

# 基于填充液晶的金属狭缝阵列结构对光束的调控

王继成 梁修业 夏秀山 唐宝杰 宋 慈 曲世年

江南大学理学院, 江苏 无锡 214122

**摘要** 利用表面等离子体调控光束传输,在微纳集成光学及光通信领域有广泛应用。提出了一种狭缝中填充液晶的金属微纳阵列结构理论设计。利用表面等离子体传输效应,通过设定狭缝宽度、外加电场改变液晶的方位角控制相位延迟等参数,设计不同新颖效果的金属微纳光学透镜。利用时域有限差分(FDTD)法对三狭缝、六狭缝及五狭缝阵列结构进行数值模拟表明,上述结构分别实现光束偏转、光分束及光聚焦效果。偏转角、分束角及焦点位置随着狭缝宽度及方位角的改变而变化,从而实现对光束的调控作用。设计结构简单,可以通过电子束刻蚀系统等实验设备加工,具有较好的应用前景。

**关键词** 表面光学; 表面等离子体; 时域有限差分法; 光束调控; 液晶

**中图分类号** O436 **文献标志码** A **doi**: 10.3788/LOP51.122401

## Controlling Light Based on Metal Slit Array Structure Filling in Liquid Crystal

Wang Jicheng Liang Xiuye Xia Xiushan Tang Baojie Song Ci Qu Shinian

School of Science, Jiangnan University, Wuxi, Jiangsu 214122, China

**Abstract** The light propagation manipulated by surface plasmon polaritons is applied widely in micro-nano integrated optics and optical communication. The model of metal slit array structure with liquid crystal filled in the slits is proposed. Using surface plasmon's transmission effect, several novel metallic micro-nano optical lens are designed by setting the slit width and director angle of liquid crystal. The finite-difference time-domain (FDTD) method is adopted for numerical simulations of three slits, six slits and five slits array structure. The results show that three functions of the light deflecting, light splitting and light focusing are achieved. The deflecting angle, splitting angle and focus length can be manipulated, and the light propagation controlling can be reached by changing the slit width and director angle of liquid crystal. This design has a good application prospect for its simple structure and easy fabrication by experimental equipment like electron beam lithography system.

**Key words** optics at surfaces; surface plasmon polaritons; finite-difference time domain method; light controlling; liquid crystal

**OCIS codes** 240.6680; 230.3990; 250.5403

## 1 引言

表面等离子体(SPPs)是金属与电介质界面存在的一种电子与光子相互作用形成的集体震荡行为<sup>[1]</sup>,具有表面电磁波的传播性能,其最大的优点在于可将电磁场能量聚集在纳米尺度,打破传统光学器件的衍射极限。SPPs的表面局域和近场增强的特性使其在光波导、纳米光刻、生物传感、表面等离子体共振等领域有着广泛的应用前景<sup>[2-6]</sup>。近年来在亚波长金属孔径阵列中奇特的光束传输现象引起人们对金属亚波长结构的研究兴趣<sup>[7-9]</sup>,金属表面激发的SPPs是上述奇特现象产生的主要原因,法布里-珀罗(F-P)共振及复合衍射渐逝波模式等理论可以用来解释金属阵列中的光束传输<sup>[10-11]</sup>。基于SPPs原理设计的金属微纳光学器件

收稿日期: 2014-05-12; 收到修改稿日期: 2014-07-01; 网络出版日期: 2014-10-15

基金项目: 国家自然科学基金(11347196, 11347214, 61178032)、江苏省自然科学基金(BK2012548, BK20130162, BK20140167)、江南大学自主科研基金(JUSRP211A20)和国家大学生创新训练计划(201410295027)

作者简介: 王继成(1980—),男,博士,副教授,主要从事微纳光学、量子光学与信息等方面的研究。

E-mail: jcwang@jiangnan.edu.cn

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

可以减小光学元件波长,使其在亚波长范围内克服衍射极限。多个小组基于SPPs原理设计了金属纳米光学透镜,通过调节金属阵列结构中狭缝深度<sup>[12]</sup>或狭缝宽度<sup>[13]</sup>实现光束偏转和聚焦。Sun等<sup>[14]</sup>提出一种改进的金属微纳光学透镜设计可构成亚波长尺寸的光分束器。在金属微纳阵列透镜中填充非线性材料,通过改变入射光强度,可以操纵亚波长光束的传播方向<sup>[15-16]</sup>,基于表面等离子体原理的金属微纳阵列透镜在理论和实验设计及应用领域被广泛研究<sup>[17-21]</sup>。

