

椭圆截面活性银纳米管表面等离激元 受激辐射放大研究

余海群, 吴大建

(江苏大学理学院, 江苏 镇江 212013)

[摘要] 基于有限元方法研究了内核包含活性介质的椭圆截面银纳米管的表面等离激元受激辐射放大(SPASER)特性. 研究发现, 在电场偏振方向与椭圆长轴之间的夹角 θ 为 0° 时, 当银纳米管活性内核的增益系数 k 增加到 0.281 8, 将在 639.3 nm 波长位置处产生表面等离激元(SP)偶极超共振; 此时, 在银纳米管表面可获得的表面增强拉曼因子可达到约 2.56×10^8 , 其足以满足单分子检测的要求. 在 $\theta = 90^\circ$ 时, 当 k 值增加到 0.081 7, 将在 742.3 nm 波长位置处发现 SP 偶极超共振. 此外, 当 $\theta = 0^\circ$ 时, 银纳米管的 SPASER 增益阈值将随着银壳层厚度的减小而逐渐减小; 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 银纳米管的 SPASER 增益阈值将随着银壳层厚度的减小而逐渐增加. 当 $\theta = 45^\circ$ 时, 随着内核增益系数变大, 将逐渐在两不同的临界波长位置观察到 SPASER 现象, 因而具有较好的双频特性.

[关键词] 表面等离激元受激辐射放大, 银纳米管, 增益介质, 有限元方法

[中图分类号] O539 **[文献标志码]** A **[文章编号]** 1672-1292(2016)02-0066-07

SPASER Properties of Active Silver Elliptical Nanotubes

Yu Haiqun, Wu Dajian

(Faculty of Science, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

Abstract: SPASER (Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation) properties of active silver elliptical nanotubes have been investigated by using the finite element method. When the angle θ between the excitation polarization and the long-axis of the ellipse is fixed at 0° , as the gain coefficient k increases to 0.281 8, a super-resonance can be observed at the wavelength of 639.3 nm in the active elliptical silver nanotube. Meanwhile, the maximal enhancement factor of surface enhanced Raman scattering can reach about 2.56×10^8 , which is high enough for the single molecule detection. As $\theta = 90^\circ$, another super-resonance can be found in the active elliptical silver nanotube at the wavelength of 742.3 nm when the gain coefficient increases to 0.081 7. With decreasing the shell thickness, the gain threshold of the super-resonance of the silver elliptical nanotube with $\theta = 0^\circ$ decreases while the gain threshold increases for $\theta = 90^\circ$. We have further found that when $\theta = 45^\circ$, the two super-resonances can be observed in the active elliptical silver nanotube at two critical wavelengths with increasing the gain coefficient.

Key words: SPASER, silver nanotube, gain media, finite element method

金属纳米材料由于其所具有的优良物理和化学性能而在过去的数十年内备受关注. 近年来, 随着微纳加工技术和激光技术的迅猛发展, 各种复杂几何结构的金属纳米颗粒及结构, 如纳米棒、纳米球壳、纳米环、纳米管和金属薄膜等^[1-5], 先后被制备出来并得到了广泛的应用. 金属纳米颗粒在入射光辐照下, 金属内部自由电子发生集体振荡, 进而产生局域表面等离激元共振(localized surface plasmon resonance, LSPR), 导致强烈的光学吸收和远场散射, 并在纳米颗粒周围产生极大的近场电场增强^[6-7]. 因而, 金属纳米颗粒在表面增强拉曼散射光谱^[8]、光学天线^[9]和荧光信号放大^[10]等方面有很好的应用. 然而, 由于金属材料对光的吸收损耗效应, 光被吸收转化成为热量, 金属纳米颗粒的表面等离激元共振的振幅将逐渐衰减, 从而限制了表面等离激元的进一步发展.

收稿日期: 2016-04-15.

基金项目: 江苏大学研究生科研创新计划(KYXX_0037).

通讯联系人: 余海群, 硕士研究生, 研究方向: 表面等离激元光子技术、纳米光学. E-mail: 384605769@qq.com

2003年,Bergman和Stockman首先提出表面等激元受激辐射放大(surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation, SPASER)的概念^[11].包埋着活性增益媒质的介质与金属表面相接触,活性增益媒质将与金属产生共振耦合,并将能量传递给金属首先补偿金属的内在损耗,最终导致SP响应的极大放大^[12].而后多个研究小组围绕以复合金属纳米结构作为实现SPASER的载体的问题展开了大量的理论和实验研究.Pan等^[13]研究了基于银纳米球壳的SPASER并讨论了球壳厚度和开口角度对于SPASER阈值和共振波长的影响.Li等^[14]发现金纳米棒的SPASER比金纳米球的SPASER在阈值方面降低了一个数量级,且显示出特有的偏振敏感特性.除了构造单一独立的复合金属纳米结构,通过将复合金属纳米颗粒形成一维或二维阵列,也可实现基于周期阵列的SPASER.Ding等^[15]通过在活性介质层内构建二维金属纳米颗粒阵列的模型发现,基于平面点阵的SPASER的增益阈值与入射角度有关,且远低于单独的复合金属纳米颗粒实现SPASER时的增益阈值.然而,对于以银纳米管作为SPASER载体的研究仍不多,尤其是关于椭圆结构的相关研究鲜有报道.

