

基于一维金属光子晶体平凹镜的柱矢量光束亚波长聚焦

仲义 许吉 陆云清 王敏娟 王瑾

Subwavelength focusing of cylindrical vector beams by plano-concave lens based on one dimensional metallic photonic crystal

Zhong Yi Xu Ji Lu Yun-Qing Wang Min-Juan Wang Jin

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica 63, 237801 (2014) DOI: 10.7498/aps.63.237801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.237801>

当期内容 View Table of Contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/volumn/home.shtml>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于 Bragg 反射面结构的衍射光栅设计与研究](#)

李宝, 朱京平, 杜炳政

2014, 63(19): 194209. 全文: [PDF](#) (1114KB)

[基于光子晶体光纤和拉锥式单模光纤的超连续光谱产生的实验研究](#)

张龙, 韩海年, 侯磊, 于子蛟, 朱政, 贾玉磊, 魏志义

2014, 63(19): 194208. 全文: [PDF](#) (417KB)

[高阶邦加球上柱矢量光束的变换](#)

罗朝明, 陈世祯, 凌晓辉, 张进, 罗海陆

2014, 63(15): 154203. 全文: [PDF](#) (1334KB)

[基于 Metasurface 的柱矢量光束的产生](#)

易煦农, 李瑛, 刘亚超, 凌晓辉, 张志友, 罗海陆

2014, 63(9): 094203. 全文: [PDF](#) (3961KB)

[光子晶体增强石墨烯 THz 吸收](#)

谢凌云, 肖文波, 黄国庆, 胡爱荣, 刘江涛

2014, 63(5): 057803. 全文: [PDF](#) (821KB)

基于一维金属光子晶体平凹镜的柱矢量 光束亚波长聚焦*

仲义 许吉[†] 陆云清 王敏娟 王瑾[‡]

(南京邮电大学光电工程学院, 南京 210023)

(2014年7月2日收到; 2014年8月10日收到修改稿)

柱矢量光束具有柱对称性的偏振分布, 其独特的光场分布和聚焦特性被广泛应用于光学微操纵及光学成像等领域, 并迅速向亚波长尺度拓展. 通常, 亚波长尺度聚焦采用等离激元透镜实现, 但存在光场调控的偏振态局限性. 而借助光子晶体的负折射效应, 不仅能够实现亚波长聚焦或成像, 而且应对正交偏振态同时有效. 采用对电磁波具有更强调控能力的一维金属光子晶体结构, 计算得到的能带结构和等频曲线表明其负折射效应在特定波段对正交偏振态同时有效. 在此基础上设计出一维金属光子晶体柱对称平凹镜结构, 通过有限元算法模拟显示了可见光波段的径向和旋向偏振光的同时亚波长聚焦行为. 进一步的结果表明, 改变柱矢量光束的偏振组分能够直接有效地调节焦场空间分布及偏振分布特性. 所提出的平凹镜结构能够实现对任意偏振组分的柱矢量光束的亚波长尺度聚焦, 且该结构的设计对于各波段情况均有参考意义. 该研究结果对小尺度粒子的光学微操纵、超分辨率成像等相关领域具有潜在的应用价值.

关键词: 柱矢量光束, 光子晶体, 负折射, 亚波长聚焦

PACS: 78.67.Pt, 42.70.Qs, 42.25.-p

DOI: 10.7498/aps.63.237801

1 引言

矢量光束的偏振态呈非均匀分布, 其中最为特殊的是偏振态在横截面呈柱对称分布的柱矢量光束 (cylindrical vector beams, CVB) [1], 其在传播方向横截面上的场强分布表现为中心为零的环形. CVB特殊的偏振和场分布特点, 使其聚焦特性在电子加速、光学微操纵、光学存储、高分辨率显微等领域均有重要应用 [2,3], 成为当前的研究热点之一. 传统透镜可以实现 CVB 的聚焦 [2-4], 而亚波长尺度的聚焦则多借助于等离激元透镜 (plasmonic lens, PL) [5-9], 但是表面等离激元激发的偏振依赖性导致 PL 只能聚焦径向偏振光.

