



论文

金属微纳结构有序阵列中 Fano 共振的产生条件

靳悦荣, 陈卓*, 王振林

南京大学物理学院, 南京 210093

*联系人, E-mail: zchen@nju.edu.cn

收稿日期: 2013-02-05; 接受日期: 2013-04-16

国家自然科学基金资助项目(批准号: 11174137, 51271092)

摘要 本文研究了由椭圆形金纳米颗粒组成的周期阵列在对称介质环境以及放置在介质波导表面两种体系下的 Fano 共振特性. 我们将衍射表面波或波导本征模调谐到金纳米颗粒的局域等离激元共振频率附近, 使其满足了通常意义上 Fano 共振产生的条件, 即窄线宽和宽线宽的模式在共振能量上的重叠. 我们发现, 当仅满足这一条件时, Fano 共振并不能被有效激发. 我们通过对共振模式场分布的研究分析, 阐述了 Fano 共振的激发还必须满足两种不同线宽的模式需要具有相同的电场分量. 我们的研究结果将有助于更好地理解 Fano 共振的物理意义, 对于设计基于 Fano 共振的微纳光子结构和器件有着重要的指导意义.

关键词 Fano 共振, 金属纳米颗粒, 等离激元共振, Wood 异常, 透射光谱

PACS: 73.20.Mf, 78.67.Bf, 42.25.Fx, 78.66.Sq, 42.25.Bs

doi: 10.1360/132013-73

众所周知, 金属纳米颗粒在外电磁场作用下, 其费米能级附近导带上的自由电子产生集体振荡, 产生局域表面等离激元(Localized Surface Plasmons, LSPs), 这使得金属纳米颗粒表现出重要的光学性质. 伴随着 LSP 共振模式的产生, 金属颗粒周围的局域场强有明显的增强, 这种场增强效应在等离激元纳米激射^[1]、传感^[2]、表面增强拉曼散射^[3]、光学天线^[4]以及光镊^[5]等方面获得了广泛的应用. 然而, 金属纳米颗粒的 LSP 能量衰减很快, 寿命较短, 导致颗粒的 LSP 共振的线宽较宽, 从而在一定程度上限制了单个金属纳米颗粒可实现的局域光场能量密度.

最近的研究发现, 一些复杂的金属纳米体系, 例

如非共轴环和圆盘组成的微腔^[6]、多纳米颗粒组合^[7,8]、金属纳米球壳^[9]、金属颗粒二聚体^[10]、超构材料^[11,12]等, 可以表现出和原子系统中的 Fano 共振相类似的具有非对称线型的光学响应, 从而可以有效地减小 LSP 模式的线宽. 我们知道, 在原子系统中, 当一个分立的激发态能级与一个连续的激发态能级相重叠时, 两个激发态之间会出现量子干涉, 在特定的光频段出现零吸收现象, 从而使原子系统的光谱呈非对称线型, 这一效应称为 Fano 共振^[13]. 而在上述金属微纳结构中, 通过人工设计使其存在两种类型的 LSP 共振模式, 一种是宽带的超辐射模(类比于原子体系的连续态), 另一种是窄带的亚辐射模(类比于原子体

引用格式: 靳悦荣, 陈卓, 王振林. 金属微纳结构有序阵列中 Fano 共振的产生条件. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2013, 43: 1022–1028
Jin Y R, Chen Z, Wang Z L. Conditions for Fano resonance excitation in 2D array metallic particles (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2013, 43: 1022–1028, doi: 10.1360/132013-73

系的分立态激发能级), 当这两种共振模的频率被调谐至重叠时, 它们之间将发生强烈的耦合, 从而在金属纳米结构的消光谱、散射谱、或吸收谱中产生 Fano 线型.

除了构造特殊形貌的金属微纳结构体系, 通过将金属纳米颗粒在对称介质环境中形成一维或二维阵列^[14,15], 或将周期排列的金属纳米颗粒阵列放置于介质波导表面形成复合体系^[16-18], 也可以实现对 LSP 共振线宽的有效调控. 在这种周期性结构复合体系中, Fano 共振产生的基本条件也可以得到满足, 即一种线宽较宽的模式(金属纳米颗粒的 LSP 共振模式)和一个线宽较窄的模式(周期性结构所提供的衍射表面波或波导模式)发生有效的相互作用. 其中, 宽线宽的金属纳米颗粒的 LSP 的共振波长可以通过改变金属纳米颗粒的形状、尺寸、组分等来调谐, 而窄线宽的衍射表面波或波导模式的共振位置则可以通过改变阵列的周期以及入射光的角度来调节. 源于 Fano 共振的潜在应用, 如二次谐波产生^[19]、激光增益^[20]、增强透射^[21]、光致透射^[22]、高效生物探测^[23]、多波段表面增强红外吸收^[24]、光学开关与电光调制等^[25], 设计支持 Fano 共振的金属纳米有序结构引起了人们的广泛兴趣^[26].

