

利用耦合波导列提高光子晶体波导辐射*

王 琼 崔一平[†] 闫长春 张玲玲 张家雨

(东南大学电子科学与工程学院先进光子学中心, 南京 210096)

(2008 年 5 月 4 日收到, 2008 年 7 月 7 日收到修改稿)

将耦合波导列应用于光子晶体单模波导, 提出一种提高光辐射的光子晶体结构. 基于时域有限差分方法的理论研究表明, 当将耦合波导列附加到单模光子晶体波导出口端的适当位置, 使出射光分成若干强弱不一的光束, 这些光束在传播空间通过干涉形成一定程度的汇聚, 大大提高了光子晶体波导在水平方向的光辐射效率. 另外, 当耦合波导列的行数大于某固定值($2N=8$)时, 辐射质量基本保持不变, 由此可获得最紧凑的器件结构. 这种类型光子晶体在近场光学和集成光学等诸多方面有潜在的应用价值.

关键词: 光子晶体波导, 光辐射, 波导列, 耦合波导

PACC: 4270Q, 7820P

1. 引 言

近年来, 增强透射和光辐射问题成为很多研究小组关注的热点^[1-3]. 众所周知, 根据电磁波衍射极限, 光从一个亚波长孔结构出射后将发散成很大的辐射角^[4], 这种现象给近场光学和集成光学带来了极大不便. 1998 年, Ebbesen 等^[2]发现了打孔银薄膜超强透射的奇异现象, 立即引起了突破衍射极限光器件的研究热潮. 而后, Martin-Moreno 等^[3]又发现通过金属孔周围起褶可实现电磁波的定向辐射. 研究表明, 这些金属结构中的辐射增强现象主要归因于激发了金属-介质界面的表面等离子体波^[3]. 除了在金属结构中可以激发表面波外, 光子晶体波导在经过合适的界面修饰后(如改变界面元胞的形状等)也可以支持表面波^[5]. 2004 年, Moreno 等^[6]在改变界面元胞半径的基础上又对其位置进行调制, 使光子晶体波导界面的表面波充分影响到出射光在传播空间的分布形态, 从而大大提高了水平方向的光辐射效率. 同年, Kramper 等^[7]在实验中观察到光子晶体波导中光波段的聚光效应(定向辐射). 这些发现极大地拓展了光子晶体研究的新方向.

基于光子晶体多样化特性, 如光子带隙、局域态、自聚焦效应等^[8-10], 除了以上提到的利用界面表

面波方法外, 还可以利用其他途径提高光子晶体的光辐射. 例如, 在光子晶体波导出口端引入点缺陷或多重耦合腔可以提高出射光的辐射效率^[11, 12]. 又如, 利用自聚焦光子晶体和二通道耦合波导可等效于产生两个次光源, 它的出射光在传播空间干涉形成了高效率的定向辐射^[13]. 另外, Tang 等^[14]提出将一个自聚焦结构附加到光子晶体波导的出口端, 也可以获得很好的定向辐射. 这些光子晶体结构在纳光子学和集成光路领域等诸多方面有令人瞩目的应用前景. 本文提出另一种光子晶体结构, 利用波导列的耦合与分束功能^[15], 并将它安置到光子晶体单模波导出口端的恰当位置, 同样获得了水平方向的高效率光辐射, 为突破衍射极限的光子晶体器件研究提供另一种设计思路.

2. FDTD 计算方法

时域有限差分(FDTD)方法是一种研究光子晶体特性的常用方法, 由 Yee 于 1966 年提出^[16]. 该方法是从 Maxwell 方程出发, 对电磁场 E, H 分量在空间和时间上采取交替抽样的离散方式, 使含时间变量的麦克斯韦旋度方程转化为一组差分方程, 并在时间轴上逐步推进地求解空间电磁场.

Maxwell 方程为

* 国家自然科学基金(批准号:10474010)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: cyp@seu.edu.cn

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \sigma_m \mathbf{H}, \quad (2)$$

其中 ϵ 为介质介电系数, μ 为磁导系数, σ 为电导

率 σ_m 为导磁率. 在二维直角坐标系中, 设所有物理量均与 z 坐标无关. 对于 TM 波, $E_x = E_y = H_z = 0$, 麦克斯韦方程可转化为

$$E_z^{n+1}(i, j) = CA(m) \cdot E_z^n(i, j) + CB(m) \times \left[\frac{H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) - H_y^{n+1/2}\left(i - \frac{1}{2}, j\right)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) - H_x^{n+1/2}\left(i, j - \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \right], \quad (3)$$

$$E_x^{n+1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) = CP(m) \cdot H_x^{n-1/2}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) - CQ(m) \cdot \frac{E_z^n(i, j + 1) - E_z^n(i, j)}{\Delta y}, \quad (4)$$

$$H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) = CP(m) \cdot H_y^{n-1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j\right) + CQ(m) \cdot \frac{E_z^n(i + 1, j) - E_z^n(i, j)}{\Delta x}, \quad (5)$$

