

文章编号:1004-4213(2011)11-1755-6

# 基于洛伦兹函数微扰的磁光光纤布喇格光栅线性透射谱和非线性双稳特性研究

孔德乾,张冠茂

(兰州大学 信息科学与工程学院 现代通信技术研究所,兰州 730000)

**摘要:**基于非线性耦合模理论,利用逆向递推龙格-库塔法,数值研究了在磁光耦合系数中引入洛伦兹函数微扰后对磁光光纤布喇格光栅线性透射谱和非线性双稳特性的影响.研究表明:给磁光耦合系数引入洛伦兹微扰能在线性透射谱阻带中打开线宽极窄的一个透射窗口,微扰宽度和微扰中心位置可以影响透射窗口的位置、宽度以及峰值大小;当微扰宽度和微扰中心位置发生变化时,光栅的双稳特性表现出明显的差异,合理地选择微扰参量可以实现对其双稳特性的优化.

**关键词:**洛伦兹微扰;线性透射谱;双稳特性;非线性耦合模方程;磁光光纤布喇格光栅

**中图分类号:** TN929.1

**文献标识码:** A

**doi:** 10.3788/gzxb20114011.1755

## 0 引言

光子晶体(Photonic Crystal, PC)展现出了大量可控的光特性,例如色散、双折射、非线性和光子带隙(Photon Band Gap, PBG),主要应用于光信号处理、光通信系统和光传感器器件<sup>[1]</sup>.随着光集成技术的飞速发展,越来越多的光子带隙器件会在将来得以发展和应用.布喇格(Bragg)光栅在布喇格波长附近存在一个光子带隙,在带隙里不允许光通过,在高的光强度下,布喇格光栅将展现出大量的非线性现象,例如:光纤布喇格光栅中的布喇格孤子和隙孤子等.在光子带隙之内,内部光强、非线性折射率变化、布喇格谐振频率间存在的正反馈机制使之表现出双稳特性<sup>[2-4]</sup>.

近年来人们通过填充磁性材料,可以得到一种新型具有磁光效应的光子晶体光纤,由它制作的磁光光纤布喇格光栅(Magneto-optic Fiber Bragg Grating, MFBG),具有比常规光栅更优的传输特性,尤其是磁光光栅的法拉第旋转效应可以诱导偏振模转换,改变磁场就可以调整磁光耦合强度,借助外加偏置磁场通过传统的磁光效应来控制偏振光的耦合转换<sup>[5]</sup>.在光纤光栅的中间引入 $\pi/2$ 相移的 $\lambda/4$ 相移光纤光栅,能在其线性透射谱阻带中打开线宽极窄的一个透射窗口,因而可以实现透射性滤波和具有较低的开关能量,从而受到人们的格外关

注<sup>[6-10]</sup>.在具有光学特性和磁光特性的均匀介质层交替组成的啁啾磁光布喇格光栅中,取磁光回旋常量的微扰分布为洛伦兹函数形式的情形下,在线性透射谱阻带中也打开了一个极窄的透射窗口<sup>[11]</sup>.

本文通过在 MFBG 的磁光耦合系数中引入磁光洛伦兹微扰以控制其传输特性,利用线性耦合模理论对 MFBG 的线性透射谱进行了深入研究.在前人对一般布喇格光栅双稳特性研究的基础上,从 MFBG 的非线性耦合模理论出发,利用逆向递推龙格-库塔法对其非线性双稳特性进行了数值研究.通过对该分析模型的研究,在光栅光学响应的线性区域,获得了一个高反射率的透射谱,同时在其透射谱阻带内打开了允许某些狭窄波长高透射的窗口;在光栅光学响应的非线性区域,非线性 MFBG 的双稳特性对洛伦兹函数形式的磁光耦合系数具有一定的依赖性,合理地选择洛伦兹函数的参量可以优化其双稳开关阈值、双稳环的宽度以及开关对比度.

