arXiv:2611.29078v1 [physics.optics] 21 Nov 2026

Un非对称声学超表面中的导引共振与非耦合共振 e

Andrey S. Konchakov,[1] Daniil S. Buzin,[1] Dmitrii N. Maksimov,[2,3] Mingzhao Song,[4] Y. Li,[1,5] Mikhail I. Petrov,[1] Chao Peng,[6] Andrey A. Bogdanov,[1, 4, *] 和 Pavel S. Pankin[1,†]

[1]物理与工程学院，*ITMO*大学，*197101*，俄罗斯圣彼得堡[2]基列恩斯基物理研究所，*660036*，俄罗斯克拉斯诺亚尔斯克[3]*IRC SQC*，西伯利亚联邦大学，*660041*，俄罗斯克拉斯诺亚尔斯克[4]青岛创新发展中心，哈尔滨工程大学，山东省青岛市*266000*，中国[5]声学研究所，同济大学，*200092*，中国上海[6]光子学与通信国家重点实验室，电子学院，& 纳米光电子前沿科学中心，北京大学，中国北京市*100871*(日期：2026年11月24日)

我们从理论上研究了一种声学超表面，它在斜入射下呈现极致的吸收非对称性。这种特性源于一对反向传播的无导引（UGR）共振和单向耦合共振（UCR）。UGR 仅向一侧辐射，而 UCR 向两侧辐射，但只能从一侧激发。在无损耗区间，透射相位在 UCR 和 UGR 处均变化 2π，而透射率在任意指定的非零水平上保持平坦。热黏性损耗会引入共振强度调制并实现临界耦合，从而仅在通过激发 UCR 的通道入射时实现完美吸声。因此，结合 UCR 和 UGR 的非对称超表面为实现全相位控制和完美吸声提供了一种途径。

开放非厄米系统的本征模通常具有辐射性，其复本征频率为 $\omega_r = \omega_0 - i\gamma$，时间符号约定为 $e^{-i\omega t}$。这些模态也称为准正规模或共振，在出射波边界条件下会在空间中发散，并且在通常的内积下通常不正交，因此难以进行归一化和理论分析 [1]。尽管如此，共振在波系统中发挥着核心作用，介导开放波系统与其环境之间的耦合。在现代波系统中，超表面（即亚波长光栅）以易于制造和能够设计共振而著称。通过调整超表面单元的对称性，或改变制造超表面所用的材料，可以调节共振 [2]。

超表面中的本征模包括连续谱束缚态（BICs）、非导引共振（UGRs）和单向耦合共振（UCRs）。BIC 是超表面的一种非辐射本征模，在不存在吸收时，其本征频率 $\omega_{BIC} = \omega_0$ 为实数，且位于辐射连续谱 [3]中。UGR 可视为半连续谱束缚态，因为它们不会向某一方向辐射，即不会向基底或上覆层辐射 [4–6]。它们已用于单向耦合器 [7, 8], 、激光器 [9], 、发射器 [10, 11], 、增强的 Goos-H¨anchen 位移 [12], 、可调反射器 [13], 、干涉仪 [14], 、完美吸收器 [15, 16], 、偏振转换器 [17], 以及强度平坦化移相 [18–20]。BIC 与 UGR 之间的转变由它们在参数空间中的非平庸拓扑性质所决定 [21–27]。

在非对称超表面中，单侧辐射与一种特殊类型的反向传播模式互为对偶——

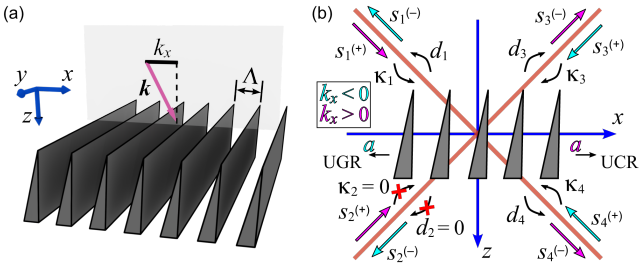


图 1。（a）周期为 Λ 的线刻光栅形式的声学超表面。入射波的 xz 平面以灰色阴影表示。洋红色箭头表示入射波的波矢 $\boldsymbol{k}$。波矢的切向分量 k_x 由黑色线段表示。（b）TCMT模型示意图。洋红色和青色箭头分别对应具有正（$k_x > 0$）和负（$k_x < 0$）切向分量的波。下标箭头 $a_{\rightarrow,\leftarrow}$ 的方向对应于相对于 x 轴的模式传播方向。

单向耦合共振向结构两侧辐射，但尽管如此，对入射波仅表现出单侧耦合 [28, 29]。当超表面晶胞的面内镜像对称性或反演对称性恢复时，反向传播模式同时具备这两种性质，即既是单侧辐射又是单向耦合共振 [28]。