其中 $CA(m), CB(m), CP(m), CQ(m)$ 等参数的具体形式为

$$CA(m) = \frac{\frac{\epsilon(m)}{\Delta t} - \frac{\sigma(m)}{2}}{\frac{\epsilon(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma(m)}{2}} = \frac{1 - \frac{\sigma(m)\Delta t}{2\epsilon(m)}}{1 + \frac{\sigma(m)\Delta t}{2\epsilon(m)}}, \quad (6)$$

$$CB(m) = \frac{1}{\frac{\epsilon(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma(m)}{2}} = \frac{\frac{\Delta t}{\epsilon(m)}}{1 + \frac{\sigma(m)\Delta t}{2\epsilon(m)}}, \quad (7)$$

$$CP(m) = \frac{\frac{\mu(m)}{\Delta t} - \frac{\sigma_m(m)}{2}}{\frac{\mu(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma_m(m)}{2}} = \frac{1 - \frac{\sigma_m(m)\Delta t}{2\mu(m)}}{1 + \frac{\sigma_m(m)\Delta t}{2\mu(m)}}, \quad (8)$$

$$CQ(m) = \frac{1}{\frac{\mu(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma_m(m)}{2}} = \frac{\frac{\Delta t}{\mu(m)}}{1 + \frac{\sigma_m(m)\Delta t}{2\mu(m)}}, \quad (9)$$

另外, 空间增量 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \delta$, 且满足 $\delta \leq \lambda/10$; 时间增量满足 $\Delta t \leq \delta(\sqrt{2} \cdot v_{\max})$, 其中 v_{\max} 为空间中的电磁波最大速度. 对于 TE 波的情况可类推.

3. 模型计算及分析

图 1 是在二维圆柱方阵中设计的介质光子晶体. 圆柱单胞的折射率和半径分别为 $n = 3.4$ (可对应 $1.55 \mu\text{m}$ 波长 InGaAsP-InP 的折射率) 和 $r = 0.15a$, 其中 a 是圆柱方阵的晶格常数. 该光子晶体可分为两部分: 光子晶体波导 (区域 A) 和耦合波导列 (区域 B). 区域 A 中的光子晶体波导是由圆柱方

阵中沿着 x 轴方向移去一排圆柱而形成, 并且在它的出口处移去上下两个单元圆柱, 目的是为了降低光损耗和反射. 区域 B 中的耦合波导列 (行数 $N_y = 20$, 列数 $N_x = 6$) 是由圆柱方阵中移去偶数排圆柱而形成 (依据到 x 轴近远依次标序圆柱方阵的排数), 因此在区域 B 中存在很多光通道, 并且在这些通道中传输的光能够相互耦合. 此外, 区域 A 和区域 B 的空间间距设为 L .

首先, 为了获得最佳辐射, 需要调节区域 A 和区域 B 的空间间距 L , 使光子晶体波导与耦合波导列得到合适的匹配. 在光传播方向 $x = 20a$ ($|y| \leq 5a$) 处设立一个光探测线 (如图 1 的 $D1$) 来考察通

