

激光与光电子学进展

非对称耦合纳米双棒近场光谱响应研究

韩颖*, 孙微微, 谷开慧

长春电子科技学院光电科学学院, 吉林 长春 130114

摘要 利用时域有限差分方法,研究了非对称纳米棒二聚体结构中不同端点局域等离激元(LSP)的近场响应。结果表明,长短棒中存在低频和高频两种模式,低频模式在处于两棒间隙端点处的场强显著强于外侧端点;高频模式在长棒间隙端点处的场强强于外侧端点,而短棒两端点的场强相同。借助不同纳米棒本征频率差异所对应的电荷库效应,很好地解释了不同位置的强度响应差异。对于不同端点的振荡频率,研究发现共振纳米棒两端点LSP振荡频率一致,非共振纳米棒两端点LSP振荡频率不同,并且在非共振棒中,位于两棒间隙位置处的端点的振荡频率,与共振纳米棒频率更接近。

关键词 表面光学; 等离激元; 局域等离激元; 时域有限差分法; 近场光谱表征

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.1724001

Near-Field Spectral Characterization of Asymmetric Coupling Two Nanorods Structures

Han Ying*, Sun Weiwei, Gu Kaihui

*College of Optical and Electronical Information, Changchun College of Electronic Technology,
Changchun, Jilin 130114, China*

Abstract The finite-difference time-domain method characterizes the near-field responses at different ends of the asymmetric nanorod structures. The results show that two modes exist in the long and short rods: low-frequency mode (LFM) and high-frequency mode (HFM). The field enhancement of the LFM at the gap end points is considerably higher than that at the outer end points. For HFM, the intensity at the gap end point of the long rod is stronger than that at the outer end point; however, the intensity at the two end points of the short rod is the same. The difference in the intensity response at different ends of two nanorods is attributed to the charge reservoir effect resulting from the different intrinsic frequencies of the nanorods. Furthermore, the oscillation frequencies of different end points are consistent at both ends of resonant nanorods and different at nonresonant nanorods. In addition, the oscillation frequency at the gap end point of the nonresonant nanorod is closer to that of the resonant frequency compared with the one at the outer point.

Key words surface optics; plasmonics; localized surface plasmons; finite difference time domain; near-field spectral characterization

OCIS codes 240.6680; 070.2465; 250.5403

收稿日期: 2020-11-28; 修回日期: 2020-12-28; 录用日期: 2021-01-06

基金项目: 吉林省高教科研课题(JGJX2017D346)

通信作者: *273053607@qq.com

1 引言

局域等离子激元(LSP)是一种电子集体振荡行为,具有高近场增强和超衍射极限的会聚作用,在生物传感、非线性光学、光催化、光逻辑运算等领域具有重要应用^[1-9]。拓展LSP应用的一个重要前提,即要求能够对LSP光学响应进行准确地表征。以往人们多通过远场光谱(如:反射谱、散射谱、消光谱等)来反映结构整体的光学性质^[10-11],从这些谱线中,人们可以获得结构LSP共振峰位置和强度等信息,因而远场光谱成为人们了解LSP性质的途径之一。

近年来,随着近场表征手法的出现与发展,人们注意到在宏观尺度上表现为统一响应的结构,在纳米尺度上其不同位置实际上可能存在不同的频率和强度响应。Hensen等^[12]对纳米谐振腔中存在的等离子激元模式进行近场表征的过程中发现,远场谱中显示出只存在单一模式的纳米谐振腔,不同空间位置的激发热点具有不同的Q因子和共振频率。Märsell等^[13]使用宽频超短脉冲激发一个长度为600 nm的银纳米结构,由于结构中的两个光谱分离但空间重叠的模式被激发,其两端的动力学演化信号存在显著差异。Xu等^[14]在研究单一纳米蝴蝶结构时发现,同一结构中不同激发热点会对应不同的去相位时间,进而会导致不同位置存在不同Q因子。可以看到,对结构进行纳米尺度上的表征,将会帮助人们从更微观的角度揭示局域场的特性,并能够在很大程度上弥补远场表征的不足。

