

金属光栅对表面等离子体波的辐射抑制研究

王平 胡德骄 肖钰斐 庞霖

Suppression of metal grating to surface plasma radiation

Wang Ping Hu De-Jiao Xiao Yu-Fei Pang Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 087301 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.087301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.087301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I8>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

径向偏振光下的长焦、紧聚焦表面等离子体激元透镜

Plasmonic lens with long focal length and tight focusing under illumination of a radially polarized light

物理学报.2015, 64(9): 097301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097301>

基于含时密度泛函理论的表面等离激元研究进展

Progress of surface plasmon research based on time-dependent density functional theory

物理学报.2015, 64(7): 077303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.077303>

石墨烯基双曲色散特异材料的负折射与体等离激元性质

Negative refraction and bulk polariton properties of the graphene-based hyperbolic metamaterials

物理学报.2015, 64(6): 067301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.067301>

三角缺口正三角形纳米结构的共振模式

Resonance mode of an equilateral triangle with triangle notch

物理学报.2014, 63(12): 127301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.127301>

含有凹口的金属纳米环形共振器的本征模式分裂

Splitting of transmission modes in a nanoscale metal ring resonator with a notch

物理学报.2014, 63(1): 017301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.017301>

# 金属光栅对表面等离子体波的辐射抑制研究\*

王平<sup>1)</sup> 胡德骄<sup>1)</sup> 肖钰斐<sup>2)</sup> 庞霖<sup>1)†</sup>

1)(四川大学物理科学与技术学院, 成都 610064)

2)(福建华科光电有限公司, 福州 350014)

(2014年10月27日收到; 2014年12月4日收到修改稿)

对金属光栅进行严格耦合波理论计算, 得到了780和1500 nm波长入射光条件下不同光栅调制深度(20—80 nm)对应的反射谱. 根据Fano理论推导了描述反射谱线的经验公式, 最后应用有限元法计算光栅表面近场电场分布, 验证了公式的正确性. 反射谱线公式反映出光栅耦合表面等离子体的各个物理效应, 其中最重要的是反映出光栅在某一调制深度下对表面等离子体反耦合的抑制作用, 这一发现为设计光栅能量约束器件提供了物理依据.

**关键词:** 表面等离子体激元, 光栅耦合, Fano理论, 能量约束

**PACS:** 73.20.Mf, 07.60.-j, 68.47.De

**DOI:** 10.7498/aps.64.087301

## 1 引言

表面等离子体激元(surface plasmon polariton, SPP)是沿金属表面传播的电子疏密波, SPP由于其电场的表面约束性, 在生物传感<sup>[1]</sup>、超分辨成像<sup>[2]</sup>、隐身材料<sup>[3]</sup>、微纳激光器<sup>[4,5]</sup>等领域得到广泛研究与发展, 同时对SPP的研究也促进了一些新兴方向的发展, 如微弱磁场的测量<sup>[6]</sup>. 金属光栅是常用的有效激发SPP的方法, 实现光能的最大利用效率是SPP光学器件研究的方向之一. 众多研究发现, 光栅结构的耦合效率直接受制于光栅本身的材料<sup>[7,8]</sup>、结构和面型参数<sup>[8-11]</sup>、光栅基底<sup>[12,13]</sup>及周围介质等因素; 也有关于二维光栅(孔阵列结构)激发SPP的特点和应用, 以及反射和透射特性的报道<sup>[1,14-17]</sup>, 目的均为研究光栅器件效率. 但以上研究得到的是反射或透射的总体效率, 对光与SPP耦合过程没有一个清晰的解释, 无从得知SPP光栅耦合元件设计的总体方向.

本文以一维金属光栅光能约束结构元件为例, 研究SPP共振响应的物理机理, 介绍一种估算

SPP共振辐射出射耦合效率的办法. 首先通过严格耦合波理论(RCWA)数值求解Maxwell方程得到金属光栅的总体反射效率. 应用Fano理论表征分解光入射到光栅表面后各个物理效应对反射率的贡献, 进而推知SPP共振辐射效率. 近场电场的计算与积分证实以上估算方法的正确性与准确性. 由于光传播的可逆性, SPP波在光栅表面传播时, 同一光栅会将SPP耦合出去. 我们却看到, 在特殊情况下, SPP被约束于光栅结构中, 几乎没有SPP共振辐射发生, 似乎违背了光与光栅作用的可逆性规律. 在讨论部分分析了所发生的“矛盾”. 这种SPP共振辐射出射耦合被光栅抑制的现象为创造性地设计光能约束元件提供了一个可行的方向.

## 2 金属光栅表面等离子体共振

采用一维矩形光栅结构, 如图1(a)所示, 金属采用材料金, 周围介质为水.  $\Lambda$ 表示光栅周期;  $w$ 表示光栅宽度, 本文中 $w/\Lambda = 1/2$ ;  $d$ 表示金属基底厚度;  $H$ 表示光栅调制深度;  $\theta$ 表示入射角度. 当光

\* 国家自然科学基金(批准号: 61377054)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: panglin\_p@yahoo.com

(含横磁(TM)模式)入射到电介质-金属光栅表面, 满足SPP激发条件时,

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2} \sin \theta \pm m \frac{\pi}{\Lambda} = \frac{\omega}{c} \left( \frac{\epsilon_1' \epsilon_2}{\epsilon_1' + \epsilon_2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

金属表面电子在入射电场的作用下产生集体振荡, 形成SPP, 其中,  $\omega$  为入射光角频率,  $c$  为光速,  $\epsilon_2$  为水的介电常数,  $\epsilon_1'$  为金属介电常数的实部,  $m$  为衍射级次.