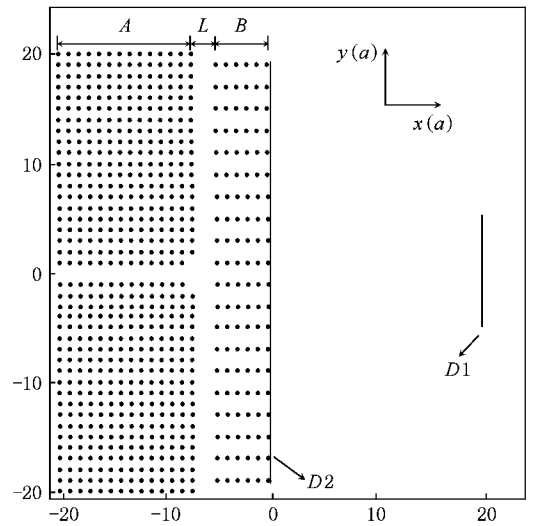


图 1 提高光辐射的光子晶体结构示意图

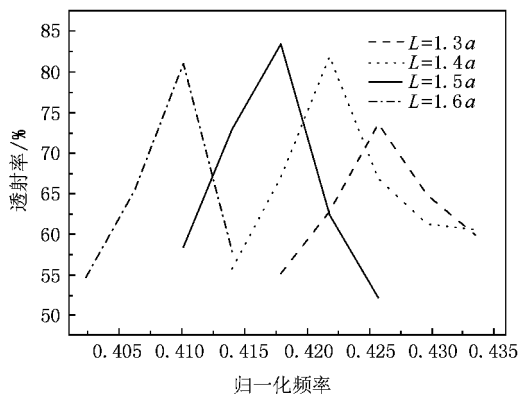


图2 在不同 L 值情况下,通过 $D1$ 的透射率与归一化频率的对应关系

过该范围的光辐射效率.当调节空间间距 L 值时,对应不同频率的入射光通过 $D1$ 的透射率如图2所示.由图可见,当选择不同 L 值时,在一定频率范围内都可以得到较高的光透射率,说明这些频率的光辐射出的大多数能量可局限在 $|y| \leq 5a$ 范围内.值

得注意的是,当 $L = 1.5a$ 时,光透射率在归一化频率 $a/\lambda = 0.418$ 处达到最大值,这也就表明, $L = 1.5a$ 是最佳空间间距,此时光子晶体波导和耦合波导列达到最好匹配.

为了验证以上分析结果,图3(a)给出了图1结构在 $L = 1.5a$ 时的空间电场幅度分布,归一化频率为 $a/\lambda = 0.418$ 的高斯连续波源从左端波导入射.从图中可以看出它辐射出的大部分能量确实能够呈现很好汇聚,因此在水平方向的辐射效率可大大提高.作为对比,图3(b)给出了出口端没有耦合波导列的光子晶体波导的空间电场幅度分布,可以发现此时出射光呈现很大的辐射角,在 $x = 20a$ ($|y| \leq 5a$) 处的光探测线处求得该波长的光透射率几乎只有4%.这是因为光子晶体波导中的光波长约为 $2.39a$,大于光子晶体波导宽度 a ,根据电磁波衍射极限,当光从一个具有亚波长孔的结构出射后将会发散成很大的辐射角.对比以上两种情况,说明图1中的光子晶体结构确实可以大大提高出射光的水平辐射.

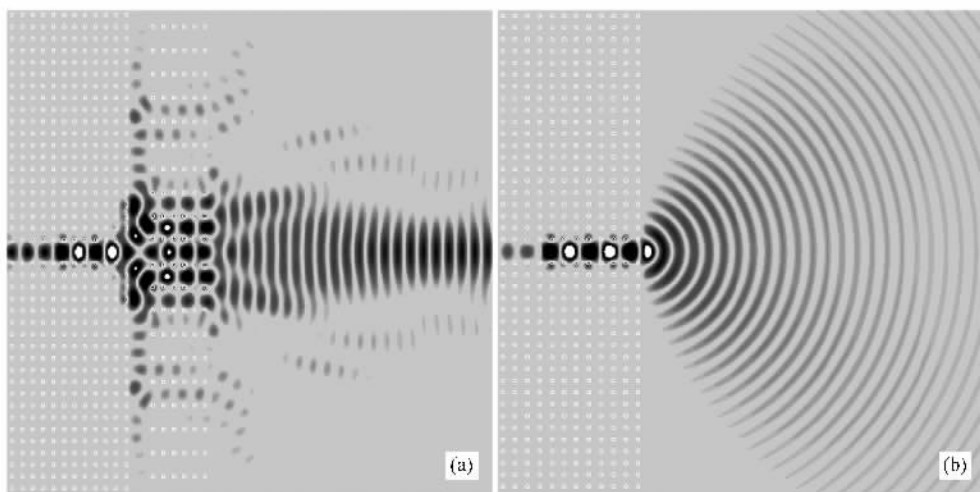


图3 (a)有耦合波导列和(b)无耦合波导列的光子晶体波导在归一化频率为 $a/\lambda = 0.418$ 的入射光下的电场幅度分布

为了进一步理解图3(a)中的出射光辐射的汇聚现象,我们在 $x = 0$ (耦合波导列出口)处设立另一观察线(如图1的 $D2$)来扫描电场 $|E_x|^2$ 的时间平均分布,相应的计算结果在图4给出.可以看出,图4的分布曲线中有3个幅值较高的电场峰,同时还对称地分布着幅值较低且不等的电场峰.由此推断,波导列的耦合作用使得 $y = 0, y = 2, y = -2$ 三个光通道的光束强度基本相当,并且形成其他很多

光强不等的光束.这些光束对光辐射形态起着重要作用,它们从耦合波导列出射后在传播空间进行干涉,形成了水平方向的光汇聚现象.

