

含负折射率介质非线性 Bragg 腔的双稳态特性

蒋美萍^{1,2} 陈 光¹ 陈宪锋² 沈小明² 巢小刚² 是度芳^{2,3}

(1 南京理工大学材料科学与工程系, 南京 210094)

(2 江苏工业学院信息科学系, 常州 213016)

(3 华中科技大学物理系, 武汉 430074)

摘 要 研究了含负折射率介质一维光子晶体非线性 Bragg 腔的透射特性、光学增强和双稳态特性. 对负折射率介质无色散和有色散非线性 Bragg 腔及由两种正折射率介质构成的非线性 Bragg 腔的透射谱、光学增强、缺陷模的线宽、入射光的红移量、双稳态开关阈值进行了比较. 含负折射率介质的非线性 Bragg 腔可显著增大腔内光学增强效应, 降低缺陷模的线宽、入射光的红移量和双稳态开关阈值.

关键词 光子晶体; 负折射率介质; 非线性 Bragg 腔; 双稳态; 透射特性

中图分类号 O437 **文献标识码** A

0 引言

1968 年 Veselago^[1] 率先指出存在同时具有负介电常量 ϵ 和负磁导率 μ 的介质, 这种介质具有奇异的物理性质, 如负折射率、折射时不遵守通常的 Snell 定律、反向 Doppler 频移和逆 Cherenkov 辐射等. 在负折射率介质中, 电磁波的能流密度 S 与波矢 k 的方向相反, 因此, E, H 和 k 之间呈左手关系, 所以该介质又称左手系材料 (Left-handed Materials, LHM). 近年来, 已有较多的实验证实了负折射率介质的存在, Smith^[2,3] 等人在微波段首次发现用特殊微结构周期排列的复合介质可以实现负折射率, 而 Linden^[4,5] 等人则证明了可在光波段得到负折射率介质. 只需一块负折射率介质平板就可制作完美的消色散透镜^[6], 用负折射率介质还可制作左手共面波导带通滤波器^[7] 和新型波导管^[8] 等.

在两种不同正折射率介质交替排列构成的一维光子晶体中设置一缺陷层, 可形成 Bragg 腔. 在缺陷层中引入 Kerr 非线性介质^[9,10], 在一定条件下该结构可产生双稳态特性, 利用这一特性可制作光开关^[11~13] 等. 随着人们对负折射率介质研究的深入, 近年来对由正和负两种折射率介质交替排列构成的光子晶体的性质有了较多的研究^[14~18]. 在这种光子晶体中引入缺陷层可构成 Bragg 腔, 本文研究该 Bragg 腔的透射性质及在缺陷层中引入 Kerr 非线性介质后产生的光学双稳态特性.

1 非线性 Bragg 腔模型及双稳态机理

如图 1, 非线性 Bragg 腔为具有缺陷层的一维对

称结构光子晶体, 由正、负折射率介质平板交替排列而成, 正折射率介质也称右手系材料 (Right-handed Materials, RHM). 图 1 结构可表示为 $(RL)^N D^M (LR)^N$, 其中 R、L 分别表示 RHM 和 LHM. RHM 和 LHM 的折射率、导纳和厚度分别为 n_R, η_R, d_R 和 n_L ($n_L < 0$), η_L, d_L , 且有 $n_R d_R = |n_L d_L| = \lambda_0/4$, λ_0 为入射光在真空中的波长, N 为 (RL) 单元的周期数. 缺陷层中引入的 Kerr 非线性介质的折射率为 n_D , 厚度 $d_D = M \times (\lambda_0/4n_D)$, M 为四分之一波片的层数, Kerr 介质的非线性系数为 $\chi^{(3)}$. $(RL)^N D^M (LR)^N$ 结构两外侧介质折射率均为 n_e .

