

基于拓扑优化的自由形状波分复用超光栅*

桑迪¹⁾²⁾³⁾ 徐明峰²⁾³⁾ 安强¹⁾ 付云起^{1)†}

1) (国防科技大学电子科学学院, 长沙 410073)

2) (中国科学院光电技术研究所, 微细加工光学技术国家重点实验室, 成都 610209)

3) (中国科学院光电技术研究所, 矢量光场研究中心, 成都 610209)

(2022年5月20日收到; 2022年8月4日收到修改稿)

超表面由亚波长尺度排列的人工原子阵列组成, 在调控光场相位、振幅、偏振等方面具有巨大优势. 受离散采样原理和周期性假设的限制, 传统正向设计方法不可避免地存在设计误差, 容易导致器件性能下降. 本文采用基于伴随的多目标拓扑优化方法, 逆向设计了一种具有大偏折角度、偏振不敏感特性的自由形状波分复用超光栅. 仿真结果表明, 相比于离散规则结构, 拓扑优化的波分复用超光栅具有更优越的偏振不敏感性能. 此外, 该结构对 510 nm 入射光的偏折角度可达 70.8° , 其绝对偏折效率高达 48%; 对于 852 nm 入射光, 其透射效率为 98%. 在此基础上, 通过使用随机初始结构可将绝对偏折效率优化至 70% 以上. 本文设计的自由形状波分复用超光栅具有偏折角度大、效率高和空间串扰低等优点, 在光通信、微纳光场调控、基于里德堡原子的微波测量等领域具有潜在应用前景.

关键词: 自由形状超表面, 逆向设计, 拓扑优化, 波分复用**PACS:** 42.25.Bs, 02.60.Pn, 24.10.Ht**DOI:** 10.7498/aps.71.20221013

1 引言

相比于传统光学器件, 亚波长超表面具有电磁调控能力强、平面化、轻量化等优势, 在光学成像、显微、全息、光通信等领域具有重要应用^[1,2]. 例如, 光学超表面具有光场振幅、相位、偏振等多维参量调控能力, 已广泛应用于光束偏折器^[3]、消色差超透镜^[4,5]、全息超表面^[6–8]、偏振光学^[9–11]等. 特别是在平面光束偏折器件中, 利用不同的相位累积机制 (例如谐振相位^[12,13]、几何相位^[14–16]或导模相位^[9,17]), 周期性重复的离散单元可以实现特定的连续线性相位分布, 从而将光束高效集中于特定的衍射阶次. 然而, 传统设计方法依赖于有限采样单元的相位映射来获得光束偏折功能, 这导致在大偏折

角度、偏振敏感性、多功能等偏折器件设计中引入不可忽略的设计误差. 特别是在大角度偏折设计中, 由于光栅周期和对称性的降低以及离散化超单元映射不足等因素, 导致衍射效率急剧下降. 尽管近期研究表明, 通过非对称单一结构可实现较高效率的大角度光束偏折^[18,19], 但它并没有突破离散超表面的限制. 与离散结构相比, 连续结构可以产生空间连续的场分布模式, 并避免相邻子单元之间的局域共振影响^[20–22].

逆向设计算法可以实现高效超光学器件的逆向设计^[23,24], 近年来引起了研究人员的广泛关注. 一般而言, 复杂功能光学器件依赖于设计人员的物理直觉和经验, 而逆向设计可避免设计人员对复杂物理过程的深刻理解, 可以实现复杂光场传播和空间模式分布的调控. 其中, 基于伴随模拟的拓扑优

* 国家自然科学基金 (批准号: 12104509, 62105338) 和四川省国际科技合作计划 (批准号: 2020YFH0002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yunqifu@nudt.edu.cn

化方法具有计算效率高、设计自由度高等优点,可以设计具有非直观、准连续的自由形状超表面,已广泛应用于大角度超光栅^[25]、宽带波长解复用器^[26]、角度可调谐偏振转换超表面^[27]、双波长聚焦超透镜^[28]、长焦深超透镜^[29]、和高 NA 消色差超透镜^[30]等各种光学功能器件. 利用格林函数的对称性,基于伴随模拟的拓扑优化在每次优化迭代操作中只需要计算两次麦克斯韦方程^[31,32],这可大幅提升优化效率.

本文采用基于伴随的多目标拓扑优化方法,实现了大角度偏折、偏振不敏感的自由形状波分复用超光栅. 其可实现 510 nm 的入射光的大角度(+70.8°)、高效率偏折,以及 852 nm 入射光的高效透射,从而实现高效波分复用功能. 首先,在传统离散周期方法的基础上,正向设计的光束偏折超光栅作为初始结构,并采用多目标拓扑优化方法进行逆向优化. 拓扑优化后,自由形状超光栅 TM(TE)偏振光的绝对偏折效率从 46%(36%) 优化到 48%(48%),实现了偏振不敏感调控. 然后,通过随机初始结构扩大参数搜索空间,成功实现了由非直观、准连续拓扑结构组成的自由形状超光栅,其最大绝对效率提高到 70% 以上. 上述偏振不敏感超光学器件可以替代传统块体状二向色镜,实现平面、紧凑的光学集成系统,在光通信、基于里德堡原子的微波测量^[33,34]等实际场景中具有重要的应用价值.

2 基于广义折反射定理的离散相位梯度超光栅

光栅方程确定了周期、工作波长与衍射阶及其衍射角度之间的关系:

$$n_t \sin \theta_t - n_i \sin \theta_i = m \frac{\lambda}{P}, \quad (1)$$

其中 n_t 和 n_i 是透射侧和入射侧介质的折射率; θ_t 和 θ_i 分别是透射角和入射角; m 是衍射阶次; λ 是自由空间中的波长; P 是光栅结构的周期. 当周围介质为空气且光垂直于界面入射时,上述公式可简化为

$$\sin \theta_t = m \frac{\lambda}{P}. \quad (2)$$

根据上述公式,为了实现图 1(a) 所示的多功能波分复用超表面 ($\lambda_1 = 510$ nm 绿光偏折,而 $\lambda_2 = 852$ nm 红光保持高透射率),光栅周期 P 应满足在 510 nm 到 852 nm 范围内. 此时红光只有 0 阶

衍射,光束仍保持入射方向垂直透射;绿光有三个衍射阶 ($0, \pm 1$),其高阶衍射光束将被偏折至 θ_t 方向. 本文的设计目标为 70° 大角度偏折,取光栅周期为 $P = 540$ nm.

