中国光学（中英文） Chinese Optics 核心期刊

无源非厄密超构表面奇异点现象研究进展

卓奕州 韦中超

Research progress in the phenomenon of exceptional point on passive non-Hermitian metasurfaces

ZHUO Yi-zhou, WEI Zhong-chao

引用本文:
卓奕州, 韦中超. 无源非厄密超构表面奇异点现象研究进展[J]. 中国光学, 2025, 18(1): 17-28. doi: 10.37188/CO.2024-0119
ZHUO Yi-zhou, WEI Zhong-chao. Research progress in the phenomenon of exceptional point on passive non-Hermitian metasurfaces[J]. *Chinese Optics*, 2025, 18(1): 17-28. doi: 10.37188/CO.2024-0119

在线阅读 View online: https://doi.org/10.37188/CO.2024-0119

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

可形变光学超构表面及其动态调控

Deformable optical metasurfaces with dynamic reconfiguration

中国光学（中英文）. 2021, 14(4): 867 https://doi.org/10.37188/CO.2021-0036

人工原子间耦合：超构表面调控电磁波的新自由度

Coupling between Meta-atoms: a new degree of freedom in metasurfaces manipulating electromagnetic waves

中国光学（中英文）. 2021, 14(4): 717 https://doi.org/10.37188/CO.2021-0030

超构表面的振幅调控及其功能器件研究进展

Research development of amplitude-modulated metasurfaces and their functional devices

中国光学（中英文）. 2021, 14(4): 886 https://doi.org/10.37188/CO.2021-0017

面向偏振成像的超构表面研究进展

Recent advances in metasurfaces for polarization imaging

中国光学（中英文）. 2023, 16(5): 973 https://doi.org/10.37188/CO.2022-0234

基于双各向异性超构表面的多样化表面波

Diverse surface waves supported by bianisotropic meta surfaces

中国光学（中英文）. 2021, 14(4): 782 https://doi.org/10.37188/CO.2021-0098

角度复用的光学加密超表面的超快激光嵌套加工方法研究

Angle-multiplexed optically encrypted metasurfaces fabricated by ultrafast laser induced spatially selective-modified nanograting structures

中国光学（中英文）. 2023, 16(4): 889 https://doi.org/10.37188/CO.2022-0228

文章编号 2097-1842(2025)01-0017-12

无源非厄密超构表面奇异点现象研究进展

卓奕州，韦中超*
（华南师范大学 光电科学与工程学院，广东 广州 510006）

摘要：在非厄密系统中，调节系统的增益或损耗可以使系统状态从 PT 对称向 PT 对称破缺转变，转变过程中存在一个特殊的状态转变点，使得系统本征值和本征态同时简并，该点称为奇异点。奇异点结合超构表面产生了许多有趣的光学现象：不对称传输、拓扑相位、非厄密趋肤效应等。然而引入增益的有源超构表面在实验上很难实现，因此利用系统损耗构建虚拟增益的无源超构表面成为非厄密研究的有力武器。本文将从无源非厄密超构表面奇异点的理论模型、研究进展、具体应用和实验设计 4 个方面进行综述，并对该领域未来的发展方向进行展望。

关 键 词：奇异点；非厄密；超构表面；无源系统
中图分类号：TN241;TN305.7 **文献标志码：**A **doi：**10.37188/CO.2024-0119 **CSTR：**32171.14.CO.2024-0119

Research progress in the phenomenon of exceptional point on passive non-Hermitian metasurfaces

ZHUO Yi-zhou, WEI Zhong-chao*
(*School of Optoelectronic Science and Engineering*, *South China Normal University*, *Guangzhou* 510006, *China*)
* *Corresponding author*, *E-mail*: *wzc@scnu.edu.cn*

Abstract: In non-Hermitian systems, controlling the gain or loss of the system can enable the system state transition from PT-symmetry to broken PT-symmetry. This transition leads to a special point known as the exceptional point, where the system eigenvalues and eigenstates become simultaneously degenerate. When combined with metasurfaces, the exceptional point leads to various intriguing optical phenomena, such as asymmetric transmission, exceptional topological phase, and the non-Hermitian skinning effect. However, active metasurfaces introducing gains are difficult to realize experimentally. Therefore, designing passive metasurfaces using equivalent gains through loss becomes a powerful tool in non-Hermitian research. In this paper, we review the theoretical models, research progress, specific applications, and experimental design in the study of the exceptional point on passive non-Hermitian metasurfaces and look forward to the future dir-

收稿日期：2024-06-28；**修订日期：**2024-07-25
基金项目：国家自然科学基金（No. 61774062）；广东省自然科学基金（No. 2021A1515010352）；华南师范大学研究生科研创新计划项目（No. 2024KYLX073）
Supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 61774062); the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (No. 2021A1515010352); the Scientific Research Innovation Project of Graduate School of South China Normal University (No. 2024KYLX073)

ection of this field.

Key words: exceptional point; non-hermitian; metasurfaces; passive systems

1 引 言

超构表面从原子元胞设计思想出发，运用人工微纳结构灵活调控光的振幅，相位，偏振等特性，可以用于退偏器[1]、聚焦透镜[2-3]、摩尔透镜[4]等光学器件的设计，在调控光振荡[5]、利特罗衍射[6]、涡旋[7]、表面波[8]等光学现象中起到举足轻重的作用。传统超构表面把系统视为理想模型，忽略损耗和外界对系统的增益，然而实际的超构表面系统往往不能忽略这些影响，表现为系统哈密顿量本征值具有非厄密性。为了进一步增强对超构表面的操控能力，研究人员把损耗和增益视为新的自由度，并运用到超构表面光学调控当中[9-10]。

非厄密理论在量子领域中受到广泛关注，非厄密系统的能量与外界环境交互，本征值以非厄密算符形式表示[11-12]。不同于厄密超构表面，非厄密超构表面引入增益和损耗，而超构表面系统往往具有宇称时间（parity-time, PT）对称性或反宇称时间（anti-parity-time, APT）对称性，因此哈密顿量本征值具有复共轭的特点。当系统处于 PT 对称状态时，本征值呈现厄密性，虚部为零；当系统处于奇异点（exceptional point, EP）状态时，本征值简并；当系统处于 PT 对称破缺（PT symmetry breaking）状态时，本征值呈现复共轭的非厄密性，实部简并，虚部共轭[13]。超构表面在奇异点状态时具有不对称传输[14]能力，被广泛应用于激光器[15]、吸收器[16]、量子门器件[14]等。非厄密超构表面设计需要引入增益和损耗，但在引入增益时，材料非线性[17]会影响系统的稳定性和使用寿命。为了解决这个问题，“虚拟增益（virtual gain）”[18-19]的概念被引入到非厄密超构表面研究中，通过调节极化方向敏感的损耗，实现对极化光能量的等效增损，控制系统状态转变。无源非厄密超构表面扩宽了非厄密光学的研究范围，简化了非厄密器件的设计复杂度，为灵活调控电磁波提供了新思路。

本文将综述无源非厄密超构表面设计奇异点的基本理论，现阶段无源非厄密超构表面用于奇异点的研究进展，具体应用以及实验设计方案。然后总结了其他奇异现象的研究现状。最后，分析了该领域现存的难点和痛点，展望未来该领域的发展方向。

2 无源非厄密超构表面理论模型

无源非厄密系统利用“虚拟增益”设计思想，通过对各向异性损耗进行差异调节，从而实现对系统能量的等效增益和等效损耗，用无源超构表面调控非厄密现象降低了系统设计的复杂度，提高了系统的稳定性。图 1（彩图见期刊电子版）给出了无源非厄密超构表面的光学性质。