作为一种普遍的波动现象，Li 等人于 2024 年将单侧辐射概念从光子学扩展到了声学领域 [30]。人们已提出具有晶胞反演对称性的声学超表面中的单侧辐射，用于强度平坦化移相 [30], 、完美吸声 [31], 以及增强的 Goos-H¨anchen 位移 [32]。我们还注意到，单侧辐射不仅可以在超表面中实现，也可以在光子学 [5, 29] 和声学 [33]中的各向异性一维层状系统内实现。

在这封 Letter 中，我们展示了一个非

* a.bogdanov@hrbeu.edu.cn
† pankin@itmo.ru

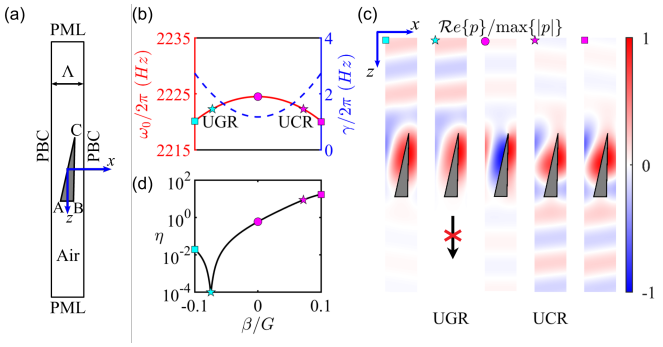


图 2. (a) 光栅的晶胞。xz 平面内各顶点的坐标为 A: (-2, 10) cm、B: (2, 10) cm、C: (2.4, -10) cm。在晶胞的左右边界施加布洛赫-弗洛凯周期边界条件 (PBCs)。在顶部和底部边界施加完美匹配层 (PMLs)。周期为 $\Lambda = 10\,\mathrm{cm}$。PMLs 位于 $z_t = -40$ cm 和 $z_b = 40\,\mathrm{cm}$ 处。(b) 图绘出了固有频率 $\omega_0(\beta)$ 和辐射衰减率 $\gamma_r(\beta)$。(c) 标记于 (b) 中的共振频率 ω_r 处的本征模压力场 p(x,z) 分布。(d) 辐射功率比 $\eta(\beta) = P_b/P_t$ 定义为 $\eta(\beta) = \int |p(x,z_b)|^2 dx / \int |p(x,z_t)|^2 dx$，积分范围为完美匹配层界面处的晶胞。由于基底和上覆层均由密度为 ρ_0 的空气构成，因此功率 P_b 和 P_t 的公因子 $|k_z|/2\rho_0\omega$ 从分式中省略。

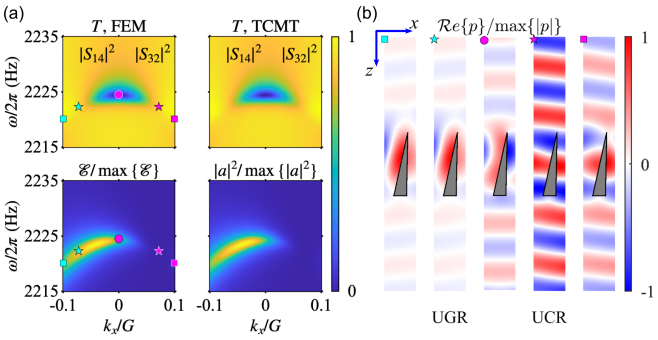


图3。(a) 无损情形下 $\gamma_a = 0$采用有限元法和时域耦合模理论计算得到的透射率$T(k_x, \omega)$。压力场强度积分计算为 $\mathscr{E} = \int_{z_E}^{z} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} |p(x,z)|^2 dx dz$，其中$p(x,z)$为散射场，$z_E = 20\,\mathrm{cm}$。(b) 在(a)中标出的共振频率 $\omega/2\pi = \omega_0/2\pi$ 下的总压力场$p(x,z)$分布。对应单向耦合共振波数$k_x = 0.072G$（以洋红色五角星标出）的面板显示了未激发共振模式时的入射场。

对称声学超表面中的 UGR 和 UCR 模式。数值计算结果得到了时域耦合模理论（TCMT）的验证。通过利用 UGR/UCR 模式，我们展示了在无损极限下透射率任意的强度平坦化相移，以及仅在与 UCR 耦合的散射通道中实现的完美声学吸收。

所研究的系统是一个由刚性三角形肋条构成的二维声学超表面，具有硬边界壁，沿y轴不变，并沿x轴周期性排列，如图1(a)所示。在远场中，密度为常数；因此，单色解为平面波

$$p(x,z) \propto e^{\pm ik_x x \pm ik_z z}, \quad \frac{\omega^2}{c^2} = k_x^2 + k_z^2, \tag{1}$$

其中$c = 343.2\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$ 表示温度为293.15 K时空气中的声速，$k_{x,z}$ 为波矢的相应分量。由于超表面具有周期性，解必须满足布洛赫定理

$$p(x,z) = p^{(0)}(x,z)e^{i\beta x}, \quad \beta\Lambda \in (-\pi, \pi], \tag{2}$$

