

## 金属微结构圆柱中损耗无关的异常散射

闫卉梅<sup>1</sup>, 周庆佳<sup>1</sup>, 曹燕燕<sup>1\*</sup>, 徐亚东<sup>1,2</sup><sup>1</sup>苏州大学物理科学与技术学院, 江苏 苏州 215006;<sup>2</sup>苏州大学教育部现代光学技术重点实验室, 江苏 苏州 215006

**摘要** 考虑一种工作在太赫兹波段且被广泛研究的表面带有周期性亚波长金属槽人工微结构的金属圆柱, 通过在部分凹槽中引入损耗, 研究材料损耗对金属微结构圆柱散射特性的影响和规律。研究发现: 在某一频率处, 无论损耗如何改变, 整体金属微结构圆柱的吸收截面始终几乎为零。散射场分布和本征模式分析表明, 这一损耗无关的异常散射是由于微结构存在一个由对称性破缺导致的无损束缚态, 该束缚态的电场主要分布在没有损耗的凹槽中, 而有损耗的凹槽内基本没有电场。本研究为基于带损耗金属微结构圆柱的高性能光子器件提供了一种新的方法。

**关键词** 物理光学; 人工局域表面等离子激元; 材料损耗; 散射截面; 损耗无关的异常散射

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2126003

## Loss-Independent Anomalous Scattering in Metal Microstructure Cylinder

Yan Huimei<sup>1</sup>, Zhou Qingjia<sup>1</sup>, Cao Yanyan<sup>1\*</sup>, Xu Yadong<sup>1,2</sup><sup>1</sup>School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, Jiangsu, China;<sup>2</sup>Key Laboratory of Modern Optical Technologies, Ministry of Education, Soochow University, Suzhou 215006, Jiangsu, China

**Abstract** This paper focuses on a kind of metal cylinder, which has artificial microstructures of periodic subwavelength grooves on the surface, works in the terahertz band, and has been studied extensively. Losses are introduced into some of the grooves to examine the influence of the material loss on the scattering properties of metal microstructure cylinders. The results reveal that at a specific frequency, the absorption cross-section of the overall metal microstructure cylinder remains almost zero regardless of how the loss changes. The analysis of scattered field distributions and eigenmodes demonstrates that this loss-independent anomalous scattering is due to the loss-free bound state of the microstructure caused by symmetry breaking. The electric fields of this bound state are mainly distributed in the loss-free grooves, whereas almost no electric field is observed in the lossy grooves. This study provides a new method for designing high-performance photonic devices based on lossy metal microstructure cylinders.

**Key words** physical optics; spoof localized surface plasmon; material loss; scattering cross-section; loss-independent anomalous scattering

## 1 引言

近几十年来,金属微结构由于支持表面等离子激元(SPs)、局域SPs(LSPs)等表面束缚态,为在亚波长尺度上操控光场提供了新的载体,受到国内外学者的广泛关注<sup>[1-8]</sup>。在太赫兹、微波等低频率波段,金属表现趋近于完美电导体(PEC),真实的SPs和LSPs模式并不存在。然而,2004年,Pendry等<sup>[9-10]</sup>通过在金属平板

表面引入周期性凹槽结构,发现了与SPs类似的表面束缚态模式,即人工SPs(SSPs)。同样地,通过在金属圆柱表面引入一些人工微结构,也可以产生人工LSPs(SLSPs)效应<sup>[11-12]</sup>。SLSPs由于其独特的特性而引起学者们极大的关注,大量能够支持SLSPs的亚波长金属周期结构在太赫兹波段提出并得以验证,实现了许多有趣的效应,如全向隐身<sup>[13-15]</sup>、光频梳<sup>[16-17]</sup>、超散射<sup>[18-22]</sup>等。

收稿日期: 2022-04-08; 修回日期: 2022-05-19; 录用日期: 2022-05-27

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(12104331)、中国博士后科学基金面上项目(2020M681701)、江苏省博士后科学基金(2021K276B)

