

## 基于连续金属膜对称光栅结构的完美吸收特性\*

王正宇 黄飞 薛润玉 王正岭†

(江苏大学物理与电子工程学院, 镇江 212013)

(2022年8月29日收到; 2022年12月16日收到修改稿)

提出一种在连续金属膜两侧放置对称介质光栅来实现完美吸收的方案. 在银膜厚度为 20 nm, 晶格常数为 400 nm, 介质折射率为 1.46 的情况下, 得到最大吸收系数为 99.47%. 此时, 吸收谱的线宽为 2.53 nm, 品质因子  $Q$  为 296.06. 研究发现, 在完美吸收时, 入射光的反射和透射受到有效抑制, 吸收系数的相位梯度达到最大. 完美吸收由长程表面等离子激元 (LRSP) 决定, 它的电场主要分布在银膜的外侧并形成驻波状, 传输损失很小. 当银膜厚度减小时, 吸收谱线的线宽逐渐减少, 而  $Q$  值增大. 当厚度降到 12 nm 左右时, 得到最小线宽 0.98 nm 和最大  $Q$  值 760.0 左右. 完美吸收时的锐利吸收曲线和较高的品质因子可用于高灵敏度的微纳米传感器的设计与应用.

**关键词:** 完美吸收, 长程表面等离子激元, 模式特性

**PACS:** 42.25.Bs, 73.20.Mf

**DOI:** 10.7498/aps.72.20221701

## 1 引言

表面等离子激元 (surface plasmon polariton, SPP) 是在金属和电介质界面处入射光场和自由电子相干振荡产生的一种表面电磁波, 该技术已被应用于诸多领域并产生丰硕的成果 [1–3]. 然而, 单一界面激发的 SPP 模式会产生很高的传输损耗, 从而限制了它的应用范围. 为了有效降低 SPP 模式的损耗, 人们将超薄金属膜嵌入到两侧具有相同介电常数的电介质之中 [4,5], 在两侧界面处简并的表面等离子激元分化为两种模式, 分别为长程表面等离子激元 (long range surface plasmon polariton, LRSP) 和短程表面等离子激元 (short range surface plasmon polariton, SRSPP) [6].

LRSP 模式可以最大程度地弥补单一界面激发的 SPP 高损耗带来的影响, 提供一个强度增强、传播更长距离的实验平台 [7]. 由于对介电环境的变

化十分敏感, LRSP 技术可广泛应用于传感器和滤波器等领域 [8–12]. 2004 年, Hooper 和 Sambles [13] 研究了两侧具有相同波纹形状的金属薄膜和不同波纹形状的金属薄膜对 LRSP 和 SRSPP 分布的影响. 2009 年, Sukharev 等 [14] 设计一种将正弦式厚度变化的银膜嵌入到半无限大界面中的模型, 可以激发 LRSP 并应用于传感器的设计. 2010 年, Mu 等 [15] 将银膜沉积在蚀刻的熔融二氧化硅上制成线光栅, 激发的 LRSP 具有窄的线宽, 该结构具有较高电磁能量的储存能力. 2011 年, Mu 和 Ketterson [16] 又提出一种新型薄层三明治型介电结构, 并拓展了 LRSP 传感器的应用范围. 2015 年, Abutoama 和 Abdulhalim [17] 设计了单层薄光栅衬底结构, 使激发的 LRSP 具有很强的穿透能力. 2016 年, Abutoama 和 Abdulhalim [18] 优化了此前的结构使激发的 LRSP 具有很高的品质因子. 2017 年, Zhang 等 [19] 使用双金属膜结构激发 LRSP, 并研究 LRSP 的增强效应. 2019 年, Liu 等 [20] 设

\* 江苏省自然科学基金 (批准号: BK20161342) 和江苏省“六大人才高峰”高层次人才项目 (批准号: GDZB-018) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zlwang@ujs.edu.cn

计了一种在光栅与金属膜中间添加隔层的结构,能更有效地激发 LRSPP. 2020 年, Joseph 等<sup>[21]</sup>提出了将硒化砷作为介质光栅嵌入到树脂中的光栅结构,进一步提高了 LRSPP 的穿透深度和传播距离,并应用于液态生物物质折射率传感器.

2014 年,本研究团队提出一种基于周期性介质/金属/介质结构的 LRSPP 方案,并实现了入射光的完美吸收<sup>[22]</sup>. 由于该方案采用不连续金属膜结构,因此在实验制备及实际应用中具有较大难度. 在此基础上,本文提出一种连续金属膜结合对称光栅的结构,研究线偏振平面波垂直入射时的完美吸收现象,分析其吸收谱与电场的模式特性,并提出完美吸收的物理机制.

## 2 连续金属膜对称光栅结构的完美吸收谱及其演化规律

如图 1(a) 所示,在金属薄膜两边对称放置介质光栅,构成连续金属膜对称光栅结构. 如图 1(b) 所示,取三个周期的光栅结构作为有限元模拟单元,其中光栅的晶格常数为  $\lambda_g$ ,光栅的介质高度为  $h$ ,宽度为  $d$ . 在基于有限元理论的 Comsol 软件模拟中,模拟单元的左右边界设置为周期性边界条件,上下两端的边界分别设置为入射端口和出射端口. 由上端边界垂直入射的 TM 波与连续金属膜对称光栅结构相互作用时,其透射系数  $T$  和反射

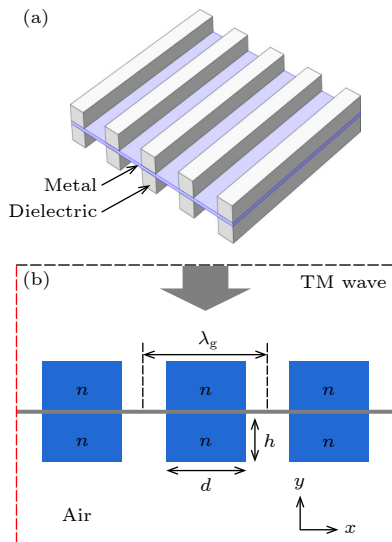


图 1 (a) 连续金属膜对称光栅结构示意图; (b) Comsol 模拟的结构单元

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the symmetric grating structure on a continuous metal film; (b) structural units of the Comsol simulation.

系数  $R$  可以分别由透射谱和反射谱与入射谱之比求得<sup>[22]</sup>.

取连续金属膜为厚度 20 nm 的银膜,晶格常数  $\lambda_g = 400$  nm,光栅的介质折射率  $n = 1.46$ . 优化介质光栅的高度  $h$  与宽度  $d$ ,可以获得  $T+R$  最小值附近的透射系数  $T$ 、反射系数  $R$  及  $T+R$  随波长的演化图,结果如图 2 所示.

