

# 掺铒光纤动态光栅与光纤 Bragg 光栅 Fabry-Perot 腔特性研究

孟瑜<sup>1,2</sup>, 苏雪梅<sup>2\*</sup>, 庞妍<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 长春理工大学光电信息学院, 吉林 长春 130012;

<sup>2</sup> 吉林大学物理学院, 吉林 长春 130012

**摘要** 提出的一种由掺铒光纤动态光栅和光纤 Bragg 光栅构成的 Fabry-Perot 腔。通过建立二能级掺铒光纤动态光栅模型,根据半经典相互作用理论和传输矩阵理论,计算出掺铒光纤动态光栅以及该 Fabry-Perot 腔的透过率和反射率,并分析动态光栅中相干探测场拉比频率、掺铒光纤长度、光纤 Bragg 光栅的折射率调制深度以及 Fabry-Perot 腔的腔长等参数改变时对动态光栅和 Fabry-Perot 腔反射谱的影响。该 Fabry-Perot 腔的一个重要性质是其输出光谱可以通过调节探测场的拉比频率、探测场波长等参数进行动态调制。相比于由两个光纤 Bragg 光栅构成的 Fabry-Perot 腔,参数可调的系统比参数固定的系统更加灵活,并且能够克服 Fabry-Perot 腔两端的光纤 Bragg 光栅不对称的缺点(如不同的 Bragg 波长、折射率调制深度等),更有利于 Fabry-Perot 腔的模式选择。该光纤 Fabry-Perot 腔可以应用于光纤通信的光信号处理或光纤传感领域。

**关键词** 光纤光学; 动态粒子数布拉格光栅; 光纤 Bragg 光栅; Fabry-Perot 腔; 传输矩阵; 驻波

**中图分类号** O431.2; O436.2

**文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201838.1006003

## Characteristics of Fabry-Perot Cavity Based on Dynamic Grating in Er-Doped Fiber and Fiber Bragg Grating

Meng Yu<sup>1,2</sup>, Su Xuemei<sup>2\*</sup>, Pang Yan<sup>2</sup>

<sup>1</sup> College of Optical and Electronical Information, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130012, China;

<sup>2</sup> College of Physics, Jilin University, Changchun, Jilin 130012, China

**Abstract** We propose a new type Fabry-Perot cavity based on dynamic grating in Er-doped fiber and fiber Bragg grating. The dynamic grating model is established through two-level system of Er-doped fiber. We calculate the reflection and transmission of the dynamic grating and the Fabry-Perot cavity based on semi-classical interactional theory and transfer matrix method, and analyze the influence of some parameters on reflection spectra of the dynamic grating and Fabry-Perot cavity. An important feature of the proposed Fabry-Perot cavity is that its output spectra can be dynamically tunable by parameters modulation, in which the parameters include Rabi frequency of the coherent probe field in the dynamic grating, the length of the Er-doped fiber, the refractive index modulation depth of the fiber Bragg grating, the cavity length of the Fabry-Perot cavity and so on. Compared with the Fabry-Perot cavity based on two fiber Bragg gratings with fixed parameters, the proposed Fabry-Perot cavity is more flexible, and is more beneficial for mode selection. It can overcome the asymmetrical drawback of the two fiber Bragg gratings in Fabry-Perot cavity (such as different Bragg wavelengths, refractive index modulation depths of Bragg grating). The proposed Fabry-Perot cavity has potential applications in fiber-optic communication and fiber sensors.

**Key words** fiber optics; dynamic population Bragg grating; fiber Bragg grating; Fabry-Perot cavity; transfer matrix; standing wave

**OCIS codes** 060.3735; 060.2410; 060.2330; 190.2055

收稿日期: 2018-03-21; 修回日期: 2018-04-24; 录用日期: 2018-05-08

基金项目: 国家自然科学基金(11174109)、吉林省教育厅“十三五”科学技术研究项目(吉教科合字[2015]第 577 号)

\* E-mail: suxm@jlu.edu.cn

# 1 引 言

众所周知,光纤 Bragg 光栅 (FBG) 有广泛的用途,它的作用主要是在光纤纤芯内产生窄带滤波或反射。光纤光栅有许多比较好的特性,如直径小、质量小、柔韧度高、耐高温高压、抗电磁干扰等,因此它在光纤激光器<sup>[1-2]</sup>、光纤色散补偿器、光纤传感器<sup>[3-4]</sup>等方面都有重要的应用。

动态粒子数布拉格光栅 (DBG, 简称动态光栅) 的刻写机理是基于掺杂光纤对光的增益或吸收存在周期性饱和效应,向稀土掺杂光纤 (例如 Er, Yb) 中注入两束相向传输的相干光。最早关于动态光栅的描述是在 20 世纪 90 年代初由 Frisken<sup>[5]</sup> 和 Fischer<sup>[6]</sup> 在实验中提出,之后又陆续出现了许多掺铒光纤 (EDF) 动态光栅的实验<sup>[7-8]</sup>。DBG 在单频光纤激光器<sup>[9-10]</sup>、可调窄带滤波器<sup>[11-12]</sup>、光纤传感器<sup>[13-15]</sup>、可调干涉仪<sup>[16-17]</sup> 和光速减慢<sup>[18]</sup> 等方面都有重要的应用。

另一方面,由两个 FBG 构成的 Fabry-Perot (F-P) 腔近年来得到了广泛关注,被应用于光纤传感<sup>[19-20]</sup> 和光纤通信<sup>[21-22]</sup> 等领域。这种 F-P 腔通常是依靠紫外光干涉法直接在光纤上写入 Bragg 光栅对,通过选择两光栅对之间合适的参数 (如腔长、两个光栅的长度、折射率调制深度等) 来控制 F-P 腔的输出特性,因此当光栅写入之后, F-P 腔的光谱特性就被确定,无法改变。然而制作这种 F-P 腔的难度很大,因为其两端的 Bragg 光栅需要有很好的对称性,并且其腔长仅为几个毫米<sup>[23]</sup>。

