

专题：超材料

编者按 超材料 (Metamaterials) 是指由人工结构功能单元按照特定的空间排布构成的、具有超常宏观物理特性的人工复合材料或复合结构。超材料是先进功能材料的创新研究范式, 将传统均质材料的半经验式研究手段发展为精确可设计的材料研究范式。超材料不仅是一种材料新形态, 更是一种材料设计新理念, 即: 类比自然材料电磁、力、热、声等响应的微观机制和自然材料基本构成粒子的空间点阵排布方式, 构造与自然材料原子、分子等类比的人工微结构单元, 通过结构单元的周期性、准周期性或特殊点阵排布构造人工复合材料, 实现自然材料无法实现或很难实现的特殊物理特性。由于超常的电磁、声、热、力等功能, 超材料在隐身伪装、电子对抗、导航通讯、预警制导、成像识别等领域具有巨大的应用潜力。

超材料研究在国内非常活跃, 总体呈现出百花齐放的局面, 所涵盖领域包括电磁超材料、红外/THz超材料、光学超材料、声学超材料、力学超材料、光学超材料、热学超材料等领域。2019年11月, 中国材料研究学会超材料分会、中国物理学会电介质物理专业委员会和中国电子学会元件分会联合主办了“第一届全国超材料大会”, 1500多名国内超材料领域的专家学者和科研工作者参加了大会。大会推动了我国超材料理论研究、设计与制备研究、器件应用研究, 增进了超材料学术界和工业界之间的学术交流、技术交流与应用推广, 促进了我国超材料研究的知识创新、技术创新以及应用发展。

本专题收录了本届超材料大会的部分优秀论文, 论文涉及到电磁超材料、力学超材料、声波超材料和光学超材料。希望专题的出版能进一步增进交流, 促进该领域的发展。

(客座编辑: 空军工程大学隐身新材料与新技术研究中心 王甲富)

开口狭缝调制的耦合微腔中表面 等离子诱导透明特性

褚培新 张玉斌 陈俊学[†]

(西南科技大学理学院, 绵阳 621010)

(2020年3月12日收到; 2020年6月16日收到修改稿)

耦合的波导-微腔结构在光滤波器、光调制器中有着广泛的应用。结构的光传输性质主要由模式的耦合强度来决定, 而耦合强度通常通过控制结构间的几何间距来实现。由于电磁波在金属中急剧衰减, 这为控制金属微腔中模式的耦合带来了巨大的挑战。本文利用金属微腔中法布里-珀罗模式的共振特性, 在微腔中引入开口狭缝, 通过调节狭缝的缝宽以及偏移位置, 来控制模式的泄漏率以及耦合强度, 实现了可调控的表面等离子诱导透明效应。当狭缝的开口宽度或者偏移量增加时, 结构透射谱的透射峰值和半高全宽也会相应地增加。狭缝的几何参数变化会对结构共振特性产生调制, 文中通过时域耦合模理论对相应的物理机进行了解释。本文的结果为实现利于加工的紧凑表面等离子器件提供了思路。

关键词: 电磁诱导透明, 表面等离子, 有限差分频域方法, 时域耦合模理论

PACS: 42.50.Gy, 42.79.Gn, 47.11.Bc

DOI: 10.7498/aps.69.20200369

[†] 通信作者. E-mail: cjxueoptics@163.com

1 引言

电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 是一种典型的非线性光学效应, 它是指在外加控制光场作用下, 原子或者分子在不同的量子态之间发生跃迁, 使得与探测光场发生耦合的量子跃迁通道之间发生干涉相消, 从而使得在吸收带中产生一个狭窄的透射峰的一种现象^[1]. 但是在原子系统中实现 EIT 需要极端的实验条件, 因此, 在经典的系统中模拟 EIT 便成为许多研究者的目标. 到目前为止, 已经在不同种类的经典系统实现了 EIT 现象. 如金属纳米结构系统^[2]、全电介质共振系统^[3]、声学共振系统^[4]. 由于 EIT 效应的实现, 能对结构共振光谱的 Q 值和谱线线型进行调制, 这在实现慢光效应、高灵敏度传感器和增强光学非线性等方面有着重要的应用.

