

基于 Au/Ce:YIG/TiN 结构的磁光表面 等离子元共振及折射率传感器研究

王会丽^{1,2}, 秦俊^{1,2}, 康同同^{1,2}, 张燕^{1,2}, 聂立夏^{1,2}, 艾万森^{1,2}, 李艳芳^{1,2}, 毕磊^{1,2*}

¹电子科技大学国家电磁辐射控制材料工程技术研究中心, 四川 成都 610054;

²电子科技大学电子科学与工程学院, 四川 成都 610054

摘要 提出了一种基于 Au/Ce:YIG/TiN 结构的磁光表面等离子元共振器件(MOSPR)。通过构建 Au 周期纳米盘、Ce:YIG 薄膜和 TiN 薄膜三层结构,实现 Au 纳米盘局域表面等离子元共振(LSPR)和 TiN/Ce:YIG 界面传播型表面等离子元共振耦合,显著降低了 LSPR 的散射损耗,并实现了磁光效应的显著增强。MOSPR 的横向磁光克尔效应(TMOKE)信号的绝对值达 0.21。应用这一器件制备传感器,借助磁光氧化物的强磁光效应,可以显著提高 LSPR 传感器的品质因数(FoM)。基于 TMOKE 谱进行传感,器件的 FoM 可达 2192.4586 RIU⁻¹。该研究为高灵敏度、高 FoM LSPR 器件的制备提供了一种新思路。

关键词 表面光学; 磁光表面等离子元; 局域表面等离子元共振; 横向磁光克尔效应; 折射率传感器

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.202411

Magneto-Optical Surface Plasmon Resonance and Refractive Index Sensor Based on Au/Ce:YIG/TiN Structure

Wang Huili^{1,2}, Qin Jun^{1,2}, Kang Tongtong^{1,2}, Zhang Yan^{1,2},
Nie Lixia^{1,2}, Ai Wansen^{1,2}, Li Yanfang^{1,2}, Bi Lei^{1,2*}

¹ National Engineering Research Center of Electromagnetic Radiation Control Material,

University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China;

² School of Electronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China,
Chengdu, Sichuan 610054, China

Abstract A magneto-optical surface plasmon resonance device (MOSPR) based on Au/Ce:YIG/TiN structure is proposed. By constructing a three-layer structure which comprises the periodic Au nanodisk array, Ce:YIG film, and TiN film, the coupling between the Au nanodisk's localized surface plasmon resonance (LSPR) and the TiN/Ce:YIG interface propagation surface plasmon resonance can be realized, which can significantly reduce the scattering loss of LSPR and enhance the magneto-optical effect. The absolute value of the transverse magneto-optical Kerr effect (TMOKE) of MOSPR reaches 0.21. Using the MOSPR and the strong magneto-optical effect of the magneto-optical oxide to prepare the sensor can significantly improve the figure of merit (FoM) of the LSPR sensor. Based on the TMOKE spectrum for sensing, the sensor's FoM is up to 2192.4586 RIU⁻¹. This research provides a new idea for the preparation of LSPR devices with high sensitivity and high FoM.

Key words optics at surface; magneto-optical surface plasmon resonance; localized surface plasmon resonance; transverse magneto-optical Kerr effect; refractive index sensor

OCIS codes 240.6680; 160.3820; 310.6628; 280.4788

收稿日期: 2019-01-28; 修回日期: 2019-04-22; 录用日期: 2019-04-25

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(61475031)、自然科学基金优秀项目(51522204)、科技部重点研发计划(2016YFA0300802)

* E-mail: bilei@uestc.edu.cn

1 引言

表面等离子激元共振 (SPR) 是指金属中的传导电子与入射电磁场耦合产生的集体振荡。在 SPR 现象中, 局域等离子激元共振 (LSPR) 是指电磁波与亚波长尺度金属颗粒耦合产生的自由电子局域共振现象。LSPR 对纳米颗粒的组成、形状、尺寸和局部介电环境高度敏感^[1], 可应用于无标记和高灵敏度的传感器^[2-7], 用于测量环境变化和生物分子的相互作用。LSPR 结构尺寸小, 可以实现高空间分辨率的化学传感。然而, 由于 LSPR 器件的共振线宽比较宽, 基于 LSPR 的传感器的灵敏度通常在 200~800 nm/RIU 之间, 而品质因数 (FoM), 即灵敏度与谐振峰线宽的比值相对较低 (通常低于 6)^[7]。因此, 提高 LSPR 传感器的灵敏度和品质因数成为该领域的研究热点。通过用介电支柱提升基底上方的金属纳米结构, 可以增大 LSPR 传感器的折射率灵敏度, 这是因为增强的电场大部分空间区域暴露于环境中, 可以与被检测的分子物质充分接触^[8-9]。最新研究表明, 固定入射角下检测结构横向磁光克尔效应信号强度变化^[10]的方法也能提高传感灵敏度。通过减小 LSPR 的半峰全宽, 可以提高传感器的品质因数。一种减小 LSPR 半峰全宽的有效方法是将 LSPR 与其他窄线宽的谐振模式耦合, 如开口环谐振器^[11]、银纳米立方体^[6]、金属圆弧孔阵列^[12]和金属-介质-金属层状纳米结构^[13-14]等, 这些结构中宽带的超辐射与窄带的亚辐射模式之间的耦合会引起 Fano 共振的产生^[15], 半峰全宽可由几十纳米降至 5 nm^[13], 从而提高品质因数。另一种方案是将金属纳米颗粒图案转化成一维或二维阵列^[16-19], 周期性排列的金属纳米粒子之间的衍射耦合使晶格等离子体共振的半峰全宽低至 10 nm 左右^[17-20]。另外, 通过将 LSPR 与光子微腔耦合并构建磁光局域等离子激元 (MO_LSPR) 结构, 也可以改善传感器的品质因数和传感能力^[21-22]。MO_LSPR 结构不仅可以监测由局部周围环境折射率的微小变化引起的光谱偏移^[23]和共振角偏移^[24], 还可以监测强度^[25]、相位^[26], 从而改善基于 LSPR 的传感器的传感性能。

