

基于 Fabry-Perot 模型设计亚波长金属狭缝阵列 光学异常透射折射率传感器*

曾志文 刘海涛[†] 张斯文

(南开大学信息技术科学学院现代光学研究所, 光学信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300071)

(2012年2月27日收到; 2012年4月16日收到修改稿)

研究了在水溶液环境中亚波长金属狭缝阵列光学异常透射的折射率传感特性. 采用严格的全矢量方法计算了狭缝阵列的透过率谱. 建立了 Fabry-Perot 半解析模型, 能够精确预言全矢量方法的计算结果. 基于该模型给出的共振条件, 提出并解释了当透射峰精确位于瑞利异常位置时, 透射峰能达到最尖锐的状态, 给出了设计狭缝阵列达到该状态的方法. 设计得到的透过率谱峰值半高宽 $\delta\lambda$ 可达 0.01 nm, 对应的溶液折射率测量不确定度 δn_s 达到 2×10^{-6} RIU. 系统地给出了阵列周期、狭缝宽度、入射角等参数对设计得到的传感灵敏度, $\delta\lambda$, δn_s , 峰值透过率等的影响.

关键词: 折射率传感器, 亚波长金属狭缝阵列, Fabry-Perot 模型, 光学异常透射

PACS: 07.07.Df, 81.07.-b, 78.20.Bh, 78.20.-e

1 引言

基于表面等离子体 (surface plasmon polariton, SPP) 共振原理的折射率传感器具有灵敏度高、免标记、可实时探测等突出优点, 广泛应用于生命科学、药物开发、医学诊断和环境污染监测等领域^[1-3]. 常见的 SPP 共振激发方式有两种, 一种是利用棱镜全内反射 (attenuated total reflection, ATR) 耦合^[4], 通过全内反射实现入射波矢和 SPP 波矢的匹配以激发 SPP, 此类传感器优点是灵敏度高, 但是占用空间大, 需要大量的样品, 难以实现高通量和基于微芯片的检测, 比如 DNA 芯片和蛋白质芯片的检测^[5,6]. 另外一种 SPP 激励方式是采用微纳米尺度亚波长金属结构阵列, 通过阵列倒易矢实现入射波矢和 SPP 波矢的匹配, 和传统 ATR 方式相比, 不仅进一步提高了灵敏度, 而且易于集成, 耗费样品数量少, 受到越来越多的重视^[7-9].

对于折射率传感性能的描述, 可以采用传感灵敏度 S , 折射率测量不确定度 δn_s 等参数. 设传感器输出量为透过率谱, 则灵敏度定义为 $S = \Delta\lambda/\Delta n_s$ (量纲为 nm/RIU), 其中 Δn_s 为结构所处溶液环境的折射率 n_s 的改变量, $\Delta\lambda$ 为相应的透射谱 $T_0(\lambda)$ 峰值波长 λ_{\max} 的改变量. 在理想情况下, 忽略光谱噪声且假设光谱仪能分辨足够小的波长变化, 那么传感性能可以由灵敏度完全描述. 但在实际中总是存在光谱噪声, 并且光谱仪只能分辨有限小的波长变化 (设为 $\delta\lambda_D$), 这使得对峰值波长 λ_{\max} 的测量存在一个不确定度^[10] $\delta\lambda_{\max} = \max\{\delta\lambda_D, \delta\lambda\}$, 其中 $\delta\lambda$ 为透过率谱透射峰的半高宽. 由此可以定义折射率测量不确定度 $\delta n_s = \delta\lambda_{\max}/S$. 通常应用于折射率传感的光谱仪分辨率可达 pm 量级^[10], 因此本文的讨论中设 $\delta\lambda_D < \delta\lambda$, 于是 $\delta\lambda_{\max} = \delta\lambda$, 对应 $\delta n_s = \delta\lambda/S$. 也有文献定义 $1/\delta n_s = S/\delta\lambda$ 为优值^[11,12]. 由此可见, 为了提高折射率测量的准确

* 国家自然科学基金 (批准号: 10804057)、教育部高等学校科技创新工程重大项目培育资金 (批准号: 708021)、教育部新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET-08-0289)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2007CB307001) 和天津市应用基础及前沿技术研究计划 (批准号: 11JCZDJC15400) 资助的课题.

[†] E-mail: liuht@nankai.edu.cn

度(即减小 δn_s),一方面可以通过提高灵敏度 S ,另一方面也可以通过减小透射峰半高宽 $\delta\lambda$.

对于亚波长金属结构阵列,已有的研究结果表明,亚波长金属狭缝阵列的传感性能优于亚波长金属孔阵列或颗粒阵列^[13,14],虽然二者传感灵敏度相当,但是前者的透射峰半高宽小于后者.对于亚波长金属狭缝阵列,基于 SPP 共振激发会引起光学异常透射(extraordinary optical transmission),其透过率谱会出现若干透射峰,已有研究表明^[15-17],这些透射峰中最靠近瑞利异常(Rayleigh anomaly)^[18]位置(λ_R)的透射峰最尖锐(即 $\delta\lambda$ 最小),然而已有的文献只是观察到此现象,并没有给出定量的解释,也没有指出如何设计结构参数,使得 λ_R 附近的透射峰达到最尖锐的状态,以实现传感性能的最优化.

基于上述研究现状,对于亚波长金属狭缝阵列折射率传感,本文通过建立 Fabry-Perot 模型,指出并解释了当透射峰精确地位于瑞利异常位置时,即 $\lambda_{\max} = \lambda_R$,该透射峰达到最尖锐的状态(即 $\delta\lambda$ 最小).该模型能够精确复现严格求解麦克斯韦方程组的全矢量方法^[19]的结果,因此可用于传感性能物理机理的定量分析.基于 Fabry-Perot 模型给出的共振条件,提出了设计狭缝阵列深度实现 $\lambda_{\max} = \lambda_R$ 的方法.设计得到的透射峰半高宽 $\delta\lambda$ 达到 0.01 nm,对应的溶液折射率测量不确定度达到 2×10^{-6} RIU.系统地给出了阵列周期、狭缝宽度、入射角等参数对设计得到的传感灵敏度, $\delta\lambda$, δn_s , 峰值透过率等的影响.