本文利用二维有限元方法研究了内核含有活性增益介质的椭圆截面银纳米管在不同电场偏振条件下的SPASER特性.研究发现,当电场偏振方向与椭圆长轴之间的夹角 θ 等于 0° 和 90° 时,当增益系数达到临界值,在临界波长处将出现超共振现象;同时,银纳米管局域电场将得到极大增强.本文详细讨论了管壁厚度对于活性椭圆截面银纳米管的超共振波长和增益阈值的影响.同时发现当 θ 为 45° 时,随着增益系数的增加,椭圆截面复合增益银纳米管将逐渐在两处临界波长位置分别形成超共振.本文还进一步研究了不同 θ 角度下SPASER的增益阈值的变化.

1 模型与方法

图1为椭圆截面无限长银纳米管的示意图,其截面为两个同心椭圆.图中, R_1 和 R_2 分别表示银外壳的椭圆半长轴和半短轴, r_1 和 r_2 分别表示内核的椭圆半长轴和半短轴.在本文的研究中,如无特别说明均假设 $R_1=60$ nm, $R_2=20$ nm, $r_1=45$ nm, $r_2=15$ nm.内核、银壳以及包埋介质的介电常数分别为 ε_1 、 ε_2 和 ε_3 .银的介电常数是一个与入射光频率有关的复数,采用Drude模型来描述^[16].包埋介质假设为空气,即 $\varepsilon_3=1$.掺杂了增益介质的二氧化硅内核的光学性质由复数折射率 $n-ik$ 来表征^[17],其中,实部 n 表示二氧化硅折射率($n=1.43$),虚部 k 表示增益系数,与外部泵浦作用下的光增益数量有关,常见的增益活性材料包括有染料分子^[18]、稀土材料^[19]和半导体量子点^[20]等.本文考虑入射光从左方沿水平方向入射,电场偏振方向 E 垂直于波矢 K ,电场偏振方向与椭圆截面长轴之间的夹角为 θ .

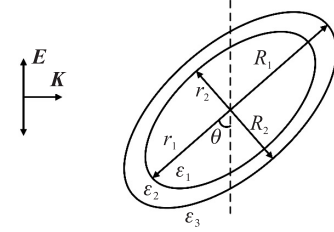


图1 椭圆截面银纳米管的结构示意图

Fig.1 Schematic diagram of the silver elliptical nanotube

近年来,在关于金属纳米结构光学性质的研究方面,有限元方法得到广泛应用^[21-22].本文应用二维有限元方法计算椭圆截面银纳米管的远场光谱和近电场增强.在散射边界位置处,采用厚度为半波长大小的完美匹配层以防止边界反射场的干扰并对散射场进行完全吸收.此处本文选择散射场进行计算,通过背景场定义入射光源,入射平面波如图1所示.采用平面三角单元对散射体和环境介质进行网格划分,采用平面矩形单元通过映射方式对完美匹配层进行网格划分.复合增益银纳米管的散射性质和吸收性质分别由散射系数和吸收系数来表征.散射系数的定义为 $Q_{\text{sca}}=P_{\text{sca}}/(I_{\text{inc}}S_p)$,吸收系数的定义为 $Q_{\text{abs}}=P_{\text{abs}}/(I_{\text{inc}}S_p)$,其中, P_{sca} 和 P_{abs} 由坡印廷定理计算得出,分别表示银纳米管对入射光的总散射功率和总吸收功率^[23]. I_{inc} 为入射光强度, S_p 为椭圆截面银纳米管迎着光传播方向的投影面积.消光系数是吸收系数和散射系数之和,即 $Q_{\text{ext}}=Q_{\text{sca}}+Q_{\text{abs}}$.

2 结果与讨论

2.1 当 θ 分别为 0° 和 90° 时,椭圆截面复合增益银纳米管的SPASER性质

图2为 $\theta=0^\circ$ 时,活性银纳米管在不同增益系数条件下的吸收和散射光谱.此时,电场偏振方向平行于椭圆长轴方向.如图2(a)所示,当 $k=0$ 时,银纳米管内核中未掺杂任何增益介质,LSPR偶极共振峰出现在649.5 nm左右,散射峰线宽约为101 nm,品质因数通过 $Q=\lambda/\Delta\lambda$ 来计算,其中 λ 和 $\Delta\lambda$ 分别表示中心

