

对称纳米棒三聚体结构的 Fano 共振特性研究*

李爱云¹⁾ 张兴坊^{1)2)†} 刘凤收¹⁾ 闫昕¹⁾²⁾ 梁兰菊¹⁾²⁾

1) (枣庄学院光电工程学院, 枣庄 277160)

2) (山东省光电信息处理与显示实验室, 枣庄 277160)

(2019年6月25日收到; 2019年7月15日收到修改稿)

利用时域有限差分方法, 理论研究了由中间短棒和两侧长棒构成的对称金纳米棒三聚体结构的光学性质, 分析了结构参数和介电环境对其 Fano 共振特性的影响. 结果表明: 随着中间短棒长度、三棒整体尺寸或短棒两侧介质折射率的减小, Fano 共振谷蓝移; 棒间距的增大同样导致 Fano 共振谷蓝移, 但边棒长度的变化对 Fano 共振谷位的影响较小; 同时, 随着纳米结构参数或介电环境的变化, Fano 共振谷两侧共振峰强度发生改变, 共振对比度先增大后减小. 通过比较纳米结构截面的电磁场和电流密度矢量分布发现, 共振谷两侧光谱强度的变化源于结构参数或介电环境引起的等离激元共振模式的改变. 研究结果对基于 Fano 共振可控的纳米结构设计有一定的参考意义.

关键词: Fano 共振, 局域表面等离激元, 纳米棒, 时域有限差分法

PACS: 78.67.-n, 73.20.Mf, 78.67.Qa

DOI: 10.7498/aps.68.20190978

1 引言

贵金属纳米结构表面的自由电子在外界入射电磁波的作用下能够发生集体振荡, 激发局域表面等离激元共振效应, 引起强烈的光吸收或光散射, 并在纳米结构周围产生极强的局域电场, 这一特性被广泛应用于生物分子检测^[1]、新型光子器件^[2,3]、太阳能电池^[4]、表面增强光谱^[5]等领域. 在恰当的条件下, 纳米结构的表面等离激元共振模式之间还可相互耦合产生更丰富的光学现象, 如 Fano 共振^[6,7]等. Fano 共振一般源于等离激元共振超辐射(亮)模式和亚辐射(暗)模式间的相消干涉, 其辐射损耗小, 具有较窄的线宽和不对称的谱线形状, 与纳米结构的结构参数、材料组分、周围介电环境及激发条件等因素有关, 在折射率传感器^[8,9]、慢光器件^[10]、光学开关^[11]、等离激元激光器^[12]等方面具有极大

的应用潜力.

目前, 人们已设计出多种基于表面等离激元 Fano 共振的纳米结构体系, 典型的构筑单元有棒^[9,13-15]、盘(环)^[16-18]和球(球壳)^[19]等几类. 其中, 纳米棒由于几何结构简单、易重复制备、共振频率宽波段可调谐等特点受到了人们更多关注. Zhang 等^[20]首先利用“朵儿门”状的银纳米棒组合研究了 Fano 共振现象, 发现 Fano 共振来源于两平行纳米棒的电四极共振亚辐射模式和与之垂直的单纳米棒的电偶极共振超辐射模式间的相消干涉, 通过调整棒间距, 还可实现等离激元诱导透明现象. 随后, 在简单的双棒结构中也发现存在 Fano 共振现象, 当双棒边-边平行设置时, 其产生原因为双棒等离激元杂化形成的电偶极共振超辐射模式和磁偶极共振亚辐射模式间的电磁耦合^[21,22], 或者为各个棒单独激发的电偶极辐射模式间的相消干涉^[23,24]; 当双棒端-端相对设置^[25]或成 T 型^[26,27]时,

* 国家自然科学基金(批准号: 61701434)、山东省自然科学基金(批准号: ZR2017MF005, ZR2018LF001)、山东省高等学校科技计划(批准号: J17KA087)和枣庄市光电信息功能材料与微纳器件重点实验室资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zxf4114@126.com

短棒的电偶极模式将通过近场耦合激发长棒的电多极亚辐射模式,产生高阶 Fano 共振.当更多纳米棒以不同的方式组合时,纳米棒间可形成多种等离激元杂化模式,产生双重或多重 Fano 共振^[3,8,13,28],使得光谱更加精细,从而满足不同波段应用的需求.