另一方面,由于SPPs波对金属表面周围介质的介电常数变化非常敏感,在亚波长金属阵列结构中加入液晶(LC),改变液晶的电压能够调谐光场透射峰值,从而起到操控光束的作用。例如在金属小孔阵列结构镀上液晶膜可以控制光束的传输<sup>[22]</sup>。在金属微纳阵的小孔中填充液晶可以对非寻常光进行动态操控<sup>[23]</sup>。此外,操控光束传输的方法还可以应用到太赫兹与微波等领域<sup>[24-25]</sup>。

本文提出了一种基于狭缝中填充液晶介质的金属纳米阵列结构,狭缝的宽度可调,以此设计动态操控光束传输的光学透镜。假设液晶在外加电场作用下,金属阵列的介电响应不变,狭缝中填充液晶的方位角可以控制相位延迟,从而控制光束的传输与偏转。与上述提到金属微纳阵列光学透镜设计相比,狭缝填充液晶的金属狭缝阵列光学透镜设计简单,可以实现光束偏转,光束准直和光束分束三种功能。此外还可以起到动态操纵光束聚焦位置、光束偏转和外电场作用下的光束分裂等效果。利用时域有限差分(FDTD)法给出模拟结果。狭缝填充液晶的金属阵列结构理论设计在实验中易于实现,在光通信、微纳集成光学、生物传感等领域具有广泛的应用前景。

## 2 理论及模拟方法

SPPs是一种特殊的电磁场,沿金属表面局域传播,当两个紧贴放置的平行金属板中间填充液晶,SPPs波以TM波导模式耦合到金属狭缝中。SPPs波在金属狭缝中以一个较为复杂的传播常数模式传播,在狭缝出口处转换为辐射模式。该传播常数与金属狭缝中的液晶和金属有关。假设液晶处于 $x-z$ 平面且由外加电场控制,则液晶的介电常数张量 $\varepsilon_{LC}$ 表示为

$$\varepsilon_{LC} = \begin{pmatrix} \varepsilon_o \cos^2 \Phi + \varepsilon_e \sin^2 \Phi & 0 & (\varepsilon_e - \varepsilon_o) \cos \Phi \sin \Phi \\ 0 & \varepsilon_o & 0 \\ (\varepsilon_e - \varepsilon_o) \cos \Phi \sin \Phi & 0 & \varepsilon_o \cos^2 \Phi + \varepsilon_e \sin^2 \Phi \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中 $\varepsilon_o$ 和 $\varepsilon_e$ 为主轴的相对介电常数, $\Phi$ 为液晶方位角,表示外加电压对液晶介电常数影响的方位参数。

对于狭缝填充液晶的金属阵列结构,SPPs波的有效传播系数可以表示为<sup>[26]</sup>:

$$\tan \left( \frac{k_0 w \sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_o} \sqrt{\varepsilon_{11} - \beta^2}}{2\varepsilon_{11}} \right) = \frac{\sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_o} \sqrt{\varepsilon_m - \beta^2}}{i\varepsilon_m \sqrt{\varepsilon_{11} - \beta^2}}, \quad (2)$$

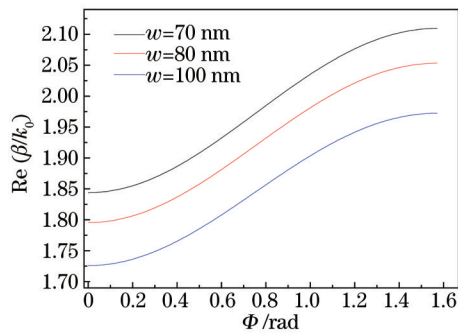
式中 $k_0$ 为光在真空中的波矢大小, $\varepsilon_m$ 为金属中的相对介电常数, $\varepsilon_{11}$ 为液晶相对介电常数 $\varepsilon_{LC}$ 的11-元素, $w$ 为金属狭缝的宽度。