表面等离子激元 (surface plasmon polaritons, SPP) 是电磁波与金属表面自由电子耦合而形成的一种沿金属表面传播的近场电磁波. 它能将入射光波局域到亚波长尺度进行传播, 从而能极大地减小光学元件的尺寸, 便于光学集成. 此外, 由于光波的亚波长局域, 可以实现光波的近场增强, 这在增强光学非线性、光与物质作用方面有着非常重要的应用. 金属-电介质-金属 (metal-dielectric-metal, MDM) 波导是被广泛研究的 SPP 波导结构. 由于电磁场能量在电介质层中高度局域, 有望实现芯片级的光互联. 因而, 基于 MDM 结构的各种光功能器件是目前研究的热点. 2014 年, Zhang 等^[5]将梳状线槽和矩形腔置于金属包层内, 利用它们之间的耦合得到明暗状态, 在明态和暗态之间进行相消干涉从而实现 EIT 效应. 目前, 在 MDM 波导中实现 EIT 现象主要有两种途径: 第一种, 在 MDM 波导结构中添加凹槽, 这样可使入射波在槽中干涉形成 EIT, 并且随着凹槽数量的增加, 透射峰的数量也会增加^[6], 但在凹槽中形成的法布里-珀罗共振模式 (Fabry-Pérot mode, FP) 会使得透射峰的强度下降; 第二种是类似于电介质波导-微腔结构, 波导与微腔之间通过倏逝波耦合, 实现 EIT 现象^[7,8], 这需要精确控制波导与金属微腔的间距, 但波导与金属微腔的间距很小, 会使得加工成为一个难题.

本文提出一种金属-电介质-金属波导侧边耦合金属微腔的设计方案. 不同于常用的倏逝波耦合方案, 结构中波导与微腔间引入开口狭缝, 通过控制

开口狭缝的宽度和偏离位置, 来调制微腔中模式的泄漏率, 从而影响波导模式与微腔模式以及微腔模式间的耦合效率, 进而对结构中类 EIT 窗口的峰值和半高全宽 (full width at half maximum, FWHM) 进行调制. 通过频域有限差分方法 (finite-difference frequency domain, FDFD) 对结构的性能进行模拟仿真和优化, 通过时域耦合模理论 (temporal coupled mode theory, TCMT) 对结构类 EIT 形成的机理进行了解释.

本文的结构如下: 第 2 节, 简要介绍了单个波导-微腔结构, 分析了其微腔的模式特性以及结构的透射特性; 第 3 节, 分析了波导-双微腔结构, 通过开口狭缝调制微腔中高 Q 模式与低 Q 模式间的耦合, 在结构透射谱中实现了类 EIT 效应. 通过 TCMT 对类 EIT 的形成机制进行解释, 利用 FDFD 方法对类 EIT 窗口进行了优化. 最后是结论部分.

2 单个波导-微腔结构分析

首先, 分析单个波导-微腔侧边耦合结构. 结构示意图如图 1 所示, 宽度为 w_d 的 MDM 波导通过侧边耦合一个矩形金属微腔, 波导与微腔间的间距表示为 S . 不同于传统的波导侧边耦合结构^[6-8], 这里间距 $S = 200$ nm, 远大于电磁波在金属中的穿透深度. 为了将光波耦合到金属微腔中, 在波导与微腔间引入了一个开口狭缝, 狭缝宽度为 C , 狭缝中心与微腔中心的偏移量表示为 d_{sp} .

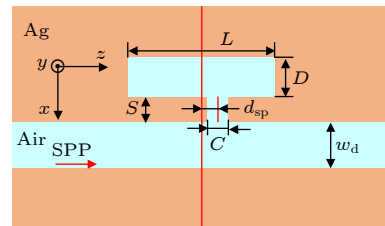


图 1 单个金属波导-微腔侧边耦合结构. 银-空气-银构成一个高局域的 MDM 波导结构, 空气层厚度为 w_d , 金属微腔的长度为 L , 宽度为 D . 波导与微腔间通过开口的狭缝进行耦合, 狭缝的宽度为 C , 高度为 S , 狭缝中心与微腔中心的偏移量为 d_{sp} .

Fig. 1. The schematic diagram of single metal waveguide-cavity side-coupled structure. The MDM waveguide is consisted by silver-air-silver. The width of air layer is w_d . The length and width of metal microcavity are L and D , respectively. A slit is used to connect the waveguide and microcavity. The width and height of slit are denoted as C and S , respectively. The center-to-center distance between slit and cavity is denoted as d_{sp} .