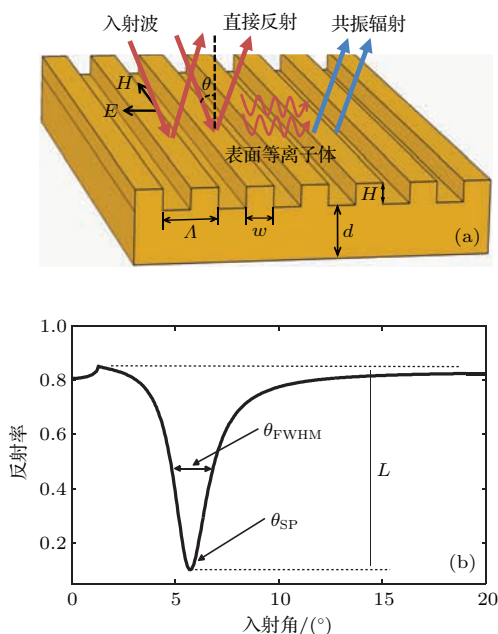


图1 (网刊彩色) 金属光栅表面等离子体 (a) 金属光栅结构, TM波入射到光栅上产生SPP,  $\theta$  为入射角,  $\Lambda$  为光栅常数,  $w$  为光栅宽度,  $H$  为调制深度, 红色箭头表示背景反射, 蓝色箭头表示SPP共振辐射; (b) 光栅反射曲线,  $L$  为共振深度,  $\theta_{FWHM}$  为半宽度,  $\theta_{SP}$  为共振角

Fig. 1. (color online) Surface plasmon on a metallic grating. (a) Configuration of the surface plasmon polariton coupled by a metallic grating. A transverse magnetic (TM) light wave illuminates at the grating surface, exciting propagating SPP.  $\theta$  is incidence angle.  $\Lambda$  is grating constant.  $w$  is grating width.  $H$  is the grating modulation depth. The red arrows represent directly reflected wave. The blue arrows represent SPP resonance radiation. (b) Reflectance curve of the metallic grating.  $L$  is resonance depth.  $\theta_{FWHM}$  is full width at half maximum.  $\theta_{SP}$  is resonance angle.

由于激发SPP, 部分入射光能量耦合进SPP中, 反射谱出现一个低峰值, 如图1(b)所示.  $L$  为共振深度(共振谷底与Wood's奇异点的距离),  $L$  越大, 表明入射光与表面等离子体的耦合程度越大;  $\theta_{FWHM}$  为峰值半宽度(反射率为共振深度一半时对应的角度范围), 半宽度越大, 表明SPP共振的光能量损失越大;  $\theta_{SP}$  为共振角, 即在此角度入射下

入射光与表面等离子体波耦合.

### 3 一维金属矩形光栅反射谱

本文以入射光波长为780 nm (对应光栅周期  $\Lambda = 600$  nm, 金的介电常数  $\epsilon_{Au} = -18.873 + j2.073$ ) 和1500 nm (对应光栅周期  $\Lambda = 1000$  nm, 金介电常数  $\epsilon_{Au} = -87.009 + j10.711$ ) 为例, 研究调制深度从20 nm离散增加到80 nm所对应的光栅反射谱. 本文中金属基底厚度视为半无限厚度(模拟计算中选为500 nm, 实际上此厚度大于100 nm即可<sup>[12]</sup>). 图2(a)和图2(b)分别对应入射波长为780和1500 nm时, 反射率随光栅调制深度的变化. 可见, 反射谱的形态强烈依赖于金属光栅的深度及激发波长.

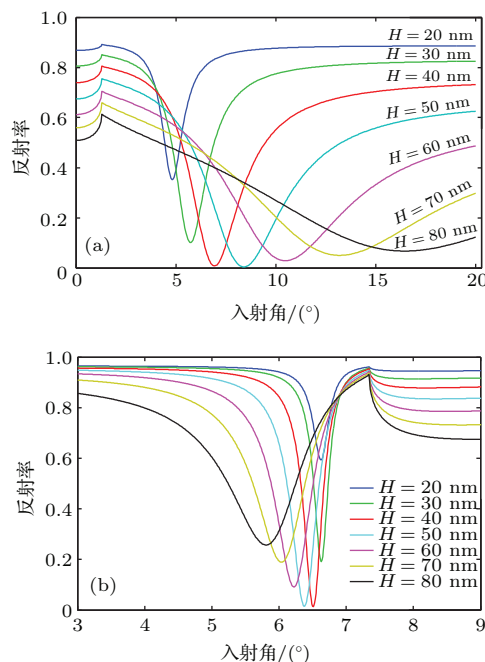


图2 (网刊彩色) (a) 入射光波长为780 nm时的反射谱; (b) 入射光波长为1500 nm时的反射谱

Fig. 2. (color online) (a) Reflection spectra for incident light at 780 nm; (b) reflection spectra for incident light at 1500 nm.

图3为图2中反射曲线所反映的特征参数(图1(b))的变化特性. 这些参数包括共振角度、共振深度、半宽度及反射率极小值(每条反射率曲线的最低点). 如图3(a)所示, 对于780 nm入射光, 共振角从4.941°偏移至15.977°, 对于1500 nm入射光共振角由6.615°偏移至5.811°. 光栅调制深度的改变会改变光栅表面的有效折射率, 导致SPP共振角度偏移. 对于相同的调制深度变化范围, 共

振角度偏移量呈现 13.7 倍的差异, 这显示短波长激发 SPP 对界面 (有效折射率) 的变化更为敏感. 如图 3 (b) 所示, 在调制深度为 33 nm (780 nm 入射光) 或 45 nm (1500 nm 入射光) 时共振深度达到最大值, 这表示此调制深度下, 入射光与表面等离子体波入射耦合程度最大. 如图 3 (c) 所示, 半宽度随着光栅调制深度的增加而单调增大, 表明在入射光

与表面等离子体耦合过程中能量损耗增大, 其原因是光栅凹槽深度增大, 导致金属与电介质接触面积增大, 进而增加了吸收面. 这也解释了图 2 中深调制下整体反射率降低的原因. 如图 3 (d) 所示, 光栅反射率的最小值是随调制深度变化的. 对于两种入射情况随调制深度的增大改变, 反射率最小值均先减小后增大, 且同时在  $H = 45$  nm 处达到最小.