## 1 理论模型

为了研究光纤中的偏振模转换、光纤光栅、光纤非线性效应等因素的耦合关系,首先分析了 MFBG 中线偏振光的传播特性.在 MFBG 中,磁光法拉第旋转效应使光纤中同一传播方向的导波光发生偏振模式转换,模式转换效应导致同一方向传播的导波光之间发生相互耦合,布喇格光栅结构会造成同一

**基金项目:**兰州大学交叉学科青年创新研究基金(No. LZU 200514)资助

**第一作者:**孔德乾(1985-),男,硕士研究生,主要研究方向为光纤光栅非线性、光传感及光纤通信. Email: kongdq09@lzu.cn

**导师(通讯作者):**张冠茂(1973-),男,副教授,博士,主要研究方向为全光通信、光纤光栅传感理论与技术、光子晶体设计以及表面等离子体激光共振. Email: zhanggm@lzu.edu.cn

**收稿日期:**2011-06-10; **修回日期:**2011-08-23

偏振、不同传播方向的导波光发生耦合. 因此在 MFBG 中至少存在四种导波光, 这四种导波光分别是沿光纤  $z$  轴正向传播的  $x$ 、 $y$  方向偏振光和沿光纤  $z$  轴反向传播的  $x$ 、 $y$  方向偏振光. 考虑单模 MFBG, 光栅内部传播的总光场可以表示为<sup>[5]</sup>

$$\epsilon(r, t) = \sum_{s,p} \hat{e}_p F(x, y) A_p^{(s)}(z, t) e^{i(\beta_B z - \omega_0 t)} \quad (1)$$

式中  $s = \pm 1$  分别表示导波光沿  $z$  轴正向和反向传播,  $p = x, y$  表示偏振方向,  $\hat{e}_p$  为偏振方向单位矢量,  $\beta_B = \pi/\Lambda$ ,  $\Lambda$  为光栅周期,  $\omega_0$  为光载波中心参考频率,  $F(x, y)$  和  $A_p^{(s)}(z, t)$  分别为光场的横向分量和纵向分量. 考虑到光纤光栅、光纤非线性效应以及偏振模转换对附加介电系数张量的贡献, 把式(1)代入微扰波动方程, 按在非线性光纤光学和微波磁光学类似的处理过程, 可得到光场缓变包络的非线性耦合模方程<sup>[12-15]</sup>

$$\frac{\partial A_p^{(s)}(z, t)}{\partial z} = T_D + T_G + T_{NL} + T_{MC} \quad (2)$$

式中

$$T_D = \hat{D}_p^{(s)} \left( \frac{\partial}{\partial t} \right) A_p^{(s)}(z, t) \text{ 为色散项}$$

$$\hat{D}_p^{(s)} \left( \frac{\partial}{\partial t} \right) = -s \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \beta_{np}^{(s)} \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial t^n} - i\delta_p^{(s)} + \frac{\alpha}{2} \right]$$

$\beta_{np}^{(s)}$  为  $n$  阶色散参量,  $\delta_p^{(s)} = \beta_p^{(s)}(\omega_0) - \beta_B = (\omega_0 - \omega_B) \bar{n}/c$ ,  $\omega_B = \beta_B c/\bar{n}$ ,  $\alpha$  为衰减系数.  $T_G = i s \kappa_g A_p^{(-s)}(z, t)$  为光栅耦合项, 光栅耦合系数  $\kappa_g = k_0 \Delta n_1 > 0$ ,  $\Delta n_1$  为一阶光纤光栅折射率微扰变化幅度,  $k_0$  为真空中的光传播常量.  $T_{NL} = N_p^{(s)}(z, t) A_p^{(s)}(z, t)$  是非线性相移调制项, 其中

$$N_p^{(s)}(z, t) = i s \gamma \left[ |A_p^{(s)}(z, t)|^2 + 2 |A_p^{(-s)}(z, t)|^2 + \frac{2}{3} (|A_p^{(s)}(z, t)|^2 + |A_p^{(-s)}(z, t)|^2) \right],$$

$\gamma$  为非线性克尔(Kerr)系数,  $\bar{p}$  代表不同于  $p$  的偏振光分量.  $T_{MC} = i s \kappa_{p\bar{p}} A_p^{(s)}(z, t)$  为相位完全匹配时磁光效应引起的模式转换项, 其中

$$\kappa_{p\bar{p}} = \frac{k_0}{2\sqrt{\epsilon_r}} \Delta \epsilon_{rpp}^{(0)}, \Delta \epsilon_{rxy}^{(0)} = [\Delta \epsilon_{rxy}^{(0)}]^* = i f_1 M_{0z},$$

$f_1$  为一级磁光系数,  $M_{0z}$  为  $z$  轴的磁化强度分量.