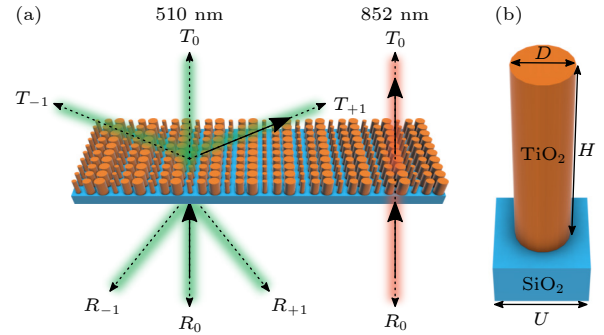


图 1 大角度波分复用超光栅示意图 (a) 器件示意图; (b) 单元示意图

Fig. 1. Schematic diagram of large-angle wavelength-division multiplexing-based metagrating: (a) Overall schematic; (b) unit schematic.

然而,由于光栅方程无法决定功率分配,光栅导致的对称散射响应将功率均匀分布到正负阶,而不同衍射阶次间的能量分布由组成光栅周期单元的定向散射贡献总和决定. 因此,为了抑制其余衍射阶次能量、提高大角度偏折效率,需要打破光栅对称性,构建非对称散射图案的周期单元结构. 广义斯涅尔定律^[35]给出了异常折射(反射)的相位梯度超表面的设计方法:

$$\sin \theta_t = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx}, \quad (3)$$

其中 $d\Phi/dx$ 是超表面的相位梯度. 通过由梯度排列相位分布构成的非对称梯度周期单元结构,其大部分能量集中在所需的光栅阶数 T_{+1} 衍射阶,并抑制所有其他透射阶 (T_0 和 T_{-1}) 方向的能量,从而实现光场的定向偏折控制.

如图 1(b) 所示,所设计的超表面单元由亚波长长方形晶格上的 TiO_2 圆柱阵列组成,熔融石英为基板. TiO_2 圆柱可充当法布里-珀罗谐振器,不同直径可支持不同的有效折射率模式. 其中, TiO_2 柱高度 H 为 600 nm,在 510 和 852 nm 处的折射率分别为 2.6964 和 2.5082^[36],石英基板的折射率为 1.45^[36]. 图 2 显示了单元结构扫描的严格耦合波分析 (rigorous coupled-wave analysis, RCWA)^[37] 的计算结果. 为了满足奈奎斯特采样标准 ($U < \lambda/2 \sin \theta_t$) 并构建非对称散射结构,周期内的单元

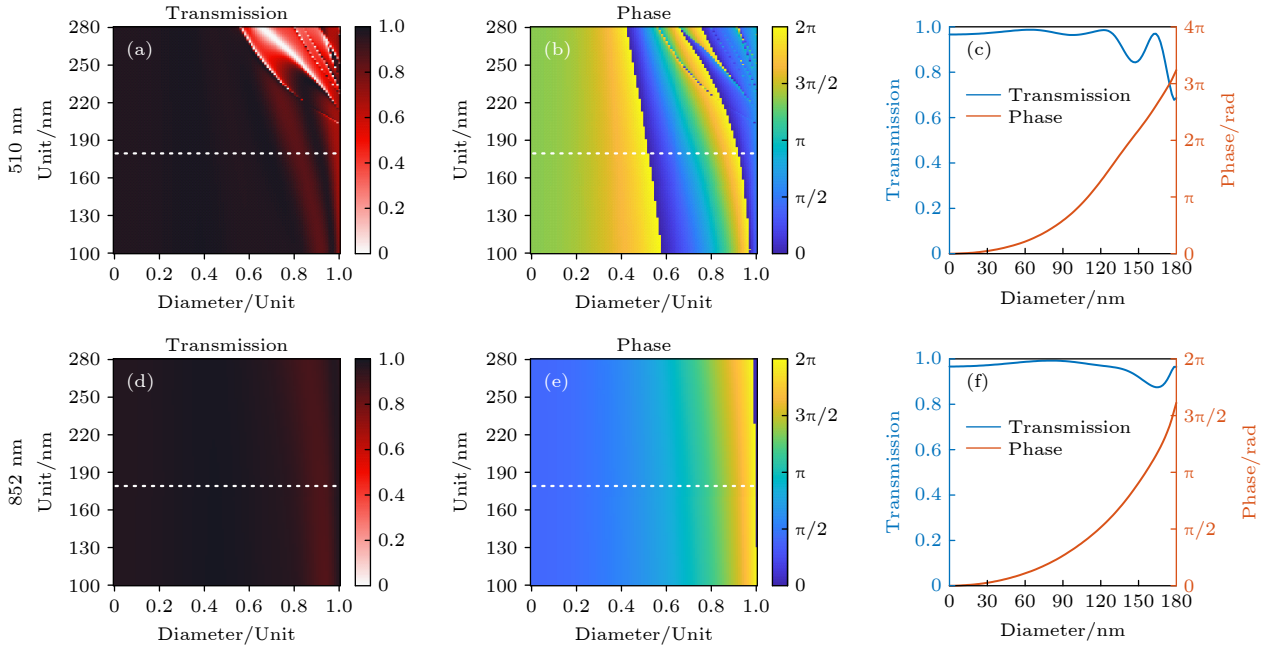


图2 波长为 510 和 852 nm 时, 具有不同单元尺寸和占空比的方形晶格上周期性 TiO_2 圆柱的 (a), (d) 透射率和 (b), (e) 相位; (c), (f) 具有 180 nm 单元尺寸和 600 nm 高度的不同直径的周期性 TiO_2 圆柱的透射率和相位

Fig. 2. Calculation of (a), (d) the transmission and (b), (e) the phase of the periodic TiO_2 cylinders on a square lattice with different unit size and duty cycles at $\lambda = 510$ nm and 852 nm; (c), (f) transmission and phase of the periodic TiO_2 cylinders with 180 nm unit size and 600 nm height for different diameters.

数量越多越好. 然而, 随着超单元尺寸的减小, 其相位调节能力也将降低, 并且深宽比的增加也导致加工难度陡增. 因此, 每个周期中设计三个单元以满足非对称散射结构的最小数量, 此时每个单元的大小为 $U = 180$ nm.

