

矩形纳米狭缝超表面结构的近场增强聚焦调控*

李鑫 吴立祥 杨元杰†

(电子科技大学物理学院, 成都 610054)

(2019年5月14日收到; 2019年7月2日收到修改稿)

为了实现对入射光的近场亚波长增强聚焦, 设计了一种由内部矩形纳米狭缝圆环阵列和外部多圆环狭缝构成的超表面结构, 得到了该结构激发的表面等离子激元电场表达式, 并从物理机理上解释了该结构中心聚焦及增强聚焦的原理. 利用时域有限差分方法仿真研究了该超表面结构在不同偏振态入射光下的激发场聚焦特性. 根据理论推导与仿真结果可得, 该结构在波长为 980 nm 的圆偏振光入射下于近场的金属表面结构中心处生成半高宽为 650 nm 左右的亚波长聚焦光斑, 其场分布为近似的第一类贝塞尔函数. 与单一的矩形纳米狭缝圆环阵列结构相比, 带有外部多圆环狭缝的复合结构具有更好的增强聚焦效果, 使得中心焦斑强度提升了一倍, 且更有利于对激发场进行调控. 除此之外, 还讨论了任意偏振方向的线偏振光入射结构激发的电场, 得到了电场的解析表达式, 即入射光偏振角的正弦函数包络乘上第一类贝塞尔函数. 本文的研究对基于超表面结构的亚波长光调控有一定的指导意义, 在光镊、亚波长尺度光信息传输与处理等领域也有一定的应用价值.

关键词: 表面等离子激元, 亚波长聚焦, 超表面结构, 贝塞尔光场

PACS: 71.36.+c, 41.20.Jb, 42.25.Bs, 81.05.Xj

DOI: 10.7498/aps.68.20190728

1 引言

表面等离子激元^[1](surface plasmon polaritons, SPPs) 具有亚波长的场能量束缚和表面局域场增强的特性, 与传统的光调控器件如偏振片和透镜等相比, 通过金属微纳结构激发的 SPPs 拥有更短的激发波长和更强的局域场增强效应, 有利于进行亚波长的光场调控. 另一方面, 微纳米级别的激发结构也有利于器件的集成化发展. 故 SPPs 因在亚波长光刻、超分辨率的聚焦成像、光学镊子操纵捕获和表面拉曼增强等领域的潜在应用而获得了广泛的关注^[2-7]. 此外, 有关 SPPs 的激发调控、传播调控、聚焦调控等也引起了科研人员极大的研究兴趣^[8-11]. 如何在微纳米的尺度上对 SPPs 进行激发调控, 并操纵激发场使之能在特定位置形成亚波长

的高强度聚焦光斑, 也成为当前微纳米科学领域的研究热点.

研究的早期, 对 SPPs 的聚焦调控主要是依靠在金属膜层表面刻蚀出缺损的弯曲纳米圆狭缝^[12-14]或是弯曲排列的纳米圆孔^[4], 这种残缺的弯曲结构可以在近场形成较为明显的聚焦光斑, 同时可以通过改变入射激发光的偏振状态调控聚焦特性. 后来, 利用纳米空气槽的阵列结构或是超表面结构来进行 SPPs 聚焦成为了一个重要的研究方向^[15-19], 常用的纳米狭缝结构有矩形槽结构、T形槽结构和十字叉形结构等. 研究中一种特殊激发场及其对应的激发结构引起了人们的注意, 这种特殊的激发场即等离子激元涡旋场 (plasmonic vortex field, PVF), 这种激发场是一种带有类似涡旋光拓扑荷的特殊耦合场, 具有中心变化的相位因子, 其相位因子的模式数与入射激发光的偏振态和结构的对称模式

* 国家自然科学基金 (批准号: 11874102, 11474048) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dr.yang2003@uestc.edu.cn

有关. 零阶的 PVF 对应着中心聚焦的 SPPs 场, 高阶的 PVF 则对应着中空型的环形聚焦场. 激发 PVF 的结构被形象地称为等离激元涡旋透镜 (plasmon vortex lens, PVL). 通常情况下, 构成 PVL 的结构为螺旋线纳米狭缝^[20]或是螺旋线纳米孔洞阵列^[21–23], PVL 激发的 SPPs 聚焦光斑可以达到亚波长的级别, 甚至是突破衍射极限. 进而, 研究人员又对 SPPs 聚焦特性进行调控, 通过改变入射光的入射角度来调控 SPPs 聚焦光斑的位置^[24], 设计特殊的螺旋结构, 如交叉嵌合的螺旋线结构来实现多个光斑的聚焦^[25,26]. 此外, 针对光斑的聚焦强度, 通过在 PVL 的中心设置特殊结构, 如锥形结构波导^[27]、纳米条^[28], 或是在外部设置用于辅助聚焦的环形纳米狭缝凹槽^[29,30], 可实现 SPPs 的结构中央增强聚焦或调控结构的异常透射.

利用矩形纳米狭缝空气槽作为调控 SPPs 激发及聚焦的结构最早由 Lin 等^[31]提出, 光波入射矩形纳米狭缝会如同偶极子一样向四周激发 SPPs, 以合适的结构排列矩形狭缝可以通过控制入射光偏振状态调控 SPPs 的激发方向. 之后, 韩国的 Lee 等做了一系列研究, 其中包括线型结构排列矩形狭缝实现入射光左右手性调控的特殊位置聚焦^[18]和双圆环结构排列的矩形狭缝实现高阶 PVF^[32]. 目前, 在此基础上关于利用矩形纳米狭缝调控 SPPs 的阵列结构也在不断地被提出^[33,34]. Wang 等^[35]设计了一个轴棱形的矩形纳米狭缝阵列, 通过控制入射光的偏振态来调制 SPPs 的相位, 进而调控聚焦. Wang 和 Zhang^[36]设计由水平排列的中央凹槽和倾斜的侧翼凹槽构成的复合矩形狭缝阵列, 实现了线偏光入射下的超衍射极限聚焦. Jiang 等^[37]通过设计旋转变化的纳米矩形狭缝超表面结构, 从理论上提出并实验证明了超表面结构的近场和远场光学发射的功能. 祁云平等^[38]通过在金属单缝纳米结构两侧设计凹槽结构, 提高了 SPPs 模式的激发效率, 从而实现了单缝纳米结构的增强透射.

Lee 等^[32]利用双圆环排列的矩形狭缝实现了高阶 PVF, 但是他们只研究了圆偏振光的激发场且并没有研究具体聚焦效果. 本文通过对结构参数的优化分析设计, 提出一种矩形纳米狭缝圆环阵列并辅以多层圆环狭缝的超表面结构, 利用线偏光和圆偏光实现聚焦效果增强的近场亚波长聚焦, 同时获得一种偏振控制的近贝塞尔场 PVF. 具体实现

采用时域有限差分 (finite difference time domain, FDTD) 方法进行结构建立和数值仿真. 通过理论分析超表面结构激发聚焦场的分布进而引入偶极子源近似、菲涅耳波带片 (Fresnel zone plate, FZP) 结构和深度调制等理论, 从物理机理上解释了现象所对应的物理含义. 根据理论分析与仿真结果, 该超表面结构在波长为 980 nm 偏振光入射下于近场金属表面结构中心处生成半高宽为 650 nm 左右的亚波长聚焦光斑, 且实现将中心焦斑的强度提升一倍, 证明了该耦合场为近似第一类贝塞尔函数分布形式, 并且可以通过控制入射光偏振方向调制中心聚焦强度.

