

doi:10.3788/gzxb20184703.0324005

基于表面等离子激元交叉耦合作用的纳米金属双缝异常透射现象

赵波¹, 杨建军², 黄振芬¹

(1 长治学院 电子信息与物理系, 山西 长治 046000)

(2 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033)

摘 要:利用二维时域有限差分方法研究了非对称纳米金属双缝结构在薄隔层情况下对光波的异常透射特性,以及狭缝长度、狭缝数目和入射角度对透射特性的影响.研究发现,该双缝结构中传导的表面等离子激元波通过渗透中间隔层材料产生交叉耦合作用,形成对称和反对称耦合模式,导致其透射谱在特定波长位置处形成双共振峰传输和一个透射率为零的透射抑制现象;双缝结构中表面等离子激元波交叉耦合作用的本质是其横向电场分量渗入中间隔层材料产生的相互干涉作用,而横向电场分量的初始相位差决定双缝结构中形成的表面等离子激元波耦合模式的类型.由于双缝结构的透射极值与各狭缝腔内的法布里-珀罗共振效应密切相关,因此狭缝长度决定透射极值的波长位置,而狭缝数目和入射角度只影响透射峰的传输效率.该双缝结构具备光学滤波和空间分光功能,在新型纳米光子器件领域具有潜在的应用价值.

关键词:亚波长金属结构;异常光学透射;时域有限差分方法;非对称纳米金属双缝;表面等离子激元

中图分类号:TN256

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2018)03-0324005-8

Anomalous Transmission Properties of Two Integrated Metallic Nanoslits under Plasmonic Cross Talking Coupling

ZHAO Bo¹, YANG Jian-jun², HUANG Zhen-fen¹

(1 Department of Electric Information and Physics, Changzhi University, Changzhi, Shanxi 046000, China)

(2 Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics of CAS, Changchun, 130033, China)

Abstract: Two-dimensional the finite-difference time-domain method was adopted to theoretically study the anomalous optical transmission properties of an asymmetric two integrated metallic nanoslits with an ultrathin separation thickness. The influence of the slit length, the slit number and the incident angle on the optical transmission of the proposed structure were also investigated. The results demonstrate that surface plasmon polaritons, propagating inside the two slits, produce a cross-talk coupling effect via penetrating into the metallic separation, and hybridize into symmetric and antisymmetric modes, resulting in two resonant peaks and a nearly-zero dip in the transmission spectrum; the essential physics of the plasmonic cross-talk coupling for the two integrated slits is the interference between the transverse electric fields of surface plasmon polaritons within the separation material, and the original phase difference of transverse electric fields between the two integrated slits determines the type of the surface plasmon polariton hybrid modes inside it. Since the transmission extremums are associated with the Fabry-Perot resonance inside each slit cavity of the two integrated nanoslits structure, the slit length

基金项目:国家自然科学基金(No. 11674178)和国家教育部光学信息技术科学重点实验室(No. 2015KFKT010)资助

第一作者:赵波(1986—),男,讲师,博士,主要研究方向为表面等离子体光学. Email:zy828522@163.com

通讯作者:杨建军(1970—),男,教授,博士,主要研究方向为飞秒激光微纳加工. Email:jyyang@nankai.edu.cn

收稿日期:2017-09-26;录用日期:2017-12-06

<http://www.photon.ac.cn>

determines the wavelengths of the transmission peaks and dip, while the slit number and the incident angle of plane wave only influence the efficiency of the transmission peaks. The two integrated nanoslits structure posses the functions of optical filtering and spatial color dispersion, which have implications on the field of new functional nano-optic devices.

Key words: Subwavelength metallic structure; Extraordinary optical transmission; Finite-difference time-domain; Asymmetric two integrated metallic nanoslits; Surface plasmon polaritons

OCIS Codes: 240.6680; 050.6624; 160.3900; 230.7408; 260.2110

0 引言

自 1998 年光学增强透射现象首次报道以来^[1],亚波长金属周期阵列结构的异常透射现象成为纳米光学领域的研究热点,尽管对异常透射现象的物理机制的解释存在一定争议,但研究者们一致认为金属表面激发的表面等离子激元(Surface Plasmon Polaritons, SPP)波在该现象中扮演至关重要的角色^[2-4].研究表明通过设计亚波长金属周期阵列结构的形状,能够在纳米尺度对 SPP 波进行操控,使其具备光子分光^[5]、光学传感^[6]、纳米聚焦^[7]、光学滤波^[8]和负折射率现象^[9]等光学特性.这些光学特性与亚波长金属周期阵列结构中各散射单元激发的 SPP 波之间的相互耦合作用密不可分.研究亚波长金属周期阵列结构中各散射单元激发 SPP 波之间的相互作用过程对于深入理解光学异常透射现象的物理机制以及设计开发新功能的光学器件至关重要.目前在关于亚波长金属阵列结构的光学异常传输特性的研究中,各散射单元激发的 SPP 波间的耦合作用可分为两类:一类是在厚金属薄膜、厚单元间隔阵列结构的入射/出射界面上相向传播的 SPP 波之间的耦合作用,该 SPP 波耦合作用可实现对近场干涉条纹^[10]和远场透射光谱的调制^[11-12],以及控制 SPP 波的方向性激发^[13-14];另一类是在超薄金属薄膜、厚单元间隔的周期阵列结构上、下界面激发的 SPP 波通过渗透膜层材料发生相互耦合作用,该耦合作用可形成反对称 SPP 束缚模式,产生光学透射抑制现象^[15-16].在这些研究中,散射单元间 SPP 波耦合作用强度发生在两个极端情况下:一是金属界面上 SPP 波的“微扰型”耦合作用;二是 SPP 波完全渗透金属材料产生的强烈耦合作用.然而,针对在“适中”的 SPP 波耦合作用下(即在隔层厚度大于二倍光波趋附深度而小于 SPP 波渗透耦合作用的截止长度^[17]情况下),周期阵列结构对光波传输特性的研究相对较少.

