

基于 SPPs-CDEW 混合模式的亚波长单缝多凹槽结构全光二极管

祁云平 南向红 摆玉龙 王向贤

All-optical diode of subwavelength single slit with multi-pair groove structure based on SPPs-CDEW hybrid model

Qi Yun-Ping Nan Xiang-Hong Bai Yu-Long Wang Xiang-Xian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 117102 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.117102

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.117102>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I11>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

“ $\theta$ ”型谐振腔结构的光学透射特性

Transmission characteristics of surface plasmon polaritons in “ $\theta$ ”-shaped resonator

物理学报.2017, 66(1): 017301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.017301>

银纳米颗粒对纳米金刚石的拉曼及荧光增强特性研究

Effects of silver nanoparticles on Raman spectrum and fluorescence enhancement of nano-diamond

物理学报.2016, 65(19): 197301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.197301>

一维金属光栅嵌入磁性介质纳米结构下的横向磁光克尔效应的增强

Great enhancement of transversal magneto-optical Kerr effect for magnetic dielectric film embedded by one-dimensional metallic grating

物理学报.2016, 65(14): 147302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.147302>

基于微波表面等离子激元的  $360^\circ$  电扫描多波束天线

$360^\circ$  scanning multi-beam antenna based on spoof surface plasmon polaritons

物理学报.2016, 65(14): 147301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.147301>

三元混晶四层系统的表面和界面声子极化激元

Surface and interface phonon-polaritons in four layer systems consisting of polar ternary mixed crystals

物理学报.2014, 63(10): 107105 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.107105>

# 基于SPPs-CDEW混合模式的亚波长单缝多凹槽结构全光二极管\*

祁云平<sup>1)†</sup> 南向红<sup>1)</sup> 摆玉龙<sup>1)</sup> 王向贤<sup>2)</sup>

1)(西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)

2)(兰州理工大学理学院, 兰州 730050)

(2016年12月27日收到; 2017年3月22日收到修改稿)

全光二极管是集成光子回路上最基本的光子器件, 如何有效增强全光二极管的单向透射性, 提高消光比一直是学者们研究的重点. 当前, 利用表面等离子极化激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 和复合衍射衰减波 (composite diffracted evanescent wave, CDEW) 的亚波长金属微纳结构构建全光二极管器件还鲜有研究. 因此, 开发出一种可调制的全光二极管, 对未来制备复杂的光子回路具有重要意义. 本文提出了一种基于SPPs-CDEW混合模式设计全光二极管的方法和结构, 该结构结合纳米缝中的类法布里-珀罗共振效应, 利用结构参数对SPPs进行调控, 实现了光束单向透过的功能. 首先, 利用理论推导和有限元算法分析了单缝-对称双凹槽纳米结构的透射增强现象, 提出了透射增强和削弱的物理机理. 其次, 计算出规约化透射率随单狭缝和凹槽对之间距离变化的远场透射谱, 给出的理论和数值计算结果符合得很好. 最后, 通过此透射谱精确确定凹槽的位置和数量, 得出上表面对称分布五对增强透射凹槽、下表面六对抑制透射凹槽的最优全光二极管结构, 有效增强了全光二极管的单向透射性, 提高了消光比, 最大消光比可以达到38.3 dB, 即正向透射率是反向透射率的6761倍, 比已有文献提高了14.6 dB, 并在850 nm左右有70 nm宽的工作波长带宽 (> 20 dB). 本文提出的光二极管结构简单, 宽带宽工作, 易于集成, 耦合效率高, 研究结果对光学信号传输、集成光回路、超分辨率光刻等相关领域具有潜在的应用价值.

**关键词:** 全光二极管, 表面等离子体极化激元, 非互易导通, 消光比

**PACS:** 71.36.+c, 73.20.Mf, 42.25.Bs, 78.67.Pt

**DOI:** 10.7498/aps.66.117102

## 1 引言

近年来, 表面等离子激元亚波长光学 (surface plasmon-subwavelength optics, SPSO)<sup>[1]</sup> 成为在亚波长尺度下实现对光波操控和约束领域的研究热点. 1998年Ebbesen等<sup>[2]</sup>首次在《Nature》上报道的金属薄膜亚波长微孔阵列结构中的光学异常透射 (extraordinary optical transmission, EOT) 现象, 引了解释该现象物理机理的研究热潮. 光通过各种亚波长金属结构, 包括单狭缝-单狭缝-凹槽、一维光栅结构、圆环形凹槽结构等, 会出现

异常透射现象<sup>[3-16]</sup>. 文献<sup>[6]</sup>利用复合衍射衰减波 (composite diffracted evanescent wave, CDEW) 模型<sup>[7]</sup>, 研究了单狭缝-凹槽结构中远场透射增强现象. 同年Lalanne和Hugonin<sup>[8]</sup>通过理论模拟和推导, 对文献<sup>[6]</sup>中的实验结果给出解释, 说明了表面等离子极化激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 的激发是单狭缝-凹槽结构中远场透射增强和削弱变化的主要原因. 文献<sup>[9]</sup>给出了基于单狭缝-凹槽结构表面波增强透射和聚焦的实验结果. 文献<sup>[10]</sup>对这方面工作进行了综述. 文献<sup>[11]</sup>研究了光栅结构的情况, 分析了SPPs和其他光学模式对亚波长金属光栅结构中的透射作用. 对于EOT

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61367005, 41461078) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [yunpqi@126.com](mailto:yunpqi@126.com)

现象产生的物理机理,国际上学者们较为普遍的看法是SPPs的有效激发. SPPs是金属表面自由电子集体震荡与入射电磁波相互作用所产生的一种表面电磁模式<sup>[1,17]</sup>,它具有很强的局域性,可以被约束在很小的尺度上,能够突破衍射极限,因此,基于SPPs的各种纳米光子学器件被认为是实现纳米全光集成最有希望的途径<sup>[18]</sup>.

集成光子回路上最基本的光子器件就是全光二极管,开发一种可调制的全光二极管,有望成为未来制造光计算机的核心技术. 所谓全光二极管,是指能够单向进行光传输的装置. 与现有电脑使用的半导体二极管相比,全光二极管储存和处理信息的速度将快得多. 将来采用可进行“非互易传输 (unidirectional nonreciprocal transmission)”光二极管制造的光计算机,不仅处理速度更快,稳定性也将更高. 研究者们此前已开发出多种结构的全光二极管<sup>[19-37]</sup>. 主要有以下几种.

1) 基于光子晶体来实现光信号的非互易导通(即光二极管效应)的全光二极管设计: 文献<sup>[19]</sup>提出了一种基于三明治非线性布拉格光栅结构的光孤子全光二极管; 文献<sup>[20]</sup>通过一维光子晶体与有损耗的金属薄膜构成的异质结构中的光隧穿行为设计出高效的全光二极管; 对于二维光子晶体,理论上提出了一种基于六角格子光子晶体波导微腔和Fabry-Perot (F-P)腔非对称耦合的全光二极管结构<sup>[21]</sup>,它由一个包含非线性Kerr介质的高 $Q$ 值微腔与一个光子晶体波导中的F-P腔组成; 文献<sup>[22]</sup>从实验上研究了具有空间反演对称性破缺的二维双组分有机光子晶体异质结构,实现了不依赖于光学非线性的纳米尺度的全光二极管; 在两个参数不同的光子晶体之间用倾斜的界面靶组合(称为两个光子晶体的异质结)得到的全光二极管,具有显著的单向性<sup>[23,24]</sup>; 利用光传输自准直特性的二维近红外金属光子晶体异质结构的单向光传输特性也被详细研究<sup>[25]</sup>; 在具有空间对称性破缺的光子晶体波导中,通过对传输通道进行试探性的调控,也可以实现光学模式的单向传输<sup>[26]</sup>; 文献<sup>[27]</sup>提出了一种基于独立微纳束的光子晶体波导的光控单向光学器件,并有希望实现这类器件的微型化; 文献<sup>[28]</sup>提出并实验证明了基于热辐射效应的光纤-芯片-光纤机械系统的路径非对称光传输方案. 以上均为基于光子晶体设计的全光二极管,然而由于光子晶体是人工制造的折射率周期性变化的微观结构,其制造工艺比较复杂,精度要求较高,结构

实现较困难.