2 结构模型及理论分析

2.1 矩形纳米狭缝结构

首先对构成超表面结构的最小单位矩形纳米狭缝的结构参数进行优化分析设计. 因大部分结构参数与 SPPs 的波长有关, 故先对 SPPs 波长进行计算, 金的介电常数可由 Drude 模型获得, 具体计算金介电常数的公式为^[39]

$$\varepsilon_{\text{Au}}(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_{\text{p}}^2}{\omega^2 + i\omega\omega_{\tau}}, \quad (1)$$

其中 $\varepsilon_{\infty} = 9.75$; ω_{p} 是等离子共振频率, 取值为 1.36×10^{16} rad/s; ω_{τ} 是金属粒子碰撞频率, 取值为 1.45×10^{14} rad/s; 入射光真空波长 $\lambda = 980$ nm. 计算得到金介电常数为 $\varepsilon_{\text{Au}} = -39.96 + i3.75$, 实验测得的金介电常数为 $\varepsilon_{\text{Au}} = -40.2741 + i2.794$, 介电常数实部与 SPPs 波长有关, Drude 模型下金介电常数实部和实验测得大致相等, 故 SPPs 波长计算公式可写为^[37]

$$\lambda_{\text{spp}} = \frac{2\pi}{k_0} \sqrt{\frac{(\varepsilon_{1r} + \varepsilon_2)}{\varepsilon_{1r}\varepsilon_2}}, \quad (2)$$

计算得 SPPs 波长为 $\lambda_{\text{spp}} = 967$ nm.

Lin 等^[31]研究表明: 无限长的纳米狭缝在入射光偏振方向垂直于狭缝方向时才能有效激发 SPPs, 而当矩形狭缝的宽度 W 和长度 L 满足 $W \ll L < \lambda_{\text{spp}}$, 即纳米狭缝具有高的纵横比时, 则可以近似无限长纳米狭缝的情形, 实现通过控制入射光偏振态来调控 SPPs 的产生. 为了确定较为理想的矩形狭缝长宽参数, 图 1(a) 给出了在 x 方向偏振光入射下矩形狭缝纵轴和横轴电场强度关于长度 L 的变化曲

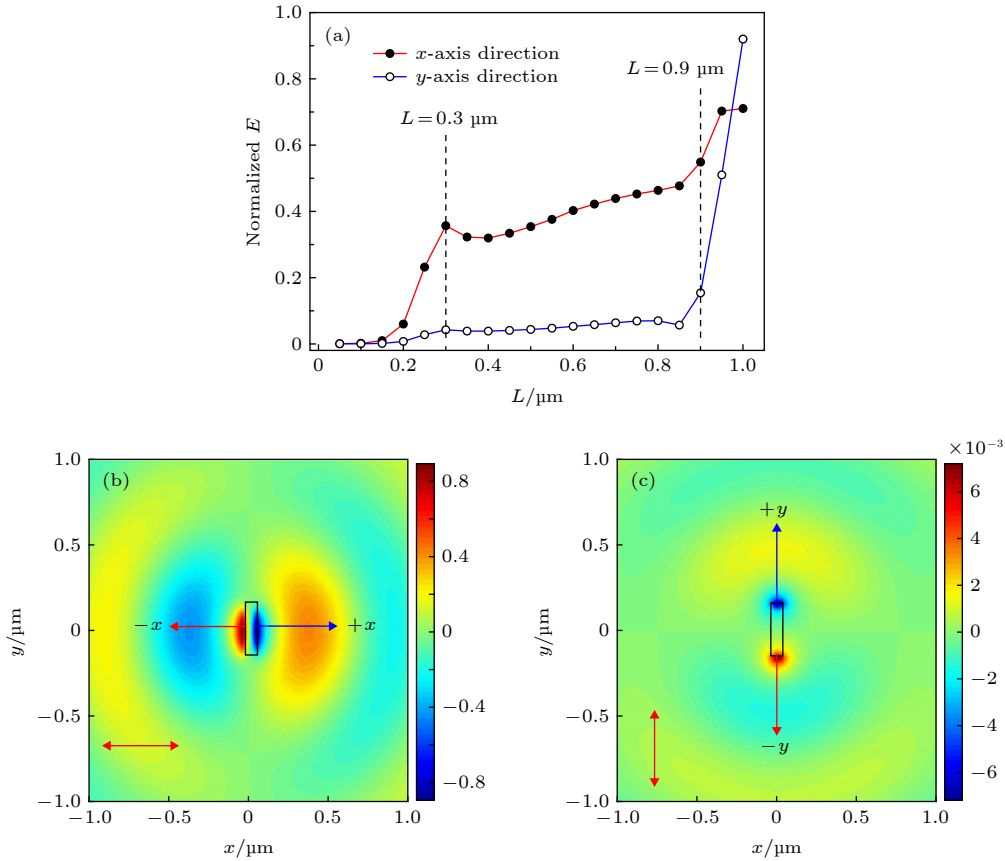


图 1 矩形纳米狭缝激发的 SPPs 场 (a) x 方向线偏振光入射下 x 和 y 方向电场强度随 L 的变化; (b) x 方向线偏振光入射激发的场; (c) y 方向线偏振光入射激发的场

Fig. 1. SPPs field excited by rectangular nanoslit: (a) Electric field intensity along the L curves in the x and y direction with the x -direction linearly polarized light incident; (b) electric field excited by the incident light in the x direction; (c) electric field excited by the incident light in the y direction.

线图, 为了简化分析, 取定矩形狭缝的横轴宽度为 $W = 75 \text{ nm}$, 红色曲线代表纵轴的电场强度, 蓝色曲线代表横轴的电场强度, 选取 $L = 0.3 \text{ } \mu\text{m}$ 作为狭缝纵轴的长度, 既可以保证 x 方向上局部的共振峰和 y 方向较好的消光, 又可以在相对于 SPPs 波长的较小尺度上完成激发. 图 1(b) 和图 1(c) 是 x 方向线偏振光和 y 方向线偏振光入射矩形纳米狭缝所激发的场的分布情况, 由图 1(b) 可知矩形狭缝可近似为一个偶极子源, x 方向线偏振光在垂直于矩形狭缝纵轴的方向有效激发了 SPPs, 平行于纵轴方向 SPPs 激发不明显; 而以 y 方向线偏振光入射时, 无垂直纵轴方向的分量, 故只在平行于纵轴的方向激发了很微弱的 SPPs, 激发强度与前者相差 2 个数量级, 造成这种现象的原因是矩形纳米狭缝对入射光选择性的偏振敏感特性.