发射波长和共振峰半宽度(半极大值处的全宽度, FWHM), 品质因素约为 8. 当 k 增加到 0.167 5 时, 如图 2(b) 所示, 在 SP 共振波长 645.4 nm 处, 银纳米管对入射光的吸收为零, 这是由于增益介质对光的放大作用将能量传递给表面等离子激元共振模式, 完全补偿了银壳层的吸收损耗^[24]. 当增益系数增大到临界值 $k_c=0.509$ 1 时, 如图 2(c) 所示, 在 627.6 nm 处出现超共振现象, 此时, 散射系数峰值达到 9.0×10^6 , 吸收系数峰值为 -9.0×10^6 , 散射峰线宽减少为约 0.1 nm, 品质因数约为 6 390, 远远大于 $k=0$ 时散射峰的品质因数. 在入射光激发下, 银纳米管产生的表面等离子激元共振能够有效增强增益媒质对光的放大作用, 该能量反过来补偿银纳米管表面等离子激元共振的损耗. 通过这样的正反馈作用, 复合增益银纳米管的表面等离子激元共振效应得到极大增强, 并显著提升共振峰的品质因数^[25]. 于是, 椭圆截面复合增益银纳米管的 SPASER 得以实现. 当增益系数继续增大并远超过临界值时, 如图 2(d) 所示, 增益介质传递的能量大于银纳米管的损耗, 导致基于复合增益银纳米管的 SPASER 被破坏, 超共振态消失, 吸收系数和散射系数的峰值分别迅速下降为 -810 和 900, 线宽增加为约 4 nm.

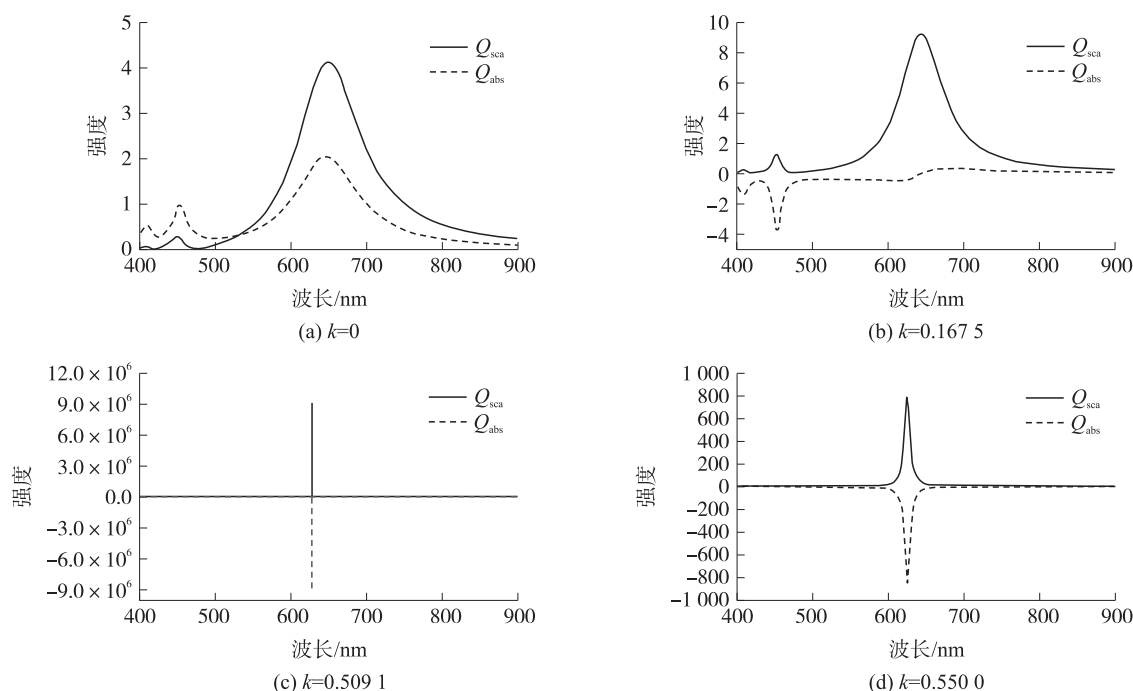


图2 当 $\theta=0^\circ$ 时, 椭圆截面银纳米管的吸收和散射光谱

Fig.2 Scattering and absorption spectra of the silver elliptical nanotubes at $\theta=0^\circ$