由于线偏振光可以视为左旋圆偏振光(Left Circular Polarization, LCP)和右旋圆偏振光(Right Circular Polarization, RCP)的叠加, 因此通过适当的变换也可得到圆偏振光在 MFBG 中传播的非线性耦合方程. 根据线性偏振光的非线性耦合模方程, 右旋、左旋圆偏振光与线性偏振光单位矢量之间的关系为  $\hat{e}_{R,L} = (\hat{e}_x \mp \hat{e}_y i)/\sqrt{2}$ , 下标 R, L 分别表示右旋和左旋圆偏振光, 若忽略偏振光的相位失配项, 可以获得右旋、左旋圆偏振光的非线性耦合模方程

(Nonlinear Coupled Mode Equation, NLCME)<sup>[15]</sup>

$$s \frac{\partial A_R^{(s)}}{\partial z} = i(\delta + \kappa_m) A_R^{(s)} + i \kappa_g A_R^{(-s)} + i \gamma_c \left[ |A_R^{(s)}|^2 + 2 |A_L^{(s)}|^2 + \frac{9}{4} |A_R^{(-s)}|^2 + \frac{7}{4} |A_L^{(-s)}|^2 \right] A_R^{(s)} \quad (3a)$$

$$s \frac{\partial A_L^{(s)}}{\partial z} = i(\delta - \kappa_m) A_L^{(s)} + i \kappa_g A_L^{(-s)} + i \gamma_c \left[ |A_L^{(s)}|^2 + 2 |A_R^{(s)}|^2 + \frac{9}{4} |A_L^{(-s)}|^2 + \frac{7}{4} |A_R^{(-s)}|^2 \right] A_L^{(s)} \quad (3b)$$

式中  $\delta = (\omega - \omega_B) \bar{n}/c$ ,  $\omega_B = \beta_B c/\bar{n}$ ;  $\kappa_g = k_0 \Delta n_1 > 0$ ,

$$\kappa_m = \frac{k_0 f_1}{2\sqrt{\epsilon_r}} M_{0z}; \gamma_c = \frac{2}{3} \gamma, \gamma = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \frac{\omega}{c A_{\text{eff}}}.$$

在仅考虑线性效应( $\gamma_c = 0$ )时, 便可以通过方程分析 MFBG 中圆偏振光的线性耦合特性. 此时的线性耦合方程可以用矩阵形式表示为

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} A_R^+(z) \\ A_R^-(z) \\ A_L^+(z) \\ A_L^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i(\delta + \kappa_m) & i \kappa_g & 0 & 0 \\ -i \kappa_g & -i(\delta + \kappa_m) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i(\delta - \kappa_m) & i \kappa_g \\ 0 & 0 & -i \kappa_g & -i(\delta - \kappa_m) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_R^+(z) \\ A_R^-(z) \\ A_L^+(z) \\ A_L^-(z) \end{bmatrix} \quad (4)$$

对于 MFBG, 空间变化的磁光耦合系数可表示

$$\text{为 } \kappa_m(z) = \frac{k_0 f_1}{2\sqrt{\epsilon_r}} M_{0z}(z), \text{ 空间变化的磁光耦合系数}$$

假设为没有任何损失地来源于空间变化的磁化强度  $M_{0z}(z)$ . 然而, 空间变化的相对介电常量  $\epsilon_r(z)$  也可以等效地产生空间变化的磁光耦合系数. 本文主要分析磁光诱导微扰  $\kappa_m(z)$  对 MFBG 传输特性的影响. 特别地, 对于电流线圈磁场作用于 MFBG, 其磁光耦合系数  $\kappa_m(z)$  的微扰分布可以选择洛伦兹函数形式进行分析,  $\kappa_m(z)$  可表示为

$$\kappa_m(z) = \frac{\kappa_{mp}}{1 + 4 \frac{(z - z_p)^2}{\omega_p^2}} \quad (5)$$

式中  $z_p$  为空间中心位置,  $\kappa_{mp}$  为中心位置的峰值幅度,  $\omega_p$  为微扰的半最大值全宽. 以线圈缠绕 MFBG, 当不同的电压接到线圈两端时, 通过安培定律得知, 线圈中产生的电流将诱导出沿着光栅方向的磁场, 洛伦兹函数微扰跟正交于光传播的方向线圈传输电流产生的磁场幅度函数形式可以很好地对应.