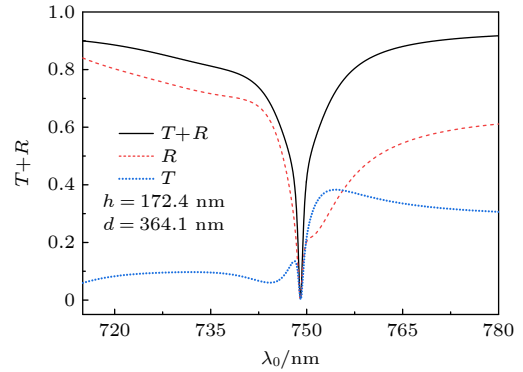


图 2 当  $h = 172.4$  nm,  $d = 364.1$  nm 时,  $T$ ,  $R$  及  $T+R$  的谱线图

Fig. 2. Evolution of  $T$ ,  $R$  and  $T + R$  with wavelength as  $h = 172.4$  nm and  $d = 364.1$  nm.

由图 2 可知,当  $h = 172.4$  nm,  $d = 364.1$  nm, 波长  $\lambda_0 = 749.04$  nm 时,其透射系数  $T = 0.0023$ ,反射系数  $R = 0.0030$ ,  $T+R = 0.0053$ . 在此状态下,对应的最大吸收系数  $1 - (T+R)$  可达 99.47%,称为完美吸收状态. 此时  $T+R$  谱线的线宽  $\Delta\lambda$  约为 2.53 nm, 根据  $\lambda_0/\Delta\lambda$  可得其品质因子  $Q$  为 296.06.

为了研究  $T+R$  的谱线在完美吸收状态附近随结构参数  $h$  与  $d$  的演化,先保持介质宽度  $d$  为 364.1 nm 不变,改变介质厚度  $h$ ,可得到多个典型  $h$  值的  $T+R$  随波长的演化曲线,结果如图 3 所示. 在图 3 中,随着  $h$  从 124.0 nm 增至 220.1 nm,窄峰向着波长较大的方向移动,同时窄峰的极小值先减小,后又变大,并在  $h = 172.4$  nm 时达到最小. 在  $h$  增大过程中,宽峰向着波长增大的方向缓缓移动,但宽峰的极小值基本保持不变. 这里的窄峰对应的是长程表面等离子激元 (LRSPP) 模式,宽峰对应的是短程表面等离子激元 (SRSPP) 模式. 当  $h = 172.4$  nm 时,窄峰和宽峰重合,达到完美吸收状态,此时 LRSPP 模式起主要作用, SRSPP 模式很微弱. LRSPP 和 SRSPP 的模式问题将在后面进行研究.

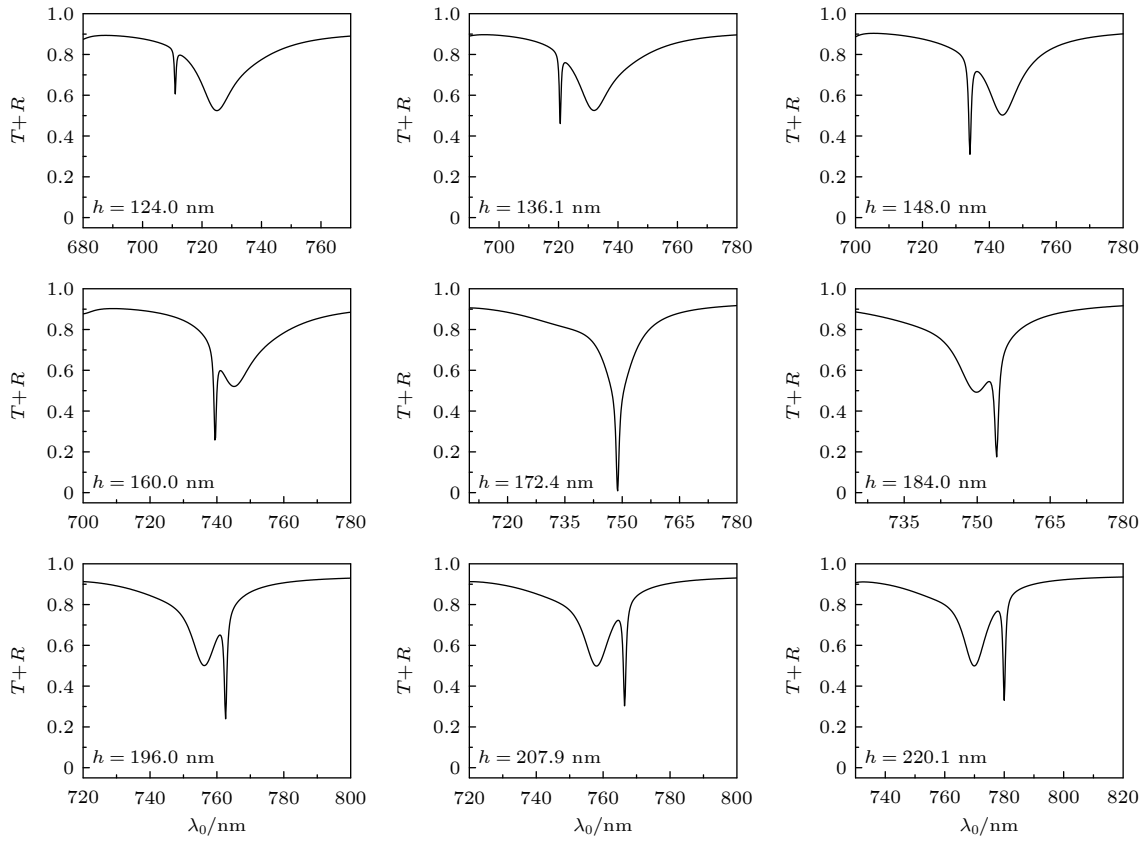


图 3 当  $d = 364.1$  nm, 不同  $h$  时的  $T+R$  随波长演化曲线  
 Fig. 3. Evolution of  $T + R$  with wavelength for different  $h$  as  $d = 364.1$  nm.

