金薄膜衬底上介质-金属核壳结构的光学力调控*

张佳晨¹⁾ 鱼卫星²⁾ 肖发俊^{1)†} 赵建林²⁾

(西北工业大学物理科学与技术学院,陕西省光信息技术重点实验室,西安 710129)
 (中国科学院西安光学精密机械研究所,中国科学院光谱成像技术重点实验室,西安 710119)

(2020年2月13日收到; 2020年5月1日收到修改稿)

采用时域有限差分法和麦克斯韦应力张量法,系统研究了金薄膜衬底上介质-金属核壳结构所受的光学 力.研究结果表明:由于核壳结构与衬底之间强的等离激元模式杂化效应,其所受的光学力相较于单个核壳 结构实现了一个数量级的增强;同时,通过改变激发波长,实现了局域电场分布的调控,以此观察到了核壳结 构光学力方向的可控反转;进一步,详细分析了核壳结构所受光学力随其到衬底间距、内核介质的尺寸及折 射率等的变化关系,以此丰富了光学力大小、方向和峰值波长的调控方法.研究结果可为精确控制颗粒/金属 薄膜纳米腔的尺寸提供一种新的途径,并为调控单分子级的光与物质相互作用、研发新型纳米光子器件提供 有益参考.

关键词:光学力,表面等离激元,核壳结构,等离激元杂化效应 PACS: 42.50.Wk, 42.25.Fx, 62.23.St

DOI: 10.7498/aps.69.20200214

1 引 言

自 1970 年 Ashkin^[1] 首次使用激光束俘获米 氏介电粒子之后,激光光镊逐渐成为捕获微米乃至 纳米尺度介电粒子的首选工具.此后, Svoboda 和 Block^[2] 在实验上成功捕获了金属颗粒,并且相较 于同等尺寸的介电颗粒,捕获金属颗粒所需的激光 功率更低.目前,光镊可以实现对物体的诱捕、旋 转、牵引等^[3,4] 操作,已广泛用于物理学^[5-7]、生物 学^[8-10]、材料科学^[11] 等多个学科领域的研究中,特 别是凭借其非接触、操纵精度高等优点在病毒/细 菌捕获^[12]、药物递送^[13]、微纳加工^[14]等方面展现 了巨大的应用价值.然而,由于光束衍射极限的制 约,传统远场光镊在捕获纳米尺寸物体方面存在巨 大的困难. 近期研究表明, 表面等离激元因具有亚 波长和局域场增强的特性^[15,16], 成为纳米粒子无损 伤高效捕获的首选. 2010年, Zhang等^[17]利用表 面等离激元的耦合, 在金纳米棒偶极天线的间隙中 产生了强局域场, 以此实现了直径 10 nm 金纳米 颗粒的捕获. 2013年 Min 等^[18]利用聚焦的径向矢 量光, 在金膜上激发了表面等离激元探针, 并通过 该探针的强梯度场实现了对几十纳米至几微米尺 寸粒子的稳定捕获. 2014年, Li等^[19]通过打破粒 子在高斯光场中位置的对称性, 分析了单个金球、 银球及硅-金核壳结构的光学散射力, 并实现对等 离激元纳米颗粒的超灵敏筛选. 随后, Chen 等^[20] 通过法诺共振效应在异质金属核壳结构上施加了 负的光学散射力, 并进一步通过改变颗粒尺寸调控 了负光学力的峰值波长. 上述这些工作极大拓宽了

© 2020 中国物理学会 Chinese Physical Society

^{*} 国家重点研发计划(批准号: 2017YFA0303800)、国家自然科学基金(批准号: 11634010, 61675170, 11874050)、中国科学院光谱 成像技术重点实验室开放基金(批准号: LSIT201913W)和中央高校基本科研业务费(批准号: 3102019JC008, 310201911fz049) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: fjxiao@nwpu.edu.cn

光学力在纳米颗粒操控中的应用,为纳米尺度粒子的精准捕获、分离、分选提供了解决方案.