当导波光正向注入光栅时, 在光栅末端一个没有反射的边界条件可以假设为  $A_L^-(L) = 0$ ,  $A_R^-(L) = 0$ , 基于 MFBG 中圆偏振光的耦合模方程, 利用反向递推龙格-库塔法, 预先给定光栅末端  $z = L$  处的透射光场强度  $I_{\text{out}}$ , 则可以求得光栅初始

端  $z=0$  时相应的入射光场强度  $I_{in}$ . 数值分析中, MFBG 长度取为  $L=1.2\text{ cm}$ , 平均有效折射率为  $\bar{n}=1.5$ , 一阶光纤光栅折射率微扰变化幅度为  $\Delta n_1=1.5\times 10^{-4}$ , 布喇格波长为  $\lambda_B=1.55\ \mu\text{m}$ , 非线性克尔系数  $\gamma_c=5(\text{W}\cdot\text{m})^{-1}$ .

## 2 数值仿真分析

### 2.1 洛伦兹微扰对线性透射谱的影响

为了研究磁光诱导微扰对线性透射谱的影响,取洛伦兹微扰中心在光栅中点,即  $z_p=0.5L$ , 磁光耦合系数中心位置的峰值幅度为  $\kappa_{mp}=-1\ 200\ \text{m}^{-1}$ , 微扰宽度为  $\omega_p=2.5\times 10^{-3}\ \text{m}$ . 在图 1 中,可以看出其透射谱阻带被打开了一个极窄的透射窗口,磁光诱导微扰  $\kappa_m(z)$  导致右旋、左旋圆偏振光透射谱在中心波长位置沿着相反的方向移动,微扰产生的透射窗口具有高质量的窄波长选择性,这种在阻带中让特定波长光通过的特性具有很好的应用前景<sup>[16-17]</sup>.

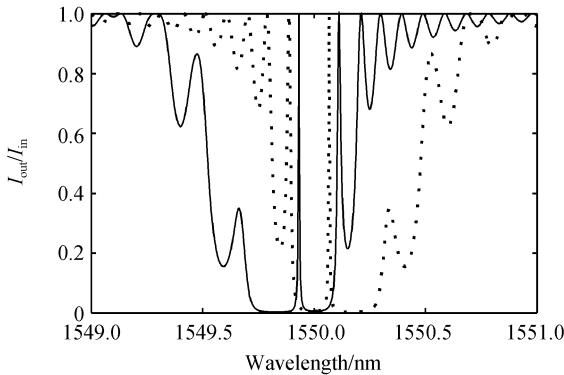


图 1 磁光耦合系数  $\kappa_m(z)$  洛伦兹微扰形式下左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的线性透射谱分布(虚线为左旋圆偏振光透射谱,实线为右旋圆偏振光透射谱)

Fig. 1 The linear transmission spectrum distribution of the left circularly polarized light and the right circularly polarized light with the magneto-optic coupling coefficient  $\kappa_m(z)$  as a Lorentzian perturbation (Dashed line for left circularly polarized light transmission spectrum, solid line for right circularly polarized light transmission spectrum)

显见,线性透射峰的幅度和位置均依赖于引进洛伦兹微扰的宽度和幅度. 图 2 给出了微扰中心位置  $z_p=0.5L$  下微扰宽度  $\omega_p$  分别为  $2.0\times 10^{-3}\ \text{m}$ ,  $2.5\times 10^{-3}\ \text{m}$ ,  $3.0\times 10^{-3}\ \text{m}$ ,  $3.5\times 10^{-3}\ \text{m}$ ,  $4.0\times 10^{-3}\ \text{m}$  时的右旋圆偏振光透射窗口. 图示结果表明,当微扰宽度增加时,透射峰的位置缓慢地向左移动,透射峰的半高宽度(Full Width at Half Maximum,FWHM)基本上不随微扰宽度的变化而改变. 左旋圆偏振光的透射窗口随微扰宽度变化情形如图 3,当微扰宽度增加时,透射峰的位置则缓慢地向右移动,透射峰的 FWHM 也不随微扰宽度而

改变.

