

非局部非厄米超表面的空间滤波

Biao Chen,^{*} Mikael Reichler, Radoslaw Kolkowski,[†] and Andriy Shevchenko[‡]

Department of Applied Physics, Aalto University, P.O.Box 13500, Aalto FI-00076, Finland

(10Dated: 2025 年 6 月 28 日)

光学场的空间滤波技术应用广泛，从光束整形到光学信息处理都有涉及。然而，传统的空间滤波器体积庞大且对准灵敏。在这里，我们展示了非局部的非厄米超表面可以作为极其有效的光学空间滤波器，并且高度紧凑且对横向和纵向位移不敏感。该超表面设计基于谐振波导光栅，在其中模式的辐射损耗被调整以在非厄米平坦带中间实现受对称性保护的连续谱束缚态。使用这种设计，我们提出了一种紧凑的空间滤波设备，其操作角度范围大约为正常入射周围的 1 度。除了超薄和对抗平移错位鲁棒外，所提出的超表面易于制造，这使得它们成为传统空间滤波器的一个有吸引力的替代品，并有可能成为广泛使用的光学组件。

I. 介绍

光学超表面是纳米结构的二维阵列，可以设计成几乎任意控制光场的方式 [1]。最近，非局部超表面的概念引起了极大的关注，解锁了通过其与超表面空间扩展集体模式耦合来调制光线的替代方法 [2–4]，例如利用导波共振 (GMRs) [5, 6]。这些模式允许直接改变平面波分量（空间傅里叶频谱）而不是光场的局部特性 [7]。设计这样的超表面需要适当工程其光子带结构，特别关注受限非局部位与自由空间辐射之间耦合效率。例如，高度对称的超表面可以支持称为光学连续体中的束缚态 (BICs) [8] 的模式，它们完全脱离了自由空间辐射。由于其无限的质量因子和强烈的局部场增强，BICs 最近被认为适用于多种光线塑形应用 [9, 10]。另一方面，高辐射损耗模式与低辐射损耗模式之间的耦合使得可以实现奇偶时间 ($\mathcal{PT}$) 对称性和非厄米物理 [11]。这种方法通过形成平坦带和例外点来改变光子模的色散，已被视为波前整形 [12] 和控制光偏振 [13] 的平台。光子平坦带也可以通过调整结构的对称性 [14] 实现，并且长期以来一直被考虑用于慢光应用 [15]。另一方面，最近已经表明非厄米光子带特征也可以在时间调制系统中出现 [16, 17]。然而，尽管在非厄米超表面领域进行了大量研究，但迄今为止尚未报道利用非局部性和非厄密性这两种特性的光学器件的实际实现。特别是，基于此类超表面的空间滤

波器尚未被引入。

在这项工作中，我们提出了一种简单设计的非局部非厄米超表面，它作为极其有效的光学空间滤波器。该超表面由放置在介质平板波导上的金属光栅组成。其滤波能力得益于 GMR 形成的一种奇特的光子带结构，在非厄米平坦带 [18–20] 中有一个 Γ 点 BIC。这种 BIC 的存在是由光栅的二重旋转对称性 [21, 22] 强加的，而非厄米平坦带则源于两个在辐射损耗上不同的模式之间的频率简并。这样的带结构提供了一个接近垂直入射的窄角度范围，可以有效地用于低通或高通空间滤波，这取决于入射光的偏振和设计的 GMR 类型，即横向电场 (TE) 或横向磁场 (TM)。为了说明设计的超表面的能带结构，我们使用了一个著名的两态模型，该模型导致了与系统实现的空间滤波相关的平坦带和例外点。虽然单个超表面充当一维空间滤波器（在傅里叶空间的一个方向上），但两个这样的超表面与半波片组合可以提供完整的二维滤波，我们通过多模光束和灰度图像进行了数值演示。非厄米平坦带的使用使我们的超表面与其他用于光学场空间滤波的结构 [23–35] 区分开来。此外，与由两个透镜和一个针孔组成的传统空间滤波器相比，我们的滤波器体积小且不受平移对准误差的影响。我们还表明，系统的滤波性能仅轻微受到结构参数变化的影响，这使它们适用于制造和实际应用。总体而言，所提出方法的独特性质使其成为传统空间滤波技术有前景的替代方案。

^{*} biao.chen@aalto.fi

[†] radoslaw.kolkowski@aalto.fi

[‡] andriy.shevchenko@aalto.fi

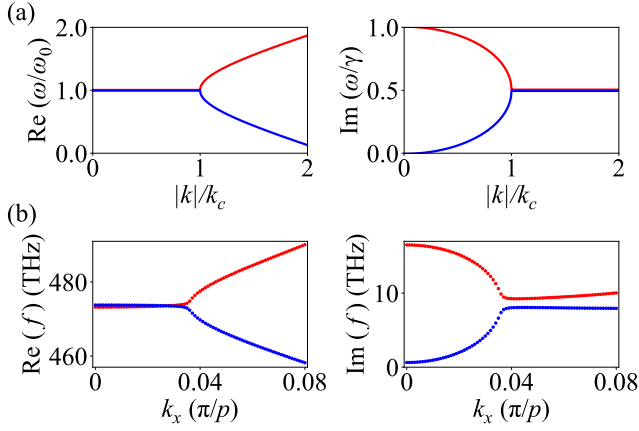


图 1. (a) 非厄米光子系统本征频率的实部和虚部作为归一化传播常数的函数。(b) 图 2 所示非局部非厄米超表面的数值计算带结构, 参数值见表 I。TM 偏振 GMRs 的本征频率 (f) 的实部和虚部作为 k_x ($k_y = 0$, 参见图 2) 的函数绘制。