由于SPPs波的传播系数与 $k_0$ 比值的实部 $\text{Re}(\beta/k_0)$ 决定狭缝中耦合SPPs的相位延迟,图1给出不同狭缝宽度 $w$ 下 $\text{Re}(\beta/k_0)$ 与方位角 $\Phi$ 的关系图。这里阵列结构中的金属选用银( $\varepsilon_e = -35.38 + 190i$ ),入射光波长选取为885 nm,主轴的介电常数为 $\varepsilon_e = 2.56$ 和 $\varepsilon_o = 1.96$ 。从图中可以明显地发现,方位角 $\Phi$ 相同时, $\text{Re}(\beta/k_0)$ 随着狭缝宽度 $w$ 增加而变大,同时在狭缝宽度 $w$ 相同时, $\text{Re}(\beta/k_0)$ 随着方位角 $\Phi$ 的增加而变大。

为了验证狭缝填充液晶的金属阵列结构的光束操控物理过程,使用二维FDTD进行数值模拟,设置吸收边界为完美匹配层(PML),模拟的空间步长为5 nm,时间步长为 $10^{-17}$  s。金属薄膜的介电常数与频率相关,金属色散响应由二阶Lorentz色散模型表示,二阶Lorentz色散模型表达式为<sup>[27]</sup>

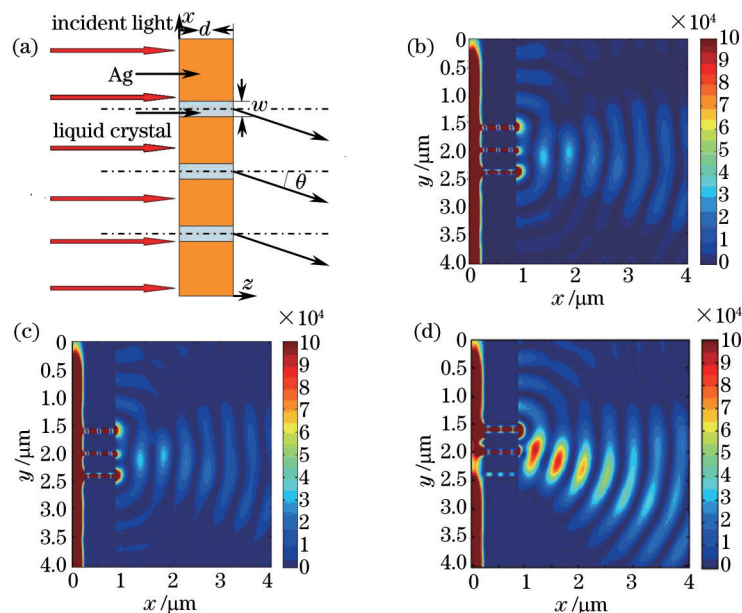
$$\varepsilon(\omega) = \frac{\chi_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} + \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_o}, \quad (3)$$

式中 $\omega_p = \chi_0 \omega_0^2$ 为表面等离子体共振频率,数量级通常为 $10^{16} \text{ s}^{-1}$ , $\omega_0 = 2.10 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ , $\varepsilon_o = 1.96$ , $\varepsilon_\infty = 3.7$ 为高频响应频率,远大于共振频率, $\Gamma/2\pi$ 为碰撞频率,其中 $\Gamma = 2.62 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ 。考虑各向异性响应,利用电场关系 $D = \varepsilon_{LC} E$ ,将(1)式 $\varepsilon_{LC}$ 带入电磁波方程利用FDTD算法进行计算。

图1 不同狭缝宽度下  $\text{Re}(\beta/k_0)$  与方位角  $\Phi$  的关系图Fig.1  $\text{Re}(\beta/k_0)$  varies with director angles  $\Phi$  for different slit widths

