

文章编号: 0253-2239(2009)10-2898-07

光子晶体波导定向耦合型 1×3 光分束器

陈淑文¹ 朱桂新¹ 于天宝¹ 廖清华¹ 刘念华¹ 黄永箴²

(¹ 南昌大学物理系, 江西 南昌 330031; ² 中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

摘要 将五光子晶体单模波导平行、邻近放置构成定向耦合器, 依据自映像原理, 数值分析了输入光场对称入射时, 该系统中光的传播行为。基于此结构, 设计了 1×3 光分束器, 其器件长度可短至 $14.26 \mu\text{m}$ 。仅仅通过对称地改变耦合区中两个介质柱的有效折射率, 使光场在横向发生重新分布, 便可实现输出能量的均分或自由分配。通过非对称地改变耦合区中的一个介质柱, 可实现 3 个输出端的输出能量的自由分配。该光分束器具有微小尺寸和各输出端输出能量的比例可自由调制的特点, 在未来集成光回路中具有广泛的应用价值。

关键词 光学器件; 光子晶体波导; 定向耦合器; 光分束器; 能量均分

中图分类号 O439 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092910.2898

1×3 Beam Splitter Based on Photonic Crystal Waveguides Directional Coupler

Chen Shuwen¹ Zhu Guixin¹ Yu Tianbao¹ Liao Qinghua¹ Liu Nianhua¹
Huang Yongzhen²

(¹ Department of Physics, Nanchang University, Nanchang, Jiangxi 330047, China)
(² Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

Abstract Directional coupler can be constructed by parallelly putting five photonic crystal waveguides together. The propagation of the optical field entering this system symmetrically is analyzed numerically on the basis of self-imaging principle. 1×3 beam splitter, whose length can be as short as $14.26 \mu\text{m}$, is designed by using this structure. By symmetrically tuning the effective refractive index of two dielectric rods in the coupler, and accordingly inducing the redistribution of the electric field, equipartition or free distribution of output energy can be achieved. By asymmetrically tuning the effective refractive index of one dielectric rod in the coupler, free distribution of output energy can also be achieved. Due to the ultracompact size and the free modulation of output energy, the device has extensive practical value in future photonic integrated circuits.

Key words optical devices; photonic crystal waveguides; directional coupler; beam-splitter; equipartition of energy

1 引 言

光子晶体作为一种具有周期性介电结构的人工材料^[1,2], 由于具有光子带隙的特性而引起广泛关注。在完整光子晶体中引入线缺陷, 形成光子晶体波导, 可实现大拐弯处的低损耗甚至零损耗的能量传输^[3]。将二个或二个以上光子晶体波导平行邻近放置, 可构成一个定向耦合器^[4~6]。这种波导定向

耦合器被广泛应用于光开关^[7,8]、波分复用^[9,10]和光分束器^[11,12]中。这些基于光子晶体波导定向耦合器的光电器件, 具有体积小, 易于大规模光电集成等优点。

光分束器作为集成光路和光纤到户的光网络中的重要组成部件得到了广泛的研究。基于 Y 型结构或 T 型结构的 1×2 光分束器^[13,14], 其透射率比

收稿日期: 2008-10-07; 收到修改稿日期: 2009-03-18

基金项目: 江西省自然科学基金(2008GZW0006, 2007GQW2057)和江西省教育厅科学研究(2007-59, GJJ08066)资助课题。

作者简介: 陈淑文(1970—), 女, 硕士, 讲师, 主要从事光子晶体理论和器件设计等方面的研究。

E-mail: lqhua@ncu.edu.cn

较低,需要引入额外的微调结构来提高光分束器的透射率,这给光分束器的制造带来了困难。基于多模波导结构的 1×2 光分束器^[15,16],具有尺寸小、损耗低、带宽宽和极化不敏感等优点,因而得到了广泛的研究和应用。与此同时,基于定向耦合器^[11,17]的极化光 1×2 光分束器,也因具有微小尺寸、低损耗、大带宽等优点而得到了广泛的研究和应用。

