

基于自成像多模干涉的光子晶体波导 1×2 分束器

徐旭明, 李 未, 方利广, 乐庸炉, 杨春云, 钱小霞

(南昌大学 理学院, 江西 南昌 330031)

摘要:通过模拟计算研究了二维三角形光子晶体波导自成像多模干涉的耦合特性,提出了一种二维光子晶体 1×2 分束器。基于自成像多模干涉效应,用有限时域差分法对这种分束器的特性进行了数值计算和分析。研究发现,这种分束器的透射率可高达 96%,造成这种现象的物理原因是多模干涉区的自成像效应,这种多模干涉在光子晶体光学集成电路中具有重大的潜在应用价值。

关键词:光子晶体波导;自成像效应;多模干涉

中图分类号:TN814

文献标识码:A

文章编号:1005-8788(2008)06-0034-03

Self-Imaging-based multimode interference photonic crystal waveguide 1×2 splitter

Xu Xuming, Li Wei, Fang Liguang, Yue Yonglu, Yang Chunyun, Qian Xiaoxia

(Nature Science College, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

Abstract: The coincidence characteristics of the self-imaging multimode interferences of two-dimensional triangle photonic crystal waveguides are investigated by simulation and computation. A two-dimensional photonic crystal 1×2 splitter is proposed. On the basis of self-imaging interference effects, its characteristics are calculated and analyzed by finite-difference time-domain method. Investigations show that the transmissivity of this splitter can be as high as 96% because of the self-imaging effects in the multimode interference region, which can find major potential applications in photonic crystal optical integrated circuits.

Key words: photonic crystals waveguide; self-imaging effect; multimode interference

在大规模集成电路中,由于光子晶体能够在非常小的范围内控制电磁波的传播^[1~2],由此产生了许多新颖的光学器件,如光子晶体波导^[3~4]、过滤器^[5]和光功率分束器^[6]等。光子晶体波导是通过在光子晶体中引入线缺陷实现的,它可以直接连接不同的器件。为了提高光的传输效率,应使不同器件连接处的光子晶体波导没有反射和能量损失。

当光子晶体中有两个或两个以上线缺陷波导时,在一定条件下,这些光子晶体波导之间会发生耦合,并且光子晶体波导耦合遵循普通介质波导耦合的一般规律,也有定向耦合的功能。我们基于自成像效应设计了一种线缺陷的 1×2 光子晶体分束器,并且用有限时域差分法^[7~8]分析了它的特性。

1 光子晶体和多模光子晶体波导模型

我们考虑二维三角形晶格光子晶体的介质柱为折射率 $\epsilon=3.4$ 的 GaAs,介质柱的半径 $r=0.20a$, a 为晶格常数,背景材料为空气。由于二维光子晶体的对称性,入射的电磁波可以分解为两个偏振模:TE 和 TM 模。TE 模的磁场方向平行于介质柱方向,而 TM 模的电场方向平行于介质柱方向。用有限时域差分法分别计算该光子晶体对于 TM 模和

TE 模的光子带隙可以得知,对于 TM 模,该光子晶体存在光子带隙,且其范围为 $0.285 \sim 0.426(a/\lambda)$,而类似的光子带隙对于 TE 模则不存在。所以下面的工作都是以 TM 模作为研究对象。

为了研究 TM 模在二维三角形光子晶体中的自成像多模干涉效应的应用,我们设计了一种多模干涉装置,见图 1。图中 W_M 为耦合区宽度。在完整的三角晶格光子晶体中沿着光传播的方向移去一排介质柱,形成一个光子晶体单模波导耦合器;移去 5 排介质柱就构成一个 5 平行光多模波导耦合器。