通信作者: \*yycao@suda.edu.cn

同时,金属圆柱的散射和吸收问题一直以来都是光学领域的前沿热点之一。然而,金属材料损耗的存在会降低其散射效率和减弱场增强效应<sup>[23-26]</sup>。例如,Ruan等<sup>[27]</sup>利用银与介质设计了一个多层核壳结构,材料都无损耗时,存在尖锐的超散射峰,但若考虑金属银的损耗,则原本尖锐的超散射峰不复存在。Gao等<sup>[28]</sup>利用SLSP的耦合实现等离激元波的传播,但由于实验中材料损耗等原因,传输效率并不高。Shen等<sup>[29]</sup>研究了超薄纹理化的金属圆盘的共振特性,由于材料损耗的存在,探测到的共振信号不是太明显。由此可见,材料损耗的存在必然会影响到系统的散射效率,严重阻碍了相关器件的实际应用。因此,如何在有材料损耗的金属圆柱中实现无损耗的电磁场增强效应,这仍是一个悬而未解的问题。

本文在金属圆柱表面引入周期性凹槽结构,考虑有损耗和无损耗两类凹槽交替排列在圆柱表面,研究整个系统的吸收和散射特性。研究发现,由SLSPs引起的吸收截面(ACS)增大会在某一频率处突然降为零,并且系统的散射截面(SCS)不会随着引入材料损耗的改变而改变。这主要是由于无损耗凹槽的模式被激发,SLSPs共振引起的场增强都转移到了无损耗的凹槽中,导致了有损耗凹槽场强为零,吸收也因此降为零。本文研究方法和结果为设计高效率光子器件提供了新的思路,在光通信、生物感应、非线性光学等方面具有广泛的应用前景。

## 2 纹理化金属圆柱的结构设计

本文所研究的微结构如图1所示。考虑将一个外半径为 $R$ 、内半径为 $r$ 的二维金属圆柱体放置在空气中,其表面刻有 $N(N$ 为偶数)个凹槽,且凹槽在表面周期性排列,每个周期为 $d=2\pi R/N$ 。凹槽的宽度和深度分别为 $a$ 和 $R-r$ 。 $(\rho, \varphi)$ 是圆心为原点的极坐标位置。在较低频率下,金属可以看成是PEC。考虑在一类金属槽中填充非磁性有损耗介质材料,其相对介电常数为 $\epsilon_g + i\gamma$ ,其中 $\gamma$ 为损耗因子, $i$ 为虚数单位, $\epsilon_g$ 为相对介电常数( $\epsilon_g$ 和 $\gamma$ 为纯实数)。在相邻槽里填充非磁性无损耗介质材料,两类槽交替排列。考虑TM平面波(磁场只沿着 $z$ 方向)从左向右入射到金属圆柱微

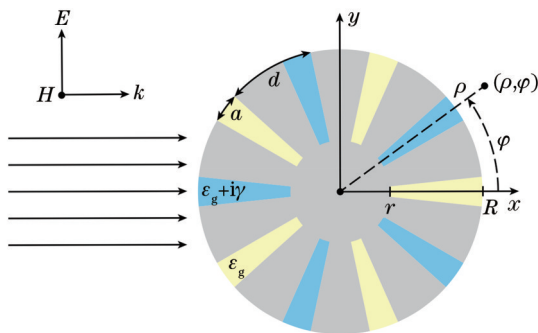


图1 亚波长纹理化PEC圆柱的结构示意图

Fig. 1 Structural diagram of subwavelength textured PEC cylinder

结构。当 $\gamma=0$ 时,所有槽完全一样且无损耗,这样的模型可以支持SLSPs共振,能引起超散射以及局域场增强,文献[11]已经对此进行了详细讨论。此时两类槽并无差别,当SLSPs共振发生时,两类槽的场局域效果也并无不同。若 $\gamma \neq 0$ ,两类槽的对称性将被打破,它们的本征模式也会不同,在某些频率下会出现一类槽处于激发态而另一类槽处于非激发态的情况。下面将通过研究损耗因子 $\gamma$ 变化时系统的散射截面和吸收截面来揭示金属圆柱中无损耗异常散射现象背后的物理机制。