另外,考虑到实际应用,效率和尺寸是衡量器件质量的两个重要参数,所以这里有必要考察图1的结构大小对辐射效率的影响.为了方便,我们设立参量 N ($N = N_y/2$),其中 N_y 为耦合波导列的行数.针对归一化频率为 $a/\lambda = 0.418$ 的输入光,图5计算

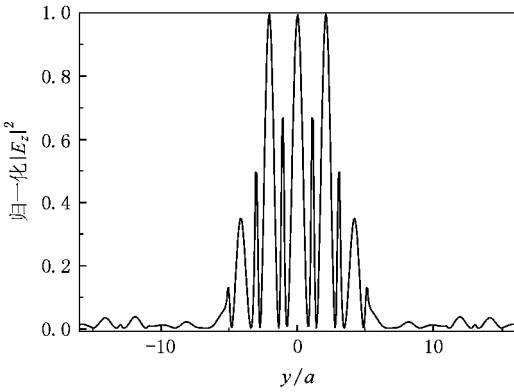


图 4 图 3(a)中 $x=0$ 处的电场 $|E_z|^2$ 时间平均分布

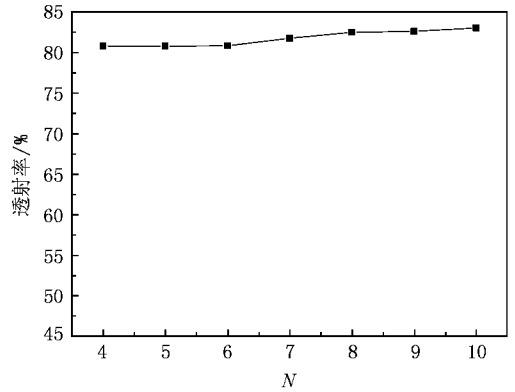


图 5 在不同 N 值情况下通过探测线 $D1$ 的透射率 输入光的归一化频率为 $a/\lambda = 0.418$

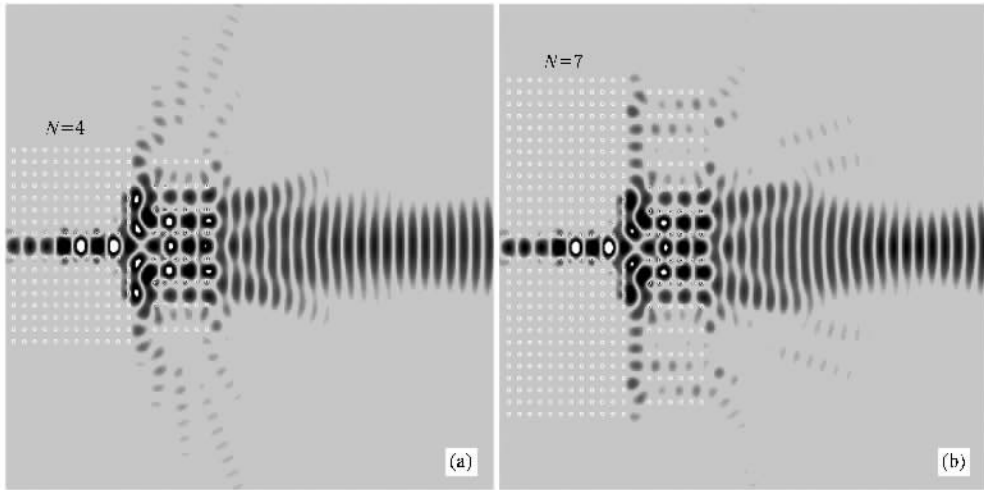


图 6 (a) $N=4$ 和 (b) $N=7$ 对应的结构在归一化频率为 $a/\lambda = 0.418$ 的入射光下的电场幅度分布

了在不同参量 N 的情况下通过探测线 $D1$ 的透射率。图中结果表明，当参量 N 变化时透射率几乎保持不变，也就是说耦合波导列行数的变化对辐射效率影响不大。可以这样理解这种现象：由图 4 可知，出射光的辐射形态主要由在 $|y| \leq 5a$ 范围内的光束进行干涉而决定，当耦合波导列满足条件 $N = 4$ 时就足以形成这些光束，所以再增加耦合波导列的行数（即增加 N 值）时对光辐射影响不大。也就是说，当耦合波导列的行数 N_y 满足条件 $N_y = 2N = 8$ 时，出射光已可在水平方向形成高效率辐射，此时整个器件的尺寸仅为 $20a \times 17a$ ，即为具有较高辐射效率的最小光子晶体器件。图 6 给出了耦合波导列行数分别在 $N = 4$ 和 $N = 7$ 情况下对应的空间电场幅度分布，归一化频率为 $a/\lambda = 0.418$ 的高斯连续波源从左端波导入射。由图可进一步证明，参量 N 的变化