直接实现纳米尺度上LSP共振频率等光学响应的空间分辨率表征和直接测量是一项非常具有挑战性的工作。目前获得纳米尺度局域热点光学响应的一种有效方式,即采用对LSP激发点动力学演化进行干涉时间分辨表征,随后通过傅里叶变换获取激发点频率和强度信息。例如,Aeschlimann等^[15]利用此种技术获取随机纳米结构不同位置的时间分辨信息后,利用傅里叶变换方法,获得了不同位置处的结构响应信息,结果发现不同位置存在频率差异。Hensen等^[12]借助干涉时间分辨技术,发现了纳米谐振腔中实际存在多个频率重叠的模式,并且揭示出不同模式在结构响应中的贡献。然而,以往的研究对象多是关注单一结构中存在的多个复杂模式,或是关注复杂随机结构中多个模式之间的相互作用,缺少对于具有不同共振模式、确定形状的纳米结构之间耦合场的高空间分辨研究^[12,15]。

而后者对于提升人们对模式耦合的直观认识,定量表征模式耦合对纳米结构不同位置响应影响的差异具有重要作用。

为了进一步探究LSP模式的相互作用情况,特别是具有确定形状、不同共振模式的结构之间不同局域位置模式响应的差异,本文开展了由长棒(Rl)与短棒(Rs)组成的非对称二聚体结构不同局域位置近电场响应的研究。借助不同局域位置LSPs动力学演化信息,实现了对同一结构不同位置处频谱响应的高空间分辨表征。研究发现,非对称纳米棒二聚体结构的4个端点都表现出了低频模式(LFM)和高级模式(HFM)。对不同位置模式强度的研究表明,对于LFM,Rl与Rs两个棒中心处端点强度相较于外侧有更强的场强;对于HFM,Rs中两端点强度几乎没有差异。通过不同纳米棒本征频率差异所引起的电荷库效应,可以很好地解释不同位置的强度响应差异。对于不同位置LSP振荡频率响应的研究发现,共振纳米棒两端点的振荡频率一致,非共振棒两端点振荡频率具有显著差异。并且,非共振棒中位于两个棒间隙端点振荡频率与共振棒频率更接近。

2 仿真设置

模拟基于时域有限差分方法进行。两个纳米棒结构纵向长度(沿 x 轴方向)分别为240 nm和110 nm,棒沿 y 轴和 z 轴方向的宽度都为40 nm,结构示意图如图1(a)和图1(b)所示。两个棒之间的距离设置为 g 。设计结构过程中,考虑了样品实际加工的便捷性以及参数的可控性,该参数结构可利用电子束刻蚀等微纳加工方式进行精确制备^[16]。结构材料选择为金,其光学参数取自Johnson和Christy数据^[17]。金结构周围为均匀计算网格,计算网格精度为 $2\text{ nm} \times 2\text{ nm} \times 2\text{ nm}$,结构整体模拟区域 $x \times y \times z$ 的尺寸为 $1.5\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ }\mu\text{m}$ 。使用全场散射场光源,沿 z 轴负向对结构进行激发,在全场散射场光源区域内,入射光波为均匀平面波,电场偏振方向沿 x 轴。结构远场光谱响应使用散射监视器组进行记录。结构近场动力学演化利用时间点监视器进行表征。4个时间监视器,分别被放置在了长棒右侧(L1点)、长棒左侧(L2点)、短棒左侧(S1点)和短棒右侧(S2点)端点处。监视器距离结构上表面5 nm。模拟参数已经进行了收敛性测试。