如图 2(c) 和图 2(f) 所示, 当单元尺寸为 180 nm 的圆柱阵列将圆柱直径从 0 nm 渐变为 180 nm 时, 它可实现 510 nm 波长处 0 至 2π 的全相位调控, 同时在 510 和 852 nm 波长处保持 90% 以上的高透射率. 因此, 本文选取了三个具有相位增量 $2\pi/3$ 的高性能单元作为超表面光栅的周期设计单元, 其参数如表 1 所列. 值得注意的是, 虽然单元结构在 852 nm 处存在相位波动, 但由于光栅方程决定的能量流动, 透射光将完全保持与入射光相同的波矢量方向, 并垂直透过光栅, 以下全波模拟结果也将验证这一结论.

表 1 选取的不同直径 TiO_2 圆柱的性能参数
Table 1. Performance parameters of selected TiO_2 cylinders with different diameters.

圆柱直径 /nm	透射率		相位/(°)	
	510 nm	852 nm	510 nm	852 nm
64	0.989	0.988	45.0	22.6
106	0.968	0.981	163.4	69.4
130	0.970	0.964	285.2	112.7

根据上述单元结构, 设计的规则、离散梯度大角度偏折超光栅如图 3(a) 所示. 沿 y 方向亚衍射周期 $P_y = 180$ nm, 而沿 x 方向定义光束弯曲角的周期 $P_x = 540$ nm, 对应于工作波长处的 70.8° 偏折角. 图 3(b) 和图 3(c) 为 xoz 平面电场分布的有限差分域 (finite difference time domain, FDTD) 全波模拟结果. 从图 3(b) 和图 3(c) 中可见, 光波在介质柱子中激发出法布里-珀罗型共振. 特别地, 在 510 nm 处垂直入射的 TE 波与 TM 波均被偏折到 70.8° 方向, 而在 852 nm 处保持完美的垂直透射. 这里需要注意的是衍射角由 (2) 式决定, 即偏折角度仅能通过调整光栅周期进行调节, 而偏折效率主要依赖于光栅周期单元散射能力. 因此, 通过超光栅所产生电场的空间分布本质上是源于阵列衍射因子与单元干涉因子之积.

为了量化器件性能, 传输和衍射效率定义为^[3,15]

$$\begin{cases} \eta_T = I_{\text{out}}/I_{\text{input}}, \\ \eta_D = I_{1\text{rd}}/I_{\text{out}}, \end{cases} \quad (4)$$

其中 I_{input} 是石英衬底的透射强度; I_{out} 和 $I_{1\text{rd}}$ 分别是超表面透射中的总透射强度和 +1 级衍射强度. 因此, 绝对偏折效率可表示为

$$\eta = \eta_T \cdot \eta_D = I_{1\text{rd}}/I_{\text{input}}. \quad (5)$$

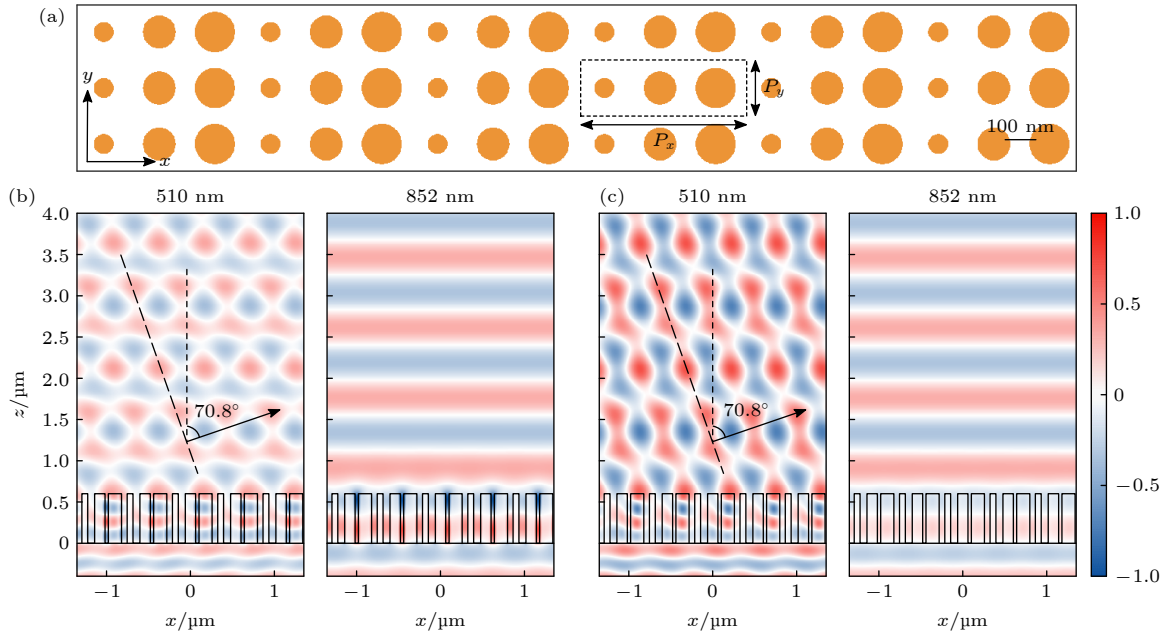

 图 3 (a) 超光栅结构的顶视图; (b) TM 和 (c) TE 激励时, xoz 平面的电场分布

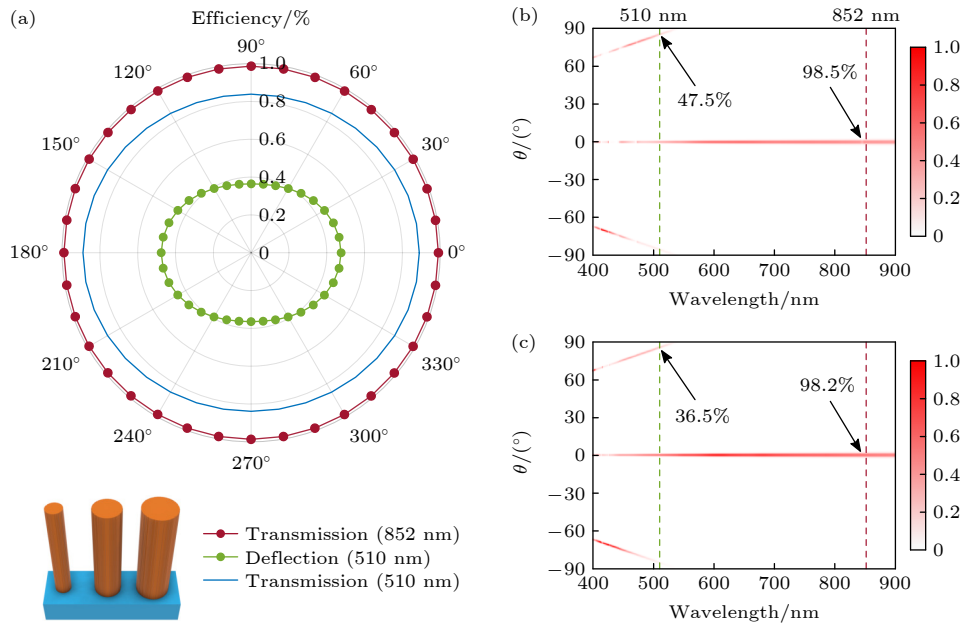
 Fig. 3. (a) Top view of the metagrating; (b) electric field distribution in the xoz plane for TM and (c) TE excitation.


