



论文

金属圆孔阵列的非共振增强透射

庞绍芳^{①②}, 张中月^①, 屈世显^{①*}

① 陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062;

② 西安科技大学理学院, 西安 710054

*联系人, E-mail: sxqu@snnu.edu.cn

收稿日期: 2013-05-14; 接受日期: 2013-07-29

教育部科学技术研究重点项目(编号: 108118)、国家自然科学基金(批准号: 11004160)和中央高校基本科研业务费专项基金(编号: GK201303007)资助项目

摘要 基于非共振原理的光异常透射现象(EOT)可以实现宽频带透射, 对宽频带光收集与激发具有重要意义. 为实现宽频透射, 本文设计了亚波长金属圆孔阵列, 并应用有限元方法研究了该结构的透射特性. 结果表明, 金属圆孔阵列可实现宽频透射. 此外, 本文还研究了入射光偏振方向、圆孔半径以及横向周期对金属圆孔阵列透射特性的影响. 这些结果对设计非共振宽频透射的金属孔洞结构具有一定的指导意义.

关键词 光异常透射, 金属孔洞, 表面等离子极化激元

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn

doi: 10.1360/132013-223

1998年, Ebbesen 等人^[1]发现, 当光照射亚波长孔阵列时, 在特定波长处光透射率高出孔面积与薄膜面积比值的1-2个数量级, 突破了传统孔径理论的限制, 这种现象被称为光异常透射(Extraordinary Optical Transmission, EOT)现象. 此后, 这种现象普遍又被称为光学增强透射现象. 因为EOT现象在可调谐光滤波器、近场光学和非线性光学等相关领域^[2-4]有很大的应用潜力, 所以金属孔洞结构 EOT 现象的研究引起研究者的兴趣, 促进了该现象在实验和理论方面的发展^[5-10].

在 EOT 现象中, 入射光与金属表面激发的表面等离子极化激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)的耦

合导致金属表面的 SPPs 耦合到金属孔洞中^[11,12]. 当孔洞的周期性所对应的倒格矢与 SPPs 的动量匹配时, 将会有更多的光耦合到金属孔洞中. 此外, 金属孔洞的局域表面等离子激元(Localized Surface Plasmon, LSP)^[13-15]共振在 EOT 现象中也起到重要的作用, 只有 LSP 和 SPP 能量相近时, 才有利于透射^[16-18]. 金属表面 SPPs 耦合到金属孔洞后, 沿着金属孔洞传播, 金属孔洞可以看做两端开口的法布里-伯罗腔^[19], 该腔的厚度将影响到金属孔洞中 SPPs 的共振波长, 从而影响整个薄膜结构的透射特性. 金属孔洞中 SPPs 的共振导致了较窄的透射频带^[17-19], 其应用受到限制, 研究非共振引起的增强透射, 从而实现宽频带非线性

引用格式: 庞绍芳, 张中月, 屈世显. 金属圆孔阵列的非共振增强透射. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 142-149

Pang S F, Zhang Z Y, Qu S X. Nonresonant enhanced optical transmission through the metallic circular nanohole arrays (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2014, 44: 142-149, doi: 10.1360/132013-223

光学现象的激发、宽频带光的收集与激发, 具有更广泛的意义. 最近研究者应用斜入射横模(Transverse Magnetic, TM)极化模式^[20]、窄的狭缝连通矩形孔洞^[21]和锥形狭缝光栅^[22]实现了非共振宽频 EOT 现象.

本文设计了金属圆孔阵列结构, 以实现宽频 EOT 现象. 并应用 COMSOL Multiphysics 有限元仿真软件研究了该结构的透射特性. 结果表明, 具有亚波长尺度的金属圆孔阵列可以实现 5–20 μm 宽频带 EOT 现象. 此外, 金属圆孔阵列的透射特性还依赖于入射光的偏振方向、圆孔的形貌参数以及阵列横向周期. 这些结果为设计具有宽频强透射能力的近场光学器件具有一定的指导意义.

1 结构和计算方法

图 1 是本文设计的金属圆孔阵列. 金属薄膜以石英玻璃为衬底, 石英玻璃的厚度和折射率分别为 $D_{\text{sub}}=200 \text{ nm}$ 和 $n=1.45$. 圆孔镶嵌在金属薄膜中, 本文固定金属薄膜厚度 $d_{\text{Ag}}=50 \text{ nm}$. 圆孔半径为 R , 圆孔在水平方向(x 方向)的周期为 P , 圆孔边缘间隔(在 y 方向)为 S , 则当 $S>0$ 时, 相邻圆孔分离; 当 $S=0$ 时,