II. 方法

所提出的超表面的设计原理可以通过考虑一维光子系统来解释, 在该系统中, 一个有损模式 (即存在显著辐射损耗) 与无损模式 (即不对称的 BIC, 不匹配任何外部传播平面波) 耦合。在以下简单的模型中, 我们忽略任何吸收损耗, 并分别将有损和无损模式称为“亮”模式和“暗”模式。在没有耦合的情况下, “暗”模式的本征频率 ω_d 完全是实数, 而“亮”模式的本征频率可以表示为 $\omega_b + i\gamma$, 其中 γ 对应于辐射导致的损耗率。我们假设两种模式的本征频率的实部相等, 即 $\omega_d = \omega_b = \omega_0$ 。这些模式在接近 Γ 点处的耦合可以以动量依赖项 $v_g k$ 的形式引入, 这对应于模式的线性色散, 其中 v_g 是不存在辐射损耗时的模群速度。模式的传播常数 k 可以认为与入射波的横向波矢相匹配。对于这两个耦合模式, 可以写出以下哈密顿量 (见 [11]):

$$H = \begin{pmatrix} \omega_0 & v_g k \\ v_g k & \omega_0 + i\gamma \end{pmatrix}. \quad (1)$$

耦合导致系统产生两个本征模式, 其本征频率由 [11] 给出

$$\omega_{\pm} = \omega_0 + i\frac{\gamma}{2} \pm v_g \sqrt{k^2 - k_c^2}, \quad (2)$$

其中 $k_c = \gamma/2v_g$ 。本征频率的实部和虚部在图 1(a) 中绘制。对于 $|k| < k_c$, 两种模式简并。在 $|k| = k_c$ 处, 我们

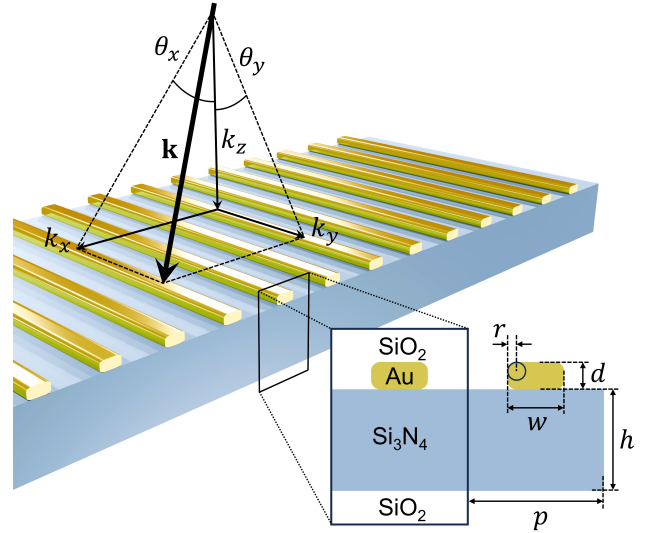


图 2. 所提出的非局部非厄米超表面的结构。插图显示了该结构的横截面, 并定义了其材料和尺寸 p, h, w, d 和 r 。入射波矢量 $\mathbf{k}$ 的定义基于其与超表面平面法线的夹角 θ_x 和 θ_y 。 $\mathbf{k}$ 沿法线方向的分量为 k_z , 而 k_x 和 k_y 分别垂直和平行于光栅中的金条。

有一个例外点, 在这一点上模式按频率分裂。随着 $|k| > k_c$ 的增加, 分裂变得更加显著。由于在 $|k| \geq k_c$ 处, 模式之间耦合很强, 它们的衰减率 (ω 的虚部) 相等 [36]。模式的质量因子 (Q) 定义为 $Q = \frac{1}{2} \text{Re}(\omega) / \text{Im}(\omega)$ 。在 $k=0$ (即在 Γ 点) 处, 暗模式的 Q 因子发散到无穷大。因此, 该模式是一个完全隔离的 BIC。

如果 γ 主要来源于辐射损耗, 那么本征频率的虚部直接与模式和入射波之间的耦合效率相关。这一事实可以用于在实际光子结构中实现空间滤波, 例如基于金属栅格与波导耦合的超表面 (参见图 2)。在这种超表面上, 波导的导模受到栅格的扰动, 通过衍射将其色散曲线折叠进光锥内 [2]。由此产生的 GMRs 暴露于辐射损耗中, 然而这种损耗可以通过远场中的破坏性干涉来抑制, 在 Γ -点形成对称保护的 BIC。这使得此类 GMR 成为实施上述非厄米模型的理想平台。同时, 栅格条与干涉模近场之间的空间重叠会影响 GMRs 的吸收损耗 [37], 增加了我们设计的空间滤波器的可调性。

表 I. 用于计算图 1(b) 中所示能带结构的超表面几何参数。

Parameters	p	h	w	d	r
Value (nm)	330	340	110	55	20

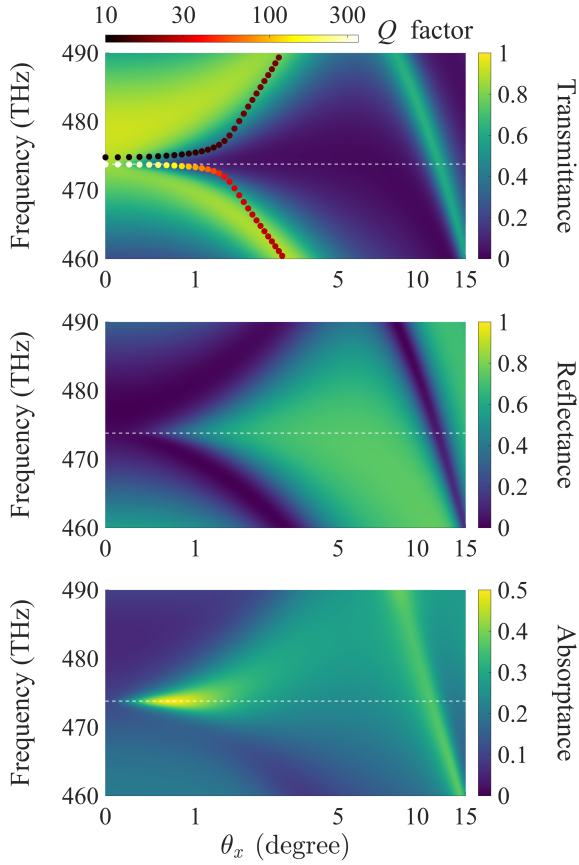


图 3. 数值计算的 TM 超表面的透射率、反射率和吸收率光谱，其几何参数如表 II 所示。结构中两个 GMRs 的本征频率（实部）在透射率图中显示，它们的 Q 因子通过颜色编码。每个图中的白色虚线表示超表面被设计为用作空间滤波器的频率（He-Ne 激光频率 473.67 THz）。