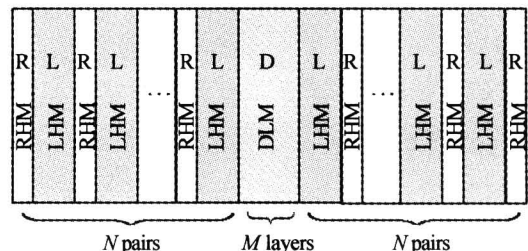


图 1 非线性 Bragg 腔
Fig. 1 The schematic diagram of nonlinear Bragg cavity

因为 LHM 总是与色散和吸收紧密联系, 因此必须考虑其对 Bragg 腔的透射谱和双稳态的影响. 当 LHM 有色散无吸收时, 采用文献[18]提供的色散关系

$$\begin{cases} \epsilon_{rL}(f) = 1.6 + \frac{40}{0.81 - f^2} \\ \mu_{rL}(f) = 1 + \frac{25}{0.814 - f^2} \end{cases} \quad (1)$$

式中 f 为入射平面波的频率, 单位为 GHz. 联立 $n_L = -\sqrt{\epsilon_{rL}\mu_{rL}} = -2.00$ 与式(1), 可求出中心频率 $f_0 = 3.24$ GHz, $\omega_0 = 2\pi f_0$, $\lambda_0 = 92.6$ mm, 中心频率处 $\mu_{rL0} = -1.5817$, $\epsilon_{rL0} = -2.5290$. 为保证相对介电

常量 $\epsilon_{rL}(f)$ 和相对磁导率 $\mu_{rL}(f)$ 同时为负, 则入射光频率必须满足 $0.91 < f < 4.91$ GHz 的条件. 图 1 中 LHM 有色散(色散关系满足式(1))时的 Bragg 腔可用 $(RL_\omega)^N D^M (L_\omega R)^N$ 表示, 式中 L_ω 表示 LHM 存在色散.

如果将图 1 中的 LHM 用另一种正折射率介质 R_1 代替, 则由两种不同正折射率介质构成的 Bragg 腔可用 $(RR_1)^N D^M (R_1 R)^N$ 表示, 式中 R_1 介质的折射率、导纳和厚度分别为 n_{R_1} 、 η_{R_1} 和 d_{R_1} , 且满足 $n_R d_R = n_{R_1} d_{R_1} = \lambda_0/4$. 这种结构即为通常的光子晶体 Bragg 腔.

设 Bragg 腔内 Kerr 介质中的电矢量振幅为 E_{cav} , 则有

$$n_D^2 = n_{D0}^2 + \chi^{(3)} |E_{cav}|^2 \quad (2)$$

n_{D0} 为线性折射率, 与光强无关. 考虑到 $\chi^{(3)}$ 足够小, 式(2)可近似写为

$$n_D = n_{D0} + \frac{\chi^{(3)}}{2n_{D0}} |E_{cav}|^2 = n_{D0} + \Delta n_D \quad (3)$$

Bragg 反射镜^[15,16] $(RL)^N$ 和 $(LR)^N$ 可等效为 Fabry-Perot(F-P) 腔的两个反射镜, 其反射率为 R_0 . 设入射光的电矢量振幅为 E_i , 则 F-P 腔内电矢量振幅可表示为^[19]

$$|E_{cav}|^2 = \frac{1+R_0}{1-R_0} \frac{1}{1 + \frac{4R_0}{(1-R_0)^2} \sin^2(\alpha/2)} |E_i|^2 \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda_0} d_D (n_{D0} + \Delta n_D) \quad (5)$$

从式(4)可以看出: 对于一个人射光振幅 E_i , 有可能对应两个或两个以上的腔内光振幅 E_{cav} (或透射光振幅), 因此有可能形成双稳态或多稳态. 腔共振模红移、缺陷层厚度、非线性系数 $\chi^{(3)}$ 、Bragg 镜中两种介质的导纳比及 (RL) 单元的周期数等因素对双稳态开关阈值有着重要的影响.