本论文利用二维时域有限差分(Finite Difference Time Domain, FDTD)方法理论研究在薄隔层厚度下非对称纳米金属双缝中传导的 SPP 波之间“适中”的渗透耦合作用对传输特性的影响.研究发现双缝结构的透射谱出现双峰传输和透射抑制的新现象.由电磁场空间分布推得这些现象是由双缝结构中形成的对称和反对称 SPP 耦合模式引起的.通过理论分析,提出一个 SPP 波干涉模型,揭示了双缝结构中传导的 SPP 波耦合作用的物理本质,并进一步解释了对称和反对称 SPP 耦合模式形成的原因.最后,研究了狭缝长度、狭缝数目和入射角度对非对称纳米金属狭缝结构阵列透射谱的影响.

1 模拟方法

图 1 为非对称纳米金属双缝结构示意图,在厚度为 L 的金属薄膜上刻有宽度分别为 w_1 和 w_2 双缝,双缝间隔层厚度为 d ,双缝内以及双缝结构周围的填充介质为空气.采用二维 FDTD 对双缝结构的传输特性进行研究.为避免光波在计算区域边界上反射,其四周设置为各向异性完全匹配层.计算区域大小为 $1 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$,网格大小为 2.5 nm .在计算双缝结构的透射谱时,入射光源采用横磁偏振的正弦调制的高斯脉冲平面波,并从双缝结构的下表面照射.为减小金属表面倏逝波影响,时域电磁场数值的线探测器设置在距离双缝结构的出射面 $s = 1 \mu\text{m}$ 处.通过线探测器记录整个时间步数上的电磁场数值,利用离散傅里叶变换可计算获得双缝结构的透射谱,

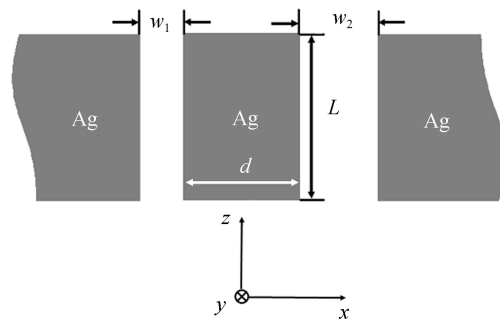


图 1 非对称纳米金属双缝结构示意图
Fig.1 Schematic diagram of an two integrated metallic nanoslits with different width

透射谱的波长范围为 500 ~ 2 000 nm. 当计算双缝结构在特定波长处的电磁场空间分布图时, 光源改用单色正(余)弦波平面波. 金属材料选取银, 其介电常数与入射波长的色散关系由 Drude 模型 $\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + j\omega\gamma)$ 来表述, 其中 ω 为入射光波频率, ϵ_∞ 代表入射波频率为无穷大时的金属介电常数, ω_p 为等离子体共振频率, γ 为电子碰撞频率. 通过拟合文献[18]中实验数据得到 $\epsilon_\infty = 3.7$, $\omega_p = 1.3673 \times 10^{16}$ rad/s 和 $\gamma = 2.7325 \times 10^{16}$ rad/s. 定义双缝结构归一化的透射谱为

$$T = \frac{\int S_T dl}{\int S_I dl} \quad (1)$$

式中, S_T (S_I) 为透射(入射)波的能量密度, 定义为 $S = \Re[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] / 2\mu_0$.

2 结果与讨论

利用 FDTD 仿真获得平面波垂直照射下非对称纳米金属双缝结构在不同隔层厚度情况下的透射谱, 如图 2. 其中, w_s 为单个金属狭缝的透射谱, 模拟时采用的结构参数为: $w_1 = 20$ nm, $w_2 = 40$ nm, $L = 350$ nm. 由图可知, 在薄隔层厚度 d 在 60 ~ 100 nm 范围内, 该双缝结构透射谱形状几乎保持不变, 且在近红外波段出现一个对称分布的类马鞍状包络, 其中包含两个透射峰和一个夹在两峰之间的透射凹陷. 对比单缝情况, 双缝结构的两个透射峰分别对应各单缝的透射共振峰, 但位置波长 $\lambda = 1\ 245$ nm 和 $1\ 520$ nm 相对于单缝共振波长 $\lambda_s = 1\ 260$ nm 和 $1\ 480$ nm 分别发生了微小蓝移和红移. 由此可推断, 双缝结构在透射峰处传输特性仍由各缝腔内法布里-珀罗(Fabry-Perot, F-P)共振效应主导^[19]. 值得注意的是, 在波长 $\lambda = 1\ 375$ nm 处透射凹陷透射率几乎为零, 且均远小于两个单缝在该波长处的透射率. 由此可见, 双缝结构的透射谱并非是两个单缝透射谱的简单线性叠加. 继续增加隔层厚度, 透射凹陷逐渐变浅直至消失. 这种依赖间隔厚度变化的透射谱特性表明在薄隔层厚度下双缝中传导 SPP 波的电磁场通过渗透中间隔层发生交叉耦合现象. 该耦合现象会对双缝结构中光波传输过程进行调控, 在特定波长处诱导新的 SPP 波耦合模式, 产生透射抑制现象, 同时引起透射峰位置的微小移动.