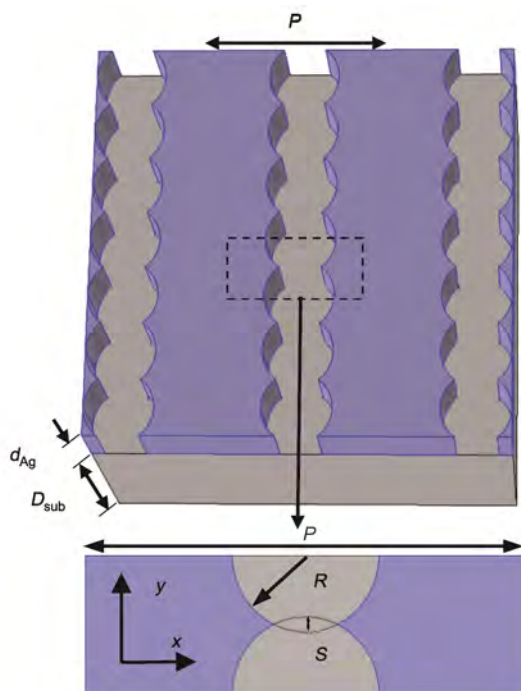


图 1 (网络版彩图)银圆孔阵列结构示意图

Figure 1 (Color online) Schematic diagram of Ag circular nanohole arrays.

相邻圆孔相切; 当 $S<0$ 时, 相邻圆孔相交. 本文中, 金属材料为银, 银材料的介电常数取自实验结果^[23]. 平面波垂直于薄膜沿着 z 轴负方向垂直入射. 本文应用 COMSOL Multiphysics 有限元仿真软件数值研究了圆孔相离、相切和相交时, 金属圆孔阵列的透射特性. COMSOL Multiphysics 是以有限元法为基础, 通过求解偏微分方程(单场)或偏微分方程组(多场)来实现真实物理现象的仿真, 用数学方法来求解真实世界物理现象的数值仿真软件. 本文应用透射率描述金属圆孔阵列的透射特性, 透射率定义为通过圆孔出射端口的出射功率 P_{out} 与入射端口的入射功率 P_{in} 之比, 即 $T=P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$.

2 结果与讨论

图 2 给出了不同圆孔间隔时, 银圆孔阵列的透射光谱. 圆孔半径 $R=50 \text{ nm}$, 横向周期 $P=300 \text{ nm}$, 入射光沿 x 轴方向偏振. 如图 2 所示, 长波长区域有着较高的透射系数. $S=8 \text{ nm}$ (相离状态)减小到 $S=0 \text{ nm}$ (相切状态)时, 长波长区域的透射系数明显地增加. 当圆孔间隔从 $S=0 \text{ nm}$ (相切状态)减小到 $S=-8 \text{ nm}$ (相交状态)时, 透射系数随着间隔的减小而缓慢增加, 但是透射光谱的形貌没有发生明显的变化.

为了深入理解图 2 中银圆孔阵列的透射特性, 我们分别计算了圆孔相离、相切和相交时银圆孔阵列在长波长 $\lambda=10 \mu\text{m}$ 处的稳态电场分布(与入射电场的比值). 图 3(a)为圆孔间隔 $S=8 \text{ nm}$ 时银圆孔阵列的稳态

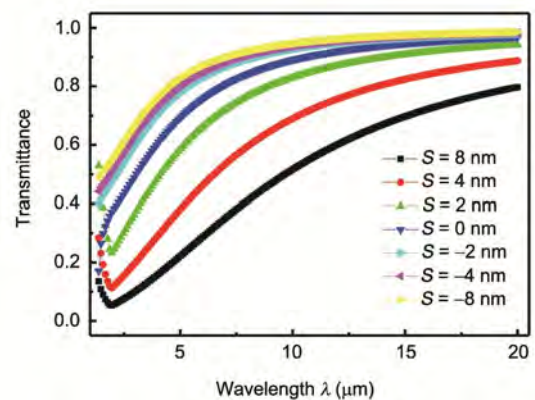


图 2 (网络版彩图)不同圆孔间隔时, 银圆孔阵列的透射光谱

Figure 2 (Color online) Transmission spectra of Ag circular nanohole arrays with different S .

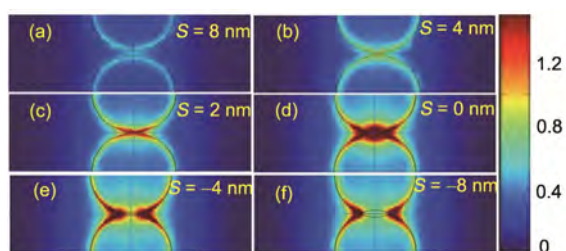


图3 (网络版彩图)不同圆孔间隔时, 银圆孔阵列的稳态电场分布: (a) $S=8\text{ nm}$; (b) $S=4\text{ nm}$; (c) $S=2\text{ nm}$; (d) $S=0\text{ nm}$; (e) $S=-4\text{ nm}$; (f) $S=-8\text{ nm}$

Figure 3 (Color online) Contour profiles of the normalized $|E|$ fields of Ag circular nanohole arrays with different S : (a) $S=8\text{ nm}$; (b) $S=4\text{ nm}$; (c) $S=2\text{ nm}$; (d) $S=0\text{ nm}$; (e) $S=-4\text{ nm}$; (f) $S=-8\text{ nm}$.