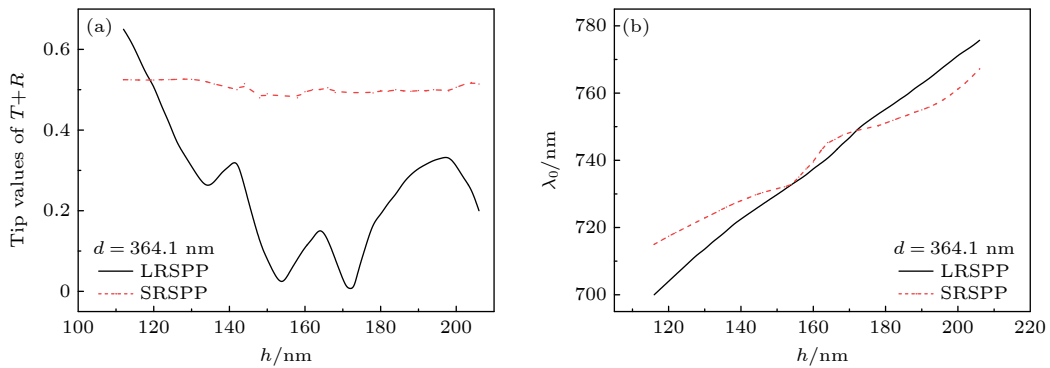


图 4 当  $d = 364.1$  nm 时,  $T + R$  的极小值与对应波长随  $h$  的演化 (a)  $T + R$  极小值随  $h$  的演化; (b)  $T + R$  极小值对应波长随  $h$  的演化  
 Fig. 4. Evolution of the minima of  $T + R$  and the corresponding wavelength with  $h$  as  $d = 364.1$  nm: (a) Evolution of the minima with  $h$ ; (b) evolution of the corresponding wavelength with  $h$ .

保持介质宽度  $d$  为 364.1 nm 不变, 可以得到 LRSPP 与 SRSP 的  $T+R$  极小值与对应波长随  $h$  的演化曲线, 结果如图 4 所示. 从图 4(a) 可以看出, SRSP 极小值基本保持在 0.5 左右, 而 LRSPP 在  $h = 153.0$  nm 时出现了第 1 个最小值 0.02, 在  $h = 172.4$  nm 处出现第 2 个最小值 0.0053, 此时为完美吸收状态. 很显然, 在完美吸收状态下,  $T + R$

的最小值并不是由 LRSPP 与 SRSP 各自的极小值求和而得.

从图 4(b) 可以看出, LRSPP 与 SRSP 的  $T+R$  极小值对应波长随  $h$  的增大而增加, 并且在  $h = 153.0$  nm,  $\lambda_0 = 732.0$  nm 处和  $h = 172.4$  nm,  $\lambda_0 = 749.04$  nm 处相交. 这两个交点正好是图 4(a) 中 LRSPP 对应曲线的两处最小值.

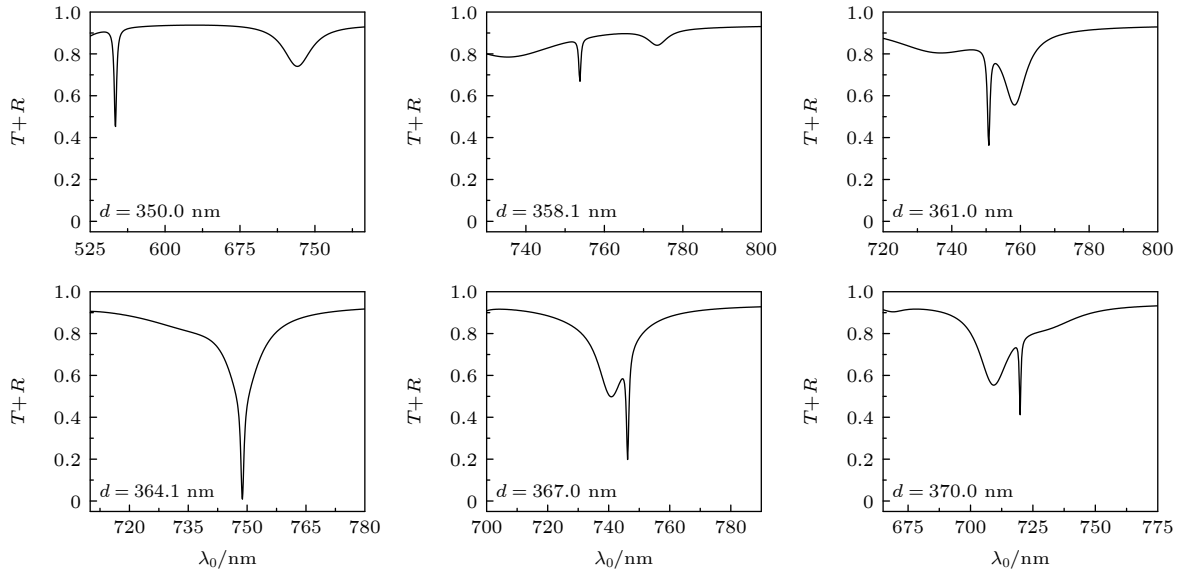


图 5 当  $h = 172.4$  nm 时, 不同  $d$  时  $T+R$  随波长演化曲线  
 Fig. 5. Evolution of  $T + R$  with wavelength for different  $d$  as  $h = 172.4$  nm.

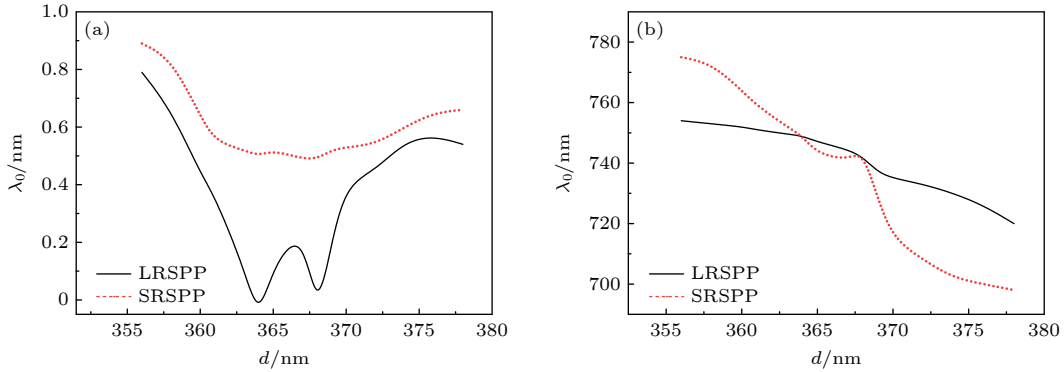


图 6 当  $h = 172.4$  nm 时,  $T + R$  的极小值与对应波长随  $d$  的演化 (a)  $T + R$  极小值随  $d$  的演化; (b)  $T + R$  极小值对应波长随  $d$  的演化  
 Fig. 6. Evolution of the minima of  $T + R$  and the corresponding wavelength with  $d$  as  $h = 172.4$  nm: (a) Evolution of the minima with  $d$ ; (b) evolution of the corresponding wavelength with  $d$ .

同理, 保持介质高度  $h$  为 172.4 nm 不变, 改变介质宽度  $d$ , 可以得到多个典型  $d$  值的  $T+R$  随波长演化曲线, 结果如图 5 所示. 在图 5 中, 随着  $d$  从 350.0 nm 增至 370.0 nm, LRSPP 与 SRSPP 的  $T+R$  曲线随着波长的增大并不是单调移动, 而是两个峰经历逐渐靠近、重合、再分离的过程. 在  $d$  为 364.1 nm,  $\lambda_0$  为 749.04 nm 处 LRSPP 和 SRSPP 的  $T+R$  曲线重合, 达到完美吸收状态.