这里通过 FDFD 方法来模拟结构的电磁特性. 空气波导层的厚度 $w_d = 200$ nm, 在工作波长 1500 nm 附近, 波导结构仅支持单个 SPP 模式. SPP 模式通过总场-散射场的形式引入到结构中^[9]. 模拟中, 离散网格的尺寸为 5 nm, 金属银的介电函数来自于实验值^[10]. 本文中, 波导与微腔的间距远大于电磁波在金属中的穿透深度. 微腔不是通过波导的倏逝波耦合激发^[11], 而是通过开口狭缝的能量泄漏来激发^[12,13], 因而狭缝的宽度 (C) 和位置偏移量 (d_{sp}) 将直接影响结构的光谱响应. 图 2(a) 给出了在固定狭缝偏移量 ($d_{sp} = 120$ nm) 时, 不同狭缝宽度对应的结构透射谱. 可以看出, 由于存在狭缝, 波导中的电磁能量能有效耦合到金属微腔中, 形成谐振, 从而会在透射谱中形成低谷. 随着狭缝宽度的增加, 微腔中更多的电磁能量会泄漏出来, 使得模式的损耗增加, 因而透射谱的 FWHM 会展宽. 而且狭缝宽度的增加, 会对微腔中模式谐振频率进行修正, 结构的透射谱的低谷会蓝移. 结

构谐振时相应的品质因子 (Q 值) 在图 2(b) 中给出. 随着金属狭缝宽度的增加, 结构的共振 Q 值减小. 金属狭缝宽度 $C = 70$ nm, 高度 $S = 200$ nm 和偏移量 $d_{sp} = 120$ nm 时, 结构谐振时对应磁场的振幅分布 ($|H_y|$) 在图 2(b) 的插图中给出. 可以看出, 微腔中激发一阶 FP 共振模式. 金属微腔中 FP 模式的谐振条件表示为^[14]

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \cdot 2L + 2\delta = 2n\pi, \quad (1)$$

其中, n_{eff} 为微腔中模式的有效折射率, λ 为光波在真空中的波长, L 为腔长, δ 为模式在腔壁两端反射的附加位相, n 为 FP 模式谐振的阶数. 由于微腔中一阶 FP 模式被激发, 磁场在微腔两端高度局域, 而在微腔的中心区域, 能量几乎为零. 那么, 除了改变狭缝宽度外, 通过调节开口狭缝的位置 (也就是狭缝的偏移量 d_{sp}) 也能控制微腔中模式能量的泄漏率, 从而调制结构的光谱响应, 图 2(c) 和图 2(d) 分别给出在固定狭缝宽度 ($C = 100$ nm),

