

Sinc 函数型光子晶体非线性微腔的光学双稳态

王 筠 冯国强 刘 丹 李建明 吉紫娟 肖 明 肖 飞

湖北第二师范学院物理与机电工程学院, 湖北 武汉 430205

摘要 运用非线性传输矩阵法对 Sinc 函数型光子晶体非线性微腔光学双稳态特性进行了理论推导与数值分析。结果表明, 随着周期数的增大, 或者非线性微腔位置的变动, 微腔内光场强度分布不同, 实现的双稳态阈值也不同; 随着非线性微腔线性折射率的增大, 微腔内场强减小, 双稳态阈值趋于增大。

关键词 非线性光学; 光学双稳态; 传输矩阵; Kerr 介质; 函数光子晶体

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP53.011901

Optical Bistability of Sinc Function Photonic Crystal with Nonlinear Microcavity

Wang Yun Feng Guoqiang Liu Dan Li Jianming Ji Zijuan Xiao Ming Xiao Fei

School of Physics and Electrical and Mechanical Engineering, Hubei University of Education,
Wuhan, Hubei 430205, China

Abstract The nonlinear transfer matrix method is used to study the optical bistable characteristics of Sinc function photonic crystal with nonlinear micro cavity. The results show that the field strength in the nonlinear microcavity and bistable thresholds are different with the increase of number of cycles or the change of the position of the nonlinear micro cavity. The field strength decreases in the nonlinear microcavity and the bistable threshold increases with the increase of linear refractive index of the nonlinear microcavity.

Key words nonlinear optics; optical bistability; transfer matrix; Kerr medium; function photonic crystal

OCIS codes 190.1450; 160.5298; 190.3270

1 引言

光学双稳态是指光学系统中在一定的输入范围内, 对于给定输入存在着两种可能的输出状态的现象^[1]。光学双稳态由 Szoke 研究小组提出的^[1], 不久贝尔实验室的 Gibbs 等在实验中观察到光学双稳态现象^[2]。由于光学双稳态在量子计算和量子通讯中的全光开关、全光存储、全光三极管和全光逻辑电路中的潜在应用而受到广泛关注^[3-13]。

自从 1987 年 Yablonovitch^[5] 提出光子晶体的概念以来, 光子晶体已成为光电子材料的一个重要研究领域。文献[14-17]提出了一种新型的函数光子晶体的概念, 这种光子晶体的介质层折射率是随空间位置变化的周期函数, 光波在其中沿曲线路径传播; 研究了一维折线型、阶梯型和正弦函数型光子晶体的光学传输特性。研究发现, 加入缺陷后可获得宽阔的光子禁带^[18-21], 隧穿缺陷模频带狭窄且附近场分布高度局域; 如果将非线性缺陷引入函数型光子晶体中, 可以预见在获得极宽阔的光子禁带的同时, 通过调节相应参量可以实现光学双稳态, 这是因为禁带中的缺陷模频带狭窄, 缺陷模频率处的电磁波模式态密度非常大, 这十分有利于非线性效应的产生。本文将 Kerr 缺陷加入到 Sinc 函数型光子晶体中, 构成这类光子晶体的非线性微腔; 通过应用非线性传输矩阵法来研究这类光子晶体双稳态阈值与介质层周期数、缺陷层折射率等之间的关系, 为低开关阈值光学双稳态器件设计提供理论参考。

收稿日期: 2015-07-29; 收到修改稿日期: 2015-08-18; 网络出版日期: 2015-12-28

基金项目: 湖北省自然科学基金(2015cfc885)

作者简介: 王 筠(1966—), 女, 副教授, 主要从事光子晶体理论及其应用等方面的研究。

E-mail: wangyun.2007.6.5@163.com

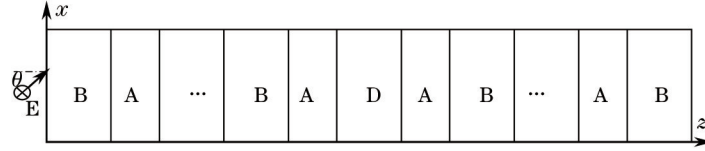


图1 含缺陷函数型光子晶体结构示意图

Fig.1 Schematic diagram of function photonic crystals containing defect layer

2 理论模型

如图1所示是中间缺陷层D、左右两侧是由Sinc函数折射率介质层A、B交替组成的两个半有限光子晶体 $(BA)_m$ 和 $(AB)_m$,其中 m 是周期数,A、B介质层折射率随空间位置变化,它们的折射率关系式是