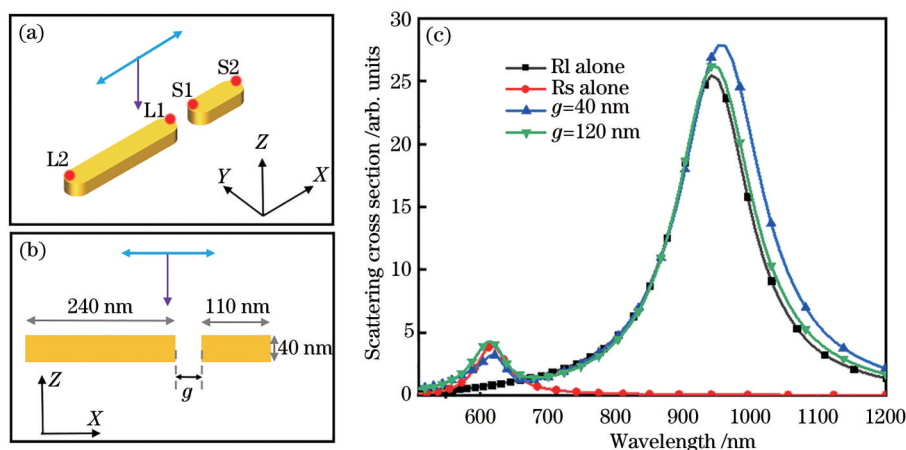


图1 非对称纳米双棒结构示意图及其远场散射谱图。(a)结构主视图;(b)结构 xz 面视图;(c) Rl单独存在、Rs单独存在以及非对称二聚体结构 $g = 40$ nm和 $g = 120$ nm(倒三角点线)时,结构远场散射谱图

Fig. 1 Structural schematic of asymmetric two nanorods and far field scattering spectra. (a) Top view of structure; (b) xz view of structure; (c) far field scattering spectra of Rl alone, Rs alone and asymmetric nanorod dimers with $g = 40$ nm and $g = 120$ nm

3 分析与讨论

当单一纳米棒以及两个纳米棒共同存在时,结构的远场散射光谱响应如图1(c)所示,可以看到:在短棒Rs和长棒Rl单独存在时,其结构各自只存在一个散射峰,分别位于约620 nm和940 nm附近,如图中矩形点线和圆形点线所示;当Rl和Rs同时存在时,其散射光谱如图1(c)中正三角点线($g = 40$ nm)和倒三角点线($g = 120$ nm)所示。两个纳米棒间距 $g = 120$ nm时,HFM共振频率相比单一纳米棒时发生轻微蓝移,LFM共振频率发生轻微红移,且两个模式对应的强度都略微增加。从散射谱中可以看出, $g = 120$ nm的情况下,两个结构之间存在着较为明显的相互作用。当结构间距减小至40 nm时(图中正三角点线所示),HFM对应波长与单一结构相比未发生显著变化,但强度降低。而LFM共振频率继续发生红移,且强度相比于120 nm的情况(图中倒三角点线)有所提升。通过图1(c)所示的远场散射光谱图可以看出,两个结构在 $g = 120$ nm和40 nm条件下都发生了耦合作用,且对LFM和HFM的共振峰强度和波长都产生了一定的影响。然而,仅通过图1(c)所示的远场光谱无法进一步分析不同棒对于不同模式的贡献,以及模式响应变化的机制。

