

水波超构材料*

陈焕阳^{1,2,†} 韩林康^{2,3} 朱杉² 张宇¹

(1 厦门大学 水声通信与海洋信息技术教育部重点实验室 厦门 361005)

(2 厦门大学物理科学与技术学院 厦门 361005)

(3 厦门大学深圳研究院 深圳 518000)

2024-04-13收到

† email: kenyon@xmu.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20241103

CSTR: 32040.14.wl20241103

Water wave metamaterials

CHEN Huan-Yang^{1,2,†} HAN Lin-Kang^{2,3} ZHU Shan² ZHANG Yu¹

(1 Key Laboratory of Underwater Acoustic Communication and Marine Information Technology of the Ministry of Education, Xiamen University, Xiamen 361005, China)

(2 School of Physical Science and Technology, Xiamen University, Xiamen 361005, China)

(3 Shenzhen Research Institute of Xiamen University, Shenzhen 518000, China)

摘要 水波是我们生活中常见的一种波,它蕴含着可被利用的绿色能源,也伴随着危险。如何控制水波的传播、减少水波的危害已经成为水波动力学的热门研究课题。但是传统的水波调控方法手段单一、效果有限,由于缺乏简单清晰的物理原理,所以调控设计相对困难和随机,寻找更加有效的水波调控方法显得尤为重要。在过去十多年间,变换光学迅速发展,基于变换光学设计的超构材料器件物理机制清晰,调控能力强大,因此近年来人们尝试将超构材料引入到水波的调控中。文章着重介绍基于变换光学设计的水波超构材料的发展历程以及利用超构材料调控水波的方法和相关器件,为今后水波调控器件的设计提供了新的思路。

关键词 水波调控, 变换光学, 超构材料

Abstract Water waves are a common kind of wave in our life, which can provide green energy but may also be accompanied by risks. How to control their propagation and reduce their hazards has become an important topic in water wave dynamics. However, traditional methods are simple and not very effective, and since they are not based on clear physical principles, their design is relatively difficult and haphazard. Hence it is particularly important to find more effective methods for their control. In the past decade, transformation optics has developed rapidly and has been used to design metamaterials, which have clear physical mechanisms and can strongly influence an optical field, so recently, there have been several studies on their application to water wave manipulation. This paper will mainly focus on the history of the development of water wave metamaterials based on transformation optics. In particular, we will describe the basic methods and devices to control water waves with metamaterials, which could pave a new way for water wave manipulation and engineering.

Keywords water wave manipulation, transformation optics, metamaterials

* 国家自然科学基金(批准号: 12374410)、国家重点研发计划(批准号: 2023YFA1407100)资助项目, 深圳市科技计划项目(批准号: JCYJ20230807091300001), 校长基金项目(批准号: 20720220033)

1 引言

水波，作为生活中常见的一种机械波动现象，本质上是由重力场和表面张力共同控制的复杂波动形式。水波形式多样，能量大小不一，如湖面上的涟漪、海面上的风浪。诗句“八月涛声吼地来，头高数丈触山回。须臾却入海门去，卷起沙堆似雪堆。”正是描写的八月十八钱塘江涨潮时波浪的壮观景象以及波浪蕴含的巨大能量。如今人类的活动已经和海洋息息相关，海洋中蕴含着巨大能量，如何防范和利用这些能量是当今水波动力学领域研究的热点^[1-6]。传统的水波调控方法如盐沼^[7]和防洪堤^[8]等占地面积大，调控效果有限，因为其没有简单、清晰的物理原理，所以设计相对困难和随机。因此，探索新的水波调控方法至关重要。基于变换光学和周期结构的超构材料为水波的调控提供了一种新的思路，其物理原理清晰明确，可以根据需求进行理论计算，从而快速、准确地设计出相应的水波调控器件。

2 超构材料

超构材料由亚波长尺度的人工微结构构成，目的是实现对光场的任意调控，利用超构材料，可以实现自然材料所不能实现的功能，如负折射^[9-11]、超透镜^[12]等。特别是变换光学的出现，为超构材料的设计提供了新的思路。2006年Pendry及其合作者Leonhardt各自独立地提出了变换光学^[13, 14]，由于其可以实现很多有趣的光学现象，迅速引起了研究者的广泛关注。变换光学有许多重要的应用，比如隐身衣^[15, 16]、场的汇聚器件^[17]、场的波前旋转器件^[18, 19]、幻象光学^[20, 21]等。

得益于超构材料在电磁波领域展现出的卓越的波场调控能力，近年来，有不少研究者将超构材料的概念推广到水波的调控中。这一推广的核心是建立水波波动方程和电磁波波动方程的联系。在二维模式下，横磁场模式的麦克斯韦方程组 $\nabla \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\varepsilon}}{\det(\boldsymbol{\varepsilon})\varepsilon_0} \nabla H_z \right) + \mu\mu_0\omega^2 H_z = 0$ 和各向异性的

水波波动方程 $\nabla \cdot (\mathbf{u}\nabla p) + \frac{\omega^2}{g} p = 0$ 具有相似性^[22]，

故可以建立起电磁波和水波的一一对应关系(该对应关系成立的条件是水深 h 小于波长 λ ，或者水深 h 和波长 λ 处于同一个数量级)^[23, 24]：

$$H_z \leftrightarrow p, \frac{1}{\varepsilon_y \varepsilon_0} \leftrightarrow \frac{u_x}{\rho}, \frac{1}{\varepsilon_x \varepsilon_0} \leftrightarrow \frac{u_y}{\rho}, \frac{1}{\mu\mu_0} \leftrightarrow \rho g, \quad (1)$$

其中， $\boldsymbol{\varepsilon}$ 为相对介电常数，是各向异性的，可用张量 $\begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 \\ 0 & \varepsilon_y \end{bmatrix}$ 等表示； \mathbf{u} 是各向异性的归一化水深，

是一个张量，如 $\mathbf{u} = \begin{bmatrix} u_x & 0 \\ 0 & u_y \end{bmatrix}$ ， $u_{ij} = \tanh(kh_{ij})/k$ ，

h 为静态水深(或者平均水深)，所以 \mathbf{h} 也是各向异性的，是一个张量，如 $\mathbf{h} = \begin{bmatrix} h_x & 0 \\ 0 & h_y \end{bmatrix}$ ； ρ 为液体密度，

g 为重力加速度， p 为静水压， $p = \rho g \eta$ ， η 是水波的竖直位移(z 方向)。因此可以利用超构材料对系统水深进行精确控制，在水中实现类似的折射率分布(更精确地说是类比介电常数张量)^[25-27]，进而控制水波的传播。值得一提的是，(1)式还更正了前期类比时的一个错误，原先是把水波振幅 η 和磁场 z 分量 H_z 进行类比，更严格地讲，应该与磁感应强度类比： $B_z (= \mu\mu_0 H_z) \leftrightarrow \eta \left(= \frac{p}{\rho g} \right)$ 。