$$n_A(z) = n_A(0) + D_1 \sin c\left(\frac{4z-a+b}{4b}\right) \quad 0 \leq z \leq (a-b)/2, \quad (1)$$

$$n_B(z) = n_B(0) + D_2 \sin c\left(\frac{4z-3a+b}{4a}\right) \quad (a-b)/2 \leq z \leq a, \quad (2)$$

此时,介质层A和B的厚度分别为 $d_A = (a-b)/2$, $d_B = (a+b)/2$,二者均满足 $n_A(0)d_A = n_B(0)d_B = \frac{\lambda_0}{4} = \frac{\pi c}{2\omega_0}$, λ_0 和 ω_0 分别是入射光波的中心波长和中心圆频率。

缺陷层D构成微腔,填充的是具有Kerr效应的非线性介质,Kerr介质的折射率分布为

$$n_D(z) = n_D^0 + \chi^{(3)} |E_D(z)|^2, \quad (3)$$

其中 n_D^0 为线性折射率,与光强无关; $\chi^{(3)}$ 为其三阶电极化率;微腔长度 d_D 满足 $n_D^0 d_D = \frac{\lambda_0}{2} = \frac{\pi c}{\omega_0}$ 。

3 计算方法

3.1 非线性传输矩阵法

如图1所示,电场垂直纸面向里的TE光波以入射角 θ 从空气斜入射到该周期结构上,光波在该周期结构内部传输到非线性微腔D中,由于非线性微腔介质折射率 $n_D(z)$ 与其所在位置的场强有关,所以常规的传输矩阵法对非线性微腔不适用,必须采用非线性传输矩阵法^[3,10-13]。将图1中缺陷层D分为 j 个子层,如图2所示,使每个子层内折射率均匀分布,在第 i 个子层内左、右两侧边界面上电场强度和磁场强度的切向分量均连续,于是有

$$\begin{pmatrix} E^i \\ H^i \end{pmatrix} = M_i \begin{pmatrix} E^{i+1} \\ H^{i+1} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

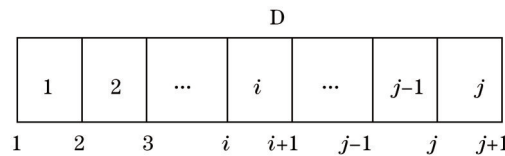
其中 M_i 是第 i 个子层的特征矩阵;于是第1个子层左侧边界上的切向场量与第 j 个子层右侧边界上的切向场量间的关系式是

$$\begin{pmatrix} E^1 \\ H^1 \end{pmatrix} = M_1 M_2 \cdots M_i \cdots M_{j-1} M_j \begin{pmatrix} E^{j+1} \\ H^{j+1} \end{pmatrix} = M_D \begin{pmatrix} E^{j+1} \\ H^{j+1} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

根据电磁场边界条件可以得到入射光波场量与透射光波场量间的关系式:

$$\begin{pmatrix} E_i \\ E_r \end{pmatrix} = M_0 M_B M_A \cdots M_B M_A M_D M_A M_B \cdots M_A M_B M_t \begin{pmatrix} E_t \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中 E_i 是入射波电场强度, E_r 是入射面处的反射波电场强度, E_t 是该周期结构透射波电场强度。 M_i 是各层的特征矩阵:

图2 D层分为 j 个子层示意图Fig.2 Layer D is divided as j sublayers

$$M_i = \begin{pmatrix} \cos \delta_i & -\frac{i}{\eta_i} \sin \delta_i \\ -i\eta_i \sin \delta_i & \cos \delta_i \end{pmatrix}, \quad i = A, B, 1, 2, \dots, j-1, j. \quad (7)$$

在垂直入射时, $\delta_i = \frac{\omega}{c} n_i d_i$, $\eta_i = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_i$, n_i 、 d_i 分别是第 i 个子层的折射率和厚度, ω 是入射光波的圆频率, c 是真空中光速, ϵ_0 和 μ_0 分别是真空介电常数和磁导率。由(6)式可知, 给定透射场 E_t 值, 采用反向递推法就可以求得输入光场 E_i 。

