

基于开口环阵列结构的表面晶格共振产生及二次谐波增强

张萌徕 覃赵福 陈卓

Conditions for surface lattice resonances and enhancement of second harmonic generation based on split-ring resonators

Zhang Meng-Lai Qin Zhao-Fu Chen Zhuo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 054206 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201424

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201424>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

金属开口环谐振器超构分子中二次谐波偏振态的调控

Polarization state of second harmonic generation in split ring resonator based meta-molecule

物理学报. 2019, 68(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190837>

二维过渡金属硫化物二次谐波: 材料表征、信号调控及增强

Second harmonic generation of two-dimensional layered materials: characterization, signal modulation and enhancement

物理学报. 2020, 69(18): 184210 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200452>

基于超表面的Tamm等离激元与激子的强耦合作用

Strong coupling between metasurface based Tamm plasmon microcavity and exciton

物理学报. 2020, 69(1): 010201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191225>

双共焦波导结构二次谐波太赫兹回旋管谐振腔设计

Design of second harmonic terahertz gyrotron cavity based on double confocal waveguide

物理学报. 2020, 69(6): 068401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191222>

微纳光子结构中光子和激子相互作用

Interactions between photons and excitons in micro-nano photonic structures

物理学报. 2019, 68(14): 144201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190269>

光学微腔中倍频光场演化和光谱特性

Spatiotemporal evolution and spectral character of second harmonic generation in optical microresonator

物理学报. 2020, 69(2): 024203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191294>

基于开口环阵列结构的表面晶格共振 产生及二次谐波增强*

张萌徕 覃赵福 陈卓†

(南京大学物理学院, 南京 210093)

(2020年8月30日收到; 2020年10月28日收到修改稿)

理论研究了二维周期排列的金开口环谐振器的磁共振模式与周期阵列的衍射模式发生强耦合所需满足的条件及其对二次谐波产生效率的影响. 通过控制阵列结构在 x 和 y 方向的周期大小, 使得衍射模式只在其中一个方向产生, 当衍射模式的电场方向与入射光电场偏振方向一致时, 衍射模式才会与开口环谐振器的磁共振模式发生强耦合作用, 产生表面晶格共振进而实现近场场增强. 在此基础上, 进一步计算了金开口环谐振器阵列的二次谐波产生效率, 随着阵列周期逐渐增大, 即开口环谐振器的数密度减小, 二次谐波强度呈现先增加后降低的趋势, 当开口环谐振器数密度降为原来的 $1/4$ 左右时, 二次谐波强度可以增强 2 倍以上. 本文的研究为金属超表面二次谐波产生效率的提高提供了一种新的可能途径.

关键词: 强耦合, 金开口环谐振器阵列, 衍射模式, 二次谐波

PACS: 42.65.-k, 78.67.Bf, 42.25.Fx, 73.20.Mf

DOI: 10.7498/aps.70.20201424

1 引言

局域表面等离子激元 (localized surface plasmons, LSPs) 是指单个金属微纳结构表面的自由电子在特定频率电磁波照射下发生的非传导集体振荡^[1,2]. 由于其拥有将电磁能量局域在亚波长尺度的特性, 从而能极大增强光与物质的相互作用, 故基于超表面的 LSPs 共振在生物传感器^[3-9]、表面增强拉曼散射^[10-15]、非线性增强^[16-22]等领域已有广泛的应用. 然而, 金属纳米颗粒的 LSPs 寿命短、衰减快, 使得 LSPs 的共振谱线线宽较宽, 这在一定程度上限制了对光场的局域能力. 此外, 单个金属微纳结构的 LSPs 共振和周期金属微纳阵列的衍射模式之间可以通过模式耦合从而产生表面晶格共振 (surface lattice resonances, SLRs). 与 LSPs 共振相比, SLRs 的线宽更窄, 即具有更高的 Q 因子, 因此,

金属微纳结构周围的场强有更明显的增强, 基于金属阵列结构的超表面会产生强光学性质, 这种增强效应在传感技术^[23]、激光技术^[24]及光与物质相互作用的强耦合实验^[25,26]、固态照明^[27]等领域被广泛研究.

