

## 基于人工表面等离子激元结构的全向隐身

权家琪 圣宗强 吴宏伟

### Omnidirectional cloaking based on spoof surface plasmonic structure

Quan Jia-Qi Sheng Zong-Qiang Wu Hong-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 154101 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190283

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190283>

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

基于人工表面等离子激元的双通带频率选择结构设计

Design of dual-band-pass frequency selective structure based on spoof surface plasmon polariton

物理学报. 2018, 67(20): 204101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180696>

基于微波表面等离子激元的360电扫描多波束天线

360 scanning multi-beam antenna based on spoof surface plasmon polaritons

物理学报. 2016, 65(14): 147301 <https://doi.org/10.7498/aps.65.147301>

金属-光折变材料复合全息结构对表面等离子激元的波前调控

Surface plasmon polaritons' propagation controlled by metal-photorefractive material composite holographical structure

物理学报. 2019, 68(6): 067101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181664>

阿基米德螺旋微纳结构中的表面等离子激元聚焦

Focusing surface plasmon polaritons in archimedes' spiral nanostructure

物理学报. 2015, 64(19): 194201 <https://doi.org/10.7498/aps.64.194201>

表面等离子激元结构光照明显微成像技术研究进展

Research progress of plasmonic structure illumination microscopy

物理学报. 2017, 66(14): 148701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.148701>

基于塔姆激元-表面等离子极化激元混合模式的单缝加凹槽纳米结构的增强透射

Enhanced optical transmission by exciting hybrid states of Tamm and surface plasmon polaritons in single slit with multi-pair groove nanostructure

物理学报. 2018, 67(10): 107104 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180117>

## 基于人工表面等离激元结构的全向隐身\*

权家琪<sup>1)</sup> 圣宗强<sup>1)†</sup> 吴宏伟<sup>1)2)‡</sup>

1) (安徽理工大学力学与光电物理学院, 淮南 232001)

2) (南京大学固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

(2019年3月2日收到; 2019年4月18日收到修改稿)

人工局域表面等离激元结构具有许多特殊的光学性质, 对于新一代光学元件的设计具有重要的意义. 本文设计了一种在硅盘中周期性嵌入金属条的结构, 从而使得物体在任意方向的光散射均被抑制, 实现了全方向隐身的效果. 通过理论分析与数值模拟, 发现这种空心的人工局域表面等离激元结构在一定频率下会出现强散射抑制现象, 这是由结构的散射波与背景波之间干涉相消产生的效果, 且由于结构是一种周期性环状结构, 因此可以在散射抑制的频率点下实现全方向的隐身效果. 这为分析人工局域表面等离激元结构的物理隐身和光学响应提供了一条新的途径. 此外, 本文还分析了结构在不同参数条件下对散射谱移动规律的影响. 本文的结果适用于微波到太赫兹波区域, 可以应用于各种先进的光学器件, 如雷达、隐身涂层、传感器和探测器等.

**关键词:** 人工局域表面等离激元, 超构材料, 结构散射, 全向隐身

**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Bs, 41.85.-p, 78.20.Bh

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190283

## 1 引言

自然界中无论是有生命的野生动植物还是无生命的物质, 模仿和隐身都是永恒的主题. 近年来随着科技的不断进步, 隐身技术在战机和雷达等军事武器中扮演着越来越重要的角色. 其中主流的隐身原理是基于变换光学和散射相消等<sup>[1-8]</sup>. 然而随着电磁波技术的不断进步, 利用结构共振散射与背景波干涉从而实现隐身的方法被提出, 也吸引了许多研究者的注意. 这种隐身原理主要是通过调节结构共振散射波与背景波峰的位置使得两者干涉相消, 从而使得结构的散射截面趋近于零, 实现隐身的效果. 变换光学的发展为利用麦克斯韦方程的不变性来变换空间和光的传播提供了新的工具. 基

于2006年Pendry教授提出的变换光学理论<sup>[9]</sup>, 人们开始可以设计人工材料从而实现对于电磁波的调控, 随后Smith教授等提出了第一个在微波频率段的二维柱状隐身结构<sup>[10]</sup>, 2009年东南大学崔铁军教授课题组与Smith教授合作实现了微波频段的二维宽带隐身地毯<sup>[11]</sup>. 此外, Zharova等<sup>[12]</sup>还提出了一种基于结构自身利于共振散射波与背景波干涉实现隐身的方法同样引起了很大的关注, 通过调整结构的共振散射波与背景波的位置实现某一频率散射截面趋近于零从而达到隐身.