当入射波长移至可见光波段时, 双缝结构的透射谱在对应各单缝更高阶数的 F-P 共振波长位置处再次出现对称分布的类马鞍状包络, 但其透射峰的传输效率降低 4 倍左右, 这与不同波长光波在单缝入口处的 SPP 激发效率不同有关^[20]. 此外, 通过数值模拟发现, 这种类马鞍状透射谱特性要求双缝的透射峰波长位置间隔一定的距离, 当两个透射峰波长相互靠近时, 透射凹陷将逐渐变浅直至消失. 结果表明双缝结构的双缝传输和透射抑制现象要求参与耦合作用的 SPP 的波矢量(有效波长)存在一定的差别.

为研究薄隔层厚度下双缝结构中传导的 SPP 波之间耦合作用的物理机制, 图 3 给出双缝结构在近红外波段透射凹陷 $\lambda = 1\ 375$ nm 和长波透射峰 $\lambda = 1\ 520$ nm 处磁场 H_y 空间分布. 由图可知, 在透射凹陷处, 双缝中磁场 H_y 形成一阶波导耦合模式, 其幅值相同但符号相反, 为反相组合模式, 即反对称的 SPP 耦合模式; 而在透射峰值处, 双缝中磁场 H_y 形成由窄缝共振波导模式主导且幅值相差悬殊的一阶耦合波导模式, 其符号相同, 为同相组合, 即形成对称 SPP 耦合模式. 此外, 在短波透射峰 $\lambda = 1\ 245$ nm 处, 双缝结构中形成与长波透射峰类似的对称 SPP 耦合模式, 但以宽缝的共振波导模式主导.

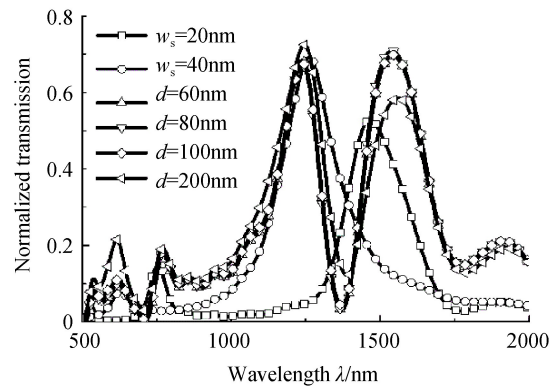


图 2 双缝结构在不同金属隔层下的透射谱
Fig.2 Normalized transmission spectra of the two integrated metallic nanoslits versus the metallic separation

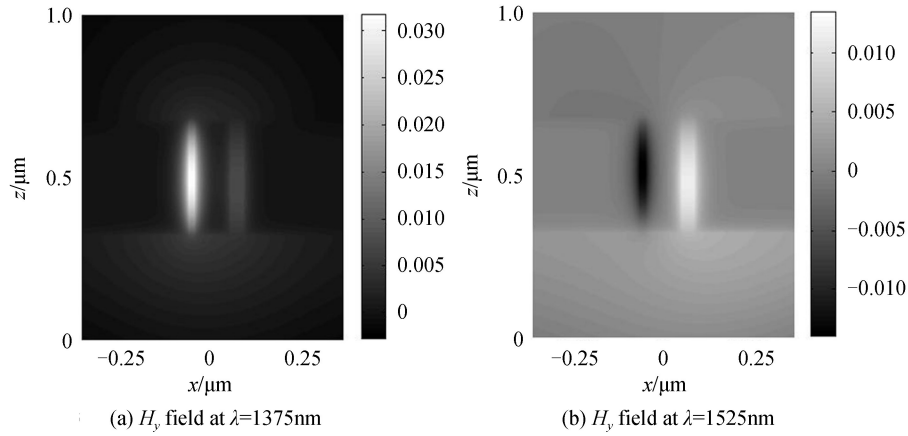


图3 非对称金属纳米双缝结构在透射极值处的磁场空间分布

Fig.3 The spatial distribution of H_y -field for the two integrated metallic nanoslits at the transmission extremums

为了全面地了解双缝结构中形成的对称和反对称 SPP 耦合模式,图 4 给出在两种模式下双缝结构的横向平分截面上电磁场 H_y 、 E_x 和 E_z 的分布曲线.结果与文献[21]描绘的对称和反对称模式的电磁场分布情况一致.由图可知,在两种 SPP 耦合模式下,金属隔层中的电场 E_z 和磁场 H_y 均连续分布,表明双缝中传导的 SPP 波的电磁场渗入隔层材料内相互叠加,形成相互关联的 SPP 耦合波导模式,即对称和反对称 SPP 耦合模式.在反对称 SPP 耦合模式下,双缝中形成的强度相同符号相反的波导模式在透射区辐射的电磁波相互抵消,造成透射抑制现象.而在对称 SPP 模式下,双缝在透射区辐射的同相位电磁波相干相长,但由于幅值相差悬殊,仅造成微弱的增强现象.同理,在可见光波段,双缝结构在两个单缝的二阶 F-P 腔共振波长位置处会形成二阶的反对称和对称 SPP 耦合模式,造成透射抑制现象和双透射峰传输特性,形成类马鞍状包络.综上所述,双缝结构对入射光的传输效率取决于双缝中 SPP 波渗透进入金属隔层内发生交叉耦合作用形成的 SPP 耦合模式.

