

磁光光纤 Bragg 光栅中圆偏振光的非线性传输特性^{*}

邱 昆 武保剑[†] 文 峰

(电子科技大学宽带光纤传输与通信网技术教育部重点实验室, 成都 610054)

(2008 年 6 月 26 日收到, 2008 年 8 月 22 日收到修改稿)

提出了磁光光纤 Bragg 光栅的理论模型, 给出了圆偏振光在磁光光纤光栅中传播的非线性耦合模方程. 研究表明, 在磁光光纤 Bragg 光栅中, 光栅引起正反传播方向的导波光发生耦合, 法拉第效应引起磁圆双折射效应, 而非线性效应则将左旋和右旋圆偏振光耦合在一起, 它们的共同作用可使双稳态状态发生反转, 非线性光控光开关阈值功率降低. 与传统光纤光栅相比, 利用左旋和右旋磁圆偏振光之间的交叉相位调制实现的脉冲整形具有磁光偏置可调特性, 为基于磁光光纤光栅的动态灵活全光 3R 再生器的研制提供了理论基础.

关键词: 磁光光纤 Bragg 光栅, 圆偏振光, 脉冲整形

PACC: 4265, 7820L, 4225B, 4281F

1. 引 言

利用高非线性光纤、光子晶体光纤实现的光子器件已被广泛应用于光信号处理、光通信系统以及光学传感等领域^[1-4]. 这些新型光器件具有色散、双折射、非线性和光子带隙等光学参量的可控特性, 必将进一步推动智能光网络的发展. 具备光时钟恢复功能的全光 3R 再生是保证光信号质量的关键技术, 其中光脉冲的再整形是 3R 再生功能之一, 即在时钟信号的控制下完成理想光脉冲数据的恢复^[5]. 目前, 在基于光纤的光脉冲整形方案中, 使用最广泛的是新材料拉制的高非线性效应光纤^[6]. 另一方面, 圆双折射光纤中三阶非线性效应对绝对光偏振态的依赖信息不会像在各向同性光纤中那样由于线偏振光的随机性而被平均掉, 因此利用光纤中的圆双折射效应实现全光信号处理更具优势^[7]. 近年来, 随着材料制备、光纤拉制工艺的提高, 掺杂稀土元素^[8]或直接使用磁性 YIG 材料^[9]得到的高磁光性能光纤已得到广泛研究, 有助于人们在基于光纤的全光器件中引入磁控特性. 基于上述考虑, 本文提出在光纤 Bragg 光栅中引入磁光效应和圆双折射效应, 例如在光纤 Bragg 光栅中掺入稀土元素或在拉

制的 YIG 光纤上写入光栅等方法获得这种光纤结构, 并称之为磁光光纤 Bragg 光栅(MFBG); 分析了圆偏振光在这种特殊光纤光栅中的非线性耦合特性. 研究表明, 在这类光栅中可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. 本文首先给出磁光光纤光栅的理论模型, 并采用导波光的耦合模理论分析了 MFBG 中色散、光栅、非线性、磁光效应等因素之间的耦合关系以及线性效应和非线性效应对偏振光传输特性的影响. 然后利用得到的非线性耦合模方程, 分析了 MFBG 中基于交叉相位调制的光脉冲整形效应, 同时表明了磁光偏置特性在降低非线性功率阈值方面所起的作用.

2. 理论模型与耦合模分析

为了便于理解光纤中偏振模转换、光纤光栅、光纤非线性效应等因素之间的耦合关系, 首先分析磁光光纤光栅中线偏振光的传播特性. 在本文考虑的光栅模型中, 磁光法拉第效应使同一传播方向的导波光发生偏振模式转换, 而光纤 Bragg 光栅作用则将同一偏振、不同传播方向的导波光发生耦合, 这样光纤中至少存在四种导波光. 由于线偏振光可理解为左旋(LCP)和右旋圆偏振光(RCP)的叠加, 因此通

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60671027)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: bjwu@uestc.edu.cn

过适当的变换也可得到圆偏振光在磁光光纤 Bragg 光栅中的耦合方程,进而分析双折射效应下圆偏振光的非线性传输特性.