虽然基于纳米棒组合的局域表面等离激元 Fano 共振受到了广泛研究,但是由三根纳米棒平行设置构成的对称三聚体结构的 Fano 共振研究相对较少.文献^[24]报道了棒间距相对较大的金三聚体结构的光学性质,指出 Fano 共振为中间长棒的电偶极共振和两侧边棒的电偶极共振共同作用的结果.文献^[29]分析了由中间纳米棒和两侧对称分布的 U 型开口环组成的类纳米棒三聚体的 Fano 共振特性,阐述其产生原因为三棒电偶极共振形成的反键超辐射模式和成键反相磁偶极共振亚辐射模式间的相消干涉.文献^[30]也得到了类似的结论,但均未就棒长度的变化对 Fano 共振的影响进行进一步的讨论.本文通过时域有限差分 (finite difference time domain, FDTD) 方法,研究由中间短棒和两侧长棒构成的对称金纳米棒三聚体结构的光学性质,分析几何结构参数和介电环境对其 Fano 共振调谐特性的影响.结果发现,该纳米结构具有较强的 Fano 共振可调控性,且导致 Fano 共振谷两侧光谱的相对强度发生改变,共振对比度先增大后减小,其原因在于共振峰位处电磁模式的改变.

2 模型和计算方法

本文设计的纳米棒三聚体结构由处于中间的一个短棒和两侧对称分布的长边棒构成,其在 x - y 面内的结构示意图如图 1 所示.中间短棒和边棒的长度分别为 L_i 和 L_o ,长度差 $\Delta L = L_o - L_i$,三棒的宽度和高度均相等,分别为 w 和 h ,短棒和两侧的长边棒之间的距离为 d .入射光沿 z 轴垂直作用于纳米结构,偏振方向沿 x 轴,纳米棒三聚体结构的光学性质应用 FDTD 方法^[31,32]模拟得到.其中,三个纳米棒的材料均选为金,其介电常数取自于文献^[33].FDTD 模拟区的大小为 $3000 \text{ nm} \times 3000 \text{ nm} \times 3000 \text{ nm}$,网格精度为 2 nm ,同时在纳米结构周围设置完全匹配层边界条件以避免反射引起的误差.本文中所有的近场分布和电流密度矢量分布计算的均是纳米结构的中间截面,其中的磁

场分布描绘的是 H_z 分量图像.光谱强度以截面表示,为总散射功率或总吸收功率 (单位为 W) 与入射强度 (单位为 W/m^2) 之比,具有面积量纲.

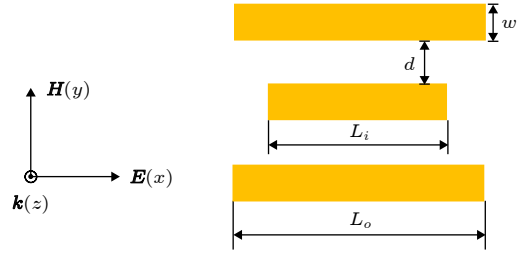


图 1 对称金纳米棒三聚体结构的模型示意图

Fig. 1. Geometrical structure of the symmetric Au nanorod trimer structure.

3 结果与讨论

图 2 给出了金纳米棒三聚体结构的散射谱和吸收谱.其中,各个参数分别取为 $L_i = 200 \text{ nm}$, $L_o = 300 \text{ nm}$, $w = 40 \text{ nm}$, $h = 50 \text{ nm}$ 和 $d = 10 \text{ nm}$,周围环境设为空气.由图可见,在吸收谱线中波长 1014 nm 和 1286 nm 附近存在着两个较对称的吸收峰,在散射谱线中波长约 971 , 1319 和 1229 nm 处分别出现了两个非对称的散射峰和一个明显的 Fano 共振谷.为了探究 Fano 共振产生的原因,我们分析对比了两个散射峰位附近的纳米结构截面电场和电流密度矢量分布,如图 2 插图所示.当入射波长为 971 nm 时,电场主要集中于边棒的两端和三棒间隙处,最大电场增强约为 17,两侧边棒电流密度矢量方向相同且与入射电场方向平行,形成电偶极子振荡模式;中间短棒的电流密度矢量方向与边棒同相,也呈现为电偶极子振荡模式 (见图 2 右上插图),短棒与边棒的电偶极共振共同作用使得金纳米棒三聚体的净偶极矩较大,形成电偶极共振超辐射模式,表现为超宽的谱线特征.当入射波长为 1319 nm 时,仅在短棒与边棒的间隙处存在着较强的局域电场,最大电场增强约为 54,短棒与边棒分别激发出电偶极共振但振荡方向相反 (见图 2 右中插图),导致金纳米棒三聚体的净偶极矩较小,辐射阻尼较弱,同时边棒中部的电流密度比两端大,并与短棒组成反相环状电流分布,其将在纳米棒上下间隙处激发出反相的磁偶极子振荡^[29],该模式不能被入射光有效激发且线宽较窄,为亚辐射模式.根据等离激元杂化理论^[34]也可知,当纳米棒之间的距离较小时,短棒和相邻的边棒间存在着