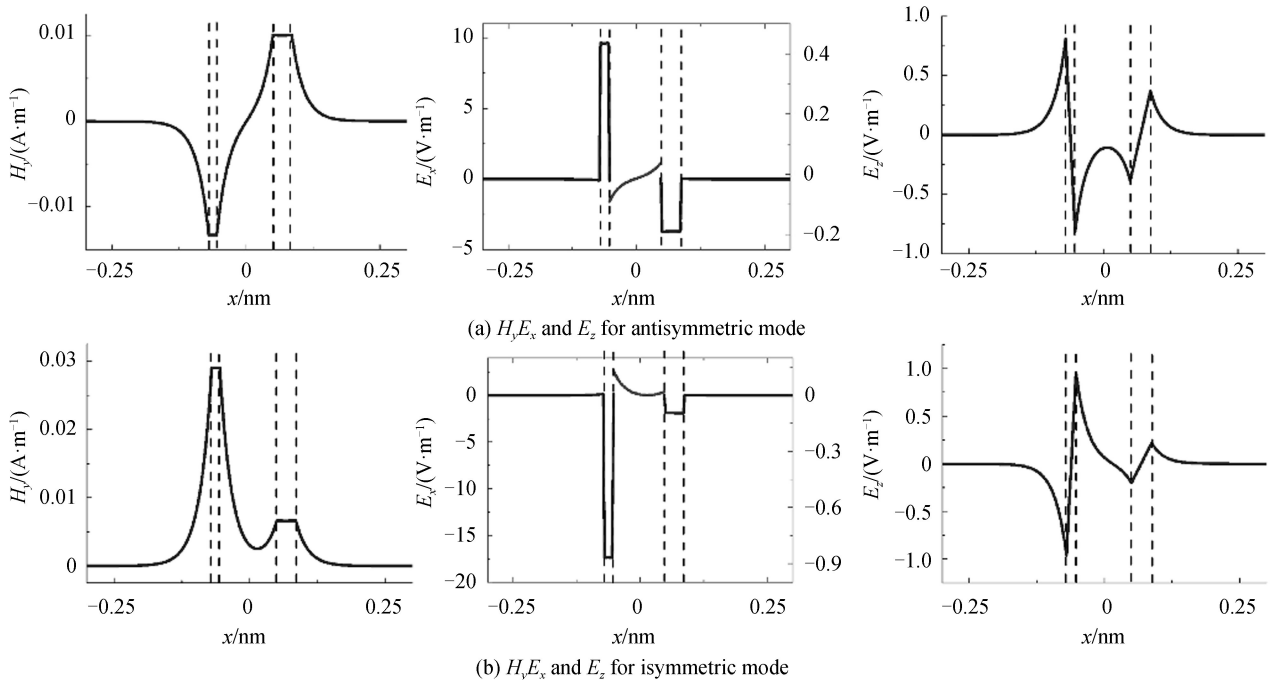


图4 双缝结构的横向平分线上电磁场分量的分布曲线(垂直虚线标定狭缝边界)

Fig.4 The distribution curves of the electromagnetic field components along the mid-transverse plane of the two integrated metallic nanoslits (the vertical dash lines mark the borders of the two slits)

从波耦合理论和光波干涉模型两个角度出发分析双缝结构中传导的 SPP 波之间的耦合作用,揭示其物理本质.考虑到光波在金属材料中具有一定的趋肤深度,在薄隔层厚度情况下,双缝中传导的 SPP 波的电磁场横向分量势必会渗入隔层材料内部相互叠加耦合.由于在宽度不同的双缝结构中传导的 SPP 波矢量(或有

效波长)不同,不同种类 SPP 波相互耦合会形成新型 SPP 耦合模式.接下来,利用麦克斯韦方程和连续性边界条件从波导耦合角度推导双缝结构中传导的 SPP 波耦合的色散关系.

以双狭缝结构入射面上金属隔层的中点为坐标原点,建立二维的直角坐标系.SPP 波的磁场 H_y 的复振幅在各个区间分布为^[22]

$$H_y = \begin{cases} A_0 e^{p(x+w_1+d/2)} & x < -w_1/2-d/2 \\ B_0 e^{-k(x+w_1+d/2)} + C_0 e^{k(x+d/2)} & -w_1/2-d/2 < x < -d/2 \\ D_0 e^{-p(x+d/2)} + E_0 e^{p(x-d/2)} & -d/2 < x < d/2 \\ F_0 e^{-k(x-d/2)} + G_0 e^{k(x-w_2-d/2)} & d/2 < x < d/2+w_2/2 \\ H_0 e^{-p(x-w_2-d/2)} & x > d/2+w_2/2 \end{cases} \quad (2)$$