本文提出了一种新型的 F-P 腔,即用一个动态光栅去替换 F-P 腔光栅对中的一个光栅,该腔可以克服由两个 Bragg 光栅构成的 F-P 腔的缺点。通过选择合适的参数 (如合适的掺铒光纤,探测场波长和强度) 对该动态光栅进行动态调制,使动态光栅与另一侧 Bragg 光栅完全对称。动态光栅与 Bragg 光栅 F-P 腔的腔长可为几十个厘米,制作起来比较方便。

基于 DBG 与 FBG 构成的 F-P 腔作为一种光纤器件,可应用于色散补偿、滤波器,还可用于对光信号的微分运算等。同时与单个 Bragg 光栅相比, F-P 腔输出的反射谱或透射谱的谐振峰带宽更窄,应用于光纤传感时的灵敏度更高。

## 2 理论模型

### 2.1 掺铒光纤 DBG 的反射系数和透射系数

图 1 为 DBG 与 FBG 构成的 F-P 腔结构图。实现左侧的动态光栅是之后形成动态 F-P 腔的关键。

拉比频率为  $\Omega_p^+$  的探测场和它的反射场 (拉比频率为  $\Omega_p^-$ ) 形成驻波,在驻波场的传输方向上,掺铒光纤对该驻波的折射率和吸收系数  $\alpha$  进行周期性调制,从而在掺铒光纤中形成光栅。该光栅的输出光谱可通过改变探测场的拉比频率、波长等条件来改变,因此又叫做动态光栅。

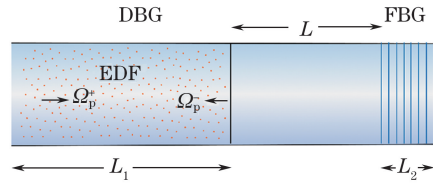


图 1 FBG 构成的 F-P 腔示意图

Fig. 1 Structure diagram of F-P cavity based on DBG and FBG

图 2 是对应图 1 左侧掺铒光纤动态光栅的二能级模型图: 能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  分别对应铒离子的  $^4I_{15/2}$ 、 $^4I_{13/2}$  能级,  $\Omega_p^+$  和  $\Omega_p^-$  分别为正向和反向探测场的拉比频率,  $\omega_p$  为探测场角频率,  $\Delta_p$  为探测场与能级之间的失谐量。两反向传输的行波场构成驻波,当 Bragg 光栅的反射率接近于 1 时,驻波场的拉比频率为  $\Omega'_p = \Omega_p \exp(ik_p z) + \Omega_p \exp(-ik_p z) = 2\Omega_p \cos(k_p z)$ 。

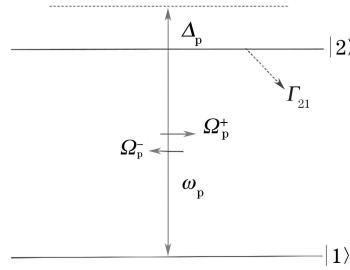


图 2 二能级动态光栅能级图

Fig. 2 Energy schematic of a two-level system of DBG

在相互作用表象下,图 2 中二能级系统的哈密顿量为

$$H_1 = \hbar [\Omega'_p |2\rangle\langle 1| \exp(-i\Delta_p t) + \Omega_p^* |1\rangle\langle 2| \exp(i\Delta_p t)], \quad (1)$$

式中:  $\hbar$  为普朗克常数;  $\Omega'_p = 2\Omega_p \cos(k_p z)$  为驻波场的拉比频率,  $k_p$  为探测场波数,  $\Omega_p = \mu_{21} E_p / 2\hbar$  为探测场拉比频率,  $\mu_{21}$  为能级  $|2\rangle$  和  $|1\rangle$  之间的电偶极矩,  $E_p$  为探测场的慢变化振幅;  $t$  为时间。

考虑弛豫过程,系统的密度算符的主方程表示为

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H_1, \rho] - \frac{1}{2} \{\Gamma, \rho\}, \quad (2)$$

式中:  $\rho$  为密度算符; 右边第一项代表源于相干驱动场的可逆过程; 第二项代表源于自发辐射的不可逆过程。

由 (1) 式和 (2) 式可得密度矩阵方程组:

$$\begin{cases} \left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{21} = -\gamma_{21}\rho_{21} + i\Omega'_p \exp(-i\Delta_p t)(\rho_{11} - \rho_{22}), \\ \left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{11} = i\Omega'_p{}^* \exp(i\Delta_p t)\rho_{21} - \\ \quad i\Omega'_p \exp(-i\Delta_p t)\rho_{12} + \Gamma_{21}\rho_{22}, \\ \left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{22} = i\Omega'_p \exp(-i\Delta_p t)\rho_{12} - \\ \quad i\Omega'_p{}^* \exp(i\Delta_p t)\rho_{21} - \Gamma_{21}\rho_{22}, \\ \rho_{11} + \rho_{22} = 1, \end{cases} \quad (3)$$

式中： $\Gamma_{21}$ 为对角元弛豫率，代表从能级 $|2\rangle$ 到能级 $|1\rangle$ 的自发辐射速率， $\Gamma_{21} = 1/\tau_{21}$ ， $\tau_{21}$ 为亚稳态能级 $^4I_{13/2}$ 的寿命； $\gamma_{21}$ 为非对角元弛豫率，与能级 $|2\rangle$ 到能级 $|1\rangle$ 跃迁的非均匀展宽 $\Delta\omega$ 有关，表达式为 $\gamma_{21} = \Delta\omega/2^{[24]}$ 。

在旋转波近似下，考虑如下的时间变换：

$$\begin{cases} \sigma_{21} = \exp(i\Delta_p t)\rho_{21} \\ \sigma_{21} = \sigma_{12}^* \\ \sigma_{11} = \rho_{11} \\ \sigma_{22} = \rho_{22} \end{cases}, \quad (4)$$

