

光子晶体波导中的孤子传输及其延迟特性研究*

刘凌宇[†] 田慧平 纪越峰

(北京邮电大学信息光子学与光通信教育部重点实验室,北京邮电大学信息与通信工程学院,北京 100876)

(2010年11月17日收到;2010年12月28日收到修改稿)

研究了正方晶格和三角晶格空气背景硅介质柱光子晶体线缺陷波导左带隙边缘处的亮孤子脉冲传播特性及其慢光延迟特性. 采用平面波展开法仿真分析了波导相邻两行介质柱大小 r_1 和 r_2 以及波导宽度 D 对孤子脉冲传输所需峰值功率 P_0 和延迟时间 T_s 的影响,总结了其变化规律. 通过调整波导结构得到了正方晶格和三角晶格优化波导结构,优化后,正方晶格结构波导 P_0 减小了 81.17%, T_s 增加了 66.32%;三角晶格结构波导 P_0 减小了 73.7%, T_s 增加了 67.63%,实现了孤子传输性能的大幅度优化.

关键词: 光子晶体波导, 光孤子, 峰值功率, 延迟时间

PACS: 42.70.Qs, 42.65.Tq, 42.79.Gn

1. 引言

光子晶体波导中,由于周期性晶格产生强烈的结构色散,禁带中导模的群速度会大幅降低,形成光子晶体慢光效应^[1].慢光由于在光缓存、数据同步、光存储和光信号处理等方面有很多潜在的应用^[2-6],成为目前光学领域的研究热点.光子晶体与其他慢光介质相比,具有体积小、易于集成、潜在带宽大、结构设计灵活等诸多优势^[7-9],因此具有良好的应用前景.

然而,光子晶体波导中存在较明显的群速度色散^[10-13],在线性区域传输脉冲信号时,色散导致信号展宽和波形畸变,严重影响了光子晶体在实际中的应用.Kamalakis 等人研究表明^[14-16],在光子晶体波导带隙边缘处克尔非线性效应增强,利用克尔非线性效应导致的脉冲压缩和群速度色散作用导致的脉冲展宽相互抵消,可实现光子晶体波导中的孤子传输.基态光孤子可实现脉冲信号的无畸变传输,在光通信中具有较大的吸引力.

目前在光子晶体领域孤子的相关研究几乎都集中在光子晶体光纤中的孤子传输^[17-20],对于光子晶体波导中孤子传输的研究相对较少.对于光子晶

体波导中孤子脉冲传播的研究都集中在常规光子晶体波导结构,而波导结构的改变对孤子传输性能的影响以及孤子传输性能的优化方法尚未得到研究.

本文仿真分析了波导相邻两行介质柱大小 r_1 , r_2 以及波导宽度 D 等结构参数对孤子脉冲峰值功率 P_0 和慢光延迟时间 T_s 的影响,并通过改变波导结构对光子晶体波导中的孤子传输性能进行了优化.

2. 理论模型

2.1. 光子晶体线缺陷波导结构模型

本文所研究的正方晶格和三角晶格空气背景硅介质柱结构光子晶体线缺陷波导结构如图 1 所示.空气背景的折射率为 $n_b = 1$,Si 介质柱的折射率为 $n_a = 3.5$,非线性折射率为 $n_2 = 1.5 \times 10^{-16} \text{ m}^2/\text{W}$;光子晶体波导长度为 $L = 1 \text{ cm}$,晶格常数为 a .

定义波导相邻第一行介质柱半径为 r_1 ,第二行为 r_2 ,其他介质柱半径为 r , r_1 和 r_2 未改变时,其值为 $r_1 = r_2 = r$.正方晶格和三角晶格普通线缺陷波导宽度分别为 $d_c = 2a$ 和 $d_t = \sqrt{3}a$,对称上(下)移第一行介质柱后波导宽度为 D .

* 国家自然科学基金(批准号:60707001,60932004)、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:2009AA01Z214)和教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号:NCET 07-0110)资助的课题.

[†] E-mail: liulingyu0521@126.com

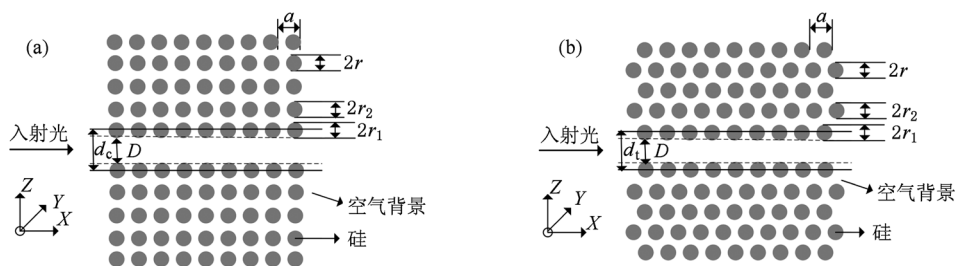


图1 光子晶体线缺陷波导结构示意图 (a) 正方晶格; (b) 三角晶格

2.2. 光子晶体波导中非线性脉冲传播模型

光子晶体波导内的光脉冲传播方程可表示为下式^[13,14]:

$$j\left(\frac{\delta A}{\delta z} + \frac{\Gamma}{2A}\right) + \sum_{l \geq 2} j^{m(l)} \frac{\beta_l \delta^l A}{l! \delta T^l} + \gamma |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

