

# 一种新型无色散慢光光子晶体薄板波导\*

沈宏君<sup>1)2)†</sup> 田慧平<sup>1)</sup> 纪越峰<sup>1)</sup>

1) (北京邮电大学信息光子学与光通信教育部重点实验室, 北京 100876)

2) (宁夏大学物理电子信息学院, 银川 750021)

(2009 年 6 月 18 日收到; 2009 年 7 月 16 日收到修改稿)

利用椭圆形孔替代传统光子晶体薄板波导中邻接波导的最内层两排圆孔构成一种新型低损耗光子晶体薄板光波导. 该波导的群速度和群速度色散特性强烈依赖于波导中这两排邻接波导的椭圆孔的特性. 借助波导导模展开方法, 计算得到波导的能带结构和群指数, 并分析了它们与椭圆孔的参数关系. 通过优化这些椭圆孔的参数, 可以增加光子晶体光波导导模在光锥以下的无固有传输损耗带宽, 在 2—4.5 nm 的带宽上实现无色散的常数群速度. 这些理论结果将为低损耗低色散慢光波导的设计制造提供理论基础.

**关键词:** 光子晶体薄板波导, 群速度, 群指数, 群速度色散

**PACC:** 7820P, 4282, 4280L

## 1. 引 言

光子晶体光波导较传统意义上的波导有许多优点<sup>[1-4]</sup>, 其中最显著之一是光子晶体光波导的慢光特性. 利用光子晶体光波导可获得极低的群速度, 更容易实现光波的调制等. 光子晶体中的慢光是光子晶体强结构色散的结果, 是通过导模与周期性晶格之间的共振作用而形成的<sup>[5]</sup>. 慢光有很多潜在的应用, 包括光缓存、数据同步、光存储和光信号处理等. 实验研究和实验观察表明, 光子晶体结构与其他慢光介质系统相比较而言主要优势在于: 其潜在的带宽大<sup>[6]</sup>; 光子晶体的增益或吸收与慢光产生处的频率相对独立<sup>[7]</sup>; 而且光子晶体结构材料设计灵活, 通过改变结构参数可以在任意波长上实现慢光.

传统平板光子晶体光波导都是利用圆孔或圆柱以三角格子或四方格子分布而组成. 但在实际光器件的应用中, 这类波导的群速度色散是个很大的问题, 在传统的 W1 波导(波导宽度为  $\sqrt{3}a$  的波导,  $a$  为晶格常数)中不同频率的光信号将以不同的群

速度在波导中传播, 这将严重恶化光信号的形状. 为了改进波导慢光群速度色散特性, 人们提出了许多方法, 例如利用环形孔<sup>[8]</sup>, 改变波导宽度或波导形状<sup>[9]</sup>, 利用类似锥形孔<sup>[10]</sup>, 同时优化邻接波导的两排内层圆孔<sup>[11]</sup>等. 这些方法中有些存在着制造困难问题, 有些会造成传输损耗增加. 本文将传统光子晶体光波导的内层邻接波导的两排圆孔用椭圆形孔替代, 从而可以形成一种结构简单易于制造的光子晶体波导. 由于椭圆孔的引入打破了原来三角格子圆孔结构的对称性, 使得波导中不同方向上传播的本征电磁波间的共振不再发生, 这样可以使传输损耗减小近 16%<sup>[12]</sup>. 对引入的邻接波导的内层椭圆孔进行优化可以获得低损耗低色散慢光光子晶体光波导.

本文首先利用平板介质波导导模展开方法(GME)计算得到了 2D 三角格子内层椭圆孔光子晶体薄板波导的能带结构图. 由计算得到的波导导模的能带形状可以发现, 通过优化内层椭圆孔的参数, 在这种光子晶体薄板波导中可以获得常群速度零色散频段, 这对低色散光子晶体光波导器件的设计有着一定的理论指导意义. GME 法已在许多文献

\* 国家自然科学基金(批准号: 60932004, 60707001)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2007CB310705)、国家高技术研究发展计划(批准号: 2009AA01Z256)和宁夏大学科研基金(批准号: ZR200801)资助的课题.