为了更加准确地表征非对称耦合纳米双棒光学响应并深入揭示其作用机制,需要进一步通过近场光谱图比较来研究同一纳米结构不同端点的光

学响应及其差异。数据处理过程如下:首先,通过时间点监视器获得不同局域位置LSP的动力学演化曲线图,随后对演化曲线进行傅里叶变换获得其频率谱图;进一步,将纳米结构局域点近场频谱响应图与光源频谱响应图相除,获得对应位置处的电场增强谱图。图2所示为Rl和Rs单独存在时(正三角点线),以及 $g = 40$ nm时,4个点近场增强谱图,图中 E/E_0 表示场增强强度比。在Rl单独存在时[如图2(a)中正三角点线所示],其结构只存在一个明显的波长位于约944 nm的LFM共振峰,其强度约为23.5。当长棒和短棒同时存在时,L2点和L1点的近场响应分别如图2(a)中矩形点线和圆形点线所示。可以看到,随着短棒的引入,L2和L1点的近场光谱中都显示出LFM和HFM两个共振峰,但是两点间同一模式的强度存在差异。对于LFM,L1对应场增强强度比约为24.5,相较于单一Rl棒时,强度有所提升;L2点对应场增强强度比约为22.5,相较于单一Rl棒时,强度有所降低。对于HFM而言,L1对应场增强强度比约为4.7,L2对应场增强强度比约为3,L1强度同样高于L2。图2(b)所示为Rs棒两端S1和S2点的近场增强光谱响应图。在Rs单独存在时[如图2(b)中正三角点线所示],结构在624 nm处存在一个HFM共振峰,近场增强强度约为13。当两个棒共同作用时,Rs棒左侧S1点(圆形点线所示)和右侧S2点(矩形点线所示)都出现HFM和LFM共振峰。对于LFM,S1点对应场增强强度比约为9,S2点对应强度比约为6,S1

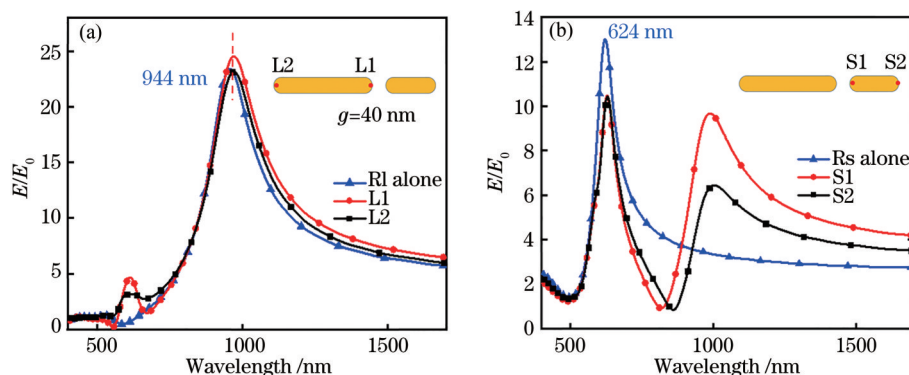


图 2 长短棒在 $g=40\text{ nm}$ 条件下不同位置的近场光谱图(插图为结构示意图,图中点标注出了 L1,L2,S1,S2 各点位置)。(a)长棒(R1)左(L2点)右(L1点)位置近场光谱图,其中正三角点线为长棒单独存在下的近场光谱图,此时 L1 和 L2 点响应完全相同;(b)短棒(Rs)左(S1点)右(S2点)位置近场光谱图,其中正三角点线为短棒单独存在下的近场光谱图,此时 S1 和 S2 点响应完全相同

Fig. 2 Near field spectra of the asymmetric nanorod dimers with $g=40\text{ nm}$, in which the insets show the morphology of the asymmetric nanorod dimers and label the location of L1, L2, S1 and, S2, respectively, by dots at the end of each rod. (a) Near field spectra of L1 and L2 of R1, in which the triangle spot-line represents the near field spectrum with the case of R1 alone, and the near field responses of L1 and L2, in this case, are identical; (b) near field spectra of S1 and S2 of Rs, in which the triangle spot-line represents the near field spectrum with the case of Rs alone, and the near field responses of S1 and S2, in this case, are identical