当多个颗粒(结构)聚集时,因光的多次散射, 颗粒(结构)间会发生动量交换,由此会产生吸引 或者排斥的光学力,即光学结合力.近年来,光学 结合力研究的蓬勃发展,为纳米颗粒的操控及自组 装开辟了更多的途径. 2011年, Liu 等^[21]设计了一 种由两个金平板组成的等离激元纳米腔,发现平板 间电磁模式的相干耦合会引起相互吸引的光学力, 理论模型与机制极大推进了对纳米腔光学结合的 研究. 2012年, Demergis和 Florin^[22]引入驻波势 阱将金纳米球束缚在一维势阱内,通过研究势阱内 颗粒的光学结合力,发现其对粒子的捕获效率比梯 度力高 20 多倍, 所产生的超稳定结构可实现新型 光学材料的制备. 2013年,肖君军课题组研究了金 属纳米棒二聚体[23] 以及纳米盘-环结构[24] 的光学 结合力,并通过引入法诺共振和高阶电磁模式,实 现了光学结合力正负方向的切换. 2017年, Simpson 等[25]研究了水环境中介电纳米线间的光学结合力, 并对其进行了平移旋转等操作,表明光学结合力可 以提高对纳米粒子位置和运动的控制精度,为光学 驱动的自组装打开了大门.

值得注意的是, 凭借超平整贵金属薄膜技术的 长足进步, 颗粒/介质/薄膜构成的等离激元纳米 腔已成为研究和调控光与物质相互作用的理想平 台^[26-29], 并在增强光谱^[30]、增强光电流^[31]、纳米激 光器^[32]等方面展现了巨大应用价值. 精确控制颗 粒与金属膜的间距, 不仅有助于调控其光物理效 应, 更有利于提高相关器件的性能. 基于此, 本文 研究金薄膜衬底上介质-金属核壳结构的光学力. 借助核壳结构丰富的等离激元模式和尺寸与介质 材质易调控等优良特性, 实现核壳结构所受光学力 的方向、大小、峰值波长的精确控制. 这种通过调 节核壳结构的光学力来精细控制其等离激元纳米 腔尺寸的思路, 可为研究增强光谱、强耦合等现象 提供更为简便的实验手段.

2 计算模型及分析

2.1 模型及理论

所研究的等离激元纳米腔结构如图 1 所示. 这 里,定义核壳结构的内核半径和折射率分别为 R_c和 n_c,外壳是厚度为 t 的银,该核壳结构放置在 厚度为 150 nm 金膜上方 h处.本文采用时域有限 差分软件 (FDTD Solutions, Lumerical Inc.)分析 该纳米腔系统的等离激元响应.仿真过程中,激发 光选取沿 z轴负方向传播、x方向偏振的平面波, 其强度始终保持为 $I_0 = 1 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$.金、银材料的 折射率均选用 Johnson 和 Christy^[33]获得的实验 数据,整个系统处于空气环境中 (折射率为 1),并 选取完美匹配层作为边界条件,以消除在仿真边界 处的非物理反射.



图 1 金膜衬底上介质/金属核壳结构的示意图 Fig. 1. Schematic diagram of a dielectric/metal core-shell placed above a gold film.

首先,取核壳结构的内核半径 $R_{\rm c} = 50$ nm,内 核材料折射率 $n_c = 3.5$, 外壳银的厚度 t = 20 nm, 并将其放置在金薄膜上方 h=10 nm 处. 如图 2(a) 所示,这种核壳-金薄膜结构可以视为金薄膜上空 腔和球的组合. 由等离激元杂化理论^[34] 可知, 金膜 上本征频率为 $\omega_{\rm c}$ 的空腔模式与本征频率为 $\omega_{\rm s}$ 的 球模式会耦合形成两类等离激元杂化模式:一类是 球与空腔的电偶极模式反向叠加后,再与衬底上银 壳的镜像电偶极模式耦合,形成频率为ω+的反对 称耦合模式 (反键模式); 另一类是球和空腔电偶极 模式同向叠加后,再与衬底上银壳的镜像电偶极模 式耦合,形成频率为ω_的对称耦合模式(成键模 式). 在数值模拟中, 对包裹核壳-金薄膜的虚拟闭 合曲面上的散射光强积分后,得到图 2(b) 所示的 该结构的归一化散射光谱.可以看出,在波长 540 和 790 nm 处有两个明显的散射峰, 根据等离激元 杂化理论,两散射峰分别对应反键模式ω+和成键 模式 ω_. 进一步, 两模式可由图 2(b) 插图中的电 场分布印证.可以看出,在金属壳内、外界面,反键 和成键模式的电场 E,分量分别为反相和同相,与 其电荷分布相对应.



图 2 核壳-金薄膜结构的等离激元杂化示意图和散射光 谱 (a)等离激元杂化示意图; (b)散射光谱,插图为电场 分量 E_z在 xy 平面上的分布

Fig. 2. (a) Scheme of plasmon hybridization picture of the core-shell on gold film; (b) scattering spectrum of core-shell particles on gold film. The inset of panel (b) shows the z-component of the electric field in xy plane.

