

平面复合金属微纳结构的圆二色性研究*

吐达洪·阿巴 屈瑜 白俊冉 张中月†

(陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710119)

(2020年1月18日收到; 2020年3月17日收到修改稿)

圆二色性效应在圆偏振器、光调制器及光电器件等方面具有广泛的应用. 为提高平面金属微纳结构的圆二色性, 本文设计了由无限长纳米线和G形微纳结构组成的平面复合金属微纳结构, 并应用有限元方法研究了该阵列微纳结构的圆二色性特性. 数值计算结果显示, 在圆偏振光的激发下, G形微纳结构和平面复合金属微纳结构均出现了电偶极子、电四极子和电八极子等共振模式. 当G形微纳结构与无限长纳米线连接时, 各共振波长均发生红移, 并且无限长纳米线增加了不同圆偏振光激发下的局域表面等离子共振强度, 从而使得平面复合微纳结构的圆二色性信号明显增强. 此外, 还研究了平面复合微纳结构阵列的几何参数对其圆二色性特性的影响. 这些结果为提高平面手性微纳结构的圆二色性信号强度提供一定的指导思路和方法.

关键词: 手性微纳结构, 吸收特性, 圆二色性, 表面等离子激元

PACS: 78.67.Pt, 78.40.-q, 78.20.Fm, 73.20.Mf

DOI: 10.7498/aps.69.20200130

1 引言

手性是指结构不能与其镜像重合的性质. 手性结构与其镜像称为手性对映体. 然而, 天然的手性结构由于光与物质的电磁作用较弱^[1,2], 手性效应相对较小, 因此阻碍了其更广泛的应用. 而周期性排列的手性金属微纳结构与光之间存在强烈耦合作用, 这大大提高了光-物质作用的强度^[3], 使得手性效应得到增强. 光与手性金属微纳结构的强作用将被增强的电场限制在纳米尺寸范围内, 进而这些微纳结构表现出独特的手性光学性质, 例如圆二色性 (circular dichroism, CD)^[4,5]、光学旋光性 (optical rotation, OR)^[6,7] 和负折射率^[8,9]. 其中, CD效应是指手性结构对左旋圆偏振 (left-hand circular polarization, LCP) 光和右旋圆偏振 (right-hand circular polarization, RCP) 光的吸收差异^[5]. 它在分析化学^[10,11]、生物监测^[12,13] 和纳米成像技术^[14,15] 等领域具有重要的应用.

近年来, 研究者们设计了多种手性金属微纳结

构, 并探索了 CD 效应产生的物理机理. 其中, 三维的手性微纳结构由于多层之间的强烈近场电磁场耦合作用, 可实现比平面人工微纳结构更大的 CD 效应, 例如三维 L 形^[16]、扭曲^[17]、螺旋^[18,19] 和 U 形谐振器^[20,21] 等微纳结构. 相比于三维微纳结构, 平面微纳结构对实际制造工艺的要求较低, 更有利于其广泛应用. 所以, 最近, 平面手性微纳结构引起了研究者的注意. 研究者们设计了各种平面的微纳结构, 并在理论^[22,23] 和实验^[24] 上证实了强烈的光-物质电磁作用. 在平面手性人工微纳结构中, 如万字符^[25]、七聚体^[26] 和交叉切口^[27] 等, CD 效应可归因于强烈的局部表面等离子激元 (local surface plasmon, LSP) 或者表面等离子极化激元 (surface plasmon polariton, SPP) 共振模式. 此外, 在平面非手性微纳结构中, CD 效应可以通过斜入射来实现^[28,29]. 金属微纳结构的共振模式对微纳结构的形状、几何尺寸、材料以及周围环境很敏感, 这为调节平面金属微纳结构的 CD 特性提供了一个可行的技术途径.

本文设计了平面复合金属微纳结构 (planar

* 国家自然科学基金项目 (批准号: 61575117) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 2017CBY003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zyzhang@snnu.edu.cn

composite metal nanostructure, PCMN) 阵列. PCMN 是由无限长纳米线和 G 形纳米结构组成的. 本研究中, 采用数值计算来研究了 PCMN 阵列的 CD 特性. 作为对比, 本文也研究了 G 形微纳结构 (G-shaped nanostructure, GNS) 阵列的 CD 特性. 通过分析共振波长处的表面电荷密度分布, 揭示了 CD 效应产生的物理机理和 CD 信号增强的内在原理. 此外, 还研究了 PCMN 的几何参数对 CD 特性的影响.