新的密度算符运动方程可表示为

$$\begin{cases} \frac{d\sigma_{21}}{dt} = (i\Delta_p - \gamma_{21})\sigma_{21} - i\Omega'_p(\sigma_{22} - \sigma_{11}) \\ \frac{d\sigma_{11}}{dt} = i\Omega'_p{}^* \sigma_{21} - i\Omega'_p \sigma_{12} + \Gamma_{21}\sigma_{22} \\ \frac{d\sigma_{22}}{dt} = i\Omega'_p \sigma_{12} - i\Omega'_p{}^* \sigma_{21} - \Gamma_{21}\sigma_{22} \\ \sigma_{11} + \sigma_{22} = 1 \end{cases}. \quad (5)$$

当系统为稳态时，密度矩阵元不随时间变化， $\frac{d\sigma_{11}}{dt}$ ， $\frac{d\sigma_{12}}{dt}$ ， $\frac{d\sigma_{21}}{dt}$ ， $\frac{d\sigma_{22}}{dt}$ 均为0，可以得到密度矩阵元：

$$\begin{cases} \sigma_{11} = -\frac{-\gamma_{21}^2\Gamma_{21} - \Gamma_{21}\Delta_p^2 - 2\gamma_{21}|\Omega'_p|^2}{\gamma_{21}^2\Gamma_{21} + \Gamma_{21}\Delta_p^2 + 4\gamma_{21}|\Omega'_p|^2} \\ \sigma_{21} = -\frac{(-i\gamma_{21}\Gamma_{21} + \Gamma_{21}\Delta_p)\Omega'_p}{\gamma_{21}^2\Gamma_{21} + \Gamma_{21}\Delta_p^2 + 4\gamma_{21}|\Omega'_p|^2} \\ \sigma_{22} = \frac{2\gamma_{21}|\Omega'_p|^2}{\gamma_{21}^2\Gamma_{21} + \Gamma_{21}\Delta_p^2 + 4\gamma_{21}|\Omega'_p|^2} \end{cases}. \quad (6)$$

根据介质磁化系数和极化系数的定义<sup>[25]</sup>，极化率为

$$\chi(\Delta_p, z) = \frac{N_0\mu_{21}^2\sigma_{21}(\Delta_p, z)}{\epsilon_0\hbar\Omega'_p}, \quad (7)$$

式中： $N_0$ 为铒离子的掺杂浓度，数量级通常为 $10^{24} \sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ； $\epsilon_0$ 为相向传输的耦合场使介质的折射率极化，在探测场频率为 $\Delta_p$ 时，位置 $z$ 处的折射率为

$$n(\Delta_p, z) = \sqrt{1 + \chi(\Delta_p, z)}. \quad (8)$$

在驻波场 $\Omega'_p = 2\Omega_p \cos(k_p z)$ 的驱动下，折射率会被周期性调制，调制的周期是由 $a = \pi/k_p = \lambda_p/2$ 决定的。在介质的每一个周期 $a = \lambda_p/2$ 范围内，将介质分解为 $N$ 层，每层厚度为 $d = a/N$ 。一个周期的传输矩阵为<sup>[26]</sup>

$$\mathbf{M} = \prod \mathbf{M}_j = \mathbf{M}_N \cdots \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1, \quad (9)$$

其中 $\mathbf{M}_j$ 表示为

$$\mathbf{M}_j = \frac{1}{4n} \begin{bmatrix} (n+1)^2 \exp(ik_p dn) - (n-1)^2 \exp(-ik_p dn) & (n^2-1) \exp(ik_p dn) - (n^2-1) \exp(-ik_p dn) \\ (n^2-1) \exp(-ik_p dn) - (n^2-1) \exp(ik_p dn) & (n+1)^2 \exp(-ik_p dn) - (n-1)^2 \exp(ik_p dn) \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中： $n$ 为 $z$ 方向上介质的折射率。对于长为 $L_1 = m \times a$ 的动态光栅，介质总的传输矩阵可由单个驻波周期的传输矩阵给出：

$$\mathbf{F}_1 = \mathbf{M}^m = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} \\ F_{21} & F_{22} \end{bmatrix}, \quad (11)$$

因此动态光栅的反射系数和透射系数为

$$\begin{cases} r_1 = F_{12}/F_{22} \\ t_1 = 1/F_{22} \end{cases}. \quad (12)$$

## 2.2 基于DBG和FBG的F-P腔反射系数和透射系数

图1所示的光纤F-P腔，由长度为 $L_1$ 的掺铒光纤DBG和长度为 $L_2$ 的FBG构成。其中左侧DBG的传输矩阵为 $\mathbf{F}_1$ ，在DBG和FBG之间的光纤为

F-P腔，腔长为 $L$ ，其间光的传播只发生相位延迟，因此这一段的传输矩阵形式为

$$\mathbf{F}_2 = \begin{bmatrix} \exp(-i\beta L) & 0 \\ 0 & \exp(i\beta L) \end{bmatrix}, \quad (13)$$

式中： $\beta$ 为传播常数，表示为

$$\beta = 2\pi n_0/\lambda_p. \quad (14)$$

右侧FBG的传输矩阵可通过耦合模理论得到<sup>[27]</sup>：

$$\mathbf{F}_3 = \begin{bmatrix} 1/t_2 & r_2^*/t_2^* \\ r_2/t_2 & 1/t_2^* \end{bmatrix}, \quad (15)$$

式中： $r_2, t_2$ 分别为FBG的反射系数和透射系数，表示为

$$\begin{cases} r_2 = \frac{-\kappa \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} L_2)}{\sigma \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} L_2) + i\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} \cosh(\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} L_2)}, \\ t_2 = \frac{\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2}}{\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} \cosh(\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} L_2) - i\sigma \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} L_2)} \end{cases}, \quad (16)$$

式中： $\sigma = 2\pi n_{\text{eff}} \left( \frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_B} \right)$  为自耦合系数， $n_{\text{eff}} = n_0 + \delta n$  为有效折射率， $n_0$  为曝光前的纤芯折射率， $\delta n$  为

折射率调制深度， $\lambda_B = 2n_{\text{eff}} \Lambda_B$  为 FBG 的反射峰值波长， $\Lambda_B$  为光栅周期； $\kappa = \frac{\pi\nu}{\lambda_B} \delta n$  为互耦合系数， $\nu$  为折射率变化的条纹可见度。