近十几年来, 随着纳米加工技术的快速发展, 在人工构筑的纳米系统中, 通过结合磁性与等离子激元两者的性能, 可得到磁光等离子激元 (MOSPR) 纳米结构。在这样的系统中, 等离子激元谐振造成的电磁场增强会使结构的磁光性能得到了大幅提高; 通过

外加磁场对表面等离子激元的频谱特性进行调控^[27], 可使 MOSPR 器件在超高灵敏度的气体和生物传感器^[28]、集成光隔离器^[29]和磁光调制器^[30]等新型纳米光子器件中具有潜在的应用价值。在表面等离子激元传感器件中, 由于结构的磁光谱通常比反射谱或透射谱具有更窄的线宽和更高的优值, MOSPR 传感器通常具有更高的信噪比和更低的检测极限^[28]。国际上已有研究团队基于 MO_LSPR 结构获得了超越 LSPR 器件的品质因数和监测极限, 如 MacCaferrri 等^[31]以玻璃为基底设计了短程有序的镍圆柱形纳米天线结构。然而, 目前的 MO_LSPR 器件主要采用磁性金属材料制造, 损耗高且器件的品质因数低; 同时 LSPR 器件本征的散射损耗依然制约着器件优值的提高。因此, 发展新型 MO_LSPR 结构, 获得高优值 LSPR 器件是高灵敏度表面等离子激元传感器件的重要研究方向。

基于上述研究现状和问题, 本文提出了一种使用低损耗磁光氧化物的新型 MO_LSPR 器件, 该器件利用 LSPR 与表面等离子激元 (SPP) 的模式耦合^[26, 32], 使金属-电介质-金属 (MIM) 三明治结构中的磁光氧化物层产生强电磁场, 从而增强其磁光克尔效应 (表现在结构的反射光谱中为不对称的 Fano 共振), 降低横向磁光克尔效应 (TMOKE) 光谱线宽。同时, 由于耦合模式具有 LSPR 模式的局域共振特征, 因此 LSPR 增强的 TMOKE 信号对局域折射率的变化仍保持着较高的折射率灵敏度 [(497.14 ± 10.81) nm/RIU] 以及窄的线宽 (0.2267 nm), 因此可以达到较高的品质因数 (2200 RIU⁻¹), 相比于传统 LSPR 器件的品质因数 (不大于 108 RIU⁻¹)^[7]提高了 20 倍以上。

本文首先介绍了器件结构和计算仿真方法, 然后采用有限元仿真详细研究了器件反射率对结构参数的依赖性, 通过调节器件结构参数使 LSPR 与 SPP 模式耦合, 分析了模式耦合对器件反射光谱和 TMOKE 谱的影响, 最后分析了结构的折射率传感性能。

2 器件结构与仿真方法

所设计的器件结构如图 1 所示 (h 为金纳米盘的高度, r 为半径, p 为周期, θ 为入射角度), 考虑实际实验条件, 根据前期工作采用的材料和器件结构进行器件设计^[28], 所设计结构从顶部到底部依次为正方周期排列的 Au 纳米盘 (30 nm)、Ce: YIG (50 nm)、YIG (40 nm)、SiO₂ (8 nm)、TiN (200 nm)

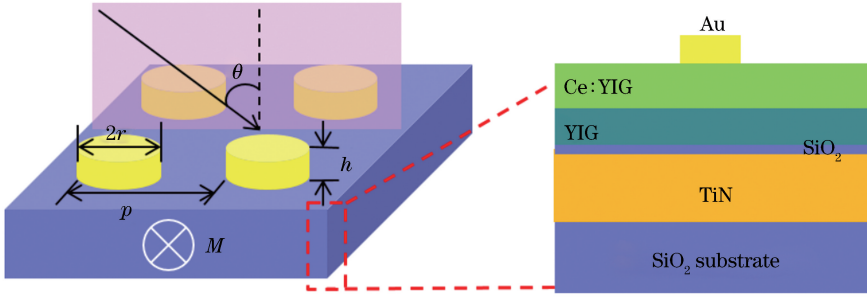


图1 器件结构示意图

Fig. 1 Schematic of device structure

和 SiO₂ 基片,括号中的数值为各层的厚度。其中,TiN 是高温表面等离子激元材料,可支持 SPP 模式传播,并可承受磁性氧化物的高温沉积过程。SiO₂ 薄膜用于阻止 TiN 薄膜在 YIG 和 Ce:YIG 薄膜沉积过程中的氧化,并促进 YIG 石榴石晶相结晶。顶部的 Au 纳米圆盘为正方周期结构,采用这一结构的优点有^[33]:

1)减小 Au 纳米圆盘 LSPR 模式的线宽。对于周期结构中的每个纳米盘来说,相邻粒子之间的耦合都是一样的。每个纳米盘都处于同样的电磁场环境中,因此非均匀共振展宽被抑制。

2)激励 SPP 模式与 LSPR 模式耦合。Au 纳米圆盘阵列充当光栅结构,从而可在下面的 TiN 层上激发传播 SPP 模式,通过调控 Au 纳米圆盘的尺寸和周期,可以使 SPP 模式与 LSPR 模式有效耦合。

基于有限元方法(COMSOL Multiphysics[®])进行模拟计算。p 偏振光以一定的角度 θ 在 xoz 平面入射,固定水平方位角为 0° ,外加磁场方向垂直于入射面,此时 Ce:YIG 的介电张量可表示为

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 & 0 & -i\mathbf{g} \\ 0 & \varepsilon_0 & 0 \\ i\mathbf{g} & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中: ε_0 (对角元)为未磁化薄膜的介电常数; \mathbf{g} 为转动矢量; i 为虚数单位。改变外加磁场的方向,即改变非对角元的正负,可以计算出正负磁场下的反射率 $R(\mathbf{H}\pm)$ 。去掉非对角元,可以计算出无外加磁场下的反射率 R_0 。由此得到 TMOKE,其定义为^[34-35]

$$T_{\text{MOKE}} = \frac{\Delta R_{pp}}{R_{pp}} = \frac{R(\mathbf{H}+) - R(\mathbf{H}-)}{R_0}. \quad (2)$$

