

金纳米棒复合体的消光特性

黄运欢 李璞

Extinction properties of gold nanorod complexes

Huang Yun-Huan Li Pu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 207301 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.207301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.207301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纳米银六角阵列在掺氧化硅中的局域表面等离子共振特性仿真

Simulation of localized surface plasmon resonance of hexagonal Ag nanoarrays and amorphous oxidized silicon nitride

物理学报.2015, 64(17): 177301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.177301>

Au 纳米颗粒和 CdTe 量子点复合体系发光增强和猝灭效应

Enhancement and quenching of photoluminescence from Au nanoparticles and CdTe quantum dot composite system

物理学报.2015, 64(16): 167301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.167301>

复合金属光栅模式分离与高性能气体传感器应用

Split modes of composite metal grating and its application for high performance gas sensor

物理学报.2015, 64(14): 147302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.147302>

径向偏振光下的长焦、紧聚焦表面等离子体激元透镜

Plasmonic lens with long focal length and tight focusing under illumination of a radially polarized light

物理学报.2015, 64(9): 097301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097301>

十字结构银纳米线的表面等离子极化激元分束特性

Surface plasmon polaritons splitting properties of silver cross nanowires

物理学报.2015, 64(9): 097303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097303>

金纳米棒复合体的消光特性*

黄运欢 李璞†

(新型传感器与智能控制教育部重点实验室, 太原 030024)

(太原理工大学物理与光电工程学院, 太原 030024)

(2015年3月24日收到; 2015年6月21日收到修改稿)

金属纳米颗粒局域表面等离子共振时能够产生消光和近场增强效应已经成为国内外研究的热点. 应用时域有限差分法对L形纳米棒与普通纳米棒构成的金纳米棒复合体的消光光谱及其近场增强和电流矢量密度分布进行了研究. 计算结果表明, 普通纳米棒和L形纳米棒二聚体的光谱响应与纳米棒间的间距有关, 而金纳米棒复合体的消光光谱可通过调整L形纳米棒与普通纳米棒间的间距、L形纳米棒的臂长度以及普通纳米棒的长度进行调谐. 此外金纳米棒复合体可以分解成L形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体两个部分, 通过分别改变L形纳米棒的臂长和普通纳米棒的长度, 对比L形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体间的共振峰位置变化, 可以更直观地了解金纳米棒复合体消光光谱线型的变化. 这些结果可用于指导金纳米棒复合体纳米光子器件的设计, 以满足其在表面增强拉曼散射和生物传感等方面应用.

关键词: 表面等离子共振, 时域有限差分法, 金纳米棒复合体, 消光光谱

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

DOI: 10.7498/aps.64.207301

1 引言

贵金属纳米颗粒的光学特性起源于入射光作用下颗粒内部自由电子集体振荡而产生的局部表面等离子体共振现象(LSPRs)^[1]. 贵金属纳米颗粒局部表面等离子体共振对金属纳米结构的形状、大小及周围的介电环境十分敏感^[2,3], 当发生局部表面等离子体共振时, 贵金属纳米颗粒能够产生强烈的光吸收和光散射从而出现消光现象, 并在颗粒表面产生很强的局域电磁场. 近年来不同形状的金属纳米颗粒如纳米棒^[4,5]、纳米球^[6]、纳米环等^[7-9]逐渐成为纳米材料研究领域的热点并广泛应用于纳米天线^[10,11]、异常透射^[12-14]、等离子体激光等^[15]方面. 但是这些金属纳米颗粒随着尺寸增大, 对光的散射越强, 不仅使LSPRs线宽变大, 同时还会阻碍结构表面局域场的增大, 这将会严重降低金属纳米颗粒作为纳米光子器件的性能^[16]. 最近, 研

究者们发现两个或更多的金属纳米颗粒紧密放置时, 金属纳米颗粒间的局部表面等离子体通过近场的相互作用进行耦合, 可引起一系列等离子体模式杂化^[17,18], 能使金属纳米结构光谱半高宽变窄, 同时在金属纳米颗粒间还能够产生很大的电磁场增强, 从而极大地提高传感质量因子(FOM)及表面增强拉曼散射因子, 使得金属纳米结构在生物传感^[19-23]、表面增强拉曼散射(SERS)^[5,24]、慢光传输等^[25]方面有广阔的应用前景.

最近, 许多科研团队对金属纳米结构的光谱响应及近场耦合等方面做了相关的研究. 例如, Hentschel等^[26]研究了每个纳米颗粒对等离子体共振聚合体中光学响应的作用; Lassiter等^[27]提出了在纳米聚合体中的消光光谱可以分解超辐射模式和亚辐射模式的叠加; Rahmani等^[28]提出了纳米聚合体结构的消光光谱可以分解成两个子群的贡献; Wang等^[29]提出了一种估算纳米聚合体结构的辐射特性的两步分解法. 对于单个的L形纳米棒,

* 国家自然科学基金(批准号: 61205142, 51404165)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lipu8603@126.com

由于具有独特的光学性质而受到广泛的研究. 如 Canfield 等^[30–32] 研究发现 L 形纳米棒的光学性质与入射光偏振方向有关; 随后 Sung 等^[33] 研究发现 L 形纳米棒两个独立的消光带能够分别在两个相互垂直的入射光偏振方向上观察到. L 形纳米棒呈现远场二色性归因于 L 形纳米棒两臂间等离激元共振模式同向和反向的组合^[34–36]. 通过简单地改变入射光偏振方向, 即可实现控制 L 形纳米棒的近场分布. 利用这一特性, Yang 等^[37] 将四个 L 形纳米棒组成亚波长四分之一波片; Liu 等^[38] 实现了纳米结构共振模式的开与关. 然而, 对 L 形纳米棒二聚体的研究仍然不多, 尤其是 L 形纳米棒与普通纳米棒组成的复合体光学特性的研究更是鲜有报道.