利用负折射材料制作的平板透镜或平凹透镜均可实现亚波长聚焦 [10], 应用于成像系统则可以

实现超分辨率 [11]. 在相同的曲率半径下, 使用凹透镜的远场亚波长聚焦进行光学成像相比传统凸透镜具有更小的像差 [12,13]. 可以实现负折射特性的人工材料有光子晶体、左手材料等 [14,15], 而光子晶体理论更加成熟, 结构相对简单, 更易制备.

光子晶体是折射率周期性排列的人工结构 [16,17], 由于其色散关系的特殊性, 使之在某些频率下具有负折射性. 其中结构最为简单的是由不同介质在空间某一个维度周期性排列构成的一维光子晶体; 而且通过结构参数设计, 可将负折射能带调整到特定波段, 便可实现对该波段电磁波的亚波长聚焦 [18-20]. 更让人们感兴趣的是: 光子晶体的负折射效应对正交偏振态同时有效 [21], 可对正交的偏振态电磁波实现同时调控.

由金属材料构成的光子晶体具有更强的电磁波调控能力, 而伴随纳米工艺的发展, 结构更加紧

* 南京邮电大学基金 (批准号: NY213028, NY213148) 和江苏省基础研究计划基金 (批准号: BK20131383) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: xuji@njupt.edu.cn.

[‡] 通讯作者. E-mail: jinwang@njupt.edu.cn

凑的金属光子晶体更利于器件的小型化和集成化. 本文研究了一维金属光子晶体 (one dimensional metallic photonic crystal, 1D-MPC) 对于电磁波的负折射效应, 设计出一种微纳尺寸的 1D-MPC 柱对称平凹镜, 在可见光波段实现对任意偏振组分 CVB 的亚波长聚焦.

2 结构和理论分析

1D-MPC 具有负折射能带, 通过结构的设计和参数的优化可以将其能带移动到特定的波段, 从而实现在该波段的光束聚焦. 由 Ag 和 GaN 组成的 1D-MPC 如图 1 所示, Ag 和 GaN 的厚度分别为 $a = 8.5 \text{ nm}$ 和 $b = 140 \text{ nm}$, 周期 $d = a + b$, 其负折射能带位于可见光波段. 在本结构中, 金属 Ag 在可见光波段的介电函数 $\epsilon(\omega)$ 均使用如下 Drude-Lorentz 模型 [22,23] 表示:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma_p\omega} + \sum_{m=1}^5 \frac{f_m\omega_m^2}{\omega_m - \omega^2 - i\gamma_m\omega}, \quad (1)$$

其中, 频率无穷大时的介电常数 $\epsilon_1 = 2.1485$; 等离子体频率 $\omega_p = 9.1821 \text{ eV}$; 对于 8.5 nm 厚度的 Ag, 阻尼系数 $\gamma_p = 0.13 \text{ eV}$ [24]; 其他参数见表 1. GaN 的介电常数为 7.13.

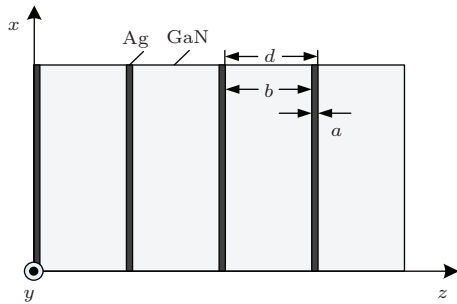


图1 Ag 和 GaN 构成的 1D-MPC

表 1 在可见光波段 Drude-Lorentz 模型的参数值 [23]

	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$
f	0.1227	0.2167	0.2925	0.4305	0.6943
ω/eV	4.180	4.5309	5.0094	5.7530	6.9104
γ/eV	0.2659	0.4269	0.6929	1.1210	1.3410

