

相位修正的耦合模理论用于计算光纤 Bragg 光栅 法布里-珀罗腔透射谱*

王燕花[†] 任文华 刘 艳 谭中伟 简水生

(北京交通大学光波技术研究所, 全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044)

(2007 年 12 月 15 日收到, 2008 年 3 月 20 日收到修改稿)

基于光纤 Bragg 光栅 (FBG) 反射复振幅相移对 FBG 法布里-珀罗腔透射谱的影响, 分析了传统耦合模理论计算均匀 FBG 反射复振幅相移产生误差的原因, 引入折射率分布初始相位参数描述 FBG 折射率分布纵向的微小偏移, 用真实的反反射系数代替简明形式的反反射系数, 对传统耦合模理论进行了修正, 增加了与折射率分布初始相位参数有关而与波长无关的相位因子. 在此基础上进一步对计算非均匀 FBG 的传输矩阵法的相位进行了修正. 修正后的快速计算结果用于 FBG 法布里-珀罗腔透射谱的计算, 可反映折射率分布初始相位参数对透射峰波长位置的影响, 与 Rouard 算法及实验值均有较好的一致性.

关键词: 光纤 Bragg 光栅, 法布里-珀罗腔, 耦合模理论

PACC: 4280F, 4281D, 4281W

1. 引 言

光纤 Bragg 光栅 (FBG) 是一种将前向传播的导波模式耦合到后向传播的导波模式的光纤结构^[1]. 由于 FBG 具有高波长选择性能、易与光纤耦合、插入损耗低、抗电磁干扰、体积小、耐腐蚀等优点, 各种不同结构的 FBG 有源和无源器件不断涌现^[2,3]. 利用 FBG 的反射特性构造的法布里-珀罗腔 (F-P) 腔, 在通信和传感领域应用十分广泛. 一方面, 可以直接构成线腔光纤激光器^[4], 用作环腔光纤激光器的选频、调谐装置^[5], 抑制光纤激光器的模式跳变^[6]等; 另一方面, 可以广泛地应用于温度、应力、位移、振

动、磁场等物理量的测量^[7,8].

2. FBG F-P 腔理论模型

FBG F-P 腔结构如图 1 所示. 两个 FBG 间距为 L , 腔内损耗因子为 $\sqrt{\alpha}$, 传输常数为 β , 两端 FBG 的前向透射系数和反射系数分别为 t_1, r_1, t_2, r_2 , 反向透射系数和反射系数分别为 t'_1, r'_1, t'_2, r'_2 . 输入光复振幅为 A_{in} , 经 FBG F-P 腔透射和反射后的光复振幅分别为 A_{out}, B_{out} . 将最终的出射光看作腔内若干次反射后叠加的效果^[9]. 其中, 未经腔内反射直接透射的光复振幅为

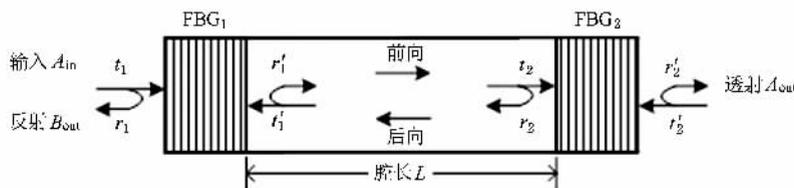


图 1 FBG F-P 腔示意图

* 国家自然科学基金 (批准号 60607001) 和北京交通大学校基金 (批准号 2006XZ010) 资助的课题.

[†] E-mail: verphia@gmail.com

$$A(0) = \sqrt{\alpha} t_1 t_2 \exp(i\beta L) A_{in} \tag{1}$$

经腔内 p 次来回反射后透射或反射出的光复振幅为

$$A(p) = \sqrt{\alpha} t_1 t_2 \exp(i\beta L) A_{in} \cdot (\alpha r'_1 r_2 \exp(i2\beta L))^p \tag{2}$$

于是,最终经 F-P 腔透射或反射的总的光复振幅为

$$A_{out} = \lim_{p \rightarrow \infty} \sum_0^p A(p) = \frac{\sqrt{\alpha} t_1 t_2 \exp(i\beta L)}{1 - \alpha r'_1 r_2 \exp(i2\beta L)} A_{in} \tag{3}$$

进而可求得 FBG F-P 腔的透射率

$$\tau = \left| \frac{A_{out}}{A_{in}} \right|^2 = \frac{A_{out}}{A_{in}} \left(\frac{A_{out}}{A_{in}} \right)^* = \frac{\alpha |t_1|^2 |t_2|^2}{1 + (\alpha |r'_1| |r_2|)^2 - 2\alpha |r'_1| |r_2| \cos(2\beta L + \varphi_{r'_1} + \varphi_{r_2})} \tag{4}$$

与一般的薄膜型 F-P 腔相比,FBG F-P 腔的透射率还受到 FBG 反射复振幅相位的影响,因此计算 FBG F-P 腔透射谱时,FBG 反射复振幅相位的准确性非常重要.