图 3(a)–(d) 为当 $\theta=90^\circ$ 时, 活性椭圆截面银纳米管在增益系数分别为 0、0.066 3、0.074 0 和 0.079 0 时的吸收和散射光谱. 如图 3(a) 所示, 当 $k=0$ 时, 银纳米管 LSPR 偶极峰出现在大约 842 nm 处. 相比于 $\theta=0^\circ$ 时, LSPR 波长产生明显红移, 这是由于在 $\theta=90^\circ$ 时, 沿电场偏振方向的银壳层厚度变薄, 内外管壁上的表面等离子激元共振耦合增强所导致的共振能量降低. 如图 3(c) 所示, 当增益系数 k 增加到临界值 0.081 7 时, 产生偶极超共振, 散射系数和吸收系数分别为 5.3×10^5 和 -5.3×10^5 , 品质因数约为 8 420. 可以发现, 在 $\theta=90^\circ$ 时, 活性椭圆截面银纳米管的 SPASER 阈值 $k_c=0.074$ 0, 远低于 $\theta=0^\circ$ 时的 $k_c=0.509$ 1. 相比于平行偏振, 垂直偏振条件下增益阈值的降低是因为掺杂增益介质的内核区域具有更大的电场增强. 垂直偏振条件下, 局域场增强几乎完全覆盖于内核区域, 这意味着掺杂在内核区域的增益材料可被高效激活^[26], 因而增益介质可以通过高效率的光子-等离子激元耦合效应对银纳米管 LSPR 能量损耗进行补偿, 从而降低增益阈值. 相比之下, 平行偏振条件下的银纳米管内核区域的电场增强和覆盖率相对较低, 导致增益材料激活效率相对较低, 因此, 增益介质与银纳米管间的相互作用效率较低. 近场分布如图 3(a) 和 3(b) 所示.

图 4(a) 和 (b) 表示在 θ 分别为 0° 和 90° 条件下, 当增益系数达到临界值时, 活性银纳米管中的电场分布. 如图所示, 在 $\theta=0^\circ$ 时, 电场增强不仅弥散于银纳米管的内表面和外表面, 金属管壁中的电场也得到极大增强; 在 $\theta=90^\circ$ 时, 电场增强主要分布于银纳米管内表面区域. 通过比较可以发现, 在 $\theta=0^\circ$ 时, 金属管壁中

的电场增强远大于 $\theta=90^\circ$ 时金属管壁中的电场增强。因此,在 $\theta=90^\circ$ 时,由于电场增强在金属管壁中导致的欧姆损耗低于 $\theta=0^\circ$ 时金属管壁的损耗,从而相应的 SPASER 阈值也较低。

与此同时,当 $\theta=0^\circ$ 时,银纳米管表面区域的最大电场增强达到 1.37×10^4 ,相应的表面增强拉曼散射增强因子^[27]($G=|E/E_0|^4$)可达到 3.52×10^{16} ,该量级已经足以满足单分子检测的要求^[17]。因而,通过引入 SPASER 机制,该活性颗粒结构可以很好地应用于表面增强拉曼散射。

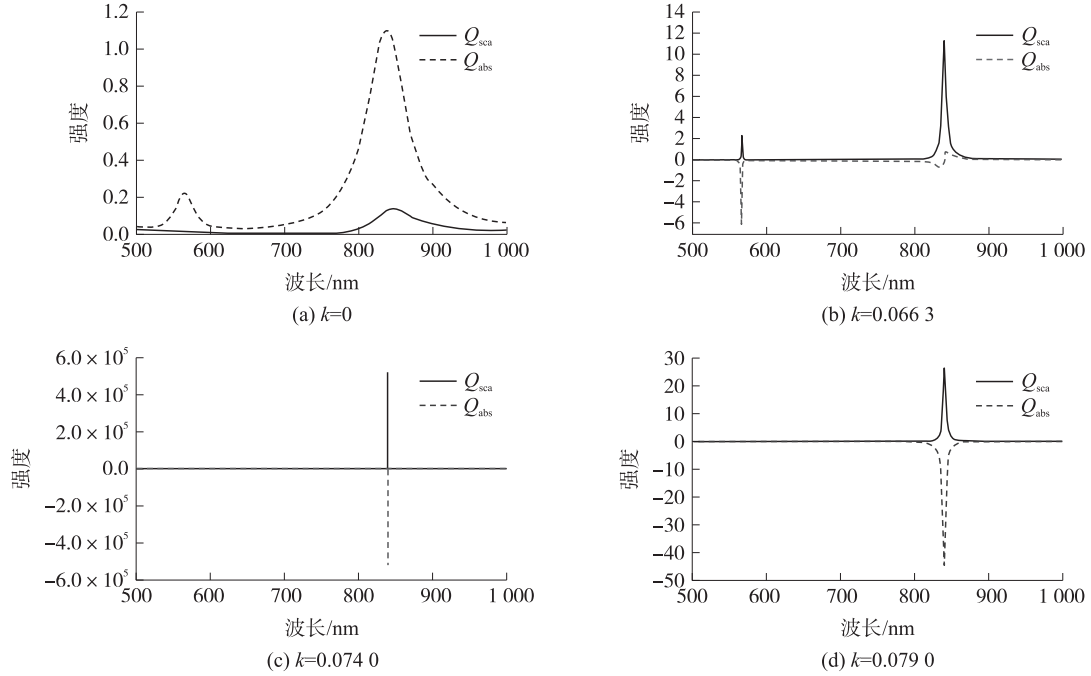


图3 当 $\theta=90^\circ$ 时,椭圆截面银纳米管的吸收和散射光谱

Fig.3 For $\theta=0^\circ$, scattering and absorption spectra of the elliptical silver nanotube