整个 F-P 腔的传输矩阵为

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 \mathbf{F}_2 \mathbf{F}_3. \quad (17)$$

将(11)、(13)、(15)式代入(17)式，可得 F-P 腔总的传输矩阵，最后得到 F-P 腔的反射系数和透射系数为

$$\begin{cases} r_{\text{F-P}} = \frac{F_{21}}{F_{11}} = \frac{(r_1/t_1) \cdot (1/t_2) \cdot \exp(-i\beta L) + (1/t_1^*) \cdot (r_2/t_2) \cdot \exp(i\beta L)}{(1/t_1) \cdot (1/t_2) \cdot \exp(-i\beta L) + (r_1^*/t_1^*) \cdot (r_2/t_2) \cdot \exp(i\beta L)}, \\ t_{\text{F-P}} = \frac{1}{F_{11}} = \frac{t_1 t_2}{1 - r_1 r_2 \exp(-i2\beta L)} \end{cases}. \quad (18)$$

### 3 结果与讨论

#### 3.1 掺铒光纤 DBG 的反射谱理论拟合及实验研究

对驻波场调制的掺铒光纤 DBG 的反射谱进行理论拟合，拟合时，分别改变探测场的拉比频率和掺

铒光纤长度这两个参数，观察他们对动态光栅输出反射谱的影响，分析其变化规律，从而为实际应用提供参考。选用的掺铒光纤型号为 Thorlabs 公司 Er80-4/125，其参数由厂家提供，见表 1。

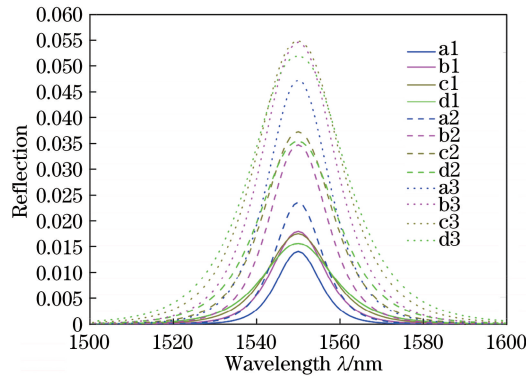
表 1 DBG 及 F-P 腔的理论拟合参数

Table 1 Parameters used for DBG and F-P cavity

Parameter	Numerical value
Lifetime of metastable level $\tau_{21}/\text{ms}$	10
Inhomogeneous-broadening linewidth for transition $ 2\rangle \rightarrow  1\rangle$ at room temperature $\Delta\omega / (10^{12} \text{ Hz})$	9.26 <sup>[28]</sup>
Resonance frequency for transition $ 2\rangle \rightarrow  1\rangle$ $\omega_{21} / (10^{14} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1})$	12.1548
Erbium ion density $N_0 / (10^{25} \text{ m}^{-3})$	6.6
Dipole moment matrix element for the transition $ 2\rangle \rightarrow  1\rangle$ $\mu_{21} / (10^{-32} \text{ C} \cdot \text{m})$	1.36
Fiber core refractive index $n_0$	1.452
Fiber mode field diameter $2w_0/\mu\text{m}$	6.5
Length of the EDF $L_1/\text{m}$	0.35
Length of the FBG $L_2/\text{m}$	0.01
Cavity length $L/\text{m}$	0.2
Bragg wavelength of FBG $\lambda_B/\mu\text{m}$	1.55
Refractive index modulation depth of the FBG $\delta n / 10^{-5}$	5.1
Fringe visibility of Bragg grating $\nu$	1

图 3 探测场拉比频率和掺铒光纤长度取不同值时的动态光栅反射谱曲线，根据(12)式求得的计算结果，可得动态光栅反射率  $R = |r_1|^2$ 。从图 3 中可以看出，当掺铒光纤长度一定时，或者说是光密度  $\alpha_0 L_1$ <sup>[29]</sup>一定时，动态光栅的反射率随着探测场拉比频率的增加而增大，直到探测场拉比频率达到饱和，饱和后再增大探测场的拉比频率，动态光栅的反射

率反而会减小，最佳反射率对应的探测场强度为饱和强度。综合三组曲线还可以观察到，随着掺铒光纤长度的增加，饱和和探测场强度增加，相应的动态光栅最佳反射率也随之增大。因此在实际应用时，针对不同的光密度  $\alpha_0 L_1$ ，需选择合适的探测场强度以获得动态光栅最佳反射率。



a1:  $\Omega_p = 1.0 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.2$  m; b1:  $\Omega_p = 1.5 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.2$  m;  
 c1:  $\Omega_p = 2.0 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.2$  m; d1:  $\Omega_p = 2.5 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.2$  m;  
 a2:  $\Omega_p = 1.0 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.35$  m; b2:  $\Omega_p = 1.5 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.35$  m;  
 c2:  $\Omega_p = 2.0 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.35$  m; d2:  $\Omega_p = 2.5 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.35$  m;  
 a3:  $\Omega_p = 1.5 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.5$  m; b3:  $\Omega_p = 2.0 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.5$  m;  
 c3:  $\Omega_p = 2.5 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.5$  m; d3:  $\Omega_p = 3.0 \times 10^5 \Gamma_{21}$ ,  $L_1 = 0.5$  m

图 3 探测场拉比频率和掺铒光纤长度改变时动态光栅的反射谱

Fig. 3 Reflection spectra of DBG varying with different lengths of EDF and Rabi frequencies of the probe field

图 4 为验证动态光栅的实验装置图,其中 LD 为半导体光源,发射波长为 1550 nm 的激光,通过 50/50 分光器分为两束完全相同的相干光。两列相干光分别从前向和后向进入掺铒光纤,其中前向光通过一个相位调制器(PS)进行相位调制,该相位调制器由压电陶瓷驱动。FG 为函数发生器,本次实验中采用周期性的方波信号对前向光的相位进行调制。后向光通过衰减器(VOA)调节光功率值,使得