2) 基于磁性物质来实现非互易导通的全光二极管设计: 文献<sup>[29]</sup>考虑了金薄膜的光栅附着在金属氧化物反铁磁基底上,利用反铁磁性对于光的时间反演不变性,来实现光的单向性; 文献<sup>[30]</sup>利用磁光效应和光共振效应,实验上得到了基于单向光学共振器的单片集成光隔离器,即全光二极管.

3) 基于非线性光学效应实现单向性的全光二极管设计: 文献<sup>[31]</sup>通过在 $\text{SiO}_2$ 基板上形成Si制光导波路和两个环形谐振器来实现全光二极管,该二极管功能通过谐振器距离的不同以及非线性效应两种组合要素实现; 文献<sup>[32]</sup>也提出基于自相位调制效应的由两个硅基环形谐振腔构成的中红外全光二极管.

4) 其他措施来实现光传播的单向性: 利用非线性光学过程来实现单向性<sup>[33]</sup>; 利用不对称非线性(反向)饱和吸收<sup>[34]</sup>来实现光的单向性; 利用超材料中的单向电磁诱导透明所产生的Fano线型透射谱来实现亚波长电磁二极管<sup>[35]</sup>; 还有利用两个回音壁微腔耦合的方法<sup>[36]</sup>,在实验上观察到了光的单向传输,并实现了基于宇称时间对称结构的全光二极管.

虽然以上全光二极管实现了光的单向传输性,但在总体性能参数上,如光强阈值、消光比、工作带宽和最大透射率等方面或多或少存在不足. 因此,本文设计出了结构简单、宽带宽工作、耦合效率高、易于集成的全光二极管.

当前,利用SPPs的亚波长金属纳米结构构建全光二极管器件还鲜有研究<sup>[37]</sup>. 有研究人员通过理论和实验研究发现SPPs有时可以增强透射,有时反而削弱透射<sup>[38]</sup>. 本文利用SPPs在金属银膜上下两个表面不同的亚波长单缝多凹槽结构来实现增强和削弱透射的单向性传输,提出了一种基于SPPs-CDEW混合模式的亚波长单缝-多凹槽微纳结构全光二极管设计方案. 此方案包含了在金属银膜上穿透的亚波长单缝和多个在金属银膜上刻蚀的亚波长凹槽等纳米结构,即在银膜两个表面都刻蚀对称凹槽对结构,并且上下两表面的凹槽离单缝的距离位置非对称错开,随着缝槽激发的SPPs的影响,此结构在入射方向对光有透射增强作用,而在相反方向上对透射却有抑制作用,表现出全光二极管的单向传输效应. 经过理论推导和有限元法数值模拟和优化,得到消光比(extinction ratio)最大时的凹槽数量和位置,有效增强了全光二极管

的单向透射性, 提高了消光比, 比文献[37]提高了14.6 dB, 最大消光比达到38.3 dB.

## 2 模型结构和理论

### 2.1 理论模型

Lalanne等[8]通过理论推导和数值计算, 深入研究了金属银膜单狭缝-单凹槽结构中的透射增强现象, 并成功解释了文献[6]关于单狭缝-单凹槽结构中远场透射随缝槽距离变化的实验结果, 证明了SPPs是单狭缝-单凹槽结构中远场透射周期性变化增强或削弱的主要原因. 但是关于金属银膜单狭缝-对称双凹槽结构的理论模型以及对远场透射随缝槽距离变化方面的研究目前还处于空白阶段. 本文所提出的基于SPPs-CDEW混合模式的亚波

长单缝-多凹槽纳米结构全光二极管正是基于单狭缝-对称双凹槽模型的理论推导和数值仿真, 由此确定银膜上下两个表面不同的凹槽数目和位置.

本文研究的具有透射增强或抑制效果的单狭缝-对称双凹槽的模型如图1所示. 深灰色区域是银膜, 银膜厚度 $E = 200$  nm, 与文献[37]保持一致, 在银膜上开了一条单缝并刻蚀了两条对称凹槽: 单狭缝和凹槽尺寸与文献[6, 8]相同, 即狭缝附近左右对称各有一条矩形凹槽, 缝宽和凹槽宽度均为 $w = 100$  nm, 凹槽深度 $h = 100$  nm. 一束波长 $\lambda = 850$  nm的TM平面波(p极化波)垂直入射到该狭缝-双凹槽结构, 并穿过狭缝形成远场透射. 本文通过改变单狭缝和凹槽中心之间的距离 $d$ 来研究双凹槽激发的表面波对狭缝透射的影响. 银的介电常数取在波长850 nm的近红外光垂直入射下的实验数据[39,40]平均值 $\epsilon_{\text{Ag}} = -33.06 + i1.166$ .

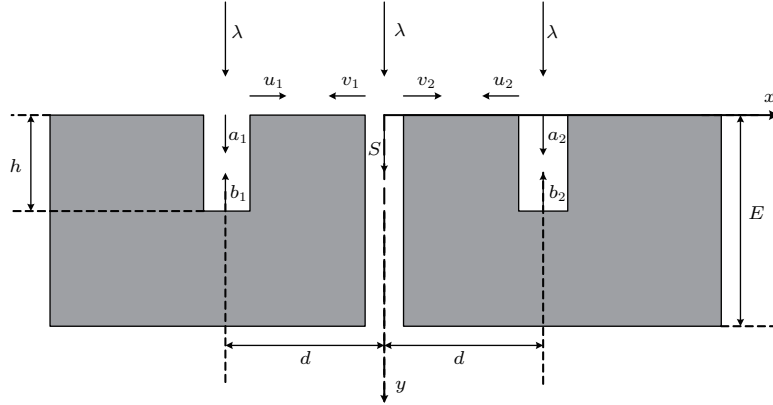


图1 银膜上亚波长纳米单狭缝对称双凹槽模型示意图

Fig. 1. Schematic of a subwavelength nanosingle-slit surrounded by symmetric double grooves on silver film.

### 2.2 金属银膜单狭缝-对称双凹槽模型中的异常透射

如图1所示, 本文用 $u$ 和 $v$ 分别表示在银膜/空气界面处狭缝和凹槽之间两个相反方向上传播的SPPs模式的幅度, 用 $a$ 和 $b$ 分别表示在凹槽内部上下两个相反方向上传播的凹槽基本模式的幅度系数, 下标1, 2分别表示左右对称两个凹槽. 耦合模式方程组如下:

$$\begin{aligned} v_1 &= \beta + rW_1u_1 + W_1u_2, \\ v_2 &= \beta + rW_1u_2 + W_1u_1, \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} u_1 &= \beta + \alpha Vb_1 + rv_1W_1 + ru_2W_2, \\ u_2 &= \beta + \alpha Vb_2 + rv_2W_1 + ru_1W_2, \end{aligned} \quad (1b)$$

$$b_1 = r_m V a_1, \quad b_2 = r_m V a_2, \quad (1c)$$

$$\begin{aligned} a_1 &= t_0 + \alpha W_1v_1 + \alpha W_2u_2 + r_0 V b_1, \\ a_2 &= t_0 + \alpha W_1v_2 + \alpha W_2u_1 + r_0 V b_2, \end{aligned} \quad (1d)$$

$$S = t_0 + \alpha W_1u_1 + \alpha W_1u_2, \quad (1e)$$

其中,  $\alpha$ 是缝或槽中波传播的基模在银/空气界面处激发SPPs的模式耦合散射系数,  $\beta$ 是入射平面波在银/空气界面处激发SPPs的模式耦合散射系数[12];  $V$ 是槽内垂直方向光波传播的相位因子,  $W_1$ 是缝槽之间水平方向SPPs沿银膜表面传播的相位因子,  $W_2$ 是两个槽之间水平方向SPPs传播的相位因子, 相位因子 $V$ ,  $W_1$ 和 $W_2$ 分别是 $V = \exp(ikn_{\text{eff}}h)$ ,  $W_1 = \exp(ik_{\text{spp}}d)$ ,  $W_2 = \exp(ik_{\text{spp}}2d)$ , 其中 $n_{\text{eff}}$ 是凹槽基本模式的有效折射率( $n_{\text{eff}} \approx 1$ ), SPPs波矢 $k_{\text{spp}} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Ag}}}{\epsilon_{\text{Ag}} + 1}}$ ;

$h$  为凹槽深度,  $d$  为凹槽-狭缝间距;  $r_m$  和  $r_0$  分别是凹槽基本模式在凹槽底部-金属反射率和凹槽顶部-空气界面处的反射率,  $r$  是 SPPs 在银金属表面传播时经过缝接口处的后向反射系数;  $S$  是有对称双凹槽的条件下单缝内传播基模的耦合系数,  $t_0$  表示在没有凹槽的情况下进入金属单狭缝透射的耦合系数,  $|S|^2$  是单缝内传播基模的耦合功率(归一化没有凹槽的单缝内基模耦合功率  $|t_0|^2$ ), 即  $|S/t_0|^2$  表示最终规约化后的远场透射.