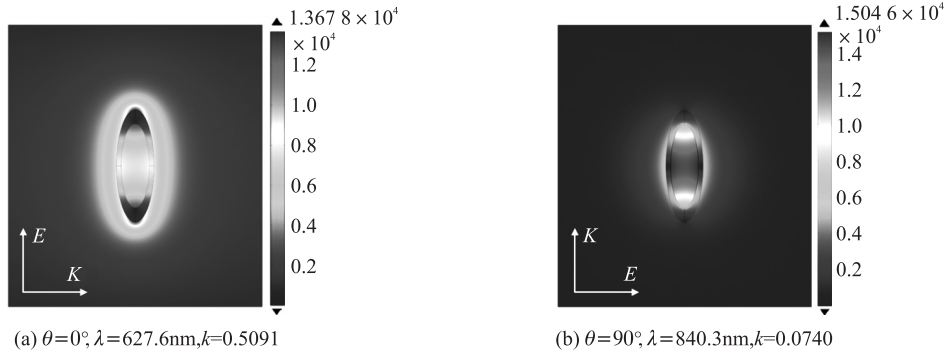


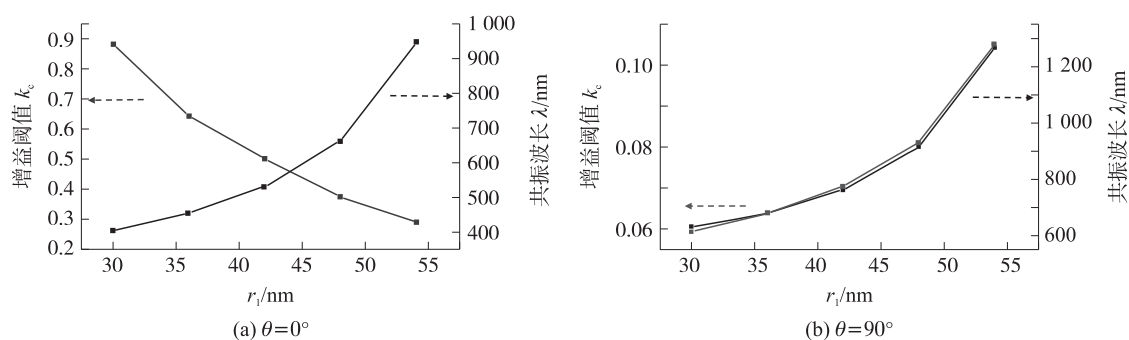
图4 椭圆截面银纳米管中的电场分布

Fig.4 Electric field distributions in the active elliptical silver nanotube

2.2 当 θ 分别为 0° 和 90° 时,管壁厚度对 SPASER 阈值和共振波长的影响

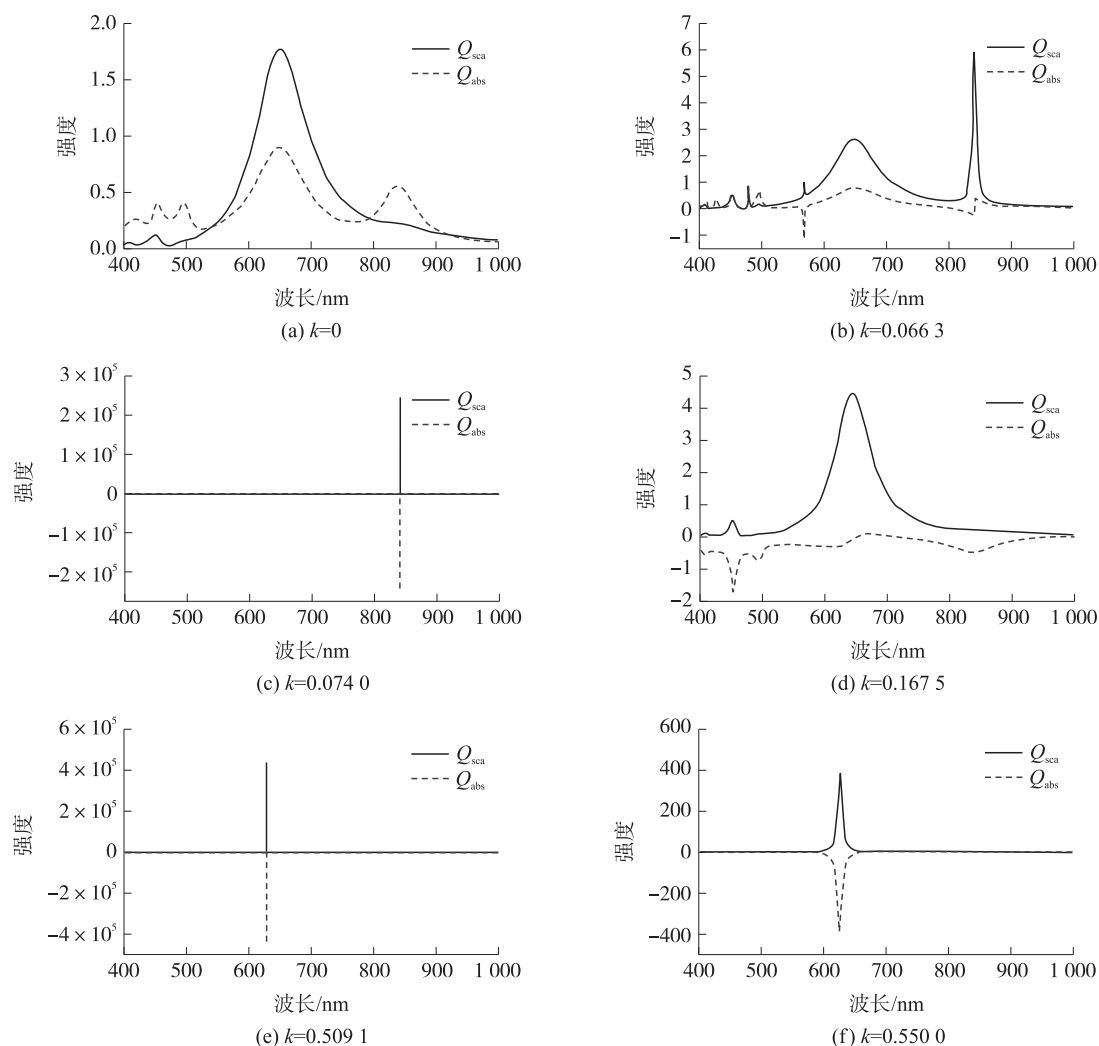
本文进一步研究了椭圆截面银纳米管的管壁厚度对增益阈值和超共振波长的影响。图 5(a) 和 (b) 分别表示 θ 为 0° 和 90° 时,增益阈值和超共振波长随管壁厚度的变化关系。其中,外壁椭圆的半长轴 R_1 和半短轴 R_2 分别保持 60 nm 和 20 nm 不变,改变内壁椭圆半长轴 r_1 ,且保持 $r_1:r_2=3:1$ 。如图 5 所示,当 $\theta=0^\circ$ 时,随着 r_1 的增加,管壁变薄,共振波长由 $r_1=30$ nm 时的 425 nm 红移到 $r_1=55$ nm 时的 950 nm,相应的增益阈值则从 $r_1=30$ nm 时的 0.88 降低到 $r_1=55$ nm 时的 0.274 0。当 $\theta=90^\circ$ 时,共振波长由 $r_1=30$ nm 时的 653 nm 红移到 $r_1=55$ nm 时的 1 290.2 nm,相应的增益阈值则从 0.058 0 增加到 0.106 6。共振波长的红移可归结为随着管壁的变薄,内外管壁上表面等离激元共振耦合增强,导致偶极共振峰产生红移。随着管壁变薄,银纳米管中参与共振的自由电子数减少,在实现 SPASER 的过程中,表面等离激元共振能量的总体损耗降低,增益介质所提供的用于补偿银纳米管中表面等离激元共振能量损耗的能量减少^[28]。与此同时,随着管壁变薄,增益介质与银纳米管的耦合作用增强,从而导致在银壳层内的电场逐渐增强,在这种情况下,