上式中, $A(z, T)$ 为沿着光子晶体波导传输的电场幅度, $T = t - z/v_g$ 为与信号群速度 v_g 相关的参考坐标系, Γ 为损耗系数, 定义 $m(l) = \text{mod}(l, 2)$. 当 $l = 2$ 时, β_l 为群速度色散系数; $l > 2$ 时, β_l 为高阶色散系数. γ 为克尔非线性效应引起的自相位调制系数.

光子晶体的群速度色散 β_2 为

$$\beta_2 = \frac{d(v_g^{-1})}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{dn_g}{d\omega} = \frac{d^2 k}{d\omega^2}, \quad (2)$$

其中, ω 为归一化频率, k 为波矢, c 为真空中的群速度, v_g 为导模的群速度, 由导模能带曲线的斜率表示^[1,2]

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}} = \frac{c}{n_g}, \quad (3)$$

n_g 为等效折射率, 可表示为

$$n_g = \frac{c}{v_g} = c \frac{dk}{d\omega}, \quad (4)$$

(4) 式表明等效折射率 n_g 与群速度 v_g 成反比, 即 v_g 越小, n_g 越大.

慢光延迟时间 T_s 为

$$T_s = \frac{L}{v_g} = \frac{n_g}{c} \times L, \quad (5)$$

式中, L 为光子晶体波导长度.

对于本文所研究的空气背景硅介质柱结构 PCW, TM_y 模式的自相位调制系数 γ 的计算式表示为^[14]

$$\gamma = \frac{2\omega_0}{a} \int_{S_w} dS \varepsilon_{NL} |e_0|^4, \quad (6)$$

式中, ω_0 为脉冲中心频率, a 为晶格常数, e_0 为 PCW

超胞内 Bloch 电场的 y 方向分量, 本文采用平面波展开法 (PWE) 计算 e_0 . ε_{NL} 为介质材料的非线性介电常数, 其表达式为

$$\varepsilon_{NL}(r) \cong 2\varepsilon_0 n n_2(r) (\varepsilon_L(r)/\mu)^{1/2}, \quad (7)$$

其中 ε_0 为真空中的介电常数, μ 为真空中磁导率, n 为介质的折射率, n_2 为介质的非线性折射率. 在整个超胞面积 S_w 内对 $\varepsilon_{NL} |e_0|^4$ 进行积分, 可计算 γ .

在 PCW 左带隙边缘 $\beta_2 < 0$, 可形成亮孤子脉冲的传播, 基态亮孤子的初始条件满足双曲正割形式^[14,21]

$$A(0, T) = \sqrt{P_0} \text{sech}(T/T_0), \quad (8)$$

其中, $T_0 \approx t_{FWHM}/1.76$ 为初始孤子脉宽, t_{FWHM} 为脉冲的 FWHM (半高全宽脉宽), 孤子脉冲的峰值功率 P_0 为

$$P_0 = |\beta_2| / \gamma T_0^2, \quad (9)$$

将 $t_{FWHM} = 1/4R_b$ 代入 (9) 式, 可得 P_0 的表达式为

$$P_0 \cong 49.5 \frac{|\beta_2|}{\gamma} R_b^2, \quad (10)$$

式中, γ 为克尔非线性效应引起的自相位调制系数, β_2 为群速度色散系数, R_b 为信号的传输速率.

3. 仿真结果

本文首先采用 PWE 计算了光子晶体波导的等效群折射率以及群速度色散曲线, 仿真分析时, 波矢 K 为归一化波矢 $ka/2\pi$, 频率为归一化频率 $\omega a/2\pi c$.

图 2 为 $r = 0.21a$ 时光子晶体线缺陷波导的等效群速度折射率 n_g 和群速度色散 β_2 曲线, 横坐标为归一化波矢 K . 如图所示, 波矢 K 较小和较大时的带隙边缘分别为左带隙边缘和右带隙边缘. 由图 2(a) 可知, 在导模带隙边缘处 n_g 急剧增加; 由图 2(b) 可知, 在左带隙边缘, 群速度色散 $\beta_2 < 0$, 因此可实现亮孤子脉冲的传播; 在右带隙边缘, 群速度

色散 $\beta_2 > 0$, 可实现暗孤子脉冲的传输^[14].

