

全内反射型三角晶格光子晶体多模波导中的光传播特性*

张 军¹⁾ 于天宝^{1)2)†} 刘念华³⁾ 廖清华¹⁾ 何灵娟¹⁾

1)(南昌大学物理系,南昌 330031)

2)(中国科学院半导体研究所集成光电子学国家重点实验室,北京 100083)

3)(南昌大学高等研究院,南昌 330031)

(2010年11月3日收到;2010年12月14日收到修改稿)

研究了光波在没有光子带隙的三角晶格型光子晶体多模波导中的传播特性. 利用等效折射率法,将该结构等效为三层平板介质波导,基于自映像原理,数值分析和模拟了其多模干涉效应. 研究表明,由于全内反射和分布式布拉格反射的联合效应,光场类似于传统波导模式,能高效地传输;随着填充率的增大,高透射区域将向波长减小的方向移动,带宽和透射率也随之增加,研究结果为实际应用中选择适当的填充率提供了理论依据.

关键词: 光子晶体多模波导, 全内反射, 填充率, 时域有限差分法

PACS: 42. 70. Qs, 42. 82. - m, 42. 82. Et

1. 引 言

光子晶体是一种介电常数在空间呈周期性变化的人工微结构材料^[1, 2]. 与半导体材料中的电子在周期性势场作用下存在能带相类似,光子晶体也具有光子能带及带隙,频率落在带隙范围内的光将不能在其内部传播. 若在光子晶体内引入某种程度的线缺陷,光子带隙内会形成缺陷模^[3],与缺陷模的频率相符合的光子可以沿着线缺陷进行传播,这就是光子晶体波导. 光子晶体波导由于具有传输效率高、体积小和拐弯处损耗几乎为零等优点^[4, 5],使其在设计和制作光子器件方面受到了广泛的关注. 当波导支持多个传输导模时形成光子晶体多模波导,并展现出自映像效应^[6-10],即输入场沿着波导的传播方向被周期性地复制成单重像和多重像. 多模波导具有低损耗、结构紧凑、制作简单和容差性好等优点^[6],可以用来制作光分束器^[7]、波分复用器或解复用器^[8, 9]及偏振光分束器^[10]等.

近来的研究表明,光子晶体波导中不仅可以基于光子带隙导光,还可以利用全内反射效应引

导光的传播^[11-15],因此为光子晶体波导提供了另外一种导光机理. 在新型光子晶体偏振分束器中,如果结合光子带隙和全内反射两种效应,不仅可以缩短器件的尺寸,而且无需完全带隙,因此为器件的实现带来了很大方便^[13-15]. 由于三角晶格型光子晶体与正方晶格相比具有相对更大的带宽,因此这类器件往往基于三角晶格结构^[13-15]. 正方晶格型光子晶体波导的全内反射机理已经进行了理论分析^[11, 12],而关于三角晶格型光子晶体波导的全内反射机理的理论分析较少,本论文以多模波导为例,讨论这种具有三角晶格对称性的光子晶体波导中的全内反射特性. 同时,填充率是影响光子晶体特性的重要参数,实际应用中往往根据需求选择填充率,我们也将讨论填充率对该结构中的光传输的影响.

2. 模型与等效结构

为了和实际应用相接近,我们考虑光子晶体平板结构,由空气孔按三角晶格周期性地排列在介质平板形成(如图 1(a)所示). 空气孔的半径 r 为

* 江西省教育厅科技项目(批准号:GJJ11301)集成光电子国家重点实验室(中国科学院半导体研究所)开放课题(批准号:IOSKL-KF200901)、国家自然科学基金(批准号:10804042)和江西省自然科学基金(批准号:2010GQW0047)资助的课题.

† 通讯联系人; E-mail: yutianbao@ncu.edu.cn

0.4a, 其中 a 为晶格常数. 采用文献[16]中已经通过实验验证的结构, 介质平板为 GaAs, 厚度为 250 nm. 这是一种三维结构, 我们采用有效介电常数的方法将其等效为二维结构进行计算^[16,17], 介质的有效介电常数 ϵ_{eff} 等效为 8.7025. 图 1(b) 给出了采用

