

二维光子晶体波导与单模平面介质 波导间的喇叭波导接头^{*}

张 波[†]

(北京交通大学电子信息工程学院, 国家电工电子教学基地, 北京 100044)

(2005 年 7 月 11 日收到, 2005 年 12 月 5 日收到修改稿)

提出并优化了用于二维介质柱光子晶体波导与单模平面介质波导对接的基于分布布拉格反射波导的喇叭波导接头, 提高了这两种波导之间的传输效率. 二维时域有限差分仿真结果表明, 在大部分光子晶体波导导模的频谱范围内, 传输效率高于 98%. 传输效率最高可以达到 99.85%.

关键词: 光子晶体波导, 平面介质波导, 时域有限差分

PACC: 4270Q, 4280L

1. 引 言

基于光子晶体波导的集成光电子芯片由于具有对光信号进行直接处理的能力^[1-3], 在未来的超高速通信系统中有着广阔的应用前景. 但是, 光电子芯片在通信领域内实现商业化应用之前, 需解决光子晶体波导和传统介质波导之间的连接损耗问题^[4]. 而对于二维介质柱光子晶体波导, 这种连接损耗变得尤为严重. 不同光波导之间的连接损耗主要有两个来源: 两个波导中导模的模场失配和有效折射率失配^[4,5]. 由于二维介质柱光子晶体波导的工作机理与传统介质波导的全内反射机理不同, 它是通过波导两侧周期性排列的高折射率介质柱对处在光子晶体禁带中的光波产生的分布布拉格反射 (DBR) 来实现对光波的约束, 使得光波只能沿着波导方向定向传播. 这种光子晶体波导的导模模场主要分布在空气中, 模式的有效折射率小于 1. 而对于传统的介质波导, 传导模式的有效折射率大于空气的折射率. 如果将上述两种波导直接对接, 由于模式的有效折射率失配将引起相当大的反射. 为了抑制两种不同波导对接而产生的连接损耗, 在它们中间加入渐变波导接头是常用的有效手段. Mekis 等^[5]将平面介质波导的一端做成楔形, 然后再与光子晶体波导对接, 使得传输效率达到了 85%. Abushagur 等^[6]利用光子晶

体喇叭波导接头, 将光子晶体波导与单模石英波导之间的传输效率提高到了 94%. 但是, 对于实际应用而言, 有必要进一步提高传输效率. 由于传统 DBR 波导的工作机理与介质柱光子晶体波导相同, 因而它的导模的有效折射率能够与光子晶体波导导模的有效折射率实现匹配. Mekis 等^[7]指出, 当光波由光子晶体波导入射到 DBR 波导时, 波导连接界面处的反射率可以降低到 0.1% 的量级. 在本文中, 我们先用 DBR 波导与介质柱光子晶体波导对接, 对 DBR 波导的波导参数进行优化后, 可以将基模传输效率提高到 99% 以上. 然后, 再将构成 DBR 波导的介质板的另一端弯曲成圆柱面板, 构成喇叭波导, 将单模平面介质波导中做成楔形的一端与喇叭波导对接. 我们得到的光子晶体波导与单模平面波导经喇叭波导对接的基模传输效率最高可以达到 99.85%, 而在大部分光子晶体波导导模的频谱范围内, 传输效率高于 98%.

2. 波导结构和仿真结果

我们首先考虑介质柱光子晶体波导和 DBR 波导的对接, 如图 1 所示. 光子晶体由周期性排列的正方形格子介质圆柱构成, 晶格长度为 a , 介质圆柱的折射率 $n = 3.4$, 半径 $r = 0.20a$. 将光子晶体中的一排介质柱取出就构成了光子晶体波导. DBR 波导是将

^{*} 北京交通大学人才基金(批准号 2003RC068)资助的课题.