式中: ΔR_{pp} 为 p 偏振光反射强度的变化; R_{pp} 为入射的 p 偏振光的强度。

结构优化的参数包括 Au 纳米盘的高度、半径、周期和入射角。将一个 Au 纳米盘周期单元作为研究对象,将模型的四边界设置为周期性边界条件,上下区域设置为完美匹配层^[36]。整个模型采用自由

四面体和特殊精细网格划分。通过 S_{11} 参数计算反射率 R ,其中 S_{11} 参数(反射系数)表示反射电场与入射电场之间的比值, R (反射率)是反射能量与入射能量之间的比值,所以 $R = S_{11}^2$ 。

3 结果与讨论

图 2 显示了器件反射率随入射波长和器件结构的变化规律。固定 TiN、SiO₂、YIG 和 Ce:YIG 各层厚度,Au 纳米圆盘阵列结构初始参数为 $r = 70 \text{ nm}$, $h = 30 \text{ nm}$, $p = 600 \text{ nm}$, $\theta = 45^\circ$ 。分别改变 Au 纳米圆盘半径 $r = 60 \sim 120 \text{ nm}$ [图 2(a)],Au 纳米圆盘高度 $h = 20 \sim 80 \text{ nm}$ [图 2(b)],Au 纳米圆盘周期 $p = 450 \sim 700 \text{ nm}$ [图 2(c)],入射角 $\theta = 20^\circ \sim 70^\circ$ [图 2(d)],研究结构在 $0.6 \sim 1.55 \mu\text{m}$ 波长范围内的反射率和模式耦合特征。

图 2(a)所示为改变 Au 纳米圆盘半径 r 时,结构在不同波长下的反射率,当 Au 纳米圆盘半径较大(大于 80 nm)时,可以从反射谱中观察到两个低反射率的 SPR 模式。其中,峰位在 $1.1 \mu\text{m}$ 处,且几乎不随 Au 纳米圆盘半径变化而变化的模式为 Au 和 TiN 界面的 SPP 模式;另一模式峰位随 Au 纳米圆盘半径 r 的减小而发生蓝移,为 Au 纳米圆盘的 LSPR 模式,可以用等效电路法解释,即 Au 纳米圆盘半径减小使得结构中等效的平行板电容 C_m 和等效的电感 L_m 都变小,因此谐振频率向高频移动^[37]。当 $r = 70 \text{ nm}$ 时,LSPR 模式与 SPP 模式耦合,器件反射谱表现为单一的反射峰。

图 2(b)为 Au 纳米圆盘高度 h 对器件反射光谱的影响。此时固定周期为 600 nm ,角度为 45° ,半径为 70 nm 。由于在半径为 70 nm 的条件下,LSPR 模式与 SPP 模式耦合,所以反射谱只有一个低反射率区域。通过仿真发现,Au 纳米圆盘高度对反射率和模式耦合的影响较小,在 $20 \sim 80 \text{ nm}$ 高度范围内 LSPR 模式与 SPP 模式均产生了耦合。随着 Au 纳米圆盘高度的增加,只有 LSPR 模式发生了轻微蓝移。

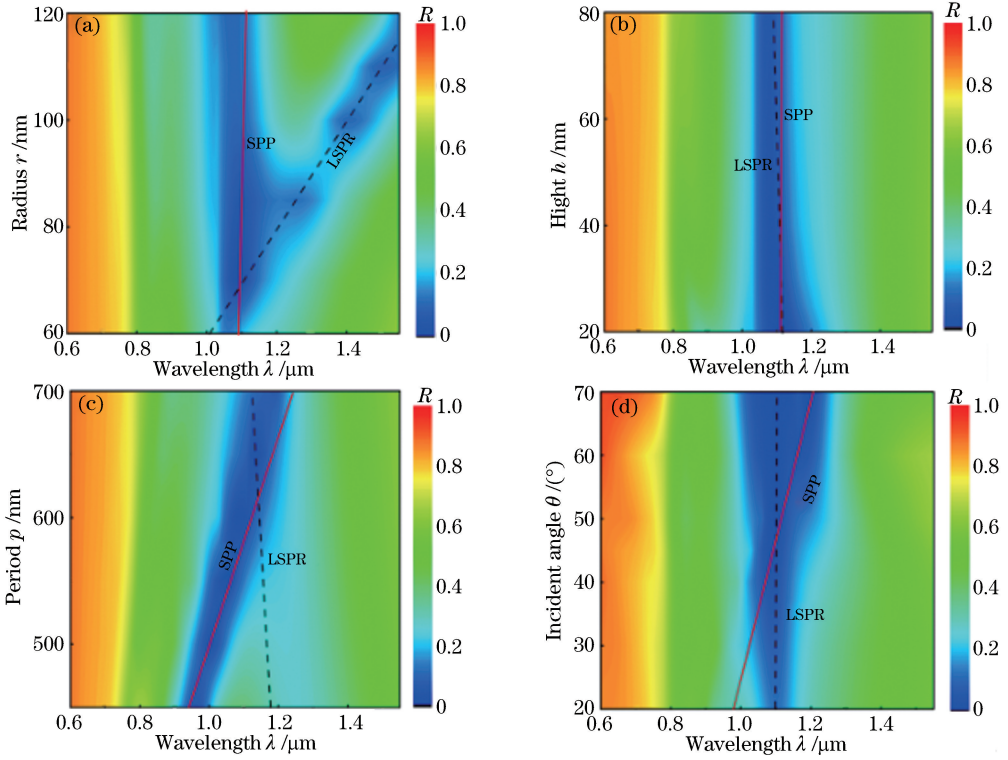


图2 反射率与波长、结构尺寸的关系。(a) $h=30\text{ nm}$, $p=600\text{ nm}$, $\theta=45^\circ$, 反射率随 r 的变化; (b) $r=70\text{ nm}$, $p=600\text{ nm}$, $\theta=45^\circ$, 反射率随 h 的变化; (c) $r=70\text{ nm}$, $h=30\text{ nm}$, $\theta=45^\circ$, 反射率随 p 的变化; (d) $r=70\text{ nm}$, $h=30\text{ nm}$, $p=650\text{ nm}$, 反射率随 θ 的变化

