

金纳米石门结构参数对消相位时间影响的研究

刘佳乐, 季博宇*

长春理工大学物理学院, 吉林 长春

收稿日期: 2024年2月26日; 录用日期: 2024年4月22日; 发布日期: 2024年4月30日

摘要

耦合等离激元纳米结构的光学性质及消相位时间在基础研究和应用研究中受到了极大的关注。本文利用FDTD仿真模拟研究了金纳米石门结构中等离激元模式耦合对消相位时间影响的研究。研究表明, 石门结构两模式的消相位时间依赖于结构尺寸的变化, 通过调节结构参数(改变耦合强度), 影响模式的能量劈裂, 可以同时对一个结构中两种杂化模式的消相位时间进行调控。利用准正则(QNM)模型获得了金纳米石门结构热点处等离激元成键模式和反键模式的消相位时间分别是4.5 fs和5.6 fs。进一步研究发现, 当单棒长度 L_1 逐渐变长时, 成键模式的消相位时间逐渐增大(从4.5 fs增加到7 fs); 而反键模式的消相位时间呈现相反的趋势, 逐渐从5.6 fs减小到3.9 fs。当单棒与二聚体棒结构之间的间隙 g 逐渐减小(耦合强度增加)时, 成键模式的消相位时间逐渐增大(从4.3 fs增加到5.3 fs), 反键模式的消相位时间逐渐减小(从5.7 fs减小到5.1 fs)。这项工作加深了人们对等离激元模式耦合的消相位时间影响的理解。

关键词

等离激元, 模式杂化, 消相位时间, 时域有限差分法

Study on the Influence of Gold Dolmen Structure Parameters on Dephasing Time

Jiale Liu, Boyu Ji*

School of Physics, Changchun University of Science and Technology, Changchun Jilin

Received: Feb. 26th, 2024; accepted: Apr. 22nd, 2024; published: Apr. 30th, 2024

Abstract

The optical properties and dephasing time of coupled plasmon nanostructures have received great attention in basic and applied research. In this paper, FDTD simulation is used to study the

*通讯作者。

influence of plasmon mode coupling on the dephasing time of gold dolmen structure. The results show that the dephasing time of the two modes of dolmen structure depends on the change of structure size, and the energy splitting of the mode can be adjusted by adjusting the structural parameters (changing the coupling strength) to affect the energy splitting of the mode, and the dephasing time of the two hybrid modes in a structure can be regulated at the same time. The quasi-normal (QNM) model was used to obtain the dephasing time of plasmon bonding mode and antibonding mode at the hot spot of the gold dolmen structure at 4.5 fs and 5.6 fs, respectively. Further studies show that when the length of the L1 gradually increases, the dephasing time of the bonding mode increases gradually (from 4.5 fs to 7 fs). However, the dephasing time of the antibonding mode shows an opposite trend, gradually decreasing from 5.6 fs to 3.9 fs. When the gap g decreases (the coupling strength increases), the dephasing time in bonding mode increases gradually (from 4.3 fs to 5.3 fs), and the dephasing time in antibonding mode decreases gradually (from 5.7 fs to 5.1 fs). This work has deepened the understanding of the dephasing time effects of plasmon mode coupling.

Keywords

Plasmon, Hybrid Mode, Dephasing Time, Finite-Difference Time-Domain

Copyright © 2024 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

等离激元学是一个迅速发展的研究领域,金属纳米结构被外界光照射时,在金属中会产生自由电子,这些自由电子与光子之间相互作用形成等离激元。局域表面等离激元具有超光学衍射极限和高近场增强的光学特性,这使得其具有较为广泛的应用前景,包括表面增强拉曼散射[1] [2]、传感[3] [4] [5]、成像[6]、等离子体辅助光电流生成[7] [8]、光化学反应[9] [10] [11]。当纳米结构在间距几十纳米的范围内时,他们之间的近场相互作用较强——称为近场耦合,新的等离激元模式将在结构中被表现出来,他们展现出更加复杂和新颖的性质,这可能会促进等离激元的应用。在近场耦合范围内,结构尺寸或者粒子间隙等参数的细微改变将引起结构光学响应(如近场强度,消相位时间等)的巨大变化。由于对结构参数极为敏感的特性,实际样品在加工过程中不可避免受到间隙大小的影响,从而影响对消相位时间的精确控制。然而目前,对于近场耦合条件下产生的等离激元模式(如杂化模式)的消相位时间变化研究鲜有报道。石门(dolmen)纳米结构存在模式杂化[12],已经引起了研究者们广泛的关注。目前为止,大部分关于光与石门纳米结构相互作用的研究都是侧重于远场光谱特性的研究,而对石门结构形成等离激元模式的消相位时间等工作的探究对于深入理解其潜在的物理机制是必不可少的。

本文通过 FDTD 数值模拟的方法,对支持杂化模式的石门结构的消相位时间进行了表征与调控的研究。利用准正则模型(QNM)探究了结构的消相位时间,并通过调节结构参数(改变耦合强度)实现对耦合结构中局域等离激元消相位时间的调控,揭示其物理机制。

2. 模拟设置及结构参数

在这项工作中,采用商用时域有限差分软件 FDTD solutions 对金纳米结构(结构模型如图 1 所示)的光学响应进行了模拟,计算了结构的远场散射谱、近场谱、电场分布以及电荷分布等。利用 Johnson 和 Christy