2.2 矩形纳米狭缝圆环阵列结构

为了对矩形纳米狭缝阵列结构的激发场分布

及中心聚焦现象进行解释, 首先给出三种狭缝结构激发 SPPs 的原理示意图, 如图 2(a)—(c) 所示, 分别是圆环狭缝、螺旋线狭缝、矩形纳米狭缝圆环阵列结构激发原理图. 激发的 SPPs 耦合场强度分布与相位变化有密切联系, 图 2(a) 中可以将连续的圆环狭缝等效为多个紧靠排列的矩形狭缝, 在左旋圆偏振光沿着自旋方向垂直入射下, 每个狭缝作为一个独立的偶极子源激发出 SPPs, 与此同时激发的 SPPs 向中心传播发生相长干涉, 这个过程中每个偶极子源的方向都是指向径向方向, 因此环绕一圈过后中心相位改变量为 2π ; 图 2(b) 中螺旋线上每个偶极子源激发 SPPs 的方向也是指向径向, 但是在不同的偶极子源位置处发生了径向的横向偏移, 导致中心电场的相位改变为 4π , 其中一半来自于圆偏振光自旋的贡献, 另一半来自于螺旋结构环绕一圈后偶极子源到中心处的光程的改变; 图 2(c) 中每个狭缝排列的位置与图 2(a) 中一致, 只是每个狭缝自旋的速度更快, 因此也导致了额外的相位

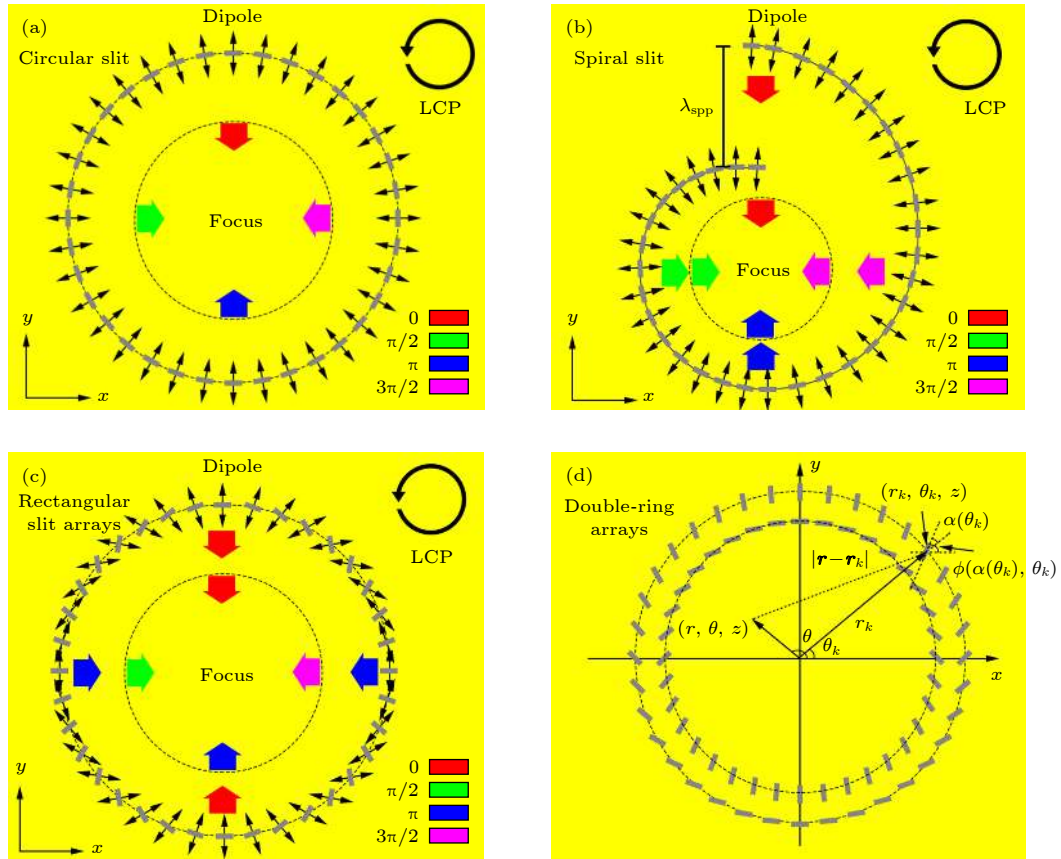


图 2 左旋圆偏振光入射下, (a) 圆狭缝、(b) 螺旋线狭缝、(c) 旋转排列的矩形纳米狭缝阵列激发 SPPs 原理示意图; (d) 矩形纳米狭缝双圆环阵列结构示意图

Fig. 2. Schematic diagram of excitation of SPPs by (a) circular slit, (b) spiral slit, (c) rotating rectangular nanoslit arrays under the incidence of left-handed circularly polarized light; (d) schematic diagram of double-ring rectangular nanoslit arrays.

改变, 与螺旋线狭缝不同, 其额外的相位改变来自于偶极子源方向相对于圆偏振光自旋的偏移角度。以上三种激发结构均会激发对应的 PVF, 其分布形式近似于第一类贝塞尔函数, 不同的相位改变量对应不同阶数的贝塞尔函数, 通过对矩形狭缝圆环阵列进行双圆环调制, 如设计内外双圆环阵列之间的间距和内外矩形狭缝阵列的旋转角等即可得到中心聚焦场, 该场对应着零阶的贝塞尔光场。

对矩形狭缝阵列激发的 PVF 进行理论推导, 首先需要得到聚焦结构在界面激发的电场表达式, 由于在近 z 平面上电场的 x 和 y 分量很弱, 所以只考虑 z 分量, 利用偶极子形成的电场模型和柱面坐标系, 得到在平面上任意一点 (r, θ, z) 的电场 z 分量表达式为^[32]

$$\mathbf{E}_z(\mathbf{r}, \theta, z, t) = \int_0^{2\pi} E_z(\alpha(\theta_k)) e^{i\phi(\alpha(\theta_k), \theta_k)} \times e^{ik_{\text{spp}}|\mathbf{r}-\mathbf{r}_k|} e^{-k_z z} e^{i\omega t} d\theta_k, \quad (3)$$

(3) 式是电场 E_z 的矢量表达式, 图 2(d) 是双圆环阵

列结构和对应的参数示意图, 其中 \mathbf{r} , θ , z 分别是选取的观察点所在的径向矢量, 方位角和 z 轴上的位移量, 而 \mathbf{r}_k 和 θ_k 代表着每个矩形狭缝偶极子源所在位置的径向矢量和方位角, $E_z(\alpha(\theta_k))$ 是矩形狭缝对应的振幅强度, 矩形狭缝的振幅是 $\alpha(\theta_k)$ 的函数, $\alpha(\theta_k)$ 是每个矩形狭缝纵向方向与矢量 \mathbf{r}_k 方向之间的夹角, 而每个夹角函数又是方位角 θ_k 的函数, 最后电场的相位函数 $\phi(\alpha(\theta_k), \theta_k)$ 是夹角和方位角的函数。(3) 式中需要确定的是振幅函数、夹角函数和相位函数。偶极子源的纵轴方向相对于 x 轴方向的旋转角 $\varphi(\theta_k)$ 为狭缝的方位角和夹角之和, 关系为

$$\varphi(\theta_k) = \alpha(\theta_k) + \theta_k, \quad (4)$$

偶极子源振幅是旋转角的函数, 满足余弦关系, 具体关系为^[18]

$$E_z(\alpha(\theta_k)) = E_0 \cos(\alpha(\theta_k)) = E_0 \cos(\varphi(\theta_k) - \theta_k), \quad (5)$$