2.1. 线偏振光的耦合

将单模磁光光纤光栅中总光场表示为如下形式:

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

其中 $s = \pm 1$ 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{p} 为偏振方向单位矢量, $\beta_B = \pi/\Lambda$, Λ 为光栅周期, ω_0 为光载波参考频率, $F(x, y)$ 和 $A_p^{(s)}(z, t)$ 分别为横向和纵向分布. 对光脉冲的非线性耦合情形,考虑到光纤光栅、光纤非线性效应以及偏振转换效应对附加介电系数张量的贡献,并与(1)式一起代入微扰波动方程^[10],可得光场的慢变包络 $A_p^{(s)}(z, t)$ 满足的非线性耦合模方程为

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

式中 $T_D = \hat{D}_p^{(s)} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) A_p^{(s)}(z, t)$ 是色散项, $\hat{D}_p^{(s)} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)$ 为关于时间 t 的偏微分算符; $T_G = i s \kappa_g A_p^{(-s)}(z, t)$ 是与光栅耦合系数 κ_g 相联系的光栅耦合项; $T_{NL} = N_p^{(s)}(z, t) A_p^{(s)}(z, t)$ 为非线性耦合项, $N_p^{(s)}(z, t)$ 是与所有光场有关的非线性耦合参量; $T_{MO} = i s \kappa_{mp} A_p^{(s)}(z, t)$ 是相位完全匹配时磁光效应引起的模式转换项, κ_{mp} 为正交偏振光之间的磁光耦合系数, p 表示不同于 p 的偏振光. 与传统光纤光栅中的非线性耦合方程^[11]相比,方程式(2)增加了模式转换项,它使正交的线偏振模耦合在一起,从而使导波光能量分布发生改变. 当线偏振光经过磁光介质时偏振面发生旋转(模式转换),输出的光仍为线偏振光,它可以由线偏光激发的左旋和右旋圆偏振光的双折射(法拉第效应)加以解释.

在双折射光纤中,总光场进一步表示为如下形式^[7]:

$$E_p(z, t) = \frac{1}{2} \left[E_p^+(z, t) e^{i(\beta_B z - \omega_0 t)} + E_p^-(z, t) e^{i(-\beta_B z - \omega_0 t)} + \text{c.c.} \right], \quad (3)$$

式中 $E_p^+(z, t)$ 和 $E_p^-(z, t)$ 分别为正向、反向本征波的慢变包络, $p = x, y$ 表示线偏振方向, ω_0 为不同偏振光的平均 Bragg 频率,此处可取 $\omega_0 = \bar{\omega}_B$. 将 $E_p^\pm(z, t)$ 表示为 $E_p^\pm(z, t) = A_p^\pm(z) e^{-i\Omega t}$, 其中 $\Omega = \omega - \omega_0$. 当 $|\partial E_p^\pm(z, t)/\partial t| \ll \bar{\omega}_B |E_p^\pm(z, t)|$, 三次

谐波可以忽略时,双折射光纤中线偏振光的非线性耦合模方程(NLCME)^[12,13]可简化为

$$s \frac{\partial A_p^{(s)}}{\partial z} = i \delta_p A_p^{(s)} + i \kappa_g A_p^{(-s)} + i \bar{\alpha} (|A_p^{(s)}|^2 + 2|A_p^{(-s)}|^2) A_p^{(s)} + i \bar{\beta} (|A_p^{(s)}|^2 + |A_p^{(-s)}|^2) A_p^{(s)} + i \bar{\beta} A_p^{(-s)} (A_p^{(-s)})^* A_p^{(s)} A_p^{(-s)} + i \gamma \left[(A_p^{(s)})^2 (A_p^{(s)})^* + 2A_p^{(s)} A_p^{(-s)} (A_p^{(-s)})^* \right], \quad (4)$$