本文提出了一种基于五平行光子晶体波导定向耦合器的 1×3 光分束器,该光分束器的耦合区长度只有 9 个晶格长度,其器件长度可低至 14.26 μm,尺寸微小。通过对称地改变耦合区中两个介质柱的有效折射率,使光场在横向上发生重新分布,便可实现各输出端的输出能量的均分和自由分配;非对称地改变耦合区中的一个介质柱,可实现 3 个输出端的输出能量的自由分配。

2 结构和原理分析

考虑无限长介质柱按三角晶格周期性地排列在空气背景中,构成完整光子晶体。整个结构的参数选取如下:介质柱材料为折射率 $n=3.4$ 的 GaAs,介质柱半径 $r=0.18a$,其中 a 为晶格常数。在完整光子晶体中沿 ΓK 方向去掉一排介质柱就形成一个单模波导。将 5 个单模光子晶体波导平行、邻近放置,每两个波导之间只有一排介质柱相隔,构成一个 5 波导定向耦合器(5-DC)。其结构如图 1 所示的 1×3 光分束器中的 5-DC 部分。

具有上述结构参数的完整三角晶格光子晶体,对于 TM 波(电场平行于介质柱),在归一化频率 $a/\lambda = 0.2956 \sim 0.4851$ 范围内存在一光子禁带。采

用文献[18]所报道的平面波展开法计算了单模波导和 5-DC 的色散曲线以及在归一化频率 $a/\lambda = 0.4$ 处导模的电场强度 $|E_y|^2$ 分量。单模波导和 5-DC 的计算超元胞如图 1 中的虚线矩形框所示。图 2 给出了单模波导和 5-DC 的色散曲线,在归一化频率 $a/\lambda = 0.4$ 处,单模波导和 5-DC 分别支持 1 个和 5 个传播模式。图 3 给出了在归一化频率 $a/\lambda = 0.4$ 处,单模波导和 5-DC 中导模的电场强度 $|E_y|^2$ 分量,其中横坐标为场的横向分布 x 方向,纵坐标为导模的传输 z 方向。由图 3 可以看出,单模波导中的导模具有偶对称性,5-DC 中有 3 个导模具有偶对称性。可见,M-DC 区可视为多模耦合区。

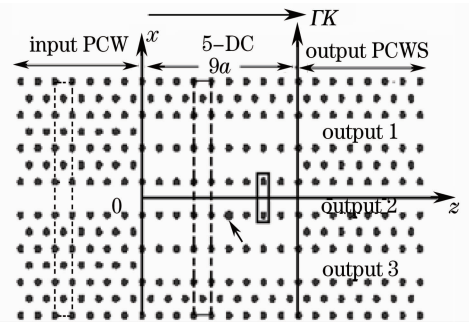


图 1 由输入波、5-DC 和输出波导组成的 1×3 光分束器的结构图,实线矩形框所指的为半径 R 可调的两个对称的介质柱,箭头所指的为半径 R_M 可调的介质柱

Fig. 1 Schematic diagram of 1×3 beam splitters which consist of the input photonic crystal waveguide, 5-DC and output photonic crystal waveguides. The rods enclosed by solid line rectangle are that which can be modified with the radius R . The rods indicated by the arrow are that which can be modified with the radius R_M

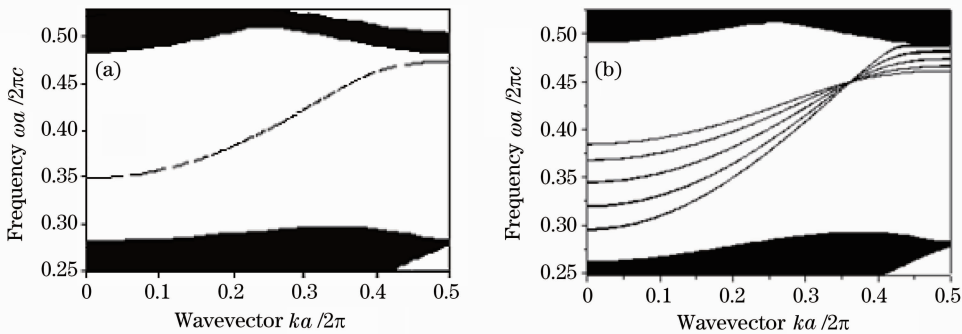


图 2 (a)单模波导的色散曲线;(b)5-DC 的色散曲线

Fig. 2 The dispersion curve for (a) single-mode photonic crystal waveguide and for (b) 5-DC