[†] E-mail: zhangb@center.njtu.edu.cn

相互之间的间距为 a ,周期性平行放置的介质平板 $D_i (i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$ 中的一块 D_0 取出而构成^[7]. 我们还加了另外两对介质板 A 和 B 以提高 DBR 波导内的透射波中基模所占功率比. Z 坐标轴取为波导的轴线, 坐标原点在最右一排介质柱的圆心连线上. 介质平板 D_i, A, B 的折射率分别为 n_{D_i}, n_A, n_B , 厚度都为 t . 各介质板左端的坐标分别为 Z_{D_i}, Z_A, Z_B , 而右端的坐标都为 Z_r . 我们仅仅考虑 TE 极化 (E 平行于介质柱), 光子晶体波导是单模的, 频谱范围为 $0.30(2\pi c/a) - 0.42(2\pi c/a)$, 而 DBR 波导是多模的. 我们用二维时域有限差分 (FDTD) 方法对光在波导中的传播行为进行了仿真, 仿真区域宽 $12a$, FDTD 网格尺寸为 $0.05a \times 0.05a$. 对于光子晶体波导, 我们采用 DBR 吸收边界条件进行截断^[7,8]. 当光波从光子晶体波导一侧入射, 在 DBR 波导中的透射波中除了基模分量外, 还有功率比占 1% 量级的高阶模和辐射模分量. 为了提高基模所占的功率比, 我们对图 1 中的 DBR 波导参数进行了优化. 在 DBR 波导一侧激励 $-Z$ 方向传播的频率为 ω 的基模导波, 其中 DBR 波导的基模电场分布由平面波展开方法得到, 其有效折射率 $n_{\text{effDBR}} = 0.7875$. 在 DBR 波导和光子晶体波导内分别放置一测量屏, 测出输入功率 P_0 和透射功率 P_1 , 得到基模传输效率 $T = P_1/P_0$. 通过调节 DBR 波导参数使得 T 极大, 得到了频率 $\omega = 0.37(2\pi c/a)$ 时的优化参数为 $n_{D_i} = 3.6 (i = \pm 1, \pm 2, \dots), n_A = 2.2, n_B = 1.6, t = 0.15a, Z_{D_i} = 0.35a (i = \pm 1, \pm 2, \dots), Z_A = 0.55a, Z_B = -0.9a$.

图 2 为图 1 中的波导接头经过优化后得到的基

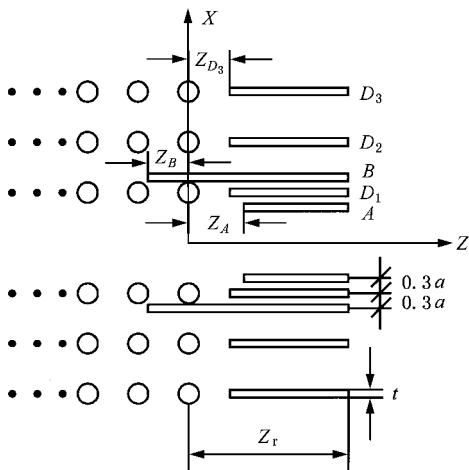


图 1 光子晶体波导和 DBR 波导接头结构示意图(结构关于 Z 轴对称)

模传输效率 T 随频率 ω 的变化关系曲线. 在导模频谱范围的中部, T 高于 99% 的频谱范围占光子晶体波导导模频谱带宽的 46%. 在频率 $\omega = 0.34(2\pi c/a)$ 处 T 最大, $T_{\text{max}} = 99.5\%$, 在频率 $\omega = 0.37(2\pi c/a)$ 处 $T = 99.2\%$. 而在频谱的边缘, T 下降较快.