III. 结果与讨论

A. 一维空间滤波的超表面设计

为了展示所提出的 GMRs 的非厄米特特性及其在空间滤波中的能力，我们使用商业有限元软件 COMSOL Multiphysics 进行了频域电磁仿真。考虑的超表面由放置在嵌入 SiO_2 中的 Si_3N_4 滑板波导上的金条组成（见图 2 的插图）。我们将金条沿 y 轴定向，并沿 x 轴周期性重复。用于模拟的材料的光学常数取自 [38]。 SiO_2 和 Si_3N_4 在研究的光谱范围内均被认为是非吸收性的。

图 1 (b) 显示了由 GMRs 形成非厄米简并平坦带并与 TM 偏振入射光（电场位于 xz 平面内）相互作用的超表面数值计算能带结构。（我们将此类超表面称为

“TM 超表面”。）该平坦带被调谐至与 He-Ne 激光频率 473.76 THz ($\lambda = 632.8\text{nm}$) 匹配。在仿真中，我们假设条形拐角处金属表面的曲率半径 r （见图 2）固定为 20 纳米，这与纳米加工金属样品的典型值一致。其他几何参数列于表 I 中。值得注意的是，图 1(b) 中的能带结构与我们简单解析模型获得并在图 1(a) 中展示的结果非常相似。请注意，我们将 k 替换为平面内的动量分量 k_x ，这对于约束在超表面上的 GMRs 的色散是相关的。此外， k_x 直接与耦合到 GMRs 的光的入射角度 θ_x 相关（见图 2）。

图 3 显示了 TM 超表面的透射率、反射率和吸收率作为光频率和入射角 θ_x 的函数。这些量值是通过使用 COMSOL Multiphysics 进行数值计算得到的，针对不同频率和入射角的单色平面波，采用了标准的电磁端口边界条件。TM 超表面优化用于 473.76 THz 的低通空间滤波。（由每个图中的白色虚线表示）。我们略微修改了一些几何参数（见表 II），使两个 GMR 的共振频率在 Γ 点略有不同。这已被发现可以改善结构的滤波性能，相比于完全简并的 GMR 情况。相应的 GMR 的本征频率以点的形式显示在透射率图中，它们的 Q 因子编码在点的颜色中。

空间滤波机制的工作原理如下。如果入射光的频率远离两个 GMR 的共振频率，它只能与结构弱耦合。在这种非共振条件下，该结构对垂直于衍射栅条极化的光线具有高反射率，即 TM 偏振。接近正入射（小 θ_x ）时，GMR 形成一个近似简并的平带，类似于图 1(a) 中在 $0 < |k|/k_c < 1$ 处的情况（分析模型中的 k 对应于超表面情况下的 k_x ）。在正入射条件下（ $k = 0$, $\theta_x = 0$ ），窄带暗 GMR（对应图 1(a) 中蓝色线所示模式）由于与入射波的对称性不匹配而无法被激发。相比之下，亮 GMR（对应图 1(a) 中红色线所示模式）可以被激发，将光传到超表面的另一侧。这类似于通过纳米孔阵列由表面等离子体极化玻色模介导的非寻常光学传输现象 [39]。请注意，亮模式具有更宽的频谱范围，涵盖了设计频率 473.76 太赫兹。在一个小的 θ_x 处，亮

表 II. 图 3 中所示结果对应的超表面的几何参数。

Parameters	p	h	w	d	r
Value (nm)	330	340	119.6	52	20

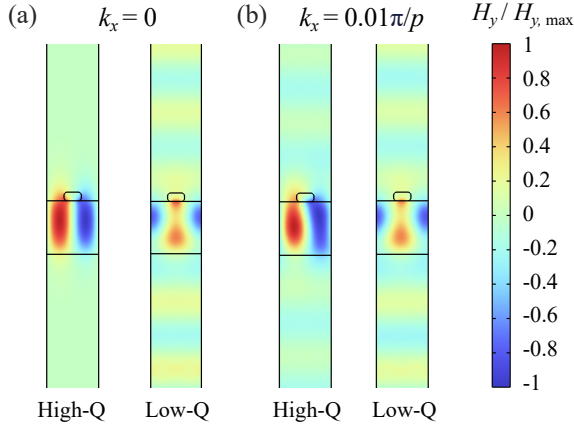


图 4. 瞬时磁场分布, $\text{Re}(H_y)$, 高 Q 和低 Q 巨磁阻在 (a) Γ 点和 (b) $k_x = 0.01\pi/p$ 处的分布。选择场相位以最大化绘制的振幅。

GMR 中的强度保持较低, 这是低 Q 谐振器的典型特征, 因此吸收损耗仍然不显著。当 θ_x 增加时, 暗 GMR 变成一个高 Q 准 BIC 并且其内部强度快速增长, 类似于外部驱动的高 Q 谐振器。这导致吸收显著增加。同时, 亮 GMR 的损耗减少, 使其与入射光的相互作用增强, 进一步增加了总体吸收量。因此, 使用这种类型的超表面可以使透射率在增加 θ_x 时从高值急剧变化到低值, 可用于创建窄带低通空间滤波器。使用非厄米平坦带确保控制透射率的模式在整个大的 θ_x 范围内与设计频率重叠。超出平坦带后, 结构处于离谐状态并且高度反射, 这意味着透射率保持较低且低通滤波功能得以维持。