† E-mail: shenhongj2004@gmail.com

中介绍过<sup>[13,14]</sup>. 本文所用的 Fourier 展开基包含 259 个倒格矢和 4 个等效波导导模. 这样的选择足以满足计算的收敛要求<sup>[13]</sup>.

## 2. 内层椭圆孔光子晶体薄板光波导导模的能带图

为了简单起见, 这里只研究如图 1(a) 所示的光子晶体空桥波导结构. 图 1(b) 给出了计算所用的波导超胞. 薄板厚度定义为  $h$ , 波导宽度为  $w$ . 空气孔中和背景的介电常数分别为  $\epsilon_b$  和  $\epsilon_a$ . 上述超胞在空间上的无限周期排布形成了  $\Gamma-M$  方向上的波

导. 设孔中的空气相对介电常数为 1, 背景介质为硅 (Si) 或砷化镓 (GaAs), 设其相对介电常数为 12. 这一光子晶体薄板波导只有类 TE 模光子带隙 (PBG) 存在, 所以本文只研究了类 TE 波导模. 越宽的带隙需要越大的空气填充比, 然而大的填充比将使这一结构的机械强度变得十分脆弱. 所以我们选择圆孔半径  $R$  为  $0.3a-0.36a$ . 其中  $a$  是晶格常数, 薄板厚度为  $0.3a$ . 图 1(b) 中所示波导与一般光子晶体波导基本相同, 只是邻接波导的两排孔的形状为椭圆形. 内层椭圆孔沿波导方向的椭圆轴长标为  $L_a$ , 垂直于波导方向的椭圆轴长标为  $L_b$ .

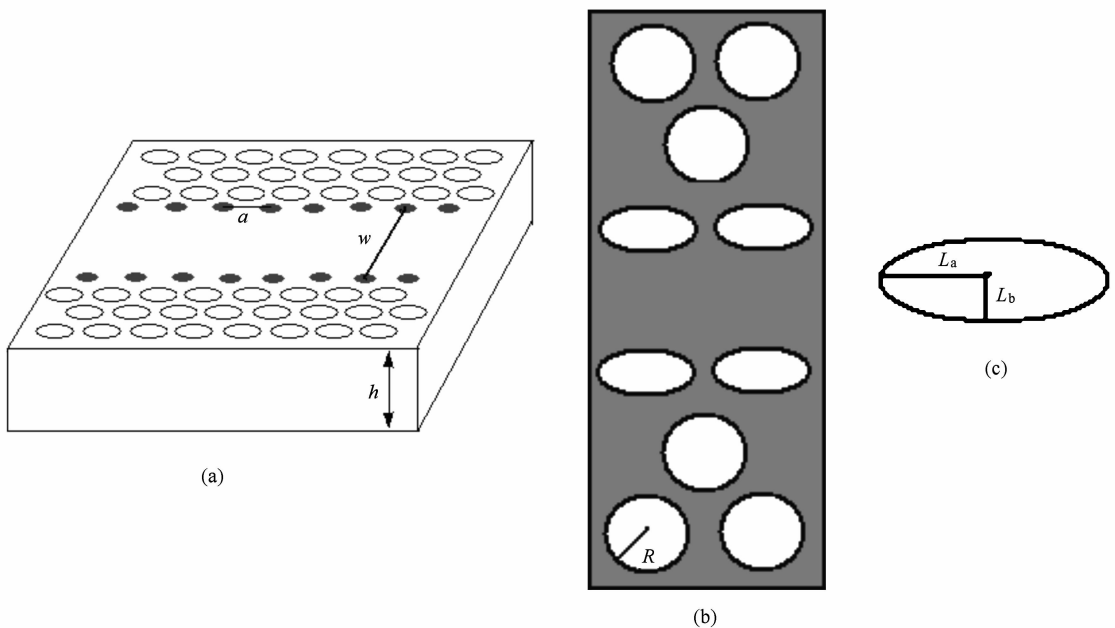


图 1 内层椭圆孔光子晶体薄板光波导导模 (a) 内层孔为椭圆孔的三角格子光子晶体空桥波导, 薄板厚度为  $h$ , 外层孔径为  $R$ , 波导宽度为  $w$  ( $\omega = \omega_0 = \sqrt{3}a$ ,  $a$  是晶格长度); (b) 用以计算能带结构的单胞,  $\epsilon_a, \epsilon_b$  分别为孔内空气和背景介质的介电常数; (c) 邻接波导的内层椭圆孔, 平行波导方向的轴长为  $L_a$ , 垂直方向的轴长为  $L_b$

