

嵌入电介质小球的金属薄片的电磁波透射特性*

郑俊娟¹⁾²⁾ 孙刚^{1)†}

1) (中国科学院物理研究所北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2) (北京服装学院基础教学部, 北京 100029)

(2009 年 8 月 27 日收到; 2009 年 12 月 15 日收到修改稿)

研究了金属板上下两个表面内侧都周期性地嵌入电介质小球体系的透射和吸收性质. 结果显示: 对于嵌入深度很小的电介质小球, 电磁波可通过隧穿效应进入到电介质小球内, 并以腔体本征模式的形式存在. 当嵌入深度很小时, 周期排列的电介质小球会对金属表面做有效的周期性调制, 使体系在特定的频率出现金属表面等离子激元. 当腔体本征模式与金属表面等离子激元模式的频率相近时, 它们之间的耦合将使两种电磁模式大幅度地增强, 从而使上层的电介质小球内具有非常强的电磁场. 这些高强度的电磁场有相当一部分可通过隧穿效应进入到下层的电介质小球内, 并通过与上表面类似的方式将电磁场引导至金属板外, 形成强烈的透射平面电磁波, 最终导致体系的透射率大幅度增高.

关键词: 腔体模式, 表面等离子激元, 透射

PACC: 4270Q, 4225B, 7320M

1. 引 言

1998 年, Ebbesen 等^[1]发现周期排列的纳米级孔洞可以使光学厚度的金属板具有额外的光学穿透能力. 由于有着潜在的应用前景, 此后对周期调制的金属薄层光学性质的研究引起了强烈的关注^[2-9]. 许多不同的物理机制被用来解释这些体系中所出现的额外透射增强, 包括表面等离子激元、孔或凹槽中不同类型的波导模式以及它们之间的不同组合^[10-17]. 在这些体系中, 各种电磁模式混杂在一起并相互耦合, 致使总体的电磁场大幅度偏离了这些已知的电磁模式, 严重妨碍了对强透射体系的理解.

近年来, 我们利用多重散射方法研究了一系列与金属-电介质表面的表面等离子激元有关的光学性质, 其中包括对在金属板的上表面外侧放置一层周期性排列的电介质小球体系的研究^[18]. 研究结果表明金属上表面外侧周期性排列的电介质小球可诱发金属-电介质表面上的表面等离子激元, 这些表面等离子激元的存在可通过非常尖锐的吸收峰反

映出来. 对于无限厚的金属板, 这些吸收峰的峰值位置主要与电介质小球的排列周期有关, 并与解析理论符合相当好. 对于有限厚度的金属板, 在金属板的两侧表面上会产生对称和反对称的两种表面等离子激元, 从而使原来在无限厚的金属表面上所出现的单一频率的表面等离子激元劈裂为双频率. 我们还研究了在金属底板中周期性地嵌入电介质球或球壳的体系^[19-21], 发现在此体系中存在两种响应频率, 分别对应于表面等离子激元模式和金属中的电介质腔体模式. 在这些响应频率上, 可观察到与它们相对应的吸收峰, 通常情况下这些吸收峰的峰值有限. 然而, 通过调整体系中的某些参数, 可以使腔体模式和表面等离子激元模式的频率非常接近, 这时两种模式之间会发生耦合, 并大幅度提高电介质球腔体内的电磁场强度, 这一点可被出现在相应的频率附近极强的吸收峰所证实. 电介质球腔体内增强的电磁场可穿透更厚的金属层. 本文根据这一思路, 设计了一个新的体系, 通过电介质腔体内的强电磁场的穿透效应在特定的频率上提高透射率, 并利用多重散射方法对这种体系的光学透射性质做详细的研究.