3.2 非线性微腔内部场分布

在各向同性均匀介质中电场强度和磁场强度大小之间满足关系式 $H^i = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_i E^i$, 由(4)~(7)式可得非线性微腔 D 内第 i 个子层距离入射面 z 处电场强度表示式:

$$E^i(z) = A(z)E_i, \quad (8)$$

式中 $A(z)$ 是矩阵 $L_i = M_i(z)M_{i+1}(d_i) \cdots M_j(d_j)M_A(d_A)M_B(d_B) \cdots M_A(d_A)M_B(d_B)M_i = \begin{bmatrix} A(z) & B(z) \\ C(z) & D(z) \end{bmatrix}$ 的矩阵元; 给出透射波电场强度, 根据(8)式可以求得非线性微腔第 i 个子层内任一点处的场分布。

4 数值计算与分析

数值计算中取 $n_A(0) = 3.37$, $n_B(0) = 1.544$, $D_1 = 0.1$, $D_2 = 0.2$, $a = 483.211 \text{ nm}$, $b = 179.557 \text{ nm}$, 则介质层 A 的厚度 $d_A = 151.827 \text{ nm}$, 介质层 B 的厚度 $d_B = 331.384 \text{ nm}$; 缺陷层 D 的线性折射率 $n_D^0 = 4.0$, 三阶电极化率 $\chi^{(3)} = 2.5 \times 10^{-12} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-2}$, 其厚度 $d_D = 255.83 \text{ nm}$ 。在所有计算中, 缺陷层始终满足 $n_D^0 d_D = \frac{\lambda_0}{2} = \frac{\pi c}{\omega_0}$, 光波入射角 $\theta = \pi/12$, 入射波中心圆频率 $\omega_0 = \frac{c\pi}{n_A(0)d_A + n_B(0)d_B} = 9.2054 \times 10^{14} \text{ rad/s}$ 。

4.1 线性微腔传输特性

由(3)式可知, 在入射光波强度较小时 ($\chi^{(3)} |E_D(z)|^2 \ll 1$), 缺陷层 D 内的非线性效应可以忽略, D 相当于一个线性缺陷层, 图 3 是取定 $n_D^0 = 4.0$, 且其厚度 $d_D = 255.83 \text{ nm}$, 即缺陷层光学厚度 $n_D^0 d_D = \lambda_0/2$, 而周期数 m 分别取 5、7、8 时的透射谱。图 3(a)~(c) 的中心隧穿模均是 $\omega_{m2} = 0.9952\omega_0$, 在其附近两侧的隧穿模频率随周期数增大分别向两侧微微移动, 这主要是由于缺陷层光学厚度始终满足 $n_D^0 d_D = \lambda_0/2$, 在获得极宽禁带的同时能够在入射光波中心圆频率 ω_0 附近出现 3 个尖锐隧穿模, 而含缺陷常规光子晶体一般没有如此宽阔的禁带, 这是函数型光子晶体不同于常规光子晶体的特点。在图 4 中分别计算得到了相应于图 3 的中心隧穿模