图 4 进一步揭示了空间滤波机制, 展示了两个 GMR 在 $k_x = 0$ 和 $k_x = 0.01\pi/p$ 时的磁场 (H_y) 瞬时分布。对于位于 Γ 点的高 Q GMR, 其场分布是反对称的, 这使其与自由空间辐射完全解耦。相比之下, 低 Q GMR 表现出对称的场分布特征, 容易导致辐射损耗。当设计的超表面受到与平坦带频率匹配的正常入射平面波照射时, 只有低-Q GMR 被激发。另一方面, 在这种情况下激励效率较低, 由激励引起的吸收损耗可以忽略不计。调整结构参数使得在 Γ 点处 GMRs 具有稍微不同的频率允许我们有效地控制高-Q GMR 的吸收。随着 k_x 增加, 高-Q GMR 不再孤立, 允许更多的光耦合到超表面并且更多光学功率被耗散。结合低-Q GMR 功率的增加, 总体吸收增加, 增强了空间滤波器的锐度。

尽管在表 II 中我们已指定其中一个参数具有高精度 ($w = 119.6$ nm), 所提出的超表面非常稳健, 能够

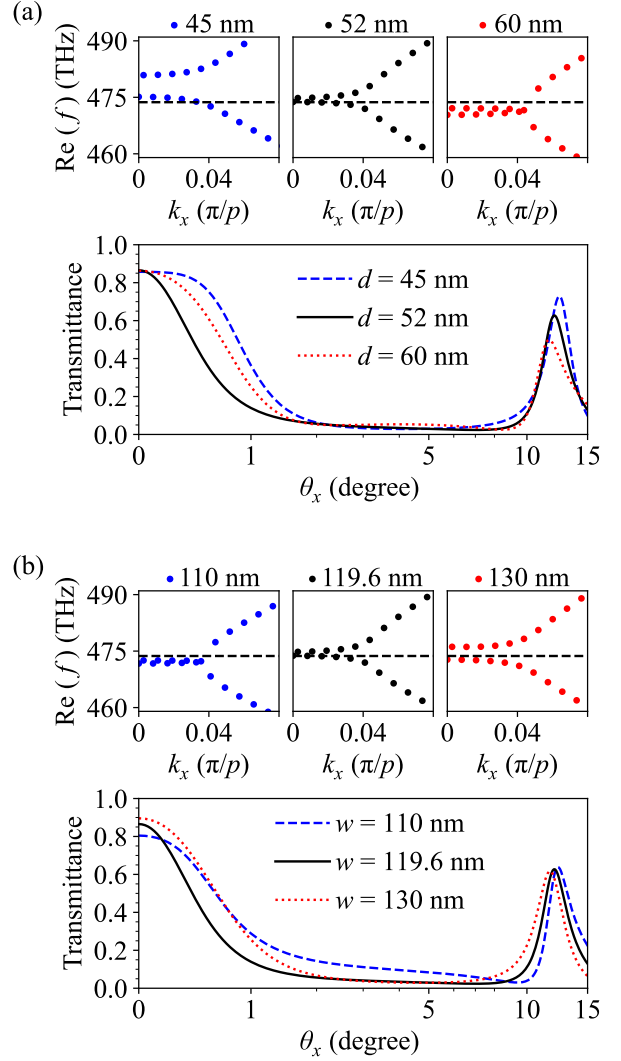


图 5. 能带结构的非厄米性以及 TM 超表面的空间滤波性能取决于 (a) 金条的厚度 d 和 (b) 宽度 w 。传输率曲线绘制了与前图相同频率 (473.67 THz) 的情况。

抵抗与优化几何形状的偏差。图 5 显示, 即使将参数 d 和 w 改变至多偏离最优值 10 nm, 该超表面仍保持其大部分非厄米特性及其滤波功能。这表明我们的设计具有相当可接受的制造公差。此外, 考虑到可能的高功率照明, 由光学克尔效应引起的折射率 Si_3N_4 的变化可以达到 10^{-4} [40, 41] 的量级。然而, 在这种情况下, 平坦带频率的变化将远小于几何偏差引起的变化。另一方面, 激发高 Q 共振可能导致非线性效应积累, 使它们能够以显著的方式改变光学响应。我们相信, 所提出的超表面可以重新设计, 以最大化这些效应, 并将其用于非线性信息处理。

对于 TE 偏振的入射光 (电场矢量位于 yz 平面

内), 该结构可以被设计成在反射模式下作为低通空间滤波器工作。在垂直入射时, 它应充当高反射率线栅偏振器的角色, 并且由于与上述示例相同的原因, 结构的吸收会较低。当入射角增大时, 吸收也会增加, 因为光会被耦合到变得有损的 GMRs 中。在更大的入射角下, 系统将穿过例外点, 光将不再共振, 导致反射率降低和透射率升高。请注意, 这种反射型低通滤波器可以作为 TE 偏振光的透射型高通滤波器使用, 我们在本文末尾进行了演示。对于这两种工作模式, 结构应分别进行优化。