* 国家自然科学基金(批准号: 10674157)和北京市教育委员会科技发展计划(批准号: KM200710012004)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: gsun@aphy.iphy.ac.cn

2. 研究模型

本文所采用的模型是在一块金属板的上下表面内侧按照正三角点阵各嵌入一层周期性排列的电介质小球(如图 1 所示). 设电介质小球的介电常数 ε 为 1.96 (玻璃的介电常数). 为了使 $l = 1$ 的腔体本征模式的频率落在可见光的范围之内, 小球的半径 S 固定为 100 nm. 小球的排列周期 α 决定了表面等离子激元的出现频率, 我们选取了两种排列周期 ($\alpha = 550$ nm, $\alpha = 500$ nm). 当 $\alpha = 550$ nm 时, 体系中表面等离子激元的出现频率与 $l = 1$ 的

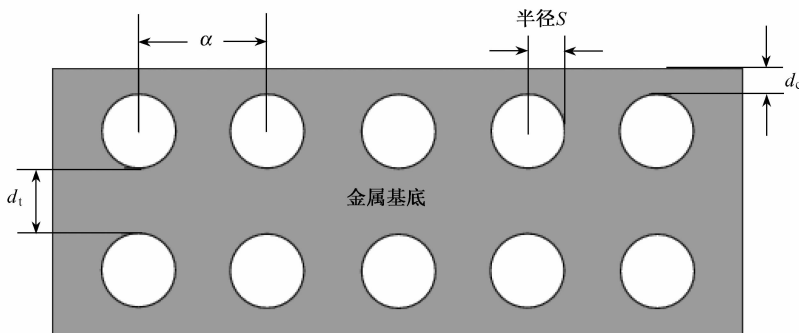


图 1 嵌入两层电介质玻璃球的金属薄片的截面示意图

3. 表面等离子激元和球形腔体电磁模式

在一个金属-电介质表面上可以存在表面等离子激元. 对于一个单一的(金属和电介质均为半无限大)、完全平滑的金属-电介质(空气)表面, 表面等离子激元具有如下的色散关系:

$$k_{sp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{\varepsilon_{Ag}}{1 + \varepsilon_{Ag}} \right), \quad (2)$$

其中 k_{sp} 是表面等离子激元在表层平面内的波矢. 对于 Drude 金属, 表面等离子激元在 $\omega = \left[0, \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \right]$ 的范围内能够存在. 在完全平滑的金属表面上, 入射的平面电磁波不能直接激发表面等离子激元. 但当表面不是理想情况而是具有一些散射中心(如光栅、棱镜、褶皱甚至杂质)时, 被散射的电磁波中将包括表面等离子激元的成分. 由于被不同散射中心散射出的表面等离子激元来自于同一平面电磁波, 因而它们有很强的相位关联. 当这些散射中心被周期排列时, 只有在满足某些特定关系的情况下, 被不同

腔体本征模式的频率相差较远; 当 $\alpha = 500$ nm 时, 体系中这两种模式的频率较接近. 小球嵌入金属中的深度 d_c 固定为 5 nm, 而两层小球之间的距离 d_1 可在 10—50 nm 的范围内变化. 金属板的总厚度 $t = 2d_c + 4S + d_1$. 金属板的上下表面以外的介质都设为空气 ($\varepsilon = 1$), 而金属银的介电常数 ε_{Ag} 可用 Drude 模型来近似, 即

$$\varepsilon_{Ag}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\tau^{-1})}, \quad (1)$$

其中 ω 为入射光的角频率; ω_p 为等离子体频率, 满足 $\omega_p \hbar = 9.2$ eV; τ 为电子的弛豫时间, 满足^[22] $(\omega_p \tau)^{-1} = 0.02$.

散射中心散射出的表面等离子激元才能相互增强, 否则将相互抵消. 能形成表面等离子激元的波矢 k_{sp} 需满足如下关系:

$$k_{sp} = k_0 \sin \theta_0 \pm p \frac{2\pi}{\alpha} \mathbf{u}_1 \pm q \frac{2\pi}{\alpha} \mathbf{u}_2, \quad (3)$$

其中 θ_0 是入射波的入射角, \mathbf{u}_1 和 \mathbf{u}_2 是表面上二维晶格的倒格矢, 而 p 和 q 是任意整数. 在这些表面等离子激元中, 频率最低、强度最大的表面等离子激元对应于 \mathbf{u}_1 或 \mathbf{u}_2 的表面倒格矢. 在正入射的情况下, 晶格长度为 α 的正三角格点, 能形成表面等离子激元的入射光频率为

$$\frac{2\pi}{\alpha} = \frac{\omega}{c} \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_{Ag}}{1 + \varepsilon_{Ag}}}. \quad (4)$$

由于 ε_{Ag} 与 ω 有关, 因此(4)式中 ω 与 $1/\alpha$ 不是线性关系. 由于频率 ω 只依赖于排列周期 α , 因此通过调节周期结构的间距 α 可控制金属表面形成等离子激元的频率.