其中，$p^{(0)}(x,\ z)$ 是关于 x 的周期函数，周期为 Λ，β是布洛赫传播常数。准动量守恒要求 $k_x = \beta + 2\pi m/\Lambda$，其中索引 $m \in \mathbb{Z}$称为衍射级次。超表面工作在零级（即亚波长区域），此时 $m = 0$ 且 $\beta = k_x$，也就是说仅有四个零级通道开放，见图 1(b)。特征值问题和散射问题采用 COMSOL Multiphysics 中的压力声学，频域接口，通过有限元法（FEM）求解。仿真所用的晶胞如图 2(a) 所示。

无损情形下的能带结构 $\omega_r(\beta)$ 如图 2(b) 所示，其中 $G = 2\pi/\Lambda$ 是倒格矢。能带结构与布洛赫波数 β 的正负无关，但本征模态分布取决于其正负，见图 2(c)。可以看出，在 $\beta \approx -0.072G$处出现单侧辐射（UGR），因为该共振不会向下半空间辐射。共振向下半空间辐射的功率（P_b）与向上半空间辐射的功率（P_t）之比$\eta(\beta) = P_b/P_t$ 也证实了单侧辐射的存在；在 $\beta \approx -0.072G$处，该比值趋近于零，见图 2(d)。为实现单侧辐射，固定三角形的宽度和高度，同时优化顶点的位置，以使 η最小；在我们的仿真中，该值似乎为 $\approx 10^{-4}$。关于 η 随网格尺寸和出射边界位置的收敛性，详见补充材料 [34]。如文献 [28], 所示，在具有非对称晶胞的超表面中，波数为$\beta \approx 0.072G$ 的反向传播模式即为单向耦合共振（UCR）；见图 2(c)。

为确认 UCR 的单向耦合性质，我们考虑无损情形下声波从底侧入射时的透射率光谱和散射场，即第 2 个（$k_x > 0$）和第 4 个（$k_x < 0$）通道，见图 1(b)。透射率光谱呈现出与共振激发相对应的法诺共振特征，见图 3(a)。在 $k_x \approx \mp 0.072G$ 对应 UGR/UCR 处，共振特征消失，对于这两个点的底侧入射，透射率均为平坦曲线 [30]。尽管能带结构与波数 k_x 的符号无关，但散射场分布却与之有关，见图 3(b)。可以看出，与 UGR 不同，UCR 不会通过第 2 个通道的底侧入射而被激发。这一事实也得到了积分散射压力场强度$\mathscr{E}$（k_x, ω）分布图的证实，见图 3(a)。值得注意的是，共振储能的最大值并不与 UGR 点重合，因为其位置取决于激发效率与辐射衰减率之间的竞争，而非仅由 UGR

条件决定，详见补充材料 [34]。

UGR/UCR模式的光谱特征可用参考文献 [28], 中推导的单共振 TCMT 框架加以解释；本文通过引入吸收损耗对该框架进行推广

$$\frac{d}{dt}a_{\rightarrow,\leftarrow} = -(i\omega_0 + \gamma_r + \gamma_a)\, a_{\rightarrow,\leftarrow} + \boldsymbol{\kappa}^{\mathsf{T}}_{\rightarrow,\leftarrow}\mathbf{s}^{(+)}_{\rightarrow,\leftarrow},$$
$$\mathbf{s}^{(-)}_{\rightarrow,\leftarrow} = \widehat{C}_{2\times2}\mathbf{s}^{(+)}_{\rightarrow,\leftarrow} + \mathbf{d}_{\rightarrow,\leftarrow}a_{\rightarrow,\leftarrow}, \tag{3}$$

其中，总衰减率 $\gamma = \gamma_r + \gamma_a$ 是辐射衰减率γ_r 与吸收衰减率 γ_a 之和。通过适当选择各散射通道 [28], 中的参考平面，描述无损非共振散射的矩阵$\widehat{C}_{2\times2}$ 可写成以下形式，

$$\widehat{C}_{2\times2} = \begin{pmatrix} \rho & i\tau \\ i\tau & \rho \end{pmatrix}. \tag{4}$$

耦合 $\boldsymbol{\kappa}$ 和解耦$\mathbf{d}$ 系数向量写作

$$\boldsymbol{\kappa}_{\rightarrow} = \begin{pmatrix} \varkappa_1 \\ \varkappa_2 \end{pmatrix}, \mathbf{d}_{\rightarrow} = \begin{pmatrix} d_3 \\ d_4 \end{pmatrix}, \boldsymbol{\kappa}_{\leftarrow} = \begin{pmatrix} \varkappa_3 \\ \varkappa_4 \end{pmatrix}, \mathbf{d}_{\leftarrow} = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \end{pmatrix}, \tag{5}$$