当光波由单模波导对称入射到 M-DC 时,只有具有偶对称性的模式被激发,这些偶模在多模区发生干涉,引起光波在多模区的重新分布,将周期性地自复制出输入场的单重像和多重像,且单重像和多

重像在多模区沿传播轴方向周期性地交替分布。根据多模干涉的自映像理论^[19],将输入场 $\psi(x,0)$ 表示成耦合区所有导模的叠加:

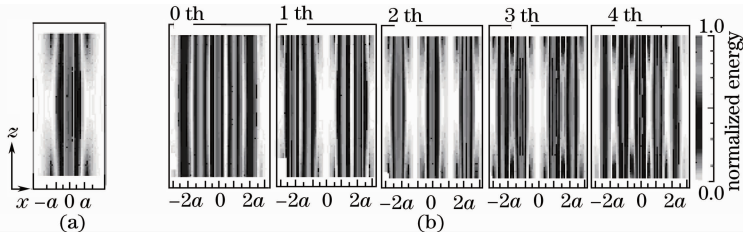


图3 在归一化频率 $a/\lambda=0.4$ 处,导模的电场强度的横向剖面图。(a)单模波导中的传播模;(b)5-DC中的5个传播模
Fig. 3 The transverse profiles of electric field intensity for the waveguide modes at the normalized frequency $a/\lambda=0.4$.

(a) Propagating mode in single-mode photonic crystal waveguide. (b) Five waveguide propagation modes in 5-DC

$$\psi(x,0) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_{\nu} \varphi_{\nu}(x), \quad (1)$$

其中 ν 为导模的阶数,这里只有偶模被激发,故 ν 为偶数, c_{ν} 为场的激励因子, $\varphi_{\nu}(x)$ 为 ν 阶导模的场分布, m 为偶模的最高阶数。传播到 $Z=L$ 处,场分布可以表示为

$$\psi(x,L) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_{\nu} \varphi_{\nu}(x) \exp(j\omega t - j\beta_{\nu}L), \quad (2)$$

其中 β_{ν} 为各阶导模的传播常数。在上式中提取一个公因子 $\exp(j\omega t - j\beta_0L)$, 并考虑到该式的模恒等于1,(2)式表达为

$$\psi(x,L) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_{\nu} \varphi_{\nu}(x) \exp(j\beta_{\nu} - j\beta_0L), \quad (3)$$

定义两最低阶模式的拍长为

$$L_{\pi} = \frac{\pi}{(\beta_0 - \beta_1)}, \quad (4)$$

(3)式改写为

$$\psi(x,L) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_{\nu} \varphi_{\nu}(x) \exp\left[\frac{\nu(\nu+2)\pi L}{3L_{\pi}}\right], \quad (5)$$

由此可以得到输入场的第一个单重像的位置 L_1 为^[19]

$$L_1 = 3L_{\pi}/4, \quad (6)$$

输入场的 N 重像位置为

$$L_N = p \frac{L_1}{N} \quad (7)$$

其中 N 为大于等于2的整数, p 为正整数,且与 N 互为质数。

3 结果及讨论

本文采用平面波展开法^[18] 计算了在耦合区中各阶模的传播常数,根据(7)式计算出了第一个3重像到5-DC的入口处的距离 L_0/a 与归一化频率 a/λ 的关系,其结果如图4所示。从图可以看到,在归一化频率 a/λ 为 $0.38 \sim 0.41$ 范围内,光波在多模区中的耦合长度 L_0 比较小。选取工作频率为归一化频率 $a/\lambda=0.4$,入射波的横向分布为高斯型(若取晶格