数值模拟计算时所用参量为: $N=5, M=2, n_R = 3.00, n_{R_1} = 2.00, n_L = -2.00, n_e = n_{D0} = 1.50, \epsilon_{rL0} = -2.5290, \mu_{rL0} = -1.5817$; RHM 的相对磁导率 $\mu_{rR} = \mu_{rR_1} = 1, \chi^{(3)} = 2.5 \times 10^{-12} \text{ m}^2 \text{ V}^{-2}$.

2 Bragg 腔的透射谱

2.1 三种 Bragg 腔的透射谱

用传输矩阵^[20,21] 对 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 、 $(RL_\omega)^5 D^2 (L_\omega R)^5$ 和 $(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$ 三种 Bragg 腔的透射谱进行了数值模拟计算, $0 \leq \omega \leq 2\omega_0$ 带隙如图 2. $M=2$ 时 Bragg 腔的光学厚度为 $L_0 = \lambda_0/2$, 对中心波长 λ_0 满足 F-P 共振条件, 故三种 Bragg 腔均在中心圆频率 ω_0 处形成缺陷模, 其透射率为 1. 由图 2 可知, $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ Bragg 腔的透射谱关于 ω_0 对称, 具

有很宽的禁带和较窄的导带, 且不存在振荡. 当 LHM 存在色散时, $(RL_\omega)^5 D^2 (L_\omega R)^5$ Bragg 腔的透射谱不再对称, 振荡峰多且无规律, 禁带宽度最窄. $(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$ Bragg 腔的透射谱呈现对称性, 但与 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 相比禁带宽度明显减小, 且存在较多振荡.

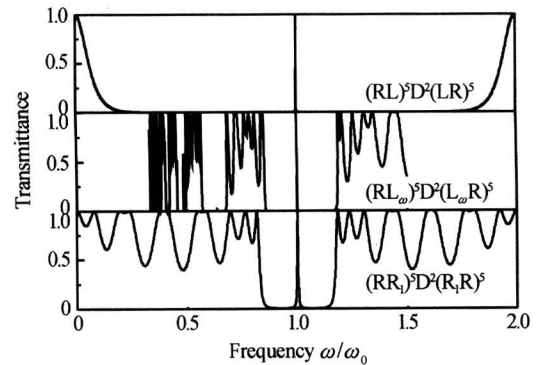


图 2 Bragg 腔的透射谱

Fig. 2 The transmission spectra of the Bragg cavity

2.2 三种 Bragg 腔的缺陷模

$N=5, M=2$ 时 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 、 $(RL_\omega)^5 D^2 (L_\omega R)^5$ 和 $(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$ 三种 Bragg 腔中心频率处的缺陷模分别如图 3 中实线、点线和点划线所示, 对应的谱线半峰全宽 (the Full Width at Half Intensity Maximum, 简称 FWHM) 分别为 $0.00053\omega_0$, $0.00006\omega_0$, $0.00450\omega_0$, 负折射率介质有色散时, 缺陷模的 FWHM 值最小.

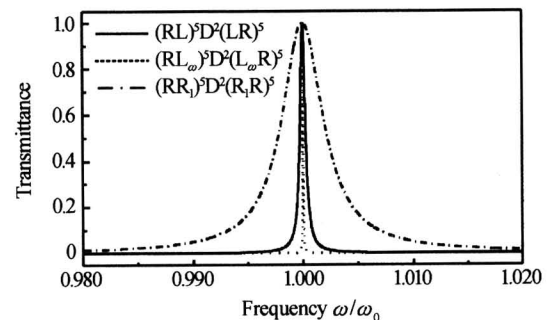


图 3 Bragg 腔的缺陷模

Fig. 3 The defect modes of the Bragg cavity

3 Bragg 腔的光学增强

设入射平面光波以中心波长 λ_0 垂直入射到 $(RL)^N D^M (LR)^N$ 结构, 当所有介质无吸收、各向同性时, 利用 Maxwell 经典电磁场理论, 推导了 Bragg 腔内缺陷层中的光强增益

$$|E_{cav}/E_i|^2 = \left(\frac{\eta_R}{\eta_L}\right)^{2N} \cos^2 \beta + \left(\frac{\eta_L}{\eta_R}\right)^{2N} \sin^2 \beta \quad (6)$$