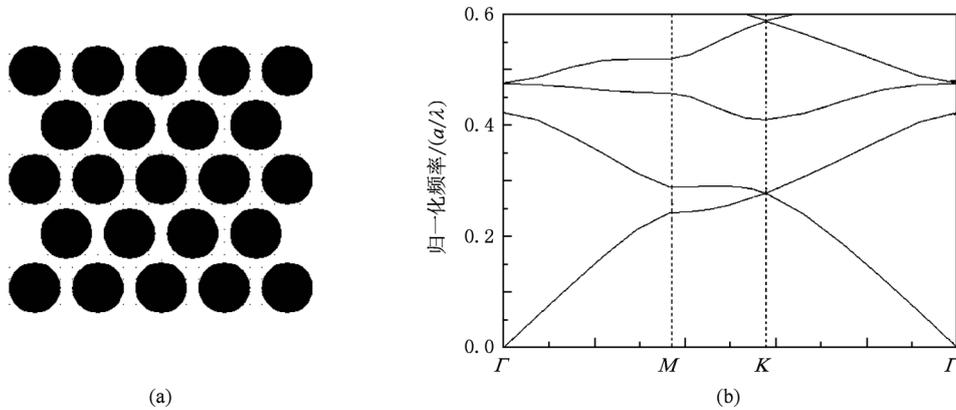


图 1 (a)三角晶格空气孔型光子晶体;(b)TM 模的色散曲线

在完整平板光子晶体中去除多排空气孔构成光子晶体多模波导. 为讨论这种波导的光传输特性, 构建如图 2(a) 所示的波导系统, 包括入射波导和多模波导两部分. 入射波导通过去除一排空气孔而形成, 并且与多模波导对称联结. 如图 2(b) 所示, 将多模波导区等效为常规三层介质波导, 包括波导核心、衬底和包层三部分. 核心区域的宽度 W_M

平面波展开法^[18] 计算得到了该结构中 TM 模的色散曲线. 可以看到, TM 模式没有禁带存在, 这就表明在该光子晶体形成的波导结构中, TM 光无法通过光子带隙效应进行传播. 下面讨论 TM 光在没有带隙的条件下, 光子晶体多模波导的光传输特性.

$= w \times \frac{\sqrt{3}}{2}a$ (w 为移除的空气孔的排数), 即为移除的空气孔的排数与两侧空气孔间距的乘积. 等效波导核心区的介电常数为介质的有效介电常数 ϵ_{eff} , 核心区域两侧的衬底和包层的介电常数可以等效为平均介电常数^[11,12]

$$\epsilon_{\text{ave}} = \epsilon_{\text{eff}} - FR(\epsilon_{\text{eff}} - 1). \quad (1)$$

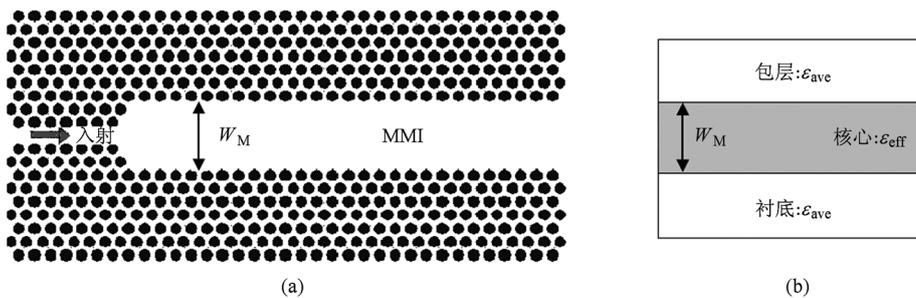


图 2 (a)全内反射型光子晶体多模波导;(b)等效的三层平板波导结构示意图

其中, 填充率 $FR = 2\pi r^2 / \sqrt{3}a^2$. 等效后的结构模型是一个对称的三层平板结构, 通过计算得到, 包层和衬底的平均介电常数 ϵ_{ave} 均为 4.23. 因此多模波导的核心区域的折射率大于包层和衬底的折射率, 符合了全内反射的要求, 等效波导中的 TM 模式满足下列本征值方程:

$$\begin{aligned} & (\sqrt{(k_0 \epsilon_{\text{eff}} - \beta_m^2)} - \beta_m) W_M \\ & = m\pi + 2 \arg \tan \sqrt{\beta_m^2 - k_0^2 \epsilon_{\text{ave}}}. \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$, $m = 0, 1, 2, \dots$ 为模式的阶数, β_m 为第 m 阶模式的传播常数. 被激发的 TM 本征模式在多模区域内发生多模干涉, 依据介质多模波导的自映像原理可知, 当进入多模波导的光场传输的距离 L_N 满足

$$L_N = 3\pi/4N(\beta_0 - \beta_1) \quad (3)$$

时, 将形成输入场的 N 重像^[6], 其中 β_0 和 β_1 分别为两最低阶模式的传播常数.