2 计算方法和结构

本文应用三维有限元方法软件 (COMSOL Multiphysics) 中的射频模块计算微纳结构的光学

特性, 分析了 PCMN 阵列的吸收光谱、CD 光谱和其共振波长处的表面电荷密度分布. 图 1(a) 是所设计的 PCMN 阵列的结构示意图. 在本研究中, x 和 y 方向的周期分别定为 $P_x = P_y = 0.26 \mu\text{m}$. PCMN 阵列的厚度为 t . 右旋和左旋圆偏振光分别表示为 RCP 和 LCP. 图 1(b) 显示在 xy 平面上的单元结构示意图. 其中, 无限长纳米线和 G 形纳米结构的宽度分别为 w_1 和 w_2 , G 形纳米结构沿着 x 或者 y 方向各纳米棒的长度分别为 l_1, l_2, l_3, l_4 以及 l_5 . 二氧化硅 (SiO_2) 作为基底, 其厚度固定为 $0.02 \mu\text{m}$. 金属的折射率取自于实验结果 [30], SiO_2 的折射率为 1.45. 激发源是沿 $-z$ 方向的 RCP 和 LCP 光, 入射光波的电场的大小设定为 1 V/m .

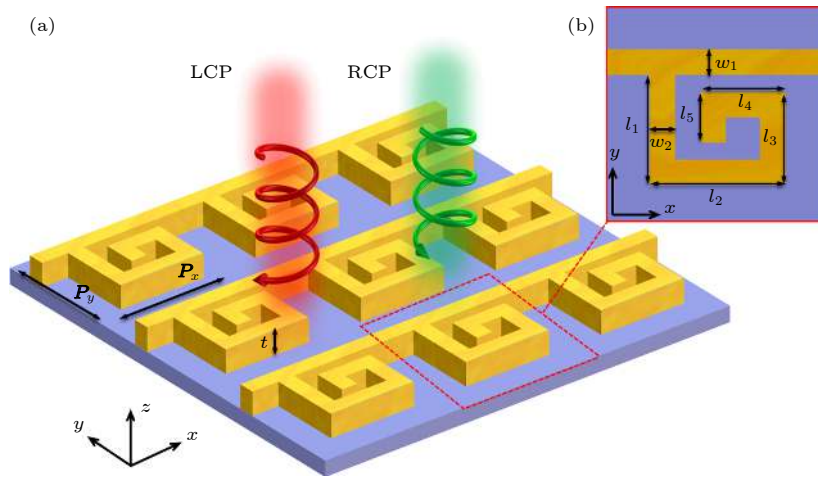


图 1 PCMN 阵列的结构示意图 (a) 三维立体结构示意图; (b) 在 xy 平面的单元结构示意图

Fig. 1. Schematic of the proposed PCMN arrays: (a) Three dimensional schematic of PCMN; (b) unit schematic of PCMN in xy plane.

在计算中, 在微纳结构的上面和下面分别设置光的入射端口和接收端口, RCP 光的三个电场分量分别为 $E_x = 1/\sqrt{2}$, $E_y = i/\sqrt{2}$, $E_z = 0$, LCP 光的三个电场分量分别为 $E_x = 1/\sqrt{2}$, $E_y = -i/\sqrt{2}$, $E_z = 0$. 使用具有沿 x 和 y 方向的周期性边界条件单元来模拟 PCMN 阵列的光学特性. 通常, 在手性金属微纳结构与光的相互作用中, CD 特性起源于微纳结构中的电偶极矩 (\mathbf{P}) 或者磁偶极矩 (\mathbf{M}) 的共振, 可以表示为 [31]

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E} - i\mathbf{G}\mathbf{B}, \quad (1)$$

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{B} + i\mathbf{G}\mathbf{E}, \quad (2)$$

其中 α 是极化率, χ 是磁化率, \mathbf{G} 是混合电磁偶极子极化率, \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 分别是光波的电场和磁场强度. 因此, 手性金属微纳结构中发生共振而吸收 (A) 光

的强度表示为 [31]

$$A = \frac{\omega}{2} \text{Im}(\mathbf{E}^* \cdot \mathbf{P} + \mathbf{B}^* \cdot \mathbf{M}), \quad (3)$$

其中 ω 是入射光的角频率. 在本文中, PCMN 阵列的 RCP 和 LCP 光的吸收光谱分别表示为 A_+ 和 A_- , 该结构的吸收率是通过在不同偏振光照射下对结构的总功率进行体积分来获得, 则 CD 被表示为 $\text{CD} = A_+ - A_-$.

3 结果与讨论

图 2 显示了 RCP 和 LCP 光入射情况下, PCMN 阵列和 GNS 阵列的吸收光谱和 CD 光谱. 其光谱波段范围为从 0.30 至 $6 \mu\text{m}$. PCMN 阵列的几何参数为 $t = 0.03 \mu\text{m}$, $w_1 = w_2 = 0.03 \mu\text{m}$,