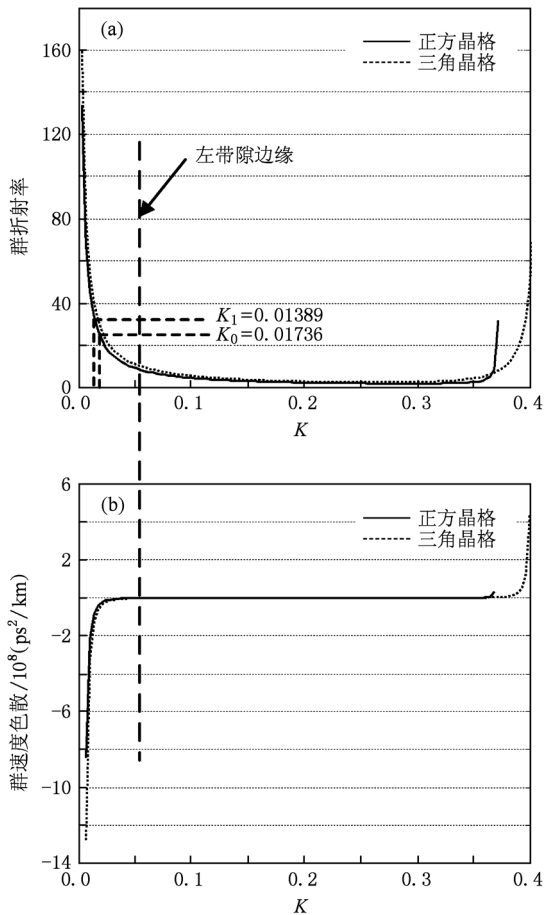


图2 $r=0.21a$ 时光子晶体波导群折射率曲线和群速度色散曲线

本文针对左带隙边缘 $K_0 = 0.01736$ 波矢点处的亮孤子传输特性进行了研究. 利用 PWE 计算光子晶体波导 K_0 处的 n_g, β_2 以及超胞内电场强度 e_0 , 将(6)式代入(10)式, 利用(10)式即可计算传输孤子脉冲所需的峰值功率 P_0 ; 利用(5)式可计算延迟时间 T_s .

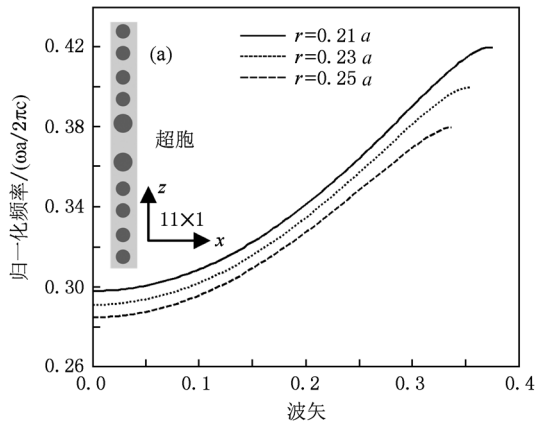


图3 为 $r = 0.21a$ 时左带隙边缘 K_0 处 P_0 与传输速率 R_b 的关系曲线. 由图可以知, P_0 随着 R_b 的增大而增大.

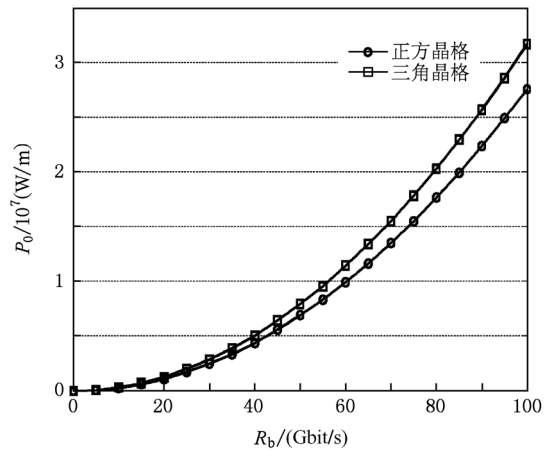


图3 光子晶体波导中孤子脉冲所需峰值功率 P_0 与传输速率 R_b 的关系曲线

至此, 给出了光子晶体波导中传输孤子脉冲所需峰值功率 P_0 以及信号延迟时间 T_s 的计算过程. 接下来分析不同波导结构参数的变化对 K_0 处 $R_b = 100 \text{ G bit/s}$ 时孤子传输所需峰值功率 P_0 和慢光延迟时间 T_s 的影响.

3.1. 改变介质柱半径 r

本文所分析的为光子晶体波导禁带范围内的单一导模, 仿真结果表明, 当 $r > 0.27a$ 时, 禁带范围内已不再是单一导模, 在此不做分析. 正方晶格和三角晶格光子晶体线缺陷波导 $r_1 = r_2 = r$, 改变 r 的大小, 得到光子晶体波导禁带范围内导模的变化如图4所示.