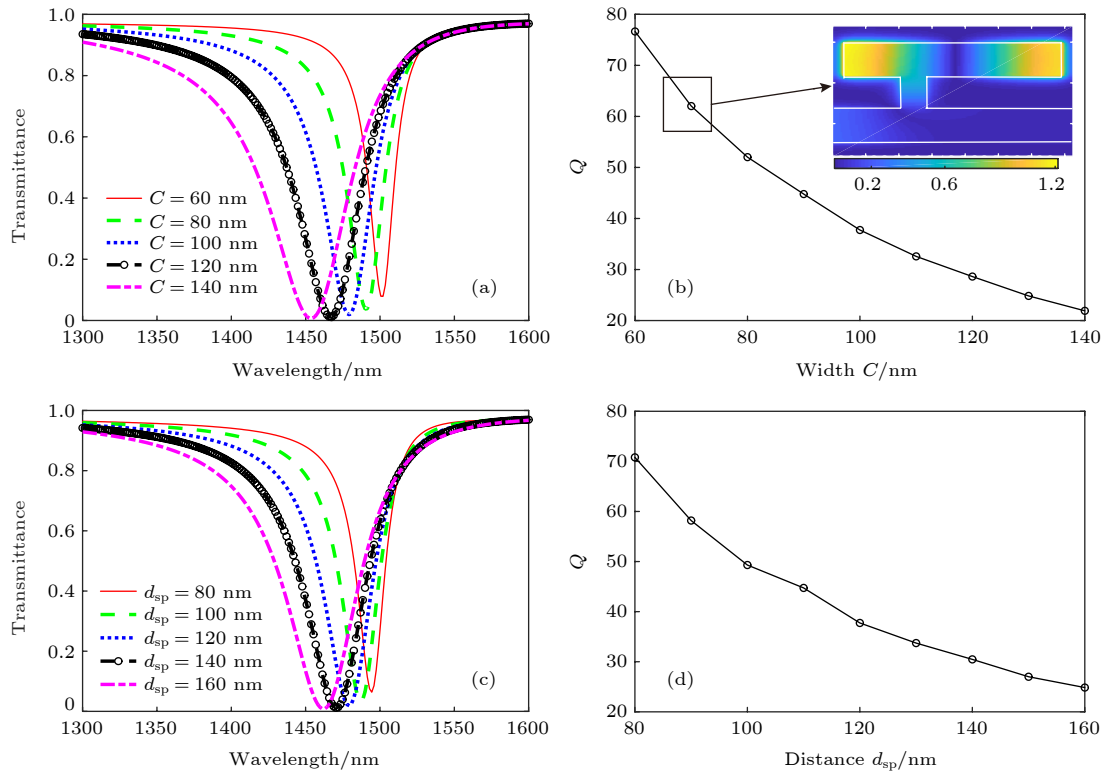


图 2 狭缝偏移量固定 ($d_{sp} = 120$ nm), 不同狭缝宽度情况下 (a) 结构的透射谱; (b) 结构共振 Q 值的变化情况. 结构谐振时, 对应的磁场振幅分布 ($|H_y|$) 也在图 (b) 中给出. 狭缝宽度固定 ($C = 100$ nm), 不同狭缝偏移量情况下, (c) 结构的透射谱; (d) 结构共振 Q 值的变化情况. 微腔的尺寸 (长 $L = 650$ nm, 宽度 $D = 200$ nm), 波导的宽度 $w_d = 200$ nm

Fig. 2. As the location offset of slit is fixed ($d_{sp} = 120$ nm), (a) the transmittance spectra of structure with the different width C , (b) the Q factor of structure versus the width C . The amplitude distribution of magnetic field at the resonant wavelength of structure with width $C = 100$ nm is also shown in the inset of Fig. 2(b). (c) The transmittance spectra of structure with the different location offset d_{sp} ; (d) the Q factor of structure versus the d_{sp} . The length and width of microcavity are $L = 650$ nm and $D = 200$ nm, respectively. The thickness of waveguide $w_d = 200$ nm.

不同狭缝偏移量对应的结构透射谱和共振 Q 值. 由于一阶 FP 模式的能量主要局域在微腔的两端, 随着偏移量的增加, 微腔中更多的能量被泄漏出来, 导致结构共振时的半高全宽增加, 响应的共振 Q 值减小.

因此, 通过调节狭缝的开口宽度或者偏移位置, 可以改变微腔中模式的泄漏率, 从而实现对 SPP 入射的波导-微腔结构的共振特性进行调制, 这不同于通过倏逝波耦合的波导-微腔结构, 在其结构中是通过调节谐振腔与波导的几何间距来实现的.

3 波导-双微腔结构分析

利用上述规律以及微腔内 FP 模式的谐振特性, 在单个微腔的基础上, 再加入一个微腔, 并在两个微腔间通过开口狭缝连接, 结构示意图如图 3 所示. 由于微腔中, 模式的泄漏率与开口狭缝的宽度和偏移位置有关, 通过调节两个狭缝的宽度和偏移位置, 可以在两个微腔中分别实现高 Q 和低 Q 模式共振, 通过两个模式的耦合可以实现 SPP 波导结构的类 EIT 现象.

如图 3 所示, 第一个微腔的宽度和长度分别表示为 D_1 与 L_1 , 微腔与波导间的开口狭缝的高度与宽度分别表示为 S_1 与 C_1 , 狭缝中心与结构中心的偏移量表示为 d_{sp1} . 第二个微腔的宽度与长度分别表示为 D_2 与 L_2 , 两个微腔间通过开口狭缝连接, 连接狭缝的高度与宽度分别表示为 S_2 与 C_2 , 狭缝中心与结构中心的偏移量表示为 d_{sp2} .