$\mathbf{s}^{(+)}$ 和$\mathbf{s}^{(-)}$ 分别是散射通道中的入射波和出射波振幅向量，见图 1(b)

$$\mathbf{s}^{(+)}_{\rightarrow} = \begin{pmatrix} s^{(+)}_1 \\ s^{(+)}_2 \end{pmatrix}, \mathbf{s}^{(-)}_{\rightarrow} = \begin{pmatrix} s^{(-)}_3 \\ s^{(-)}_4 \end{pmatrix}, \mathbf{s}^{(-)}_{\leftarrow} = \begin{pmatrix} s^{(-)}_1 \\ s^{(-)}_2 \end{pmatrix}, \mathbf{s}^{(+)}_{\leftarrow} = \begin{pmatrix} s^{(+)}_3 \\ s^{(+)}_4 \end{pmatrix}. \tag{6}$$

振幅经过归一化，使得$|a|^2$ 表示共振模式中储存的能量，而$|s^{(\pm)}|^2$ 表示入射或出射声功率。总衰减率γ 描述模态振幅$a(t) \propto e^{-\gamma t}$的衰减，因此储存能量按 $|a(t)|^2 \propto e^{-2\gamma t}$衰减。

耦合向量与非共振反射 $\rho = \sqrt{1-\tau^2}$和透射 $\tau \in [-1,1]$ 的振幅系数之间的关系为

$$\boldsymbol{\kappa}_{\rightarrow,\leftarrow} = \sqrt{\frac{\gamma_r}{1+\rho}} \begin{pmatrix} \tau\cos\alpha\, e^{\mp i\delta/2} - i(1+\rho)\sin\alpha\, e^{\pm i\delta/2} \\ -i(1+\rho)\cos\alpha\, e^{\mp i\delta/2} + \tau\sin\alpha\, e^{\pm i\delta/2} \end{pmatrix}, \tag{7}$$

其中，$\alpha \in [-\pi/2, \pi/2]$ 和 $\delta \in [0, \pi)$ 为时域耦合模理论拟合参数。上方符号对应于 $\boldsymbol{\kappa}_{\rightarrow}$，下方符号对应于 $\boldsymbol{\kappa}_{\leftarrow}$。洛伦兹互易性对耦合系数向量与解耦系数向量之间的关系施加了如下约束

$$\mathbf{d}_{\leftarrow} = \boldsymbol{\kappa}_{\rightarrow},\ \mathbf{d}_{\rightarrow} = \boldsymbol{\kappa}_{\leftarrow}. \tag{8}$$

直接代入式（7）可知，在不存在材料损耗时，解耦系数满足能量守恒定律 $\mathbf{d}^{\dagger}_{\rightarrow,\leftarrow}\mathbf{d}_{\rightarrow,\leftarrow} = 2\gamma_r$。由于动量守恒，$4\times4$ 散射矩阵S 应具有分块形式

$$\begin{pmatrix} \mathbf{s}^{(-)}_{\leftarrow} \\ \mathbf{s}^{(-)}_{\rightarrow} \end{pmatrix} = \widehat{S}\begin{pmatrix} \mathbf{s}^{(+)}_{\rightarrow} \\ \mathbf{s}^{(+)}_{\leftarrow} \end{pmatrix}, \widehat{S} = \begin{pmatrix} 0 & \widehat{S}_{2\times2} \\ \widehat{S}^{\mathsf{T}}_{2\times2} & 0 \end{pmatrix}. \tag{9}$$

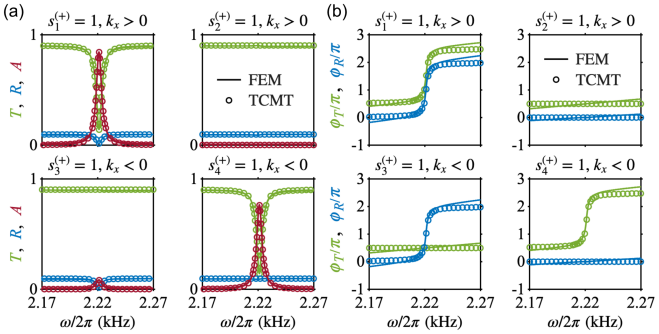


图 4. （a）UGR/UCR 在 $k_x = \mp 0.072G$ 处的散射光谱 T （绿色）、R （蓝色）和 A （红色）。（b）非对称超表面在 UGR/UCR 于 $k_x = \mp 0.072G$ 处的透射（绿色）和反射（蓝色）相位响应 $\phi = \mathrm{unwrap}[\arg\{S_{jj'}\}]$。主值辐角取值区间为 $(-\pi, \pi]$，相位展开沿频率递增方向进行，通过加上 2π 的整数倍来消除支路不连续性。最低绘制频率处的初始相位选取主值支路。

对式（3）中的所有时变振幅进行简谐时间代换 $e^{-i\omega t}$ 后，可得到散射系数的表达式

$$S_{jj'} = C_{jj'} + \frac{d_j \kappa_{j'}}{i(\omega_0 - \omega) + \gamma_r + \gamma_a}, \tag{10}$$

其中 $j = 1,\ 2(3,\ 4)$、$j' = 3,\ 4(1,\ 2)$，以及

$$\widehat{C} = \begin{pmatrix} 0 & \widehat{C}_{2\times2} \\ \widehat{C}^{\mathsf{T}}_{2\times2} & 0 \end{pmatrix}. \tag{11}$$