### 3 模拟结果及讨论

首先研究三狭缝金属阵列结构对光束传输的操控。图2(a)所示为三狭缝金属阵列结构示意图,图中银膜的厚度  $d$  为 625 nm,狭缝中心距离为 400 nm,狭缝宽度  $w$  由上到下分别为 100、80、70 nm,输出光束的偏转角为  $\theta$ ,TM 偏振平面波(波长为 885 nm)从三狭缝阵列结构的左侧入射,狭缝中填充液晶,液晶由外加电场所控制。利用 FDTD 法数值模拟三狭缝金属阵列的光束传输,方位角  $\Phi$  分别取  $0, \pi/4, \pi/2$  时的场分布  $|H_z|^2$  效果如图 2(b)~(d)所示。如图 1 所讨论,狭缝宽度  $w$  越窄,  $\text{Re}(\beta/k_0)$  越大。因此三狭缝结构初始设置狭缝宽度  $w$  由上至下依次减小,  $\text{Re}(\beta/k_0)$  依次变大,从而使光束倾斜至金属阵列缝宽  $w=70$  nm 的一侧。接着分析透射光束的倾斜角发生变化的原因。如图 1 所示,随着方位角  $\Phi$  增大,两狭缝之间  $\text{Re}(\beta/k_0)$  的差值增大,从而导致任意两缝间的初始相位差增大,由于初始相位的不断增大,导致射出光束倾斜角  $\theta$  随着方位角  $\Phi$  的增加而变大。当方位角  $\Phi$  取  $\pi/2$  时,由下至上不同缝宽  $w$  对应的  $\text{Re}(\beta/k_0)$  值分别为 1.97, 2.06, 2.12, 可得光束倾斜角  $\theta$  约为  $\pi/9$ 。由此可知,方位角  $\Phi$  分别取  $0, \pi/4, \pi/2$  时,随着方位角  $\Phi$  增大,光束倾斜角  $\theta$  从 0 增加至  $\pi/9$ 。

图2 (a) 三狭缝阵列结构示意图; FDTD 数值模拟不同的方位角  $\Phi$  条件下的场分布  $|H_z|^2$ : (b)  $\Phi = 0$ ; (c)  $\Phi = \pi/4$ ; (d)  $\Phi = \pi/2$ Fig.2 (a) Schematic of the three-slit array structure; FDTD simulations of magnetic field intensity distribution  $|H_z|^2$  are shown at different director angles  $\Phi$ : (b)  $\Phi = 0$ ; (c)  $\Phi = \pi/4$ ; (d)  $\Phi = \pi/2$ 

基于图 2 所示三狭缝阵列结构光束传输效果,设计六狭缝金属阵列结构,光分束效果图如图 3(a)所示。图 3(a)中银膜的厚度  $d$  为 625 nm,狭缝中心距离为 400 nm,狭缝宽度  $w$  由上到下分别为 70、80、100、100、80、70 nm,输出光束的偏转角为  $\theta$ ,TM 偏振平面波(波长为 885 nm)从六狭缝阵列结构的左侧入射,狭缝中

填充液晶,液晶由外加电场所控制。利用FDTD数值模拟六狭缝金属阵列的光束传输,方位角 $\Phi$ 分别取 $0, \pi/4, \pi/2$ 时的场 $|H_z|^2$ 分布效果如图3(b)~(d)所示。当方位角 $\Phi$ 从 $0$ 到 $\pi/2$ 增大时,如图1及图2所讨论可知,三缝阵列结构的出射光束倾斜角变大,导致光束通过六缝阵列结构(两个三缝相加对称结构)时,光束向上及向下出射光束倾斜角逐渐变大,形成分束效果,分束角随方位角的增加而变大。当方位角 $\Phi$ 为 $0$ 时,没有分束发生。方位角 $\Phi$ 为 $\pi/2$ 时,分束效果最大,分束角约为 $\pi/4$ 。六狭缝金属阵列结构设计<sup>[14]</sup>与Sun的亚波长尺寸的光分束器设计<sup>[14]</sup>相比,狭缝阵列结构更为简单,并且通过控制外加电场可以达到光分束效果。