从导模的形成机理来看, 光子晶体薄板中存在着两类不同的导模. 一类是光子带隙导模, 由周期结构中的分布布拉格反射形成. 另一类是介质导模, 由薄板波导的全内反射效应形成. 介质导模的能量主要集中在波导中央, 它们主要与邻接波导的孔相互作用<sup>[13]</sup>. 而带隙导模则可以与邻接波导的更多排孔作用. 因此它们更依赖于光子晶体的对称特征. 一个介质导模和一个带隙导模相互交叉作用就形成了一个独立的超模-波导导模. 形成超导模的介质导模和带隙导模被分别表示成  $\alpha$  和  $\beta$ . 邻接波导的空气孔特性的改变对介质导模和带隙导模的影响程度不同, 从而可以使两者叠加形成的波导导

模发生改变.

图 2(a) 给出了传统光子晶体薄板波导的类 TE 导模能带, 光子带隙出现在  $0.33-0.47 \omega a/2\pi c$ . 光子带隙中有两个 TE 波导导模存在, 分别称为低频模和高频模. 图 2 中粗的黑实线表示覆盖层-空气层的光锥边界.

光子晶体薄板波导中的导模有两类: 真导模和次导模. 真导模位于光锥以下, 理论上没有固有损耗, 所以在光子晶体波导的使用中倾向于使用真导模来传输信号. 而次导模位于光锥以上, 由于介质薄板的折射作用次导模必定遭受固有损耗, 因此光