3 变换水波动力学

3.1 各向异性水深

根据(1)式可以推断出，将电磁波中变换介质的概念推广到水波新型器件的设计中需要实现各向异性的水深，但是自然界中不存在各向异性的水深。如何实现各向异性水深是水波超构材料领域发展初期亟待解决的关键科学问题。在电磁波中可以利用多层结构实现各向异性介质^[28-30]，并且可以通过等效介质理论去计算对应的等效各向异性参数^[31, 32]。那么类似的分层结构是否可以实现各向异性的水深？

2009年，我们和合作者首次提出了各向异性水深的概念^[22]，并利用弯曲的分层结构实现了特定的等效各向异性水深^[33, 34]，进而实现了水波的

旋转^[17]。他们首次发现了水波中各向异性水深和电磁波中各向异性介电常数的对应关系，打通了水波和电磁波之间的桥梁，将超构材料和变换光学成功地引入到水波的调控中去。那么如何根据需求去求解各向异性的水深呢？

如果将一个坐标变换 $x' = x'(x)$ 应用到横磁场模式的麦克斯韦方程组(其中 x 代表二维坐标系 (x, y))，则该方程在经过坐标变换后仍然会保持相同的形式^[35-37]：

$$\nabla' \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\varepsilon}'}{\det(\boldsymbol{\varepsilon}')\varepsilon_0} \nabla H'_z \right) + \mu' \mu_0 \omega^2 H'_z = 0, \quad (2)$$

其中 $\boldsymbol{\varepsilon}' = \frac{\boldsymbol{A}\boldsymbol{\varepsilon}\boldsymbol{A}^T}{|\det(\boldsymbol{A})|}$, $\mu' = \frac{\mu}{|\det(\boldsymbol{A})|}$, \boldsymbol{A} 是虚拟空间和原始空间之间的雅可比变换矩阵，是一个二维矩阵，其元素组成为： $A_{ij} = \partial x'_i / \partial x_j$ 。根据(1)式的对应关系，同样可以对水波波动方程进行 $x' = x'(x)$ 的坐标变换，其方程经过坐标变换后仍然会保持相同的形式：

$$\nabla' \cdot (\boldsymbol{u}' \nabla p') + \frac{\omega^2}{g'} p' = 0, \quad (3)$$

其中：

$$\boldsymbol{u}' = \frac{\boldsymbol{A}\boldsymbol{u}(\boldsymbol{A})^T}{|\det(\boldsymbol{A})|}, \quad g' = g |\det(\boldsymbol{A})|, \quad A_{ij} = \frac{\partial x'_i}{\partial x_j}, \quad (4)$$

所以根据需求实现的功能，先写出相应的坐标变换 $x' = x'(x)$ ，再根据(4)式求解出现实空间的各向异性水深张量分布 \boldsymbol{u}' 和重力加速度 g' ，然后用水波超构材料实现求解出的各向异性水深分布等，从而实现需要的功能，自由地调控水波。水波旋转器便是一个很好的例子。

水波旋转器的实验样品如图 1(a)所示，旋转器内部和外部的水深为 h_0 。中间的分层结构区域被分为 72 层，每相邻两层的交替水深分别为 h_1 , h_2 。当 $h_1 \times h_2 = h_0^2$ 时，旋转器可以产生完美的旋转效果。根据变换介质理论^[38]可以计算出平面波旋转角度为 30.65° 。其仿真结果如图 1(b)所示，当平面波从左侧入射，进入到旋转器时角度发生了旋转，与理论符合较好。实验结果如图 1

(c)所示，其入射方向和频率与仿真相同，旋转器中间的波形也发生了相同的旋转，与仿真结果高度一致。该装置在较宽的频段对平面波都有不错的旋转效果。该旋转器的分层设计为各向异性水深的实现提供了一种新的思路，对水波超构材料领域的发展起到了促进作用。

3.2 水波能量聚集

在海洋工程中，水波的能量聚集放大对水波能量的收集利用至关重要。目前对水波能量的利用不充分，其中一个原因是海上波浪是分散的，这需要在海上部署许多能量转换装置来收集能量。在这个方面，水波的能量聚集器^[39-44]可能会有所帮助。2005年胡新华等使用不同填充比例的圆柱周期阵列实现了水波的聚焦^[45]，2014年 M. R. Alam 课题组利用小海床特征引起的海洋表面波之间的非线性共振(布拉格共振)实现了水波的聚焦透镜^[46]，2014年王振宇课题组利用梯度折射率材料实现了水波的聚焦^[47]。然而，上面几种方法都无法兼顾较好的水波能量聚集效果和较宽的工作频率，那么是否有一种方法可以利用简单结构实现宽频带的能量聚集，这对水波能量的收集和利用都有巨大的帮助。

陈焕阳、王振宇等人将变换光学和法布里—珀罗共振^[48]应用到水波能量集中器，设计出一种结构简单、工作频带宽的新型水波能量集中器^[49]。其俯视图和侧视图如图 2(a)所示， r_0 和 r_i 之间是基于法布里—珀罗共振的极端各向异性区域，由一系列径向切口薄板分开的渐变梯度深度 $h(r)$ 组成，其对应的等效折射率为 $n(r)$ 。如果可以令水

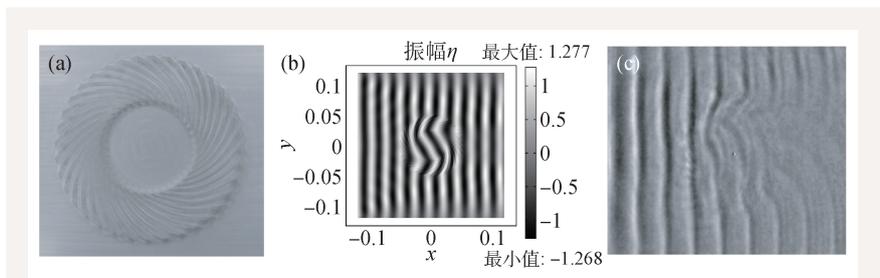


图1 水波旋转器 (a)实验样品图；(b)仿真结果；(c)实验结果

波波长满足“光程半整数倍”的法布里—珀罗共振条件：

$$\int_{r_i}^{r_0} n(r) dr = m \frac{\lambda}{2}, \quad m = 1, 2, 3 \dots, \quad (5)$$

