

# 金属光子晶体平板的超强透射及其 表面等离子体共振\*

周仁龙<sup>1,2)†</sup> 陈效双<sup>2)</sup> 曾 勇<sup>2)</sup> 张建标<sup>2)</sup> 陈洪波<sup>2)</sup>  
王少伟<sup>2)</sup> 陆 卫<sup>2)</sup> 李宏建<sup>3)</sup> 夏 辉<sup>3)</sup> 王玲玲<sup>4)</sup>

1) 湖南科技大学物理学院,湘潭 411201)

2) 中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室,上海 200083)

3) 中南大学物理科学与技术学院,长沙 410082)

4) 湖南大学物理与微电子科学学院,长沙 410082)

(2007 年 8 月 17 日收到,2007 年 10 月 4 日收到修改稿)

用全矢量的三维有限差分域(finite-difference time-domain,简称 FDTD)方法,研究了正方形单元结构金属光子晶体平板的增强传输效应以及局域性表面等离子体共振现象.这种增强效应来自于两个不同的等离子体共振机制:由长方形空气孔形成的局域波导共振以及由周期性结构引起的光子晶体共振效应.对于由长方形空气孔形成的局域波导共振模式,其等离子体波全部局域在整个长方形空气孔区域中,而由周期性引起的共振模式,其频率随着金属平板表面周期性的变化而变化,相应的等离子体波分布在长方形空气孔区域的两端,产生的表面等离子体都局域在长方形空气孔区域中,电场强度得到了显著的增强.

关键词:光子晶体,金属平板,超强透射,表面等离子体

PACC: 4225B, 4270Q, 7820P

## 1. 引 言

1902 年,Wood<sup>[1]</sup>在光学实验中,发现电磁波在刻有光栅(grating)的金属表面,会产生异常的反射光谱.1960 年,Stern 等人<sup>[2]</sup>首次提出了表面等离子体(surface plasmon,简称 SP)的概念,即表面等离子体是指金属表面沿着金属和介质界面传播的电子疏密波.1998 年,Ebbesen 等人<sup>[3]</sup>发现金属光子晶体平板对正入射光有增强的传输现象后,从而有了大量的工作都来研究这种金属平板结构的物理效应及其隐含的物理机理,电磁波的穿透特性产生明显的改变,让原本不透光的金属薄膜,在特定波长范围内有很高的穿透率,一般认为造成这种特殊现象的原因是和入射电磁波与金属表面等离子体的耦合共振相关联<sup>[4-9]</sup>.Qiu<sup>[10]</sup>对这种传输增强效应做了详细的分析,指出了两种作用机制:局域的等离子体波波导

共振和由周期性引起的表面等离子体隧穿共振,还从带结构入手,通过色散关系对这两种波导共振频率做了仔细的讨论.一般而言,光场入射到具有周期性结构的金属上,如果满足动量和能量守恒,则入射光场可以在金属表面激发等离子体,等离子体从金属一个表面通过空气孔隧穿到另一表面,然后再放出光子.2002 年,Altewischer 等人<sup>[11]</sup>指出这种有周期阵列小孔的金属薄膜,可以很好地保持纠缠光子对的纠缠.这激发了人们研究各种量子光场与表面等离子体相互作用,探索金属人工等离子体结构在未来新型量子信息器件中的潜在运用<sup>[12,13]</sup>.

本文采用金属的 Drude 模型,用全矢量的三维有限差分域(finite-difference time-domain,简称 FDTD)方法,研究了正方形单元结构金属光子晶体平板的增强传输效应以及等离子体共振现象及其分布特性.这种增强效应来自于两个不同的等离子体波共振机制:由长方形空气孔形成的波导共振以及

\* 国家自然科学基金重点专项(纳米科技专项)(批准号:90606001),湖南省自然科学基金(批准号:07JJ3114)和高等学校博士学科点专项基金(批准号:20050532013)资助的课题.

† E-mail:rlzhou@yahoo.com.cn

由周期性结构引起的光子晶体共振效应.对于长波的共振峰,当平面波从空气入射到正方形单元结构金属光子晶体平板上时,长方形空气孔可以被看作一个可调节的共振腔,共振腔的等离子体频率几乎和光子晶体平板的周期性无关,并且其能量几乎全部局域在长方形空气腔中.由于表面周期性引起的等离子体共振模式,其共振频率随着金属表面周期性的变化而变化,相应的等离子体波能量主要分布在长方形空气孔区域的两端.金属光子晶体平板上的表面等离子体分布在长方形空气孔区域中,这和所谓的一般表面等离子体主要分布在金属表面不同.