$l_1 = 0.15 \mu\text{m}$, $l_2 = 0.16 \mu\text{m}$, $l_3 = 0.11 \mu\text{m}$, $l_4 = 0.10 \mu\text{m}$ 以及 $l_5 = 0.06 \mu\text{m}$. 图 2(a) 所示的是 PCMN 阵列的 A_+ 光谱和 A_- 光谱, 本文用模式 I, II, III 和 IV 来分别表示各共振模式. A_- 光谱中分别在 $\lambda_{\text{I}} = 3.14 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{II}} = 1.46 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{III}} = 0.90 \mu\text{m}$ 和 $\lambda_{\text{IV}} = 0.82 \mu\text{m}$ 处出现了四个显著的吸收峰. A_+ 光谱与 A_- 光谱类似, A_+ 光谱中分别在 $\lambda_{\text{I}} = 2.3 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{II}} = 1.1 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{III}} = 0.78 \mu\text{m}$ 以及 $\lambda_{\text{IV}} = 0.7 \mu\text{m}$ 处出现四个吸收峰. 如图 2(b) 所示, 在共振模式处的吸收差异导致了较强的 CD 信号. 图 2(c)

为 GNS 阵列的吸收光谱, 为了与 PCMN 阵列的共振模式区分开, GNS 阵列的共振模式用 1, 2, 3 和 4 来表示. GNS 阵列的 A_- 光谱中分别在 $\lambda_1 = 2.30 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1.10 \mu\text{m}$, $\lambda_3 = 0.78 \mu\text{m}$ 和 $\lambda_4 = 0.70 \mu\text{m}$ 处出现了明显的吸收峰. GNS 阵列的 A_+ 光谱与 A_- 光谱的共振波长几乎相同. 图 2(d) 为 GNS 阵列的 CD 光谱. GNS 阵列的圆二色性信号强度明显地小于 PCMN 阵列的圆二色性信号强度.

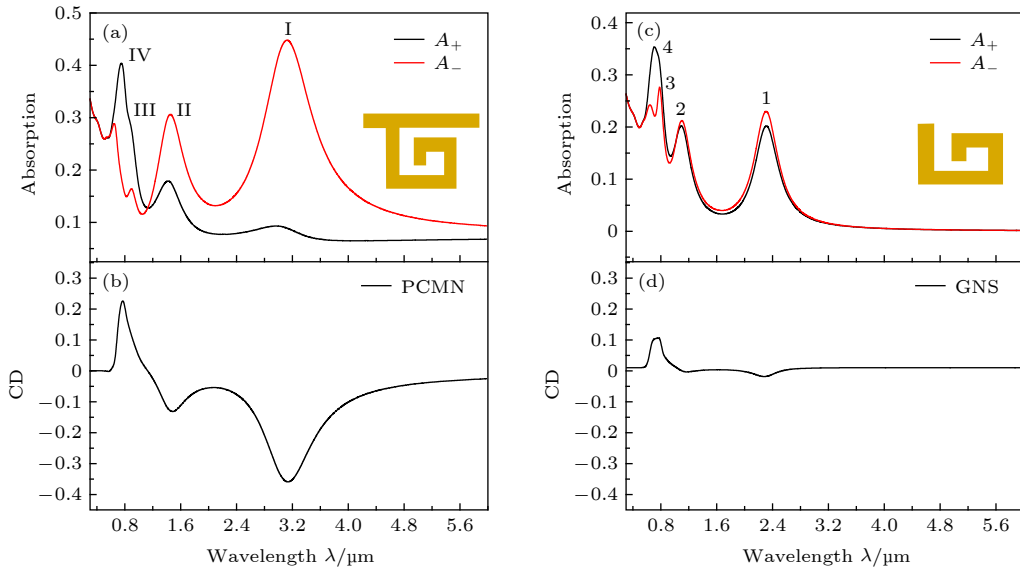


图 2 PCMN 和 GNS 阵列的吸收光谱以及 CD 光谱 (a), (c) PCMN 和 GNS 阵列的 A_+ , A_- 光谱; (b), (d) PCMN 阵列和 GNS 阵列的 CD 光谱; 其中插图分别表示 PCMN 和 GNS 在 xy 平面的结构示意图

Fig. 2. Absorption and CD spectra of PCMN and GNS arrays: (a), (c) Simulated A_+ , A_- spectra; (b), (d) CD spectra of PCMN and GNS arrays. The insert figures indicate the structure schematic of PCMN and GNS in x - y plane, respectively.

为了揭示 PCMN 和 GNS 阵列 CD 效应的物理机理, 本文计算了其共振波长处的表面电荷密度分布 (如图 3 所示). 图中, “+”表示正电荷 (深红色), “-”表示负电荷 (深蓝色). 图 3(a)—图 3(h) 分别为 PCMN 阵列在不同共振波长处的表面电荷密度分布, 图 3(i)—图 3(p) 分别为 GNS 阵列在不同共振波长处的表面电荷密度分布. 对于 PCMN 阵列, 在 LCP 光照射下, 在 $\lambda_{\text{I}} = 3.14 \mu\text{m}$ 处, 如图 3(a) 所示, 正电荷主要分布在 G 形结构的一端, 负电荷主要分布在无限长纳米线处, 此集聚的表面电荷产生了从 G 形微纳结构的一端到无限长纳米线的环形电子振荡. 根据电荷分布的特点, 把它可以视为 G 形微纳结构与无限长纳米线之间的电偶极子共振. 在 $\lambda_{\text{II}} = 1.46 \mu\text{m}$ 处, 如图 3(b) 所示, 在 PCMN