Fig. 2 Reflectivity as a function of r , h , p , θ , and wavelength. (a) Reflectivity versus r when $h=30\text{ nm}$, $p=600\text{ nm}$, and $\theta=45^\circ$; (b) reflectivity versus h when $r=70\text{ nm}$, $p=600\text{ nm}$, and $\theta=45^\circ$; (c) reflectivity versus p when $r=70\text{ nm}$, $h=30\text{ nm}$, and $\theta=45^\circ$; (d) reflectivity versus θ when $r=70\text{ nm}$, $h=30\text{ nm}$, and $p=650\text{ nm}$

图 2(c)、2(d) 所示分别为 Au 纳米盘的周期和入射角对反射光谱的影响。随着周期从 450 nm 增大至 650 nm, SPP 模式共振波长逐渐红移。由于占空比的减小, LSPR 模式的反射率逐渐减小。由于周期的增大等效于纳米盘半径的减小, 所以 LSPR 模式发生蓝移, 两种模式逐渐重叠。但随着周期的继续增大, 重叠的两种模式又逐渐分离。图 2(d) 所示为入射角对反射光谱的影响, 由于 Au 纳米圆盘的半径和高度不变, 其 LSPR 模式的共振波长不随入射角的变化而变化。SPP 模式共振波长随入射角的增大发生红移, 当入射角为 45° 时, SPP 模式与 LSPR 模式耦合。图 2(c)、(d) 中 SPP 的共振波长与 Au 纳米盘周期、入射角的关系可表示为^[38]

$$k = k_0 \sin \theta + j \frac{2\pi}{p}, \quad (3)$$

$$k_{\text{spp}} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_{\text{eff}}}{\epsilon_m + \epsilon_{\text{eff}}}}, \quad (4)$$

式中: k 为被周期光栅所调制的人射电磁波的波矢大小; k_{spp} 为存在于金属/介质界面处的表面等离子

体激元的波矢大小; $k_0 = \omega/c$, 是自由空间中电磁波的波矢大小; ω 为入射电磁波的角频率; c 为光在真空中的传播速度; θ 为入射角; j 为基于 Au 周期纳米圆盘光栅的衍射级; p 为光栅周期; ϵ_m 和 ϵ_{eff} 分别为金属 (氮化钛) 的介电常数和介质层 (Ce: YIG/YIG/SiO₂) 的等效介电常数。(3) 式为布拉格耦合条件, (4) 式为 SPP 模式的波矢大小。当 $k = k_{\text{spp}}$ 时, SPP 被激发, 由此可以建立周期、入射角与 SPP 模式波矢之间的关系。研究发现随着周期或入射角的增大, SPP 模式的共振波长逐渐红移, 这与 (3) 式一致。从上述分析可以得知, 通过调节 Au 纳米圆盘结构参数, 可以在 $r=70\text{ nm}$, $h=30\text{ nm}$, $p=600\text{ nm}$, $\theta=45^\circ$ 时, 在 $1.1\text{ }\mu\text{m}$ 波长附近同时激发 SPP 和 LSPR 模式。

进一步分析了 SPP 和 LSPR 模式在耦合前后的近场磁场 $|\mathbf{H}|$ 分布特征, 如图 3 所示。图 3(a) 为器件在 xoz 平面的截面图和各层的材料。图 3(b)、3(c) 所示为 Au 纳米圆盘参数 $r=100\text{ nm}$, $h=30\text{ nm}$, $p=600\text{ nm}$, $\theta=45^\circ$ 时, xoz 平面内 SPP 模式

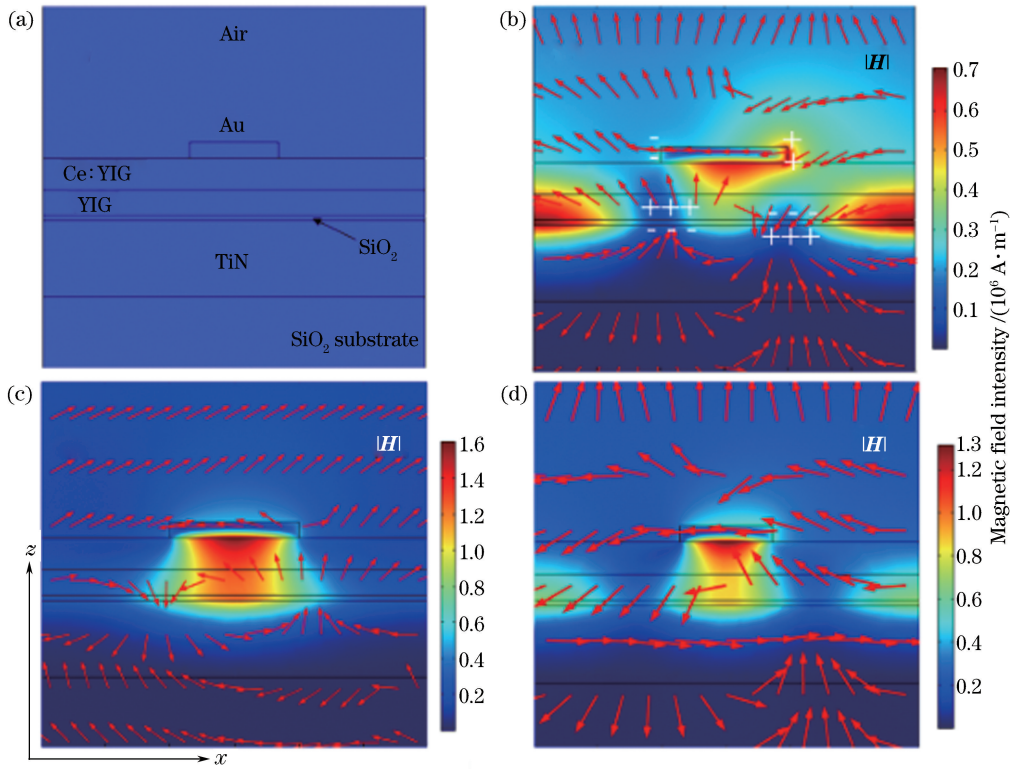


图 3 器件截面图以及不同参数下磁场 $|\mathbf{H}|$ 的分布图。(a) 器件 xoz 平面的截面图, $r=100$ nm; (b) SPP 模式; (c) LSPR 模式; (d) $r=70$ nm 时的耦合模式