图 4 (a) 设计的超光栅在不同偏振方向下的传输效率与偏折效率; (b) TM 和 (c) TE 平面波垂直入射时, 透射光强的远场分布

Fig. 4. (a) Transmission efficiency and deflection efficiency of the designed metagrating with different polarization directions; far-field profiles of transmitted light intensity at normal incidence of (b) TM and (c) TE plane wave.

传输效率、偏折效率与入射偏振的关系如图 4(a) 所示. 实际上, 由于圆形介质柱的圆形对称性, 所设计的超光栅在理论上是偏振无关的. 该器件在 510 和 852 nm 处表现出偏振无关的高性能 (超过 84% 和 98%) 透明状态. 然而, 在 510 nm 处, 大角度衍射导致的阻抗失配使得 TM 波偏折效率 (47.5%) 高于 TE 波偏折效率 (36.5%). 此外, 由于离散单

元对于能量定向控制的能力较差, 能量无法集中到所需的 T_{+1} 阶上, 即 TM(TE) 波的相对衍射效率仅为 53.5%(43.5%). 图 4(b) 和图 4(c) 展示了 TM 和 TE 波入射时的远场光强分布. 从图 4(b) 和图 4(c) 可以看到, 在绿光波段中存在三个衍射阶可以使光束大角度偏折, 而在红光波段中只有 0 阶垂直衍射并保持高透射率.

3 基于伴随模拟的拓扑优化自由形状超光栅

基于上述正向设计结果, 本文基于伴随算法的逆向设计方法, 继续设计了一种高效率、大偏折角度、偏振不敏感的自由形状超光栅. 本质上, 基于伴随的逆向设计是一种梯度优化算法, 即每次迭代更新梯度值, 使得目标函数 (figure of merit, FOM) 最大化. 此时, 单个优化目标被定义为特定波长和偏振的入射波偏折到特定衍射通道中的效率:

$$f_{ij} = |\mathbf{E}_{ij}|^2, \quad (6)$$

其中 $i = \lambda_1, \lambda_2$ 表示设计波长; $j = \text{TM}, \text{TE}$ 表示入射偏振态; $\mathbf{E}_{ij}$ 表示特定波长下的所需的+1 或 0 阶衍射透射光的电场复振幅. 因此, 多目标优化的 FOM 可以表示为多个目标函数的权重之和:

$$\text{FOM} = \sum_{\substack{i=\lambda_1, \lambda_2 \\ j=\text{TM}, \text{TE}}} w_{ij} f_{ij}, \quad (7)$$

其中 w_{ij} 为不同目标函数的权重. 在每次拓扑优化迭代中的梯度可以表示为^[31]

$$\frac{\partial \text{FOM}}{\partial \varepsilon(\mathbf{r})} = \sum_{ij} w_{ij} \Re[\mathbf{E}_{ij}^{\text{fwd}}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_{ij}^{\text{adj}}(\mathbf{r})], \quad (8)$$

其中 $\varepsilon(\mathbf{r})$ 为介电常数分布; $\Re$ 表示取电场实部; $\mathbf{E}_{ij}^{\text{fwd}}(\mathbf{r})$ 为正向模拟计算出的电场复振幅, 而伴随模拟的电场振幅 $\mathbf{E}_{ij}^{\text{adj}}(\mathbf{r})$ 定义为

$$\mathbf{E}_{ij}^{\text{adj}}(\mathbf{r}) = \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \frac{\partial f_{ij}}{\partial \mathbf{E}_{ij}}, \quad (9)$$

其中 $\mathbf{r}$ 和 $\mathbf{r}'$ 分别表示结构内的点和目标区域内的点; $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 是麦克斯韦-格林函数, 表示 $\mathbf{r}'$ 点处的感应电偶极子在 $\mathbf{r}$ 点的电场. 此时, 优化目标对电场的偏导数即为每次迭代中伴随模拟的激励源:

$$\frac{\partial f_{ij}}{\partial \mathbf{E}_{ij}} = \mathbf{E}_{ij}^*, \quad (10)$$

其中*为复共轭算符. 因此, 仅通过计算正向和伴随两次模拟, 并将多个优化目标的梯度加权求和, 便可得到 FoM 的优化梯度更新 (如图 5 所示).

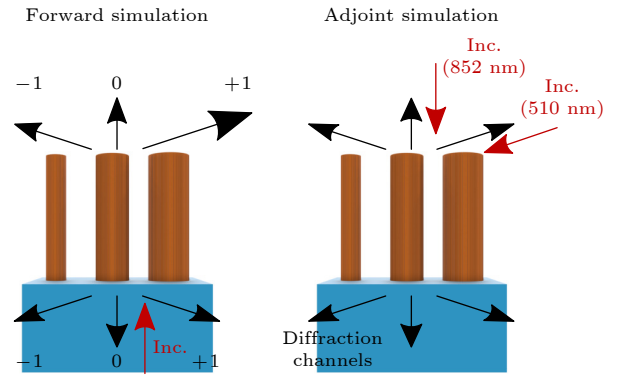


图 5 伴随方法示意图. 每次迭代都需要两次模拟 (正向模拟和伴随模拟), 每个模拟激励源都以红色绘制
Fig. 5. Adjoint method schematic. Two simulations (the forward and the adjoint simulation) are needed for every iteration. Sources for each simulation are drawn in red.