第二通道中不存在UGR辐射，这要求满足条件 $d_2 = 0$；而式（8）中的互易关系则导出单向耦合共振条件 $\kappa_2 = 0$。将该条件代入式（7），可得到对TCMT参数的以下约束

$$\tau = 0, \quad \alpha = \pm\frac{\pi}{2}, \quad \text{and} \quad \delta = \frac{\pi}{2}, \quad \tan\alpha = \frac{1+\rho}{\tau}. \tag{12}$$

因此，这些关系定义了完全抑制第二通道辐射的条件。参数 $\tau(|k_x|)$、$\alpha(|k_x|)$ 和 $\delta(|k_x|)$ 可通过多项式插值近似。在本 Letter 讨论的情形中，$\tau \neq 0$，因此在单侧辐射/单向耦合共振点 $|k_x| = 0.072G$ 处使用式（12）进行插值，同时采用正入射条件 $\delta(0) = 0$，参见补充材料 [34]。由此可将透射率和储存能量 $|a|^2$表示为切向波数 k_x和频率 ω 的函数，见图3(a)。无损情形$\gamma_a = 0$ 下，在TCMT框架中计算得到的透射率光谱与有限元法（FEM）所得结果一致，证明了解析模型与数值结果相符。

式（12）中的UGR/UCR条件下，式（10）中的散射系数可写为

$$S_{41}=S_{14}=i\tau\left[\frac{i(\omega_0-\omega)-\gamma_r+\gamma_a}{i(\omega_0-\omega)+\gamma_r+\gamma_a}\right],$$
$$S_{31}=S_{13}=\rho\left[\frac{i(\omega_0-\omega)-\gamma_r+\gamma_a}{i(\omega_0-\omega)+\gamma_r+\gamma_a}\right],$$
$$S_{23}=S_{32}=i\tau,\quad S_{24}=S_{42}=\rho, \tag{13}$$

由此可得到相应的光谱系数，即透射率T和反射率R

$$T:\ |S_{41}|^2=|S_{14}|^2=\tau^2\left[1-\frac{4\gamma_r\gamma_a}{(\omega-\omega_0)^2+(\gamma_r+\gamma_a)^2}\right],$$
$$R:\ |S_{31}|^2=|S_{13}|^2=\rho^2\left[1-\frac{4\gamma_r\gamma_a}{(\omega-\omega_0)^2+(\gamma_r+\gamma_a)^2}\right],$$
$$T:\ |S_{23}|^2=|S_{32}|^2=\tau^2,\quad R:\ |S_{24}|^2=|S_{42}|^2=\rho^2. \tag{14}$$

公式（13）适用于光子学和声学中具有单侧辐射的情形：晶胞具有面内镜像对称性时，$\tau=0,\ \rho=1$ [19] 且具有反演对称性时，$\tau=1,\ \rho=0$ 在单侧辐射 [19, 30] 下成立。可以看出，文献[19, 30]报道的强度平坦化移相，即与频率无关的共振光谱系数，只有在不存在吸收衰减率$\gamma_a=0$时才能实现，见补充材料 [34]。

图 4 展示了有损情况下的光谱系数及其相位响应。在 COMSOL Multiphysics 中，通过热黏性边界层阻抗（TBLI）考虑损耗，物理参数见补充材料 [34]。所得光谱响应清晰呈现出图 4(a) 所示光谱系数中的共振特征，并伴有共振相移，见图 4(b)。时域耦合模理论（TCMT）预测的相位响应和光谱与有限元法（FEM）所得结果高度吻合。两种方法之间的差异源于 TCMT 假设直接过程与频率无关且无损，即 $\hat{C}\neq\hat{C}(\omega)$ 和 $\hat{C}^\dagger\hat{C}=\hat{\mathbb{I}}$。可以看出，有限元法的相位响应具有斜率，且直接过程中存在吸收，即 $\tau^2+\rho^2\neq1$。尽管如此，通过减小 γ_a 的值可以降低共振凹陷的深度。在声学情形下，热黏性损耗与频率有关$\gamma_a\propto\sqrt{\omega}$，并可通过缩小结构尺寸来降低，相关光谱见补充材料 [34]。

扩展的时域耦合模理论使我们能够在时间耦合模理论形式下研究单侧辐射/单向耦合共振处的完美吸声（PSA）。根据式（14），经由第j'个散射通道入射的声波，其吸收系数$A_{j'}$可定义为

$$A_1\equiv1-|S_{41}|^2-|S_{31}|^2=\frac{4\gamma_r\gamma_a}{(\omega-\omega_0)^2+(\gamma_r+\gamma_a)^2},$$
$$A_2\equiv1-|S_{32}|^2-|S_{42}|^2=0,$$
$$A_3\equiv1-|S_{23}|^2-|S_{13}|^2=\frac{4\rho^2\gamma_r\gamma_a}{(\omega-\omega_0)^2+(\gamma_r+\gamma_a)^2},$$
$$A_4\equiv1-|S_{14}|^2-|S_{24}|^2=\frac{4\tau^2\gamma_r\gamma_a}{(\omega-\omega_0)^2+(\gamma_r+\gamma_a)^2}. \tag{15}$$