因此本文设计了 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体构成的金纳米棒复合体, 并研究了金纳米棒复合体的消光光谱特性、金纳米棒复合体消光光谱的共振峰位置及振幅与 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体的共振峰位置及振幅几乎重叠, 同时在消光光谱的共振峰位置处, 金纳米棒复合体被激发的部分的近场分布与 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体的近场分布相同, 证实了金纳米棒复合体的消光光谱线型可以分解成 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体两个子群的结合. 另外调整 L 形纳米棒两个臂长度及普通纳米棒的长度, 可以对金纳米棒复合体的消光光谱线型进行调谐, 此外通过比较 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体共振峰位置变化, 可以直观了解金纳米棒复合体的光谱变化, 这为优化金纳米棒复合体纳米光子器件的设计提供了新的途径, 以满足其在表面增强拉曼散射和生物传感等方面的应用.

2 计算方法

时域有限差分法 (FDTD) 是用有限差分式去替代时域麦克斯韦旋度方程中的微分式, 从而得到场分量的有限差分式. 可以仿真不同形状的结构, 通过一次时域分析计算, 即可借助傅里叶变换获得整个频段范围内的频率响应, 并能实时反馈电磁场的空间分布, FDTD 作为最有效的电磁计算方法已经被广泛应用于模拟电磁波的传播、散射、耦合和辐射等特性的数值求解. 下面本文应用 FDTD 对由 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体构成的

金纳米棒复合体的消光光谱及其近场增强和电流密度矢量分布进行了研究. 在模拟计算过程中选取的金属材料是金, 其介电常数取自实验结果^[39]. 网格精度为 $2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm}$, 周围的媒质的折射率 $n = 1.25$, 模拟中各方向均采用完全匹配层 (PML) 边界条件, 本文中所有的近场增强和电流密度矢量分布均计算的是结构的中间截面.

3 结果与讨论

3.1 金纳米棒复合体的消光光谱与近场分布

图 1 (a) 为金纳米棒复合体示意图, 金纳米棒复合体可以分解成 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体两个部分. 图中 L_1 和 L_2 分别代表 L 形纳米棒两臂的长度, L_3 表示普通纳米棒的长度, W 表示 L 形纳米棒和普通纳米棒的宽度, G 表示纳米棒间的间距大小, S 表示 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体间的间距, θ 表示入射光电场偏振方向与 x 轴的夹角大小. 图 1 (b) 为入射光正入射, 电场偏振方向与 x 轴的夹角 $\theta = 0^\circ$ 时, 金纳米棒复合体 (红), L 形纳米棒二聚体 (绿)、普通纳米棒二聚体 (橙) 的消光光谱, 其中结构参数 $L_1 = L_2 = L_3 = 180 \text{ nm}$, $G = 30 \text{ nm}$, $S = 30 \text{ nm}$, $W = 50 \text{ nm}$, $H = 30 \text{ nm}$. 从图 1 (b) 可以看出, 普通纳米棒二聚体的消光光谱只出现了一个共振峰, L 形纳米棒二聚体的消光光谱出现了两个共振峰, 而金纳米棒复合体消光光谱的特点是三个凹槽将三个共振峰相隔开, 出现两个凹槽的原因是金纳米棒复合体产生了双重法诺共振现象. L 形金属纳米棒具有非中心对称的形状, L 形金属纳米棒的光学响应强烈依靠入射光的偏振方向. 当入射光偏振方向与 x 轴的夹角 θ 分别为 45° 和 135° 时, L 形金属纳米棒的光谱中能观察到两个独立的消光带分别对应两种共振模式. 当 $\theta = 135^\circ$ 时, L 形纳米棒的等离激元沿着纳米棒的总长度方向振荡, 称为 L 形纳米棒的第一阶共振模式, 当 $\theta = 45^\circ$ 时, L 形纳米棒两臂间的等离激元振荡反向, 纳米棒上有三个极点, 称为 L 形纳米棒的第二阶共振模式^[35–37]. L 形纳米棒第一阶共振模式和第二阶共振模式的近场分布分别与图 1 (d) 和图 1 (c) 中的单个 L 形纳米棒的近场分布相同.