文献 [12] 对不同缝宽金属缝槽内的基模和不同波长入射平面波激发 SPPs 的激发效率进行了详细研究, 其中

$$\alpha = \frac{1}{i} \left( \frac{4 n_2^2}{\pi n_1} \frac{\sqrt{|\varepsilon_{Ag}|}}{-\varepsilon_{Ag} - n_2^2} w' \right)^{1/2} \frac{I_1}{1 + (n_2/n_1) w' I_0},$$

$$\beta = -\sqrt{\frac{n_2}{n_1}} \frac{\text{sinc}(\pi w' \theta)}{\sqrt{\cos \theta}} \alpha,$$

$I_0, I_1$  可由高斯-切比雪夫积分和高斯-勒让德积分法算出:

$$I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} du \text{sinc}^2(\pi w' u) / \sqrt{1-u^2}$$

$$= 3.0714 - i3.7492,$$

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} du \frac{\text{sinc}(\pi w' u) \cos(\pi w' u)}{\sqrt{1-u^2} \left( \sqrt{1-u^2} + \sqrt{\frac{n_2^2}{\varepsilon + n_2^2}} \right)}$$

$$= 0.7358 + i2.8538.$$

缝槽内介质有效折射率参考文献 [15] 的计算方法可以得出  $n_1 = 1.22$ , 缝槽外入射空间介质折射率  $n_2 = 1$ , 在归一化等效缝宽为  $w' = \frac{n_2}{\lambda} w = 0.1174$  的条件下  $\alpha = 0.3245 + i0.01214$ ,  $\beta = -0.2938 - i0.01099$ . 单缝和槽内基模激发 SPPs 效率 [12] 为  $e_{SP} = |\alpha^+(w/2)|^2 + |\alpha^-(w/2)|^2 \approx 21.1\%$ , 在垂直入射 ( $\theta = 0$ ) 的条件下, 入射平面波激发 SPPs 效率为  $e_{SP} = |\beta^+(w/2)|^2 + |\beta^-(w/2)|^2 \approx 17.29\%$ . 在 (1) 式中  $r_m \approx -1$ ,  $r_0$  结合亚波长缝中的类 F-P 腔共振效应给出缝端口空气界面处的反射率, 参考文献 [41] 中的 (20) 式给出  $r_0 = 0.941 - 0.595 e^{-\frac{1}{4.45w'}} - 0.443 e^{-\frac{1}{23.86w'}} = 0.5433$ , 意味着凹槽顶部-空气界面由于强散射形成了高反射率介质层. 因为  $|r| < 0.05$ , 本文给出  $r = -0.05$ ,  $r_m$  和  $r$  的负号表示反射波相对于入射波有  $\pi$  的相位差.

从上述方程组我们得到

$$S = t_0 + 2\alpha W_1 [\beta (1 + r W_1) (1 - r_0 r_m V^2)$$

$$+ \alpha r_m V^2 (t_0 + \alpha \beta W_1)]$$

$$\times [1 - r_0 r_m V^2 - r_m r \alpha^2 V^2 W_1^2$$

$$- r^2 W_1^2 (1 - r_0 r_m V^2) - r_m \alpha^2 V^2 (W_1^2 + W_2)$$

$$- r (W_1^2 + W_2) (1 - r_0 r_m V^2)]^{-1}. \quad (2)$$

图 2 给出了由 (2) 式算出的规约化功率耦合透射率  $|S/t_0|^2$  随狭缝-对称双凹槽间距  $d$  周期震荡变化的曲线, 并和用有限元方法 (the finite element method, FEM) 模拟计算的结果做了比较. 图中黑色实线代表用 FEM 计算的透射谱, 蓝色实线代表利用 (2) 式 SPPs 理论计算出的结果. 由图 2 可以看出, 在狭缝-对称双凹槽间距离  $d > 4 \mu\text{m}$  以后的范围, SPPs 理论推导的结果和 FEM 模拟结果能够较好地符合. 对称双凹槽对单缝透射增强的效果比没有凹槽的远场透射增强了 2.2 倍左右, 在透射增强的谱线上出现了双峰, 且左峰稍大于右峰, 而在抑制透射的谱线谷底位置比较平坦. 说明用 SPPs 理论模型来解释远场透射的周期变化还是合适的. 但是在  $d < 4 \mu\text{m}$  的范围内, SPPs 理论模型推导的结果和 FEM 模拟计算的谱线的振幅、峰值位置结果都有所差异. FEM 结果可以看到透射增强的谱线双峰上右峰明显大于左峰, 特别是狭缝-对称双凹槽间距离  $d = 594 \text{ nm}$  处的规约化功率透射系数可以达到 3.81, 而 SPPs 推导的透射谱振幅基本上是恒定的, 这是 SPPs 理论无法解释的. 为此我们引入 CDEW 模型来对 SPPs 理论模型进行修正.

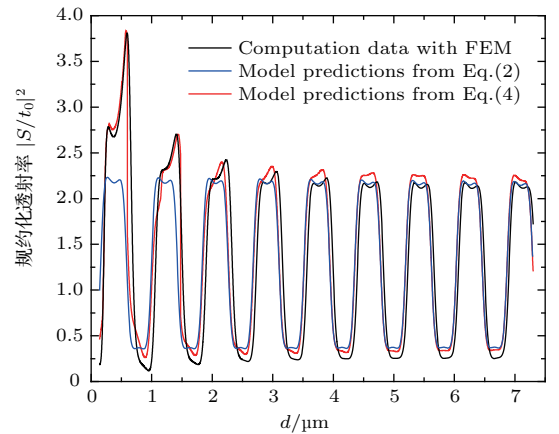


图 2 (网刊彩色) FEM 数值计算、SPPs 模型和 SPPs-CDEW 混合模式模型给出的随缝槽间距  $d$  周期变化的规约化远场透射谱

Fig. 2. (color online) Normalized transmission versus the distance of groove and slit  $d$  given by FEM numerical computation, SPPs model, and SPPs-CDEW hybrid model.

### 2.3 SPPs-CDEW 混合模式单狭缝-对称双凹槽异常透射模型

CDEW 模型<sup>[7]</sup>把入射光在狭缝、凹槽等缺陷处散射的各种频率的电磁波分为辐射波和表面波,其中波矢  $k_x < |k_0|$  的部分为辐射出去的辐射模式,波矢  $k_x > |k_0|$  的部分表示波矢大于入射光的表面衰减模式. 所有沿表面传播的衰减波 (SPPs 也是表面衰减波中的一种) 看成一个复合的波包来近似处理, CDEW 波本质上是入射光在狭缝、凹槽等缺陷处产生的衍射波的集合, 其沿表面传播的电场表达式可近似表示为

$$E_{\text{CDEW}}(d) \approx A_0 \frac{w}{d} \cos(k_{\text{surf}} \cdot d + \varphi), \quad (3)$$

其中  $A_0$  为振幅系数,  $w$  是缝或槽的宽度,  $\varphi$  是使缝槽距离  $d = 594 \text{ nm}$  时达到最大透射峰的初始相位, 拟合系数分别是  $A_0 = 1$ ,  $\varphi = 0.447\pi$ ,  $k_{\text{surf}}$  是 CDEW 表面波的平均波矢

$$k_{\text{surf}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{surf}}} = \frac{2\pi}{800 \text{ nm}} = 7.854 \times 10^6.$$

从 (3) 式可以看出, 随着缝槽距离  $d$  的增大 CDEW 波的振幅会下降并与  $d$  成反比关系, 说明 CDEW 波易衰减. 为了更好地解释 FEM 模拟 (如图 2 中黑色实线) 的规约化功率透射谱振幅强度随着传播长度  $x$  的增加而下降的现象, 本文引入 CDEW 模型对 SPPs 理论模型进行修正, 提出 SPPs-CDEW 混合模式模型, 得到单缝-对称双凹槽内传播基模的耦合系数  $S$  为

$$S = t_0 + pE_{\text{SPP}} + qE_{\text{CDEW}}, \quad (4)$$

其中  $E_{\text{SPP}}$  取自 (2) 式,

$$\begin{aligned} E_{\text{SPP}} = & 2\alpha W_1 [\beta (1 + rW_1) (1 - r_0 r_m V^2) \\ & + \alpha r_m V^2 (t_0 + \alpha \beta W_1)] [1 - r_0 r_m V^2 \\ & - r_m r \alpha^2 V^2 W_1^2 - r^2 W_1^2 (1 - r_0 r_m V^2) \\ & - r_m \alpha^2 V^2 (W_1^2 + W_2) \\ & - r (W_1^2 + W_2) (1 - r_0 r_m V^2)]^{-1}. \end{aligned}$$