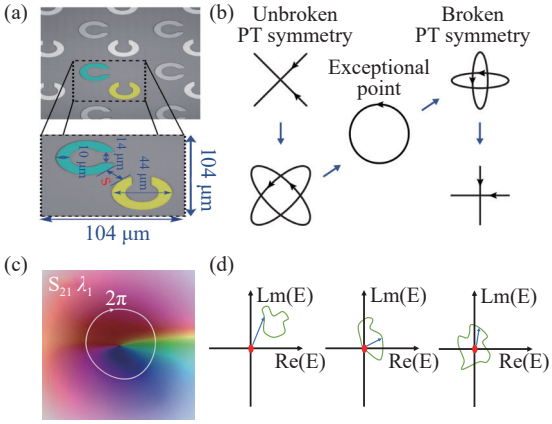

图 1 无源非厄密超构表面的光学性质。（a）双原子 PT 对称超构表面。（b）系统从 PT 对称到 PT 对称破缺转变过程中本征态的变化[20]。（c）拓扑相位[23]。（d）复空间中微扰结构与奇异点相离，相切，包围

Fig. 1 Optical properties of passive non-hermitian metasurfaces. (a) Biatomic PT symmetric metasurfaces. (b) Changes in eigenstates during the transition of the system from PT symmetry to broken PT symmetry[20]. (c) Exceptional topological phase[23]. (d) Perturbative structures in complex space separated from EP, tangent to EP, and surrounded by EP

如图 1（a）所示，光经过双原子开口谐振环耦合模型后，出射光会受到单元极化和相邻单元耦合的共同影响。超构表面单元间的耦合情况可以用波导理论模型进行分析[20]。根据波导耦合波理论，两个耦合单元的光耦合波方程可表示为：

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}E_x}{dz} = i\gamma_x E_x + \kappa E_y \\ \dfrac{\mathrm{d}E_y}{dz} = \kappa E_x + i\gamma_y E_y \end{cases}, \quad (1)$$

其中 E 表示光能量, κ表示系统耦合, γ表示系统损耗, 下标表示方向。利用开口谐振环对偏振的敏感性, 通过调节开口环来实现极化光能量的增益和损耗, 光经过超构表面后的传输矩阵为:

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_{tx} \\ \tilde{E}_{ty} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{pmatrix} + \frac{i\omega\eta_0}{2a^2} \begin{pmatrix} \vec{p}_x \\ \vec{p}_y \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中E_t表示出射光能量, p 表示光极化, ω表示入射波长, η_0表示真空环境下的系统阻抗, a是超构表面的晶格常数。出射光由散射光和极化光组成, 偏振转换考虑的是光极化部分。根据公式(1)可得到出射光极化矩阵公式:

$$\boldsymbol{S}\begin{pmatrix} \vec{p}_x \\ \vec{p}_y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} i\Gamma & \kappa \\ \kappa & -i\Gamma \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \vec{p}_x \\ \vec{p}_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{E}_{tx} \\ \tilde{E}_{ty} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中$\boldsymbol{S}$表示系统各向同性部分的矩阵, 损耗变量 $\Gamma=(\gamma_x-\gamma_y)/2$, 该变量值取决于 x、y 方向的损耗差, 假如Γ表示对系统极化能量的损耗, 那么$-\Gamma$可以视为对极化能量的虚拟增益, 通过损耗Γ和虚拟增益$-\Gamma$的配合, 可以调控系统本征值。从公式(3)可推断出, 两个开口谐振环组成的双原子模型, 通过调节不同方向的损耗或者环间的耦合, 可以实现对极化光的等效损耗和等效增益效果。求解模型极化光的哈密顿量, 可得到模型的本征值$\sigma=\pm\sqrt{\kappa^2-\Gamma^2}$, 态密度函数$|\psi\rangle=[1,(i\Gamma\pm\sqrt{\kappa^2-\Gamma^2})/\kappa]$。

通过分析模型偏振极化态的哈密顿量, 可以深入理解奇异点理论, 通过控制耦合κ和损耗变量Γ的相对大小, 可调节系统所处的状态, 产生不同的本征态分布, 如图 1(b)所示。当系统处于 PT 对称状态时, 本征态沿着±45°交叉分布, 此时$2\kappa>|\gamma_x-\gamma_y|$, 本征值$\sigma$有两个正负相反的实数解, 出射光透射谱图出现频率分裂, 即两个共振频率。两个不同的本征值对应的系统有两个态密度函数解, 得到超构表面的本征态为$\hat{x}\pm e^{\pm i\theta}\hat{y}$, 其中$\theta=\arcsin[(\gamma_x-\gamma_y)/2\kappa]$。当系统处于奇异点状态时, 系统本征态重叠, 哈密顿量本征值简并。WU X R 等人[21]认为简并后的本征态是由超构单元共振处于电偶极子模式(electric dipole, ED)还是磁偶极子模式(magnetic dipole, MD)决定的。当$2\kappa=|\gamma_x-\gamma_y|$时, 若超构单元是 ED 模式, 本征态右旋圆偏振[1,i]的本征值为 0, 这意味着只有当左旋圆偏振光入射时, 系统才会产生极化光, 右旋圆偏振光入射, 系统极化能量为零。若超构单元是 MD 模式, 本征态左旋圆偏振[1,$-i$]的本征值为 0, 系统只对右旋圆偏振光入射响应。此时出射光透射谱图只出现一个共振峰, 系统共振频率简并[21-22]。当系统处于 PT 对称破缺态时, 本征态沿着0°和90°交叉分布。对应于$2\kappa<|\gamma_x-\gamma_y|$, 本征值$\sigma$是两个实部一致, 虚部正负相反的共轭复数解, 出射光透射谱图依旧只有一个共振频率, 但出现两个共振强度不同的曲线。超构表面的本征态为$\hat{x}\mp e^{\theta}\hat{y}$, 其中$\theta=\cos h^{-1}[(\gamma_x-\gamma_y)/2\kappa]$。

非厄密超构表面的能量为$E=\mathrm{Re}(E)+\mathrm{Lm}(E)$, 将能量投影到以$\mathrm{Re}(E)$为横坐标, 以$\mathrm{Lm}(E)$为纵坐标的复空间中, 空间原点到任意坐标点的线段与横坐标的夹角, 可以视为系统的相位。当系统处于奇异点状态时, 结构的微扰很容易破坏本征值的简并, 这表现为奇异点周围的结构以较高的能量对奇异点形成包围, 这种奇异的能量分布意味着奇异的相位分布, 如图 1(c)所示。最近有研究指出, 拓扑是传统光学散射的一项基本属性, 无论是金属超构表面还是全介质超构表面都存在空间拓扑不变量[24]。2021 年, Patrice Genevent 等人[25]利用拓扑变换思想把奇异点周围的微扰结构投影到复空间中。在复空间中, 奇异点周围的微扰结构会和奇异点在复空间产生相离, 相切, 包围的情况, 如图 1(d)所示。结构绕奇异点一圈的相位变化分别为不确定, π, 2π。对于这种在复空间中围绕奇异点产生2π相位变化的情况, 称为拓扑相位(exceptional topological phase, ET phase)。拓扑相位将相位研究引入到非厄密奇异点领域, 丰富了超构光学器件的设计手段。