由于金属壳层中电场增强导致的欧姆损耗增加^[13],增益阈值随之上升.在 $\theta=0^\circ$ 时,随着银壳厚度的逐渐减小,由于参与共振的自由电子数减少导致的损耗降低占据主导地位,SPASER 阈值随之减小.在 $\theta=90^\circ$ 时,由于耦合增强导致的金属壳层中欧姆损耗的增加占据主导地位,SPASER 阈值随之变大.

图5 共振波长和增益阈值随 r_1 的变化Fig.5 Changes of resonance wavelength and gain threshold with r_1

2.3 当 θ 为 45° 时,基于椭圆截面复合增益银纳米管的双频SPASER特性

图6为当电场偏振方向与椭圆长轴的夹角为 45° 时,银纳米管在不同增益系数条件下的吸收和散射光谱.如图6(a)所示,当 $k=0$ 时,在842 nm和649 nm位置同时出现长轴和短轴的偶极共振峰,共振波长分别与 $\theta=90^\circ$ 和 $\theta=0^\circ$ 时共振峰出现的位置相同.当 k 增加到0.074 0时,如图6(c)所示,在波长840.3 nm处,对应于短轴的偶极超共振现象出现.当 k 继续增大至0.167 5时,处于840.3 nm位置的超共振现象消

图6 $\theta=45^\circ$ 时,椭圆截面银纳米管的吸收和散射光谱Fig.6 When $\theta=45^\circ$, scattering and absorption spectra of the elliptical silver nanotube

失(图 6(d)). 同时,在波长 645 nm 位置处,银纳米管对入射光的吸收为零. 如图 6(e)所示,当 k 增加到 0.509 1 时,第二个超共振峰出现在大约 627.6 nm 波长位置. 因此,在电场偏振方向与椭圆长轴夹角为 45° 时,随着增益系数的逐渐增大,将在两个临界波长处观察到 SPASER 现象,且其对应的两个增益阈值分别与 $\theta=0^\circ$ 和 90° 时的 SPASER 阈值相同.