## 3 数值计算结果

纹理化的PEC圆柱体的散射特性可以用散射截面和吸收截面来描述。本文使用COMSOL MULTIPHYSIC软件进行有关的数值仿真,所有构建的模型均为二维模型。首先将所研究的结构构建在较大的空气域中,再构建一个较大的圆将结构包围,空气域四周是完美匹配层。对于散射截面和吸收截面的计算,利用频域模块设置电场强度为 $E_0=1\text{ V/m}$ [入射光强为 $I_0=(1/2)\sqrt{\epsilon_0/\mu_0}|E_0|^2$ ,其中, $\epsilon_0$ 、 $\mu_0$ 分别为真空的介电常数和磁导率]的背景TM平面波入射到结构上。在包围结构的大圆边界对散射的时均坡印廷矢量进行积分得到散射能量 $W_s=\oint_{\partial C} \mathbf{S}_{\text{rel}} \cdot \mathbf{n} \cdot d\mathbf{l}$ ,其中 $\mathbf{S}_{\text{rel}}$ 为散射的时均坡印廷矢量, $\partial C$ 为包围所研究结构的大圆边界, $\mathbf{n}$ 为 $d\mathbf{l}$ 的法向量, $d\mathbf{l}$ 为大圆边界的线元。散射截面为 $\sigma_{\text{scs}}=W_s/I_0$ ,其单位为 $\text{m}$ ;归一化散射截面(即散射效率) $Q_{\text{scs}}=\sigma_{\text{scs}}/(2R)$ ,为一无量纲的量。直接对整个结构进行面积分,可得到吸收能量 $W_{\text{abs}}=\iint_S \Omega dS$ , $\Omega$ 代表欧姆损耗, $S$ 为结构的面元。吸收截面 $\sigma_{\text{abs}}=W_{\text{abs}}/I_0$ ,归一化吸收截面为(即吸收效率) $Q_{\text{abs}}=\sigma_{\text{abs}}/(2R)$ 。对于本征模式分析,不需要设置入射场,直接利用COMSOL MULTIPHYSIC中本征模式分析模块,在频率 $\omega_a$ 附近搜寻本征频率,找到与共振位置一致的模式即可。计算过程中,为了对比,选择与文献[11]一样的参数,即 $r=0.33$ , $N=60$ , $a=0.4d$ , $\omega_a=0.89\pi c/R$ ( $c$ 为真空中的光速), $\epsilon_g=1$ ,圆柱的外半径 $R$ 为单位长度。一般来说,系统的散射截面会因材料损耗的存在而减小,吸收截面会随材料损耗的增加而增加。然而,对于本文所讨论的模型,损耗的存在打破了两类槽的对称性,在某些频率下,系统的散射和吸收特性将只取决于某一类槽,而与另一类槽无关。图2(a)展示了该结构的散射截面随损耗因子 $\gamma$ 和频率的变化情况,图中横轴为损耗因子 $\gamma$ ,纵轴为归一化的频率 $\omega/\omega_a$ ,颜色代表散射截面的大小。本文的归一化散射截面为散射截面除以 $2R$ ,即散射效率,后面的吸收截面亦如此。取 $\gamma$ 分别为0.02、0.04、0.06、0.08、0.10,归一化的散射截面随频率的变化如图2(b)所示,实线、虚线、方形、球、三角形分别代表损耗因子 $\gamma$ 为0.02、0.04、0.06、0.08、0.10时的散射谱。

图 2(b) 中随着损耗因子  $\gamma$  的增大, 散射截面逐渐降低, 在  $\omega = 0.99\omega_a$  处, 散射曲线相交于一点, 散射截面的大小不随  $\gamma$  的变化而变化。从左到右, 第一、第二和第三个散射峰分别是由三阶、四阶和五阶 SLSPs 共振所致<sup>[11]</sup>, 多个 SLSPs 共振导致了散射增强。图 2(c) 展示了吸收截面随损耗因子  $\gamma$  和频率  $\omega$  的变化情况, 可以清楚地看到, 在  $\omega/\omega_a = 0.99$  (水平虚线) 处, 对于任意

的  $\gamma$ , 吸收截面都趋近于零。同样地, 当  $\gamma$  分别为 0.02、0.04、0.06、0.08、0.10 时, 吸收截面随频率的变化如图 2(d) 所示。可以看出: 随着损耗因子  $\gamma$  的增大, 吸收逐渐增大, SLSPs 共振的存在导致有多个吸收增强点, 但特别之处在于, 无论  $\gamma$  如何改变, 吸收谷始终在  $\omega/\omega_a = 0.99$  处。