3　无源非厄密超构表面研究进展

无源非厄密超构表面的奇异点理论表明, 奇异点光学系统表现出不对称传输特性。无源非厄密超构表面根据光传输方式主要分两大类: 一是光经过超构表面在自由空间中传输, 其奇异点性质常常表现为不对称的极化响应; 二是研究光在波导中的传输性质, 分析波导中的光能量传输和模式变化, 其奇异点性质表现为光能量的不对称

传输和光模式响应。

自由空间光传输的超构器件有聚焦超构表面、全息超构表面、涡旋光超构表面等，其奇异点研究常常表征为入射光经过超构表面后的不对称圆偏振光转换。2014 年，Zhang SH 等人[20]设计了由银和铅谐振环组成的超构表面用于奇异点研究，以实现光的不对称圆偏振光转换。2016 年，Kang M 等人[26]提出不对称结构模型，通过调节超构单元内两个不对称纳米棒结构实现系统奇异点。2020 年，Teun-teun Kim 等人[27]利用光刻技术，通过在硅衬底上刻蚀铜金属环设计奇异点结构，超构表面在 0.45 THz 位置实现了不对称传输，右旋偏振极化处于奇异点状态。但是金属存在欧姆损耗，导致一部分能量会以热的形式消散，影响偏振转换效果。而介电材料对光的吸收较低，在超构表面设计中被用于替代金属材料。2022 年，Fang ZH Y[21]等人利用硅和二氧化硅设计 E 型全介质超构表面实现高效的奇异点调控。利用金属超构表面和介质超构表面实现奇异点状态，主要通过改变单元胞结构调整系统损耗和耦合，其中金属超构表面聚焦于调整谐振腔大小产生的耦合系数变化。介质超构表面聚焦于调整纳米棒各向异性长度，以产生各向异性损耗变化。随着微纳技术的发展，电调控超构表面系统在实验上不再难以实现，利用电控系统，结合无源非厄密超构表面思想来设计奇异点成为灵活调控超构表面的可行方案。2023 年，Teun-teun Kim 等人[28]在 2020 年工作的基础上，在结构中加入石墨烯条，其结构及相关性能如图 2（彩图见期刊电子版）所示。通过无源非厄密超构表面思想，在 0 V 电压处设计奇异点，而后改变入射光频率和石墨烯电压实现奇异点拓扑包围，如图 2(a)、2(b)所示，相比于改变结构实现奇异点的拓扑包围，这种方案具有更优秀的可重构性和灵活性。

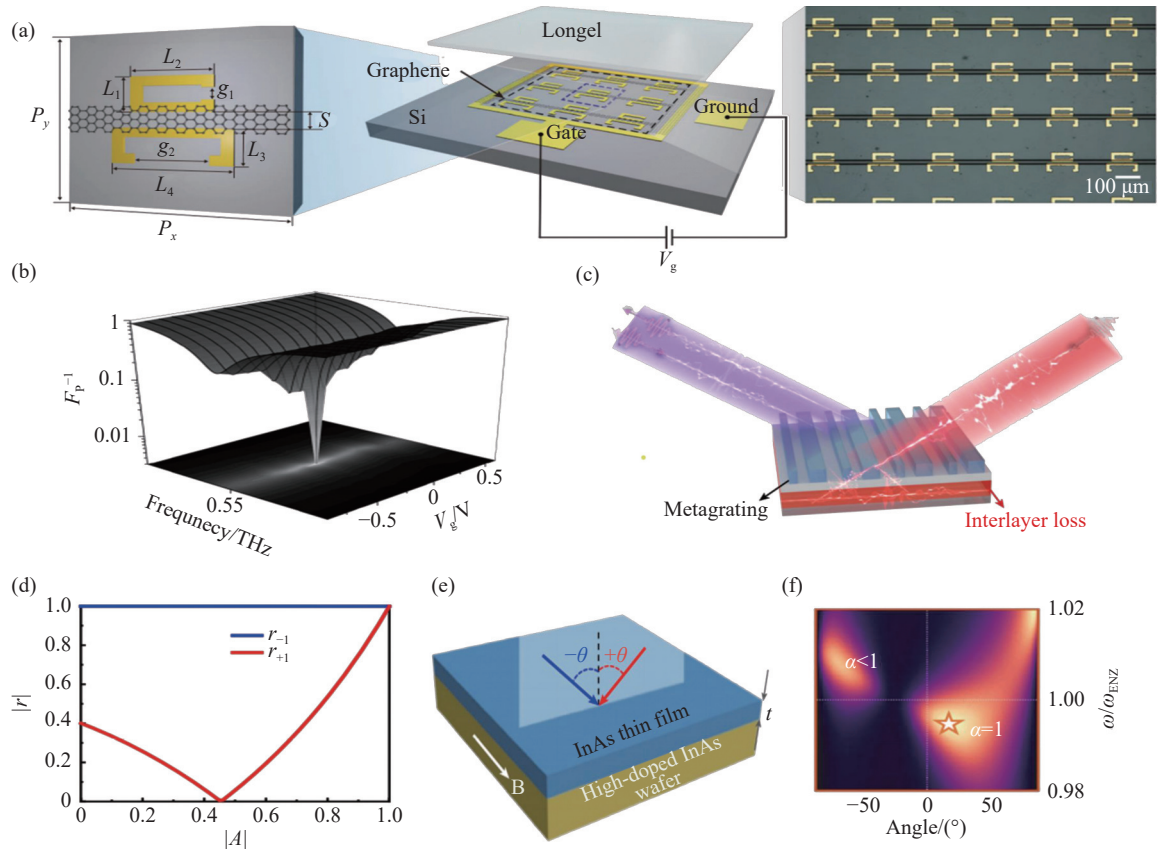

图 2 自由空间光传输的非厄密超构表面器件。(a)石墨烯金属谐振环超构表面示意图。(b)奇异点反射率图[28]。(c)超构光栅示意图。(d)偏振光反射率和复系数 A 的关系[29]。(e)超构薄膜示意图。(f)光吸收[30]

Fig. 2 Passive non-hermitian metasurface devices for free-space optical transmission. (a) Schematic diagram of graphene metal resonant ring metasurface. (b) Exceptional point reflectance map[28]. (c) Metasurface grating. (d) Relationship between polarized light reflectance and complex coefficient A[29]. (e) Metasurface thin films. (f) Light absorption[30].

相较于利用不对称纳米棒或谐振腔实现奇异点, 亚波长光栅结构把衍射光引入超构表面奇异点研究中, 独特的光栅结构使得超构表面产生更优良的角度敏感特性。2023 年, Xin-bin Cheng 等人[29] 利用双层超构光栅, 通过调节结构损耗和层间损耗, 极大地提高了结构的不对称传输能力。复系数 A 表示光在有损层中传播的相位累积和振幅变化, 通过调节 A 控制超构表面的圆二色性, 产生奇异点, 如图 2(c)、2(d)所示。2023 年, Cheng-wei Qiu 等人[30] 设计超构薄膜结构, 利用不同入射角度和入射光频率对光强度的吸收响应, 在星星处实现了对光强度的完美吸收, 如图 2(e)、2(f)所示。光栅结构和薄膜结构都是利用不同角度入射光在微纳结构产生的非互易吸收和发射, 通过调节层间损耗厚度来产生入射角度敏感的非厄密奇异点超构表面。