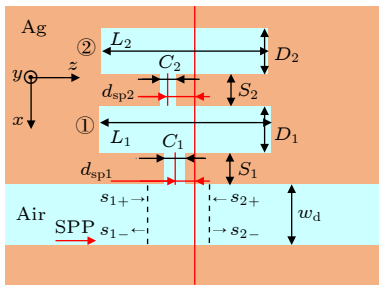


图 3 金属波导-双微腔侧边耦合结构示意图. 在图 1 的基础上再加入一个谐振腔, 并为两个谐振腔编号为 ① 与 ②. 靠近波导的为 1 号微腔, 所有的结构参数的尾数都为 1; 远离波导的为 2 号谐振腔, 所有的结构参数的尾数为 2. 空气层厚度为 w_a .

Fig. 3. The schematic diagram of metal waveguide-double microcavities side-coupled structure. A other microcavity is introduced into the structure shown in Fig.1. The two microcavities are numbered as ① and ②, respectively. The width of air layer is w_a .

结构中的电磁共振行为, 可以通过时域耦合模理论 (TCMT) 来描述. 结构的 TCMT 模型也在图 3 中给出, 1 号腔与波导的连接狭缝的左端为入射面, 模式间的动力学方程表示为^[15-17]:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dt} = (j\omega_1 - \gamma_{r1} - \gamma_{a1})A_1 + j\mu A_2 + j\sqrt{2\gamma_{r1}}S_{1+}, \\ \frac{dA_2}{dt} = (j\omega_2 - \gamma_{a2})A_2 + j\mu A_1, \end{cases} \quad (2)$$

式中, A_1 为 1 号微腔中的共振模式的复振幅, γ_{r1} 和 γ_{a1} 分别表示 1 号微腔中模式的泄漏率和吸收率, ω_1 为 1 号微腔中模式的谐振频率. 同理, A_2 和 γ_{a2} 分别表示 2 号微腔中模式的复振幅和吸收率, ω_2 表示 2 号微腔中模式的谐振频率, μ 表示两个腔之间的耦合系数. S_{i+} 和 S_{i-} 分别表示第 i 个通道入射波和出射波的幅度. 这些量都是归一化的, $|A_1(t)|^2$ 和 $|A_2(t)|^2$ 对应微腔中的电磁能量. $|S_{i+}|^2$ 和 $|S_{i-}|^2$ 分别对应于入射通道和出射通道的功率. 结构中, SPP 模式是从结构左侧入射 (即 $S_{1+} = e^{j\omega t}$, $S_{2+} = 0$), 式中 ω 表示入射波的角频率. 根据能量守恒和时间反演对称性, 通道间入射波和出射波幅度间的关系表示如下:

$$\begin{cases} S_{1-} = S_{2+} + j\sqrt{\gamma_{r1}}A_1, \\ S_{2-} = S_{1+} + j\sqrt{\gamma_{r1}}A_1. \end{cases} \quad (3)$$

将 (3) 式代入到 (2) 式中, 可得到入射 SPP 的反射率 (R) 和透射率 (T):

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{S_{1-}}{S_{1+}} \right|^2 = \left| \frac{j\sqrt{2}\gamma_{r1}}{(\omega - \omega'_1) - j\gamma'_1} \right|^2, \\ T &= \left| \frac{S_{2-}}{S_{1+}} \right|^2 = \left| 1 + \frac{j\sqrt{2}\gamma_{r1}}{(\omega - \omega'_1) - j\gamma'_1} \right|^2, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, ω'_1 和 γ'_1 为模式耦合得到的有效谐振频率和损耗率, 其数学形式表示为:

$$\omega'_1 = \omega_1 + \frac{\mu^2(\omega - \omega_2)}{(\omega - \omega_2)^2 + \gamma_{a2}^2}, \quad (5)$$

$$\gamma'_1 = \gamma_{r1} + \gamma_{a1} + \frac{\mu^2\gamma_{a2}}{(\omega - \omega_2)^2 + \gamma_{a2}^2}. \quad (6)$$

通过 FDFD 方法求解结构的本征方程^[18,19], 可以得到结构中模式的谐振频率、模式的泄漏率和吸收率. 模式间的耦合强度, 通过数值模拟结果和 TCMT 方法拟合得到. 通过 FDFD 方法模拟, 得到波导-双微腔结构的透射谱如图 4(a) 所示. 在图 4(a) 中, 红色实线表示 FDFD 数值模拟得到的