## 2. 计算模型

当电磁波与物质作用时,此物质对于外加场的反应或是相互作用,在宏观上可以用其所具有的净电荷密度( $\rho$ ),净电流密度( $\mathbf{J}$ ),电极化强度( $\mathbf{P}$ )与磁极化强度( $\mathbf{M}$ )四个代表物质状态的物理量以及电磁波的 Maxwell 方程式加以描述,光子晶体中的麦克斯韦方程组为<sup>[14,15]</sup>

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

对于一个没有净电荷密度与净电流密度的系统( $\rho = 0, \mathbf{J} = 0$ ),由(1)式可以推得电磁波的电场与磁场所要满足的波动方程式为

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) &= -\frac{1}{c^2} \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \\ \nabla \times (\nabla \times \mathbf{H}) &= -\frac{1}{c^2} \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$  为真空中的光速值.假如一电磁波的  $\mathbf{E}$  与  $\mathbf{H}$  随空间与时间的变化为正比于  $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$  的谐波振荡,其相速度大小为  $\omega/k$ ,则由(2)式的波动方程式,可以得到波向量的大小  $k$  必须满足

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu, \quad (3)$$

在此以 Maxwell 方程式,以及电磁波的波动方程式为基础,讨论金属性物质与电磁波之间的相互作用,以及金属光子晶体表面等离子体共振的性质.

假设系统对电场的响应是线性的,则电位移矢量  $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$  可以写成电场和介电响应函数  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  的卷积积分:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} dt' \Phi(\mathbf{r}, t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t'), \quad (4)$$

介电响应函数  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  是介电函数  $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$  的傅里叶变换:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (5)$$

对于电磁波在物质中的传播特性,则可由介电系数或折射率等参数来描述,利用自由电子极化强度表示式

$$\mathbf{P} = \frac{i\sigma(\omega)}{\omega} \mathbf{E}_{\text{ext}} = -\frac{Ne^2}{m} \frac{1}{(\omega^2 + i\omega\gamma_d)} \mathbf{E}_{\text{ext}},$$

$\mathbf{E}_{\text{ext}}$  为外加电场.以及电位移向量的定义

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \equiv \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E},$$

可以得到在电磁波作用下金属内部自由电子所反应的介电函数形式为<sup>[16]</sup>

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\varepsilon_0 \omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma_d}, \quad (6)$$

其中  $\omega_p \equiv (Ne^2/m\varepsilon_0)^{1/2}$ , 此一频率即为金属的等离子体极化共振频率.  $\gamma_d \equiv \tau^{-1}$  为 Drude 模型描述自由电子运动的碰撞频率或是阻尼系数,  $i$  为虚数单位. (6) 式的实部与虚部可分别为

$$\begin{aligned} \text{Re}[\varepsilon] &\equiv \varepsilon_R = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma_d^2}, \\ \text{Im}[\varepsilon] &\equiv \varepsilon_I = \frac{\omega_p^2 \gamma_d}{\omega(\omega^2 + \gamma_d^2)}, \end{aligned} \quad (7)$$

在电磁波频率远大于  $\gamma_d$  的条件下 (7) 式的  $\varepsilon_R$  可近似为  $1 - \omega_p^2/\omega^2$ , 从这里可以看出,若电磁波频率小于  $\omega_p$ , 则金属介电函数的  $\varepsilon_R$  为一负值且  $\varepsilon_I \approx \gamma_d \omega_p^2/\omega^3 \ll |\varepsilon_R|$ . 对一般的金属物质而言(如金、银、铜、铝、铈等),其  $\omega_p$  值位于紫外光频率范围,且  $\gamma_d$  远小于可见光频率,所以这些金属的介电函数在可见光频率范围内都能符合上述条件.

将(6)式代入(5)式,得到介电响应函数  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  的表达式为

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon_\infty \mathcal{A}(t) \\ &+ \varepsilon_\infty \omega_p^2 \tau (1 - \exp(-t/\tau)) \mathcal{A}(t), \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $\mathcal{A}(t)$  为步进函数,当  $t \geq 0$  时,  $\mathcal{A}(t) = 1$ ; 当  $t < 0$  时,  $\mathcal{A}(t) = 0$ .

由(4)和(5)式,得到如下方程:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon_\infty \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \\ &+ \varepsilon_\infty \omega_p^2 \int_0^\infty \exp(-t'/\tau) \\ &\times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t - t') dt'. \end{aligned} \quad (9)$$

另一方面,在非金属区域,介电函数  $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) =$

$\epsilon_{ib}(\mathbf{r})$ , 得到电位移矢量为

$$D(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_{ib}(\mathbf{r}) E(\mathbf{r}, t'). \quad (10)$$

### 3. 计算结果与讨论

考虑一金属平板, 在上面周期性的排列长方形空气孔, 形成一种正方形单元金属光子晶体平板结构.  $a = 750 \text{ nm}$ , 为任意正交化单位.  $d$  为晶格常数. 金属平板的厚度  $h = 320 \text{ nm}$ , 长方形空气孔的尺寸是  $675 \text{ nm} \times 150 \text{ nm}$ , 如图 1(a) 所示.