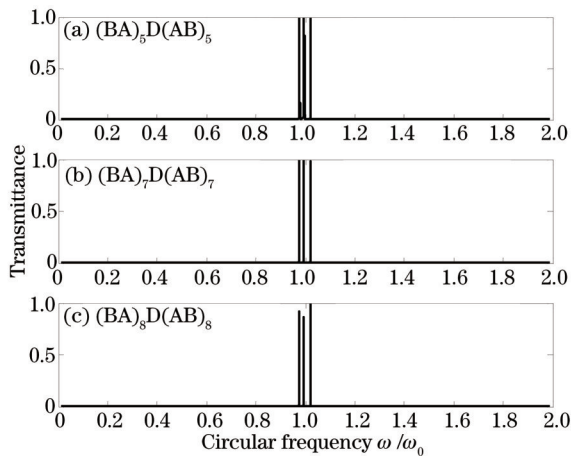


图 3 不同周期数的透射谱

Fig.3 Transmission spectra of different periods

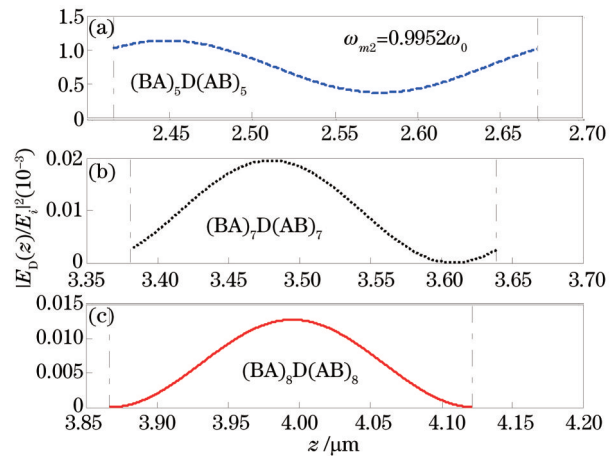


图 4 周期数分别为 $m=5, 7, 8$ 时 D 内部电场分布

Fig.4 Internal electric field distribution of D while period number $m=5, 7, 8$

在缺陷层D内部光场强度分布。从图4可知,D内光场强度幅值最大的是周期结构(BA)₇D(AB)₇[见图4(b)]、最小的是(BA)₅D(AB)₅[见图4(a)]。随着缺陷层D左右两侧介质层周期数的缓慢增大,D内光场强度幅值缓慢变化。图3的中心隧穿模 ω_{m_2} 透射率随周期数增大而逐渐减小的原因可以这样来理解,将缺陷层D左右两侧的周期结构(BA)_m和(AB)_m看作为两个反射镜,D就是它们之间的微腔,整个周期结构构成F-P腔,随着周期数m的增大,微腔D两侧反射镜(BA)_m和(AB)_m反射率增大,使得部分场能量集中在微腔内,从而使中心隧穿模通过整个周期结构的透射率减小。

根据介质极化理论,这个微腔D内部的场分布还与微腔填充的介质折射率 n_D 有关。因此,在图5中分别计算了缺陷层线性折射率 n_D^0 取不同值时周期结构(BA)₅D(AB)₅的透射谱,计算中缺陷层光学厚度始终保持 $n_D^0 d_D = \frac{\lambda_0}{2}$ 。计算中当 n_D^0 分别取2.0、3.0、4.0时,对应的缺陷层厚度分别为 $2d_D$ 、 $\frac{4}{3}d_D$ 、 d_D ,其中 $d_D = 255.83 \text{ nm}$,从图5中得知3个透射谱有一个共同隧穿模 $\omega_m = 0.9952\omega_0$,这也是图3的中心隧穿模。为了进一步考察这个中心隧穿模在D内部光场强度变化,在图6中分别画出了 n_D^0 分别取2、3、4时,这个中心隧穿模在缺陷层D内部光场强度分布。从图6可知,D内光场强度幅值随 n_D^0 增大而减小,这主要是因为 n_D^0 增大,微腔内介质的相对介电常数也变大,电偶极子极化产生的反向附加电场增强,从而削弱了微腔内部总电场。

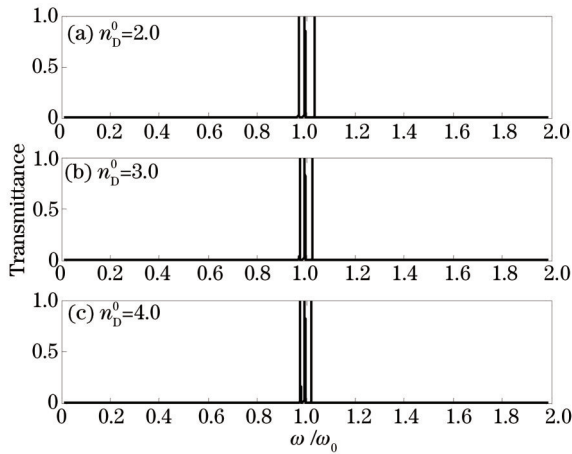


图5 $n_D^0 = 2.0, 3.0, 4.0$ 时周期结构(BA)₅D(AB)₅的透射谱
Fig.5 Transmission spectra of (BA)₅D(AB)₅ while $n_D^0 = 2.0, 3.0, 4.0$