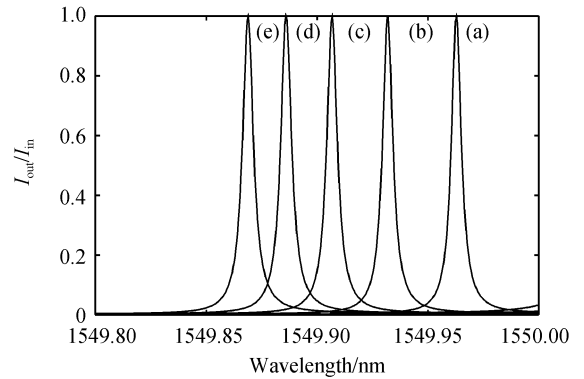


图 2 微扰中心位置取为  $z_p=0.5L$  时不同微扰宽度情形下右旋圆偏振光的透射窗口分布

Fig. 2 Transmission window distribution of the right circularly polarized light with the perturbation center position  $z_p=0.5L$  for different perturbation widths

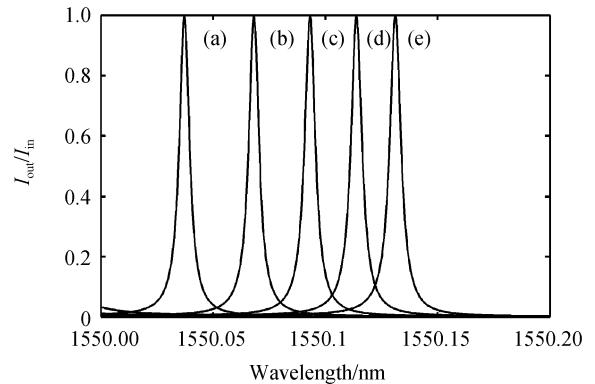


图 3 微扰中心位置取为  $z_p=0.5L$  时不同微扰宽度情形下左旋圆偏振光的透射窗口分布

Fig. 3 Transmission window distribution of the left circularly polarized light with the perturbation center position  $z_p=0.5L$  for different perturbation widths

实际应用中,通过机械调整电流线圈沿光栅  $z$  方向的位置就可以获得不同微扰中心位置. 若选取微扰宽度为  $\omega_p=2.5\times 10^{-3}\ \text{m}$ , 图 4 为微扰中心位置

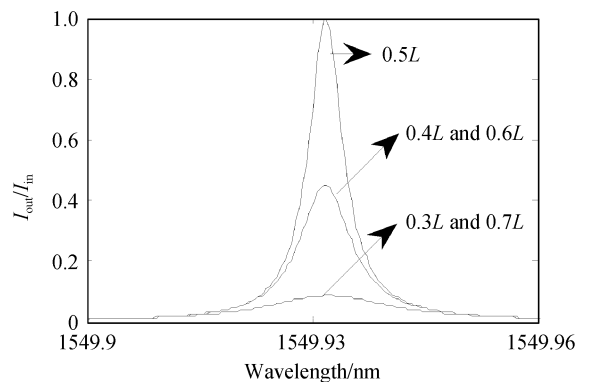


图 4 微扰宽度取为  $\omega_p=2.5\times 10^{-3}\ \text{m}$  时不同微扰中心位置下右旋圆偏振光的透射窗口分布

Fig. 4 Transmission window distribution of the right circularly polarized light with the perturbation width  $\omega_p=2.5\times 10^{-3}\ \text{m}$  for different perturbation center positions

$z_p$  分别取为  $0.3L, 0.4L, 0.5L, 0.6L, 0.7L$  时右旋圆偏振光透射窗口的形状和幅度的变化情况. 由图 4 可以看出, 当微扰中心位置  $z_p = 0.5L$  时, 即微扰中心在光栅中心时透射窗口峰值最大, 透射峰的 FWHM 最小; 当微扰中心不断地偏离光栅中心时, 透射窗口峰值不断地减小, 透射窗口峰的 FWHM 不断增大, 直到透射窗口消失.  $z_p = 0.4L$  和  $z_p = 0.6L$  的透射峰完全重合,  $z_p = 0.3L$  和  $z_p = 0.7L$  的透射峰也完全重合, 这是由于微扰中心位置偏离光栅中心位置相同所致, 偏离越大透射窗口峰值衰减也越大.