的数据获得 Au 的光学性质。模拟采用全场散射(TSFS)平面波源, 可以捕捉金双纳米结构的散射光谱。入射光以正入射辐照到金属纳米结构上, 光沿着 x 轴方向偏振, 并且在整个模拟过程中保持不变。当探究石门结构的等离激元近场光学响应以及消相位时间时, 使用的是波长范围为 600~1200 nm, 中心波长为 840 nm, 脉冲长度(脉冲持续时间)为 4 fs。结构置于真空的介质环境中, 即折射率为 1。监视器放置在金纳米结构上方 2 nm 处。近场分布被点场监视器捕捉。FDTD 的边界条件设置为完美匹配层, 整体模拟区域尺寸为 $2 \times 2 \times 2 \mu\text{m}^3$ 。为了确保准确描述纳米结构中的 LSPR 模式, 在模拟设置中, 使用了三维重叠网格覆盖纳米结构周围区域, 实现对结构周围网格尺寸的精细划分, 经过严格的收敛性测试后, 我们使用单位尺寸为 $2 \times 2 \times 2 \text{ nm}^3$ 的 3D 覆盖网格来计算纳米结构的近场和远场。

石门结构示意图如图 1 所示。它由三个金属纳米棒组成, 其中两个相互平行的纳米棒为二聚体, 二聚体上边的横棒称为单纳米棒。结构的主要参数是单纳米棒的长度 $L1 = 210 \text{ nm}$, 二聚体两棒的长度均为 $L2 = 180 \text{ nm}$, 二聚体两棒之间的距离为 $D = 80 \text{ nm}$, 三个金属纳米棒的宽度均为 $W = 60 \text{ nm}$, 厚度均为 $H = 30 \text{ nm}$, 单纳米棒与棒二聚体之间的间隙为 $g = 30 \text{ nm}$ 。这里我们在图 1 中红色位置设置点的场监视器, 以获得热点处的光谱分布。

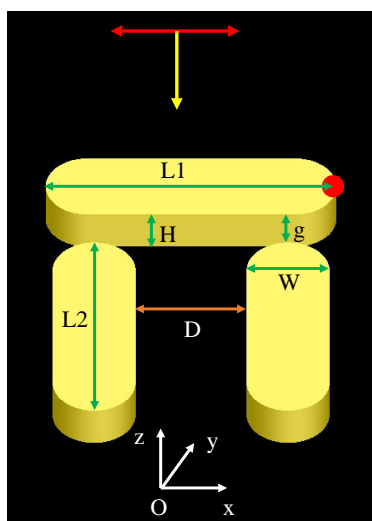


Figure 1. Schematic diagram of the dolmen
图 1. 金纳米石门结构示意图

3. 结果与讨论

首先对单纳米棒以及石门结构的光学响应进行表征。如图 2(a)所示, 计算了单纳米棒($L1 = 210 \text{ nm}$)和石门结构的散射谱。可以看到对于单纳米棒, 观察到散射谱中只出现一个位于 840 nm 的共振峰, 而石门结构的散射谱中出现两个共振峰, 分别分布在单纳米棒共振峰的左右两侧, 位于 750 nm 和 912 nm, 这是由于耦合作用诱导出了两个不同的等离激元模式。接着, 我们监测了结构热点的近场谱, 仍然发现单纳米棒表现出一个共振峰, 位于 850 nm 左右, 而石门结构的近场谱和散射谱有着类似的现象, 近场谱也是表现出两个共振峰, 它们分别位于 750 nm 和 920 nm 附近, 这与散射谱中的两个峰值位置几乎相同, 如图 2(b)所示。所以两个新的模式共振峰在单纳米棒共振峰 850 nm 波长的两侧是由于能量劈裂所引起的。此外发现短波长处的谱线线宽相较于长波长处的谱线宽要窄, 这与散射谱中长波长下模式的散射截面较大的结果相同。图 2(c)显示的是石门结构的吸收谱与散射谱, 可以观察到具有深 Fano 样凹陷的散射光谱, 如图中的黑色曲线所示, 该结构的吸收光谱如图中的红色曲线所示, 吸收谱显示出了与散射峰位置

相近的两个吸收峰, 这是模式杂化的标志。因此, 我们可以推断这种石门结构支持两种杂化模式。

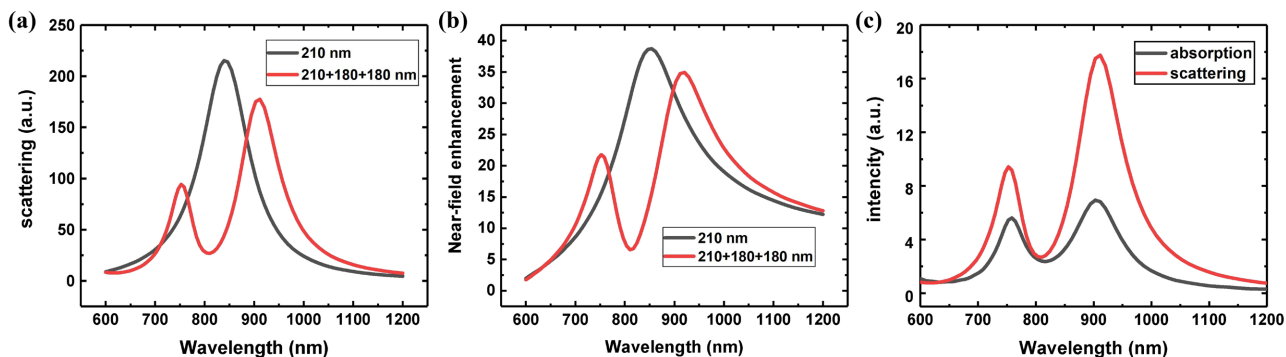


Figure 2. Scattering spectra of nanorod (black curve) and dolmen structure (red curve) (b) Near-field spectra of nanorod (black curve) and dolmen structure (red curve) (c) Absorption spectrum (black curve) and scattering spectra (red curve)
图 2. (a) 纳米单棒(黑色曲线)和石门结构(红色曲线)的散射谱 (b) 纳米单棒(黑色曲线)和石门结构(红色曲线)的近场谱 (c) 石门结构的吸收谱(黑色曲线)和散射谱(红色曲线)