水波就可以完美地通过每个狭缝而不会有相位延迟。这样由薄板构成的共振腔就会完全消除因为反射而引起的干涉，继而保证能量全部进入到中心区域，从而实现水波能量聚集。

水波能量集中器的样品如图 2(b)所示，其仿真结果如图 2(c)所示，水波能量集中器中心区域的水波振幅明显大于左侧入射的水波振幅。实验结果如图 2(d)—(f)所示，与入射波(图 2(d))相比，不同频率(图 2(e), (f))下的水波能量聚集器均有不错的振幅放大效果，分别将水波能量聚集器中心的水波振幅放大 2.9 倍和 3.2 倍。实验结果表明，该水波能量聚集器在较宽的频带内展现出了优良的能量聚集效果，证明其可以在近海环境工作，具有很高的实际应用价值。

3.3 水波隐身

在过去几十年里，基于变换光学的隐身斗篷得到了快速发展，研究者们制造出了各种各样的光学隐身衣，而隐身斗篷在水波中同样有可观的

应用前景——保护重要建筑免受水波危害，隐藏和保护军事设备等。但是因为所需的各向异性水深和重力参数非常复杂，而且几乎不可能实现完美的宽频带^[2]，所以水波隐身斗篷早期的工作主要集中在理论研究^[50-52]。直到王振宇和陈红胜将水波波动方程转化成平面上准直角坐标系方程，简化了隐身斗篷所需的参数，制造出了水波地毯隐身斗篷^[3, 6, 53]。之后 Alam 课题组另辟蹊径，通过将波浪引入到下层流体的方式实现水波隐身^[54]，陈红胜课题组将人工智能方法引入到水波隐身斗篷的设计中，利用拓扑优化算法减少水波散射实现了水波隐身^[55]。但是它们都有一个共性的缺点，就是无法兼具简单的结构和较宽的工作频率，因此找到一个既简单又宽频的结构在水波中实现隐身是一个值得探究的话题。

将梯度折射率材料集成到波导系统中，可以根据模式演化有效地调整导模的动态特性，利用这个特性可以设计模式转换器件^[56]。基于这种模式转换器件可进一步设计出波导隐身斗篷，将传播模式转换为波导局域模式，在波导中间制造出一个隐身区域，这种波导隐身斗篷可以在较宽的频带下工作，同时不受波源偏振的限制，而且结构简单，容易制造。受到该方法的启发，2019 年，陈焕阳、王振宇等人利用梯度折射率

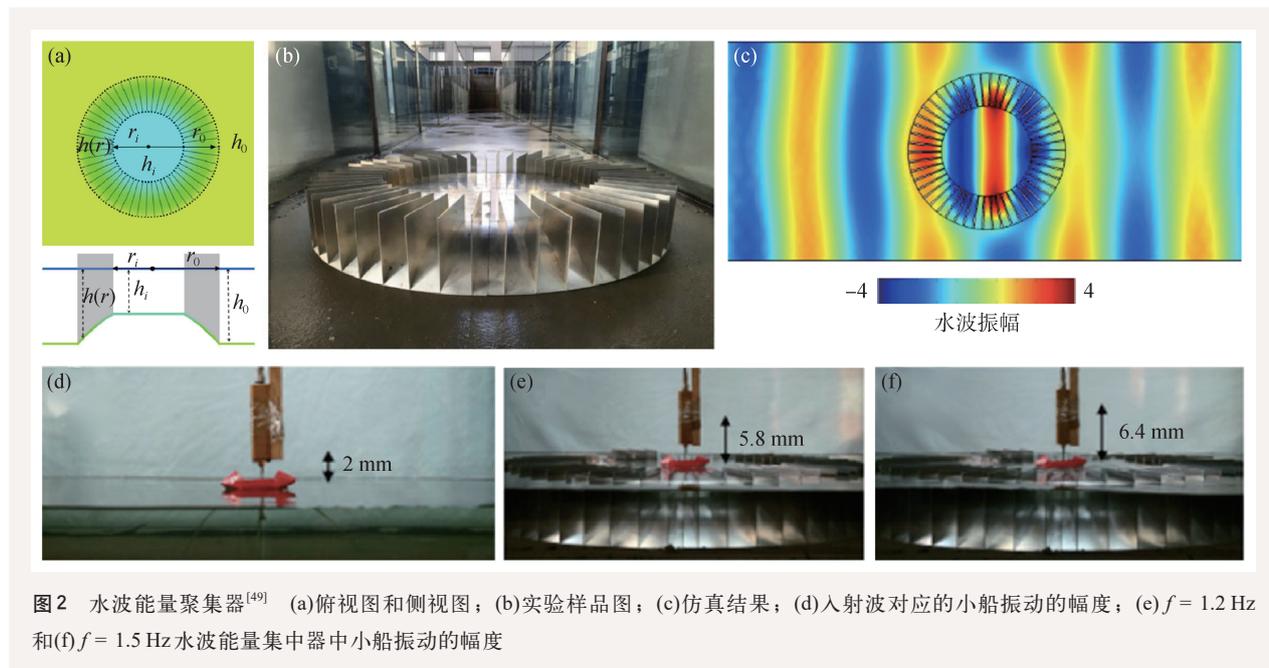


图 2 水波能量聚集器^[49] (a)俯视图和侧视图；(b)实验样品图；(c)仿真结果；(d)入射波对应的小船振动的幅度；(e) $f = 1.2 \text{ Hz}$ 和(f) $f = 1.5 \text{ Hz}$ 水波能量集中器中小船振动的幅度

材料^[57]设计了一种新型水波隐身斗篷^[58]。如图3(a)所示,它是一个平行板波导,上下两边由两个相同的梯度折射率材料构成,每一个梯度折射率材料包含三个区域,由两个对称的弯曲形状部分和一个扁平形状部分组成,可以在水中形成一个等效的梯度折射率。