$E_{\text{CDEW}}$  由 (3) 式给出,  $p, q$  分别表示 SPPs 模式和 CDEW 模式各自所占的模式比例系数, 规约化后的远场功率透射谱仍由  $|S/t_0|^2$  给出, 得到的 SPPs-CDEW 混合模式模型结果和 FEM 模拟结果基本符合, 如图 2 中红色实线所示: 红色实线代表利用 (4) 式 SPPs-CDEW 混合模式模型计算出的结果. 特别是在  $d < 4 \mu\text{m}$  的范围内, 在透射增强的谱线上出现的双峰中右峰大于左峰. 且图 2 中黑色谱线

FEM 计算的振幅下降、峰值位置结果与本文 SPPs-CDEW 混合模式模型 (红色实线) 预测的结果一致, 说明在狭缝和对称凹槽距离较近时 ( $d < 4 \mu\text{m}$ ), 远场透射是由 SPPs 和 CDEW 共同决定的. 其中 CDEW 振幅随传播距离衰减的特性决定了透射振幅的下降现象, 特别是前两个透射谱线峰值的增强, 以及右峰大于左峰的增强, 很大一部分是 CDEW 波的贡献; 当 CDEW 波随着传播距离迅速衰减后, SPPs 主导了规约化的远场透射谱, SPPs 决定了透射峰的位置和振幅. 如从第三个透射峰之后, 透射峰振幅基本保持 2.2 恒定不变, 并且  $d > 4 \mu\text{m}$  的范围内透射谱增强区域出现的双峰中左峰大于了右峰.

### 3 全光二极管的设计

本文所提出的基于单狭缝-多凹槽纳米结构的全光二极管的结构如图 3(a) 所示, 深灰色区域是

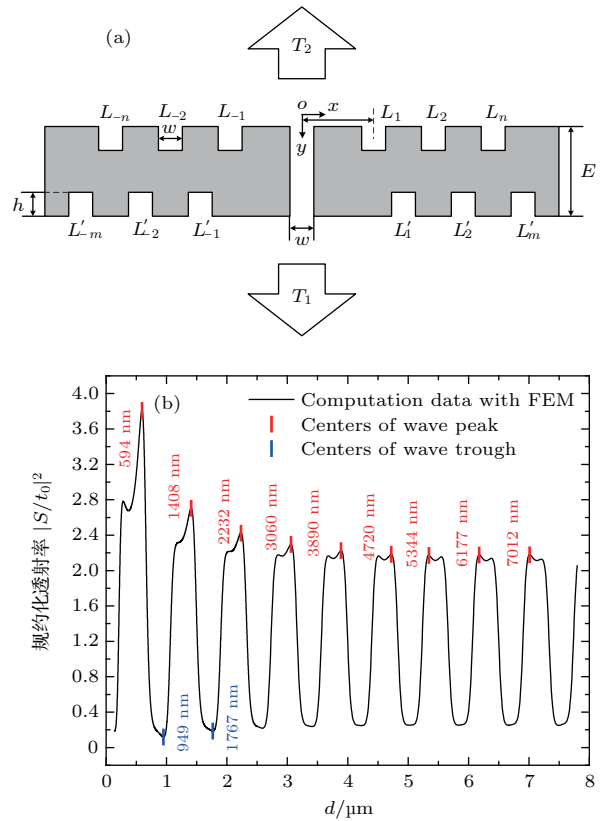


图 3 (a) 基于单狭缝-多凹槽纳米结构全光二极管结构示意图; (b) 有限元法计算的随缝槽间距  $d$  周期变化的规约化远场透射谱

Fig. 3. (a) Schematic of optical diode based on a sub-wavelength nanoslit surrounded by symmetric multi-grooves on silver film; (b) normalized transmission versus the distance of groove and slit  $d$  calculated by the finite element method.

银膜, 在厚度  $E = 200 \text{ nm}$  的银膜上开了一条单缝, 单狭缝两侧上下银膜表面分别对称刻蚀了  $n$  对凹槽和  $m$  对凹槽, 狭缝和凹槽宽度都为  $w = 100 \text{ nm}$ , 凹槽深度  $h = 100 \text{ nm}$ . 垂直入射在该全光二极管的 TM 平面波 (p 极化波) 的波长为  $\lambda = 850 \text{ nm}$ , 并穿过狭缝形成远场透射. 上表面凹槽的位置由凹槽中心点的  $x$  坐标给定, 分别是  $L_{-n}, \dots, L_{-2}, L_{-1}, L_1, L_2, \dots, L_n$  (由于单缝中心的坐标是 0, 所以  $x$  坐标的绝对值  $|x|$  即为缝槽距离  $d$ ), 由于凹槽的对称性有  $L_{-n} = -L_n$ ,  $n$  代表上表面对称凹槽的对数; 下表面凹槽的位置也由凹槽中心点的  $x$  坐标给定, 分别为  $L'_{-m}, \dots, L'_{-2}, L'_{-1}, L'_1, L'_2, \dots, L'_m$ , 由于凹槽的对称性有  $L'_{-m} = -L'_m$ ,  $m$  代表下表面对称凹槽的对数.

为了实现光波的单方向透射, 本文严格规定该结构中对称凹槽的位置坐标:  $T_1$  表示入射光从上往下垂直入射该结构的透射率  $|S_1|^2$ , 称为正向增强透射,  $T_0$  表示入射光垂直入射没有刻蚀凹槽的单缝结构的透射率  $|t_0|^2$ , 上表面对称凹槽用于激发 SPPs 并且增强透射, 金属银膜上表面的凹槽都分布在如图 3(b) 所示规约化透射谱的峰值位置, 用红色数字标出其位置  $L_1 = 594 \text{ nm}$ ,  $L_2 = 1408 \text{ nm}$ ,  $L_3 = 2232 \text{ nm}$ ,  $L_4 = 3060 \text{ nm}$ ,  $L_5 = 3890 \text{ nm}$ ,  $L_6 = 4720 \text{ nm}$ ,  $L_7 = 5344 \text{ nm}$ ,  $L_8 = 6177 \text{ nm}$ ,  $L_9 = 7012 \text{ nm}$ ;  $T_2$  表示入射光从下往上垂直入射该结构的规约化透射率  $|S_2|^2$ , 称为反向抑制透射, 下表面对称凹槽用于激发 SPPs 并且削弱透射, 但是如图 3(b) 所示规约化透射谱的谷底位置都比较平坦, 除了前两个谷底 (用蓝色数字标出其位置, 在结果与分析里讨论), 其他谷底没有明显的最小值, 经 FEM 计算证明, 产生削弱作用最明显的凹槽分布在单缝-单槽规约化透射谱的谷底位置 [6,8,37], 即金属银膜下表面的凹槽分布在  $L'_1 = 900 \text{ nm}$ ,  $L'_m = L'_1 + (m - 1)\lambda_{\text{SPP}}$ ,  $m = 2, 3, \dots$ ,  $L'_{-m} = -L'_m$ , 其中  $\lambda_{\text{SPPs}}$  为入射光垂直照射在银膜表面上激发的 SPPs 的波长  $\lambda_{\text{SPPs}} = 840 \text{ nm}$ . 由一束波长  $\lambda = 850 \text{ nm}$  的 TM 平面波光源垂直入射该单狭缝-多凹槽结构时, 凹槽激发的表面等离子体极化激元和狭缝透射的平面波在金属膜表面发生干涉, 造成进入纳米狭缝中的光场强度的起伏. 银膜上表面处刻蚀的对称凹槽位置正好位于干涉相长最强的位置, 而下表面上的对称凹槽位置位于干涉相消最大的位置, 干涉波最