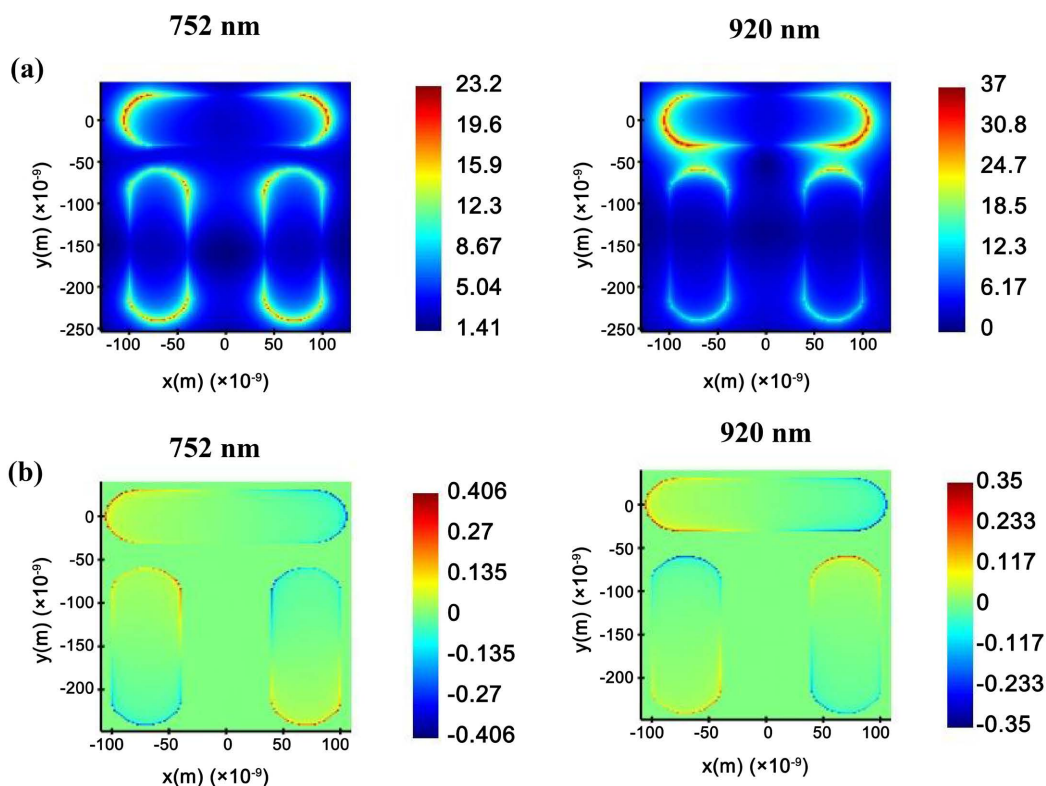


Figure 3. (a) electric field distribution and (b) charge distribution at the two near-field peak of the dolmen structure
图 3. 石门结构两个近场共振峰位置处的(a) 电场分布和(b) 电荷分布

为了更好地分析由于耦合出现的新的等离激元模式, 我们模拟了石门纳米结构热点两个共振波长处的电场分布以及电荷分布, 结果如图 3 所示。在图 3(a)所展示的电场分布图中, 观察到在短波长下, 上面横单纳米棒的两端上部出现了较强的热点, 在长波长下, 单纳米棒的下角及其与棒二聚体之间的间隙处出现了更强的热点。为了解释电场分布表现出的这一现象, 模拟了两共振峰位置附近的电荷分布, 结果如图 3(b)所示, 我们认为单纳米棒表现的是偶极模式, 纳米棒二聚体表现的是四极模式, 单纳米棒的

偶极模式和棒二聚体中的四极模式之间的强近场耦合作用导致了两种新的杂化模式出现。较短波长下的等离激元模式为反键模式，而较长波长下的等离激元模式为成键模式[12]，图 3(b)中计算的表面电荷分布证实了这一模式。在反键模式的情况下(752 nm 处)，单纳米棒和棒二聚体部分的电荷分布导致单纳米棒与棒二聚体之间产生的库仑力相互排斥，因此，导致了更多的电荷集中在单纳米棒的两个角的上方部分，并在棒的两个角的上方那里表现出了更强的近场增强[12]。相反，对于成键模式(920 nm 处)位置处的电荷分布，它表现为单纳米棒和棒二聚体之间产生相互吸引的库仑力，因此，在较长的峰值位置处，单纳米棒的下角及其与棒二聚体之间的间隙处将集中更多的电荷，并且在单棒下角和两部分之间的间隙处表现出较强的近场增强。