当金属不再是半无限大体系, 而是有一定厚度时, 金属的上下表面均可产生表面等离子激元, 而且表面等离子激元会透过金属板进行耦合, 从而使其色散关系偏离(2)式. 精确的解析理论已经证明,

当金属板的厚度为 t (t 满足 $\exp(-tk_{sp} \sqrt{-\epsilon_{Ag}}) \ll 1$), 并且忽略金属的吸收时, 金属板的上下表面存在两种不同对称性的表面等离子激元^[18, 23], 它们的色散关系为

$$k_{1,2} = k_{sp} \left[1 \pm \frac{2\epsilon_{Ag}}{1 - \epsilon_{Ag}^2} \exp(-tk_{sp} \sqrt{-\epsilon_{Ag}}) \right], \quad (5)$$

其中 k_1 和 k_2 分别为对称和反对称的表面等离子激元的波矢. 这两种表面等离子激元在金属上下表面的电磁场强度是相同的, 如果忽略金属中的吸收, 这些表面等离子激元将会导致 100% 的透射. 实际上, 由于金属均有一定的吸收, 这种上下表面等离子激元的直接耦合所导致的强透射和频率变化通常不会发生 (除非金属板非常薄), 因此, 表面等离子激元的频率仍由 (4) 式决定.

当一个电介质腔体被嵌入无限大的金属中, 腔内可存在一系列的电磁本征模式. 当外界入射电磁波的频率与这些本征模式的频率接近时, 电介质腔体中很容易被激发出非常强的电磁波. 当腔体具有球对称性时, 通过球面波展开技术可严格地求出角动量为 l 的球谐函数对频率为 ω 的平面波的散射元 $T_l^E(\omega)$ ^[24]. $T_l^E(\omega)$ 的峰值频率可近似为相应腔体本征模式存在的频率. 在这些本征模式中, $l = 1$ 的本征模式具有最强的响应和最低的本征频率. 随着 l 的增加, 本征模式的响应逐渐减弱, 并向高频方向漂移. $T_l^E(\omega)$ 与空间的排列无关, 仅与电介质小球的几何尺寸以及球内电介质和球外部金属的介电常数有关, 调节这些参数可控制腔体模式的本征频率.

4. 多重散射方法的计算结果及分析

以上对图 1 所示体系中两种典型的电磁模式作了分析, 但这些分析是在理想的条件下 (如对表面等离子激元假定金属-电介质表面为半无限大、完全平滑; 对腔体模式假定小球是被嵌入无限大的金属中等) 进行的, 而且没有考虑它们之间的耦合. 为了得到如图 1 所示体系的透射谱和吸收谱, 我们利用多重散射方法^[25, 26] 对它们进行了详细计算. 首先, 利用多重散射方法详细考察了该体系的收敛条件, 结果表明, 散射波角动量的展开级数 $L_{max} = 19$ 和相应平面波的展开级数 $R_{max} = 48$, 计算结果基本上不再与 L_{max} 和 R_{max} 有关, 这说明计算已经收敛.