透射谱, 蓝色圆点为 TCMT 方法拟合得到的结果. 在 TCMT 模拟中, 谐振频率 $\omega_1 = \omega_2 = 1.262 \times 10^{15}$ rad/s, 吸收率 $\gamma_{a1} = 2.225 \times 10^{12}$ rad/s, $\gamma_{a2} = 2.223 \times 10^{12}$ rad/s, 泄漏率 $\gamma_{r1} = 1.243 \times 10^{13}$ rad/s, 耦合系数 $\mu = 1.498 \times 10^{13}$ rad/s. 为了便于比较, 单个波导-微腔结构的透射谱在图中以黑色虚线表示. 相比于单微腔结构, 双微腔结构会在其透射低谷处形成一个透射峰值, 形成类 EIT 现象.

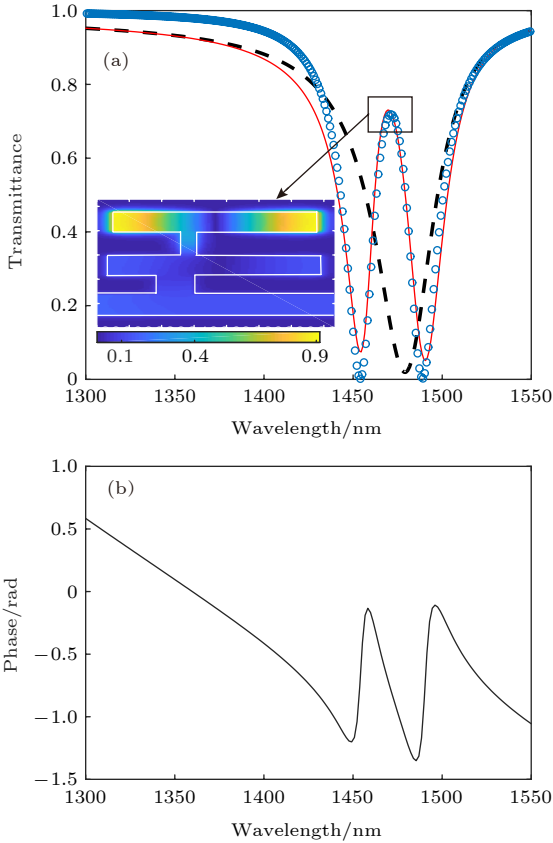


图 4 波导-双微腔结构的透射谱. 其中, 红色实线表示 FDFD 方法得到的结果, 蓝色圆点为 TCMT 方法得到的结果. 为了便于比较, 单个波导-微腔结构的透射谱在图中以黑色虚线表示; (b) 波导-双微腔结构中, 透射波的位相变化情况. 数值模拟中, 结构的几何参数为 $L_1 = 650$ nm, $D_1 = 200$ nm, $S_1 = 200$ nm, $C_1 = 100$ nm, $d_{sp1} = 120$ nm, $L_2 = 625$ nm, $D_2 = 200$ nm, $S_2 = 250$ nm, $C_2 = 40$ nm, $d_{sp2} = 80$ nm, $w_1 = 200$ nm.

Fig. 4. (a) The transmittance spectra of waveguide-microcavities structure. The red line and blue dotted line denote the results obtained from FDFD simulation and TCMT, respectively. For comparison, the transmittance spectra of the single waveguide-microcavity are shown with black dashed line; (b) for waveguide-microcavities structure, the phase of output wave versus the wavelength. In simulation, the parameters of structure are $L_1 = 650$ nm, $D_1 = 200$ nm, $S_1 = 200$ nm, $C_1 = 100$ nm, $d_{sp1} = 120$ nm, $L_2 = 625$ nm, $D_2 = 200$ nm, $S_2 = 250$ nm, $C_2 = 40$ nm, $d_{sp2} = 80$ nm and $w_1 = 200$ nm.