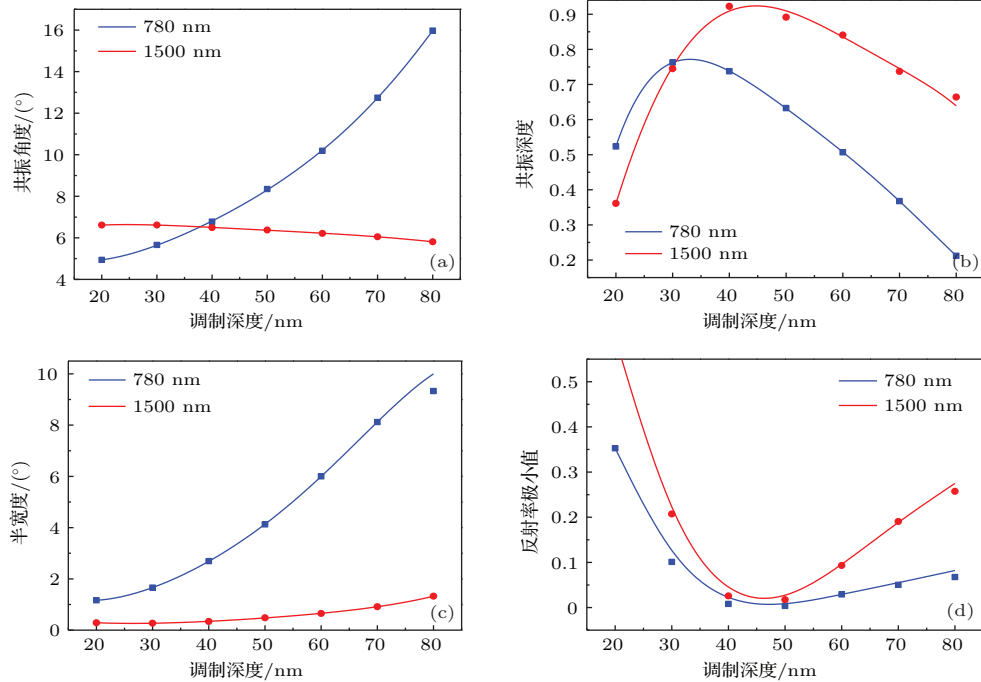


图 3 (网刊彩色) 曲线特征量随调制深度的变化 (a) 共振角度随调制深度的变化; (b) 共振深度随调制深度的变化; (c) 半宽度随调制深度的变化; (d) 反射率极小值随调制深度的变化

Fig. 3. (color online) The relationships between the characteristic quantities and the modulation depths: (a) the resonance angle; (b) the resonance depth; (c) the full width at half maximum; (d) the minimal reflectivity.

#### 4 SPP 共振响应的物理机理

光入射到金属光栅时, 有两种光响应方式发生. 一是入射光直接被光栅表面反射 (图 1 (a) 中红色反射箭头) 或者直接透射 (由于存在厚金属基底, 本文所考虑的情形不存在透射), 此种响应方式称为连续态响应, 反射的光分量称为背景反射分量. 二是衍射光激发 SPP, 部分入射光转化为 SPP 表面传播模式, 光能量耦合进 SPP 中. 在 SPP 传播过程中, 部分 SPP 被金属吸收, 部分被光栅结构反耦合而传向反射方向 (图 1 (a) 中蓝色反射箭头). 此种光响应方式称为分离态响应, 辐射出的光分量称为共振辐射分量<sup>[18]</sup>. 除两种光响应方式外, 部分入射光能量直接被金属本征吸收, 下文中, 我们将此部分吸收称为非 SPP 模式吸收. 在反射方向, 背景反

射分量与 SPP 耦合辐射出的共振辐射分量相干涉, 最终形成金属光栅反射谱. 如图 2 所示, SPP 反射率曲线出现左右非对称共振线型, 此线型应理解为 Fano 线型. Fano<sup>[18]</sup> 为解释在激发谱线中的非对称峰提出其为光学响应中的分离态与连续态的相互干涉的结果. Genet 等<sup>[19]</sup> 用 Fano 线型对二维金属光栅阵列产生的 SPP 响应的非对称透射率曲线只进行了定性解释.

根据 Fano 表征, 光栅反射率应该为<sup>[19]</sup>

$$R \sim \frac{r[\theta - (\theta_{SP} + \Delta) + \delta]^2}{[\theta - (\theta_{SP} + \Delta)]^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2)$$

$r$  表示背景反射 (对于平面结构, 则反射率应该为菲涅耳反射线型, 但光栅结构引发的一系列物理反应, 使反射率曲线得到其他参数的调制而使光栅的整体反射率呈现 Fano 线型);  $\theta_{SP}$  表示 SPP 共振角, 共振角由入射光-表面等离子体波匹配方程 (1) 决



定;  $\Delta$  表示共振位置的偏移, 产生共振角度偏移是由于光栅调制深度的改变会引起界面有效介质折射率发生变化;  $\delta$  表示 SPP 共振耦合辐射与背景反射的幅值比 (由  $\delta$  我们并不能知道共振辐射与背景反射振幅的确定值);  $q = 2\delta/\Gamma$  决定了反射率曲线的非对称性, 为非对称因子 (公式中未直接给出), 共振曲线的非对称性是由背景反射与共振辐射反射共同决定的;  $\Gamma$  表示曲线半宽度, 半宽度的产生是由于能量损耗, 其中包括辐射及吸收损耗, 且辐射损耗在总损耗中占主要部分<sup>[19]</sup>, 辐射损耗由背景反射与共振辐射反射的耦合强度决定, 而吸收损耗则是由金属介质的吸收阻尼决定.

若反射率为 (2) 式, 则总有一个入射角度能够满足  $\theta - (\theta_{SP} + \Delta) + \delta = 0$ , 使反射率达到 0. 但是实际情况并非如此. 因此我们从能量守恒出发对 (2) 式进行修正, 用总能量减去透射能量得到反射能量的一般表达式, 并考虑在公式中加入非 SPP 模式的本征吸收和 SPP 模式本征吸收的成分, 使得总反射、总透射和总损耗的能量相加为 1, 得到

$$R = \frac{r [\theta - (\theta_{SP} + \Delta) + \delta]^2 + d(\Gamma/2)^2}{[\theta - (\theta_{SP} + \Delta)]^2 + (\Gamma/2)^2} - \rho A(\theta), \quad (3)$$

$$R_A(\theta) = \rho A(\theta). \quad (4)$$

(3) 式相较于 (2) 式增加了参数  $d$  及  $R_A(\theta)$ , 其中,  $R_A(\theta)$  表示非 SPP 模式波吸收,  $d$  表示共振辐射对反射率的贡献因子. 事实上, 非 SPP 模式的本征吸收相比 SPP 模式金属的吸收小得多, 几乎可以忽略. 由计算也可知,  $R_A(\theta)$  数值很小.

参数  $d$  保证了反射率曲线不总是存在一个零点, 表征了 SPP 共振辐射对于总光栅反射率的贡献因子, 当  $d = 0$  时表示几乎没有 SPP 能量耦合出来,

能量束缚在光栅结构内. 方程 (4) 中  $A(\theta)$  由介质界面反射率公式得到, 表征非 SPP 模式场被金属吸收的量.  $A(\theta)$  由以下表达式得到:

$$A(\theta) = 1 - |\gamma|^2. \quad (5)$$

对于简单金属-介质平面, 反射系数可写为

$$\gamma = \frac{\eta_2 \cos \theta_2 - \eta_1 \cos \theta_1}{\eta_2 \cos \theta_2 + \eta_1 \cos \theta_1}, \quad (6)$$

其中,  $\eta_2, \eta_1$  分别表示金属和电介质的特征阻抗;  $\theta_2$  和  $\theta_1$  分别表示折射角与入射角. 我们设定  $A(\theta)$  只是入射角度的函数 (忽略不同调制深度对界面有效折射率的影响), 由于文中所用的是光栅结构, 因此用  $\rho$  描述金属对入射光的吸收, 表示由于调制深度的增加而吸收面积增加造成的非 SPP 吸收损耗增加.

