

# 球形双曲色散超材料腔的多重窄带回音廊模式及透明显示应用\*

李艳<sup>†</sup> 任思萌 褚博 燕汝江 于群星 孙辉 邵立 钟发成<sup>‡</sup>

(郑州航空工业管理学院材料学院, 郑州 450046)

(2023 年 8 月 18 日收到; 2023 年 10 月 1 日收到修改稿)

本文提出并设计了一种用于提高彩色透明显示性能的球形双曲色散超材料 (HMM) 腔. 该腔由介质/银层交替包裹银核组成, 具有深度亚波长性质, 并支持和银层数目相同的同阶回音廊模式. 这些模式能够将电磁波能量高度局域在不同介质壳层内, 从而降低欧姆损耗, 减小共振线宽. 针对 5 层银/介质交替包裹形成的 HMM 腔, 详细分析了结构参数对回音廊模式的调谐作用. 发现仅改变最外层介质或银层厚度, 几乎不影响  $TM_{1,2}$  和  $TM_{1,3}$  模式的共振位置, 但对  $TM_{1,1}$  模式的共振位置及 3 个模式的强度产生明显调谐. 通过优化 HMM 腔, 在红绿蓝波段实现三重窄带共振, 且在三重共振位置均具有偶极辐射特点, 能够将散射光限制在和入射光夹角为  $-45^\circ$ — $+45^\circ$  范围内. 该 HMM 腔不仅支持红绿蓝三重窄带共振, 并具有宽的散射角, 可应用于实现高透明度、高亮度和宽视角的全彩透明显示.

**关键词:** 双曲色散超材料腔, 米氏散射, 回音廊模式, 透明显示器

**PACS:** 02.10.Yn, 33.15.Vb, 98.52.Cf, 78.47.dc

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231351

## 1 引言

透明显示技术因具有透明的显示面板的特性, 受到广泛的关注, 被用作平视显示器 (head-up display, HUD), 头戴式投影显示器及适用于建筑窗户与商店橱窗上的悬浮显示等<sup>[1-4]</sup>, 成为当代显示技术发展的新趋势. 但目前对于最简单的投射式透明显示器, 仍面临观察角度窄、透明度和信号光亮度低等问题. 人们为了展宽视角, 常用的方法是采用漫反射屏<sup>[5]</sup>, 并对视角的展宽起到很好的效果. 但是由于漫反射屏对光的散射缺乏波长选择性及方向性, 该方法会大幅降低屏的透明度. 为了解决该问题, 研究者们通过引入部分光反射的微棱镜阵

列<sup>[6,7]</sup>, 回归反射球阵列<sup>[8]</sup>等方案, 将散射光限制在一定的视角范围, 从而提高散射光的亮度. 尽管如此, 在保证一定透明度的情况下, 要做到视角宽度和亮度的同时改善仍有困难.

金属纳米结构支持的局域表面等离子激元 (LSP) 共振<sup>[9,10]</sup>, 能够把光局域到亚波长的尺寸<sup>[11,12]</sup>, 并选择性地增强光散射, 将这种纳米颗粒嵌入到透明基体中, 可形成透明显示屏. 当用共振波长的光投射到该屏幕上, 由于纳米颗粒对共振波长附近光的强散射, 因此提高了投射图像的亮度, 而远离共振波长的光因与颗粒的弱相互作用, 可透过屏幕, 使得屏幕透明, 因此窄带 (高品质因子  $Q$ ) 模式的构建是增强这种透明显示器性能的关键. 早在 2014 年, Hsu 等<sup>[1]</sup>提出利用支持 LSP 共振的银球颗粒实现

\* 河南省高等学校重点研究项目计划基础专项 (批准号: 23ZX018)、国家自然科学基金 (批准号: 11704344) 和河南省高等学校研究项目 (批准号: 22A140030) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [yanli@zua.edu.cn](mailto:yanli@zua.edu.cn)

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: [zhongfacheng@163.com](mailto:zhongfacheng@163.com)

了高对比度透明蓝光显示. Saito 和 Tatsuma<sup>[13]</sup> 利用银纳米立方颗粒的 LSP 共振和  $\text{TiO}_2$  衬底之间的相互作用获得的两个散射峰, 实现了透明双色显示. Ye 等<sup>[14]</sup> 利用  $\text{Ag@TiO}_2$  核壳结构的 LSP 共振实现了透明绿光显示. Soomro 等<sup>[15]</sup> 结合 AR 技术, 实现了 3D 透明显示. Shin 等<sup>[16]</sup> 利用图案化的量子点薄膜实现了透明显示. 近期, 本课题组利用传统的镀膜和热退火结合的方法, 制备出了银截断球超表面, 实现了透明蓝光和绿光显示<sup>[17]</sup>.

前期研究主要基于单纳米结构产生单个偶极 LSP 共振来提高透明显示性能, 且由于金属的本征损耗, 使得共振线宽较宽, 从而降低了透明显示的透明度. 近期, 关于双曲色散超构材料 (hyperbolic metamaterial, HMM) 的研究, 为提升透明显示性能提供了新机遇. HMM 的等效介电常数在某一方向上是负数, 色散关系展现出双曲线型, 理论上具有无限大的倒格矢, 从而具有深度亚波长特性<sup>[18]</sup>, 有利于器件的小型化和集成化. 近期, 研究者们利用 HMM 实现了可见光波段的超透镜<sup>[19]</sup>、纳米激光器<sup>[20,21]</sup> 和强耦合<sup>[22]</sup> 等方面的应用. Wan 等<sup>[20]</sup> 说明球形 HMM 腔 (金属和介质交替包裹介质核形成), 支持多个 (等于 HMM 腔中的金属层数) 同阶但不同模式序数的回音廊模式, 并能够把电磁波的能量高度局域在介质层中, 从而降低欧姆损耗. 因此, 比起传统的 LSP 共振, HMM 腔支持的回音廊模式具有更高的  $Q$  值. 这为构建红绿蓝波段的三重窄带共振, 并实现彩色透明显示应用提供了新思路.

不同于金属/介质交替包裹介质核形成的球形 HMM 腔<sup>[20-23]</sup>, 本文提出了一种新的球形 HMM 腔设计 (由介质/银交替包裹银核组成), 并用于提高彩色透明显示性能. 选择金属做 HMM 腔的核, 可以用更少的壳层实现相同数目的同阶模式, 从而简化结构. 首先, 利用有效介质理论, 说明这个由多层介质/银交替包裹银核形成的球形 HMM 腔具有双曲色散的特点. 进一步利用米氏散射理论<sup>[24]</sup> 求解该 HMM 腔的散射效率谱和电场分布, 证明该腔虽然和之前报道的 HMM 腔<sup>[20-23]</sup> 设计不同, 但支持的回音廊模式数目仍然由银层数目决定, 并能够把电磁波能量高度局域在腔的介质层内, 从而降低欧姆损耗, 降低共振线宽. 接下来, 针对 5 层银/介质交替包裹形成的 HMM 腔 (3 层银), 详细研究了结构参数对回音廊模式的调谐规律, 发现仅改变最外层银或介质层的厚度, 几乎不影响  $\text{TM}_{1,2}$  和

$\text{TM}_{1,3}$  模式的共振位置, 但能对  $\text{TM}_{1,1}$  及 3 个模式的共振强度产生明显的调谐. 因此通过改变腔的结构参数, 在红绿蓝波段实现了三重窄带共振. 该 HMM 腔还具有偶极辐射特点, 能够将散射光限制在与入射光夹角为  $-45^\circ$ — $+45^\circ$  范围内, 从而能够保证透明显示应用时所需的视角宽度. 因此, 本文设计的 HMM 腔具有结构简单, 可实现红绿蓝三重窄带共振, 宽的散射角等特点, 将给实现高透明度, 高亮度和宽视角的全彩透明显示应用带来新思路.