终穿过狭缝形成远场透射, 因此光从上往下增强透射而相反方向抑制透射, 这样就实现了全光二极管光束的单向透过功能. 图 4(a) 和图 4(b) 给出了该单狭缝-多凹槽纳米结构随对称凹槽对数  $n$  变化的透射谱. 图 4(a) 表示入射光从上往下正向增强透射的规约化透射率  $T_1/T_0$  (即  $|S_1/t_0|^2$ ), 其中黑色实心矩形表示在金属银膜下表面没有刻蚀抑制透射凹槽 ( $m = 0$ ) 的情况, 蓝色实心三角形表示在金属银膜下表面刻蚀抑制透射凹槽对数目与上表面刻蚀增强透射凹槽对数目相等 ( $m = n$ ) 的情况, 红色实心球体表示在金属银膜下表面刻蚀抑制透射凹槽对数目为 6 ( $m = 6$ , 最优数) 的情况. 这三条透射谱正向增强规约化透射率  $T_1/T_0$  都随着上表面对称凹槽对数目  $n$  的增加逐渐增加, 并且在下表面刻蚀抑制透射凹槽对正向增强透射率  $T_1/T_0$  的提高有增大作用, 由图 4(a) 可以看到, 蓝色和红色实线都比黑色实线在同等  $n$  下提高不少. 由图 4(a) 看到三条透射谱都在上表面对称凹槽对数目  $n = 6$  到  $n = 7$  有一个台阶提升, 这是因为如图 3(b) 所示规约化透射谱的第 6 个峰值位置  $L_6 = 4720 \text{ nm}$  为右峰, 第 7 个峰值位置  $L_7 = 5344 \text{ nm}$  为左峰, 两对凹槽距离较近, 激发 SPPs 相互耦合提高正向增强透射率, 第 7 个峰值之后透射率的增加趋于平缓.

图 4(b) 表示入射光从下往上抑制透射的规约化透射率  $T_2/T_0$  (即  $|S_2/t_0|^2$ ), 其中黑色实心矩形表示在金属银膜上表面没有刻蚀增强透射凹槽 ( $n = 0$ ) 的情况, 蓝色实心三角形表示在金属银膜上表面刻蚀增强透射凹槽对的数目与下表面刻蚀抑制透射凹槽对的数目相等 ( $n = m$ ) 的情况, 这两种情况  $m = 0$  时  $T_2/T_0 = 1$  由于纵轴超出范围没有画出, 透射谱反向抑制规约化透射率  $T_2/T_0$  都随着下表面对称凹槽对数目  $m$  的增加逐渐降低, 黑色曲线在  $m > 4$  以后远场透射反而上升, 蓝色曲线在  $m = 6$  达到最小透射率, 约为 0.00222, 说明 99.78% 的透射都被抑制了. 并且在上表面刻蚀增强透射凹槽对下表面凹槽的抑制透射效果有增强作用, 透射率再次下降, 如图 4(b) 中局部放大图看到蓝色实线在  $m > 4$  条件下抑制透射率都要比黑色实线低一些. 红色实心球体表示在金属银膜下表面刻蚀抑制透射凹槽对的数目为固定数 6 ( $m = 6$ , 最优数) 的反向抑制透射情况, 可以看到反向抑制透射率基本没有变化, 从  $n = 0$  (上表面没有槽) 的 0.01274 到  $n = 4$  的 0.00185 达到最小值, 在  $n > 4$  以后远场透射缓慢上升.

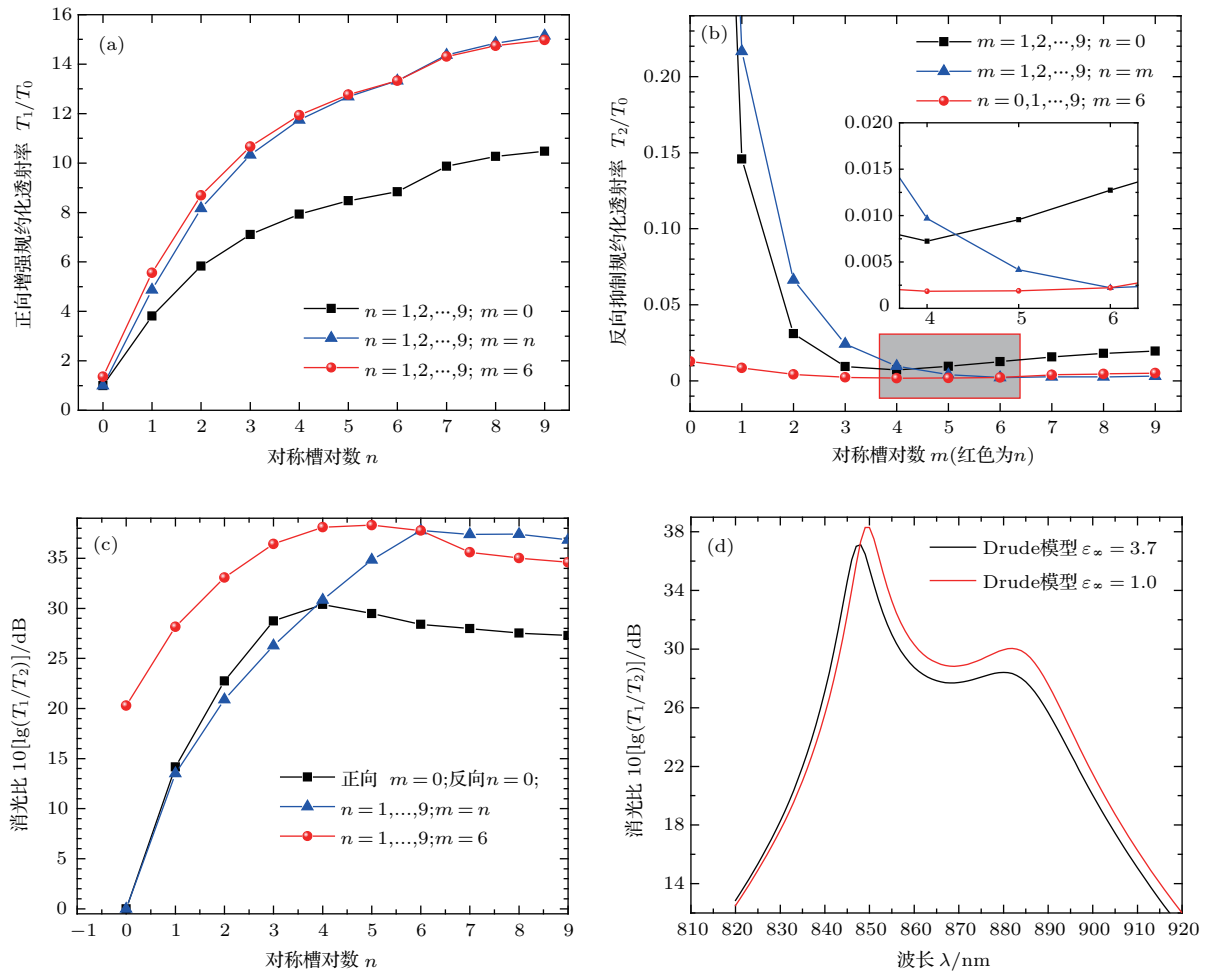


图4 (a) 单狭缝-对称多凹槽结构, 随两侧对称凹槽对数  $n$  增加得到的正向增强透射谱; (b) 单狭缝-对称多凹槽结构, 随两侧对称凹槽对数  $m$  增加得到的反向抑制透射谱; (c) 入射波长为  $850 \text{ nm}$  时, 消光比随对称凹槽对数  $n$  增加的变化; (d) 上表面对称凹槽对数  $n = 5$ , 下表面对称凹槽对数  $m = 6$  构成的最优全光二极管, 消光比随入射波长变化的曲线

Fig. 4. (a) Forward enhanced transmission versus the pairs number  $n$  of grooves in the single slit-symmetric multi-grooves structure; (b) reverse weakened transmission versus the pairs number  $m$  of grooves in the single slit-symmetric multi-grooves structure; (c) extinction ratio versus the pairs number  $n$  of grooves in the single slit-symmetric multi-grooves structure when the incident wavelength =  $850 \text{ nm}$ ; (d) extinction ratio versus the wavelength of incident light for an optimal optical diode of  $n = 5$  on the top surface and  $m = 6$  on the bottom surface.