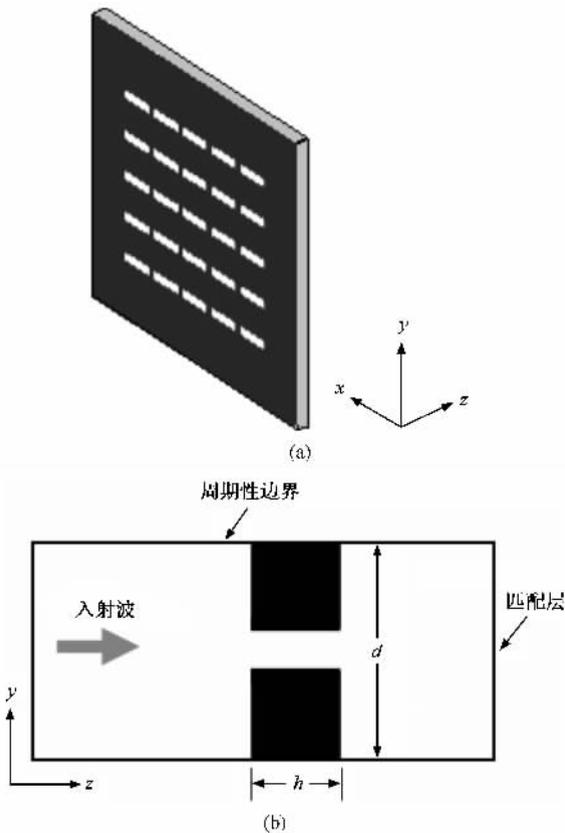


图 1 长方形单元结构金属光子晶体平板结构示意图

在这里只研究这种特殊的结构, 其实通过对其他形状的计算, 发现现有的结论也大体上适用于其他结构. 采用三维 FDTD 方法, 正方形单元结构金属光子晶体平板在  $x, y$  方向的结构, 只取一个单胞, 并且具有周期性的 Bloch 边界条件, 在  $z$  方向被吸收匹配层所包围<sup>[17, 18]</sup>, 如图 1(b) 所示.

对于波矢量沿  $z$  方向传播的入射电磁波而言, 计算了金属光子晶体平板的传输现象以及局域的表面等离子体共振现象<sup>[3, 10]</sup>.

$$T_{\text{nom}} = \frac{T}{S_{\text{hole}}/S_{\text{cell}}} = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} \frac{S_{\text{cell}}}{S_{\text{hole}}}, \quad (11)$$

其中  $P_{\text{in}}$  和  $P_{\text{out}}$  分别为流进和流出金属平板的能量,  $S_{\text{hole}}$  为一个单胞里面空气孔面积的总和,  $S_{\text{cell}}$  为一个单胞的面积. 相对于一个空气孔的传输来说,  $T_{\text{nom}}$  是比 1 大. 下面分别计算了三个金属平板不同的晶格常数值,  $d = 1.0a$  ( $750 \text{ nm}$ ),  $1.1a$  ( $825 \text{ nm}$ ) 和  $1.2a$  ( $900 \text{ nm}$ ). 计算结果如图 2 所示, 在如图所示的频率范围之内, 对于晶格常数  $d = 1.0a$ , 在波长为  $1.51$  和  $0.936 \mu\text{m}$  的位置上, 存在两个增强的传输峰, 传输率比 2 还大. 当固定空气孔的尺寸, 来增大晶格常数的值时, 发现长波长为  $1.51 \mu\text{m}$  的波导模峰没有什么明显的位移, 而短波长  $0.936 \mu\text{m}$  的波导模峰有一个很大的红移. 当晶格常数的值增大时, 归一化的传输率仍然很大, 并且也随晶格常数值增大而增大. 对于长波长为  $1.51 \mu\text{m}$  的共振峰, 当平面波从空气入射到金属光子晶体平板上时, 长方形空气孔可以看作一个可以调节的波导, 这个波导有四个面为金属, 另外两个面为空气, 这个可以调节的波导形成一个品质因子很低的波导共振腔, 它的共振频率几乎和周期性无关. 对于这种金属光子晶体平板结构, 即使平板的厚度很薄, 这种局域波导共振总是存在的(考虑平板厚度比空气孔的长边小).