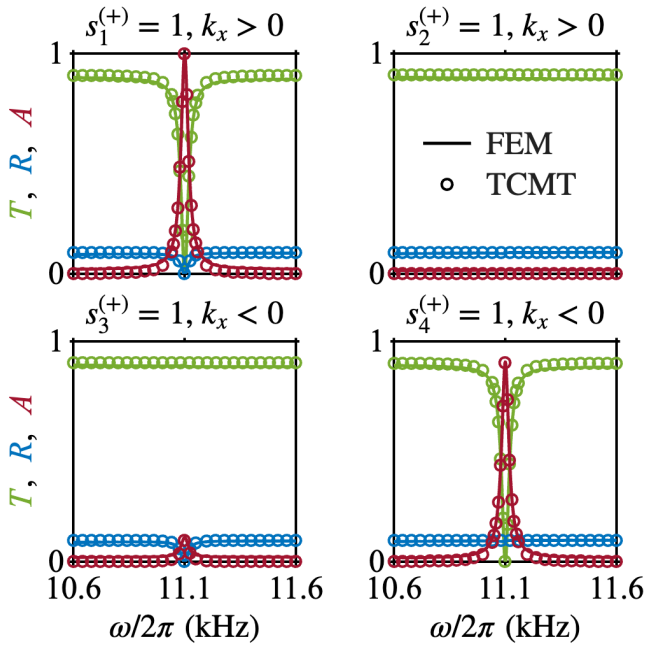


图 5. (a) 在 $k_x=\mp0.072G$ 处 UGR/UCR 的散射光谱：T（绿色）、R（蓝色）、A（红色）。缩放结构在 $\omega/2\pi=\omega_0/2\pi=11.1$ kHz、衰减率为 $\gamma_r/2\pi=\gamma_a/2\pi=9.93$ Hz 时实现临界耦合。声波从第 1 个散射通道入射时，可实现完美单侧吸收。结构周期为 $\Lambda=2$ cm。xz 平面内顶点的坐标为：A: (-0.4, 2) cm，B: (0.4, 2) cm，C: (0.48, -2) cm。

这些方程表明，共振吸收率A_1, A_3 和A_4 在临界耦合条件 $\omega=\omega_0$ 和 $\gamma_r=\gamma_a$ [35]下达到最大值。在这些条件下，TCMT模型预测，经由第1个通道激励时可实现完美单侧吸收（PSA）

$$A_1=1,\ A_2=0,\ A_3=\rho^2,\ A_4=\tau^2. \tag{16}$$

第 1 和第 2 个通道属于 UCR 动量扇区，且只能通过第 1 个通道激发；而 UGR 可通过第 3 和第 4 个通道激发，见图 1(b)。因此，在单通道入射情况下，临界耦合条件会产生高度非对称的吸收：从唯一能够激发 UCR 的一侧激发时，会发生完美吸收。这一效应不同于此前报道的光子学 [16] 和声学 [31],中利用 UGR 实现的完美吸收；那些研究针对的是具有晶胞反演对称性的超表面。由于这两种 UGR 模式同时也是 UCR，在上述论文中，从超表面的两侧通过单通道入射均可实现完美吸收，即入射通道的切向动量 k_x 符号相反，分别对应第 1 与第 4 个或第 2 与第 3 个散射通道对。值得指出的是，我们这里的非对称吸收响应与互易性相容，即 $S_{jj'}=S_{j'j}$。

为在数值上验证PSA，我们将系统缩放至更高的频率范围，以增大吸收衰减率并实现临界耦合条件 $\gamma_r=\gamma_a$。可以

表明，对于给定的超表面设计，在坐标变换 $\mathbf{r}(N) = N\mathbf{r}$下，复特征频率$\omega_r = \omega_0 - i(\gamma_r + \gamma_a)$将按照几何缩放因子 N 遵循以下唯象规则进行缩放，见补充材料 [34]

$$\omega_r(N) = \frac{\omega_0}{N} - i\left(\frac{\gamma_r}{N} + \frac{\gamma_a}{N^{3/2}}\right), \tag{17}$$

因此，完美单侧吸收（PSA）的缩放因子可通过以下方式计算：

$$\gamma_r(N) = \gamma_a(N) \quad \Longrightarrow \quad \frac{\gamma_r}{N} = \frac{\gamma_a}{N^{3/2}} \quad \Longrightarrow \quad N = \left(\frac{\gamma_a}{\gamma_r}\right)^2. \tag{18}$$

在我们的案例中，在 $\omega_0/2\pi = 2222$ Hz 时，相应的数值为 $\gamma_r/2\pi = 1.98$ Hz 和 $\gamma_a/2\pi = 0.87$ Hz。利用式（18），我们可以得到 $N \approx 0.2$。

