

文章编号: 1000-7032(2012)10-1112-08

轴向填充率渐变型二维光子晶体

周建伟^{1,2}, 梁静秋¹, 梁中翥¹, 王维彪^{1*}

(1. 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 应用光学国家重点实验室, 吉林 长春 130033;

2. 中国科学院大学, 北京 100039)

摘要: 提出了一种轴向填充率渐变型二维三角晶格方空气孔光子晶体, 由锥形孔周期性排布而成, 在第三维也就是沿空气孔的轴向, 空气孔的尺寸连续改变, 实现了填充率渐变, 填充率 f 范围为 0.700 ~ 0.866。经过模拟, 在归一化波长 (λ/a) 的 1.43 ~ 2.71 和 3.41 ~ 4.00 波段, 轴向填充率渐变型光子晶体可以将光向填充率小的方向偏折, 具有选光功能。采用电化学腐蚀与 MEMS 工艺相结合的方式, 在 p 型 (100) 硅基底上制作了轴向填充率渐变型二维三角晶格方孔光子晶体, 整个孔的填充率 f 在 0.800 ~ 0.866 范围内。

关键词: 二维光子晶体; 轴向填充率渐变; 电化学腐蚀

中图分类号: O431.1

文献标识码: A

DOI: 10.3788/fgxb20123310.1112

Axially Filling Rate Graded Two-dimensional Photonic Crystals

ZHOU Jian-wei^{1,2}, LIANG Jing-qiu¹, LIANG Zhong-zhu¹, WANG Wei-biao^{1*}

(1. State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,

Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

* Corresponding Author, E-mail: wangwb@126.com

Abstract: This paper presents a kind of axially filling-factor graded 2D triangular lattice air holes photonic crystals. The PC is periodically composed of conical holes. The size of air holes continuously changes along the axis of air holes. The filling-factor changes from 0.700 to 0.866. Simulation results show that in range of normalized wavelength (λ/a) 1.43 ~ 2.71 and 3.41 ~ 4.00, the horizontal incident light is deflected to the bottom of photonic crystals as well as the small filling rate part. The sample has the function of splitting light. And axially filling-factor graded 2D triangular lattice air holes photonic crystals are prepared on p-Si(100) wafers by electrochemical etching and MEMS technique, the filling rate ranging from 0.800 to 0.866.

Key words: two-dimensional photonic crystals; axially filling-factor graded; electrochemical etching

1 引 言

1987年, E. Yablonovich 和 S. John 分别在研究如何抑制自发辐射和无序电介质材料中的光子

局域时, 各自独立地提出了“光子晶体”(Photonic crystal)的概念^[1-2]。光子晶体是由不同介电常数的物质在空间周期性排列而形成的人工微结构。由固体电子能带理论可知, 晶体中的电子由于受

收稿日期: 2012-07-04; 修订日期: 2012-08-14

基金项目: 国家自然科学基金(60877031)资助项目

作者简介: 周建伟(1985-), 男, 黑龙江齐齐哈尔人, 主要从事光子晶体微器件设计及制备方面的研究。

E-mail: zhoujianwei241@163.com, Tel: (0431)86176902

到晶格的周期性势场的 Bragg 散射, 色散关系会呈带状分布, 这就是人们熟知的电子能带结构。与之相似, 电磁波在光子晶体中传播时, 也会由于受到介电物质的周期性空间调制而形成能带结构, 光子能带之间可能出现带隙, 即光子带隙 (Photonic band gap, PBG)。频率落在光子禁带中的电磁波不能在光子晶体内部传播, 所以光子晶体又被称为光半导体。

折射率、晶格排列方式、晶格周期和填充率等参数对二维光子晶体的禁带性质有着巨大的影响。通常, 这些参数都为常量, 能带结构保持不变, 光子晶体具有稳定的光学性质。一般情况下, 只有在利用缺陷构筑光子晶体器件时, 如微腔、波导等, 或在提高光波耦合效率等方面时, 才会涉及这些参量的局部变化。然而, 如果在一定程度上破坏光子晶体的周期结构或在光子晶体中对这些参量施以连续缓慢的变化, 就会得到一些独特的性质。例如: 将两种不同晶格结构的光子晶体相连接形成的光子晶体异质结, 在界面处会产生传导模^[3-5]; 将结构尺寸不同的柱或孔组合在一起作为一个单元, 然后在二维平面内周期排布形成的光子晶体超晶格, 可以在一定程度内对光子晶体禁带进行调制^[6-7]; 折射率渐变型二维 (2D) 光子晶体对宽角谱高斯光束具有会聚作用^[8]; 栅格周期渐变型二维光子晶体对光束传播路径具有控制作用, 可以实现光束超位移和超转弯^[9-10]。以上列举的工作有一个共同点, 所有的参量改变或渐变都发生在二维平面内, 是在二维平面内沿某一特定方向逐渐增大或减小, 从而得到渐变型二维光子晶体。然而, 目前关于沿着第三维方向参量渐变的二维光子晶体的研究还比较少。