圆偏光入射下相位与偶极子相对于 x 轴方向上的旋转角的关系为

$$\phi(\alpha(\theta_k), \theta_k) = \pm\varphi(\theta_k), \quad (6)$$

其中+对应着左旋圆偏振光, -对应着右旋圆偏振光. 在设计结构排列矩形狭缝的过程中, 均匀地在一圈的范围内排列了 N 个狭缝, 则可以计算得到每个狭缝的方位角为 $\theta_k = 2k\pi/N$ ($k = 0, 1, 2, \dots, N-1$), 步长为 $\Delta\theta_k = 2\pi/N$, 而每个狭缝自身排列会发生旋转, 一圈狭缝转过的角度为 β_0 , 旋转步长为 $\Delta\alpha(\theta_k) = \beta_0/N$, 若取最开始的一个矩形狭缝的旋转角度为 0, 则可以得到

$$\alpha(\theta_k) = \frac{\beta_0}{2\pi}\theta_k. \quad (7)$$

内圈和外圈矩形狭缝的夹角函数关系式为

$$\begin{cases} \alpha_{\text{in}}(\theta_k) = \frac{\beta_0}{2\pi}\theta_k, \alpha_{\text{out}}(\theta_k) = \frac{\beta_0}{2\pi}\theta_k + \frac{\pi}{2}, \\ \varphi_{\text{in}}(\theta_k) = \left(\frac{\beta_0}{2\pi} + 1\right)\theta_k, \varphi_{\text{out}}(\theta_k) = \left(\frac{\beta_0}{2\pi} + 1\right)\theta_k + \frac{\pi}{2}. \end{cases} \quad (8)$$

双矩形狭缝圆环阵列激发的电场表达式为

$$\begin{aligned} E_z(r, \theta, z, t) = & \int_0^{2\pi} (E_z^{\text{in}} e^{i\phi_{\text{in}}} + E_z^{\text{out}} e^{i\phi_{\text{out}}}) e^{ik_{\text{spp}}|\mathbf{r}_k - \mathbf{r} \cos(\theta - \theta_k)|} e^{-k_z z} e^{i\omega t} d\theta_k, \end{aligned} \quad (9)$$

其中, E_z^{in} 是内圈电场的 z 分量, E_z^{out} 是外圈电场 z 分量. 综合 (3)—(9) 式, 并且取间距为 $d = (2i+1)\lambda_{\text{spp}}/2$, $i = 0, 1, 2, \dots$, 可化简得到双矩形狭缝圆环阵列电场满足关系为

$$\begin{aligned} E_z(r, \theta, z, t) &= \int_0^{2\pi} \frac{E_0}{2} \left[e^{+i(\beta_0/2\pi)\theta_k} + e^{-i(\beta_0/2\pi)\theta_k} \right] \\ &\times e^{\pm i[(\beta_0/2\pi)+1]\theta_k} e^{ik_{\text{spp}}|\mathbf{r}_k - \mathbf{r} \cos(\theta - \theta_k)|} e^{-k_z z} e^{i\omega t} d\theta_k \\ &= \frac{E_0}{2} e^{-k_z z} e^{i\omega t} \int_0^{2\pi} \left[e^{\pm i(\beta_0/\pi+1)\theta_k} + e^{\pm i\theta_k} \right] \\ &\times e^{ik_{\text{spp}}|\mathbf{r}_k - \mathbf{r} \cos(\theta - \theta_k)|} d\theta_k. \end{aligned} \quad (10)$$

从 (10) 式可以得出 z 分量的电场表达式满足

$$E_z(r, \theta, z, t) \propto J_{\pm(\beta_0/\pi+1)}(k_{\text{spp}}r). \quad (11)$$

其中 $J_{\pm(\beta_0/\pi+1)}(k_{\text{spp}}r)$ 是 $\pm(\beta_0/\pi+1)$ 阶的贝塞尔函数, \pm 对应着左旋和右旋圆偏振光, 令 $\beta_0 = -\pi$ 即可得到零阶贝塞尔函数形式的中心聚焦场.

通过重新定义入射光可得基于线偏振光入射矩形狭缝圆环阵列的激发场. 线偏振光可由圆偏振

光进行线性组合, 假设线偏振光偏振方向为 ψ , ψ 是入射光偏振方向与 x 轴夹角, E_R 和 E_L 分别是左右旋圆偏光电场, 则可得两种偏振光关系为

$$E_\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\psi} E_R + e^{-i\psi} E_L), \quad (12)$$

以同样模型化简可得线偏振光入射电场表达式为

$$\begin{aligned} E_\psi = & \frac{E_0}{\sqrt{2}} \int_0^{2\pi} \sin\left(\psi - \frac{\beta_0}{\pi}\theta_k - \theta_k\right) \\ & \times e^{ik_{\text{spp}}|\mathbf{r}_k - \mathbf{r} \cos(\theta - \theta_k)|} e^{-k_z z} e^{i\omega t} d\theta_k, \end{aligned} \quad (13)$$

令 $\beta_0 = -\pi$, 即可得到线偏振入射激发的电场满足关系为

$$E_\psi \propto \sin(\psi) J_0(k_{\text{spp}}r), \quad (14)$$

其中 $J_0(k_{\text{spp}}r)$ 是零阶贝塞尔函数. 如此则通过理论推导得到了圆、线偏振光入射结构激发的电场表达式. 根据理论推导的结果可知, 通过调制内外圆环阵列间距以及矩形狭缝的自旋角度可以获得零阶贝塞尔函数形式的中心聚焦场, 与之前的相位分析结果相符.

2.3 矩形纳米狭缝圆环阵列外加多圈圆环狭缝结构

在双圆环内外圈垂直排列矩形狭缝结构的基础上, 通过在外部刻蚀 3 圈圆环狭缝, 外部的圆环狭缝的厚度小于金属膜层的厚度以保证狭缝只针对上层激发的 SPPs 进行散射增强聚焦, 如此则构成了由中央双阵列圆环和外部圆环狭缝组成的复合聚焦结构.

为了更加详细地说明所设计的聚焦结构, 绘制了结构及参数示意图, 如图 3 所示. 图 3(a) 是该聚焦结构的二维俯视示意图, 结构中共有内外两圈矩形狭缝组成的阵列圆环, 每一圈的狭缝数 $N = 36$, 相邻的每一个矩形狭缝之间的圆心角为 $\alpha_0 = 2\pi/N$, 内外两层相对应的狭缝长边取向相互垂直且内外圈阵列相距距离为 $d = 0.5\lambda_{\text{spp}}$, 内圈相邻狭缝之间的距离取为 $D = 0.4 \mu\text{m}$ ^[18]. 如此则可以确定内圈圆环阵列的半径表示为

$$R_{\text{in}} = \frac{D/2}{\sin(\alpha_0/2)} = \frac{D/2}{\sin(\pi/N)}. \quad (15)$$

外圈圆环阵列半径为 $R_{\text{out}} = R_{\text{in}} + d$, 每个矩形狭缝除了会随着阵列结构进行排布, 自身也会向着坐标轴偏转一定的角度, 假设经过一圈的排布起始和结束矩形狭缝之间转过的角度为 β_0 , 如图 3(a) 所