保持介质高度  $h$  为 172.4 nm 不变, 可以得到 LRSPP 与 SRSPP 的  $T+R$  极小值与对应波长随  $d$  的演化曲线, 结果如图 6 所示. 从图 6(a) 可以看出,  $d$  从 355 nm 增至 375 nm 的过程中, SRSPP 的极小值先减小后增大, 但是其值基本保持在

0.5 以上. LRSPP 的极小值在  $d = 364.1$  nm 和  $d = 368.0$  nm 处存在两处最小值, 在  $d = 364.1$  nm 处  $T+R$  的最小值约为 0.0053 (完美吸收状态), 在  $d = 368.0$  nm 处  $T+R$  的最小值约为 0.018.

图 6(b) 明显表明, LRSPP 与 SRSPP 的  $T+R$  极小值对应波长随  $d$  的增大而减小, 并且在  $d = 364.1$  nm,  $\lambda_0 = 749.04$  nm 处和  $d = 368$  nm,  $\lambda_0 = 741$  nm 处相交. 这两个交点正好是图 6(a) 中 LRSPP 对应曲线的两处最小值处, 并且在  $d = 364.1$  nm,  $\lambda_0 = 749.04$  nm 处达到完美吸收状态.

根据吸收谱  $T+R$  的演化规律可知, 在完美吸收状态下, LRSPP 和 SRSPP 的  $T+R$  曲线重合.  $T+R$  的最小值并不是由 LRSPP 与 SRSPP 各自的极

小值求和而得, 而是由 LRSPP 决定, LRSPP 在完美吸收中起到决定性作用. 下文根据电场分布、相位特征与色散关系等对完美吸收机制加以研究.

### 3 连续金属膜对称光栅结构的电场模式分析

由于完美吸收时 LRSPP 和 SRSPP 的  $T+R$  曲线重合, 为了对 LRSPP 和 SRSPP 的电场模式进行单独研究, 选择图 5 中第 1 幅图中相互隔离的 LRSPP 和 SRSPP 模式分别进行研究. 此时与 LRSPP 对应的参数为  $h = 172.4$  nm,  $d = 350.0$  nm,  $\lambda_0 = 550.0$  nm, 当入射端口 TM 波的电场强度大小为 1 V/m 时, 其电场  $E_y$  在  $x-y$  平面上的分布如图 7 所示. 在图 7(a) 中黑色虚线围成的矩形为介质光栅所在位置, 在  $y = 0$  附近的中心暗带为连续银膜.

从图 7(a) 可以看出, 由于 TM 波垂直向下入射, 在水平方向产生了两个在相反方向上传播的等幅衍射波, 由于干涉形成驻波. 该驻波又激发连续金属膜对称光栅结构形成 LRSPP, 在  $x$  方向上 3 个周期内形成 3 个周期性驻波状的分布, 该驻波状分布相对银膜中线是对称分布.

在图 7(a) 中, 在  $x = 100$  nm 处沿  $y$  方向竖直虚线处的  $E_y$  分布如图 7(b) 所示. 图 7(b) 中的插图是银膜内部  $E_y$  分布图, 两条竖直虚线表示银与介质的两个界面. 从图 7(a), (b) 可以看出, 电场  $E_y$  相对银膜中线是对称分布,  $E_y$  在银膜的两个表面上有最大值, 然后向外呈指数衰减, 在介质和空

气边界上产生突变. 从图 7(b) 的插图可以看出, 在银膜中存在较小的  $E_y$ . 银膜中极小的场强说明在银膜中的传输损耗极小, 说明 LRSPP 模式能传播较长的距离.

图 5 中第 1 幅图中的 SRSPP 模式对应的参数为  $h = 172.4$  nm,  $d = 350.0$  nm,  $\lambda_0 = 725.0$  nm, 其电场  $E_y$  在  $x-y$  平面上的分布见图 8. 从图 8(a) 可以看出, SRSPP 模式的电场  $E_y$  沿  $x$  方向在 3 个周期内形成 3 个周期性驻波状的分布, 但是该驻波状分布相对银膜中线是反对称分布. 图 8(a) 中在  $x = -110$  nm 处沿  $y$  方向竖直虚线处的  $E_y$  分布如图 8(b) 所示. 图 8(b) 中的插图是银膜内部  $E_y$  分布图, 两条竖直虚线表示银与介质的两个界面. 从图 8(a), (b) 可以看出, 电场  $E_y$  相对银膜中线是反对称分布,  $E_y$  在银膜的两个表面上有最大值绝对值, 然后向外呈指数衰减. 由于 SRSPP 模式的  $E_y$  几乎束缚在介质里面, 在介质和空气边界上产生很小的突变. 从图 8(b) 插图可以看出, 在银膜中存在较小的相对中心点的反对称  $E_y$  分布.

由图 7 和图 8 可以看出, LRSPP 模式在银膜表面的最大  $E_y$  约为  $2.3 \times 10^5$  V/m, 对 SRSPP 模式, 最大  $E_y$  约为  $3.0 \times 10^4$  V/m, LRSPP 模式是 SRSPP 模式最大  $E_y$  的 7.7 倍. 在银膜内部 LRSPP 模式  $E_y$  的最大值约为  $4.4 \times 10^4$ , SRSPP 模式  $E_y$  的最大值约为  $0.18 \times 10^4$ , LRSPP 模式是 SRSPP 模式  $E_y$  最大值的 24.4 倍. 对 LRSPP 和 SRSPP 模式, 银膜表面  $E_y$  的最大值分别是银膜内部场强最大值的 5.2 和 16.7 倍. 由于 LRSPP 模式的  $E_y$  远大于

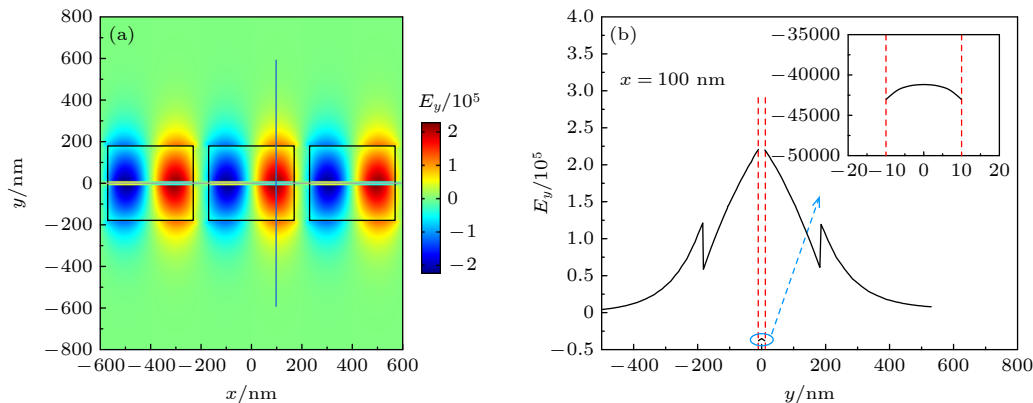


图 7 当  $h = 172.4$  nm,  $d = 350.0$  nm,  $\lambda_0 = 550.0$  nm 时, LRSPP 的电场  $E_y$  在  $x-y$  平面上分布 (a)  $E_y$  在  $x-y$  平面上的二维分布; (b) 在  $x = 100$  nm 处,  $E_y$  在  $y$  方向上的分布

Fig. 7. The distribution of  $E_y$  of LRSPP in the  $x-y$  plane as  $h = 172.4$  nm,  $d = 350.0$  nm,  $\lambda_0 = 550.0$  nm: (a) 2D distribution of  $E_y$  in the  $x-y$  plane; (b) the distribution of  $E_y$  in the  $y$  direction as  $x = 100$  nm.