## 2 理论基础

### 2.1 球形 HMM 腔结构的色散特性

本文设计的多层银/介质球形核壳结构, 由介质/银层交替包裹银核实现, 如图 1(a) 所示, 一次交替包裹形成一对银/介质层 (把银核看作第一银层), 因此图 1(a) 所示的结构共包含 8 层 (4 对) 银/介质交替层, 总外半径用  $R_{\text{out}}$  来表示, 银层的厚度可用  $d$  来表示, 介质层的厚度可用  $s$  表示, 银核半径用  $R_{\text{in}}$  表示. 在计算中, 银的介电常数用 Johnson 和 Christy<sup>[25]</sup> 的实验数据. 该结构的有效介电张量可以采用如下形式<sup>[26]</sup>:

$$\varepsilon = \hat{r}\hat{r}\varepsilon_r + \hat{\theta}\hat{\theta}\varepsilon_\theta + \hat{\phi}\hat{\phi}\varepsilon_t, \quad (1)$$

式中  $\varepsilon_r$ ,  $\varepsilon_\theta$ ,  $\varepsilon_t$  分别为介电常数的径向、极角和方位角方向分量,

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{\text{Ag}} n_d^2 / [(1 - f_{\text{Ag}})\varepsilon_{\text{Ag}} + f_{\text{Ag}} n_d^2], \quad (2)$$

$$\varepsilon_\theta = \varepsilon_t = f_{\text{Ag}} \varepsilon_{\text{Ag}} + (1 - f_{\text{Ag}}) n_d^2, \quad (3)$$

其中,  $f_{\text{Ag}}$  表示银层的占空比  $f_{\text{Ag}} = d/(d + s)$ ,  $n_d$  表示介质层的折射率. 如果  $\varepsilon_r$  大于 0,  $\varepsilon_\theta$  小于 0, 则波矢满足  $k_r^2/\varepsilon_\theta + k_\theta^2/\varepsilon_r = \omega^2/c^2$ , 具有双曲型色散关系. 球形 HMM 腔的参数取为: 银层厚度  $R_{\text{in}} = d = 5 \text{ nm}$ , 介质层厚度  $s = 4 \text{ nm}$ , 介质折射率  $n_d = 1.45$ . 计算频率取  $f = 0.5 \times 10^{15} \text{ Hz}$  (对应真空中波长  $\lambda = 600 \text{ nm}$ ), 利用 (1)–(3) 式计算得到等频面, 如图 1(b) 中黑线所示, 确实呈现双曲线型. 因此这类球形 HMM 腔可支持无限大的波矢  $k$ , 能将电磁波局域在深度亚波长的尺寸.

### 2.2 HMM 腔结构支持的电磁模式及求解

用米氏散射理论<sup>[24]</sup> 可以计算图 1(a) 中所示的球形 HMM 腔的电场分布以及消光、散射和吸收效率谱, 具体如下.

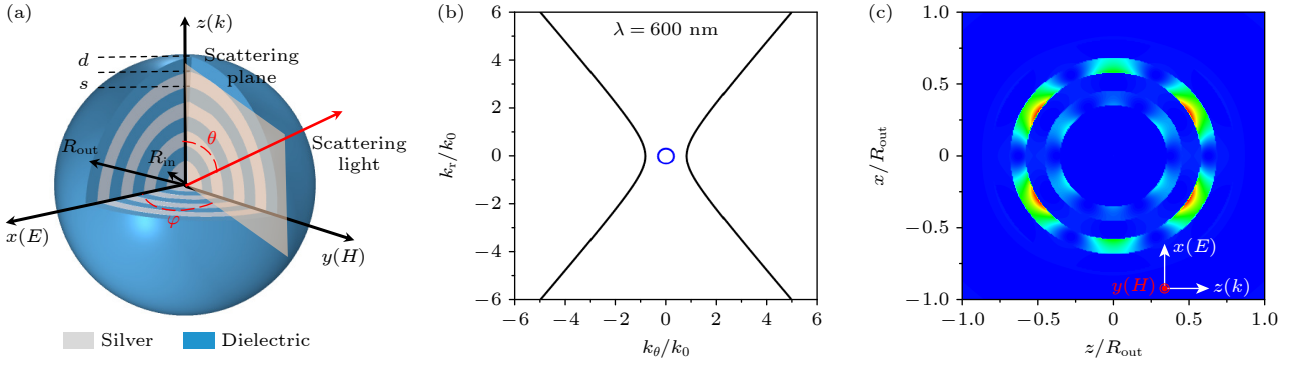


图 1 (a) 由介质和银交替包裹银核组成的球形 HMM 腔结构示意图; (b) 由有效介质理论在  $f = 0.5 \times 10^{15}$  Hz 处计算该 HMM 腔的等频面 (黑色曲线), 蓝色圆代表光在空气中的等频面; (c) 4 对银 ( $R_{in} = d = 5$  nm)/介质层 ( $s = 4$  nm) 交替包裹形成的 HMM 腔, 在角动量数  $n = 3$  的八极子共振 (波长  $\lambda = 600$  nm, 频率  $f = 0.5 \times 10^{15}$  Hz) 处的电场强度分布图

Fig. 1. (a) A schematic of the HMM cavity formed by alternately wrapping a silver core with dielectric and silver layers; (b) the hyperbolic isofrequency contour (black line) of the cavity in the momentum space calculated with the effective medium approximation at a frequency of  $f = 0.5 \times 10^{15}$  Hz, the blue line represents the corresponding isofrequency contour of air; (c) electric field intensity enhancement distributions of the HMM cavity formed by 4 pairs of silver ( $R_{in} = d = 5$  nm) and dielectric ( $s = 4$  nm,  $n_d = 1.45$ ) layers at octupolar resonant wavelength  $\lambda = 600$  nm with the angular momentum  $n = 3$ .

假设入射光沿  $z$  轴方向传播, 电场沿  $x$  轴方向偏振 (如图 1(a) 所示), 在球坐标系下, 可以将多层球壳结构内外的电场用矢量球谐函数的级数形式展开. 对于入射电场:

$$\mathbf{E}_{in} = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (\mathbf{M}_{o1n}^{(1)} - i\mathbf{N}_{e1n}^{(1)}), \quad (4)$$

核内电场:

$$\mathbf{E}_1 = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (c_n \mathbf{M}_{o1n}^{(1)} - id_n \mathbf{N}_{e1n}^{(1)}), \quad (5)$$

壳层内电场:

$$\mathbf{E}_l = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (f_n^l \mathbf{M}_{o1n}^{(1)} - ig_n^l \mathbf{N}_{e1n}^{(1)} - iw_n^l \mathbf{N}_{e1n}^{(2)} + v_n^l \mathbf{M}_{o1n}^{(2)}), \quad (6)$$

结构外的散射场:

$$\mathbf{E}_s = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (-b_n \mathbf{M}_{o1n}^{(3)} + ia_n \mathbf{N}_{e1n}^{(3)}), \quad (7)$$

式中  $E_n = E_n i^n (2n+1)/n(n+1)$ ,  $l$  表示结构的层数, 这里将核当作核壳结构的第 1 层 ( $l = 1$ ), 第一壳层代表结构的第 2 层 ( $l = 2$ ),  $\dots$ , 以此类推. 其中  $\mathbf{M}_{o1n}^{(p)}$ ,  $\mathbf{N}_{e1n}^{(p)}$  为矢量球谐函数, 展开系数  $a_n$ ,  $b_n$ ,  $g_n^l$ ,  $f_n^l$ ,  $w_n^l$ ,  $v_n^l$  能够根据边界条件解方程组获得. 结构的消光、散射和吸收截面分别为颗粒在单位时间内散射+吸收、散射、吸收的光能量与入射光强度的比值, 具有面积的量纲. 而消光效率 ( $Q_{ext}$ )、散射效率 ( $Q_{sca}$ ) 和吸收效率 ( $Q_{abs}$ ) 分别定义为消光、散射和吸收截面与颗粒迎着入射光方向