结构上形成了扭曲的电四极子共振. 类似地, 在 $\lambda_{\text{III}} = 0.90 \mu\text{m}$ 和 $\lambda_{\text{IV}} = 0.82 \mu\text{m}$ 处, 如图 3(c) 和图 3(d) 所示, PCMN 单元结构上形成了电八极子共振. 如图 3(g) 和图 3(h) 所示, G 形纳米结构的末端和水平纳米棒的耦合将电八极子模式分裂为两个模式. 对于 GNS 阵列, 如图 3(i)—图 3(l) 所示, $\lambda_1 = 2.3 \mu\text{m}$ 和 $\lambda_2 = 1.10 \mu\text{m}$ 分别为电偶极子共振和电四极子共振模式; $\lambda_3 = 0.78 \mu\text{m}$ 和 $\lambda_4 = 0.70 \mu\text{m}$ 为电八极子共振模式.

PCMN 与 GNS 相比, 加了无限长纳米线后, 在 PCMN 中的电子的振荡距离变长, 使得此四个模式的共振都发生红移. 这些等效的电偶极子、电四极子和电八极子的强烈振荡引起了不同共振波长处的吸收峰, 不同圆偏振光激发下共振强度上的

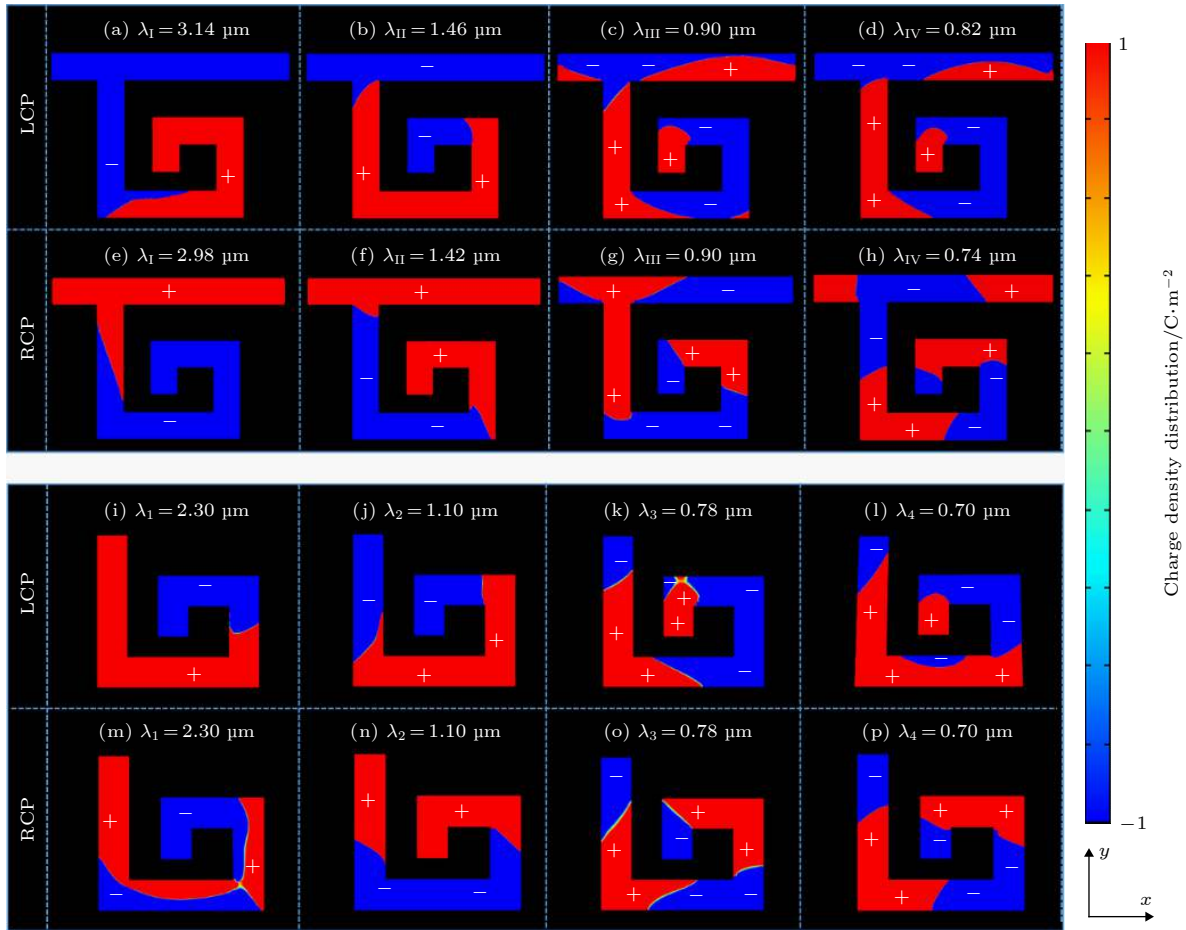


图 3 不同偏振的入射光照射在 PCMN 和 GNS 时, 在共振波长处的表面电荷密度分布; 图 (a), (b), (c), (d), (i), (j), (k) 和 (l) 是为左旋偏振光; 图 (e), (f), (g), (h), (m), (n), (o) 和 (p) 是为右旋偏振光