近期, SLRs 被用于研究基于超表面周期阵列结构的二次谐波产生 (second harmonic generation, SHG) 增强^[28], 其原理是通过增大周期结构的尺寸, 在金属 V 型单元结构共振附近引入衍射模式, 通过模式耦合产生表面晶格共振, 使共振线宽变窄实现场增强, 所以, 在单元结构密度减少一半的情况下, SHG 可以得到 5 倍的增强. 另外, 我们发现, 之前关于表面晶格共振增强非线性的研究大多是基于正方周期阵列, 通过改变入射角或周期尺寸来研究表面晶格共振的产生及影响, 但正方阵列使 x, y 方向的模式发生简并, 无法区分不同方向共振模式对应的场增强效果, 以及是否对非线性增

* 国家自然科学基金 (批准号: 11674168) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zchen@nju.edu.cn

强产生有效的影响。

在本文中, 计算的单元结构是开口环谐振器, 这是因为产生二次谐波的条件是结构中心对称性破缺, 而且在之前的研究中, 通过比较多种不同类型的单元结构^[29], 发现利用开口环谐振器计算的二次谐波产生效率最好. 我们分别改变了 x, y 两个方向的周期大小, 基于长方周期结构研究不同方向周期的变化产生的衍射模式与金开口环谐振器在电磁波激发下产生的 LSPs 共振的强耦合过程, 以及二次谐波强度在改变不同方向周期尺寸下的变化规律, 在此基础上, 结合电场分布情况进一步分析表面晶格共振的产生机制.

2 模型与方法

图 1 给出了处于均匀介质环境中的金开口环谐振器 (split-ring resonators, SRRs) 阵列的结构示意图及开口环谐振器的单元结构图. 如图所示, a_x, a_y 分别表示 SRRs 阵列在 x 和 y 方向上的周期大小, 阵列所处环境的折射率为 1.459, l 是开口环谐振器的边长, w 是两底部间距, d 代表两臂间距, h 表示单元结构的厚度, 关于线性透射谱和二次谐波强度的计算是基于有限元仿真软件 COMSOL Multiphysics, SRRs 的材料设定为金, 介电常数采用 Drude 模型, 即 $\epsilon_{Au}(\omega) = 1 - [\omega_p^2/(\omega^2 + i\omega\gamma)]$, ω 是入射电磁波的角频率, ω_p 和 γ 分别代表金的等离子体频率和衰减速率, $\omega_p = 1.37 \times 10^{16}$ Hz, $\gamma = 1.22 \times 10^{14}$ Hz, 入射光设为平面波形式, 电场沿 x 方向偏振, 并沿 $-z$ 方向垂直入射于 SRRs 阵列. 为防止杂散光对仿真计算结果产生影响, 故将模拟

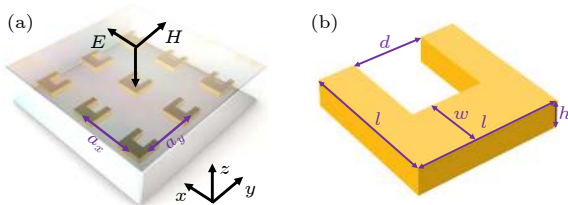


图 1 (a) 处于均匀介质中的金开口环谐振器阵列结构示意图, x, y 方向的周期分别为 a_x, a_y , 入射光垂直照射于阵列结构, 电场方向沿 x 轴; (b) SRRs 单元结构图, 其中 $l = 200$ nm, $w = 80$ nm, $d = 100$ nm, $h = 30$ nm

Fig. 1. (a) Schematic of SRRs array, the period of the x axis and y axis is a_x and a_y , respectively, the incident light is perpendicular to the structure, and the electric field is along the x axis; (b) the unit cell of SRRs, where $l = 200$ nm, $w = 80$ nm, $d = 100$ nm, $h = 30$ nm.

区域的上下底面设置为完美匹配层和散射边界条件, 并考虑到结构为周期阵列, 侧面采用周期性边界条件. 透射谱是通过计算不同入射电磁波透过周期阵列结构的能量与入射光波能量的比值得到的, 由于金属表面等离子体的趋肤深度是有限的, 大约为 0.1 nm, 所以依据金属非线性表面极化强度可以计算出金属有效非线性表面电流密度关系式, 具体计算方法可以参考文献^[29], 通过设置金开口环谐振器表面电流密度的 3 个分量, 可以计算出二次谐波强度的变化.