光波导研究主要集中在光能量和光模式的调控上, 利用超构波导设计奇异点结构实现不对称传输, 在光传输领域具有重要意义。2010 年, Detlef Kip 等人[31] 在波导结构中引入增益和损耗实现不对称传输, 因此奇异点在波导中的研究开始被研究人员重视。2019 年, Che-ting Chan 等人[32] 使用叠加损耗介质的波导系统构建非厄密奇异点, 研究了多态系统中的奇异点现象, 如图 3(a)、3(b)(彩图见期刊电子版)所示。近年来, 科研人员开始把微纳结构也引入到波导奇异点研究中。2021 年, Gong Q H 等人[33] 利用微纳尺度间距的耦合三波导结构, 通过调控波导间耦合实现不对称传输。不同入射端口对应不同初始状态, 当系统处于奇异点时, 产生不对称传输。耦合波导在实验设计上比较简单, 但是可调控的自由度较少, 研究人员通过在波导中引入微纳结构为超构波导增添更多自由度。2022 年, Chen L 等人[34] 在 SOI 晶圆上设计了双耦合硅波导结构, 第一波导宽度为 W_1, 第二波导宽度为 W_2, 并在第一波导位置加入铬来调节系统损耗系数。如图 3(c)、3(d)(彩图见期刊电子版)所示, 当系统处于奇异点状态时, TE_0模式光左入射, 能量沿第二波导传输, 出射光转换为TE_1模式; TE_0模式光右入射, 能量沿第一波导传输, 但在传输过程中逐渐被消耗, 出射光不发生模式转换。

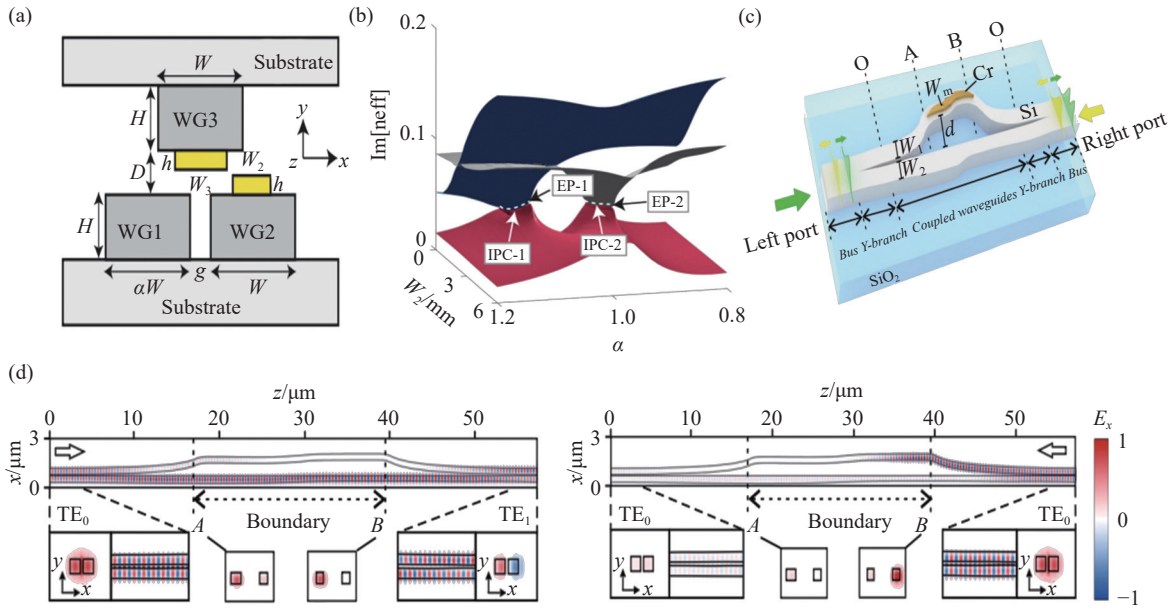

图 3　波导传输的无源非厄密超构表面。(a)非厄密三波导。(b)奇异点分布[32]。(c)损耗可调双波导。(d)不对称传输[34]

Fig. 3　Passive non-Hermitian metasurfaces for waveguide transmission. (a) Non-Hermitian three waveguide. (b) Exceptional point distribution[32]. (c) Loss-adjustable dual waveguide. (d) Asymmetric transmission[34]

研究人员发现, 部分材料的性质会随着调制周期产生规律变化, 这种材料称为时变材料。在超构波导系统中加入时变材料, 可使系统调制更加灵活。2023 年, Shao-lin Ke 等人[35] 设计了复调制动态波导, 将时变材料引入波导设计中, 用于实现奇异点。利用两个波导的材料时间变化周期,

找到系统奇异点从而实现不对称传输功能。零阶模到一阶模的前向传输透射率超过零阶模到一阶模的后向透射率，实现非互易拓扑转换。超构波导结构产生奇异点本质上是多个波导间的“竞争”，以双波导结构为例，两个波导间的竞争可以分为对传输光能量能力的竞争，也可以分为对光模式转换能力的竞争。通过调整两个波导的间距以及波导谐振环的大小来改变系统耦合，或者通过差异添加微纳结构来改变波导的传输损耗，通过对结构的微调最终实现超构波导处于奇异点。

4 无源非厄密超构表面的具体应用

通过调节无源非厄密超构表面的损耗，对系统哈密顿量动态调节产生奇异点现象，用于设计特殊光学器件。运用奇异点能量不对称传输的特点，2020 年，Qiu CH W 等人[36]利用无源非厄密超构表面设计奇异点开展了角度敏感光传输器件的研究。当光从超构表面左侧入射，光不沿入射方向反向反射，当光从右侧入射，光沿入射方向反向高效反射，如图 4(a)(彩图见期刊电子版)所示。

伴随奇异点出现的拓扑相位现象与几何相位相结合可用于设计偏振敏感的超构相阵。2021 年，Patrice Genevent 等人[25]基于拓扑相位设计了一个反射式的偏振敏感全息超构表面，通过控制入射光的偏振态产生了不同的全息图像。2023 年，Gu CH ZH 等人[23]将深度学习引入拓扑相位的全息生成中，实现了高效的不对称全息成像。2024 年，Qing-hua Song 等人[37]利用右旋奇异点与镜像结构的组合，实现入射角度和偏振敏感的多通道全息成像，拓宽了全息信息容量，如图 4(b)~4(c)(彩图见期刊电子版)所示。