前向和后向光进入掺铒光纤的光强相等。PC1 和 PC2 为偏振控制器,调节偏振控制器可以对前向和后向光的偏振态进行调制,从而使两列光束的干涉效果最佳。CIR 为光环形器,前向光经过光环形器后进入光电探测器(PD),经过光电转换后由示波器(OS)的 CH2 端口输出,函数发生器的方波信号由示波器的 CH1 端口显示。

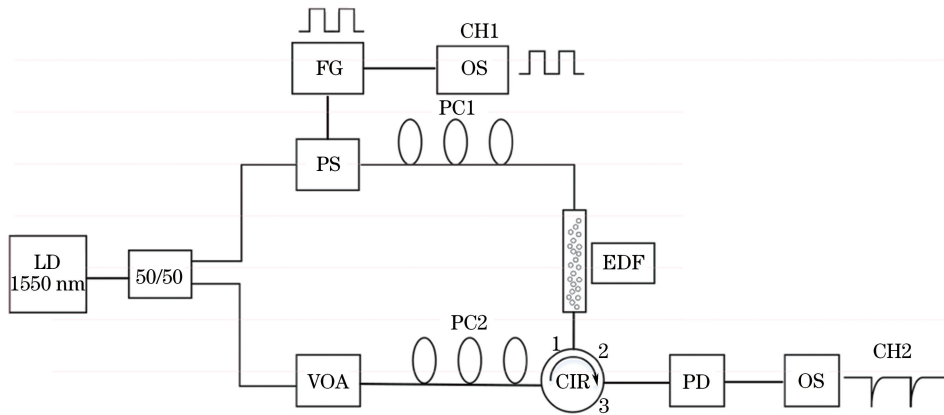


图 4 检测动态光栅的实验装置图

Fig. 4 Experimental setup used to measure DBG

在正常情况下,掺铒光纤铒离子的粒子数沿光纤方向均匀分布,其粒子数差( $\rho_{22} - \rho_{11}$ )与位置无关。但两束相向传播的相干光进入掺铒光纤后会形成光强随位置周期分布的干涉条纹,铒离子基态和激发态的粒子数差重新分布,掺铒光纤的粒子数分布达到一个确定的分布状态  $p_1$ 。此时铒离子对光

的吸收呈现空间周期性,在掺铒光纤中形成动态光栅。当两束相干光的一束相位改变时,干涉条纹发生移动,铒离子的粒子数差也重新分布,从分布状态  $p_1$  过渡到一个新的稳定分布状态  $p_2$ ,这个过程需要一定的时间。在粒子数分布从  $p_1$  过渡到  $p_2$  的过程中,掺铒光纤中没有稳定的光栅结构,动态光栅



输出信号幅值减小,因此示波器输出信号对应出现一个向下凹陷的尖峰。由于两相干光的前向光相位随时间周期性改变,所以在示波器上等间隔地显示出一系列凹陷的尖峰。信号从尖峰恢复到形成DBG的稳定状态时,其幅值增长需要一定的响应时间,该响应时间与铒离子亚稳态寿命有关。

在本实验中,采用发射波长为 1550 nm 的窄带光源,该波段的激光与铒离子的基态 $^4I_{15/2}$ 和亚稳态 $^4I_{13/2}$ 能级跃迁共振,可以获得比较好的动态光栅效果。在实验过程中,铒离子是在“形成光栅结构”和“没有光栅结构”这两种状态之间切换,为了获得明显的实验现象,要将之前已经形成的光栅结构尽可能地破坏掉,并使状态 $p_2$ 和状态 $p_1$ 两种情况下的铒粒子数分布差距尽可能地加大。当两束相干光形成的干涉条纹移动 $1/2$ 个周期时,新、旧两种状态差别最大。要实现这一点,只需将其中一束相干光的

相位改变 $\pi$ 即可。因此实验选择方波信号对前向光进行相位调制,目的是以 $\pi$ 为单位,周期性地改变其中一束相干光的相位。

图 5 为不同长度掺铒光纤动态光栅在不同输入功率下的输出信号,实验中所选掺铒光纤型号为 Er80-4/125。其中 CH1 为函数发生器输入的方波调制信号,用此方波信号对前向光的相位进行调制,CH2 为输出的动态光栅信号。从图中可以看出,掺铒光纤长度相同时,随着输入探测场功率的增加,形成的动态光栅幅度先增大后减小,即动态光栅幅度的增加随探测强度的增长存在饱和趋势[图 5(i)~图 5(l)中由于实验中受光源最大输出功率的限制,光栅饱和现象不明显],并且掺铒光纤长度越长,达到饱和时的光功率越大,饱和时形成的动态光栅幅度也越强,这与图 3 中的结论基本相同。