本文提出了一种轴向填充率渐变型二维光子晶体, 二维光子晶体是由锥形孔周期性排布而成, 二维平面内参数都为常量, 在第三维也就是沿空气孔的轴向, 空气孔的尺寸连续改变, 实现了填充率渐变。我们对这种轴向填充率渐变型二维三角晶格方孔光子晶体的光学性质进行了分析, 计算结果表明: 轴向填充率渐变型光子晶体可以将归一化波长 (λ/a) 的 1.43 ~ 2.71 和 3.41 ~ 4.00 波段的光向填充率小的方向偏折, 具有选光功能。采用电化学腐蚀与 MEMS 工艺相结合的方式, 在 p 型 (100) 硅基底上制作了轴向填充率渐变型二

维三角晶格方孔光子晶体。本文的研究结果为轴向填充率渐变型二维光子晶体的制备和在新型光学器件、光集成、探测、红外传感器件等领域的应用提供了参考。

2 二维光子晶体的结构设计

二维光子晶体的结构多种多样, 主要可以分为空气孔结构和介质柱结构两种, 晶格排列方式主要有正方晶格、三角晶格等结构^[11-12]。本文采用三角晶格方空气孔结构。图 1(a) 为二维三角晶格方孔阵列光子晶体结构, 背景材料为 Si, 折射率为 3.4; 方孔为空气孔, 折射率为 1; 假设光子晶体在第三维无限长, 空气孔沿着第三维方向无尺寸变化。这里定义填充率 $f = D/a$, D 为方孔边长, a 为三角晶格周期。

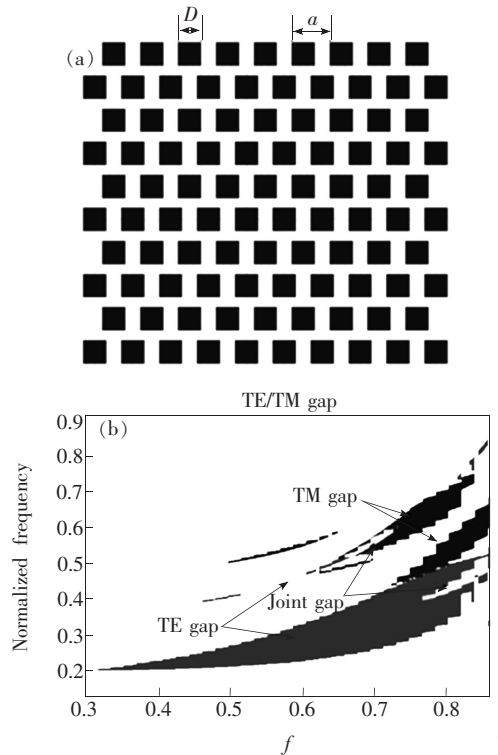


图 1 (a) 二维三角晶格方孔阵列; (b) 光子禁带随填充率的变化图。

Fig. 1 (a) Square holes array. (b) Dependence of the bandgaps on polarization and filling factor for the two-dimensional triangular lattice air holes photonic crystal.

我们首先采用平面波展开法 (Plane wave expansion, PWE)^[13-15] 计算二维三角晶格方孔阵列光子晶体的光子禁带。在无源, 无损耗非磁性的线性谐变系统中, 麦克斯韦方程组可写为:

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = j\omega\epsilon_0\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) \\ \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -j\omega\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}) \\ \nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \\ \nabla \cdot \epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

求场矢量 \mathbf{H} 及 \mathbf{E} 的旋度,并将周期势 $\epsilon^{-1}(\mathbf{r})$ 和电磁场矢量在倒格矢空间做傅里叶展开。对于 TE 波,可以得到方程:

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}') P(\mathbf{G} - \mathbf{G}') A(\mathbf{k} + \mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c^2} A(\mathbf{k} + \mathbf{G}), \quad (2)$$

对于 TM 波,同理可以得到方程:

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G}') \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}') P(\mathbf{G} - \mathbf{G}') B(\mathbf{k} + \mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c^2} B(\mathbf{k} + \mathbf{G}'), \quad (3)$$

其中 \mathbf{G} 是 \mathbf{r} 的倒格矢, \mathbf{k} 为波矢, P 是周期势 $\epsilon^{-1}(\mathbf{r})$ 的傅里叶系数, A 和 B 分别是 \mathbf{H}_z 和 \mathbf{E}_z 的傅里叶系数。这样就将电磁波在光子晶体中的传播问题转化为求解矩阵的本征值和本征方程问题。

图 1(b) 为应用平面波展开法计算的三角晶格方孔阵列光子晶体的光子禁带随填充率变化示意图。这里定义归一化频率 $f = \omega a / 2\pi c = a / \lambda$, 填充率的采样间隔为 0.001。对于方孔阵列光子晶体结构,填充率在 0.320 ~ 0.866 范围内时,TE 波在归一化频率 0.20 ~ 0.53 范围内存在一个很宽的第一禁带。相比之下,另一条高频区的 TE 波禁带和 TM 波的两条禁带都比较窄,所以本文主要讨论二维三角晶格方孔阵列光子晶体在低频区的 TE 波第一禁带。虽然利用二维平面波展开法可以计算三角晶格方孔阵列光子晶体的光子禁带,但是这种模拟过于简化,没有考虑光子晶体薄膜的厚度对光子禁带的影响,无法准确地表现有限高度二维光子晶体薄膜的禁带特性,只能作为参考。

图 2 为二维三角晶格空气孔光子晶体薄膜示意图,背景材料为 Si, 折射率为 3.4; 方孔为空气孔, 折射率为 1。图 2(a)、(b) 中的光子晶体为非渐变型的普通结构, 晶格周期为 a , 方孔边长为 D , 厚度 h 为 1 μm 。图 2(c)、(d) 中的光子晶体为本文提出的轴向填充率渐变型光子晶体, 与图 2(a)、(b) 不同的是空气孔为锥形孔, 孔顶部边长为 D_1 , 底部边长为 D_2 。图(a)、(c) 中的虚线分别为图(b)、(d) 中所示横截面的位置。

图 2 (a) 非渐变型二维光子晶体薄膜俯视图; (b) 非渐变型二维光子晶体薄膜剖面图; (c) 轴向填充率渐变型二维光子晶体薄膜俯视图; (d) 轴向填充率渐变型二维光子晶体薄膜剖面图。

Fig. 2 (a) None-filling-factor graded 2D photonic crystals. (b) Profile of none-filling-factor graded 2D photonic crystals. (c) Axially filling-factor graded 2D photonic crystals. (d) Profile of axially filling-factor graded 2D photonic crystals.

为了更准确地研究光在三角晶格空气孔结构光子晶体中的传播情况,下面采用三维时域有限差分法(FDTD)来研究设计结构的透射谱。1966年, Kane S. Yee 用后来被称为 Yee 氏网格的空间离散方式把带时间变量的麦克斯韦旋度方程转化为一组差分方程,对电磁场 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 分量在空间和时间上进行交替抽样的离散,并在时间轴上逐步推进求解空间电磁场的值^[16]。利用时域有限差分法可将麦克斯韦旋度方程转化为:

$$H_x \left|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+1/2}\right. = H_x \left|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}\right. + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} \left(\frac{E_y \left|_{i,j+\frac{1}{2},k+1}^n - E_y \left|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta z} - \frac{E_z \left|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - E_z \left|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} \right) \right. \right), \quad (4)$$

$$H_y \left|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+1/2}\right. = H_y \left|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n-1/2}\right. + \frac{\Delta t}{\mu_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}} \left(\frac{E_z \left|_{i+1,j,k+\frac{1}{2}}^n - E_z \left|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta x} - \frac{E_x \left|_{i+\frac{1}{2},j,k+1}^n - E_x \left|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta z} \right) \right. \right), \quad (5)$$

$$H_z \left|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+1/2}\right. = H_z \left|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-1/2}\right. + \frac{\Delta t}{\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}} \left(\frac{E_x \left|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n - E_x \left|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_y \left|_{i+1,j+\frac{1}{2},k}^n - E_y \left|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta x} \right) \right. \right), \quad (6)$$