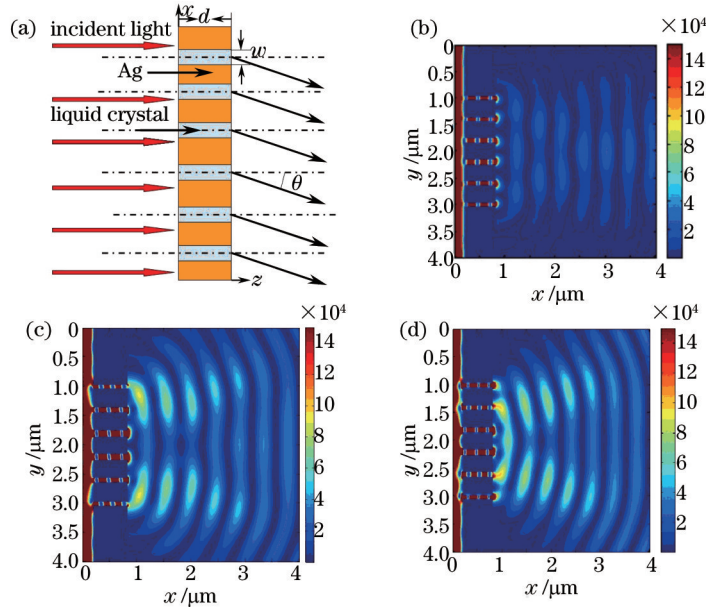


图3 (a) 六狭缝阵列结构示意图; FDTD数值模拟不同的方位角 $\Phi$ 条件下的场分布 $|H_z|^2$ :

(b)  $\Phi = 0$ ; (c)  $\Phi = \pi/4$ ; (d)  $\Phi = \pi/2$

Fig.3 (a) Schematic of the six-slit array structure; FDTD simulations of magnetic field intensity distribution  $|H_z|^2$  are shown at different director angles  $\Phi$ : (b)  $\Phi = 0$ ; (c)  $\Phi = \pi/4$ ; (d)  $\Phi = \pi/2$

图4所示为五狭缝金属阵列结构示意图及方位角 $\Phi$ 分别取 $0, \pi/4, \pi/2$ 时的场 $|H_z|^2$ 分布。金属和液晶选取参数与图2及图3相同,狭缝宽度 $w$ 由上到下分别为100、80、70、80、100 nm,随着五狭缝结构初始

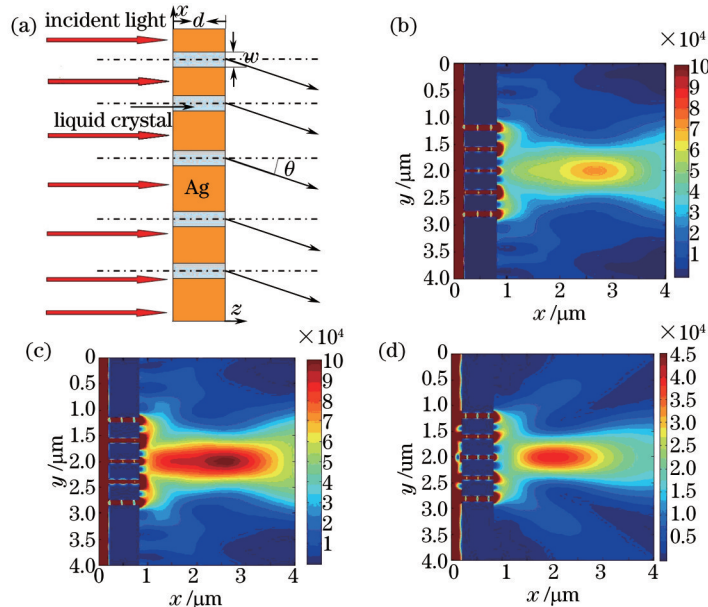


图4 (a) 五狭缝阵列结构示意图; FDTD数值模拟不同的方位角 $\Phi$ 条件下的场分布 $|H_z|^2$ : (b)  $\Phi = 0$ ; (c)  $\Phi = \pi/4$ ; (d)  $\Phi = \pi/2$

Fig.4 (a) Schematic of the five-slit array structure; FDTD simulations of magnetic field intensity distribution  $|H_z|^2$  are shown at different director angles  $\Phi$ : (b)  $\Phi = 0$ ; (c)  $\Phi = \pi/4$ ; (d)  $\Phi = \pi/2$