接下来计算了石门结构的消相位时间。使用准正则模型(QNM)拟合，在距离纳米棒边缘 2 nm 处设置场监视器，入射光采用沿 z 轴垂直入射，x 轴偏振的全场散射场(total field scattered-field, TFSF)光源，得到了结构的近场谱，获得了共振峰的位置，提取近场频域谱，电场选择 Abs^2 ，利用公式 $|R_{fit}(\nu)|^2 = \left| \sum_0^n a_\mu A_\mu(\nu) e^{i\varphi_\mu} \right|^2$ ，其中 $|R(\nu)|^2$ 对应于通过 FDTD 模拟获得的频域响应函数， a_μ 和 φ_μ 分别对应于模式振幅和总相位，在 MATLAB 中进行拟合，拟合曲线及结果如图 4 所示。图 4 中的红色实线显示了从图 1 所示的红色圆点处获得的归一化近场光谱。对应于 QNM 拟合结果的蓝色曲线，显示出与结构的近场谱的良好一致性。因此我们获得了石门结构两个杂化模式的消相位时间，分别是成键模式 4.5 fs 和反键模式 5.6 fs。

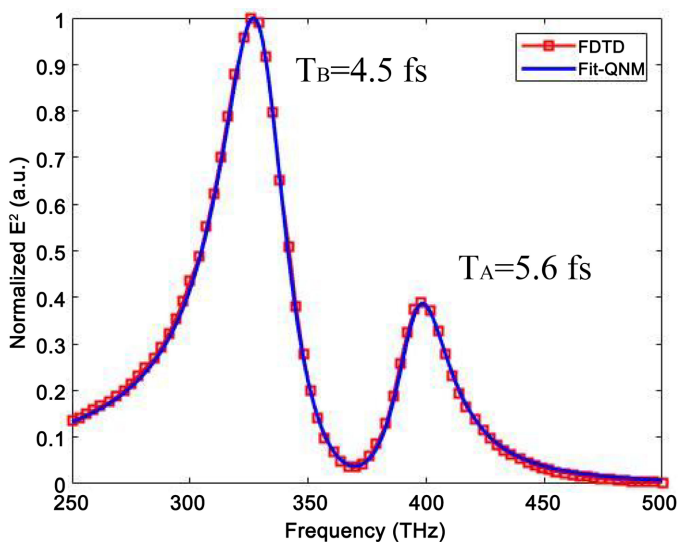


Figure 4. The fitting curve of the QNM model of the near-field spectrum of the dolmen structure and the dephasing time of the bonding mode and the antibonding mode

图 4. 石门结构近场谱的 QNM 模型拟合曲线及获得的成键模式和反键模式的消相位时间

3.1. L1 对杂化模式的消相位时间的影响

进一步，模拟并分析棒长对石门结构消相位时间的影响。保持石门结构中棒二聚体参数不变，只改变单纳米棒的长度 L1，我们设置的步长为 30 nm，上横单纳米棒长度从 210 nm 逐渐减小到 150 nm。图 5 展示了具有不同棒长 L1 时结构近场谱及散射谱的变化。在图 5(a)的近场谱中我们可以明显观察到，随着单纳米棒长度的减小，凹陷位置基本是不变的，短波长位置处的共振峰峰值从 752 nm 蓝移到 677 nm，蓝移的范围较小，并且近场强度在逐渐增加，而长波长处的共振峰峰值逐渐从 920 nm 蓝移到 840 nm，蓝移的范围相对较大，并且近场强度在逐渐减小。从图 5(b)的散射谱中可以观察到共振峰峰值位置变化

与近场谱几乎一致, 短波长和长波长均表现为蓝移的现象; 对于散射强度的变化, 短波长处表现为先增大后减小, 而长波长处随着棒长的减小, 散射强度明显在逐渐减弱。此外, 我们还可以发现, 在 $L1 = 210$ nm 时长波长的成键模式的散射强度比短波长的反键模式散射强度高, 而 $L1 = 180$ nm 和 150 nm 时均是短波长反键模式散射强度较强。

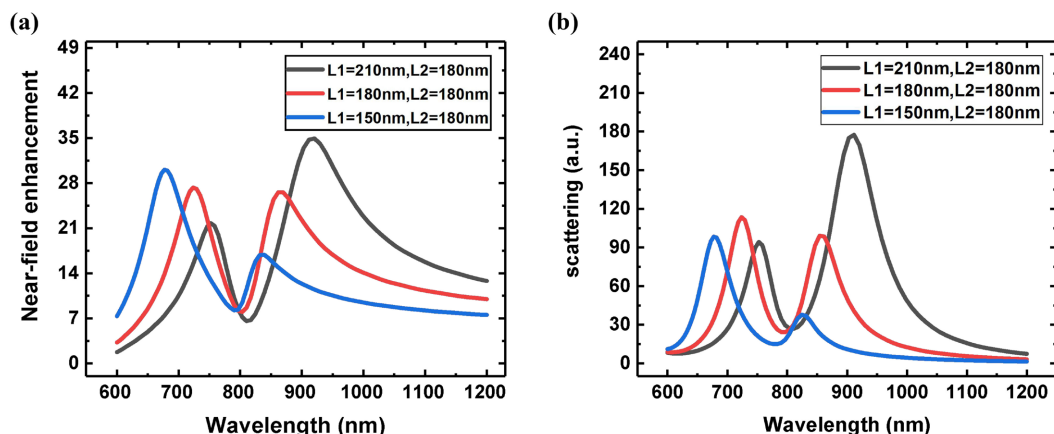


Figure 5. The (a) near-field spectrum (b) scattering spectrum of the dolmen structure is changed when the dimer parameter remains unchanged, and the L1 length of the single rod is changed