2.2 光学力分析

其次,采用麦克斯韦应力矩阵法 (MST) 对上 述核壳结构所受的光学力进行分析,即在包裹核壳 纳米颗粒的闭合曲面 *S*上对麦克斯韦应力张量作 面积分,可求得光学力为^[35]

$$\boldsymbol{F} = \oint_{s} \langle \boldsymbol{T} \rangle \cdot \mathrm{d}S, \tag{1}$$

式中, T 为时间平均的麦克斯韦应力张量,并且有

$$\boldsymbol{T} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\varepsilon \boldsymbol{E} \boldsymbol{E}^* + \mu \boldsymbol{H} \boldsymbol{H}^* - \frac{1}{2} \left(|\boldsymbol{E}|^2 + |\boldsymbol{H}|^2 \right) \boldsymbol{I} \right],$$
(2)

这里, $\varepsilon \ \pi \mu$ 为环境的介电常数和磁导率, $E \ \pi H$ 分别对应电场和磁场矢量, I为单位矩阵. 图 3(a) 中的红色实线给出了金膜衬底上核壳结构所受的 纵向光学力 F_z . 可以看出, 该纵向光学力 F_z 的幅 值可达 3.5 pN, 并且比无金薄膜时的核壳结构所 受纵向光学力增大约一个数量级 (图 3(a) 中的黑 色实线). 此外, 核壳结构受到的纵向光学力的方向 分别在波长 600, 740 和 810 nm 处发生反转. 特别 地,当激发波长处于散射峰 540 和 790 nm 时,出 现负 F, 的峰值, 意味着核壳结构受到金膜的吸引 力, 趋向金膜移动; 而当激发波长为 670 和 830 nm 时,出现正 Fz 的峰值,意味着核壳结构受到金薄膜 的排斥力, 趋向远离金薄膜. 为解释光学力方向的 反转机制,进一步分析了F_z的正、负峰值波长处 xz平面上结构周围的电场强度增强因子 EF 的分 布 (如图 3(b)—(e) 所示), 即局域场与入射场的光 强比 $EF = |E_{loc}/E_{in}|^2$. 由图 3(b) 和图 3(d) 可知, 在共振波长为 540 和 790 nm 处, 核壳颗粒与金薄 膜耦合强烈,局域场被束缚在两者的间隙处.由于 梯度力指向光强最大处,由此产生了负的 F., 使得 核壳结构向金薄膜移动. 相反, 如图 3(c) 和图 3(e) 所示,当激发光波长远离共振波长时,核壳结构与 金薄膜耦合减弱,局域场分布在核壳结构的上半 侧,此时产生正的 Fz,使核壳结构远离金薄膜.值 得注意的是,在波长为 790 nm 处核壳结构所受纵 向光学力是波长为 540 nm 时的 5 倍左右, 这是因



图 3 (a) 核壳结构所受的纵向光学力 F_z; 波长为 (b) 540, (c) 670, (d) 790 和 (e) 830 nm 时核壳结构周围电场强度增强因子 *EF* 的分布

Fig. 3. (a) Longitudinal optical force F_z exerted on the coreshell on gold film. The electric-field intensity enhancement factor map of the core-shell on gold film at wavelengths of (b) 540, (c) 670, (d) 790, and (e) 830 nm, respectively. 为在波长为 790 nm 时,核壳结构的共振类型为成 键模式,银壳内、外为同向电偶极模式的叠加,产 生了更强的净偶极矩.由此,核壳结构在金薄膜上 诱导出更多的镜像电荷,使间隙处的局域场增大, 产生更强的纵向光学力.

2.3 金膜衬底与核壳结构间距对光学力的 影响

核壳结构与金膜衬底间的模式耦合会影响核 壳结构所受的光学力, 而模式间隙是决定等离激元 模式耦合强弱的一个关键因素.为此, 进一步保持 核壳颗粒尺寸及材料不变, 分析金膜衬底与核壳结 构间距对核壳结构纵向光学力的影响.如图 4(a) 所示, 当间距 h 由 6 nm 增加到 50 nm 时, 核壳结 构与金膜的耦合减弱, 其受到衬底的屏蔽效应也随 之减弱, 导致表面等离激元共振的回复力增强, 促 使散射光谱中反键模式和成键模式的峰位发生轻