## 2.2 洛伦兹微扰对非线性双稳态的影响

由于 MFBG 中存在非线性克尔(Kerr)效应, 在光子带隙之内, 内部光强、非线性折射率变化、光纤光栅的谐振频率间存在的正反馈机制使其表现出双稳效应<sup>[2-4]</sup>. 为了研究磁光诱导微扰宽度和微扰中心位置对非线性双稳态的影响, 取磁光耦合系数中心位置的峰值幅度  $\kappa_{mp} = -1200 \text{ m}^{-1}$ , 失谐量  $\delta = 200 \text{ m}^{-1}$ . 在图 5 中给出了微扰中心位置  $z_p = 0.5L$ , 洛伦兹微扰宽度  $\omega_p$  分别为  $2.0 \times 10^{-3} \text{ m}$ ,  $2.2 \times 10^{-3} \text{ m}$ ,  $2.4 \times 10^{-3} \text{ m}$ ,  $2.6 \times 10^{-3} \text{ m}$  时的 MFBG 右旋圆偏振光的双稳态输入-输出曲线. 由图中曲线可以看出, 开关阈值将随着微扰宽度的增大而增大, 双稳环宽度几乎不随微扰宽度的增大而变化, 双稳环下支和上支透过率随着微扰宽度的增大都增大, 最终使开关对比度无明显变化. 对于以上现象, 从物理层面上可以解释为: 当入射光强较小时, 非线性效应较弱, 入射光透过率较小, 处于双稳环下支; 当入射强度超过开关阈值时, 非线性效应增强, 此时, 对于微扰宽度增大时, 随着入射光强的增加, 光栅内部能量逐渐扩散, 因而激发双稳所需的开关阈值较大, 且导致上支入射光透过率较大<sup>[18]</sup>.

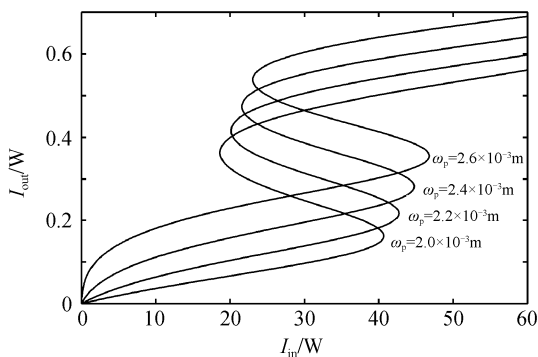


图 5 微扰中心位置取  $z_p = 0.5L$  时不同微扰宽度下右旋圆偏振光的双稳态输入-输出曲线

Fig. 5 Bistable input-output curve of the right circularly polarized light with the perturbation center position  $z_p = 0.5L$  for different perturbation widths

图 6 给出了当微扰宽度  $\omega_p = 2.0 \times 10^{-3} \text{ m}$ , 微扰中心位置  $z_p$  分别为  $0.40L, 0.45L, 0.50L, 0.55L, 0.60L$  时, MFBG 右旋圆偏振光的双稳态输入-输出曲线. 从图示结果可以看出, 开关阈值将随着微扰中心位置的增大而增大, 双稳环宽度没有随微扰中心位置的增大发生明显的变化, 双稳环上支透过率随着微扰宽度的增大而减小, 使上支变得更加平坦, 因而表现出开关对比度随着微扰中心位置的增加而急剧减小. 对于以上现象的物理解释为: 随着微扰中心位置的增加, 布喇格波数沿轴向变化使同一频率的入射光谐振次数减小, 因此光栅内部正反馈减弱, 导致双稳环上支透过率降低, 最终使开关对比度减小.