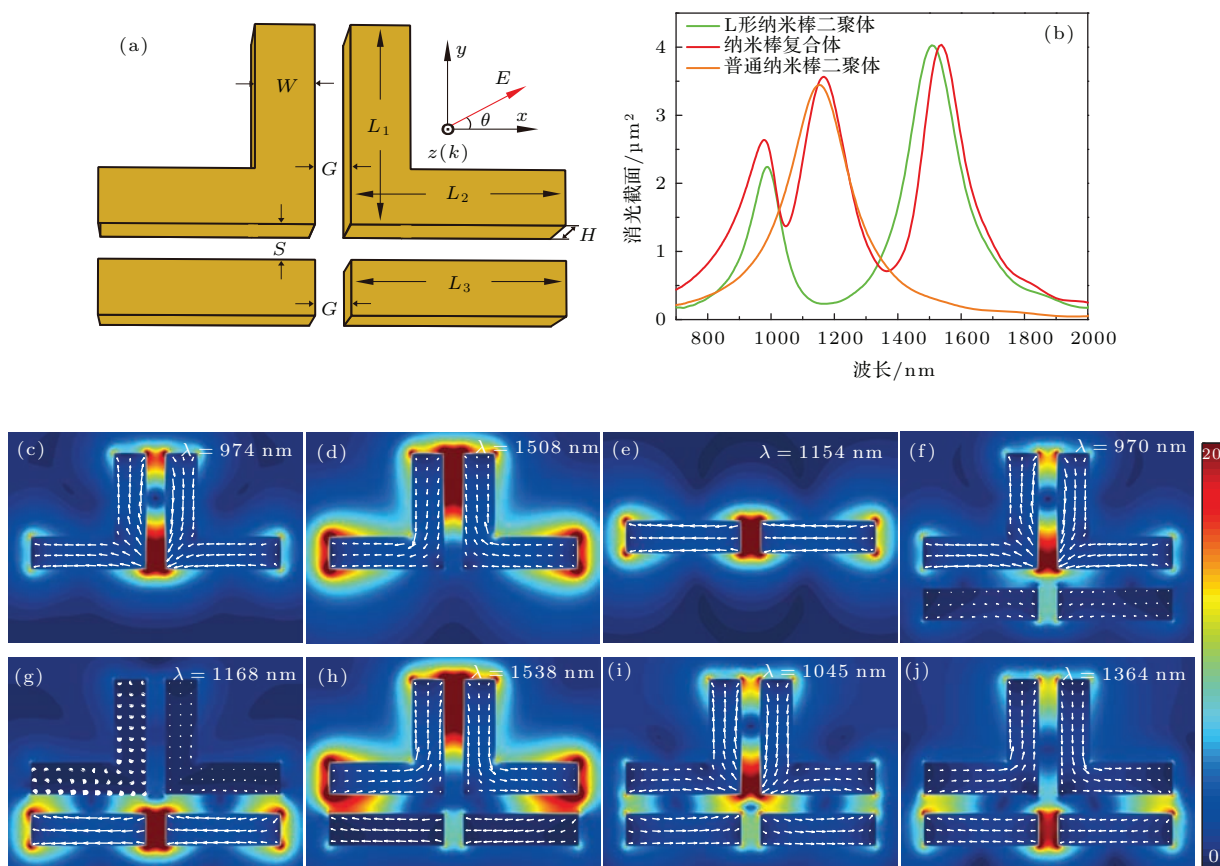


图1 (网刊彩色) 金纳米棒复合体的光学性质 (a) 金纳米棒复合体示意图; (b) 消光光谱, 金纳米棒复合体(红), L形纳米棒二聚体(绿)、普通纳米棒二聚体(橙); (c)–(j) 近场增强和电流密度矢量分布图

Fig. 1. (color online) Optical properties of gold nanorods complexes: (a) Schematic of metallic nanorod complexes; (b) extinction spectra of metallic nanorod complexes(red), L-shaped nanorod dimer (green) and common nanorod dimer(orange); (c)–(j) near-field enhancement and current density vector distributions.

为了调查L形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体的等离激元耦合模式, 在共振峰处的近场增强和电流密度矢量分布如图1(c)–(e)所示, 从图1(c)可看出, 当入射光波长 $\lambda = 974$ nm时L形纳米棒二聚体中的纳米棒激发起了第二阶共振模式, 在纳米棒间隙中有很强的电场增强, 此时L形纳米棒二聚体形成了第二阶共振的成键模式. 当入射光波长 $\lambda = 1508$ nm时, L形纳米棒二聚体中的纳米棒激发起了第一阶共振模式, 两个L形纳米棒间的等离激元振荡同向, 在L形纳米棒的顶端间有很强的等离激元耦合, L形纳米棒二聚体形成了第一阶共振的成键模式. 相比之下, 普通纳米棒二聚体只激发起了一个共振峰, 在共振峰处的近场分布如图1(e)所示, 普通纳米棒激发起了偶极共振模式, 纳米棒间具有很强的电磁场增强, 形成偶极共振成键模式.

对于金纳米棒复合体的光谱特性可以换种观察角度去理解. 首先注意金纳米棒复合体消光光

谱中三个共振峰的起源, 可以从图1(b)中可以看出, 在消光光谱中L形纳米棒二聚体及普通纳米棒二聚体的共振峰的波长位置和振幅与金纳米棒复合体的三个共振峰顶点几乎重叠, 同时我们还对金纳米棒复合体在消光光谱共振峰处的近场分布做了进一步分析. 金纳米棒复合体第一个共振峰处的近场增强和电流密度矢量分布如图1(f)所示, 当入射光波长 $\lambda = 970$ nm时, 金纳米棒复合体中顶部的L形纳米棒二聚体激发起强的第二阶共振的成键模式, 而底部的普通纳米棒二聚体只激发起很弱的成键模式. 金纳米棒复合体第二个共振峰处相应的近场分布如图1(g)所示, 金纳米棒复合体底部的普通纳米棒二聚体有效地激发起成键模式而顶部的L形纳米棒二聚体几乎没有激发起共振模式. 在第三个共振峰处的近场增强和电流密度矢量分布如图1(h)所示, 金纳米棒复合体中顶部的L形纳米棒二聚体有效地激发起第一阶共振的成键模式, 由于纳米棒间的等离激元的近场耦合作用, 底

部的普通纳米棒二聚体激发起很弱的成键模式. 在图 1 (b) 中, 由于 L 形纳米棒二聚体与普通纳米棒二聚体间形成了弱的反成键模式, 金纳米棒复合体的第一个共振峰相对于 L 形纳米棒二聚体的第一个共振峰出现轻微蓝移. 而金纳米棒复合体第二个共振峰相对于普通纳米棒二聚体的共振峰红移, 以及金纳米棒复合体第三个共振峰相对于 L 形纳米棒二聚体的第二个共振峰出现轻微红移的原因是 L 形纳米棒二聚体与普通纳米棒二聚体间产生弱的近场耦合. 根据以上现象的观察, 可将金纳米棒复合体的光谱响应分解成 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体两个部分的贡献. 我们进一步研究了金纳米棒复合体在消光光谱中凹槽位置处的近场分布, 第一个光谱凹槽处的近场分布如图 1 (i) 所示, L 形纳米棒在 y 轴方向上的两臂间的等离激元振荡反向, 与此同时 L 形纳米棒在 x 轴方向上的两臂的等离激元又与底部的普通纳米棒的等离激元振荡反向, 纳米棒间的偶极矩相互抵消, 使得金纳米棒复合体的辐射阻尼受到强烈抑制. 金纳米棒复合体消光光谱第二个凹槽处相应的近场增强和电流密度矢量分布如图 1 (j) 所示, 金纳米棒复合体中普通纳米棒二聚体的偶极矩振荡方向与 L 形纳米棒二聚体总的偶极矩振荡方向相反, 两者间的偶极矩相互抵消, 使得金纳米棒复合体的净偶极矩

很小.