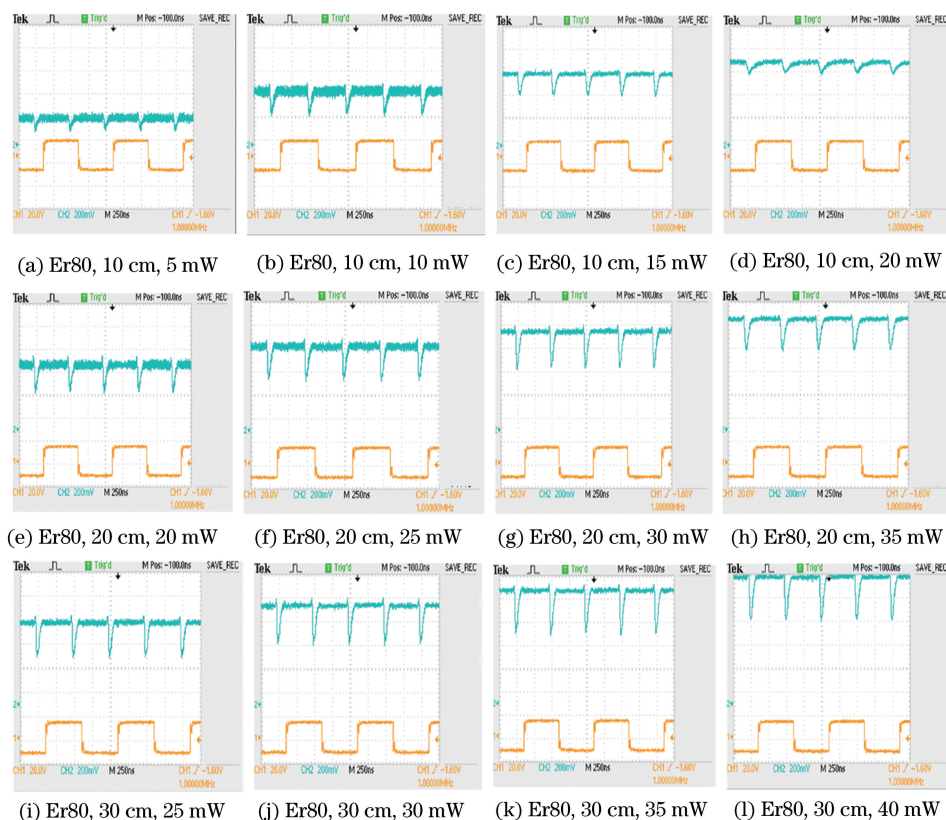


图 5 不同长度掺铒光纤在不同输入功率下的动态光栅信号

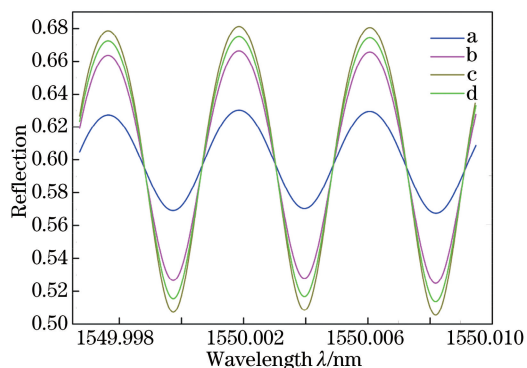
Fig. 5 Measured signals of DBG with different lengths of EDF and input powers

### 3.2 基于 DBG 和 FBG 的 F-P 腔反射谱

对图 1 所示的光纤 F-P 腔反射谱进行数值模拟,拟合时分别改变探测场的拉比频率、掺铒光纤长度、Bragg 光栅折射率调制深度和 F-P 腔的腔长等参数,观察他们对 F-P 腔输出反射谱的影响,分析

其变化规律,从而为实际应用提供参考。

根据(18)式求得的计算结果,可得 F-P 腔反射率 $R = |r_{F-P}|^2$ 。图 6 为探测场拉比频率取不同值时的 F-P 腔反射谱曲线。其余参数与表 1 中一致。当 FBG 的折射率调制深度为 $\delta n = 5.1 \times 10^{-5}$ 时,对



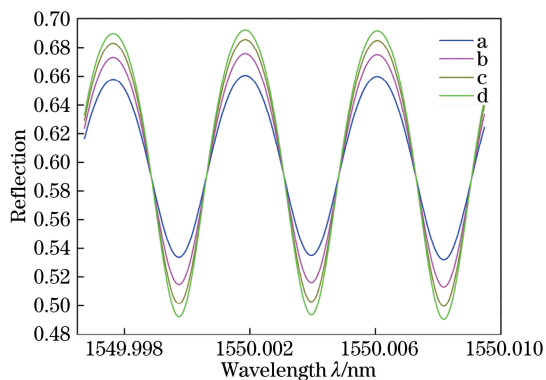
a:  $\Omega_p = 0.5 \times 10^7$ ; b:  $\Omega_p = 1.0 \times 10^7$ ;  
c:  $\Omega_p = 2.0 \times 10^7$ ; d:  $\Omega_p = 2.5 \times 10^7$

图 6 探测场拉比频率改变时 F-P 腔的反射谱

Fig. 6 Reflection spectra of the F-P cavity varying with different Rabi frequencies of the probe field

应反射率为  $R = 0.6$ 。从图中可以看出,当拉比频率增加时,反射谱的峰值也会随之增加,但这种增长仍然呈现饱和趋势,其饱和效应来源于构成 F-P 腔的动态光栅的饱和效应。从图中可得,最大反射率对应的饱和拉比频率值约为  $\Omega_p = 2.0 \times 10^7$ 。当探测场拉比频率超过饱和拉比频率后,再增加探测场强度,反射谱的峰值反而会减小,并且调制深度也会减小。

图 7 为掺铒光纤长度取不同值时的 F-P 腔反射谱曲线。其余参数与表 1 中一致。从图中可以看出,掺铒光纤长度增加时,F-P 腔反射谱的峰值随之增大,并且反射谱的调制深度也会随之增加,这是因为动态光栅的反射率随掺铒光纤长度的增加而增大。

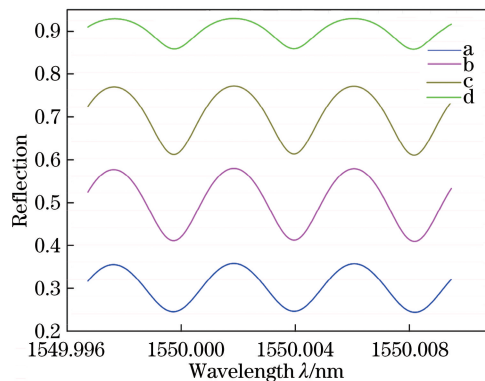


a:  $L_1 = 0.2$  m; b:  $L_1 = 0.3$  m; c:  $L_1 = 0.4$  m; d:  $L_1 = 0.5$  m

图 7 掺铒光纤长度改变时 F-P 腔的反射谱

Fig. 7 Reflection spectra of the F-P cavity varying with different lengths of EDF

图 8 为 FBG 的折射率调制深度取不同值时的 F-P 腔反射谱曲线。其余参数与表 1 中一致。从图



a:  $\delta n = 0.305 \times 10^{-4}$ ,  $R = 0.3$ ; b:  $\delta n = 0.435 \times 10^{-4}$ ,  $R = 0.5$ ;  
c:  $\delta n = 0.598 \times 10^{-4}$ ,  $R = 0.7$ ; d:  $\delta n = 0.898 \times 10^{-4}$ ,  $R = 0.9$

