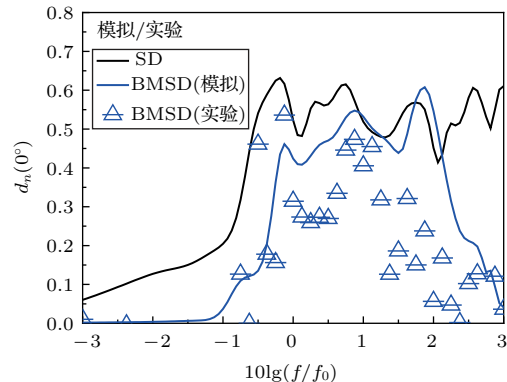
(a) BMSD的设计方法



(b) BMSD样品



(c) BMSD的针对4个目标频率的单元相位反馈



(d) BMSD在宽带的漫反射效果

图8 BMSD 的设计

Fig. 8 Design of BMSD

5 结论与展望

本文中我们给出了关于广义斯奈尔定律的推导^[22],并回顾几种相关的设计。首先,以简单的人工窄井结构为例,证明了当表面相位为恒定梯度时,会产生异常反射现象,验证了广义斯奈尔定律。随后我们总结归纳了常见的声超表面单元的设计方法,主要包括折叠空间结构和亥姆赫兹腔结构两种,利用声超表面的概念可实现多种多样的功能。最后,我们具体展示了一个实际应用的例子,利用声超表面的概念,实现超薄的施罗德扩散体。设计的厚度仅为中心波长的 $1/20$,远小于传统施罗德散射体的厚度,并比以往的大多数声超表面的设计更薄。该设计可能在建筑声学有重要的应用价值,也显示了声超表面的实际应用中的巨大潜力。设计新式的声超表面或寻找新颖的应用场合,可能成为未来的研究趋势。

参 考 文 献

- [1] Yu N, Genevet P, Kats M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333–337.
- [2] Yu N, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. *Nature Materials*, 2014, 13(2): 139–150.
- [3] Li Y, Liang B, Gu Z, et al. Reflected wavefront manipulation based on ultrathin planar acoustic metasurfaces[J]. *Scientific Reports*, 2013, 3(7464): 2546.
- [4] Zhao J, Li B, Chen Z, et al. Manipulating acoustic wavefront by inhomogeneous impedance and steerable extraordinary reflection[J]. *Scientific Reports*, 2013, 3(7464): 2537.
- [5] Zhao J, Li B, Chen Z N, et al. Redirection of sound waves using acoustic metasurface[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(15): 151604.
- [6] Xie Y, Wang W, Chen H, et al. Wavefront modulation and subwavelength diffractive acoustics with an acoustic metasurface[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 5553.
- [7] Tang K, Qiu C, Ke M, et al. Anomalous refraction of airborne sound through ultrathin metasurfaces[J]. *Scientific Reports*, 2014, 4: 100.
- [8] Mei J, Wu Y. Controllable transmission and total reflection through an impedance-matched acoustic metasurface[J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(12): 123007.
- [9] Li Y, Jiang X, Li R, et al. Experimental realization of full control of reflected waves with subwavelength acoustic metasurfaces[J]. *Physical Review Applied*, 2014, 2(6): 064002.
- [10] Li Y, Jiang X, Liang B, et al. Metascreen-based acoustic passive phased array[J]. *Physical Review Applied*, 2015, 4(2): 024003.
- [11] Zhu X, Li K, Zhang P, et al. Implementation of dispersion-free slow acoustic wave propagation and phase engineering with helical-structured metamaterials[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 11731.
- [12] Zhu Y F, Zou X Y, Li R Q, et al. Dispersionless manipulation of reflected acoustic wavefront by subwavelength corrugated surface[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 10966.
- [13] Zhu Y F, Fan X D, Liang B, et al. Multi-frequency acoustic metasurface for extraordinary reflection and sound focusing[J]. *AIP Advances*, 2016, 6(12): 121702.
- [14] Ma G, Yang M, Xiao S, et al. Acoustic metasurface with hybrid resonances[J]. *Nature Materials*, 2014, 13(9): 873–878.
- [15] Li Y, Assouar B M. Acoustic metasurface-based perfect absorber with deep subwavelength thickness[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(6): 063502.
- [16] Li J, Wang W, Xie Y, et al. A sound absorbing metasurface with coupled resonators[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(9): 091908.
- [17] Jiang X, Li Y, Liang B, et al. Convert acoustic resonances to orbital angular momentum[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(3): 034301.
- [18] Ye L, Qiu C, Lu J, et al. Making sound vortices by metasurfaces[J]. *AIP Advances*, 2016, 6(8): 085007.
- [19] Xie Y, Shen C, Wang W, et al. Acoustic holographic rendering with two-dimensional metamaterial-based passive phased array[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 35437.
- [20] Zhu Y, Fan X, Liang B, et al. Ultrathin acoustic metasurface-based Schroeder diffuser[J]. *Physical Review X*, 2017, 7(2): 021034.
- [21] Cox T J, D'antonio P. Acoustic absorbers and diffusers: theory, design and application[M]. US: Crc Press, 2009.
- [22] 程建春. 声学原理 [M]. 北京: 科学出版社, 2012.