2 全矢量方法及 Fabry-Perot 模型

图 1 是本文研究的金属狭缝阵列示意图.取坐标原点位于狭缝开口中心,设系统沿 y 方向不变;设狭缝的深度为 h ,宽度为 w ,阵列周期为 Λ ,金属折射率为 n_m (计算中取金属材料为金,不同波长对应的金的折射率取自文献[20]);设狭缝内、外区域的介质为水溶液,折射率为 n_s (在 1.332 附近变化);入射场为 TM 偏振的均匀平面波(磁场方向平行于 y 轴),设入射角为 θ .

利用严格求解麦克斯韦方程组的全矢量方法可以得到金属狭缝阵列的透过率谱.本文采用严格耦合波分析方法(rigorous coupled wave analysis, RCWA)^[19],该方法是一种发展较为成熟的电磁场严格计算方法,基于波导模式概念求解频

域 Maxwell 方程组,其中电磁场沿周期横向(x, y 向)展开为 Fourier 级数,沿传播方向(z 向)用波导模式表达,采用散射矩阵算法^[21]匹配电磁场边界条件,求解得到电磁场的空间分布.该方法目前广泛应用于光栅等周期结构的电磁场分析.

为了分析狭缝阵列传感的物理机理以指导结构设计,本文建立了一个 Fabry-Perot 模型,此类模型已经用于多种物理问题的分析,如单个亚波长金属狭缝表面等离子体激发效率^[22]、亚波长金属槽阵列电磁场增强等^[23].对于本文考虑的亚波长金属狭缝阵列,根据波导理论^[24],当狭缝宽度足够小时($w < 0.5\lambda/n_s$),狭缝阵列中只有 TEM₀₀ 模式是传输模式,称为基模,其他高阶模式都是衰减模式,于是模型中只保留基模而忽略其他高阶模式.如图 1(a)所示,设 a, b 分别为狭缝阵列中下行、上行基模的未知系数.则狭缝阵列中的电磁场分布可以表示为

$$\psi(x, z) = a\psi_0^-(x) \exp(-ik_0 n_{\text{eff}} z) + b\psi_0^+(x) \exp[ik_0 n_{\text{eff}}(h + z)], \quad (1)$$

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$, n_{eff} 为基模的等效折射率,其数值可由 RCWA 计算得到; $\psi = [H_y, E_x, E_z]$ 代表电场及磁场分量, $\psi_0^+(x)$ 和 $\psi_0^-(x)$ 分别表示狭缝阵列内沿 z 轴正、负向传播的 TEM₀₀ 基模场分布;由于基模是传播模式,因此 n_{eff} 的虚部(代表基模的衰减)为很小的数值(见图 3(c)). t_0 为零级透射平面波的系数,则 a, b, t_0 满足下列模式耦合方程:

$$a = t + r \exp(ik_0 n_{\text{eff}} h) b, \quad (2a)$$

$$b = r \exp(ik_0 n_{\text{eff}} h) a, \quad (2b)$$

$$t_0 = t' \exp(ik_0 n_{\text{eff}} h) a, \quad (2c)$$

其中 t 为入射平面波激励基模的透射系数(图 1(b)), t' 为基模激励透射零级平面波的透射系数(图 1(c)), r 为基模在狭缝阵列端面的反射系数(图 1(c)).设平面波、基模的归一化满足槽中心处($x = 0$)磁场为 1. 散射系数 t, t', r 可采用散射矩阵算法^[21,25]计算得到.求解方程组(2a), (2b) 可得 a, b 的表达式为

$$a = \frac{t}{1 - r^2 \exp(2ik_0 n_{\text{eff}} h)}, \quad (3a)$$

$$b = \frac{rt \exp(ik_0 n_{\text{eff}} h)}{1 - r^2 \exp(2ik_0 n_{\text{eff}} h)}, \quad (3b)$$

将(3)式代入(2c), 可得

$$t_0 = \frac{tt' \exp(ik_0 n_{\text{eff}} h)}{1 - r^2 \exp(2ik_0 n_{\text{eff}} h)}, \quad (4)$$

(4) 式为本文 Fabry-Perot 模型给出的主要方程, 于

是零级平面波透射率 $T_0 = |t_0|^2$.

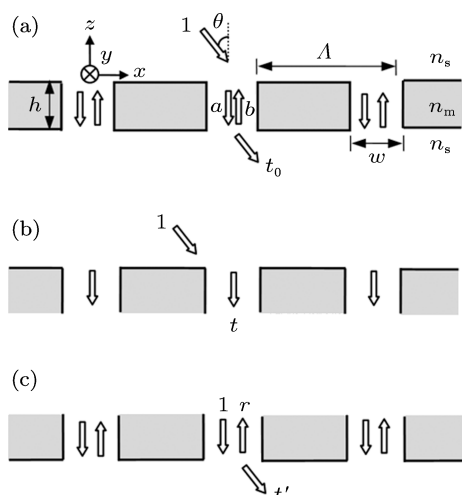


图 1 (a) 金属狭缝阵列结构中待求解的透射零级平面波系数 t_0 , 基模系数 a, b 的定义; (b), (c) Fabry-Perot 模型中散射系数 t, t', r 的定义