相应缩放结构的光谱如图 5 所示。与时域耦合模理论的预测相符，为这一单向完美吸收机制提供了清晰的物理解释。有限元法与时域耦合模理论之间残留的差异体现在背景吸收上：有限元法中 $A_2 = 0.016$ ，而时域耦合模理论中 $A_2 = 0$ 。如上所述，这是由于时域耦合模理论假设背景散射无损所致。值得一提的是，在真实实验中，热黏性损耗不仅可以通过缩放增强，还可以通过在肋片表面铺设一层薄薄的吸声泡沫来增强[36]。还应注意，在我们的非对称情形下， τ 可以是任意值。这不同于此前在光子学和声学中报道的、具有晶胞反演对称性的超表面中的完美吸收；对于这类超表面，。面中，晶胞具有反演对称性，且$\tau = 1$ [16, 31]。

总之，本研究展示了非对称声学光栅中一对独特的反向传播无导引与单向耦合共振。与无导引共振不同，单向耦合共振与超表面两侧的出射波耦合，但仍仅与入射波发生单侧耦合。考虑非对称耦合的时域耦合模理论已得到推广，从而将吸收损耗纳入考量。在所建立的理论模型中，我们展示了在无损极限下实现具有任意透射率的强度平坦化相移。该模型预测，在临界耦合时可实现完美声吸收，并通过严格的有限元法数值复现。与晶胞具有反演对称性的超表面不同，在非对称情形下，只有对应于单向耦合共振激发的散射通道才允许完美吸收。我们推测，所提出的非对称超表面中的无导引与单向耦合共振，将为设计具有非对称耦合的声学器件铺平道路，包括耦合器、声发射器和通风吸声器。

致谢

本研究由俄罗斯科学基金会项目（编号：26-72-10076）资助。P.S.P. 关于时域耦合模理论开发的工作得到了 ITMO Fellow-ship 计划的资金支持。

[1] C. Sauvan、T. Wu、R. Zarouf、E. A. Muljarov 和 P. Lalanne，开放系统准正规模的归一化、正交性与完备性：电磁学案例，Optics Express **30**，6846（2022）。[2] A. I. Kuznetsov、M. L. Brongersma、J. Yao、M. K. Chen、U. Levy、D. P. Tsai、N. I. Zheludev、A. Faraon、A. Arbabi、N. Yu、等，光学超表面路线图，ACS Photonics **11**，816（2024）。[3] J. Wang、P. Li、X. Zhao、Z. Qian、X. Wang、F. Wang、X. Zhou、D. Han、C. Peng、L. Shi、等，周期结构中的光学连续谱束缚态：机制、效应与应用，Photonics Insights **3**，R01（2024）。[4] X. Yin、J. Jin、M. Solja˘ci´c、C. Peng 和 B. Zhen，拓扑使能的单向导模共振观测，Nature **580**，467（2020）。[5] S. Mukherjee、J. Gomis-Bresco、D. Artigas 和 L. Torner，各向异性波导中的单向导模共振，Op-tics letters **46**，2545（2021）。[6] T. Delplace 和 B. Maes，连续谱束缚态与单向导模共振的多模干涉模型，Journal of the Optical Society of America B**42**，840（2025）。[7] H. Wang、Y. Zuo、Y. Hu、Z. Zhang、F. Wang、X. Yin 和 C. Peng，通过能带反转实现单向导模共振的低损耗光栅耦合器，Optics Communica-tions，131978（2025）。

[8] H. Wang, Y. Zuo, X. Yin, Z. Chen, Z. Zhang, F. Wang, Y. Hu, X. Zhang, and C. Peng, 基于拓扑单向导模共振实现的超低损耗光互连, Science Advances **10**, eadn4372 (2024). [9] Y.-t. Fang, F. Bu, and S. He, 非厄米调制连续域束缚态与 Fabry–Pérot 共振的协同作用引发的异常单向激光发射, Laser & Photonics Reviews**19**, 2400964 (2025). [10] D. Choi, K. Y. Lee, D.-J. Shin, J. W. Yoon, and S.-H. Gong, 二硫化钨双层超表面中狄拉克能带的单向导模共振连续谱, Nat. Nanotechnol.**20**, 1026 (2025). [11] S. Cheng, S. Zhou, and W. Wang, PT对称双层光栅中单向导模共振的动态控制, Optics Express**34**, 30995 (2026). [12] Z. Wu, W. Zhen, Z.-C. Ren, X.-L. Wang, H.-T. Wang, and J. Ding, 控制透射 Goos-Hänchen 位移的增强：从对称到单向, Laser & Photonics Reviews **20**, e01398 (2026). [13] Y. Hu, Z. Zhang, C. Huang, Q. Li, H. Y. Fu, and C. Peng, 分析嵌入式吸收体辅助单向导模共振实现的巨幅反射率调谐, IEEE Photonics J. **17**, ArticleSequenceNumber:2201108 (2025). [14] W. Xu, Q. Hong, P. Liu, J. Peng, B. Yang, J. Zhang, and Z. Zhu, 用于可调吉雷-图努干涉仪的铌酸锂上硅光子晶体薄板中的高品质因数单向导模共振, Opt. Lett. **48**, 4761 (2023)。