图 4 核壳-金膜结构的 (a) 散射光谱、(b) 光学力谱和 (c) 纵向光学力幅值及间隙的平均电场强度增强因子随结构间隙 h 的变化

Fig. 4. (a) Scattering spectra of the core-shell on gold film; (b) longitudinal optical force spectra of the core-shell on gold film; (c) maximum longitudinal optical force and the average electric-field intensity enhancement factor as a function of gap size for the core-shell on gold film. 微蓝移. 相应地, 结构共振峰的蓝移也使得 F_z 的幅 值峰位出现了蓝移, 如图 4(b) 所示. 此外, 随着 h 的增大, 反键模式散射强度相对于成键模式的散射 强度减弱. 这是由于核壳结构与金膜耦合的减弱, 导致衬底上诱导的镜像电荷减少. 由此, 反键模式 的净偶极矩减弱, 而成键模式的净偶极矩增强, 带 来了对应光谱峰强度的变化. 如图 4(c) 中红色菱 形所示, 核壳结构与衬底耦合减弱, 也使得结构间 隙内的平均电场强度增强因子 \overline{EF} (即间隙内总 EF与间隙面积比) 减弱, 造成纵向光学力 F_z 的幅 值 $|F_z|_{max}$ 随间隙 h增加而显著减弱 (图 4(c) 中蓝 色圆点).



图 5 核壳-金膜结构的 (a) 散射光谱、(b) 纵向光学力谱 和 (c) 纵向光学力幅值以及间隙内平均电场强度增强因子 随内核尺寸 R_a 的变化

Fig. 5. (a) Scattering spectra of the core-shell on gold film; (b) longitudinal optical force spectra of the core-shell on gold film; (c) maximum longitudinal optical force as well as the average electric-field intensity enhancement factor as a function of dielectric core radius for the core-shell on gold film.

2.4 不同内核尺寸对核壳所受光学力的影响

保持核壳颗粒的半径为 70 nm, 核壳结构距离 金膜衬底 h = 10 nm, 分析不同内核尺寸对核壳结 构的散射光谱及光学力的影响. 由图 5(a) 的散射 光谱可以看出, 当介质核的半径 R_c 从 50 nm 减小 到 20 nm 时, 成键模式的散射峰位逐渐蓝移, 并且 与反键模式峰位的间距减小. 由等离激元杂化理论 可知, 当内核尺寸减小, 银壳内、外层间的耦合作 用减弱, 从而导致图 5(a) 中散射峰位的变化. 并 且, 由于内核尺寸的减小, 银壳的损耗随其厚度增 加而增大^[36], 谱线的半高全宽也从 25 nm 增加到 130 nm. 由图 5(b) 可知, 伴随着成键模式散射峰 位的蓝移, 该模式对应的纵向光学力幅值的峰位也 发生蓝移. 需要指出的是, 纵向光学力 *F_z*的幅值 |*F_z*|max 取决于壳外的局域场^[37]. 由图 5(c) 可以看 出, 随着介质核半径的增大, |*F_z*|max (蓝色圆点) 与 间隙内的平均电场强度增强因子 (红色菱形) 表现 出了相同的变化趋势.



图 6 核壳-金膜结构的 (a) 散射光谱、(b) 光学力谱和 (c) 纵向光学力幅值及间隙的平均电场强度增强因子随内 核折射率 n_e的变化

Fig. 6. (a) Scattering spectra of the core-shell on gold film; (b) longitudinal optical force spectra of the core-shell on gold film; (c) maximum longitudinal optical force and the average electric-field intensity enhancement factor as a function of index for the core-shell on gold film.

2.5 不同内核折射率对核壳所受光学力的 影响

最后,保持内核半径 $R_{\rm e} = 50$ nm,银壳厚度

t = 20 nm, 核壳与金膜衬底间距 h = 10 nm, 分析 内核的折射率对核壳的散射光谱及光学力的影响. 从图 6(a)的散射光谱可知,当内核的折射率从 3.5 降到1时,成键和反键模式的峰位均出现蓝移. 特别地,成键模式的峰位从波长 790 nm 蓝移至 590 nm. 这是由于随着内核的折射率减小, 其产生 的屏蔽效应减弱,银壳内表面产生的感应电荷数目 增加,模式的回复力增大,从而导致成反键模式峰 位的蓝移. 如图 6(b) 所示, 与成键模式的频移相对 应,内核的折射率减小将导致颗粒所受纵向光学力 幅值峰位的蓝移.为此,进一步分析了内核折射率 对核壳的光学力大小的影响. 由图 6(c) 可知, 纵向 光学力幅值|F_z|max (蓝色圆点)随内核折射率的增 大呈现出先增大后减小的趋势.进而得到了不同内 核折射率情况下间隙内平均电场强度增强因子 (图 6(c) 中红色菱形). 可以看出, 随着内核折射率 的增大, $|F_{z}|_{max}$ 和 \overline{EF} 有着相同的变化趋势. 由此 可知,核壳结构所受光学力大小的变化,源于折射 率的增大引起核壳外局域场的改变,导致了梯度力 的改变.