图 2 所示反射谱直接反映了所有物理效应的最终的综合结果. 这些物理效应包括入射光波的直接反射, 耦合激发 SPP 波, SPP 波沿界面传播、吸收及共振辐射, 并与直接反射波干涉. 图 3 反映了反射谱的特征, 但并没有给出各个物理效应的贡献. 而方程 (3) 给出了各个参量的贡献的物理模型. 如将图 2 与方程 (3) 进行对应拟合, 可得到金属光栅 SPP 激发中各物理过程的具体贡献. 调整 (3) 式中各参数的值, 使得由 (3) 式得出的曲线与图 2 所示模拟曲线拟合, 如图 4 所示.

需要注意的是, 在 RCWA 计算中有伍兹奇异现象 (金属光栅反射谱中奇异反射), 而方程 (3) 中并没有考虑伍兹奇异现象. 因此, 方程 (3) 拟合时拟合范围的选取将影响拟合效果. 图 4 中 A-C 角度区间包括伍兹奇异现象. 我们用拟合优度 (goodness of fit) 计算拟合曲线的拟合度:

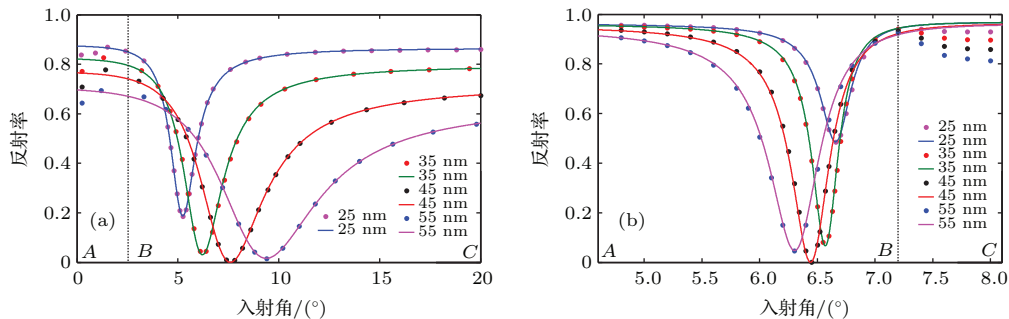


图 4 (网刊彩色) 拟合展示图 (点表示 Maxwell 方程 (RCWA) 计算结果, 线表示 (3) 式拟合线, A-B-C 分段对应拟合优度选取的拟合范围) (a) 780 nm 入射; (b) 1500 nm 入射

Fig. 4. (color online) Match show: (a) the wavelength of incident light is 780 nm; (b) the wavelength of incident light is 1500 nm. The dots represent Maxwell equation (RCWA). Lines represent the fitting data obtained by equation (3). A-B-C section corresponds the range of goodness of fit.

$$R^2 = \frac{\left(\sum x_i y_i\right)^2}{\left(\sum x_i^2\right)\left(\sum y_i^2\right)}, \quad (7)$$

其中,  $x_i$  表示原数据 (RCWA 计算反射谱),  $y_i$  表示拟合数据 (方程 (3) 拟合曲线). 表 1 列出了 780 和 1500 nm 入射光条件下不同光栅调制深度的拟合度, 其中包括了有/无 (图 4 中 A-C/B-C 拟合区间) 伍兹奇异情况的拟合度.

A-B-C 分段分别对应图 4 中的拟合分段区域. A, C 分别代表横坐标的始点和终点. 对于 780 nm 入射光, B 点所指角度为  $2.50^\circ$ ; 而对于 1500 nm 入射光, B 点所指角度为  $7.30^\circ$ .

由表 1 可知, 即使包括伍兹奇异位置, 拟合误差也很小. 若将伍兹奇异区域剔除, 拟合度基本为 1, 即由调整后的 Fano 表征方程能充分拟合采用 RCWA 所得的反射谱. 图 5 给出了拟合过程中所得

到的各参数与光栅调制深度的关系, 以便与图 3 结果对比.

表 1 入射波长、光栅调制深度和拟合区域 3 个变量下的拟合优度

Table 1. Goodness of fit at different incidence wave, modulation depth and match range.

调制深度/nm	780 nm		1500 nm	
	A-C	B-C	A-C	A-B
20	1.0000	1.0000	0.9999	1.0000
25	0.9998	1.0000	0.9998	1.0000
30	0.9998	1.0000	0.9994	1.0000
35	0.9998	1.0000	0.9991	1.0000
40	0.9997	1.0000	0.9986	1.0000
45	0.9996	1.0000	0.9976	1.0000
50	0.9994	0.9999	0.9967	1.0000
55	0.9992	0.9999	0.9951	1.0000
60	0.9988	0.9997	0.9932	1.0000
65	0.9984	0.9995	0.9904	1.0000
70	0.9978	0.9990	0.9870	1.0000
75	0.9973	0.9987	0.9843	1.0000
80	0.9963	0.9980	0.9805	1.0000