锥的存在限制了光子晶体薄板波导的使用. 为了高效传输, 选择单导模传输窗口是必然的, 这里选择了低频导模的真导模频段, 由图 2(a) 和 (b) 可见,

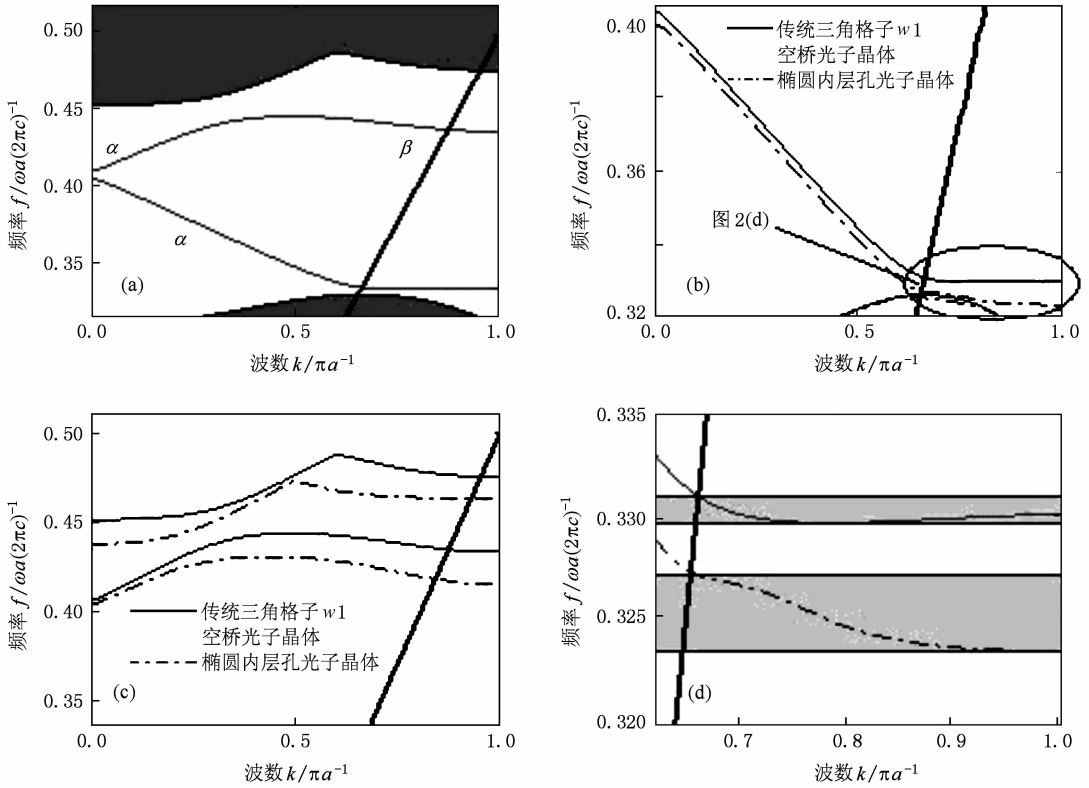


图 2 传统光子晶体薄板波导的类 ET 导模能带 (a) 传统三角格子  $w_1$  空桥光子晶体薄板波导类 TE 模, 加粗实线表示空气光锥边界线, (b) 传统三角格子  $w_1$  空桥光子晶体波导及相应的椭圆内层孔光子晶体波导的低频导模和带隙下边界, (c) 传统三角格子  $w_1$  空桥光子晶体波导及相应的椭圆内层孔光子晶体波导的高频导模和带隙上边界, (d) 图 2(b) 中低频导模的光锥以下无固有损耗部分. 图中灰色条带区分别表示了两个真导模所跨越的各自频率窗口, 实线代表传统光子晶体波导导模, 虚线代表了内层椭圆孔光子晶体波导导模

次导模穿过光锥就变成了真导模, 理论上真导模的传输并不遭受固有损耗, 而且从图 2(d) 可以看到真导模的色散曲线非常平坦, 这导致了非常小的群速度. 这一小群速度所对应的传输窗口非常窄, 可归因于靠近  $w_1$  波导的 Brillouin 区边界上的介质导模和带隙导模的强烈反向交叉叠加作用. 在传统光子晶体薄板波导的实际使用中, 如此小的传输窗口可能会由于各种不可避免的外部原因 (如制造缺陷) 而关闭. 当传统光子晶体薄板波导中邻接波导的两排圆孔被椭圆孔取代, 波导中由于空气孔面积减小使得波导附近的等效介电常数增加, 根据电磁变分原理光子晶体的各模红移, 正如图 2(b) 和 (c) 所示. 为与传统波导比较, 图中也给出了传统波导的相应导模. 当导模下移时, 光锥以下的曲线斜率明显增加, 其对应的带宽明显增大 (即该真导模的

所示波导在低频导模真导模频段上成单模传输状态.

无固有损耗传输窗口明显增宽, 图 2 中增宽为原窗口宽度的 3 倍), 这是由于椭圆孔形替代圆孔后介质导模和带隙导模发生反向交叉的频率点发生了移动的结果<sup>[15]</sup>.

### 3. 光子晶体慢光原理

光子晶体薄板波导导模具有独特的慢光和高色散特性, 这一特性为光子晶体薄板波导的应用打开了新的领域. 由于光速很小时, 光信号在空间上被大大压缩了, 这样光强被大大提升从而提高了光的非线性效应. 基于非线性光效应的器件内介质间的光相互作用被大大地增强, 使得延迟和色散补偿器件在很微小尺寸上可以被实现, 即群速度的减小直接促成了器件的微型化. 因此, 人们努力尝试着

利用光子晶体的结构色散来实现慢光.

光子晶体薄板波导中慢光主要由三种物理效应形成<sup>[7]</sup>: 1) 光子晶体波导的 Brillouin 区边界上的前向波和反射波的 Bragg 共振效应; 2) 光子晶体光波导中的介质导模和带隙导模之间反向交叉点处的反交叉共振效应; 3) 光子晶体带隙提供的全向反射效应.