表面等离激元是在电磁波作用下和金属表面自由电子集体振荡产生的物理现象, 具有深度亚波长捕获和场增强等许多奇异的光学性质<sup>[13-15]</sup>, 包括传播型等离激元和局域型等离激元. 由于在低频段情况下金属会被等效成为完美电导体, 所以表面

\* 固体微结构物理国家重点实验室开放课题 (批准号: M31041)、国家自然科学基金 (批准号: 11847002) 和安徽省自然科学基金 (批准号: 1908085QA21) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zqsheng@aust.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: hwwu@aust.edu.cn

等离激元性质不能在低频段实现. 为了在低频段利用等离激元实现许多奇异的光学现象, Pors 等<sup>[16]</sup>提出了一种具有周期性金属条纹的结构, 可以将等离激元的许多奇异性质延伸到微波和太赫兹波区域. 这极大地推进了各类探究人工局域表面等离激元结构性质研究的进展, 如超薄人工局域表面等离激元金属盘结构和金属表面具有开放纹理的人工局域表面等离激元结构等<sup>[17–24]</sup>. 这种实心的人工局域表面等离激元结构在二维情况下磁模式会发生退化而只存在电模式. 为此, Wu 等<sup>[25–27]</sup>提出了一种空心的人工局域表面等离激元结构, 可以在二维或三维结构中同时支持磁模式和电模式, 使得这种空心的人工局域表面等离激元结构可以实现类似于 Mie 共振的效应. 随后基于空心人工局域表面等离激元结构的定向电磁波散射和强 Purcell 效应等工作不断展开.

本文研究了一种可以同时支持电模式和磁模式的空心人工局域表面等离激元结构, 结果表明这种空心的人工局域表面等离激元结构具有类似于高折射率介电粒子中存在的 Mie 共振性质<sup>[28]</sup>. 通过调节这种人工局域表面等离激元的结构参数, 探究了人工局域表面等离激元结构的散射谱随着结构参数改变的规律. 此外, 使用了一种新的方法使得这种空心的人工局域表面等离激元结构实现了全方向隐身的效果. 该方法可以在不增加涂层的情况下大幅度地消除物体的散射截面. 这种隐身方法主要是基于结构的共振特性, 由于结构的电磁散射导致入射波与散射波之间会发生干涉相消<sup>[29]</sup>. 此研究结果适用于微波至太赫兹波区域, 为全向隐身提供了一种新的可行途径.

## 2 人工局域表面等离激元结构设计

图 1(a) 所示为一种空心的人工局域表面等离激元结构. 空心硅盘结构的外半径和内半径大小分别为  $R$  和  $r$ , 插入完美导体的裂缝深度  $h = R - r$ . 图 1(b) 为放大的结构基本单元, 裂缝的张角大小为  $\alpha$ , 并且周期  $d = 2\pi R/N$  (其中  $N$  为裂缝的总数). 向下的箭头代表着横磁 (TM) 极化波沿着  $y$  轴方向入射, 结构中蓝色部分选择了一种折射率  $n$  为 4 类似于硅的材料, 黄色部分代表着完美电导体, 整个结构被置于空气之中 (区域 I 和 II 为空气). 我们发现区域 II 可以被等效为一个厚度  $h = R - r$ ,

$\varepsilon_r = -\infty$ ,  $\varepsilon_\theta = n^2 d/(d-a)$  和  $\mu_z = (d-a)/d$  的超构材料 (灰色部分). 图 1(a) 和图 1(c) 中的  $\rho$  和  $\theta$  是极坐标. 在不失一般性的情况下, 除非本文另有说明, 否则选取的结构参数为  $N = 30$ ,  $n = 4$ ,  $a = 0.2d$ . 为了探测人工局域表面等离激元结构的共振模式, 使用一个沿  $y$  方向从上到下传播的 TM 极化平面波入射. 并使用基于有限元法的数值求解器计算了该人工局域表面等离激元结构的散射响应和场分布.