3 结果与讨论

首先, 我们计算了两种周期阵列结构的透射谱, 如图 2 所示, 这两个周期结构的 $a_y = 400$ nm, a_x 分别等于 400 nm 和 1200 nm, 从图中可以发现, 两个透射谱都有一个宽带透射谷 (Dip1), 该位置是开口环谐振器的磁共振模式, 位置几乎不随周期的改变而改变, 图 1 中插图表示 Dip1 位置 $x-y$ 截面的磁场分布图和电流分布情况, 红色箭头代表电流, 从插图中的环形电流分布图也可以看出, 该位置是 SRRs 被激发的磁共振模式. 但在 $a_x = 1200$ nm 的透射谱中还存在一个窄带透射谷 (Dip2), 该位置是由周期结构引入的衍射模式, 之后我们会对 Dip1 和 Dip2 的位置随周期的变化规律进行详细地分析.

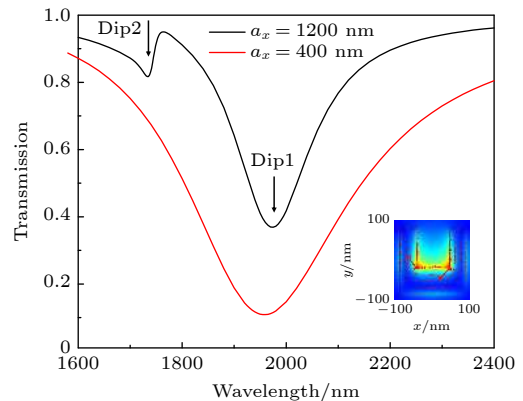


图 2 $a_y = 400$ nm 固定不变, $a_x = 1200$ nm (黑线) 和 $a_x = 400$ nm (红线) 两种不同周期阵列结构的透射谱, 插图表示宽带透射谷 (Dip1) 位置 $x-y$ 截面的磁场电流分布图

Fig. 2. The transmission spectrum of two different periods along the x axis, $a_x = 1200$ nm (black line) and $a_x = 400$ nm (red line). The insert shows the distribution of magnetic field and current in $x-y$ section at the position of Dip1.

为探索衍射模式和磁共振模式发生强耦合所需要满足的条件,我们分别研究了只改变 x 方向周期 a_x 和只改变 y 方向周期 a_y 两种情况下的耦合过程. 如图 3 所示,图 3(a) 和图 3(b) 表示保持 $a_y = 400$ nm 固定不变,只改变 a_x 时的透射谱和两透射谷位置随周期的变化规律. 图 3(c) 和图 3(d) 分别与图 3(a) 和图 3(b) 相对应,区别在于 $a_x = 400$ nm 固定不变,而 a_y 从 1200 nm 变化到 1500 nm,图 3(a),(c) 展示了金开口环谐振器阵列结构的透射谱,可以观察到每一个透射谱都有两个透射谷:一个是窄带,一个是宽带. 图 3(b) 和图 3(d) 中空心的圆圈代表了这两个透射谷位置随周期的变化规律;黑色实线代表单个金开口环谐振器的磁共振,磁共振的位置由金属材料特性和开口环谐振器的

几何参数决定,但不受阵列周期的影响;蓝色实线代表介质环境中衍射模式随周期移动的曲线图;两条红色曲线代表拟合的混合模式态——高能态和低能态,该混合模式态由金属开口环谐振器激发的 LSPs 共振和周期结构 Wood 异常引入的衍射模式耦合形成,二者能量可以通过耦合共振模型来计算^[30]:

$$E_{\pm} = \frac{E_{\text{sp}} + E_{\text{wood}}}{2} \pm \sqrt{\frac{\Delta}{2} + \frac{(E_{\text{sp}} - E_{\text{wood}})^2}{4}}, \quad (1)$$

其中, E_{sp} 和 E_{wood} 分别表示磁共振和 Wood 异常的能量, Δ 表示耦合强度. 用 Δ_1 表示改变 x 方向周期的耦合强度, Δ_2 表示改变 y 方向周期的耦合强度,在计算中 Δ_2 是 Δ_1 的 8 倍左右,衍射模式位置满足