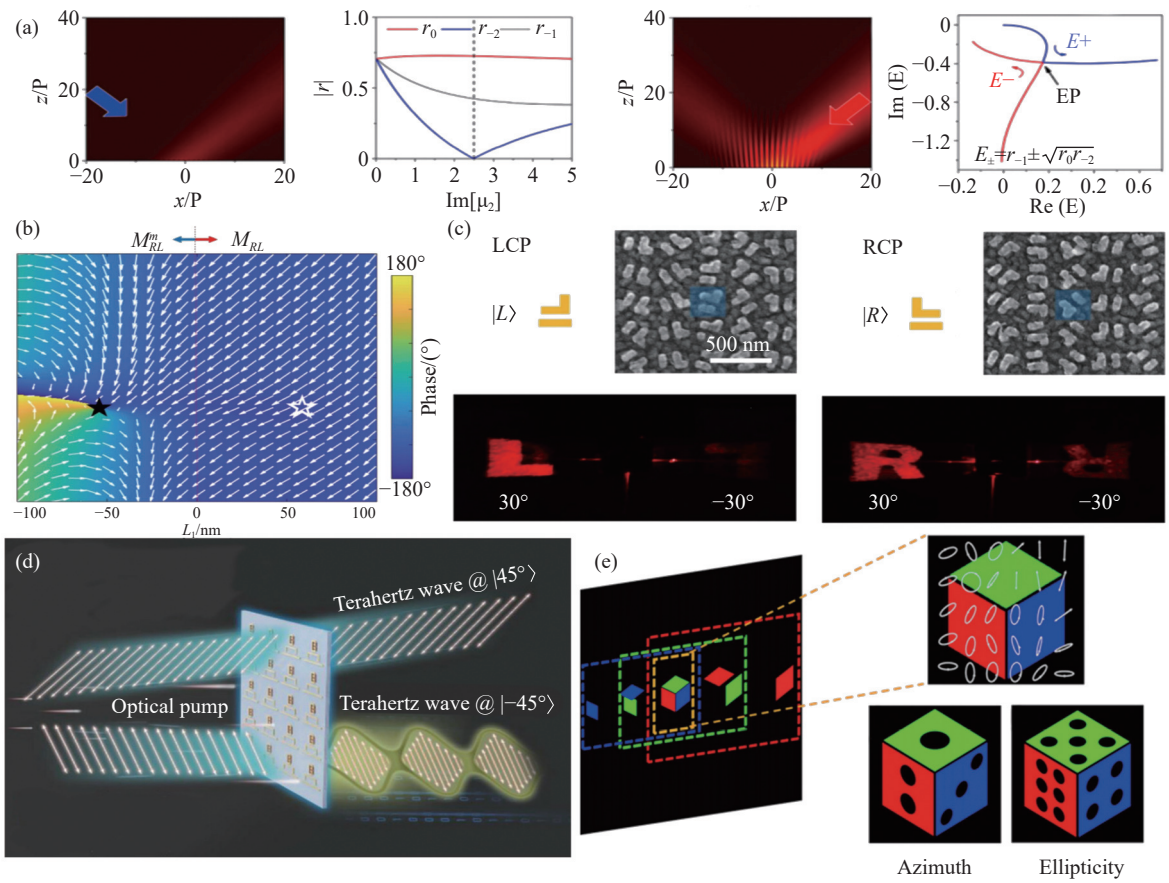

图 4 基于无源非厄密超构表面的奇异光学现象和器件设计。(a)入射方向敏感的不对称传输[36]。(b)奇异拓扑相位。(c)基于拓扑相位的角度不对称全息[37]。(d)奇异点结构实现角度敏感脉冲传输[39]。(e)彩色矢量全息[43]

Fig. 4 Exceptional optical phenomena and device design based on passive non-Hermitian metasurfaces. (a) Asymmetric transmission sensitive to incidence direction[36]. (b) Exceptional topological phase. (c) Angular asymmetric holography based on exceptional topological phase[37]. (d) Angle-sensitive pulse transmission realized with EP structure[39]. (e) Color vector holographic[43]

奇异点可以用于控制脉冲信号, 2022 年, Kocabas C[38] 通过栅电压破坏奇异点, 使得系统在奇异点周围实现拓扑包围。当给系统加入时变电压时, 可以产生时变太赫兹脉冲。2024 年, Jiang T 等人[39] 通过利用奇异点结构控制两种不同的线性偏振光的不对称传输, 实现可控的太赫兹脉冲, 如图 4(d)(彩图见期刊电子版)所示。奇异点可以用于检测斯托克斯参数, 2023 年, Yan B 等人[40] 基于集成线偏振滤波和圆偏振滤波功能的超构透镜设计斯托克斯参数检测器。使用非厄密超构表面的奇异点结构, 实现了入射圆偏振光的完美吸收。通过采集不同入射方向下的反射系数, 代入公式求出入射光的斯托克斯参数。奇异点结构还可以用于设计传感器, 2023 年, Shi J H 等人[41] 利用奇异点对温度的敏感性, 设计传感器检测不同温度下超构表面的相位变化。奇异点在光学微分领域也展现出优异性能, 2023 年, Zhi Q J 等人[42] 从理论上证明在奇异点系统中, 利用不同方向的能量跳跃可以实现光学微分运算。通过调整 PT 对称系统的入射角、入射偏振, 可以实现任意方向的一维边缘成像。针对两个正交圆偏振中的冗余孪生图像问题, 2024 年, Song Q H 等人[43] 利用奇异点拓扑相位结合 PB 相位实现矢量场的完全偏振控制, 用于设计彩色全息图, 如图 4(e)(彩图见期刊电子版)所示。鉴于奇异点在振幅和相位控制的奇妙特点, 未来在许多特殊光学器件设计上的应用尚待发掘。

5　无源非厄密超构表面的实验设计

无源非厄密超构表面不需要引入增益, 现阶段成熟的超构表面工艺均可以用于制作无源非厄密超构表面, 如: 电子束光刻[44-45](electron beam lithography, EBL)、聚焦离子束刻蚀[46](focused ion beam, FIB)、激光直写加工技术[47](direct laser writing, DLW)、投影式光刻技术[48](projection photolithography, PPL)、纳米压印技术[49](nanoimprint lithography, NIL)等。但实验室中较为常用的还是电子束光刻技术, 先通过电子束光刻和电感耦合等离子体蚀刻相结合的方式制备掩模, 然后基于干法刻蚀或者气相沉积等工艺制作超构表面[50-51]。

奇异点非厄密超构表面在实验上的观测主要基于奇异点的不对称能量传输能力, 也有一些设计会结合奇异点拓扑相位来设计产生偏振敏感的全息图案。如图 5(a)(彩图见期刊电子版)是奇异点超构表面产生全息图的实验装置[52], 前半部分由激光发射器(laser), 线检偏器(linear polarizers, LP), 四分之一波片(quarter-wave plates, QWP)和聚焦透镜 L1 组成, 目的是产生圆偏振光; 经过超构表面 MS 后, 再通过物镜(objective lens, OL)和透镜组成像, 利用电耦合器件(charge-coupled device, CCD)获取全息图像。对于奇异点超构表面器件来说, 不同的偏振光入射, CCD 会获得不同的全息图像, 同理, 也可以通过不同偏振光入射下的光强来分析奇异点超构表面器件设计是否符合要求。不同于自由空间光传输系统, 波导系统一般采用如图 5(b)(彩图见期刊电子版)所示的设计方案[53], 利用自发辐射源(amplified spontaneous emission, ASE), 偏振分束器(polarizing beam splitter, PBS), 偏振控制器(polarization controller)来调节波导光模式。经过超构波导制成的芯片(chip), 再通过光栅耦合器(coupler)将波导光退耦到光纤中, 最后用光功率计(power meter)和分光计(spectrometer)收集光纤中的光信息。在波导系统中, 主要通过收集不同模式光在波导的光传输变化, 最重要的指标是模式光的强度变化。

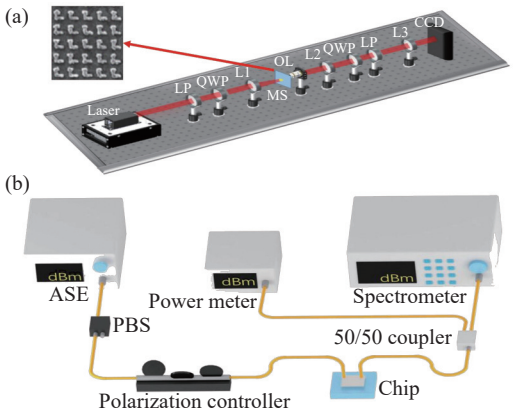

图 5　无源非厄密超构表面的实验方案。(a)全息实验装置[52]。(b)波导实验装置[53]

Fig. 5　Experimental scheme for passive non-Hermitian metasurfaces. (a) Holographic experimental equipment[52]. (b) Waveguide experimental equipment[53].