消光比是二极管的一个极为重要的指标. 消光比的定义如下: 若光沿一个方向和其反方向的透射率分别为  $T_F$  和  $T_B$ , 那么消光比为  $S = 10[\lg(T_F/T_B)]$ , 单位是 dB. 消光比代表了两个方向透射的对比度. 显然, 要想实现二极管比较好的单向通过效果, 就要该结构有比较高的消光比. 图 4(c) 给出了三种情况的消光比随对称凹槽对数  $n$  增加而得到的变化曲线. 其中黑色实心矩形表示只在金属银膜一个表面刻蚀对称凹槽 (正向增强  $m = 0$  而反向抑制  $n = 0$ ) 的情况, 蓝色实心三角形表示在金属银膜上下两个表面刻蚀凹槽对的数目相等 ( $m = n$ ) 的情况. 可以明显看出蓝色曲线在  $n > 4$  后明显比黑色曲线消光比提高很多,

并且一直上升, 到  $m = n = 6$  时达到最大消光比  $37.78 \text{ dB}$ , 而在  $m = n > 6$  之后逐渐稳定且有所下降, 所以本文确定该全光二极管的下表面在单狭缝两侧各对称分布 6 个凹槽为最优. 接下来确定上表面凹槽对数. 图 4(c) 中红色实心球体表示在金属银膜下表面刻蚀抑制透射凹槽对的固定数目为  $6 (m = 6, \text{最优数})$  的消光比随上表面对称凹槽对数  $n$  的变化. 随着  $n$  的增加, 消光比也逐渐增加并且比蓝色曲线要高, 在  $n = 5$  时达到最大消光比, 值约为  $38.3 \text{ dB}$ , 此时的正向透射强度是反向透射强度的 6761 倍, 比文献 [37] 的最大消光比  $23.71 \text{ dB}$  高出  $14.6 \text{ dB}$ , 消光比得到显著提高, 实现了有效的单向透射效果. 由此得出本文提出的全光二极管的最



佳结构: 上表面在单狭缝两侧各对称分布5个凹槽 ( $n = 5$ ), 下表面对称刻蚀6对凹槽 ( $m = 6$ ), 凹槽位置如前文所述.

## 4 结果与分析

本文所提出的基于单狭缝-多凹槽结构的全光二极管在银膜上表面有5对凹槽 ( $n = 5$ ), 下表面对称刻蚀6对凹槽 ( $m = 6$ ). 如果由于长度尺寸限制, 只能在下表面刻蚀1对凹槽 ( $m = 1$ ) 或者2对凹槽 ( $m = 2$ ) 时建议采用图3(b)所示规约化透射谱的前两个谷底最小值(用蓝色标记标出), 即金属银膜下表面的前两对凹槽分布在  $L'_1 = 949$  nm,  $L'_2 = 1767$  nm,  $L'_{-1} = -L'_1$ ,  $L'_{-2} = -L'_2$ , 因为前两个谷底位置比较尖锐, 可以很好地抑制反向透射, 上表面的凹槽对位置不变. 由FEM计算得到当  $n = 1$ ,  $m = 1$  时(上下表面各一对凹槽)正向增强的规约化透射率  $T_1/T_0 = 5.227$ , 比第三节讨论的结果4.874 (如图4(a)蓝色实心三角形当  $n = 1$  的值)要大0.45; 且反向抑制的规约化透射率  $T_2/T_0 = 0.1665$ , 比第三节讨论的结果0.2166 (如图4(b)蓝色实心三角形当  $m = 1$  的值)要小0.05, 说明新选定的一对抑制凹槽位置抑制反向透射的效果更好, 消光比  $10[\lg(T_1/T_2)] = 14.97$  dB比第三节讨论的结果13.52 dB (如图4(c)蓝色实心三角形当  $n = 1$  的值)提高1.45 dB. 当  $n = 2$ ,  $m = 2$  时(上下表面各两对凹槽)正向增强的规约化透射率  $T_1/T_0 = 9.077$ , 比图4(a)蓝色实心三角形当  $n = 2$  的结果8.165大0.91; 且反向抑制的规约化透射率  $T_2/T_0 = 0.03076$ , 比图4(b)蓝色实心三角形当  $m = 2$  的结果0.06639小0.036, 说明新选定的两对抑制凹槽位置抑制反向透射的效果更好, 消光比  $10[\lg(T_1/T_2)] = 24.7$  dB 要比如图4(c)蓝色实心三角形当  $n = 2$  的结果20.9 dB提高3.8 dB. 但是在金属银膜下表面刻蚀三对凹槽或更多对数时采用新的抑制凹槽位置反而不如原来的位置效果好, 消光比都有所下降, 原因就是图3(b)所示规约化透射谱从第三个开始后面的谷底都比较平坦, 很难确定出最小值, 反而用单缝-单凹槽规约化透射谱的谷底位置为最佳, 说明单缝-单凹槽激发的SPPs在反向抑制透射中起决定作用.

在长度尺寸允许的条件下, 还是选取下表面6对抑制凹槽, 上表面5对增强凹槽的结构,

且凹槽位置取第三节讨论的位置为最优, 此时850 nm平面波垂直入射时正向增强的规约化透射率  $T_1/T_0 = 12.77$ , 而反向抑制的规约化透射率  $T_2/T_0 = 0.00189$ , 消光比  $10[\lg(T_1/T_2)] = 38.3$  dB为最大. 同时本文也研究了入射光不同波长  $\lambda$  对该光二极管消光比的影响, 金属银膜的相对介电常数的值随波长变化, 可参考Drude模型<sup>[42]</sup>:  $\epsilon_{\text{Ag}}(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}$ , 其中  $\epsilon_\infty = 1$  为带间跃迁对介电常数的贡献,  $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}} = 1.2941 \times 10^{16}$  rad/s 为等离子体谐振频率,  $\gamma = 0.7584 \times 10^{14}$  rad/s 为电子碰撞频率, 计算结果如图4(d)中红色实线所示, 在850 nm波长附近, 消光比大于20 dB的波长范围从834 nm到902 nm (近红外短波波段), 范围在70 nm左右, 比文献<sup>[37]</sup>的带宽50 nm宽20 nm, 说明该全光二极管在一个比较宽的波段上都有很好的单向透射效果, 在850 nm达到最大的消光比38.3 dB. 为了验证该全光二极管宽频带工作的特性, 本文再采用Drude模型<sup>[16]</sup>:  $\epsilon_\infty = 3.7$ ,  $\omega_p = 9.1$  eV =  $1.3826 \times 10^{16}$  rad/s,  $\gamma = 0.018$  eV =  $2.7348 \times 10^{13}$  rad/s, 计算结果如图4(d)中黑色实线所示. 在848 nm波长附近, 消光比大于20 dB的波长范围也在70 nm左右.

为了更加清晰直观地了解SPPs对透射的增强和削弱过程, 本文用FEM方法计算了达到最大消光比时波长850 nm入射光正向透射增强和反向透射削弱下该全光二极管的近场平均电场模值分布图, 如图5(a)和图5(b)所示. 图5(a)显示的是光从上往下入射时, 正向透射  $T_1$  被增强的情况, 下面的图是蓝色框部分被放大的场分布图. 从中可以看到在金属银膜的上下表面和狭缝以及凹槽中都观察到比较强的电场分布, 说明此时周围对称凹槽激发的SPPs确实使大量的电场能量进入狭缝, 达到增强透射的效果. 图5(b)显示的是光从下往上入射时, 反向透射  $T_2$  被截止的情况, 下面的图是蓝色框部分被放大的场分布图. 从中可以看到电场只分布在金属银膜的下表面上, 狭缝中和金属银膜的上表面几乎没有任何电场分布, 说明此时周围对称凹槽激发的SPPs很强地削弱了电场能量进入狭缝, 入射光能量无法进入狭缝传播到另一侧, 达到了反向抑制透射的效果, 由此实现了该全光二极管光束单向透过的效果.