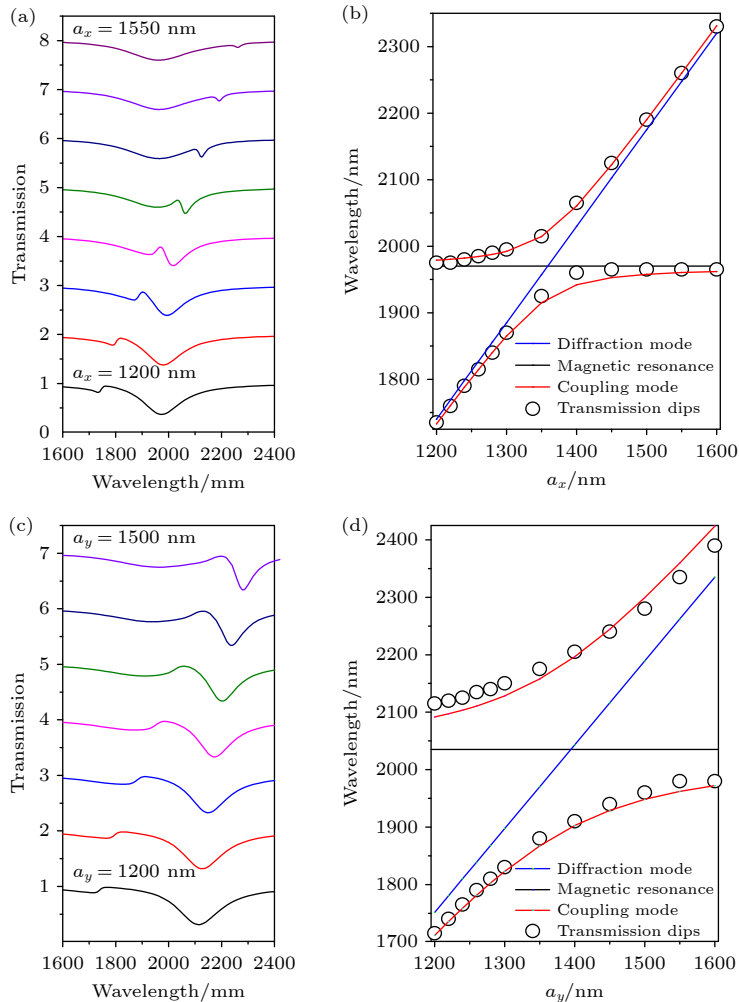


图 3 $a_y = 400$ nm, $a_x = 1200-1550$ nm (间隔 50 nm) 时的 (a) 线性透射谱及 (b) 透射谱中两透射谷随周期的变化; $a_x = 400$ nm, $a_y = 1200-1500$ nm (间隔 50 nm) 时的 (c) 线性透射谱及 (d) 透射谱中两透射谷随周期的变化

Fig. 3. (a) Linear transmission spectrum and (b) the positions of two dips in transmission spectrum change with the period along the x axis, $a_y = 400$ nm, $a_x = 1200-1550$ nm (interval 50 nm); (c) linear transmission spectrum and (d) the positions of two dips in transmission spectrum change with the period along the y axis, $a_x = 400$ nm, $a_y = 1200-1500$ nm (50 nm interval).

如下关系式^[31]:

$$\lambda_{i,0} = P \left(\frac{n}{|i|} - \frac{\sin \theta_i}{i} \right), \quad (2)$$

其中, P 代表阵列周期, θ_i 表示入射角, n 为环境折射率, i 是与衍射级相关的整数. 在计算图 3(a) 中 a_x 从 1200 nm 变化到 1550 nm 的透射谱时, $a_y = 400$ nm 远小于计算的波长范围 1600 nm 到 2400 nm, 因此, y 方向的衍射模式不会出现, 只会出现 x 方向的衍射模式, 同样地, 计算图 3(c) 中 a_y 从 1200 nm 变化到 1500 nm 的透射谱时, $a_x = 400$ nm 远小于计算的波长范围, 所以只会出现 y 方向的衍射模式, 在此基础上, 可以将衍射模式位置满足的关系 (2) 式进行化简: $\lambda_{i,0} = a_{x(y)} \frac{n}{i}$, 一阶衍射位置 $\lambda_{i,0} = a_{x(y)} n$, 如图 3(b) 和图 3(d) 中蓝色实线所示, 其他阶数的衍射模式不在研究的波长范围内, 从图中可以观察到, 利用耦合共振模型计算的耦合模式解析解和利用 COMSOL 仿真软件计算的两混合模式数值解符合得很好, 在衍射模式和磁共振模式相交的位置, 两透射谷都出现了明显的反交叉现象, 但两种情况的耦合强度不同, 只有在改变 y 方向周期的条件下实现了强耦合, 在远离相交的地方, 两透射谷分别沿衍射模式和磁共振模式曲线方向.