电场分布, 强电场主要分布在圆孔的边缘. 图 3(b), (c)和(d)分别为 $S=4\text{ nm}$, $S=2\text{ nm}$ 和 $S=0\text{ nm}$ 时银圆孔阵列的稳态电场分布. 从图中可以看出, 随着圆孔间距的减小, 相邻圆孔间的电场增大. 图 3(e)和(f)分别为 $S=-4\text{ nm}$ 和 $S=-8\text{ nm}$ 时银圆孔阵列的稳态电场分布. 从图中可以看出, 随着圆孔间距的进一步减小, 相邻圆孔相交, 在圆孔相交处出现了强激发电场, 而圆孔边缘的其他部位的电场相对较小.

当入射光照射金属表面时, 金属表面自由电子在入射光激发下, 沿电场偏振方向运动. 对于圆孔相交的阵列, 运动的自由电子被圆孔缝隙隔断, 从而在缝隙最窄处两侧聚集了大量电荷, 形成强烈振动的电场, 该能量耦合到金属缝隙中, 并传输到金属薄膜的另一侧. 因为对于红外入射波长, 自由电子在入射光激发下的运动距离(λ_{SPPs})均大于圆孔阵列的横向周期 P , 能够在金属缝隙最窄处形成强烈振动的电场, 所以这些波长均能够实现增强透射, 从而产生了图 2 中的宽频透射现象. 当圆孔间距较大时, 在金属表面振动的 SPPs 从相邻圆孔间穿过圆孔阵列, 耦合到圆孔边缘的 LSP 相对较少, 故耦合到金属缝隙中的能量也较少, 导致了相对较小的透射系数. 当圆孔间距减小时, 耦合到圆孔边缘的 LSP 增加, 即耦合到金属缝隙中的能量增加, 所以圆孔阵列的透射系数增加.

当 S 为负值时, 强电场分布在两圆孔相交处的尖端附近, 在数值计算时, 尖端的钝化半径对圆孔阵列的透射系数和电场分布可能会造成较大影响. 本文采用不同的钝化半径对圆孔之间的尖端处进行钝化处理, 计算了圆孔阵列的透射光谱和稳态电场分布. 结果发现, 对于不同的尖端钝化半径, 圆孔阵列的透

射系数基本相同, 强电场均是出现在圆孔相交区域, 所以采用不同的尖端钝化半径对数值计算结果影响较小, 不会影响计算结果中的规律.

为研究入射光偏振方向对银圆孔阵列透射特性的影响, 本文计算不同偏振角度 θ 时, 银圆孔阵列的透射系数. 圆孔阵列的横向周期 $P=300\text{ nm}$, 圆孔半径 $R=50\text{ nm}$, 相邻圆孔间距 $S=-2\text{ nm}$. 入射光偏振角度定义为入射光偏振方向与 x 轴正方向的夹角. 图 4(a)是 $\theta=0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ 和 90° 时的银圆孔阵列的透射光谱. 如前文所述, 当 $\theta=0^\circ$ 时, 透射光谱中出

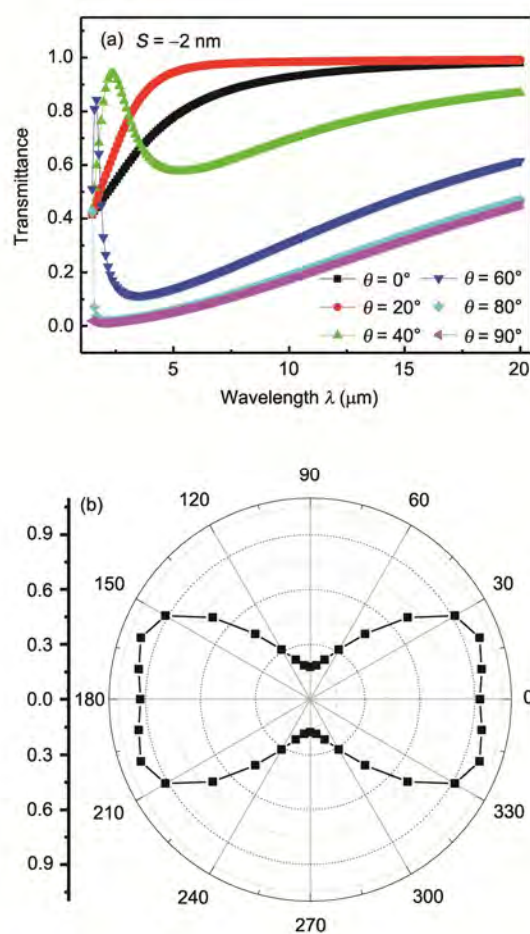


图4 (网络版彩图) $S=-2\text{ nm}$ 时, (a) 不同入射光偏振方向时, 银圆孔阵列的透射光谱; (b) $\lambda=10\text{ }\mu\text{m}$, 银圆孔阵列的透射系数随着偏振角度变化的极坐标图

Figure 4 (Color online) $S=-2\text{ nm}$, (a) transmission spectra of Ag circular nanohole arrays with different incident polarization angle θ ; (b) polar plot of the transmittance of Ag circular nanohole arrays at $\lambda=10\text{ }\mu\text{m}$.