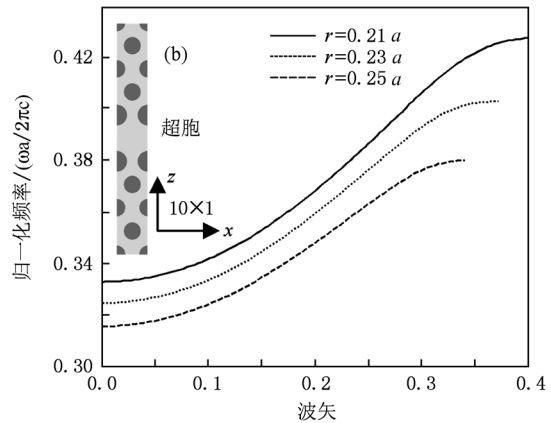


图4 光子晶体波导导模随介质柱半径 r 的变化 (a) 正方晶格; (b) 三角晶格

由图 4 可知,对于介质柱正方晶格和三角晶格光子晶体线缺陷波导,随着介质柱半径 r 的增大,导模均向低频移动.

图 5 为波矢点 K_0 处孤子传输峰值功率 P_0 和慢光延迟时间 T_s 随介质柱半径 r 的变化. 从图中可以

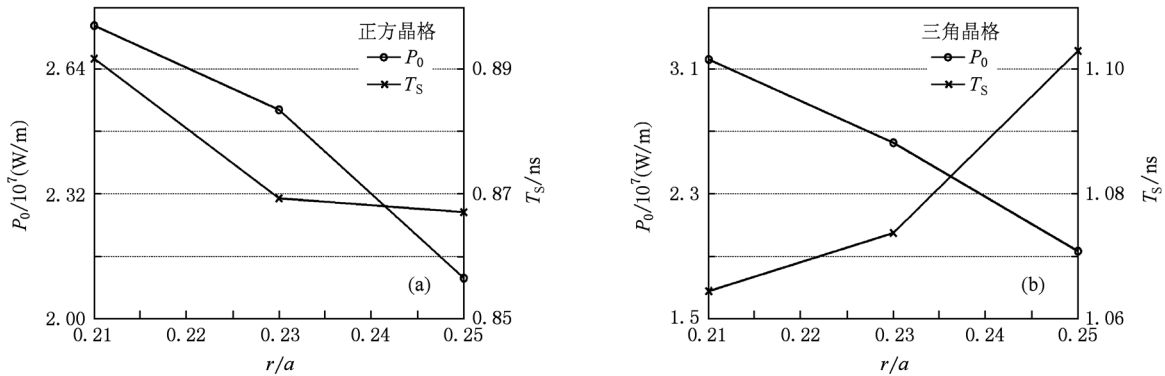


图 5 P_0 和 T_s 随介质柱半径 r 的变化 (a) 正方晶格; (b) 三角晶格

在光子晶体波导中,孤子脉冲传输所需的峰值功率 P_0 , 值越小越好; 慢光延迟时间 T_s , 值越大越好. 因此,两种晶格结构光子晶体波导在 $r = 0.25a$ 时有较好的性能. 本文选取正方晶格和三角晶格波导介质柱半径 $r = 0.25a$, 在此基础上,分析波导相邻两行介质柱半径 r_1, r_2 以及波导宽度 D 的改变对 P_0 和 T_s 性能参数的影响.

3.2. 改变波导相邻第一行介质柱半径 r_1

改变两种晶格光子晶体线缺陷波导波导相邻第一行介质柱半径 r_1 , 分析 P_0 和 T_s 的变化情况, r_1 初始值为 $r_1 = r = 0.25a$. 仿真结果表明, 当 r_1 增大或减小到一定数值时,再继续增大或者

看出,正方晶格和三角晶格结构波导的 P_0 都随着 r 的增大而减小. 正方晶格波导的 T_s 随着 r 的增大而减小,但整体变化并不大;三角晶格波导的 T_s 随着 r 的增大而增大.

减小 r_1 , 会导致禁带范围内导模的不单一性. 正方晶格结构波导, $r_{1max} = 1.3r, r_{1min} = 0.6r$; 三角晶格结构波导, $r_{1max} = 1.2r, r_{1min} = 0.8r$, 结果如图 6.

由图 6(a) 可知,对于正方晶格结构波导,当 r_1 增大($r_1 > r$) 时, P_0 减小, T_s 增大. 当 r_1 减小($r_1 < r$) 时, P_0 先增大而后又减小,且当 $r_1 > 0.85r$ 时, P_0 随 r_1 的减小而增大,当 $r_1 < 0.85r$ 时, P_0 随 r_1 的减小而减小; 当 r_1 减小时, T_s 先减小而后增大,且当 $r_1 > 0.9r$ 时, P_0 随 r_1 的减小而减小,当 $r_1 < 0.9r$ 时, P_0 随 r_1 的减小而增大. 由图 6(b) 可知,对于三角晶格结构波导,当 r_1 增大时, P_0 减小, T_s 增大; 当 r_1 减小时, P_0 增大, T_s 减小.