接下来, 我们利用场分布图进一步分析强耦合的产生机理, 分别研究了以上两种情况下衍射模式的表面电场分布, 如图 4 所示. 图 4(a) 表示 $a_x = 1300$ nm, $a_y = 400$ nm 的 SRRs 阵列在激发波长

$\lambda = 1900$ nm (Wood 异常附近) 时 x - z 截面的电场强度的模值分布及其 x 和 y 分量的分布图. 从电场模分布图可以判断该处引入了衍射模式, 并且从 E_x, E_y 场图可以看出衍射模式的电场沿 y 方向, 与入射光的偏振方向垂直. 图 4(b) 表示 $a_y = 1300$ nm, $a_x = 400$ nm 的 SRRs 阵列在激发波长 $\lambda = 1900$ nm (Wood 异常附近) 时 y - z 截面的电场强度的模值分布及其 x 和 y 分量的分布图, 可以判定该处引入了衍射模式, 且电场沿 x 方向, 与入射光的偏振方向相同.

将 $a_x = 1300$ nm 的 SRRs 阵列的衍射模式场图与 $a_y = 1300$ nm 阵列的衍射模式场图进行对比, 可以发现后者产生了 SLRs, 而前者只是引入了电场方向与入射光偏振方向相垂直的衍射模式, 与 SRRs 的磁共振模式耦合强度非常低. 对于 $a_y = 1300$ nm, $a_x = 400$ nm 的 SRRs 阵列, 由于 a_y 远大于 a_x , 故将阵列结构类比为条纹方向沿 x 轴的一维光栅, 此时表面波沿 y 方向传播. 入射光经过 SRRs 阵列被散射, 沿光栅条纹的电场方向保持不变, 沿 x 轴方向, 与入射光电场方向相同. 因此, 衍射模式与磁共振模式发生强耦合, 产生 SLRs 并实现局域场增强. 而对于 $a_x = 1300$ nm, $a_y = 400$ nm 的 SRRs 阵列, 由于 a_x 远大于 a_y , 故可将阵列结构类比为条纹方向沿 y 轴的一维光栅. 在研究的波长范围内, 表面波沿 x 方向传播. 入射光经过 SRRs 阵列被散射时, 平行于条纹方向的电磁场分量不变, 根据 $\mathbf{k} \parallel \mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$, 表面波电场方向发生

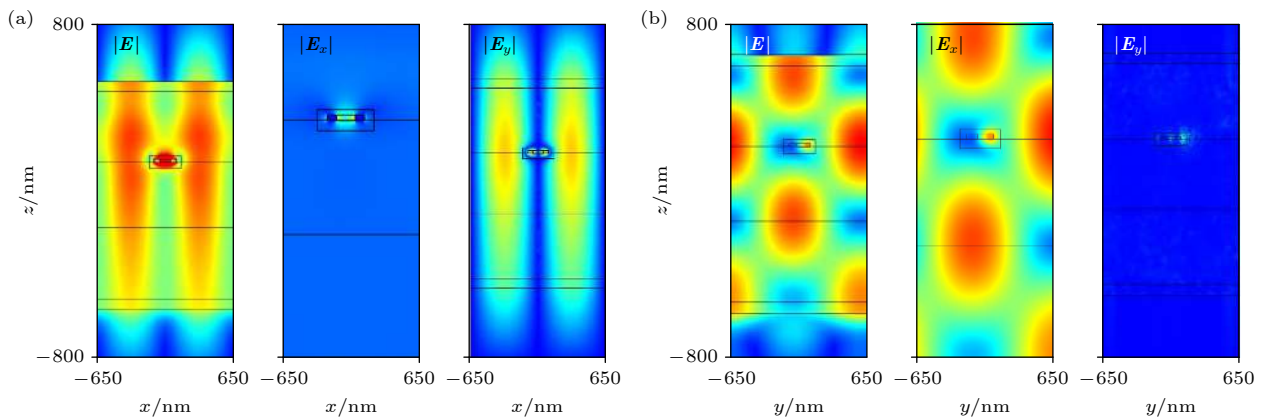


图 4 (a) $a_x = 1300$ nm, $a_y = 400$ nm 的 SRRs 阵列在激发波长为 $\lambda = 1900$ nm 时 x - z 截面的电场模值 (左) 与电场 x (中) 和 y (右) 分量的场分布图; (b) 周期 $a_y = 1300$ nm, $a_x = 400$ nm 的 SRRs 阵列在激发波长 $\lambda = 1900$ nm 时 y - z 截面的电场模值 (左) 与电场 x (中) 和 y (右) 分量的场分布图