点的场增强强度高于 S2 点。对于 HFM, S1 和 S2 点对应的场增强强度比相同(约 10), 并且与单独 Rs 存在时(约 13)相比, 强度降低。

可以注意到, R1 中 L1 点对应两个模式的场强都高于 L2 点, 而 S1 点只有在 LFM 条件下对应的强度高于 S2 点, 对于 HFM, 两点强度没有显著差异。对于 LFM 和 HFM 模式在 R1 和 Rs 中不同点表现的变化差异, 我们将其归因于 R1 和 Rs 的本征频率不同所致。当纳米结构对应低频振荡模式时, 其内部电荷无法有效跟随高频模式振荡; 相反, 当纳米结构对应高频的本征振荡模式时, 其可以跟随低频模式振荡, 且能够为低频振荡模式振荡提供额外的能量, 这一效应被称之为“电荷库”效应^[18-19]。根据此效应可以很好地解释 R1 和 Rs 中不同点表现的变化差异: R1 对应的本征模式为低频振荡模式, 而 Rs 对应的本征模式为高频振荡模式。R1 中电荷无法有效跟随 Rs 对应的 HFM 进行振荡, 进而使得 R1 无法对 Rs 本征高频振荡模式产生显著影响, 从而导致 Rs 棒中的 S1 点和 S2 点对应的 HFM 的强度未产生显著差异。相反, 高频模式结构中的电荷可以跟随低频模式振荡, Rs 棒可以对 R1 棒中的 LFM 振荡产生影响, 进而导致 L1 点强度增强。

为了揭示非对称纳米棒二聚体结构不同端点近场响应的变化规律, 开展了 R1 和 Rs 中不同点在

改变 g 情况下的近场增强变化情况的研究。图 3(a) 和图 3(b) 所示为 L2 和 L1 点强度随 g 变化的近场光谱图。可以看到, 随着 g 从 120 nm 不断减小到 40 nm, L2 点和 L1 点对应的 HFM 强度都随着 g 的减小而增强。LFM 模式强度的变化趋势则在二者之间产生差异: L1 点中的 LFM 模式的强度逐渐增强[如图 3(a) 中插图所示]; L2 点中 LFM 强度随着 g 减小而逐渐减弱[如图 3(b) 中右上插图所示]。L1 和 L2 点强度变化差异主要是因为对应高频振荡的 Rs 棒的引入使得 L1 和 S1 点发生耦合, 导致 L1 点受到库仑作用而产生更高的近场增强强度所致。图 3(b) 右下侧插图给出非对称双棒结构 z 方向的电场分量 E_z 图。当 L1 点汇聚正电荷时, 与其对应的感应负电荷一部分来自 L2 点, 一部分来自 S1 点。随着 g 值的减小, L1 和 S1 点之间的耦合作用增强, S1 点可以为 L1 点贡献更多的感应负电荷以支持 L1 振荡, 而此时, L2 点所提供的负电荷就随之减少, 从而使得 L2 点强度逐渐下降。图 3(c) 和图 3(d) 为 Rs 中 S1 点和 S2 点在不同 g 条件下的近场增强光谱图。从图中可以看出, S1 点和 S2 点中 LFM 的强度有明显不同: S1 点中的 LFM 场增强强度比在 $g=120\text{ nm}$ 时约为 4.5, 而随着 g 减小至 40 nm 时, 其强度比升高至 9 左右。S2 中的 LFM 场增强强度比在 $g=120\text{ nm}$ 时约为 4, 在 g 减小到 40 nm 时, 其强度比