在已有的关于有序金属微纳结构的 Fano 共振的研究中, 目前的讨论仅限于当 LSP 模式和衍射表面波以及波导模式的共振频率重合就可以产生 Fano 共振, 并未对 Fano 共振的产生原因作进一步的分析. 在本文中, 我们研究了由椭圆形状的金纳米颗粒构成的二维周期阵列结构处于均匀介质环境, 以及放置在介质波导表面两种情形下的 Fano 共振特性. 在金属纳米颗粒阵列处于均匀介质环境的体系中, 我们通过调节二维周期结构在两个维度上的周期大小, 获得沿着两个方向独立传播的衍射表面波; 在金属纳米颗粒阵列与波导复合体系中, 我们可以分别获得横电场(TE)和横磁场(TM)波导模. 我们的研究发现, 仅当衍射表面波或波导模与金纳米颗粒长轴方向的 LSP 模式具有相同的电场分量时, 两者之间才能发生强烈的相互干涉, 从而产生明显的 Fano 共振. 我们的研究阐明了, 有序金属微纳结构中 Fano 共振发生的条件除了需要宽线宽和窄线宽模式在共振频率的重合以外, 还需要额外满足两个共振具有相同的电场分量.

1 模型与方法

图 1 给出了椭圆金纳米颗粒排列成二维周期阵列, 及其分别处于空气背景和以波导为衬底的示意图. 图中 P_x , P_y 分别表示沿 x , y 方向排列的周期. 光波导由三层介质组成, 其折射率分别为 n_c , n_f , n_s , 中间介质层的厚度用 t 表示. 我们考虑入射光沿 $-z$ 方向入射, 电场方向沿着椭圆颗粒的长轴方向, 即 x 轴方向. 椭圆金纳米颗粒的长轴、短轴及高度分别为 140 nm, 40 nm 和 30 nm.

关于透射光谱与消光谱的计算, 我们使用有限元模拟软件 COMSOL MULTIPHYSICS 的 RF 模块进行模拟. 模拟中金的介电常数使用 Drude 模型, 即 $\epsilon_{Gold}(\omega) = 1 - (\omega_p^2 / \omega^2 + i\gamma\omega)$, $\omega = ck_0$, $\omega_p = 2.179$ PHz, $\gamma = 10.3$ THz. 对于单个金纳米颗粒, 我们通过计算不同波长下颗粒产生的焦耳热与被颗粒散射的电场能量来得到其消光谱(焦耳热与散射能量的总和), 进而获得金纳米颗粒 LSP 的共振位置. 对于颗粒阵列, 透射光谱由不同波长下透过阵列的光的能量与入射光能量的比值计算得到, 模拟中阵列的边界条件使用 PEC 和 PMC(分别垂直于入射光的电场与磁场). 消光谱和透射谱的计算中, 入射光均为垂直样品表面入射的平面波.

2 结果与讨论

2.1 空气环境中颗粒阵列的 Fano 共振产生情况

图 2 为空气环境光垂直入射到金纳米颗粒阵列

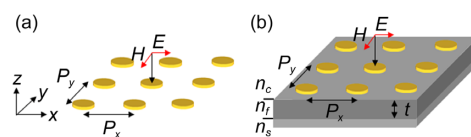


图 1 (网络版彩图)椭圆金纳米颗粒阵列示意图

颗粒沿 x , y 方向周期排列, 阵列的周期分别为 P_x , P_y , 光垂直入射到阵列上, 入射光的电场方向和椭圆的长轴均沿 x 轴. (a) 颗粒阵列处在空气环境中; (b) 颗粒阵列以光波导为衬底, 光波导自上而下折射率分别为 n_c , n_f , n_s , 中间介质层厚度为 t

Figure 1 (Color online) Schematic of the gold ellipsoid nanoparticle arrays. The periods along the x and y axes are P_x , P_y , respectively. The light with its electric field along the major axis of the ellipsoid is incident normally on the sample plane. Particle array is placed in air (a) and on a planar dielectric waveguide (b). The refractive indexes of the waveguide are n_c , n_f , n_s from top to bottom. The thickness of the middle layer is t .