现了明显的宽频透射现象. 随着入射光偏振角度 θ 的增加宽频透射现象更加明显. 当 $\theta=20^\circ$ 时, 长波长区域的透射系数达到最大. 随着 θ 增加红外区域透射系数明显地减小. 当 $\theta=40^\circ$ 时, 在 $\lambda=2.37 \mu\text{m}$ 处出现了明显的透射峰. 随着 θ 进一步增加, 该透射峰蓝移, 红外区域的透射系数进一步减小. 由此可见, 银圆孔阵列的透射特性严重地依赖于入射光的偏振方向. 对于以往研究者设计的亚波长微纳结构, 宽频透射出现在入射光偏振方向与纳米结构阵列垂直时; 而对于本文设计的银圆孔阵列, 理想宽频透射现象出现在入射光偏振角度为 $\theta=20^\circ$ 时. 图 4(b) 为 $\lambda=10 \mu\text{m}$ 、不同入射光偏振方向时, 银圆孔阵列的透射系数. 从图中可以看出, 最大透射系数不是出现在 $\theta=0^\circ$ 和 180° 时, 而是出现在 $\theta=20^\circ, 160^\circ, 200^\circ$ 和 340° 时. 最小透射系数出现在 $\theta=90^\circ$ 和 270° 时.

图 5(a) 为 $\theta=40^\circ, \lambda=2.37 \mu\text{m}$ 时, 银圆孔阵列电场分量 E_x 在 xy 截面稳态电场分布. 从图中可以看出, 强电场分布在两圆孔相交区域, 同时在圆孔边缘也分布有较强电场, 图中标有电场线. 图 5(b) 为(a)中稳态电荷分布示意图. $\lambda=2.37 \mu\text{m}$ 处的透射峰主要是由于圆孔边缘的电荷振动引起的(即图 5(b)中所标示的模式 1). 当偏振角度减小时, 更多的电荷聚集在圆孔相交处, 模式 1 的振动减弱, 透射峰消失; 同时圆孔相交处电荷振动(模式 2)加强, 透射系数增加. 所以该透射峰与宽频透射产生的机理是不同的.

为了深入理解入射光偏振方向对银圆孔阵列透射特性的影响, 我们计算了圆孔相交 $S=-2 \text{ nm}$, 不同偏振方向时, 银圆孔阵列在 $\lambda=10 \mu\text{m}$ 处的稳态电场分布(图 6). 如前文所述, 当 $\theta=0^\circ$ 时, 强电场主要出现在两圆孔相交点附近(图 6(a)), 且圆孔周围的电场对称分布. 当 $\theta=20^\circ$ 时, 强电场仍然出现在两圆孔相交点附近, 但是电场出现了不对称分布, 在图中所画黑色虚线方向上的电场更强些(图 6(b)). 图 6(c)和(d)分别为 $\theta=40^\circ$ 和 $\theta=60^\circ$ 时, 银圆孔阵列在 $\lambda=10 \mu\text{m}$ 处的稳态电场分布. 强电场仍然出现在两圆孔相交点附近, 但是电场的强度比当 $\theta=0^\circ$ 和 $\theta=20^\circ$ 时明显弱很多. 当 $\theta=80^\circ$ 和 $\theta=90^\circ$ 时, 银圆孔列表面的电场更弱(分别为图 6(e)和(f)). 由此可见, 随着偏振角度的增加, 相邻圆孔相交处的电场减小, 减弱了银薄膜表面 SPPs 与银孔洞中 SPPs 的转化效率, 从而导致了银圆孔阵列透射系数的减小. 特殊地, 当 $\theta=20^\circ$ 时, 圆孔列表面的 LSP 导致强电场不对称地出现在图 6(b)中的黑色虚线方向, 此