3.2 金纳米棒复合体参数改变对消光光谱及近场分布的影响

3.2.1 间距变化对二聚体及金纳米棒复合体消光光谱的影响

金纳米颗粒间的局域表面等离激元耦合作用强弱与纳米颗粒间的间距大小有关, 进而通过改变聚合体中纳米颗粒间的间距可以对聚合体的消光光谱进行调制. 普通纳米棒二聚体的消光光谱随纳米棒间的间距 G 增大的变化关系如图 2 (a) 所示, 随着间距 G 的增大, 普通纳米棒二聚体的偶极共振成键模式逐渐减弱, 从而引起普通纳米棒二聚体的共振峰光谱位置蓝移. 图 2 (b) 为 L 形纳米棒二聚体消光光谱随间距 G 变化的关系, 在短波段的共振峰光谱位置出现蓝移的原因是第二阶共振模式的两个 L 形纳米棒间的耦合作用减弱所引起, 同样由于两个 L 形纳米棒间的第一阶共振成键模式随间距 G 的增大而减弱, 因此在长波段的共振峰光谱位置也出现了蓝移. 金纳米棒复合体的光谱响应也与普通纳米棒二聚体与 L 形纳米棒二聚体间的间距 S 大小有关, 从图 2 (c) 中可以看出, 随着间距 S 的增大, 由于两个二聚体间的耦合作用减弱, 金纳米棒

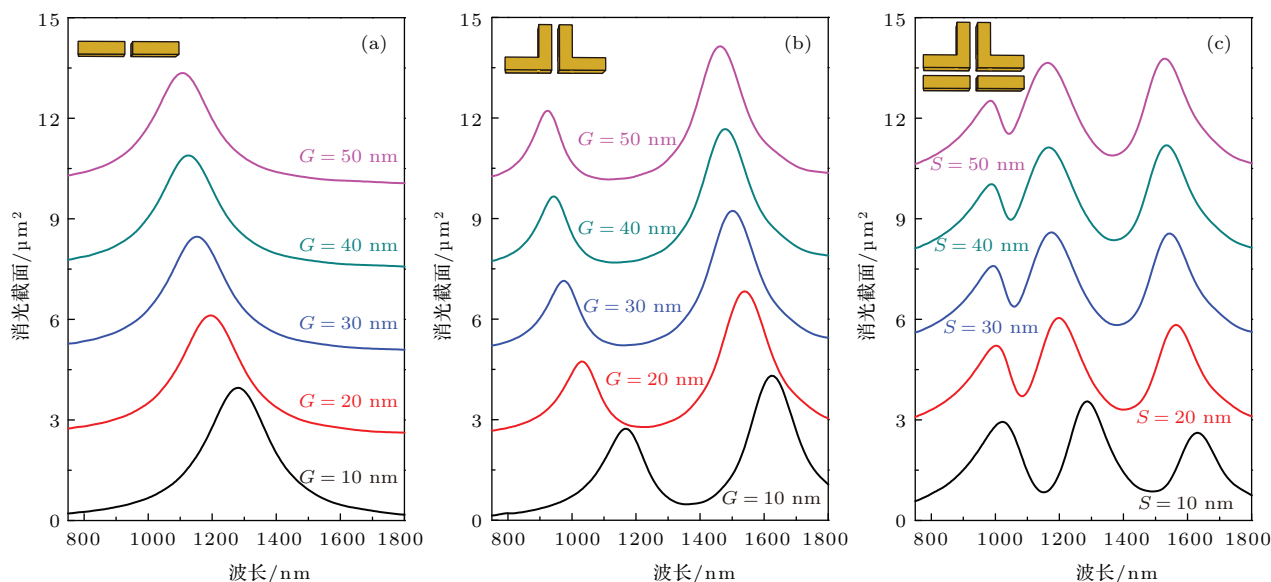


图 2 (网刊彩色) 间距变化对二聚体及金纳米棒复合体消光光谱调制 (a) 普通纳米棒二聚体; (b) L 形纳米棒二聚体; (c) 金纳米棒复合体

Fig. 2. (color online) Modulation of extinction spectra of the dimer and gold nanorods complexes versus distance change: (a) Ordinary nanorods dimer; (b) L-shaped nanorods dimer versus the size of G ; (c) gold nanorods complex.

复合体的三个共振峰光谱位置均出现了蓝移. 消光光谱中第一个凹槽深度降低及光谱位置蓝移原因是随着间距 S 增大, L形纳米棒在 x 轴方向上两臂的等离激元与底部的普通纳米棒的等离激元耦合作用减弱是金纳米棒复合体的辐射阻尼增大所导致, 而消光光谱中第二个凹槽光谱位置出现蓝移是由于普通纳米棒二聚体与L形纳米棒二聚体间的成键共振模式随间距 S 增大而减弱引起的.

3.2.2 L形纳米棒臂长变化对金纳米棒复合体消光光谱及近场分布的影响

金纳米棒复合体的光学性质与其结构参数密切相关, 因此我们通过改变L形纳米棒的臂长对金纳米棒复合体的光谱响应做进一步研究. 图3(a)为金纳米棒复合体的消光光谱随结构中L形纳米棒 y 轴方向臂长 L_1 变化的关系. 随着臂长 L_1 减小, 金纳米棒复合体消光光谱中的第一和第三个共振峰的光谱位置均出现了蓝移, 而第一个共振峰的振幅迅速减弱. 当臂长 $L_1 = 50$ nm 时, 金纳米棒复合体中第二和第三个共振峰位置重叠, 此时金纳米棒复合体的消光光谱呈洛伦兹线型. 为了解释金纳米棒复合体消光光谱变化的原因, 我们进一步研究了金纳米棒复合体的近场分布及L形纳米棒二聚体两个共振峰位随 L_1 变化的关系分别如图3(b)—(d)所示. 其中图3(b)为