图 2 给出了厚度 $d_1 = 10, 20, 30, 40, 50$ nm, 周

期 $\alpha = 550$ nm 体系的透射谱及吸收谱. 从图 2 可以看出, $d_1 = 50$ nm 的吸收谱在波长 λ 为 432 和 498 nm 处有两个吸收峰, 分别对应着 $l = 1$ 的腔体模式和第一阶的金属表面等离子激元模式, 这两个峰的位置与 $T_1^E(\omega)$ 的峰值频率 ($\lambda_c = 425$ nm) 和由 (4) 式计算得到的频率 ($\lambda_{sp} = 497$ nm) 基本符合. 由于腔体是被嵌入在有限厚度而非无限大的金属中, 因此腔体模式的峰位与理想情况略有偏差 (波长略大于理想情况). 同样, 由于金属-电介质表面并非完全平滑 (在金属表面下有非均匀的物质存在), 因此金属的表面等离子激元的峰位也与理想情况有偏差 (波长略大于理想情况). 这两种模式的偏差均与 d_1 有关, 在本文的条件 ($d_c = 5$ nm) 下, 表面等离子激元峰位的偏差比腔体模式小得多. 从图 2 还可看出, 腔体模式的吸收峰较宽, 而金属表面等离子激元模式的吸收峰较窄. 对于透射谱, 我们可以看到由 $l = 1$ 的腔体模式所导致的透射峰 ($\lambda = 432$ nm) 较强, 而由第一阶的金属表面等离子激元模式所导致的透射峰非常弱. 这一点对其他 d_1 的体系仍然适用. 比较透射谱和吸收谱可以发现, 腔体模式的透射率较大, 吸收率较小, 而金属表面等离子激元模式正好相反, 其透射率较小, 吸收率较大.

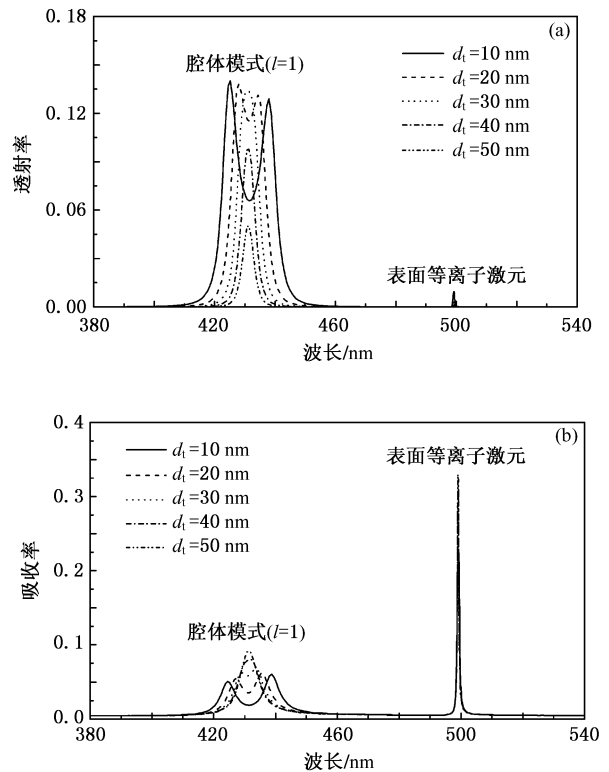


图 2 当 d_1 取不同值时, $\alpha = 550$ nm 体系的透射谱和吸收谱 (a) 透射谱, (b) 吸收谱

随着 d_1 的减小, 腔体模式的透射峰和吸收峰均逐渐变宽, 最后劈裂成两个峰, 而且两个峰的距离越来越远, 这是由于两个腔体中的电磁模式发生耦合所致. 由于耦合作用, 原本相同的两个腔体模式产生劈裂, 使透射峰和吸收峰均变为双峰结构, 耦合强度随着 d_1 的减小而增加, 这正是我们在图 2 中所看到的 $l = 1$ 的腔体模式随不同 d_1 的变化特征.

从图 2 可以看出, $l = 1$ 的腔体模式和第一阶的金属表面等离子激元模式的峰位相距较远, 因而它们之间基本上不会产生耦合. 首先, 表面等离子激元出现的频率与理想情况非常接近, 表明它受腔体模式的影响很小. 第二, 图 2 中金属表面等离子激元的吸收峰不随 d_1 而变化, 表明腔体模式的改变 (由于上下两腔体模式的耦合) 基本上不影响金属表面等离子激元模式 (金属上下表面的表面等离子激元的直接耦合可以忽略, 因为它们相距较远). 最后, 虽然透射峰的强度随 d_1 减小而增强, 但吸收峰的强度随 d_1 的变化并不明显, 表明此时的耦合是发生在两个纯腔体模式之间, 它不能使进入体系的电磁场增强. 对于排列周期 $\alpha = 550$ nm 的体系, 由于腔体模式和金属表面等离子激元模式之间耦合很弱, 更便于我们理解各个峰的物理意义.