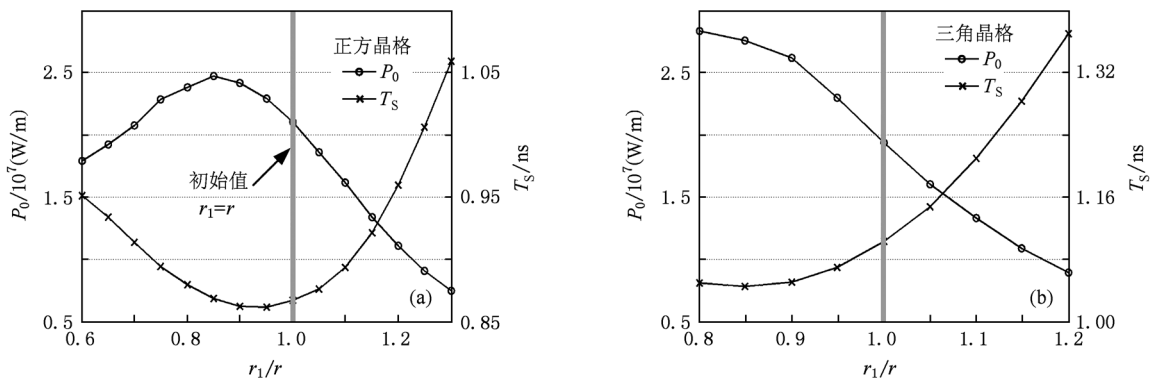
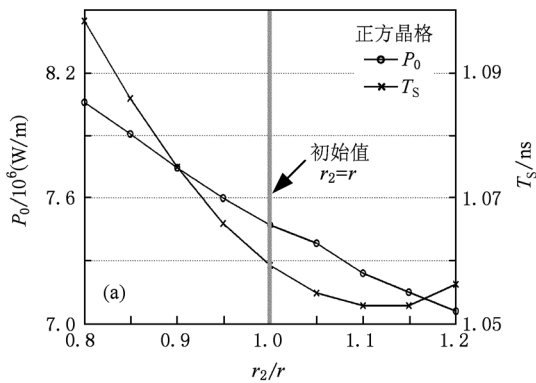


图 6 P_0 和 T_s 随波导相邻第一行介质柱半径 r_1 的变化 (a) 正方晶格; (b) 三角晶格

由此可知,正方晶格和三角晶格波导分别在 $r_1 = 1.3r$ 和 $r_1 = 1.2r$ 时有较小的 P_0 值和较大的 T_s 值.

3.3. 改变波导相邻第二行介质柱半径 r_2

由 3.2 节的分析,选取正方晶格结构波导 $r_1 =$



1.3r,三角晶格结构波导 $r_1 = 1.2r$. 改变波导相邻第二行介质柱半径 r_2 ,分析 P_0 和 T_s 的变化情况(初始时 $r_2 = r$),结果如图 7 所示.

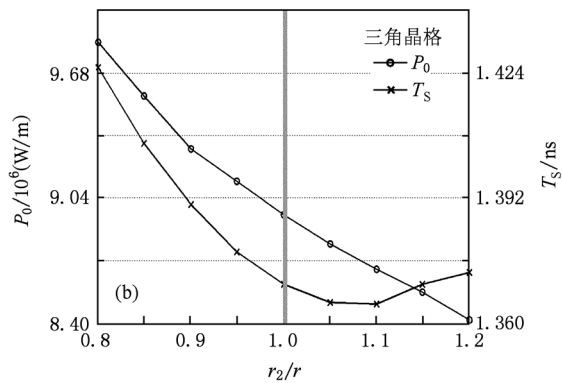


图 7 P_0 和 T_s 随波导相邻第二行介质柱半径 r_2 的变化 (a) 正方晶格 $r_1 = 1.3r$; (b) 三角晶格 $r_1 = 1.2r$

由图 7 可知,两种晶格结构波导 P_0 和 T_s 随 r_2 的变化趋势相同,当 r_2 减小时, P_0 增大, T_s 增大;当 r_2 增大时, P_0 减小, T_s 先减小而后又略有增大,即当 $r_2 = 1.2r$ 时,波导具有较好的孤子传输特性以及慢光延迟特性.

计算可得,正方晶格结构, $r_2 = 1.2r$ 与 $r_2 = r$ 相比较, P_0 减小了 5.5%, T_s 减少了 0.28%. 三角晶格结构, $r_2 = 1.2r$ 与 $r_2 = r$ 相比较时, P_0 增加了 5.97%, T_s 增加了 0.22%. 由此可见, r_2 改变时,两种晶格波导结构 P_0 和 T_s 的数值变化均不大.

3.4. 改变波导宽度 D

在改变 r_1, r_2 的基础上,改变波导宽度 D ,分析

P_0 和 T_s 的变化情况. 由上一部分分析可知,两种晶格波导在 $r_2 = 1.2r$ 时比 $r_2 = r$ 时具有更小的 P_0 值和更大的 T_s 值,但经仿真分析发现,波导在 $r_2 = r$ 时改变 D 比在 $r_2 = 1.2r$ 时改变 D 具有更好的孤子传输特性和慢光延迟特性,因此选取 $r_2 = r$.