$L_1 = 120$ nm时的金纳米棒复合体在消光光谱第一个共振峰处的近场分布, 可以看出, 金纳米棒复合体中L形纳米棒二聚体为第二阶共振成键模式, 且随着L形纳米棒臂长 L_1 减小, 这个模式向更高的能量处偏移, 导致了第一个共振峰出现蓝移. 图3(c)为 $L_1 = 50$ nm时的金纳米棒复合体在共振峰 $\lambda = 1150$ nm 处的近场分布, L形纳米棒二聚体的偶极矩与普通纳米棒二聚体的偶极矩振荡反向, 两种二聚体间形成的是反成键模式. 与图1(j)相比, 随着L形纳米棒臂长 L_1 减少, 普通纳米棒二聚体与L形纳米棒二聚体间的成键模式逐渐转变成反成键模式, 两者间的偶极矩相消作用减弱, 使得金纳米棒复合体的辐射阻尼逐渐增强. 此外我们将金纳米棒复合体分解成单独的L形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体, 当L形纳米棒二聚体的臂长 L_1 变化时, 我们通过研究L形纳米棒二聚体两个共振峰位置相对 $L_3 = 180$ nm 的普通纳米棒二聚体共振峰位置的变化关系, 可进一步了解金纳米棒复合体的消光光谱变化. 当入射光为正入射, 其电场偏振方向与 x 轴的夹角 $\theta = 0^\circ$ 时, L形纳米棒二聚体的两个共振峰位随臂长 L_1 变化的关系(绿线)如图3(d)所示, 图中虚线(橙)为 $L_3 = 180$ nm 的普通纳米棒二聚体的共振峰位置, 由于普通纳米棒

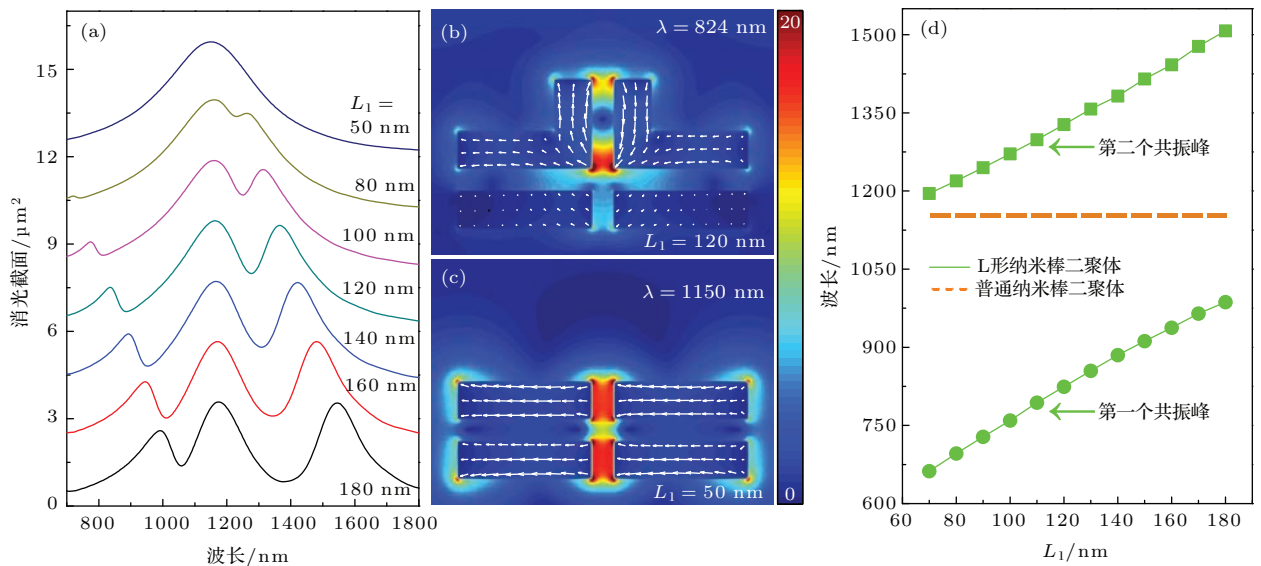


图3 (网刊彩色) 臂长变化对金纳米棒复合体光学性质的影响 (a) 金纳米棒复合体消光光谱随臂长 L_1 变化的关系; (b), (c) 近场增强和电流密度矢量分布图; (d) L形纳米棒二聚体两个共振峰位置随 L_1 变化的关系
 Fig. 3. (color online) Effect of arm length on optical properties of gold nanorods complexes: (a) Extinction spectra of the metallic nanorod complexes versus the length of arm L_1 ; (b), (c) near-field enhancement and current density vector distributions; (d) the resonance peak positions of L-shaped nanorod dimer versus the length of arm L_1 .

二聚体几何结构参数没有改变, 因此普通纳米棒二聚体的共振峰位置没有改变. 圆形实线和方形实线分别代表L形纳米棒二聚体的第一个共振峰位置和第二个共振峰位置随臂长 L_1 变化的关系. 从图3(d)可以看出, 随着臂长 L_1 减小, L形纳米棒二聚体的两个共振峰位置迅速蓝移, 其中L形纳米棒二聚体的第一个共振峰位置逐渐远离普通纳米棒二聚体的共振峰位置, 而第二个共振峰位置逐渐靠近普通纳米棒的共振峰位置. 结合以上观察现象可以直观地了解金纳米棒复合体消光光谱线型的调制以及最后消光光谱呈洛伦兹线型的原因.

由于L形纳米棒形状是非中心对称结构, 改变L形纳米棒的臂长对其光学响应有很大影响. 因此, 我们进一步改变L形纳米棒在 x 轴上的臂长 L_2 的大小, 研究金纳米棒复合体的光谱响应. 图4(a)为金纳米棒复合体消光光谱随臂长 L_2 变化的关系, 随着L形纳米棒臂长 L_2 的减小, 金纳米棒复合体的第一个共振峰的光谱位置迅速蓝移. 图4(b)为 $L_2 = 120$ nm时, 金纳米棒复合体在第一个共振峰处的近场增强和电流密度矢量分布, 随着L形纳米棒臂长 L_2 的减小, L形纳米棒二聚体的第二阶成

