

高非线性光纤中四波混频的磁控机理研究*

李述标 武保剑[†] 文峰 韩瑞

(电子科技大学光纤传感与通信教育部重点实验室, 成都 611731)

(2012年5月25日收到; 2012年8月20日收到修改稿)

将磁光效应和光纤非线性效应作为微扰, 采用导波光耦合理论分析了高非线性光纤中导波光发生磁光四波混频的机理; 实验测试了磁场对四波混频偏振依赖性的影响, 理论分析与实验结果符合. 研究表明, 当输入的探测光和抽运光为相互正交的线偏振光时, 四波混频的磁控效果最为明显, 输出的闲频光功率随磁光耦合系数振荡变化, 施加适当的外加磁场可使四波混频效率得到进一步提高. 选择适当费尔德常数的光纤材料, 利用磁光效应对四波混频偏振依赖性的影响, 可实现不同范围的磁场测量.

关键词: 四波混频, 磁光效应, 高非线性光纤, 磁场传感

PACS: 42.65.Ky, 78.20.Ls, 42.81.-i

DOI: 10.7498/aps.62.024213

1 引言

四波混频 (four-wave mixing, FWM) 效应是由介质的三阶非线性极化率引起的光波耦合效应, 在相位匹配条件下产生新的频率, 能够实现新型组播^[1]、非归零码与归零码型的转换^[2]等, 在光纤信息处理领域有着广泛的运用前景. 与此同时, 光纤中的磁光效应也引起了人们的关注^[3,4], 主要研究磁光效应对导波光线性传输特性的影响; 也有作者提出利用光纤磁光效应的波长依赖性实现 FWM 的相位匹配条件的想法^[5,6], 但未见相关实验报道.

我们对磁光光纤光栅中导波光的非线性传输特性进行了研究, 指出利用磁控光学双稳态实现光脉冲整形的可能性^[7]. 在线双折射磁光光纤中, 本征波是椭圆偏振光, 椭圆率取决于线双折射与磁光效应引起的磁圆双折射的相对大小^[8]. 因此, 将 FWM 的偏振依赖性与磁光效应相结合, 有望开发新的光纤参量器件. 最近, 我们开展了基于磁

光四波混频 (magneto-optical four-wave mixing, MO-FWM) 的参量整形实验, 当加载到高非线性光纤上的磁场强度达到 1.8×10^{-2} T 时, 可使接收机的灵敏度提升 2 dB 左右, 从而激发了对光纤非线性磁控机理的研究.

本文将磁光效应和光纤非线性效应作为微扰, 推导了磁光非线性光纤中连续导波光的矢量 FWM 耦合方程; 另一方面, 通过对普通高非线性光纤加载磁场的方式来观察 FWM 过程的磁控效应. 理论计算与实验测得的输出闲频光功率偏振依赖曲线基本符合, 从而揭示了光纤 FWM 的磁控机理, 表明 MO-FWM 理论的正确性. 在此基础上, 计算分析了不同线双折射时闲频光功率随磁光耦合系数变化规律, 提出一种基于 FWM 闲频光功率偏振相关性的磁场测量方案.

2 磁光四波混频理论

对于简并四波混频 (degenerate four-wave mix-

* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号: 2011CB301703)、教育部新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET-08-0092) 和国家高技术研究发展计划 (863 计划) (批准号: 2012AA011304) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: bjwu@uestc.edu.cn

ing, DFWM) 参量过程, 当频率为 ω_1 的抽运光和频率为 ω_2 的探测光同时注入磁光高非线性光纤时, 适当的光偏振态和相位匹配条件下可产生新的频率产物——闲频光, 其频率为 $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$. 根据麦克斯韦方程组, 将电极化强度表示为 $\bar{P} = \bar{P}_L + \bar{P}_{\text{pert}}$, 可得如下微扰波动方程:

$$\nabla^2 \bar{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}_{\text{pert}}}{\partial t^2},$$

式中, 线性电极化强度 $\bar{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \bar{E}$, 微扰项 $\bar{P}_{\text{pert}} = \epsilon_0 \Delta \epsilon_r \bar{E}$ 包括光纤线双折射、磁光效应和非线性效应等. 在直角坐标系中, 磁光法拉第效应可归结为附加介电系数张量的非对角元素, 导致光纤中正交线偏振光的模式转换^[9]; 对角元素与线性双折射和非线性效应的相联系. 微扰引起的附加相对介电系数张量 $\Delta \epsilon_r$ 可表示为如下形式^[10]:

$$\Delta \epsilon_r = \begin{bmatrix} \Delta \epsilon_x & ig & 0 \\ -ig & \Delta \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \Delta \epsilon_z \end{bmatrix},$$

式中 g 是磁光系数.