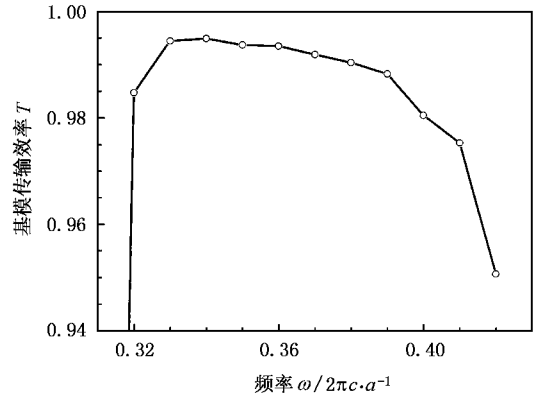


图 2 光子晶体波导和 DBR 波导接头的基模传输效率 T 随频率 ω 的变化关系

单模介质波导由于具有较好的色散特性, 在通信领域得到了广泛的应用. 我们考虑以石英为材料的单模平面介质波导与光子晶体波导的对接, 取单模石英平面波导的折射率 $n_1 = 1.45$, 波导宽度 $W = 1.2$ 相应的截止波长 $\lambda_c = 2.52a$. 当频率 $\omega = 0.37(2\pi c/a)$ 时, 由平面波展开方法得到了其基模的电场分布. 模场的有效折射率 $n_{\text{effSM}} = 1.297$. 如果将单模平面介质波导直接与光子晶体波导对接, 由于介质波导基模的有效折射率与光子晶体波导导模的有效折射率相差很大, 会产生很大的反射损耗. 为此, 我们设计了喇叭波导接头, 如图 3 所示. 圆弧柱面介质板和平面介质板在连接处相切, 其折射率和厚度与其相连接的平面介质板的取值相同. 各个圆弧板所张的圆心角相同, $\varphi = 35^\circ$. 圆弧柱面板的半径 R_{D_i} 为板的圆弧形中线(点划线)的半径, $R_{D_1} = 8a, R_{D_2} = 10a, R_{D_3} = 12a, R_A = 7.4a, R_B = 8.6a$. 单模平面介质波导的一端做成楔形, 顶角为 θ , 顶点坐标 Z_p . 我们同时采用了喇叭波导和楔形波导这两种渐变波导结构, 以实现模场有效折射率的平滑过渡. 对于单独的喇叭波导, 当光波由喇叭波导的颈端向开口方向传播的过程中, 其模场的有效折射率逐步增大, 最后达到自由空间的折射率 $n_{\text{eff}} = 1$. 而对于单独的楔形波导, 当光波由楔的顶端向基部传播的过程中, 模场的有效折射率从 1 逐渐增加, 到基部时达到

介质平面波导导模的有效折射率 n_{eff} . 我们将这两种波导结合起来, 实现了模场的有效折射率从 DBR 波导中基模的 $n_{\text{effDBR}} = 0.7875$ 向介质波导中基模的 $n_{\text{effSM}} = 1.297$ 的平滑过渡. 在 FDTD 仿真中, 我们在光子晶体波导中激励正向传播的高斯脉冲, 经过波导接头后, 在介质波导中除了基模分量外还会出现辐射模, 但由于介质波导是单模的, 经过足够长的传播距离后只剩下基模分量, 其他模式被充分衰减. 在介质波导一侧 $Z = 93a$ 处设置一测量屏, 测出沿 Z 轴方向传输的功率谱 $P_i(\omega)$, 用光子晶体波导中测出的功率谱 $P_o(\omega)$ 约化, 得到基模传输效率随频率的变化关系: $T(\omega) = P_i(\omega) / P_o(\omega)$.

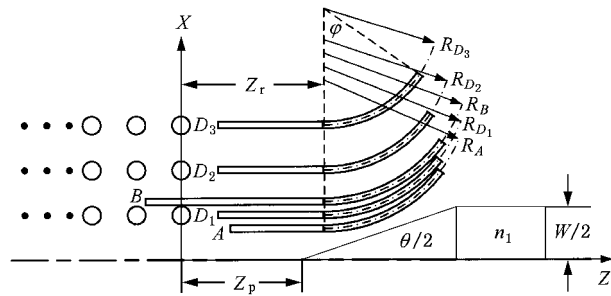


图 3 喇叭波导接头结构示意图(结构关于波导中轴线对称,图中只画出了上半部分)

图 4 为光子晶体波导和平面介质波导经喇叭波导接头连接后的基模传输效率随频率的变化关系曲线. 图 4 中 DBR 波导右端口的坐标 $Z_r = 0.9a$, 楔形顶角为 $\theta = 20^\circ$, 顶点的 Z 坐标为 $Z_p = 1.4a$. 由图 4 可见, 当频率 $\omega = 0.34(2\pi c/a)$, $\omega = 0.375(2\pi c/a)$, $\omega = 0.401(2\pi c/a)$ 时, 基模传输效率最高, $T = 99.85\%$. 在大部分光子晶体波导导模的频谱范围内, 基模传输效率 $T \geq 98\%$.

我们还考虑了当介质波导端部楔形的顶角 θ 和位置 Z_p 取不同数值时, 对基模传输效率的影响. 图 5 为从平面介质波导一侧激励频率 $\omega = 0.37(2\pi c/a)$, 负向传播的基模, 楔形的顶角分别取 $\theta = 10^\circ, 20^\circ, 40^\circ$ 时得到的基模传输效率 T 随楔形顶点坐标 Z_p 的变化关系曲线. 由图 5 可见, 当楔形顶点在喇叭波导接头区域附近, T 随 Z_p 的改变而振荡, 而在向右接近喇叭波导开口端并向外离开喇叭口时, T 快速下降. 当楔形顶点由喇叭波导进入光子晶体波导后, T 的波动加大, 极值点下降. T 的最大值在喇叭波导区附近取得, 并对 θ 的取值不敏感. 取较小的 θ 可以使得当楔形顶点位于喇叭波导接