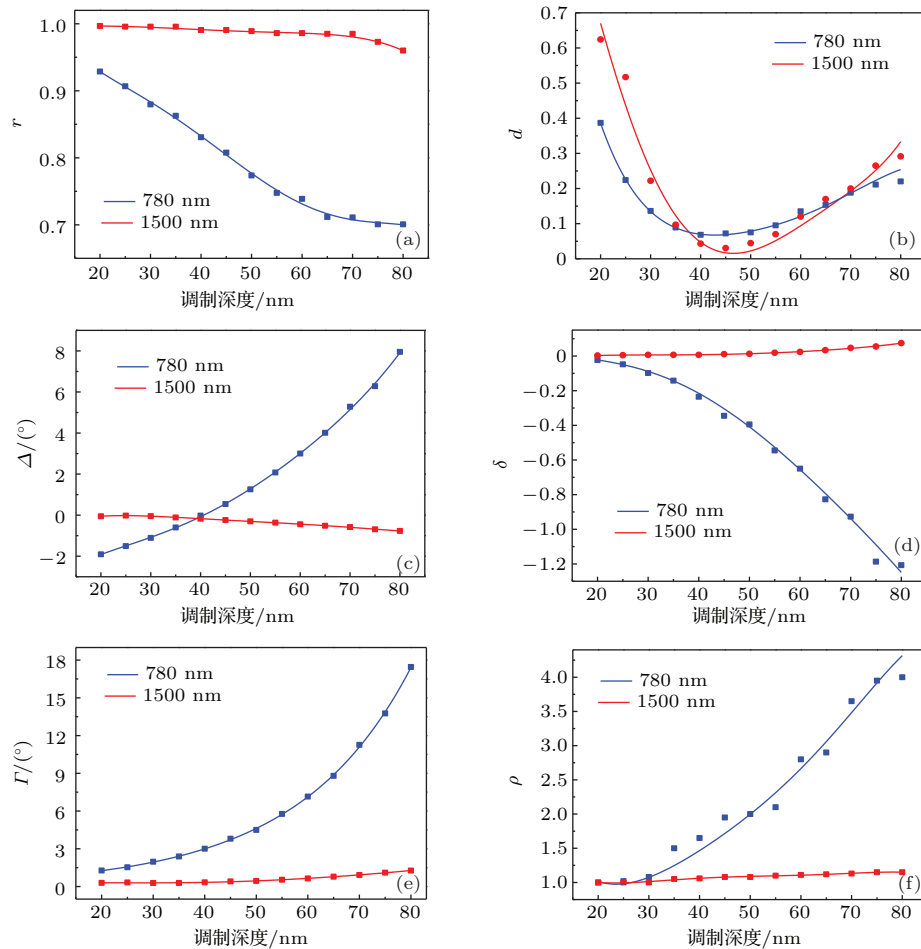


图 5 (网刊彩色) (3) 式中各个参数随调制深度的变化 (蓝色曲线代表 780 nm 入射, 红色曲线代表 1500 nm 入射) (a)  $r$ ; (b)  $d$ ; (c)  $\Delta$ ; (d)  $\delta$ ; (e)  $\Gamma$ ; (f)  $\rho$

Fig. 5. (color online) Relationships of parameters in equation (3) to modulation depth: (a)  $r$ ; (b)  $d$ ; (c)  $\Delta$ ; (d)  $\delta$ ; (e)  $\Gamma$ ; (f)  $\rho$ . Blue lines represent 780 nm incidence. Red lines represent 1500 nm incidence.

图 5(a) 为 Fano 方程 (3) 中背景反射随光栅调制深度的关系, 两种入射情况下, 背景反射均呈逐渐减小的趋势. 图 5(b) 中, 对于 780 nm 入射光,  $H = 40$  nm 时, 参数  $d$  达到最小值 0.0682; 对于 1500 nm 入射光,  $H = 45$  nm 时,  $d$  达到最小值 0.0305. 图 5(b) 说明存在一个最优深度使 SPP 有效束缚在光栅结构内, 几乎没有 SPP 共振辐射, 光栅抑制了 SPP 反耦合到自由空间中. 图 3 中, 反射率在光栅深度在 40—50 nm 时到达最小, 与图 5(b) 共振耦合辐射达到最小时的位置相符. 这说明方程 (3) 中共振辐射参量  $d$  的引入基本符合物理规律.

为方便比较两种激发波长下的角度偏移量, 图 5(c) 中给出的数据是各自共振角度相对于  $6.888^\circ$  的偏移值, 而非偏移的绝对值. 随  $H$  的增大, 对于 780 nm 入射光共振角度偏移量由  $-1.907$  增至  $7.951$  而对于 1500 nm 入射光其由  $-0.053$  减至  $-0.767$ , 呈现 13.8 倍的差距, 与 RCWA 计算结果 (13.7 倍) 相符. 图 5(d) 给出了共振耦合辐射与背景反射的幅值比 [19].

如图 5(e) 所示, 对于 780 nm 入射光, 参数  $\Gamma$  (能量损耗) 随  $H$  的增大从 1.275 迅速增长到 17.451, 而对于 1500 nm 入射光, 其由 0.291 缓慢增大到 1.270. 在 80 nm 光栅深度时,  $\Gamma$  参数相差 13 倍, 说明光损耗对激发波长具有强烈依赖性. 图 5(f) 给出了金属对非 SPP 模式电场的吸收系数  $\rho$ . 由计算可知, 在 780 nm 入射光下,  $R_A(\theta)$  的最大值为 0.1563; 在 1500 nm 入射光下,  $R_A(\theta)$  最大值为 0.0381. 说明非 SPP 模式的吸收量是微弱的.

### 5 近场计算

图 2 和图 3 所表述的反射特性是光栅表面所有物理效应的最终的综合结果, 上面已对远场的反射谱进行了公式拟合, 阐述了金属光栅反射谱中各效应及其贡献. 为此本节计算金属光栅表面近场分布, 探知以上复合 Fano 表征的合理性及准确性.

近场电场分布由应用软件 COMSOL (COMSOL Inc.) 计算得到. 在图 6(a) 两侧实施周期性边界条件即可计算  $x$  方向无限周期结构. 在  $y$  方向上高出光栅表面 6000 nm 处采用端口激发, 一个周期内输入电场功率为 1 W, 同时采用端口接收光栅反射的反射光. 结构参数与第三节中 RCWA 计算条件相同. 由 COMSOL 软件计算的远场积分而得到

的光栅反射率与 RCWA 计算结果 (图 2) 相同 (文中未给出), 表明近场分布计算结果的正确性. 图 6(b) 为光栅表面的等离子体被激发时电场  $y$  分量分布, 由图 6(b) 可知, SPP 被有效激发.

图 7 所示为近场分布随光栅调制深度的变化 (为方便比较, 取一个周期为说明单元). 随着调制深度的增加, 近场强度先增加 (在  $H = 40$  nm 时最大) 后减小. 对于 780 及 1500 nm 入射光, 近场强度变化趋势基本相同 (图 7(a)—(d) 及图 7(e)—(h)). 不同之处在于, 780 nm 入射光所激发的 SPP 电场更集中于金属光栅表面. 图 8 给出了光栅表面近场计算相关特征参数与调制深度的关系.