$$E_x \left|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1}\right. = \frac{\varepsilon_{i+\frac{1}{2},j,k} - \sigma_{i+\frac{1}{2},j,k} \Delta t/2}{\varepsilon_{i+\frac{1}{2},j,k} + \sigma_{i+\frac{1}{2},j,k} \Delta t/2} E_x \left|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i+\frac{1}{2},j,k} + \sigma_{i+\frac{1}{2},j,k} \Delta t/2} \left(\frac{H_z \left|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+1/2} - H_z \left|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+1/2}\right.}{\Delta y} - \frac{H_y \left|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} - H_y \left|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+1/2}\right.}{\Delta z} \right) \right), \quad (7)$$

$$E_y \left|_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1}\right. = \frac{\varepsilon_{i,j+\frac{1}{2},k} - \sigma_{i,j+\frac{1}{2},k} \Delta t/2}{\varepsilon_{i,j+\frac{1}{2},k} + \sigma_{i,j+\frac{1}{2},k} \Delta t/2} E_y \left|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j+\frac{1}{2},k} + \sigma_{i,j+\frac{1}{2},k} \Delta t/2} \left(\frac{H_x \left|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} - H_x \left|_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+1/2}\right.}{\Delta z} - \frac{H_z \left|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+1/2} - H_z \left|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+1/2}\right.}{\Delta x} \right) \right), \quad (8)$$

$$E_z \left|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1}\right. = \frac{\varepsilon_{i,j,k+\frac{1}{2}} - \sigma_{i,j,k+\frac{1}{2}} \Delta t/2}{\varepsilon_{i,j,k+\frac{1}{2}} + \sigma_{i,j,k+\frac{1}{2}} \Delta t/2} E_z \left|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k+\frac{1}{2}} + \sigma_{i,j,k+\frac{1}{2}} \Delta t/2} \left(\frac{H_y \left|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} - H_y \left|_{i-\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+1/2}\right.}{\Delta y} - \frac{H_x \left|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+1/2} - H_x \left|_{i,j-\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+1/2}\right.}{\Delta z} \right) \right). \quad (9)$$

在给定初始场分布情况以及边界条件时,上述方程即可用来计算电磁场各场分量随时间和位置的变化规律。先分析图 2(a)、(b)中的普通结构。沿 x 轴在薄膜一侧端面设置光源,入射光为沿 x 负方向传播的平面波,在另一侧端面放置探测器。为了研究透射系数随频率的变化,采用时域上的高斯脉冲。由于图 2(c)、(d)结构相当于一个沿着孔轴向填充率渐变的光子晶体,孔的填充率 f 在 0.700~0.865 范围内,所以光子晶体薄膜的不同层面的禁带范围不同。对于图 2(c)、(d)结构,由于不同层面的禁带范围不同,光从侧面水平入射到光子晶体薄膜端面时并不像普通光子晶体薄膜那样被反射和透射。沿 x 轴在薄膜一侧端面设置光源,入射光沿 x 负方向传播,在另一侧端面、光源后、上部及下部分别放置探测器。以上两种结构在边界处使用的都是完美匹配层(PML)边界条件,完美匹配层厚度为 8 层网格,完美匹配层反射系数为 1×10^{-8} 。

TE 波禁带与填充率的变化关系如图 3(a)所示,横坐标为填充率,纵坐标为归一化波长 λ/a ,方孔阵列光子晶体薄膜存在两条禁带。填充率为 0.760~0.865 时,归一化波长在 1.40~2.18 范围内存在一个较窄的第一禁带。填充率为 0.700~0.865 时,归一化波长在 1.88~3.94 范围内存在

一个较宽的第二禁带。两禁带波长都随着填充率的增加而减小,与图 1(b)中的结果类似(归一化波长与归一化频率互为倒数),只是在具体的禁带范围上有差异。

从图 3(a)可以看出:在填充率为 0.700~0.865 的范围内,总的禁带范围是归一化波长 1.40~3.94,所以,对于图 2(c)、(d)结构,本文模拟了归一化波长 1.40~3.94 范围内的光传播情况。图 3(b)是各部位透射率随波长变化曲线图,在整个归一化波长 1.40~3.94 范围内,光子晶体薄膜另一侧端面处的探测器值接近于 0,向上传播的光也比较微弱。在归一化波长 1.43~2.71 和 3.41~4.00 波段,向下的透过率明显大于反射率和向上的透过率,证明光被向下偏折。在归一化波长 2.71~3.41 波段,向下的透过率下降,反射率大幅提高,超过了向下的透过率。向上的透过率有一定提高,但仍低于 10%。图 3(c)给出了光子晶体薄膜中的场分布图,入射光归一化波长为 2.4,黑色和白色分别代表场分布的极大和极小值。从图中可以看到,光被偏折向下即填充率较小的方向传播。图 3(d)是光子晶体薄膜中的光线传播示意图, A_0 、 A_1 、 A_2 、 A_3 分别代表入射光、反射光、向下偏折光和向上偏折光。产生这种现象的原因主要有两点:

(1)以归一化波长为 2.4 的光为例,从图 3 (a)可知,这个波长对于锥形坑的高填充率部分是禁带,对于锥形坑的低填充率部分是通带,所以光无法在光子晶体薄膜填充率较大的上层传播,而是被偏折向下;

(2)由于空气孔壁是倾斜的,所以当光水平入射时,倾斜的孔壁会将光向下反射。

正是由于这两个因素共同作用使得光被向着低填充率方向偏折,即使某个波长的光对于高填充率部分是通带,对于低填充率部分是禁带,仍然会被向下偏折。

通过改变光子晶体薄膜的晶格常数和填充率等参数,可以制备出适应不同波段的变填充率光子晶体薄膜。

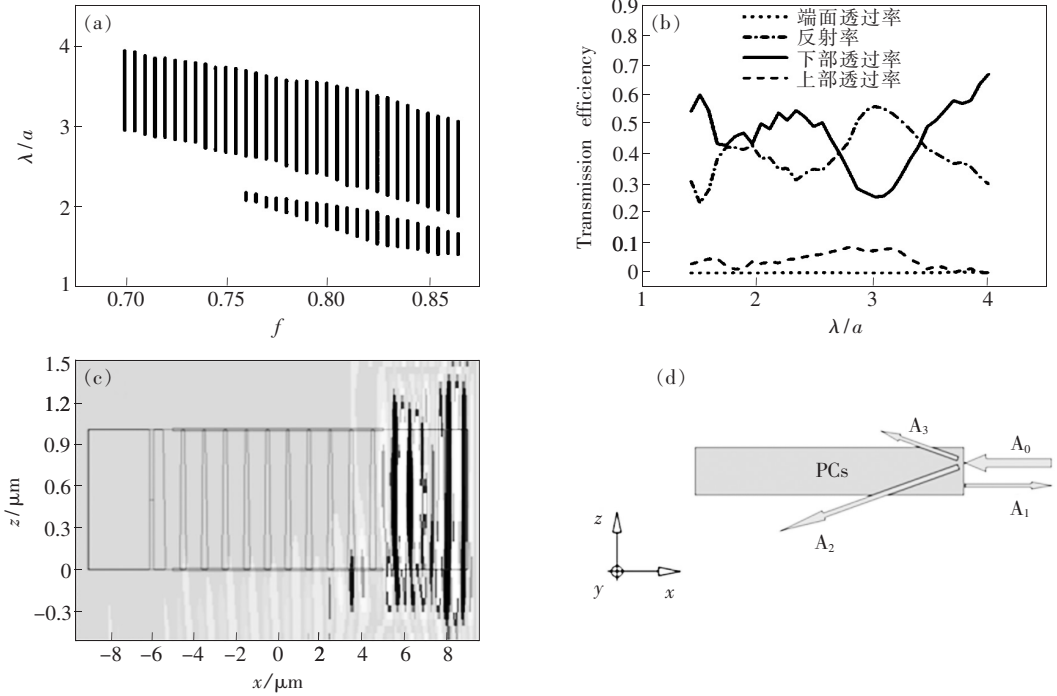


图 3 (a) 三角晶格方空气孔结构光子晶体 TE 波禁带随填充率变化示意图;(b) 各部位传输效率随波长变化曲线图;(c) 光子晶体薄膜中的场分布图;(d) 光线传播示意图。

Fig. 3 (a) Dependence of the TE band gaps on filling factor for the triangular lattice square air holes photonic crystal. (b) Dependence of the transmission efficiency on wavelength. (c) The field pattern of square air holes photonic crystal. (d) Propagation schematic diagram.