波分复用超光栅的拓扑优化过程如图 6 所示, 其中插图直观地展示了超光栅结构的演变过程. 可以看到, 随着迭代次数的增加, 对于 510 nm 入射光, TM 和 TE 波的偏折效率均稳定在 48% 左右;

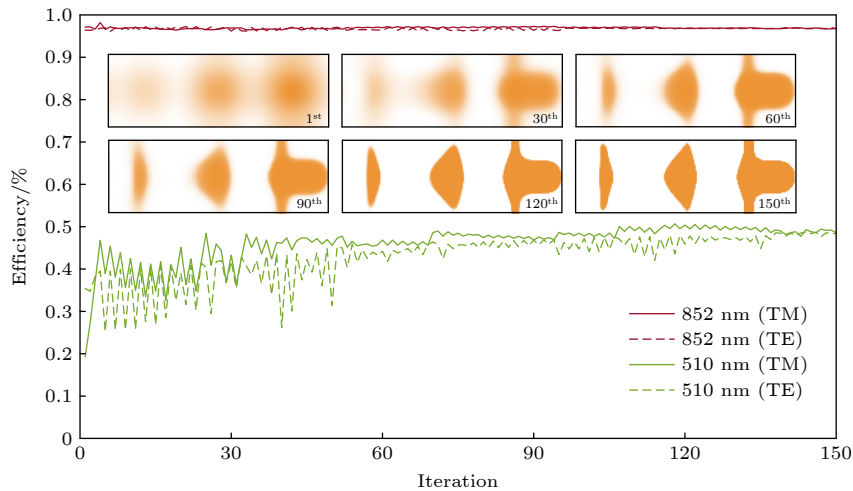


图 6 超光栅的拓扑优化过程: 绿光偏折效率与红光透过效率的演变, 以及拓扑形态的演变

Fig. 6. Topology optimization process of metagratings: the evolution of green light deflection efficiency and red light transmission efficiency, and the evolution of topology shapes in different iterations.

对于 852 nm 入射光, 透过率始终维持在 98% 左右. 此外, 在拓扑优化过程中, 渐变的超表面介电常数分布被实时修正, 使得初始结构最终收敛到拓扑形态的 TiO_2 或空气介电常数分布. 由于梯度算法的高效性, 随着优化迭代次数的增加, 超表面的拓扑形状迅速改变, 其拓扑结构在约 60 代时基本形成.

因此, 在优化过程的后期, 相应的 FOM 没有得到显著改善. 实际上, 优化过程最后阶段的主要目的是在保持高 FOM 的同时, 完全二值化超表面的介电常数分布, 使得优化后的超表面满足物理可实现性.

图 7(a) 显示了拓扑优化的自由形状超光栅结构分布. 图 7(b) 和图 7(c) 给出了 xoz 平面中的电

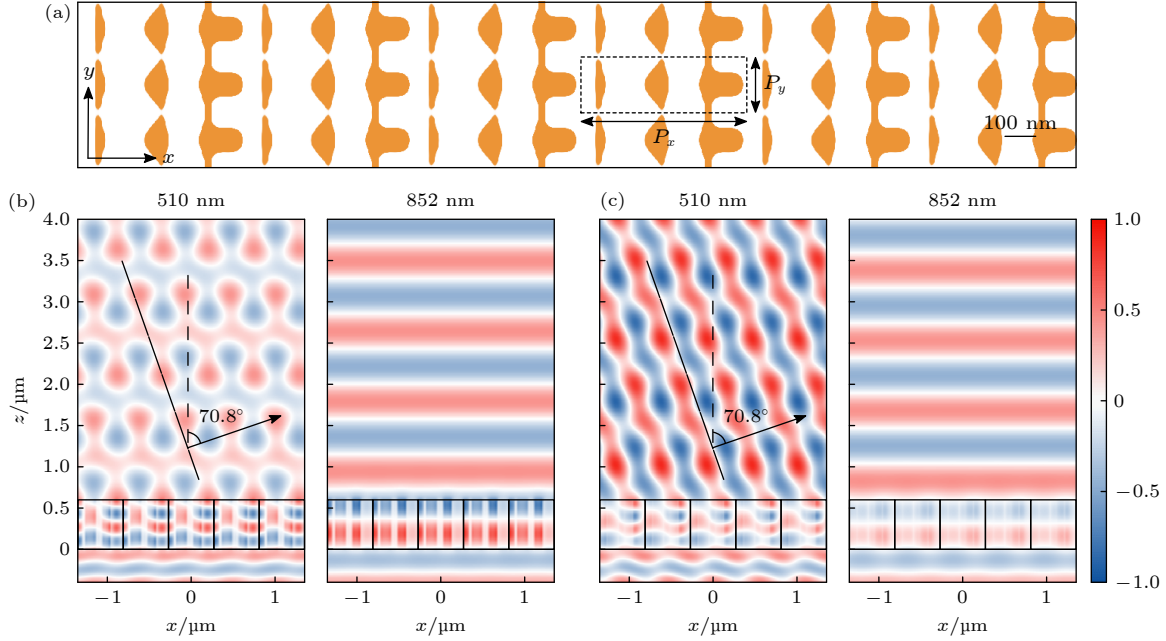


图 7 (a) 拓扑优化后自由形状超光栅的顶视图; (b) TM 和 (c) TE 激励时 xoz 平面的电场分布

Fig. 7. (a) Top view of the topology-optimized freeform metagrating; electric field distribution in the xoz plane for (b) TM and (c) TE excitation.