在图 3 所示的双金属微腔结构中, 由于存在开口狭缝, 波导与微腔、微腔与微腔间存在电磁能量泄漏, 泄漏的能量促使模式间进行耦合, 从而调节结构的输出波形. 结构中波导右侧的输出波主要来自于三部分的贡献: 第一部分来自于入射 SPP 的直接透射; 第二部分来自于第一个腔 (低 Q 模式谐振) 的直接泄漏辐射; 第三部分是耦合到第二个腔中的能量 (高 Q 模式谐振) 通过第一个微腔间接泄漏到波导中 [5]. 当结构谐振时, 后面两部分能量的场振幅会发生干涉相消, 导致在原来透射低谷的位置上, 出现透射峰值, 实现了类似于 EIT 现象. 结构透射峰值对应的磁场分布在图 4(a) 中的插图中给出, 可以看出, 由于场振幅的干涉相消, 在第一个微腔中, 磁场振幅很弱. 图 4(b) 给出了透射 SPP 位相随波长的变化关系. 由于干涉相消的作用, 在结构的透射峰附近, 出射光的位相会有剧烈的变化, 这在慢光效应中有着重要的应用 [20].

在图 3 所示的结构中, 开口宽度 C_1 与偏离 d_{sp1} 主要决定了共振峰的主线形, 而 C_2 与 d_{sp2} 影响耦合强度, 进而影响类 EIT 透射峰的品质因子. 所以为了探究结构参数对于类 EIT 线形的影响, 通过改变狭缝宽度 C_2 的大小, 得到透射谱曲线中透射峰值大小以及 FWHM 的变化情况, 结果在图 5 中给出.

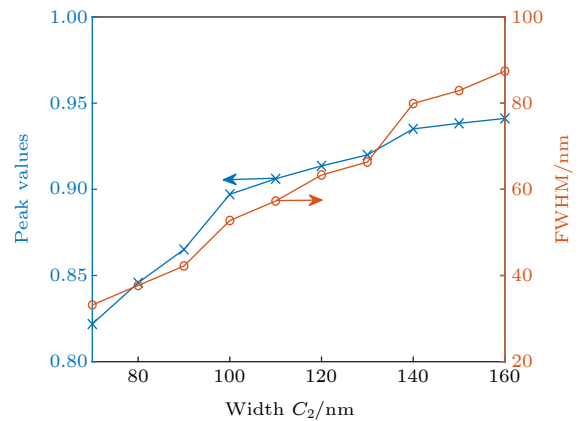


图 5 类 EIT 窗口透射峰值和 FWHM 与狭缝开口宽度 C_2 的关系. 结构的其他参数为 $L_1 = 650$ nm, $D_1 = 200$ nm, $S_1 = 200$ nm, $C_1 = 100$ nm, $d_{sp1} = 120$ nm, $L_2 = 625$ nm, $D_2 = 200$ nm, $S_2 = 250$ nm, $d_{sp2} = 80$ nm, $w_1 = 200$ nm

Fig. 5. The peak value of transmission and the FWHM of EIT window versus the width C_2 of slit. In simulation, the geometrical parameters of structure are $L_1 = 650$ nm, $D_1 = 200$ nm, $S_1 = 200$ nm, $C_1 = 100$ nm, $d_{sp1} = 120$ nm, $L_2 = 625$ nm, $D_2 = 200$ nm, $S_2 = 250$ nm, $d_{sp2} = 80$ nm and $w_1 = 200$ nm.

从图 5 可以看出, 当 C_2 变大时, 峰值与半波全宽呈增加趋势, 从 (2) 式分析可以知道, 当开口变大时, 微腔中模式的泄漏率会增加, 导致两个微腔中模式间的耦合系数会变大, 这不仅使透射峰值变大, 同时还会拓宽 EIT 的透射窗口的宽度.

4 结 论

本文通过在金属波导-微腔结构中, 引入开口狭缝来调制模式间的耦合, 在结构透射谱上实现了类 EIT 现象的输出. 通过时域耦合模理论解释了类 EIT 形成的机理. 由于模式的泄漏率与开口狭缝的宽度和位置偏移量有关, 通过改变狭缝的几何尺寸, 可以对结构透明窗口的峰值和半高全宽进行调制. 由于不再依赖于倏逝波进行耦合, 这突破了金属波导与微腔间的距离限制, 便于结构的加工, 该设计可以为加工 SPP 集成器件提供设计思路.