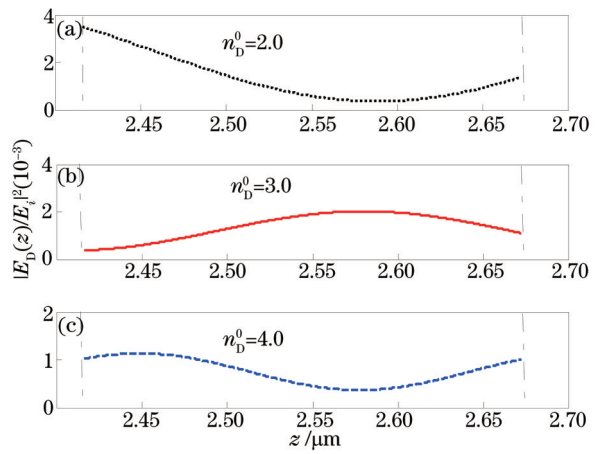


图6 线性隧穿模 $\omega_m = 0.9952\omega_0$ 在不同线性微腔中的场分布
Fig.6 Field distributions of linear tunneling mode of $\omega_m = 0.9952\omega_0$ in different linear cavities

进一步计算还表明,含缺陷一维光子晶体的透射特性与缺陷层在该周期结构的相对位置关系密切,如图7所示是缺陷层D相对于周期结构不同位置时的透射谱。由于计算中取定 $n_D^0 = 4.0$, $d_D = 255.83 \text{ nm}$,即缺

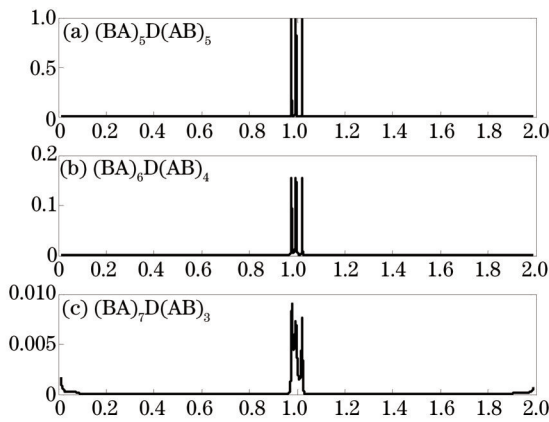


图7 不同周期结构(BA)_mD(AB)_n的透射谱
Fig.7 Transmission spectra of (BA)_mD(AB)_n while $m \neq n$

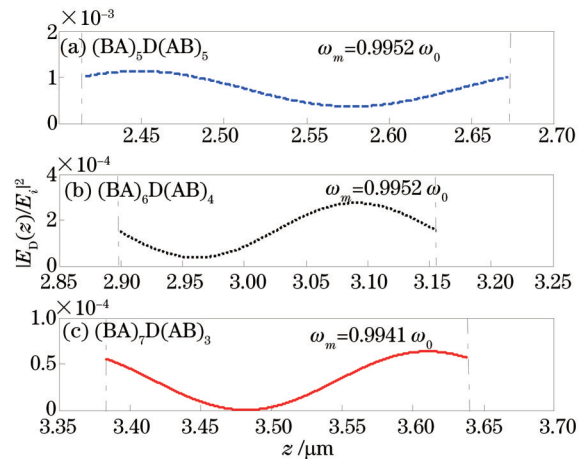


图8 不同位置线性微腔中线性隧穿模 $\omega_m = 0.9952\omega_0$ 的场分布
Fig.8 Field distributions of linear tunneling mode of $\omega_m = 0.9952\omega_0$ in different position linear cavities

陷层光学厚度 $n_D^0 d_D = \frac{\lambda_0}{2}$, 狭窄通带始终位于入射光波圆频率 ω_0 附近。图8描绘出图7中不同周期结构中心隧穿模在缺陷层D内部光场强度分布。从图7中可知,随着缺陷层D偏离周期结构中心越远,中心透射峰透射率急剧衰减,并发生蓝移,同时,该中心透射峰在D内部光场强度幅值减小显著,如图8所示。综合图7和图8可知,随着缺陷层D偏离周期结构中心,该周期结构的透射率减小,根据能量守恒原理,其反射率随之增强,进入该周期结构的光波能量减少,导致缺陷层D内部集聚的光场能量也减少。