Fig. 3. Surface charge density distribution of proposed PCMN and GNS at the resonant wavelength with different circularly polarized illuminations: (a), (b), (c), (d), (i), (j), (k) and (l) for LCP light; (e), (f), (g), (h), (m), (n), (o) and (p) for RCP light.

差异, 从而产生 CD 信号.

为了研究 PCMN 阵列的几何参数对共振模式的影响, 如图 4 所示, 在各参数 $w_1 = 0.03 \mu\text{m}$, $l_1 = 0.15 \mu\text{m}$, $l_2 = 0.16 \mu\text{m}$, $l_3 = 0.11 \mu\text{m}$, $l_4 = 0.10 \mu\text{m}$ 以及 $l_5 = 0.06 \mu\text{m}$ 的基础上, 本文分别改变了竖直和横向纳米棒的长度 l_1, l_2, l_3, l_4, l_5 和无限纳米线和长度为 l_4 的纳米棒之间的库仑力的相互吸引作用逐渐减弱, 这将导致电偶极子共振距离减少, 进而使模式 I 的共振波长微小地蓝移. 对模式 II 而言, 无限长纳米线和长度为 l_4 的横着的纳米棒之间的相互排斥的库仑力作用逐渐减弱, 这将导致电偶极子共振距离增大, 从而使模式 II 的共振波长发生红移. 如图 4(b) 所示, 当长度为 l_2 的横着的纳米棒逐渐从 110 nm 增大到 150 nm 时候, 长度为 l_2 的纳米棒上电荷振荡距离微小增大 (如图 3(a) 所示), 进而使模式 I 的共振波长发生很小的红移. 对于模式 II 而言, 整个长度为 l_2 的纳米棒

上电荷符号相同, 因此, 当长度为 l_2 的纳米棒增大时, 模式 II 的共振波长没有发生移动. 如图 4(c) 所示, 随着长度为 l_3 的纳米棒逐渐从 98 nm 增加到 120 nm, 无限长纳米线和长度为 l_4 纳米棒之间的相互吸引的库仑力作用增强, 使得电偶极子共振距离增加, 进而使模式 I 的共振波长发生明显地红移. 与此相反, 在模式 II 处, 无限长纳米线和长度为 l_4 的纳米棒之间的相互排斥的库仑力作用增加, 使得 PCMN 中的电荷振荡距离减少, 并进而使模式 II 的共振波长发生蓝移. 如图 4(d) 所示, 当长度为 l_4 的纳米棒从 50 nm 逐渐增大到 90 nm 时, 长度为 l_1 的纳米棒和长度为 l_5 的纳米棒之间的相互吸引的库仑力增大, 使得 PCMN 中的电荷振荡距离增加, 进而使模式 I 和 II 的共振波长都发生显著的红移. 当长度为 l_5 的纳米棒从 18 nm 逐渐增加到 42 nm 时, 如图 4(e) 所示, 长度为 l_2 的纳米棒和长度为 l_5 的纳米棒的末端处的相互吸引的库仑

力作用增加 (如图 3(a) 和图 3(b) 所示), 使得 PCMN 中的电荷振荡距离增加. 显然, 模式 I 与 II 相比, 在模式 II 中的相互吸引的库仑力作用比模式 I 强, 因此, 模式 II 的共振波长与模式 I 的共振波长相比发生显著的红移. 如图 4(f) 所示, 随着宽度为 w_1 的无限长纳米线从 10 nm 增加到 50 nm 时, 对模式 I 而言, 在无限长纳米线横截面上的集聚电荷

增多, 使无限长纳米线和长度为 l_4 的纳米棒之间的相互吸引的库仑力作用增强, 进而导致模式 I 的共振波长稍微红移. 对模式 II 而言, 当宽度为 w_1 的纳米棒增大时, 在无限纳米线上增多的振荡电荷, 使无限长纳米线和长度为 l_4 的纳米棒之间的相互排斥的库仑力作用增大, 这将导致模式 II 的共振波长发生蓝移.