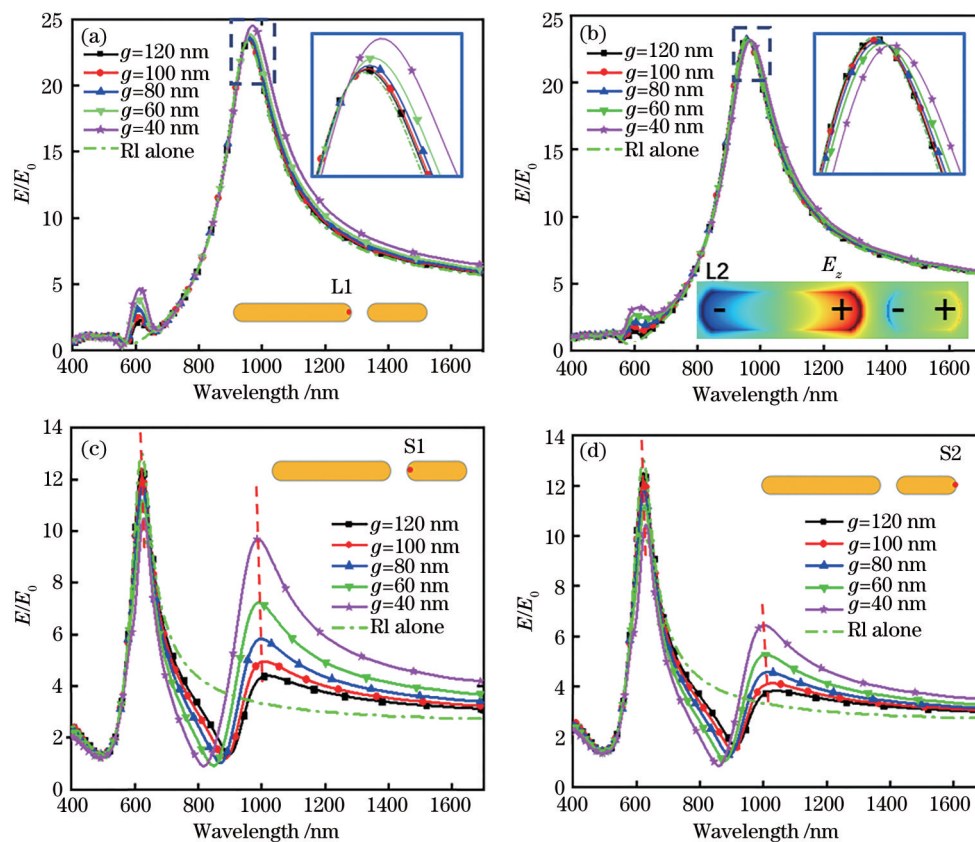


图3 不同 g 值下 4 个点的近场强度光谱图。(a) L1; (b) L2; (c) S1; (d) S2

Fig. 3 Near field spectra of L1, L2, S1 and S2 with various of gap size g . (a) L1; (b) L2; (c) S1; (d) S2

仅升高至约 6。S1 中 LFM 存在更高近场强度的原因是 S1 与 L1 点之间存在库仑相互作用^[19]。随着 g 从 120 nm 减小至 40 nm, S1 点和 S2 点中的 HFM 强度逐渐减弱, 并且两点对应的强度没有显著差异。这也进一步揭示了图 1(c) 中 HFM 模式强度在 $g=40$ nm 时低于 $g=120$ nm 时的原因, 即 Rs 棒中对应的 HFM 强度下降。总的来看, 对于 LFM 模式, 位于两棒中心位置的 L1 和 S1 点强度, 要高于两棒外侧 L2 点和 S2 点强度。对于 HFM 模式, L1 强度高于 L2, 而 S1 与 S2 点强度相同。

除强度以外, 同一纳米结构不同位置激发点的振荡频率也是值得人们非常关注的一个性质, 并且对于 LSP 应用具有重要的影响。为此, 探究了不同 g 值对应的各点振荡频率特性。为了能够更加清晰地呈现各点振荡频率的差异, 提取了 4 个点中 LFM [图 4(a)] 和 HFM [图 4(b)] 对应的峰值位置, 如图 4 所示。可以看到随着 g 的减小, 4 个点对应 LSPs 的振荡频率都表现出了红移。这是由于两棒间隙处的尖端对应异号电荷 [如图 3(b) 中插图所示], 随着两棒间距 g 的减小, 双棒之间异号电荷库仑作用增强, 从而使得对应异号电荷更容易发生分离, 即对