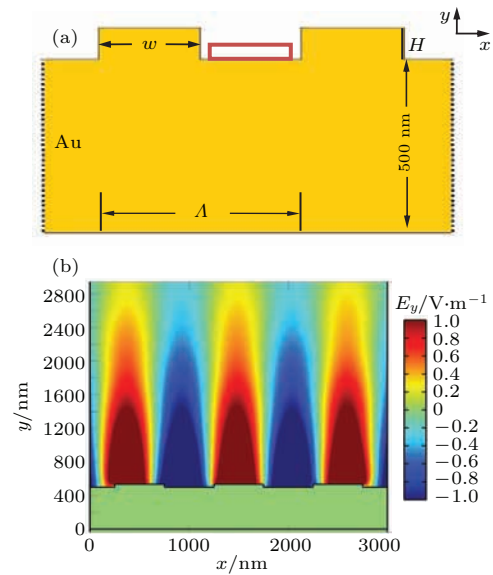


图 6 (网刊彩色) COMSOL 近场计算示意图 (a) 二维光栅平面示意图,  $\Lambda$  为光栅周期,  $w$  为光栅宽度,  $H$  为光栅调制深度, 左右点线边界为周期性边界, 红色线对应文中积分区域; (b) 三个周期内光栅电场  $y$  分量示意图

Fig. 6. (color online) Diagram of COMSOL near-field calculation. (a) 2-D grating,  $\Lambda$  is grating constant,  $w$  is grating width,  $H$  is modulation depth, left and right dashed line are periodic boundary, red zone is the integration region. (b) Chart of  $y$  component of electric field in three period.

图 8(a) 所示为光栅表面电场模的最大值  $|\mathbf{E}|_{\max}$  随调制深度的变化. 图中两种波长激发下的  $|\mathbf{E}|_{\max}$  均呈先增大后减小的趋势, 表面电场极值分别出现在调制深度  $H = 35$  nm (780 nm 入射光) 和  $H = 40$  nm (1500 nm 入射光) 处. 图 8(b) 所示为两种波长激发下的电场在水中穿透深度随调制深度的变化, 780 nm 入射光激发的 SPP 电场穿透深度远远低于 1500 nm 入射光的情形, 电场平均穿透深度分别是 310 nm (780 nm 入射光) 及 1050 nm

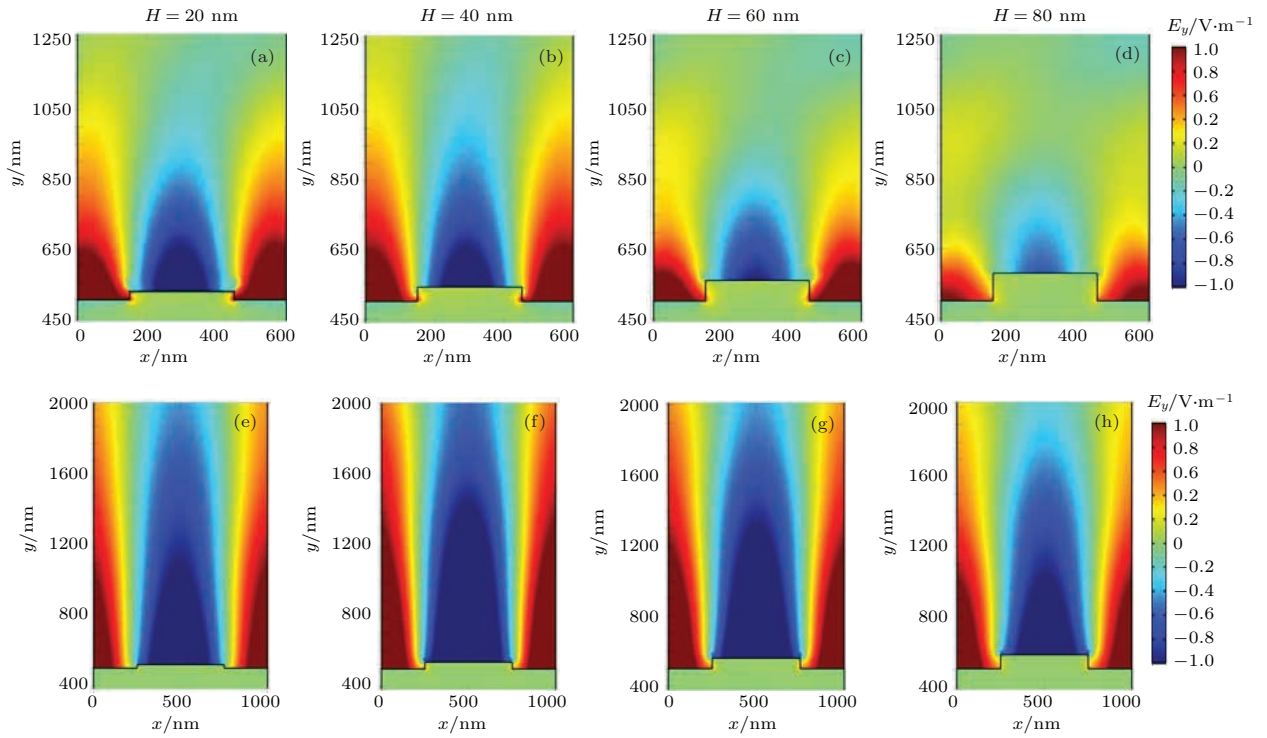


图7 (网刊彩色) 电场  $y$  分量分布图 (a)—(d) 入射光波长为 780 nm; (e)—(h) 入射光波长为 1500 nm

Fig. 7. (color online) Electric field  $y$  component distribution: (a)–(d) 780 nm incidence; (e)–(h) 1500 nm incidence.