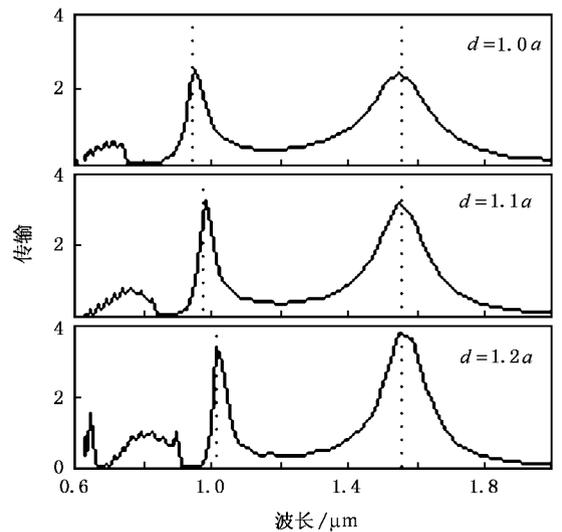


图 2 长方形单元结构金属光子晶体平板的零阶传输随晶格常数  $d$  的变化关系.  $d = 1.0a$  (虚线),  $d = 1.1a$  (点线),  $d = 1.2a$  (实线)

在实验上常用的耦合机理有两种, 其一是在金属表面上制作如光栅等微小周期性结构作为耦合媒介, 在外加电磁场作用下, 这些周期结构会造成特定波长的极化电子振荡, 而其产生的电磁场可提供入射电磁波额外的  $k_y$  值, 此效应与电子在固态晶格中运动的系统类似, 入射电磁波将获得光栅倒晶格

向量整数倍大小的额外水平波向量,当所获得的光栅倒晶格向量使入射光的波向量分量匹配表面等离子体的波向量时,即可激发金属表面等离子体共振.入射电磁波正入射时,至于激发表面等离子体所需满足的条件可以由下列关系式来表示<sup>[15,16]</sup>:

$$\lambda_{\max} = \frac{d}{\sqrt{i^2 + j^2}} \sqrt{\frac{\epsilon}{1 + \epsilon}}, \quad (12)$$

其中  $\epsilon$  为金属的介电函数.对于图 2 中三个不同的晶格常数  $d = 1.0a$ ,  $1.1a$ , 和  $1.2a$  ( $i = 1, j = 0$ ) 表示位于波长  $0.936 \mu\text{m}$ ,  $0.982 \mu\text{m}$  和  $1.08 \mu\text{m}$  的三个增强传输峰.而  $g = 2\pi/d$  代表周期为  $d$  的光栅倒晶格向量大小.由 (12) 式的条件可以看出,对于不同频率的激发光源,可由调整表面结构的周期来得到表面等离子体共振状态,同时反过来说,接口的表面结构的周期亦可影响此金属接口对于外加电磁波所产生的表面等离子体共振频率.

在适当条件时,金属中传播的电磁波其电场振荡可分成两种彼此独立的模式,其中包含电场或电子振荡方向垂直于电磁波相速度方向的横波模,以及电场或电子振荡方向平行波的传播方向的纵波模.对于上述的纵波模,自由电子将会沿着电场方向产生纵向振荡的集体运动,造成自由电子密度的空间分布会随时间的变化形成一种纵波形式的振荡,这种集体运动即为金属中自由电子的体积等离子体振荡.由于金属的等离子体共振模其电场与波的传播方向平行.若考虑 TM 极化的电磁波从空气入射至金属上时,由于在空气/金属界面上垂直于金属表面的内、外电场分量的不连续,所以自由电子会在金属表面处累积造成表面极化电荷密度  $\sigma$ ,由边界条件  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{E} = \sigma/\epsilon_0$ ,  $\mathbf{n} = n\mathbf{z}$  表示垂直与金属平板的方向,在适当条件下受到外加电磁波平行于平板方向的电场分量的驱动时,这些表面电荷密度的空间分布将沿着金属表面产生纵波(疏密波)形式的振荡:

$$\sigma(x, y, t) = \sigma_0 \exp(i(kx + ky - \omega t)), \quad (13)$$

此即为金属的表面等离子体振荡,类似于固态晶格的集体振荡效应的量子化而形成声子,这些表面自由电子的集体运动也形成所谓的表面等离子体,并且伴随着表面等离子体振荡所产生的电磁波亦具有特定的色散关系与共振频率.

入射光波长为  $1.51 \mu\text{m}$  时,光通过正方形单元结构金属光子晶体平板后,表面等离子体是如何分布的呢<sup>[17-22]</sup>?在图 2 的传输谱中,也可以看出,这个模几乎感受不到金属平板表面周期性对它的影

响.每一个长方形空气孔都可以看作一个波导共振腔,四边是金属边,两端是空气,这样一个长方形空气孔就形成一个低品质因子的共振腔.在  $yz$  平面和  $xz$  平面上,电场  $E_y$  的分布如图 3(a) 和 (b) 所示,这个波长的电场几乎全部局域在长方形空气孔区域中,表面等离子体振荡所产生的电场可以沿着  $y$  方向传播,然而在  $z$  方向上,电场振幅则随着距离的增大而呈指数递减,这一类型的表面等离子体波为非辐射性表面等离子体波模,其产生的电场将被限制在长方形空气孔区域中,为一种消散场电磁波.