B. 二维空间滤波

接下来, 我们将演示在二维动量空间中创建一个透射型低通空间滤波器的可能性。我们建议将两个正交定向的 TM 超表面与位于这两个超表面之间的半波片结合使用。该装置如图 6(a) 所示。入射光必须是线性偏振光, 且偏振方向必须垂直于第一个超表面上的衍射条纹 (TM 偏振)。第一个超表面沿 x 方向过滤入射光, 第二个超表面则沿 y 方向进行过滤。半波片将偏振面旋转 90 度。该设置的角传输谱如图 6(b) 所示。它是通过改变入射平面波的两个角度 θ_x 和 θ_y (参见图 2) 来数值计算的。每个入射波的偏振定义为输入光束的空间傅里叶分量 x -极化的电场投射到横向平面 在对应的傍轴近似。作为一个示例, 我们中的投影, 考虑一个沿着的 z 轴传播的 x 偏振高斯光束, 在光束腰处, 电场矢量由 $\mathbf{E} = \hat{x}E_0(x, y)$ 给出。为了在空间频率域中分析光束, 我们将高斯场分布 $E_0(x, y)$ 展开为其平面波分量 $E(\mathbf{k})$ 并将投影后的极化分配给它们中的每一个, 即, $\mathbf{E}(\mathbf{k}) = \hat{e}_t E_t(\mathbf{k})$, 其中 $\hat{e}_t$ 是 $\mathbf{x}$ 在横向平面 ($\hat{e}_t \perp \mathbf{k}$) 上的投影。在法线入射时, 光谱几乎呈圆形对称达到峰值。滤波器的角度带宽大约为 1 度, 正如预期的那样。

同样, 对于基于 TE 超表面的二维高通滤波器, 采用与上述相同的方法处理 y 极化的高斯光束。为此滤波器设计的超表面将在论文后面的部分进行描述。系统的角传输谱如图 6(c) 所示。它拒绝了无论是 θ_x 还是 θ_y 接近 0 的平面波分量。当两个入射角都为大于 1 度时, 系统高度透明。

我们采用基于傅里叶光学的数值方法定量评估所提出的设备的滤波性能。图 6(a) 所示的滤波器

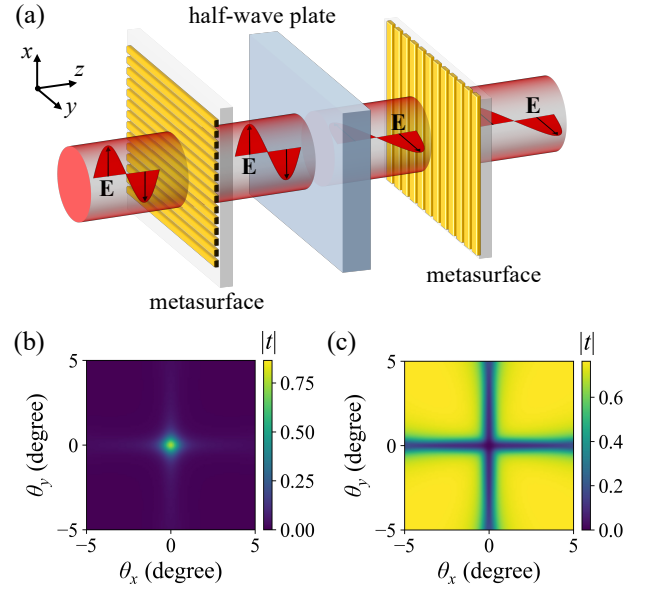


图 6. (a) 二维低通空间滤波器的示意图和 (b) 其角传输谱。该设备设计用于线性偏振的入射光, 相对于第一个超表面为 TM 偏振。系统中的两个超表面都使用 TM 偏振的 GMRs 运行。相同的配置可以通过用优化 TE 偏振的超表面替换 TM 优化的超表面并采用 TE 偏振的 GMRs 来实现 2D 高通空间滤波。这样的系统的角传输谱如 (c) 所示。

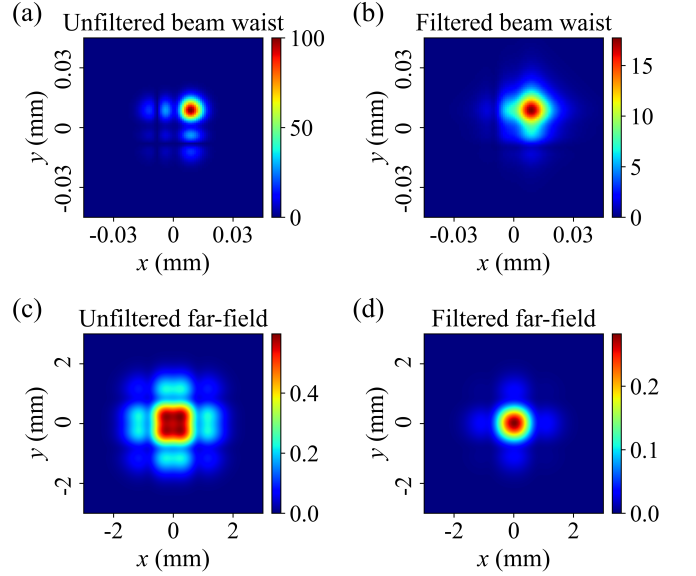


图 7. 多模厄米高斯光束在腰斑处的横向场分布 (a) 滤波前和 (b) 滤波后。在远场 (距离腰斑 30 毫米处), 光束分布分别如 (c) 和 (d) 所示。

使用多模厄米特-高斯光束 (16 个模式等功率之和, $\sum_{l,m=(0,0)}^{(3,3)} U_{l,m}$) 作为输入进行测试。输入光束的每个

表 III. 未滤波和滤波的多模厄米-高斯光束参数 ($\sum_{l,m=(0,0)}^{(3,3)} U_{l,m}$)

Parameters	M^2	$\Delta\theta$ (°)	z_R (mm)	T_{00}
未过滤	1.84	2.16	0.48	1.00
过滤后的	1.23	1.24	0.65	0.57