本文进一步计算了 θ 分别为 $15^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ 和 75° 时椭圆截面银纳米管的增益阈值、共振波长和散射系数峰值,计算结果如表 1 所示. 计算发现,随着电场偏振方向与椭圆截面长轴夹角 θ 变大,对应于椭圆截面短轴的第一次超共振的增益阈值和共振波长分别保持 0.074 0 和 840.3 nm 不变,但散射系数峰值将逐渐增大,这是由于随着夹角的增大,垂直于长轴方向上的入射电场分量增加. 在对应于椭圆截面长轴的第二次超共振位置,活性银纳米管的 SPASER 增益阈值和共振波长分别保持 0.509 1 和 627.6 nm 不变,平行于长轴方向电场分量的减小导致相应的散射系数峰值将逐渐降低. 研究结果表明,夹角 θ 发生变化所导致的入射光电场在沿着椭圆截面长轴和短轴方向上电场分量幅值的变化对实现 SPASER 的增益阈值及共振波长没有影响.

表 1 θ 分别为 $15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ 时活性椭圆截面银纳米管超共振增益阈值、共振波长和散射系数

Table 1 Gain thresholds, resonance wavelengths, and scattering efficiencies of two super-resonances in the active silver elliptical nanotube. Here, θ is fixed at $15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$, and 75° , respectively

$\theta/^\circ$	第一次超共振			第二次超共振		
	$k_c/a.u$	λ_{res}/nm	$Q_{scat}/a.u$	$k_c/a.u$	λ_{res}/nm	$Q_{scat}/a.u$
15	0.074 0	840.3	7.5×10^4	0.509 1	627.6	9.2×10^6
30	0.074 0	840.3	1.4×10^5	0.509 1	627.6	7.7×10^6
45	0.074 0	840.3	2.5×10^5	0.509 1	627.6	4.1×10^6
60	0.074 0	840.3	8.5×10^5	0.509 1	627.6	2.5×10^6
75	0.074 0	840.3	1.1×10^6	0.509 1	627.6	6.8×10^5

3 结论

本文应用有限元方法研究了椭圆截面活性银纳米管在不同入射光电场偏振方向下的 SPASER 特性. 研究发现,在 θ 为 0° 时,当内核增益系数增加到临界值 0.509 1,将在 627.6 nm 位置产生 SP 偶极超共振. 此时银纳米管表面区域的最大电场增强达到约 1.37×10^4 ,相应的最大表面增强拉曼散射增强因子将可达到 3.52×10^{16} . 在 θ 等于 90° 时,当内核增益系数增加到临界值 0.074 0,在 840.3 nm 位置也将产生超共振现象. 在 $\theta=0^\circ$ 时,由于参与共振的自由电子数减少导致的损耗降低占据主导地位,银纳米管 SPASER 的增益阈值随管壁厚度减小而降低. 而在 $\theta=90^\circ$ 时,由于耦合增强导致的金属壳层中欧姆损耗的增加占据主导地位,增益阈值随管壁厚度减小而增加. 此外还发现,当电场偏振方向与椭圆长轴夹角为 45° 时,随着银纳米管活性内核增益系数的增加,可以在两处临界波长位置分别观察到超共振现象,可以实现双频 SPASER. 通过计算 θ 分别为 $15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 和 75° 时的增益阈值可知,由于夹角 θ 发生变化所导致的入射光电场在沿着椭圆截面长轴和短轴方向上电场分量的变化对 SPASER 的增益阈值及超共振波长均无影响,但相应的散射峰值将随着 θ 角的增大而逐渐变化.

[参考文献](References)

- [1] FONTANA J, RATNA B R. Highly tunable gold nanorod dimer resonances mediated through conductive junctions[J]. Appl Phys Lett, 2014, 105(1): 011 107.
- [2] SHIRZADITABAR F, SALIMINASAB M. Geometrical parameters effects on local electric field enhancement of silver-dielectric-silver multilayer nanoshell[J]. Phys Plasmas, 2013, 20(20): 416–423.
- [3] HUANG C J, YE J, WANG S, et al. Gold nanoring as a sensitive plasmonic biosensor for on-chip DNA detection[J]. Appl Phys Lett, 2012, 100(17): 173 114.
- [4] WU D J, JIANG S M, CHENG Y, et al. Fano-like resonance in symmetry-broken gold nanotube dimer[J]. Opt Express, 2012,