键模式逐渐减弱, L形纳米棒二聚体与普通纳米棒二聚体间的成键模式也逐渐减弱, 从而导致了第一个共振峰的光谱位置蓝移. $L_2 = 50$ nm时金纳米棒复合体在共振峰 $\lambda = 1176$ nm处的近场分布如图4(c)所示, 随着臂长 L_2 减小, L形纳米棒二聚体的第一阶成键模式逐渐减弱, 而普通纳米棒二聚体的成键模式逐渐增强, 这两种二聚体间的偶极矩相消作用逐渐减弱, 使得金纳米棒复合体的净偶极矩增加, 辐射阻尼增强. 当L形纳米棒二聚体的臂长 L_2 变化时, 研究L形纳米棒二聚体两个共振峰位置相对普通纳米棒二聚体共振峰位置间的变化关系, 可进一步了解金纳米棒复合体的光谱响应的变化. 从图4(d)中可以看出, 随着L形纳米棒臂长 L_2 减少, L形纳米棒二聚体两个共振峰位置均出现蓝移, 其第一个共振峰位置(圆形绿线)逐渐远离普通纳米棒二聚体(橙虚线)共振峰位置, 而第二个共振峰位置(方形绿线)逐渐靠近普通纳米棒二聚体共振峰位置. 通过这些现象可以直观地了解金纳米棒复合体共振峰的光谱位置蓝移及消光光谱线型的变化.

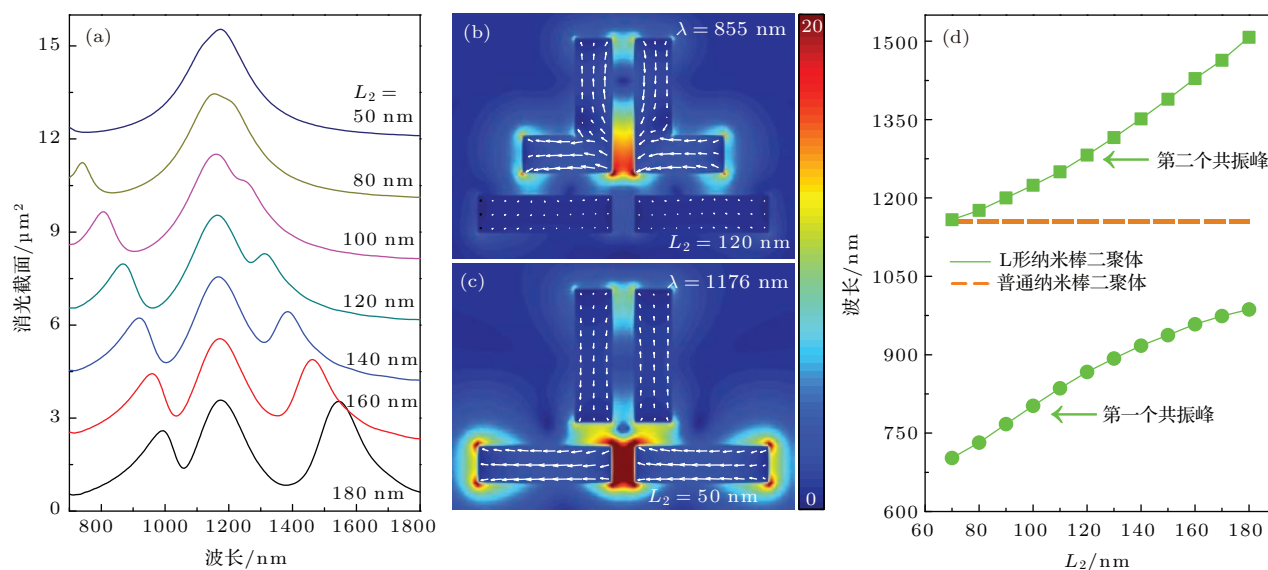


图4 (网刊彩色) 臂长变化对金纳米棒复合体光学性质的影响 (a) 金纳米棒复合体消光光谱随臂长 L_2 变化的关系; (b), (c) 近场增强和电流密度矢量分布图; (d) L形纳米棒二聚体共振峰位置随 L_2 变化的关系

Fig. 4. (color online) Effect of arm length on optical properties of gold nanorods complexes: (a) Extinction spectra of the metallic nanorod complexes versus the length of arm L_2 ; (b), (c) near-field enhancement and current density vector distributions; (d) the resonance peak positions of L-shaped nanorod dimer versus the length of arm L_2 .

3.2.3 普通纳米棒长度变化对金纳米棒复合体的消光光谱及近场分布的影响

除了改变金纳米棒复合体中L形金属纳米棒

臂长的大小外, 改变普通纳米棒的长度 L_3 也可对金纳米棒复合体的光学响应有着重要影响. 金纳米棒复合体消光光谱随普通纳米棒长度 L_3 变化的关

系如图 5(a) 所示. 随着普通纳米棒长度 L_3 减小, 由于顶部 L 形纳米棒二聚体的结构参数未改变, 所以金纳米棒复合体的第一和第三个共振峰位置没有出现偏移, 而第二个共振峰的光谱位置迅速蓝移. 当 $L_3 = 140$ nm 时, 第一个和第二个共振峰的光谱位置出现了重叠. 然后随着 L_3 继续减小, 金纳米棒复合体的消光光谱最后演变成与 L 形纳米棒二聚体在图 1(b) 中一样的消光光谱. 为了解释消光光谱变化的原因, 我们给出了金纳米棒复合体相应光谱位置处的近场分布, 当普通纳米棒长度 $L_3 = 140$ nm 时, 金纳米棒复合体在波长 $\lambda = 986$ nm 处的近场分布如图 5(b) 所示, 金纳米棒复合体中的 L 形纳米棒二聚体激发起第二阶共振成键模式, 普通纳米棒二聚体也形成了成键模式, 而此时 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体间偶极矩振荡反向, 两者间形成反成键模式, 使得金纳米棒复合体的辐射阻尼增强, 这种现象是量子力学效应的等离激元等效, 在相关文献中称为连续态中的束缚态

(BIC)^[40,41]. 图 5(c) 是 $L_3 = 100$ nm 时金纳米棒复合体在波长 $\lambda = 811$ nm 处的近场分布, 此时金纳米棒复合体中普通纳米棒二聚体的成键共振模式起主要作用, 随着普通纳米棒长度 L_3 的减小, 这个成键共振模式逐渐向高能量处偏移. 图 5(d) 为普通纳米棒二聚体共振峰位置随纳米棒长度 L_3 变化的关系, L 形纳米棒二聚体由于结构参数未改变, 所以 L 形纳米棒二聚体两个共振峰位置没有发生变化, 随着普通纳米棒长度 L_3 减小, 普通纳米棒二聚体共振峰位置(三角形橙线)出现迅速蓝移且逐渐远离 L 形纳米棒二聚体的第二个共振峰位置(绿点虚线). 而当普通纳米棒长度 $L_3 = 140$ nm 时, 普通纳米棒二聚体共振峰位置与 L 形纳米棒二聚体的第一个共振峰位置(绿虚线)出现交叠. 通过观察图 5(d) 中普通纳米棒二聚体共振峰与 L 形纳米棒二聚体共振峰位置变化, 可以更直观地了解金纳米棒复合体光谱随普通纳米棒长度 L_3 减小的变化关系.