Fig. 4. Calculated total (left) and x (middle) component and y (right) component of electric field amplitude distribution in x - z cross-section at $\lambda = 1900$ nm for (a) $a_x = 1300$ nm, $a_y = 400$ nm and in y - z cross-section at $\lambda = 1900$ nm for (b) $a_y = 1300$ nm, $a_x = 400$ nm.

变化,不再沿 x 轴方向 [32], 因此不能发生强耦合, 无法产生 SLRs. 通过分析 x, y 两个方向周期变化的表面电场分布, 可以判定强耦合的产生除了需要满足衍射模式和磁共振模式在共振频谱上重合的条件, 还需要保证衍射模式的电场方向与入射光偏振方向保持一致.

基于 SRRs 阵列结构的二次谐波强度主要由强耦合引起的局域场增强和周期增大引起的稀释效应所决定, 所以我们进一步计算了 $x(y)$ 方向周期 $a_x(a_y)$ 从 1200 nm 变化到 1600 nm 时二次谐波强度的变化规律, 如图 5 所示. 图中纵轴代表不同周期大小下阵列结构的二次谐波强度与 $a_x = a_y = 400$ nm 形成的密集阵列结构二次谐波强度的比值, 蓝色实心圆代表 a_y 远大于 a_x 的情况, 随着 a_y 的增大, 二次谐波强度呈现先上升再下降的趋势, 上升是因为衍射模式和磁共振模式发生强耦合产生表面晶格共振实现场增强, 强耦合占据了主导地位, 下降是因为随着周期的变大, 稀释效应逐渐占主导地位, 且与小周期的密集阵列 ($a_x = a_y = 400$ nm) 相比, 在增大单元结构尺寸的基础上, 二次谐波强度还可以实现 2 倍多的增强. 红色实心三角代表 a_x 远大于 a_y 的情况, 随着周期的增大, SHG 呈明显的下降趋势, 这是因为引入的衍射模式电场方向发生改变, 与入射光偏振方向相反, 随着周期变大, 稀释效应占主导地位, 所以二次谐波强度一直降低直至趋于稳定. 从该二次谐波变化谱也很好地验证了实现强耦合的条件, 即衍射模式和

磁共振模式要在线性共振谱中重合, 而且衍射模式的电场方向要与可以产生磁共振的入射光电场方向相同, 而只有当入射光的偏振方向沿金开口环谐振器阵列底部时 [33,34], 才可以产生磁共振.

4 结 论

本文通过改变 x, y 两个方向的周期, 在金开口环谐振器阵列结构提供的磁共振位置附近引入了衍射模式, 理论计算了强耦合的产生条件及二次谐波强度变化, 可以发现, 虽然在两种情况下, 衍射模式和磁共振模式在线性共振谱中都发生重合, 但通过分析衍射模式位置处的电场分布情况可以发现, 当 a_x 远大于 a_y 时, 衍射模式的电场方向与入射光偏振方向垂直, 没有发生强耦合, 随着周期的增大, 稀释效应占主导地位, 所以二次谐波强度逐渐降低, 当 a_y 远大于 a_x 时, 衍射模式的电场方向与入射光偏振方向相同, 此时衍射模式和磁共振模式发生强耦合, 随着周期的增大, 二次谐波强度变化先上升后下降, 上升是因为模式耦合占主导地位, 所以在增大周期 (即减小密度) 的情况下, SHG 可以实现 2 倍多的增强, 下降是由于稀释效应占主导地位. 由此, 我们发现当周期结构引入的衍射模式和金开口环谐振器阵列结构提供的磁共振模式在线性共振谱重合时, 还需要满足衍射模式电场方向和可以产生磁共振的入射光的偏振方向要一致, 才可以发生强耦合. 本文利用长方周期结构将不同方向的场增强效果进行了区分, 并且分析了不同方向的场增强对非线性效应的影响, 在阵列数密度减小的情况下仍可以实现二次谐波增强, 降低了对加工技术的要求, 本文的研究对之后进一步研究基于超表面的非线性增强提供了更广阔的思路.