LSP 增强了银薄膜表面 SPPs 与银孔洞中 SPPs 的转化效率, 从而导致了银圆孔阵列透射系数的增加, 这与

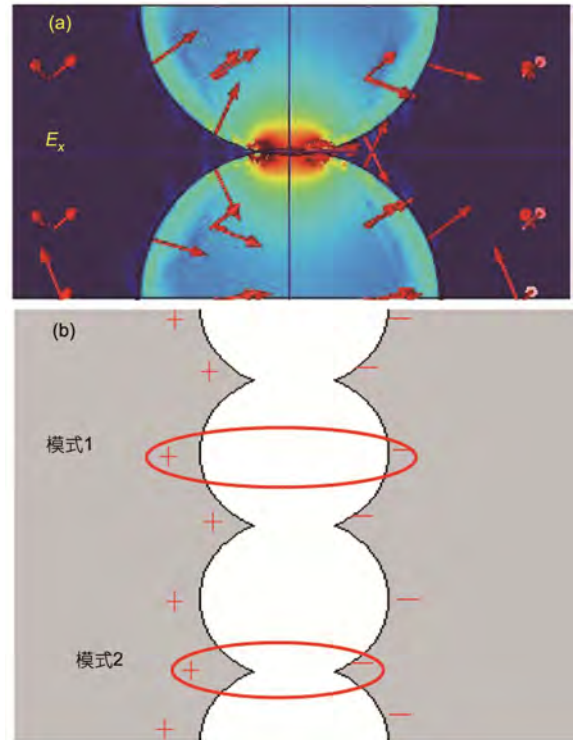


图 5 (网络版彩图) $S=-2 \text{ nm}, \theta=40^\circ, \lambda=2.37 \mu\text{m}$ 时, (a) 银圆孔阵列电场分量 E_x 在 xy 截面稳态电场分布; (b) 银圆孔阵列在 xy 截面表面电荷分布

Figure 5 (Color online) $S=-2 \text{ nm}$, (a) contour profiles of the normalized $|E_x|$ fields of Ag circular nanohole arrays, $\theta=40^\circ, \lambda=2.37 \mu\text{m}$; (b) surface charge distribution in xy plane.

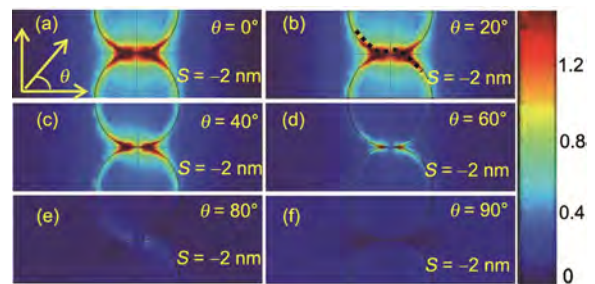


图 6 (网络版彩图) $S=-2 \text{ nm}$, 不同偏振角度时, 银圆孔阵列的稳态电场分布: (a) $\theta=0^\circ$; (b) $\theta=20^\circ$; (c) $\theta=40^\circ$; (d) $\theta=60^\circ$; (e) $\theta=80^\circ$; (f) $\theta=90^\circ$

Figure 6 (Color online) Contour profiles of the normalized $|E|$ fields of Ag circular nanohole arrays with different polarization angle θ , $S=-2 \text{ nm}$: (a) $\theta=0^\circ$; (b) $\theta=20^\circ$; (c) $\theta=40^\circ$; (d) $\theta=60^\circ$; (e) $\theta=80^\circ$; (f) $\theta=90^\circ$.

传统宽频透射结构不同, 该结果也证明了金属孔洞结构表面的 LSP 会影响整个薄膜结构的透射特性.

本文同时计算了圆孔间隔 $S=2\text{ nm}$ (相离状态)的银圆孔阵列在不同偏振角度 θ 时的透射光谱. 其中, 横向周期 P , 圆孔半径 R 与图 4 中结构相同. 图 7(a) 是 $\theta=0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ 和 90° 时, 银圆孔阵列的透射光谱. 从图中可以看出, 最大透射系数出现在 $\theta=0^\circ$ 时, 并且随着 θ 增大, 透射系数单调减小. 与图 4(a)($S=-2\text{ nm}$, 相交状态)相比, 当 $\theta=0^\circ, 20^\circ$ 和 40° 时, 对于 $5\text{--}10\ \mu\text{m}$ 间的入射波长, 相离状态的银圆孔阵列的透射系数小于图 4(a)中相交状态的银圆孔阵列的透射系数. 图 7(b)是 $\lambda=10\ \mu\text{m}$ 处, 不同偏振角度入

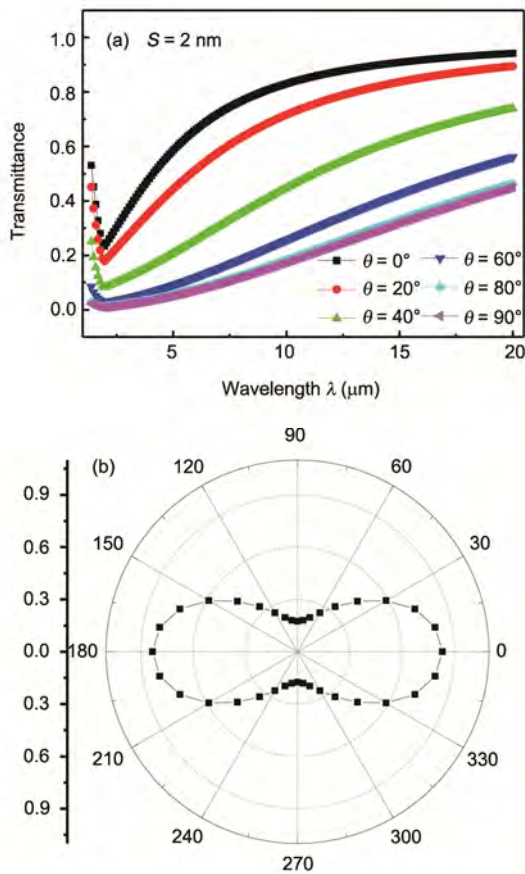


图 7 (网络版彩图) $S=2\text{ nm}$ 时, (a) 不同入射光偏振方向时, 银圆孔阵列的透射光谱; (b) $\lambda=10\ \mu\text{m}$, 银圆孔阵列的透射系数随着偏振角度变化的极坐标图