式中, $k = \sqrt{k_0^2 - \omega^2 \epsilon_d / c^2}$ 和 $p = \sqrt{k_0^2 - \omega^2 \epsilon_m / c^2}$ 分别表示光波在介质和金属材料中的横向(沿 x 轴方向)传播常数, k_0 为光波在自由空间的传播常数, A_0 、 B_0 、 C_0 、 D_0 、 E_0 、 F_0 、 G_0 和 H_0 分别表示磁场在不同界面处的振幅.由连续性边界条件得

$$\begin{cases} A_0 = B_0 + C_0 e^{-kw_1} \\ B_0 e^{-kw_1} + C_0 = D_0 + E_0 e^{-pd} \\ D_0 e^{-pd} + E_0 = F_0 + G_0 e^{-kw_2} \\ F_0 e^{-kw_2} + G_0 = H_0 \end{cases} \quad (3)$$

同理,结合电场在各区域复振幅分布和连续性边界条件可得到关于电场横向分量 E_z 相关方程组.联立两个方程组可得在薄隔层厚度下双缝结构中传导 SPP 波的色散关系为

$$\left(\frac{1-r}{1+r} \right)^4 - c \left(\frac{1-r}{1+r} \right)^2 + e^{-2kw_1} e^{-2kw_2} = 0 \quad (4)$$

式中, $r = (p/\epsilon_m)/(k/\epsilon_d)$, $c = e^{-2kdw_1} + e^{-2kdw_2} + e^{-2kmd} (1 - e^{-2kdw_1})(1 - e^{-2kdw_2})$

简化式(4),得到两个独立的色散关系方程

$$L^\pm = \frac{1-r}{1+r} \pm \left[\frac{c - (c^2 - 4e^{-2kw_1} e^{-2kw_2})^{1/2}}{2} \right]^{1/2} = 0 \quad (5)$$

式中, L^- 和 L^+ 分别对应反对称和对称的 SPP 耦合模式.由式(5)可知,双缝结构中形成的 SPP 耦合模式与缝宽密切相关.设其中一个缝的宽度为零,则该色散关系退化为单缝传导 SPP 波矢量与缝宽的色散关系^[23].色散关系的推导过程为非对称双缝结构中形成对称和反对称 SPP 杂化耦合模式提供了理论依据.在 z 轴方向上,狭缝长度利用 F-P 腔对 SPP 耦合模式进行选择,在透射双峰中间的入射光波在双缝结构中形成反对称 SPP 耦合模式,在其它波长位置处形成对称 SPP 耦合模式.

从经典的干涉理论上讲,在薄隔层厚度情况下,双缝结构中传导 SPP 波模式通过横向电场分量 E_z 渗透到隔层材料内部产生交叉的场干涉作用.该干涉作用会对双缝结构中初始 SPP 波模式的空间分布进行调制,调制后的 SPP 波模式处于非稳态,其在狭缝 F-P 腔作用下自我调节重新分布,更新后的 SPP 波模式将继续渗透到隔层材料发生干涉作用.上述物理过程循环往复直至双缝结构中形成稳定的 SPP 波耦合模式.在干涉作用下,双缝结构中 SPP 波的电场横向分量 E_z 的幅值和相位分别为

$$E_{z,i}^2 = E_{z0,i}^2 + E_{z0,j}^2 \exp(-2\alpha d) + 2E_{z0,i} E_{z0,j} \exp(-\alpha d) \cos(\Delta\varphi_0 - k_j^{\text{SPP}} d) \quad (6)$$

$$\Delta\varphi_i = \arctg \frac{\sin(\Delta\varphi_0 + k_j^{\text{SPP}} d)}{E_{z0,i}/E_{z0,j} \exp(-\alpha d) + \cos(\Delta\varphi_0 + k_j^{\text{SPP}} d)} \quad (7)$$

其中,下标 i, j 用于标记狭缝, α 表示电磁波在金属材料中的吸收系数, $E_{z0,i}$ 和 $E_{z0,j}$ 分别表示干涉前双缝中电场 E_z 振幅, $\Delta\varphi_0 = \varphi_j - \varphi_i$ 为双缝中电场 E_z 干涉前的初始相位差, $k_j^{\text{SPP}} d$ 为电场 E_z 渗透到隔层过程中积累的相位延迟.

由式(6)~(7)可知,双缝结构中 SPP 波在干涉前初始相位差决定发生干涉的类型以及各缝中电场分量 E_z 相位变化量.图 5 为双缝结构中 SPP 波的电场分量 E_z 的相位差在干涉前后随波长的变化曲线.在近红外 $\lambda = 1260 \sim 1480$ nm 波段,双缝中电场 E_z 的初始相位差小于 0.5π ,导致其干涉相长,同时引起相位差减小.最终,双缝中电场 E_z 位相差在干涉作用下减小至零.由于电场 E_z 相位超前磁场 H_y 相位 0.5π ,双缝中磁场