设置狭缝宽度  $w$  由上下两侧向中间依次减小,  $\text{Re}(\beta/k_0)$  由上下两侧向中间依次变大, 从而使光束向中间狭缝  $70 \text{ nm}$  处产生会聚作用。从图 4(b)~(d) FDTD 数值模拟场  $|H_z|^2$  分布可以看到光束传输出现聚焦效果, 光束焦点位置随着方位角  $\Phi$  的变化而改变。这是由于方位角  $\Phi$  变化, 狭缝间的相位差随之发生变化而造成的。当任意两个狭缝之间的相位差减小, 光束聚焦位置远离输出面; 当狭缝建相位差增大, 光束聚焦位置靠近输出面。图 5 所示为五狭缝结构光束聚焦焦距与方位角  $\Phi$  的关系图。从图可以看出焦距随着方位角  $\Phi$  增加而减小, 方位角  $\Phi$  从  $0$  增大到  $\pi/2(1.57 \text{ rad})$ , 焦点位置从  $1.86 \mu\text{m}$  减小到  $0.95 \mu\text{m}$ 。上述五狭缝结构可以实现光束聚集并且动态操纵焦点位置。

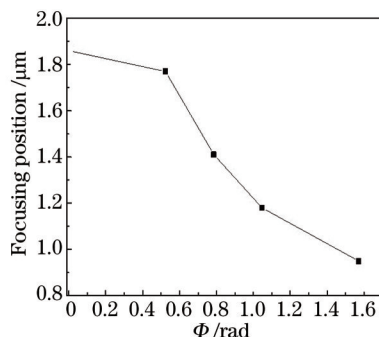


图5 焦距与方位角  $\Phi$  关系图

Fig.5 Focusing length varies with director angle  $\Phi$

## 4 结 论

综上所述, 利用狭缝中填充液晶的金属微纳阵列结构设计了几款新颖的金属微纳结构光学透镜。金属阵列的狭缝宽度  $w$  可调, 液晶方位角  $\Phi$  在外加电场作用下改变引起相位延迟, 从而动态操控光束通过填充液晶狭缝的传输效果。利用表面等离子体原理, 设计三狭缝、六狭缝及五狭缝金属阵列结构, 分别实现光束偏转、光束分束、光束准直及光束聚焦等多种功能。此外还可以获得动态操纵光束聚焦位置、光束偏转和外电场作用下的光束分裂等效果。利用时域有限差分法给出三狭缝、六狭缝及五狭缝金属阵列结构模拟技术结果并进行分析。该填充液晶的金属狭缝阵列结构设计结构简单, 通过电子束刻蚀系统等实验设备加工, 可以应用到亚波长光束整形、集成光学、数据存储、近场成像等光通信及微纳光学集成领域, 具有较好的应用前景。

## 参 考 文 献

- 1 William L B, Alain D, Thomas W T. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- 2 Wang Y, Wang J, Gao S, *et al.* Two-way directional plasmonic excitation with two unsymmetrical metallic slits[J]. Appl Phys Express, 2013, 6(2): 022003.
- 3 Wang J, Wang Y, Zhang X, *et al.* Splitting and unidirectional excitation of surface plasmon polaritons by two uniform metallic nanoslits with a nanocavity antenna[J]. Journal Modern Optics, 2010, 57(17): 1630-1634.
- 4 Chen Xinlin, Xiao Guangzong, Zhang Bin, *et al.* Influences of the probe beam convergence on performance of surface plasmon resonance sensor[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 40(10): 1014001.  
陈鑫麟, 肖光宗, 张 斌, 等. 探测光束会聚对表面等离子体共振传感器性能的影响[J]. 光学学报, 2013, 40(10): 1014001.
- 5 Ren Mengxin, Xu Jingjun. Surface plasmon polariton enhanced nonlinearity and applications[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(8): 080002.  
任梦昕, 许京军. 表面等离子体激元增强非线性的原理及应用[J]. 激光与光电学进展, 2013, 50(8): 080002.
- 6 Li Zhiquan, Gao Xiaoguang, Niu Liyong, *et al.* Propagation properties of a surface plasmon polariton directional coupler[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(10): 1010001.  
李志全, 高晓光, 牛力勇, 等. 一种表面等离子体激元定向耦合器的传输特性[J]. 中国激光, 2012, 39(10): 1010001.
- 7 Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, *et al.* Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays [J]. Nature, 1998, 391(6668): 667-669.
- 8 Ghaemi H F, Thio T, Grupp D E, *et al.* Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes

- [J]. Phys Rev B, 1998, 58(11): 6779–6782.
- 9 Martin M L, Garcia V F J, Lezec H J, *et al.*. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays[J]. Phys Rev Lett, 2001, 86(6): 1114–1117.
- 10 Takakura Y. Optical resonance in a narrow slit in a thick metallic screen[J]. Phys Rev Lett, 2001, 86(24): 5601–5603.
- 11 Lezec H J, Thio T. Diffracted evanescent wave model for enhanced and suppressed optical transmission through subwavelength hole arrays[J]. Opt Express, 2004, 12(16): 3629–3651.
- 12 Sun Z J, Kim H K. Refractive transmission of light and beam shaping with metallic nano-optic lenses[J]. Appl Phys Lett, 2004, 85(4): 642–644.
- 13 Shi H F, Wang C T, Du C L, *et al.*. Beam manipulating by metallic nanoslits with variant widths[J]. Opt Express, 2005, 13(18): 6815–6820.
- 14 Sun Z J. Beam splitting with a modified metallic nano-optic lens[J]. Appl Phys Lett, 2006, 89(26): 261119.
- 15 Min C J, Wang P, Jiao X J, *et al.*. Beam manipulating by metallic nano-optic lens containing nonlinear media[J]. Opt Express, 2007, 15(15): 9541–9546.
- 16 Vincenti M A, D’Orazio A, Buncick M, *et al.*. Beam steering from resonant subwavelength slits filled with a nonlinear material[J]. J Opt Soc Am B, 2009, 26(2): 301–307.
- 17 Wang B, Wu X, Zhang Y. Multiple-wavelength focusing and demultiplexing plasmonic lens based on asymmetric nanoslit arrays[J]. Plasmonics, 2013, 8: 1535–1541.
- 18 Verslegers L, Catrysse P B, Yu Z, *et al.*. Planar lenses based on nano-scale slit arrays in a metallic film[J]. Nano Lett, 2008, 9(1): 235–238.
- 19 Chen Q, Cumming D R S. Visible light focusing demonstrated by plasmonic lenses based on nano-slits in an aluminum film[J]. Opt Express, 2010, 18(14): 14788–14793.
- 20 Pan L, Park Y, Xiong Y, *et al.*. Maskless plasmonic lithography at 22 nm resolution[J]. Scientific Rep, 2011, 1: 175.
- 21 Gao Y, Liu J, Guo K, *et al.*. A side-illuminated plasmonic planar lens[J]. Opt Express, 2014, 22(1): 699–706.
- 22 Kim T J, Thio T, Ebbesen T W, *et al.*. Control of optical transmission through metals perforated with subwavelength hole arrays[J]. Opt Lett, 1999, 24(4): 256–258.
- 23 Streltner Y M. Control of extraordinary light transmission through perforated metal films using liquid crystals[J]. Eur Phys J B, 2006, 52(1): 1–7.
- 24 Pan C L, Hsieh C F, Pan R P, *et al.*. Control of enhanced THz transmission through metallic hole arrays using nematic liquid crystal[J]. Opt Express, 2005, 13(11): 3921–3930.
- 25 Yang F Z, Sambles J R. Microwave liquid crystal wavelength selector[J]. Appl Phys Lett, 2001, 79(22): 3717–3719.
- 26 Fong K Y, Hui P M. Controlling enhanced transmission through metallic gratings with subwavelength slits by anisotropic waveguide resonance[J]. Appl Phys Lett, 2007, 91(17): 171101.
- 27 Jubkins J B, Ziolkowski R W. Finite-difference time-domain modeling of nonperfectly conducting metallic thin-film gratings[J]. J Opt Soc Am A, 1995, 12(9): 1974–1983.