如图 4(a) 所示,电场  $E_z$  主要分布在长方形空气孔两边的金属区域上.根据边界条件  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{E} = \sigma/\epsilon_0$ ,  $\mathbf{n} = n\mathbf{z}$  表示垂直与金属平板的  $z$  方向,可以得到表面电荷密度的空间分布.这些空间周期性分布的表面电荷密度将沿着  $y$  方向产生纵波(疏密波)形式的振荡:  $\sigma(x, y, t) = \sigma_0 e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}$ , 此即为金属光子晶体平板的表面等离子体振荡.这种偶极振荡主要沿着垂直于长方形空气孔长边的方向,并且在长方形空气孔区域内形成了局域共振,如图 3(a) 和 (b) 种的电场  $E_y$  分布.类似于固态晶格的集体振荡效应的量子化而形成声子,这些表面自由电子的集体运动也形成所谓的表面等离子体,并且伴随着表面等离子体振荡所产生的电磁波亦具有特定的色散关系与共振频率.如图 5(a) 和 (b) 所示,表示在金属的右边界附近附近的电场  $E_y$  以及电场  $E_z$  的分布.可以清楚的看到,正方形单元结构金属光子晶体平板结构中的表面等离子体模与长边的耦合远大于与短边的耦合,并且局域的表面等离子体振荡沿着垂直于空气孔长边的方向( $y$  方向),并且在长方形空气孔区域内形成了局域共振( $E_y$  分布),另外,电场  $E_y$  几乎全部局域在长方形空气孔中,电场  $E_z$  主要分布在空气孔两边的金属区域上.有一点需要指出的是,由长方形空气孔形成的局域波导共振引起的表面等离子体分布在长方形空气孔区域中,这和所谓的一般表面等离子体主要分布在金属表面不同.

入射光波长为  $0.936 \mu\text{m}$  时,光通过正方形单元结构金属光子晶体平板时,表面等离子体又是如何分布的呢?在  $yz$  和  $xz$  平面上,电场  $E_y$  的分布如图 6(a) 和 (b) 所示,电场  $E_y$  分布在长方形空气孔区域的两端,在金属和空气的两个界面上都激发了等离子体波,它沿着  $y$  方向传播.这个模式是由于表面周期性对它的调节而产生的.从图 2 中也可以看出,波长为  $0.936 \mu\text{m}$  的模式是随着金属光子晶体平板

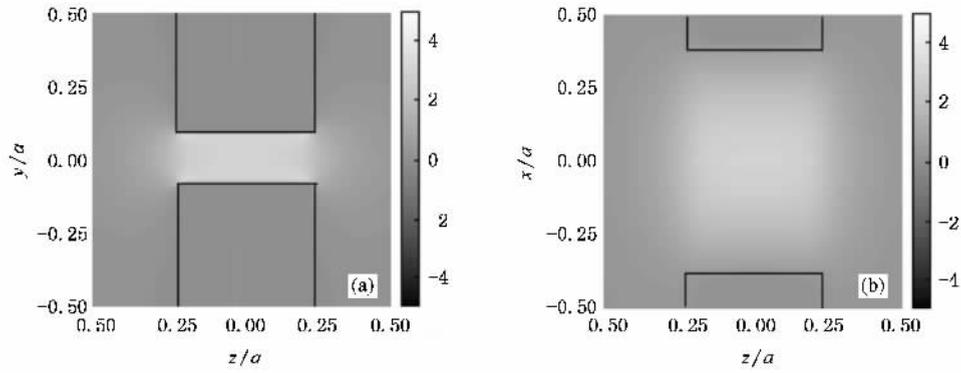


图 3 (a)  $x=0$  在  $yz$  平面上 电场  $E_y$  的分布 (b)  $y=0$  在  $xz$  平面上 电场  $E_y$  的分布(入射光波长为  $1.51 \mu\text{m}$ )

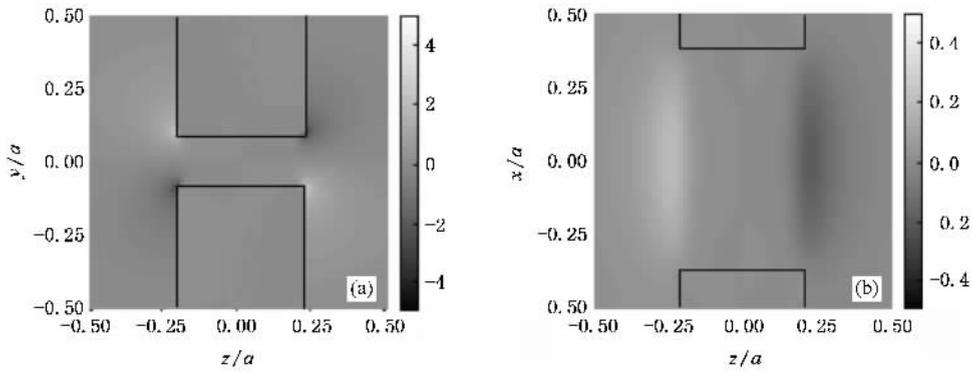


图 4 (a)  $x=0$  在  $yz$  平面上 电场  $E_z$  的分布 (b)  $y=0$  在  $xz$  平面上 电场  $E_z$  的分布(入射光波长为  $1.51 \mu\text{m}$ )