Figure 7 (Color online) $S=2\text{ nm}$, (a) transmission spectra of Ag circular nanohole arrays with different incident polarization angle θ ; (b) polar plot of the transmittance of Ag circular nanohole arrays at $\lambda=10\ \mu\text{m}$.

射时, 透射系数的极坐标图. 从图中可以看出, 最大透射系数出现在 $\theta=0^\circ$ 和 180° 时, 这与传统微纳结构的透射特性相同.

图 8 是 $S=2\text{ nm}$, 不同偏振方向时, 银圆孔阵列的稳态电场分布. 当 $\theta=0^\circ$ 时, 强电场主要分布在相邻圆孔间(图 8(a)), 随着 θ 的增加, 相邻圆孔间的电场减小并出现了非对称性分布. 对于相同的入射偏振角度, 图 6 中(相交状态)相邻圆孔间的电场比图 8 中(相离状态)相应的电场强, 所以, 相离状态的圆孔阵列的透射系数比相交状态时小.

为研究圆孔半径对银圆孔阵列透射特性的影响, 本文固定横向周期 $P=300\text{ nm}$ 、分别计算了圆孔边缘间距 $S=-2\text{ nm}(\theta=20^\circ)$ 和 $S=2\text{ nm}(\theta=0^\circ)$, 圆孔半径 $R=25\text{ nm}, 50\text{ nm}, 75\text{ nm}$ 和 100 nm 时, 银圆孔阵列的透射光谱(如图 9(a)和(b)所示). 从图 9 可以看出, 随着圆孔半径 R 的增加, 银圆孔阵列的透射系数增加. 根据传输线理论^[22], 由于圆孔半径增大将导致整个孔的特征阻抗减小, 因此透射率随着半径 R 的增大而增大. 但是, 当圆孔半径较小时($R=25\text{ nm}, 50\text{ nm}$ 和 75 nm), 在 $\lambda > 5\ \mu\text{m}$ 时, 图 9(a)中圆孔相交状态的银圆孔阵列的透射系数大于图 9(b)中圆孔相离状态的透射系数, 例如对于 $R=25\text{ nm}, S=-2\text{ nm}$ 时, $\lambda=10\ \mu\text{m}$ 处的透射系数为 96%; $S=2\text{ nm}$ 时, $\lambda=10\ \mu\text{m}$ 处的透射系数仅为 43%. 当圆孔半径较大时($R=100\text{ nm}$), 2 种结构的透射系数差别较小, 均能实现宽频透射.

为研究横向周期 P 对银圆孔阵列透射特性的影响, 本文固定圆孔半径 $R=50\text{ nm}$, 分别计算了圆孔边

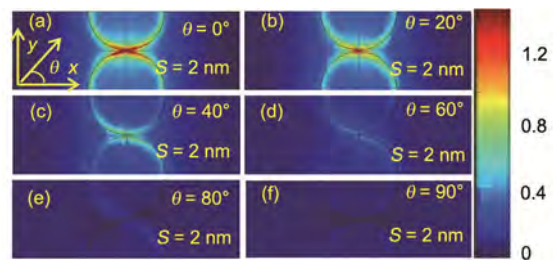


图 8 (网络版彩图)圆孔间隔 $S=2\text{ nm}$, 不同偏振角度时, 银圆孔阵列的稳态电场分布: (a) $\theta=0^\circ$; (b) $\theta=20^\circ$; (c) $\theta=40^\circ$; (d) $\theta=60^\circ$; (e) $\theta=80^\circ$; (f) $\theta=90^\circ$

Figure 8 (Color online) Contour profiles of the normalized $|E|$ fields of Ag circular nanohole arrays with different polarization angle θ , $S=2\text{ nm}$: (a) $\theta=0^\circ$; (b) $\theta=20^\circ$; (c) $\theta=40^\circ$; (d) $\theta=60^\circ$; (e) $\theta=80^\circ$; (f) $\theta=90^\circ$.

缘间距 $S = -2 \text{ nm} (\theta = 20^\circ)$ 和 $S = 2 \text{ nm} (\theta = 0^\circ)$, 横向周期 $P = 220 \text{ nm}, 300 \text{ nm}, 380 \text{ nm}, 460 \text{ nm}$ 和 540 nm 时, 银圆孔阵列的透射光谱(如图 10(a)和(b)所示). 从图 10 中可以看出, 随着横向周期的增加, 银圆孔阵列的透射系数减小, 这主要是由于随着 P 增大, 圆孔面积与整个金属薄膜结构的面积比减小, 所以透射率随着 P 的增加而减小. 在 $\lambda > 5 \mu\text{m}$ 时, 图 10(a)中圆孔相交状态的银圆孔阵列的透射系数大于图 10(b)中圆孔相离状态的透射系数.