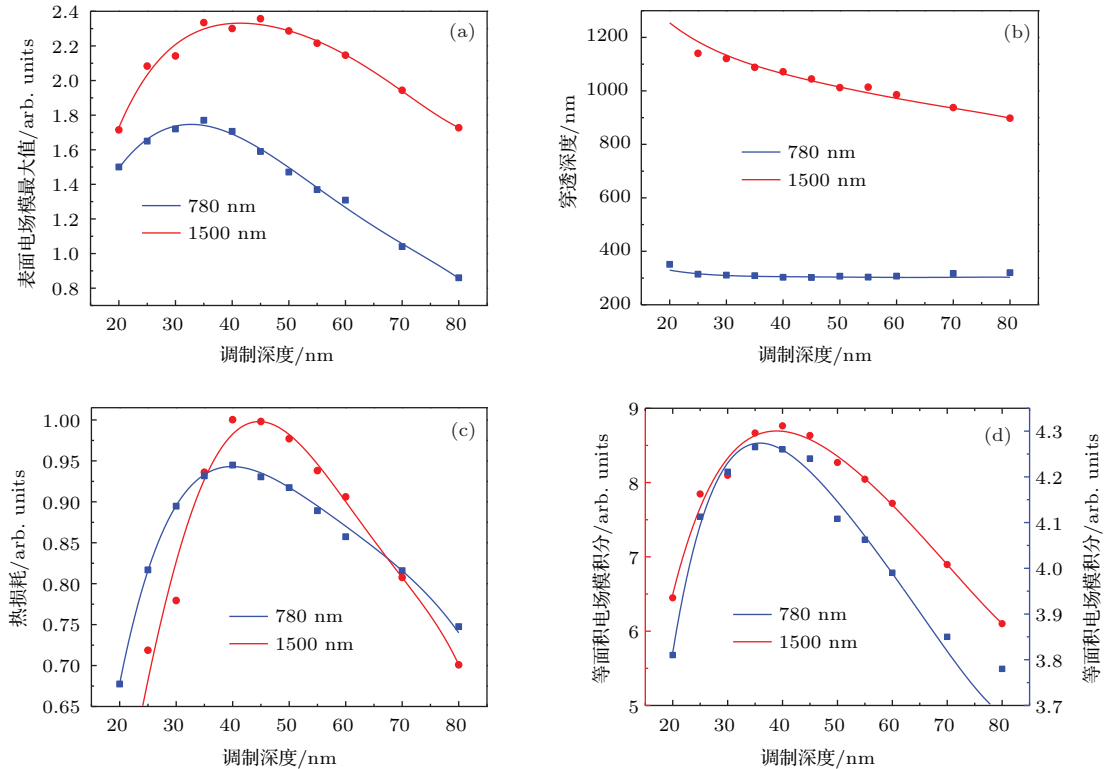


图8 (网刊彩色) 特征参数与调制深度的关系 (a) 光栅表面电场模最大值; (b) 穿透深度; (c) 金属热损耗; (d) 不同调制深度光栅凹槽内等面积电场模积分

Fig. 8. (color online) Relationships of 4 characteristic parameters to modulation depth: (a) maximum of electric field at grating surface; (b) penetration depth; (c) heat loss of metal; (d) equal-area electric field integration in grating grooves.



(1500 nm 入射光). 由于穿透深度小, 780 nm 入射光激发的 SPP 对光栅表面电介质折射率的变化更加敏感<sup>[20]</sup>, 这解释了 780 nm 激发下的共振角度偏移量是 1500 nm 激发下的近 14 倍, 见图 5(c).

图 8(c) 所示为两种入射波长下金属内的热损耗随光栅调制深度的变化. 传导电流的功率损耗密度

$$Q = \frac{1}{2} \text{Re}(J^* \cdot E) = \frac{1}{2} \sigma E_0^2,$$

其中  $J$  为传导电流,  $\sigma$  为金的电导率,  $E_0$  为金属表面的电场. 本文采用的是二维光栅,  $Q$  在金属区域面积积分即可得到金属的热损耗. 需要强调的是, 所得到的热损耗是整个金属结构的损耗,  $E_0$  包括了 SPP 模式电场和非 SPP 模式电场. 相比于 SPP, 非 SPP 模式吸收比较弱, 因此, 此处计算的总热损耗可以近似看作 SPP 热损耗. 由图 8(c) 可知, 两种入射波长下热损耗均呈先增大后减小的趋势, 分别在  $H = 40$  nm (780 nm 入射光) 和  $H = 45$  nm (1500 nm 入射光) 处达到最大值.

图 8(d) 是光栅凹槽一定区域内电场模的积分随光栅调制深度的变化, 为反映两种入射情况下光栅槽内所束缚的能量并进行比较<sup>[20]</sup>. 为避免奇异值, 积分区域剔除光栅结构的角落、尖角等(图 6(a) 红色线所示积分区域), 积分公式  $\iint |\mathbf{E}| dx dy$ . 由于光栅周期不同, 分别采用  $240$  nm  $\times$   $20$  nm (宽度  $\times$  高度, 780 nm 入射光) 及  $400$  nm  $\times$   $20$  nm (宽度  $\times$  高度, 1500 nm 入射光) 的积分面积. 由图 8(d) 可见, 两种波长激发下, 电场模积分都呈现先增大后减小的趋势, 分别在  $H = 35$  nm (780 nm 入射光) 和  $H = 40$  nm (1500 nm 入射光) 处达到最大值.

## 6 结果分析与讨论

依据 Fano 原理, 光栅远场反射主要源于两种贡献: 光栅界面的直接反射和 SPP 共振辐射. 由 Fano 解析得到的图 5(b) 揭示了 SPP 的共振辐射贡献. SPP 在光栅深度为 43 nm (780 nm 入射光) 或 46 nm (1500 nm 入射光) 时, 基本没有辐射. 近场计算的热损耗随光栅深度的变化(图 8(c)) 表明, 在调制深度为 40 nm (780 nm 入射光) 或 45 nm (1500 nm 入射光) 时, 光栅结构的热损耗达到最大. 此值与 Fano 分析中(图 5(b)) 所得的深度值基本一致, 分别相差 3 nm (780 nm 入射光) 及 1 nm (1500 nm 入射光). 这种一致性说明: 1) 对于反映光能量被光栅结构所束缚进而被吸收的金属光栅热损耗, 其直接逆向对应于 SPP 的共振辐射, 在对应深度下, 光栅抑制了 SPP 的辐射耦合; 2) 复合 Fano 分析(方程(3)) 所分解的 SPP 耦合是完全正确的. 由此, 我们可以合理地推论, 复合 Fano 分解中的其他各量(图 5) 也具有相当的准确性. 此外, 近场电场模的最大值及区域积分(图 8(a) 和图 8(d)) 也给出类似的结果, 见表 2.

表 2 列出了本文中所涉及的特征量的极值(极大值或极小值) 对应的光栅深度. 无论远场或近场计算, 各特征值均是对应光栅调制深度的离散值, 由多项式拟合得到连续值, 表中主值为拟合的结果, 其后是与离散值的误差. 特征量对应数值越相近, 表示对应的特征量越具有相关性. 对比表 2 所列数据可以发现, 反映 SPP 共振辐射直接相关的量为金属光栅的电场能量(热损耗) 以及反射率极小值; 而间接反映光栅耦合效率的曲线共振深度则与电场模相关.

表 2 相关物理特性极值对应的光栅调制深度

Table 2. Grating modulation depths corresponding extreme values of related physical characteristics.