3 结 论

本文提出了一种调控金薄膜上介质-金属核壳 结构所受光学力的方法.结合等离激元杂化理论和 局域场的变化,分析了核壳结构的光学力方向、峰 值波长和大小的变化.分析表明,通过改变激发光 波长,可使局域场集中于核壳结构上方或结构间隙 中,以此可实现光学力由正到负的方向变化;减小 结构间隙、增大内核直径和折射率,可导致成键模 式的红移,以此带来最大纵向光学力幅值的红移; 同时,上述参数的变化会影响局域场的强度,进而 造成光学力幅值的改变.本工作可为核壳结构/金 薄膜纳米腔间隙的精确调控提供一种新的解决方 案,并有望进一步促进其在增强光谱、非线性光学 和传感等方面的应用.

参考文献

- [1] Ashkin A 1970 Phys. Rev. Lett. 24 156
- [2] Svoboda K, Block S M 1994 Opt. Lett. 19 930
- [3] Gong L P, Zhang X H, Gu B, Zhu Z Q, Rui G H, He J, Zhan Q W, Cui Y P 2019 Nanophotonics 8 1117
- [4] Li H, Cao Y Y, Zhou L M, Xu X H, Zhu T T, Shi Y Z, Qiu C W, Ding W Q 2020 Adv. Opt. Photonics 12 288

- [5] Tong L M, Miljkovic V D, Johansson P, Käll M 2011 Nano Lett. 11 4505
- [6] Huang J, Yang Y 2015 Nanomaterials 5 1048
- [7] Lu J S, Yang H B, Zhou L N, Yang Y Q, Luo S, Li Q, Qiu M 2017 Phys. Rev. Lett. 118 043601
- [8] Bezryadina A S, Preece D C, Chen J C, Chen Z G 2016 Light-Sci. Appl. 5 e16158
- [9] Xin H B, Li Y C, Xu D K, Zhang Y L, Chen C H, Li B J 2017 Small 13 1603418
- [10] Dhakal K R, Lakshminarayanan V 2018 Prog. Opt. 63 1
- [11] Marago O M, Jones P H, Gucciardi P G, Volpe G, Ferrari A C 2013 Nat. Nanotechnol. 8 807
- [12] Juan M L, Righini M, Quidant R 2011 Nat. Photonics 5 349
- [13] Liu X S, Wu Y, Xu X H, Li Y C, Zhang Y, Li B J 2019 Small 1905209
- [14] Li Y M, Gong L, Li D, Liu W W, Zhong M C, Zhou Z H, Wang Z Q, Yao K 2015 *Chin. J. Las.* 42 0101001 (in Chinese)
 [李银妹, 龚雷, 李迪, 刘伟伟, 钟敏成, 周金华, 王自强, 姚焜 2015 中国激光 42 0101001]
- [15] Tong L M, Xu H X 2012 Physics 41 582 (in Chinese) [童廉明, 徐红星 2012 物理 41 582]
- [16] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 Nature 424 824
- [17] Zhang W H, Huang L N, Santschi C, Martin O J 2010 Nano Lett. 10 1006
- [18] Min C J, Shen Z, Shen J F, Zhang Y Q, Fang H, Yuan G H, Du L P, Zhu S W, Lei T, Yuan X C 2013 Nat. Commun. 4 2891
- [19] Li Z P, Zhang S P, Tong L M, Wang P J, Dong B, Xu H X 2014 ACS Nano 8 701
- [20]~ Chen H J, Liu S Y, Zi J, Lin Z F 2015 ACS Nano91926
- [21] Liu H, Ng J, Wang S B, Lin Z F, Hang Z H, Chan C T, Zhu