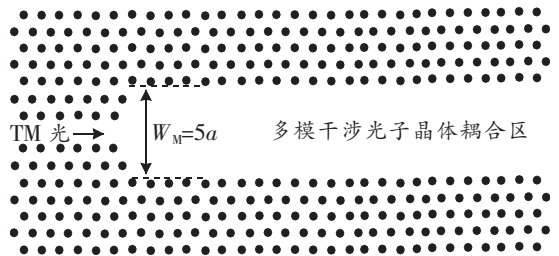


图 1 5 平行光多模干涉耦合器装置示意图

为了确认多模区域的模式分布,由平面波展开法计算得到这种结构的波导色散曲线和电场强度 $|E_y|^2$ 的分布(如图 2 和图 3 所示)。由图 2 可以看出,在光子禁带中,输入光波导在耦合区分裂为 5

收稿日期:2008-05-26

基金项目:江西省自然科学基金项目(0612043,2007GZW2547);江西省教育厅重点项目(赣教技字[2006]15 号);江西省科技攻关项目

作者简介:徐旭明(1964-),男,江西贵溪人,教授,博士,主要从事光与凝聚物质的相互作用研究。Email:nexmxen@ncu.edu.cn

个模式:0 阶模、1 阶模、2 阶模、3 阶模和 4 阶模。由图 3 可以看出,0 阶模、2 阶模和 4 阶模沿传播轴具有较强的电场分布,且沿传播轴对称分布,具有偶对称性;而 1 阶模和 3 阶模沿传播轴没有对称分布,这种模具有奇对称性。

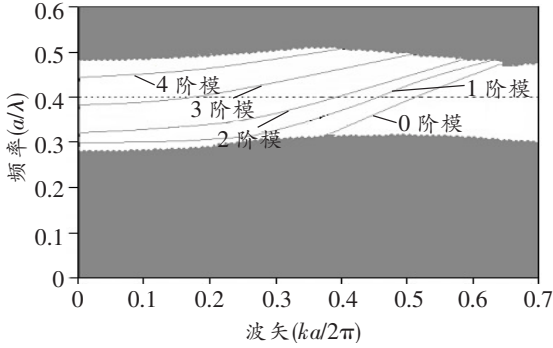


图 2 5 光子晶体波导耦合色散曲线图

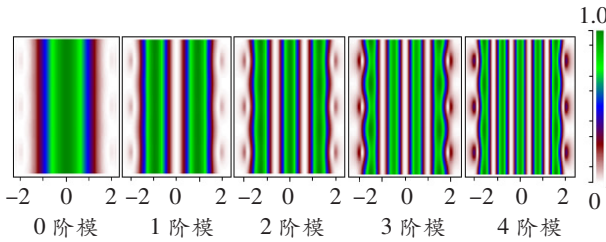


图 3 5 光子晶体波导在频率 $a/\lambda = 0.4$ 处 5 个模式的电场强度分布图

2 多模干涉结构的计算和分析

当入射波从 $z=0$ 处进入多模波导后,只有具有偶对称的偶模被激发,这 3 个模式(即 0、2 和 4 阶模)在多模区发生干涉,引起电磁场在多模区的重新分布,从而出现入射场的映像和多重像在多模区周期性交替分布。根据多模干涉的自映像理论^[7],输入场可以展开为所有波导本征模式的叠加:

$$\psi(z, x) = \sum_{i=0}^{n-1} c_i \varphi_i(x) e^{-j\beta_i z}, \quad (1)$$

式中, c_i 为场激励系数; $\varphi_i(x) e^{-j\beta_i z}$ 为传播常数 β_i 的模场; i 为模式的阶数; n 为模式数($i=0, 1, 2, \dots, n-1$)。在输出端 $z=L$ 处,由于各本征模产生不同相移,叠加场分布改变为

$$\psi(L, x) = \sum_{i=0}^{n-1} c_i \varphi_i(x) e^{-j\beta_i L}. \quad (2)$$

式(2)决定了光场在 $z=L$ 处的分布。可见,由于多个模式间发生干涉,光场将形成新的分布,能量在空间的分布情况随相干长度而发生变化。如果 ψ 满足

$$\psi(L, x) = \psi(0, x), \quad (3)$$

则输入场单重像出现在 L 处。由于模场分布的对

称性,我们可以得到单重像位置的分布:

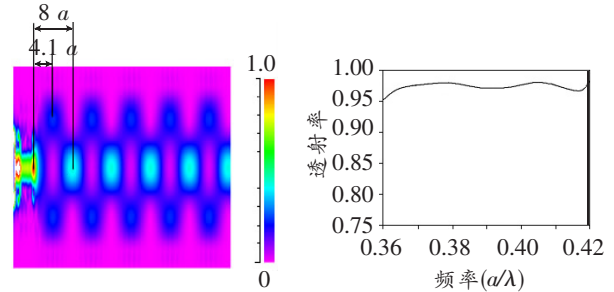
$$L = 2k\pi/(\beta_0 - \beta_2), \quad k=1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

同理,我们也可以得到双重像位置的分布:

$$L = (2k-1)\pi/(\beta_0 - \beta_2), \quad k=1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

式中, β_0 和 β_2 分别为 0 阶模和 2 阶模的传播常数。

由图 2 可知,当取图 1 结构中这种光子晶体的晶格常数 $a=0.62 \mu\text{m}$,入射波长 $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 时,0 阶模和 2 阶模的传播常数 β_0 和 β_2 分别为 $0.515 \times 2\pi/a$ 和 $0.389 \times 2\pi/a$ 。根据式(4)又可以得到单重像第 1 次出现在 $8a$ 的地方,双重像第 1 次出现在 $4.1a$ 的地方,如图 4(a)所示。图 4(a)横坐标为图 1 对应的空间坐标,右边色标表示图中坡印亭矢量对应的强度。图 4(b)为相应于图 1 结构的透射率随频率变化的关系。



(a) 坡印亭矢量 (b) 透射率随频率变化的关系

图 4 用有限时域差分法分析 $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ 的入射光在图 1 装置中的坡印亭矢量和透射率随频率变化分布图

我们发现这种结构的有效透射率都很高,并且频率在 $0.4(a/\lambda)$ 时透射率可高达 95.9%。

3 基于自成像效应设计 TM 分束器

图 5 所示为我们设计的一种二维光子晶体波导分束器的结构示意图,它由一个单模输入光子晶体

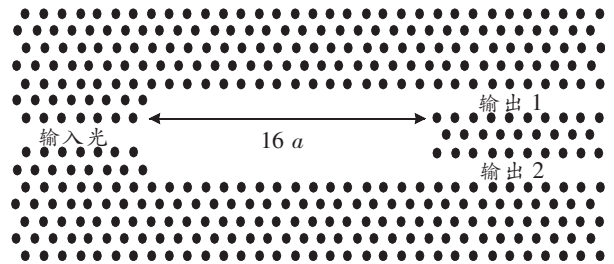


图 5 光子晶体分束器结构模型示意图

(耦合长度 $L_M = 16a$)

波导、耦合区和两个单模输出波导组成,耦合区的长度为 $L_M = 16a$ 。以 TM 模时域高斯脉冲作为入射光,波长为 $\lambda=1.55 \mu\text{m}$,我们用有限时域差分法分析了这种装置。由于结构的对称性和入射波从中心

位置输入,在多模耦合区的强度和电磁波传播的相位分布也是对称的。图 6 中横坐标对应结构 5 的空间位置,图中电场强度大小和坡印亭矢量分布与右边色标对应。从图 6 的电场强度和坡印亭矢量分布图可以看出,这种分束器的两个输出端口输出的透射光强是完全相等的,并且透射率可高达 96%。

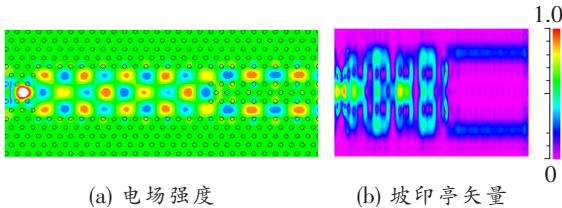


图 6 用有限时域差分法分析 $\lambda=1.55\text{ }\mu\text{m}$ 的入射光在这种分束器中的电场强度和坡印亭矢量分布图

4 结束语

本文通过模拟计算研究了二维三角形光子晶体波导自成像多模干涉的耦合特性。提出一种二维光子晶体分束器,用有限时域差分法对该分束器的特性进行了数值计算和分析。结果表明,当入射光 $\lambda=1.55\text{ }\mu\text{m}$, 耦合长度为 $16a$ 时,这种分束器的透射率可高达 96%,造成这种现象的物理原因是多模干涉区的自成像效应,这种自成像多模干涉在光子晶体光学集成电路中具有重大的潜在应用价值。