3 传感器的设计方法

图 2 给出了 RCWA 全矢量方法和 Fabry-Perot 模型计算得到的金属狭缝阵列的零级透射谱 $T_0(\lambda)$, 设平面波正入射 (入射角 $\theta = 0$), 取阵列周期 $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$, 狭缝宽度 $w = 0.05 \mu\text{m}$, 狭缝深度 $h = 0.137 \mu\text{m}$, 溶液环境折射率 $n_s = 1.332$. 可见 Fabry-Perot 模型能够精确复现 RCWA 全矢量方法的结果, 因此可用于结构传感性能的量化设计. 分析 (4) 式可知, $T_0 = |t_0|^2$ 达到最大要求分母达到最小, 即满足下述 Fabry-Perot 共振条件:

$$2k_0 \text{Re}(n_{\text{eff}})h + 2 \arg(r) = 2m\pi, \quad (5)$$

其中 Re 表示实部, \arg 表示幅角, m 取整数. 设图 2(a) 中的两个透射峰位置分别为 λ_1, λ_2 , 用 Φ 表示 (5) 式等号左边部分, 则 λ_1, λ_2 对应的 Φ 值分别为 -2π 和 -4π , 如图 2(b) 所示. 图 2(a) 显示 λ_1 所在透射峰比 λ_2 尖锐, 为了解释该现象, 图 3 给出了模型方程 (4) 中各参数 r, t, t', n_{eff} 随波长变化的曲线. 图 3(a) 显示 $\arg(r)$ 的值在 $\lambda = n_s\Lambda$ (瑞利异常) 位置发生突变. 由于相位 Φ 中包含有 $\arg(r)$, 并且注意到 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 是 λ 的缓变函数 (图 3(d)), 因此 $\arg(r)$ 的突变使得相位 Φ 在瑞利异常位置发生突变 (图 2(b)), 于是 (4) 式分母的数值在 $\lambda = n_s\Lambda$ 位置会发生突变, 同时注意到 $|r|, |t|$ 和 $|t'|$ 的值在 $\lambda = n_s\Lambda$ 位置都取较大数值 (图 3(b)), 于是最终导致透射率 T_0 的值在瑞利异常位置发生突变, 产生 λ_1 位置尖锐的透射峰.

此外, 图 3(b) 显示 $|t|$ 和 $|t'|$ 在波长稍大于 $n_s\Lambda$ 位置数值接近零 (导致图 2(a) 中透射率 T_0 在这个位置非常接近 0), 这是由表面等离子体激发引起的 [16], 该位置的波长满足 $\lambda = \text{Re}(k_{\text{SP}}/k_0)\Lambda$, 其中 $k_{\text{SP}} = k_0[n_s^2 n_m^2 / (n_s^2 + n_m^2)]^{1/2}$ 是表面等离子体传播常数. 图 3(b) 还显示 $|t|$ 的值在某些波长大于 1, 似乎不满足能量守恒, 这是由于本文定义的 t 对应平面波、基模按照场归一化 (见 (2) 式) 后, 便于计算, 如果平面波、基模按照能流通量归一化, 则对应的 $|t| < 1$.

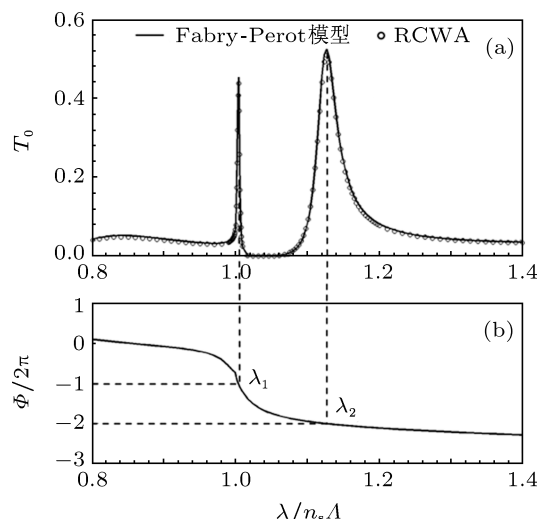


图 2 (a) Fabry-Perot 模型和 RCWA 全矢量计算得到的狭缝阵列的零级透射谱 $T_0(\lambda)$; (b) (5) 式左端相位 Φ 随波长 λ 变化的曲线

如果设计透射峰所在波长 λ_{max} 为预先设定的数值, 则利用 (5) 式可以确定相应的狭缝深度为

$$h_{\text{res}} = \frac{2m\pi - 2 \arg(r)}{2k_0 \text{Re}(n_{\text{eff}})}. \quad (6)$$

下面具体说明这一点. 图 4(a) 给出了 h_{res} 随波长变化的曲线 (选取了若干整数 m 的数值), 其中取阵列周期 $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$, 狭缝宽度 $w = 0.05 \mu\text{m}$, 溶液折射率 $n_s = 1.332$. 若设定透射峰所在波长 $\lambda_{\text{max}} = n_s\Lambda$ 为瑞利异常位置, 则由 (6) 式可确定狭缝深度 $h_{\text{res}} = 0.29 \mu\text{m}$ (如图 4(a) 所示), 此时透射峰精确地位于瑞利异常位置, 如图 4(b) 所示. 为了显示透射峰尖锐程度 (用半高宽 $\delta\lambda$ 描述) 随透射峰位置变化的情况, 我们另外设定若干 λ_{max} 位于瑞利异常位置附近, 利用 (6) 式可确定相应的狭缝深度 $h_{\text{res}} = 0.18, 0.36, 0.39 \mu\text{m}$ (图 4(a)), 并给出了相应的透射率谱曲线, 如图 4(b) 所示, 为了方便显示, 每条曲线相对于上一条平移了 1 个单位. 图 4(b) 显示当设定透射峰波长精确位于瑞利异常位置时, 透射峰的半高宽 $\delta\lambda$ 最小, 即透射峰最尖锐.