在传统的 W1 光子晶体光波导中, 在邻近 Brillouin 区边界 ( $k = 0.5 \times 2\pi/a$ ) 处, 一个介质导模和一个带隙导模反交叉叠加在此处形成慢光. 改变光子晶体薄板波导的对称特性可以实现对介质导模和带隙导模的反交叉点的位置扰动, 从而改变波导的导模特性, 获得具有零群速度、正群速度和负群速度色散的导模<sup>[11]</sup>. 所以相对于带隙边缘形成的慢光, 介质导模和带隙导模反交叉点上的慢光在色散特性上更具优势<sup>[9]</sup>. 本文利用椭圆孔替代邻接波导的圆孔后, 邻近波导区域的等效介质常数增加, 介质导模和带隙导模均下移, 但带隙导模下移得更快. 这样, 靠近 Brillouin 区边界的反交叉叠加效应被减弱, 所以光群速度变大, 该导模的相应传输窗口增宽<sup>[16]</sup>, 这就是图 2(d) 中窗口加宽的根本原因.

导模的群速度就是导模能带曲线的斜率可以被表示为<sup>[15]</sup>

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{c}{n_g}, \quad (1)$$

其中  $k$  是波导方向上的波矢,  $c$  是光在真空中的速

度,  $n_g$  是等效介电常数. 群速度色散系数  $D$  强烈地影响着光子晶体薄板波导中传输的脉冲信号特性.  $D$  可以表示成能带曲线的二阶导数<sup>[15]</sup>

$$D = \frac{\partial(1/v_g)}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \frac{\partial n_g}{\partial \omega}, \quad (2)$$

图 3 中固定  $L_a$  的长度为  $0.95R$  (此时  $R = 0.315a$ ), 对于长轴  $L_b$  为不同长度的椭圆孔分别计算了导模的能带结构. 从图 3(a) 中可看到, 随着短轴长度减小导模下移, 但对于介质导模和带隙导模它们的移动速度不同. 介质导模下移得更快, 这样作为介质导模和带隙导模的反交叉叠加所形成的波导导模的形状由下凸(实线和点线)变为直线型(“+”线)继而上凸(虚线和点划线), 这三种形状所对应的导模群速度色散分别为正值、零和负值. 在图 3(a) 中为了突出显示导模色散曲线的线性部分, 用粗黑直线段对该模的线性部分进行了强调性标注. 图 3(b) 和 (c) 给出了利用 (3) 式计算得到的这些模的群指数. 由图 3(b) 可见, 当  $L_b$  为  $0.580R$  时, 在低频导模的  $0.30778\text{--}0.30842 \omega a/2\pi c$  频段上, 群指数基本保持在 25, 该频段上各频率信号在波导中的传输速度几乎均为  $c/25$ . 此时, 理论上能够无固有损耗且各频率信号所遭受的群速度色散为零的导模带宽为  $0.00064 \omega a/2\pi c$ . 为使这一频段工作在光通信波长  $1550 \text{ nm}$  附近, 选择  $a = 478 \text{ nm}$ , 这样能够无色散传输的窗口宽度为  $3.5 \text{ nm}$ . 因此, 为了得到零群速度色散导模,  $L_b$  必须精确控制在  $0.580R$ , 否则都不能使得  $n_g$  为常数.