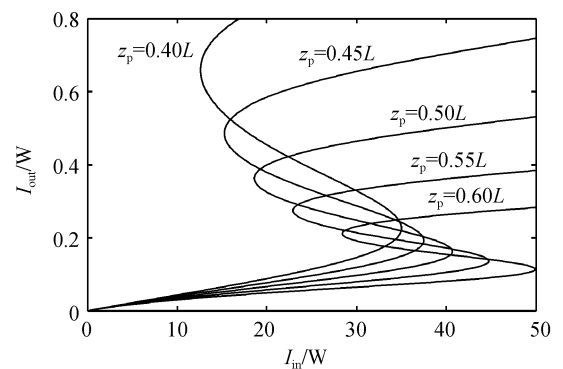


图 6 微扰宽度取为  $\omega_p = 2.0 \times 10^{-3} \text{ m}$  时不同微扰中心位置下右旋圆偏振光的双稳态输入-输出曲线

Fig. 6 Bistable input-output curve of right circularly polarized light with the perturbation width  $\omega_p = 2.0 \times 10^{-3} \text{ m}$  for different perturbation center positions

综上所述, 洛伦兹微扰宽度和微扰中心位置对 MFBG 双稳环宽度没有明显的影响, 减小微扰宽度和微扰中心位置将有利于降低双稳环开关阈值, 减小微扰中心位置使开关对比度增大, 这有利于改善 MFBG 光栅双稳性能. 因此, 在实际应用过程中, 可以根据需要引入合适的微扰宽度和微扰中心位置, 以期满足对光栅双稳的开关阈值、开关对比度的要求.

## 3 结论

从非线性耦合模理论出发, 利用反向递推的龙格-库塔法数值分析了 MFBG 磁光耦合系数为洛伦兹微扰时, 其微扰参量对线性透射谱和非线性双稳特性的影响. 研究表明, 引入磁光耦合系数洛伦兹微扰时, 通过选择合理的微扰参量, 线性透射谱阻带中会出现一个极窄的透射窗口, 右旋圆偏振光的透射窗口在微扰宽度增加时, 其透射窗口峰的位置缓慢地向左移动, 左旋圆偏振光的透射窗口随微扰宽度增加时, 其透射窗口峰的位置缓慢地向右移动, 而这两种情形下透射峰的 FWHM 基本上不随微扰

宽度的变化而改变. 此外发现微扰中心位置在光栅中心时其透射窗口峰值最大,透射峰的 FWHM 最小;当微扰中心不断地偏离光栅中心时,其透射窗口峰值将不断地减小,透射峰的 FWHM 会不断增大,直到透射窗口消失. 微扰宽度和微扰中心位置不仅对线性透射谱产生影响,而且对非线性双稳特性也有较大的影响. 较大的微扰宽度不仅使开关阈值明显增大,但是开关对比度不会发生明显变化;开关阈值会随着微扰中心位置的增大而增大,开关对比度随着微扰中心位置的增加而急剧减小. 通过合理地选择微扰宽度和微扰中心位置,就可以实现对光栅双稳态性能进行进一步的优化处理.