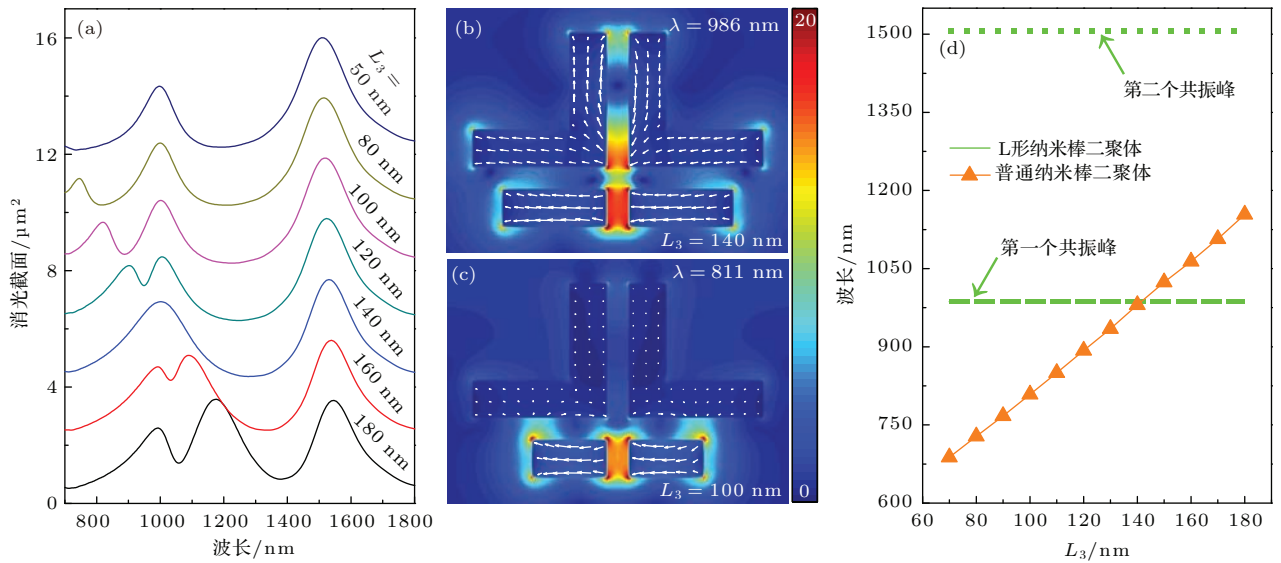


图 5 (网刊彩色) 纳米棒长度变化对金纳米棒复合体光学性质的影响 (a) 金纳米棒复合体消光光谱随普通纳米棒长度 L_3 变化的关系; (b), (c) 近场增强和电流密度矢量分布图; (d) 普通纳米棒二聚体共振峰位置随 L_3 变化的关系
 Fig. 5. (color online) Effect of the length of the nanorods on the optical properties of gold nanorods composites: (a) Extinction spectra of the metallic nanorod complexes versus the length of arm L_1 ; (b), (c) near-field enhancement and current density vector distributions; (d) the resonance peak positions of common nanorod dimer versus the length of arm L_3 .

4 结 论

本文运用时域有限差分法计算了由普通纳米棒与 L 形纳米棒组成的金纳米棒复合体消光光谱以及近场增强和电流密度矢量分布. 计算结果表

明, 金纳米棒复合体结构消光光谱线型可通过改变 L 形纳米棒的臂长度和普通纳米棒的长度进行调谐, 另外可将金纳米棒复合体分解成 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体两个独立部分, 通过对比 L 形纳米棒二聚体和普通纳米棒二聚体共振峰位置的变化可以更直观了解金纳米棒复合体的光谱变