常数 $a=0.62 \mu\text{m}$,则该归一化频率对应波长为 $\lambda=1.55 \mu\text{m}$,正好是光通信中常用的波长),此频率对应的零阶模和一阶模的传播常数为 $\beta_0=0.2878 \times 2\pi/a$ 和 $\beta_1=0.2732 \times 2\pi/a$,由(6)式和(7)式,可计算出5-DC中单重像和3重像的位置。在5-DC中,第一个单重像出现的位置为 $25.7a$ (对应 $p=1$),3重像的位置为 $8.6a$ (对应 $p=1$), $17.1a$ (对应 $p=2$)...。还采用时域有限差分法模拟了光波在5-DC中的传播行为。图5给出了5-DC中的坡印廷矢量分布。第一个单重像和第一个3重像分别出现在 $25a$ 和 $8.5a$ 处,和采用平面波展开法计算出的结果基本吻合。

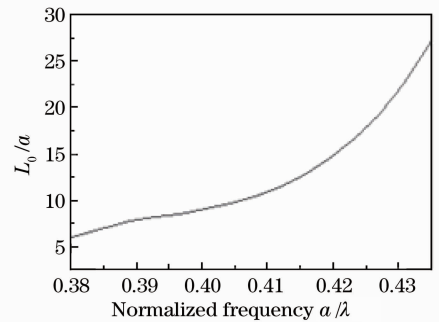


图4 第一个3重像到5-DC的入口处的距离 L_0/a 与归一化频率 a/λ 的关系

Fig. 4 The length L_0/a of the first threefold image away from the entrance of the 5-DC versus normalized frequency a/λ

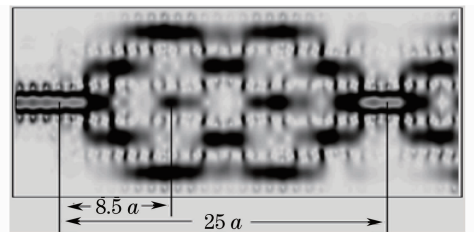


图5 在归一化频率 $a/\lambda=0.4$ 处,5-DC中的时间平均坡印廷矢量分布

Fig. 5 Time-averaged Poynting vector distributions at the normalized frequency $a/\lambda=0.4$ in 5-DC

基于光波在 5-DC 中的传播行为,现在设计光子晶体波导定向耦合型 1×3 光分束器。 1×3 光分束器的结构由输入波导、5-DC 和输出波导 3 个部分组成。输入波导由一个单模波导组成,光场由输入波导对称入射到 5-DC 中,5-DC 构成光分束器的多模耦合区。输出波导部分由 3 个单模波导组成,分别置于耦合区中 3 重像的位置,每个波导之间由 3 排介质柱相隔。图 1 给出了 1×3 光分束器结构示意图。为了得到紧凑的结构,选择第一个 3 重像的位置作为输出波导的起始位置。前面的计算结果给出,5-DC 中,第一个 3 重像的位置为 $8.6a$ 。为了保持晶格周期的完整性,耦合区长度的选择必须是晶格常数 a 的整数倍。所以, 1×3 光分束器的耦合长度选取为 $9a$ 。自然这不是耦合器的最佳长度,但可通过结构优化来提高输出效率^[5,13]。这种基于光子晶体波导定向耦合器的 1×3 光分束器,其器件长度仅为 $14.26 \mu\text{m}$,具有很好的尺寸微小的特点。

现在采用时域有限差分法计算和模拟光在这种光分束器中的传播行为,图 6 给出了 1×3 光分束器中的坡印廷矢量分布,可以清晰地看出,在 1×3 光分束器中,位于中央的输出波导(记为 output 2)中的能流比两旁的两个输出波导(分别记为 output 1 和 output 3)中的能流大,output 2 的透射率约为 56%,output 1 和 output 3 的透射率都约为 20%。在 1×3 光分束器中,output 1 和 output 3 中的能流相等,是由于结构的对称性,电场强度和相位都关于传播轴对称分布。