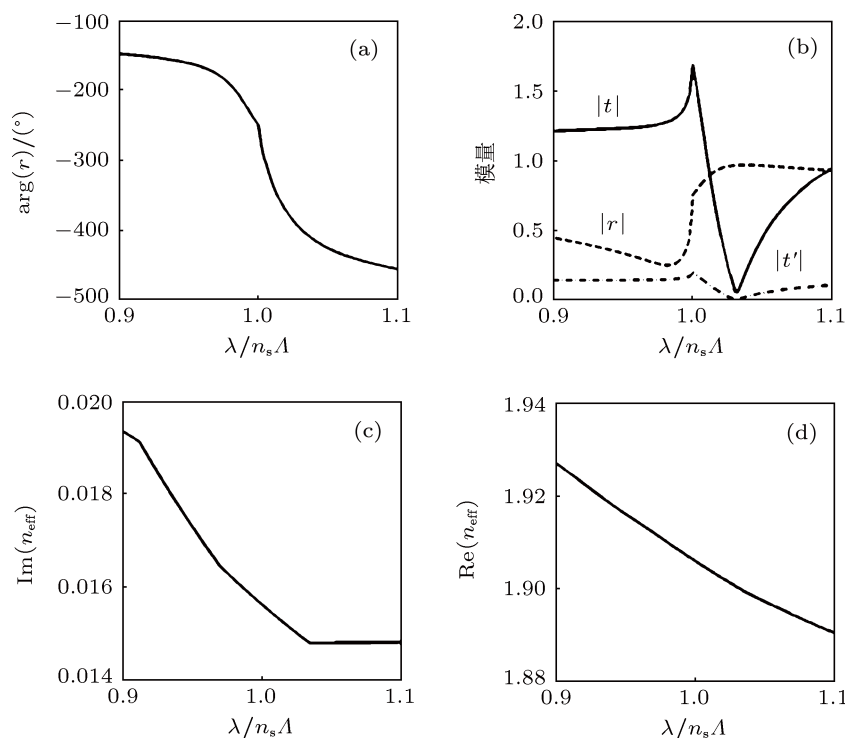


图3 (a)—(d) $\arg(r)$, $|t|$ (实线), $|r|$ (虚线), $|t'|$ (点划线), $\text{Im}(n_{\text{eff}})$, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 在不同波长 λ 的数值, 其中选取的结构参数与图 2 一致

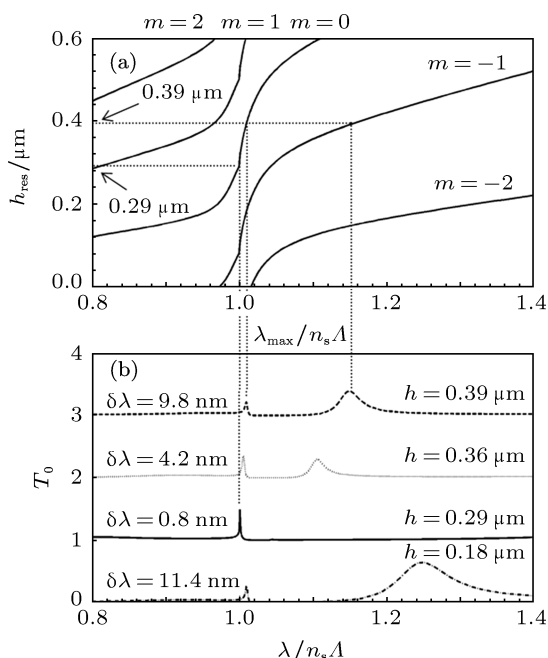


图4 (a) 预先设定的透射峰波长 λ_{max} 对应的狭缝深度 h_{res} (取不同的整数 m); (b) 不同的狭缝深度 h 对应的零级透射谱 $T_0(\lambda)$

当水溶液环境折射率 n_s 改变时, 透射峰所在波长 λ_{max} 也随之改变, 这样通过测量 λ_{max} 的变化量 $\Delta\lambda$, 即可确定 n_s 的变化量 Δn_s , 从而达到折射率传感的目的. 然而如上文所述, 狭缝阵列只能针

对 n_s 的一个固定数值设计, 这样就需要回答下述问题: 当 n_s 由设计阵列的数值 (1.332) 变化为其他数值时, 透射峰波长 λ_{max} 、半高宽 $\delta\lambda$ 、峰值透过率 T_{max} 等如何变化? $\Delta\lambda$ 与 Δn_s 是否满足折射率传感要求的线性关系?

设溶液环境折射率 n_s 发生变化 $\Delta n_s = n_s - n_{s0}$ (本文取 $n_{s0} = 1.332$), 这会引起瑞利异常位置透射峰所在波长 λ_{max} 发生相应的改变, $\Delta\lambda = \lambda_{\text{max}}(n_s) - \lambda_{\text{max}}(n_{s0})$. 图 5(a) 给出了不同的溶液折射率 n_s 对应的透过率谱, 其中取阵列周期 $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$, 狭缝宽度 $w = 0.05 \mu\text{m}$, 狭缝深度 $h = 0.29 \mu\text{m}$ 满足 (6) 式 (针对 $n_{s0} = 1.332$ 设计), 可见 n_s 发生变化时, 透射峰波长始终位于瑞利异常位置 ($\lambda_{\text{max}} = n_s\Lambda$), 这表明 λ_{max} 和 n_s 存在良好的线性关系, 由此我们得到正入射条件下传感灵敏度公式

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n_s} = \Lambda. \quad (7)$$

图 5(a) 还表明, n_s 发生变化时 (即偏离设计阵列时的数值 1.332), 透射峰的半高宽 $\delta\lambda$ 和透过率峰值 T_{max} 只发生了微小的变化 (即非常接近 $n_{s0} = 1.332$ 对应的设计数值). 图 5(b) 给出了周期取不同数值时的折射率传感曲线, 进一步验证

了(7)式的正确性,其中狭缝宽度 $w = 0.2\Lambda$, 狭缝深度 h 满足(6)式(针对 n_{s0} 设计),分别为 $0.14 \mu\text{m}$

($\Lambda = 0.5 \mu\text{m}$), $0.37 \mu\text{m}$ ($\Lambda = 1 \mu\text{m}$) 和 $0.86 \mu\text{m}$ ($\Lambda = 2 \mu\text{m}$).