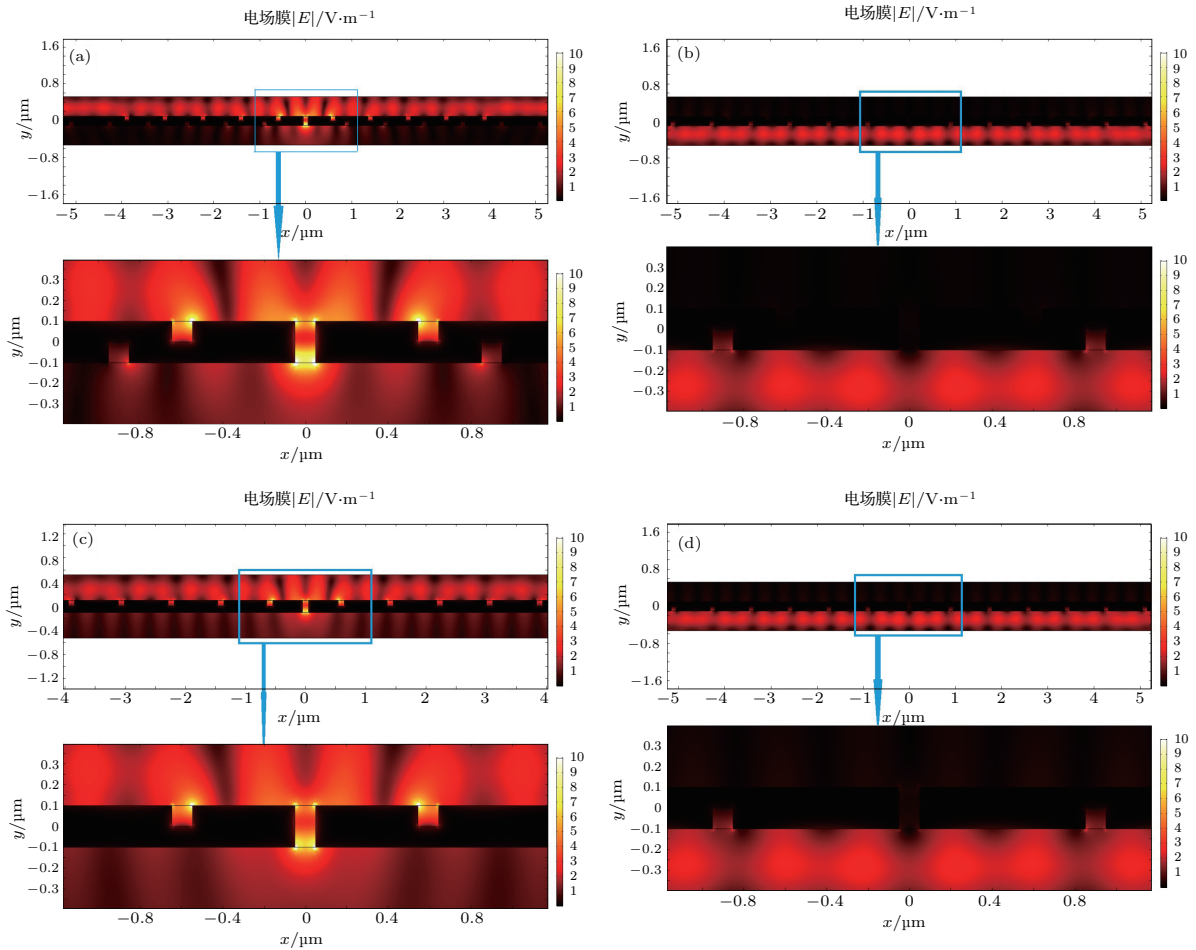


图5 FEM计算的消光比为38.3 dB时光二极管中平均电场强度模值分布 (a) 入射光从上往下入射, 正向增强透射时的平均电场强度模值分布 (下表面有抑制凹槽); (b) 入射光从下往上入射, 反向抑制透射时的平均电场强度模值分布 (上表面有增强凹槽); (c) 入射光从上往下入射, 正向增强透射时的平均电场强度模值分布 (下表面无抑制凹槽); (d) 入射光从下往上入射, 反向抑制透射时的平均电场强度模值分布 (上表面无增强凹槽)

Fig. 5. Average electrical field intensity distribution calculated by FEM when the extinction ratio of optical diode is 38.3 dB: (a),(c) Forward enhanced transmission illuminated from top to bottom ((a) with grooves on the bottom surface, (c) no grooves on the bottom surface); (b),(d) reverse weakened transmission illuminated from bottom to top ((b) with grooves on the top surface, (d) no grooves on the top surface).

为了研究正向增强透射时银膜反向抑制凹槽激发的SPPs对透射增强的加强作用和反向抑制透射时银膜正向增强凹槽激发的SPPs对透射的削弱再削弱过程, 本文用FEM方法计算了银膜反向没有抑制凹槽条件下光正向透射增强和银膜正向没有增强凹槽条件下反向透射削弱时, 该光二极管的近场平均电场模值分布图, 如图5(c)和图5(d)所示, 并与图5(a)和图5(b)进行比较. 图5(c)显示的是金属银膜下表面没有抑制凹槽的条件下, 入射光从上往下正向入射时, 正向透射 $T_1$ 被增强的电场模值分布, 和图5(a)比较可以看出, 在下表面有抑制凹槽的图5(a)在金属银膜的上下表面和狭缝以及凹槽中都观察到更强的电场分布, 特别是在被放大的场分布图中, 单缝下出射口可以看到有

更强(伪彩色图偏白色更多)的电场分布, 定量的研究如图4(a)所示红色实心球( $m = 6$ , 下表面有六对抑制凹槽)在上表面凹槽对数为 $n = 5$ 时透射率为12.77, 而黑色矩形( $m = 0$ , 下表面没有抑制凹槽)在 $n = 5$ 时为8.48, 正向透射率明显增强. 说明图5(a)中反向抑制凹槽激发的SPPs对正向透射的增强有加强作用. 原因是银膜反向的抑制凹槽和正向的增强凹槽激发的SPPs发生了耦合作用, 反过来进一步提高了正向银膜表面增强凹槽激发SPPs的效率, SPPs使更多的电场能量进入狭缝, 达到比没有反向抑制凹槽时透射增强的效果.

图5(d)显示的是金属银膜上表面没有增强凹槽的条件下, 入射光垂直从下往上反向入射时, 反向透射 $T_2$ 被削弱的电场模值分布, 和图5(b)比

较可以看出: 在上表面有增强凹槽的图 5(b) 在金属银膜的上表面基本观察不到有电场分布, 而图 5(d) 在金属银膜的上表面可以观察到有电场分布, 特别是场分布放大图中, 图 5(b) 中银膜的轮廓比图 5(d) 中模糊, 上半空间看不到有电场分布 (伪彩色为黑色). 定量的研究如图 4(b) 所示, 红色实心球 ( $n = 5$ , 上表面凹槽对数为 5) 在  $m = 6$  (下表面有六对抑制凹槽) 时反向透射率为 0.001889, 而黑色矩形 ( $n = 0$ , 上表面没有凹槽) 在  $m = 6$  时反向透射率为 0.1274, 反向透射率明显减弱. 说明图 5(b) 中正向增强凹槽激发的 SPPs 对反向透射的削弱有增强作用, 原因是银膜正向的增强凹槽和反向的抑制凹槽激发的 SPPs 发生了耦合作用, 反过来进一步提高了银膜下表面凹槽激发 SPPs 的效率, SPPs 使更多的入射光干涉相消, 使进入狭缝传播到另一侧并形成远场透射的能量更少, 达到比没有正向增强凹槽时所透射削弱更削弱的效果.

## 5 结 论

本文设计了一种基于 SPPs-CDEW 混合模式的亚波长单缝-多凹槽纳米结构全光二极管. 并用理论推导分析了单缝-对称双凹槽纳米结构的透射增强现象, 给出了透射增强和削弱的物理机理, 总结出规约化透射率随凹槽和狭缝之间的距离变化的远场透射谱, 本文给出的理论和有限元算法数值计算的结果符合得很好. 通过此透射谱确定最优的凹槽位置和数量: 银膜上表面在单狭缝两侧对称分布 5 对凹槽 ( $n = 5$ ), 下表面对称刻蚀 6 对凹槽 ( $m = 6$ ). 上表面 5 对凹槽位置分布在透射谱透射增强的峰值位置, 下表面 6 对凹槽位置仍然采用单缝-单凹槽规约化透射谱的谷底位置, 并通过计算对原因进行了说明, 这样就设计出利用 SPPs 的增强和削弱透射特性, 实现入射光正向入射的透射  $T_1$  被增强而反向入射的透射  $T_2$  被截止的单向通过效果. 此方案的消光比 (或称为非互易导通率) 最大可以达到 38.3 dB, 比已有文献 [37] 最大消光比 23.71 dB 提高了 14.6 dB. 并可以在 850 nm 左右 70 nm 宽的波长范围上正常工作 (消光比  $> 20$  dB), 进而实现宽频带的光信号的单向导通. 分析了银膜另一侧凹槽对透射增强或削弱的增强作用, 给出了物理解释. 本文提出的全光二极管有效增强了光束的单向透射性, 提高了消光比, 从理论上设计出了实用、耦合效率高、实现宽频带单向透过性、易于大

规模集成的全光二极管器件.