参考文献

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [3] Xu Q, Sandhu S, Povinelli M L, Shakya J, Fan S, Lipson M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 123901
- [4] Chen H, Chan C T 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 183518
- [5] Zhang Z, Zhang L, Li H, Chen H 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 231114
- [6] Chen J, Wang C, Zhang R, Xiao J 2012 *Opt. Lett.* **37** 5133
- [7] Yun B, Hu G, Cui Y 2013 *Plasmonics* **8** 267
- [8] Lu Q, Wang Z, Huang Q, Jiang W, Wu Z, Wang Y, Xia J 2017 *J. Lightwave Technol.* **35** 1710
- [9] Rumpf R C 2012 *Prog. Electromagn. Res. B* **36** 221
- [10] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [11] Mario L Y, Chin M K 2008 *Opt. Express* **16** 1796
- [12] Han Z, I.Bozhevolnyi S 2011 *Opt. Express* **19** 3251
- [13] Ning R X, Bao J, Jiao Z 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 100202 (in Chinese) [宁仁霞, 鲍捷, 焦铮 2017 物理学报 **66** 100202]
- [14] Haddadpour A, Nezhad V F, Yu Z, Veronis G 2016 *Opt. Lett.* **41** 4340
- [15] Yu Z, Veronis G, Fan S 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 041117
- [16] Fan S, Suh W, Joannopoulos J D 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 569
- [17] Suh W, Wang Z, Fan S 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 1511
- [18] Chen J, Wang P, Zhang Z M, Lu Y, Ming H 2011 *Phys. Rev. E* **84** 026603
- [19] Wang H, Sha W, Huang Z, Wu X, Shen J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 184210 (in Chinese) [王辉, 沙威, 黄志祥, 吴先良, 沈晶 2014 物理学报 **63** 184210]
- [20] Zhang Z, Ng G I, Hu T, Qiu H, Guo X, Wang W, Rouified M S, Liu C, Wang H 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 081105

Surface plasmon induced transparency in coupled microcavities assisted by slits

Chu Pei-Xin Zhang Yu-Bin Chen Jun-Xue[†]*(School of Science, Southwest University Of Science and Technology, Mianyang 621010, China)*

(Received 12 March 2020; revised manuscript received 16 June 2020)

Abstract

The coupled waveguide-microcavity structure has a wide range of applications in optical filters and optical modulators. The optical transmission properties of structure are mostly determined by the coupling strength of the modes. In the conventional waveguide-microcavity structure, the mode coupling is finished by the form of evanescent field, which is usually achieved by controlling the geometric spacing between waveguide and microcavity. Surface plasmon polaritons are the excitations of the electromagnetic waves coupled to collective oscillations of free electrons in metal. Since the electromagnetic waves are attenuated sharply in the metal, this requires precise control of the spacing between the waveguide and the metal microcavity, and poses a great challenge for controlling the coupling of modes in the metal waveguide-cavity structure. In this paper, we proposed a scheme of using a metal-dielectric-metal waveguide side coupling metal microcavities to overcome this limit. Based on the resonant characteristics of the Fabry-Pérot mode in the metal microcavity, a slit is introduced to connect the waveguide and microcavities. By adjusting the width and the offset location of slits, the leakage rate and coupling strength of the mode in metal microcavity can be controlled. The finite difference frequency domain (FDFD) method was used to numerically simulate the electromagnetic properties of structure. First, we have studied the transmission behaviors of surface plasmon polaritons in the system consisted by metal waveguide and single microcavity. As other microcavity is introduced to the structure and connected the original microcavity by slit, the electromagnetically induced transparency phenomena based on surface plasmon polaritons are demonstrated in the coupled metal waveguide and double microcavities structure. As the width of slit connected the microcavity is increased, the transmission peak of structure and the full width at half maximum of the transparency window also increase accordingly. The change of the geometric parameters of slit will modulate the resonance characteristics of structure, and the corresponding physical mechanism is explained by the temporal coupled mode theory. In our works, the metal waveguide and microcavities are coupled by the energy leakage of microcavities assisted by slits, which breaks the limit of separation distance between metal waveguide and microcavity, and contributes to the manufacture of devices. The results of the paper will have applications in designing the compact photonic devices based on surface plasmon polaritons.

Keywords: electromagnetically induced transparency, surface plasmon polaritons, finite difference frequency domain method, temporal coupled mode theory

PACS: 42.50.Gy, 42.79.Gn, 47.11.Bc

DOI: [10.7498/aps.69.20200369](https://doi.org/10.7498/aps.69.20200369)

[†] Corresponding author. E-mail: cjxueoptics@163.com