较强的近场耦合,短棒的共振模式将与边棒的共振模式发生杂化,杂化导致两个新的共振模式,成键模式对应于短棒和边棒的反对称耦合,反键模式对应于两棒的对称耦合.这两种模式的相消干涉将产生 Fano 共振,形成在波长 1229 nm 处的 Fano 共振谷,其电场强度分布和电流密度矢量分布见图 2 右下插图.可见,此时激发出的纳米结构电场和电流分布与入射波长 1319 nm 时激发的类似,最大局域电场强度也几乎相等,仅在边棒两端的电场强度有所不同.

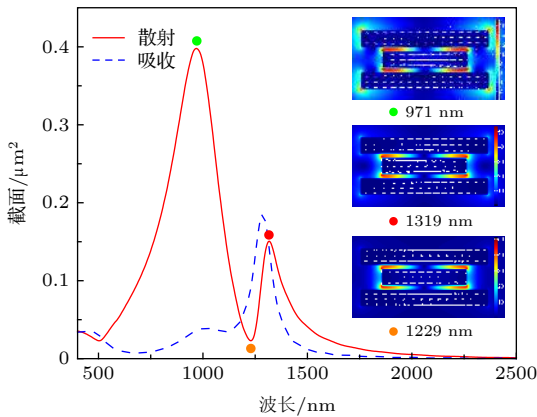


图 2 金纳米棒三聚体的散射谱和吸收谱,插图为在两个散射共振峰位 971, 1319 和共振谷 1229 nm 处的纳米结构截面电场和电流密度矢量分布

Fig. 2. Scattering and absorption spectra of a single gold nanorod trimer. Insets show the calculated electric field and current density vector distributions across the central cross section of the nanorod trimer at the indicated resonances.

纳米结构的光学性质与其几何结构参数有关.下面我们将分别改变纳米棒三聚体的相关结构参数并固定其他参数不变进行仿真对比,进一步分析该结构的 Fano 共振调控性质.图 3 给出了金纳米棒三聚体结构的散射谱随中间短棒长度 L_i 变化的关系.由图可见,当中间短棒的长度分别为 250, 200, 150 和 100 nm 时, Fano 共振谷分别处于波长 1464, 1229, 1004 和 766 nm 附近,谷位和两侧共振峰均随短棒长度的减小而蓝移;同时,共振峰的强度也发生了改变,长波处的散射强度增强,短波处的散射强度减弱.为了解释金纳米棒三聚体结构散射谱变化的原因,图 3 插图给出了当中间短棒 $L_i = 100$ nm 时两侧散射共振峰位附近的纳米结构电磁场和电流密度矢量分布.当激发波长为 716 nm 时,电场主要集中于短棒和边棒的间隙内,与短棒内较强的同向电流密度相比,边棒内的电流

密度较小且电流密度矢量分布不同向,边棒两端电流与短棒同相,但中部电流却与短棒反相(见图 3 右上插图),两者在间隙处形成了较强的反相磁偶极子振荡,振荡区域约为短棒的长度(见图 3 右中插图);当激发波长为 1086 nm 时,在边棒的两端和三棒间隙内存在着较强的局域电场,边棒与短棒的电流密度矢量分布反相,但边棒的电流密度远大于短棒的电流密度(见图 3 右下插图).因此,随着中间短棒长度的减小,短棒的电偶极共振模式对 Fano 共振谷长波处的成键模式影响越来越弱,成键模式逐渐由边棒的电偶极共振模式起主导作用,导致散射强度增大,共振波长蓝移并逐渐接近边棒单独存在时的散射谱峰位(见图 3 中短点线给出的边棒对散射谱);对于 Fano 共振谷短波处的共振模式,其由反键电偶极共振超辐射模式逐渐转变成短棒主导的反相磁偶极共振模式,使得散射强度减弱且共振频率蓝移,从而导致 Fano 共振谷两侧共振峰的强度发生了转换, Fano 共振对比度 (spectral contrast ratio, 定义为 Fano 共振处峰值和谷值之差与峰值和谷值之和的比,即 $(I_{\text{peak}} - I_{\text{dip}})/(I_{\text{peak}} + I_{\text{dip}})$ ^[16-18]) 先增大后减小.