的投影面积 ( $S = \pi R_{out}^2$ ) 之比, 是无量纲的量, 可用米氏散射系数  $a_n$  和  $b_n$  来表示 [24]:

$$Q_{ext} = \frac{2}{k^2 R_{out}^2} \sum_n (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n), \quad (8)$$

$$Q_{sca} = \frac{2}{k^2 R_{out}^2} \sum_n (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (9)$$

$$Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca}, \quad (10)$$

式中,  $n$  代表模式的角动量数,  $n = 1$  指电偶极子 (磁偶极),  $n = 2$  指电四极子 (磁四极), 以此类推. 由于米氏散射系数  $a_n$  引起的共振模式没有径向 (球坐标系中的  $\mathbf{e}_r$  方向) 磁场分量, 被称为横磁模 ( $\text{TM}_n$ ). 而  $b_n$  引起的共振模式因没有径向的电场分量被称为横电模 ( $\text{TE}_n$ ).  $\text{TM}_n$  模对应的是第  $n$  阶电共振, 而  $\text{TE}_n$  模对应第  $n$  阶磁共振. 利用米氏散射理论 [24] 还能进一步获得每一阶电或磁模式的贡献, 以散射效率为例, 第  $n$  阶电 ( $a_n$ ) 和磁 ( $b_n$ ) 的贡献为

$$Q_{sca}(a_n) = \frac{2}{k^2 R_{out}^2} (2n+1) |a_n|^2, \quad (11)$$

$$Q_{sca}(b_n) = \frac{2}{k^2 R_{out}^2} (2n+1) |b_n|^2. \quad (12)$$

为了说明所提出的多层银/介质交替包裹的球形 HMM 腔支持回音廊模式, 下面以 8 层银/介质 HMM 腔为例, 仍然取银层厚度  $R_{in} = d = 5$  nm 和介质层厚度  $s = 4$  nm, 介质折射率  $n_d = 1.45$ . 根据 (4)–(7) 式, 研究结构在波长 600 nm 处的

电场强度分布情况,如图 1(c) 所示. 发现电场主要局域在 2, 3 层介质中 (靠近银核的为第 1 介质层), 展示出 6 重对称性特征, 属于角动量  $n = 3$  的八极子共振模式. 该模式和文献 [20–23, 26] 报道的金属/介质层交替包裹介质核形成的 HMM 腔支持的回音廊模式类似.

### 3 结果与分析

#### 3.1 球形 HMM 腔的模式分析

接下来, 研究金属核被多层介质和金属交替包裹形成的球形 HMM 共振腔的模式特性. 这里以 8 层 (4 对) 银/介质层组成的 HMM 腔为例, 银层 (包括银核) 厚度设为  $R_{\text{in}} = d = 5 \text{ nm}$ , 介质层厚度均为  $s = 4 \text{ nm}$ , 第 1 层介质折射率  $n_1 = 1.8$ , 其

他介质层折射率  $n_2 = n_3 = n_4 = 1.45$  (第 2 介质层折射率表示为  $n_2$ , 第 3 介质层折射率表示为  $n_3$ , 以此类推). 为使 HMM 腔应用于提高透明显示性能, 在模拟过程中考虑实际工作环境是必要的. 这种透明显示屏通常由纳米颗粒分散到透明基体材料 (例如: 聚乙烯醇) 中形成 [1,14] (透明显示屏示意图见图 4(b)), 因此 HMM 腔周围的环境折射率一般设为  $n_b = 1.5$ . 图 2(a) 展示了前两阶电分量 ( $a_1$ ,  $a_2$ ) 对结构散射效率的贡献 (为了展示四极子模式, 将其对应的散射效率值放大 50 倍). 图 2(a) 上方的插图给出了利用有限元仿真软件 COMSOL Multiphysics 5.6 模拟的散射效率谱 (蓝色三角). 具体仿真方法: 计算域设为半径  $1.5 \mu\text{m}$  的球体; 计算域的外边界设为散射边界条件, 并在计算域外附加完美匹配层. 考虑到实际的透明显示应用,

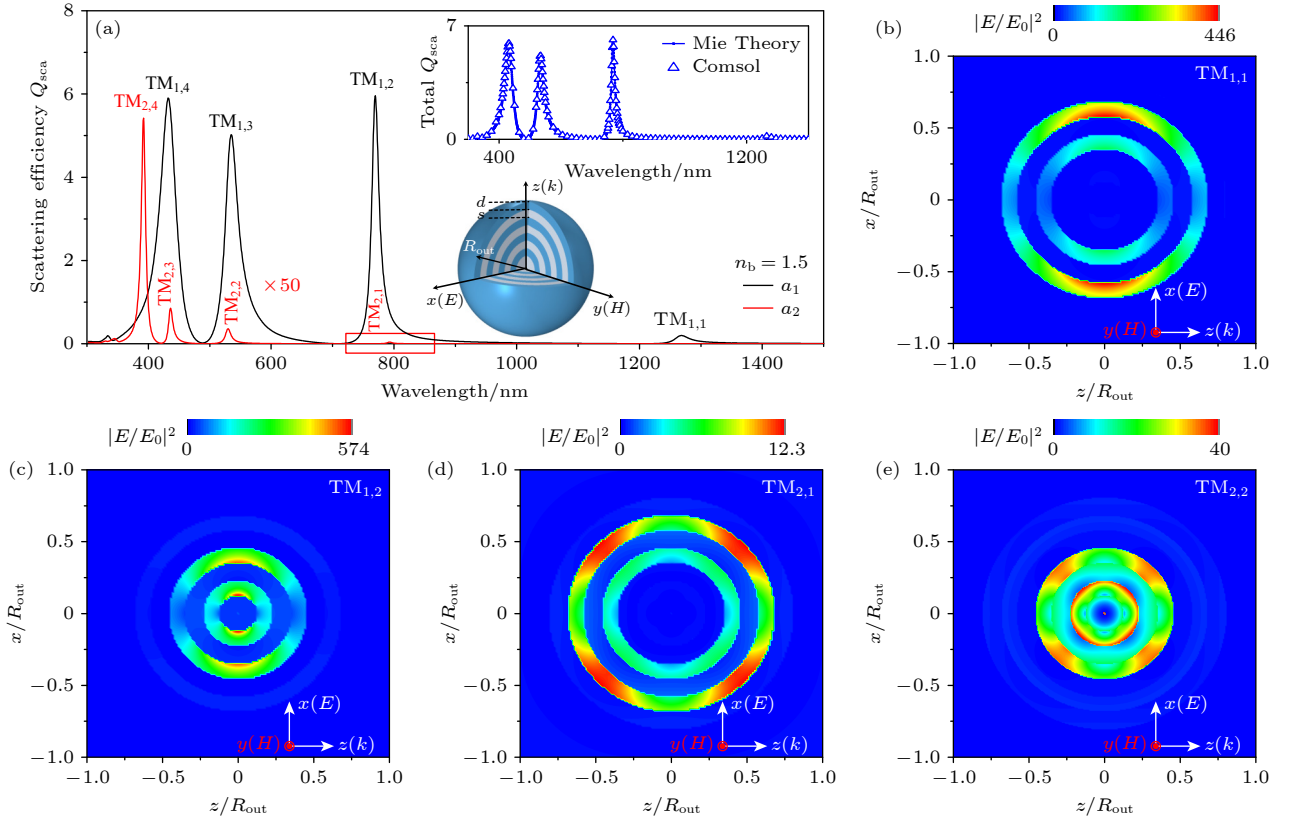


图 2 (a) 由 8 层银 ( $R_{\text{in}} = d = 5 \text{ nm}$ ) 和介质层 ( $s = 4 \text{ nm}$ ,  $n_b = 1.5$ ) 交替包裹组成的 HMM 腔的散射谱, 这里展示了偶极和四极电分量的贡献 ( $a_1$ ,  $a_2$ ), 为了更清楚地显示电四极子的贡献, 将其散射效率值扩大了 50 倍, 右上方插图是通过 Comsol 软件模拟 (蓝色三角) 和米氏散射理论计算 (蓝色实线) 的总散射效率谱; (b) 结构在  $\text{TM}_{1,1}$  模式共振波长  $\lambda = 1266 \text{ nm}$  处的电场强度分布图; (c) 结构在  $\text{TM}_{1,2}$  模式共振波长  $\lambda = 768 \text{ nm}$  处的电场强度分布图; (d) 结构在  $\text{TM}_{2,1}$  模式共振波长  $\lambda = 791 \text{ nm}$  处的电场强度分布图; (e) 结构在  $\text{TM}_{2,2}$  模式共振波长  $\lambda = 531 \text{ nm}$  处的电场强度分布图

Fig. 2. (a) The scattering efficiency spectra (the contributions from the first two electric terms ( $a_1$ ,  $a_2$ ), respectively) of the HMM cavity (inset) formed by eight layers of silver ( $R_{\text{in}} = d = 5 \text{ nm}$ ) and dielectric ( $s = 4 \text{ nm}$ ). For clarity, the contribution from  $a_2$  is magnified 50 times. Top inset shows the total scattering efficiency spectra simulated based on Comsol software (blue triangle) and calculated based on Mie scattering theory (blue line), respectively. (b)–(e) Electric field intensity enhancement distributions of the two dipolar resonances (b)  $\text{TM}_{1,1}$  and (c)  $\text{TM}_{1,2}$ , and two quadrupolar resonances (d)  $\text{TM}_{2,1}$  and (e)  $\text{TM}_{2,2}$ , respectively.