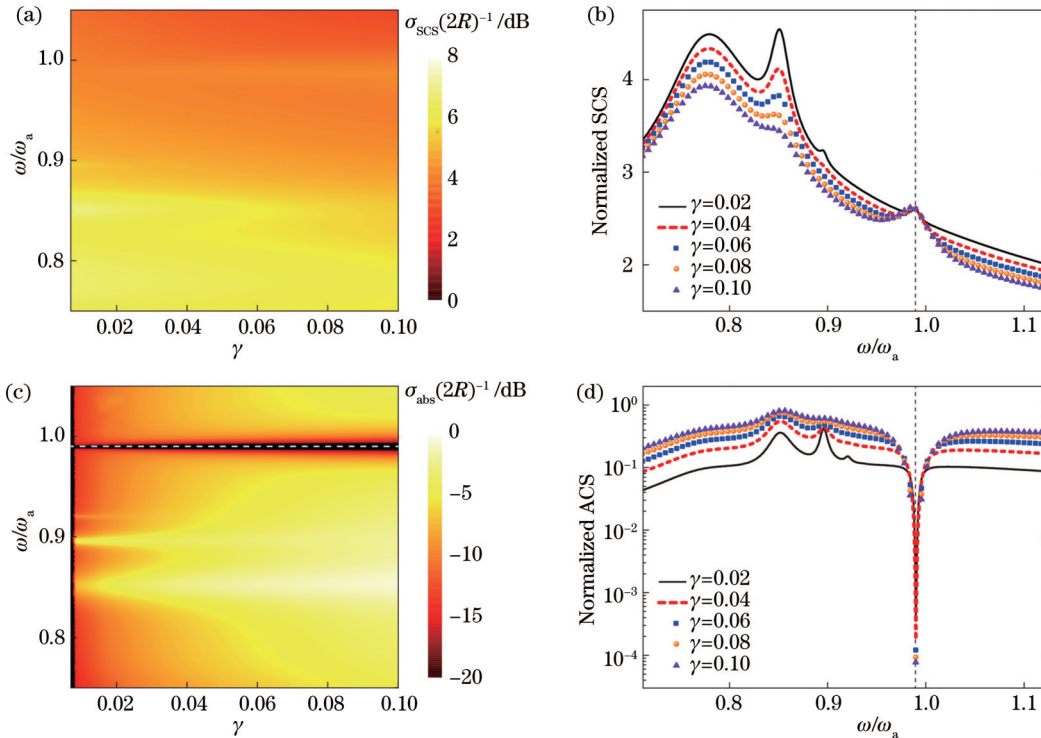


图 2 二维纹理化 PEC 圆柱的散射截面和吸收截面。(a) 模拟的纹理化 PEC 圆柱的归一化散射截面随频率  $\omega$  和损耗因子  $\gamma$  的变化; (b) 损耗因子  $\gamma$  分别为 0.02、0.04、0.06、0.08、0.10 时的散射谱; (c) 模拟的纹理化 PEC 圆柱的归一化吸收截面随频率  $\omega$  和损耗因子  $\gamma$  的变化; (d) 损耗因子  $\gamma$  分别为 0.02、0.04、0.06、0.08、0.10 时的吸收谱

Fig. 2 Scattering and absorption cross-sections of two-dimensional textured PEC cylinders. (a) Simulated normalized scattering cross section of textured PEC cylinder varies with frequency  $\omega$  and loss factor  $\gamma$ ; (b) scattering spectra for  $\gamma$  of 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, and 0.10; (c) simulated normalized absorption cross section of textured PEC cylinder varies with frequency  $\omega$  and loss factor  $\gamma$ ; (d) absorption spectra for  $\gamma$  of 0.02, 0.04, 0.06, 0.08, and 0.10

下面将通过分析电磁波激发的电场图和本征模式分布来揭示其内在物理机制。当  $\gamma = 0.01$  时, 吸收截面最低处外界入射电磁波激发的场如图 3(a)、(b) 所示。在图 3(a) 中, 一类槽里的场有明显增强, 另一类槽里的场强度却很弱。白色区域是 PEC, 场强始终为零, 这里不作展示。通过局部放大图 [图 3(a) 左边面板] 发现, 场强主要局域在没有损耗的槽里, 有损耗的槽里电场基本为零。因此, 虽然整个系统是有损耗的, 但是电场主要局域在无损耗的位置, 导致了吸收大幅减小, 吸收截面谱线上出现明显的吸收谷。图 3(c) 展示了在  $\omega/\omega_a = 0.99$  处本征模式的电场分布图, 图 3(c) 左边面板为局部放大图。此时每个无损耗槽的共振频率都在  $\omega/\omega_a = 0.99$  处, 但此频率并不是有损耗槽的共振频率。因此, 只有无损耗槽内存在局域场增强效应。当入射波频率与无损耗槽的共振频率相同