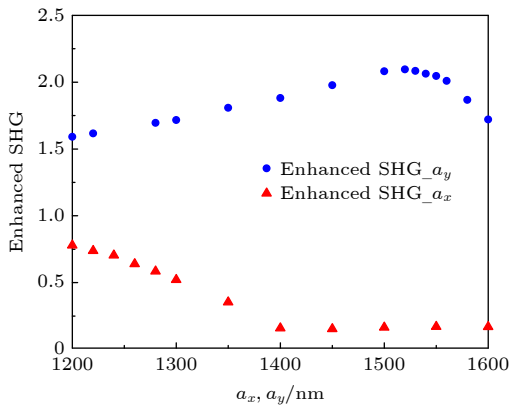


图 5 固定 $a_x = 400$ nm, 改变 a_y (蓝色实心圆) 和固定 $a_y = 400$ nm, 改变 a_x (红色实心三角) 时 SRRs 阵列的二次谐波强度变化

Fig. 5. The second harmonic intensity of the SRRs array at fixed $a_x = 400$ nm, variable a_y (blue circles) and fixed $a_y = 400$ nm, variable a_x (red triangles).

参考文献

- [1] Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A 2005 *Phys. Rep.* **408** 131
- [2] Stockman M I 2011 *Opt. Express* **19** 22029
- [3] Piliarik M, Sipova H, Kvasnicka P, Galler N, Krenn J R, Homola J 2012 *Opt. Express* **20** 672
- [4] Byun K M, Yoon S J, Kim D, Kim S J 2007 *Opt. Lett.* **32** 1902
- [5] Clementi N C, Cooper C D, Barba L A 2019 *Phys. Rev. E* **100** 063305
- [6] Chang C Y, Lin H T, Lai M S, Shieh T Y, Peng C C, Shih M H, Tung Y C 2018 *Sci. Rep.* **8** 11812
- [7] Kim H M, Park J H, Lee S K 2019 *Sci. Rep.* **9** 15605

- [8] Shen Y, Zhou J H, Liu T R, Tao Y T, Jiang R B, Liu M X, Xiao G H, Zhu J H, Zhou Z K, Wang X H, Jin C J, Wang J F 2013 *Nat. Commun.* **4** 2381
- [9] Brolo A G 2012 *Nat. Photonics* **6** 709
- [10] Wang T J, Chang H W, Chen J S, Chiang H P 2019 *Sci. Rep.* **9** 10962
- [11] Lin K Q, Yi J, Zhong J H, Hu S, Liu B J, Liu J Y, Zong C, Lei Z C, Wang X, Aizpurua J, Esteban R, Ren B 2017 *Nat. Commun.* **8** 14891
- [12] Boerigter C, Campana R, Morabito M, Linic S 2016 *Nat. Commun.* **7** 10545
- [13] Davis T J, Gomez D E, Vernon K C 2010 *Phys. Rev. B* **82** 205434
- [14] Carles R, Bayle M, Benzo P, Benassayag G, Bonafos C, Cacciato G, Privitera V 2015 *Phys. Rev. B* **92** 174302
- [15] Grand J, de la Chapelle M L, Bijeon J L, Adam P M, Vial A, Royer P 2005 *Phys. Rev. B* **72** 033407
- [16] Huttunen M J, Rasekh P, Boyd R W, Dolgaleva K 2018 *Phys. Rev. A* **97** 053817
- [17] Michaeli L, Keren-Zur S, Avayu O, Suchowski H, Ellenbogen T 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 243904
- [18] Li Z, Xu C K, Liu W J, Li M, Chen X J 2018 *Sci. Rep.* **8** 5626
- [19] Jin B Y, Argyropoulos C 2016 *Sci. Rep.* **6** 28746
- [20] Kauranen M, Zayats A V 2012 *Nat. Photonics* **6** 737
- [21] Li G, Zhang S, Zentgraf T 2017 *Nat. Rev. Mater.* **2** 17010
- [22] Yu H K, Peng Y S, Yang Y, Li Z Y 2019 *Npj Comput. Mater.* **5** 45
- [23] Thackray B D, Kravets V G, Schedin F, Anton G, Thomas P A, Grigorenko A N 2014 *ACS Photonics* **1** 1116
- [24] Zhou W, Dridi M, Suh J Y, Kim C H, Co D T, Wasielewski M R, Schatz G C, Odom T W 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 506
- [25] Vakevainen A I, Moerland R J, Rekola H T, Eskelinen A P, Martikainen J P, Kim D H, Torma P 2014 *Nano Lett.* **14** 1721
- [26] Vecchi G, Giannini V, Rivas J G 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 146807
- [27] Lozano G, Louwers D J, Rodríguez S R K, Murai S, Jansen O T A, Verschuuren M A, Gómez Rivas J 2013 *Light-Sci. Appl.* **2** e66
- [28] Czaplicki R, Kiviniemi A, Huttunen M J, Zang X R, Stolt T, Vartiainen I, Butet J, Kuittinen M, Martin O J F, Kauranen M 2018 *Nano Lett.* **18** 7709
- [29] Ciraci C, Poutrina E, Scalora M, Smith D R 2012 *Phys. Rev. B* **85** 201403
- [30] Tang C J, Zhan P, Cao Z S, Pan J, Chen Z, Wang Z L 2011 *Phys. Rev. B* **83** 041402
- [31] Czaplicki R, Kiviniemi A, Laukkanen J, Lehtolahti J, Kuittinen M, Kauranen M 2016 *Opt. Lett.* **41** 2684
- [32] Jin Y R, Chen Z, Wang Z L 2013 *Sci. Sin-Phys. Mech. Astron.* **43** 1022 (in Chinese) [靳悦荣, 陈卓, 王振林 2013 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **43** 1022]
- [33] Klein M W, Enkrich C, Wegener M, Linden S 2006 *Science* **313** 502
- [34] Linden S, Enkrich C, Wegener M, Zhou J, Koschny T, Soukoulis C M 2004 *Science* **306** 1351