负折射区域是通过能带结构的计算而确定, 而计算不同偏振态的等频曲线 (equi-frequency sur-

faces, EFS) 可以分析负折射效应的偏振依赖性. 使用平面波展开法计算该光子晶体的能带结构如图 2 所示, 其中第二能带位于 $4 \times 10^{14} \text{ Hz}$ 到 $7.6 \times 10^{14} \text{ Hz}$ 的可见光波段, 曲线的斜率为负值, 即群速度 $v_g = \frac{d\omega}{dk} < 0$, 为负折射区域. 通过计算该频率范围所有入射角度的色散关系, 得到 1D-MPC 位于第一布里渊区的 EFS, 图 3 (a) 和 (b) 分别为 TE 和 TM 偏振光的 EFS. 由图 3 可以观察到: 在可见光波段, 对于两种不同的偏振态, 随着 k 绝对值的增大, 频率 f 逐渐减小, 群速度与波矢方向相反; 在 TE 和 TM 偏振情况下的 EFS 具有高度相似性, 表明该 1D-MPC 具有无偏振选择性的负折射效应.

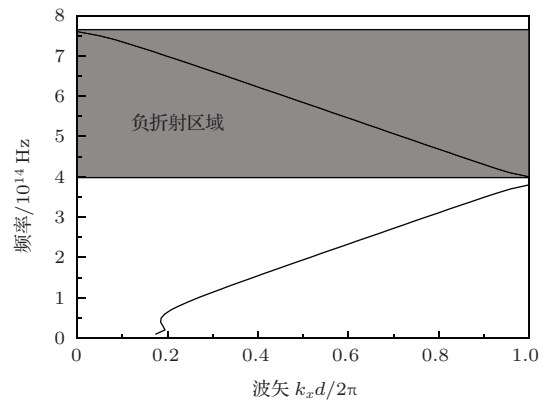


图 2 正入射情况下 1D-MPC 能带结构

在 EFS 计算结果的基础上, 可采用电磁场模拟来确定负折射出现时的入射角和折射角. 取靠近第二能带中心处波长 496 nm 作为入射光, 用有限元方法 (finite element method, FEM) 模拟 1D-MPC 构成的三棱镜的负折射现象, 如图 4 所示, 此处 Ag 的折射率取实验值为 $n = 0.13 + 2.88i$ [25], 三棱镜斜边与水平方向的夹角为 $\alpha = \arctan(1.25) = 51.34^\circ$, 光子晶体相邻周期的高度差为 $1.25d$. 为分析光由三棱镜斜边折射入空气时的负折射现象, 图 5 给出了 TE 和 TM 偏振下此波长的光在空气和 1D-MPC 中的 EFS, 其中, I 为入射光线, 入射角为 $90^\circ - \alpha = 38.66^\circ$, R 为出射光线. FEM 计算得到的两种偏振光入射情况的场分布和 EFS 的预测结果符合得很好. 当入射光为 TE 偏振时, 折射角为 -17.49° ; 当入射光为 TM 偏振时, 折射角为 -22.14° . 两种偏振态情况的折射角不相等, 是因为两者的 EFS 在波矢空间存在一定的距离.