时, 无损耗槽的模式被激发, 有损耗槽的模式不会被激发, 整个圆柱的场都会局域在无损耗的位置。由于无损耗槽的共振模式与损耗因子  $\gamma$  无关, 所以无论  $\gamma$  如何改变, 无损耗槽的共振频率不会改变, 吸收截面最低处也不会改变, 因此在图 2(c) 中, 吸收截面最低点不会随  $\gamma$  的改变而改变, 表现为一条水平直线。图 3(b) 展示了在  $\rho = 0.6R$  的圆上激发的电场在角向上的分布, 其中:  $180^\circ$  位置在圆柱左侧, 此时槽面向着入射场, 所以无损耗槽中的场强很强;  $0^\circ$  位置在圆柱的右侧, 槽背对着入射场, 所以无损耗槽中的场强较弱。而无论在哪个方向, 有损耗槽中的场都很弱。图 3(d) 为在  $\rho = 0.6R$  的圆上本征模式的电场在角向上的分布, 由于没有了外界场激发, 所以场强分布是均匀的。可以看到无损耗槽场强 (虚线所示) 远大于有损耗槽中的场强 (点线所示), 说明  $\omega = 0.99\omega_a$  是无损耗槽的共振频

率,不是有损耗槽的共振频率。值得注意的是,这种无损耗模式本质上还是 SLSPs 模式。由于在可见光或近红外波段,金属不能看成 PEC,结构不支持 SLSPs

模式;且金属损耗的存在使得无论场局域在哪一个槽,模式都会衰减。所以,本文发现的模式只存在于可将金属看成是 PEC 的低频段。

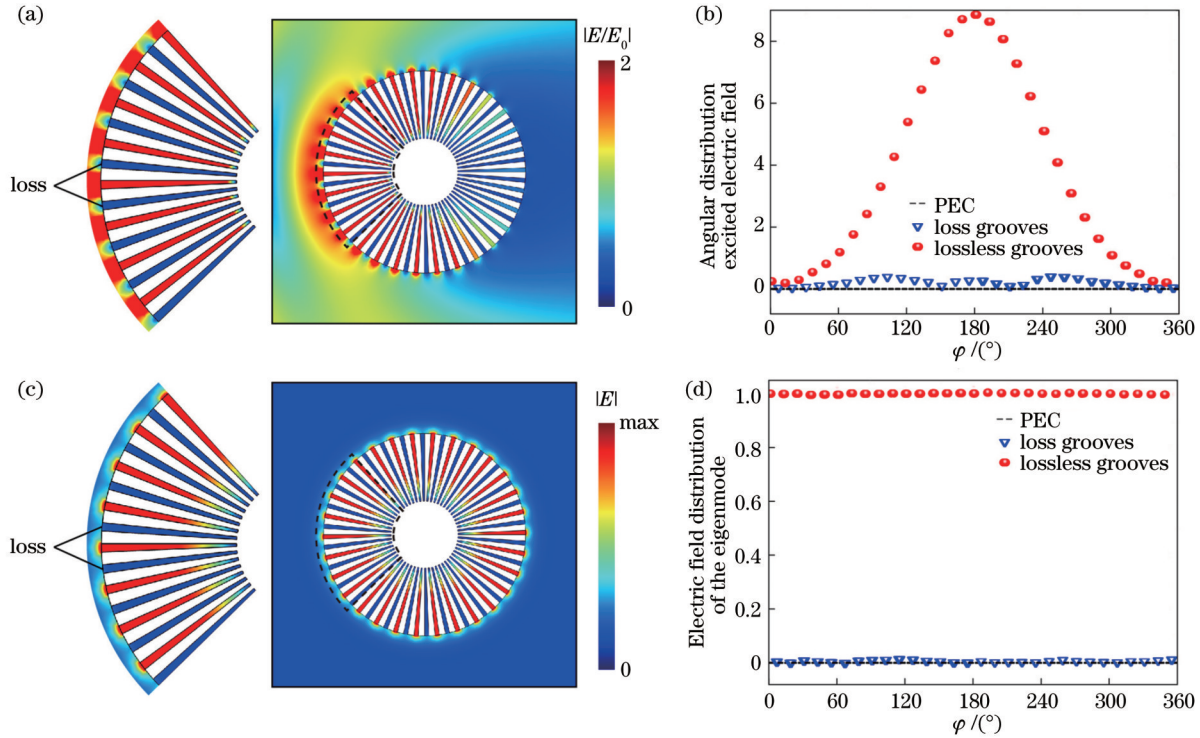


图 3 无损耗 SLSPs 共振模式物理机制分析。(a) 损耗因子  $\gamma = 0.01$ 、频率  $\omega/\omega_a = 0.99$  [图 2(d) 中的吸收最低点] 处外界电磁波激发的电场分布图,右侧面板展示的是整个圆柱的场激发情况,左边面板为右侧面板虚线扇形区域的放大图;(b) 在  $\rho = 0.6R$  处激发的电场在角向上的分布,  $180^\circ$  方向在圆柱左侧,  $0^\circ$  方向在圆柱的右侧;(c) 损耗因子  $\gamma = 0.01$ , 在  $\omega/\omega_a = 0.99$  处本征模式的电场分布图,右侧面板展示的是整个圆柱的本征模式场分布情况,左边面板为右侧面板虚线扇形区域的放大图;(d) 在  $\rho = 0.6R$  处本征模式的电场在角向上的分布

Fig. 3 Underlying mechanism of lossless SLSPs resonance mode. (a) Excited electric field distributions at  $\omega/\omega_a = 0.99$  [absorption dip in Fig. 2(d)] while loss factor is  $\gamma = 0.01$  (right panel shows field of whole cylinder, and left panel shows enlarged view of fan-shaped box with dotted line in right panel); (b) angular distribution of excited electric