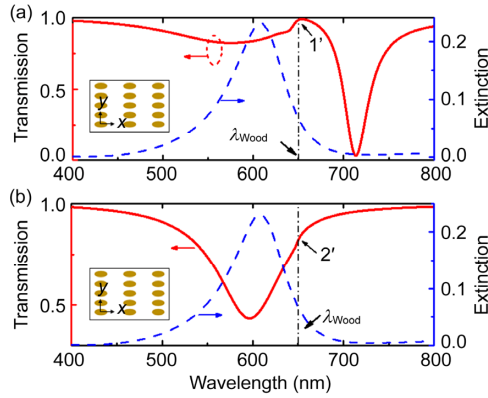


图 2 (网络版彩图) (a) 椭圆形金颗粒阵列处在空气中, 阵列周期为 $P_x=200$ nm, $P_y=650$ nm 时的透射光谱(实线), 以及阵列 Wood 异常的位置(黑色点虚线)和单个椭圆金颗粒的消光谱(虚线). 方框内的插图为此周期下的阵列示意图, 颗粒沿椭圆长轴方向距离较近; (b) 阵列周期为 $P_x=650$ nm, $P_y=200$ nm 时的情况. 此时颗粒沿椭圆短轴方向距离较近

Figure 2 (Color online) Transmission spectra (solid line) of gold ellipsoid nanoparticle array placed in air with the periods $P_x=200$ nm, $P_y=650$ nm (a) and $P_x=650$ nm, $P_y=200$ nm (b). Dashed lines represent the extinction spectra of a single gold nanoparticle and black dash-dot lines indicate the position of Wood anomaly. The insets show the schematic of the array with corresponding periods.

在不同周期下的透射光谱. 作为对比, 图中还给出了单个椭圆金纳米颗粒的消光谱. 入射光的电场方向沿椭圆颗粒的长轴方向, 从而激发出沿椭圆长轴方向的偶极 LSP 模式. 从单个椭圆金纳米颗粒的消光谱(图 2 中虚线所示)可以看出, LSP 的共振位置位于 608 nm 处. 周期排列的颗粒阵列会将入射光散射, 形成 Wood 异常, 产生沿阵列表面传播的表面散射波. Wood 异常的位置可由

$$\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_{x-y} \pm m \frac{2\pi}{P_x} \mathbf{x} \pm n \frac{2\pi}{P_y} \mathbf{y} \quad (1)$$

获得, 其中 $\mathbf{k}_s = 2\pi / \lambda_{\text{Wood}}$ 为散射波的波矢, λ_{Wood} 为发生 Wood 异常的位置, $\mathbf{k}_{x-y}$ 为入射光波矢在 x - y 平面内的分量, m 和 n 为整数, P_x 和 P_y 为阵列周期. 对于入射光垂直入射的情况, $\mathbf{k}_{x-y}$ 消失为零, 从而 Wood 异常发生的位置完全由阵列的周期决定. 我们可以通过改变周期, 将其移动到金纳米颗粒 LSP 共振位置附近, 使它们满足频率重合.

图 2(a)中实线为周期 $P_x=200$ nm, $P_y=650$ nm 时, 处于空气中金纳米颗粒阵列的透射光谱. 由于 $P_x \ll P_y$, Wood 异常产生的表面波沿 y 轴方向传播,

Wood 异常的位置为 $\lambda_{\text{Wood}}=P_y=650$ nm, 如图 2(a)中点虚线所示. 此时金纳米颗粒的 LSP 与散射波在 Wood 异常位置处发生干涉, 使原本与入射光强烈耦合的偶极子共振的能量转移到非辐射的表面波上, 从而在透射谱 1' 位置处出现一个透射峰, 并将透射谱劈裂成两部分, 透射谱表现出明显的 Fano 共振线型. 图 2(b)中实线为周期 $p_x=650$ nm, $p_y=200$ nm 时, 处于空气中金纳米颗粒阵列的透射光谱. 此时 $P_y \ll P_x$, Wood 异常产生的表面波沿 x 轴方向传播, Wood 异常的位置为 $\lambda_{\text{Wood}}=P_x=650$ nm, 如图 2(a)中点虚线所示. 尽管此时 Wood 异常的位置与金纳米颗粒的 LSP 在光谱上重合, 但是透射谱在 2' 位置处并未出现透射峰, 透射谱也没有任何 Fano 共振的线型出现.