H_y 相位差相对于电场 E_z 相位差产生 π 相移. 因此, 双缝结构中形成反对称 SPP 耦合模式, 从而抑制光波的传输, 造成透射光谱中的透射凹陷现象. 同理, 在可见光 $\lambda = 680 \sim 720$ nm 波段, 在双缝结构中传导的 SPP 波在电场分量 E_z 干涉作用下形成二阶的反对称 SPP 波导模式, 造成透射抑制现象. 而在其它波长处, 双缝结构中电场 E_z 在耦合前的初始相位差大于 0.5π , 致使它们干涉相消, 导致其位相差增加到 π . 相应地, 双缝结构中磁场 H_y 的位相差则从 0.5π 减小至 0 , 形成对称 SPP 耦合模式. 由此可见, 双缝结构中形成的反对称(对称)耦合模式是由其传导的 SPP 波的电场横向分量 E_z 渗入隔层材料内干涉相长(相消)所导致. 此外, 由式(7)可知, 双缝间的干涉作用会对各缝中传导的 SPP 的位相进行调制, 从而引起 SPP 波矢量的变化, 最终导致双缝结构透射峰的波长相对于单缝情况发生了红移和蓝移现象. 由理论分析可知, 在双缝结构透射谱的透射双峰是由各缝的 F-P 腔共振效应引起的, 其波长近似满足 $m\lambda_0/2n_{\text{eff}} = L$ (m 为不为零的正数). 因此, 透射双峰的波长正比于狭缝长度, 而透射凹陷夹在双峰中间, 其波长也必然正比于狭缝长度. 图 6(a) 为利用 FDTD 模拟获得双缝结构在不同狭缝长度下的透射光谱, 其它结构参数为: $w_1 = 20$ nm, $w_2 = 40$ nm, $d = 100$ nm. 随狭缝长度增加, 双透射峰和凹陷位置的波长发生线性红移现象, 与理论分析结果一致. 表明双缝结构透射谱中透射极值的波长主要取决于狭缝长度. 此外, 随狭缝长度的减小, 双缝结构在两个共振透射峰处传输效率以及在透射凹陷处抑制效果逐渐降低, 导致透射凹陷的对比度降低. 该现象与不同波长入射光在狭缝口激发 SPP 波的效率不同有关^[20,24].

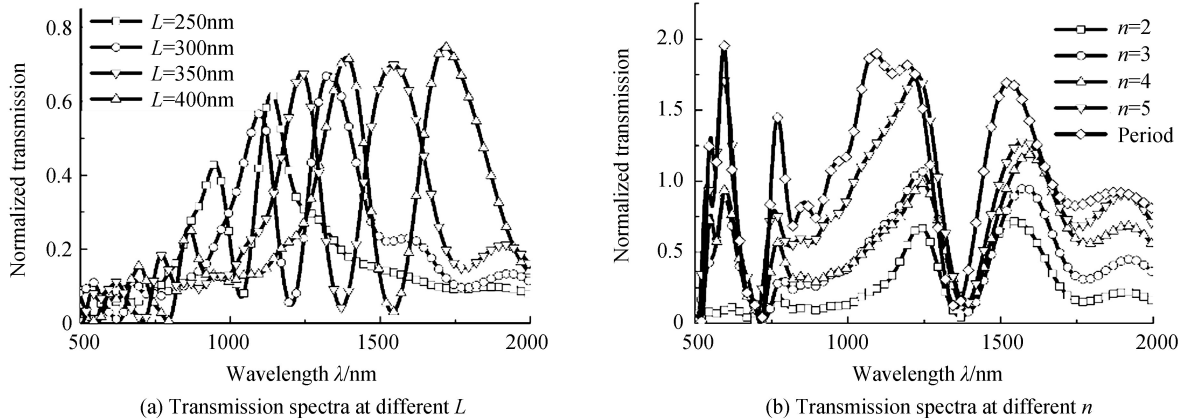


图 6 非对称纳米金属双缝结构在不同结构参数下的透射谱

Fig.6 Normalized transmission spectra of the two integrated metallic nanoslits versus structural parameters

图 6(b) 给出狭缝数目从 $n=2$ 增至无穷大(周期性结构)时双缝结构的透射谱的变化情况, 其中宽、窄缝依次排列, 其它结构参数为: $w_1 = 20$ nm, $w_2 = 40$ nm, $d = 100$ nm, $L = 350$ nm. 狭缝数目增多会引起总的透光效率的增大, 但并不影响各缝中 F-P 腔共振效应以及相邻狭缝之间的 SPP 波交叉耦合作用. 因此, 随狭缝数目的增多, 双缝结构在透射峰值处的透射率增加, 但其透射谱的轮廓以及透射极值的波长并未发生变化, 如图 6(b). 当狭缝个数增加至无穷大(即周期性结构)时, 狭缝的占空比达到最大, 双缝结构在透射峰处的透光效率达到最大, 且透射凹陷对入射光的抑制作用最强, 其透射凹陷的对比度达到最大. 此外, 周期结构的倒格矢提供一个额外矢量 $k_R = 2\pi/p$, 正好补偿了可见光波段透射峰处入射光波波矢 k_0 与 SPP 波波矢 k_{sp} 之间的差值, 提高了入射光波与 SPP 波之间的转化效率, 导致周期双缝结构在可见光波段的透射双峰传输效率得到显著的提升, 几乎与近红外波段双峰传输效率相同.