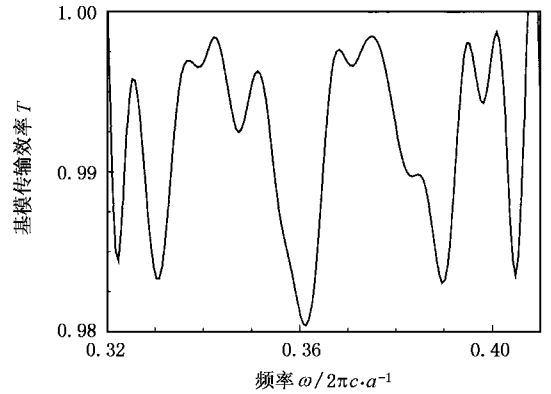


图 4 光子晶体波导与单模平面介质波导经图 3 所示的喇叭波导接头连接后, 基模传输效率 T 随频率 ω 的变化关系

头附近区域时, 由 Z_p 变化而引起 T 的波动幅度减小、谷底抬高, 但并不能明显提高 T 的最大值.

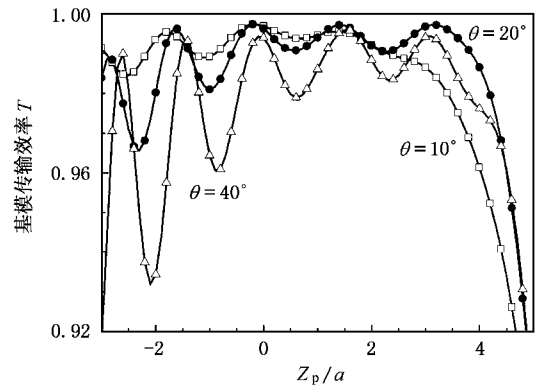


图 5 频率 $\omega = 0.37(2\pi c/a)$ 时, 基模传输效率 T 随楔形顶点位置 Z_p 的变化关系 $Z_r = 0.9a$

3. 讨 论

由光子晶体波导与 DBR 波导接头以及喇叭波导接头各个部分产生的反射波之间的相互干涉, 产生了类似于薄膜光学中的增透或减透现象, 由于该现象依赖于光波的波长, 所以 T 随频率 ω 和 DBR 波导长度的改变而振荡. 如果将楔形的顶点与喇叭波导的相对位置固定, 并给定频率 $\omega = 0.37(2\pi c/a)$, 通过改变 DBR 波导的长度 Z_r , 则 T 随 Z_r 的变化关系可以明确地反映由接头的各个部分产生的反射波的干涉效应. 图 6 为基模传输效率 T 随 DBR 波导长度 Z_r 的变化关系曲线. 从图 6 可见, T 随 Z_r 的改变呈现不规则振荡, 峰-峰或谷-谷间隔在 $0.6a$ 左右, 与频率 $\omega = 0.37(2\pi c/a)$ 时由图 7 得到的 DBR 波导

中高阶模在传播方向的半波长 $\lambda_z/2 = \pi/k_z = 0.700a - 0.642a$ 接近. 所以, 图 6 中 T 的振荡行为反映了 DBR 波导中高阶模反射波的干涉特性. 在 DBR 波导较短 $Z_r = 0.95a$ 时, 基模传输效率的极大值 T_{\max} 最大. 所以, DBR 波导的长度只要取约一个晶格长度

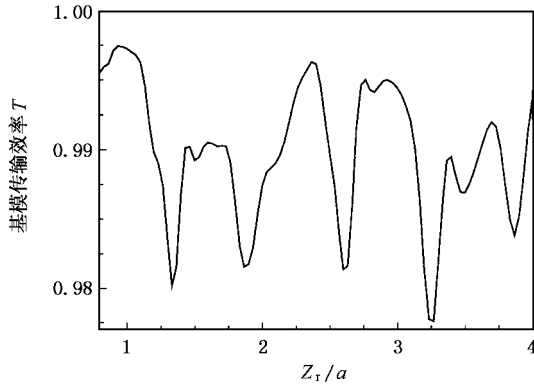


图 6 基模传输效率 T 随 DBR 波导长度 Z_r 的变化关系 $\omega = 0.37(2\pi c/a)$ 楔形顶点与 DBR 波导右端的距离保持不变, $Z_p = Z_r + 0.55a$. $\theta = 20^\circ$

a , 就可以获得相当高的基模传输效率. $T(\omega)$ 依赖于 Z_r 的特性也反映了上述高阶模反射波的干涉特性. 由图 8 可见, 当 DBR 波导长度由 $Z_r = 0.9a$ 增加到 $Z_r = 1.1a$, 曲线中部图形的极值点向低频方向移动, 且大小也有改变. 由此可见, 我们可以通过改变 DBR 波导的长度 Z_r 来调节高传输效率 T 的窗口位置.