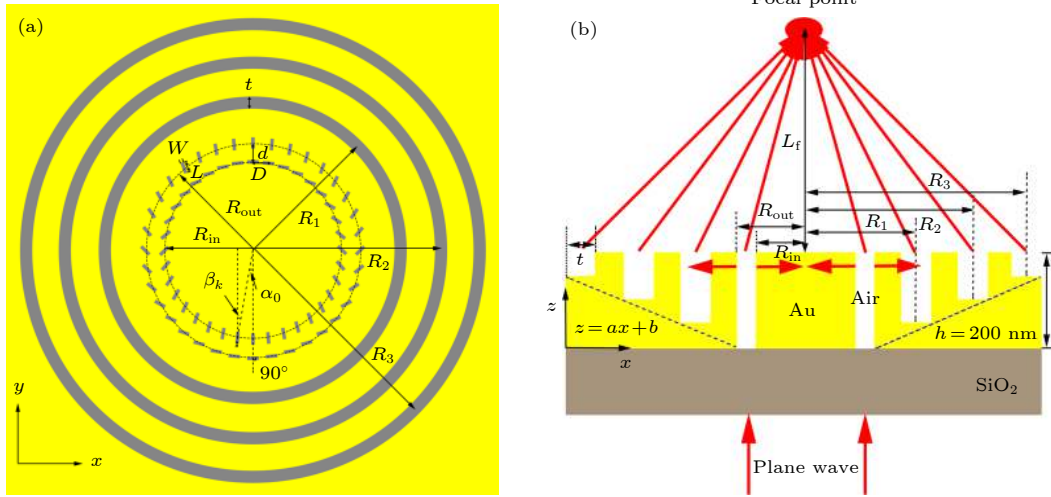


图 3 复合聚焦结构示意图 (a) 二维俯视图; (b) 截面侧视图

Fig. 3. Schematic diagram of compound focusing structure: (a) Two-dimensional top view; (b) sectional view.

示的每个相邻矩形狭缝之间的偏转角度差为

$$\Delta\beta_k = \frac{\beta_0}{N}, \quad (16)$$

图 3(a) 中 $R_m (m = 1, 2, 3)$ 对应着外部圆环狭缝的半径, $t = 0.3 \mu\text{m}$ 是圆环狭缝的宽度, 如图 3(b) 所示 SiO_2 的基底上镀上一层厚度 $h = 200 \text{ nm}$ 的金膜, 外部的圆环狭缝深度小于金膜的厚度, 排列是呈现一圈圈周期性的深度不一的圆环形狭缝凹槽, 这种排列方式从二维平面上来说是类似于 FZP 的结构^[40], 其结构由许多圈圆环构成, 作用与透镜类似, 能有效对光束进行汇聚和聚焦, 第 n 环的半径可表示为

$$r_n^2 = n\lambda f + (n\lambda)^2/4, \quad (17)$$

由 (17) 式并且设计好焦距 f 的长度, 即可计算出对应的圆环半径的大小. (18) 式中的 R_m 即对应着波带片的环半径 r_n , 示意图中每个圆环狭缝半径差值关系为

$$\Delta R_m = R_m - R_{m-1}. \quad (18)$$

FZP 的结构本质是从二维结构对激发场进行增强聚焦, 另一方面, 从三维结构上也可以对激发场进行调制, 本文应用的外部深度不一的圆环狭缝就是一种三维结构上的深度调制^[41], 其对出射面的 SPPs 相位分布进行了调制. 当光入射时, 激发的 SPPs 在内部的矩形狭缝圆环阵列内耦合并以法布里-珀罗腔体振荡模式穿透狭缝, 发生衍射并沿金属-空气分界面传播, 在凹槽区域以特定的相位、振幅发生散射而成为辐射光, 而凹槽所辐射的光会在相位满足相长干涉时发生聚焦而产生一

个聚焦点. 外部的多圆环狭缝结构可视为具有整形光束功能的纳米透镜, 理论上可通过调整狭缝深度来实现光的相位调制, 进而控制垂直于圆环狭缝凹槽方向的相位分布.

为了得到每个圆环狭缝的深度差值的最佳取值区间, 图 4 给出了在结构中心的电场强度关于外部的圆环狭缝的深度差值即圆环狭缝深度满足的离散线性关系的斜率取值之间的曲线变化趋势. 线性函数的深度调制会引起出射光的相位延迟, 耦合的 SPPs 在聚焦处相位重新分布, 形成会聚光束, 狭缝深度差越大, 相位延迟也越大, 因而不同深度差值会造成聚焦点处聚焦强度的不同, 深度差值取一定的值才能获得较为理想的增强聚焦效果, 如图 4 所示. 从图 4 可以清楚地看出, 狭缝深度变化太慢或太快结构中心激发场的电场强度都不能达到最大值, 当相邻的深度差值范围为

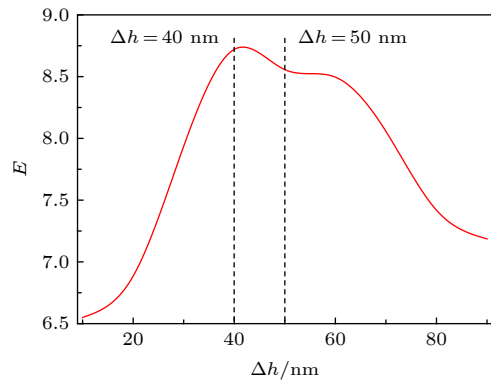


图 4 中心电场随狭缝深度差值变化趋势

Fig. 4. Variation of the center electric field with the difference of slit depth.

$$40 \text{ nm} < \Delta h_{\text{cir}}^m < 60 \text{ nm}, \quad (19)$$

此时才能取得结构中心的最大电场强度, 文中结构取值为 $\Delta h_{\text{cir}}^m = 50 \text{ nm}$, 则可以得到最终圆环狭缝满足的狭缝深度 h_{cir}^m 与圆环半径 R_m 离散的线性关系式为

$$h_{\text{cir}}^m = \frac{\Delta h_{\text{cir}}^m}{\Delta R_m} [R_{4-m} - (R_{\text{out}} + R_{\text{in}})/2] \quad (m = 1, 2, 3), \quad (20)$$

其中 m 是代表外部每个圆环狭缝的序号, h_{cir}^m 是代表每个圆环狭缝对应的狭缝深度. 以上说明了复合聚焦结构的结构模型与参数.

针对圆环狭缝对中心的聚焦一方面会受到圆环狭缝深度的影响, 另一方面受到圆环狭缝的影响, 从惠更斯原理出发, 将内部的矩形狭缝圆环阵列和外部的多圆环狭缝结合到一起进行分析. 若在结构中心上方聚焦点处形成较良好的聚焦, 需每组圆环狭缝满足相位差关系, 每组圆环狭缝到中央聚焦点的距离为

$$L_m = \sqrt{L_f^2 + R_m^2}, \quad (21)$$

L_f 是设置的焦距, 矩形狭缝圆环阵列到中央聚焦点的距离为

$$L_{\text{arr}} = \sqrt{L_f^2 + \left(\frac{R_{\text{out}} + R_{\text{in}}}{2}\right)^2}, \quad (22)$$

入射光通过矩形狭缝圆环阵列结构激发 SPPs 向两边传播, 传播到圆环狭缝从而向中心聚焦, 圆环阵列和圆环狭缝激发的 SPPs 相位差为 $\varphi_{\text{c-a}}^m = \varphi_{\text{cir}}^m - \varphi_{\text{arr}}$, φ_{cir}^m 是第 m 圈圆环狭缝对应的相位, φ_{arr} 是圆环阵列对应相位. 设每组圆环狭缝和狭缝阵列圆环之间的相位差为 $\Delta\varphi$, 若是在焦点处实现聚焦增强, 需要满足的关系为

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \varphi_{\text{c-a}}^m + \frac{2\pi}{\lambda_{\text{spp}}}(L_m - L_{\text{arr}}) \\ &= (\varphi_{\text{cir}}^m - \varphi_{\text{arr}}) \\ &\quad + \frac{2\pi}{\lambda_{\text{spp}}} \left[\sqrt{L_f^2 + R_m^2} - \sqrt{L_f^2 + \left(\frac{R_{\text{out}} + R_{\text{in}}}{2}\right)^2} \right] \\ &= \pm 2n\pi \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots). \end{aligned} \quad (23)$$