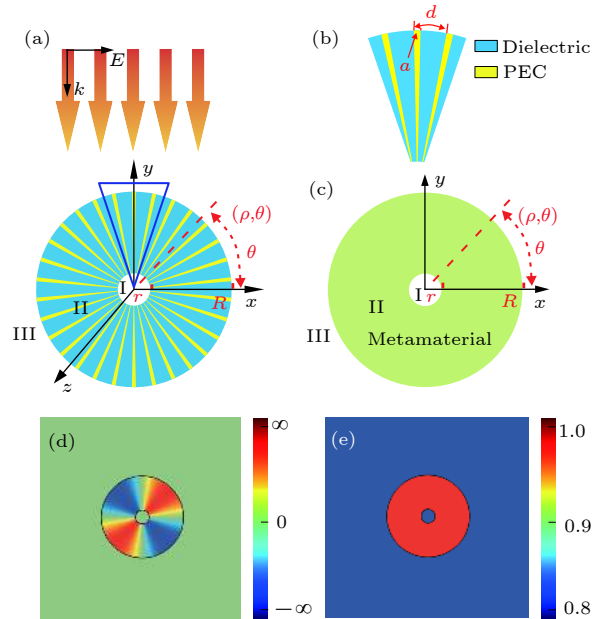


图 1 (a) 人工局域等离激元的结构设计; (b) 放大结构的基本构成模块; (c) 等效的超构材料; (d) 超构材料空间介电常数分布; (e) 磁导率的空间分布

Fig. 1. (a) Structural design of spoof localized surface plasmonic; (b) the basic building blocks of the amplifier structure; (c) equivalent metamaterial; (d) spatial dielectric constant distribution of metamaterial; (e) the spatial distribution of permeability.

## 3 结构的电磁响应

此结构的电磁响应可以通过计算散射截面得到精准的描述. 图 2(a) 给出了以频率为变量的人工局域表面等离激元共振结构的归一化散射截面谱, 散射截面被归一化至结构半径  $R$ . 在基于数值计算的基础上, 图 2(a) 给出了  $r = 0.1$  m,  $R = 0.6$  m 时结构的总散射截面. 由图 2(a) 可以发现, 结构的散射谱中有许多共振峰, 为了进一步探究峰之间的区别, 将总散射谱分为两大区域, 蓝色区域的峰为低阶共振模式, 红色区域的峰为高阶共振模式. 散

射谱中低阶与高阶模式中出现不对称的峰主要是由于空心人工局域表面等离子激元结构的共振波与背景场相干产生的<sup>[30]</sup>. 为了进一步确认这些共振峰的模式, 给出了低阶区域中三个共振峰的近场分布  $H_z$ , 如图 2(b)—图 2(d), 可以发现从左到右分别对应着磁偶极模式、电偶极模式和电四极模式三个共振峰.

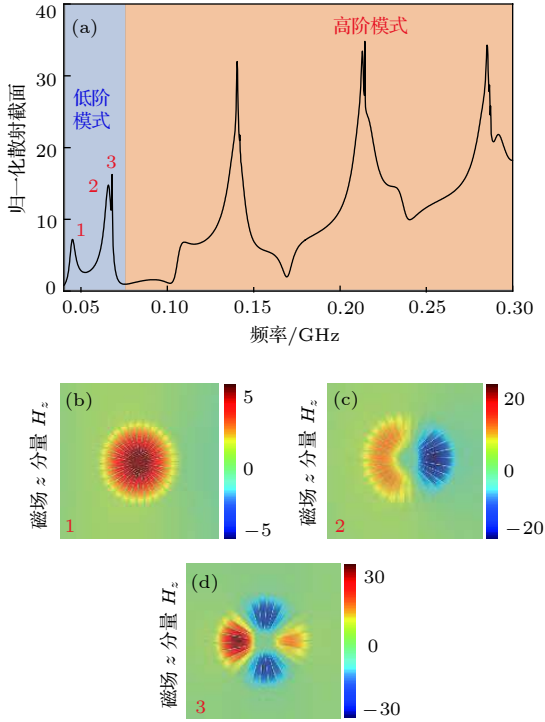


图 2 (a) 计算的空心人工局域表面等离子激元结构的散射谱, 其中浅蓝色区域代表低阶模式, 砖红色区域代表高阶模式; (b)—(d) 低阶模式区域中三个共振峰的场分布, 分别对应于磁偶极模式、电偶极模式和电四极模式

Fig. 2. (a) Calculated scattering cross section spectrum for the textured perfect electric conductor hollow cylinder. The light blue and brick red area represent the lower and higher order mode, respectively. (b)—(d) The field distribution of three resonant peaks in the lower mode region correspond to magnetic dipole mode, electric dipole mode and electric quadrupole mode.

此外, 还研究了人工局域表面等离子激元的结构参数对共振产生的影响, 分别研究了改变结构内半径  $r$  (图 3(a))、外半径  $R$  (图 3(b))、裂缝宽度和周期的比值  $a/d$  (图 3(c)) 以及折射率  $n$  (图 3(d)) 对等离子激元结构共振峰移动产生的影响. 从图 3(a) 可以发现, 当裁剪结构内半径  $r$  从 0.1 m 增至 0.2 m 时, 这种带有金属波纹空心硅盘结构的共振峰会发生蓝移现象, 而当调节结构的外半径  $R$  从 0.6 m 增至 0.7 m 时, 结构的共振峰则会发生红移现象.