确实对光辐射质量影响不明显。

4. 结 论

本文设计了一种能提高光子晶体波导光辐射效率的结构。基于时域有限差分法的仿真结果表明，将耦合波导列附加到单模光子晶体波导出口端的适当位置，可使出射光分成若干强弱不同的光束，这些光束在传播空间通过干涉可产生一定程度地汇聚，从而大大提高光子晶体波导水平方向的光辐射效率。另外，当耦合波导列的行数大于某固定值（ $2N = 8$ ）时，光辐射效率对该行数变化不敏感，可获得最小且具有较理想辐射质量的光子晶体器件只有 $20a \times 17a$ 。这种类型光子晶体器件在近场光学和集成光学等诸多方面有潜在的应用价值。

- [1] Lezec H J , Degiron A , Devaux E , Linke R A , Martin-Moreno L , Garcia-Vidal F J , Ebbesen T W 2002 *Science* **297** 820
- [2] Ebbesen T W , Lezec H J , Ghaemi H F , Thio T , Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [3] Martin-Moreno L , Garcia-Vidal F J , Lezec H J , Degiron A , Ebbesen T W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 167401
- [4] Brthe H A 1944 *Phys. Rev.* **66** 163
- [5] Wang B , Dai W , Fang A , Zhang L , Tuttle G , Koschny T , Soukoulis C M 2004 *Phys. Rev. B* **74** 195104
- [6] Moreno E , Garcia F J , Martin-Moreno L 2004 *Phys. Rev. B* **69** 121402
- [7] Kramper P , Agio M , Soukoulis C M , Birner A , Müller F , Wehrspohn R B , Gösele U , Sandoghdar V 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 113903
- [8] Li R , Ren K , Ren X B , Zhou J , Liu D H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2201 (in Chinese) 李 蓉、任 坤、任晓斌、周 静、刘大禾 2004 物理学报 **53** 2201]
- [9] Pustai D M , Shi S Y , Chen C H , Sharkawy A , Prather D W 2004 *Opt. Express* **12** 1823
- [10] Mao H B , Yang C L , Lai Z S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2520 (in Chinese) 茅惠兵、杨昌利、赖宗声 2004 物理学报 **53** 2520]
- [11] Chen C C , Pertsch T , Iliew R , Lederer F , Tünnermann A 2006 *Opt. Express* **14** 2423
- [12] Zhu Z H , Ye W M , Ji J R , Yuan X D , Zen C 2007 *Appl. Phys. B : Lasers Opt.* **86** 327
- [13] Zhang Y L , Zhang Y , Li B J 2007 *Opt. Express* **15** 9281
- [14] Tang D H , Chen L X , Ding W Q 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 131120
- [15] Modotto D , Conforti M , Locatelli A , Angelis C D 2007 *IEEE J. Microwave Tech.* **25** 402
- [16] Yee K S 1966 *IEEE T. Antennas Propagat.* AP-14 302

Enhancing the emission efficiency in photonic crystal waveguide with coupled waveguide arrays^{*}

Wang Qiong Cui Yi-Ping[†] Yan Chang-Chun Zhang Ling-Ling Zhang Jia-Yu

(*Advanced Photonics Center , School of Electronic Science and Engineering , Southeast University , Nanjing 210096 , China*)

(Received 4 May 2008 ; revised manuscript received 7 July 2008)

Abstract

We propose a system of enhanced emission efficiency by employing coupled waveguide arrays to a single-mode photonic crystal waveguide. The FDTD simulation results show that , when the coupled waveguide arrays are placed properly at the exit plane of the single-mode photonic crystal waveguide , the output light can be split into many light beams , and the interference of these light beams can produce a focusing emission beam , which greatly enhances the emission efficiency. In addition , when the row number of the waveguide arrays is larger than a certain value ($2N = 8$) , the state of the emission is nearly steady and the most compact structure can be obtained. This type of photonic crystal has potential applications in near-field optics or integrated optics.

Keywords : photonic crystal waveguide , emission , waveguide arrays , coupled waveguides

PACC : 4270Q , 7820P

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10474010).

[†] Corresponding author. E-mail : cyp@seu.edu.cn