Fig. 3 Cross-section of device and magnetic field $|\mathbf{H}|$ distributions under different structural parameters. (a) Cross-section of xoz plane of device when $r=100$ nm; (b) SPP mode; (c) LSPR mode; (d) coupling mode when $r=70$ nm

的磁场 $|\mathbf{H}|$ 分布 [图 3(b)] 和 LSPR 模式的磁场 $|\mathbf{H}|$ 分布 [图 3(c)], 图中箭头代表位移电流矢量。图 3(b) 中, 在 1080 nm 波长处, 位移电流矢量 \mathbf{D} 的方向沿 x 轴交替变化, 其分布表明电流在 TiN/YIG 界面附近形成了一系列的闭合回路单元, 对应每个闭合的电流回路都有一个强的局域磁场分布。而且界面两侧的磁场强度随着金属层和介质层厚度的增加而衰减, 表现出 SPP 的场束缚特性, 因此激发的是 SPP 模式, 磁场 $|\mathbf{H}|$ 主要分布在 TiN/YIG 界面。而图 3(c) 中, 在 1420 nm 波长处, 反平行的位移电流矢量 \mathbf{D} 分布在上层 Au 纳米盘和下层 TiN 中, 形成闭合回路, 因此对应 Au 纳米圆盘的 LSPR 模式, 磁场 $|\mathbf{H}|$ 主要局域在磁光介质层 Ce:YIG 中。因此, 在这一器件参数下, 两种模式没有耦合, 位于不同的共振波长。当固定其他器件参数不变, 而改变 $r=70$ nm 时, SPP 模式与 LSPR 模式耦合, 只有一个共振峰, 如图 2(a) 所示。图 3(d) 为该尺寸下在 1096 nm 波长处 xoz 平面的磁场 $|\mathbf{H}|$ 分布, 此时磁场局域在介质层中, 而且 TiN/YIG 的界面也出现了磁场增强, 表现为 SPP 和 LSPR 模式的共同特征。在 Au 纳米圆盘附近的空气层和 TiN 中, 存在

反平行的位移电流矢量, 形成了较大的闭合回路, 证明了整个介质层中磁场增强。

进一步对结构增强磁光克尔效应进行分析, 如图 4 所示。LSPR 和 SPP 模式下电磁波的近场增强使得 Ce:YIG 材料和结构的磁光效应得到显著提高。当垂直于入射平面的磁场 (图 1) 施加在器件上时, Ce:YIG 材料在磁场作用下对 SPP 模式传播常数产生非互易移相效应^[28]。正负磁场作用时 SPP 模式的传播常数不同, 使反射光谱发生偏移, 于是可得到结构的横向磁光克尔效应。

图 4(a) 为 Au 纳米盘半径不同时, 对应的 TMOKE 光谱与入射波长之间的关系。当 $r=85, 100$ nm 时, LSPR 和 SPP 模式对应的激励波长均会使 TMOKE 增强, 但由于两种模式的损耗都较大, TMOKE 谱的半峰全宽较宽, 约为 100 nm。随着 Au 纳米盘半径逐渐减小, 两种模式逐渐耦合。当 $r=70$ nm 时, SPP 模式与 LSPR 模式耦合, TMOKE 谱线宽度显著减小。当半径继续减小至 60 nm 时, 模式耦合减弱, TMOKE 信号也随之减弱, 谱线展宽。图 4(b) 为 Au 纳米盘高度不同时, 对应的 TMOKE 光谱与入射波长之间的关系。由于