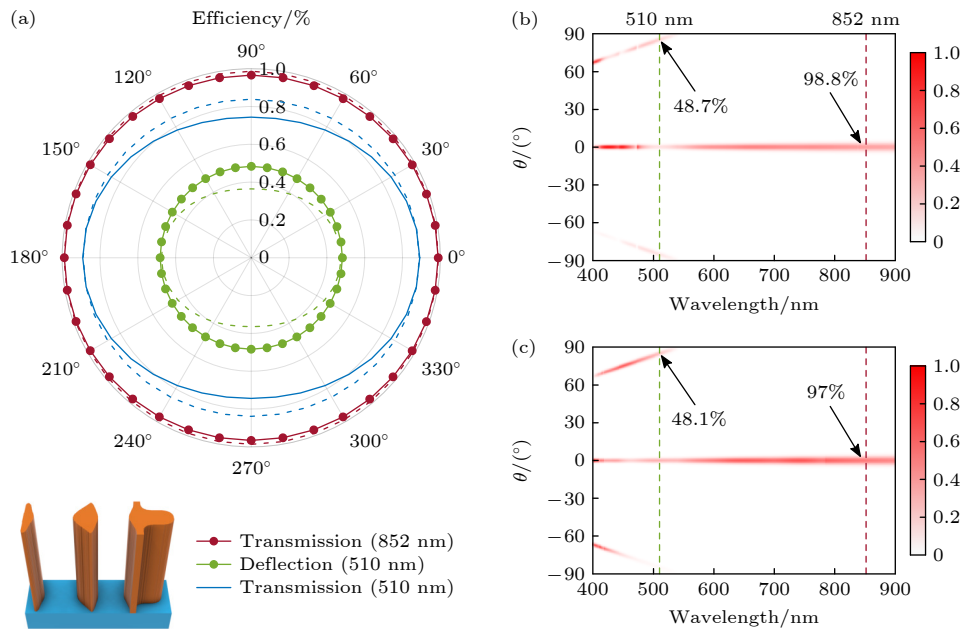


图 8 (a) 拓扑优化的超光栅在不同偏振方向下的传输效率与偏折效率; (b) TM 和 (c) TE 平面波垂直入射时, 透射光强的远场分布

Fig. 8. (a) Transmission efficiency and deflection efficiency of the topology-optimized metagrating with different polarization directions; far-field profiles of transmitted light intensity at normal incidence of (b) TM and (c) TE plane wave.

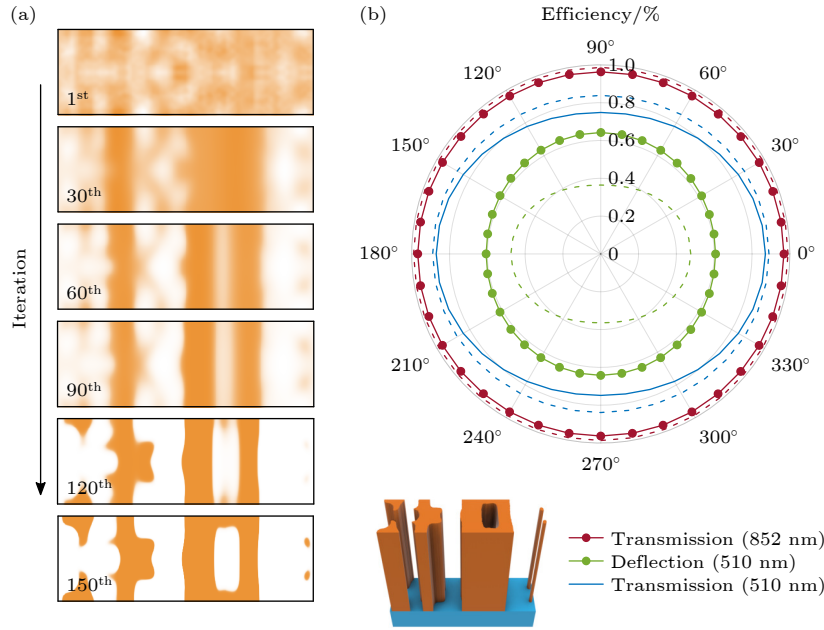


图 9 (a) 自由形状超光栅的优化演变过程; (b) 自由形状超光栅不同入射偏振的传输效率与偏折效率

Fig. 9. (a) Evolution of freeform metagrating; (b) transmission efficiency and deflection efficiency of the freeform metagrating with different polarization directions.

场分布结果, 由垂直入射的 TM 和 TE 光照射的五个周期结构组成. 结果表明, 大部分透射光均有效偏折至 70.8° . 此外, 相比于正向离散超表面, 偏折电场分布更加接近均匀平面波, 表明优化后的超表面有效抑制了其余衍射阶能量分配.

如图 8 所示, 相比于正向设计的离散超表面, 拓扑优化后自由形状超光栅的 TM 偏折效率没有太大变化. 然而, 由于优化中选取了相同的 TM 和 TE 性能权重, TE 波的偏折效率从 36.5% 提升至与 TM 波相近的 48.1%. 值得注意的是, 即使 510 nm 的 TE 偏振透过效率大幅下降, 但所需要的偏折效率仍满足优化目标的提升, 这导致相对衍射效率的增加 (从 43.5% 提升至 65.5%).

4 基于随机初始结构的高效自由形状超光栅

梯度算法是一种局部最优算法, 初始值对优化结果具有很大的影响. 将正向设计结果作为初始结构, 更容易实现局部最优值, 但也限制了拓扑结构的参数优化空间. 因此, 本文使用随机生成的图案作为初始结构, 逆向设计了多个高效的自由形状超光栅结构.

图 9 显示了一个典型的优化结构. 图 9(a) 为不同迭代次数中的拓扑演变过程, 最终由互连且复

杂的线条结构组成. 图 9(b) 展示了自由形状超表面的性能. 从图 9(a) 和图 9(b) 可以看到, 相比于正向设计超光栅 47% (36%) 的偏折效率以及基于正向结构优化超光栅的 48% (48%) 偏折效率, 该完全自由形状超光栅的绿光偏折效率显著提升至 60% 以上, 而红光透射效率仍然保持在 96% 以上.

最后, 本文对各种随机初始结构的自由形状超表面进行了优化设计. 各种演变的拓扑形状和性能结果如图 10 所示. 从图 10 可以发现, 由于梯度算法的局部最优特性, 不同初始结构得到最终的优化结构与性能均有所不同. 值得注意的是, 在正向设计中, 由于单元尺寸的限制, y 方向需要特定的周期以满足超单元周期的预设边界条件. 而自由形状的拓扑优化在 y 方向增加了更多自由度, 从而提高了性能上限. 例如当 P_y 增加至 300 nm 或 400 nm 时, 其偏折效率可大幅提升至 70%.