Conditions for surface lattice resonances and enhancement of second harmonic generation based on split-ring resonators^{*}

Zhang Meng-Lai Qin Zhao-Fu Chen Zhuo[†]

(*School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

(Received 30 August 2020; revised manuscript received 28 October 2020)

Abstract

In this paper, we theoretically study the condition for the strong coupling between magnetic resonance mode of the two-dimensional periodically arranged gold split-ring resonators and the diffraction mode of the periodic array and its influence on the second harmonic generation efficiency. By controlling the size of the period of the array structure in the x -axis and y -axis, the diffraction mode is excited near the magnetic resonance provided by the gold split-ring resonator, solely in one of the directions. In both cases, the diffraction mode and the magnetic resonance coincide in the linear resonance spectrum, but by analyzing the electric field distribution at the position of the diffraction mode, it can be found that when a_x is much larger than a_y , the electric field direction of the diffraction mode is perpendicular to the polarization direction of the incident light, and no strong coupling occurs. Therefore, the dilution effect is dominant, and the second harmonic intensity gradually decreases with the increase of the period. When a_y is much larger than a_x , the electric field direction of the diffraction mode is the same as the polarization direction of the incident light. At this time, the diffraction mode and the magnetic resonance mode are strongly coupled. As the period increases, the second harmonic intensity first increases and then decreases. The increase is due to the dominant mode coupling and the decrease is due to the dominant dilution effect. When the number density of split-ring resonators is reduced to about 1/4 of the original one, the second harmonic intensity can be increased by more than twice. From this, we find that the strong coupling between diffraction mode and magnetic resonance can occur when the electric field direction of the diffraction mode is consistent with the polarization direction of incident light, thus generating the surface lattice resonance to achieve near-field enhancement. In short, the rectangular periodic structure is used to distinguish the field enhancement effects in different directions, and the second harmonic enhancement can still be achieved when the number density of split-ring resonators is reduced, which relaxes the requirements for processing technology. This research provides a new possible way to improve the second harmonic generation efficiency based on metal metasurfaces.

Keywords: strong coupling, gold split-ring resonators, diffraction mode, second harmonic

PACS: 42.65.-k, 78.67.Bf, 42.25.Fx, 73.20.Mf

DOI: [10.7498/aps.70.20201424](https://doi.org/10.7498/aps.70.20201424)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11674168).

[†] Corresponding author. E-mail: zchen@nju.edu.cn