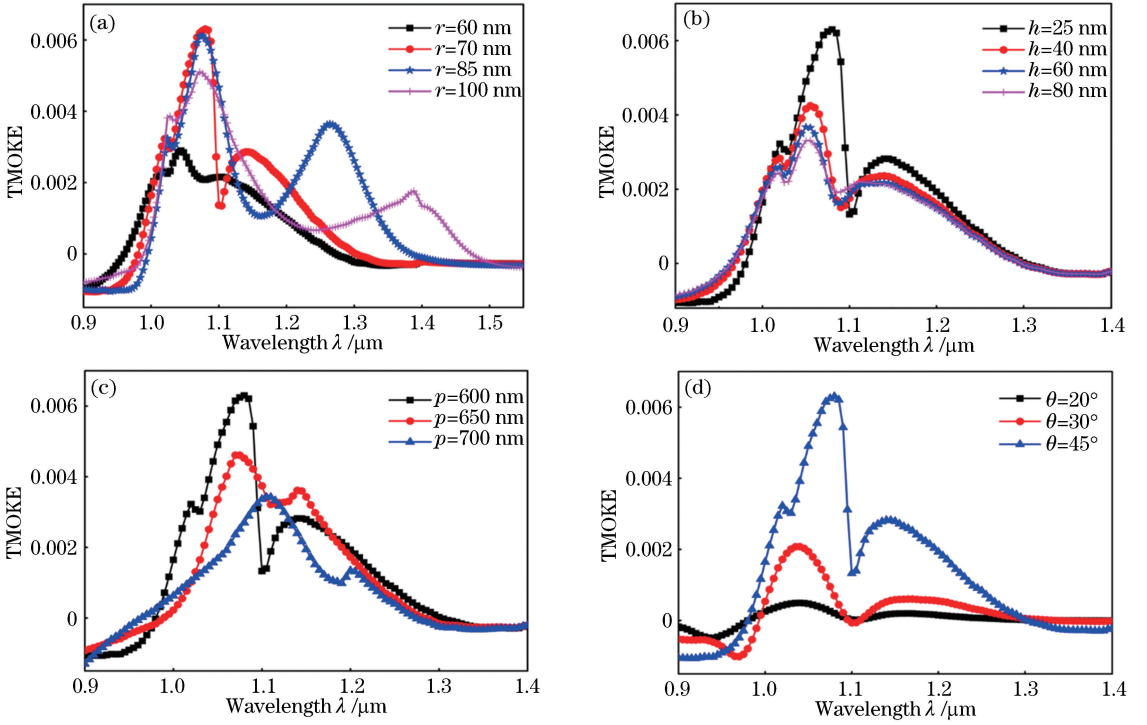


图4 横向磁光克尔效应与波长、结构尺寸的关系。(a) $h=30\text{ nm}$, $p=600\text{ nm}$, $\theta=45^\circ$, 改变 r ; (b) $r=70\text{ nm}$, $p=600\text{ nm}$, $\theta=45^\circ$, 改变 h ; (c) $r=70\text{ nm}$, $h=30\text{ nm}$, $\theta=45^\circ$, 改变 p ; (d) $r=70\text{ nm}$, $h=30\text{ nm}$, $p=650\text{ nm}$, 改变 θ

Fig. 4 TMOKE as a function of r , h , p , θ , and wavelength. (a) TMOKE versus r when $h=30\text{ nm}$, $p=600\text{ nm}$, and $\theta=45^\circ$; (b) TMOKE versus h when $r=70\text{ nm}$, $p=600\text{ nm}$, and $\theta=45^\circ$; (c) TMOKE versus p when $r=70\text{ nm}$, $h=30\text{ nm}$, and $\theta=45^\circ$; (d) TMOKE versus θ when $r=70\text{ nm}$, $h=30\text{ nm}$, and $p=650\text{ nm}$

LSPR 和 SPP 模式对高度都没有很强的依赖性, 因此 TMOKE 随纳米盘高度变化较小。图 4(c) 为 Au 纳米盘周期不同时, 对应的 TMOKE 光谱与入射波长之间的关系。当周期大于 600 nm 时, 由图 2(c) 可知, 两种模式逐渐分离, 所以 TMOKE 减弱, 谱线展宽。图 4(d) 为电磁波入射角不同时, 对应的 TMOKE 光谱与入射波长之间的关系。由图 2(d) 可知, 入射角为 $20^\circ\sim 45^\circ$ 时两种模式逐渐耦合, 所以 TMOKE 逐渐增强, 线宽逐渐减小。

由此可见, 基于 SPP 和 LSPR 模式耦合时反射谱的法诺共振和近零反射率现象, 在合适的结构尺寸下, 可以得到一个增强且窄线宽的 TMOKE 信号^[10], 因此, 基于此 TMOKE 光谱进行折射率传感, 将会得到较高的品质因数。

最后对器件的折射率传感性能进行了仿真。通过对结构参数进行分析, 最终确定了器件的结构尺寸为 $r=72\text{ nm}$, $h=25\text{ nm}$, $P=600\text{ nm}$, $\theta=45^\circ$ 。为了模拟器件应用于气体折射率传感的环境, 改变了包围 Au 纳米圆盘的空气层的折射率, 观察 TMOKE 的移动, 如图 5(a) 所示。当气体折射率从 1.000 RIU 增加至到 1.010 RIU 时, SPP 模式的激

发波长红移。TMOKE 在移动过程中与 LSPR 模式逐渐耦合又分离, 因此 TMOKE 的强度先逐渐增强后又逐渐减弱。随着气体折射率从 1.000 RIU 增加至 1.010 RIU, 结构最大 TMOKE 从 0.03 增加至 0.21。与此同时, TMOKE 线宽先逐渐减小后又逐渐增大。TMOKE 峰位随器件折射率的变化关系如图 5(b) 所示, 可见器件具有较高的折射率传感线性度。将折射率敏感度 S 定义为

$$S = \Delta\lambda / \Delta n, \quad (4)$$

式中: $\Delta\lambda$ 为共振峰位随折射率变化的移动; Δn 为入射介质折射率的变化。从图 5(b) 可得器件灵敏度 $S = (497.14 \pm 10.81)\text{ nm}/\text{RIU}$ 。品质因数的定义为

$$F_{\text{OM}} = S/\Gamma, \quad (5)$$

式中: Γ 为 TMOKE 谱的线宽。利用 (6) 式拟合得到^[39]

$$T_{\text{TMOKE}}(\lambda) = A + B \frac{(q\Gamma/2 + \lambda - \lambda_0)^2}{(\Gamma/2)^2 + (\lambda - \lambda_0)^2}, \quad (6)$$

式中: q 为 Fano 参数; A 和 B 分别为描述背景和总峰高的常数; λ_0 为 Fano 共振所处的波长。经过拟合可得器件在 $n=1.000\sim 1.010$ RIU 范围内的