矩形狭缝圆环阵列和圆环狭缝之间的相位差即 $\varphi_{\text{c-a}}^m$, 产生相位差的原因是因为激发的 SPPs 在 xoy 平面上传播, 则可以得到

$$\varphi_{\text{c-a}}^m = \beta_{\text{spp}} [R_m \pm (R_{\text{out}} + R_{\text{in}})/2], \quad (24)$$

式中的 β_{spp} 是 SPPs 的传播常数. 圆环狭缝和矩形狭缝圆环阵列之间的相位差存在两个取值的原因是因为在经过圆心的一条直线上在圆环阵列的两个激发点都会对外层的圆环狭缝处的电场产生影响, 因此会有两个取值. 通过联立关于圆环狭缝的结构 (21)–(24) 式, 然后固定焦距 L_f 、圆环狭缝宽度 t 和矩形狭缝圆环阵列的内环与外环半径即 R_{in} 和 R_{out} 的值, 就可以确定外层圆环狭缝的半径, 进而结合之前讨论的圆环狭缝的深度线性关系 (20) 式就可以计算出每一级的圆环狭缝刻蚀金膜的深度, 这样即可计算出整个复合聚焦结构的结构参数.

3 仿真分析与结果讨论

利用 FDTD 方法进行仿真模拟讨论, 首先说明仿真模拟的各个参数. 入射光真空波长为 $\lambda_0 = 980 \text{ nm}$, 实验上可选择对应波长的激光光源; 金属选择为金膜, 厚度 $h = 200 \text{ nm}$, 实验上可通过电子束蒸镀机在二氧化硅基底上蒸镀 200 nm 厚度的金膜; 计算得到的激发的 SPPs 波长为 $\lambda_{\text{spp}} = 967 \text{ nm}$, 矩形狭缝的参数不变, 个数为 $N = 36$, 相邻狭缝中心点直线距离为 $D = 0.4 \mu\text{m}$, 双矩形狭缝圆环阵列间距 $d = 0.5\lambda_{\text{spp}}$, 圆环狭缝半径通过 (17) 和 (23) 式可以计算出当 $n = 2, R_1 = 4 \mu\text{m}$; $n = 4, R_2 = 5.37 \mu\text{m}$; $n = 6, R_3 = 6.65 \mu\text{m}$. 圆环狭缝的宽度 $t = 0.3 \mu\text{m}$, 相邻圆环狭缝深度差 $\Delta h = 0.05 \mu\text{m}$, 一部分参数是通过理论计算得出, 一部分是根据已有文献的仿真或实验所得的参数, 矩形狭缝圆环阵列和圆环狭缝的图案可通过离子束加工机器进行刻蚀. 以上便是仿真所需的所有参数.

针对实验实施和观测手段, 需要 980 nm 激光器用于产生对应波长的光, 产生特定偏振态入射光还需要将激光器的光通过四分之一波片或是半波片, 然后通过反射镜改变光路, 通过线性起偏器生成线偏振光, 最后通过物镜聚焦后入射结构中; 实验观测可通过电荷耦合器件相机来找到聚焦点, 进一步运用近场光学扫描显微镜和近场光学探针来扫描获得聚焦点处近场的强度分布.

3.1 圆偏光入射复合聚焦结构的近场聚焦分析

首先讨论复合聚焦结构的近场聚焦能力, 由于

在近场聚焦电场的 x 和 y 分量都很小, 故只讨论近场聚焦电场的 z 分量. 从入射光的偏振态入手, 分别研究圆偏振光和线偏振光入射复合聚焦结构产生的聚焦电场. 图 5 所示是左旋圆偏振光入射复合聚焦结构在近场产生的聚焦电场的电场分布图和沿 $x = 0$ 或 $y = 0$ 方向的电场强度切面曲线图, 因为根据 (11) 式对于左旋和右旋圆偏振光入射结构激发的零阶贝塞尔场分布相同, 所以这里只研究左旋圆偏振光.

图 5(a) 是左旋圆偏振光入射复合聚焦结构在观察面处 $z = 0.18 \mu\text{m}$ 生成的电场强度图, 可以看出激发场分布为近贝塞尔场零阶形式, 因此验证了 (11) 式的正确性, 结构中心生成强度很大的聚焦光斑, 且向外发散的电场的强度在逐渐减弱, 说明外层圆环狭缝阻碍了电场向外发散, 增强了中心的聚焦; 图 5(b) 是 x 和 y 方向电场切面强度曲线, 可知 x 和 y 方向电场曲线变化趋势一致且中心聚焦的强度增强, 其聚焦中心焦斑的半高宽为 $\text{FWHM} = 0.65 \mu\text{m}$. 通过仿真证明了圆环狭缝辅助聚焦结构对中心聚焦起正向促进作用, 且聚焦中心焦斑的半高宽满足 $\text{FWHM} = 0.65 \mu\text{m} < \lambda_{\text{spp}}$ 的关系, 因此可以实现近场的亚波长的聚焦, 且聚焦的效果较为良好.

3.2 线偏光入射复合聚焦结构的近场聚焦分析

接着讨论分析任意线偏振态的光入射复合结构产生的电场分布. (14) 式表明设计的复合聚焦结构在入射光为线偏振光时激发的中心聚焦电场分

布是一个正弦的包络因子乘上零阶贝塞尔场的形式, 为验证理论推导的正确性, 通过调控入射光的偏振角度, 对激发场进行了仿真. 如图 6 所示是 x 方向偏振、 y 方向偏振和 $\pm 45^\circ$ 方向偏振光入射结构的激发场的电场仿真图. 除了图 6(a) 中偏振状态为 $\psi = 0^\circ$ 的偏振光入射产生的电场为零之外, 其余三种线偏振光皆可以产生中心聚焦的零阶贝塞尔场的聚焦电场, 从强度颜色表示渐变图可知其余三种产生中心聚焦场的电场强度不相等. 为了进一步说明线偏振入射光的偏振状态对生成的聚焦电场的影响, 仿真了四种线偏振光的 x 方向的电场强度切面曲线图, 如图 7(a) 所示, 可知当入射光的偏振方向是 x 方向时, 电场强度为零, $\pm 45^\circ$ 偏振方向产生的电场强度相等, 偏振方向为 y 方向可得电场强度最强, 半高宽 $\text{FWHM} = 0.63 \mu\text{m}$, 图 7(b) 是仿真的中央聚焦电场的 z 分量强度关于偏振角度 ψ 的变化趋势图, 可以看出聚焦场中心电场强度的幅值正是满足了正弦的关系, 因此可通过调控入射线偏振光偏振方向控制激发场的电场强度, 这与理论推导 (14) 式一致, 因此可以验证理论公式的正确性.