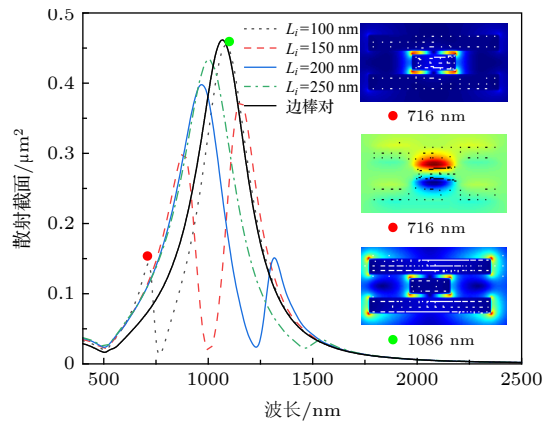


图 3 金纳米棒三聚体的散射谱随中间短棒变化的关系,插图为在指定频率处的纳米结构截面电磁场和电流密度矢量分布

Fig. 3. Scattering spectra of the nanorod trimer versus the length of center nanorod L_i . Insets show the calculated electric field, magnetic field in the z -direction and current density vector distributions at the indicated resonances.

图 4 为当边棒的长度 L_o 分别为 300, 400 和 500 nm 时的纳米棒三聚体结构的散射谱.从图中可以看出, Fano 共振谷的位置基本不随边棒长度的增大而移动,但其两侧共振峰均向长波方向移动,且长波处的共振峰散射强度逐渐增大,短波处

的共振峰强度变化相对较小, 使得 Fano 共振对比度先增大后减小. 图 4 插图显示了当 $L_o = 500$ nm, 激发波长分别为 Fano 共振谷两侧共振峰位 (1143 和 1616 nm) 时的纳米棒三聚体的电磁场和电流密度矢量分布. 当激发波长为 1143 nm 时, 中间短棒和边棒中部的电磁耦合产生了较强的反相磁偶极共振模式, 振荡区域约为短棒的长度, 共振频率由短棒主导. 当激发波长为 1616 nm 时, 边棒和中间短棒的电偶极矩振荡反向, 边棒的电偶极振荡对散射光谱的影响明显要大于短棒的作用. 因此, 随着边棒长度的增大, Fano 共振谷长波处的成键模式逐渐由边棒的电偶极共振模式起主要作用, 散射强度逐渐增大和共振峰红移, 短波处的共振模式演变为由中间短棒主导的反相磁偶极亚辐射模式, 其频率基本不受边棒影响, 导致 Fano 共振谷的位置没有发生明显的变化.

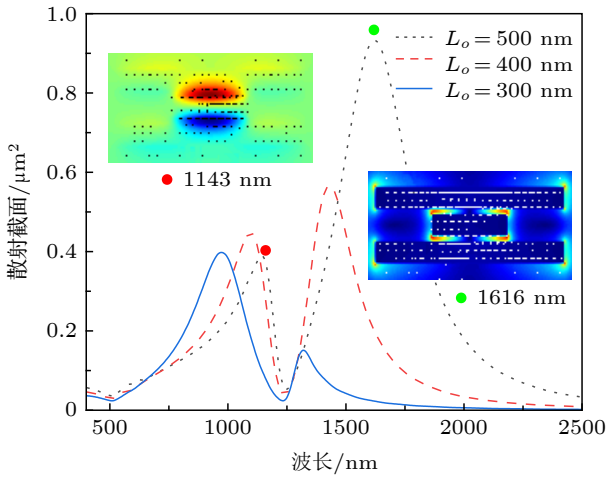


图 4 金纳米棒三聚体的散射谱随边棒变化的关系, 插图为在指定散射共振峰位处的纳米结构截面电磁场和电流密度矢量分布

Fig. 4. Scattering spectra of the nanorod trimer versus the length of side nanorod L_o . Insets show the calculated electric field, magnetic field in the z -direction and current density vector distributions at the indicated resonances.