图 8 为 $r_2 = r$ 时,改变两种晶格结构波导宽度 D 时 P_0 和 T_s 的变化情况. 其中正方晶格和三角晶格结构波导初始宽度分别为 $d_c = 2a, d_t = \sqrt{3}a$.

由图 8 可知,两种晶格结构波导 P_0 和 T_s 随 D 的变化趋势相同,当 D 减小时, P_0 减小, T_s 增大;当 D 增大时, P_0 增大, T_s 减小. 因此当 $D = 0.8d$ 时,波导具有较好的孤子传输特性以及慢光延迟特性.

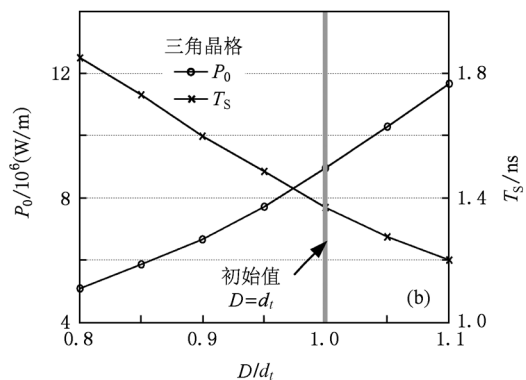
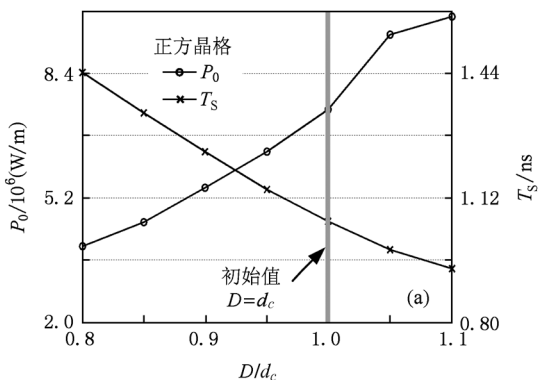


图 8 $r_2 = r$ 时, P_0 和 T_s 随波导宽度 D 的变化 (a) 正方晶格 $r_1 = 1.3r$; (b) 三角晶格 $r_1 = 1.2r$

综上,通过调整波导相邻两行介质柱半径 r_1 和 r_2 以及波导宽度 D 的大小,分别得到了具有小的 P_0

值和大的 T_s 值的正晶格和三角晶格优化波导结构. 优化前后的结构参数和性能参数对比如表 1 所示.

表1 K_0 处光子晶体波导优化前后结构以及性能参数对比 $r=0.25a$

晶格类型	初始情况					优化结果					提高/%	
	r_1/r	r_2/r	D/d	$P_0 (10^7 \text{W/m})$	T_s/ns	r_1/r	r_2/r	D/d	$P_0 (10^7 \text{W/m})$	T_s/ns	P_0	T_s
正方	r	r	d_c	2.103	0.867	$1.3r$	r	$0.8 d_c$	0.3959	1.442	81.17%	66.32%
三角	r	r	d_t	1.934	1.103	$1.2r$	r	$0.8 d_t$	0.5087	1.849	73.70%	67.63%

由表1可知,经优化后,正方晶格结构波导 P_0 减小了81.17%, T_s 增加了66.32%;三角晶格波导 P_0 减小了73.7%, T_s 增加了67.63%. 由此可见,优化后两种波导的孤子传输性能有很大幅度的提高.

图9为优化后两种晶格结构波导在波矢 K_0 处的归一化电场强度,从图中可以看出优化后的波导结构对光场的局域性较好,即光信号可以较好的在光子晶体波导中传输.

图10为忽略损耗和高阶色散时两种晶格结构优化波导内的基态亮孤子的传播,图中 x 轴为归一化时间 T/T_0 , z 轴为归一化幅度 $A(z, T)/\sqrt{P_0}$, y 轴为以色散长度 L_D 为单位的传输距离 z . 两种晶格结构光子晶体波导长度均为 $L = 1\text{cm}$, 经计算可得,基态亮孤子在正方晶格和三角晶格波导中的传输距离为 $L = 1\text{cm} = 450 \times L_{D-\text{正方}} = 804 \times L_{D-\text{三角}}$.

从图10中可以看出,在忽略损耗和高阶色散的情况下,初始条件满足双曲正割形式的基态亮孤子脉冲在光子晶体波导内的传输没有发生脉冲展宽和波形畸变,由此可知,基于光子晶体波导中的孤子传输的慢光器件可实现信号脉冲的波形无畸变传输,这为全光网络中慢光器件、光缓存器件和光信号处理等器件的实现提供了有价值的理论参考.