HMM 腔处于折射率为  $n_b = 1.5$  的透明介质中 (示意的透明显示器件见图 4(b)), 背景电场  $E_b$  设为  $E_{bx} = e^{im_b k_0 z}$ ,  $E_{by} = 0$ ,  $E_{bz} = 0$ . 散射效率由远场散射强度的球面边界积分获得<sup>[27]</sup>. 从图 2(a) 插图可明显看出, 基于有限元方法模拟的散射效率谱 (蓝色三角) 和基于米氏散射理论计算的散射效率谱 (蓝色实线) 符合得很好, 说明基于米氏散射理论求解的正确性.

其次, 从图 2(a) 中发现, 对于直径仅 72 nm 的 HMM 腔, 最小共振波长与直径的比值接近于 6, 因此准静态近似成立, 偶极电分量起主要贡献, 并存在 4 个偶极共振模式, 分别记为  $TM_{1,1}$ ,  $TM_{1,2}$ ,  $TM_{1,3}$  和  $TM_{1,4}$ , 相应的共振波长分别为 1266, 768, 533 和 425 nm. 这里  $TM_{n,m}$  的下角标  $n$  表示模式对应的角动量数,  $m$  则为相同模式角动量数下的次级阶数, 共振波长越长, 次级阶数  $m$  越低. 该直径仅 72 nm 的 HMM 球形腔, 支持的最低阶  $TM_{1,1}$  模式的共振波长为 1266 nm, 其与直径的比值接近 18, 具有深度亚波长特性, 基于此原理的透明显示屏将具有高的分辨率. 需要说明的是, 由于 HMM 腔展现出双曲型色散关系 (如图 1(b) 所示), 理论上能够提供无穷大的波矢  $k$ . 但这里由于腔的层数有限, 不能严格用有效介质理论描述, 因此共振波长有限<sup>[26]</sup>. 另外, 电场在腔内传播并在某一层剧烈变化时, 有效介质理论也会失效<sup>[26]</sup>, 从而出现多个共振波长有限的模式. 这一点也可以通过接下来的电场分布图得到验证.

HMM 腔的电场分布情况, 能够通过 (4)–(7) 式计算获得. 图 2(b), (c) 展示了  $TM_{1,1}$ ,  $TM_{1,2}$  两个模式对应的电场强度增强分布. 从图中可以看出, 共振时电场强度得到很大的增强. 另外, 由于电场的分布展示出二重对称性特征, 也证明了对于这两个角动量数  $n = 1$  的回音廊共振模式  $TM_{1,1}$  (图 2(b)),  $TM_{1,2}$  (图 2(c)), 均为偶极电模式, 其不同之处在于具有不同次级阶数  $m$  的模式将电场局域在不同的电介质层 (例如,  $TM_{1,1}$  模式的电场主要局域在 2, 3 层介质中,  $TM_{1,2}$  模式的电场主要分布在第 1, 2 层介质中). 相当于电场在不同壳层发生了剧烈变化, 有效介质理论失效<sup>[26]</sup>, 进一步验证了该 HMM 腔出现多个模式的原因; 另一方面由于电场主要局域在介质层, 因此和传统的等离激元模式相比, 具有更小的欧姆损耗, 模式线宽更窄. 图 2(d), (e) 展示了  $TM_{2,1}$  和  $TM_{2,2}$  两个回音廊模

式的电场强度增强分布. 由于电场分布展示出四重对称性, 证明这两个角动量  $n = 2$  的回音廊模式均为电四极模式. 另外, 由于该 HMM 腔满足准静态近似, 高阶模式的贡献小, 因此这里的电场增强也明显减弱.

当去掉上述 HMM 腔的最外层介质层, 值得注意的是, 其仍支持 4 个偶极回音廊共振模式 (详见补充材料图 S1(online)), 因此 HMM 腔中银层是引起电场在腔内剧烈变化的关键, 数目决定了回音廊模式个数, 且电场高度局域在 HMM 腔的介质层内, 从而降低欧姆损耗, 降低模式线宽. 因此, 当考虑到彩色透明显示应用 (构建红绿蓝波段的三重窄带共振), 可以将 HMM 腔简化到三层银和两层介质, 即可激发出 3 个窄带的回音廊模式, 从而应用于增强彩色透明显示的透明度和亮度.

### 3.2 实现红绿蓝波段三重窄带共振的 HMM 腔设计及优化

接下来主要研究由 5 层银/介质交替包裹组成的 HMM 腔 (如图 3(a) 插图所示, 相当于去掉图 2(a) 中 HMM 腔的最外面 3 层) 的散射特性. 图 3(a) 展示了 5 层 HMM 腔 ( $R_{in} = d_1 = d_2 = 5$  nm,  $s_1 = s_2 = 4$  nm,  $n_1 = 1.8$ ,  $n_2 = 1.45$ , 环境折射率为  $n_b = 1.5$ ) 的散射效率谱. 可以观察到, 在  $\lambda = 427$  nm ( $TM_{1,3}$  模式),  $\lambda = 548$  nm ( $TM_{1,2}$  模式) 以及  $\lambda = 865$  nm ( $TM_{1,1}$  模式) 附近, 确实存在 3 个模式, 证明 5 层 HMM 腔 (包含 3 层银) 有望在红绿蓝波段实现 3 个窄带共振, 应用于透明显示.

为了得到适用于透明显示的最优 HMM 腔, 接下来研究结构参数对回音廊模式的调性作用. 首先, 图 3(b) 展示了仅改变银核尺寸时, 结构的散射效率谱. 发现随着内核半径增大, 由于延迟效应 (retardation effect)<sup>[28]</sup>,  $TM_{1,1}$ ,  $TM_{1,2}$ ,  $TM_{1,3}$  三个模式均发生红移. 结合 3.1 节关于产生多个模式原因的分析, 可推断  $TM_{1,1}$ ,  $TM_{1,2}$ ,  $TM_{1,3}$  模式分别由最外层到最内层银引起的电场剧烈变化产生, 发现和最外层银相关的  $TM_{1,1}$  模式随尺寸变化最敏感, 而与最内层银有关的  $TM_{1,3}$  模式, 随尺寸增大红移不明显. 因此通过改变腔的内核半径, 能够在保证蓝光模式位置几乎不变的情况下, 调谐绿光 and 红光波段的模式位置.