平面波分量通过设计的二维滤波装置传播, 经历一个独特的复数传输系数 t (参见图 6(b) 中 $|t|$ 的曲线)。透射场然后通过叠加改变后的分量来重建。基模的远场发散角和束腰半径分别设置为 1.5° 和 $7.7\mu\text{m}$ 。我们将超表面的几何参数调整为 $w = 130\text{nm}$ 和 $d = 52\text{nm}$, 使得滤波特性曲线接近高斯分布。二维低通滤波前后的横向场分布如图 7 所示。基于相应的强度分布, 我们计算了光束的 M^2 因子、远场发散角 $\Delta\theta$ 以及瑞利范围 z_R [42], 以及基模功率透射率 T_{00} , 定义为

$$T_{00} = \frac{P_{00,\text{out}}}{P_{00,\text{in}}} = \frac{|\iint_{-\infty}^{\infty} U_{00}^*(x, y) U_{\text{out}}(x, y) dx dy|^2}{|\iint_{-\infty}^{\infty} U_{00}^*(x, y) U_{\text{in}}(x, y) dx dy|^2}, \quad (3)$$

其中 P_{00} 是总场型中基模的功率分数 $U_{\text{in/out}}(x, y)$ 。光束参数之前和之后过滤列于表 III 中。滤波器显著提高了光束质量, 因为 M^2 值从 1.84 到 1.23 减少, 同时保留了基模功率的一半。设备的高性能通过图 7(d) 中的远场分布得到确认, 显示出一个几乎高斯型的轮廓, 并且基本上去除了横向发散 ($k_t > 0.01\pi/p$) 的高阶模式。

最后, 我们使用相同的基于傅里叶光学的方法来演示所提出的超表面在图像处理方面的能力, 包括边缘检测 [23, 27, 30–35]。为此, 在透射低通滤波 TM 超表面之外, 我们使用了一个作用于 TE 极化光并采用 TE 极化 GMRs 的透射高通滤波超表面。该超表面的最佳几何参数是 $p=370$ 纳米, $h=180$ 纳米, $w=210$ 纳米, 和 $d=40$ 纳米。图 8 展示了对应的反射率、透射率和吸收率光谱, 显示在选定频率 (473.67 THz) 下, 的超表面在接近 Γ 点处表现出狭窄的反射带, 并且随着入射角增加而变得高度透射。这使得超表面成为一个有效的二维高通滤波器。通过以与图 6 (a) 中组装 TM 超表面相同的方式组装两个这样的 TE 超表面和一个半波片, 可以实现二维高通滤波。得到的角度透射光谱如图 6 (c) 所示。作为一个示例, 我们在图 9 中

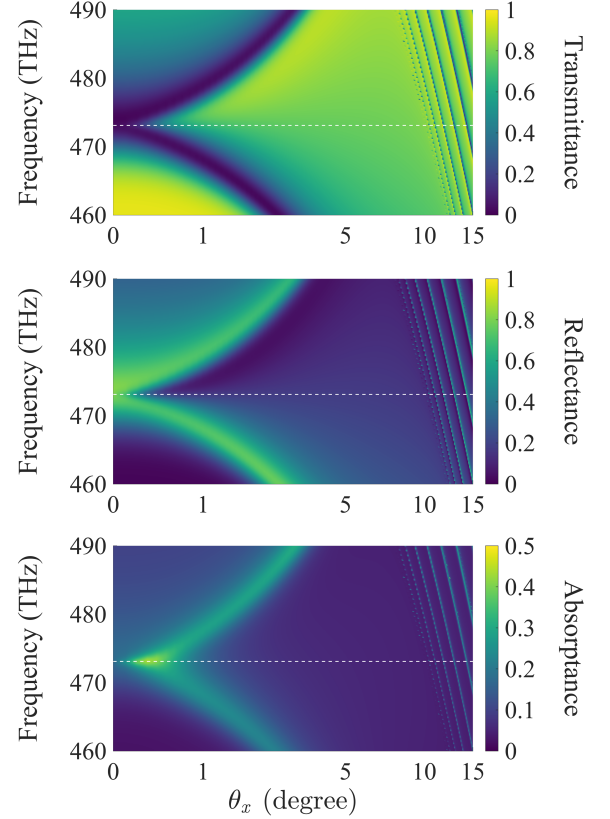


图 8. 透射率、反射率和吸收率光谱, 该超表面作为传输高通空间滤波器作用于 TE 偏振的入射光。超表面的参数在正文中给出。

展示了经过我们的低通和高通空间滤波器过滤的约瑟夫·傅里叶肖像, 在一维 (仅使用一个超表面) 和二维 (使用整个设备) 中均进行了展示。图像在低通滤波后变得模糊, 而在高通滤波后图像的边缘变得更加明显。

IV. 总结

总而言之, 我们已经证明了通过支持在对称性保护的连续体束缚态附近存在的非 Hermitian 平带的非局域超表面, 实现高效空间滤波的可能性。这种特殊的带结构是通过高阶和低阶 Q 引导模式共振之间的耦合来实现的, 这些共振由超表面构建块的几何参数定制, 即平板波导和金属光栅。由于入射光与设计的共振相互作用, 所提出的超表面在从垂直入射到倾斜入射的过程中, 透射率、反射率和吸收率发生剧烈变化, 使其能够用作低通或高通空间滤波器, 具体取决于光的偏振和引导模式共振的偏振。由于其固有的非局域