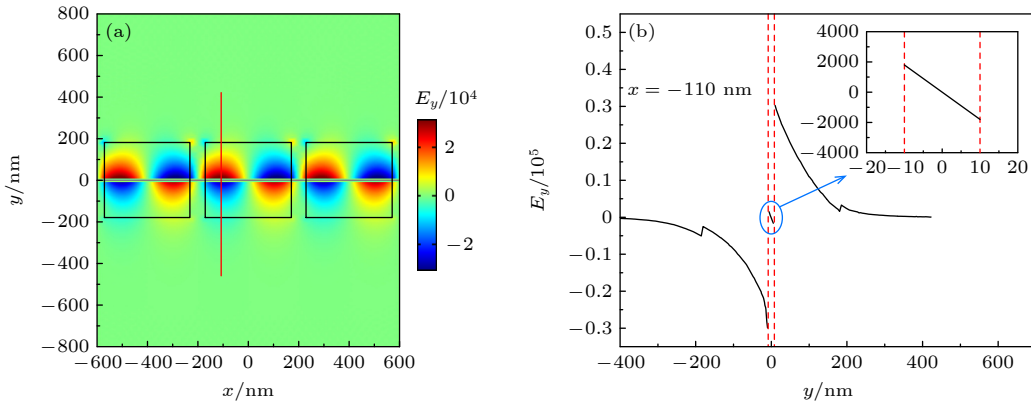


图 8 当  $h = 172.4 \text{ nm}$ ,  $d = 350.0 \text{ nm}$ ,  $\lambda_0 = 725.0 \text{ nm}$  时, SRSP 的电场  $E_y$  在  $x$ - $y$  平面上分布 (a)  $E_y$  在  $x$ - $y$  平面上的二维分布; (b) 在  $x = -110 \text{ nm}$  处,  $E_y$  在  $y$  方向上的分布

Fig. 8. The distribution of  $E_y$  of SRSP in the  $x$ - $y$  plane as  $h = 172.4 \text{ nm}$ ,  $d = 350.0 \text{ nm}$ ,  $\lambda_0 = 725.0 \text{ nm}$ : (a) 2D distribution of  $E_y$  in the  $x$ - $y$  plane; (b) the distribution of  $E_y$  in the  $y$  direction as  $x = -110 \text{ nm}$ .

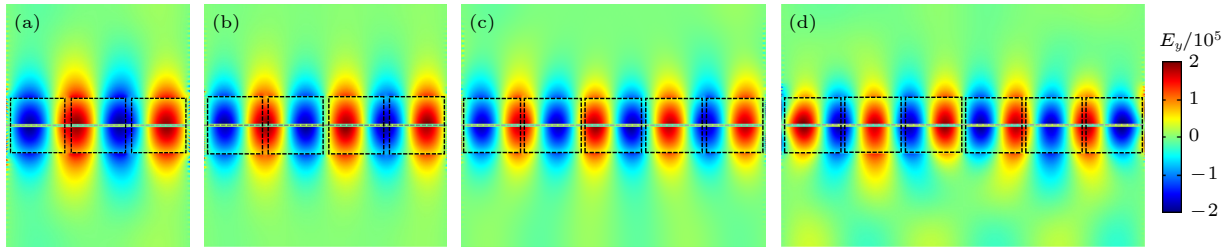


图 9 完美吸收状态时 4 种典型的  $E_y$  分布

Fig. 9. Typical distribution of  $E_y$  at the perfect absorption.

SRSP 模式, 因此在完美吸收时  $E_y$  主要由 LRSPP 模式决定, SRSP 模式非常微弱, 并没有显示. 这也可以从图 9 中 4 种典型的完美吸收状态时  $E_y$  分布得到验证.

图 9 给出了完美吸收状态时 4 种典型的  $E_y$  分布图, 它们都与 LRSPP 模式的  $E_y$  分布相同. 在完美吸收状态时, 取图 2 中的参数, 即  $h = 172.4 \text{ nm}$ ,  $d = 364.1 \text{ nm}$ ,  $\lambda_0 = 749.04 \text{ nm}$ , 其  $E_y$  分布如图 9(a) 所示. 图 9(a) 中, 在  $x$  方向上, 在 3 个周期单元内形成 2 个周期性驻波状的分布. 当  $d = 376 \text{ nm}$ ,  $h = 178 \text{ nm}$ ,  $\lambda_0 = 699 \text{ nm}$  时, 图 9(b) 给出了在 4 个周期单元内形成 3 个周期性驻波状的分布. 当  $d = 382 \text{ nm}$ ,  $h = 170 \text{ nm}$ ,  $\lambda_0 = 653 \text{ nm}$  时, 图 9(c) 给出了在 5 个周期单元内形成 4 个周期性驻波状的分布. 当  $d = 388 \text{ nm}$ ,  $h = 175 \text{ nm}$ ,  $\lambda_0 = 630 \text{ nm}$  时, 图 9(d) 给出了在 6 个周期单元内形成 5 个周期性驻波状的分布. 由此可以看出, 在完美吸收状态时, 在  $x$  方向上, 在  $p$  个周期单元内形成  $q$  个周期性驻波状的分布, 并且  $q \leq p$ ,  $p$  和  $q$  为自然数. 在  $x$  方向上 SRSP 的  $E_y$  分布特点与 LRSPP 的

$E_y$  分布类似, 在此不再讨论.