随着电介质小球排列周期的逐渐减小, 金属表面等离子激元出现频率 (波长) 逐渐增高 (变短). 当这一频率接近腔体模式的频率时, 腔体模式和金属表面等离子激元会发生很强的耦合, 并带来一些奇特的现象. 下面我们利用在研究金属厚底板中周期性地嵌入一层电介质球的体系中所使用过的方法^[19]来研究本体系的新现象. 图 3 给出了排列周期 $\alpha = 500$ nm 的体系在不同 d_1 下的透射谱及吸收谱. 在这一排列周期下, 由 (4) 式计算得到的第一阶金属表面等离子激元的频率 $\lambda_{sp} = 455$ nm. 在图 3 中 $d_1 = 50$ nm 的吸收谱中同样出现了两个峰 (位于波长 $\lambda = 426, 457$ nm 处), 但与图 2 的吸收谱 (没有耦合的情况) 相比, 有两个变化值得注意. 其一, 此处腔体模式和金属表面等离子激元所对应的峰分别向短波长和长波长方向有一小的漂移, 使两个峰分得更开 (这种劈裂在两种模式之间存在耦合的情况下经常发生). 其二, 金属表面等离子激元所对应的峰明显变宽, 表明这个模式已不再是纯的金属表面等离子激元模式, 而是混入了部分腔体模式. 因此, 在这个体系中腔体模式和金属表面等离子激元模式之间会出现耦合, 耦合的结果使新的本征频率的

差值加大, 同时使以金属表面等离子激元模式为主的吸收峰变宽. 耦合的存在还可从以金属表面等离子激元为主的吸收峰随 d_1 的改变中得到证实. 图 3 显示, 随着 d_1 的减小, 不仅腔体模式为主的吸收峰逐渐变宽, 最后劈裂成两个峰, 且以金属表面等离子激元为主的吸收峰也会发生类似的变化, 并向长波长方向漂移, 吸收峰的强度也明显增强. 这一点与图 2 形成鲜明对照, 表明在这两种模式耦合的情况下, d_1 的减小不但增强了腔体模式之间的耦合, 还间接地增强了与金属表面等离子激元模式的耦合, 使体系内的电磁场大幅度增强.

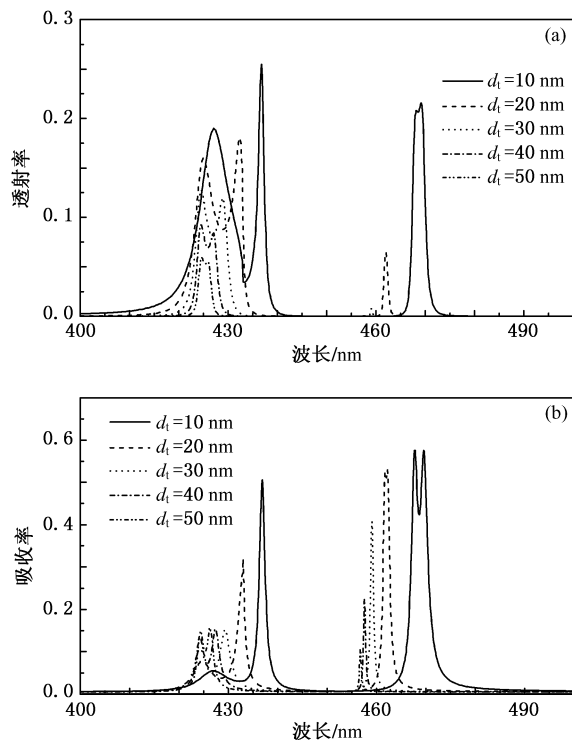


图 3 当 d_1 取不同值时, $\alpha = 500$ nm 体系的透射谱和吸收谱 (a) 透射谱, (b) 吸收谱

对于透射峰, 我们可以看到当电介质小球之间的距离 d_1 较大时, 透射率很低 (接近零). 但随着 d_1 的减小, 两个腔体中的电磁模式发生耦合, 使部分电磁波可以透过. 由于腔体模式和金属表面等离子激元模式之间存在耦合, 使体系内的电磁场大幅度增强, 从而导致异常高的透射率. 为了说明此时的高透射率, 我们将其与平滑的纯金属板 (由 Drude 模型描述的金属银制备) 的透射率进行比较. 一般情况下, 电磁波在金属中的传播是用趋肤深度来表示的. 对于用 Drude 模型描述的金属银而言, 在可见光范围内它的趋肤深度约为 12.5 nm, 电磁波透过厚