图 5. 保持棒二聚体参数不变, 改变单棒 L1 长度时, 石门结构的(a) 近场谱 (b) 散射谱

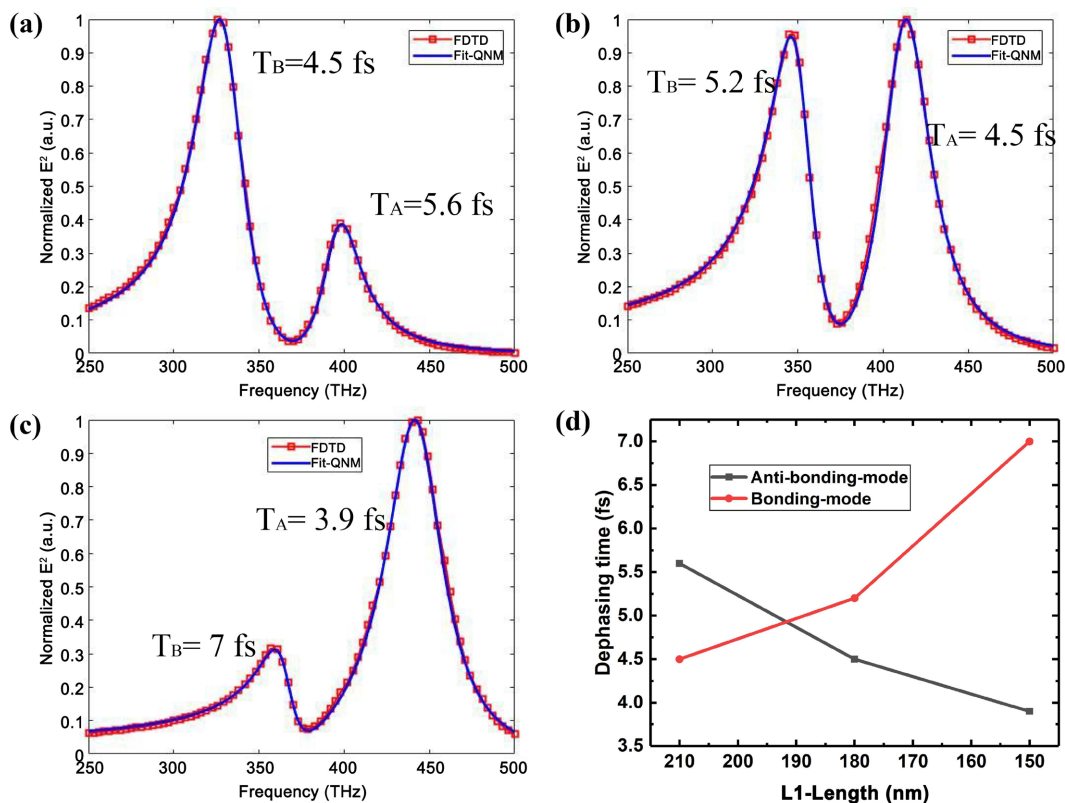


Figure 6. When (a) $L1 = 210$ nm (b) $L1 = 180$ nm (c) $L1 = 150$ nm, the QNM model was used to fit the near-field spectral curve and the dephasing time obtained (d) when the length of L1 was changed

图 6. (a) $L1 = 210$ nm (b) $L1 = 180$ nm (c) $L1 = 150$ nm 时使用 QNM 模型拟合近场谱曲线及获得的消相位时间 (d) 改变 L1 长度时杂化模式两模式的消相位时间变化趋势图

不同单纳米棒长度的消相位时间结果如图 6(a)~(c)所示。获得了短波长(高频)反键模式的消相位时间分别为 $TA = 5.6$ fs、 4.5 fs 和 3.9 fs, 长波长(低频)成键模式的消相位时间分别为 $TB = 4.5$ fs、 5.2 fs 和 7 fs。我们发现, 随着棒 $L1$ 长度的减小, 石门结构反键模式的消相位时间是逐渐减小的, 而成键模式的消相位时间是逐渐增大的, 如图 6(d)所示, 展示了两模式消相位时间随棒长 $L1$ 改变的变化趋势。当纳米棒长度 $L1$ 逐渐减小时, 成键模式的消相位时间逐渐从 4.5 fs 增大到 7 fs, 这表明在成键模式中辐射阻尼的减小远大于非辐射阻尼的增加, 因此, 成键模式的消相位时间表现为增加的现象。而反键模式的消相位时间呈现相反的趋势, 逐渐从 5.6 fs 减小到 3.9 fs, 这是由于共振蓝移以及散射强度增加其非辐射阻尼增大以及辐射阻尼增大所导致的, 所以反键模式的消相位时间表现为逐渐减小的趋势。以上结果表明, 通过调节棒长, 模式的能量劈裂受到影响, 可以对一个结构中两种杂化模式等离激元模式的消相位时间同时调节 [13]。