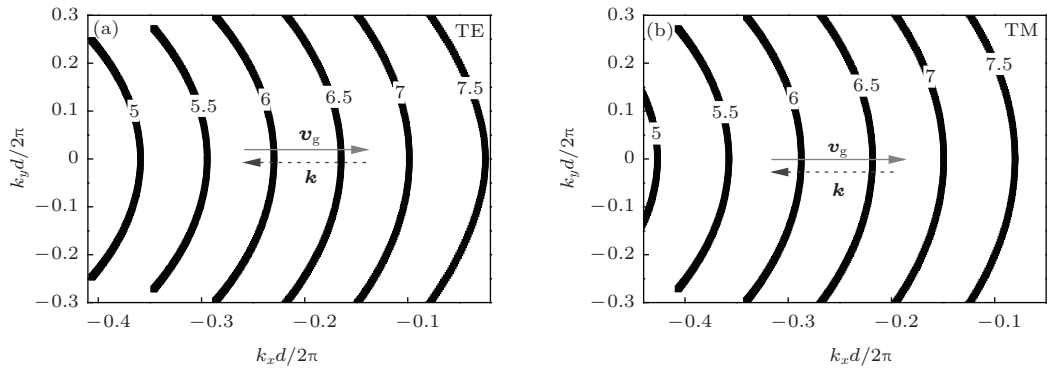


图3 1D-MPC第二能带的EFS (频率单位: 10^{14} Hz) (a) TE偏振; (b) TM偏振

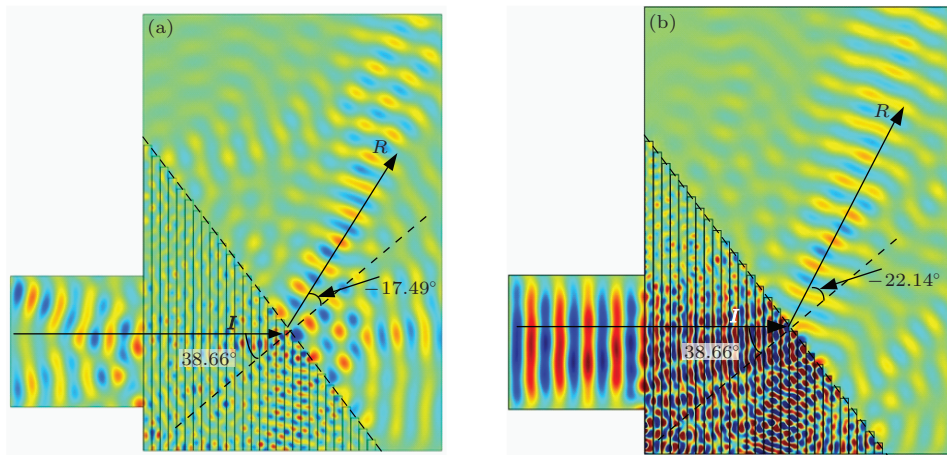


图4 1D-MPC三棱镜的负折射情况 (a) TE偏振; (b) TM偏振

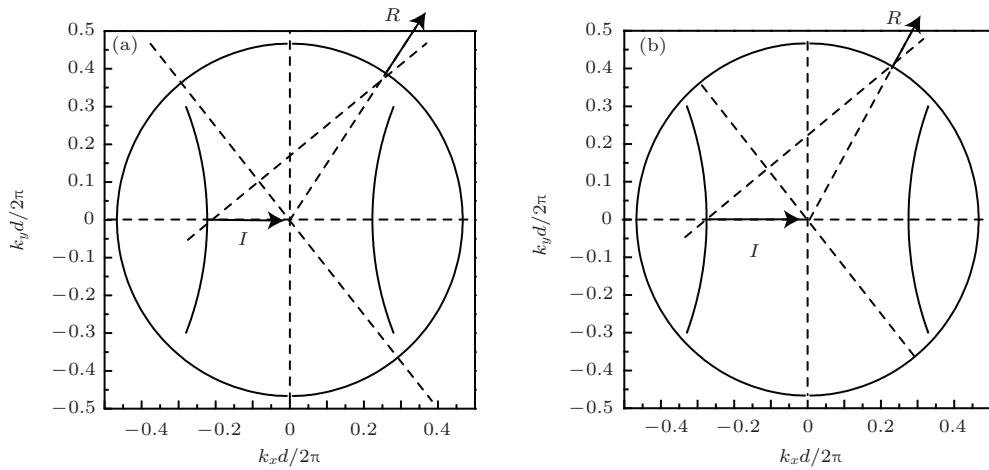


图5 496 nm波长的EFS (a) TE偏振; (b) TM偏振

3 基于1D-MPC平凹镜的CVB亚波长聚焦

负折射效应使得平凹透镜对光线具有会聚作用, 且能实现突破衍射极限的亚波长聚焦, 实现

超分辨率成像^[11]. 结合1D-MPC及平凹镜的结构设计可聚焦任意偏振组分的CVB. 图6为CVB横截面的偏振分布示意图, $\varphi = 0^\circ$ 和 $\varphi = 90^\circ$ 时分别为径向和旋向偏振光^[26]. 基于CVB的光场和偏振态空间分布的柱对称性, 设计柱对称结构的1D-MPC平凹镜, 如图7所示. 光子晶体周期

$d = a + b = 148.5 \text{ nm}$, 与半径 $R = 30d$ 的半球相交截取得到平凹镜结构. 基于降低结构细节的散射效应及方便制备的考虑, 将截取的每一层调整为垂直侧壁.