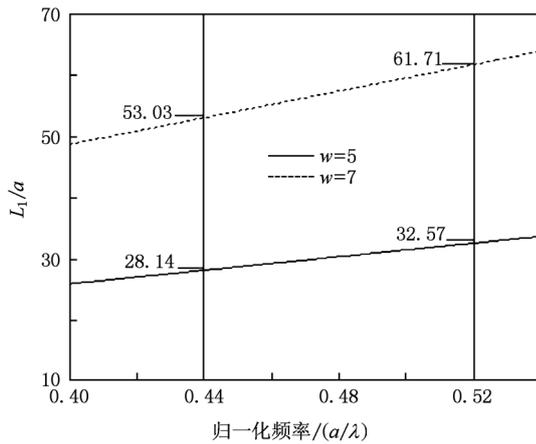


图3 在 $w=5$ 和 7 的光子晶体多模波导中, TM 模的第一单重像位置与入射频率的关系图

表1 在 $w=5$ 和 7 的等效三层平板波导内, 频率为 0.44 和 0.52 时 L_N 的位置

		L_2/a	L_3/a	L_4/a	L_5/a
$w=5$	0.44	14.07	9.38	7.03	—
	0.52	16.29	10.86	8.14	—
$w=7$	0.44	26.52	17.68	13.26	10.61
	0.52	30.85	20.57	15.43	12.34

按照(3)式,图3给出了在不同宽度的等效三层平板波导中第一个单重像的位置随入射频率变化的关系曲线.可以发现, TM 模式的第一单重像位置随着频率的增加而增长,随着波导宽度的增加而增长.文献[11]给出了在去除五排空气孔的正方晶格多模波导中,归一化频率为 0.44 和 0.52 的 TM 波的单重像位置分别为 $37.2a$ 和 $43.1a$,而在本文的三角晶格波导中仅为 $28.14a$ 和 $32.57a$;在去除七排空气孔的正方晶格多模波导中,这两种频率光的单重像位置分别为 $70.3a$ 和 $81.8a$,而在本文三角晶格波导中仅为 $53.03a$ 和 $61.71a$.可见,与正方晶格相比较,去除同样排数的空气孔后,具有同样频率的 TM 波在三角晶格光子晶体多模波导中传播时形成的第一单重像的位置要小很多.除了单重像外,表1计算了在 $w=5$ 和 7 的等效三层平板波导内,这两种频率光的多重像位置 L_N .下一部分将对表1进行讨论.

3. 结果与讨论

3.1. 模拟结果与等效结构模型比较

下面利用时域有限差分法来验证上述等效结

构的有效性及模拟计算该结构中的光传输特性.设定晶格常数 a 为 $0.682 \mu\text{m}$,核心区两侧(衬底和包层内)的空气孔排数为七,工作归一化频率 a/λ 分别为 0.44 和 0.52 ,该归一化频率所对应的波长为光通信中常用的波段窗口 1.55 和 $1.31 \mu\text{m}$.在波导入射端输入高斯分布型的 TM 波,图4给出了 1.55 和 $1.31 \mu\text{m}$ 两种波长的光在不同宽度的多模波导中的坡印亭矢量分布.如果仅仅考虑光子带隙效应,当入射光频率不在光子禁带范围内,传播时将会出现光场的泄露,无法形成传导模,从而在波导内被禁止传播.但是从图4中我们可以清楚地看到,输入光场进入波导后,虽然光场在传输过程中有微弱场渗入包层和衬底之内,最终将严格地沿着传播方向进行传输.这是由于光波在波导内发生全内反射而形成了对光波模式的限制效应.

当 $w=5$ 时, $1.55 \mu\text{m}$ 的光波单重像位置的模拟结果为 $28a$ (图4(a)),等效结构中为 $28.14a$ (图3),而 $1.31 \mu\text{m}$ 的光波单重像的位置分别为 $32a$ (图4(b)) 和 $32.57a$ (图3),两种方法所得的计算结果基本一致.当 $w=7$ 时, $1.55 \mu\text{m}$ 和 $1.31 \mu\text{m}$ 光波单重像的位置的模拟结果为 $53a$ (图4(c)) 和 $61a$ (图4(d)),这两个长度和等效结构计算出来的 $53.03a$ 和 $61.71a$ (图3)也基本保持一致.同时,拍长随工作波长(频率)的减小(增加)而增加,这种变化趋势同样和图3保持一致.