图 8 FBG 的折射率调制深度改变时 F-P 腔的反射谱

Fig. 8 Reflection spectra of the F-P cavity varying with different refractive index modulation depths of Bragg grating

中可以看出,FBG 的  $\delta n$  增加时,F-P 腔的反射率也会随之增大,反射谱的调制深度呈先增大、后减小的趋势。

图 9 为腔长取不同值时的 F-P 腔反射谱曲线。其余参数与表 1 中一致。从图中可以看出,腔长的改变对反射谱的峰值大小以及调制深度是没有影响的,但腔长增加时,F-P 腔的反射谱线宽减小,在相同的波长范围内谐振峰的数量增加。因此在实际应用中可根据需要选择合适的 F-P 腔腔长。

## 4 结 论

在掺铒光纤中加入两束相向传输的探测光,这两束探测光相干形成的驻波场使得铒离子对光的吸收呈现周期性饱和效应,从而在掺铒光纤中形成动态光栅,打破了传统上对光纤光栅的认识。用此动态光栅与光纤 Bragg 光栅构成 F-P 腔时,会比传统的 F-P 腔更有优势。原因是这种 F-P 腔的输出光谱可实现动态可调。

建立了掺铒光纤 DBG 的二能级系统理论模型,求解二能级掺铒光纤 DBG 的反射率和透射率。通过数值模拟可知:保持其他参数不变,只改变探测场的拉比频率时,动态光栅的反射率并不随着探测场的增加一直增大,而是存在饱和趋势。饱和点的拉比频率和对应的最佳反射率都与掺铒光纤的长度有关。

建立了由 DBG 与 FBG 构成的 F-P 腔,计算了整个 F-P 腔的反射率和透射率,并进行数值模拟。通过改变 F-P 腔中不同的参数分析其反射谱的光学性质,其性质既符合传统 FBG 构成的 F-P 腔,同时也有自己的优势,可通过调节其参数来获得理想

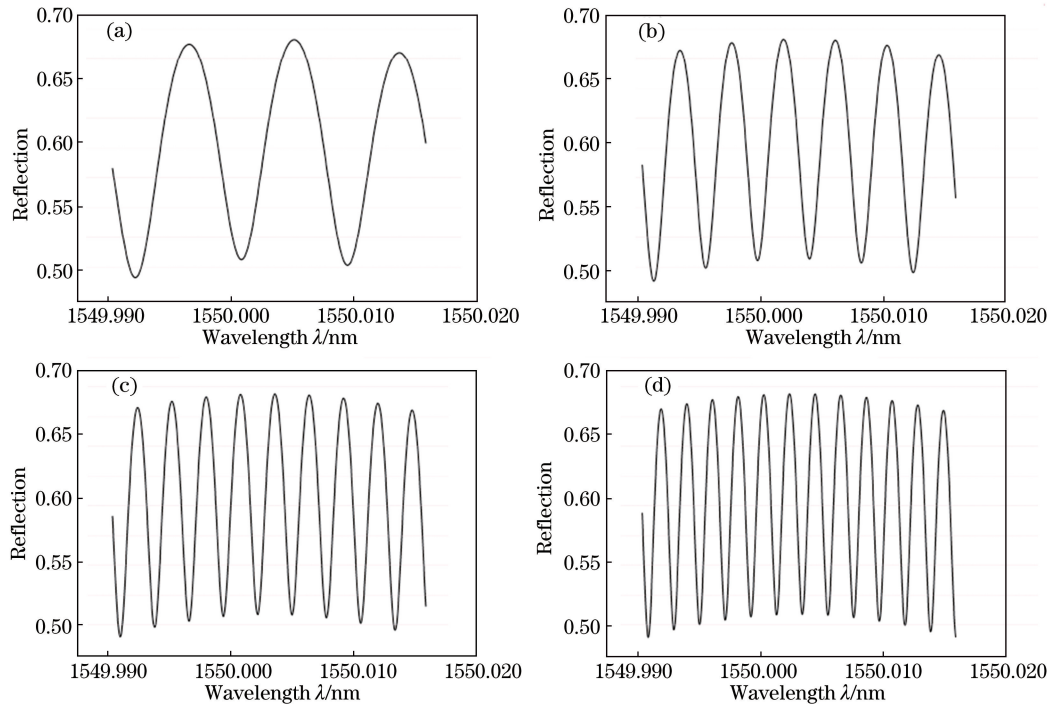


图 9 腔长改变时 F-P 腔的反射谱。(a)  $L=0.1$  m; (b)  $L=0.2$  m; (c)  $L=0.3$  m; (d)  $L=0.4$  m

Fig. 9 Reflection spectra of the F-P cavity varying with different cavity lengths. (a)  $L=0.1$  m; (b)  $L=0.2$  m; (c)  $L=0.3$  m; (d)  $L=0.4$  m