实验设备和样品如图3(b)所示,两边的白色结构是梯度折射率材料,波导隐身装置对应的仿真和实验结果如图3(c),(d)所示,仿真和实验结果清楚地显示了水波的模式演化过程。当平面波从左侧入射,逐渐变化为限制在梯度折射率区域的波导局域波,在扁平区域波导局域波保持不变,得益于梯度折射率超构材料的对称性,波导局域波经过扁平区域之后,逐渐再变回和入射波一样的平面波,因为波导局域波在扁平区域具有消逝特性,所以水槽的中间可以形成一个水波振幅很小的隐身区域。实验中隐身区域**b**点的水波振幅几乎等于0,远小于**a**点和**c**点的水波振幅,与仿真结果高度一致,证明该波导隐身装置在实际应用中仍有良好的隐身性能。

该波导隐身装置具有一种潜在的应用场景,在海岸附近通常需要建造许多并排的码头,将5个相同的波导隐身装置并排放置,模拟出码头的场景,水波从左侧入射,仿真结果如图4(a),(b)所示,左边和右边分别是水波振幅分布和模值图。可以看到码头刚好有5个隐身区域,而且无论是水波的振幅分布图还是模值图,无论是平面波(图4(a))还是点源(图4(b))都展现出良好的隐身性能。该波导隐身装置在较宽的频带内有着良好的隐身性能,具有不错的应用前景。

该波导隐身装置具有一种潜在的应用场景,在海岸附近通常需要建造许多并排的码头,将5个相同的波导隐身装置并排放置,模拟出码头的场景,水波从左侧入射,仿真结果如图4(a),(b)所示,左边和右边分别是水波振幅分布和模值图。可以看到码头刚好有5个隐身区域,而且无论是水波的振幅分布图还是模值图,无论是平面波(图4(a))还是点源(图4(b))都展现出良好的隐身性能。该波导隐身装置在较宽的频带内有着良好的隐身性能,具有不错的应用前景。

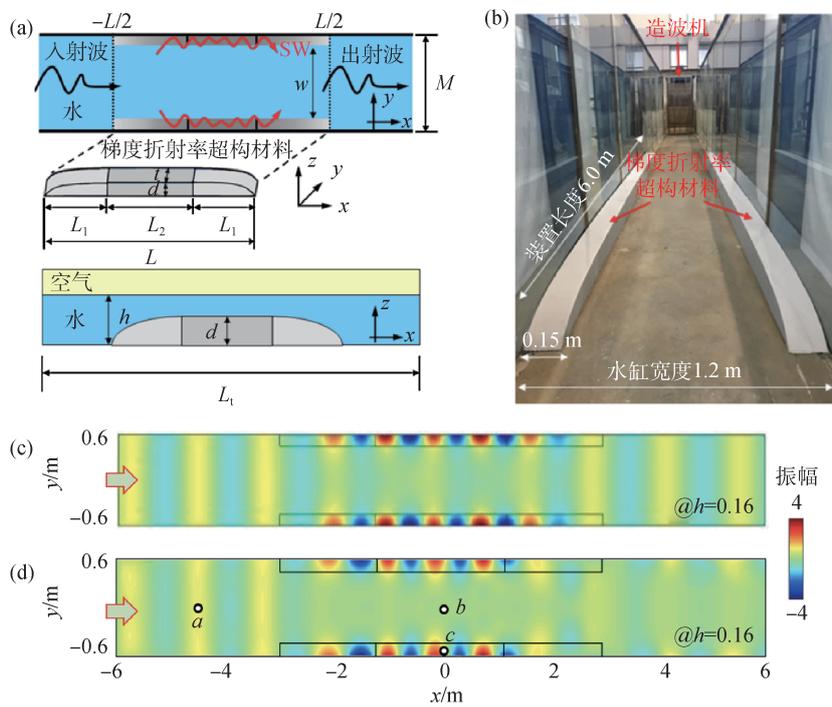


图3 波导隐身装置^[58] (a)结构示意图;(b)实验装置和样品图;(c)仿真结果;(d)实验测量结果

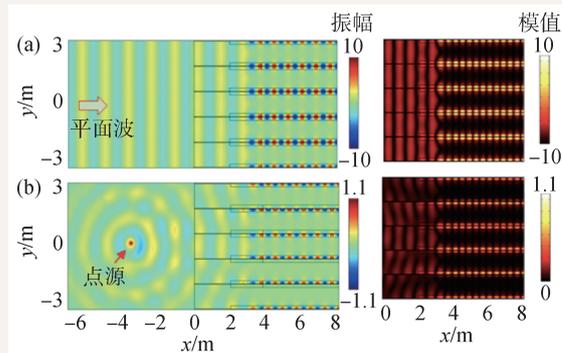


图4 用波导隐身装置设计的码头的仿真结果 (a)平面波入射;(b)点源入射

4 超构水栅、水波激元及其在洛阳桥中的巧妙应用

随着对超构材料研究的深入,研究人员发现,尽管超构材料具有强大的光场调控能力,但是它的发展也存在着一些难以克服的难题,比如材料参数复杂、实验制备困难、存在金属损耗、器件效率降低等,这些都限制了超构材料在实际应用中的推进和发展。超构表面和超构光栅的出现为

超构材料带来了新的机遇。2011年，哈佛大学的Capasso等人提出了适用于广义斯涅尔定律的突变相位超构表面^[59]，2012年复旦大学周磊课题组利用“H”型结构单元设计了一种可以把入射波转化为表面波的相位梯度超构表面^[60]，这两项工作为超构表面的研究和设计提供了坚实基础，在此基础上研究者们实现了高效的异常透反射^[61, 62]、双折射^[63]、无像差、宽频带聚焦^[64, 65]和全息成像^[66, 67]等。但是随着有关超构表面研究的不断深入，研究人员发现，在很多超薄超构表面中，存在着阻抗不匹配的问题，因此很多此类光学器件工作效率并不理想。而超构光栅的厚度一般在一个波长左右，实验制备相对简单，同时因为不是超薄器件，可以一定程度上忽略阻抗匹配的问题，工作效率较高。2015年我们基于超构光栅对广义斯涅尔定律进行了修正^[68, 69]，并和Cummer合作，在声波实验中验证了其正确性^[70]。2017年Alù课题组利用超构光栅实现对电磁波的高效调控^[71]。2017年Cummer、李勇等人通过将损耗引入超构声栅实现了非对称吸收，为超构声栅的设计提供了新的自由度^[72, 73]。2019年徐亚东等发现了超构光栅衍射受超胞中结构单元个数奇偶性调控的规律，并揭示了非对称透射现象背后的物理机理^[74]。在此基础上研究者们实现了全角度光学笼子^[75]、