这是由于超构材料不仅对电场响应, 而且对磁场也响应, 所以当结构尺寸减小时电偶极模式和磁偶极模式都会发生蓝移. 如图 3(c) 所示, 当裂缝和周期的比值  $a/d$  从 0.2 改变至 0.4 时, 结构的散射谱会发生轻微的红移现象. 此外, 在图 3(d) 中还研究了电介质材料折射率对结构共振峰的影响, 发现随着折射率的变大结构的共振峰发生了红移. 这些研究结果表明, 通过裁剪结构的几何参数和调节相关材料, 可以灵活地调节人工局域表面等离子激元结构共振峰的运动. 为了更加深入地了解空心的人工局域表面等离子激元结构的共振响应, 应用电磁超构材料的概念给出了模拟空心人工局域表面等离子激元结构散射截面的解析方程. 如图 1(c) 所示, 该结构可以看作一个 TM 极化平面波入射的厚度为  $R-r$  的空心超构材料圆柱, 所述超构材料的有效参数可以表示为<sup>[31]</sup>

$$\epsilon_r = \begin{bmatrix} -\infty & 0 & 0 \\ 0 & n^2 d / (d - a) & 0 \\ 0 & 0 & -\infty \end{bmatrix},$$

$$\mu_r = \begin{bmatrix} (d - a) / d & 0 & 0 \\ 0 & \infty & 0 \\ 0 & 0 & (d - a) / d \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中折射率取值为  $n = 4$ . 在空心超构材料结构的内部 I 和外部区域 III, Maxwell 方程组可以被分解为自由空间的 Helmholtz 方程的  $H_z$  分量. 求解二阶微分方程, 考虑到内部区域 I 的有限能量和外部区域 III 的 Sommerfeld 辐射情况, 区域 I 和 III 的  $H_z$  分量分别为<sup>[32]</sup>

$$H_z(\rho, \theta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m J_m(k_0 \rho) \exp(im\theta), \quad (2)$$

$$H_z(\rho, \theta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_m H_m^{(1)}(k_0 \rho) \exp(im\theta), \quad (3)$$

其中  $J_m$  和  $H_m^{(1)}$  分别为 Bessel 函数和第一类 Hankel 函数,  $A_m$  和  $D_m$  是复合常量, 参数  $m$  和  $k_0$  分别为入射光的方位角指数和波矢. 在超构材料区域 II, 由于介电常数的径向分量趋于  $-\infty$ , 磁场可以被表达为

$$H_z(\rho, \theta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (B_m J_0(k_0 n \rho) + C_m Y_0(k_0 n \rho)) \exp(im\theta), \quad (4)$$

其中  $J_0$  和  $Y_0$  分别是第一类和第二类零阶 Bessel 函数,  $B_m$  和  $C_m$  是复合常量. 经过匹配内半径  $r$  和外半径  $R$  边界条件的  $H_z$  和  $E_\theta$ , 模拟的空心人工局