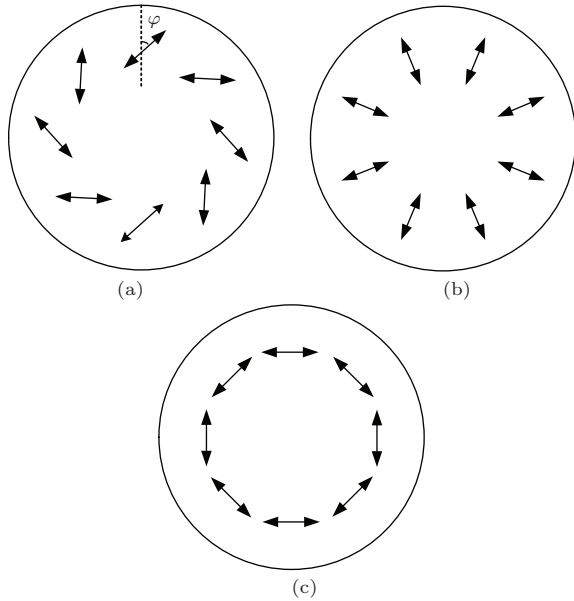


图6 CVB 偏振分布示意图 (a) CVB; (b) 径向偏振光; (c) 旋向偏振光

当 CVB 从该平凹镜平面一侧沿 z 轴正入射时, 由于 1D-MPC 平凹镜对 TE 和 TM 偏振态同时具有负折射效应, 出射电磁波的不同偏振组分均可向 z 轴会聚. 图 8 和图 9 分别是 $\lambda = 496 \text{ nm}$ 下, FEM 模拟得到的径向和旋向偏振光聚焦行为. 结果显示, 该结构可同时实现径向和旋向偏振光的聚焦, 但是二者焦距不相等, 分别为 $1.977 \mu\text{m}$ 和 $1.954 \mu\text{m}$. 存在此差别的原因是 TE 和 TM 偏振下的 EFS 在相同的频率下不重合, 进而导致出射角度存在差异. 径向偏振光的焦场分布呈现为实心的梭形, 如图 8 (b) 所示; 而旋向偏振光的焦场为空心的甜甜圈形, 如