其次, 由等离激元杂化理论<sup>[29]</sup> 可知, 在核壳结构中银壳层所支持的球模和腔模, 及多个银壳层杂

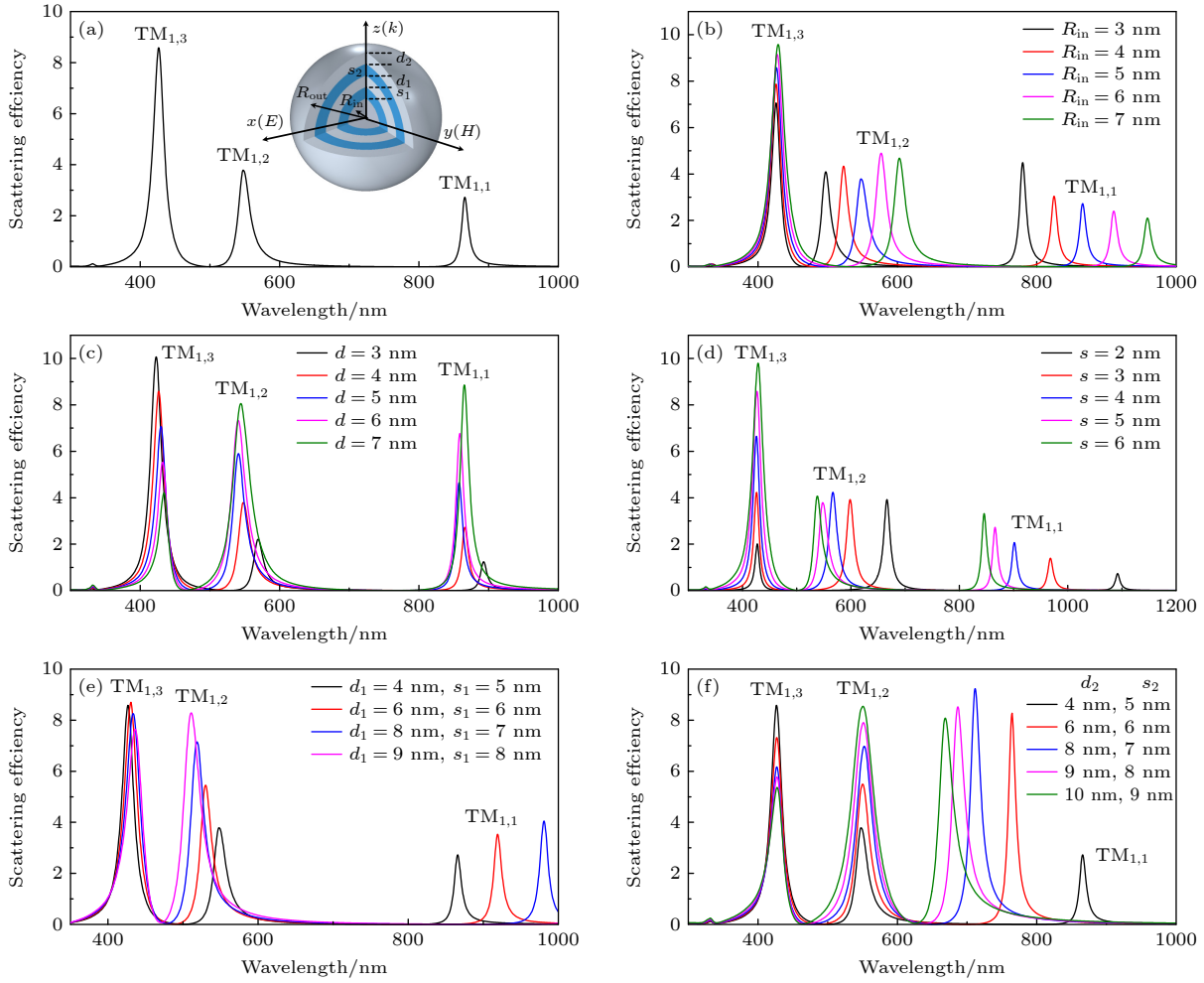


图 3 (a) 5 层银 ( $R_{in} = d_1 = d_2 = 5$  nm)/介质层 ( $s_1 = s_2 = 4$  nm,  $n_1 = 1.8$ ,  $n_2 = 1.45$ ) 交替包裹组成的球形 HMM 腔的散射谱, 插图 HMM 腔的结构示意图; (b) 改变 HMM 腔中银核尺寸  $R_{in}$  的散射效率谱; (c) 改变 HMM 腔中银层厚度 (保持  $R_{in} = 5$  nm,  $d_1 = d_2$ ) 的散射效率谱; (d) 改变 HMM 腔中介质层厚度  $s_1 = s_2$  的散射效率谱; (e) 分别改变 HMM 腔中第 2 层银层厚度  $d_1$  和第 1 层介质层厚度  $s_1$  的散射效率谱; (f) 分别改变 HMM 腔中第 3 层银层厚度  $d_2$  和第 2 层介质层厚度  $s_2$  的散射效率谱

Fig. 3. (a) The scattering efficiency spectrum of the HMM cavity (inset) formed by five layers of silver ( $R_{in} = d_1 = d_2 = 5$  nm) and dielectric ( $s_1 = s_2 = 4$  nm,  $n_1 = 1.8$ ,  $n_2 = 1.45$ ); (b)–(d) the scattering efficiency spectra of HMM cavities same as the structure used in (a), but with different core radii (b), different thicknesses of the silver layers (c) and different thicknesses of the dielectric layers (d); (e), (f) the scattering efficiency spectra of HMM cavities same as the structure used in (a), but with different thicknesses of the second silver layer ( $d_1$ ) and first dielectric layers ( $s_1$ ) (e) and different thicknesses of third silver layer ( $d_2$ ) and second dielectric layers ( $s_2$ ) (f).

化后的模式之间均会发生耦合, 壳层越薄, 耦合作用越强, 对模式的调谐作用越明显, 体现到光谱上即对称模式 (本文中的回音廊模式) 红移越厉害; 反之当壳层厚度增大, 耦合作用减弱, 模式发生蓝移. 当厚度继续增大, 耦合作用体现不明显, 而延迟效应<sup>[28]</sup>起主导, 则随着壳层厚度增大, 模式发生红移. 本部分重点关注壳层厚度 ( $< 10$  nm) 变化对回音廊共振模式的调谐作用. 首先, 保持银核半径  $R_{in} = 5$  nm 不变, 且银层和介质层厚度分别相同, 研究仅改变银壳层厚度 (图 3(c)) 和介质的厚度 (图 3(d)) 时, HMM 腔的散射谱. 有趣的是, 由

于决定  $TM_{1,3}$  模式的银核尺寸不变,  $TM_{1,3}$  共振位置几乎保持不变, 而随着银壳层厚度 (图 3(c)) 和介质层厚度 (图 3(d)) 的增大, 相当于耦合作用减弱, 引起  $TM_{1,1}$  (主要受最外层银和介质厚度  $d_2$ ,  $s_2$  影响) 和  $TM_{1,2}$  (主要受次外层银和介质层厚度  $d_1$ ,  $s_1$  影响) 模式发生蓝移. 仍然是次级阶数最低的  $TM_{1,1}$  模式对厚度变化最敏感, 且共振强度也随着壳层厚度的增大得到明显提高. 从图中还可看出, 当壳层较薄时, 耦合作用较强, 模式随厚度变化蓝移更明显. 例如, 壳层厚度从  $d = 3$  nm (或者  $s = 2$  nm) 增大到  $d = 4$  nm (或  $s = 3$  nm), 引起

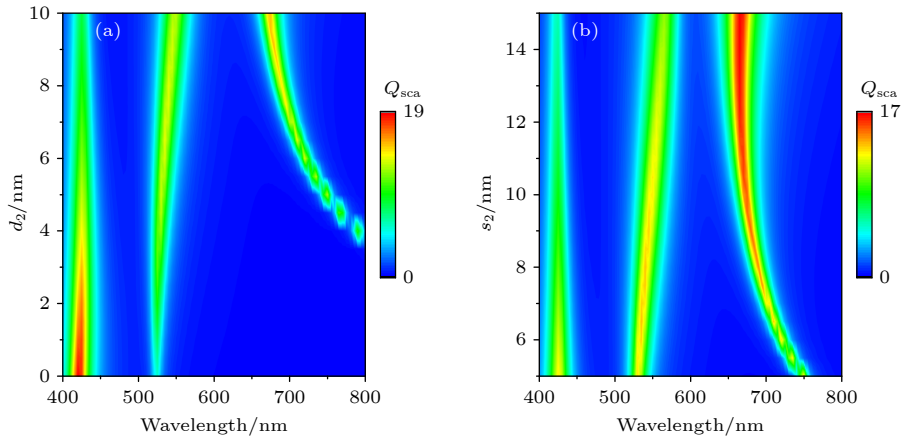


图 4 固定 HMM 腔中  $R_{\text{in}} = 5 \text{ nm}$ ,  $s_1 = 4 \text{ nm}$ ,  $d_1 = 5 \text{ nm}$ , 介质折射率  $n_1 = 1.8$ ,  $n_2 = 1.45$  情况下 (a) 同时固定  $s_2 = 9 \text{ nm}$ , 银壳层厚度  $d_2$  从  $0 \text{ nm}$  到  $10 \text{ nm}$  时, HMM 腔的散射效率谱; (b) 同时固定  $d_2 = 8 \text{ nm}$ , 介质层厚度  $s_2$  从  $5 \text{ nm}$  到  $15 \text{ nm}$  时, HMM 腔的散射效率谱