为了说明外层的圆环狭缝对中心聚焦的正向增强作用, 分别对只有内层的矩形狭缝阵列的简单结构和本文提出的复合聚焦结构进行了仿真对比分析. 如图 8 所示, 蓝色虚线代表不具有圆环狭缝的聚焦结构激发的中央聚焦电场, 而红色代表同时具有矩形狭缝阵列环和圆环狭缝的复合聚焦结构激发的聚焦场, 可以把图分为 2 个区域, 分别是聚焦场区域 $|x| < 4 \mu\text{m}$ 和发散场区域 $|x| > 4 \mu\text{m}$, 而仿真中圆环狭缝的起始半径大约为 $4 \mu\text{m}$, 由图可

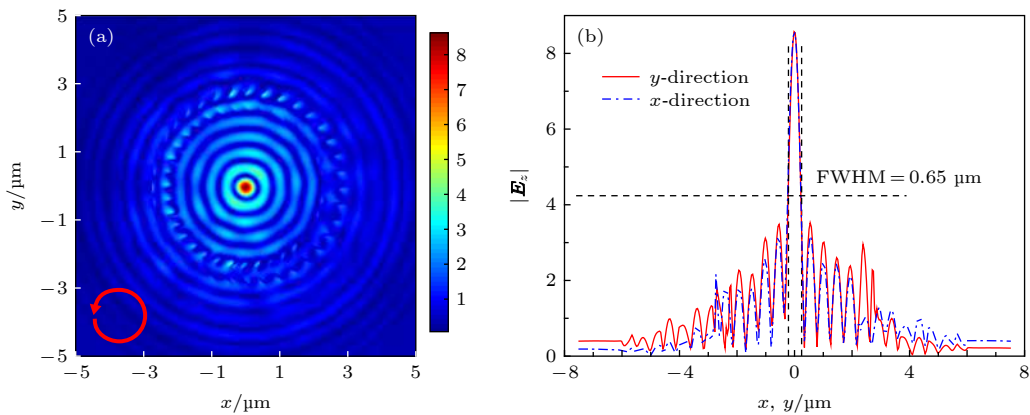


图 5 左旋圆偏振光入射结构仿真图 (a) 电场分布图; (b) 电场强度切面曲线图

Fig. 5. Simulation diagram of left-hand circularly polarized light incident structure: (a) Electric field distribution diagram; (b) cross-section curve of electric field intensity.

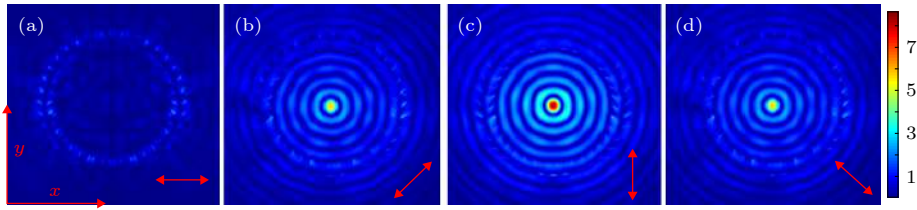


图 6 不同偏振方向线偏振光激发的电场分布 (a) $\psi = 0^\circ$; (b) $\psi = +45^\circ$; (c) $\psi = 90^\circ$; (d) $\psi = -45^\circ$

Fig. 6. Electric field distribution excited by linearly polarized light in different polarization directions: (a) $\psi = 0^\circ$; (b) $\psi = +45^\circ$; (c) $\psi = 90^\circ$; (d) $\psi = -45^\circ$.

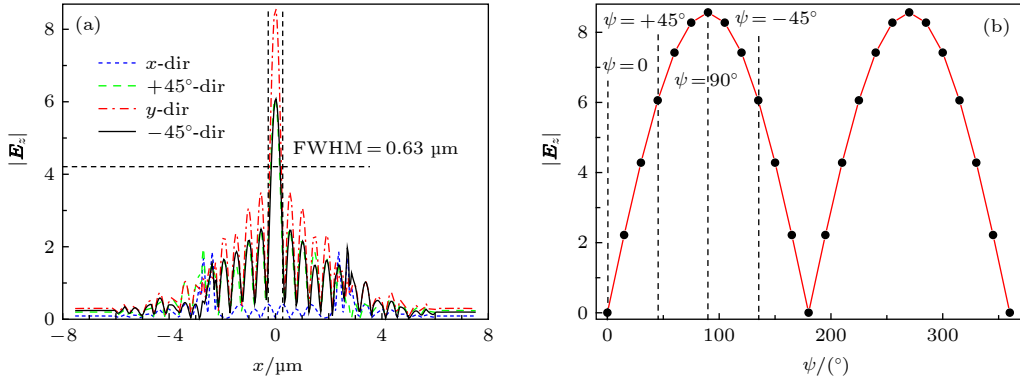


图 7 线偏振光入射结构仿真曲线 (a) 电场强度切面曲线; (b) 中心聚焦点强度随 ψ 变化曲线

Fig. 7. Simulation curves of linearly polarized light incident structure: (a) Section curves of electric field intensity; (b) curve of the intensity of the central focal point changing with ψ .

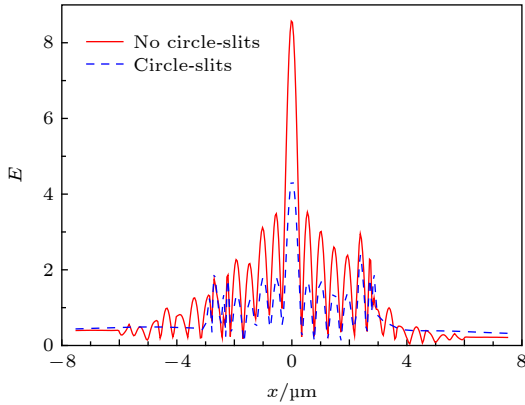


图 8 简单结构和复合聚焦结构激发场强度曲线对比

Fig. 8. Comparison of the excitation field intensity curves of the simple structure and the composite focusing structure.

得复合聚焦结构激发的聚焦场强度高于简单矩形狭缝阵列环结构激发的电场, 且中心聚焦的电场强度大约为 2 倍关系; 在发散区域, 复合结构具有抑制外层光发散的作用, 使得发散场强度略低于简单结构. 综上所述, 辅助聚焦的圆环狭缝结构具有增强中心聚焦的能力, 证明了其增强聚焦的有效性.

4 结 论

本文提出了一种由矩形狭缝圆环阵列和圆环

狭缝构成的复合增强聚焦的超表面结构. 对矩形狭缝结构参数和阵列结构参数进行了优化设计, 得到了结构设计的最佳参数区域, 从理论上得到了不同偏振状态入射光的激发场电场表达式和增强聚焦的原理, 验证了复合聚焦结构可以在结构中心近场产生 PVF, 且激发场具有偏振敏感性, 可通过入射光偏振态调控聚焦强度, 聚焦中心的焦斑半宽为 0.66λ , 能够实现亚波长聚焦, 且聚焦光斑强度可达单一结构的两倍, 实现了增强聚焦的效果. 这些研究结果不仅在光学微纳调控领域有较好的潜在应用价值, 且对偏振检测和光信息传输器件集成也有一定的指导意义.