在准连续波条件下, 可忽略电场分量对时间的依赖性, 将每个导波光的电场用振幅琼斯矢量 $|A_j(z)\rangle$ 表示为

$$\bar{E}_j(r) = F_j(x, y) |A_j(z)\rangle \exp(i\beta_j z),$$

式中, $F_j(x, y)$ 表示光纤模的横向分布, β_j 为频率 ω_j 的场的传输常数. 对于抽运消耗可以忽略的小信号情形, 忽略闲频光和探测光的自相位调制 (self-phase modulation, SPM) 效应和交叉相位调制 (cross-phase modulation, XPM) 效应, 而在抽运光波的演化方程中只需考虑 SPM 效应. 对于准连续波情形, 导波光复振幅分量 $A_{jp}(z)$ 满足的演化方程可表示成如下形式:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_{1p}}{\partial z} \\ &= i\gamma \left[\left(|A_{1p}|^2 + \frac{2}{3} |A_{1\bar{p}}|^2 \right) A_{1p} \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{3} A_{1p}^* A_{1\bar{p}}^2 e^{i\Delta\beta_{1111} z} \right] - \kappa_{lm}^{(p)} e^{-i\Delta\beta_{p\bar{p}} z} A_{1\bar{p}}, \\ & \frac{\partial A_{l\bar{p}}}{\partial z} \\ &= i\gamma \left[\left(2|A_{1p}|^2 + \frac{2}{3} |A_{1\bar{p}}|^2 \right) A_{l\bar{p}} \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. + \left(\frac{2}{3} A_{1\bar{p}} A_{1p}^* e^{i\Delta\beta_{1111} z} + \frac{2}{3} A_{1\bar{p}}^* A_{1p} e^{i\Delta\beta_{1111} z} \right) A_{l\bar{p}} \right. \\ & \left. + \left(A_{1p}^2 e^{i\Delta\beta_{11sl} z} + \frac{1}{3} A_{1\bar{p}}^2 e^{i\Delta\beta_{11sl} z} \right) A_{sp}^* \right. \\ & \left. + \frac{2}{3} A_{1p} A_{1\bar{p}} A_{s\bar{p}}^* e^{i\Delta\beta_{11sl} z} \right] - \kappa_{lm}^{(p)} e^{-i\Delta\beta_{p\bar{p}} z} A_{l\bar{p}}, \end{aligned}$$

式中, $A_{jp}(z)$ 的下脚标 $j = 1, 2, 3$ 分别对应于抽运光、探测光和闲频光 ($s, l = 2, 3$ 且 $s \neq l$); $p = x, y$ 表示光的偏振方向, \bar{p} 表示取不同于 p 的值, $p = x$ 时 $\kappa_m^{(p)} = \kappa_m$, $p = y$ 时 $\kappa_m^{(p)} = -\kappa_m$; $\kappa_m = V_B B$ 为磁光耦合系数, 即单位长度的法拉第旋转角, V_B 为光纤 Verdet 常数, B 为磁感应强度; γ 为光纤非线性系数; $\Delta\beta_{ijst}^{p_i p_j p_s p_l} = \beta(\omega_i, p_i) + \beta(\omega_j, p_j) - \beta(\omega_s, p_s) - \beta(\omega_l, p_l) = \Delta\beta_{ijst} + \Delta\beta_{p_i p_j p_s p_l}$ 为相位失配因子, 可以写成如下两项之和:

一是与色度色散有关的相位失配项 $\Delta\beta_{ijst} = \beta_{0i} + \beta_{0j} - \beta_{0s} - \beta_{0l}$, 可由下式计算^[11]:

$$\begin{aligned} \Delta\beta_{ijst} &= \Delta\beta = -2D\pi c \lambda_1^2 \times (1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)^2 \\ & \quad - \lambda_1^4 \pi c (D + \lambda_1 S_D) (1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)^4, \end{aligned}$$