4.2 非线性微腔的光学双稳态特性

当入射光强较大时 ($\chi^{(3)} |E_D(z)|^2 \gg 1$), 缺陷层D内填充的Kerr介质折射率 n_D 大小由入射光场决定, D变为非线性微腔; 由于D中任一位置的折射率 $n_D(z)$ 与该处的光场有关, 需要运用非线性传输矩阵法^[3], 即将非线性微腔D分为 m 个均匀子层, 在每个子层中各处折射率分布均匀, 由(6)式可知, 对任一输出光场 E_i , 可求得相应的输入光场, 由此可得输出光强与输入光强间的关系曲线, 如图9所示, 图中给出的是图5(c)的两个线性隧穿模 $\omega_{m1} = 0.9764\omega_0$ 和 $\omega_{m2} = 0.9952\omega_0$ 附近的双稳态曲线。由(3)式可知, 非线性微腔D内折射率 n_D 将随着光强的增大而变大, 其相对介电常数也变大, 产生的反向附加电场得到增强, 从而导致D内总场减小, 非线性效应减弱, 实现双稳态的阈值随着 n_D 增大而变大。在图10中对周期结构 $(BA)_5 D (AB)_5$ 在 n_D^0 分别取2.0、3.0、4.0时各频率处阈值大小进行了比较分析。经过计算发现, 在3种情形的共同线性隧穿模 $\omega_m = 0.9952\omega_0$ 附近均出现双稳态, 且在这5个圆频率处均存在双稳态, ω 色别为 $0.965\omega_m$ 、 $0.975\omega_m$ 、 $0.98\omega_m$ 、 $0.99\omega_m$ 、 $0.996\omega_m$ 。图10为这3种情形下5个圆频率处的双稳态高低阈值, 其中高阈值用红色标记, 低阈值用蓝色标记。从图中可知, 随着 n_D 增大, 双稳态阈值趋于增大。

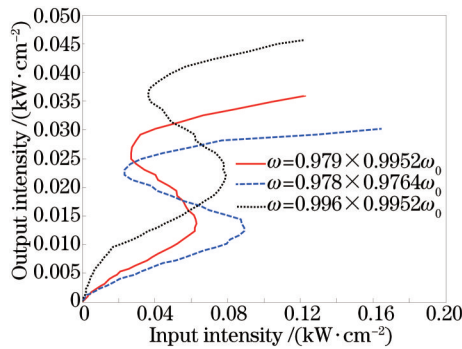


图9 不同入射圆频率时输入和输出的关系

Fig.9 Relationship between input and output in different incident circular frequencies

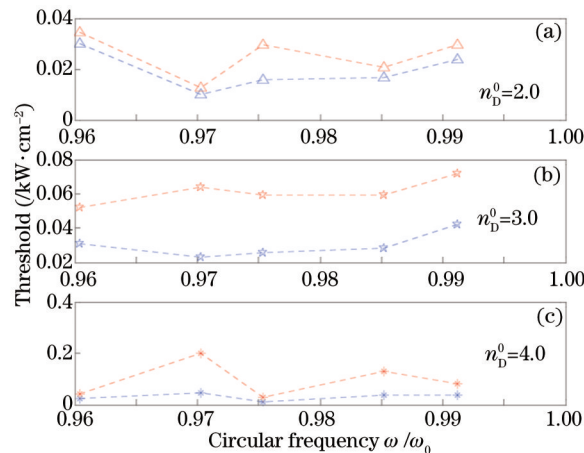


图10 不同折射率非线性微腔的双稳态阈值随入射波圆频率的变化趋势

Fig.10 Variation trend of the double steady state threshold of different nonlinear micro cavities with the circular frequency of the incident wave

由于微腔D两侧周期结构 $(BA)_m$ 和 $(AB)_m$ 的周期数 m 的变化使得D内光场强度分布不同, 可以预见它们实现双稳态的高低阈值不同。在图11中计算得到图3(a)~(c)的共同中心隧穿模 $\omega_m = 0.9952\omega_0$ 附近5个相