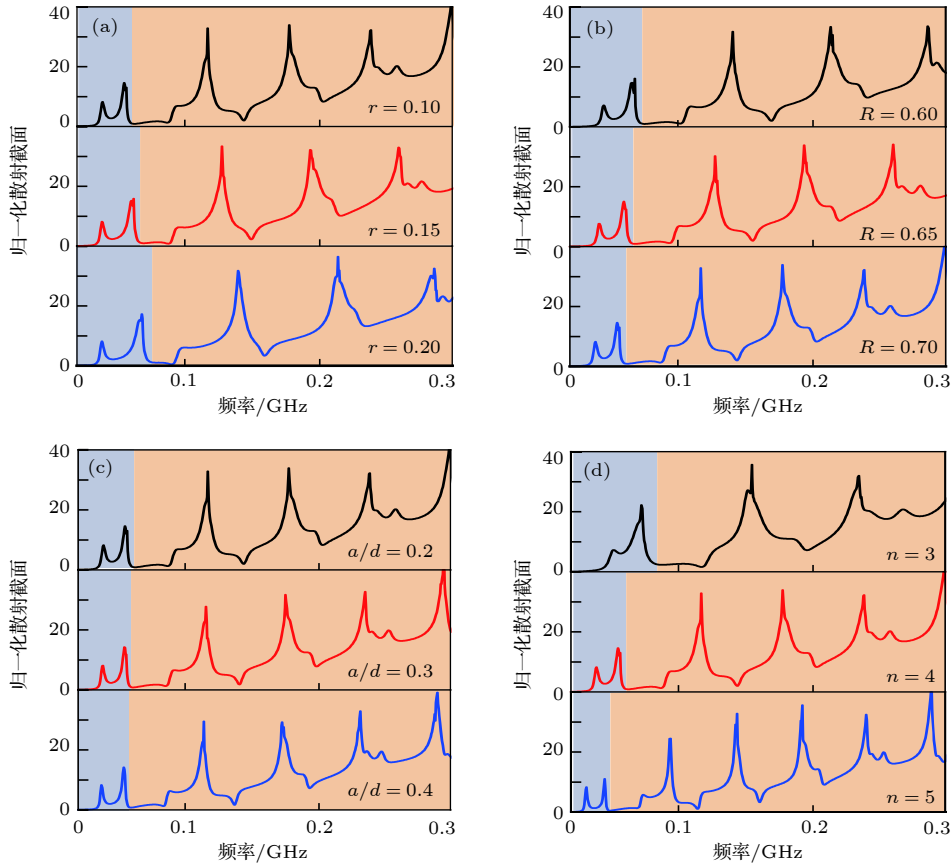


图 3 计算的变形的具有完美电导体纹理的空心硅盘结构的散射谱 (a) 改变内半径从 0.1 m 至 0.2 m; (b) 改变外半径从 0.6 m 至 0.7 m; (c) 裂缝  $a$  和周期  $d$  的比值从 0.2 至 0.4; (d) 电介质折射率大小从 3 改变至 5

Fig. 3. Calculated scattering cross section of the textured perfect electric conductor hollow cylinder for changing: (a) Changing the inner radius from 0.1 m to 0.2 m; (b) outer radius from 0.6 m to 0.7 m; (c) the ratios between the width of slit  $a$  and period  $d$  from  $a/d = 0.2$  to  $a/d = 0.4$ ; (d) the refractive index of the dielectric from  $n = 3$  to  $n = 5$ .

域表面等离子激元结构的散射谱 SCS 的解析表达式可以表示为

$$\sigma_{sc} = \frac{4}{k_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} |D_m|^2, \quad (5)$$

复合常量  $D_m$  被描述为

$$D_m = -i^m \frac{\frac{d-a}{d} p J_m(k_0 R) + q n J_m'(k_0 R)}{\frac{d-a}{d} p H_m'(k_0 R) + q n H_m^{(1)'}(k_0 R)}, \quad (6)$$

其中  $p = J_1(k_0 n R) - M Y_1(k_0 n R)$ ,  $q = J_0(k_0 n R) - M Y_0(k_0 n R)$ ,  $M = [J_m'(k_0 r) J_0(k_0 n r) / J_m(k_0 r) + a \times J_1(k_0 n r) / (n d)] / [J_m'(k_0 r) Y_0(k_0 n r) / J_m(k_0 r) + a \times Y_1(k_0 n r) / (n d)]$ .  $J_0$  和  $J_1$  ( $Y_0$  和  $Y_1$ ) 分别是零阶和一阶的第一类 (第二类) Bessel 函数. 符号 (') 表示对括号中的参数进行求导. 综上可得, 当  $\sigma_{sc}$  为零时, 此时结构散射最小从而实现了隐身效果.

至此已经清晰地了解了这种嵌有周期性完美电导体的空心硅盘结构的散射谱和结构参数之间

的关系, 这对于探究如何调制人工局域表面等离子激元结构的共振峰的位置具有重要意义.

#### 4 人工局域表面等离子激元的全向隐身

著名的 Mie 散射理论是通过麦克斯韦方程组解析一个球的弹性散射电磁波所描述的 [33–35]. 当一个球体的直径与入射波长相近,  $2r\sqrt{\epsilon}/\lambda \approx 1$  时, Mie 散射将会由介质球的共振驱动. 这就导致了背景源发出的电磁波和粒子非共振散射之间相互干扰, 当一个光谱较窄的 Mie 波段和一个较宽的辐射光谱发生相长或相消便可以预测会产生一个类似于 Fano 共振的现象 [28,36]. 因此, 当我们的结构通过共振产生较窄共振峰的散射波和具有较宽共振峰的背景源波在通过两条不同的路径到达相同的最终状态时, 散射波和背景波会充当类似于 Fano 共振中的暗模式和亮模式 [37–39], 此时空心的局域表面等离子激元结构的散射波会和背景波发生