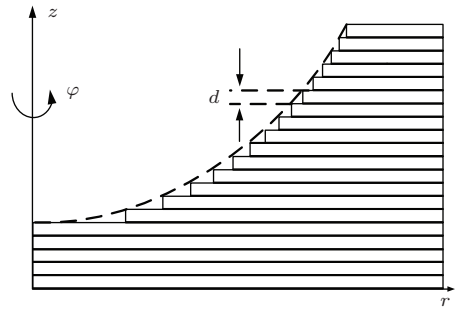


图7 一维光子晶体平凹镜结构 r - z 截面示意图

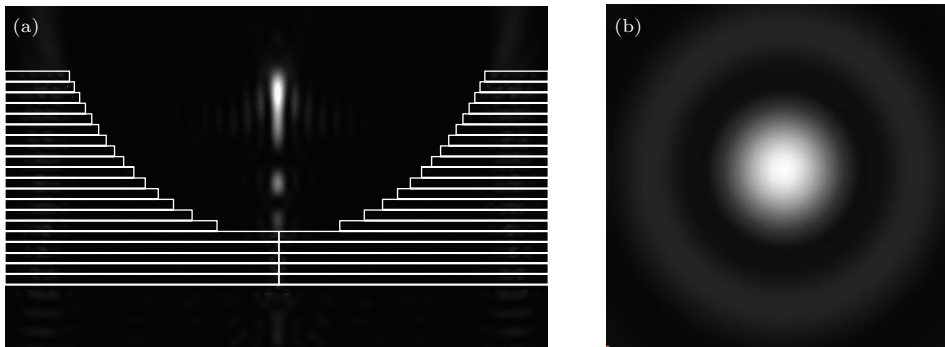


图8 (a) 径向偏振光聚焦场分布; (b) 相应的焦点形状

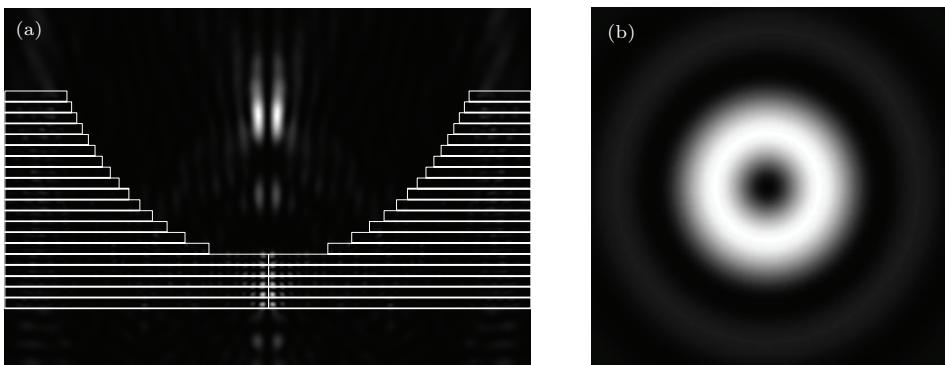


图9 (a) 旋向偏振光聚焦场分布; (b) 相应的焦点形状

图9(b)所示. 图10和图11给出了二者的焦点处横向光强归一化分布情况. 对于径向偏振光, 入射光只存在径向偏振分量, 而图10中焦点处径向分量 $|E_r|^2$ 远小于纵向分量 $|E_z|^2$, 是因为在聚焦过程中电场径向分量大部分转化为纵向分量. 进一步观察发现, 径向偏振光实心焦斑的半高全宽(FWHM)为198 nm (0.399λ), 旋向偏振光空心焦斑亮环的FWHM为183 nm (0.369λ), 均小于一个波长, 即同时实现了两种偏振态的亚波长聚焦. 而用传统透镜实现径向和旋向偏振光紧聚焦时, 其聚焦尺度分别为 0.43λ 和 0.5λ ^[4,27]. 因此, 这种平凹镜用于CVB聚焦时, 焦点尺寸优于传统透镜的紧聚焦, 相比于PL则具有可以实现同时聚焦径向和旋向偏振光的优势.