field at position  $\rho = 0.6R$  ( $180^\circ$  direction is on left side of cylinder, and  $0^\circ$  direction is on right side of cylinder); (c) electric field distributions of eigenmode at  $\omega/\omega_a = 0.99$  while loss factor is  $\gamma = 0.01$  (right panel shows eigenmode field distribution of cylinder, and left panel shows enlarged view of fan-shaped box with dotted line in right panel); (d) angular distribution of eigenmode electric field at position  $\rho = 0.6R$

进一步研究发现这种无损耗共振模式具有一般性,普遍存在于纹理化 PEC 圆柱体结构中,研究中改变圆柱结构的凹槽数量、槽宽度和周期的比值  $a/d$ 。同样地,一类槽里的介质的相对介电常数为  $\epsilon_g$ ,另一类槽里的介质的相对介电常数为  $\epsilon_g + i\gamma$ ,两类槽在金属圆柱表面交替排列。图 4(a) 展示的是当  $r = 0.4R$ 、 $N = 20$ 、 $a = 0.8d$ 、 $\epsilon_g = 64$  时,对于不同的  $\gamma$ , 散射截面随频率的变化情况。从图 4(a) 中可以看到,不管损耗因子  $\gamma$  值如何变化,在  $\omega/\omega_a = 0.987$  处,散射截面始终不变。相应的吸收截面如图 4(b) 所示,在  $\omega/\omega_a = 0.987$  处,对于所有的  $\gamma$ , 吸收截面都趋近于零。图 4(c) 是在  $\omega/\omega_a = 0.987$ , 损耗因子为  $\gamma = 0.10$  时外界电磁波激发的电场分布图(计算过程中,相关参数为:  $r = 0.4R$ ,  $N = 20$ ,  $a = 0.8d$ ,  $\epsilon_g = 64$ ,  $\omega_a = 0.125\pi c/R$ ), 无损耗槽的模式

被激发,场主要集中在无损耗槽中。图 4(d) 是相应的本征模式的电场分布,所有无损耗槽都发生了共振,为无吸收模式。激发了无损耗槽的共振,使得 SLSPs 的场都局域到了无损耗槽中,吸收大大减小。这证明了在改变槽宽、槽深和填充介质的情况下依然存在类似的现象。近年来与 SLSPs 相关的结构加工、实验技术已相当成熟<sup>[29-31]</sup>, 所设计的结构加工是可行的,这为设计共振无吸收器件提供了新思路。

## 4 结 论

基于亚波长金属圆柱,考虑有损耗和无损耗两类凹槽交替排列在圆柱表面,研究有损耗凹槽的损耗大小对系统的散射和吸收特性的影响。研究发现,在特定频率处,系统的散射截面不受损耗大小的影响,且吸收截面始终趋近于零。这是因为在此特定频率下,金