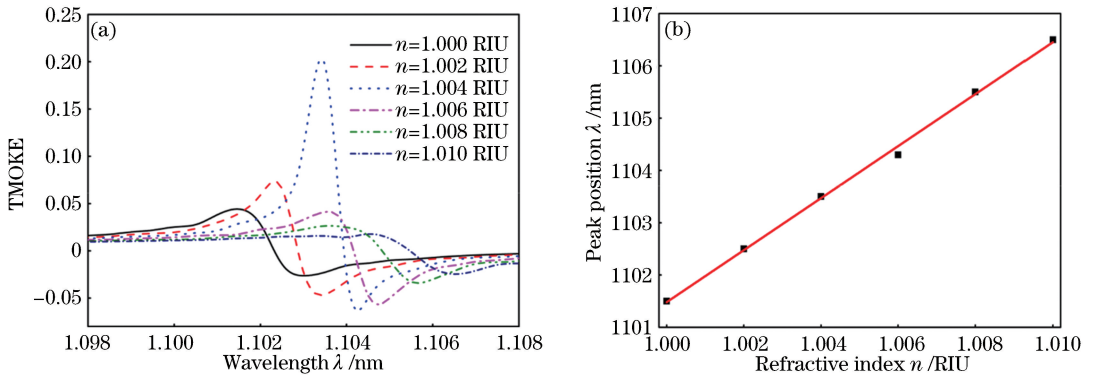


图5 器件的折射率传感性能。(a)不同折射率下 TMOKE 的变化;(b)不同折射率下峰位的变化

Fig. 5 Refractive index sensing performance of the device. (a) Change of TMOKE at different refractive indexes; (b) change of peak position at different refractive indexes

半峰全宽和 FoM,如表 1 所示。同时比较了文献报道中几种 SPP^[33,40]、LSPR^[7,26,40]和 MOSPR^[31]的优值,从表中可见,所提器件的 FoM 在 $n = 1.000 \sim 1.010$ RIU 范围内均高于 150 RIU^{-1} ,FoM 的最大

表 1 不同折射率下器件传感信号的线宽及品质因数

Table 1 Line width and FoM of sensing signal of the device at different refractive indexes

n /RIU	1,000	1,002	1,004	1,006	1,008	1,010
Γ /nm	0.8267	0.5324	0.2267	0.5541	1.1200	1.8900
FoM /RIU ⁻¹	601.3548	933.7716	2192.4586	897.1962	443.8750	263.0370

4 结 论

提出了一种基于 Au/Ce:YIG/TiN 结构的磁光表面等离子激元结构,研究了结构的 TMOKE 增强现象及其在折射率传感器件中的应用。通过调整结构参数,可以在同一波长下激励 LSPR 和传播型 SPP,从而显著增强结构的 TMOKE 效应,并保持结构对局域折射率变化的传感特性。首先研究了结构反射光谱以及 LSPR 和 SPP 模式耦合特征与结构参数(光栅周期 p 、纳米盘半径 r 、高度 h 、偏振光入射角 θ)的关系,通过调节结构参数使 LSPR 模式与 SPP 模式耦合,在反射光谱中表现为不对称 Fano 共振。进一步分析了两种共振及其耦合过程对结构 TMOKE 光谱的增强作用,在模式耦合时获得了 TMOKE 达 0.21、谱线宽度为 0.2267 nm 的 MOSPR 器件。最后讨论了器件在气体折射率传感中的应用,在 $n = 1.000 \sim 1.010$ RIU 范围内,获得了传感灵敏度为 $(497.14 \pm 10.81) \text{ nm/RIU}$ 、品质因数最高为 $2192.4586 \text{ RIU}^{-1}$ 的局域折射率传感器件。该器件能通过调控器件模式耦合和 TMOKE 磁光光谱特性,实现高优值折射率传感,为生物医学传感领域提供了新的参考。

值为 $2192.4586 \text{ RIU}^{-1}$ 。但相比文献[7]和文献[39],该器件的灵敏度稍低,因为结构中激发的纳米盘 LSPR 模式在介质层一侧。通过调节参数激发纳米盘在空气一侧的 LSPR 模式,可以解决该问题。

参 考 文 献

- [1] Willets K A, van Duyne R P. Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing [J]. Annual Review of Physical Chemistry, 2007, 58(1): 267-297.
- [2] Chen C D, Cheng S F, Chau L K, *et al.* Sensing capability of the localized surface plasmon resonance of gold nanorods [J]. Biosensors and Bioelectronics, 2007, 22(6): 926-932.
- [3] Stewart M E, Mack N H, Malyarchuk V, *et al.* Quantitative multispectral biosensing and 1D imaging using quasi-3D plasmonic crystals [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2006, 103(46): 17143-17148.
- [4] Mayer K M, Hafner J H. Localized surface plasmon resonance sensors [J]. Chemical Reviews, 2011, 111(6): 3828-3857.
- [5] Anker J N, Hall W P, Lyandres O, *et al.* Biosensing with plasmonic nanosensors [M]// Rodgers P. Nanoscience and technology: a collection of reviews from nature journals. London: World Scientific Publishing (UK), 2009: 308-319.
- [6] Sherry L J, Chang S H, Schatz G C, *et al.* Localized