对比图4和表1可以看到,在 $w=5$ 的波导内,模拟结果显示 $1.55 \mu\text{m}$ 和 $1.31 \mu\text{m}$ 光波的二重像位置分别为 $14a$ 和 $16a$,等效模型中的数值结果分别为 $14.07a$ 和 $16.29a$.在 $w=7$ 的波导内,这两种光波的二重像位置的模拟结果分别为 $26a$ 和 $30a$,而数值结果分别为 $26.52a$ 和 $30.85a$,因而在两种不同宽度的多模波导内,光波的二重像位置均接近单重像位置的一半.除了二重像以外,波导内还展现了三重像和四重像,当 $w=5$ 时, 1.55 和 $1.31 \mu\text{m}$ 光波的三重像位置分别为 $9a$ 和 $11a$,四重像位置分别为 $7a$ 和 $8a$.当 $w=7$ 时,两光波的三重像位置分别为 $18a$ 和 $20a$,四重像位置分别为 $14a$ 和 $15a$.此外,光在 w 为 7 的波导内还出现了五重像,其中 $1.55 \mu\text{m}$ 的五重像位置为 $11a$, $1.31 \mu\text{m}$ 的五重像位置为 $12a$.通过和表1比较,容易发现这些像所处的位置均和等效模型的数值结果保持一致,亦符合常规的自映像原理.从上述分析可以得出结论,这种等效的三层平板结构能够有效地分析三角晶格型

光子晶体多模波导中,光传输方向上的成像特性.

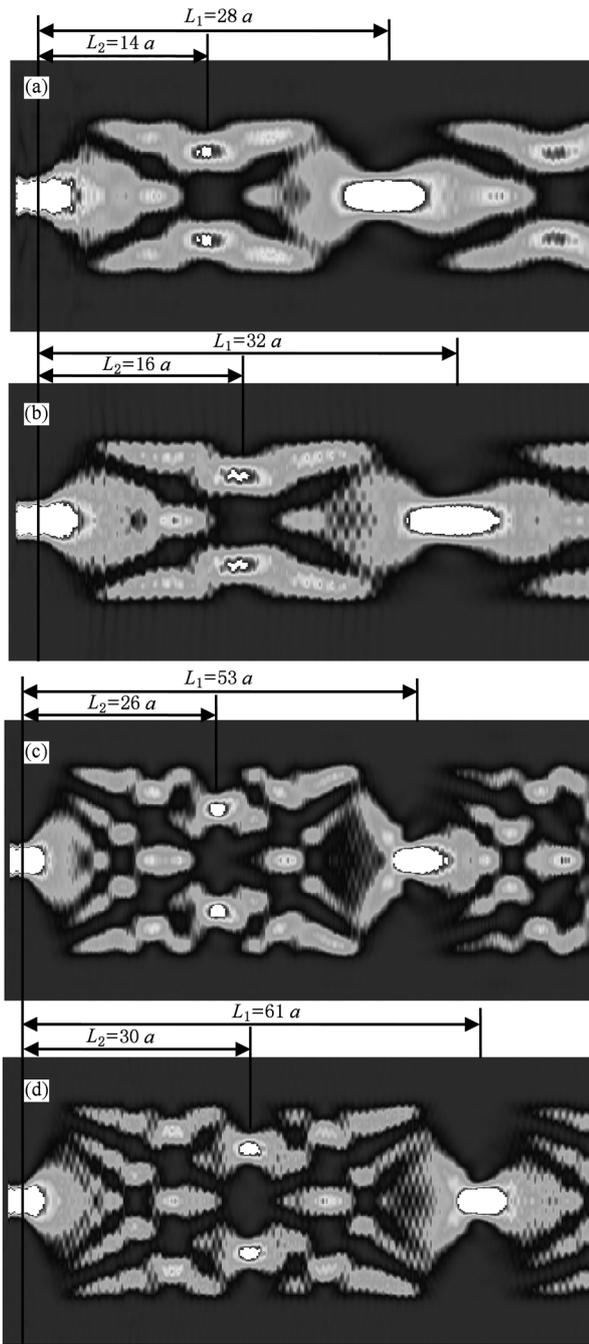


图4 在全内反射型光子晶体多模波导中光场的坡印亭矢量分布 (a) $w = 5$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$; (b) $w = 5$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$; (c) $w = 7$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$; (d) $w = 7$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$

3.2. 填充率对透射谱的影响

为了获得 TM 模式在不同宽度多模波导内的透射谱,我们从输入波导中输入中心波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 的脉冲光波,并将监测器分别放在 $w = 5$ 和 $w = 7$ 两