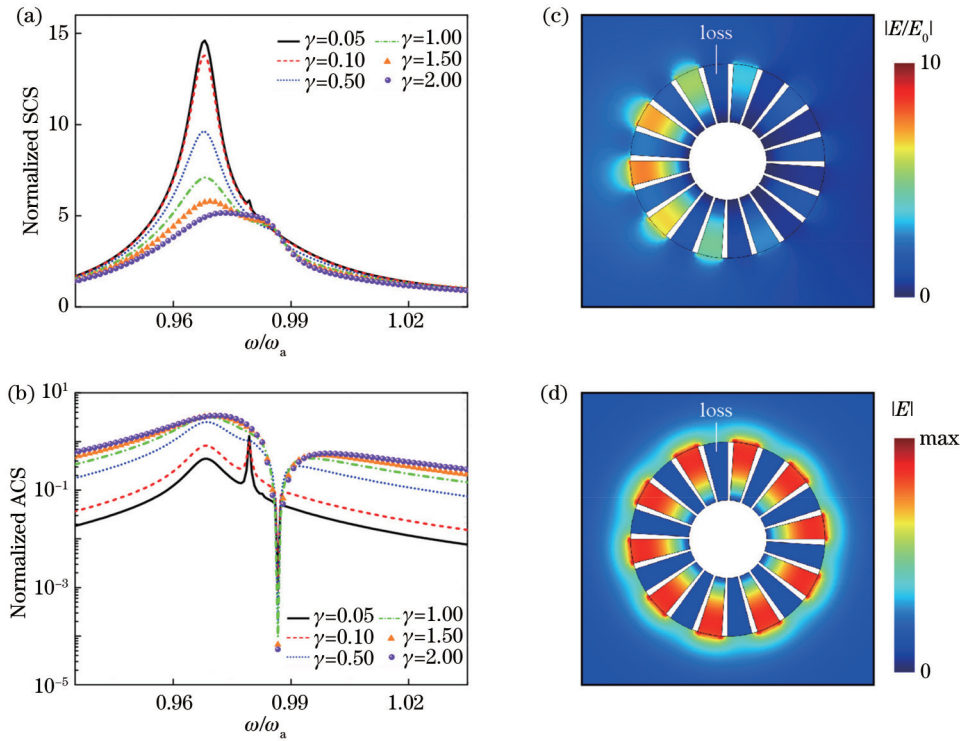


图 4 无损共振模式的一般性。(a)纹理化 PEC 圆柱的归一化散射截面随频率的变化曲线;(b)归一化吸收截面随频率的变化曲线;损耗因子  $\gamma = 0.10$  时频率  $\omega/\omega_a = 0.987$  处的 (c)外界波激发的电场分布和 (d)本征模式的电场分布

Fig. 4 Generality of lossless resonance mode. (a) Normalized scattering cross sections of textured PEC cylinder varying with frequency; (b) normalized absorption cross sections varying with frequency; (c) excited electric field distribution and (d) electric field distribution of eigenmode at  $\omega/\omega_a = 0.987$  while loss factor  $\gamma = 0.10$

属微结构圆柱的无损凹槽存在一个本征模式,当入射电磁波频率与这一本征频率相同时,无损凹槽发生共振,而有损耗的凹槽未发生共振,导致电场基本局域在无损凹槽内。不同于传统的 SLSPs 共振会引起系统的吸收增强,这种激发的无损束缚态抑制了吸收增强。本研究为高效率光子器件的设计开辟了一条新的途径,在传感器、纳米激光和促进光与物质相互作用等方面有着巨大的应用潜力。

#### 参 考 文 献

- [1] 张浩驰, 何沛航, 牛凌云, 等. 人工表面等离激元超材料[J]. 光学学报, 2021, 41(1): 0124001.  
Zhang H C, He P H, Niu L Y, et al. Spoof plasmonic metamaterials[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(1): 0124001.
- [2] 王琳, 张磊. 基于表面等离激元谐振腔的窄谱增强传感器[J]. 光学学报, 2021, 41(7): 0724001.  
Wang L, Zhang L. Narrow-spectrum enhanced sensor based on surface plasmon resonator[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(7): 0724001.
- [3] 潘庭婷, 曹文, 王鸣. 多圆孔周期性银膜阵列结构的光学特性[J]. 光学学报, 2019, 39(1): 0104001.  
Pan T T, Cao W, Wang M. Optical properties of multi-hole periodic silver film array structure[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0104001.
- [4] 王振林. 表面等离激元研究新进展[J]. 物理学进展, 2009, 29(3): 287-324.
- [5] 付成花. 微纳粒子光学散射分析[J]. 物理学报, 2017, 66(9): 097301.  
Fu C H. Analysis of optical scattering of micro-nano particles[J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(9): 097301.
- [6] Fan X F, Zheng W T, Singh D J. Light scattering and surface plasmons on small spherical particles[J]. Light: Science & Applications, 2014, 3(6): e179.
- [7] Kroo N, Varró S, Farkas G, et al. Nonlinear plasmonics [J]. Journal of Modern Optics, 2008, 55(19/20): 3203-3210.
- [8] Luther J M, Jain P K, Ewers T, et al. Localized surface plasmon resonances arising from free carriers in doped quantum dots[J]. Nature Materials, 2011, 10(5): 361-366.
- [9] Pendry J B, Martín-Moreno L, García-Vidal F J. Mimicking surface plasmons with structured surfaces[J]. Science, 2004, 305(5685): 847-848.
- [10] García-Vidal F J, Martín-Moreno L, Pendry J B. Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials[J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2005, 7(2): S97-S101.
- [11] Pors A, Moreno E, Martín-Moreno L, et al. Localized spoof plasmons arise while texturing closed surfaces[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(22): 223905.