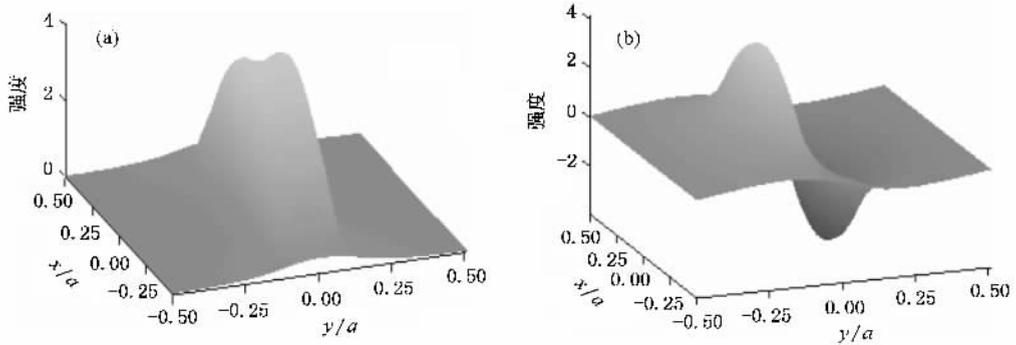


图 5 在右边金属表面  $xy$  平面上 (a) 电场  $E_y$  和 (b)  $E_z$  的分布(入射光波长为  $1.51 \mu\text{m}$ )

表面周期性的变化而变化的.表面等离子体振荡所产生的电磁场可以沿着  $y$  方向传播,然而在  $z$  方向上,电场振幅则随着距离的增大而呈指数递减,为非辐射性表面等离子体波模,其产生的电磁场将被限制在空气孔区域的两端,为一种消散场电磁波.

如图 7(a)所示,电场  $E_z$  主要分布在长方形空气孔长边的金属区域上.根据边界条件  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{E} = \sigma/\epsilon_0$ ,可以得到表面电荷密度的空间分布.这些空间

周期性分布的表面电荷密度将沿着  $y$  方向产生纵波(疏密波)形式的表面等离子体振荡.这种偶极振荡主要沿着垂直于长方形空气孔长边的  $y$  方向,并且在长方形空气孔区域内形成了局域共振( $E_y$  分布).如图 8(a)和(b)所示,它表示在金属的右边界面附近的电场  $E_y$  以及  $E_z$  的分布.我们可以清楚的看到与前面类似的现象,正方形单元结构金属光子晶体平板结构中的表面等离子体模与长边的耦合远

大于与短边的耦合,而且电场  $E_y$  几乎全部局域在长方形空气孔区域的两端,电场  $E_z$  主要分布在长方形空气孔长边的金属区域上.同样,由周期性引起

的共振模式,它的表面等离子体也分布在长方形空气孔区域的两端,这和所谓的一般表面等离子体主要分布在金属表面不同.

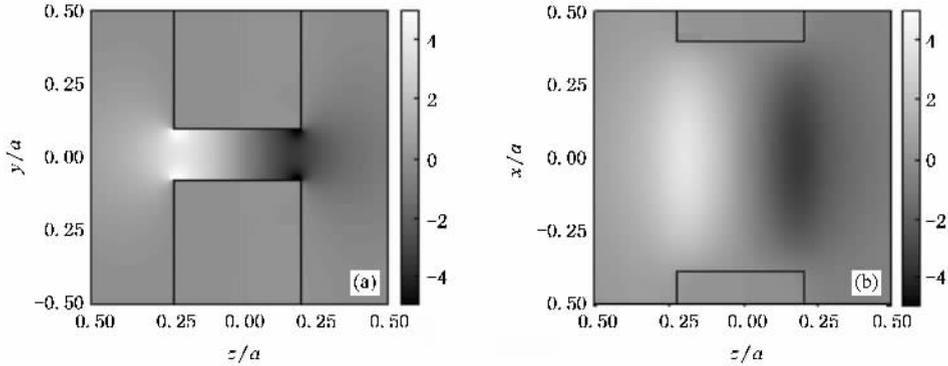


图6 (a)  $x=0$  在  $yz$  平面上 电场  $E_y$  的分布 (b)  $y=0$  在  $xz$  平面上 电场  $E_y$  的分布(入射光波长为  $0.936 \mu\text{m}$ )