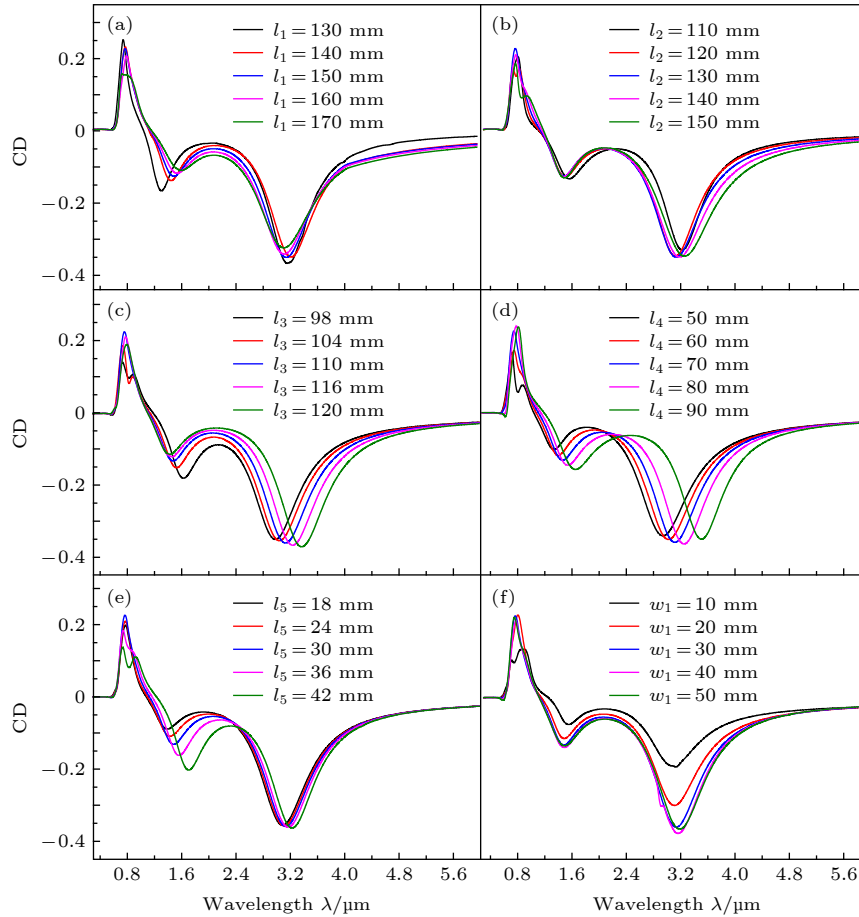


图 4 PCMN 阵列不同参数的 CD 光谱. 不同长度的 (a) l_1 , (b) l_2 , (c) l_3 , (d) l_4 , (e) l_5 纳米棒和 (f) 不同无限长纳米线宽度 w_1 的 PCMN 阵列的 CD 光谱

Fig. 4. CD spectra of PCMN arrays with different parameter; CD spectra of PCMN arrays with (a) different l_1 (b) different l_2 , (c) different l_3 , (d) different l_4 , (e) different l_5 nanorod and (f) different w_1 of the infinite long nanowire.

为了研究 PCMN 的形状变化对其共振波长的影响, 计算了断开的 PCMN 阵列的吸收和 CD 光谱, 如图 5 所示. 在断开的 PCMN 阵列中, 无限长纳米线和 G 形纳米结构之间的间距由 s 表示, 其长度为 20 nm, 如图 5(a) 中右下角的插图所示. 其他结构参数分别为 $w_1 = 0.03 \mu\text{m}$, $l_1 = 0.13 \mu\text{m}$, $l_2 = 0.16 \mu\text{m}$, $l_3 = 0.11 \mu\text{m}$, $l_4 = 0.10 \mu\text{m}$ 以及 $l_5 = 0.06 \mu\text{m}$. 如图 5(a) 所示, 在圆偏振光的激发

下, 在吸收光谱中分别观察到了三个明显的吸收峰, 插入的彩色图表示结构图 (黄色) 和 LCP 或 RCP 光激发下在断开的 PCMN 中吸收峰处的电荷分布 (红蓝), 三个不同的符号分别表示各吸收峰处的波长. 在 $\lambda_r = 2.30 \mu\text{m}$ 处, 主要的正负电荷分别聚集在 G 形纳米结构的两端, 产生强烈的环形电偶极子共振, 而在无限长纳米线中左右的电子振荡产生电偶极子共振. 进而在整体上 G 形纳米

结构和无限长纳米线之间的相互吸引的库仑作用力耦合形成绑定 (bonding) 模式. 在共振波长 $\lambda_{IV} = 1.10 \mu\text{m}$ 处, 在无限长纳米线中产生强烈的电子振荡, 并形成电偶极子共振, 而在 G 形纳米结构上的电子振荡形成电八极子共振. 进而在整体上 G 形纳米结构和无限长纳米线之间的相互排斥的库仑作用力耦合形成反绑定 (anti-bonding) 模式. 在 $\lambda_{III} = 0.70 \mu\text{m}$ 处, 分布在无限纳米线两侧的正负电荷, 形成上下振动的电偶极子共振而在 G 形纳米结构中的电子振荡产生电四极子共振. 进而在整体上 G 形纳米结构和无限长纳米线之间的相互吸引的库仑作用力耦合形成 bonding 模式. 在不同圆偏振光激发下吸收强度上的差异, 进而导致 CD 效应, 如图 5(b) 所示. 这表明通过改变结构参数和形状, 可调节电子的振荡路径和耦合方式, 进而有效地调节 CD 信号的位置和强度.