- 20(24):26 559.
- [5] YE F, BURNS M J, NAUGHTON M J. Structured metal thin film as an asymmetric color filter: the forward and reverse plasmonic halos[J]. *Sci Rep-UK*, 2014(4):7 267.
- [6] KELLY K L, CORONADO E, ZHAO L L, et al. The optical properties of nanoparticles: the influence of size, shape and dielectric environment[J]. *J Phys Chem B*, 2003, 107(3):668–677.
- [7] FUTAMATA M, MARUYAMA Y, LSHIKAWA M. Local electric field and scattering cross section of Ag nanoparticles under surface plasmon resonance by finite difference time domain method[J]. *J Phys Chem B*, 2003, 107(31):7 607–7 617.
- [8] FURINI L N, SANCHEZ C S, ISABEL L T, et al. Detection and quantitative analysis of carbendazim herbicide on Ag nanoparticles via surface-enhanced Raman scattering[J]. *J Raman Spectrosc*, 2015, 46(11):1 095–1 101.
- [9] TRIPATHI L N, PRAVEENA M, VALSON P, et al. Long range emission enhancement and anisotropy in coupled quantum dots induced by aligned gold nanoantenna[J]. *Appl Phys Lett*, 2014, 105(16):163 106.
- [10] VOLPATI D, SPADA E R, CID C C P, et al. Exploring copper nanostructures as highly uniform and reproducible substrates for plasmon-enhanced fluorescence[J]. *Analyst*, 2014, 140(2):476–482.
- [11] BERGMAN D J, STOCKMAN M I. Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems[J]. *Phys Rev Lett*, 2003, 90:027 402.
- [12] STOCKMAN M I. Spaser action, loss compensation, and stability in plasmonic systems with gain[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, 106:156 802.
- [13] PAN J, CHEN Z, CHEN J, et al. Low-threshold plasmonic lasing based on high-Q dipole void mode in a metallic nanoshell[J]. *Opt Lett*, 2012, 37(1):1 181–1 183.
- [14] LIU S Y, LI J F, ZHOU F, et al. Efficient surface plasmon amplification from gain-assisted gold nanorods[J]. *Opt Lett*, 2011, 36(7):1 296.
- [15] DING P, CAI G W, WANG J Q, et al. Low-threshold resonance amplification of out-of-plane lattice plasmons in active plasmonic nanoparticle arrays[J]. *J Optics-UK*, 2014, 16(6):065 003.
- [16] WU D J, CHEN Y, WU X W, et al. An active metallic nanomatryushka with two similar super-resonances[J]. *J Appl Phys*, 2014, 116(1):013 502.
- [17] LI Z Y, XIA Y N. Metal nanoparticles with gain toward single-molecule detection by surface-enhanced Raman scattering[J]. *Nano Lett*, 2010, 10(1):243–249.
- [18] NOGINOV M A, ZHU G, BELGRAVE A M, et al. Demonstration of a spaser-based nanolaser[J]. *Nature*, 2009, 460(7 259):1 110–1 112.
- [19] BAI J, TOWE E. Unified model for analysis of light amplification in rare-earth doped fibers[J]. *J Opt Soc Am B*, 2014, 31(11):2 809–2 816.
- [20] PLUM E, FEDOTOV V A, KUO P, et al. Towards the lasing spaser: controlling metamaterial optical response with semiconductor quantum dots[J]. *Opt Express*, 2009, 17(17):8 548–8 551.
- [21] VASILEIOS S, STAMATIOS A, NIKOLAOS K, et al. Modal analysis of graphene microtubes utilizing a two-dimensional vectorial finite element method[J]. *Appl Phys A*, 2016, 122(4):1–7.
- [22] GORMAN T, HAXHA S. Design and optimisation of integrated hybrid surface plasmon biosensor[J]. *Opt Commun*, 2014, 325:175–178.
- [23] BOHERMAN C F, HUFFMAN D R. Absorption and scattering of light by small particles[M]. New York: Wiley, 1983.
- [24] ZHELUDEV N I, PROSVIRNIN S L, PAPASIMAKIS N, et al. Lasing spaser[J]. *Nat Photonics*, 2008, 2(6):351–354.
- [25] STOCKMAN M I. Spaser as nanoscale quantum generator and ultrafast amplifier[J]. *J Optics-UK*, 2010, 12:024 004.
- [26] TAO Y F, GUO Z Y, SUN Y X, et al. Silver sphere nanoshells coated gain-assisted ellipsoidal silica core for low-threshold surface plasmon amplification[J]. *Opt Commun*, 2015, 355:580–585.
- [27] NIE S M, EMERY S R. Probing single molecules and single nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering[J]. *Science*, 1997, 275:1 102–1 106.
- [28] ZHANG H P, ZHOU J, ZOU W B, et al. Surface plasmon amplification characteristics of an active three-layer nanoshell-based spaser[J]. *J Appl Phys*, 2012, 112(7):074 309.

[责任编辑:严海琳]