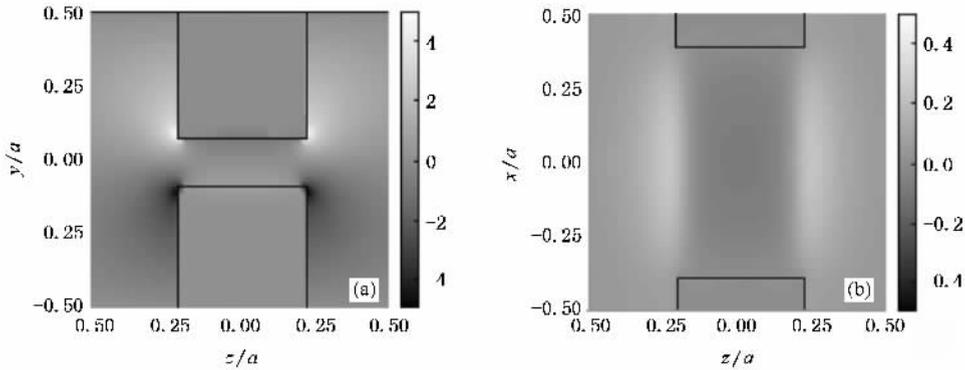


图7 (a)  $x=0$  在  $yz$  平面上 电场  $E_z$  的分布 (b)  $y=0$  在  $xz$  平面上 电场  $E_z$  的分布(入射光波长为  $0.936 \mu\text{m}$ )

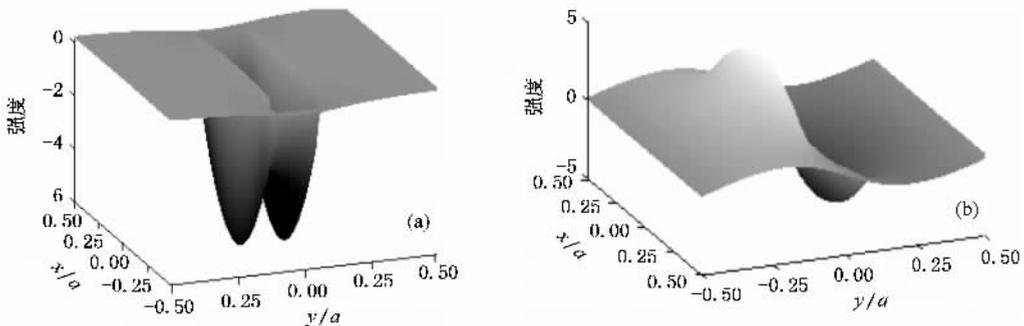


图8 在右边金属表面  $xy$  平面上 (a) 电场  $E_y$  的分布 (b) 电场  $E_z$  的分布(入射光波长为  $0.936 \mu\text{m}$ )

在图9中,在  $x=0$  和  $y=0$  上,得到了对应波长为  $1.51 \mu\text{m}$ (实线)和  $0.936 \mu\text{m}$ (点线)的电场  $E_y$  沿着  $z$  方向的分布.两个垂直虚线表示金属与空气的分界面.波长为  $1.51 \mu\text{m}$  的电场  $E_y$  几乎全部局域在长方形空气孔中,在  $z$  方向上,电场振幅则随着位置远

离左右界面而呈指数递减,为非辐射性表面等离子体波模,其产生的电场将被限制在长方形空气孔中.波长为  $0.936 \mu\text{m}$  的电场  $E_y$  分布在长方形空气孔区域的两端,在左右接口附近都沿着两边指数衰减,其产生的电磁场将被限制在长方形空气孔区域的两端.

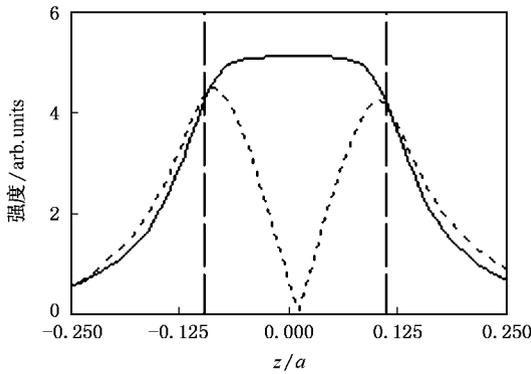


图9 在  $x=0, y=0$  位置上, 电场  $E_y$  沿  $z$  方向的分布. 实线对应的波长为  $1.51 \mu\text{m}$ , 点线对应得波长为  $0.936 \mu\text{m}$ , 两个垂直虚线对应着金属和空气的分界面

## 4. 结 论

采用金属的 Drude 模型, 用全矢量的三维 FDTD 方法, 研究了正方形单元结构金属光子晶体平板的增强传输效应以及等离子体共振特性. 和所谓的一般表面等离子体主要分布在金属表面不同的是, 它所产生的表面等离子体局域在长方形空气孔区域中, 因而电磁场强度(或电磁波能量)将会有显著地增强现象. 这些性质可应用于光电领域中的滤光器或光学显示器、近场光学显微术、超高密度光学储存、表面增强拉曼光谱、纳米光学微影术以及太阳能电池制作等前沿技术的发展与改良.