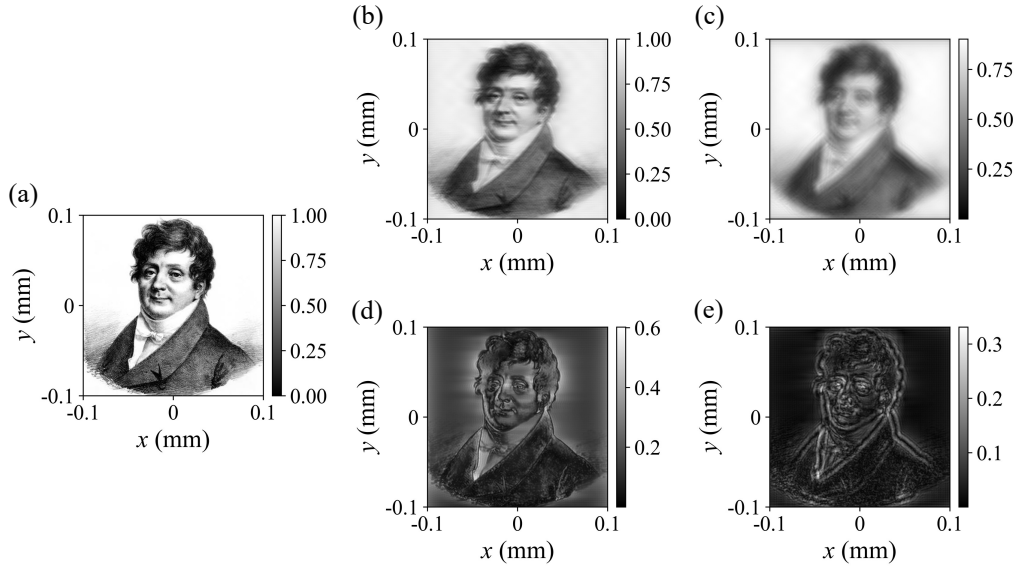


图 9. 空间滤波的演示 由本工作中设计的非局部非厄米超表面生成。(a) 作为输入图像使用的约瑟夫·傅里叶的肖像。输出图像如(b-e)所示, 分别来自使用 (a) 基于单个 TM 超表面的 1D 低通滤波器、(b) 基于图 6(a) 设置的 2D 低通滤波器 (采用两个 TM 超表面, 相应的角度传输 光谱见图 6(b))、(c) 基于单个 TE 超表面的 1D 高通滤波器、以及 (d) 类似于图 6(a) 中的 2D 高通滤波器, 但使用两个 TE 超表面和入射 TE 偏振光 (相应的角度传输 光谱见图 6(c))。

性, 所提出的超表面的光学特性与其横向或纵向位移无关, 使其与传统的空间滤波器相比几乎不需要对准。我们还表明, 它们的滤波性能对几何参数的偏差相对不敏感, 这使得它们从制造角度来看具有高度可行性。这项工作中展示的高性能, 加上它们的实用可行性和紧凑性, 使它们成为一种有希望的广泛光学元件, 其应用范围从光学干涉仪技术到相干成像。进一步扩展所提出的非局部非厄米特超表面, 例如通过引入非线性和/或非互易现象, 以及涉及非厄米特皮肤效应 [43–

45], 可以为全光信息处理提供新颖和奇特的方法。

致谢

作者感谢芬兰研究理事会 (资助号为 347449 和 353758) 的支持。我们还感谢芬兰研究理事会旗舰计划“光子学研究与创新” (PREIN) 的资助, 决策编号为 346529。对于计算资源, 作者感谢阿尔托大学科学学院 “Science-IT” 项目以及芬兰 CSC—科学研究信息技术中心。

-
- [1] S. A. Schulz, R. Oulton, M. Kenney, A. Alù, I. Staude, A. Bashiri, Z. Fedorova, R. Kolkowski, A. F. Koenderink, X. Xiao, *et al.*, Roadmap on photonic metasurfaces, *Applied Physics Letters* **124** (2024).
 - [2] R. Kolkowski, T. K. Hakala, A. Shevchenko, and M. J. Huttunen, Nonlinear nonlocal metasurfaces, *Applied Physics Letters* **122** (2023).
 - [3] A. Overvig and A. Alù, Diffractive nonlocal metasurfaces, *Laser & Photonics Reviews* **16**, 2100633 (2022).
 - [4] K. Shastri and F. Monticone, Nonlocal flat optics, *Nature Photonics* **17**, 36 (2023).
 - [5] S. Wang and R. Magnusson, Theory and applications of guided-mode resonance filters, *Applied Optics* **32**, 2606 (1993).
 - [6] G. Quaranta, G. Basset, O. J. Martin, and B. Gallinet, Recent advances in resonant waveguide gratings, *Laser & Photonics Reviews* **12**, 1800017 (2018).
 - [7] M. Ouyang, H. Yu, D. Pan, L. Wan, C. Zhang, S. Gao, T. Feng, and Z. Li, Optical encryption in spatial frequencies of light fields with metasurfaces, *Optica* **9**, 1022 (2022).