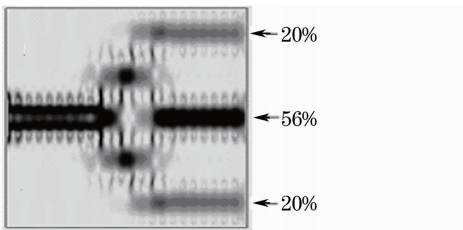


图 6 在归一化频率 $a/\lambda=0.4$ 处, 1×3 光分束器中的时间平均坡印廷矢量分布

Fig. 6 Time-averaged Poynting vector distributions at the normalized frequency $a/\lambda=0.4$ in 1×3 beam splitter

以上结果表明,在未进行结构调整时,从各个输出波导输出的能量并不均分。在实际应用中,通常需要使光分束器输出能量达到均分。从(1)式可知,光场在耦合区的横向分布由各个导模在耦合区的相干叠加决定。所以改变耦合区介质柱的有效折射率分布,使各导模在耦合区中的相位分布发生改变,就可改变它们之间的干涉结果。这样可以在不改变耦合

长度的条件下,便可改变光场能量在耦合区中的横向分布。本文采用对称地改变耦合区中的两个介质柱的半径,来实现输出能量的均分或自由分配。可调介质柱为图 1 中的实线矩形框中的半径为 R 的介质柱。这里采用的是对称地改变耦合区的两个介质柱的方法,电场强度和相位都始终沿传播轴对称地分布,output 1 和 output 3 的透射率始终保持相等。图 7 给出了 1×3 光分束器中各输出端的透射率以及整个结构的反射率与可调介质柱半径 R 的关系。对于 1×3 光分束器,可调介质柱半径 $R=0.244a$ 时,输出端 output 2, output 1 和 output 3 的透射率均达到约 33%,3 个输出端的能量达到了均分。在只考虑器件反射能量损失的情况下,光分束器的输出效率均达到了 99%。调整后的光分束器中的坡印廷矢量分布如图 8 所示, 1×3 光分束器的 3 个输出端的能流达到了均分。由图 7 可知,改变可调介质柱的半径 R ,还可以实现输出能量的自由分配。可调介质柱半径 R 在 $0.230a \sim 0.244a$ 范围内变化时,output 1 的透射率从约 42% 变到 33%,output 1 和 output 3 的透射率从约 29% 变到 33%; R 在 $0.244a \sim 0.250a$ 范围内变化时,output 2 的透射率从 33% 变到约 28%,output 1 和 output 3 的透射率从 33% 变到约 35%。图 7 中只计算了可调介质柱半径 R 的一部分取值与各输出端透射率的关系,当 R 取 $0.230a \sim 0.250a$ 范围以外的值时,光分束器各输出端的透射率还会出现其它的取值。

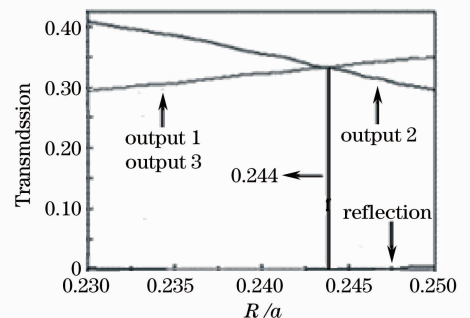


图 7 output 1,output 2 和 output 3 中的透射率以及整个光分束器中的反射率与可调介质柱半径 R 的关系

Fig. 7 The transmission of output 1, output 2, output 3 and the reflection of the whole splitter as a function of the variable R/a

需要指出的是,使各个输出端的输出能量达到均分,可调介质柱的半径 R 的取值并不是唯一的。而且图 1 中的实线矩形框中给出的可调介质柱也不是唯一的,还可以调节耦合区其它的介质柱。在耦合区中,只要有场分布的地方,改变介质柱的有效折