3.2. 间隙 g 对杂化模式消相位时间的影响

在保持棒长 $L1$ 和 $L2$ 以及其他参数不变的情况下, 只改变纳米单棒与棒二聚体两部分之间的间隙距离 g , 以步长为 10 nm, g 逐渐从 40 nm 减小到 10 nm。模拟获得的近场谱与散射谱变化如图 7 所示。从图 7(a)的近场谱中我们可以发现短波长(反键模式)的共振峰随着间隙的减小出现了 758 nm 到 740 nm 的较小范围的蓝移现象, 并且强度略有增加, 长波长(成键模式)的共振峰表现为相对较大范围的红移现象, 从 900 nm 红移到 1010 nm, 但是近场强度略有减弱。图 7(b)的散射谱也表现出同样的现象, 随着间隙的减小短波长(反键模式)的峰值从 758 nm 略微蓝移到 740 nm, 蓝移范围较小, 并且散射强度略有增加, 在长波长(成键模式)处的峰值从 895 nm 红移到 1000 nm, 红移范围相对较大, 散射强度略有减弱, 并且长波长的散射强度大于短波长。对于较大的间隙距离 g , 这意味着棒的偶极模式与二聚体的四极模式之间的较大距离, 谱线的凹陷下降较小, 这是由于四极和偶极模式之间的弱耦合[14]。此外, 随着间隙 g 的减小, 我们可以发现近场谱与散射谱中两共振峰之间的距离逐渐变大, 并且倾角越来越宽, 深度越来越深, 这是由于杂化模式两个模式强耦合所导致的。耦合强度增加, 色散曲线具有反交叉的现象, 这将会使得杂化模式的两个共振峰相距较远。

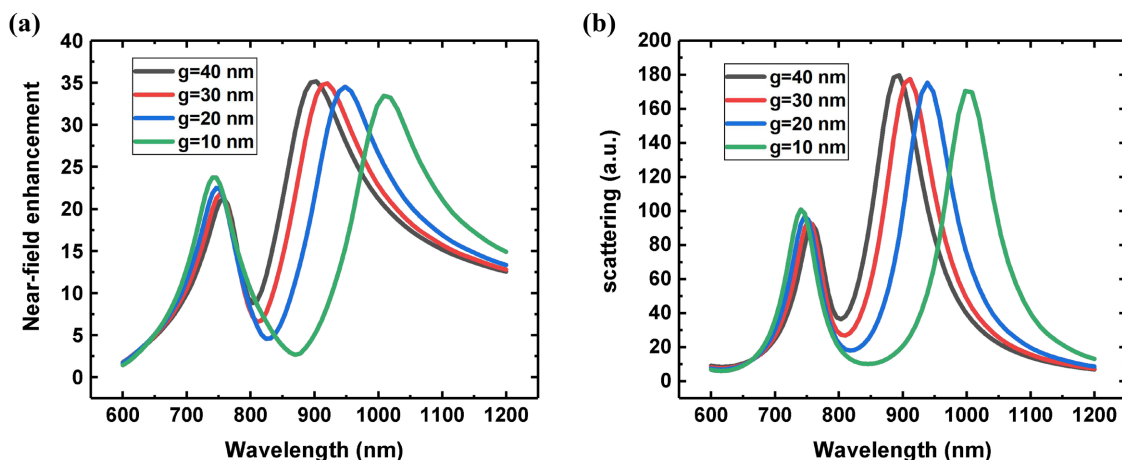


Figure 7. (a) near-field spectra (b) scattering spectra at different gaps

图 7. 不同间隙下的(a) 近场谱 (b) 散射谱

接下来, 我们模拟计算了等离激元杂化对两个部分之间不同的间隙大小的消相位时间, 并分析了消相位时间的变化情况。结合 QNM 模型拟合不同间隙下的近场谱曲线获得了对应的消相位时间, 如图

8(a)~(d)所示, 分别是间隙为 40 nm、30 nm、20 nm 和 10 nm 时的 QNM 拟合近场谱曲线以及获得的消相位时间。精确的获得了不同间隙下反键模式的消相位时间分别为 $T_A = 5.7$ fs、5.6 fs、5.3 fs 和 5.1 fs, 反键模式的消相位时间呈现出逐渐减小的趋势; 成键模式的消相位时间 $T_B = 4.3$ fs、4.5 fs、4.7 fs 和 5.3 fs, 成键模式的消相位时间表现为逐渐增大的现象。上述结果说明成键模式和反键模式分别影响着结构的消相位时间演化, 结果表明通过调节石门结构单棒与二聚体之间的间隙, 也可以对一个结构中两种杂化模式等离激元模式的消相位时间同时调节。众所周知, 等离激元的消相位时间由两个阻尼通道决定: 辐射阻尼和非辐射阻尼, 等离激元消相位时间不仅是由于辐射阻尼通过散射过程耦合到远场, 而且由于非辐射阻尼通过带间或带内跃迁在金属中产生电子-空穴对。前者与纳米结构的散射有关, 后者可由等离子体模式的共振波长反射[15]。图 7(b)散射谱显示的短波长反键模式的散射强度随着间隙尺寸的增加略有增加, 这意味着辐射阻尼的偶极矩相应地增加[16], 对于长波长成键模式的散射强度略有减小, 也就是说辐射阻尼偶极矩相应较小。随着间隙尺寸的减小, 反键模式共振波长的蓝移意味着非辐射阻尼的增加。散射强度的增强导致辐射阻尼的增加[17]。因此, 辐射阻尼和非辐射阻尼的增加导致反键模式的消相位时间缩短。相反, 成键模式的共振波长随着间隙的减小表现出红移的现象, 这意味着远离金带间跃迁, 因此抑制了非辐射阻尼。非辐射阻尼和辐射阻尼的减少, 导致成键模式的消相位时间表现出增加的现象。