完美衍射^[76]、可重构动态调控^[77]、大数值孔径聚焦^[78]等功能。

将超构光栅调控光波的方法推广至水波，同样可以实现对水波的调控，实现一些有趣的水波现象，例如水波激元和洛阳桥。考虑到水波与光波的对立关系，这里称水波中的“超构光栅”为超构水栅。

4.1 一维超构水栅中的水波激元现象

表面等离子激元是一种存在于介电常数相反的两种介质表面的高度局域的波。表面等离子激元具有很多应用场景，比如场的限制、超分辨成像等。那么在水波中是否也能激发出类似的表面等离子激元呢？从(1)式中的类比可以发现，介电常数和静态水深相互对应，所以如果想在波中激发等离激元，需要找到“负”的水深，但是自然界中不存在“负”的水深，超构水栅也许可以提供帮助。

2004年，Pendry等提出了人工表面等离激元的概念^[79]，他们发现在完美电导体上挖孔可以像金属一样在其表面激发类似的表面等离激元，人工表面等离激元继承了表面等离激元的许多自然特性，比如德鲁德模型下的色散曲线，以及表面

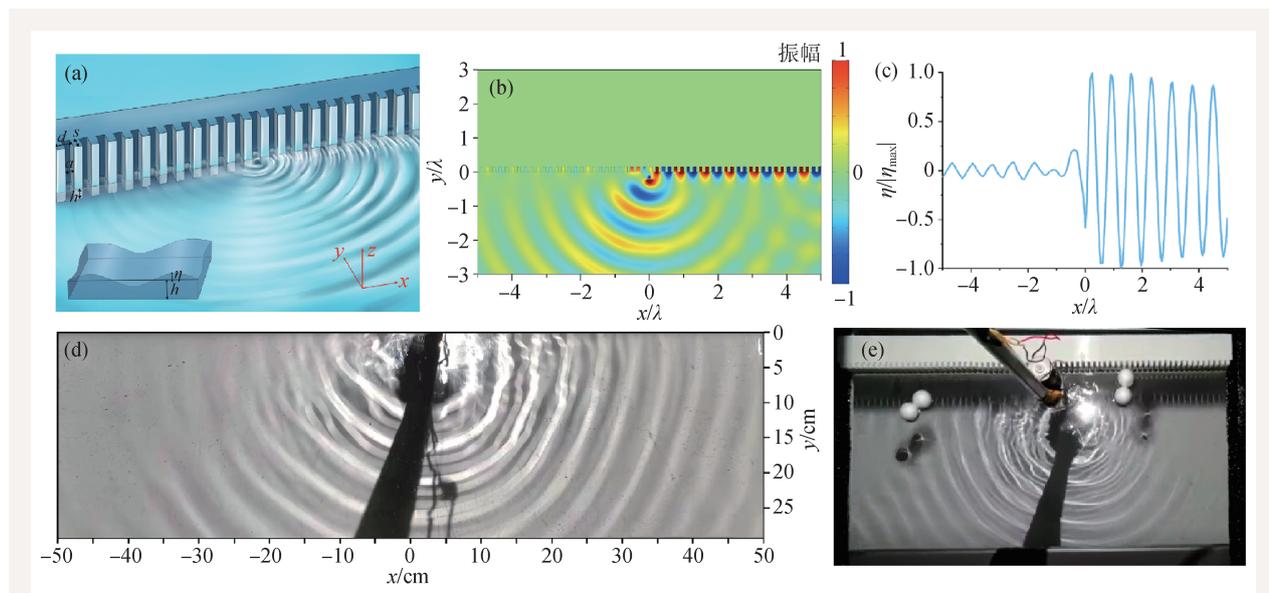


图5 水波激元^[24] (a)实验示意图；(b, c)仿真结果；(d)实验结果；(e)水波激元的“运输”作用

模式等。受此启发，2022年我们利用一维凹槽阵列水栅等效出负的水深，首次在实验中观察到了水波表面激元^[24]，并实现了水波的单向传播，如图5(a)所示，可以看出涡旋波在一维凹槽阵列的表面激发出水波表面激元，波源左侧的水波被减弱，右侧的水波被增强，形成了向右传播的水波表面波。那么一个简单的结构为什么可以激发出水波激元？

这里先写出 $x-y$ 平面上顺(逆)时针旋转的涡旋波的振幅表达式：

$$\eta(x, y) = H_n(k_0 r) e^{in\theta} = \int \tilde{\eta}(k_x, y) e^{ik_x x} dk_x,$$

其中， $n=-1(1)$ 分别表示顺(逆)时针旋转，

$$\tilde{\eta}(k_x, y) = \frac{1}{\pi k_0} \left[i^n \frac{k_x}{k_y} \mp 1 \right] e^{ik_y |y - y_{\text{source}}|}, \quad (6)$$

$\tilde{\eta}(k_x, y)$ 是 $\eta(x, y)$ 的傅里叶变换， H_n 是汉克尔函数， $k_y = (k_0^2 - k_x^2)^{1/2}$ ， \mp 号中的减号和加号分别代表 $y > y_{\text{source}}$ 和 $y < y_{\text{source}}$ 的区域， y_{source} 即指波源的位置。

在涡旋波顺时针旋转时($n=-1$)，通过(6)式可以看出，当 $|k_x| > k_0$ 时，波源左侧($k_x < 0$)水波振幅减弱，右侧($k_x > 0$)水波振幅增强。计算发现，一维凹槽阵列可以激发出 $|k_x| > k_0$ 的表面模式。仿真结果如图5(b)，(c)所示，右侧的水波被局域在一维凹槽阵列表面，形成了水波表面激元，同时左侧的水波振幅被大大减弱，形成了向右传播的水波表面波。实验结果如图5(d)所示，涡旋波由中间的白色螺旋桨产生，当顺时针旋转的螺旋桨靠近一维凹槽阵列时，波源左侧的水波振幅被大大