种波导内的第一单重像位置 $28a$ 和 $32a$ 处. 图 5 给出 TM 模式在这两种波导内的透射谱. 从图中可知, $1.55 \mu\text{m}$ 光波在这两种波导宽度下传播时均可以获得 95% 以上的透射效率. 这一结果表明,在没有禁带的全内反射型三角晶格光子晶体多模波导中,光波同样可以利用全内反射效应在波导内进行高效率的传播,而且具有较宽的高透射率带宽. 当 w 为 5 时,存在一个位于 $1.525\text{--}1.57 \mu\text{m}$ 之间较为平坦的高透射区域,这一区域的透射率可以高达 95%. 当 w 增加到 7 时(两边晶格排数不变),即波导宽度增加时,高透区域变窄,位于 $1.53\text{--}1.55 \mu\text{m}$ 之间,可见带宽随着波导宽度增加而降低. 在高透射区中,透射率发生了一些扰动,这是因为位于波导中心两侧的是空气孔阵列,光在向前传播时发生了布拉格反射现象. 因此,正是由于全内反射和分布式布拉格反射的联合效应,使得波导内的光场类似于传统波导模式,能沿着波导高效地传播.

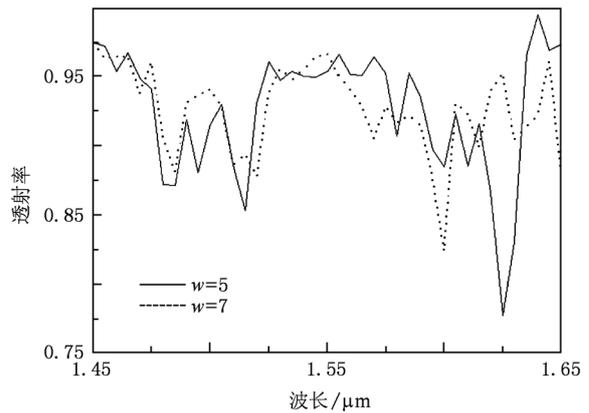


图5 $w = 5$ 和 7 时,全内反射型光子晶体多模波导中的透射谱

在实际应用中,通常需要根据应用的不同而选择适当的填充率. 图 6 给出了光波在 w 为 5 的全内反射型多模波导中传输时,不同填充率所对应的透射谱. 分别取填充率为 0.087, 0.245, 0.315 和 0.58 四种情况进行讨论,可以看到,在具有不同填充率的多模波导中,随着填充率的增加,模式的平坦高透射区域将向波长减小的方向移动,且宽度和透射率均在不断地增加. 填充率从 0.087 增加到 0.58 时,高透区的宽度从 $0.02 \mu\text{m}$ ($1.54\text{--}1.56 \mu\text{m}$ 之间) 增加到 $0.095 \mu\text{m}$ ($1.33\text{--}1.375 \mu\text{m}$ 和 $1.40\text{--}1.45 \mu\text{m}$ 两段组成),透射率从 85% 增加到 97%. 进一步分析发现,当填充率从 0.087 增加到 0.245 时,透射率从 85% 大幅上升到 94%. 而从 0.245 增加到 0.58 时,从 94% 略增加到 97%. 同时,在高透

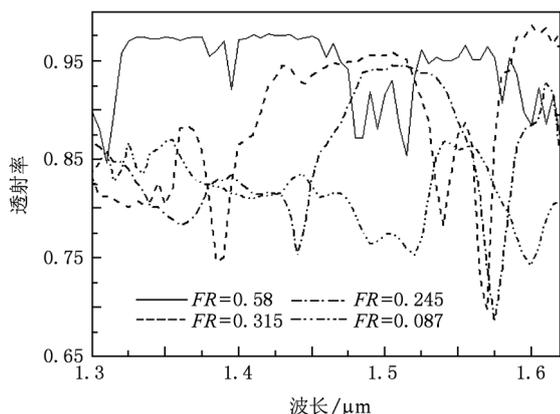


图6 具有不同填充率的全内反射型光子晶体多模波导 ($w=5$) 中的透射谱

射谱中出现透射率突然下降现象(如填充率为 0.58 时,在 1.38 μm 附近),这是由于传输模激发了位于传输方向两侧的空气孔阵列中的辐射模而形成的. 上述研究结果表明,在实际应用中,填充率为 0.087 的多模波导由于两侧折射率的减小已经不能满足

光波高效传播的要求了. 而另外三种填充率的光子晶体均有高透射区和较大的带宽,我们可以根据实际的需要选择最佳的填充率.