3.5. 不同波矢点处 P_0 和 T_s 参数对比

文中分析计算了波矢点 $K_1 = 0.01389$ 处孤子

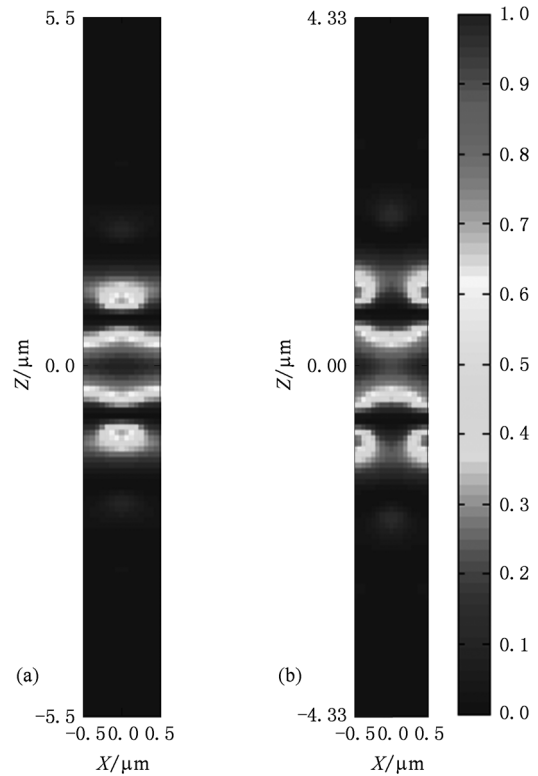


图9 光子晶体优化波导超胞内的归一化电场强度 (a) 正方晶格; (b) 三角晶格

脉冲峰值功率 P_0 和慢光延迟时间 T_s 随 r_1, r_2 以及 D 的变化规律,结果表明其变化规律与 K_0 处完全相同,但在数值上并不相同,表2为 K_1 处波导优化前后的结构参数和性能参数对比.

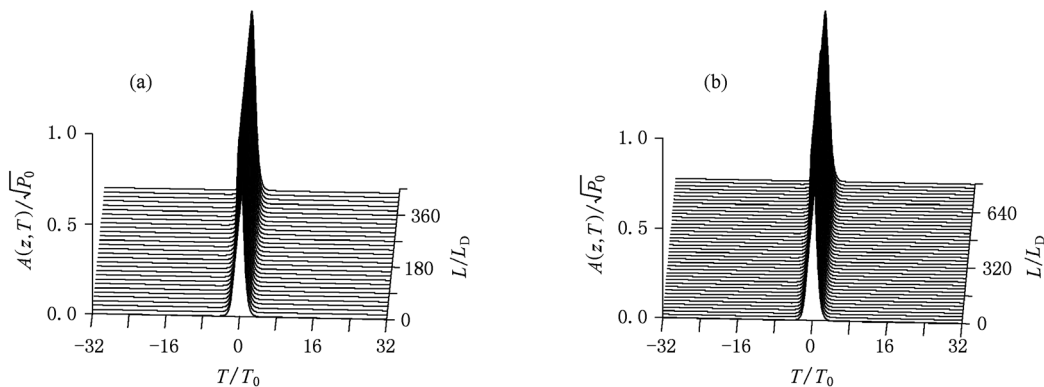


图10 光子晶体优化波导内的亮孤子脉冲传输 (a) 正方晶格; (b) 三角晶格

对比表 2 和表 1 可知, 波矢 K_1 和 K_0 处优化后 P_0 与 T_s 提高的基本幅度相同, 在数值上 K_1 处孤子所需峰值功率 P_0 大于 K_0 处, 但 K_1 处的慢光延迟时

间 T_s 大于 K_0 处. 分析发现越靠近带隙边缘处, P_0 越大, T_s 越大, 因此可根据实际情况选择合适的波矢点进行孤子脉冲信号传输.

表 2 K_1 处光子晶体波导优化前后结构以及性能参数对比 $r = 0.25a$

晶格类型	初始情况					优化结果					(P_0) 提高/%	(T_s) 提高/%
	r_1/r	r_2/r	D/d	$P_0/(10^7 \text{W/m})$	T_s/ns	r_1/r	r_2/r	D/d	$P_0/(10^7 \text{W/m})$	T_s/ns		
正方	r	r	d_c	4.2	1.084	1.3r	r	0.8 d_c	0.7932	1.801	81.11	66.19
三角	r	r	d_t	3.869	1.379	1.2r	r	0.8 d_t	1.018	2.309	73.68	67.5

4. 结 论

本文研究了正方晶格和三角晶格空气背景硅介质柱光子晶体线缺陷波导左带隙边缘波矢点 K_0 和 K_1 处的亮孤子脉冲传播特性及其慢光延迟特性. 仿真分析了孤子脉冲传输所需峰值功率 P_0 和延迟时间 T_s 随波导相邻两行介质柱大小 r_1 和 r_2 以及波导宽度 D 的变化规律. 此外, 仿真结果表明, 不同波矢处 P_0 和 T_s 随不同结构参数的变化规律完全相同, 但在数值上并不相同; 越靠近带隙边缘, T_s 越大, 但同时 P_0 也越大, 因此可根据实际情况选择合适的波

矢点进行孤子脉冲信号的传输.