#### 4 连续金属膜对称光栅结构的相位、色散及应用

当  $h = 172.4 \text{ nm}$ ,  $d = 364.1 \text{ nm}$  时, 在完美吸收状态  $\lambda_0 = 749.04 \text{ nm}$  附近, 吸收系数  $1-(T+R)$  对应的相位及相位梯度随波长的演化如图 10 所示. 由图 10 可以看出, 相位从  $747.0 \text{ nm}$  左右开始降低, 在  $748.9 \text{ nm}$  处降到最小值, 然后迅速增大, 在  $749.18 \text{ nm}$  处达到最大值, 然后开始递减. 波长在  $747.0\text{--}751.0 \text{ nm}$  区间内的相位梯度不为 0, 其余波长区间内的相位梯度可以认为是 0. 在波长为  $749.04 \text{ nm}$  处, 相位梯度达得最大值, 即相位变化率最大. 正是因为完美吸收时光的反射和透射受到抑制, 使它们各自的相位发生突变, 导致吸收系数的相位梯度达到最大 [23].

当 TM 波垂直入射连续金属膜对称光栅结构时, 可激发 LRSPP 模式和 SRSP 模式. 当晶格常数  $\lambda_g = 400 \text{ nm}$ , 银膜厚度为  $20 \text{ nm}$ ,  $h = 172.4 \text{ nm}$ ,  $d = 364.1 \text{ nm}$ , 介质折射率为 1.46 时, 在第一布里

渊区内的色散关系如图 11 所示. 在图 11 中,  $k = k_0 \sin \theta \pm m(2\pi/a)$ <sup>[23,24]</sup>, 其中  $m$  为整数,  $\theta$  为入射角,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  为真空波长,  $a$  为结构等效周期,  $a = d \cdot n + (\lambda_g - d)n_0$ ,  $n_0$  为真空折射率,  $n$  为介质折射率. 可以得到第一布里渊区边界值为  $\pm\pi/a = \pm 0.55 (\times 10^{-2} \text{ rad/nm})$ . 在图 11 中理想光子的色散如虚直线所示, 其色散关系为  $\omega = ck_0$ , 其中  $\omega$  是角频率,  $c$  为真空光速. 在第一布里渊区内频率较小范围内, 可以认为表面等离子激元 SPP 与理想光子的色散曲线是相同的. 模式 1 位于光子色散曲线的下方, 为长程等离子激元模式. 模式 2—模式 7 在光子色散曲线的上方, 为各种短程等离子激元模式.

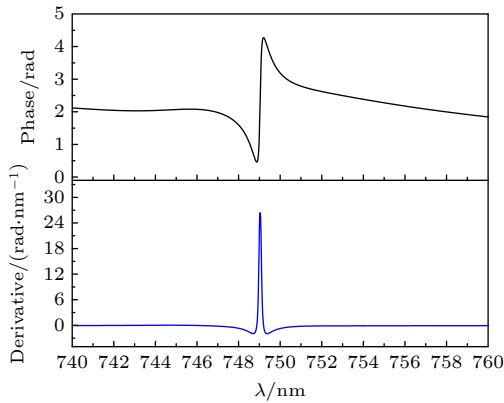


图 10 吸收谱相位以及其相位梯度随波长演化

Fig. 10. Evolution of the phase from absorption spectrum and its gradient with wavelength.

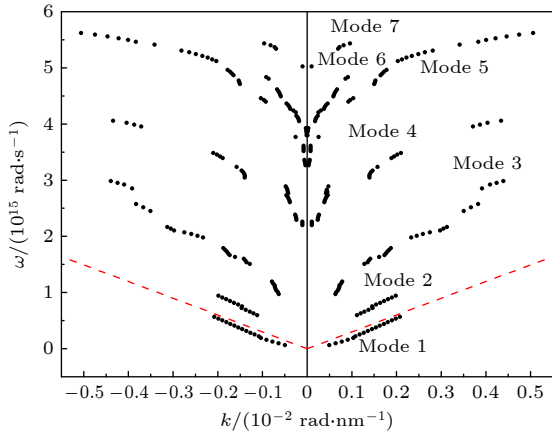


图 11 第一布里渊区内的色散曲线

Fig. 11. Dispersion curves in the first Brillouin zone.

在无限大介质/金属/介质的界面处, 当金属厚度较大时, 金属层上、下界面的 SPP 独立传播, 其传播特性和半无限大介质/金属界面的特性相同.

当金属厚度小于穿透深度时, 上、下界面的 SPP 发生耦合, 本征模式的频率也发生分裂<sup>[6]</sup>. 新的本征模式对应于上、下层场分布为对称模式的为长程等离子激元, 它是一种低频模式, 它的频率低于理想光子 (SPP) 的频率. 如图 11 所示, 长程等离子激元的频率低于 SPP 的频率, 对应模式 1. 与此相对应, 本征模式对应于上、下层场分布为反对称模式, 这是短程等离子激元, 对应模式 2—模式 7, 它是一种高频模式. 短程等离子激元的频率大于 SPP 的频率, 波矢  $k$  的范围也较大, 因此很容易被发现.

在完美吸收情况下,  $T+R$  曲线的品质因子  $Q$  和线宽  $\Delta\lambda$  随银膜厚度的变化关系如图 12 所示. 从图 12 可以看到,  $\Delta\lambda$  随着银膜厚度的减小而减小, 而  $Q$  值随着银膜厚度的减小而增大. 这是因为随着银膜厚度的减小, LRSPP 模式的电场将迅速增大, 而 SRSP 模式的电场将减小. 并且随着金属厚度的变小, SRSP 始终存在, 而  $t < 12 \text{ nm}$  时无法观测到 LRSP. 这是因为在银膜厚度从 12 nm 变小时吸收谱发生突变, 线宽突然增大, 品质因子和电场强度突然减小, 并且在继续减小银膜厚度时依然无法表现出 LRSP 的模式特性. 在图 12 中, 在  $t$  为 12 nm 左右时取得了最小线宽 0.98 nm 和最大的  $Q$  值 760. 完美吸收情况下的锐利吸收曲线和非常高的品质因子, 可以用于更高分辨率和灵敏度的传感器的设计与应用.

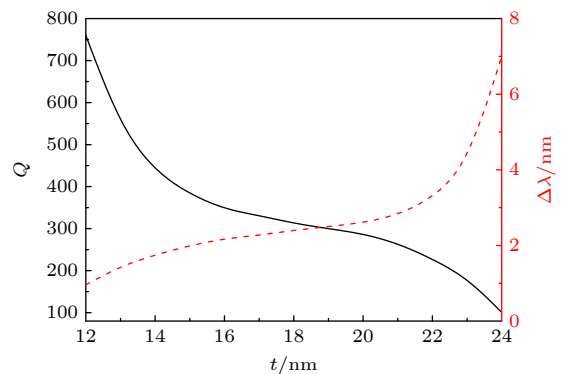


图 12 在完美吸收情况下品质因子和线宽随银膜厚度的变化关系

Fig. 12. The relationship between quality factor and line width with silver film thickness under perfect absorption.