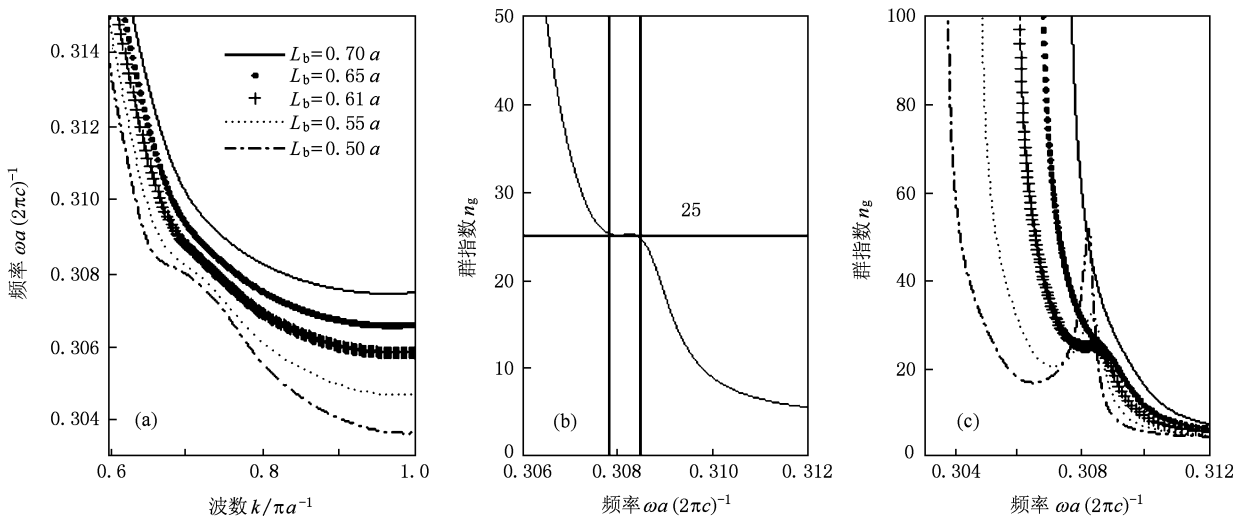


图 3 长轴为  $L_a = 0.95R$  情况下 (a) 不同短轴长度对应的导模能带, (b)  $L_b$  为  $0.580R$  时导模的群指数, (c) 不同短轴长度情况下所得到的导模群指数

光子晶体薄板波导的外层孔特性影响着带隙导模,所以波导导模的特性也依赖于外层孔的直径.图4显示了对于不同直径的外层圆孔,优化内层椭圆孔所得到的常群指数.图中各曲线所对应的 $R, L_a, L_b, n_g$ 相应地列在表1中.随着外层圆孔直径 $R$ 的增大,在 $R < 0.35a$ 的范围内,优化内层椭圆孔所得到的常群指数呈略微下降的趋势.但当 $R > 0.35$ 后,优化内层椭圆孔所得到的常群指数迅速增大.群指数越大相应的常群速度带宽则越窄.在实际器件的设计中,人们可以根据需要选择大的 $n_g$ 和窄带宽或者小的 $n_g$ 和大带宽.图4中所示的最大群指数只有24.06—39.1,只需优化邻接波导的两层孔型会得到更高的群指数,即更小的群速度<sup>[17]</sup>.

区域的几何对称性发生改变,邻近波导区域的介质分布也随之改变.即使介质的等效介电常数相同,这种由几何对称性不同引起的介质分布的不同,对导模色散特性也有不同的影响.为说明孔形对称性对薄板光子晶体波导导模色散的影响,我们对内层椭圆孔和内层小圆孔波导进行了比较.在传统光子晶体薄板波导中缩小邻接波导内层圆孔半径也可以优化波导的群速度色散特性<sup>[18]</sup>(但这种波导相对椭圆内层孔波导具有较高损耗<sup>[12]</sup>).图5和表1比较了内层椭圆孔和内层小半径圆孔的群指数.可以看到椭圆孔波导的群指数一般高于相应小圆孔波导的群指数,外层孔半径越小这种差别越明显.随着外层孔半径增大,内层小圆孔波导导模的群指数呈逐渐增加的趋势.而内层椭圆孔波导导模却不完全具有这一趋势.我们认为,这主要是因为内层椭圆孔波导和内层小圆孔波导在波导附近这一微小区域介质分布的几何对称性不同所引起的.