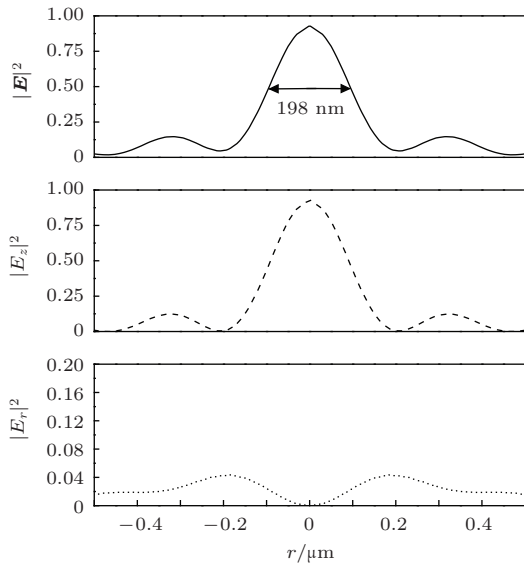


图10 径向偏振光焦点光强分布

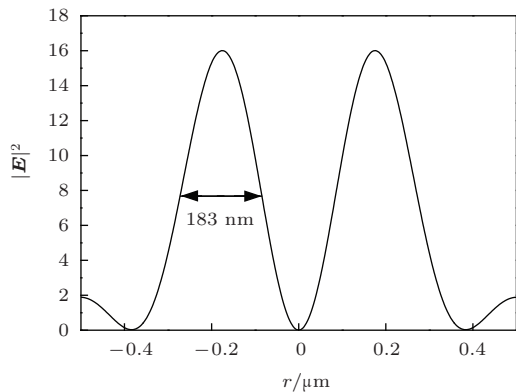


图11 旋向偏振光焦点光强分布

该平凹镜对于径向和旋向偏振光的焦距接近, 如果用特定偏振分量的CVB作为入射光^[28], 将获

得复合焦场. 如图12所示, 当CVB的径向和旋向分量占比为7:3时, 在中心处光强为极大值, 表现为径向偏振光的焦场分布特点, 两侧亮斑在纵向上的分布仍表现出旋向偏振光的焦场分布特点. 这是因为焦场为实心棱形的径向偏振光组分比例较高, 而旋向偏振光的焦场中空范围较大, 且二者焦距不相等. 改变CVB的偏振组分, 可以得到介于空心形和棱形之间的平顶形等焦点形状^[2,4], 而在亚波长尺度对焦场分布的灵活调控可以有效拓展CVB的应用范围.

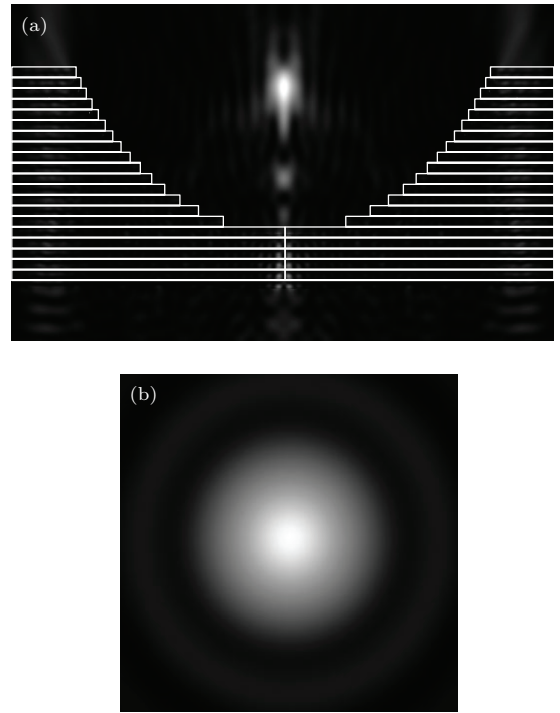


图12 (a) 径向、旋向偏振组分7:3时的聚焦结果; (b) 相应的焦点形状

4 结 论

由于光子晶体特殊的色散关系, 利用其负折射效应能够突破传统光学透镜存在的衍射极限. 1D-MPC结构相对简单, 尺寸小, 易于器件集成. 本文利用1D-MPC平凹镜在可见光波段对具有正交偏振态的径向和旋向偏振光同时实现了亚波长聚焦, 相比于PL具有明显优势, 并且通过改变偏振组分可直接调控焦场空间分布. 实际上, 通过对光子晶体材料和结构参数的适当选择, 对CVB的亚波长聚焦可以在各个波段实现, 进一步优化结构, 将能实现对焦距及焦场分布的灵活调控. 本文对CVB亚波长尺度聚焦机理的阐明及柱对称平凹镜结构的提出为矢量光束的相关应用提供了学术参考.