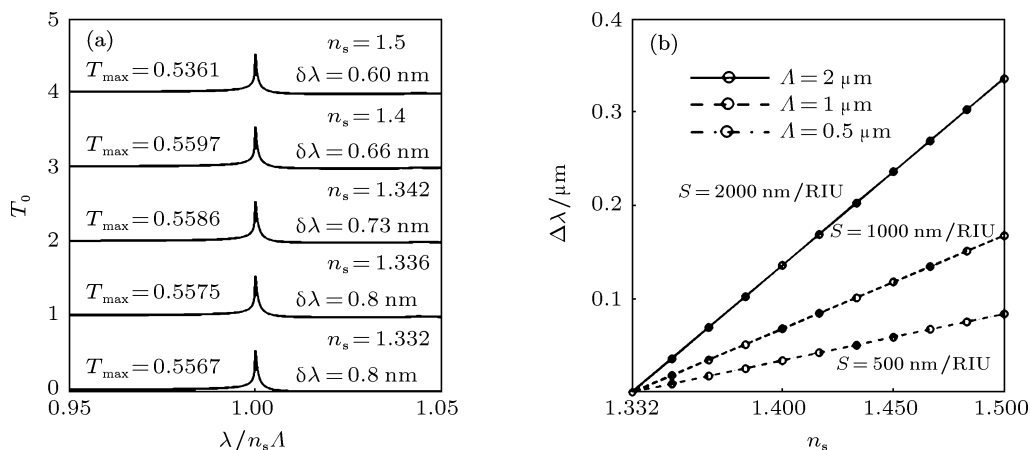


图5 (a) 溶液环境折射率 n_s 偏离设计数值 ($n_{s0} = 1.332$) 时, 狭缝阵列(针对 n_{s0} 设计) 零级透射谱 $T_0(\lambda)$ 的变化情况; (b) 对于不同的周期 Λ , 设计得到的透射峰波长移动量 $\Delta\lambda$ 随溶液折射率 n_s 的变化关系

4 传感器的设计结果

4.1 阵列周期对设计得到的传感性能的影响

本节给出阵列周期 Λ 对设计得到的透射峰半高宽 $\delta\lambda$ 、峰值透过率 T_{\max} 、折射率测量不确定度 δn_s 等的影响. 如图 6(a) 所示, 透射峰的半高宽 $\delta\lambda$ 的值随着周期 Λ 的增大而单调递减, 当 $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ 时 $\delta\lambda$ 可达 0.01 nm 量级, 其中取溶液的折射率 $n_s = 1.332$, 狭缝宽度与周期的比值为 $w/\Lambda = 0.2$, 设计透射峰所在波长位于瑞利异常位置 ($\lambda_{\max} = n_s\Lambda$), 狭缝深度由(6)式确定. 图 6(b) 表明, 随着周期的增大, 透射峰值 T_{\max} 逐渐降低. 图 6(c1)—(c3) 分别显示了三个周期 ($\Lambda = 0.5, 1, 2 \mu\text{m}$) 对应的透过率谱.

(7) 式表明, 设计得到的传感灵敏度 S 等于周期 Λ . 于是根据前文提到的折射率测量不确定度公式 $\delta n_s = \delta\lambda/S$, 可知随着周期的增大, 折射率测量不确定度 δn_s 逐渐减小(这是由于 $\delta\lambda$ 逐渐减小, 而灵敏度 S 逐渐增大), 当周期 $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ ($w/\Lambda = 0.2$) 时, δn_s 达到 $2 \times 10^{-6} \text{ RIU}$.

4.2 狭缝宽度对设计得到的传感性能的影响

本节给出狭缝宽度 w 对设计得到的透射峰半高宽 $\delta\lambda$ 、峰值透过率 T_{\max} 、折射率测量不确定度 δn_s 等的影响. 如图 7(a) 所示, 取溶液的折射率 $n_s = 1.332$, 阵列周期 $\Lambda = 0.8 \mu\text{m}$, 设计透射峰所在波长位于瑞利异常位置 ($\lambda_{\max} = n_s\Lambda$), 狭缝深度由(6)式确定. 可见随着狭缝宽度 w 的增加, 透射峰的半高宽 $\delta\lambda$ 先是几乎保持不变 ($w < 0.25 \mu\text{m}$), 随后迅速减小 ($0.25 \mu\text{m} < w < 0.45 \mu\text{m}$). 图 7(b) 表明, 透射峰的峰值 T_{\max} 在 $w < 0.25 \mu\text{m}$ 时变化很小, 在 $0.25 \mu\text{m} < w < 0.45 \mu\text{m}$ 时迅速减小, 而当 w 继续增大时 ($w > 0.45 \mu\text{m}$), T_{\max} 迅速增大, 直到趋近于 1. 图 7(c1)—(c4) 给出了若干狭缝宽度 ($w = 0.1, 0.4, 0.45, 0.6 \mu\text{m}$) 对应的透过率谱, 显示当 $w > 0.45 \mu\text{m}$ 时(图 7(c4)), 透射峰的形状无法定义半高宽.

(7) 式表明, 设计得到的传感灵敏度 S 等于周期 Λ , 与狭缝宽度 w 无关. 于是当狭缝宽度变化时, 根据折射率测量不确定度公式 $\delta n_s = \delta\lambda/S$, 可知 δn_s 与 $\delta\lambda$ 的变化趋势一致, 当 $w = 0.4 \mu\text{m}$ ($\Lambda = 0.8 \mu\text{m}$) 时, δn_s 可达 $4 \times 10^{-5} \text{ RIU}$.