3 实 验

硅的电化学腐蚀是半导体的成熟工艺。1956 年, Uhlir 在研究半导体材料电化学抛光时首次发现多孔硅^[17]。1990 年, Lehmann 和 Foll 在 N 型 Si-HF 体系中发现了电化学腐蚀的宏孔结构^[18]。90 年代中期, Rieger^[19] 等率先提出在无水有机 HF 溶液中利用低掺杂 p 型硅形成大孔阵列的方法制作出多孔硅, 并研究了多孔硅的光致荧光现象。

传统电化学腐蚀主要用于制作多孔硅, 制作孔的大小及分布不能控制^[20]。我们采用 MEMS 工艺(光刻、湿法碱性各向异性腐蚀)在硅片上制作了倒梯形诱导坑阵列, 这样就可以

通过掩膜的设计来控制倒梯形结构的大小及周期, 从而控制电化学腐蚀微孔的大小及分布。MEMS 工艺制备的倒梯形诱导坑阵列也可以视为轴向填充率渐变的二维光子晶体, 但是各向异性腐蚀是严格沿着晶向推进, 产生一个固定的 54.74° 夹角, 夹角比较小, 使得诱导坑的填充率变化过快, 诱导坑底部处填充率过小, 从而导致禁带宽度过小, 最终二维光子晶体无法偏折光或偏光波段过窄。所以, 利用电化学腐蚀工艺可以改变锥形坑底边的填充率, 使整个诱导坑处于高填充率范围。

在硅的电化学腐蚀过程中, 空穴扮演重要角色, 这里使用 p 型 100 硅片, 空穴是其多数载流子, 不需要像 n 型硅那样增加光照过程。

3.1 倒梯形坑的制作

诱导坑制作流程图如图 4(a) 所示。以 $\rho \approx 7 \Omega \cdot \text{cm}$ 的 p 型 (100) 硅片作为基片并进行严格的清洗, 在其上沉积氮化硅层, 然后在其上涂 AZ9912 光刻胶, 使用已制作好的掩模版光刻, 用干法刻蚀对氮化硅进行刻蚀, 得到氮化硅掩模图案。使用 KOH 溶液对已经制作好氮化硅掩模图案的硅片进行湿法腐蚀, 由于 KOH 溶液对硅 (100) 和 (111) 面腐蚀的各向异性, 可以得到硅的倒梯形结构, 最后在背面沉积金膜以便电化学腐蚀做电极使用。制作的倒梯形诱导坑结构如图 4(b) 所示, 晶格周期为 $7.28 \mu\text{m}$, 倒梯形诱导坑顶边长 $5.77 \mu\text{m}$, 底边长为 $1.58 \mu\text{m}$ 。

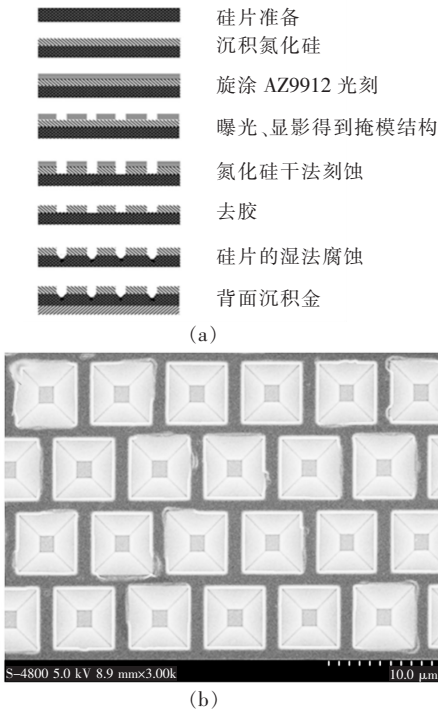


图 4 倒金字塔诱导坑的制作过程及制作的倒梯形诱导坑结构示意图。(a) 倒梯形诱导坑的制作过程; (b) 制作的倒梯形诱导坑结构。

Fig. 4 Schematic diagrams for fabrication course of induced pits and fabricated induced pits. (a) Fabrication course of induced pits, and (b) fabricated induced pits.

3.2 电化学腐蚀

将已经制作倒金字塔诱导坑的硅片放入如图 5 所示的聚四氟乙烯材料电化学腐蚀装置中。聚四氟乙烯容器底部开孔以使电解液和硅片接触。为了使反应过程中产生的气体顺利排出, 减少气泡在硅表面的附着, 将容器底部的开孔制作成图 4 所示的倒梯形和矩形的结合体。硅片和薄膜型

铂电极分别接直流电源的正负极。腐蚀过程中空气孔的深度以及大小还可以通过调节实验参数如电压、电流以及腐蚀时间进行控制。电化学腐蚀剂为浓度 40% 的氢氟酸水溶液和乙醇配置的溶液 (体积比为 3:5), 试验过程中电压为 8 V, 电流为 0.2 A, 腐蚀时间为 45 min。