6　其他奇异现象

随着奇异点研究的深入, 对奇异光学现象的

研究已经不再局限于简单模型。奇异弧是在奇异点基础上衍生更复杂的光学状态，利用奇异弧有助于理解系统的奇异特性[54-55]。2018 年，Zhen B 等人[56] 利用光子晶体结构，将狄拉克点转变为费米弧。在费米弧中各个点的极化呈拓扑分布，波长变化还可以实现费米弧从平面转变为费米线。2020 年，Zhang SH 等人[57] 研究了超材料散射矩阵中的螺旋相位特征，利用外尔超材料和金属板间的空气间隙产生螺旋费米弧，如图 6(a)(彩图见期刊电子版)所示。高阶奇异点则是奇异点研究的另一个前沿方向，通过设计更多的自由度，如对称性[58]、失谐[59]、多参数耦合[32] 等实现零点拟合，从而产生更高阶次的奇异点现象。2021 年，Li Y 等人[60] 利用非局部声学超构表面能够同时精确控制声波多级衍射，用于研究自由空间中的高阶异常点。该方法不仅可以推进任意阶异常点的基础研究，而且可以推动非常规自由空间波处理应用于传感等领域的研究，如图 6(b)(彩图见期刊电子版)所示。奇异点的概念还可以引入到其他光学领域，比如光力。2022 年，Qing-hua Song 等人[61] 利用光子晶体板，把 BIC 中奇异点远场极化拓扑偏振分布的思想引入到光力中，在光力奇异点的作用下，粒子的上方受到向里的力，粒子下方受到向外的力，粒子被束缚在光子晶体板中。传统布里渊区理论无法精确拟合开放边界的超构单元[62]，图 6(c)、6(d)(彩图见期刊电子版)所示分别是周期边界条件和开放边界条件下结构能带的实部和虚部随着非厄密跳跃 v 的变化情况，当非厄密系统引入开放边界条件时，能带会产生缺陷，出现间隙，产生两个双重简并的奇异点[62]。

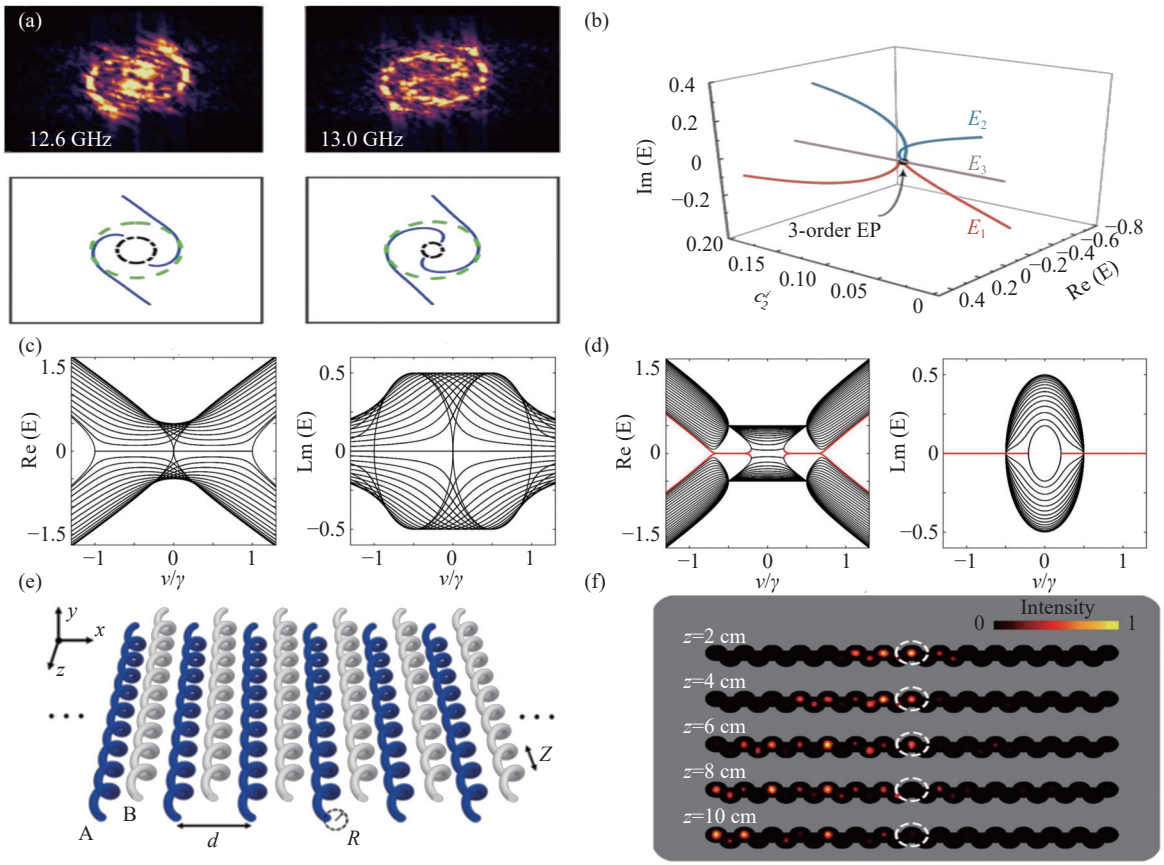

图 6　复杂奇异光学现象。(a)气隙中的费米弧[57]。(b)三阶奇异点[60]。(c)周期边界的能带谱。(d)开放边界的能带谱[62]。(e)Floquet 拓扑光子晶格模型。(f)趋肤效应[67]

Fig. 6　Complex exceptional optical phenomena. (a) Fermi arcs in the air gap[57]. (b) Third-order EP[60]. (c) Energy band spectrum at periodic boundary. (d) Energy band spectrum with open boundary[62]. (e) Floquet topological photonic lattice models. (f) Skin effect[67]

2018 年，随着广义布里渊区理论[63] 提出，开放边界的各种物理效应，如非厄密肤效应[64] 开始被挖掘。2020 年，Seb-astian Weidemann 等人[65] 通过 Su SchriefferHeeger(SSH)模型实现非厄密

趋肤效应。利用广义布里渊区理论，找到非厄密奇异点位置，通过奇异点结构实现非厄密趋肤效应（Skin effect）。2022 年，Kun Ding 等人[66] 利用晶胞的对称性，对特定波矢量方向进行投影能带结构计算，结果表明在特定的晶体界面上存在趋肤效应。2024 年，Zhao-ju Yang 等人[67] 通过实验证明了由 Floquet 拓扑边缘状态可以构建非厄密趋肤效应。基于二维（2D）Floquet 拓扑光子晶格，研究非隐性与拓扑边缘态之间的相互作用，在非厄密趋肤系统可以观察到光线连续向左移动，表示本征态坍缩到左侧边界，如图 6(e)、6(f)（彩图见期刊电子版）所示。奇异点系统可以通过线性结构[68]、非线性结构[69]、隧道效应[70]、手性[71] 等实现，利用辅助广义布里渊区[72] 理论，更便于找到奇异点结构，研究非厄密趋肤效应。