5 结论

本文利用逆向拓扑优化设计方法, 逆向设计了大角度偏折、偏振不敏感的波分复用自由形状超表面. 相比于正向设计的离散超表面, 拓扑优化后的超光栅偏振不敏感性大大提升, 且绝对偏折效率保持在 48% 左右. 此外, 本文还证明了基于随机初始结构, 可以优化搜索出新的高性能器件. 这种完全

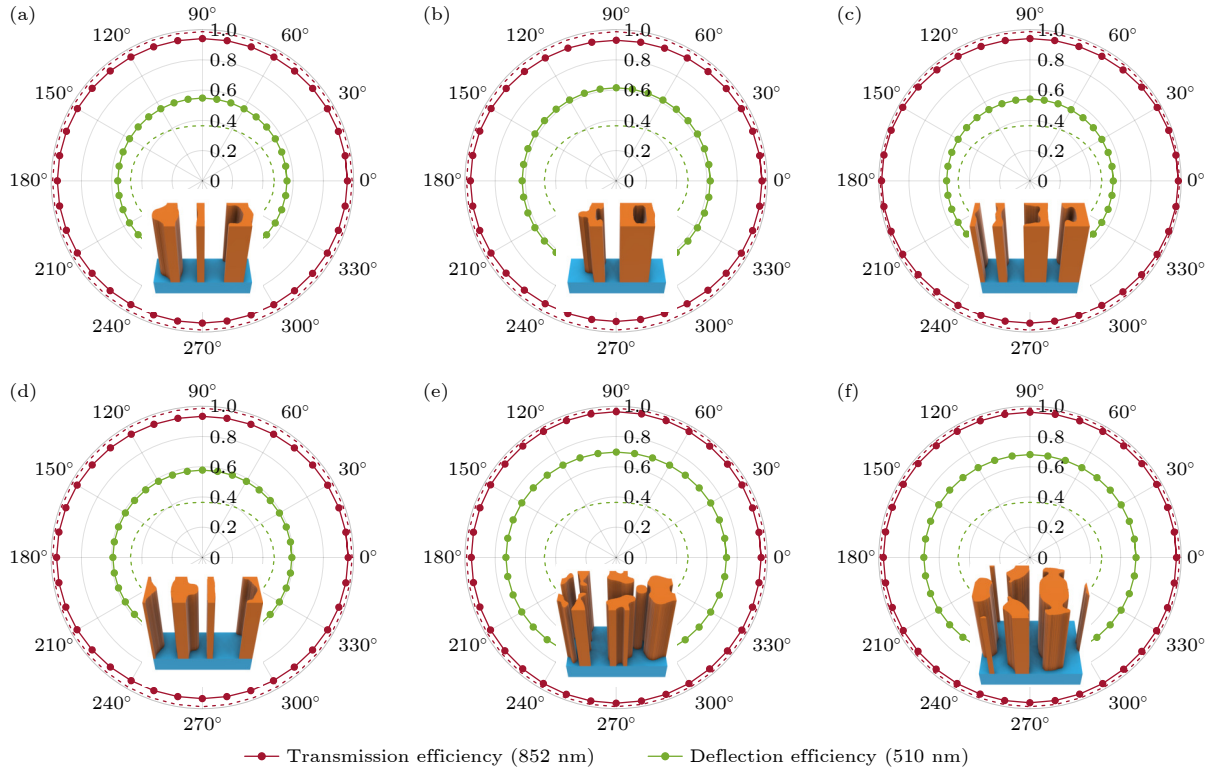


图 10 自由形状超表面的性能 (a)–(c) $P_y = 180$ nm; (d) $P_y = 200$ nm; (e) $P_y = 300$ nm; (f) $P_y = 400$ nm, 其中虚线表示正向设计的效率曲线

Fig. 10. Performance of freeform metasurface: (a)–(c) $P_y = 180$ nm; (d) $P_y = 200$ nm; (e) $P_y = 300$ nm; (f) $P_y = 400$ nm, where the dashed lines indicate the efficiency curves of the forward design.

自由形状超光栅具有复杂、非直观的空间拓扑结构, 并具有偏振无关、效率高、偏折角度大等优点. 本文提出的多目标拓扑优化设计方法可以应用于非周期性、多波长、多功能超表面设计中, 为新型复杂光场调控的平面光学器件提供了一种高效的设计思路.

参考文献

- [1] Yu N, Capasso F 2014 *Nat. Mater.* **13** 139
- [2] Luo X 2019 *Adv. Mater.* **31** 1804680
- [3] Yu Y F, Zhu A Y, Paniagua-Domínguez R, Fu Y H, Luk'yanchuk B, Kuznetsov A I 2015 *Laser Photonics Rev.* **9** 412
- [4] Wang Y, Fan Q, Xu T 2021 *Opto-Electron. Adv.* **4** 200008
- [5] Wang S, Wu P C, Su V C, Lai Y C, Chen M K, Kuo H Y, Chen B H, Chen Y H, Huang T T, Wang J H, Lin R M, Kuan C H, Li T, Wang Z, Zhu S, Tsai D P 2018 *Nat. Nanotechnol.* **13** 227
- [6] Zheng G, Mühlénbernd H, Kenney M, Li G, Zentgraf T, Zhang S 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 308
- [7] Li X, Chen L, Li Y, Zhang X, Pu M, Zhao Z, Ma X, Wang Y, Hong M, Luo X 2016 *Sci. Adv.* **2** e1601102
- [8] Gao H, Fan X, Xiong W, Hong M 2021 *Opto-Electron. Adv.* **4** 210030
- [9] Arbabi A, Horie Y, Bagheri M, Faraon A 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 937
- [10] Fan Q, Liu M, Zhang C, Zhu W, Wang Y, Lin P, Yan F, Chen L, Lezec H J, Lu Y, Agrawal A, Xu T 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 267402
- [11] Yue Z, Li J, Li J, Zheng C, Liu J, Wang G, Xu H, Chen M, Zhang Y, Zhang Y, Yao J 2022 *Opto-Electron. Sci.* **1** 210014
- [12] Decker M, Staude I, Falkner M, Dominguez J, Neshev D N, Brener I, Pertsch T, Kivshar Y S 2015 *Adv. Opt. Mater.* **3** 813
- [13] Shalaev M I, Sun J, Tsukernik A, Pandey A, Nikolskiy K, Litchinitser N M 2015 *Nano Lett.* **15** 6261
- [14] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, Oh J, Zhu A Y, Capasso F 2016 *Science* **352** 1190
- [15] Lin D, Fan P, Hasman E, Brongersma M L 2014 *Science* **345** 298
- [16] Xie X, Pu M, Jin J, Xu M, Guo Y, Li X, Gao P, Ma X, Luo X 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 183902
- [17] Lalanne P, Chavel P 2017 *Laser Photonics Rev.* **11** 1600295
- [18] Khaidarov E, Hao H, Paniagua-Domínguez R, Yu Y F, Fu Y H, Valuckas V, Yap S L K, Toh Y T, Ng J S K, Kuznetsov A I 2017 *Nano Lett.* **17** 6267
- [19] Paniagua-Domínguez R, Yu Y F, Khaidarov E, Choi S, Leong V, Bakker R M, Liang X, Fu Y H, Valuckas V, Krivitsky L A, Kuznetsov A I 2018 *Nano Lett.* **18** 2124
- [20] Xu M, Pu M, Sang D, Zheng Y, Li X, Ma X, Guo Y, Zhang R, Luo X 2021 *Opt. Express* **29** 10181
- [21] Xu M F, He Q, Pu M B, Zhang F, Li L, Sang D, Guo Y H, Zhang R Y, Li X, Ma X L, Luo X G 2022 *Adv. Mater.* **34** 2108709
- [22] Pu M, Li X, Ma X, Wang Y, Zhao Z, Wang C, Hu C, Gao P, Huang C, Ren H, Li X, Qin F, Yang J, Gu M, Hong M, Luo X 2015 *Sci. Adv.* **1** e1500396