式中 $\beta = M \times (\pi \Delta z / 2d_D)$, Δz 为缺陷层中某点位置离缺陷层边缘的距离. 设 $(RL)^N D^M (LR)^N$ Bragg 腔的总长度为 l , 内部各点离该结构左边缘的距离为

z , 则该 Bragg 腔的光强增益与位置 z 有关. $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 结构的光学增强数值计算结果如图 4, 可看出 Bragg 腔对入射光强有很大的增强作用, 腔内缺陷层中的光强最大增强 5650 倍. 类似地可计算出 $(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$ Bragg 腔内缺陷层光强最大增强约 58 倍.

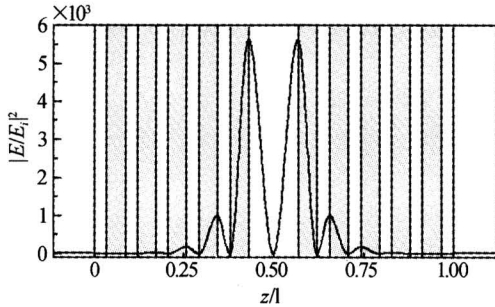


图 4 Bragg cavity $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 的光学增强效应
Fig. 4 The optical enhancement effect of the Bragg cavity $(RL)^5 D^2 (LR)^5$

由正和负两种折射率介质交替排列构成的 Bragg 腔的透射谱禁带中存在缺陷模, 且 Bragg 腔可以产生很强的光学增强, 当 Bragg 腔缺陷层中存在非线性介质时, 给入射光设置合适的频率后, 可使非线性 Bragg 腔产生光学双稳态现象.

4 非线性 Bragg 腔的双稳态特性

4.1 腔模红移对双稳态开关阈值的影响

在缺陷层中引入 Kerr 介质, 一定频率的光线垂直入射到非线性 Bragg 腔. 由于非线性光学效应, Kerr 介质的折射率将增大, 产生附加折射率 Δn_D , 光学厚度也随之增大, 即非线性 Bragg 腔的腔共振模(即缺陷模)相对于入射光模产生了红移, 使其偏离了入射光模. 由式(3)可推得腔模频率改变量为

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = -\frac{\omega_0 \chi^{(3)}}{2n_{D0}^2} |E_{cav}|^2 \quad (7)$$

众所周知, 只有当入射光模与腔共振模重迭时, 腔内的非线性光学效应才是最强的; 也只有在入射光模与腔共振模至少有部分重迭时才能产生双稳态现象. 由于腔模红移的存在, 为了产生双稳态, 必须使入射光以腔模红移后的频率 $\omega(\omega < \omega_0)$ 入射, 也即必须给入射光预置一个红移量 $\Delta\omega = |\omega - \omega_0|$. 以 LHM 无色散的 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 非线性 Bragg 腔为例, 利用非线性介质传输矩阵算法计算了光线以不同频率入射时 Bragg 腔的双稳态开关阈值, 如图 5. 从图 5 可知, 当入射光频率 $\omega \geq 0.99952\omega_0$ 时就不能产生双稳态; 而降低入射光频率, 则将使双稳态阈值增大, 特别是上开关阈值. 因此应选择合适的人射光频率红移量, 才能使 Bragg 腔既可产生双稳态而双稳态阈值又不是太高.