特征量	$H/\text{nm}$	
	780 nm 入射光	1500 nm 入射光
反射曲线共振深度极大值(图 3(b))	33 $\pm$ 2.0	45 $\pm$ 1.0
反射率最小值极小值(图 3(d))	45 $\pm$ 1.0	45 $\pm$ 1.0
SPP 辐射耦合系数极小值(图 5(b))	43 $\pm$ 2.0	46 $\pm$ 1.0
表面电场模最大值极大值(图 8(a))	33 $\pm$ 3.0	41 $\pm$ 2.0
热损耗极大值(图 8(c))	40 $\pm$ 2.0	45 $\pm$ 1.0
近电场等面积积分极大值(图 8(d))	36 $\pm$ 2.0	39 $\pm$ 3.0

光栅结构激发 SPP, 在 SPP 传播过程中, 原则上光栅会将 SPP 反耦合入自由空间. 但由以上分析我们看到, 在某种结构下, SPP 共振耦合辐射被“抑制”. 产生这种“矛盾”的可能原因是, 不同于电介质光栅对光的衍射, 金属光栅中传播的 SPP 在金属光栅槽面上的顶角来回反射, 形成局域等离子体<sup>[20]</sup>, 也可能是 SPP 在金属壁间的来回反射在凹槽内形成驻波, 致使光能约束于光栅结构内.

## 7 结 论

本文通过对一维矩形金光栅反射率在两种激发波长下随光栅调制深度的变化的研究, 从复合 Fano 理论出发, 明确了光由入射到出射光栅表面的物理效应, 这些效应包括入射光波的直接反射、耦合激发 SPP 波、SPP 波沿界面传播、SPP 共振辐射并与直接反射波干涉, 以及能量损耗. 由 Fano 理论推导的公式能够匹配金属光栅远场反射谱. 近场计算的热损耗与复合 Fano 表征中的 SPP 共振辐射系数的一致性, 不仅证明了本文采用复合 Fano 表征金属光栅的合理性, 同时反映了金属光栅对光能量的约束作用. 以上结果为今后金属光栅耦合的应用提供了可靠的物理依据, 为创新设计光栅耦合能量约束器件展示了可能性.

## 参考文献

[1] Eftekhari F, Escobedo C, Ferreira J, Duan X, Girotto E, Brolo A, Gordon R, Sinton D 2009 *Anal. Chem.* **81** 4308

[2] Atsushi O, Kato J, Kawata S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 267407

[3] Fu Y, Li K, Kong F 2008 *PIER* **82** 109

[4] Khajavikhan M, Simic A, Katz M, Lee J H, Slutsky B, Mizrahi A, Lomakin V, Fainman Y 2012 *Nature* **482** 204

[5] Huang H, Zhao Q, Jiao J, Liang G F, Huang X P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 135201 (in Chinese) [黄洪, 赵青, 焦蛟, 梁高峰, 黄小平 2013 物理学报 **62** 135201]

[6] Jing Q L, Du C G, Gao J C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 037302 (in Chinese) [荆庆丽, 杜春光, 高健存 2013 物理学报 **62** 037302]

[7] Hu C K 2010 *Ph. D. Dissertation (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology)* (in Chinese) [胡昌奎 2010 博士学位论文(武汉: 华中科技大学)]

[8] Wang L, Cao J X, Lü Y, Liu L, Du Y C, Wang J 2012 *Chin. Phys. B* **21** 017301

[9] Chen Y Y, Qin L, Tong C Z, Wang L J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 167301 (in Chinese) [陈泳屹, 秦莉, 佟存柱, 王立军 2013 物理学报 **62** 167301]

[10] Anttu N, Guan Z Q, Hakanson U, Xu H X, Xu H Q 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 091111

[11] Hori H, Tawa K, Kintaka K, Nishii J, Tatsu Y 2009 *Opt. Rev.* **16** 216

[12] Xiao Y F, Zhang W P, Huang H H, Pang L 2013 *Chin. J. Lasers* **40** 1114001 (in Chinese) [肖钰斐, 张卫平, 黄海华, 庞霖 2013 中国激光 **40** 1114001]

[13] Zhang Z Y, Wang L N, Hu H F, Li K W, Ma X P, Song G F 2013 *Chin. Phys. B* **22** 104213

[14] Li J Y, Qiu K S, Ma H Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 106804

[15] Li J Y, Gan L, Li Z Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 117302

[16] Liu H, Lalanne P 2008 *Nature* **452** 728

[17] Liu H, Lalanne P 2013 *Opt. Express* **21** 16753

[18] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866

[19] Genet C, Exter M P, Woerdman J P 2003 *Opt. Commun.* **225** 331

[20] Pang L, Chen H M, Wang L, Beechem J M, Fainman Y 2009 *Opt. Express* **17** 14700

# Suppression of metal grating to surface plasma radiation\*

Wang Ping<sup>1)</sup> Hu De-Jiao<sup>1)</sup> Xiao Yu-Fei<sup>2)</sup> Pang Lin<sup>1)†</sup>

1) (*College of Physical Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

2) (*Fujian CASIX Inc., Fuzhou 350014, China*)

( Received 27 October 2014; revised manuscript received 4 December 2014 )

## Abstract

Surface plasmon polaritons (SPP) are widely investigated in many fields because of the surface confinement of their electromagnetic field. Grating coupling is one of the methods to achieve the momentum match between light in free space and the surface plasmon to excite SPP. Because of the nature of the grating coupling, its parameters will greatly affect the coupling efficiency. Varying the grating modulation depth but keeping other parameters unchanged, we investigate the reflection spectra of one dimensional rectangle metallic grating by rigorous coupled-wave theory under the irradiation of incident light of 780 and 1500 nm in wavelength, respectively. According to Fano theory, the reflectance of metallic grating is the result of interference of two components, i.e., a directly reflected mode from the metal surface and a resonance radiation mode coupled out by the SPP propagating along the grating surface. We derive the Fano-type expression to describe the reflection spectra, and explain the contributions of directly reflected mode, SPP resonance radiation mode and the interference between these two effects. Near-field electromagnetic distribution on metallic grating surface proves that the Fano-type expression is accurate enough to reflect the nature of the interference between the direct and radiation modes. Most importantly, our results from the expressions suggest that in some special grating condition, the metallic grating almost completely suppresses the SPP radiation propagating from grating to free space, which means that the energy of light can be completely trapped inside the grating. The phenomenon can be employed in designing light trapping device.

**Keywords:** surface plasmon polaritons, grating coupling, Fano theory, light trapping

**PACS:** 73.20.Mf, 07.60.-j, 68.47.De

**DOI:** 10.7498/aps.64.087301

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61377054).

† Corresponding author. E-mail: [panglin\\_p@yahoo.com](mailto:panglin_p@yahoo.com)