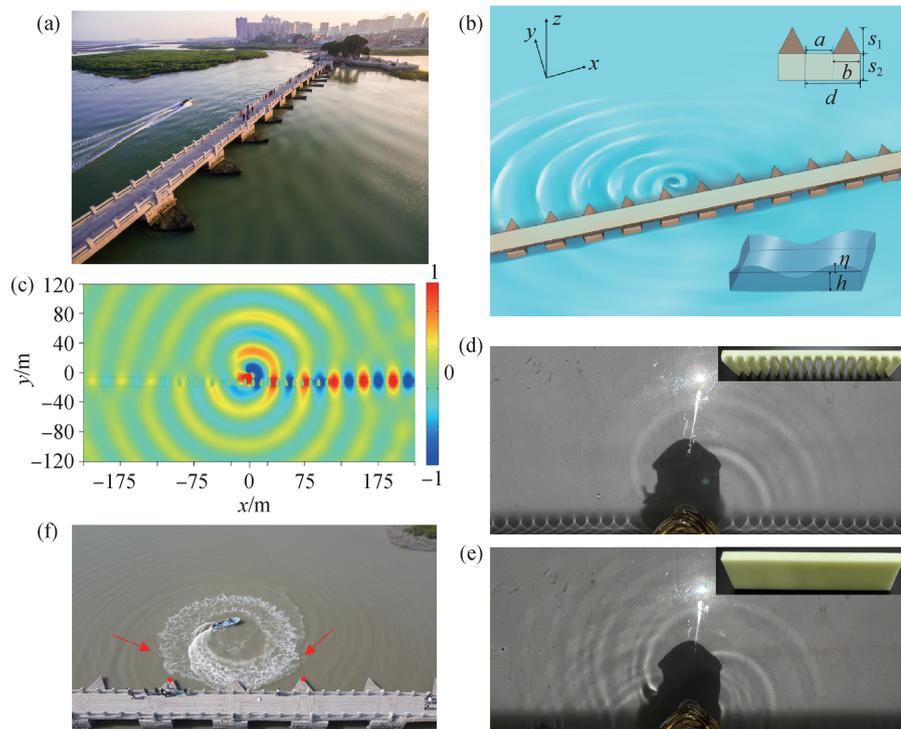


图6 洛阳桥水波激元模型^[80] (a)洛阳桥实景图；(b)实验示意图；(c)仿真结果；(d, e)实验室结果：实验组(d)和对照组(c)；(f)现场实验结果(图2至图6相关的演示视频见文章所在的《物理》杂志网站)

减弱，形成向右传播的水波表面波，与仿真结果高度一致。图5(e)为该单向传播的水波表面激元的一种潜在应用场景，波源两侧的泡沫小球代表货物，当激发出向左传播的水波表面波时，波源左侧的泡沫小球快速向左移动，右侧的泡沫小球几乎不动，证明水波表面激元具有潜在的运输价值，这对水体净化和海洋资源利用有一定的帮助。

4.2 洛阳桥中的水波激元现象

水波激元不仅可以在实验室中实现，也可以在自然界中真实的建筑，如洛阳桥附近实现。洛阳桥(图6(a))是位于福建泉州的一座古桥，建成于宋代，距今已有1000多年历史，其独特的船型支柱结构赋予了洛阳桥一些独特的物理特性。2023年我们发现洛阳桥与一维凹槽阵列高度相似，便思考在洛阳桥附近激发水波激元，实现单向传播的水波表面波^[80]，如图6(b)所示，该工作创新性地将渐变超构水栅和等效介质的方法相互结合

模拟出了无限长的洛阳桥，其仿真结果如图 6(c) 所示。中间的周期结构是洛阳桥模型，由完美反射体构成，可以完全反射水波，两边的矩形部分是洛阳桥的等效介质，其对应的各向异性参数不同，当 $-11\text{ m} < y < -6\text{ m}$ 时，

$$\mathbf{u}, \mathbf{g} = \begin{cases} u_x = 0, \\ u_y = \frac{(d + y + s_1 + 1)}{d} \times u_0, \\ g = \frac{d}{(d + y + s_1 + 1)} \times g_0. \end{cases} \quad (7-1)$$

当 $-17\text{ m} < y < -11\text{ m}$ 时，

$$\mathbf{u}, \mathbf{g} = \begin{cases} u_x = 0, \\ u_y = \frac{a}{d} \times u_0, \\ g = \frac{d}{a} \times g_0. \end{cases} \quad (7-2)$$

其中 $u_0 = \tanh(k_0 h_0)/k_0$ ，洛阳桥的背景水深为 h_0 。通过计算可以得到(7)式对应的等效介质确实能够激发出表面模式。当涡旋波逆时针旋转时，(6)式中 $n=1$ ，此时波源左侧($k_x < 0$)的水波振幅被减弱，右侧($k_x > 0$)的水波振幅被增强。通过仿真结果可以看到，当逆时针旋转的涡旋波靠近洛阳桥模型时，水波被局域在洛阳桥模型表面，波源左侧的水波振幅被减弱，右侧的水波振幅被增强，成功激发出水波激元，形成向右传播的单向

水波表面波。实验结果分为两个部分，第一部分在实验室中进行，将洛阳桥等比缩小 100 倍，如图 6(d)所示，实验中用螺旋桨激发出逆时针旋转的涡旋波，与没有任何微结构的平板(图 6(e))相比，洛阳桥结构可以有效消除波源左侧水波的反射，减小水波的振幅，形成向右传播的单向水波表面波。

第二部分实验在洛阳桥附近实地进行，实验结果如图 6(f)所示。用红色浮球帮助观察波源两边水波的振幅，如红色箭头所示，用旋转的快艇激发出大型涡旋波，可以看到波源左侧的浮球与竖直方向的夹角远大于右侧浮球与竖直方向的夹角，证明波源左侧的水波振幅比右侧的强，成功激发了向左传播的单向水波表面波(水波激元)。总的来说，利用渐变超构水栅对桥梁建模为分析桥梁对水波的影响提供了一种新的方法，同时该发现也为洛阳桥的开发和保护提供了一种新的思路。

4.3 洛阳桥的水波隔波效应

在洛阳桥(图 6(a))建成之前，洛阳江附近的居民区一直水灾不断，而洛阳桥的出现成功解决了这个问题。其独特的船型支柱结构使它具有良好的消除水波的功能，保护洛阳桥另一侧免受水波

影响，但是其中的物理原理却一直没有得到充分解释。2020 年我们借助超构光栅^[81-83]理论解释了这些独特的船型支柱结构是如何减弱水波的影响^[84]。洛阳桥主体由桥板和船型支柱构成，根据形状和水深的不同可以等效成三种超构水栅结构，一种是水深低于船型支柱时，船型支柱可以等效为完美反射体，第二种是水深没过船型支柱时，船型支柱上面的三角区域对应的折射率大于 1，第三种是