度为 30 nm 银板后的强度只有原来的 10% 左右,而对于厚度超过 100 nm 的银板则是完全不透明的. 我们利用多重散射法对纯金属板的透射率作了严格计算, 结果如下: 对于厚度为 30 nm 的银板, 在 420—480 nm 波段透射率为 0.08—0.11 (长波段透射率较低); 对于 20 nm 的银板, 在 440 nm 附近透射率约为 0.25. 在图 3 中最高的透射率可达 0.25 (对应于 $d_1 = 10$ nm 的情况), 这与厚度为 20 nm (即 $2d_0 + d_1$) 的银板在此波段的透射率相当. 更值得注意的是, 在 $d_1 = 20$ nm 时本体系的最高透射率可达 0.17, 明显高于厚度为 30 nm 的纯金属银板在 420—480 nm 波段的透射率. 这说明本体系通过腔体模式和金属表面等离子激元模式之间的耦合, 大幅度提高了电磁波的透射能力.

由上述分析可知, 本模型带来高透射率的机理如下: 入射光首先穿透金属表面薄层进入到电介质小球内, 当电介质小球的腔体本征模式与表面等离子激元模式的频率相近时, 它们之间的耦合会使电介质小球内以及金属表面上的电磁场大幅度增强, 而电介质小球内高度集中的电磁场又可通过隧穿效应进入到金属板下层的电介质小球内. 与上表面情况类似, 下层的电介质小球内的电磁波会与金属下表面的表面等离子激元模式进行耦合, 把电磁场引导至金属的下表面, 并通过周期结构引至金属板外, 产生非常强的透射平面电磁波.

本文所设计的体系与文献[1]中所研究的体系一样, 都能产生额外的透射增强. 可是, 文献[1]所研究的体系是在金属薄层中构造一些正方格点的圆柱形孔洞, 这种体系虽然能引起一定程度的额外透射增强, 但是由于存在不平滑的棱角(如圆柱形

孔洞的上下边缘), 难以进行准确的计算. 同时, 该体系中存在的电磁模式非常多, 严重妨害了对其机理的研究(至今仍有许多问题有待解决). 与具有周期性排列的圆柱形孔洞的金属板不同, 本文所研究的体系金属板并没有完全打通, 因而我们所得到的额外透射增强更有意义. 由于不存在不平滑的棱角, 故本文所研究体系也便于准确计算. 另外, 由于本体系中所出现的几种电磁模式均为已知, 因而在机理研究方面也更为严格.

5. 结 论

本文详细研究了在金属板的上下表面各嵌入一层按正三角点阵排列的电介质(玻璃)小球体系的光学性质. 研究结果表明: 对于嵌入深度很小的电介质小球, 电磁波可通过隧穿效应进入到电介质小球内, 并以腔体本征模式的形式存在. 另外, 嵌入深度很小的周期排列的电介质小球对金属表面的散射元做了有效的周期性调制, 使本体系可在特定频率下出现金属表面等离子激元. 当腔体本征模式的频率与由周期排列所诱导的金属表面等离子激元的频率相近时, 它们之间的耦合会大幅度地加强两种电磁模式, 从而使电介质小球内具有非常强的电磁场. 这些高强度的电磁场有相当一部分可通过隧穿效应进入到下层的电介质小球内, 并通过与上表面类似的方式将电磁场引导至金属板外, 产生强烈的透射平面电磁波. 通过这种机制, 本体系可在特定频率下大幅度提高电磁波的透射率. 本文的结果对进一步研究其他具有额外透射增强的体系具有重要的参考价值.