## 5 气体折射率传感器的应用

为了更好地应用于实际, 在对称介质光栅下添加衬底, 用于气体折射率传感器的研究, 其中光栅的

结构与上文相同, 添加的衬底的折射率为 3.48, 衬底的厚度远大于光栅的高度. 在介质宽度  $d = 320$  nm, 高度  $h = 200$  nm, 银膜厚度  $t = 20$  nm, 气体折射率由 1.000 变化到 1.005 时, 得到吸收谱飘移的示意图, 如图 13 所示,  $n = 1.000$  时吸收谱的品质因子为 702.2.

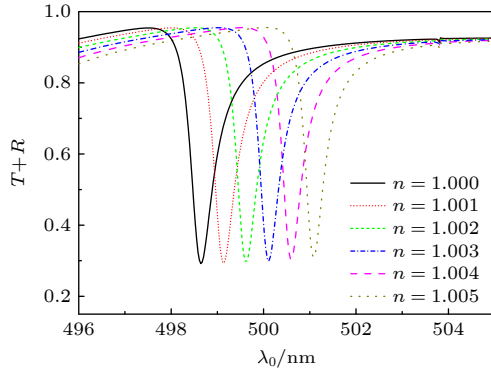


图 13 当  $d = 320$  nm,  $h = 200$  nm,  $t = 20$  nm 时气体折射率由 1 变化到 1.005 时,  $T+R$  谱变化情况  
Fig. 13. The absorption spectrum of the gas refractive index changes from 1 to 1.005 as  $d = 320$  nm,  $h = 200$  nm,  $t = 20$  nm.

对于折射率传感器而言, 当分析物折射率  $n$  发生变化时吸收谱线共振峰所对应的入射光波长  $\lambda$  也会发生变化, 折射率传感器是根据入射光波长  $\lambda$  随折射率的变化情况设计的. 根据传感器检测原理, 可将灵敏度  $S$  定义为

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}, \quad (1)$$

其中  $\Delta\lambda$  对应的是吸收谱线共振峰对应的入射波波长的微小变化量,  $\Delta n$  为待测物折射率的微小变化量; 灵敏度  $S$  即为单位折射率的微小变化量, 所引起的共振峰对应入射光波长的变化程度. 根据灵敏度公式可计算得: 当气体折射率由 1.000 变化到 1.001 时, 灵敏度为 488.0 nm/RIU; 当气体折射率由 1.001 变化到 1.002 时, 灵敏度为 487.8 nm/RIU; 当气体折射率由 1.002 变化到 1.003 时, 灵敏度为 486.3 nm/RIU; 当气体折射率由 1.003 变化到 1.004 时, 灵敏度为 483.5 nm/RIU; 当气体折射率由 1.004 变化到 1.005 时, 灵敏度为 482.1 nm/RIU.

以  $d = 320$  nm,  $h = 200$  nm,  $t = 20$  nm 结构参数为基础通过递增或递减研究折射率在 1.000—1.005 这一范围内灵敏度变化情况. 控制介质高度  $h$  与银膜厚度  $t$  不变, 变化介质宽度  $d$ .

通过介质宽度的变化, 得到了如图 14 所示的灵敏度随介质宽度  $d$  变化的示意图, 当介质宽度在 200—300 nm 范围内时, 结构的灵敏度整体较高, 在折射率在 1.000—1.001 范围内,  $d = 260$  nm 时达到了 496.0 nm/RIU. 在当  $d < 180$  nm 和  $d > 320$  nm 时灵敏度出现了明显下降, 且随着折射率  $n$  的增大, 灵敏度会略微减小, 尤其在  $d > 320$  nm 时最明显.

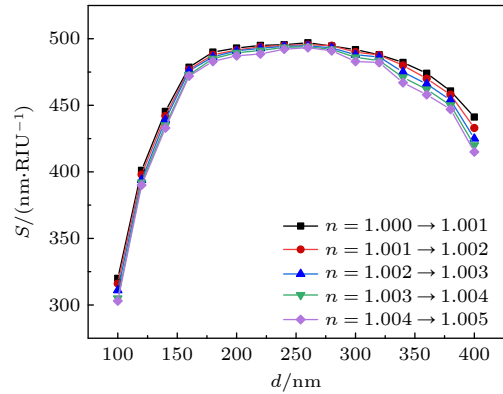


图 14 折射率在 1.000—1.005 范围内时, 灵敏度随介质宽度  $d$  变化的示意图  
Fig. 14. Schematic representation of the sensitivity varying with  $d$  in the refractive index range from 1.000 to 1.005.

固定  $d = 260$  nm,  $t = 20$  nm, 变化介质高度  $h$ , 得到如图 15 所示的灵敏度随介质高度  $h$  变化的示意图. 介质高度在 120—200 nm 的范围时, 灵敏度较高保持在 480 nm/RIU 以上, 在  $h = 160$  nm 时灵敏度达到最高的 505.4 nm/RIU; 在介质高度  $h > 240$  nm 时灵敏度会锐减, 此时灵敏度几乎不随折射率的增大而改变.

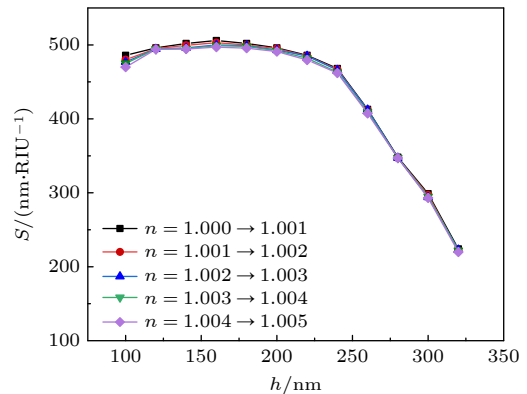


图 15 折射率在 1.000—1.005 范围内时, 灵敏度随介质高度  $h$  变化的示意图  
Fig. 15. Schematic representation of the sensitivity varying with  $h$  in the refractive index range from 1.000 to 1.005.



根据上述结构参数的优化, 得到如下较优的参数: 介质宽度  $d = 260$  nm, 介质高度  $h = 160$  nm, 银膜厚度  $t = 20$  nm; 折射率变化在 1.000—1.001 范围时灵敏度可达 505.4 nm/RIU, 可以用于甲烷气体浓度的监测.

## 6 结 论

本文提出一种连续金属膜对称光栅结构的方案来实现完美吸收现象, 在银膜厚度为 20 nm, 晶格常数为 400 nm, 介质折射率  $n$  为 1.46 的情况下, 优化结构参数, 最大吸收系数  $T+R$  为 99.47%. 在完美吸收状态时, 入射光的透射谱和反射谱得到有效抑制, 此时吸收系数对应的相位梯度达到最大.

在完美吸收状态时,  $T+R$  的最小值并不是由 LRSPP 与 SRSPP 各自的极小值求和而得, 而是由 LRSPP 决定. LRSPP 在连续银膜对称光栅结构上形成驻波状电场  $E_y$  分布, 并且相对银膜中线是对称分布.  $E_y$  在银膜的两个表面上有最大值, 然后向外呈指数衰减. LRSPP 是一种低频模式, 它在色散曲线中的频率低于 SPP 的频率, 它能量主要分布在银膜的外侧, 因此能量损失很小.