应模式电场恢复力减弱, 共振波长发生红移^[20]。此外, 从图 4(a) 中可以看到, 对于 LFM 模式 (RI 棒本征模式), 不同 g 条件下 L1 点和 L2 点的共振频率完全一致。图 4(b) 给出 HFM 对应峰值位置图, 从中可以看到, 图中正三角点线和倒三角点线几乎完全重合, 也就是说 S1 点和 S2 点在 HFM 条件下 (Rs 棒本征模式), 振荡频率几乎相同。需要说明的是, 在图 4(b) 中, $g=40$ nm 条件时 S1 点和 S2 点振荡频率存在偏差。这是因为 RI 和 Rs 之间较小的间距, 使得两个棒之间异号电荷库仑作用增强, 从而导致 S1 和 S2 频率出现了微小差异。此外, 比较图 4 中所示的 4 个点的共振频率可以发现, 对于 LFM 振荡模式 [图 4(a)], S1 点对应的振荡频率更接近于 L1 和 L2 点频率, 即更接近于 RI 本征振荡频率。对于 HFM 振荡模式 [图 4(b)], L1 点振荡频率更接近于 S1 和 S2 点的对应频率, 即更接近于 Rs 对应的本征振荡频率。从图 4 中可以得到以下结论: 1) 对于某一个棒在共振条件下 (RI 棒对应 LFM 模式, 而 Rs 棒对应 HFM), 棒中两个端点的振荡频率几乎一致, 而非共振棒两端点的振荡频率存在显著差异; 2) 非共振棒中, 位于两个非对称纳米棒中心位置处端点 (即 L1

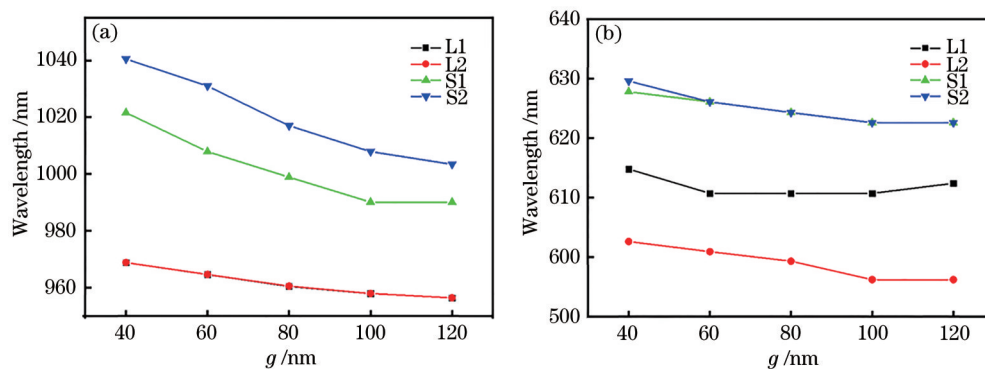


图4 不同 g 值条件下,4个点对应的LFM和HFM的峰值位置图。(a) LFM; (b) HFM

Fig. 4 Peak positions of LFM and HFM of L1, L2, S1 and S2 with various of gap size g . (a) LFM; (b) HFM

和S1点)的振荡频率更靠近共振棒的本征振荡频率。

4 结 论

开展了非对称纳米双棒结构不同位置近场响应的空间分辨率研究。研究表明,双棒4个端点的近场响应频谱都包含LFM和HFM两个模式。对于LFM,由于两个棒之间的库仑作用,两棒间隙点(L1和S1)对应的强度高于外侧端点(L2和S2)。而对于HFM,由于Rl与Rs两棒对应的本征频率存在差异,Rl中的L1点强度高于L2点,而Rs中的S1点强度与S2点强度相同。对于不同端点的振荡频率的研究表明,共振纳米棒两端点LSP振荡频率一致,非共振纳米棒两端点LSPs振荡频率不同;并且非共振棒中,位于两棒间隙位置处端点(L1或S1点)的振荡频率,与共振纳米棒频率更相近。以上研究为基于等离激元的纳米激光器、生物传感、表面增强拉曼散射等研究提供了一定的思路,也为非对称纳米结构的进一步应用提供了参考。