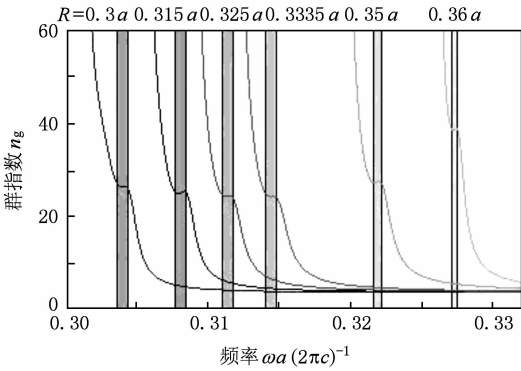


图4 不同外层圆孔半径情况下,优化 $L_a$ 和 $L_b$ 得到的具有零群速度色散特性的导模的群指数

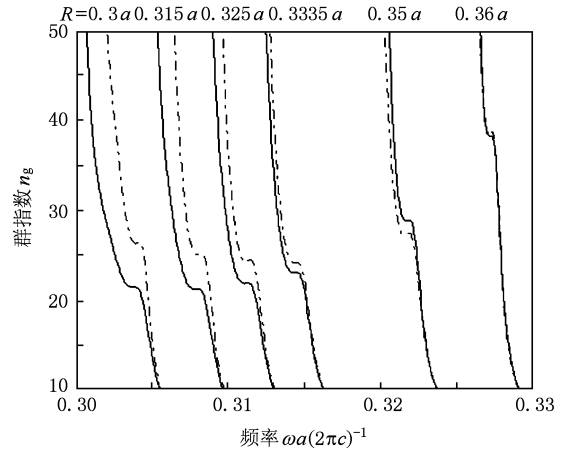


图5 不同外层圆孔半径条件下,具有零群速度色散的椭圆内层孔波导导模与相应的小圆内层孔波导导模的群指数对比.虚线对应内层椭圆孔波导,实线对应内层小圆孔波导

在上述邻接波导内层孔为椭圆孔的波导中,通过缩小邻接波导的孔面积增加了波导邻近区域的等效介电常数,从而使得形成波导模的介质导模和带隙导模的叠加发生改变,继而改变了导模的色散特性获得了零色散频段.所以改变波导邻近区域的等效介电常数是改变波导导模色散结构的实质.当邻接波导内层孔采用不同形状的孔形时,波导邻近

表1 椭圆内层孔光子晶体薄板波导和小圆内层孔光子晶体薄板波导在不同外层孔半径( $R$ )情况下优化得到的群指数对比

$R/a$	$r/a$	$L_a/a$	$L_b/a$	$n_{g-e}$	$n_{g-r}$	$\Delta\omega_e/10^{-4} \omega_a \cdot (2\pi c)^{-1}$	$\Delta\omega_r/10^{-4} \omega_a \cdot (2\pi c)^{-1}$
0.3000	0.2100	0.1500	0.2850	21.4	26.20	8.80	6.2
0.3150	0.2410	0.1825	0.2992	21.5	25.00	8.20	6.4
0.3250	0.2633	0.2115	0.3087	21.8	24.30	7.80	7.7
0.3335	0.2826	0.2408	0.3168	23.0	24.06	7.40	9.0
0.3500	0.3208	0.3042	0.3325	28.8	27.20	6.08	6.0
0.3600	0.3438	0.3464	0.3420	38.7	39.10	3.90	3.2

$r$ 表示小圆内层孔波导中内层小圆半径, $n_{g-e}, n_{g-r}$ 分别表示椭圆内层孔波导和小圆内层孔波导优化后得到的群指数, $\Delta\omega_e, \Delta\omega_r$ 则是椭圆孔波导和小圆孔波导对应于某一群指数的零色散带宽,它们的单位是 $\omega_a/2\pi c$

## 4. 结 论

研究了邻接光子晶体光波导的最内层两排椭圆孔对波导群速度以及群速度色散特性的影响. 通

过微扰光子晶体薄板波导邻接波导的椭圆内层孔, 改变了波导区域的几何对称性, 增加了光锥以下的可用光的传输带宽, 获得了具有零群速度色散半慢光特性的波导. 波导外层圆孔半径越小, 导模群速度越小, 低损耗无色散传输带宽也越窄.