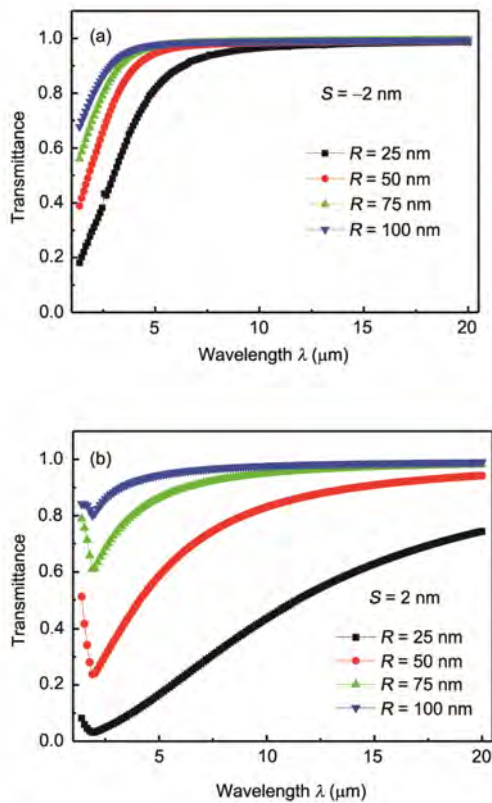


图 9 (网络版彩图) (a) $S = -2 \text{ nm}, \theta = 20^\circ$, 不同圆孔半径时, 银圆孔阵列的透射光谱; (b) $S = 2 \text{ nm}, \theta = 0^\circ$, 不同圆孔半径时, 银圆孔阵列的透射光谱

Figure 9 (Color online) (a) Transmission spectra of Ag circular nanohole arrays with different nanohole radius R ($S = -2 \text{ nm}, \theta = 20^\circ$); (b) transmission spectra of Ag circular nanohole arrays with different nanohole radius R ($S = 2 \text{ nm}, \theta = 0^\circ$).

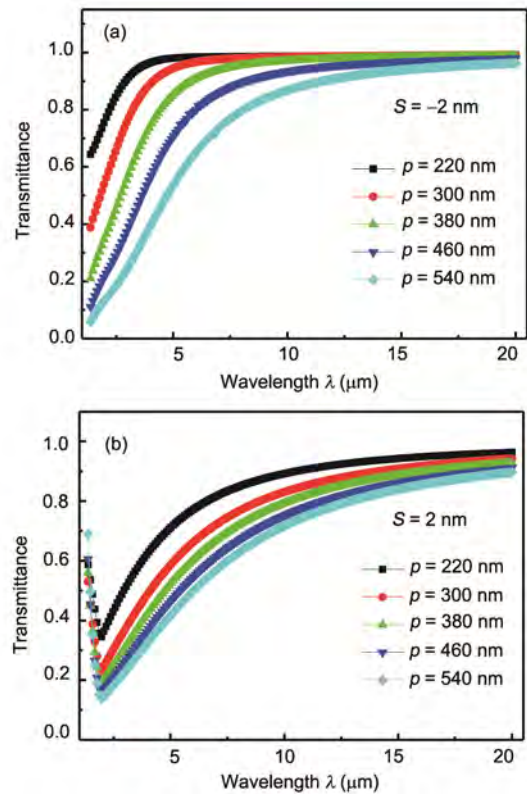


图 10 (网络版彩图) (a) $S = -2 \text{ nm}, \theta = 20^\circ$, 不同横向周期时, 银圆孔阵列的透射光谱; (b) $S = 2 \text{ nm}, \theta = 0^\circ$, 不同横向周期时, 银圆孔阵列的透射光谱

Figure 10 (Color online) (a) Transmission spectra of Ag circular nanohole arrays with different period P ($S = -2 \text{ nm}, \theta = 20^\circ$); (b) transmission spectra of Ag circular nanohole arrays with different period P ($S = 2 \text{ nm}, \theta = 0^\circ$).

3 结论

本文设计了银圆孔阵列结构并应用 COMSOL Multiphysics 有限元仿真软件研究了银圆孔阵列的透射特性, 此外, 本文还研究了圆孔的形貌参数、入射光偏振方向和阵列的横向周期对圆孔阵列透射特性的影响. 结果表明, 金属圆孔阵列可以实现宽频透射, 并且其透射光谱严重地依赖于入射光的偏振方向. 另外, 透射系数随着圆孔半径的增大而增大; 随着横向周期的增大而减小. 这些结果对设计具有宽频透射能力的近场光学金属孔洞结构有一定的指导意义.