#### 参考文献

- [1] RUSSELL P ST J. Photonic-crystal fibers[J]. *J Lightwave Technol*, 2006, **24**(12): 4729-4749.
- [2] JANYANI V, PAUL J D, VUKOVIC A, *et al.* TLM modelling of nonlinear optical effects in fibre Bragg gratings [J]. *IEE Proc Optoelectron*, 2004, **151**(4): 185-192.
- [3] LEE H, AGRAWAL G P. Purely phase-sampled fiber Bragg gratings for broad-band dispersion and dispersion slope compensation[J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 2003, **15**(8): 1091-1093.
- [4] BRZOZOWSKI L, SARGENT E H. Optical signal processing using nonlinear distributed feedback structures[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 2000, **36**(5): 550-555.
- [5] QIU Kun, WU Bao-jian, WEN Feng. Nonlinear propagation of circularly polarized light in magneto-optic fiber Bragg gratings[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(3): 1726-1730.  
邱昆, 武保剑, 文峰. 磁光光纤 Bragg 光栅中圆偏振光的非线性传输特性[J]. *物理学报*, 2009, **58**(3): 1726-1730.
- [6] LU Shao-hua, XU Ou, DONG Xiao-wei, *et al.* Analysis for the reflective spectrum characteristics of chirped phase-shifted fiber gratings[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2008, **35**(4): 577-581.  
鲁韶华, 许鸥, 董小伟, 等. 啁啾相移光纤光栅的反射谱特性[J]. *中国激光*, 2008, **35**(4): 577-581.
- [7] CHEN Jian-jun, XIA Guang-qiong, TIAN Jian-feng, *et al.* An approach to improve switch performance of  $\lambda/4$  phase-shifted grating[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2007, **34**(9): 1250-1254.  
陈建军, 夏光琼, 田剑锋, 等. 一种提高  $\lambda/4$  相移光纤光栅开关性能的方法[J]. *中国激光*, 2007, **34**(9): 1250-1254.
- [8] RADIC S, GEORGE N, AGRAWAL G P. Optical switching in  $\lambda/4$ -shifted nonlinear periodic structures [J]. *Opt Lett*, 1994, **19**(21): 1789-1791.
- [9] YANG C S, CHIANG Y C, CHANG H C. Analysis of nonuniform nonlinear distributed feedback structures using a simple numerical approach [J]. *IEEE Journal of Quantum Electron*, 2004, **40**(9): 1337-1343.
- [10] TIAN Jian-feng, WU Zheng-mao, XIA Guang-qiong. Influence of introducing chirp on bistable characteristics of linear negative tapered Bragg gratings [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(12): 6419-6423.  
田剑锋, 吴正茂, 夏光琼. 啁啾的引入对线性负切趾型布喇格光栅双稳特性的影响[J]. *物理学报*, 2006, **55**(12): 6419-6423.
- [11] JONSSON F, FLYTZANIS C. Spectral windowing with chirped magneto-optical Bragg gratings[J]. *J Opt Soc Am B*, 2005, **22**(1): 293-298.
- [12] YARIV A. Coupled-mode theory for guided-wave optics[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1973, **9**(9): 919 - 933.
- [13] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics[M]. 3rd ed. New York: Academic Press, 2001.
- [14] WU Bao-jian, WEN Feng, QIU Kun. Mode-conversion enhancement of guided optical waves by magnetostatic surface waves propagating collinearly in obliquely magnetized bismuth-doped yttrium-iron-garnet film waveguide [J]. *J Appl Phys*, 2006, **100**(12): 123104-1-123104-5.
- [15] WU Bao-jian, LIU Xiao, QIU Kun. Characteristics of magneto-optic fiber Bragg grating for use in optical signal[J]. *Optical Fiber Technology*, 2009, **15**(2): 165-171.
- [16] YOSHINO T. Theory for the Faraday effect in optical fiber [J]. *J Opt Soc Am B*, 2005, **22**(9): 1856-1860.
- [17] ZHOU Jun, YUAN Hong-wei, XU Tie-feng, *et al.* Design of optical comb filters based on cascaded phase-shifted linearly chirped fiber gratings[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(6): 961-966.  
周骏, 苑红伟, 徐铁峰, 等. 基于级联相移线性啁啾光纤光栅的梳状滤波器设计[J]. *光子学报*, 2010, **39**(6): 961-966.
- [18] JIA Xin-hong, WU Zheng-mao, XIA Guang-qiong. Analysis of bistable steady characteristics and dynamic stability of linearly tapered nonlinear Bragg gratings[J]. *Opt Express*, 2004, **12**(13): 2945-2953.

## Linear Transmission Spectrum and the Nonlinear Bistable Characteristics of Magneto-optic Fiber Bragg Gratings Based on the Lorentzian Function Perturbation

KONG De-qian, ZHANG Guan-mao

*(Institute of Modern Communication Technology, School of Information Science and Engineering, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)*

**Abstract:** Based on the nonlinear coupled mode theory, by using the reversely recursive Runge-Kutta method, the influence of introducing the Lorentzian function perturbation to the magneto-optic coupling coefficient on the linear transmission spectrum and the bistable characteristics of magneto-optic fiber Bragg gratings is investigated numerically. The results of the study show that introducing the Lorentzian perturbation to the magneto-optic coupling coefficient can open up a narrow transmission window in the linear transmission spectrum stop-band. The perturbation widths and the perturbation center positions can affect the position, the width, and the peak amplitude of the transmission window. The bistable characteristics can show significant differences when the perturbation widths and the perturbation center positions change. The bistable characteristics can be further optimized by choosing perturbation parameters reasonably.

**Key words:** Lorentzian perturbation; Linear transmission spectrum; Bistable characteristics; Nonlinear coupled mode equation; Magneto-optic fiber Bragg gratings