2.2 散射波偏振分析与阵列 Fano 共振的产生条件

为解释图 2(b)中情况未出现 Fano 共振的原因, 我们研究入射光被颗粒阵列散射后电、磁场方向发生的变化. 图 3 为金纳米颗粒阵列 Wood 异常散射示意图, 入射光沿 $-z$ 方向入射(如图中波矢 $\mathbf{k}_i$ 所示), 电场 $\mathbf{E}_i$ 方向沿 x 轴. 此时将激发出电场方向同样沿 x 轴的金纳米颗粒的长轴偶极子共振 LSP.

图 3(a)中, P_y 远大于 P_x , 因此表面波将沿 y 轴方向传播(如图中波矢 $\mathbf{k}_s$ 所示). 此时颗粒阵列可以类比于条纹垂直于 y 轴的一维光栅, 入射光被散射后平行于光栅条纹方向的电磁场分量方向不变, 即电场 $\mathbf{E}_s$ 方向不变, 仍沿 x 方向, 与金纳米颗粒 LSP 的电场方向相同. 而图 3(b)中, P_x 远大于 P_y , 表面波沿 x 轴方向

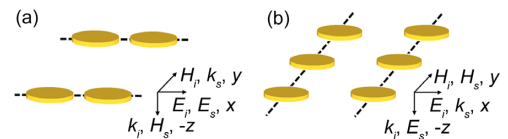


图 3 (网络版彩图)颗粒阵列 Wood 异常散射示意图

入射光沿 z 方向垂直阵列入射(如波矢 $\mathbf{k}_i$ 所示), 入射光电场 $\mathbf{E}_i$ 沿 x 轴. (a) 阵列沿 y 方向周期较大, 波矢 $\mathbf{k}_s$ 沿 y 轴方向, 散射表面波电场方向保持不变; (b) 阵列沿 x 方向周期较大, 波矢 $\mathbf{k}_s$ 沿 x 轴方向, 散射表面波磁场方向不变, 电场 $\mathbf{E}_s$ 沿 z 方向

Figure 3 (Color online) Schematic of the Wood anomaly scattering occurred in the particle arrays. The electric field $\mathbf{E}_i$ and wave vector $\mathbf{k}_i$ of the incident light are along the x and $-z$ axes, respectively. (a) The period of the array along the y axis is larger, thus the wave vector of the scattered wave $\mathbf{k}_s$ is along the y axis and the polarization of electric field is kept unchanged. (b) The period of the array along the x axis is larger, thus $\mathbf{k}_s$ is along the x axis and the polarization of the magnetic field is kept unchanged, while the electric field of the scattered wave $\mathbf{E}_s$ is redirected along the z axis.

传播(如图中波矢 $\mathbf{k}_s$ 所示). 同样, 颗粒阵列类比于条纹垂直于 x 轴的一维光栅, 入射光被散射后磁场 $\mathbf{H}_s$ 方向保持不变, 而散射表面波的电场分量依照 $\mathbf{k} \parallel \mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ 方向发生改变, 沿 z 轴方向(如图中 $\mathbf{E}_s$ 所示). 此时, 表面波中不再含有与金纳米颗粒 LSP 电场方向相同的电场分量, 从而无法与 LSP 发生耦合, 进而无法产生 Fano 共振, 即图 2(b)中实线情况. 也就是说, 在金纳米颗粒周期阵列的结构中, Fano 共振发生的条件除了 Wood 异常的位置与颗粒的 LSP 在共振位置附近重合, 还要在表面波中存在与金纳米颗粒 LSP 模式相同的电场分量.

2.3 散射波偏振分析与阵列 Fano 共振的产生条件

为进一步验证这一结论, 我们将金纳米颗粒阵列放置在光波导上, 如图 1(b)所示. 光波导由空气、波导层与衬底三层介质构成, 折射率分别为 $n_c=1.0$, $n_f=1.6$, $n_s=1.459$, 其中波导层的厚度 $t=400$ nm.

图 4 为入射光垂直入射以光波导为衬底的金纳米颗粒阵列在不同周期下的透射谱和有衬底时单个椭圆金纳米颗粒的消光谱. 入射光电场方向同样与椭圆金颗粒的长轴方向均沿 x 轴, 从而激发颗粒长轴偶极子共振的 LSP. 需要注意的是, 由于衬底的引入, 使得颗粒 LSP 的共振位置因为周围环境折射率的提高而发生红移^[27]. 图 4 中虚线为有衬底时单个颗粒的消光谱, LSP 的共振位置位于 724 nm 处. 入射光照射在周期排列的颗粒阵列上时, 一部分入射光耦合入波导模中. 要出现高效的耦合, 需要满足波矢匹配条件:

$$\beta_{\text{WG}} = n_{\text{eff}} k_0 = \mathbf{k}_{x-y} \pm m \frac{2\pi}{P_x} \mathbf{x} + n \frac{2\pi}{P_y} \mathbf{y}. \quad (2)$$