Fig. 4. (a) The scattering efficiency spectra as a function of the wavelength and the thickness of the third silver layer ( $d_2$ ) for the HMM cavities with fixed  $R_{\text{in}} = 5 \text{ nm}$ ,  $s_1 = 4 \text{ nm}$ ,  $d_1 = 5 \text{ nm}$ ,  $d_2 = 8 \text{ nm}$ ,  $s_2 = 9 \text{ nm}$  and  $n_2 = 1.45$ ; (b) the scattering efficiency spectra as a function of the wavelength and the thickness of the second dielectric layer ( $s_2$ ) for the HMM cavities with fixed  $R_{\text{in}} = 5 \text{ nm}$ ,  $s_1 = 4 \text{ nm}$ ,  $d_1 = 5 \text{ nm}$ ,  $d_2 = 8 \text{ nm}$ ,  $n_1 = 1.8$ , and  $n_2 = 1.45$ .

$\text{TM}_{1,1}$  和  $\text{TM}_{1,2}$  模式发生的蓝移比壳层厚度从  $d = 6 \text{ nm}$  (或  $s = 5 \text{ nm}$ ) 增大到  $d = 7 \text{ nm}$  (或  $s = 6 \text{ nm}$ ) 更明显. 但是, 在所选的壳层厚度变化范围内, 发现  $\text{TM}_{1,1}$  和  $\text{TM}_{1,2}$  模式能够被调谐到所需的蓝光和绿光波段, 而  $\text{TM}_{1,1}$  仍然处于近红外波段. 为此, 图 3(e)—(f) 给出单独调控每层银壳层厚度和每层介质层厚度时的散射效率谱. 图 3(e) 显示次外层 (第二层) 银厚度  $d_1$  从  $4 \text{ nm}$  变化到  $9 \text{ nm}$ , 次外层 (第 1 层) 介质厚度  $s_1$  从  $5 \text{ nm}$  变化到  $8 \text{ nm}$ , 保持其他结构参数和图 3(a) 相同的情况下, 3 个模式的移动情况. 由于次外层银和介质层厚度增大引起的耦合作用减弱, 主要影响  $\text{TM}_{1,2}$  模式的蓝移; 但由于和  $\text{TM}_{1,3}$  模式相关的银核半径不变,  $\text{TM}_{1,3}$  模式的共振位置几乎不变; 而主要影响  $\text{TM}_{1,1}$  的最外层银和介质层由于厚度也没有发生变化, 因此耦合作用的影响不明显, 增大了次外层银和介质层厚度, 相当于增大最外层银壳的尺寸, 这时延迟效应将引起  $\text{TM}_{1,1}$  模式红移, 更加偏离红光波段. 因此, 基于上述分析, 如果保持银核半径及次外层介质和银壳层厚度均不变, 则  $\text{TM}_{1,2}$  和  $\text{TM}_{1,3}$  模式将不发生大幅移动; 而仅增大最外层介质和银层厚度, 减弱由此引起的耦合作用, 仅蓝移  $\text{TM}_{1,1}$  模式, 如图 3(f) 所示. 当最外层银厚度  $d_2$  从  $4 \text{ nm}$  增大到  $10 \text{ nm}$ , 最外层介质层厚度  $s_2$  从  $5 \text{ nm}$  变化到  $9 \text{ nm}$ , 保持其他结构参数和图 3(a) 的相同情况下, 发现确实  $\text{TM}_{1,2}$  和  $\text{TM}_{1,3}$

模式的共振位置几乎不变, 而  $\text{TM}_{1,1}$  发生明显蓝移, 并从近红外移动到红光波段, 且  $\text{TM}_{1,1}$  和  $\text{TM}_{1,2}$  模式共振的强度逐渐增大. 其余结构参数 (介质折射率  $n_1$ ,  $n_2$ ) 对散射谱的调谐性, 详见补充材料图 S2(online)).

基于上述优化结果, 固定 HMM 腔中  $R_{\text{in}} = 5 \text{ nm}$ ,  $s_1 = 4 \text{ nm}$ ,  $d_1 = 5 \text{ nm}$ , 和  $n_1 = 1.8$ ,  $n_2 = 1.45$ , 进一步分析 HMM 腔中最外层银 ( $d_2$ ) 以及介质层厚度 ( $s_2$ ) 分别对散射效率谱的影响, 从而得到适合透明显示应用的最优化结构. 图 4(a) 展示了最外层介质厚度  $s_2$  固定为  $9 \text{ nm}$  时, 最外层银壳层厚度  $d_2$  对  $\text{TM}_{1,1}$ ,  $\text{TM}_{1,2}$ ,  $\text{TM}_{1,3}$  三个模式的影响. 和预期的一样, 随着银壳层厚度  $d_2$  增大,  $\text{TM}_{1,1}$  模式发生蓝移, 强度增大, 且发现当  $d_2 > 4 \text{ nm}$  时, 才能将其调谐到红光波段.  $\text{TM}_{1,2}$ ,  $\text{TM}_{1,3}$  模式的共振位置几乎不变 (由于对  $\text{TM}_{1,2}$  和  $\text{TM}_{1,3}$  模式起关键作用的银核半径及第 1 层介质和银壳层厚度均不变), 但  $\text{TM}_{1,3}$  强度逐渐减弱. 图 4(b) 研究了最外层介质厚度  $s_2$  对 HMM 腔散射的影响. 发现和图 4(a) 中所示的调谐规律类似, 其中  $\text{TM}_{1,3}$  模式随着  $s_2$  的增大, 一直保持在  $\lambda = 425 \text{ nm}$  处;  $\text{TM}_{1,2}$  略红移;  $\text{TM}_{1,1}$  模式随着  $s_2$  的增大发生蓝移, 且当  $s_2 > 5 \text{ nm}$  时,  $\text{TM}_{1,1}$  模式出现在可见光波段. 因此, 基于以上得出的结构参数对模式的调谐规律, 很容易找到支持红绿蓝波段三重窄带共振, 适用于增强彩色透明显示的 HMM 腔. 其余参数 (银

核半径  $R_{\text{in}}$ ; 介质折射率  $n_1, n_2$ ; 第 2 层银壳层厚度  $d_1$ ; 第 1 层介电层厚度  $s_1$ ) 对模式的调谐规律详见补充材料图 S3(online)), 给出了用于提高透明显示性能的 HMM 腔的其他结构优化方案.

最后, 给出一组适用于透明显示的优化结构参数: 银层厚度分别为  $R_{\text{in}} = 5 \text{ nm}$ ,  $d_1 = 5 \text{ nm}$ ,  $d_2 = 10 \text{ nm}$ ; 介质层厚度为  $s_1 = 4 \text{ nm}$ ,  $s_2 = 9 \text{ nm}$ , 以及介质层折射率  $n_1 = 1.8$ ,  $n_2 = 1.45$ , 环境折射率为  $n_b = 1.5$ . 该 HMM 腔的散射效率谱如图 5(a) 所示, 黑色三角形代表用 Comsol 软件模拟的结果, 黑色实线为基于米氏散射理论解析计算的结果, 二者符合得很好, 说明该结构在红绿蓝波段支持三重窄带散射模式, 且呈 Fano 线型, 散射效率均大于 6. 基于该 HMM 腔共振散射的透明显示器, 如图 5(b) 所示. 透明显示屏由透明基体和分散其中

的球形 HMM 腔组成, HMM 腔可以选择性地散射共振波长附近的光, 而对远离共振波长的光几乎透明. 于是, 当向该透明显示屏投射图像时, 因 HMM 腔的红绿蓝三重窄带散射特性, 可实现彩色透明显示. 另外, 透明显示器的视角宽度与透明基体中掺入的纳米粒子的散射角分布有关, 如图 5(b) 中插图所示. 图 5(c)–(e) 展示了图 5(a) 所示 3 个共振波长附近的散射角度分布图, 说明该 HMM 腔确实具有偶极辐射特点; 并能够将散射光限制在和入射光夹角为  $-45^\circ$ – $+45^\circ$  范围内, 从而确保在透明显示应用中具有大的观察视角和高的显示亮度. 上述结果表明, 通过优化 5 层银/介质交替包裹的 HMM 腔的结构参数, 可以在红绿蓝波段实现三重窄带共振, 并具有偶极辐射特征, 能够有效提高透明显示器的透明度, 亮度和视角宽度.