随着金属膜厚度的减小, LRSPP 模式电场的最大值将迅速增大, 而 SRSPP 模式的电场将减小. 线宽则随着银膜厚度的减小而减小, 而  $Q$  值随着银膜厚度的减小而增大. 在银膜厚度为 12 nm 左右时, 取得了最小线宽 0.98 nm 和最大的  $Q$  值 760.0. 完美吸收状态时的锐利吸收曲线和非常高的品质因子, 可以用于更高灵敏度的传感器的设计与应用.

感谢 Ketterson John B 教授和 Li Shi Qiang 博士的有益讨论和帮助.

## 参考文献

- [1] Ritchie R H 1957 *Phys. Rev.* **106** 874
- [2] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [3] Wang Z L 2009 *Prog. Phys.* **29** 287
- [4] Sarid D 1981 *Phys. Rev. Lett.* **47** 1927
- [5] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, Laluet J Y, Ebbesen T W 2006 *Nature* **440** 508
- [6] Berini P 2009 *Adv. Opt. Photonics* **1** 484
- [7] Berini P 2000 *Opt. Express* **7** 329
- [8] Wong W R, Berini P 2019 *Opt. Express* **27** 25470
- [9] Fuentes-Fuentes M A, May-Arrijoja D A, Guzman-Sepulveda J R, Arteaga-Sierra F, Torres-Cisneros M, Likamwa P L, Sánchez-Mondragón J J 2019 *Opt. Express* **27** 8858
- [10] Xu Y, Wang F, Gao Y, Zhang D, Sun X, Berini P 2020 *Sensors* **20** 2507
- [11] Chen X I, Wenyi B U, Wu Z, Zhang H, Pu J 2021 *Opt. Express* **29** 16455
- [12] Zakaria R, Zainuddin N, Fahri M, Thirunavakkarasu P M, Harun S W 2021 *Opt. Fiber Technol.* **61** 102449
- [13] Hooper I R, Sambles J R 2004 *Phys. Rev. B* **70** 045421
- [14] Sukharev M, Sievert P R, Seideman T, Ketterson J B 2009 *J. Chem. Phys.* **131** 034708
- [15] Mu W, Buchholz D B, Sukharev M, Jang J I, Chang R P H, Ketterson J B 2010 *Opt. Lett.* **35** 550
- [16] Mu W, Ketterson J B 2011 *Opt. Lett.* **36** 4713
- [17] Abutoama M, Abdulhalim I 2015 *Opt. Express* **23** 28667
- [18] Abutoama M, Abdulhalim I 2016 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **23** 72
- [19] Zhang K, Du C G, Gao J C 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 227302 (in Chinese) [张凯, 杜春光, 高健存 2017 物理学报 **66** 227302]
- [20] Zeng L W, Chen M, Yan W, Li Z F, Yan F H 2020 *Opt. Commun.* **457** 124641
- [21] Joseph S, Sarkar S, Joseph J 2020 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **12** 46519
- [22] Wang Z L, Li S Q, Chang R P H, Ketterson J B 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 033103
- [23] Xue R Y, Wang Z Y, Wang Z L 2022 *Acta Opt. Sin.* **42** 228 (in Chinese) [薛润玉, 王正宇, 王正岭 2022 光学学报 **42** 228]
- [24] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667

# Perfect absorption of symmetric grating structure based on the continuous metal film<sup>\*</sup>

Wang Zheng-Yu    Huang Fei    Xue Run-Yu    Wang Zheng-Ling<sup>†</sup>

(*School of Physics and Electronic Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China*)

( Received 29 August 2022; revised manuscript received 16 December 2022 )

## Abstract

The perfect absorption is achieved by the structure of a continuous metal film with symmetrical grating structure on both sides. The maximum absorption coefficient can reach 99.47% for a optimal structural parameters with a silver film thickness of 20 nm, a lattice constant of 400 nm, and a medium refractive index of 1.46. The full width of half maximum of the absorption line is about 2.53 nm, and the quality factor  $Q$  is 296.06. When the absorption is perfect, the reflection and transmission of the incident light are effectively suppressed, and the phase gradient of the absorption coefficient reaches a maximum value. The perfect absorption is determined by the long-range surface plasma polariton (LRSP) with a little transmission loss, long propagation distance and deep penetration depth. And the electric field is mainly distributed outside the silver film with a standing wave distribution. As the thickness of the silver film decreases, the line width of the absorption spectrum gradually decreases, while the  $Q$  value and electric field strength increase. When the thickness drops to about 12 nm, the minimum line width is 0.98 nm and the maximum  $Q$  value is 760.0. The sharp absorption curve and very high quality factor at the perfect absorption can be used in the design and application of the highly sensitive micro-nano sensor.

**Keywords:** perfect absorption, long range surface plasmon polariton, mode properties

**PACS:** 42.25.Bs, 73.20.Mf

**DOI:** 10.7498/aps.72.20221701

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20161342) and the Six Talent Peaks Project of Jiangsu Province, China (Grant No. GDZB-018).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [zlwang@ujs.edu.cn](mailto:zlwang@ujs.edu.cn)



## 基于连续金属膜对称光栅结构的完美吸收特性

王正宇 黄飞 薛润玉 王正岭

### Perfect absorption of symmetric grating structure based on the continuous metal film

Wang Zheng-Yu Huang Fei Xue Run-Yu Wang Zheng-Ling

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 054201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221701

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 基于单层二硫化钼的高品质因子、高品质因数的四波段完美吸收器

A four-band perfect absorber based on high quality factor and high figure of merit of monolayer molybdenum disulfide

物理学报. 2021, 70(12): 128101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202163>

#### 非厄密电磁超表面研究进展

Research progress of non-Hermitian electromagnetic metasurfaces

物理学报. 2022, 71(24): 247802 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221706>

#### 完美吸收体、电磁“黑洞”以及内置完美匹配层的吸收特性

Absorption characteristics of perfect absorber, electromagnetic “black hole” and inner perfectly matched layer

物理学报. 2020, 69(15): 154201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200110>

#### 介电常数近零模式与表面等离子激元模式耦合实现宽带光吸收

Broadband absorption caused by coupling of epsilon-near-zero mode with plasmon mode

物理学报. 2018, 67(20): 207301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181106>

#### 非局域颗粒复合介质的相干完美吸收效应

Coherent perfect absorption in nonlocal particle composite medium

物理学报. 2019, 68(5): 051101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182108>

#### 基于金属光栅实现石墨烯三通道光吸收增强

Enhancement of graphene three-channel optical absorption based on metal grating

物理学报. 2019, 68(13): 138101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182173>