化。以上研究结果提供了一个有效和灵活的优化金纳米棒复合光子器件的设计及调整光谱线型的方法,以满足在表面增强拉曼散射和生物传感等方面的应用。

参考文献

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [2] Kelly K L, Coronado E, Zhao L L, Schatz G C 2002 *J. Phys. Chem. B* **34** 668
- [3] Ding P, Wang J Q, He J N, Fan C Z, Cai G W, Liang E J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 127802
- [4] Liu S D, Cheng M T 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 034313
- [5] Shi X Z, Shen C M, Wang D K, Li C, Tian Y, Xu Z C, Wang C M, Gao H J 2011 *Chin. Phys. B* **20** 076103
- [6] Shopa M, Kolwas K, Derkachova A, Derkachov G 2010 *Opto-Electron. Rev.* **18** 421
- [7] Liu S D, Yang Z, Liu R P, Li X Y 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 203119
- [8] Liu S D, Yang Z, Liu R P, Li X Y 2012 *ACS Nano* **6** 6260
- [9] Liu S D, Zhang M J, Wang W J, Wang Y C 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 133105
- [10] Kessentini S, Barchiesi D, D'Andrea C, Toma A, Guillot N, Di Fabrizio E, Fazio B, Marago O M, Gucciardi P G, de la Chapelle M L 2014 *J. Phys. Chem. C* **118** 3209
- [11] Yang Y P, Ranjan S, Zhang W L 2014 *Chin. Phys. B* **23** 128702
- [12] Shao W J, Li W M, Xu X L, Wang H J, Wu Y Z, Yu J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 117301
- [13] Liu S D, Yang Z, Liu R P, Li X Y 2011 *Opt. Express* **19** 15363
- [14] He M D, Ma W G, Wang X J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 114201
- [15] Huo Y Y, Jia T Q, Zhang Y, Zhao H, Zhang S A, Feng D H, Sun Z R 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 113104
- [16] Jiang W, Kim B Y S, Rutka J T, Chan W C W 2008 *Nat Nanotechnol.* **3** 145
- [17] Luk'yanchuk B, Zheludev N I, Maier S A, Halas N J, Nordlander P, Giessen H, Chong C T 2010 *Nature Mater.* **9** 707
- [18] Lovera A, Gallinet B, Nordlander P, Martin O J 2013 *ACS Nano* **7** 4527
- [19] Zhao H J 2012 *Chin. Phys. B* **21** 087104
- [20] Yuan J, Kan Q, Geng Z X, Xie Y Y, Wang C X, Chen H D 2014 *Chin. Phys. B* **23** 084201
- [21] Zhang Z, Liu Q, Qi Z M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 060703 (in Chinese) [张喆, 柳倩, 祁志美 2013 物理学报 **62** 060703]
- [22] Omidi M, Amoabediny G, Yazdian F, Habibi-Rezaei M 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 018701
- [23] Liu S D, Yang Z, Liu R P, Li X Y 2011 *J. Phys. Chem. C* **115** 24469
- [24] Zhou Q, He Y, Abell J, Zhang Z, Zhao Y 2011 *J. Phys. Chem. C* **115** 14131
- [25] Wang J Q, Fan C Z, He J N, Ding P, Liang E J, Xue Q Z 2013 *Opt. Express* **21** 2236
- [26] Hentschel M, Dregely D, Vogelgesang R, Giessen H, Liu N 2011 *ACS Nano* **5** 2042
- [27] Lassiter J B, Sobhani H, Knight M W, Mielczarek W S, Nordlander P, Halas N J 2012 *Nano Lett.* **12** 1058
- [28] Rahmani M, Lei D Y, Giannini V, Lukiyanchuk B, Ranjbar M, Liew T Y F, Hong M H, Maier S A 2012 *Nano Lett.* **12** 2101
- [29] Wang M, Cao M, Guo Z R, Gu N 2013 *J. Phys. Chem. C* **117** 11713
- [30] Canfield B K, Kujala S, Jefimovs K, Turunen J, Kauranen M 2004 *Opt. Express* **12** 5418
- [31] Canfield B K, Kujala S, Kauranen M, Jefimovs K, Valilius T, Turunen J 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 183109
- [32] Canfield B K, Kujala S, Kauranen M, Jefimovs K, Valilius T, Turunen J 2005 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **7** 110
- [33] Sung J, Hicks E M, van Duijne R P, Spears K G 2007 *J. Phys. Chem. C* **111** 10368
- [34] Panaro S, Toma A, Zaccaria R P, Chirumamilla M, Saeed A, Razzari L, Das G, Liberale C, de Angelis F, Di Fabrizio E 2013 *Microelectron. Eng.* **111** 91
- [35] Hsu H, Makitalo J, Laukkanen J, Kuittinen M, Kauranen M 2010 *Opt. Express* **18** 16601
- [36] Yang J, Zhang J S 2013 *Opt. Express* **21** 7934
- [37] Yang J, Zhang J S 2011 *Plasmonics* **6** 251
- [38] Liu J Q, Chen J, Wang D Y, Zhou Y X, Chen Z H, Wang L L 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 097801
- [39] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [40] Friedrich H, Wintgen D 1985 *Phys. Rev. A* **31** 3964
- [41] Friedrich H, Wintgen D 1985 *Phys. Rev. A* **32** 3231

Extinction properties of gold nanorod complexes*

Huang Yun-Huan Li Pu[†]

(Key Laboratory of Advanced Transducers and Intelligent Control System, Ministry of Education, Taiyuan 030024, China)

(College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

(Received 24 March 2015; revised manuscript received 21 June 2015)

Abstract

Plasmonics with subwavelength characteristics can break the diffraction limit of light and be used to produce the sub-wavelength optoelectronic device, thus it has aroused great interest for decades. Local surface plasmon resonance of metal nanoparticles has become one of the research hotspots due to the fact it can produce extinction and near-field enhancement effect. How to achieve controllable plasmon line shape and generate strong electromagnetic field enhancement is of great significance for improving the sensing performance, nonlinear effect and surface enhanced Raman factor of metallic nanostructures. The optical properties of plasmonic oligomer clusters composed of normal and L-shaped nanorod dimers are investigated by using the finite-difference time-domain method in this paper. There are two energy modes for an L-shaped nanorod due to its shaped anisotropy, where plasmons oscillate along the arms of the L-shaped nanorod or oscillate over the whole length of the L-shaped nanorod. Therefore, two bonding resonances appear in the spectrum of an L-shaped nanorod dimer, while only one bonding resonance exists for normal nanorod dimer. When a normal nanorod dimer and an L-shaped nanorod dimer are aligned together to form a quadrumer, the three bonding resonances can be excited simultaneously and radiative damping can be suppressed effectively around the dip spectral positions. It is shown that the optical responses of quadrumer can be strongly tuned by manipulating the geometry parameters. For example, the coupling between the two dimers can be modified by adjusting the separation, and the three resonances shift toward higher energies with the increasing of the separation. In addition, the optical responses of individual nanorod depend on the corresponding arm length. As a result, the three resonances of the quadrumer can also be well tuned by adjusting the arm length. Comparing the variation of resonance peak positions between L-shaped nanorod dimer and normal nanorod dimer, we can more intuitively understand spectral lineshape variation of quadrumer. These results can be used for guiding the design of nano-photonics devices for plasmonic oligomer clusters and also for developing the application of surface-enhanced Raman scattering and biological sensing.

Keywords: localized surface plasmonic resonance, finite-difference time-domain method, gold nanorod complexes, extinction spectrum

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

DOI: 10.7498/aps.64.207301

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61205142, 51404165).

[†] Corresponding author. E-mail: lipu8603@126.com