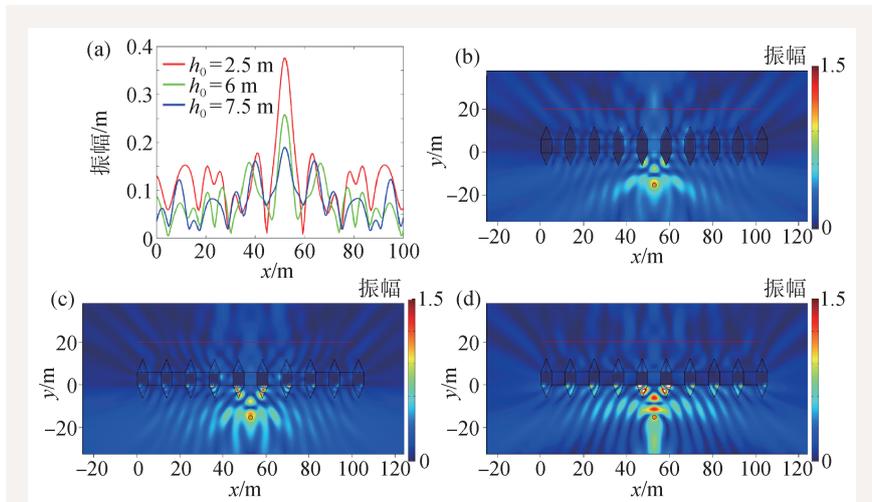


图 7 洛阳桥隔波模型^[84] (a)三种超构水栅模型透射的水波振幅；(b—d)三种超构水栅模型对应的仿真结果

水深到达桥板时,船型支柱中间的矩形区域折射率为0^[85]。

模型仿真结果显示,用一个位于洛阳桥下方的点源模拟海浪时,三种超构水栅模型另一侧水域的水波振幅分布如图7(a)所示,其对应的仿真结果分别如图7(b)—(d)所示,可以看出三种情况下洛阳桥均对水波有较好的消除作用,大部分情况下消除率达到了85%。对于第一种超构水栅模型,水波的能量大部分被集中在了中间两个支柱之间的部分,使得透过洛阳桥的水波振幅极大减弱,对于第二种和第三种超构水栅模型,水波的能量大部分被集中在支柱两端折射率较高的三角形区域,水波的透射率也随着降低。对于第三种超构水栅模型,支柱之间的零折射率部分只允许入射波的法向分量通过,可以进一步减弱水波。超构水栅模型有助于解释洛阳桥独特的船型结构如何减弱洪水等自然灾害的危害,同时也展现了古人在建桥方面独特的智慧。

5 总结与展望

一直以来,自由控制水波,更好地保护和利用水资源是人们不懈的追求,变换光学和超构材料的出现给水波的控制提供了一种新的方法和思路,在水波的消除、水波的放大、水波的旋转方面都有不错的效果,同时得益于水波超构材料成

本低廉、结构简单、易于建造等优点,使其有着广阔的应用前景。本文介绍了水波超构材料的基本理论和相关工作,提供了多种水波超构材料的设计方法和应用场景。当前水波超构材料的实际应用还存在一些非线性的问题,可以考虑根据实际水域的波长和水深对水波超构材料的尺寸进行放大,也可以考虑使用波动仿真和流体仿真相互结合的方法对水波超构材料的细节进行优化,更好地理解 and 利用非线性效应,达到最佳的使用效果。同样可以考虑将人工智能引入到超构材料的设计和优化中去,通过遗传算法、拓扑优化算法、模拟退火算法等进一步拓宽水波超构材料的工作频带,使其在自然界复杂的水域环境中发挥更大的作用。未来也可以考虑把光子晶体和拓扑学引入到水波的控制中去,实现更加丰富的功能。我们相信在不久的将来,水波超构材料会在水资源领域和海洋工程方面大放异彩。

致谢 感谢众多研究者对水波超构材料的贡献,使得该领域蓬勃发展。这其中包括我的众多合作者,如师辈资剑、陈子亭教授,以及前辈胡新华、王振宇教授等。感谢厦门大学物理系和水声通讯与海洋信息技术教育部重点实验室提供的水浪平台和教学示范基地,感谢厦门大学“双一流”海洋—物理的布局 and 大力支持。

参考文献

- [1] Zhu S, Zhao X Y, Han L K *et al.* *Nat. Rev. Phys.*, 2024, 6: 231
- [2] Farhat M, Enoch S, Guenneau S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101: 134501
- [3] Wang Z, Li C, Razafizana Z *et al.* *Phys. Rev. E*, 2017, 96: 053107
- [4] Berraquero C P, Maurel A, Petitjeans P. *Phys. Rev. E*, 2013, 88: 051002
- [5] Wang Z, Zhang P, Nie X *et al.* *Sci. Rep.*, 2015, 5: 16846
- [6] Yang Y, Wang H, Yu Z *et al.* *Sci. Rep.*, 2016, 6: 20219
- [7] Iris M, Matthias K, Franziska R *et al.* *Nat. Geosci.*, 2014, 7: 727
- [8] Brysson C. *Nature (London)*, 1935, 136: 283
- [9] Pendry J B. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85: 3966
- [10] Smith D R, Pendry J B, Wiltshire M C K. *Science*, 2004, 305: 788
- [11] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. *Science*, 2001, 292: 77
- [12] Xi S, Chen H S, Jiang T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103: 194801
- [13] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. *Science*, 2006, 312: 1780
- [14] Leonhardt U. *Science*, 2006, 312: 1777
- [15] Chen H Y, Chan C T, Sheng P *et al.* *Nat. Mater.*, 2010, 9: 387
- [16] Schurig D, Mock J J, Justice B J *et al.* *Science*, 314: 977
- [17] Rahm M, Schurig D, Roberts D A *et al.* *Photon. Nanostr.*, 2008, 6: 87
- [18] Chen H Y, Chan C T. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 90: 241105
- [19] Chen H Y, Hou B, Chen S Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102: 183903
- [20] Lai Y, Chen H Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102: 093901