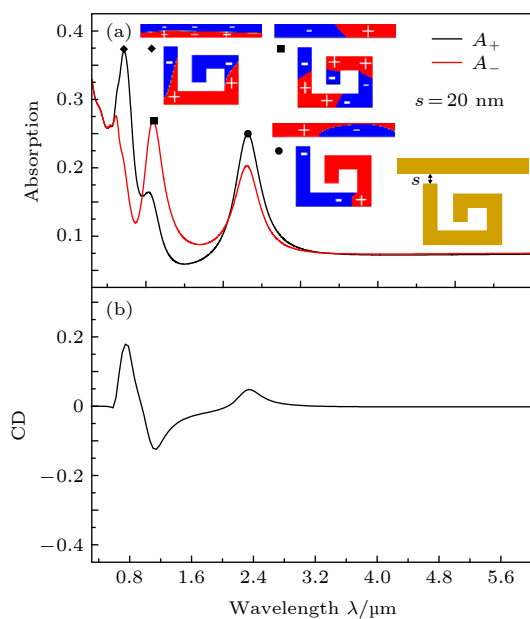


图 5 断开的 PCMN 阵列的吸收光谱和 CD 光谱 (a) 吸收光谱; (b) CD 光谱. 插图表示分别在共振波长处的电荷分布 (深红-蓝色) 和断开的 PCMN 在 xy 平面上的结构示意图 (黄色)

Fig. 5. Absorption and CD spectra of the separated PCMN arrays: (a) Absorption spectrum; (b) CD spectrum; The insert figures indicate the charge distribution at resonance wavelength (crimson and blue), and structure schematic (yellow) of separated PCMN in xy plane.

4 结 论

本文提出了由无限长纳米线和 G 形微纳结构组成的平面复合金属微纳结构, 并应用有限元方法

研究了平面复合金属微纳结构阵列的圆二色性特性. 通过分析平面复合金属微纳结构的共振波长处的电荷共振特征, 揭示了 CD 特性产生的物理机理和 CD 信号增强的内在原理. 数值计算结果表明, 在圆偏振光的激发下, G 形微纳结构和平面复合金属微纳结构阵列均出现了电偶极子、电四极子和电八极子等共振模式. 当 G 形微纳结构阵列与无限长纳米线互相连接时, 各共振波长均发生了红移, 并且无限长纳米线增加了不同圆偏振光激发下的局域表面等离激元共振强度, 从而使得平面复合微纳结构的圆二色性信号明显增强. 此外, 研究了平面复合金属微纳结构阵列的几何参数对 CD 的模式的影响. 此研究结果为提高平面手性微纳结构的圆二色性信号强度提供了一定的理论依据.

参考文献

- [1] Zheng Z G, Li Y, Bisoyi H K, Wang L, Bunning T J, Li Q 2016 *Nature* **531** 352
- [2] Karimi E, Schulz S A, De L I, Qassim H, Upham J, Boyd R W 2014 *Light-Sci. Appl.* **3** 167
- [3] Yang F Z 2014 *Acta Phys. Sin.* **64** 124214 (in Chinese) [杨傅子 2014 *物理学报* **64** 124214]
- [4] Gansel J K, Thiel M, Rill M S, Decker M, Bade K, Saile V, Wegener M 2009 *Science* **325** 5947
- [5] Khanikaev A B, Arju N, Fan Z, Purtseladze D, Lu F, Lee J, Sarriugarte P, Schnell M, Hillenbrand R, Belkin M A, Shvets G 2016 *Nat. Commun.* **7** 12045
- [6] Sun M, Zhang Z, Wang P, Li Q, Ma F, X Hong 2013 *Light-Sci. Appl.* **2** e112
- [7] Li J, Yang F Q, Dong J F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 124214 (in Chinese) [李杰, 杨方清, 董建峰 2011 *物理学报* **60** 124214]
- [8] Pendry J B 2004 *Science* **306** 1353
- [9] Su Y Y, Gong B Y, Zhao X P 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 084102 (in Chinese) [苏妍妍, 龚伯仪, 赵晓鹏 2012 *物理学报* **61** 084102]
- [10] Maoz B M, Weegen R, Fan Z, Govorov A O, Ellestad G, Berova N, G Markovich 2012 *J. Am. Chem. Soc.* **134** 17807
- [11] Zhu F, Li X, Li Y, Yan M, Liu S 2014 *Anal. Chem.* **87** 357
- [12] Hendry E, Carpy T, Johnston J, Popland M, Mikhaylovskiy R V, Laphorn A J, Kadodwala M 2010 *Nat. Nanotechnol.* **5** 783
- [13] Mochida Y, Cabral H, Miura Y, Albertini F, Fukushima S, Osada K, Kataoka K 2014 *ACS Nano* **8** 6724
- [14] Narushima T, Okamoto H 2013 *J. Phys. Chem.* **117** 23964
- [15] Narushima T, Hashiyada S, Okamoto H 2014 *ACS Photonics* **1** 732
- [16] Dietrich K, Lehr D, Helgert C, Tünnermann A, Kley E B 2012 *Adv. Mater.* **24** 321