- surface plasmon resonance spectroscopy of single silver nanocubes [J]. *Nano Letters*, 2005, 5(10): 2034-2038.
- [7] Shen Y, Zhou J H, Liu T R, *et al.* Plasmonic gold mushroom arrays with refractive index sensing figures of merit approaching the theoretical limit [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2381.
- [8] Dmitriev A, Hägglund C, Chen S, *et al.* Enhanced nanoplasmonic optical sensors with reduced substrate effect [J]. *Nano Letters*, 2008, 8(11): 3893-3898.
- [9] Hatab N A, Hsueh C H, Gaddis A L, *et al.* Free-standing optical gold bowtie nanoantenna with variable gap size for enhanced Raman spectroscopy [J]. *Nano Letters*, 2010, 10(12): 4952-4955.
- [10] Ayareh Z, Mahmoodi S, Moradi M. Magneto-plasmonic biosensing platform for detection of glucose concentration [J]. *Optik*, 2019, 178: 765-773.
- [11] Pryce I M, Kelaita Y A, Aydin K, *et al.* Compliant metamaterials for resonantly enhanced infrared absorption spectroscopy and refractive index sensing [J]. *ACS Nano*, 2011, 5(10): 8167-8174.
- [12] Xiao G L, Liu X G, Yang H Y, *et al.* Refractive index sensing property based on extraordinary optical transmission of metal circular arc hole array [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(2): 0224001.
肖功利, 刘小刚, 杨宏艳, 等. 基于金属圆弧孔阵列强透射的折射率传感特性 [J]. *光学学报*, 2018, 38(2): 0224001.
- [13] Cui W L, Peng W, Yu L, *et al.* Hybrid nanodisk film for ultra-narrowband filtering, near-perfect absorption and wide range sensing [J]. *Nanomaterials*, 2019, 9(3): 334.
- [14] Chen Y, Tian Y N, He L, *et al.* Research on subwavelength metal grating/dielectric/metal hybrid waveguide sensing structure [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(1): 0110001.
陈颖, 田亚宁, 何磊, 等. 亚波长金属光栅/电介质/金属混合波导传感结构的研究 [J]. *中国激光*, 2018, 45(1): 0110001.
- [15] Zhang S P, Bao K, Halas N J, *et al.* Substrate-induced Fano resonances of a plasmonic nanocube: a route to increased-sensitivity localized surface plasmon resonance sensors revealed [J]. *Nano Letters*, 2011, 11(4): 1657-1663.
- [16] Auguie B, Barnes W L. Collective resonances in gold nanoparticle arrays [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(14): 143902.
- [17] Hicks E M, Zou S L, Schatz G C, *et al.* Controlling plasmon line shapes through diffractive coupling in linear arrays of cylindrical nanoparticles fabricated by electron beam lithography [J]. *Nano Letters*, 2005, 5(6): 1065-1070.
- [18] Vecchi G, Giannini V, Gómez Rivas J. Surface modes in plasmonic crystals induced by diffractive coupling of nanoantennas [J]. *Physical Review B*, 2009, 80(20): 201401.
- [19] Kravets V G, Schedin F, Grigorenko A N. Extremely narrow plasmon resonances based on diffraction coupling of localized plasmons in arrays of metallic nanoparticles [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(8): 087403.
- [20] Couture M, Brulé T, Laing S, *et al.* High figure of merit (FoM) of Bragg modes in Au-coated nanodisk arrays for plasmonic sensing [J]. *Small*, 2017, 13(38): 1700908.
- [21] Ameling R, Langguth L, Hentschel M, *et al.* Cavity-enhanced localized plasmon resonance sensing [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(25): 253116.
- [22] Schmidt M A, Lei D Y, Wondraczek L, *et al.* Hybrid nanoparticle - microcavity-based plasmonic nanosensors with improved detection resolution and extended remote-sensing ability [J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1108.
- [23] Liang Y Z, Cui W L, Li L X, *et al.* Large-scale plasmonic nanodisk structures for a high sensitivity biosensing platform fabricated by transfer nanoprinting [J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(7): 1801269.
- [24] Zhang D Y, Zhao L, Wang X X, *et al.* A refractive index sensor based on composite structure of dielectric grating with metal films [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(11): 1124001.
张东阳, 赵磊, 王向贤, 等. 一种基于介质光栅金属薄膜复合结构的折射率传感器 [J]. *光学学报*, 2017, 37(11): 1124001.
- [25] Liu N, Mesch M, Weiss T, *et al.* Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor [J]. *Nano Letters*, 2010, 10(7): 2342-2348.
- [26] Lodewijks K, van Roy W, Borghs G, *et al.* Boosting the figure-of-merit of LSPR-based refractive index sensing by phase-sensitive measurements [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(3): 1655-1659.
- [27] Gao J L. The Fano resonance and magneto-optical effects in magnetoplasmonic nanostructures [D]. Nanjing: Nanjing University, 2014: 1-10.

- 高锦龙. 磁等离子体纳米结构中的 Fano 共振和磁光效应[D]. 南京: 南京大学, 2014: 1-10.
- [28] Qin J, Zhang Y, Liang X, *et al.* Ultrahigh figure-of-merit in metal - insulator - metal magnetoplasmonic sensors using low loss magneto-optical oxide thin films[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4 (6): 1403-1412.
- [29] Bi L, Hu J J, Jiang P, *et al.* On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5 (12): 758-762.
- [30] Martín-Becerra D, Temnov V V, Thomay T, *et al.* Spectral dependence of the magnetic modulation of surface plasmon polaritons in noble/ferromagnetic/noble metal films[J]. *Physical Review B*, 2012, 86 (3): 035118.
- [31] MacCaferri N, Gregorczyk K E, de Oliveira T V A G, *et al.* Ultrasensitive and label-free molecular-level detection enabled by light phase control in magnetoplasmonic nanoantennas [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6150.
- [32] Xu Y, Bai P, Zhou X D, *et al.* Optical refractive index sensors with plasmonic and photonic structures: promising and inconvenient truth [J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(9): 1801433.
- [33] Lodewijks K, Ryken J, van Roy W, *et al.* Tuning the Fano resonance between localized and propagating surface plasmon resonances for refractive index sensing applications [J]. *Plasmonics*, 2013, 8 (3): 1379-1385.
- [34] Armelles G, Cebollada A, García-Martín A, *et al.* Magnetoplasmonics: combining magnetic and plasmonic functionalities [J]. *Advanced Optical Materials*, 2013, 1(1): 10-35.
- [35] Chesnitskiy A V, Gayduk A E, Prinz V Y. Transverse magneto-optical Kerr effect in strongly coupled plasmon gratings[J]. *Plasmonics*, 2018, 13 (3): 885-889.
- [36] 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. 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.
- [37] Ai W S, Zhou P H, Sun R Z, *et al.* Control of resonance absorption modes for broadband infrared metamaterial absorber[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2019, 11(1): 4600110.
- [38] Li G Z, Shen Y, Xiao G H, *et al.* Double-layered metal grating for high-performance refractive index sensing[J]. *Optics Express*, 2015, 23 (7): 8995-9003.
- [39] Caballero B, García-Martín A, Cuevas J C. Hybrid magnetoplasmonic crystals boost the performance of nanohole arrays as plasmonic sensors [J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(2): 203-208.
- [40] Ren W Z, Dai Y M, Cai H B, *et al.* Tailoring the coupling between localized and propagating surface plasmons: realizing Fano-like interference and high-performance sensor [J]. *Optics Express*, 2013, 21 (8): 10251-10258.