式中, λ_1 和 λ_2 分别为抽运波长和探测光波长, D 和 S_D 分别为抽运波长处的色散和色散斜率, $\beta_{0i} = \frac{\beta(\omega_i, x) + \beta(\omega_i, y)}{2}$ 为平均传播常数;

二是与偏振模色散 (线双折射 Δn_b) 有关的相位失配项 $\Delta\beta_{p_i p_j p_s p_l} = s_{p_i} \Delta\beta_{ib} + s_{p_j} \Delta\beta_{jb} - s_{p_s} \Delta\beta_{sb} - s_{p_l} \Delta\beta_{lb} \approx (s_{p_i} + s_{p_j} - s_{p_s} - s_{p_l}) \Delta\beta_b$, 式中 $\Delta\beta_{ib} = \frac{\beta(\omega_i, x) - \beta(\omega_i, y)}{2}$ 为线双折射引起的传播常数变化, $s_p = \pm 1$ 分别对应于 x, y 分量. 可见, $\beta(\omega_i, p_i) = \beta_{0i} + s_p \Delta\beta_{ib}$, $\Delta\beta_{p\bar{p}} = \beta(\omega, p) - \beta(\omega, \bar{p})$. 显然, 线双折射 ($\Delta\beta_{xy} \neq 0$) 的存在导致了不同偏振光分量的耦合. 对于各向同性的非磁性光纤, 有 $\Delta\beta_{ib} = 0$ 和 $\kappa_m = 0$, 上述耦合模方程可退化为与文献 [12] 一致的形式.

由文献 [6] 可知, 各向同性光纤中总相位失配可表示为 $\kappa = \Delta\beta + \Delta\beta_{\text{NL}} + \Delta\beta_{\kappa_m}$, 其中 $\Delta\beta$, $\Delta\beta_{\text{NL}}$ 和 $\Delta\beta_{\kappa_m}$ 分别表示由色度色散、非线性效应和磁光效应引起的相位失配项. $\Delta\beta_{\text{NL}}$ 的大小与光纤的非线性系数和入射抽运光功率有关, $\Delta\beta_{\kappa_m}$ 的值与磁光耦合系数的波长依赖性相联系. 然而, 对线双折射磁光光纤, 相位失配条件中存在着与偏振模色散 (线

双折射 Δn_b) 有关的相位失配项, 此时总相位失配应表示为 $\kappa = \Delta\beta + \Delta\beta_{NL} + \Delta\beta_{k_m} + \Delta\beta_{n_b}$.

3 磁光四波混频实验

开展实验之前, 先考察一下磁光耦合系数 κ_m 的取值范围. 我们实验室绕制的螺绕环磁场加载装置可产生约 1.8×10^{-2} T 的磁场, 若按目前 Verdet 常数最大的掺铽磁光光纤 [13] 进行估算 ($V_B = 32$ rad/(T·m)), 对应的磁光耦合系数 κ_m 可达 0.57 rad/m; 而对于普通光纤, 由费尔德常数 V_B 与波长的关系 [14,15] 可知, 波长 1310 nm 和 1550 nm 处的费尔德常数分别约为 0.8 rad/(T·m) 和 0.5 rad/(T·m), 对应的磁光耦合系数 κ_m 为 0.014 rad/m 和 0.009 rad/m. 由于实验中抽运光、探测光以及闲频光的频率间隔比较小, 可忽略光纤 Verdet 常数随频率变化因素.

图 1 给出了 MO-FWM 实验的装置示意图. 激

光器发出的光经可调高功率掺铒光纤放大器 (high power erbium-doped fiber amplifier, HP-EDFA) 放大后作为抽运光, 调节光纤偏振控制器使注入到高非线性光纤的抽运光为线偏光. 另一路是由可调激光器输出的探测光, 其偏振态椭圆率可用偏振合成/分析仪加以控制. 抽运和探测光波长分别为 1554.14 nm 和 1552.53 nm. 光分路器用于实时监测入纤光功率, 保证注入高非线性光纤的抽运光功率 (P_1) 稳定在 15.84 ± 0.01 dBm, 探测光功率 (P_2) 稳定在 1.4 ± 0.01 dBm. 抽运光和探测光在高非线性光纤中发生 FWM 效应, 得到的闲频光由解分复用器滤出, 并通过 Agilent 偏振分析仪 8509C 进行测量. 实验中, 磁光非线性光纤由直流电源驱动下的载纤螺绕环实现, 螺绕环中的光纤为 1.2 km 长的普通高非线性光纤, 其特性参数为: 非线性系数为 $\gamma = 10$ W⁻¹/km, 抽运波长处的色散 D 和色散斜率 S_D 分别为 -4.403 ps/(nm·km) 和 0.025 ps/(nm²·km).