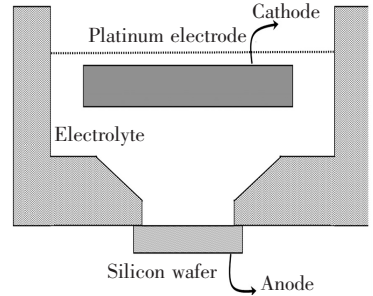


图 5 电化学腐蚀装置示意图

Fig. 5 Cross-sectional view of the electrochemical cell

4 结果与讨论

电化学腐蚀样品的扫描电镜图如图 6 所示, 由图 4(b) 基片腐蚀所得, 其中图 6(b) 是图 6(a) 的高分辨率图。从图中可见所制作的三角晶格方空气孔结构光子晶体晶格排列整齐, 分布均匀, 方孔尺寸大小一致, 孔壁光滑但由于侧向腐蚀有一

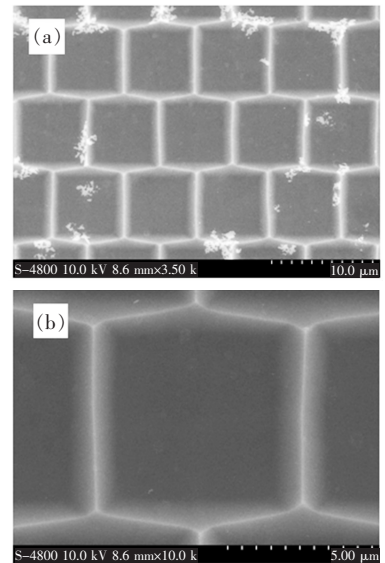


图 6 二维三角晶格空气孔结构光子晶体扫描电镜照片。(a) 方孔结构光子晶体形貌; (b) 高分辨率下的方孔结构光子晶体形貌。

Fig. 6 SEM images of two-dimensional triangular lattice air holes photonic crystal. (a) Square holes photonic crystal. (b) High-resolution image of square holes photonic crystal.

定倾斜。腐蚀的晶格周期为 $7.28 \mu\text{m}$, 方空气孔底边长接近 $5.83 \mu\text{m}$, 顶边长接近三角晶格方孔阵列的方孔极限边长 $6.30 \mu\text{m}$, 所以整个孔的填充率 f 在 $0.800 \sim 0.866$ 范围内, 制得的结构相当于一个沿方孔轴向变填充率的光子晶体。后续试验和进一步的测试还在进行中。

5 结 论

提出了一种轴向填充率渐变型二维光子晶体薄膜, 二维光子晶体由锥形孔周期性排布而成, 二维平面内参数都为常量, 在第三维也就是沿空气孔的轴向, 空气孔的尺寸连续改变, 薄膜厚 $1 \mu\text{m}$, 整

个孔的填充率 f 在 $0.70 \sim 0.865$ 范围内, 实现了填充率渐变。轴向填充率渐变型光子晶体可以将归一化波长 (λ/a) 的 $1.43 \sim 2.71$ 和 $3.41 \sim 4.00$ 波段的光向填充率小的方向偏折, 具有选光功能。采用电化学腐蚀与 MEMS 工艺相结合的方法在 p 型 (100) 硅基底上制作了轴向填充率渐变型二维三角晶格方孔光子晶体, 整个孔的填充率 f 在 $0.800 \sim 0.866$ 范围内。通过改变晶格常数和填充率等参数, 可以得到适应不同波段的填充率渐变光子晶体薄膜。本文的研究结果为轴向填充率渐变型二维光子晶体的制备和在新型光学器件、光集成、探测、红外传感器件等领域的应用提供了参考。

参 考 文 献:

- [1] Yablonovitch E, Bhat R, Harbison J P, *et al.* Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58(20):2059-2062.
- [2] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58(23):2486-2489.
- [3] Lin L L, Li Z Y. Interface states in photonic crystal heterostructures [J]. *Phys. Rev. B*, 2001, 63(3):033310-1-4.
- [4] Zhou Y S, Gu B Y, Wang F H. Guide modes in photonic crystal heterostructures composed of rotating non-circular air cylinders in two-dimensional lattices [J]. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2003, 15(24):4109-4118
- [5] Liu J T, Zhou Y S, Wang F H, *et al.* Guide modes at interface of photonic crystal heterostructures composed of different lattices [J]. *Acta. Phys. Sin.* (物理学报), 2004, 53(6):1845-1849 (in Chinese).
- [6] Neff C W, Summers C J. A photonic crystal super lattice based on triangular lattice [J]. *Opt. Exp.*, 2005, 13(8):3166-3173.
- [7] Wounjhang P. Optical properties of super lattice photonic crystal waveguides [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 84(12):2013-2015.
- [8] Zengerle R, Hoang P C. Wide-angle beam refocusing using negative refraction in non-uniform photonic crystal waveguides [J]. *Opt. Exp.*, 2005, 13(15):5719-5730.
- [9] Centeno E, Cassagn D. Graded photonic crystals [J]. *Opt. Lett.*, 2005, 30(17):2278-2280
- [10] Centeno E, Cassagne D, Albert J P. Mirage and superb ending effect in two-dimensional graded photonic crystals [J]. *Phys. Rev. B*, 2006, 73(23):235119-1-5.
- [11] Schmidt K, Kappeler R. Efficient computation of photonic crystal waveguide modes with dispersive material [J]. *Opt. Lett.*, 2010, 18(7):7307-7322.
- [12] Tada T, Poborchii V V, Kanayama T. Channel waveguides fabricated in 2D photonic crystals of Si nanopillars [J]. *Micro-electronic Engineering*, 2002, 63(1):259-265.
- [13] Lidroikis E, Sigalas M M, Soukoulis C M, *et al.* Tight-binding parameterization for photonic band gap materials [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81(7):1405-1408.
- [14] Leung K M, Liu Y F. Full vector wave calculation of photonic band structures in face-centered-cubic dielectric media [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 65(21):2646-2649.
- [15] Johnson S G, Joannopoulos J D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a plane wave basis [J]. *Opt. Exp.*, 2001, 8(3):173-190.
- [16] Yang B, Liang J Q, Liang Z Z, *et al.* The optical properties of a liquid crystal-metal photonic crystal waveguide [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2011, 32(11):1159-1164 (in Chinese).
- [17] Uhlir A. Electronic shaping of germanium and silicon [J]. *Bell Syst. Tech. J.*, 1956, 35(2):333-347.

- [18] Lehmann V, Foll H. Formation mechanism and properties of electrochemically etched trenches in n-type silicon [J]. *Electrochem. Soc.*, 1990, 137:653-659.
- [19] Rieger M M, Kohl P A. Mechanism of (111) silicon etching in HF-acetonitrile [J]. *J. Electrochem. Soc.*, 1995, 142(5):1490-1495.
- [20] Chen H B, Hu S M, Gao Y J. Multiple channeled filters and optical switches using compound photonic crystal with two symmetrical defect layer at the two ports [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2010, 31(1):7-11 (in Chinese).

《中国光学》征稿启事

《中国光学》,双月刊,A4开本;刊号:ISSN 2095-1531/CN22-1400/04;国内外公开发行人,邮发代号:国内12-140,国外BM6782。

- ★中国科技核心期刊
- ★中国光学学会会刊
- ★中国学术期刊(光盘版)源期刊
- ★万方数字化期刊全文数据库源期刊
- ★中国科技期刊数据库源期刊
- ★美国《化学文摘》(CA)源期刊
- ★美国乌利希国际期刊指南(Ulrich LPD)源期刊
- ★俄罗斯《文摘杂志》(AJ)源期刊
- ★波兰《哥白尼索引》(IC)源期刊

报道内容:基础光学、发光理论与发光技术、光谱学与光谱技术、激光与激光技术、集成光学与器件、纤维光学与器件、光通信、薄膜光学与技术、光电子技术与器件、信息光学、新型光学材料、光学工艺、现代光学仪器与光学测试、光学在其他领域的应用等。

发稿类型:学术价值显著、实验数据完整的原创性论文;研究前景广阔,具有实用、推广价值的技术报告;有创新意识,能够反映当前先进水平的阶段性研究简报;对当前学科领域的研究热点和前沿问题的专题报告;以及综合评述国内外光学技术研究现状、发展动态和未来发展趋势的综述性论文。

欢迎投稿、荐稿,洽谈合作。

主管单位:中国科学院

主办单位:中国科学院长春光学精密机械与物理研究所

编辑出版:《中国光学》编辑部

投稿网址:<http://www.chineseoptics.net.cn>

邮件地址:chineseoptics@ciomp.ac.cn, zgxcn@126.com

联系电话:(0431)86176852; (0431)84627061 **传 真:**(0431)84613409

编辑部地址:长春市东南湖大路3888号(130033)

《中国光学》编辑部