其中 β 为波导模的传播常数, $\mathbf{k}_0 = 2\pi/\lambda$ 为入射光在真空中的波矢, $\mathbf{k}_{x-y}$ 为入射光波矢在 x - y 平面内的分量, m 和 n 为整数, P_x 和 P_y 为阵列周期, n_{eff} 为与波导模式相关的有效折射率. 对于横电场(TE)和横磁场(TM)波导模, n_{eff} 可由下式求得^[28]

$$\begin{aligned} (\text{TE模}) \quad \tan \kappa t &= \frac{\kappa(\gamma_c + \gamma_s)}{\kappa^2 - \gamma_c \gamma_s}, \\ (\text{TM模}) \quad \tan \kappa t &= \frac{\kappa \left(\frac{\gamma_c n_f^2}{n_c^2 \gamma_s} + \frac{\gamma_s n_f^2}{n_c^2 \gamma_s} \right)}{\kappa^2 - \left(\frac{n_f^4}{n_c^2 n_s^2} \right) \gamma_c \gamma_s}. \end{aligned} \quad (3)$$

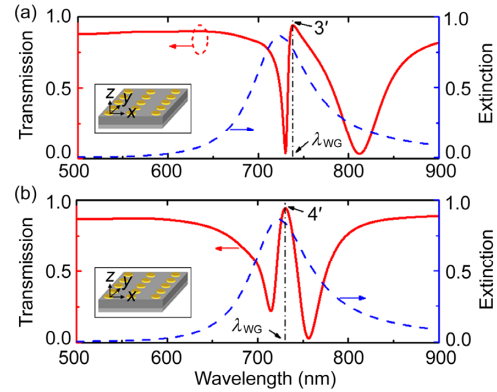


图 4 (网络版彩图) (a) 椭圆金颗粒阵列以光波导为衬底, 阵列周期为 $P_x=200$ nm, $P_y=490$ nm 时的透射谱(实线), 以及此时 TE 波导模的位置(点虚线)和放在衬底上的单个椭圆金颗粒的消光谱(虚线). 方框内为此周期下的阵列及波导示意图, 颗粒沿椭圆长轴方向距离较近; (b) 阵列周期为 $P_x=490$ nm, $P_y=200$ nm 时的情况, 黑色点虚线为 TM 波导模的位置, 此时颗粒沿椭圆短轴方向距离较近

Figure 4 (Color online) Transmission spectra (solid line) of gold ellipsoid nanoparticle array located on an optical waveguide with the periods $P_x=200$ nm, $P_y=490$ nm (a) and $P_x=490$ nm, $P_y=200$ nm (b). Dashed lines represent the extinction spectra of a single gold nanoparticle placed on a substrate and black dash-dot lines indicate the position of waveguide mode. The insets show the schematic of the array with corresponding periods.

其中

$$\kappa = k_0 \sqrt{n_f^2 - n_{\text{eff}}^2}, \quad \gamma_c = k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_c^2}, \quad \gamma_s = k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_s^2}.$$

图 4(a)中实线为周期 $p_x=200$ nm, $p_y=490$ nm 时金纳米颗粒阵列以光波导为衬底时的透射光谱. 由于 $P_x \ll P_y$, 入射光被耦合入波导, 激发 TE 波导模, 此时波导模的电场方向沿 x 轴方向, 与金纳米颗粒 LSP 偶极子电场方向相同. 当满足波矢匹配条件时, 求得此时激发出的波导模的波长位置为 $\lambda_{\text{WG,TE}} = n_{\text{eff}} P_y = 731$ nm, 如图 4(a)中点虚线所示. 激发的波导模与金纳米颗粒的 LSP 发生耦合, 原本局域在颗粒纳米颗粒周围的场能量转移到波导模的场中, 从而在透射谱 3' 位置处出现一个透射峰, 透射谱也呈现 Fano 共振线型. 图 4(b)中实线为周期 $p_x=490$ nm, $p_y=200$ nm 时, 金纳米颗粒阵列以光波导为衬底时的透射谱, 此时入射光被耦合入光波导, 激发 TM 波导模. 当满足波矢匹配条件时, 激发出的波导模的波长位置为 $\lambda_{\text{WG,TM}} = n_{\text{eff}} P_x = 731$ nm, 如图 4(b)中点虚线所示. 与空气中金纳米颗粒阵列, 表面波沿 x 轴方向