式中 $\delta_p = \frac{\bar{n}_p}{c} \left(\Omega - \frac{\Delta\omega_{pp}}{2} \right)$, $\bar{\alpha} = \frac{3}{8} \frac{\bar{\omega} \chi^{(3)}}{\bar{n}_x c A_{\text{eff}}}$, $\bar{\beta} = \frac{1}{4} \frac{\bar{\omega} \chi^{(3)}}{\bar{n}_x c A_{\text{eff}}}$, $\gamma = \frac{1}{8} \frac{\bar{\omega} \chi^{(3)}}{\bar{n}_x c A_{\text{eff}}}$. 需指出的是(4)式中忽略了线偏振光的非线性参数、平均折射率以及光栅耦合强度的差别,并且没有考虑模式转换的影响,另外,对于此处考虑的模式转换情形 $\Delta\omega_{pp} = \omega_{Bp} - \omega_{Bp} = 0$.

2.2. 圆偏振光的非线性耦合模方程

由于法拉第效应引起的模式转换很容易通过左旋和右旋圆偏振光加以解释,因此采用圆偏振光分析方法可以使导波光的耦合模方程大大简化. 考虑到光场传播因子取 $e^{i(\beta \cdot r - \omega t)}$ 形式,则右旋、左旋圆偏振光与线偏振光单位矢量之间的关系分别为 $\hat{e}_R = \frac{\hat{x} - i\hat{y}}{\sqrt{2}}$ 和 $\hat{e}_L = \frac{\hat{x} + i\hat{y}}{\sqrt{2}}$. 将光场表示为 $E_j^{(s)}(z, t) = A_j^{(s)}(z, t) e^{i(\beta_B z - \omega_0 t)}$, 下标 $j = R, L$ 分别表示右旋和左旋圆偏振光. 对于连续波的稳态耦合情形,可令 $A_j^{(s)}(z, t) = A_j^{(s)}(z) e^{-i\Omega t}$, 其中 $\Omega = \omega - \omega_0$. 当考虑到模式转换的影响后(4)式可变换为如下左右旋圆偏振光的非线性耦合模方程(NLCME):

$$s \frac{\partial A_R^{(s)}}{\partial z} = (\delta + \kappa_m) A_R^{(s)} + i \kappa_g A_R^{(-s)} + i \gamma_c \left[|A_R^{(s)}|^2 + 2|A_L^{(s)}|^2 + \frac{9}{4} |A_R^{(-s)}|^2 + \frac{7}{4} |A_L^{(-s)}|^2 \right] A_R^{(s)} + i \gamma_c \left[\frac{7}{4} A_R^{(-s)} (A_L^{(-s)})^* + \frac{1}{4} (A_R^{(-s)})^* A_L^{(-s)} \right] A_L^{(s)}, \quad (5a)$$

$$s \frac{\partial A_L^{(s)}}{\partial z} = (\delta - \kappa_m) A_L^{(s)} + i \kappa_g A_L^{(-s)} + i \gamma_c \left[|A_L^{(s)}|^2 + 2|A_R^{(s)}|^2 + \frac{9}{4} |A_L^{(-s)}|^2 + \frac{7}{4} |A_R^{(-s)}|^2 \right] A_L^{(s)} + i \gamma_c \left[\frac{7}{4} A_L^{(-s)} (A_R^{(-s)})^* + \frac{1}{4} (A_L^{(-s)})^* A_R^{(-s)} \right] A_R^{(s)}, \quad (5b)$$

$$+ \frac{1}{4} (A_L^{(-s)})^* A_R^{(-s)}] A_R^{(s)}, \quad (5b)$$

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

$$\kappa_m = \frac{k_0 f_1}{2\sqrt{\epsilon_r}} M_{oz}, \quad f_1 \text{ 为一级磁光系数}; \gamma_c = 2\bar{\gamma} = \frac{2}{3} \gamma,$$

$$\gamma = \frac{3}{8\bar{n}} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \frac{\omega}{cA_{\text{eff}}}. \text{ 显然, 与线偏振光的非线性耦}$$

合模方程相比, 非线性参数变为 $\frac{2}{3} \gamma^{[11]}$, 而 XPM 的

相对强度从 $\frac{2}{3}$ 变为 $2^{[14]}$. (5a) 和 (5b) 式中最后一项为失配项, 通常情况下可以忽略, 此时与非线性有关的耦合系数可以吸收到 κ_m 中, 也就是说非线性效应的影响相当于改变 κ_m .