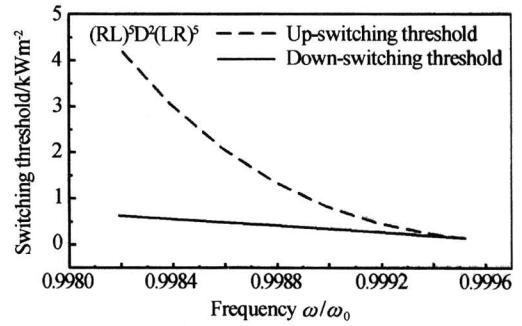


图 5 双稳态开关阈值与入射光频率之间的关系
Fig. 5 The relation between the switching threshold of bistability and frequency of incident wave

4.2 三种非线性 Bragg 腔的双稳态

设双稳态的上、下开关阈值分别为 I_{i1} 和 I_{i2} , 定义 $(I_{i1} - I_{i2})/I_{i1} = 15\%$ 为仪器可识别的开关阈值. 在该定义下, 三种非线性 Bragg 腔的入射光频率及双稳态的上、下开关阈值分别如表 1, 双稳态曲线如图 6. 由表 1 和图 6 可知

表 1 三种非线性 Bragg 腔的入射光频率与双稳态开关阈值

Bragg 腔结构	入射光频率 ω/ω_0	上阈值 (kW/m^2)	下阈值 (kW/m^2)
$(RL)^5 D^2 (LR)^5$	0.99939	0.2401	0.2034
$(RL_{\omega})^5 D^2 (L_{\omega} R)^5$	0.99994	0.2395	0.2030
$(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$	0.99513	2200	1870

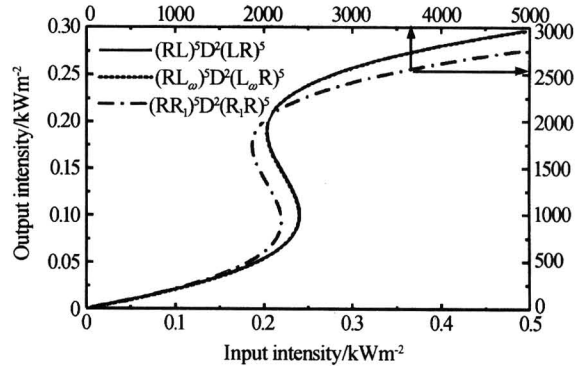


图 6 非线性 Bragg 腔的双稳态
Fig. 6 The bistabilities of the nonlinear Bragg cavity

1) 在 $(I_{i1} - I_{i2})/I_{i1} = 15\%$ 的定义下, 对三种非线性 Bragg 腔, 给入射光预置的红移量不同, 分别为 $\Delta\omega = 0.00061\omega_0$, $\Delta\omega = 0.00006\omega_0$ 和 $\Delta\omega = 0.00487\omega_0$, 这与三种 Bragg 腔缺陷模的 FWHM 有关.

2) 在 $(I_{i1} - I_{i2})/I_{i1} = 15\%$ 的定义下, $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 和 $(RL_{\omega})^5 D^2 (L_{\omega} R)^5$ 非线性 Bragg 腔的双稳态曲线几乎重合, 上、下开关阈值非常接近, 而 $(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$ 结构的开关阈值却大得多, 比前者大约 4 个数量级.

4.3 对非线性 Bragg 腔双稳态阈值的分析

本文研究的由 RHM 和 LHM 交替排列构成的一维光子晶体 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ Bragg 腔, 满足 $n_R d_R = |n_L d_L| = \lambda_0/4$ 的条件, 其平均折射率(折射率对体

积的平均)为零. 由于电磁波在 LHM 中传播时具有的特殊性质, $(RL)^N D^M (LR)^N$ Bragg 腔将产生与通常 Bragg 带隙完全不同的新型光子带隙^[17,18,22], 称为零平均折射率带隙(zero- \bar{n} -gap), 该带隙频率不随晶格常量的变化和晶体的无序度而变化.