- [21] Lai Y, Ng J, Chen H Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102:253902
- [22] Chen H Y, Yang J, Zi J *et al.* Eur. Phys. Lett., 2009, 85:24004
- [23] Zhen Y. Phys. Rev. E, 2003, 67:036623
- [24] Han L K, Chen S M, Chen H Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2022, 128: 204501
- [25] Bampi F, Morro A. Il Nuovo Cimento, 1978, 1:377
- [26] Bampi F, Morro A. Il Nuovo Cimento, 1979, 2:352
- [27] Provis D G, Radok R. Lecture Notes in Physics, Vol. 64. Springer, Berlin, Heidelberg, 2005
- [28] Chen H Y, Chan C T. Phys. Rev. B, 2008, 78:054204
- [29] Huang Y, Feng Y, Jiang T. Opt. Express, 2007, 15: 11133
- [30] Wood B, Pendry J B, Tsai D P. Phys. Rev. E, 2006, 74: 115116
- [31] Choy T C. Effective Medium Theory: Principles and Applications. Oxford University Press, 2015
- [32] Huang Y, Feng Y J, Jiang T. Opt. Express, 2007, 15: 11133
- [33] Maurel A, Marigo J J, Cobelli P. Phys. Rev. B, 2017, 96: 134310
- [34] Berraquero C P, Maurel A, Petitjeans P. Phys. Rev. E, 2013, 88: 051002
- [35] Chen H, Chan C T, Sheng P. Nat. Mater., 2010, 9(5):387
- [36] Leonhardt U, Philbin T G. New J. Phys., 2006, 8:247
- [37] Milton G W, Briane M, Willis J R. New J. Phys., 2006, 8(10): 248
- [38] Chen H Y, Chan C T. Phys. Rev. B, 2008, 78:054204
- [39] Elandt R B, Shakeri M, Alam M R. Phys. Rev. E, 2014, 89: 023012
- [40] Wang Z Y, Zhang P, Nie X F. Eur. Phys. Lett., 2014, 108:24003
- [41] Griffiths L S, Porter R. Appl. Ocean Res., 2012, 34: 150
- [42] Bobinski T, Eddi A, Petitjeans P *et al.* Appl. Phys. Lett., 2015, 107:014101
- [43] Bennetts L G, Peter M A, Craster R V. J. Fluid Mech., 2018, 648: 854
- [44] Archer A J, Wolgamot H A, Orszaghova J. Phys. Rev. Fluids, 2020, 5:062801
- [45] Hu X H, Chan C T. Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 154501
- [46] Elandt R B, Shakeri M, Alam M R. Phys. Rev. E, 2014, 89: 023012
- [47] Wang Z Y, Zhang P, Nie X F. Eur. Phys. Lett., 2014, 108:24003
- [48] Sadeghi M M, Li S C, Xu L. Sci. Rep., 2015, 5:8680
- [49] Li C Y, Xu L, Zhu L L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2018, 121: 104501
- [50] Porter R, Newman J N. J. Fluid Mech., 2014, 750: 124
- [51] Zareei A, Alam M R. J. Fluid Mech., 2015, 778:273
- [52] Dupont G, Guennean S, Kimmoun O *et al.* 2016, 796:R1
- [53] Dupont G, Kimmoun O, Molin B. Phys. Rev. E, 2015, 91: 023010
- [54] Alam M R. Phys. Rev. Lett., 2012, 108:084502
- [55] Hua Y F, Qian C, Chen H S. Mater. Today Phys., 2022, 27: 10054
- [56] Xu Y D, Fu Y Y, Chen H Y. Nat. Rev. Mater., 2016, 1: 16067
- [57] Wang Z, Zhang P, Nie X *et al.* Sci. Rep., 2015, 5: 16846
- [58] Zou S Y, Xu Y D, Zaitiani R F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 123: 074501
- [59] Yu N, Gebevet P, Kats M A *et al.* Science, 2011, 334:333
- [60] Sun S, He Q, Xiao S *et al.* Nat. Mater., 2012, 11:426
- [61] Sun S, Yang K Y, Wang C M *et al.* Nano Lett., 2012, 12: 6223
- [62] Pfeifferp C, Grbic A. Phys. Rev. Lett., 2013, 110: 197401
- [63] Farmahini F M, Mosallaei H. Opt. Lett., 2013, 38:462
- [64] Aieta F, Genevet P, Kats M A *et al.* Nano Lett., 2012, 12:4932
- [65] Pors A, Nielsen M G, Eriksen R L *et al.* Nano Lett., 2013, 13: 829
- [66] Huang L, Chen X, Mühlenbernd H *et al.* Nat. Commun., 2013, 4:2808
- [67] Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M. Nat. Commun., 2013, 4:2807
- [68] Xu Y D, Fu Y Y, Chen H Y. Sci. Rep., 2015, 5: 12219
- [69] Xu Y D, Fu Y Y, Chen H Y. Nat. Rev. Mater., 2016, 1: 16067
- [70] Xie Y, Wang W, Chen H *et al.* Nat. Commun., 2014, 5: 5553
- [71] Ra'di Y, Sounas D L, Alu A. Phys. Rev. Lett., 2017, 119:067404
- [72] Li Y, Shen C, Xie Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2017, 119:035501
- [73] Wang X, Fang X, Mao D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 123: 214302
- [74] Fu Y, Shen C, Cao Y *et al.* Nat. Commun., 2019, 10:2326
- [75] Qian E, Fu Y Y, Xu Y D *et al.* Euro. Phys. Lett., 2016, 114: 34003
- [76] Deng Z L, Zhang S, Wang G P. Nanoscale, 2016, 8: 1588
- [77] Ra'di Y, Alù A. ACS Photonics, 2018, 5:1779
- [78] Paniagua-Domínguez R, Yu Y F, Khaidarov E *et al.* Nano Lett., 2018, 18:2124
- [79] Pendry J B, Moreno M L, Garcia-vidal F J. Science, 2004, 305: 847
- [80] Han L, Duan Q L, Duan J L *et al.* Front. Phys., 2024, 19:32206
- [81] Epsteine A, Eledtheriades G V. Phys. Rev. Lett., 2016, 117: 256103
- [82] Asadchy V S, Albooyeh M, Tsvetkovs S N *et al.* Phys. Rev. B, 2016, 94:075142
- [83] Ra'di Y, Sounas D L, Alu A. Phys. Rev. Lett., 2017, 119:067404
- [84] Chen S M, Zhou Y Y, Wang Z Y. Eur. Phys. Lett., 2022, 123: 24003
- [85] Zhang C, Chan C T, Hu X H. Sci. Rep., 2014, 4:6979