当短棒和边棒的长度同时改变但保持长度差 $\Delta L (L_o - L_i = 100$ nm) 固定不变时的纳米结构散射谱如图 5 所示. 从图 5 中可以看出, 当短棒和边棒的长度同时减小时, Fano 共振谷和两侧共振峰均蓝移, 且短波处的共振峰强度减弱, 长波处的共振峰强度增强, Fano 共振的对比度经历了一个先增大后减小的过程. Fano 共振谷蓝移的原因可能源于, 短棒和边棒的电偶极共振波长均随棒长度减小而蓝移, 从而引起成键模式和反键模式的共振波

长蓝移. 为了探究强度变化的物理原因, 图 5 插图给出了当 $L_o = 200$ nm, $L_i = 100$ nm 时, 在 Fano 共振谷两侧共振峰位 683 nm 和 874 nm 激发的纳米结构电磁场和电流密度矢量分布. 当入射波长为 683 nm 时, 短棒和边棒中部的电磁耦合产生了反相磁偶极共振模式, 同时, 边棒两端还存在着不可忽略的电流密度矢量分布, 其表现为在远场形成了相对较强的散射光谱. 当激发波长为 874 nm 时, 边棒和短棒的电流密度矢量分布反相. 可见, 随着短棒和边棒长度的同时减小, 在 Fano 共振短波处, 短棒和边棒中部的电磁耦合模式逐渐起主要作用, 散射强度降低; 而长波处的成键模式以边棒的电偶极共振模式为主导, 散射强度逐渐增大. 但当纳米棒的长度小到一定程度, 其等离激元共振频率靠近金材料的带间电子跃迁吸收带时, 成键模式的散射强度将减弱.

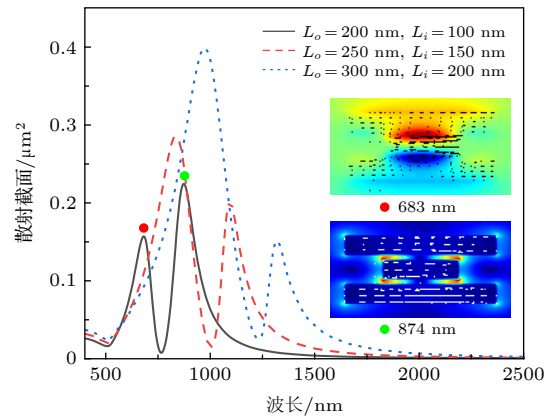


图 5 金纳米棒三聚体的散射谱随三棒尺寸变化的关系, 插图为在指定散射共振峰位处的纳米结构截面电磁场和电流密度矢量分布

Fig. 5. Scattering spectra of the nanorod trimer versus the nanorod length with constant displacement $\Delta L = 100$ nm. Insets show the calculated electric field, magnetic field in the z -direction and current density vector distributions at the indicated resonances.

图 6 给出了当纳米棒三聚体结构的间距 d 分别为 10, 20, 40 和 80 nm 时的散射谱. 由图可见, 随着短棒和边棒间距的增大, Fano 共振谷逐渐蓝移, 由 $d = 10$ nm 时的 1229 nm 移动到 $d = 80$ nm 时的 905 nm, 且 Fano 共振谷的对比度先增大后减小, 在 $d = 20$ nm 时达到最大. 为了分析 Fano 共振谷蓝移的原因及两侧共振峰强度随间距变化的物理机制, 我们计算了当 $d = 80$ nm 时在 Fano 共振谷两侧共振峰位处的纳米结构电场和电流密

度矢量分布, 如图 6 插图所示. 可见, 当激发波长为 816 nm 时, 中间短棒两端产生很强的局域电场, 形成电偶极共振模式, 而两侧边棒产生的电场很弱, 几乎没有激发出电偶极共振模式, 同时短棒和边棒之间的近场耦合作用很弱, 此时的模式可表示为短棒主导的电偶极共振辐射模式; 当激发波长为 1084 nm 时, 此时电场主要集中于边棒的两端, 而短棒的电流密度矢量分布虽然与边棒反相, 但其作用可忽略不计, 此时激发的模式可表示为边棒主导的电偶极共振辐射模式. 因此, 随着棒间距的增大, 短棒和边棒之间的近场耦合效应减弱, 反键模式和成键模式分别退化为短棒和边棒的电偶极共振模式, 两者相消干涉形成 Fano 共振^[24], 且由于边棒的辐射强度大于短棒的辐射强度, 其共振波长也大于短棒的共振波长, 导致长波处的共振强度增大, 短波处的共振强度减弱.