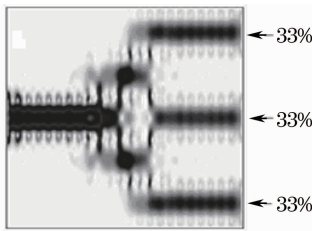


图 8 可调介质柱半径 $R = 0.244a$ 时, 1×3 光分束器中的时间平均坡印廷矢量分布

Fig. 8 Time-averaged Poynting vector distributions in 1×3 splitter when $R=0.244a$

射率分布, 都可使光场能量在横向上发生重新分布, 从而实现输出能量的均分或自由分配, 这才是其物理本质所在。

事实上, 采用非对称地改变耦合区中的一个介质柱, 也实现 1×3 光分束器 3 个输出端的输出能量的自由分配。现在来调制图 1 中的箭头所指的半径为 R_M 的介质柱, 此介质柱靠近输出端 output 3 一侧。图 9 给出了输出端 output 1, output 2 和 output 3 中的透射率以及整个光分束器中的反射率与可调介质柱半径 R_M 的关系。从图 9 可以看出, 可调介质柱半径 $R_M = 0.18a$ 时, 输出端 output 1 和 output 3 的透射相等, 当改变可调介质柱的半径 R_M 时, 输出端 output 1 和 output 3 透射率发生改变, 两者变得不相等, 这样就实现了 1×3 光分束器 3 个输出端的输出能量的自由分配。可调介质半径 $R_M = 0.10a \sim 0.27a$ 范围内, 实现了 3 个输出端的输出能量按各种比例输出, 且整个器件的反射率比较低。在 $R_M = 0.27a \sim 0.40a$ 范围内, 整个器件的反射率变得很大。在实际应用中, R_M 在 $0.10a \sim 0.27a$ 范围内选择一定的值, 可以实现 3 个输出端的输出能量按一定的比例输出。图 10 给出了可调介质柱半径 $R_M = 0.25a$ 时, 1×3 光分束器中的坡印廷矢量分布。从图 10 可以看出, 光分束器的 3 个输出端的输出能量都不相等, output 2 中的能流最大, 其透射率约为 43.9%, output 1 中的能流次之, 其透射率约为 33.6%, output 3 中的能流最小, 其透射率约为 19.4%, 此时, 整个器件的反射率约为 3.1%。

现在输入一高斯脉冲, 采用时域有限差分法来计算光分束器中各个输出端的透射率和光分束器的带宽。根据前面的计算结果, 对称地调节图 1 中实线矩形框中的可调介质柱, 使其半径 $R = 0.244a$ 时, 对应归一化频率 $a/\lambda = 0.4$ 处, 光分束器 3 个输出端口输出能量达到均分。图 11(a) 给出了半径

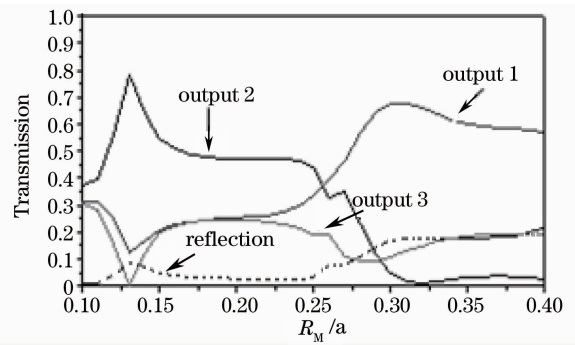


图 9 output 1, output 2 和 output 3 中的透射率以及整个光分束器中的反射率与可调介质柱半径 R_M 的关系
Fig. 9 The transmission of output1, output2, output3 and the reflection of the whole splitter as a function of the variable R_M/a

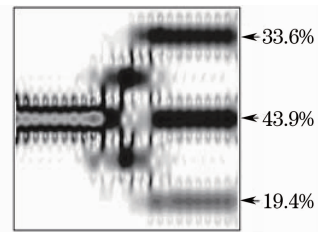


图 10 可调介质柱半径 $R_M=0.25a$ 时, 1×3 光分束器中的时间平均坡印廷矢量分布

Fig. 10 Time-averaged Poynting vector distributions in 1×3 splitter when $R_M=0.25a$