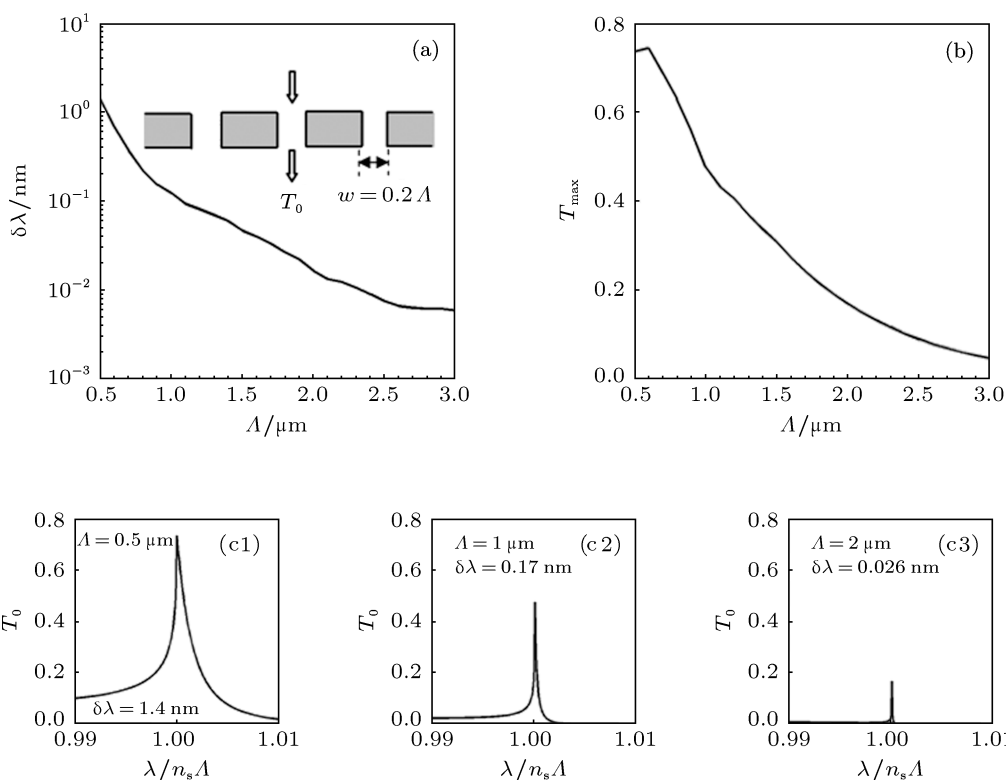


图6 (a), (b) 设计得到的透射峰半高宽 $\delta\lambda$ 和峰值 T_{max} 与周期 Λ 的关系; (c1)—(c3) 对于不同的周期 (0.5, 1, 2 μm), 设计得到的透射谱 $T_0(\lambda)$

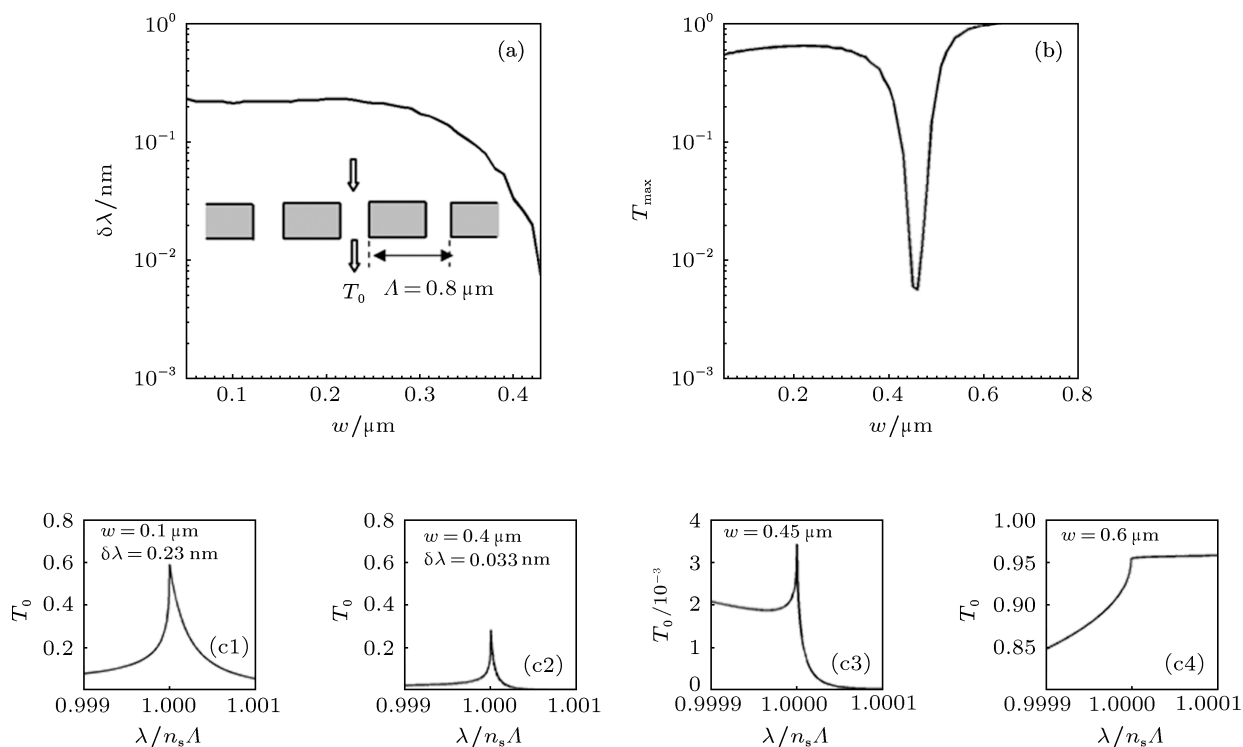


图7 (a), (b) 设计得到的透射峰半高宽 $\delta\lambda$ 、峰值 T_{max} 与狭缝宽度 w 的关系曲线; (c1)—(c4) 对于不同的狭缝深度 ($w = 0.1, 0.4, 0.45, 0.6 \mu\text{m}$), 设计得到的零级透射谱 $T_0(\lambda)$

4.3 入射角对设计得到的传感性能的影响

前面讨论的都是平面波正入射狭缝阵列的情况 (入射角 $\theta = 0$), 本节讨论平面波斜入射的情形. 此时瑞利异常所在波长 λ_R 满足 $n_s \sin \theta + q\lambda_R \Lambda = \pm n_s$, 其中 q 取整数. 为了保证只有零级透射平面波是传播级次, 其他高衍射级次均为倏逝波, 取 $q = -1$, $\pm n_s$ 取负号, 于是瑞利异常发生在波长 $\lambda_R = n_s \Lambda (1 + \sin \theta)$ 位置.