[15] B. J. Zheng, W. J. Shi, H. Y. Dong, Y. T. Li, J. Q. Li, Z.-G. Dong, and J. Wang, 外磁场对拓扑单向导模共振的动态控制, Physical Review Research**7**, 013091 (2025). [16] W. Xu, Q. Hong, J. Peng, P. Liu, B. Yang, C. Guo, and Z. Zhu, 基于宇称对称单向导模共振的无反射石墨烯完美吸收体, Opt. Lett. **48**, 5963 (2023). [17] K. Han, Q. Hong, Y. Li, W. Xu, and Z. Zhu, 超高品质因数和偏振敏感的 γ-点单向导模共振, Optics Express **33**, 19013 (2025). [18] Z. Zhang, X. Yin, Z. Chen, F. Wang, W. Hu, and C. Peng, 观察到单向导模共振实现的强度平坦化相移, Nanophotonics **10**, 4467 (2021). [19] Z. Zhang, F. Wang, H. Wang, Y. Hu, X. Yin, W. Hu, and C. Peng, 基于对称拓扑单向导模共振实现的全通相移, Opt. Lett. **47**, 2875 (2022). [20] L. Hidalgo-Arteaga, B. Castillo L´opez de Larrinzar, A. Garc´ıa- Mart´ın, D. R. Abujetas, and J. A. S´anchez-Gil, 半导体超表面中具有面外对称性破缺的隐身准连续域束缚态, Laser & Photonics Re- views , 2500799 (2025). [21] Q. Jiang, P. Hu, J. Wang, D. Han, and J. Zi, 动量空间中的广义连续域束缚态, Phys. Rev. Lett. **131**, 013801 (2023). [22] X. Yin, T. Inoue, C. Peng, and S. Noda, 带间耦合产生的拓扑单向导模共振, Phys. Rev. Lett. **130**, 056401 (2023). [23] Z.-P. Zhuang, H.-L. Zeng, X.-D. Chen, X.-T. He, and J.-W. Dong, 双层超光栅中辐射不对称性的拓扑本质, Phys. Rev. Lett. **132**, 113801 (2024). [24] J. Wang, J. Liu, P. Hu, Q. Jiang, and D. Han, 非厄米狄拉克点诱导的拓扑偏振奇点, Physical Review B **111**, 035430 (2025). [25] L. Huang and A. E. Miroshnichenko, 光子晶体板中拓扑偏振奇点的演化, Laser & Pho- tonics Reviews , e00555 (2025). [26] S. Zhou, Y. Li, and W. Wang, 旋转实现的高效 ma-

连续谱束缚态与单向导模共振的操控，《Optics Letters》**50**，2800（2025）。[27] Y. S. Choi、C. Y. Park、S.-C. An、J. H. Pyo 和 J. W. Yoon，拓扑导模共振：基础理论、实验与应用，《Nanophotonics》**14**，1069（2025）。[28] D. N. Maksimov、P. S. Pankin、D.-W. Kim、M. Song、C. Peng 和 A. A. Bogdanov，时域耦合模理论：从连续谱束缚态到无导引共振，《Phys. Rev. B》**112**，235303（2025）。[29] P. S. Pankin 和 D. N. Maksimov，带有手性层的光子晶体微腔中的无导引与单侧耦合共振，《Optics Letters》**50**，7099（2025）。[30] H. Li、W. Miao、Q. Du、P. Peng 和 F. Liu，通过声学单向导模共振实现全通相移，《应用物理快报》**17**，014002（2024）。[31] H. Li、M. Song、W. Zhang、Q. Du、P. Peng 和 F. Liu，拓扑声学单向导模共振诱导的完美声吸收，《应用物理学杂志》**138**，233101（2025）。[32] M. Song、H. Li、J. Xiang、W. Zhang、Q. Du、P. Peng 和 F. Liu，声学单向导模共振实现的高透射率大 Goos-H¨anchen 位移，《物理快报 A》**592**，131990（2026）。[33] S. Zhang、X. Yu、M. Ke 和 F. Liu，各向异性诱导的声学单向导模共振，《Physical Review B》**113**，054114（2026）。[34] （2026），见出版商提供的补充材料 [URL will be inserted by publisher]，其中包括收敛性研究、TCMT参数、最大储存能量的位置、强度展平相移、数值建模参数、低频相移以及复本征频率的标度关系。[35] B.-R. Wu、J.-H. Yang、P. S. Pankin、C.-H. Huang、W. Lee、D. N. Maksimov、I. V. Timofeev 和 K.-P. Chen，具有温度可调品质因数和布儒斯特角处临界耦合点的准连续谱束缚态，《Laser Photonics Rev.》**15**，2000290（2021）。[36] S. Wu、R. Dong、N. Solodovchenko、D. Mao、A. Bogdanov 和 Y. Li，奇异连续谱束缚态的实验观测，arXiv 预印本 arXiv:2609.13086（2026）。