4. 结 论

本论文将没有光子带隙的三角晶格型光子晶体多模波导等效为三层平板介质波导,基于自映像原理,研究了该种波导结构中的多模干涉效应,采用时域有限差分法模拟了光传播行为. 模拟结果表明该等效结构能有效地分析波导的特性. 全内反射和分布式布拉格反射的联合效应引导着光场高效地沿波导传播,透射带宽随波导宽大增大而减小,并且随着填充率的增大,高透射区域将向波长减小的方向移动,宽度和透射率也随之增加. 填充率较小时,光波泄漏较为严重,但是在满足光波高效率传输的要求下,填充率依然具有很大的选择范围. 该研究结果为实际应用中选择适当的填充率提供了理论依据.

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Liu N H 1997 *Phys. Rev. B* **55** 4097
- [4] Mekis A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3787
- [5] Tang H X, Zuo Y H, Yi J Z, Wang Q M 2007 *Chin. Phys.* **16** 2011
- [6] Soldano L B, Pennings E C M 1995 *IEEE J. Lightwave Technol.* **13** 615
- [7] Zhang Y, Li Z J, Li B J 2006 *Opt. Express* **14** 2679
- [8] Yu T B, Wang M H, Jiang X Q, Yang J Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1851 (in Chinese) [于天宝、王明华、江晓清、杨建义 2006 *物理学报* **55** 1851]
- [9] Park I, Lee H S, Kim H J, Moon K M, Lee S G, O B H, Park S G, Lee E H 2004 *Opt. Express* **12** 3599
- [10] Chen H B, Xu Y, He J L, Hong Z 2009 *Opt. Commun.* **282** 3626
- [11] Yu T B, Jiang X Q, Yang J Y, Zhou H F, Liao Q H, Wang M H 2007 *Phys. Lett. A* **369** 167
- [12] Adibi A, Xu Y, Lee P K, Yariv A, Scherer A 2001 *Phys. Rev. B* **64** 033308
- [13] Zhang W F, Liu J H, Zhao Wei 2009 *IEEE Photo. Tech. Lett.* **21** 739
- [14] Liu T, Zakharian A R, Fallahi M, Moloney J V, Mansuripur M 2004 *IEEE J. Lightwave Technol.* **22** 2842
- [15] Ren G, Zheng W H, Wang K, Du X Y, Xing M X, Chen L H 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2553
- [16] Tanaka Y, Nakamura H, Sugimoto Y, Ikeda N, Asakawa K, Inoue K 2005 *IEEE J. Quantum Electron.* **41** 76
- [17] Qiu M 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1163
- [18] Johnson S G, Joannopoulos J D 2001 *Opt. Express* **8** 173

Propagation properties of light in multimode photonic crystal waveguides with triangular lattices based on total internal reflection *

Zhang Jun¹⁾ Yu Tian-Bao^{1)2)†} Liu Nian-Hua³⁾ Liao Qing-Hua¹⁾ He Ling-Juan¹⁾

1) (Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

2) (The State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductors, CAS, Beijing 100083, China)

3) (Institute for Advanced Study, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

(Received 3 November 2010; revised manuscript received 14 December 2010)

Abstract

The properties of the propagating field in multimode photonic crystal waveguides exhibiting no photonic band gaps with triangular lattices are investigated. By the effective refractive index method, these structures are regarded as three layer planar dielectric waveguides. And the multimode interference effect is numerically analyzed and simulated based on the self-imaging principle. The results show that the field can propagate effectively and resembles index-guided mode due to the combination of total internal reflection and distribution Bragg reflection. High transmission region shifts toward the shorter wavelength region, the bandwidth and the transmissivity increase with the increase of filling ratio, which provides a theoretical reference for selecting an appropriate filling ratio in practical applications.

Keywords: multimode photonic crystal waveguide, total internal reflection, filling ratio, finite-difference time domain method

PACS: 42.70.Qs, 42.82.-m, 42.82.Et

* Project supported by the Research Project from Department of Education of Jiangxi Province (Grant No. GJJ11301), the Open Project of the State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics of Institute of Semiconductors (Grant No. IOSKL-KF200901), the Natural Science Foundation of China (Grant No. 10804042), and the Natural Science Foundation of Jiangxi Province of China (Grant No. 2010GQW0047).

† Corresponding author. E-mail: yutianbao@ncu.edu.cn