图 7 为在不同入射角度下非对称纳米金属双缝结构的透射谱, 其结构参数为: $w_1 = 20$ nm, $w_2 = 40$ nm,

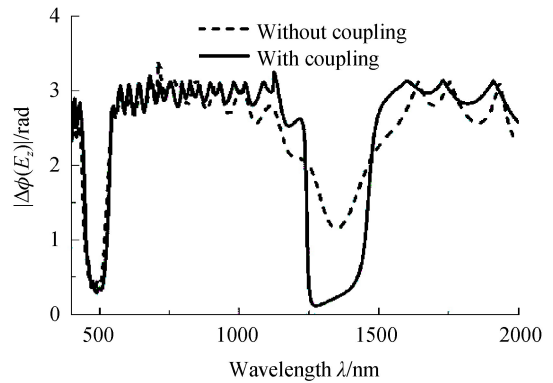


图 5 非对称纳米金属双缝结构中电场 E_z 相位差随波长的变化曲线

Fig.5 Phase difference of E_z -filled between the two integrated metallic nanoslits as a function of wavelength

$d=100\text{ nm}$, $L=350\text{ nm}$.由图可知,在入射角度 $\theta=-60^\circ\sim 60^\circ$ 范围内,双缝结构的透射谱的轮廓以及透射极值波长始终保持不变,但在近红外波段的双峰的透射效率随入射角度增加显著减小,而可见光波段的双峰透射率则有增有减,变化不大.已有文献研究表明:当狭缝宽度远小于入射波长时,即 $w\ll\lambda_0$,狭缝内的 F-P 腔共振效应不受入射角度变化的影响^[25];另一方面,由于双缝结构的金属间隔远比入射波长小,也即 $d\ll\lambda_0$,斜入射的平面波在其入射面上所引入的位相差 $\Delta\varphi=\varphi_R-\varphi_L=\frac{2\pi}{\lambda_0}d\sin\theta$ 可忽略不计.因此,双缝结构透射光谱的轮廓以及透射极值的波长不受入射角度的影响.但入射角度的改变会影响双缝结构入射口处 SPP 波的转化效率,从而引起其透射峰的传输效率的变化.

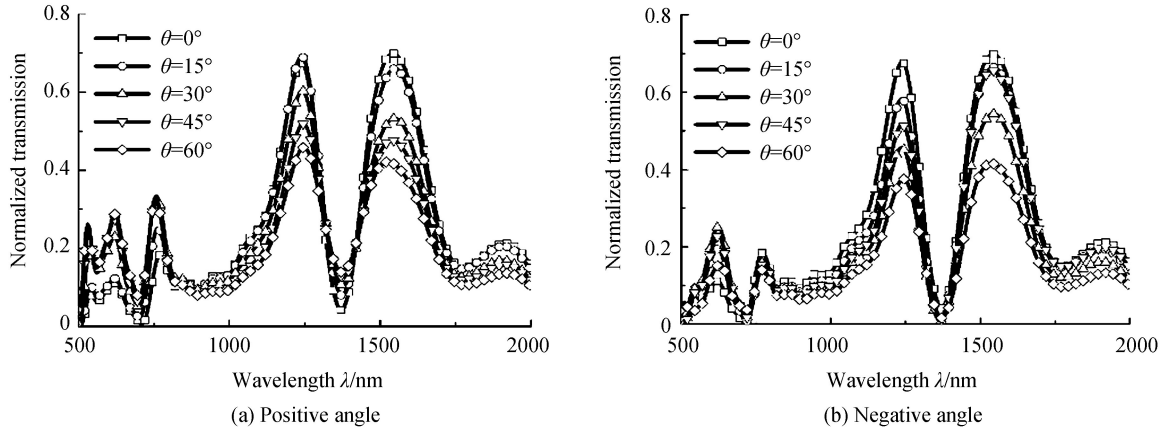


图 7 非对称纳米金属双缝结构在不同入射角度下的透射谱

Fig.7 Normalized transmission spectra of the integrated double metallic nanoslits as a function of the incident angle

3 结论

利用 FDTD 对薄隔层的非对称纳米金属双缝结构对光波的传输特性展开理论研究,发现其透射谱在近红外和可见光波段均出现类马鞍状包络,其含两个透射峰和一个透射率为零凹陷.由电磁场分布情况可知,透射峰/凹陷与双缝结构中形成的对称/反对称 SPP 耦合模式密切相关.理论分析结果表明对称/反对称 SPP 耦合模式是双缝中传导的不同波矢的 SPP 波渗透隔层材料相互耦合的结果,从波导耦合理论出发推得双缝结构中 SPP 波耦合的色散关系.另一方面,从干涉角度出发提出干涉模型进一步揭示双缝结构中 SPP 波耦合的物理本质,即 SPP 波横向电场分量 E_x 渗入到隔层材料内相互干涉叠加,且双缝结构中 SPP 波初始位相差决定最终形成的 SPP 波耦合类型.模拟结果表明双缝结构透射谱中透射极值(峰值和凹陷)波长位置取决于狭缝长度,而狭缝数目和入射光的角度会影响透射双峰的传输效率.在 SPP 交叉耦合作用下,非对称纳米金属双缝结构对特定波长处具有透射抑制效果,且在其透射双峰处对入射光波具有空间色散特性.本文研究结果可为开发设计等离子体过滤器、光学路由器和光子耦合器等新型光学器件等提供参考.