干涉的效果, 当两者干涉相消时空心的人工局域表面等离激元结构的散射截面会发生大幅度降低以至于趋近于零而实现隐身的效果. 由于这种空心人工局域表面等离激元的特殊结构性质, 当 TM 极化平面波沿着结构四周的任意方向入射时本文结构都可以等效为一种环形的超构材料, 因此本文结构可以实现全方向隐身的效果. 为了验证这一现象, 计算了  $r = 0.3$  m,  $R = 0.7$  m,  $N = 30$ ,  $n = 4$  和  $a = 0.8d$  结构参数下 0.02—0.12 GHz 之间的散射谱, 如图 4(a) 所示, 可以发现, 散射谱中出现了一个隐身点  $B$ , 此时结构的散射截面降低至零实现了隐身效果. 为了进一步对结果进行验证和对比,

挑选了散射谱上的三个点给出了它们的近场模式  $H_z$  分量, 如图 4(b)—(d) 所示, 红色圆圈内的黑点是结构, 图中内嵌的是放大红色圆圈内结构的近场分布图. 为了使结果具有较强的对比性, 我们选择分别在隐身位置两侧的点,  $A$  点和  $C$  点分别对应图 4(c) 和图 4(d), 通过观察这两点位置下的近场模式图可以发现, 此时结构不可以实现隐身的效果, 而当结构处于图 4(b) 对应的  $B$  频率点时, 此时一束 TM 极化波入射到人工局域表面等离激元结构上时, 由于结构产生的人工局域表面等离激元散射波和背景源产生的波干涉相消从而实现了隐身效果.

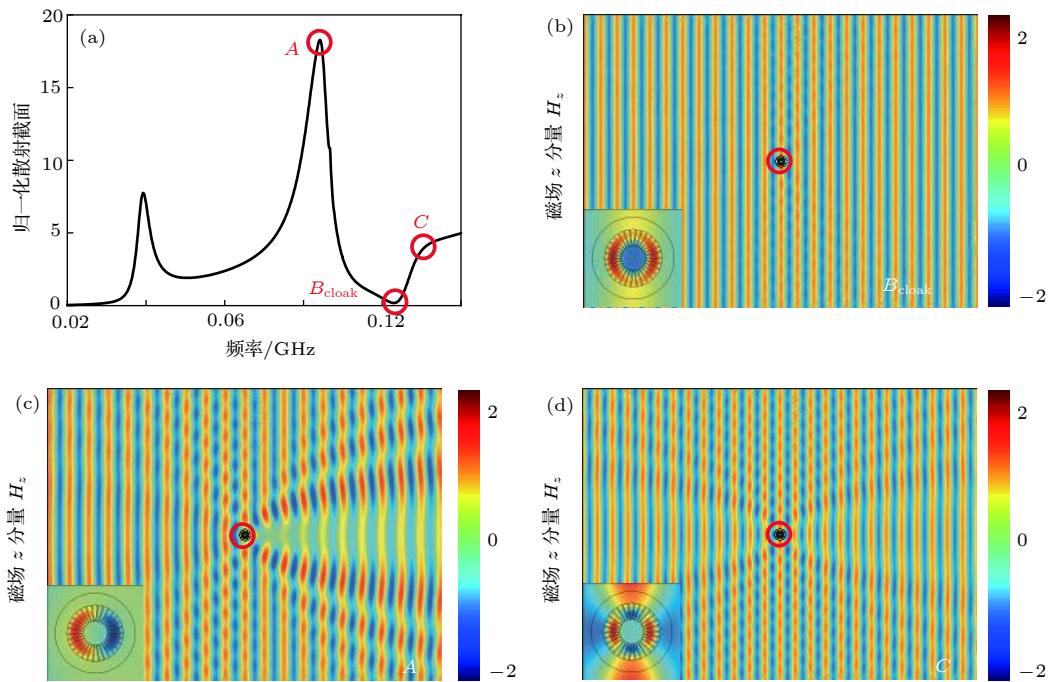


图 4 (a) 计算的  $r = 0.3$ ,  $R = 0.7$  时具有完美电导体纹理的空心硅盘结构的散射谱; (b) 在  $B$  位置时的场分布图, (c) 和 (d) 分别对应着  $A$  点和  $C$  点的场分布图, 图中内嵌的图为红色圆圈内结构的放大

Fig. 4. (a) Calculated scattering cross section of the textured perfect electric conductor hollow cylinder at  $r = 0.3$  m and  $R = 0.7$  m; (b) field distribution at position  $B$ , (c) and (d) correspond to the field distribution of point  $A$  and point  $C$  respectively, the figure embedded in (b)–(d) shows the enlargement of the structure in the red circle.