与正入射情形同理, 斜入射情形下, 若设计狭缝阵列使得透射峰精确位于瑞利异常位置, 则可以使得透射峰达到最尖锐的状态. 设计过程与正入射情形 (图 4) 类似, 即预先设定峰值波长 λ_{\max} 位于瑞利异常位置 ($\lambda_{\max} = \lambda_R$), 然后利用 (6) 式确定相应的狭缝深度 h_{res} .

针对折射率传感的目的, 与正入射情形类似, 在斜入射情况下, 我们同样考察了对于只针对水溶液折射率 n_s 的一个固定数值 (1.332) 设计的狭缝阵列, 当 n_s 变化时, 瑞利异常位置透射峰的变化情况.

结果表明, 当 n_s 变化时, 透射峰波长始终位于瑞利异常位置, 即 $\lambda_{\max} = n_s \Lambda (1 + \sin \theta)$, 由此我们得到斜入射情况下的传感灵敏度公式

$$S = (1 + \sin \theta) \Lambda. \quad (8)$$

图 8 给出了入射角 θ 对设计得到的透射峰半高宽 $\delta\lambda$ 、峰值透过率 T_{\max} 等的影响. 图 8(a) 表明, 随着入射角的增大, 透射峰的半高宽 $\delta\lambda$ 先减小后增大, 当 $\theta = 50^\circ$ 时, $\delta\lambda$ 可达 0.01 nm , 其中取溶液折射率 $n_s = 1.332$, 狭缝周期 $\Lambda = 0.8 \mu\text{m}$, 狭缝宽度 $w = 0.2 \mu\text{m}$, 狭缝深度由 (6) 式确定. 图 8(b) 表明随着入射角增大, 透射峰值 T_{\max} 先减小后增大. 图 8(c1)—(c4) 分别给出了四个入射角 ($\theta = 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ$) 对应的透过率谱. 根据折射率测量不确定度公式 $\delta n_s = \delta\lambda/S$, 可得随着入射角增大, δn_s 先减小后增大, 当 $\theta = 80^\circ$ ($\Lambda = 0.8 \mu\text{m}, w = 0.2 \mu\text{m}, h = 0.64 \mu\text{m}$) 时, δn_s 可达 $1.5 \times 10^{-5} \text{ RIU}$.

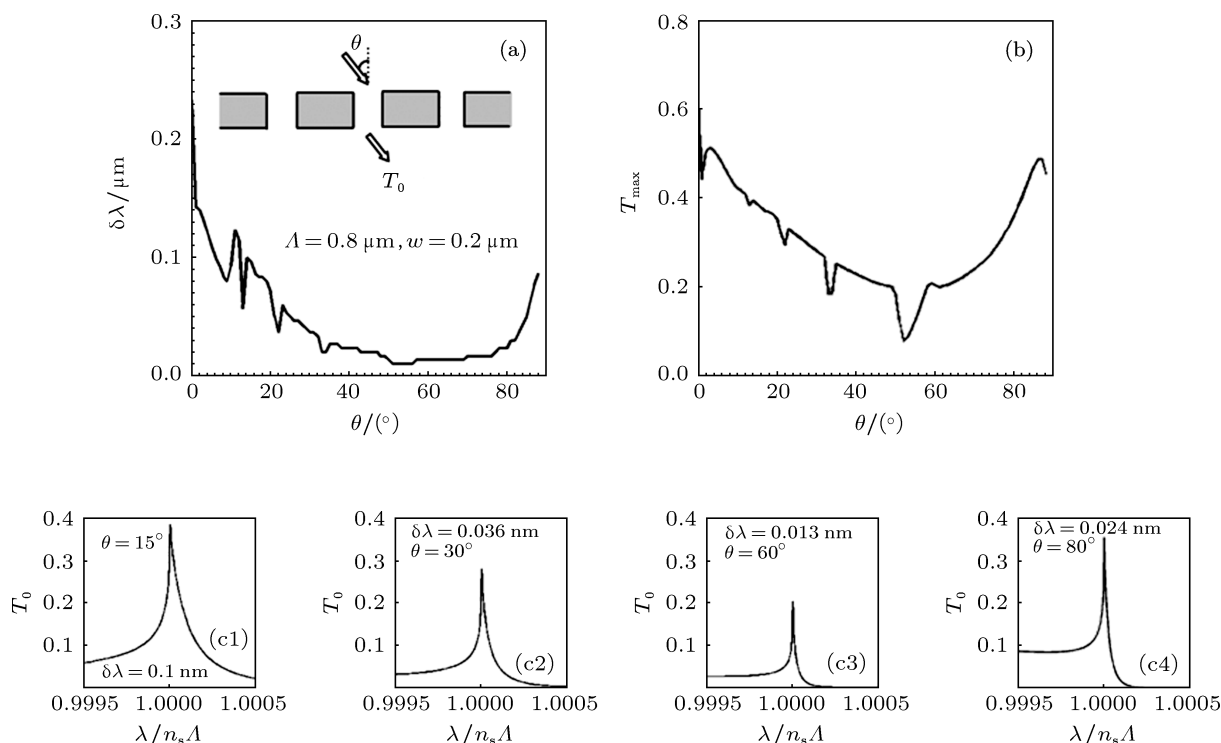


图 8 (a), (b) 设计得到的透射峰半高宽 $\delta\lambda$ 和峰值 T_{\max} 随入射角 θ 变化的曲线; (c1)—(c4) 对于不同的入射角 θ ($15^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ$), 设计得到的透射谱 $T_0(\lambda)$