参考文献

- [1] EBBESEN T W, LEZEC H J, GHAEMI H F, *et al.* Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. *Nature*, 1998, **391**(6668): 667-669.
- [2] LIU Wei-chih, TSAI Din-ping. Optical tunneling effect of surface plasmon polaritons and localized surface plasmon resonance[J]. *Physical Review B*, 2002, **65**(15): 155423.
- [3] CAO Q, LALANNE P. Negative role of surface plasmons in the transmission of metallic gratings with very narrow slits [J]. *Physical Review Letters*, 2002, **88**(5): 057403.
- [4] FIALA J, RICHTER I. Mechanisms responsible for extraordinary optical transmission through one-dimensional periodic arrays of infinite sub-wavelength slits; the origin of previous EOT position prediction misinterpretations[J/OL]. (2017-04-24)[2017-09-26]<https://doi.org/10.1007/s11468-017-0579-0>.
- [5] LAUX E, GENET C, SKAULI T, *et al.* Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging[J]. *Nature Photonics*, 2008, **2**(3): 161-164.
- [6] LEE K L, WEI PK. Surface plasmon resonance sensing: periodic metallic nanostructures for high-sensitivity biosensing applications[J]. *IEEE Nanotechnology Magazine*, 2016, **10**(1):16-23.
- [7] VERSLEGERS L, CATRYSSE P B, YU Z, *et al.* Planar lenses based on nanoscale slit arrays in a metallic film[J].

- Nano Letters*, 2009, **9**(1): 235-238.
- [8] DAVIS M S, ZHU Wen-qi, XU Ting, *et al.* Aperiodic nanoplasmonic devices for directional colour filtering and sensing [J]. *Nature Communications*, 2017, **8**(1): 1347.
- [9] MAAS R, VAN DE GROEP J, POLMAN A. Planar metal/dielectric single-periodic multilayer ultraviolet flat lens[J]. *Optica*, 2016, **3**(6): 592-596.
- [10] SHI Hao-feng, LUO Xian-gang, DU Chun-lei. Young's interference of double metallic nanoslit with different widths [J]. *Optics Express*, 2007, **15**(18): 11321-11327.
- [11] SCHOUTEN H F, KUZMIN N, DUBOIS G, *et al.* Plasmon-assisted two-slit transmission; Young's experiment revisited[J]. *Physical Review Letters*, 2005, **94**(5): 053901.
- [12] PACIFICI D, LEZEC H J, ATWATERH A. Quantitative determination of optical transmission through subwavelength slit arrays in Ag films; role of surface wave interference and local coupling between adjacent slits[J]. *Physical Review B*, 2008, **77**(11): 115411.
- [13] XU Ting, ZHAO Yan-hui, GAN Da-chun, *et al.* Directional excitation of surface plasmons with subwavelength slits [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, **92**(10): 101501-101503.
- [14] LI Xiao-wei, TAN Qiao-feng, BAI Ben-feng, *et al.* Experimental demonstration of tunable directional excitation of surface plasmon polaritons with a subwavelength metallic double slit[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, **98**(25): 251109
- [15] BRAUM J, GOMPF B, KOBIELA G, *et al.* How holes can obscure the view: suppressed transmission through an ultrathin metal film by a subwavelength hole array[J]. *Physical Review Letters*, 2009, **103**(20): 203901.
- [16] SPEVAK I S, NIKITIN A Y, BEZUGLYI E V, *et al.* Resonantly suppressed transmission and anomalously enhanced light absorption in periodically modulated ultrathin metal films[J]. *Physical Review B*, 2009, **79**(16): 161406-161409.
- [17] L'OPEZ-TEJEIRA F, RODRIGO S G, MARTIN-MORENO L, *et al.* Modulation of surface plasmon coupling-in by one-dimensional surface corrugation[J]. *New Journal of Physics*, 2008, **10**(3): 033035.
- [18] ORDAL M A, LONG L L, BELL R J, *et al.* Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared[J]. *Applied Optics*, 1983, **22**(7): 1099-1119.
- [19] SUN Zhi-jun, ZENG Dan-yan. Modeling optical transmission spectra of periodic narrow slit arrays in thick metal films and their correlation with those of individual slits[J]. *Journal of Modern Optics*, 2008, **55**(10): 1639-1647.
- [20] LALANNE P, HUGONIN J P, RODIER J C. Theory of surface plasmon generation at nanoscale aperture[J]. *Physical Review Letters*, 2005, **95**(26): 263902.
- [21] LEE W J, KIM J E, PARK H Y, *et al.* Silver superlens using antisymmetric surface plasmon modes[J]. *Optics Express*, 2010, **18**(6): 5459-5465.
- [22] ECONOMOU E N. Surface plasmons in thin films[J]. *Physical Review*, 1969, **182**(2): 539-554.
- [23] COLLIN S, PARDO F, PELOUARD J L. Waveguiding in nanoscale metallic apertures[J]. *Optics Express*, 2007, **15**(7): 4310-4320.
- [24] LALANNE P, HUGONIN J P, RODIER J C. Approximate model for surface-plasmon generation at slit apertures[J]. *Journal of Optics Society of America A*[J]. 2006, **23**(7): 1608-1615.
- [25] BRAVO-ABAD J, MARTIN-MORENO L, GARCIA-VIDAL F J. Transmission properties of a single metallic slit: from the subwavelength regime to the geometrical optical limit[J]. *Physical Review E*, 2004, **69**(2): 026601.