传播时的情况不同, TM 波导模中的电场除了有 z 方向的分量, 还有 x 方向的分量. 求解三层膜波导的麦克斯韦方程组, 可以得到 TM 波导模中 E_x 分量的大小为

$$E_x = A \frac{i}{\omega_0 \varepsilon_f} \kappa \left(\cos \kappa z + \frac{n_f^2 \gamma_c}{n_c^2 \kappa} \sin \kappa z \right) e^{i(\beta x - \omega t)}. \quad (4)$$

其中 A 为与入射场强度相关的常数, ω_0 和 ε_f 分别为光在真空中的圆频率和波导中间层的介电常数. 这样, TM 波导模不但与金纳米颗粒的 LSPs 在光谱上重叠, 两者也具有相同的共振电场分量, 从而能够发生 Fano 共振. 如图 4(b) 中实线所示, 透射谱被劈裂成两个透射谷, 并在 $4'$ 位置处出现透射峰, 呈现明显的 Fano 共振线型.

2.4 不同情况下金纳米颗粒阵列的电场分布

最后, 我们分析金纳米颗粒周期阵列在空气中, 波长位于 Wood 异常位置, 以及阵列以光波导为衬底, 波长位于波导模位置时金纳米颗粒周围的场分布. 如前文所述, 金纳米颗粒的 LSP 是能够与远场光强烈耦合的宽线谱偶极子共振模式(通常被称为“亮模”^[12]), 能量局域在颗粒周围, 且局域场有明显的增强. Fano 共振的产生需要同时存在窄线宽非辐射模(通常被称为“暗模”), 且两模式在光谱上位置重叠并发生耦合, 此时“亮模”的局域场会重新分布转移到“暗模”中去, 导致“亮模”的单个透射谷的透射谱劈裂成两个透射谷, 并在“暗模”位置处出现透射峰. 图 5 中, 我们画出了以入射光电场能量归一化的电场 x 分量的能量分布图, 表达式为 $|E_x - E_{i,x}|/|E_i|$. 其中, 从计算得到的电场 x 分量去掉了入射光中电场的 x 分量, 这样就可以直接观察由结构引起的局域共振, 以及表面波和波导模分布.

图 5 中(a)–(d)分别对应图 2 中 $1'$, $2'$ 点与图 4 中 $3'$, $4'$ 点实线位置, 所有场分布图均对应于切过金纳米颗粒中心的平面. 图 5(a)为金纳米颗粒阵列在空气中, 散射产生的表面波沿 y 轴方向传播的情况, 上面小图为 x - y 平面单个周期内的电场能量分布图, 下面大图为 y - z 平面. 从图中可以看出, 颗粒 LSP 共振的局域场与按 $|\cos(k_y y)|$ 变化的表面波电场 x 分量耦合^[29], 成为很难与远场光发生耦合的非辐射模, 导致 Fano 共振产生. 类似地, 图 5(c), (d)为金纳米颗粒以波导

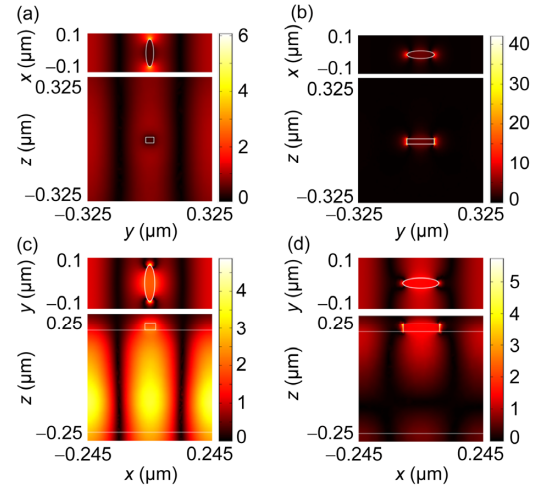


图 5 (网络版彩图)模拟得到的归一化电场 x 分量能量分布图(已去除入射光电场 x 分量)

图中的切面均穿过金纳米颗粒中心. (a)–(d)分别对应图 2 中 $1'$, $2'$ 点与图 4 中 $3'$, $4'$ 点实线位置. (a)和(b)椭圆金纳米颗粒阵列置于空气中, 波长位于 Wood 异常位置, 即 $\lambda_{\text{Wood}}=650$ nm, 阵列周期分别为 $P_x=200$ nm, $P_y=650$ nm 和 $P_x=650$ nm, $P_y=200$ nm. (c)和(d)颗粒阵列位于光波导衬底上, 波长位置与阵列周期分别为 $\lambda_{\text{WG,TE}}=738$ nm, $P_x=200$ nm, $P_y=490$ nm 和 $\lambda_{\text{WG,TE}}=731$ nm, $P_x=490$ nm, $P_y=200$ nm.