## 5 结 论

本文证明了当有一束 TM 极化波入射时, 这种空心的人工局域表面等离激元结构可以实现全向隐身的效果. 这意味着在这个频率上散射完全消失, 一个物体在任何角度上都是不可见的. 本文研究展示了人工局域表面等离激元结构的散射和背景波相干产生的一种重要的物理现象, 它可能为人

工局域表面等离激元结构操控电磁波开辟了一条新的途径, 通过利用散射波与背景波之间相干从而调制结构周围的电磁场. 且由于在微波和太赫兹波区域, 金属可以被等效成为完美电导体, 于是该空心人工局域表面等离激元隐身结构可以实现周期性金属条中隐藏多个不同种类的物体. 值得注意的是, 本文结构可以通过调节结构参数以适用于微波至太赫兹波区域对波长的不同需求, 这对新一代先进光学元件的设计具有重要的意义. 可应用于各种

先进的光学器件的设计, 如雷达、隐身涂层、传感器和探测器等。

## 参考文献

- [1] Zheludev N I, Kivshar Y S 2012 *Nat. Mater.* **11** 917
- [2] Cummer S A, Popa B, Schuring D, Smith D R, Pendry J 2006 *Phys. Rev. E* **74** 036621
- [3] Cai W, Chettiar U K, Kildishev A V, Shalaev V M 2007 *Nat. Photon.* **1** 224
- [4] Zhang S, Genov D A, Sun C, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 123002
- [5] Monticone F, Argyropoulos C, Alù A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 113901
- [6] Kort-Kamp W J M, Rosa F S S, Pinheiro F A, Farina C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 215504
- [7] Leonhardt U, Philbin T G 2006 *New J. Phys.* **8** 247
- [8] Chen P Y, Soric J, Alù A 2012 *Adv. Mater.* **24** OP281
- [9] Pendry J B, Schuring D, Smith D R 2006 *Science* **312** 1780
- [10] Schuring D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2006 *Science* **314** 977
- [11] Liu R, Ji C, Mock J J, Chin J Y, Cui T J, Smith D R 2009 *Science* **323** 366
- [12] Zharova N A, Shadriviv I V, Zharov A A, Kivshar Y S 2012 *Opt. Express* **20** 14954
- [13] Stockman M I 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 137404
- [14] Prodan E, Radloff C, Halas N J, Nordlander P 2003 *Science* **302** 419
- [15] Anker J N, Hall W P, Lyandres O, Shah N, Zhao J, Duyn R P V 2008 *Nat. Mater.* **7** 442
- [16] Pors A, Moreno E, Martin-Moreno L, Pendry J B, Garcia-Vidal F J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 223905
- [17] Sheng X P, Cui T J 2014 *Laser Photon. Rev.* **8** 137
- [18] Gao Z, Gao F, Xu H, Zhang Y, Zhang B L 2016 *Opt. Lett.* **41** 2181
- [19] Alù A, Engheta N 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 233901
- [20] Wu H W, Chen H J, Fan H Y, Li Y, Fang X W 2017 *Opt. Lett.* **42** 791
- [21] Li M J, Fang H, Li X M, Yuan X C 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 057302 (in Chinese) [李梦君, 方晖, 李小明, 袁小聪 2016 物理学报 **65** 057302]
- [22] Gao D B, Zeng X W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 184301 (in Chinese) [高东宝, 曾新吾 2012 物理学报 **61** 184301]
- [23] Wang H B, Luo X Y, Dong J F 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 154102 (in Chinese) [汪会波, 罗孝阳, 董建峰 2015 物理学报 **64** 154102]
- [24] Wang C, Li Y F, Shen Y, Feng M C, Wang J F, Ma H, Zhang J Q, Qu S B 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 204101 (in Chinese) [王超, 李勇峰, 沈杨, 丰茂昌, 王甲富, 马华, 张介秋, 屈绍波 2018 物理学报 **67** 204101]
- [25] Wu H W, Han Y Z, Chen H J, Zhou Y, Li X C, Gao J, Sheng Z Q 2017 *Opt. Lett.* **42** 4521
- [26] Wu H W, Chen H J, Xu H F, Fan R H, Li Y 2018 *Sci. Rep.* **8** 8817
- [27] Wu H W, Li Yang, Chen H J, Sheng Z Q, Jing H, Fan R H, Peng R W 2019 *Appl. Nano Mater.* **2** 1045
- [28] Rybin M V, Samusev K B, Sinev I S, Semouchkin G, Semouchkina E, Kivshar Y S, Limonov M F 2013 *Opt. Express* **21** 30107
- [29] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866
- [30] Limonov M F, Rybin M V, Poddubny A N, Kivshar Y S 2017 *Nat. Photon.* **11** 543
- [31] Liu X, Zhao Q, Lan C, Zhou J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 031910
- [32] Wu H W, Wang F, Dong Y Q, Shu F Z, Zhang K, Peng R W, Xiong X, Wang M 2015 *Opt. Express* **23** 32087
- [33] van de Hulst H C 1957 *Light Scattering: by Small Particles* (New York: Courier Dover Publications) p23
- [34] Bohren C F, Huffman D R 1998 *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York: Wiley-VCH) p40
- [35] Stratton J A 2007 *Electromagnetic Theory* (New York: Wiley) p67
- [36] Rybin M V, Samusev K B, Kapitanova P V, Filonov D S, Belov P A, Kivshar Y S, Limonov M F 2017 *Phys. Rev. B* **95** 165119
- [37] Fu T, Gao X, Xiao G L, Sun T Y, Li Q, Zhang F B, Chen Y H, Li H O, Deng Z L 2019 *Opt. Mater. Express* **9** 944
- [38] Deng Z L, Li X P, Fu T, Wang G P 2017 *IEEE Photon. J.* **9** 4801107
- [39] Deng Z L, Yogesh N, Chen X D, Chen W J, Dong J W, Ouyang Z B, Wang G P 2015 *Sci. Rep.* **5** 18461