- [17] Yin X H, Schaferling M, Metzger B, Giessen H 2013 *Nano Lett.* **13** 6238
- [18] Larsen G K, Zhao Y P 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 071109
- [19] Gansel J K, Latzel M, Frolich A, Kaschke J, Thiel M, Wegener M 2015 *Appl. Phys. Lett.* **100** 101109i
- [20] Decker M, Zhao R, Soukoulis C M, Linden S, Wegener M 2010 *Opt. Lett.* **35** 1593
- [21] Liu N, Liu H, Zhu S, Giessen, Harald 2009 *Nat. Photonics* **3** 157
- [22] Jing Z, Bai Y, Wang T, Ullah H, Li Y, Zhang Z Y 2019 *J. Opt. Soc. Am. B* **36** 2721
- [23] Hwang Y, Lee Se, Kim S, Lin J, Yuan X C 2018 *ACS Photonics* **5** 4538
- [24] Valev V K, Smisdom N, Silhanek A V, Clercq B D, Gillijns W, Ameloot M, Moshchalkov V T 2009 *Nano Lett.* **9** 3945
- [25] Hendry E, Carpy T, Johnston J 2010 *Nature Nanotechnology* **5** 783
- [26] Zu S, Bao Y, Fang Z 2016 *Nanoscale* **8** 3900
- [27] Knipper R, Mayerhofer T G, Kopecky V, Huebner J U, Popp J 2018 *ACS Photonics* **5** 1176
- [28] Yannopoulos V 2009 *Opt. Lett.* **32** 632
- [29] Feng C, Wang Z B, Lee S, Jiao J, Li L 2012 *Opt. Commun.* **2** 245
- [30] Yan C, Martin O J F 2014 *ACS Nano* **8** 11860
- [31] Tian X, Fang Y, Sun M 2015 *Sci. Rep.* **5** 17534

Studies of circular dichroism of planar composite metal nanostructure arrays^{*}

Tudahong Aba Qu Yu Bai Jun-Ran Zhang Zhong-Yue[†]

(*School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710119, China*)

(Received 18 January 2020; revised manuscript received 17 March 2020)

Abstract

Circular dichroism effects have been widely used in circular polarizers, optical modulators and optoelectronic devices. Periodically arranged artificial metal chiral nanostructures has a strong electromagnetic coupling effect with light, which can greatly increase the interaction between the light and matter. Three-dimensional helix and helix-like chiral nanostructures show a larger circular dichroism effect due to the strong interactions between electric and magnetic resonance. The double-layer structures also can produce large circular dichroism, which signals also results from electric dipoles with different orientations between the two layers. Although the three dimensional plasmonic structures have shown large circular dichroism signals, however, three dimensional devices hold disadvantages in wide practical applications because of their complicated fabricating process, especially at micro- and nanoscales. Recent years, circular dichroism signals of planar nanostructures have been studied owing to their easy fabrication and wide potential applications. The resonance mode of planar metal nanostructures is sensitive to the shape, geometry, materials and surrounding environment of nanostructures, which provides a feasible technical approach for adjusting the circular dichroism signal of planar metal nanostructures. In this article, larger circular dichroism signals are realized through planar composite golden nanostructures, which composed of infinite long nanowire and G-shaped nanostructure. The absorption spectra, surface charge distributions at resonance wavelength of planar composite golden nanostructure are calculated by finite element method. For comparison, a circular dichroism signal with only G-shaped nanostructures is also studied. The numerical results show that under the illumination of right-handed polarized and left-handed polarized light, the planar composite golden nanostructure and G-shaped nanostructure exhibit electric dipole, quadrupolar, octupolar resonance modes, respectively. When the G-shaped nanostructure is connected to an infinitely long nanowire, all resonance peaks have a red shift and infinitely long nanowire increases the local surface resonance intensity under different circularly polarized light excitation. Therefore, it significantly enhances the circular dichroism signal of the planar composite golden nanostructure. At the same time, the influence of geometric parameters such as the different length of each nanorod of the G-shaped nanostructure and the thickness of the infinitely length nanowire on the circular dichroism modes are also studied. The findings may provide some guideline and methods for improving the circular dichroism signal of planar chiral nanostructure.

Keywords: chiral nanostructure, absorption properties, circular dichroism, surface plasmon

PACS: 78.67.Pt, 78.40.-q, 78.20.Fm, 73.20.Mf

DOI: 10.7498/aps.69.20200130

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.61575117) and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 2017CBY003).

[†] Corresponding author. E-mail: zyzhang@snnu.edu.cn