比较 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 与 $(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$ 两种非线性 Bragg 腔, 虽然 $|n_L| = n_{R_1}$, 但两者符号相反. 在 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ Bragg 腔中, 光波通过 RHM 时产生的正相位与通过 LHM 时产生的负相位大小相等, 相互抵消. 由于 $\eta_L < \eta_{R_1}$, 使 $\eta_R/\eta_L > \eta_R/\eta_{R_1}$. 而光波的传输性质主要取决于光波通过介质时产生的相位及介质的导纳, 光波通过 RHM 和 LHM 时的相位抵消及较大的导纳比使 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ Bragg 腔缺陷模的 FWHM 减小. 由于线宽减小, 单位频率间隔内的光能将增大. 另外由式(6)可知, 由于 $\eta_R/\eta_L > \eta_R/\eta_{R_1}$, 使 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ Bragg 腔的光学增强比 $(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$ Bragg 腔的光学增强大得多. 综上所述, $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 中零平均折射率造成的相位抵消、 $\eta_R/\eta_L > \eta_R/\eta_{R_1}$ 及 zero- \bar{n} -gap 的特殊性质, 使其缺陷模的 FWHM 减小、Bragg 腔的光学增强增大, 从而降低了双稳态开关阈值. 而 FWHM 的减小, 可使入射光频率的红移量减小.

5 结论

研究了负折射率介质无色散 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 非线性 Bragg 腔的透射谱、缺陷模线宽、光学增强、入射光的红移量、双稳态开关阈值, 并与有色散 $(RL_\omega)^5 D^2 (L_\omega R)^5$ 非线性 Bragg 腔及由两种正折射率介质构成的 $(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$ 非线性 Bragg 腔进行了比较. 研究表明: $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ Bragg 腔的透射谱具有很宽的禁带和较窄的导带且无振荡, 这与电磁波通过 Bragg 腔 (RL) 单元中 RHM 和 LHM 时的相位抵消有关. $(RL_\omega)^5 D^2 (L_\omega R)^5$ 、 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 和 $(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$ 三种 Bragg 腔禁带中缺陷模的 FWHM 依次增大, 在 $(I_{11} - I_{12})/I_{11} = 15\%$ 的定义下, 产生双稳态时给入射光预置的频率红移量也依次增大. 因为 $\eta_R/\eta_L > \eta_R/\eta_{R_1}$, 故 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ Bragg 腔的光学增强比 $(RR_1)^5 D^2 (R_1 R)^5$ Bragg 腔的光学增强大得多. 由于 $(RL)^5 D^2 (LR)^5$ 中零平均折射率造成的相位抵消、 $\eta_R/\eta_L > \eta_R/\eta_{R_1}$ 及 zero- \bar{n} -gap 的特殊性质, 使其缺陷模的 FWHM 减小、Bragg 腔的光学增强增大, 从而降低了双稳态开关阈值.

参考文献

- 1 Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Sov Phys Usps*, 1968, **10**(4): 509~514
- 2 Smith D R, Padilla W J, Vier D C, *et al.* Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**(18): 4184~4187
- 3 Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 2001, **292**(4): 77~79
- 4 Yen T J, Padilla W J, Fang N, *et al.* Terahertz magnetic response from artificial materials. *Science*, 2004, **303**(5663): 1494~1496
- 5 Linden S, Enkrich C, Wegener M, *et al.* Magnetic response of metamaterials at 100 terahertz. *Science*, 2004, **306**(11): 1351~1353
- 6 Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**(18): 3966~3969
- 7 Falcone F, Martín F, Bonache J, *et al.* Left handed coplanar waveguide band pass filters based on bi-layer split ring resonators. *IEEE Microw and Wirel Comp Lett*, 2004, **14**(1): 10~12
- 8 Shadrivov I V, Sukhorukov A A, Kivshar Y S. Guided modes in negative-refractive-index waveguides. *Phys Rev*, 2003, **E67**(5): 057602-1~4
- 9 黄晓琴, 崔一平. 一维光子晶体非线性色散特性的分析. *光子学报*, 2005, **34**(3): 473~476
Huang X Q, Cui Y P. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(3): 473~476
- 10 徐旭明, 刘念华. 一维 Kerr 非线性光子晶体中的场分布. *光子学报*, 2004, **33**(8): 1011~1013
Xu X M, Liu N H. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(8): 1011~1013
- 11 Yanik M F, Fan S, Soljacic M. High-contrast all-optical bistable switching in photonic crystal microcavities. *Appl Phys Lett*, 2003, **83**(14): 2739~2741
- 12 Soljacic M, Ibanescu M, Johnson S G, *et al.* Optimal bistable switching in nonlinear photonic crystals. *Phys Rev*, 2002, **E66**(4): 055601-1~4
- 13 陈明, 李淳飞, 徐迈, 等. 非线性一维光子晶体光开关与光双稳. *光子学报*, 2005, **34**(1): 98~101
Chen M, Li C F, Xu M, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(1): 98~101
- 14 Wu L, He S, Chen L. On unusual narrow transmission bands for a multi-layered periodic structure containing left-handed materials. *Opt Expr*, 2003, **11**(11): 1283~1290
- 15 Gerardin J, Lakhtakia A. Negative index of refraction and distributed Bragg reflectors. *Microw and Opt Tech Lett*, 2002, **34**(6): 409~411
- 16 Ruppin R. Bragg reflectors containing left-handed materials. *Microw and Opt Tech Lett*, 2003, **38**(6): 494~495
- 17 Feise M W, Shadrivov I V, Kivshar Y S. Tunable