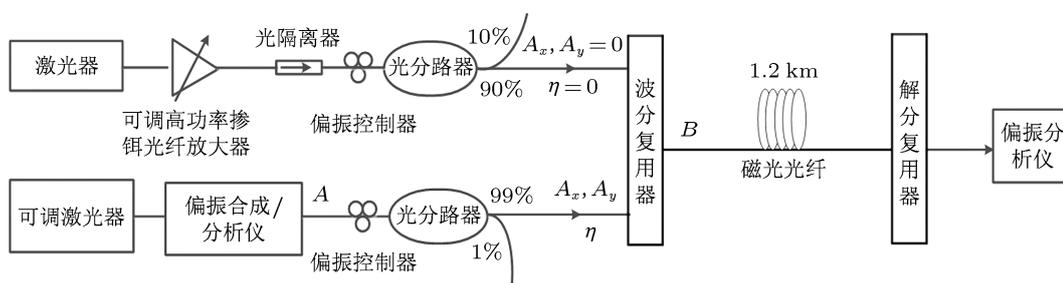


图 1 MO-FWM 实验装置示意图

实验测试过程如下: 通过光纤偏振控制器将入纤抽运光偏振态调节为线偏光, 然后调节偏振合成/分析仪使入纤探测光偏振态主轴与抽运光偏振方向平行或垂直, 利用偏振分析仪可分别观察有无驱动电流时平行和垂直两种情形下 FWM 效率随探测光偏振态椭圆率的变化. 实验结果如图 2 所示, 其中横坐标对应的是偏振合成/分析仪输出的光偏振态椭圆率. 由图 2 可知, 对于入射导波光偏振态主轴平行的情形, 输出闲频光功率随探测光偏振态椭圆率 and 外加磁场的变化较小. 相比之下, 对入射导波光偏振态主轴相互垂直的情形, 闲频光功率的

偏振依赖性较为明显; 当载纤螺绕环的驱动电流约为 4 A@ 1.8×10^{-2} T 时, 磁场最大可引起 1.4 dB 的闲频光功率的改变.

根据传统 FWM 理论 (不涉及磁光效应), 对于入射光偏振态主轴相互垂直的情形, 当输入探测光偏振态椭圆率为零 (线偏光) 时, 闲频光功率达到最低 [16]. 比较实验结果可知, 图 1 中 A 到 B 之间的连接光路使入射光偏振态椭圆率偏移了约 0.1, 这相当于引入一个转移矩阵

$$T = \begin{bmatrix} 1.515 & -0.687i \\ -0.782i & 0.176 \end{bmatrix}.$$

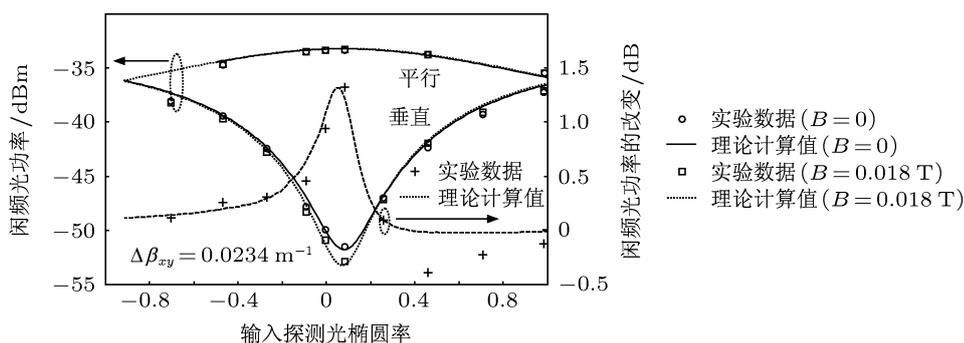


图2 输出闲频光功率随输入探测光椭圆率的变化关系

于是, 根据 MO-FWM 耦合模方程可计算出相应的理论曲线, 如图 2 所示. 其中数值计算结果由 Matlab 中 ODE23t (龙格-库塔法) 得到, 线双折射和磁光耦合系数分别取为 $\Delta\beta_{xy} = 0.0234 \text{ m}^{-1}$ 和 $\kappa_m = 0.009 \text{ rad/m}$, 其他参数与实验条件一致. 显然, 数值计算结果与实验数据基本符合.