参 考 文 献

- [1] Furube A, Hashimoto S. Insight into plasmonic hot-electron transfer and plasmon molecular drive: new dimensions in energy conversion and nanofabrication [J]. *NPG Asia Materials*, 2017, 9(12): e454.
- [2] Zhang W J, Gao L, Wei H, et al. Modulation of propagating surface plasmons[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(14): 147302.
张文君, 高龙, 魏红, 等. 表面等离激元传播的调制[J]. *物理学报*, 2019, 68(14): 147302.
- [3] Li P. Research progress of plasmonic nanofocusing [J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(14): 146201.
李盼. 表面等离激元纳米聚焦研究进展[J]. *物理学报*, 2019, 68(14): 146201.
- [4] Yu H K, Liu B D, Wu W L, et al. Surface plasmaons enhanced light-matter interactions[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(14): 149101.
虞华康, 刘伯东, 吴婉玲, 等. 表面等离激元增强的光和物质相互作用[J]. *物理学报*, 2019, 68(14): 149101.
- [5] Liu J G, Zhang H, Link S, et al. Relaxation of plasmon-induced hot carriers[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(7): 2584-2595.
- [6] Xu Y, Bian J, Zhang W H. Principles and processes of nanometric localized-surface-plasmonic optical sensors[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(20): 202407.
徐娅, 边捷, 张伟华. 局域表面等离激元纳米光学传感器的原理与进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(20): 202407.
- [7] Sun Q, Zu S, Ueno K, et al. Applications of ultrafast photoemission electron microscopy in nanophotonics[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(5): 0508001.
孙泉, 祖帅, 上野贡生, 等. 超快光电子显微技术在纳米光子学中的应用[J]. *中国激光*, 2019, 46(5): 0508001.
- [8] Zhi T, Tao T, Liu B, et al. Surface plasmon semiconductor nanolaser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(7): 0701010.
智婷, 陶涛, 刘斌, 等. 表面等离激元半导体纳米激光器[J]. *中国激光*, 2020, 47(7): 0701010.
- [9] Liang J, Liu X, Zhou L. Application of plasmon photothermal effect in solar vapor generation[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(20): 202405.
梁洁, 刘鑫, 周林. 等离激元光热效应的新应用: 太阳能蒸气产生[J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56

- (20): 202405.
- [10] Gómez D E, Teo Z Q, Altissimo M, et al. The dark side of plasmonics[J]. *Nano Letters*, 2013, 13(8): 3722-3728.
- [11] Prodan E, Radloff C, Halas N J, et al. A hybridization model for the plasmon response of complex nanostructures[J]. *Science*, 2003, 302(5644): 419-422.
- [12] Hensen M, Huber B, Friedrich D, et al. Spatial variations in femtosecond field dynamics within a plasmonic nanoresonator mode[J]. *Nano Letters*, 2019, 19(7): 4651-4658.
- [13] Mårzell E, Losquin A, Svård R, et al. Nanoscale imaging of local few-femtosecond near-field dynamics within a single plasmonic nanoantenna[J]. *Nano Letters*, 2015, 15(10): 6601-6608.
- [14] Xu Y, Qin Y L, Ji B Y, et al. Polarization manipulated femtosecond localized surface plasmon dephasing time in an individual bowtie structure[J]. *Optics Express*, 2020, 28(7): 9310-9319.
- [15] Aeschlimann M, Brixner T, Fischer A, et al. Determination of local optical response functions of nanostructures with increasing complexity by using single and coupled Lorentzian oscillator models[J]. *Applied Physics B*, 2016, 122(7): 199.
- [16] Carli M, Zilio P, Garoli D, et al. Sub-wavelength confinement of the orbital angular momentum of light probed by plasmonic nanoantennae resonances[J]. *Proceedings of SPIE*, 2015, 9371: 937117.
- [17] Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals[J]. *Physical Review B*, 1972, 6(12): 4370-4379.
- [18] Ji B Y, Qin J, Hao Z Q, et al. Features of local electric field excitation in asymmetric nanocross illuminated by ultrafast laser pulse[J]. *Plasmonics*, 2015, 10(6): 1573-1580.
- [19] Hrelescu C, Sau T K, Rogach A L, et al. Selective excitation of individual plasmonic hotspots at the tips of single gold nanostars[J]. *Nano Letters*, 2011, 11(2): 402-407.
- [20] Maier S A. *Plasmonics fundamental and applications* [M]. New York: Springer, 2007.