参考文献

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [2] Fang N, Lee H, Sun C, Zhang X 2005 *Science* **308** 534
- [3] Lieven V, Catrysse P B, Yu Z F, Fan S H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 033902
- [4] Yin L, Vlasko-Vlasov V K, Pearson J, Hiller J M, Hua J, Welp U, Brown D E, Kimball C W 2005 *Nano Lett.* **5** 1399
- [5] Shen Z, Hu Z J, Yuan G H, Min C J, Fang H, Yuan X C 2012 *Opt. Lett.* **37** 4627
- [6] Wang J J, Duan G T, Liu G Q, Yue L, Chen Z X, Lei X, Cai W P 2016 *J. Hazard. Mater.* **303** 94
- [7] Coluccio M L, Francardi M, Gentile F, Candeloro P, Ferrara

- L, Perozziello G, Fabrizio E D 2014 *Sensors* **14** 6056
- [8] Song W T, Fang Z Y, Huang S, Lin F, Zhu X 2010 *Opt. Express* **18** 14762
- [9] Holmgaard T, Gosciniaik J, Bozhevolnyi S I 2010 *Opt. Express* **18** 23009
- [10] Raghunathan S B, Gan C H, Dijk T V, Kim B E, Schouten H F, Ubachs W, Lalanne P, Visser T D 2012 *Opt. Express* **20** 15326
- [11] Song E Y, Lee Y L, Hong J, Lee K, Lee Y, Lee G Y, Kim H, Lee B 2016 *Laser Photon. Rev.* **10** 299
- [12] López-Tejeira F, Rodrigo S G, Martín-Moreno L, García-Vidal F J, Devaux E, Ebbesen T W, Krenn J R, Radko I P, Bozhevolnyi S I, González M U 2007 *Nat. Phys.* **3** 324
- [13] Radko I P, Bozhevolnyi S I, Brucoli G, Martín-Moreno L, García-Vidal F J, Boltasseva A 2009 *Opt. Express* **17** 7228
- [14] Li X W, Huang L L, Tan Q F, Bai B F, Jin G F 2011 *Opt. Express* **19** 6541
- [15] Li L, Li T, Wang S, Zhu S, Zhang X 2011 *Nano Lett.* **11** 4357
- [16] Tanemura T, Balram K C, Dany-Sebastien L G, Pierre W, White J S, Brongersma M L, Miller D A B 2011 *Nano Lett.* **11** 2693
- [17] Lee S Y, Kim K, Lee G Y, Lee B 2015 *Opt. Express* **23** 15598
- [18] Lee B, Park H, Kim K Y, Kim K, Lee S Y, Kim S J 2015 *Optica* **2** 6
- [19] Wintz D, Genevet P, Ambrosio A, Woolf A, Capasso F 2015 *Nano Lett.* **15** 3585
- [20] Kim H, Park J, Cho S W, Lee S Y, Kang M, Lee B 2010 *Nano Lett.* **10** 529
- [21] Yang Y J, Thirunavukkarasu G, Babiker M, Yuan J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 094802
- [22] Liu J L, Gao Y, Ran L L, Guo K, Lu Z W, Liu S T 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 013116
- [23] Chen C F, Ku C T, Tai Y H, Wei P K, Lin H N, Huang C B 2015 *Nano Lett.* **15** 2746
- [24] Rui G H, Abeyasinghe D C, Nelson R L, Zhan Q W 2013 *Sci. Rep.* **3** 2237
- [25] Zhou H L, Dong J J, Zhou Y F, Zhang J H, Liu M, Zhang X L 2015 *IEEE Photonics J.* **7** 1
- [26] Ren H R, Li X P, Zhang Q M, Gu M 2016 *Science* **352** 805
- [27] Garoli D, Ongarello T, Zilio P, Carli M, Romanato F 2015 *Appl. Opt.* **54** 1161
- [28] Garoli D, Romanato F, Carli M, Zilio P, Giorgis V 2014 *Opt. Express* **22** 26302
- [29] Hu C B, Xu J, Ding J 2017 *J. Mod. Opt.* **64** 1
- [30] Wang S, Deng Z L, Wang F Q, Wang X L, Li X P 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 077801 (in Chinese) [王帅, 邓子岚, 王发强, 王晓雷, 李向平 2019 物理学报 **68** 077801]
- [31] Lin J, Mueller J P B, Wang Q, Yuan G H, Antoniou N, Yuan X C, Capasso F 2013 *Science* **340** 331
- [32] Lee S Y, Kim S J, Kwon H, Lee B 2015 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **27** 705
- [33] Chen Y G, Li Z Y 2016 *Plasmonics* **11** 1385
- [34] Li X, Zhang R R, Zhang Y Q, Ma L, He C W, Ren X R, Liu C X, Cheng C F 2018 *New J. Phys.* **20** 063037
- [35] Wang S, Wang S, Zhang Y 2018 *Opt. Express* **26** 5461
- [36] Wang J, Zhang J 2018 *Opt. Express* **26** 14626
- [37] Jiang Q, Bao Y J, Lin F, Zhu X, Zhang S, Fang Z Y 2018 *Adv. Funct. Mater.* **28** 1705503
- [38] Qi Y P, Zhou P Y, Zhang X W, Yan C M, Wang X X 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 107104 (in Chinese) [祁云平, 周培阳, 张雪伟, 严春满, 王向贤 2018 物理学报 **67** 107104]
- [39] Maier S A 2007 *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Berlin: Springer Berlin) pp13–34
- [40] Fu Y Q, Zhou W, Lim L E N, Du C L, Luo X G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 061124
- [41] Shi H, Dong X, Lv Y, Du C 2009 *Appl. Phys. B* **95** 345

Enhanced near field focus steering of rectangular nanoslit metasurface structure^{*}

Li Xin Wu Li-Xiang Yang Yuan-Jie[†]

(*Department of Physics, University of Electronic Science And Technology of China, Chengdu 610054, China*)

(Received 14 May 2019; revised manuscript received 2 July 2019)

Abstract

Surface plasmon polaritons (SPPs) are electromagnetic excitations propagating along the metal-dielectric interface. The SPPs excited by the metal micro/nano structures have the ability to manipulate the light on a subwavelength scale. The SPPs are of interest to researchers for its excellent subwavelength field confinement and local field enhancement. So far, the SPPs have found numerous applications in optical tweezers, biological sensors, and near-field holographic imaging, due to its subwavelength focusing.

In order to achieve enhanced near field subwavelength focusing, we propose a metasurface structure in this paper, which is composed of rectangular nanoslit circular arrays and multilayer annular slits. The function of the inner ring arrays is to excite SPPs and the outer ring slits is to enhance focusing. The electric field expression of SPP is studied analytically and theoretically, and then the principle of rectangular nanoslit to excite SPP and the inner ring array structure to generate central focusing are explained. The parameters of the structure are optimized, and the focusing characteristics of the metasurface structure under different polarization light are studied by using the finite difference time domain method. Furthermore, we explain the principle of the external structure enhancing focusing by introducing the theory of Fresnel zone plate and depth modulation. The analytical expressions and simulations show that when the incident polarized light has a wavelength of 980 nm, the focal spot having a full width at half maximum of about 650 nm, and the distribution of the coupled field can be approximately expressed by the first kind Bessel function. Compared with the former single circular array structure, the composite structure proposed in this paper has a good effect of both enhancing the central focusing and inhibiting the outer field divergence, and the center focal spot intensity is doubled. In addition, the electric field excited by the arbitrary linearly polarized light is also discussed, the electric field satisfies the form of the polarization angle sinusoidal function multiplied by a Bessel function.

The research results of our study have some applications in subwavelength light modulation, near-field imaging, optical tweezers, and subwavelength scale optical information processing and so on.

Keywords: surface plasmon polaritons, subwavelength focusing, metasurface structure, Bessel optical field

PACS: 71.36.+c, 41.20.Jb, 42.25.Bs, 81.05.Xj

DOI: [10.7498/aps.68.20190728](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190728)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11874102, 11474048).

[†] Corresponding author. E-mail: dr.yang2003@uestc.edu.cn