当只考虑线性效应 ($\gamma_c = 0$) 时, 可分析磁光光纤光栅中圆偏振光的线性耦合特性. 此时的耦合方程用矩阵形式表示为

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} A_R^+(z) \\ A_R^-(z) \\ A_L^+(z) \\ A_L^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i(\delta + \kappa_m) & i\kappa_g & 0 & 0 \\ -i\kappa_g & -i(\delta + \kappa_m) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i(\delta - \kappa_m) & i\kappa_g \\ 0 & 0 & -i\kappa_g & -i(\delta - \kappa_m) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_R^+(z) \\ A_R^-(z) \\ A_L^+(z) \\ A_L^-(z) \end{bmatrix}. \quad (6)$$

当导波光正向注入时, 即 $A_R^-(L) = A_L^-(L) = 0$, 由 (6) 式可得线性传输的左右旋圆偏振光复包络

$$\begin{cases} A_R^+(z) = \frac{q_+ \cos[q_+(L-z)] - i(\delta + \kappa_m) \sin[q_+(L-z)]}{q_+ \cos(q_+L) - i(\delta + \kappa_m) \sin(q_+L)} A_R^+(0), \\ A_R^-(z) = \frac{i\kappa_g \sin[q_+(L-z)]}{q_+ \cos(q_+L) - i(\delta + \kappa_m) \sin(q_+L)} A_R^+(0), \\ A_L^+(z) = \frac{q_- \cos[q_-(L-z)] - i(\delta - \kappa_m) \sin[q_-(L-z)]}{q_- \cos(q_-L) - i(\delta - \kappa_m) \sin(q_-L)} A_L^+(0), \\ A_L^-(z) = \frac{i\kappa_g \sin[q_-(L-z)]}{q_- \cos(q_-L) - i(\delta - \kappa_m) \sin(q_-L)} A_L^+(0), \end{cases} \quad (7)$$

式中 $q_{\pm} = \sqrt{(\delta \pm \kappa_m)^2 - \kappa_g^2}$. 由 (7) 式可知, 右旋与左旋圆偏振光之间不发生耦合, 它们分别对应不同的本征波数 q_{\pm} , 而光栅使正向和反向传播的同一圆偏振光耦合在一起.

对于非线性耦合情形, 右旋和左旋的正向、反向本征包络波将耦合在一起, 此时非线性耦合方程式 (5) 无法给出解析解, 因此需要通过数值分析的方法研究本征包络与复包络之间的关系以及本征包络波之间的耦合规律.

3. 磁光光纤 Bragg 光栅中的光脉冲整形效应

为了便于利用非线性耦合模方程式 (5) 分析左旋、右旋偏振光之间的交叉相位调制, 表明磁光光纤 Bragg 光栅在光脉冲整形中具有非线性阈值功率更低、灵活可调的磁光偏置等优势特性, 引入磁光光栅的特征参数——磁栅耦合比 r_c , 它定义为磁光耦合系数与光栅耦合系数之比, 即 $r_c = \kappa_m / \kappa_g$. 图 1 给出