[1] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667

[2] Ghaemi H F, Thio T, Grupp D E, Ebbesen T W, Lezec H J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 6779

[3] Kim T J, Thio T, Ebbesen T W, Grupp D E, Lezec H J 1999 *Opt. Lett.* **24** 256

[4] Thio T, Ghaemi H F, Lezec H J, Wolff P A, Ebbesen T W 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1743

[5] Grupp D E, Lezec H J, Ebbesen T W, Pellerin K M, Thio T 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 1569

[6] Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J, Lezec H J, Pellerin K M, Thio T, Pendry J B, Ebbesen T W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1114

[7] Chen Y G, Wang Y H, Zhang Y, Liu S T 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1084

[8] Meng K, Wang Y H, Chen L W, Zhang Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3198 (in Chinese) [孟 阔、王艳花、陈龙旺、张 岩 2008 物理学报 **57** 3198]

[9] Sun M, Liu R J, Li Z Y, Cheng B Y, Zhang D Z, Yang H F, Jin A Z 2006 *Chin. Phys.* **15** 1591

[10] Schröter U, Heitmann D 1998 *Phys. Rev. B* **58** 15419

[11] Schröter U, Heitmann D 1999 *Phys. Rev. B* **60** 4992

[12] Porto J A, Garcia-Vidal F J, Pendry J B 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2845

[13] Popov E, Neviere M, Enoch S, Reinisch R 2000 *Phys. Rev. B* **62** 16100

- [14] Tan W C, Preist T W, Sambles R J 2000 *Phys. Rev. B* **62** 11134
- [15] Salomon L, Grillot F, Zayats A V, de Fornel F 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1110
- [16] Darmanyan S A, Zayats A V 2003 *Phys. Rev. B* **67** 035424
- [17] Bonod N, Enoch S, Li P F, Popov E, Neviere M 2003 *Opt. Express* **11** 482
- [18] Zheng J J, Sun G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5210 (in Chinese)
[郑俊娟、孙刚 2005 物理学报 **54** 5210]
- [19] Sun G, Chan C T 2006 *Phys. Rev. E* **73** 036613
- [20] Zheng J J, Sun G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2751 (in Chinese)
- [21] Sun G, Zheng J J 2005 *Acta Sci. Techn. Adv. Mater.* **6** 848
- [22] Palik E D 1985 *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Academic Press)
- [23] Dykhne A M, Sarychev A K, Shalaev V M 2003 *Phys. Rev. B* **67** 195402
- [24] Modinos A 1987 *Physica A* **141** 575
- [25] Stefanou N, Yannopoulos V, Modinos A 1998 *Comput. Phys. Commun.* **113** 49
- [26] Stefanou N, Yannopoulos V, Modinos A 2000 *Comput. Phys. Commun.* **132** 189

Transmission properties of the system of dielectric spheres periodically mounted in a metal slab^{*}

Zheng Jun-Juan¹⁾²⁾ Sun Gang^{1)†}

1) (Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (Department of Fundamental Courses, Beijing University of Fashion Technology, Beijing 100029, China)

(Received 27 August 2009; revised manuscript received 15 December 2009)

Abstract

Transmission properties of the system of dielectric spheres periodically mounted in a metal slab are investigated. The electromagnetic wave can enter the dielectric spheres by tunneling effect and exists as a cavity mode. The surface plasmon polaritons can occur at certain frequency because of the periodically mounted dielectric spheres, which effectively modulate the metal surface to a periodical structure. When the frequencies of the cavity mode and that of the surface plasmon polaritons are close to each other, the coupling between them can greatly enhance both the electromagnetic modes, which results in a very strong electric field in the dielectric spheres of the upper layer. This strong electric field can further enter partially the dielectric spheres at the lower layer by tunneling effect, and can propagate out of the metal slab by the similar mechanism at the upper side of the metal slab, which causes additional increment in the transmission.

Keywords: cavity mode, surface plasmon polaritons, transmission

PACC: 4270Q, 4225B, 7320M

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10674157) and the Science and Technology Development Program of the Education Committee of Beijing, China (Grant No. KM200710012004).

† Corresponding author. E-mail: gsun@aphy.iphy.ac.cn