论推导是相符的。如果把这种极端情况作为最坏值,按照之前推导出的 3 倍关系来算,那么对应的光纤链路的 PMD 值不会超过 0.1 T。因此,实际系统设计时就要求光纤链路的 PMD 值不超过 0.1 T,瞬时 DGD 值不超过 0.3 T。

在实际工程设计中,按照上述准则可以由传输速率估算出系统的 PMD 和 DGD 容限的一般参考数值,如表 2 所示。

表 2 不同速率光传输系统 PMD 和 DGD 容限

	2.5 Gbit/s	10 Gbit/s	40 Gbit/s
DGD 容限/ps			
(1 dB 功率代价)	120	30	7.5
PMD 容限/ps			
(1 dB 功率代价, 10^{-5})	40	10	2.5

3 结 论

在数字传输系统中,PMD 和色度色散都会引起脉冲展宽。但是色度色散基本不受外部影响,其功

参考文献:

[1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission on solid-state physics and electronics [J]. Phys. Rev. Lett.,1987,58:2 059-2 062.

[2] Yu Tian-Bao, Jiang Xiao-Qing, Yang Jian-Yi, *et al.* Self-imaging effect of TM mode in photonic crystal multimode waveguides only exhibiting band gaps for TE modes [J]. Physics Letters A.,2007,369:167-171.

[3] Yu T B,Wang M H,Jiang X Q, *et al.* Coupling characteristics of electromagnetic wave in parallel three photonic crystal waveguides and its applications [J]. Acta Phys. Sinica.,2006,55:1 851.

[4] Yu T B,Wang M H,Jiang X Q, *et al.* Ultracompact and wideband power splitter based on triple photonic crystal waveguides directional coupler [J]. J. Opt. A: Pure Appl.,2007,9:37-42.

[5] Chen CC, Chen C Y, Wang W K, *et al.* Photonic crystal directional couplers formed by In AlGaAs nano-rods [J]. Opt. Express.,2005,13:38-42.

[6] Liu T, Zakharian A R, Fallahi M, *et al.* Design of a compact photonic-crystal-based polarizing beam splitter [J]. IEEE Photon. Technol. Lett.,2005,17: 1 435-1 439.

[7] Zhu Zhihong, Ye Weimin, Yuan Xiaodong, *et al.* Photonic crystal waveguide directional coupler [J]. Acta Optica Sinica.,2003,23:1 237-1 240.

[8] Ward A J,Pendry J B. Calculating photonic Green's functions using a nonorthogonal finite-difference time-domain method [J]. Phys. Rev. (B),1998,58: 7 252-7 259.

率代价相对比较稳定,而 PMD 受波长、传输方式和环境影响很大,其功率代价是时变的,对系统的影响难以估计,且 PMD 的数值比色度色散小几个数量级,其对系统性能的影响要到 10 Gbit/s 以上才比较明显。本文通过对色度色散和 PMD 的计算研究,分析了不同速率传输系统的色散受限情况,分析的结果对系统设计有一定的参考价值。

参考文献:

[1] Agrawal G P(著),贾东方,余震虹(译).非线性光纤光学原理及应用 [M]. 北京:电子工业出版社,2002. 22-50.

[2] Agrawal Govind P. Fiber-optic communication systems [M]. New York: Wiley Interscience publication, 1997. 50-51.

[3] Ciprut P, Gisin B. Second-order polarization mode dispersion: Impact on analog and digital transmission [J]. Lightwave Tech., 1998, 16(5): 758-770.

[4] Foschini G J, Poole C D. Statistical theory of polarization dispersion in single mode fibers [J]. Lightwave Tech., 1991, 9(11):1 439-1 456.