$R = 0.244a$ 时, 光分束器各输出端的透射率和整个器件的反射率与归一化频率 (a/λ) 的关系。从图 11 可以看出, 在归一化频率 $a/\lambda = 0.398 \sim 0.402$ 范围内, 3 个输出端口的透射率大小比较接近。以 $a/\lambda = 0.40$ 为中心, 越靠近这个中心的频率处, 3 个输出端口的透射率大小越接近, 且器件反射率越小。在 $a/\lambda = 0.398$ 处, output 2 的透射率约为 30.5%, output 1 和 output 3 的透射率约为 29.3%; 在 $a/\lambda = 0.402$ 处, output 2 的透射率约为 27.8%, output 1 和 output 3 的透射率约为 29.8%。由于是对称地改变两个介质柱的半径, output 1 和 output 3 的透射率在频率变化范围内始终相等。采用非对称地改变图 1 中箭头所指的可调介质柱的半径 R_M 时, 3 个输出端口的输出能量可以自由分配。当 $R_M = 0.25a$ 时, 在归一化频率 $a/\lambda = 0.40$ 处, output 2 的透射率约为 43.9%, output 1 的透射率约为 33.6%, output 3 的透射率约为 19.4%。图 11(b) 给出了, 当 $R_M = 0.25a$ 时, 3 个输出端口的透射率随归一化频率 (a/λ) 的变化关系。从图可以看出, 在归一化频率 $a/\lambda = 0.398 \sim 0.402$ 范围内, 分束器的 3 个输出端的透射率分别围绕上述透射率值变化比

较平坦,越靠近以 $a/\lambda = 0.40$ 为中心的归一化频率处,越接近上述透射率值。在 $a/\lambda = 0.398$ 处, output 1, output 2 和 output 3 的透射率分别约为 30.9%, 46.2% 和 15.3%。在 $a/\lambda = 0.402$ 处, output 1, output 2 和 output 3 的透射率分别约为 33.8%, 42.2% 和 17.7%。从图 11(a), (b) 均可以看出, 偏离中心归一化频率 $a/\lambda = 0.40$ 越大, 光分束器的反射率就越大。这是因为, 第一个 3 重像到 5-DC 的入口处的距离 L_0 随归一化频率 a/λ 改变而改变。当距离 L_0 越接近取定的光分束器的耦合长度 $9a$ 时, 耦合区和输出波导之间的耦合所造成的反射就越小。此外, L_0 随归一化频率的改变而改变, 也会造成光分束器各输出端的输出能量的变化。这就造成了图 11(a) 和图 11(b) 中所看到的各输出端透射率的相对变化。在以上两种调制条件下, 光分束器的带宽都以 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 为中心约为 15.5 nm。

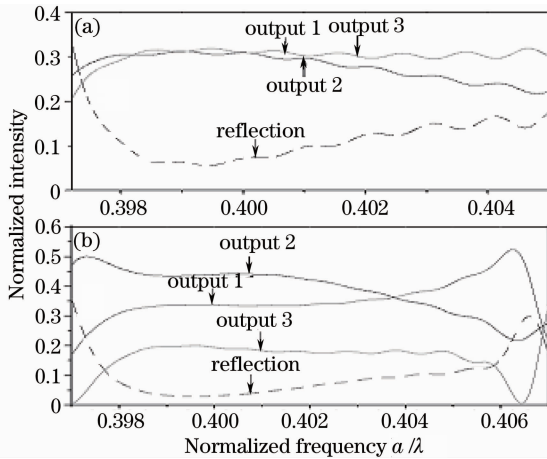


图 11 Output 1, output 2, output 3 中的透射率以及整个光分束器中的反射率与归一化频率 a/λ 的关系。

(a) $R=0.244a$; (b) $R_M=0.25a$

Fig. 11 The transmission of output 1, output 2, output 3 and the reflection of the whole splitter as a function of normalized frequency a/λ . (a) with $R=0.244a$; (b) with $R_M=0.25a$