4 理论分析

由以上分析可知, 当输入探测光和抽运光为相互正交的线偏振光时, FWM 表现出明显的磁场敏感性. 此时, 图 3 给出了不同线双折射情况下, 闲频光功率随磁光耦合系数的变化曲线, 计算参数与上述实验条件一致. 由图 3 可知: 1) 闲频光功率的磁场依赖性与非线性光纤的线双折射大小密切相关; 2) 与磁场为零的情形相比, 施加足够大的外加磁场 (磁光耦合系数 κ_m 较大) 可获得更大的 FWM 效率, 这相当于削弱了线双折射的影响, 使光纤趋向于各向同性; 3) 输出闲频光功率是磁光耦合系数 κ_m 的振荡函数, 因此对不同线双折射光纤而言, 施加外加磁场也有可能降低输出闲频光功率, 如图 2 所示的情形; 4) 根据无磁场情形下输出闲频光功率不能唯一地确定光纤线双折射大小, 还必须依据光纤 FWM 的磁场响应曲线加以确定; 5) 大体上讲, 线双折射的增加会使闲频光的磁场依赖曲线向高磁场和低闲频光功率方向移动.

图 4 给出了与色度色散相关的相位失配项为零时, FWM 闲频光的偏振相关性随磁光耦合系数的变化曲线, 其中偏振相关性用“入射探测光偏振

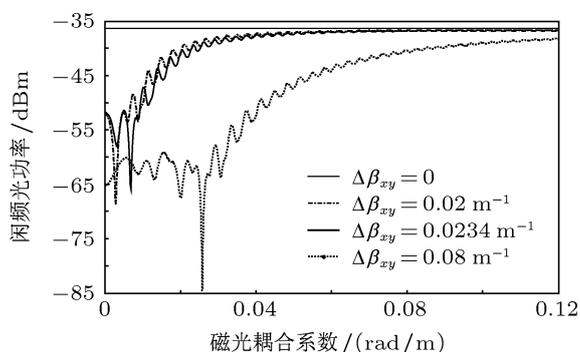


图3 不同线双折射时闲频光功率随磁光耦合系数的变化曲线

$$\begin{aligned}
 P_1 &= 15.84 \text{ dBm} & P_2 &= 1.4 \text{ dBm} \\
 L &= 1.2 \text{ km} & \gamma &= 10 \text{ W}^{-1}/\text{km} \\
 \Delta\beta_{xy} &= 0.0234 \text{ m}^{-1}
 \end{aligned}$$

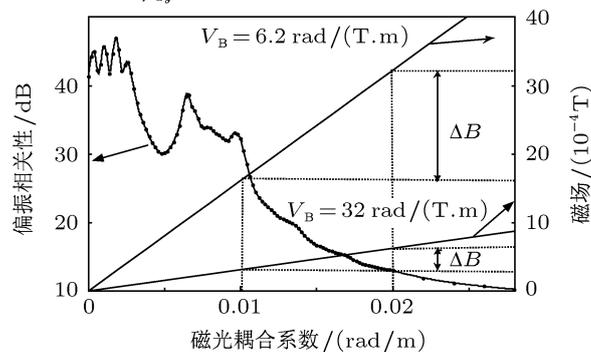


图4 FWM 偏振相关性与磁光耦合系数之间的关系

态变化所引起的最大闲频光功率改变”表示. 由图 4 可知, 当磁光耦合系数较小时, FWM 的偏振相关性曲线是振荡的, 此时不能由闲频光功率来确定磁光耦合系数的大小. 随着磁光耦合系数 κ_m 的增加, 偏振相关性具有单调递减性, 在区间 $[0.01 \text{ rad/m}, 0.02 \text{ rad/m}]$ 内磁场灵敏性相对较高. 因此, 利用磁光效应对 FWM 偏振依赖性的影响, 通过选择适当

费尔德常数的光纤, 可实现不同范围的磁场传感或测量. 图 4 中标出了光纤 Verdet 常数分别为 6.2 rad/(T·m) 和 32 rad/(T·m) 时对应于上述单调区间的磁场测量范围 ΔB , 它反比于费尔德常数. 而使用不同的光纤材料或者在光纤中掺杂不同浓度的稀土元素, 例如掺杂稀土元素铽^[13,17], 可获得不同费尔德常数的非线性光纤.