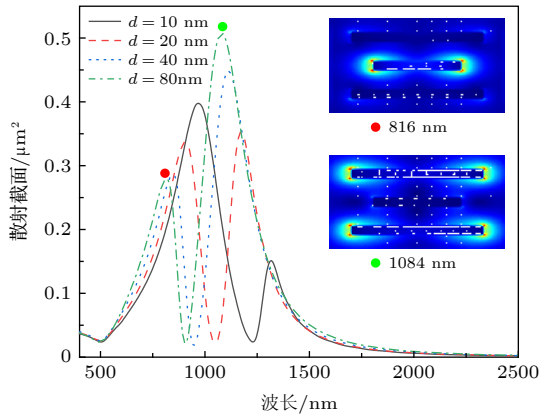


图 6 金纳米棒三聚体的散射谱随棒间距变化的关系, 插图为在指定散射共振峰位处的纳米结构截面电场和电流密度矢量分布
Fig. 6. Scattering spectra of the nanorod trimer versus inter-rod spacing d . Insets show the calculated electric field and current density vector distributions at the indicated resonances.

Fano 共振不仅与纳米结构的几何参数有关, 还与纳米结构周围的介电环境有关. 图 7 给出了仅当短棒与边棒的间隙内介电环境改变时, 纳米棒三聚体的散射谱与介质折射率的关系. 其中, 短棒的长度 L_i 取为 100 nm, 填充介质的折射率从 1 取到 2.5, 其他结构参数固定不变. 从图 7 中可以看出, 随着间隙内介质折射率的增大, Fano 共振谷红移, 两侧共振峰的相对强度发生了转换, Fano 共振对比度明显先增大后减小. Fano 共振谷红移可能是因为, 随着短棒两侧介质折射率的增大, 介质内的

极化电荷增多, 使得短棒两端电荷的库仑回复力减小, 电偶极共振波长增大, 导致两侧共振峰位均红移. 另一方面, LC 谐振电路指出, 共振波长与成正比^[35], 而电容又与棒间介质的介电函数有关. 因此, 共振波长与介质折射率约成正比, 随介质折射率的增大而增大. 而共振峰强度的变化, 我们可以从图 7 插图分析得到. 该插图为当填充介质折射率为 2.5, 激发波长分别为共振峰位 1017 nm 和 1395 nm 时的纳米结构电磁场和电流密度矢量分布. 可见, 此时 Fano 共振谷短波处的共振表现为电偶极共振超辐射模式, 光谱强度较大, 而长波处的共振主要以反相磁偶极共振亚辐射模式为主, 光谱较弱.

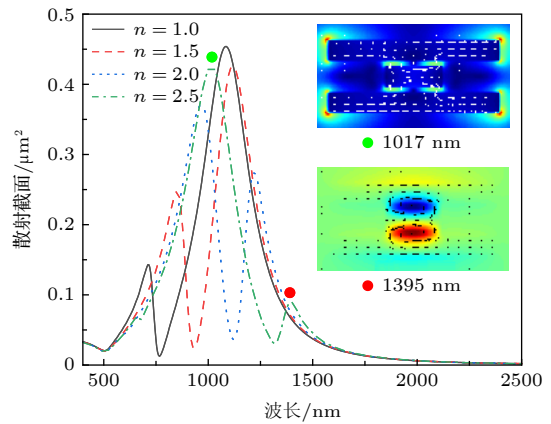


图 7 当短棒与边棒的间隙内介电环境变化时, 金纳米棒三聚体的散射谱随介质折射率变化的关系, 插图为在两个散射共振峰位处的纳米结构截面电磁场和电流密度矢量分布
Fig. 7. Scattering spectra of the nanorod trimer with different media in the gaps between the center and side nanorods. Insets show the calculated electric field, magnetic field in the z -direction and current density vector distributions at the indicated resonances.

此外, 当纳米棒三聚体结构的对称性被打破, 如短棒和两侧边棒的间距不同, 或两侧边棒的长度不等时, 将可能导致上下间隙内的反相磁偶极共振模式的频率不再相同^[29] 或模式的分裂^[36], 激发出双重 Fano 共振, 导致光谱更加精细.