Figure 5 (Color online) Calculated normalized x component of electric field intensity distribution calculated at the cross section through the center of the gold ellipsoid nanoparticle for Wood anomaly and resonant waveguide mode. (a) and (b) particle array is placed in air. The wavelength is at the Wood anomaly, namely $\lambda_{\text{Wood}}=650$ nm, while the periods of the array are $P_x=200$ nm, $P_y=650$ nm and $P_x=650$ nm, $P_y=200$ nm, respectively. (c) and (d) particle array is located on the optical waveguide. The wavelength and the periods are $\lambda_{\text{WG,TE}}=738$ nm, $P_x=200$ nm, $P_y=490$ nm and $\lambda_{\text{WG,TE}}=731$ nm, $P_x=490$ nm, $P_y=200$ nm, respectively.

为衬底时颗粒的 LSP 分别与以 $|\cos(\beta y)|$ 变化的 TE 波导模的电场 x 分量和以 $|\cos(\beta x)|$ 变化的 TM 波导模的电场 x 分量发生耦合, 波导模的能量局域在波导层中. 图 5(b)为金纳米颗粒阵列在空气中, 表面波沿 x 方向传播的情况, 上面小图为 x - y 平面单个周期内的电场能量分布图, 下面的大图为 x - z 平面内的电场能量分布图. 可以看出, 电场能量主要局域在纳米颗粒的周围, 并且有明显的场增强, 而电场分布中并没有任何周期变化的表面波的电场 x 分量, 颗粒 LSP 的能量未能耦合入表面波中. 也就是说, 若要使金纳米颗粒的 LSP 与表面波或波导模发生强烈的相互耦合, 并产生 Fano 共振, 表面波和波导模中必须存在与金纳米颗粒的长轴 LSP 模式相同的电场分量.

3 结论

至此, 我们研究了椭圆金纳米颗粒周期阵列在空气中与以光波导为衬底时的透射光谱, 发现 Wood 异常产生的衍射表面波或光波导模与金纳米颗粒

LSP 在共振频谱上的重合时, 并不一定能够产生 Fano 共振. 不同线宽的两个模式还必须具有相同的共振电场分量, 才能使宽线宽模式中的能量耦合入窄线宽模式中, 最终导致 Fano 共振的产生.