7　结束语

综上所述，无源非厄密超构表面是进行奇异点研究的重要平台，能够在不引入系统增益的情况下，通过改变超构表面的结构参数调节各项异性损耗或耦合控制系统奇异点状态，实现能量不对称传输和相位拓扑分布。将奇异点理论和无源超构表面相结合，提高了非厄密光学器件的系统稳定性，降低了器件设计复杂度，极大地促进了非厄密光学器件的发展，为多功能超构表面设计提供了新的思路。

然而，无源非厄密超构表面对奇异点的研究主要聚焦于两个参数的低阶简并，因此能更充分地理解超构表面的结构参数和材料物性，实现更高阶次的简并奇异点，设计出更灵敏的超构光学器件是无源超构表面未来的发展方向之一。随着非厄密理论研究的深入，奇异点研究不再局限于周期性边界，多种边界条件的引入给无源非厄密超构表面器件设计带来了新挑战。将有源器件与无源超构表面的设计思想相结合，为超构表面添加时间边界，研究奇异点系统在加入时间边界后的变化情况，提高系统可重构能力是无源超构表面未来的发展方向之一。无源非厄密超构表面主要依靠人工，将模拟退火算法，拓扑优化算法等智能算法引入到超构表面研究中，实现奇异点结构的预测和优化，有助于简化奇异点设计，提高超构器件的效率。利用计算机辅助设计无源非厄密超构表面，实现灵活的奇异点系统设计是未来的发展方向之一。

参考文献：

[1] JIE K Q, HUANG H, QIN SH, *et al*.. Electronically controlled time-domain integral average depolarizer based on a barium titanate (BTO) metasurface[J]. *Nanomaterials*, 2022, 12(7): 1228.

[2] QIN SH, HUANG H, JIE K Q, *et al*.. Active modulating the intensity of bifocal metalens with electrically tunable barium titanate (BTO) nanofins[J]. *Nanomaterials*, 2021, 11(8): 2023.

[3] QIN SH, XU N, HUANG H, *et al*.. Near-infrared thermally modulated varifocal metalens based on the phase change material Sb_2S_3[J]. *Optics Express*, 2021, 29(5): 7925-7934.

[4] YIN Y, YANG Y, LI T, *et al*.. High-dynamic-resolution optical edge detection based on liquid crystal diffractive moiré lenses with a tunable focal length[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(10): 2549-2552.

[5] LI Y, FAN X H, GUO X Y, *et al*.. Metasurface for oscillatory spin splitting along the optical path[J]. *Photonics Research*, 2022, 10(9): B7-B13.

[6] DONG S Y, ZHANG ZH Y, XIE L Y, *et al*.. Broadband depolarized perfect Littrow diffraction with multilayer freeform metagratings[J]. *Optica*, 2023, 10(5): 585-593.

[7] WANG Q, TU CH H, LI Y N, *et al*.. Polarization singularities: progress, fundamental physics, and prospects[J]. *APL Photonics*, 2021, 6(4): 040901.

[8] LI SH Q, WANG ZH, DONG SH H, *et al*.. Helicity-delinked manipulations on surface waves and propagating waves by metasurfaces[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(10): 3473-3481.

[9] QIAN CH, YANG Y, HUA Y F, *et al*.. Breaking the fundamental scattering limit with gain metasurfaces[J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 4383.

[10] KANG M, CHONG Y D. Coherent optical control of polarization with a critical metasurface[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(4): 043826.

[11] FENG L, EL-GANAINY R, GE L. Non-Hermitian photonics based on parity–time symmetry[J]. *Nature Photonics*,

2017, 11(12): 752-762.

[12] EL-GANAINY R, MAKRIS K G, KHAJAVIKHAN M, *et al*.. Non-hermitian physics and PT symmetry[J]. *Nature Physics*, 2018, 14(1): 11-19.

[13] LI A D, WEI H, COTRUFO M, *et al*.. Exceptional points and non-Hermitian photonics at the nanoscale[J]. *Nature Nanotechnology*, 2023, 18(7): 706-720.

[14] WANG CH Q, JIANG X F, ZHAO G M, *et al*.. Electromagnetically induced transparency at a chiral exceptional point[J]. *Nature Physics*, 2020, 16(3): 334-340.

[15] WONG Z J, XU Y L, KIM J, *et al*.. Lasing and anti-lasing in a single cavity[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(12): 796-801.

[16] BAI P, DING K, WANG G, *et al*.. Simultaneous realization of a coherent perfect absorber and laser by zero-index media with both gain and loss[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(6): 063841.

[17] HONG X M, HU G W, ZHAO W CH, *et al*.. Structuring nonlinear wavefront emitted from monolayer transition-metal dichalcogenides[J]. *Research*, 2020, 2020: 9085782.

[18] GUAN F X, GUO X D, ZENG K B, *et al*.. Overcoming losses in superlenses with synthetic waves of complex frequency[J]. *Science*, 2023, 381(6659): 766-771.

[19] FENG L, XU Y L, FEGADOLLI W S, *et al*.. Experimental demonstration of a unidirectional reflectionless parity-time metamaterial at optical frequencies[J]. *Nature Materials*, 2013, 12(2): 108-113.

[20] LAWRENCE M, XU N N, ZHANG X Q, *et al*.. Manifestation of *PT* symmetry breaking in polarization space with terahertz metasurfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(9): 093901.

[21] WU X R, ZHU J X, LIN F, *et al*.. Study of a high-index dielectric non-Hermitian metasurface and its application in holograms[J]. *ACS Omega*, 2022, 7(49): 44743-44749.

[22] YANG Y, WANG Y P, RAO J, *et al*.. Unconventional singularity in anti-parity-time symmetric cavity magnonics[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(14): 147202.

[23] FU P, DU SH, LAN W Z, *et al*.. Deep learning enabled topological design of exceptional points for multi-optical-parameter control[J]. *Communications Physics*, 2023, 6(1): 254.

[24] LIU M Q, CHEN W J, HU G W, *et al*.. Spectral phase singularity and topological behavior in perfect absorption[J]. *Physical Review B*, 2023, 107(24): L241403.

[25] SONG Q H, ODEH M, ZÚÑIGA-PÉREZ J, *et al*.. Plasmonic topological metasurface by encircling an exceptional point[J]. *Science*, 2021, 373(6559): 1133-1137.

[26] KANG M, CHEN J, CHONG Y D. Chiral exceptional points in metasurfaces[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(3): 033834.

[27] PARK S H, LEE S G, BAEK S, *et al*.. Observation of an exceptional point in a non-Hermitian metasurface[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(5): 1031-1039.

[28] BAEK S, PARK S H, OH D, *et al*.. Non-hermitian chiral degeneracy of gated graphene metasurfaces[J]. *Light: Science & Applications*, 2023, 12(1): 87.

[29] HE T, ZHANG ZH Y, ZHU J Y, *et al*.. Scattering exceptional point in the visible[J]. *Light: Science & Applications*, 2023, 12(1): 229.

[30] LIU M Q, XIA SH, WAN W J, *et al*.. Broadband mid-infrared non-reciprocal absorption using magnetized gradient epsilon-near-zero thin films[J]. *Nature Materials*, 2023, 22(10): 1196-1202.

[31] RÜTER C E, MAKRIS K G, EL-GANAINY R, *et al*.. Observation of parity–time symmetry in optics[J]. *Nature Physics*, 2010, 6(3): 192-195.

[32] WANG SH B, HOU B, LU W X, *et al*.. Arbitrary order exceptional point induced by photonic spin–orbit interaction in coupled resonators[J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 832.

[33] QI H X, HU X Y, WANG X Y, *et al*.. Encircling an exceptional point in a multiwaveguide anti–parity-time-symmetry system[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(6): 063520.