- [23] Molesky S, Lin Z, Piggott A Y, Jin W, Vuckovic J, Rodriguez A W 2018 *Nat. Photonics* **12** 659
- [24] Elsawy M M R, Lanteri S, Duvigneau R, Fan J A, Genevet P 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 1900445
- [25] Sell D, Yang J, Doshay S, Yang R, Fan J 2017 *Nano Lett.* **17** 3752
- [26] Piggott A Y, Lu J, Lagoudakis K G, Petykiewicz J, Babinec T M, Vuckovic J 2015 *Nat. Photonics* **9** 374
- [27] Shi Z, Zhu A Y, Li Z, Huang Y W, Chen W T, Qiu C W, Capasso F 2020 *Sci. Adv.* **6** eaba3367
- [28] Mansouree H K M, Arbabi E, Mcclung A, Faraon A, Arbabi A 2020 *Optica* **7** 77
- [29] Zheng Y, Xu M, Pu M, Zhang F, Sang D, Guo Y, Li X, Ma X, Luo X 2022 *Nanophotonics* **11** 2967
- [30] Chung Hand Miller O D 2020 *Opt. Express* **28** 6945
- [31] Lalau-Keraly C M, Bhargava S, Miller O D, Yablonovitch E 2013 *Opt. Express* **21** 21693
- [32] Luo X, Pu M, Zhang F, Xu M, Guo Y, Li X, Ma X 2022 *J. Appl. Phys.* **131** 181101
- [33] Fu Y Q, Lin Y, Wu B, An Q, Liu Y 2022 *Chin. J. Radio Sci.* **37** 279 (in Chinese) [付云起, 林沂, 武博, 安强, 刘隸 2022 *电波科学学报* **37** 279]
- [34] Lin Y, Wu F C, Mao R Q, Yao J W, Liu Y, An Q, Fu Y Q 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 170702 (in Chinese) [林沂, 吴逢川, 毛瑞棋, 姚佳伟, 刘隸, 安强, 付云起 2022 *物理学报* **71** 170702]
- [35] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [36] Mansouree M, Mcclung A, Samudrala S, Arbabi A 2021 *ACS Photonics* **8** 455
- [37] Li L 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 2758

Freeform wavelength division multiplexing metagrating based on topology optimization*

Sang Di¹⁾²⁾³⁾ Xu Ming-Feng²⁾³⁾ An Qiang¹⁾ Fu Yun-Qi^{1)†}

1) (College of Electronic Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

2) (State Key Laboratory of Optical Technologies on Nano-Fabrication and Micro-Engineering, Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, China)

3) (Research Center on Vector Optical Fields, Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, China)

(Received 20 May 2022; revised manuscript received 4 August 2022)

Abstract

Metasurfaces consist of arrays of artificial atoms arranged on a subwavelength scale, and have significant advantages in modulating the phase, amplitude, and polarization of optical field. Limited by the discrete sampling principle and the assumption of periodicity, the conventional forward design method suffers unavoidable design errors, which easily leads the device performance to degrade. In this paper, a freeform wavelength division multiplexing (WDM) metagrating with a large deflection angle and polarization-insensitive characteristics is inversely designed by using an adjoint multi-objective topology optimization method. The simulation results show that the topology-optimized WDM metagrating has superior polarization in sensitivity compared with the discrete regular structure, with a deflection angle of 70.8° at 510 nm, an absolute deflection efficiency of 48%, and a transmission efficiency of 98% for 852 nm incident light. On this basis, the absolute deflection efficiency can be optimized to more than 70% by using a random initial structure. The freeform WDM metagrating designed in this paper has the advantages of large deflection angle, high efficiency, and low spatial crosstalk, and has potential applications in optical communication, micro and nano-optical field modulation, and Rydberg atom-based microwave measurements.

Keywords: freeform metasurface, inverse design, topology optimization, wavelength division multiplexing

PACS: 42.25.Bs, 02.60.Pn, 24.10.Ht

DOI: 10.7498/aps.71.20221013

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12104509, 62105338), and the International Science and Technology Cooperation Program of Sichuan Province, China (Grant No. 2020YFH0002).

† Corresponding author. E-mail: yunqifu@nudan.edu.cn



基于拓扑优化的自由形状波分复用超光栅

桑迪 徐明峰 安强 付云起

Freeform wavelength division multiplexing metagrating based on topology optimization

Sang Di Xu Ming-Feng An Qiang Fu Yun-Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 224204 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221013

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221013>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于拓扑优化设计的宽频吸波复合材料

Broadband absorbent materials based on topology optimization design

物理学报. 2018, 67(21): 217801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181170>

基于单光子计数反馈的低噪声光纤信道波分复用实时偏振补偿系统

Real-time polarization compensation system for wavelength division multiplexing in low noise fiber channel based on single photon counting feedback

物理学报. 2022, 71(13): 130306 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220120>

微纳尺度体点导热的拓扑优化

Topology optimization of the volume-to-point heat conduction problem at micro- and nano-scale

物理学报. 2019, 68(20): 200201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190923>

实现散射场强整形的微散射体阵列逆向设计方法

Inverse design method of microscatterer array for realizing scattering field intensity shaping

物理学报. 2021, 70(1): 010202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200825>

新型手性电磁超材料非对称传输性能设计分析

Analysis and design of new chiral metamaterials with asymmetric transmission characteristics

物理学报. 2020, 69(21): 214101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200728>

200 km沙漠链路高精度光纤时频传递关键技术研究

Key technology of high-precision time frequency transfer via 200 km desert urban fiber link

物理学报. 2019, 68(6): 060602 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182000>