感谢亚利桑那州立大学潘光文 (George W. Pan) 教授的讨论.

## 参考文献

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [2] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [3] Treacy M M J 2002 *Phys. Rev. B* **66** 195105
- [4] Porto J A, Garcia-Vidal F J, Pendry J B 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2845
- [5] Went H E, Hibbins A P, Sambels J R, Lawrence C R, Crick A P 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 2789
- [6] Gay G, Alloschery O, Viaride Lesegno B, O'Dwyer C, Weiner J, Lezec H J 2006 *Nat. Phys.* **2** 262
- [7] Lezec H J, Thio T 2004 *Opt. Express* **12** 3629
- [8] Lalanne P, Hugonin J P 2006 *Nat. Phys.* **2** 551
- [9] Lopez-Tejiera F, Rodrigo S G, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J, Devaux E, Ebbesen T W, Krenn J R, Radko I P, Bozhevolnyi S I, Gonzalez M U, Weeber J C, Dereux A 2007 *Nat. Phys.* **3** 324
- [10] Garcia-Vidal F J, Martin-Moreno L, Ebbesen T W, Kuipers L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 729
- [11] Crouse D, Keshavareddy P 2005 *Opt. Express* **13** 7760
- [12] Lalanne P, Hugonin J P, Rodier J C 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 263902
- [13] Garcia-Vidal F J, Lezec H J, Ebbesen T W, Martin-Moreno L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 21
- [14] Bravo-Abad, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J 2004 *Phys. Rev. E* **69** 026601
- [15] Zhou Y S, Gu B Y, Wang H Y, Lan S 2009 *Eur. Phys. Lett.* **85** 24005
- [16] Lu Y Q, ChengXY, Xu M, Xu J, Wang J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 204207 (in Chinese) [陆云清, 成心怡, 许敏, 许吉, 王瑾 2016 物理学报 **65** 204207]
- [17] Lezec H J, Degiron A, Devaux E, Linke R A, Martin-moreno L, Garcia-vidal F J, Ebbesen T W 2002 *Science* **297** 820
- [18] Chen J, Li Z, Zhang X, Xiao J, Gong Q 2013 *Sci. Rep.* **3** 1451
- [19] Li H, Deng Z, Huang J, Li Y 2015 *Opt. Lett.* **40** 2572
- [20] Xue C, Jiang H, Chen H 2010 *Opt. Express* **18** 7479
- [21] Liu Y F, Liu B, He X D, Li S J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 064207 (in Chinese) [刘云凤, 刘彬, 何兴道, 李淑静 2016 物理学报 **65** 064207]
- [22] Lu C, Hu X, Yang H, Gong Q 2011 *Opt. Lett.* **36** 4668
- [23] Wang C, Zhou C Z, Li Z Y 2011 *Opt. Express* **19** 26948
- [24] LuC, Hu X, Zhang Y, Li Z, Xu X, Yang H, Gong Q 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 051107
- [25] Feng S, Ren C, Wang W, Wang Y 2013 *Opt. Commun.* **289** 144
- [26] Amin K, Mohsen R, Ali P F, Khashayar M 2013 *J. Opt.* **15** 075501
- [27] Kang M S, Butsch A, Russell P S 2011 *Nat. Photo.* **5** 549

- [28] Liu L, Ding Y, Cai X, Zhang X 2016 *Front. Optoelectron.* **9** 489
- [29] Zhu H B, Jiang C 2011 *Opt. Lett.* **36** 1308
- [30] Bi L, Hu J, Jiang P, Kim D H, Dionne G F, Kimerling L C, Ross C A 2011 *Nat. Photon.* **5** 758
- [31] Fan L, Wang J, Varghese L T, Shen H, Niu B, Xuan Y, Weiner A M, Qi M H 2011 *Science* **22** 1214383
- [32] Zhang X Z, Feng M, Zhang X Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024201 (in Chinese) [张学智, 冯鸣, 张心正 2013 物理学报 **62** 024201]
- [33] Bulgakov E N, Sadreev A F 2014 *Opt. Lett.* **39** 1787
- [34] Haripadman P C, John H, Philip R, Gopinath P 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 221102
- [35] Sun Y, Tong Y, Xue C, Chen H 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 091904
- [36] Peng B, Ozdemir S K, Lei F, Monifi F, Gianfreda M, Long G, Fan S, Nori F, Bender C M, Yang L 2014 *Nat. Phys.* **10** 394
- [37] Min C J, Wang P, Jiao X J, Ming H 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 2922
- [38] Cao Q, Lalanne P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 057403
- [39] Johnson P B, Christy R W 1975 *Phys. Rev. B* **11** 1315
- [40] Palik E D 1985 *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Academic Press) p350
- [41] Qi Y P, Miao J G, Hong S, Tentzeris M M 2010 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **58** 3657
- [42] Vial A, Grimault A S, Macias D, Barchiesi D, Lamy D L C M 2005 *Phys. Rev. B* **71** 085416

# All-optical diode of subwavelength single slit with multi-pair groove structure based on SPPs-CDEW hybrid model\*

Qi Yun-Ping<sup>1)†</sup> Nan Xiang-Hong<sup>1)</sup> Bai Yu-Long<sup>1)</sup> Wang Xiang-Xian<sup>2)</sup>

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China*)

2) (*School of Science, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China*)

( Received 27 December 2016; revised manuscript received 22 March 2017 )

## Abstract

All-optical diode is the most basic photonic device in integrated optical circuits. It is of great significance to develop a modulated optical diode for preparing complex optical circuits in the near future. However, there are few studies on constructing all-optical diodes in subwavelength metal micro-nano structured devices based on the hybrid model of surface plasmon polaritons (SPPs) and composite diffracted evanescent wave (CDEW). In fact, most of the researches have been focusing on how to effectively enhance the unidirectional nonreciprocal transmission of the optical diode and improve the extinction ratio. According to SPPs-CDEW hybrid states, in this paper we put forward a novel method of designing an optical diode and its structure. The structure consists of a subwavelength single micro-nano slit surrounded by symmetric multi-pair grooves on a silver film. First of all, on the basis of the single slit structure of the silver film, the pairs of the groove structures are etched on both sides of the silver film: the positions and quantities of the grooves on the top and bottom surfaces are asymmetric. Then combining with an effect similar to Fabry-Perot resonance effect inside the micro-nano slit, the function of beam unidirectional transmission is achieved by controlling SPPs through changing the geometric parameters of the structure. Furthermore, in order to realize unidirectional nonreciprocal transmission, by means of theoretical derivation and the finite element method (FEM), in this paper we analyze the transmission enhancement phenomenon of single slit-symmetric pair of groove micro-nano structure, discuss the physical mechanisms of transmission enhancement and weakening, and also give the far field transmission spectrum of the normalized transmission changing with the distance between slit and pair grooves. The results obtained from the rigorous theoretical formula are in excellent agreement with the numerical results obtained by using FEM. Finally, as the position and number of the pair grooves are precisely determined by this transmission spectrum, the optimized all-optical diode structure, of which the unidirectional transmission is effectively enhanced and the extinction ratio of the optical diode is improved, is achieved with five pairs of enhanced transmission grooves formed on the top surface of the Ag film and six pairs of weakened transmission grooves formed on the bottom surface. The maximum extinction ratio reaches 38.3 dB, which means that the forward transmittance is 6761 times the reverse transmittance, i.e., it increases 14.6 dB over the result from previous theoretical work. And there appears a 70 nm wavelength band width (>20 dB) in the operating wavelength 850 nm. The proposed optical diode has the advantages of simple structure, wide working bandwidth, easy integration, and high coupling efficiency. The research of the optical diode is valuable for the potential applications in optical signal transmission, optical integrated optical circuit, super-resolution lithography and other related fields.

**Keywords:** optical diode, surface plasmon polaritons, nonreciprocal transmission, extinction ratio

**PACS:** 71.36.+c, 73.20.Mf, 42.25.Bs, 78.67.Pt

**DOI:** 10.7498/aps.66.117102

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61367005, 41461078).

† Corresponding author. E-mail: [yunpqi@126.com](mailto:yunpqi@126.com)