- [8] C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone, J. D. Joannopoulos, and M. Soljačić, Bound states in the continuum, *Nature Reviews Materials* **1**, 1 (2016).
- [9] S. I. Azzam and A. V. Kildishev, Photonic bound states in the continuum: from basics to applications, *Advanced Optical Materials* **9**, 2001469 (2021).
- [10] M. Kang, T. Liu, C. Chan, and M. Xiao, Applications of bound states in the continuum in photonics, *Nature Reviews Physics* **5**, 659 (2023).
- [11] B. Zhen, C. W. Hsu, Y. Igarashi, L. Lu, I. Kaminer, A. Pick, S.-L. Chua, J. D. Joannopoulos, and M. Soljačić, Spawning rings of exceptional points out of Dirac cones, *Nature* **525**, 354 (2015).
- [12] A. Cerjan, A. Raman, and S. Fan, Exceptional contours and band structure design in parity-time symmetric photonic crystals, *Physical Review Letters* **116**, 203902 (2016).
- [13] R. Kolkowski, S. Kovačič, and A. F. Koenderink, Pseudochirality at exceptional rings of optical metasurfaces, *Physical Review Research* **3**, 023185 (2021).
- [14] D. Leykam and S. Flach, Perspective: photonic flatbands, *APL Photonics* **3** (2018).
- [15] Y. Yang, C. Roques-Carmes, S. E. Kozi, H. Tang, J. Beroz, E. Mazur, I. Kaminer, J. D. Joannopoulos, and M. Soljačić, Photonic flatband resonances for free-electron radiation, *Nature* **613**, 42 (2023).
- [16] J. Park, H. Cho, S. Lee, K. Lee, K. Lee, H. C. Park, J.-W. Ryu, N. Park, S. Jeon, and B. Min, Revealing non-Hermitian band structure of photonic Floquet media, *Science Advances* **8**, eabo6220 (2022).
- [17] M. M. Asgari, P. Garg, X. Wang, M. S. Mirmoosa, C. Rockstuhl, and V. Asadchy, Theory and applications of photonic time crystals: a tutorial, *Advances in Optics and Photonics* **16**, 958 (2024).
- [18] Z.-L. Deng, F.-J. Li, H. Li, X. Li, and A. Alù, Extreme diffraction control in metagratings leveraging bound states in the continuum and exceptional points, *Laser & Photonics Reviews* **16**, 2100617 (2022).
- [19] R. Kolkowski and A. Shevchenko, Bound states in the continuum and non-Hermitian engineering of hybrid TE-TM resonances in periodic metasurfaces, in *2023 Seventeenth International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials)* (IEEE, 2023) pp. X–165.
- [20] J. Niu, L. Zhen, J. Liu, and B. Yang, Metasurface demonstration of exceptional points partitioned by a line of bound states in the continuum, *Physical Review B* **109**, L241302 (2024).
- [21] B. Zhen, C. W. Hsu, L. Lu, A. D. Stone, and M. Soljačić, Topological nature of optical bound states in the continuum, *Physical Review Letters* **113**, 257401 (2014).
- [22] H. Bai, A. Shevchenko, and R. Kolkowski, Recovery of topologically robust merging bound states in the continuum in photonic structures with broken symmetry, *Nanophotonics* **14**, 899 (2025).
- [23] A. Silva, F. Monticone, G. Castaldi, V. Galdi, A. Alù, and N. Engheta, Performing mathematical operations with metamaterials, *Science* **343**, 160 (2014).
- [24] N. V. Golovastikov, D. A. Bykov, and L. L. Doskolovich, Resonant diffraction gratings for spatial differentiation of optical beams, *Quantum Electronics* **44**, 984 (2014).
- [25] L. Maigyte and K. Staliunas, Spatial filtering with photonic crystals, *Applied Physics Reviews* **2** (2015).
- [26] A. Roberts, D. E. Gómez, and T. J. Davis, Optical image processing with metasurface dark modes, *JOSA A* **35**, 1575 (2018).
- [27] J. Zhou, H. Qian, C.-F. Chen, J. Zhao, G. Li, Q. Wu, H. Luo, S. Wen, and Z. Liu, Optical edge detection based on high-efficiency dielectric metasurface, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **116**, 11137 (2019).
- [28] Q. Qian, S. Ti, and C. Wang, All-dielectric ultrathin metasurface angular filter, *Optics Letters* **44**, 3984 (2019).
- [29] L. Wesemann, T. J. Davis, and A. Roberts, Meta-optical and thin film devices for all-optical information processing, *Applied Physics Reviews* **8** (2021).
- [30] L. Wan, D. Pan, S. Yang, W. Zhang, A. A. Potapov, X. Wu, W. Liu, T. Feng, and Z. Li, Optical analog computing of spatial differentiation and edge detection with dielectric metasurfaces, *Optics Letters* **45**, 2070 (2020).
- [31] A. Komar, R. A. Aoni, L. Xu, M. Rahmani, A. E. Miroshnichenko, and D. N. Neshev, Edge detection with Mie-resonant dielectric metasurfaces, *ACS Photonics* **8**, 864 (2021).
- [32] X. Bi, X. Guo, X. Wu, X. Fan, B. Wei, D. Wen, S. Liu, J. Zhao, and P. Li, Wideband optical edge detection based on dielectric metasurface, *Applied Physics Letters* **123** (2023).
- [33] M. Cotrufo, A. Arora, S. Singh, and A. Alù, Dispersion engineered metasurfaces for broadband, high-NA, high-efficiency, dual-polarization analog image processing, *Nature Communications* **14**, 7078 (2023).
- [34] M. Cotrufo, S. Singh, A. Arora, A. Majewski, and A. Alù, Polarization imaging and edge detection with image-

- processing metasurfaces, *Optica* **10**, 1331 (2023).
- [35] I. Tanriover, S. A. Dereshgi, and K. Aydin, Metasurface enabled broadband all optical edge detection in visible frequencies, *Nature Communications* **14**, 6484 (2023).
- [36] S. R.-K. Rodriguez, Classical and quantum distinctions between weak and strong coupling, *European Journal of Physics* **37**, 025802 (2016).
- [37] R. Kolkowski and A. Shevchenko, Enabling infinite Q factors in absorbing optical systems, *Nanophotonics* **12**, 3443 (2023).
- [38] M. N. Polyanskiy, Refractiveindex. info database of optical constants, *Scientific Data* **11**, 94 (2024).
- [39] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays, *Nature* **391**, 667 (1998).
- [40] B. Soltani, B. Azarhoushang, and A. Zahedi, Laser ablation mechanism of silicon nitride with nanosecond and picosecond lasers, *Optics & Laser Technology* **119**, 105644 (2019).
- [41] D. J. Moss, R. Morandotti, A. L. Gaeta, and M. Lipson, New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and Hydex for nonlinear optics, *Nature Photonics* **7**, 597 (2013).
- [42] S. Hooker and C. Webb, *Laser Physics*, Vol. 9 (Oxford University Press, 2010) Chap. 6.
- [43] S. Yao and Z. Wang, Edge states and topological invariants of non-Hermitian systems, *Physical Review Letters* **121**, 086803 (2018).
- [44] S. Longhi, Probing non-Hermitian skin effect and non-Bloch phase transitions, *Physical Review Research* **1**, 023013 (2019).
- [45] N. Okuma, K. Kawabata, K. Shiozaki, and M. Sato, Topological origin of non-Hermitian skin effects, *Physical Review Letters* **124**, 086801 (2020).