- [ 1 ] Wood R W 1902 *Proc. R. Soc. London A* **18** 269
- [ 2 ] Stern E A, Ferrell R A 1960 *Phys. Rev.* **120** 130
- [ 3 ] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H, Thio T, Wolf P 1998 *Nature (London)* **391** 667
- [ 4 ] Pendry J B, Martin-moreno L, Garcia-Vidal F J 2004 *Science* **305** 847
- [ 5 ] Hibbins A P, Evans B R, Sambles J R 2005 *Science* **308** 670
- Tatsunosuke M, Agrawal A, Nahata A, Vardeny Z V 2007 *Nature* **446** 517
- [ 6 ] González M U, Weeber J C, Baudrion A L, Dereux A, Stepanov A L, Krenn J R, Devaux E, Ebbesen T W 2006 *Phys. Rev. B* **73** 155416
- [ 7 ] Hibbins A P, Evans B R, Sambles J R 2005 *Science* **308** 670
- [ 8 ] Beruete M, Sorolla M, Campillo I, Dolado J, Martin-Moreno L, Bravo-Abad J, Garcia-Vidal F J 2005 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **53** 1897
- [ 9 ] Tatsunosuke M, Agrawal A, Nahata A, Vardeny Z V 2007 *Nature* **446** 517
- [ 10 ] Qiu M 2005 *Opt. Express* **13** 7583
- [ 11 ] Altewischer E, Van Exter M P, Woerdman J P 2002 *Nature* **418** 304
- [ 12 ] Li G J, Kang X L, Li Y P, Lü C, Fan Z X, Ding L, Sui Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2645 (in Chinese) [ 李国俊、康学亮、李永平、吕超、范正修、丁磊、隋展 2007 物理学报 **56** 2645 ]
- [ 13 ] Zhang B, Wang Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1404 (in Chinese) [ 张波、王智 2007 物理学报 **56** 1404 ]
- [ 14 ] Kazuaki S, Noriko K, Takunori I 2001 *Phys. Rev. B* **64** 45116
- Takunori I, Kazuaki S 2001 *Phys. Rev. B* **64** 45117
- [ 15 ] Taflove A 2000 *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* 2nd ed. (Norwood: Artech House INC)
- [ 16 ] Palik E D 1991 *Handbook of Optical Constants in Solids* (Boston: Academic) vol. 1
- [ 17 ] Ruan Z C, Qiu M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 233901
- [ 18 ] Bo Hou, Hang Z H, Wen W Z, Chan C T, Sheng P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 131917
- [ 19 ] Zhang W L, Azad Abul K, Han J G, Xu J Z, Chen J, Zhang X C 2007 *Phys. Lett.* **98** 183901
- [ 20 ] Garcia F J, Gómez-Medina R, Sáenz J J 2005 *Phys. Rev. E* **72** 16608
- [ 21 ] Garcia de Abajo F J, Sáenz J J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 233901
- [ 22 ] Tsai M W, Chuang T H, Chang H Y, Lee S C 2006 *Appl. Phys. Lett.* **9** 93102



# Enhanced transmission through metal-film hole arrays and the surface plasmon resonance<sup>\*</sup>

Zhou Ren-Long<sup>1,2,†</sup> Chen Xiao-Shuang<sup>2)</sup> Zeng Yong<sup>2)</sup> Zhang Jian-Biao<sup>2)</sup> Chen Hong-Bo<sup>2)</sup>

Wang Shao-Wei<sup>2)</sup> Lu Wei<sup>2)</sup> Li Hong-Jian<sup>3)</sup> Xia Hui<sup>3)</sup> Wang Ling-Ling<sup>4)</sup>

<sup>1</sup> *College of Physics, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan 411201, China*

<sup>2</sup> *National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China*

<sup>3</sup> *College of Physics Science and Technology, Central South University, Changsha 410082, China*

<sup>4</sup> *School of Physics and Microelectronics, Hunan University, Changsha 410082, China*

(Received 17 August 2007; revised manuscript received 4 October 2007)

## Abstract

In this paper, we show that the enhanced transmission and the surface plasmon distribution through a thin gold film with a periodic array of subwavelength holes with the finite-difference time-domain (FDTD) method. The transmission spectra exhibit two different surface plasmon resonance features: the localized waveguide resonance and the well-recognized photonic crystal resonance. For the localized waveguide resonance, the tangential electric field component  $E_y$  is seen to be concentrated entirely in the rectangular air hole region. And for the photonic crystal resonance, the tangential electric field components  $E_y$  is nonzero only on the two sides of the rectangular hole region. With the aid of the SP, light can form a strong focal spot at the bottom of the metal.

**Keywords**: photonic crystal, gold-film, enhanced transmission, surface plasmon

**PACC**: 4225B, 4270Q, 7820P

<sup>\*</sup> Project supported by the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 90606001), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 07JJ3114) and Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20050532013).

<sup>†</sup> E-mail: rlzhou@yahoo.com.cn