[34] ZHANG X L, CHAN C T. Dynamically encircling exceptional points in a three-mode waveguide system[J]. *Communications Physics*, 2019, 2(1): 63.

[35] LIU Q J, WANG T T, LEI Q, *et al*.. Nonreciprocal topological mode conversion by encircling an exceptional point in dynamic waveguides[J]. *Optics Letters*, 2023, 48(15): 4089-4092.

[36] DONG SH H, HU G W, WANG Q, *et al*.. Loss-assisted metasurface at an exceptional point[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(12): 3321-3327.

[37] YANG Z J, HUANG P SH, LIN Y T, *et al*.. Creating pairs of exceptional points for arbitrary polarization control: asymmetric vectorial wavefront modulation[J]. *Nature Communications*, 2024, 15(1): 232.

[38] ERGOKTAS M S, SOLEYMANI S, KAKENOV N, *et al*.. Topological engineering of terahertz light using electrically tunable exceptional point singularities[J]. *Science*, 2022, 376(6589): 184-188.

[39] YU ZH Y, HE W B, HU S Y, *et al*.. Creating anti-chiral exceptional points in non-hermitian metasurfaces for efficient terahertz switching[J]. *Advanced Science*, 2024, 11(28): 2402615.

[40] GAO F, JIN G L, LIU H, *et al*.. High-performance full-stokes polarization detection at exceptional point in a non-hermitian metasurface[J]. *Applied Physics Letters*, 2023, 123(1): 011705.

[41] LI Y CH, DENG ZH W, QIN CH H, *et al*.. Bifunctional sensing based on an exceptional point with bilayer metasurfaces[J]. *Optics Express*, 2023, 31(1): 492-501.

[42] YANG J X, XIA D X, ZHI Q J. Optical differential operation near exceptional points[J]. *Optics & Laser Technology*, 2024, 169: 109982.

[43] YANG Z J, HUANG P SH, LIN Y T, *et al*.. Asymmetric full-color vectorial meta-holograms empowered by pairs of exceptional points[J]. *Nano Letters*, 2024, 24(3): 844-851.

[44] YU N F, 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.

[45] SUN SH L, YANG K Y, WANG C M, *et al*.. High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(12): 6223-6229.

[46] CHENG F, GAO J, LUK T S, *et al*.. Structural color printing based on plasmonic metasurfaces of perfect light absorption[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 11045.

[47] YAN CH, LI X, PU M B, *et al*.. Generation of polarization-sensitive modulated optical vortices with all-dielectric metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(3): 628-633.

[48] PARK J S, ZHANG SH Y, SHE A L, *et al*.. All-glass, large metalens at visible wavelength using deep-ultraviolet projection lithography[J]. *Nano Letters*, 2019, 19(12): 8673-8682.

[49] MAKAROV S V, MILICHKO V, USHAKOVA E V, *et al*.. Multifold emission enhancement in nanoimprinted hybrid perovskite metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(4): 728-735.

[50] LIU T, AN SH W, GU ZH M, *et al*.. Chirality-switchable acoustic vortex emission via non-Hermitian selective excitation at an exceptional point[J]. *Science Bulletin*, 2022, 67(11): 1131-1136.

[51] WANG L, LIU H, LI T, *et al*.. Resonant exceptional points sensing in terahertz metasurfaces[J]. *Applied Physics Letters*, 2024, 124(13): 131701.

[52] WU X R, ZHAO X F, LIN Y H, *et al*.. Twins of exceptional points with opposite chirality for non-hermitian metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2024, 11(5): 2054-2060.

[53] SHU X Q, ZHONG Q, HONG K, *et al*.. Chiral transmission by an open evolution trajectory in a non-Hermitian system[J]. *Light: Science & Applications*, 2024, 13(1): 65.

[54] CERJAN A, HUANG SH, WANG M H, *et al*.. Experimental realization of a Weyl exceptional ring[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(9): 623-628.

[55] SANCHEZ D S, COCHRAN T A, BELOPOLSKI I, *et al*.. Tunable topologically driven Fermi arc van Hove singularities[J]. *Nature Physics*, 2023, 19(5): 682-688.

[56] ZHOU H Y, PENG CH, YOON Y, *et al*.. Observation of bulk Fermi arc and polarization half charge from paired exceptional points[J]. *Science*, 2018, 359(6379): 1009-1012.

[57] CHENG H, GAO W L, BI Y G, *et al*.. Vortical reflection and spiraling Fermi arcs with Weyl metamaterials[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(9): 093904.

[58] MANDAL I, BERGHOLTZ E J. Symmetry and higher-order exceptional points[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(18): 186601.

[59] XIONG W, LI ZH X, ZHANG G Q, *et al*.. Higher-order exceptional point in a blue-detuned non-Hermitian cavity optomechanical system[J]. *Physical Review A*, 2022, 106(3): 033518.

[60] FANG X SH, GERARD N J R K, ZHOU ZH L, *et al*.. Observation of higher-order exceptional points in a non-local

acoustic metagrating[J]. *Communications Physics*, 2021, 4(1): 271.

[61] QIN H Y, SHI Y ZH, SU Z P, *et al*.. Exploiting extraordinary topological optical forces at bound states in the continuum[J]. *Science Advances*, 2022, 8(49): eade7556.

[62] LEE T E. Anomalous edge state in a non-Hermitian lattice[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(13): 133903.

[63] KUNST F K, EDVARDSSON E, BUDICH J C, *et al*.. Biorthogonal bulk-boundary correspondence in non-Hermitian systems[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(2): 026808.

[64] FRANCA S, KÖNYE V, HASSLER F, *et al*.. Non-Hermitian physics without gain or loss: the skin effect of reflected waves[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 129(8): 086601.

[65] WEIDEMANN S, KREMER M, HELBIG T, *et al*.. Topological funneling of light[J]. *Science*, 2020, 368(6488): 311-314.

[66] FANG ZH N, HU M Y, ZHOU L, *et al*.. Geometry-dependent skin effects in reciprocal photonic crystals[J]. *Nanophotonics*, 2022, 11(15): 3447-3456.

[67] SUN Y Y, HOU X R, WAN T, *et al*.. Photonic floquet skin-topological effect[J]. *Physical Review Letters*, 2024, 132(6): 063804.

[68] JIN L, SONG ZH. Symmetry-protected scattering in non-Hermitian linear systems[J]. *Chinese Physics Letters*, 2021, 38(2): 024202.

[69] XIA SH Q, KALTSAS D, SONG D H, *et al*.. Nonlinear tuning of PT symmetry and non-hermitian topological states[J]. *Science*, 2021, 372(6537): 72-76.

[70] YI Y F, YANG ZH S. Non-hermitian skin modes induced by on-site dissipations and chiral tunneling effect[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(18): 186802.

[71] JIN L, SONG Z. Bulk-boundary correspondence in a non-Hermitian system in one dimension with chiral inversion symmetry[J]. *Physical Review B*, 2019, 99(8): 081103.

[72] YANG ZH S, ZHANG K, FANG CH, *et al*.. Non-hermitian bulk-boundary correspondence and auxiliary generalized Brillouin zone theory[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(22): 226402.

作者简介：

韦中超(1971—)，男，河南安阳人，博士，教授，博士生导师，2005 年于中山大学获得博士学位，现为华南师范大学光电科学与工程学院教授。主要从事纳米光子学、超构材料与超构表面研究。E-mail: wzc@scnu.edu.cn