- 
- [1] Han S Z, Tian J, Feng S, Ren C, Li Z Y, Cheng B Y, Zhang D Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5659 (in Chinese) [韩守振、田洁、冯 帅、任 承、李志远、程丙英、张道中 2005 物理学报 **54** 5659]
  - [2] Lu H, Tian H P, Li C H, Ji Y F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2049 (in Chinese) [鲁 辉、田慧平、李长红、纪越峰 2009 物理学报 **58** 2049]
  - [3] Tang H X, Zuo Y H, Yu J Z, Wang Q M 2008 *Chin. Phys. B* **17** 288
  - [4] Tang H X, Zuo Y H, Yu J Z, Wang Q M 2007 *Chin. Phys.* **16** 2011
  - [5] Yamada K, Morita H, Shinya A, Notomi M 2001 *Opt. Commun.* **198** 395
  - [6] Soljačić M, Johnson S G, Fan S, Ibanescu M, Ippen E P, Joannopoulos J D 2002 *Proc. SPIE* **4870** 248
  - [7] Baba T, Mori D 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 2659
  - [8] Mulot M, Saynatjoki A, Arpiainen S, Lipsanen H, Ahopelto J 2007 *J. Opt. A: Pure Appl. Op.* **9** s415
  - [9] Petrov A, Eich M 2005 *Proc. SPIE* **6017** 601708
  - [10] Shinya A, Notomi M, Kuramochi E 2003 *Proc. SPIE* **5000** 125
  - [11] Frandsen L H, Lavrinenko A V, Fage-Pedersen J, Borel P I 2006 *Opt. Express* **14** 9444
  - [12] Li J G, Huang Z R 2006 *IEEE 19th LEOS Annual Conference*, Montreal, October 29—November 2, 2006 p827
  - [13] Andreani L C, Gerace D 2006 *Phys. Rev. B* **73** 235114
  - [14] Andreani L C, Agio M 2002 *IEEE J. Quantum Elect.* **38** 891
  - [15] Petrov A Y, Eich M 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 4866
  - [16] Shen H, Tian H, Ji Y 2009 *Opt. Appl.* **39** 295
  - [17] Li J, White T P, O'Faolain L, Gomez-Iglesias A, Krauss T F 2008 *Opt. Express* **16** 6227
  - [18] Kubo S, Mori D, Baba T 2007 *Opt. Lett.* **32** 2981

# A novel photonic crystal slab waveguide with dispersionless slow light<sup>\*</sup>

Shen Hong-Jun<sup>1)2)†</sup> Tian Hui-Ping<sup>1)</sup> Ji Yue-Feng<sup>1)</sup>

1) (*Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Ministry of Education, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China*)

2) (*School of Physics and Electrical Information Science of Ningxia University, Yinchuan 750021, China*)

(Received 18 June 2009; revised manuscript received 16 July 2009)

## Abstract

We report a low loss photonic crystal slab waveguide formed by deforming the innermost holes on either side of a single line defect so that the circular air holes are changed to elliptical holes. The group velocity and group velocity dispersion of this waveguide depend strongly on the innermost elliptical air holes. We obtain the photonic bands and group index of guided modes in this kind of photonic crystal waveguide by guided mode expansion method and investigate the dependence of photonic bands and group index of guided modes in this photonic crystal waveguide on the parameter of the innermost elliptical air holes. For waveguides with the optimum innermost elliptical air holes, we achieved a wider single mode region below the light line, in which light can easily propagate without intrinsic loss. At the same time, this kind of waveguide has nearly constant group velocity and vanishing group velocity dispersion in a 3—5 nm bandwidth. These results will be applicable to design and fabricate photonic crystal slab waveguides with low group velocity, low dispersion and low loss characteristics.

**Keywords:** photonic crystal slab waveguide, group velocity, group index, group velocity dispersion

**PACC:** 7820P, 4282, 4280L

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60932004, 60707001), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB310705), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2009AA01Z256), the Natural Science Foundation of Ningxia University, China (Grant No. ZR200801).

<sup>†</sup> E-mail: shenhongj2004@gmail.com