- transmission and bistability in left-handed bandgap structures. *Phys*, 2004, 0401094-1~3
- 18 Hegde R S, Winful H G. Transmission properties of periodic nonlinear structures containing left handed materials. *Phys*, 2004, 0405040
- 19 是度芳, 李承芳, 张国平, 等. 现代光学导论. 武汉: 湖北科学技术出版社, 2003. 385~386
- Shi D F, Li C F, Zhang G P, *et al.* Modern optics introduction. Wuhan: Hubei publishers of science and technology, 2003. 385~386
- 20 蒋美萍, 江兴方, 沈小明, 等. 一维光子晶体的偏振特性研究. 量子电子学报, 2005, 22(4): 612~616
- Jiang M P, Jiang X F, Shen X M, *et al.* *Chinese J Quantum Electronics*, 2005, 22(4): 612~616
- 21 杨立功, 黄弼勤, 叶辉, 等. 负折射率介质层中光波的相位和传输特性研究. 光学学报, 2004, 24(3): 388~392
- Yang L G, Huang B Q, Ye H, *et al.* *Acta Optica Sinica*, 2004, 24(3): 388~392
- 22 Li J, Zhou L, Chan C T, *et al.* Photonic band gap from a stack of positive and negative index materials. *Phys Rev Lett*, 2003, 90(8): 083901-1~4

The Bistable Properties of Nonlinear Bragg Cavity Containing Negative Refractive Index Materials

Jiang Meiping^{1,2}, Chen Guang¹, Chen Xianfeng², Shen Xiaoming², Chao Xiaogang², Shi Dufang^{2,3}

¹ Department of materials science and engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094

² Department of information science, Jiangsu Polytechnic University, Changzhou 213016

³ Department of physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074

Received date: 2005-08-31

Abstract The optical transmission properties, optical enhancement effect and bistable properties of the nonlinear Bragg cavity containing negative refractive index material (NIM) were studied. For the nonlinear Bragg cavity with dispersive NIM or nondispersive NIM and the nonlinear Bragg cavity composed of two positive refractive index materials, the transmission spectra, optical enhancement effect, spectrum width of defect mode, red-shifting of incident wave, and switching threshold of bistability were compared. The nonlinear Bragg cavity containing NIM can observably increase optical enhancement effect of the Bragg cavity and reduce the spectrum width of defect mode, the red-shifting of incident wave and the switching threshold of bistability.

Keywords Photonic crystals; Negative refractive index material; Nonlinear Bragg cavity; Optical bistability; Transmission property



Jiang Meiping was born in Feb., 1960. She is a Ph. D. candidate in the Department of Materials Science and Engineering of Nanjing University of Science and Technology, and an associate professor in the Department of Information Science of Jiangsu Polytechnic University. Her main research fields include optical materials and information optics.