S N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 087401

- [22] Demergis V, Florin E L 2012 Nano Lett. 12 5756
- [23] Zhang Q, Xiao J J, Zhang X M, Yao Y, Liu H 2013 Opt. Express 21 6601
- [24] Zhang Q, Xiao J J 2013 Opt. Lett. 38 4240
- [25] Simpson S H, Zemánek P, Maragò O M, Jones P H, Hanna S 2017 Nano Lett. 17 3485
- [26] Li G C, Zhang Y L, Lei D Y 2016 Nanoscale 8 7119
- [27] Xiao F J, Ren Y X, Shang W Y, Zhu W R, Han L, Lu H, Mei T, Premaratne M, Zhao J L 2018 Opt. Lett. 43 3413
- [28] Zhang Q, Li G C, Lo T W, Lei D Y 2018 J. Opt. 20 024010
- [29] Ho K H W, Shang A, Shi F H, Lo T W, Yeung P H, Yu Y S, Zhang X M, Wong K, Lei D Y 2018 Adv. Funct. Mater. 28 1800383
- [30] Li G C, Zhang Q, Maier S A, Lei D Y 2018 Nanophotonics 7 1865
- [31] Wu Z Q, Yang J L, Manjunath N K, Zhang Y J, Feng S R, Lu Y H, Wu J H, Zhao W W, Qiu C Y, Li J F, Lin S S 2018 Adv. Mater. 30 1706527
- [32] Oulton R F, Sorger V J, Zentgraf T, Ma R M, Gladden C, Dai L, Bartal G, Zhang X 2009 Nature 461 629
- [33] Johnson P B, Christy R W 1972 Phys. Rev. B 6 4370
- [34] Prodan E, Radloff C, Halas N J, Nordlander P 2003 Science 302 419
- [35] Saleh A A E, Dionne J A 2012 Nano Lett. 12 5581
- [36] Xiao F J, Wang G L, Gan X T, Shang W Y, Cao S Y, Zhu W R, Mei T, Premaratne M, Zhao J L 2019 *Photonics Res.* 7 00001
- [37] Xiao F J, Zhang J C, Yu W X, Zhu W R, Mei T, Premaratne M, Zhao J L 2020 Opt. Express 28 3000

Tuning optical force of dielectric/metal core-shell placed above Au film^{*}

Zhang Jia-Chen¹⁾ Yu Wei-Xing²⁾ Xiao Fa-Jun^{1)†} Zhao Jian-Lin²⁾

1) (Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, School of Physical Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710129, China)

2) (CAS Key Laboratory of Spectral Imaging Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision

Mechanics of CAS, Xi'an 710119, China)

(Received 13 February 2020; revised manuscript received 1 May 2020)

Abstract

Manipulating the core-shell structure with the optical force has been extensively studied, giving birth to applications such as particle sorting, biomarkers and drug delivery. Tailoring the optical force exerted on the core-shell above the metallic film remains unexplored, despite the obvious benefits for both fundamental research and applications including strong coupling, surface enhanced spectroscopy, nanolaser, and nanoscale sensing. In this work, we systematically investigate the optical force exerted on a dielectric/metal core-shell above a gold film by utilizing the Maxwell stress tensor formalism. It is found that at the present gold substrate, the optical force on the core-shell can be one order of magnitude larger than that on the individual core-shell due to the strong coupling between the core-shell and the gold film. Interestingly, the direction of the optical force can be reversed from positive to negative by distributing the local field from the upside of coreshell to the structure gap through changing the excitation wavelength. Furthermore, we demonstrate that the magnitude and peak wavelength of the optical force can be well controlled by altering the structure gap, the size and refractive index of the core. More specifically, it is found that the coupling strength between the coreshell and the gold film decreases with the gap size increasing. As a result, we observe the blue shift of bonding mode and the decrease of local field in the gap, which leads the force peak wavelength to be blue-shifted and the force peak magnitude to decrease, respectively. Also, by increasing the radius and refractive index of the core, a red shift of force peak is accompanied with the red shift of the bonding mode. In addition, the force peak magnitude follows the same trend as the total local field enhancement factor when the radius and refractive index of the core change. We hope that our results open the way to control the cavity size of particle on film structure, which would be beneficial for tailoring the light matter interaction even down to single molecular level and promises to have the applications in novel functional photonic devices.

Keywords: optical force, surface plasmons, core-shell structure, plasmon hybridizationPACS: 42.50.Wk, 42.25.Fx, 62.23.StDOI: 10.7498/aps.69.20200214

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0303800), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11634010, 61675170, 11874050), the Open Research Fund of CAS Key Laboratory of Spectral Imaging Technology, China (Grant No. LSIT201913W), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant Nos. 3102019JC008, 310201911fz049).

[†] Corresponding author. E-mail: fjxiao@nwpu.edu.cn