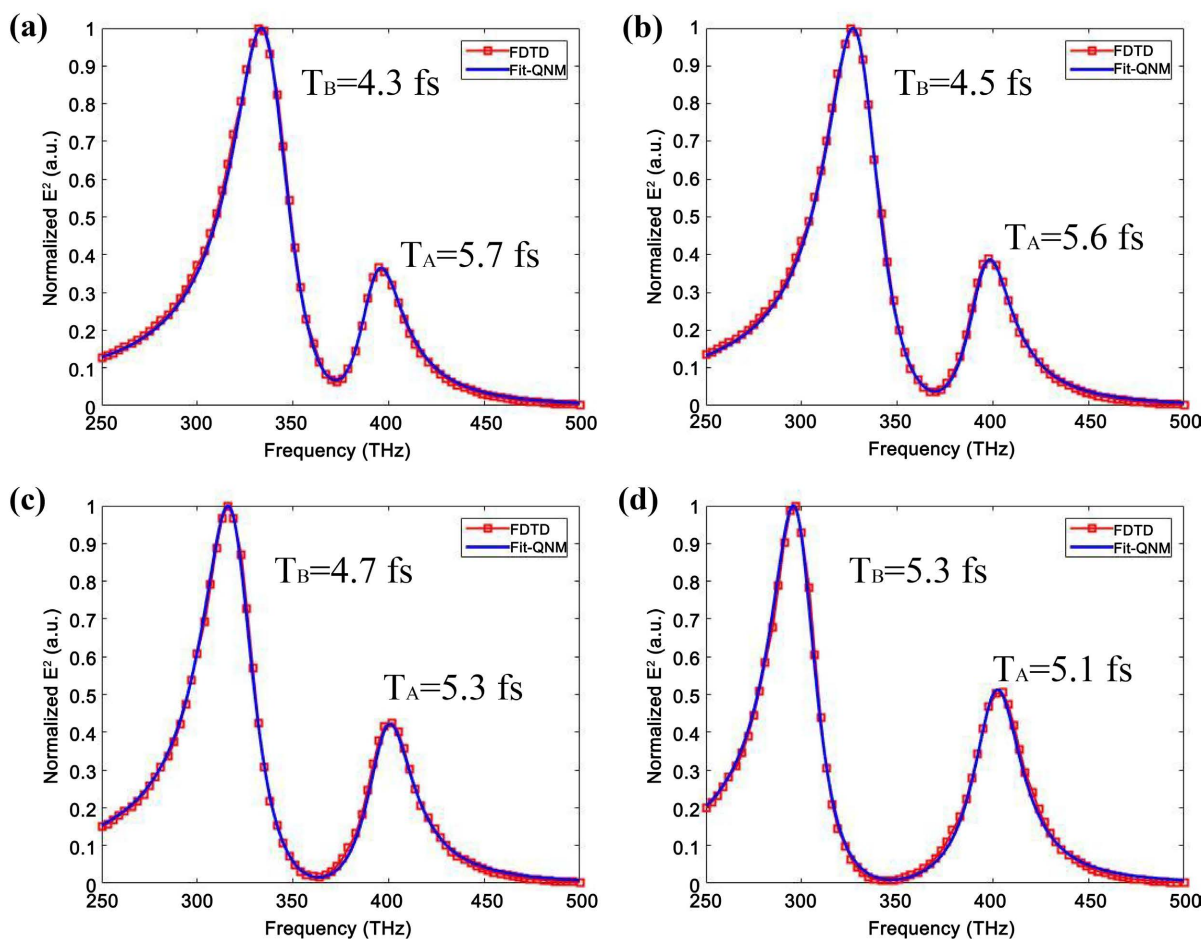


Figure 8. QNM fitting near-field spectral curves and the obtained dephasing times of bonding and antibonding modes when the gap is (a) 40 nm, (b) 30 nm, (c) 20 nm, and (d) 10 nm

图 8. 间隙为(a) 40 nm (b) 30 nm (c) 20 nm (d) 10 nm 时的 QNM 拟合近场谱曲线及获得的成键模式与反键模式的消相位时间

4. 结论

总之, 我们将 QNM 与 FDTD 相结合, 开展了基于近场耦合的石门杂化模式结构的消相位时间调控的研究工作。进一步, 我们对石门结构中杂化模式的消相位时间演化进行表征。根据测量的消相位时间对比发现, 当单棒长度逐渐变长时, 长波长成键模式的消相位时间逐渐增大, 从 4.5 fs 增加到 7 fs; 而短波长反键模式的消相位时间呈现相反的趋势, 逐渐从 5.6 fs 减小到 3.9 fs。当单棒与二聚体棒结构间的间隙逐渐减小(耦合强度增加)时, 成键模式的消相位时间逐渐增大, 从 4.3 fs 增加到 5.3 fs, 反键模式的消相位时间逐渐减小, 从 5.7 fs 减小到 5.1 fs。结果表明, 通过调节结构参数(改变耦合强度), 影响模式的能量劈裂, 这可以同时对一个结构中两种杂化模式的消相位时间进行调控。因此等离激元模式耦合, 提供了控制纳米尺度光学响应的有效手段, 使其能够有效地调整等离激元模式消相位时间。我们的研究为 LSP 杂化模式在传感、非线性光学、量子光学等领域的应用奠定了理论基础。