4 结 论

本文提出了一种由中间短棒和两侧边长棒构成的对称金纳米棒三聚体结构, 应用 FDTD 方法计算了其散射光谱、结构截面电磁场和电流密度矢量分布, 分析了结构参数和介电环境对其 Fano 共

振特性的影响. 结果表明: Fano 共振谷随短棒、三棒整体尺寸或短棒两侧介质折射率的减小而蓝移, 其两侧共振峰的强度随之发生转换, 长波处的成键模式逐渐由边棒的电偶极共振模式主导, 光谱强度越来越大, 而短波处的电偶极共振反键模式逐渐演变成短棒主导的反相磁偶极共振模式, 光谱强度越来越弱; 棒间距的增大同样导致 Fano 共振谷蓝移, 两侧共振峰强度发生改变, 原因为短棒和边棒的近场耦合减小引起的模式退化; 边棒长度的变化对 Fano 共振谷位的影响较小, 随边棒长度的增加, Fano 共振对比度也先增大再减小. 研究结果可望用于 Fano 共振可控的纳米棒结构设计, 以满足特定微纳光子学方面的需求.

参考文献

- [1] Zhang S P, Xu H X 2016 *Nanoscale* **8** 13722
- [2] Biswas S, Duan J, Nepal D, Park K, Pachter R, Vaia R A 2013 *Nano Lett.* **13** 6287
- [3] Artar A, Yanik A A, Altug H 2011 *Nano Lett.* **11** 3694
- [4] Wu D, Liu C, Liu Y, Yu L, Yu Z, Chen L, Ma R, Ye H 2017 *Opt. Lett.* **42** 450
- [5] Zhang J, Chen S, Wang J, Mu K, Fan C, Liang E, Ding P 2018 *Sci. Rep.* **8** 740
- [6] Limonov M F, Rybin M V, Poddubny A N, Kivshar Y S 2017 *Nat. Photon.* **11** 543
- [7] Chen J, Gan F, Wang Y, Li G 2018 *Adv. Opt. Mater.* **6** 1701152
- [8] Huang C Y, Chang H C 2019 *IEEE Photon. J.* **11** 4800208
- [9] Li G Z, Hu H J, Wu L 2019 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **21** 7654
- [10] Wu C, Khanikaev A B, Shvets G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 107403
- [11] Chang W S, Lassiter J B, Swanglap P, Sobhani H, Khatua S, Nordlander P, Halas N J, Link S 2012 *Nano Lett.* **12** 4977
- [12] Yu Y, Xue W, Semenova E, Yvind K, Mork J 2017 *Nat. Photon.* **11** 81
- [13] Hu H J, Zhang F W, Li G Z, Chen J Y, Li Q, Wu L J 2018 *Photon. Res.* **6** 204
- [14] Yang Z J, Hao Z H, Lin H Q, Wang Q Q 2014 *Nanoscale* **6** 4985
- [15] Huang Y H, Li P 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 207301 (in Chinese) [黄运欢, 李璞 2015 物理学报 **64** 207301]
- [16] Zhang Y, Jia T Q, Zhang H M, Xu Z Z 2012 *Opt. Lett.* **37** 4919
- [17] Fu Y H, Zhang J B, Yu Y F, Lukyanchuk B 2012 *ACS Nano* **6** 5130
- [18] Zhao W, Jiang Y 2015 *Opt. Lett.* **40** 93
- [19] Yang Z J, Wang Q Q, Lin H Q 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 111115
- [20] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [21] Wang J, Liu X, Li L, He J, Fan C, Tian Y, Ding P, Chen D, Xue Q, Liang E 2013 *J. Opt.* **15** 105003
- [22] Dong Z G, Liu H, Xu M X, Li Tao, Wang S M, Zhu S N, Zhang X 2010 *Opt. Express* **18** 18229
- [23] Jin X R, Park J, Zheng H, Lee S, Lee Y, Rhee J Y, Kim K W, Cheong H S, Jang W H 2011 *Opt. Express* **19** 21652
- [24] Bozhevolnyi S I, Evlyukhin A B, Pors A, Nielsen M G, Willatzen M, Albrektsen O 2011 *New J. Phys.* **13** 023034
- [25] Yang Z J, Zhang Z S, Zhang L H, Li Q Q, Hao Z H, Wang Q Q 2011 *Opt. Lett.* **36** 1542
- [26] Kai G, Zhang Y L, Qian C, Fung K H 2018 *Opt. Express* **26** 11984
- [27] Liu G D, Zhai X, Wang L L, Wang B X, Lin Q, Shang X J 2016 *Plasmonics* **11** 381
- [28] Liu S D, Leong E S P, Li G C, Hou Y, Deng J, Teng J H, Ong H C, Lei D Y 2016 *ACS Nano* **10** 1442
- [29] Wang J, Fan C, He J, Ding P, Liang E, Xue Q 2013 *Opt. Express* **21** 2236
- [30] Li G, Li Q, Xu L, Wu L 2015 *Plasmonics* **10** 1401
- [31] Cong C, Wu D J, Liu X J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 046102 (in Chinese) [丛超, 吴大建, 刘晓峻 2011 物理学报 **60** 046102]
- [32] Taflove A, Hagness S 2000 *Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain Method* (Vol. 2) (Boston: Artech House) pp75–85
- [33] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [34] Halas N J, Lal S, Chang W S, Nordlander P 2011 *Chem. Rev.* **111** 3913
- [35] Feng R, Qiu J, Liu L, Ding W, Chen L 2014 *Opt. Express* **22** A1713
- [36] Hu X, Huang Y, Yuan S, Liu Y, Jiao Z, Wang Y, Huang Q, Yu J, Xia J 2015 *Plasmonics* **10** 1817