参考文献

- 1 Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, et al. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 1998, 391(6668): 667–669
- 2 Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, 2003, 424(6950): 824–830
- 3 Nahata A, Linke R A, Ishi T, et al. Enhanced nonlinear optical conversion from a periodically nanostructured metal film. *Opt Lett*, 2003, 28(6): 423–425
- 4 Dahlin A, Zäch M, Rindzevicius T, et al. Localized surface plasmon resonance sensing of lipid-membrane-mediated biorecognition events. *J Am Chem Soc*, 2005, 127(14): 5043–5048
- 5 李宏建, 谢素霞, 周昕, 等. 通过具有周期性椭球形纳米孔结构金属膜的超强透射特性. *中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学*, 2009, 39(4): 580–586
- 6 Rindzevicius T, Alaverdyan Y, Dahlin A, et al. Plasmonic sensing characteristics of single nanometric holes. *Nano Lett*, 2005, 5(11): 2335–2339
- 7 Gbur G, Schouten H F, Visser T D. Achieving super resolution in near-field optical data read out systems using surface plasmons. *Appl Phys Lett*, 2005, 87(19): 191109
- 8 Rodrigo S G, Mahboub O, Degiron A, et al. Holes with very acute angles: A new paradigm of extraordinary optical transmission through strongly localized modes. *Opt Express*, 2010, 18(23): 23691–23697
- 9 Sun Z J, Zuo X L. Tuning resonant optical transmission of metallic nanoslit arrays with embedded microcavities. *Opt Lett*, 2009, 34(9): 1411–1413
- 10 Søndergaard T, Bozhevolnyi S I, Novikov S M, et al. Extraordinary optical transmission enhanced by nanofocusing. *Nano Lett*, 2010, 10(8): 3123–3128
- 11 Genet C, Ebbesen T W. Light in tiny holes. *Nature*, 2007, 445: 39–46
- 12 Wang Z L. Research progress of surface plasmon polaritons (in Chinese). *Rep Prog Phys*, 2009, 29(3): 287–324 [王振林. 表面等离子激元研究新进展. *物理学进展*, 2009, 29(3): 287–324]
- 13 Klein Koerkamp K J, Enoch S, Segerink F B, et al. Strong influence of hole shape on extraordinary transmission through periodic arrays of subwavelength holes. *Phys Rev Lett*, 2004, 92(18): 183901
- 14 Orbons S M, Roberts A. Resonance and extraordinary transmission in annular aperture arrays. *Opt Express*, 2006, 14(26): 12623–12628
- 15 Gordon R, Brolo A G, McKinnon A, et al. Strong polarization in the optical transmission through elliptical nanohole arrays. *Phys Rev Lett*, 2004, 92(3): 037401
- 16 Degiron A, Ebbesen T W. The role of localized surface plasmon modes in the enhanced transmission of periodic subwavelength apertures. *J Opt A-Pure Appl Opt*, 2005, 7(2): S90–S96
- 17 Bao Y J, Peng R W, Shu D J, et al. Role of interference between localized and propagating surface wave on the extraordinary optical transmission through a subwavelength-aperture array. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(8): 087401
- 18 Wang C L, Gu J Q, Han J G, et al. Role of mode coupling on transmission properties of subwavelength composite hole-patch structures. *Appl Phys Lett*, 2010, 96(25): 251102
- 19 Ruan Z C, Qiu M. Enhanced transmission through periodic arrays of subwavelength holes: The role of localized waveguide resonances. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(23): 233901
- 20 Alù A, D'Aguanno G, Mattiucci N, et al. Plasmonic brewster angle: Broadband extraordinary transmission through optical gratings. *Phys Rev Lett*, 2011, 106(12): 123902
- 21 Subramania G, Foteinopoulou S, Brener I. Nonresonant broadband funneling of light via ultrasubwavelength channels. *Phys Rev Lett*, 2011, 107(16): 163902
- 22 Shen H H, Maes B. Enhanced optical transmission through tapered metallic grating. *Appl Phys Lett*, 2012, 100(24): 241104
- 23 Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals. *Phys Rev B*, 1972, 6(12): 4370–4379

Nonresonant enhanced optical transmission through the metallic circular nanohole arrays

PANG ShaoFang^{1,2}, ZHANG ZhongYue¹ & QU ShiXian^{1*}

¹ *School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China;*

² *School of Science, Xi'an University of Science and Technology, Xi'an 710054, China*

The nonresonant extraordinary optical transmission (EOT) can achieve broadband transmission, which is significant for the collection and excitation of the broadband light. To obtain broadband transmission, in this paper, we proposed a subwavelength metallic circular nanohole arrays. The transmission properties of the metallic circular nanohole arrays were investigated using the finite element method. Results show that this paradigm structure can achieve broadband transmission. In addition, the effects of the polarization direction, the radius of the holes and the period of the arrays on the transmission property were also studied.

extraordinary optical transmission, metallic nanohole, surface plasmon polaritons

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn

doi: 10.1360/132013-223