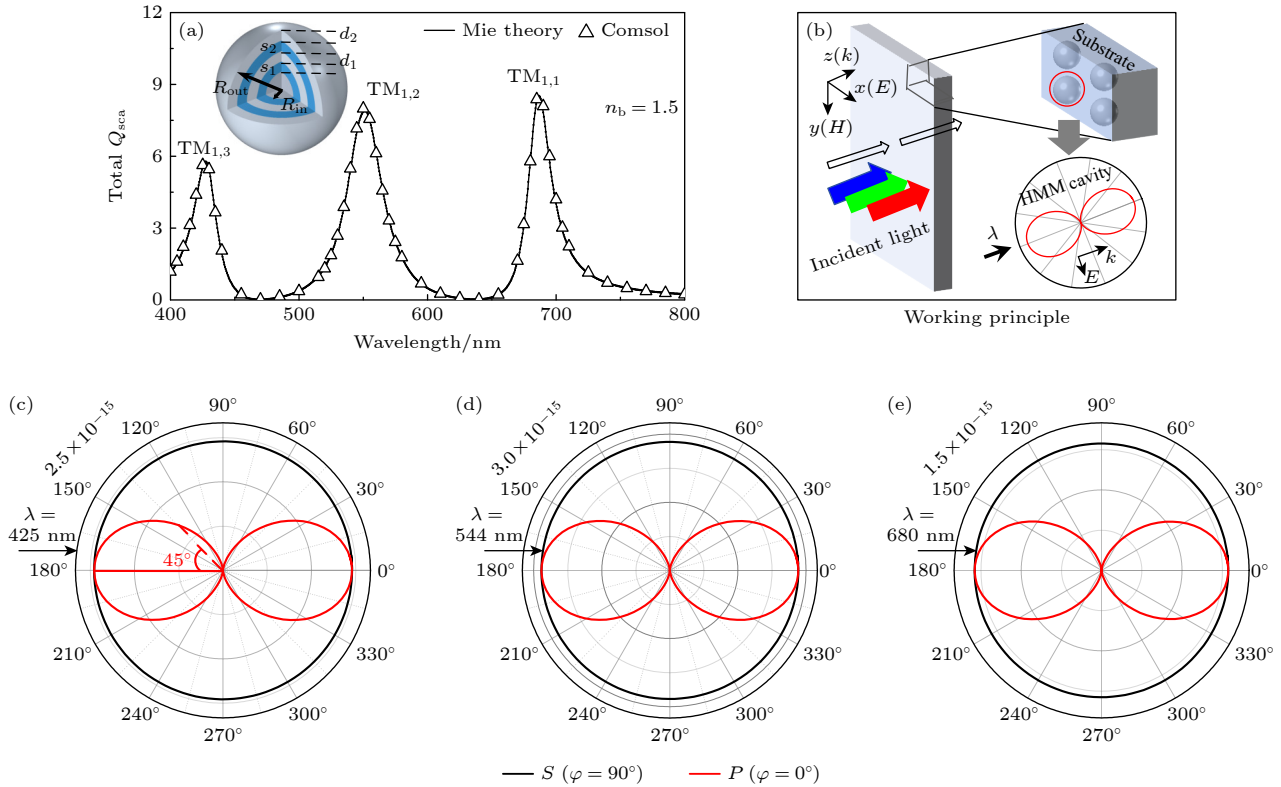


图 5 (a) 5 层银 ( $R_{\text{in}} = d_1 = 5 \text{ nm}$ ,  $d_2 = 10 \text{ nm}$ ) / 介质层 ( $s_1 = 4 \text{ nm}$ ,  $s_2 = 9 \text{ nm}$ ,  $n_1 = 1.8$ ,  $n_2 = 1.45$ ) 交替包裹形成的球形 HMM 腔的散射效率谱, 黑色三角形代表用 Comsol 软件模拟的结果, 黑色实线为基于米氏散射理论解析计算的结果; (b) 基于 HMM 腔波长选择性散射的透明显示器示意图; (c)–(e) HMM 腔在偶极共振波长 (c)  $\lambda \approx 425 \text{ nm}$  ( $\text{TM}_{1,3}$ ), (d)  $\lambda \approx 544 \text{ nm}$  ( $\text{TM}_{1,2}$ ), (e)  $\lambda \approx 680 \text{ nm}$  ( $\text{TM}_{1,1}$ ) 的二维散射角分布图. 其中红色和黑色曲线分别为散射平面处于和  $\varphi = 0$  和  $\varphi = \pi/2$  的情况

Fig. 5. (a) The total scattering efficiency spectra based on Comsol software (black triangle) and Mie scattering theory (black line) for the HMM cavity formed by five layers of silver ( $R_{\text{in}} = d_1 = 5 \text{ nm}$ ,  $d_2 = 10 \text{ nm}$ ) and dielectric ( $s_1 = 4 \text{ nm}$ ,  $s_2 = 9 \text{ nm}$ ,  $n_1 = 1.8$ ,  $n_2 = 1.45$ ); (b) a schematic for a transparent display based on HMM cavities with wavelength-selective scattering; (c)–(e) the 2D scattering angle distribution of the structure at wavelengths of (c)  $\lambda \approx 425 \text{ nm}$  ( $\text{TM}_{1,3}$ ), (d)  $\lambda \approx 544 \text{ nm}$  ( $\text{TM}_{1,2}$ ), and (e)  $\lambda \approx 680 \text{ nm}$  ( $\text{TM}_{1,1}$ ) at dipole resonance. Red and black curves correspond to the case of scattering plane at  $\varphi = 0$  and  $\varphi = \pi/2$ , respectively.

## 4 结 论

本文提出一种利用介质/金属交替包裹金属核构成的 HMM 腔, 以提高彩色透明显示性能的设计方案. 首先, 利用有效介质理论, 说明由多层介质/银交替包裹银核形成的球形腔具有双曲色散特性. 然后利用米氏散射理论求解了多层银/介质组成的球形 HMM 腔的电场分布, 证明该腔支持回音廊模式, 能够把电磁波能量高度局域在腔的介质层内, 从而降低欧姆损耗, 降低共振线宽. 值得一提的是, 该结构中银层的数目和同阶回音廊模式的个数相同. 因此有望构建红绿蓝波段的三重窄带共振, 用于彩色透明显示. 其次, 本文针对 5 层银/介质 (3 层银, 两层介质) 交替包裹组成的球形 HMM 腔, 详细分析了结构参数对回音廊模式的调谐作用. 发现同时改变最外层介质和银层厚度, 能保持  $TM_{1,2}$  和  $TM_{1,3}$  模式共振位置不变情况下, 对  $TM_{1,1}$  模式共振位置和 3 个模式的强度产生明显的调谐作用, 从而在红绿蓝 3 个波段实现了三重窄带共振. 最后, 展示了该 HMM 腔的偶极辐射特点, 能够将散射光限制在和入射光夹角为  $-45^\circ$ — $+45^\circ$  范围内, 由此证明其具有大的散射角. 该 HMM 腔可实现红绿蓝三重窄带共振, 并具有宽的散射角, 因此, 可应用于实现高透明度、高亮度和宽视角的彩色透明显示.