基金项目

等离激元聚焦透镜辅助的纳米粒子单点超短电子脉冲产生的研究; 国家自然科学基金青年基金: 62005022。

参考文献

- [1] Zhang, Y., Zhen, Y.R., Neumann, O., Day, J.K., Nordlander, P. and Halas, N.J. (2014) Coherent Anti-Stokes Raman Scattering with Single-Molecule Sensitivity Using a Plasmonic Fano Resonance. *Nature Communications*, **5**, Article No. 4424. <https://doi.org/10.1038/ncomms5424>
- [2] Le, F., Brandl, D.W., Urzhumov, Y.A., Wang, H., Kundu, J., Halas, N.J., Aizpurua, J. and Nordlander, P. (2008) Metallic Nanoparticle Arrays: A Common Substrate for Both Surface-Enhanced Raman Scattering and Surface-Enhanced Infrared Absorption. *ACS Nano*, **2**, 707-718. <https://doi.org/10.1021/nm800047e>
- [3] Jain, P.K., Huang, X.H., El-Sayed, I.H. and El-Sayed, M.A. (2008) Noble Metals on the Nanoscale: Optical and Photothermal Properties and Some Applications in Imaging, Sensing, Biology, and Medicine. *Accounts of Chemical Research*, **41**, 1578-1586. <https://doi.org/10.1021/ar7002804>
- [4] Anker, J.N., Hall, W.P., Lyandres, O., Shah, N.C., Zhao, J. and VanDuyne, R.P. (2008) Biosensing with Plasmonic Nanosensors. *Nature Materials*, **7**, 442-453. <https://doi.org/10.1038/nmat2162>
- [5] Lal, S., Link, S. and Halas, N.J. (2007) Nano-Optics from Sensing to Waveguiding. *Nature Photonics*, **1**, 641-648. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2007.223>
- [6] Kawata, S., Inoué, Y. and Verma, P. (2009) Plasmonics for Near-Field Nano-Imaging and Superlensing. *Nature Photonics*, **3**, 388-394. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.111>
- [7] Ueno, K. and Misawa, H. (2013) Plasmon-Enhanced Photocurrent Generation and Water Oxidation from Visible to Near-Infrared Wavelengths. *NPG Asia Materials*, **5**, e61. <https://doi.org/10.1038/am.2013.42>
- [8] Shi, X., Ueno, K., Takabayashi, N. and Misawa, H. (2013) Plasmon-Enhanced Photocurrent Generation and Water Oxidation with a Gold Nanoparticle-Loaded Titanium Dioxide Photoelectrode. *Journal of Physical Chemistry C*, **117**, 2494-2499. <https://doi.org/10.1021/jp3064036>
- [9] Ueno, K., Juodkazis, S., Shibuya, T., Yokota, Y., Mizeikis, V., Sasaki, K. and Misawa, H. (2008) Nanoparticle Plasmon-Assisted Two-Photon Polymerization Induced by Incoherent Excitation Source. *Journal of the American Chemical Society*, **130**, 6928-6929. <https://doi.org/10.1021/ja801262r>
- [10] Gao, S.Y., Ueno, K. and Misawa, H. (2011) Plasmonic Antenna Effects on Photochemical Reactions. *Accounts of Chemical Research*, **44**, 251-260. <https://doi.org/10.1021/ar100117w>
- [11] Brongersma, M.L., Halas, N.J. and Nordlander, P. (2015) Plasmon-Induced Hot Carrier Science and Technology. *Nature Nanotechnology*, **10**, 25-34. <https://doi.org/10.1038/nnano.2014.311>
- [12] Yu, H., Sun, Q., Ueno, K., *et al.* (2013) Exploring Coupled Plasmonic Nanostructures in the Near Field by Photoemission Electron Microscopy. *ACS Nano*, **7**, 10373-10381. <https://doi.org/10.1021/acs.nano.6b06206>
- [13] Xu, Y., Qin, Y., Lang, P., *et al.* (2022) Flexible Manipulation of Plasmon Dephasing Time via the Adjustable Fano Asymmetric Dimer. *Photonics Research*, 2267-2277. <https://doi.org/10.1364/PRJ.460638>
- [14] Ren, Y., Hu, S.Y., Ji, B.Y., *et al.* (2017) Fano Resonance in Al Nano-Dolmen Plasmonic Structure for Enhanced Bio-

-
- sensing. *Sensing and Bio-Sensing Research*, **15**, 5-11. <https://doi.org/10.1016/j.sbsr.2017.04.005>
- [15] Sönnichsen, C., Franzl, T., Wilk, T., *et al.* (2002) Drastic Reduction of Plasmon Damping in Gold Nanorods. *Physical Review Letters*, **88**, 077402. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.077402>
- [16] Verellen, N., Van Dorpe, P., Huang, C., Lodewijks, K., Vandenbosch, G.A., Lagae, L. and Moshchalkov, V.V. (2011) Plasmon Line Shaping Using Nanocrosses for High Sensitivity Localized Surface Plasmon Resonance Sensing. *Nano Letters*, **11**, 391-397. <https://doi.org/10.1021/nl102991v>
- [17] Wang, L., Ji, B., Xu, Y., *et al.* (2023) Analysis of Dephasing Time of Plasmonic Hybridization Modes Using a Quasi-Normal Mode Method. *Journal of the Optical Society of America B*, **40**, 178-186. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.477505>