要的 F-P 腔。

### 参 考 文 献

- [1] Jiang L Y, Wang L H, Lin Z X, *et al.* Effect of optical feedback on characteristic of the fiber grating external cavity semiconductor laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(7): 0701008.  
江璐芸, 王凌华, 林中晞, 等. 光反馈对光纤光栅外腔半导体激光器特性的影响[J]. 中国激光, 2016, 43(7): 0701008.
- [2] Wang Z Y, Chen C, Shan X N, *et al.* Simulation of noise characteristics of fiber grating external cavity lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(1): 011401.  
王直圆, 陈超, 单肖楠, 等. 光纤光栅外腔半导体激光器噪声特性仿真[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(1): 011401.
- [3] Sun S Q, Chu F H. Temperature compensation of fiber Bragg grating current sensor based on optimized neural network algorithm [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(10): 1006001.  
孙诗晴, 初凤红. 基于优化神经网络算法的光纤布拉格光栅电流传感器的温度补偿[J]. 光学学报, 2017, 37(10): 1006001.
- [4] Ding X D, Zhang Y M, Song Y M, *et al.* Response characteristics of pure-quartz-core fiber Bragg grating under high temperature strain[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(11): 1106003.  
丁旭东, 张钰民, 宋言明, 等. 纯石英芯光纤光栅高温应变响应特性[J]. 中国激光, 2017, 44(11): 1106003.
- [5] Frisken S J. Transient Bragg reflection gratings in erbium-doped fiber amplifiers [J]. Optics Letters, 1992, 17(24): 1776-1778.
- [6] Fischer B, Zyskind J L, Sulhoff J W, *et al.* Nonlinear wave mixing and induced gratings in erbium-doped fiber amplifiers [J]. Optics Letters, 1993, 18(24): 2108-2110.
- [7] Stepanov S, Hernández E H. Detection of dynamic population gratings in erbium-doped optical fibers by means of transient fluorescence excited by oscillating interference pattern[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2007, 24(6): 1262-1267.
- [8] Stepanov S, Sánchez M P. Amplitude of the dynamic phase gratings in saturable Er-doped fibers [J]. Applied Physics B, 2011, 102(3): 601-606.
- [9] Horowitz M, Daisy R, Fischer B, *et al.* Narrowlinewidth, single mode erbium-doped fibre laser with intracavity wave mixing in saturable absorber [J]. Electronics Letters, 1994, 30(8): 648-649.
- [10] Spirin V V, López-Mercado C A, Kinet D, *et al.* A single-longitudinal-mode Brillouin fiber laser passively stabilized at the pump resonance frequency with a dynamic population inversion grating [J]. Laser



- Physics Letters, 2013, 10(1): 015102.
- [11] Havstad S A, Fischer B, Willner A E, *et al.* Loop-mirror filters based on saturable-gain or -absorber gratings[J]. Optics Letters, 1999, 24(21): 1466-1468.
- [12] Xu P, Hu Z L, Jiang N, *et al.* Transient reflectance spectra of adaptive filters based on dynamic population gratings [J]. Optics Letters, 2012, 37(11): 1992-1994.
- [13] Fan X Y, He Z Y, Hotate K. Novel distributed fiber-optic strain sensor by localizing dynamic grating in polarization-maintaining erbium-doped fiber: proposal and theoretical analysis[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2005, 44(2): 1101-1106.
- [14] Stepanov S, Sánchez M P, Hernández E H. Noise in adaptive interferometric fiber sensor based on population dynamic grating in erbium-doped fiber[J]. Applied Optics, 2016, 55(26): 7324-7329.
- [15] Stepanov S, Cota F P, Quintero A N, *et al.* Population gratings in rare-earth doped fibers for adaptive detection of laser induced ultra-sound [J]. Journal of Holography and Speckle, 2009, 5(3): 303-309.
- [16] Stepanov S, Hernández E, Plata M. Two-wave mixing by means of dynamic Bragg gratings recorded by saturation of absorption in erbium-doped fibers [J]. Optics Letters, 2004, 29(12): 1327-1329.
- [17] Rivera J L, Sánchez M P, Miridonov A, *et al.* Adaptive Sagnac interferometer with dynamic population grating in saturable rare-earth-doped fiber [J]. Optics Express, 2013, 21(4): 4280-4290.
- [18] Stepanov S, Sánchez M P. Slow and fast light via two-wave mixing in erbium-doped fibers with saturable absorption[J]. Physical Review A, 2009, 80(5): 053830.
- [19] Won P C, Lai Y, Zhang W, *et al.* Distributed temperature measurement using a Fabry-Perot effect based chirped fiber Bragg grating [J]. Optics Communications, 2006, 265(2): 494-499.
- [20] Guo Z, Gao K, Zhou S L, *et al.* Time domain crosstalk in fiber Bragg grating Fabry-Pérot interferometric hydrophone array system [J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(7): 0706001.  
郭振, 高侃, 周少玲, 等. 光栅法布里-珀罗腔干涉型水听器阵列中的时域串扰 [J]. 光学学报, 2016, 36(7): 0706001.
- [21] Sun J Q, Yuan X H, Zhang X L, *et al.* Single-longitudinal-mode fiber ring laser using fiber grating-based Fabry-Perot filters and variable saturable absorbers [J]. Optics Communications, 2006, 267(1): 177-181.
- [22] Chen H Y, Chen C, Chen L L, *et al.* Response of fiber Bragg grating Fabry-Perot cavity to pulsed laser injection[J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(s1): s105010.  
陈海燕, 陈聪, 陈礼林, 等. 光纤布拉格光栅法布里珀罗腔对脉冲激光入射的响应 [J]. 中国激光, 2014, 41(s1): s105010.
- [23] Qu L, Meng Y, Zhuo Z C, *et al.* Slow and fast light using fiber Bragg grating F-P cavity [J]. Optik-International Journal for Light and Electron Optics, 2014, 125(1): 260-263.
- [24] Desurvir E E. Study of the complex atomic susceptibility of Erbium-doped fiber amplifiers [J]. Journal of Lightwave Technology, 1990, 8(10): 1517-1527.
- [25] Zhuo Z C, Su X M, Zhang Y S. Gain leveling using electromagnetically induced transparency[J]. Physics Letters A, 2005, 336(1): 25-30.
- [26] Chen Z R, Su X M. Asymmetrical spectra due to atomic coherence of neighboring excited levels [J]. The European Physical Journal D, 2013, 67(7): 138-144.
- [27] Gafsi R, El-Sherif M A. Analysis of induced-birefringence effects on fiber Bragg gratings [J]. Optical Fiber Technology, 2000, 6(3): 299-323.
- [28] Desurvir E, Zyskind J L, Simpson J R. Spectral gain hole-burning at 1.53  $\mu\text{m}$  in erbium-doped fiber amplifiers[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1990, 2(4): 246-248.
- [29] Melle S, Calderón O G, Zhuo Z C, *et al.* Dynamic population gratings in highly doped erbium fibers[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2011, 28(7): 1631-1637.