## 参考文献

- [1] Hsu C W, Zhen B, Qiu W J, Shapira O, DeLacy B G, Joannopoulos J D, Soljačić M 2014 *Nat. Commun.* **5** 3152
- [2] Hedili M K, Freeman M O, Urey H 2012 *Proc. SPIE.* **8428** 84280X
- [3] Görrn P, Sander M, Meyer J, Kroger M, Becker E, Johannes H, Kowalsky W, Riedl T 2006 *Adv. Mater.* **18** 738
- [4] Hedili M K, Freeman M O, Urey H 2013 *Appl. Opt.* **52** 1117
- [5] Goldenberg J F, McKechnie T S 1985 *Opt. Soc. Am. A* **2** 2337
- [6] Hedili M K, Freeman M O, Urey H 2013 *Opt. Express* **21** 24636
- [7] Hong K, Yeom J, Jang C, Hong Jisoo, Lee B 2014 *Opt. Lett.* **39** 127
- [8] Soomro S R, Urey H 2016 *Opt. Express* **24** 24232
- [9] Kravets V G, Schedin F, Grigorenko A N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 087403
- [10] Wang Z L 2009 *Phys. Pro.* **3** 287 (in Chinese) [王振林 2009 *物理学进展* **3** 287]
- [11] Smith D R, Schurig D 2003 *Phys. Lett.* **90** 077405
- [12] Yang X D, Yao J, Rho J, Yin X B, Zhang X 2012 *Nat. Photon.* **6** 450
- [13] Saito K, Tatsuma T 2015 *Nanoscale* **7** 20365
- [14] Ye Y Y, Chen T P, Zhen J Y, Xu C, Zhang J, Li H K 2018 *Nanoscale* **10** 2438
- [15] Soomro S R, Urey H 2017 *Appl. Opt.* **56** 6108
- [16] Shin S, Boyeon H, Zhao Z J, Jeon S H, Jung J Y, Lee J H, Ju B K, Jeonget J H 2018 *Sci. Rep.* **8** 2463
- [17] Chu B, Li Y, Qin Y H, Hu T Z, Zhong F C, Zeng F G, Ding P, Shao L, Du Y X, Tian S, Chen Z 2023 *Nanotechnology* **34** 325301
- [18] Barnes W L, Alain D, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [19] Sun J B, Shalaev M I, Litchinitser N M 2015 *Nat. Commun.* **6** 7201
- [20] Wan M J, Gu P, Liu W Y, Chen Z, Wang Z L 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 031103
- [21] Li Y, Zhong F C, Chu B, Shao L, Wang J Q, Wan M J, Yang P, Wang Y Y, Ding P, Zeng F G, Yu Z J, Xu K, Du Y X, Huo H B, Chen Z, Wang Z L 2021 *Sci. Sin. Phys. Mech. As.* **51** 104211 (in Chinese) [李艳, 钟发成, 褚博, 邵立, 王俊俏, 万明杰, 杨鹏, 王妍妍, 丁佩, 曾凡光, 于占军, 许坤, 杜银霄, 霍海波, 陈卓, 王振林 2021 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **51** 104211]
- [22] Gu P, Chen J, Chen S Y, Yang C, Zhang Z X, Du W, Yan Z D, Tang C J, Chen Z 2021 *Photonics Res.* **9** 829
- [23] Gu P, Guo Y H, Chen J, Zhang Z X, Yan Z D, Liu F X, Tang C J, Du W, Chen Z 2021 *Nanomaterials* **11** 2301
- [24] Bohren C F, Huffman D R 1983 *Absorption and Scattering of Light by Small Particles Optics* (New York: Wiley) p475
- [25] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [26] Wu C, Salandrino A, Ni X, Zhang X 2014 *Phys. Rev. X* **4** 021015
- [27] Knight M W, Halas N J 2008 *New J. Phys.* **10** 105006
- [28] Fan X, Zheng W, Singh D J 2014 *Light Sci. Appl.* **3** 179
- [29] Prodan E, Radloff C, Halas N J, Nordlander P 2003 *Science* **302** 419

# Multiple narrowband whispering-gallery model and transparent display applications of spherical hyperbolic dispersive metamaterial cavity<sup>\*</sup>

Li Yan<sup>†</sup> Ren Si-Meng Chu Bo Yan Ru-Jiang Yu Qun-Xing  
Sun Hui Shao Li Zhong Fa-Cheng<sup>‡</sup>

(School of Materials, Zhengzhou University of Aeronautics, Zhengzhou 450046, China)

( Received 18 August 2023; revised manuscript received 1 October 2023 )

## Abstract

A novel spherical hyperbolic metamaterial (HMM) cavity for enhancing color-transparent display is designed in this work. This HMM cavity consists of a silver core wrapped alternatively by several dielectric layers and silver layers. According to the effective medium theory and Mie scattering theory, we demonstrate that such an HMM cavity supports multiple whispering-gallery modes with deep subwavelength characteristics. The number of whispering-gallery modes with the same angular momentum is equal to the number of silver layers within the HMM cavity. Furthermore, we demonstrate that these excited whispering-gallery modes are capable of strongly confining the electric fields within the different dielectric shell layers, thus reducing Ohmic losses and narrowing resonance linewidths. In addition, we systematically investigate how the structure parameters affect whispering-gallery modes for an HMM cavity with 5 alternative dielectric layers and silver layers. Interestingly, by increasing the thickness of outermost dielectric layer and silver layer, the resonance wavelength of  $TM_{1,2}$  mode and  $TM_{1,3}$  mode remain nearly unchanged. However, the  $TM_{1,1}$  mode experiences a significant blueshift, and the intensity of the  $TM_{1,1}$ ,  $TM_{1,2}$  and  $TM_{1,3}$  mode can be substantially tuned. Consequently, through structural optimization, the HMM cavity can support triple narrowband resonances in the red, green, and blue spectral regions. Finally, we show that the HMM cavity exhibits dipole radiation characteristics at the three resonance wavelengths, effectively confining light within an angular range from  $-45^\circ$  to  $+45^\circ$  relative to the incident light direction, and confirming the scattered light viewed from a wide angle. These features make the HMM cavity suitable for achieving high transparency, brightness, and wide viewing angles in full-color transparent displays.

**Keywords:** hyperbolic metamaterial cavity, Mie scattering, whispering-gallery mode, transparent display

**PACS:** 02.10.Yn, 33.15.Vb, 98.52.Cf, 78.47.dc

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231351

<sup>\*</sup> Project supported by the Key Research Projects of Colleges and Universities of Henan Province, China (Grant No. 23ZX018), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11704344), and the Research Projects of Colleges and Universities of Henan Province, China (Grant No. 22A140030).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [yanli@zua.edu.cn](mailto:yanli@zua.edu.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [zhongfacheng@163.com](mailto:zhongfacheng@163.com)

## 球形双曲色散超材料腔的多重窄带回音廊模式及透明显示应用

李艳 任思萌 褚博 燕汝江 于群星 孙辉 邵立 钟发成

## Multiple narrowband whispering-gallery model and transparent display applications of spherical hyperbolic dispersive metamaterial cavity

Li Yan Ren Si-Meng Chu Bo Yan Ru-Jiang Yu Qun-Xing Sun Hui Shao Li Zhong Fa-Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 020203 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231351

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231351>

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

#### 扁长型微瓶腔中的回音壁模式选择及Fano谐振

Selection of whispering-gallery modes and Fano resonance of prolate microbottle resonators

物理学报. 2020, 69(23): 234203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200817>

#### 含双曲超构材料的复合周期结构的带隙调控及应用

Band gap engineering and applications in compound periodic structure containing hyperbolic metamaterials

物理学报. 2020, 69(15): 154205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200084>

#### 蓝宝石谐振体内的回音壁模电磁场分布

Electromagnetic field distribution of whispering gallery mode in a sapphire resonator

物理学报. 2022, 71(23): 234101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221156>

#### 基于多腔型超构材料的声场增强效应

Sound field enhancement based on multiple-cavity metamaterial

物理学报. 2021, 70(15): 154301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202172>

#### 基于CaF<sub>2</sub>/W多层膜人工双曲介质的近场热光伏器件

High-performance near-field thermophotovoltaic device with CaF<sub>2</sub>/W multilayer hyperbolic metamaterial emitter

物理学报. 2020, 69(20): 204203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200892>

#### 压电材料双曲壳热弹耦合作用下的混沌运动

Chaotic motion of piezoelectric material hyperbolic shell under thermoelastic coupling

物理学报. 2019, 68(1): 010501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181714>