4 结 论

本文设计了一种基于五平行光子晶体光波导定向耦合器的 1×3 光分束器, 其器件长度可低至 $14.26 \mu\text{m}$, 具有很好的尺寸微小的特点。仅仅通过对称地改变耦合区中两个介质柱的有效折射率, 使光场在横向上发生重新分布, 便可实现输出能量的均分或自由分配。在各输出端输出能量均分的条件下, 光分束器的带宽可达 15.5 nm。通过非对称地改变耦合区中的一个介质柱, 也可实现三个输出端

输出能量的自由分配。在 $R_M=0.25a$ 时, 光分束器的带宽也达到了 15.5 nm。这种光子晶体波导耦合型 1×3 光分束器具有微小尺寸和各输出端输出能量的比例可自由调制的特点, 在未来集成光回路中无疑具有广泛的应用价值。

参 考 文 献

- 1 E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission on solid-state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2062
- 2 S. John. Strong localization of photons on certain disordered dielectric superlattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23): 2486~2488
- 3 A. Mekis. High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**(18): 3787~3790
- 4 Stefano Boscolo, Michele Midrio, Carlo G. Someda. Coupling and decoupling of electromagnetic waves in parallel 2-D photonic crystal waveguides[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2002, **38**(1): 47~53
- 5 Sergey Kuchinsky, Vladislav Y. Golyatin, Alexander Y. Kutikov *et al.*. Coupling between photonic crystal waveguides[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2002, **38**(10): 1349~1352
- 6 R. J. Liu, Z. Y. Li, F. Zhou *et al.*. Waveguide coupler in three-dimensional photonic crystal[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(8): 5681~5688
- 7 Ahmed Sharkany, Shouyuan Shi, Dennis W. Prather. Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides[J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(20): 1048~1059
- 8 Zhou Haifeng, Jiang Xiaoqing, Yang Jianyi *et al.*. Analysis on multimode interference coupler-based 1×3 optical switch with mono-compound modulation region[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(9): 1691~1694
周海峰, 江晓清, 杨建义等. 具有单一复合调制区的多模干涉效应耦合器 1×3 光开关的分析[J]. *光学学报*, 2007, **27**(9): 1691~1694
- 9 F. S-S. Chien, Y-S. Hsu, W-F. Hsieh *et al.*. Dual wavelength demultiplexing by coupling and decoupling of photonic crystal waveguides[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(6): 1119~1125
- 10 Liu Shijing, Zhou Haifeng, Yang Jianyi *et al.*. Filtering characteristic and application of the nonreciprocal waveguide grating[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(12): 1906~1909
刘仕景, 周海峰, 杨建义等. 非互易波导光栅的滤波特性与应用[J]. *中国激光*, 2008, **35**(12): 1906~1909
- 11 T. B. Yu, M. H. Wang, X. Q. Jiang *et al.*. Ultracompact and wideband power splitter based on triple photonic crystal waveguides directional coupler[J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2007, **9**(1): 37~42
- 12 T. B. Yu, X. Q. Jiang, Q. H. Liao *et al.*. Self-imaging effect in photonic crystal multimode waveguides exhibiting no band gaps[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2007, **5**(12): 690~692
- 13 S. Boscolo, M. Midrio, T. F. Krauss. Y junctions in photonic crystal channel waveguides: high transmission and impedance matching[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(12): 1001~1003
- 14 S. Fan, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos *et al.*. Waveguides branches in photonic crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2001, **18**(2): 162~165
- 15 Y. Zhang, Z. Li, B. Li. Multimode interference effect and self-imaging principle in two-dimensional silicon photonic crystal waveguides for terahertz waves[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(7): 2679~2689
- 16 T. Liu, A. R. Zakharian, M. Fallahi *et al.*. Multimode

- interference-based photonic crystal waveguide power splitter[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2004, **22**(12): 2842~2846
- 17 I. Park, H. S. Lee, H. J. Kim *et al.*. Photonic crystal power-splitter based on directional coupling[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15): 3599~3604
- 18 S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis [J]. *Opt. Express*, 2001, **8**(3): 173~190
- 19 Lucas B. Soldano, Erik C. M. Pennings. Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1995, **13**(4): 615~627