Fano resonances in symmetric gold nanorod trimers*

Li Ai-Yun¹⁾ Zhang Xing-Fang^{1)2)†} Liu Feng-Shou¹⁾Yan Xin¹⁾²⁾ Liang Lan-Ju¹⁾²⁾¹⁾ (*School of Opt-Electronic Engineering, Zaozhuang University, Zaozhuang 277160, China*)²⁾ (*Laboratory of Optoelectronic Information Processing and Display of Shandong, Zaozhuang 277160, China*)

(Received 25 June 2019; revised manuscript received 15 July 2019)

Abstract

A symmetrical gold nanorod trimer structure consisting of a short center nanorod and two long nanorods on both sides is proposed. The scattering spectra, electromagnetic field and current density vector distributions across the central cross section of the nanorod trimer are calculated by the finite difference time domain method, and the effects of structural parameters and dielectric environment on Fano resonance characteristics are theoretically investigated in detail. The results show that the Fano resonance can be generated mainly due to the interference between the bonding electric dipole mode in lower energy and the antibonding electric dipole mode or antiphase magnetic dipole mode in higher energy. The Fano dip is blue-shifted with the decrease in the short nanorod length, the size of whole trimer structure with constant displacement, or the refractive index of dielectric medium in the gaps between the central nanorod and two side nanorods; the resonance intensity on both sides of the Fano dip also changes. Meanwhile, the bonding mode on the red side of the Fano dip is gradually dominated by the electric dipole mode of two side nanorods, and the spectral intensity increases, while the antibonding mode on the blue side gradually evolves into the short nanorod-dominated antiphase magnetic dipole mode, and the spectral intensity becomes weaker. The increase in the inter-rod spacing also leads the Fano dip to be blue-shifted, and a similar change in the spectral intensity occurs on both sides of the Fano dip, due to the degeneration of bonding and antibonding modes caused by the decrease of near-field coupling between the short nanorod and two side nanorods, which finally degenerate into the electric dipole modes generated by the short nanorod or the two side nanorods, respectively. In addition, the Fano dip is insensitive to the change of the side nanorod length, but the relative resonance intensity on both sides of the Fano dip also changes. Furthermore, it is found that the spectral contrast ratio of the Fano resonance first increases and then decreases by varying the above-mentioned structural parameters or dielectric environment. These results are expected to be used for guiding the design of Fano controllable nanostructures and also for developing the applications of specific micro-nano photonics.

Keywords: Fano resonance, surface plasmon polariton, nanorod, finite difference time domain**PACS:** 78.67.-n, 73.20.Mf, 78.67.Qa**DOI:** 10.7498/aps.68.20190978

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61701434), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant Nos. ZR2017MF005, ZR2018LF001), the Project of Shandong Province Higher Education Science and Technology Program, China (Grant No. J17KA087), and the Key Laboratory of Optoelectronic Information Functional Materials and Micronano Devices in Zaozhuang, China.

† Corresponding author. E-mail: zxf4114@126.com