文中通过调整 r_1, r_2 和 D 的大小, 分别得到了正方晶格和三角晶格优化波导结构, 优化后, 正方晶格结构波导 P_0 减小了 81.17%, T_s 增加了 66.32%; 三角晶格波导 P_0 减小了 73.7%, T_s 增加了 67.63%. 由此可见, 优化后两种波导结构中的孤子传输性能有很大幅度的提高. 在一定条件下, 基于光子晶体波导中的孤子传输可实现信号脉冲的波形无畸变传输, 这为全光网络中光缓存器件和光信号处理等器件的实现提供了有价值的理论参考.

感谢赵源对本文研究工作的帮助.

- [1] Krauss T F 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 2666
- [2] Toshihiko B 2008 *Nat. Photonics* **2** 465
- [3] Long F, Tian H P, Ji Y F 2010 *J. Lightwave Technol.* **28** 1139
- [4] Gauthier D J, Gaeta A L, Boyd R W 2006 *Photonics Spectra* **44**
- [5] Toshihiko B, Daisuke M *Proc. of SPIE* **6351** 63511Z-1
- [6] Huang Z H, Chen A X, Chen Z C, Deng L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 124208
- [7] Shen H J, Tian H P, Ji Y F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2820 (in Chinese) [沈宏军、田慧平、纪越峰 2010 物理学报 **59** 2820]
- [8] 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]
- [9] Wang L W, Lou S Q, Chen W G, Li H L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 084209
- [10] Notomi M, Yamada K, Shinya A, Takahaashi J, Takahashi C, Yokohama I 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 253902-1
- [11] Zhang X, Tian H P, Ji Y F 2010 *Opt. Commun.* **283** 1768
- [12] Qi L M, Yang Z Q, Lan F, Gao X, Li D Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 034210
- [13] Hamachi Y, Shousaku K 2009 *Opt. Lett.* **34** 1072.
- [14] Theocharidis A, Kamalakis T, Chipouras A, Spicopoulos T 2008 *IEEE. J. Quantum Electron.* **44** 1020.
- [15] Kamalakis T, Spicopoulos T 2007 *IEEE. J. Quantum Electron.* **43** 923
- [16] Neokosmidis I, Kamalakis T, Spicopoulos T 2007 *IEEE. J. Quantum Electron.* **43** 560
- [17] Ji L L, Chen W, Cao Y C, Yang Z Y, Lu P X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5462 (in Chinese) [季玲玲、陈 伟、曹迎春、杨振宇、陆培祥 2009 物理学报 **58** 5462]
- [18] Liu W H, Song X Z, Wang Y S, Liu H J, Zhao W, Liu X M, Peng Q J, Xu Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 917 (in Chinese) [刘卫华、宋啸中、王屹山、刘红军、赵 卫、刘雪明、彭钦军、许祖彦 2008 物理学报 **57** 917]
- [19] Pant R, Judge A C, Magi E C, Kuhlmeier B T, de Sterke M, Eggleton B J 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 1894
- [20] Yuan J H, Sang X Z, Yu C X, Xin X J, Li S G, Zhou G Y, Hou L T 2010 *Chin. Phys. B* **19** 074218
- [21] Agrawal G P 2001 *Non-Linear Fiber Optics* (3rd ed) (New York: Academic) p71

Soliton pulse propagation and optical delay properties in photonic crystal waveguide*

Liu Ling-Yu[†] Tian Hui-Ping Ji Yue-Feng

(Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Ministry of Education, School of Information and Communication Engineering, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

(Received 17 November 2010; revised manuscript received 28 December 2010)

Abstract

The bright soliton pulse propagation and the slow light delay time properties of 2D cubic and triangular lattice photonic crystal line defect waveguide (PCW) with circular Si-rods near the left edge of the guidedmode are investigated. By using the plane-wave expansion (PWE) method, the values of soliton required peak power P_0 and delay time T_s of the waveguided with different radii of the first two rows of Si-rods adjacent to the waveguide, r_1 and r_2 , and waveguide width D are numerically investigated. Adjusting the waveguide structure can bring in optimized cubic and triangular lattice waveguide, of which P_0 is reduced by 81.17% and T_s is increased by 66.32% for cubic lattice waveguide; P_0 is reduced by 73.7% and T_s is increased by 67.63% for triangular lattice waveguide. These results show that the soliton transmission performance in the photonic crystal line defect waveguide can be effectively optimized.

Keywords: photonic crystal waveguide, optical soliton, peak power, delay time

PACS: 42.70.Qs, 42.65.Tq, 42.79.Gn

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60707001, 60932004), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB310705), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2009AA01Z214), and the Program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China (Grant No. NCET-07-0110).

[†] E-mail: liulingyu0521@126.com