5 结论

本文研究了金属狭缝阵列光学异常透射结

构在水溶液环境中的折射率传感性能, 采用严格的电磁场全矢量方法计算了狭缝阵列的透过率谱, 建立了 Fabry-Perot 半解析模型, 能够精确预言

全矢量方法计算的结果. 利用该模型, 指出并解释了当透射峰波长 λ_{\max} 精确地位于瑞利异常位置 [$\lambda_R = n_s \Lambda(1 + \sin \theta)$] 时, 透射峰达到最尖锐的状态 (即透射峰半高宽 $\delta\lambda$ 最小), 对应的溶液折射率测量不确定度 ($\delta n_s = \delta\lambda/S$) 达到最小. 基于 Fabry-Perot 模型给出的共振条件, 提出了设计狭缝阵列深度实现 $\lambda_{\max} = \lambda_R$ 的方法. 针对折射率传感的目的, 首先对于水溶液环境折射率 n_s 的某一个数值 (本文取 1.332), 设计狭缝阵列满足 $\lambda_{\max} = \lambda_R$, 然后改变 n_s 的数值, 计算结果表明, 变化的透射峰波长仍然位于瑞利异常位置, 由此得出传感灵敏度

公式 $S = \Lambda(1 + \sin \theta)$. 系统地给出了阵列周期 Λ 、狭缝宽度 w 、入射角 θ 等参数对设计得到的传感性能的影响. 结果表明, 随着 Λ 的增大, 透射峰半高宽 $\delta\lambda$ 、峰值透过率 T_{\max} 、折射率测量不确定度 δn_s 均单调递减; 增大 w 时, T_{\max} , $\delta\lambda$, δn_s 均逐渐减小; 随着 θ 的增大, $\delta\lambda$, T_{\max} , δn_s 均先减小后增大. 设计得到的 $\delta\lambda$ 可达 0.01 nm, 对应的 δn_s 达到 2×10^{-6} RIU. 本文提出的设计方法及设计结果不仅对于金属狭缝阵列折射率传感具有指导意义, 而且对于其他类型的金属亚波长阵列折射率传感结构 (如金属孔阵列 [7,13]) 也具有借鉴意义.

- [1] Homola J, Yee S S, Gauglitz G 1999 *Sens. Actuat. B* **54** 3
- [2] Stewart M E, Anderton C R, Thompson L B, Maria J, Gray S K, Rogers J A, Nuzzo R G 2008 *Chem. Rev.* **108** 494
- [3] Lin K Q 2009 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [林开群 2009 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [4] Kretschmann E, Raether H 1968 *Z. Naturforsch* **23** 2135
- [5] Schena M, Shalon D, Davis R W, Brown P O 1995 *Science* **270** 467
- [6] MacBeath G, Schreiber S L 2000 *Science* **289** 1760
- [7] Pang L, Hwang G M, Slutsky B, Fainman Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 123112
- [8] Nakamoto K, Kurita R, Niwa O, Fujii T, Nishida M 2011 *Nanoscale* **3** 5067
- [9] Blanchard-Dionne A P, Guyot L, Patskovsky S, Gordon R, Meunier M 2011 *Opt. Express* **19** 15041
- [10] White I M, Fan X D 2008 *Opt. Express* **16** 1020
- [11] Lee K L, Wu S H, Lee C W, Wei P K 2011 *Opt. Express* **19** 24530
- [12] Xiao Y F, Zou C L, Li B B, Li Y, Dong C H, Han Z F, Gong Q H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 153902
- [13] Lee K L, Wang W S, Wei P K 2008 *Plasmonics* **3** 119
- [14] Lee K L, Lee C W, Wang W S, Wei P K 2007 *J. Biomed. Opt.* **12** 044023
- [15] Porto J A, García-Vidal F J, Pendry J B 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2845
- [16] Cao Q, Lalanne P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 057403
- [17] García-Vidal F J, Martín-Moreno L 2002 *Phys. Rev. B* **66** 155412
- [18] Wood R W 1902 *Proc. R. Soc. London A* **18** 269
- [19] Moharam M G, Grann E B, Pommet D A 1995 *J. Opt. Soc. Am.* **12** 1068
- [20] Palik E D 1985 *Handbook of Optical Constants of Solids* (Vol. 2) (New York: Academic)
- [21] Li L F 1996 *J. Opt. Soc. Am.* **13** 1024
- [22] Lalanne P, Hugonin J P, Rodier J C 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 1608
- [23] Zhang S W, Liu H T, Mu G G 2011 *J. Opt. Soc. Am. A* **28** 879
- [24] Feigenbaum E, Orenstein M 2007 *IEEE J. Lightwave Technol.* **25** 2547
- [25] Sliberstein E, Lalanne P, Hugonin J P, Cao Q 2001 *J. Opt. Soc. Am.* **18** 2865

Design of extraordinary-optical-transmission refractive-index sensor of subwavelength metallic slit array based on a Fabry-Perot model*

Zeng Zhi-Wen Liu Hai-Tao[†] Zhang Si-Wen

(Key Laboratory of Optical Information Science and Technology, Ministry of Education, Institute of Modern Optics,
Nankai University, Tianjin 300071, China)

(Received 27 February 2012; revised manuscript received 16 April 2012)

Abstract

The refractive index sensing properties of a period array of subwavelength metallic slits in water environment are investigated. The transmission spectra of the slit array are calculated with a rigorous fully-vectorial method. A simple semi-analytical Fabry-Perot model that can accurately reproduce the rigorous fully-vectorial data is built up. We find that the transmission peak becomes sharpest as it is exactly located at the Rayleigh anomaly position, which is explained based on the resonance condition derived from the model. The method to design the slit array to achieve this sharpest transmission peak is presented. The full width at half-maximum ($\delta\lambda$) of the designed transmission peak can be as low as 0.01 nm, which corresponds to a refractive-index measurement uncertainty (δn_s) of 2×10^{-6} RIU. The influences of array period, slit width and incident angle on the designed sensitivity, $\delta\lambda$, δn_s and peak transmittance of the sensor are systematically provided.

Keywords: refractive-index sensor, subwavelength metallic slit array, Fabry-Perot model, extraordinary optical transmission

PACS: 07.07.Df, 81.07.-b, 78.20.Bh, 78.20.-e

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10804057), the Cultivation Fund of the Key Scientific and Technical Innovation Project, Ministry of Education of China (Grant No. 708021), the Program for New Century Excellent Talents in University, China (Grant No. NCET-08-0289), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB307001), and the Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 11JCZDJC15400).

[†] E-mail: liuht@nankai.edu.cn