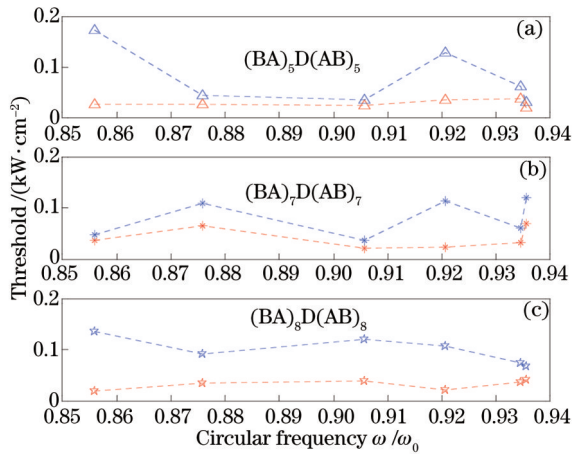


图 11 不同周期数阈值比较

Fig.11 Comparison of thresholds for different periods

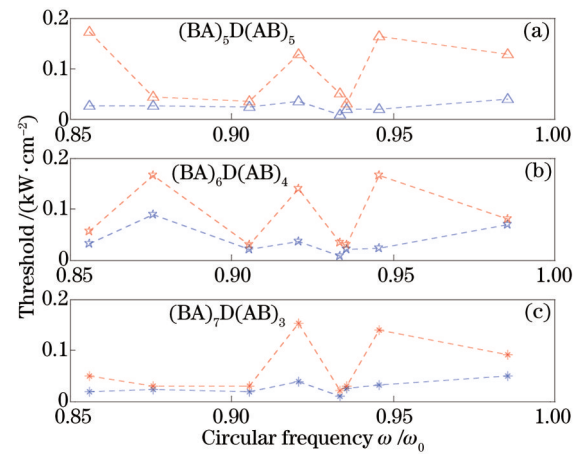


图 12 不同周期结构的阈值比较

Fig.12 Comparison of thresholds for different periods

同圆频率处的高低双稳态阈值,比较后发现,随着周期数 m 的变化,在相同圆频率处实现双稳态的高低阈值大小也随之改变。

由图7和图8可知,微腔D偏离周期结构中心越远,中心透射峰透射率越小,D内光场强度幅值衰减越大,不利于非线性效应的产生。在图12中分别计算了图7中3个不同位置微腔的周期结构 $(BA)_5D(AB)_5$ 与 $(BA)_6D(AB)_4$ 、 $(BA)_7D(AB)_3$ 在 $\omega_m = 0.9952\omega_0$ 附近相同圆频率处的双稳态阈值,其中高阈值用红色标注,低阈值用蓝色标注。综合图8和图12可知,由于不同位置的微腔内部光场强度分布不同,实现双稳态的阈值不同。

5 结 论

运用非线性传输矩阵法研究了含Kerr缺陷的Sinc函数型光子晶体的光学双稳态特性,研究结果表明,随着周期数的增大,或者非线性微腔位置变动,微腔内光场强度分布变化,实现光学双稳态的阈值也不同;随着非线性微腔线性折射率的增大,微腔内光场强度减小,双稳态阈值将增大。

参 考 文 献

- 1 A Szoke, V Daneu, J Goldhar, *et al.*. Bistable optical element and its applications[J]. Appl Phys Lett, 1970, 15(11): 376-379.
- 2 H M Gibbs, S L McCall, T N C. Venkatesan differential gain and bistability using a sodium-filled fabry-perot interferometer [J]. Phys Rev Lett, 1976, 36(19): 1135-1138.
- 3 J He, M Cada. Combined distributed feedback and Fabry-Perot structures with a phase-matching layer for optical bistable devices[J]. Appl Phys Lett, 1992, 61(18): 2150-2152.
- 4 L A Orozco, H J Kimble, A T Rosenberger, *et al.*. Single-mode instability in optical bistability[J]. Phys Rev A, 1989, 39(3): 1235-1252.
- 5 E Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(20): 2059-2062.
- 6 H Jafarzadeh, M Sahrai, K Jamshidi-Ghaleh. Controlling the optical bistability in a Λ -type atomic system via incoherent pump field[J]. Appl Phys B, 2014, 117(3): 927-933.
- 7 M Scalora, J P Dowling, C M Bowden, *et al.*. Optical limiting and switching of ultrashort pulses in nonlinear photonic band gap materials[J]. Phys Rev Lett, 1994, 73(10): 1368-1371.
- 8 C Xue, H Jiang, H Chen. High efficient all-optical diode action based on light-tunneling heterostructures[J]. Opt Express 2010, 18(7): 7479-7487.
- 9 Nianhua Liu, Shiyao Zhu, Hong Chen. Localized electromagnetic modes of one-dimensional modulated nonlinear photonic band-gap structures[J]. Phys Rev B, 2001, 64(16): 165105.
- 10 Jiang Haitao, Liu Nianhua. Localized mode of photonic crystal with a nonlinear defect[J]. Acta Optica Sinica, 2002, 22(4): 385-388.
- 江海涛, 刘念华. 具有非线性缺陷的光子晶体的局域模[J]. 光学学报, 2002, 22(4): 385-388.
- 11 Jiang Haitao, Liu Nianhua. Normal coupled modes of photonic crystal with dispersive and nonlinear media[J]. Acta Optica