5 结论

本文推导了 MO-FWM 耦合模方程, 从理论和

实验两个方面研究了高非线性光纤中闲频光功率对输入探测光偏振态椭圆率的依赖特性, 理论结果与实验数据基本保持一致, 验证了 MO-FWM 理论的正确性, 揭示了光纤 FWM 的磁控机理. 并由此分析了在抽运光和探测光偏振垂直入射时, 磁控 FWM 的作用. 研究表明: 闲频光功率的磁场依赖性与非线性光纤的线双折射大小密切相关, 施加足够大的外加磁场 (磁光耦合系数较大) 可提高 FWM 效率. 利用 FWM 效率对偏振依赖性, 可测量非线性光纤的磁光特性, 这对磁光非线性光纤的研制及其相关磁光器件开发具有指导作用.

-
- [1] Miao X R, Gao S M, Gao Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7699 (in Chinese) [苗向蕊, 高士明, 高莹 2008 物理学报 **57** 7699]
- [2] Hui Z Q, Zhang J G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 014217 (in Chinese) [惠战强, 张建国 2012 物理学报 **61** 014217]
- [3] Smith A M 1978 *Appl. Opt.* **17** 52
- [4] Kersey A D, Marrone M J 1994 *Tenth International Conference on Optical Fiber Sensors* Glasgow, Scotland, October 11–13, 1994 p53
- [5] Fredrik J, Christos F 1999 *Opt. Lett.* **24** 1514
- [6] Valerio P, Stefano L 2000 *Opt. Lett.* **25** 1720
- [7] Qiu K, Wu B J, Wen F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1726 (in Chinese) [邱昆, 武保剑, 文峰 2009 物理学报 **58** 1726]
- [8] Wu B J, Li C Z, Qiu K, Cheng L W 2011 *Chin. Opt. Lett.* **9** 010601
- [9] Yoshino T 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1856
- [10] Zhao X J, Wu B J 2010 *Acta Photon. Sin.* **39** 1862 (in Chinese) [周晓璟, 武保剑 2010 光子学报 **39** 1862]
- [11] Michel E M 2008 *Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices* (1st Ed) (New York: Cambridge University Press) p359
- [12] Yu T, Peng D, Chang X Y 2008 *Opt. Lett.* **16** 5493
- [13] Sun L, Jiang S, Marcianti J 2010 *Opt. Express* **18** 12191
- [14] Wu B J, Lu X, Qiu K 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 067803
- [15] Cruz J L, Andres M V, Hernandez M A 1996 *Appl. Opt.* **35** 922
- [16] Agrawal G P 2009 *Nonlinear Fiber Optics* (4th Ed) (Beijing: World Publishing Corporation) p370
- [17] Sun L, Jiang S, Zuegel J D, Marcianti J R 2009 *Opt. Lett.* **34** 1699

Research on magnetic control mechanism of four-wave mixing in highly nonlinear fiber*

Li Shu-Biao Wu Bao-Jian[†] Wen Feng Han Rui

(Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communications of the Ministry of Education,
University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China)

(Received 25 May 2012; revised manuscript received 20 August 2012)

Abstract

According to the coupled-mode theory for guided optical waves, the mechanism of magneto-optical four-wave mixing (MO-FWM) existing in a fiber with magneto-optic effect and nonlinear effect both serving as perturbation is analyzed. The influence of applied magnetic field on the polarization dependency of FWM is measured, and the experimental results are in agreement with the theoretical analyses. It is shown that the magnetic control function of FWM can be identified easily for the incident orthogonal states of polarization. The FWM efficiency is dependent on the MO coupling coefficient in the oscillation form and can be further improved under an appropriate bias magnetic field. The MO-FWM effect can also be applied to magnetic field sensing, and the operating range is determined by the Verdet constant of highly nonlinear fiber.

Keywords: four-wave mixing, magneto-optic effect, highly nonlinear fiber, magnetic field sensing

PACS: 42.65.Ky, 78.20.Ls, 42.81.-i

DOI: 10.7498/aps.62.024213

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB301703), the Program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China (Grant No. NCET-08-0092), and the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2012AA011304).

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