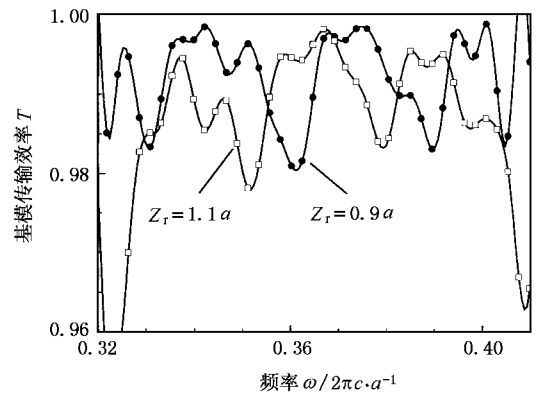


图 8 在 DBR 波导长度取 $Z_r = 0.9a$, $Z_r = 1.1a$ 时, 基模传输效率 T 随频率 ω 的变化关系 $Z_p = Z_r + 0.55a$. $\theta = 20^\circ$

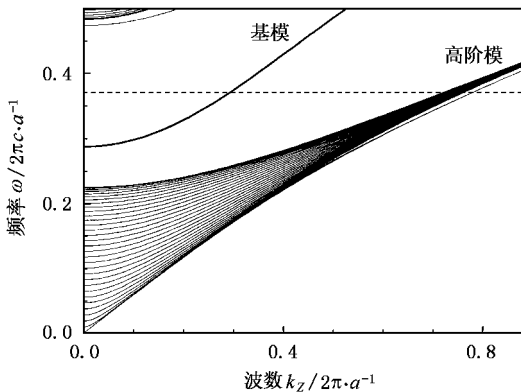


图 7 DBR 波导中导模的色散关系曲线 虚线为频率 $\omega = 0.37(2\pi c/a)$

4. 结 论

我们设计了用于光子晶体波导和单模介质平面波导对接的圆柱面喇叭波导接头. 二维 FDTD 仿真结果表明, 基模传输效率 T 最高可以达到 99.85%, 而在大部分光子晶体波导导模的频谱范围内, T 可以达到 98%. 在 T 随频率和随 DBR 波导长度而变化的关系曲线中, 具有 DBR 波导中高阶模式反射波的干涉振荡特征. 高传输效率窗口的位置可以通过改变 DBR 波导的长度进行调节.

- [1] Joannopoulos J D, Villeneuve P R, Fan S 1997 *Nature* **386** 143
 [2] Zhuang F, Wu L, He S L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2167 (in Chinese) [庄 飞、吴 良、何赛灵 2002 物理学报 **51** 2167]
 [3] Feng Z F, Wang Y Q, Xu X S et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 62 (in Chinese) [冯志芳、王义全、许兴胜等 2004 物理学报 **53** 62]
 [4] Sanchis P, Matri J, Martinez A et al 2002 *Opt. Express* **10** 1391
 [5] Mekis A, Joannopoulos J D 2001 *IEEE J. Lightwave Technol.* **19**

861

- [6] Abushagur M A G, Wahsheh R A 2004 *Proc. SPIE* **5510** 68
 [7] Mekis A, Fan S, Joannopoulos J D 1999 *IEEE Microwave Guided Wave Lett.* **9** 502
 [8] Zhang B 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5677 (in Chinese) [张 波 2005 物理学报 **54** 5677]

Horn waveguide couplers for interfacing between two-dimensional photonic crystal and single mode planar dielectric waveguides *

Zhang Bo

(*National Teaching Base of Electrical and Electronics , School of Electronics and Information Engineering , Beijing Jiaotong University , Beijing 100044 , China*)

(Received 11 July 2005 ; revised manuscript received 5 December 2005)

Abstract

We propose and optimize the horn waveguide couplers based on distributed Bragg reflector waveguide for coupling between two-dimensional dielectric cylinder photonic crystal waveguide and single mode planar dielectric waveguide and evaluate their transmission efficiency using the finite difference time domain method. The simulation results show that the power transmission efficiency is over 98% in a large part of the frequency range of the guided mode of photonic crystal waveguide. The highest transmission efficiency is 99.85% .

Keywords : photonic crystal waveguide , planar dielectric waveguide , finite difference time domain

PACC : 4270Q , 4280L

* Project supported by the Foundation of Talents of Beijing Jiaotong University , China (Grant No. 2003RC068).