- Sinica, 2002, 22(11): 1400-1403.
江海涛, 刘念华. 含色散与非线性媒质的光子晶体的简正耦合模[J]. 光学学报, 2002, 22(11): 1400-1403.
- 12 Chen Xianfeng, Shen Xiaoming, Jiang Meiping, *et al.*. Study on the bistability of nonlinear Bragg microcavity[J]. Acta Photonica Sinica, 2007, 36(4): 613-616.
陈宪锋, 沈小明, 蒋美萍, 等. 非线性 Bragg 微腔的双稳态研究[J]. 光子学报, 2007, 36(4): 613-616.
- 13 Jiang Yingxin, Fang Yuntuan. Achieving high- Q/V value cavity and optical bistability through the effect of photon tunneling [J]. Journal of Synthetic Crystals, 2011, 40(3): 796-800.
姜迎新, 方云团. 利用光子隧穿效应实现高 Q/V 值微腔和光学双稳态[J]. 人工晶体学报, 2011, 40(3): 796-800.
- 14 Xiangyao Wu, Baijun Zhang, Jinghai Yang, *et al.*. Function photonic crystals[J]. Physica E, 2011, 43(9): 1694-1700.
- 15 Wang Guanghuai, Wang Qingcai, Wu Xiangyao, *et al.*. Research on one-dimensional function photonic crystals[J]. Acta Phys Sin, 2012, 61(13): 134208.
王光怀, 王清才, 吴向尧, 等. 一维函数光子晶体的研究[J]. 物理学报, 2012, 61(13): 134208.
- 16 Wu Xiangyao, Zhang Bojun, Yang Jinghai, *et al.*. The characteristic of light transmission of function photonic crystals[J]. Physica E, 2012, 44(7): 1223-1229.
- 17 Ba Nuo, Wu Xiangyao, Wang Jing, *et al.*. Light transmission properties of one-dimensional function photonic crystals[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(6): 0606001.
巴 诺, 吴向尧, 王 婧, 等. 一维函数型光子晶体的光学传输特性[J]. 中国激光, 2012, 39(6): 0606001.
- 18 Wang Yun. Effect of dispersive defect on bandgap of one-dimensional sinc function photonic crystals[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(4): 0406001.
王 筠. 色散缺陷对 Sinc 函数型光子晶体带隙的影响[J]. 中国激光, 2015, 42(4): 0406001.
- 19 Zhu Desheng, Xu Fei, Zhang Liang, *et al.*. Properties and critical behavior of fundamental surface defect mode soliton[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(5): 0519001.
朱德生, 许 飞, 张 亮, 等. 表面缺陷基态模孤子的性质及其临界行为[J]. 光学学报, 2014, 34(5): 0519001.
- 20 Ma Ji, Wu Xiangyao, Liu Xiaojing, *et al.*. Research on the absorption property of defect layer in photon crystals[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(3): 0306002.
马 季, 吴向尧, 刘晓静, 等. 光子晶体缺陷层吸收特性的研究[J]. 中国激光, 2014, 41(3): 0306002.
- 21 Wang Yun. Tamm states bandgap of one-dimensional sinc function photonic crystals[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(10): 101603.
王 筠. 一维 sinc 函数型光子晶体塔姆态的带隙研究[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(10): 101603.

栏目编辑: 张 雁