# Omnidirectional cloaking based on spoof surface plasmonic structure<sup>\*</sup>

Quan Jia-Qi<sup>1)</sup> Sheng Zong-Qiang<sup>1)†</sup> Wu Hong-Wei<sup>1)2)‡</sup>

1) (*School of Mechanics and Photoelectric Physics, Anhui University of Science and Technology, Huainan 232001, China*)

2) (*National Key Laboratory of Solid Microstructure Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

( Received 2 March 2019; revised manuscript received 18 April 2019 )

## Abstract

Surface plasmons include surface plasmon polaritons and localized surface plasmons, which are electromagnetic wave confined at the interface of the metal and dielectric. Spoof surface plasmonic structure has many special optical properties, which is of great significance for designing new-generation optical elements. In order to transfer the features of the surface plasmon polaritons and localized surface plasmons to microwave-terahertz region, Pendry et al. (Pendry J B, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J 2004 *Science* **305** 847) have proposed the spoof surface plasmon polaritons based on a metal structure with grooved stripes. In this paper, a hollow textured perfect electric conductor cylinder with periodic cut-through slits structure is designed to suppress the light scattering of the object in any direction and achieve the effect of omnidirectional cloaking while the transverse magnetic polarization wave propagates along the  $x$  direction. And the locations of the electrical and magnetic modes can be freely modulated by tailoring the structural geometric construction. In order to find the physical mechanism behind the abnormal phenomenon, through theoretical analysis and numerical simulation, we find that the strong scattering suppression of this spoof surface plasmonic polariton structure is caused by the interference between the background wave and Mie scattering of the structural unit, and it can be equivalent to a ring metamaterial due to the special structural design, in order to achieve the omnidirectional cloaking. It implies that we can hide objects in metal strips due to the fact that the metal in the microwave-to-terahertz region is equivalent to a perfect electrical conductor. This opens up a new way to analyzing the physical cloaking and optical response of spoof surface plasmonic polaritons structure. In addition, we also analyze the influence of the structure on the movement law of the scattering spectrum under different structural parameters. This enables us to have an in-depth understanding of the influence of structural parameters on the structural scattering spectrum. Our results can be applied to the microwave-to-terahertz region and a variety of advanced optic devices such as radars, cloaking coatings, sensors and detectors.

**Keywords:** spoof surface plasmonic polaritons, metamaterial, structural scattering, omnidirectional cloaking

**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Bs, 41.85.-p, 78.20.Bh

**DOI:** [10.7498/aps.68.20190283](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190283)

---

\* Project supported by the National Laboratory of Solid State Microstructures, China (Grant No. M31041), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11847002), and the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant No. 1908085QA21).

† Corresponding author. E-mail: [zqsheng@aust.edu.cn](mailto:zqsheng@aust.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [hwwu@aust.edu.cn](mailto:hwwu@aust.edu.cn)