参考文献

- [1] Zhan Q 2009 *Adv. Opt. Photon.* **1** 1
- [2] Prabakaran K, Chandrasekaran R, Mahadevan G, Jaroszewicz Z, Rajesh K B, Pillai T V S 2013 *Opt. Commun.* **295** 230
- [3] Zhao W Q, Tang F, Qiu L R, Liu D L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 054201 (in Chinese) [赵维谦, 唐芳, 邱丽荣, 刘大礼 2013 物理学报 **62** 054201]
- [4] Zhan Q, Leger J 2002 *Opt. Express* **10** 324
- [5] Wróbel P, Pniewski J, Antosiewicz T J, Szoplik T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 183902
- [6] Ko H, Kim H C, Cheng M 2010 *Appl. Opt.* **49** 950
- [7] Shi H, Guo L J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 141107
- [8] Yu Y, Zappe H 2011 *Opt. Express* **19** 9434
- [9] Gjonaj B, Aulbach J, Johnson P M, Mosk A P, Kuipers L, Lagendijk A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 266804
- [10] Veselago V G 1964 *Usp. Fiz. Nauk* **92** 517
- [11] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [12] Schurig D, Smith D R 2004 *Phys. Rev. E* **70** 065601
- [13] Chen J, Radu C, Puri A 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 071119
- [14] Smith D R, Kroll N 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2933
- [15] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [16] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [17] Yablonovitch E, Gmitter T J 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 1950
- [18] Vodo P, Lu W T, Huang Y, Sridhar S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 084104
- [19] Vodo P, Parimi P V, Lu W T, Sridhar S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 201108
- [20] Cubukcu E, Aydin K, Ozbay E, Foteinopoulou S, Soukoulis C M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 207401
- [21] Joannopoulos J D, Johnson S G, Winn J N, Meade R D 2011 *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (New Jersey: Princeton University Press) p55
- [22] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [23] Drachev V P, Chettiar U K, Kildishev A V, Yuan H K, Cai W S, Shalaev V M 2008 *Opt. Express* **16** 1186
- [24] Chen W Q, Mark D T, Satoshi I, Alexander V K, Vladimir M S 2010 *Opt. Express* **18** 5124
- [25] Palik E D 1998 *Handbook of Optical Constants of Solids* (Vol. 3) (San Diego: Academic Press) p356
- [26] Pu J X, Wang T, Lin H C, Li C L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 089201
- [27] Chen J N, Xu Q F, Wang G 2011 *Chin. Phys. B* **20** 114211
- [28] Yi X N, Li Y, Liu Y C, Ling X H, Zhang Z Y, Luo H L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 094203 (in Chinese) [易煦农, 李瑛, 刘亚超, 凌晓辉, 张志友, 罗海陆 2014 物理学报 **63** 094203]

Subwavelength focusing of cylindrical vector beams by plano-concave lens based on one dimensional metallic photonic crystal*

Zhong Yi Xu Ji[†] Lu Yun-Qing Wang Min-Juan Wang Jin[‡]

(School of Opto-Electronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China)

(Received 2 July 2014; revised manuscript received 10 August 2014)

Abstract

Cylindrical vector beams (CVB) can exhibit a unique optical field distribution and focusing characteristic, due to the cylindrical symmetry in polarization. They are widely used in optical micro-manipulation, super-resolution imaging etc. and can be extended to subwavelength scale applications rapidly. Usually, the focusing CVB in subwavelength dimensions is realized by using plasmonic lens. However, this method is restricted by the state of polarization of electromagnetic waves. Nevertheless, when the negative refraction effect of photonic crystals is utilized, subwavelength focusing or imaging can be achieved in orthogonal states of polarization simultaneously. In this paper, the one-dimensional metallic photonic crystal (1D-MPC) with stronger manipulation ability is discussed. The calculated band structure and equi-frequency surfaces show negative refraction for both orthogonal states of polarization in a specific wavelength band. A cylindrical 1D-MPC plano-concave lens is designed to simultaneously focus radially and azimuthally polarized beams to subwavelength dimensions in visible spectrum. This phenomenon is simulated using the finite element method. Furthermore, variation of the polarization components in CVB can directly modulate the spacial intensity and the polarization distribution in the focal field. In fact, subwavelength focusing of CVB with arbitrary polarization components can be achieved by using the 1D-MPC plano-concave lens. The scheme proposed in this paper can be taken as reference for other wavelength bands as well. This study is also valuable for optical micro-manipulation of small particle, super-resolution imaging, and other related areas.

Keywords: cylindrical vector beam, photonic crystal, negative refraction, subwavelength focusing

PACS: 78.67.Pt, 42.70.Qs, 42.25.-p

DOI: [10.7498/aps.63.237801](https://doi.org/10.7498/aps.63.237801)

* Project supported by the Nanjing University of Posts and Telecommunications Foundation, China (Grant Nos. NY213028, NY213148) and the Jiangsu Provincial Research Foundation for Basic Research, China (Grant No. BK20131383).

[†] Corresponding author. E-mail: xuji@njupt.edu.cn.

[‡] Corresponding author. E-mail: jinwang@njupt.edu.cn