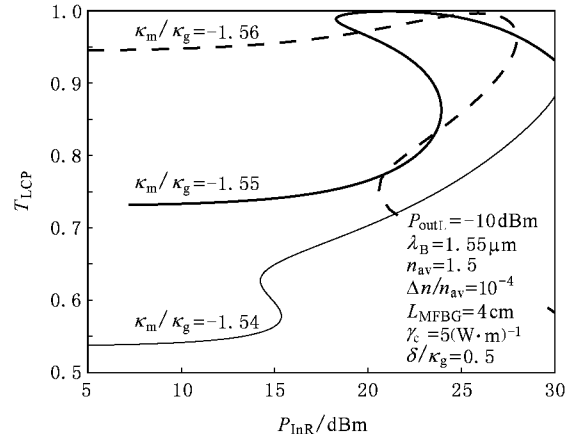


图 1 右旋圆偏振光的非线性控制作用和双稳态效应

了磁栅耦合比 r_c . 取不同值时输入的右旋圆偏振光功率对小信号左旋圆偏振光透射率 T_{LCP} 的影响, 同时也可以看出交叉相位调制引起的双稳态效应, 计算参数均标于图中. 可以看出, 通过调整磁栅耦合比双稳态特性发生改变, 甚至出现曲线反转 (如磁栅耦合比分别取 -1.55 和 -1.56 的情形), 这样, 在低

控制功率(如 $P_{inR} = 10$ dBm)就可以实现磁控非线性效应光开关;另外,双稳态开关的阈值功率也与磁栅耦合比密切相关,因此,优化磁光偏置状态可降低非线性功率阈值。

下面分析基于磁光光纤光栅的全光 3R 再生中圆偏振光脉冲的非线性整形效应,此时假设左旋圆偏振光为周期性的 RZ 码时钟控制信号,其光功率分别取 0 dBm 和 27 dBm;右旋圆偏振光是受到噪声污染、脉冲展宽的高斯脉冲输入信号,设其均方根宽度为 $\sigma_{rms} = 0.3 T_b$ 。图 2 是磁光偏置在 $r_c = -1.55$ 、左旋圆偏振光功率分别取 0 dBm 和 27 dBm 时计算得到的右旋圆偏振光输入输出特性,据此可以看出时钟信号对输入信号开关阈值的影响,从而实现基于交叉调制的光脉冲整形和判决功能。当比特速率为 40 Gbit/s,劣化信号的峰值功率为 18 dBm、光信噪比 OSNR = 15 dB 时,磁光光纤 Bragg 光栅整形输出的右旋圆偏振光脉冲如图 3 所示,实现了较为理想的矩形 RZ 光脉冲信号恢复,并可获得了 10 dB 以上改善效果。需指出的是,上述计算参数并没有经过

优化,仅是为了说明磁光光纤光栅中圆偏振光的非线性光控光传输特性以及磁光偏置的动态可调性。当然,优化整形功能对智能全光 3R 再生器的设计也是很重要的。

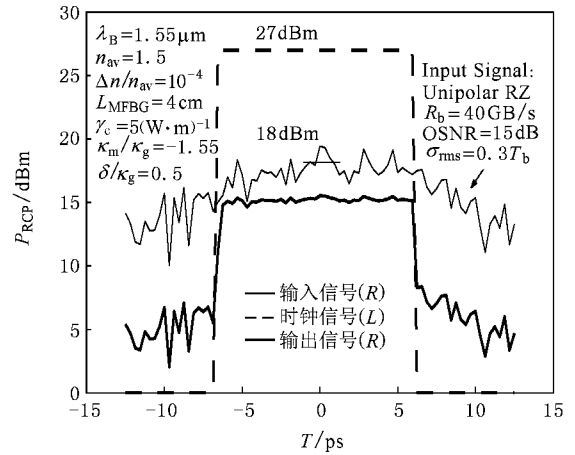


图 3 时钟信号控制下的光脉冲整形

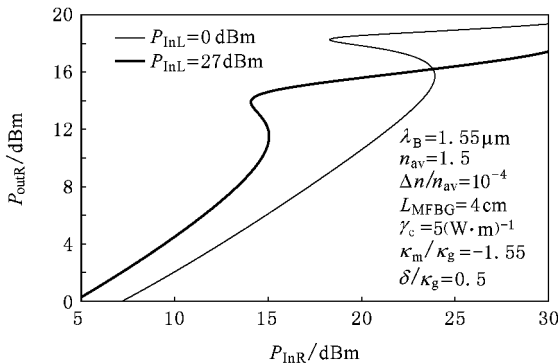


图 2 右旋圆偏振光输入输出特性

4. 结 论

本文给出了磁光光纤 Bragg 光栅中圆偏振光的非线性耦合方程,讨论了这种光栅中线性效应和非线性效应对导波光传播特性的影响。理论表明了利用磁光光纤 Bragg 光栅实现光脉冲整形、判决的可能性。在光纤光栅中引入磁圆双折射效应,可使光栅波导具有磁控可调特性,左旋、右旋偏振光的耦合能够更好地揭示非线性光控光作用(线性时不发生耦合),适当的磁光偏置可降低双稳态开关阈值。磁光光纤 Bragg 光栅的独特优势使其在全光信号处理领域有着广泛的应用前景。