- [12] Huidobro P A, Shen X P, Cuerda J, et al. Magnetic localized surface plasmons[J]. *Physical Review X*, 2014, 4(2): 021003.
- [13] 权家琪, 圣宗强, 吴宏伟. 基于人工表面等离激元结构的全向隐身[J]. *物理学报*, 2019, 68(15): 154101.  
Quan J Q, Sheng Z Q, Wu H W. Omnidirectional cloaking based on spoof surface plasmonic structure[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(15): 154101.
- [14] Jo C, Jeong J, Kwon B J, et al. Omnidirectional two-dimensional acoustic cloak by axisymmetric cylindrical lattices[J]. *Wave Motion*, 2015, 54: 157-169.
- [15] Liu Y C, Sun F, He S L. Omnidirectional conformal cloak without geometrical dispersion[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 12(6): 064009.
- [16] Wu H W, Fang Y, Quan J Q, et al. Multifrequency superscattering with high  $Q$  factors from a deep-subwavelength spoof plasmonic structure[J]. *Physical Review B*, 2019, 100(23): 235443.
- [17] Shen Y J, Hou Y N, Papasimakis N, et al. Supertoroidal light pulses as electromagnetic skyrmions propagating in free space[J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 5891.
- [18] Qian C, Lin X, Yang Y, et al. Experimental observation of superscattering[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(6): 063901.
- [19] Ruan Z C, Fan S H. Design of subwavelength superscattering nanospheres[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(4): 043101.
- [20] Mirzaei A, Miroshnichenko A E, Shadrivov I V, et al. Superscattering of light optimized by a genetic algorithm [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(1): 011109.
- [21] Qian C, Lin X, Yang Y, et al. Multifrequency superscattering from subwavelength hyperbolic structures [J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(4): 1506-1511.
- [22] Huang Y, Gao L. Superscattering of light from core-shell nonlocal plasmonic nanoparticles[J]. *The Journal of Physical Chemistry C*, 2014, 118(51): 30170-30178.
- [23] Zhang X R, Cui W Y, Lei Y, et al. Spoof localized surface plasmons for sensing applications[J]. *Advanced Materials Technologies*, 2021, 6(4): 2000863.
- [24] Gao X, Cui T J. Spoof surface plasmon polaritons supported by ultrathin corrugated metal strip and their applications[J]. *Nanotechnology Reviews*, 2015, 4(3): 239-258.
- [25] Hayashi S, Okamoto T. Plasmonics: visit the past to know the future[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2012, 45(43): 433001.
- [26] 袁洪瑞, 钟莹, 刘海涛. 金纳米球-银纳米线耦合结构量子点荧光自发辐射增强及表面等离激元传导[J]. *中国激光*, 2020, 47(10): 1013001  
Yuan H R, Zhong Y, Liu H T. Enhancement of spontaneous emission and surface plasmon polariton propagation of quantum dots fluorescence in a coupling structure of gold nanosphere and silver nanowire[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(10): 1013001.
- [27] Ruan Z C, Fan S H. Superscattering of light from subwavelength nanostructures[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(1): 013901.
- [28] Gao Z, Gao F, Zhang Y M, et al. Forward/backward switching of plasmonic wave propagation using sign-reversal coupling[J]. *Advanced Materials*, 2017, 29(26): 1700018.
- [29] Shen X P, Cui T J. Ultrathin plasmonic metamaterial for spoof localized surface plasmons[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(1): 137-145.
- [30] Huidobro P A, Shen X P, Cuerda J, et al. Magnetic localized surface plasmons[J]. *Physical Review X*, 2014, 4(2): 021003.
- [31] Gao Z, Wu L, Gao F, et al. Spoof plasmonics: from metamaterial concept to topological description[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(31): e1706683.