参考文献

- 1 Noginov M A, Zhu G, Belgrave A M, et al. Demonstration of a spaser-based nanolaser. *Nature*, 2008, 460(7259): 1110–1112
- 2 Anker J N, Hall W P, Lyandres O, et al. Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nat Mater*, 2008, 7(6): 442–453
- 3 Nie S, Emory S R. Probing single molecules and single nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering. *Science*, 1997, 275(5303): 1102–1106
- 4 Mühlischlegel P, Eisler H J, Martin O J F, et al. Resonant optical antennas. *Science*, 2005, 308(5728): 1607–1609
- 5 Juan M L, Righini M, Quidant R. Plasmon nano-optical tweezers. *Nat Photon*, 2011, 5(6): 349–356
- 6 Hao F, Sonnefraud Y, Dorpe P V, et al. Symmetry breaking in plasmonic nanocavities: subradiant LSPR sensing and a tunable Fano resonance. *Nano Lett*, 2008, 8(11): 3983–3988
- 7 Hentschel M, Saliba M, Vogelgesang R, et al. Transition from isolated to collective modes in plasmonic oligomers. *Nano Lett*, 2010, 10(7): 2721–2726
- 8 Artar A, Yanik A A, Altug H. Directional double Fano resonances in plasmonic hetero-oligomers. *Nano Lett*, 2011, 11(9): 3694–3700
- 9 Mukherjee S, Sobhani H, Lassiter J B, et al. Fanoshells: Nanoparticles with built-in Fano resonances. *Nano Lett*, 2010, 10(7): 2694–2701
- 10 Yang Z J, Zhang Z S, Zhang W, et al. Twinned Fano interferences induced by hybridized plasmons in Au-Ag nanorod heterodimers. *Appl Phys Lett*, 2010, 96(13): 131113–131115
- 11 Fedotov V A, Rose M, Prosvirnin S L, et al. Sharp trapped-mode resonances in planar metamaterials with a broken structural symmetry. *Phys Rev Lett*, 2007, 99(14): 147401
- 12 Fang Z, Cai J, Yan Z, et al. Removing a wedge from a metallic nanodisk reveals a Fano resonance. *Nano Lett*, 2011, 11(10): 4475–4479
- 13 Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Phys Rev*, 1961, 124(6): 1866–1878
- 14 Auguie B, Barnes W L. Collective resonances in gold nanoparticle arrays. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(14): 143902
- 15 Giannini V, Vecchi G, Rivas J G. Lighting up multipolar surface plasmon polaritons by collective resonances in arrays of nanoantennas. *Phys Rev Lett*, 2010, 105(26): 266801
- 16 Linden S, Kuhl J, Giessen H. Controlling the interaction between light and gold nanoparticles: selective suppression of extinction. *Phys Rev Lett*, 2001, 86(20): 4688–4691
- 17 Christ A, Tikhodeev S G, Gippius N A, et al. Waveguide-plasmon polaritons: Strong coupling of photonic and electronic resonances in a metallic photonic crystal slab. *Phys Rev Lett*, 2003, 91(18): 183901
- 18 Zhang J, Cai L, Bai W, et al. Hybrid waveguide-plasmon resonances in gold pillar arrays on top of a dielectric waveguide. *Opt Lett*, 2010, 35(20): 3408–3410
- 19 de Ceglia D, Aguanio G, Mattiucci N, et al. Enhanced second-harmonic generation from resonant GaAs gratings. *Opt Lett*, 2011, 36(5): 704–706
- 20 Zheludev N I, Prosvirnin S L, Papasimakis N, et al. Lasing spaser. *Nat Photon*, 2008, 2(6): 351–354
- 21 Fan W, Zhang S, Minhas B, et al. Enhanced infrared transmission through subwavelength coaxial metallic arrays. *Phys Rev Lett*, 2005, 94(3): 033902
- 22 Yannopapas V, Paspalakis E, Vitanov N V. Electromagnetically induced transparency and slow light in an array of metallic nanoparticles. *Phys Rev B*, 2009, 80(3): 035104
- 23 Wu C, Khanikaev A B, Adato R, et al. Fano-resonant asymmetric metamaterials for ultrasensitive spectroscopy and identification of molecular monolayers. *Nat Mater*, 2012, 11(1): 69–75
- 24 Blanchard R, Boriskina S V, Genevet P, et al. Multi-wavelength mid-infrared plasmonic antennas with single nanoscale focal point. *Opt Express*, 2011, 19(22): 22113–22124
- 25 Sámson Z L, MacDonald K F, de Angelis F, et al. Metamaterial electro-optic switch of nanoscale thickness. *Appl Phys Lett*, 2010, 96(14): 143105–143107

- 26 Luk'yanchuk B, Zheludev N I, Maier S A, et al. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nat Mater*, 2010, 9(9): 707–715
- 27 Wang F, Shen Y R. General properties of local plasmons in metal nanostructures. *Phys Rev Lett*, 2006, 97(20): 206806
- 28 Kogelnik H, Ramaswamy V. Scaling rules for thin-film optical waveguides. *Appl Opt*, 1974, 13(8): 1857–1862
- 29 Sauvan C, Billaudeau C, Collin S, et al. Surface plasmon coupling on metallic film perforated by two-dimensional rectangular hole array. *Appl Phys Lett*, 2008, 92(1): 011125–011127

Conditions for Fano resonance excitation in 2D array metallic particles

JIN YueRong, CHEN Zhuo^{*} & WANG ZhenLin

School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China

In this paper, we study the excitation conditions of Fano resonance of gold ellipsoid nanoparticles in an ordered array located in a homogenous medium (air) and on an optical waveguide. By controlling the period of the array, the diffracting surface mode of the 2D array or the waveguide's eigenmode coupled with the incident wave can be tuned around the local plasmon resonances of the individual gold nanoparticles, under which the fundamental criterion for the Fano resonance is fulfilled, namely a spectrally overlap between a broad resonance and a narrow discrete mode. However, we find that in some cases, Fano resonance could not be excited efficiently even the above condition is satisfied. By analyzing the field distribution of the respective resonance modes, we conclude that in addition to the above requirement of spectral overlap, the two modes with different line-widths must have the same electric field component in order to excite Fano resonance. Our results give a deeper understanding of the physics of Fano resonance, as well as a strategy in the design of nanophotonic structures and devices that are based on Fano resonance.

Fano resonance, metallic nanoparticle, plasmon resonance, Wood anomaly, transmission spectrum

PACS: 73.20.Mf, 78.67.Bf, 42.25.Fx, 78.66.Sq, 42.25.Bs

doi: 10.1360/132013-73