[1] Sugimoto N, Nagashima T, Hasegawa T *et al* 2004 *Optical Fiber Communication Conference* **2** PDP26
 [2] Russell P St J 2006 *J. Lightw. Technol.* **24** 4729
 [3] Zhang X J, Zhao J L, Hou J P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4668 (in Chinese) [张晓娟、赵建林、侯建平 2007 物理学报 **56** 4668]
 [4] Liu J G, Kai G Y, Xue L F *et al* 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 941 (in Chinese) [刘建国、开桂云、薛力芳等 2007 物理学报 **56** 941]
 [5] Lou C Y, Yang Y F, Huo L *et al* 2005 *Acta Optica Sinica* **25** 1467 (in Chinese) [娄采云、杨彦甫、霍力等 2005 光学学报 **25** 1467]
 [6] Petropoulos P, Monro T M, Ebendorff-Heidepriem H *et al* 2003 *Optical Fiber Communication Conference* **3** PDP3

[7] Tanemura T, Kikuchi K 2006 *J. Lightw. Technol.* **24** 4108
 [8] Yang Z M, Xu S Q, Jiang Z H *et al* 2003 *Journal of the Chinese Rare Earth Society* **21** 115 (in Chinese) [杨中民、徐时清、姜中宏等 2003 中国稀土学报 **21** 115]
 [9] Mao T C, Chen J C, Hu C C 2006 *J. Crystal Growth* **296** 110
 [10] Yariv A 1973 *IEEE J. Quantum Electron.* **9** 919
 [11] Agrawal G P 2005 *Nonlinear fiber optics* (Beijing: World Publishing Corporation) p264
 [12] Pereira S, Sipe J E 2000 *Phys. Rev. E* **62** 5745
 [13] Slusher R E, Eggleton B J 2003 *Nonlinear photonic Crystals* (New York: Springer) p44
 [14] Menyuk C R 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 2674

Nonlinear propagation of circularly polarized light in magneto-optic fiber Bragg gratings^{*}

Qiu Kun Wu Bao-Jian[†] Wen Feng

(*Key Lab of Broadband Optical Fiber Transmission and Communication Networks of the Ministry of Education ,
University of Electronic Science and Technology of China , Chengdu 610054 , China*)

(Received 26 June 2008 ; revised manuscript received 22 August 2008)

Abstract

The theoretical model of magneto-optic fiber Bragg gratings (MFBG) is proposed and the nonlinear coupled-mode equations for circularly polarized light in MFBG is derived for the first time. Our analysis shows that the coupling between right- and left-handed circularly polarized light along with the magnetically circular birefringence (the Faraday effect) resulting from the nonlinear effects and the grating structure is responsible for the coupling of forward and backward guided optical waves with identical states of polarization. In the MFBGs , the reversal of transmission characteristics and lower power threshold of nonlinear bistable switching can be achieved under appropriate magneto-optic bias. The MFBG-based pulse reshaping scheme by utilizing cross-phase modulation (XPM) of right- and left-handed circularly polarized light has a great advantage in magnetic adjustability over that based on conventional fiber gratings and is useful for the development of dynamically controllable all-optical 3R regenerators.

Keywords : magneto-optic fiber Bragg grating , circularly polarized light , pulse reshaping

PACC : 4265 , 7820L , 4225B , 4281F

^{*} Project supported by the National Nature Science Foundation of China (Grant No. 60671027).

[†] Corresponding author. E-mail : hjwu@uestc.edu.cn