3. 相位修正的耦合模理论

常用的 FBG 计算方法包括耦合模理论^[1]、传输矩阵法^[1]以及 Rouard 算法^[10].耦合模理论可以对周期数较大的均匀 FBG 的反透射率给出解析解^[1].传输矩阵法是计算非均匀 FBG 的有效工具,主要思想是将非均匀 FBG 等效为一系列均匀 FBG 的级联,将 FBG 分成较少的层数(远小于 FBG 周期数)就可以快速计算非均匀 FBG,其理论基础仍为耦合模理论^[1].Rouard 算法将 FBG 看作多层膜叠合结构,以一个或半个光纤光栅周期或者更精细的结构厚度作为一层,通过循环迭代或传输矩阵相乘获得整个 FBG 的传输特性,理论上可以通过在一个 FBG 周期范围内不断增加分层精细度,准确计算任意长度任意折射率调制的 FBG,但是计算量非常庞大^[10].实际上,以半个 FBG 周期为一层,各层采用真实的反透射系数,就可以在相对较小的计算量下,获得基本准确的反射谱特性.但是,即使采用这种 Rouard 算法,由于分层数达到 FBG 周期数的 2 倍,计算量仍然大大超过耦合模理论及传输矩阵法^[1].因此,耦合模理论及传输矩阵法的计算准确性对于快速准确地研究各种由 FBG 构成的光纤器件特性具有重要意义.

3.1. 传统的耦合模理论计算 FBG 反射复振幅相位

分别按照 Rouard 算法和耦合模理论计算长为 8 mm 的光纤有效折射率 n_{eff}

1.447,光致有效折射率变化直流分量 $\overline{\delta n_{eff}} = 1.5 \times 10^{-4}$.Rouard 算法以半个 FBG 周期为一层,计算结果如图 2 所示,采用耦合模理论与采用 Rouard 算法计算的 FBG 反射复振幅相位结果明显不同.

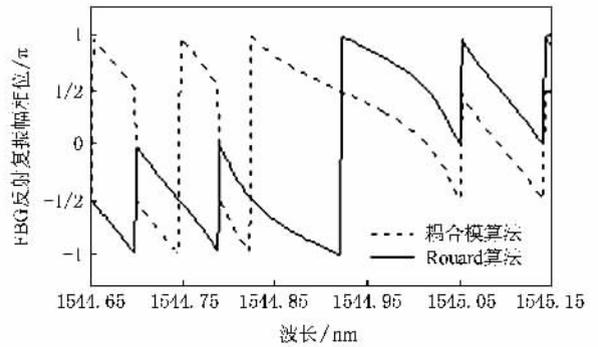


图 2 均匀 FBG 反射复振幅相位计算结果

这是因为,一方面,传统的耦合模理论^[1]设 FBG 导模的有效折射率增量分布为

$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}}(z) \{1 + v \cos[2\pi z/\Lambda + \varphi(z)]\} \tag{5}$$

(-L/2 ≤ z ≤ L/2)

其中, v 为 FBG 有效折射率增量交流系数, Λ 为 FBG 周期, $\varphi(z)$ 表示光栅啁啾.即假设 FBG 的有效折射率增量在整个光栅长度范围内偶对称分布,光栅中点为余弦分布的 0 相位.实际中,由于不同的光栅制作方法及曝光起始位置,FBG 的有效折射率增量分布可能相对标准偶对称余弦分布在纵向有一定偏移.另一方面,光纤中传输的导模可以表示为

$$E_j(x, y, z, t) = \sum_j [A_j(z) \exp(i\beta_j z) + B_j(z) \exp(-i\beta_j z)] \cdot e_{j\mu}(x, y) \exp(-i\omega t) \tag{6}$$

其中, $e_{j\mu}(x, y)$ 为 j 阶模式的横向分布, $A_j(z), B_j$

(z) 分别为沿 z 轴和 $-z$ 轴方向传播的 j 阶模式的缓变幅度, β_j 为传播常数. 为了耦合模方程的求解方便, 采用简明形式, 设 $R(z) = A(z) \exp(i\delta z - i\varphi/2)$, $S(z) = B(z) \exp(-i\delta z + i\varphi/2)$. 其中, 失谐因子 $\delta = \beta - \pi/\Lambda$, 对于均匀 FBG, $\varphi(z) = 0$. 在边界条件 $R(-L/2) = 1, S(L/2) = 0$ 下, 求得简明形式的反射复振幅系数 $\hat{\rho}$ 和透射复振幅系数 $\hat{\tau}$ 为

$$\hat{\rho} = S(-L/2)R(-L/2) \\ = -\kappa \sin(\gamma_B/L) [\hat{\sigma} \sin(\gamma_B L) + i\beta_B \cosh(\gamma_B L)], \quad (7)$$

$$\hat{\tau} = R(L/2)R(-L/2) \\ = i\lambda_B \Lambda [\hat{\sigma} \sin(\gamma_B L) + i\gamma_B \cosh(\gamma_B L)], \quad (8)$$

其中, 通用准直流自耦合系数 $\hat{\sigma} = \delta + \sigma - 1/2 d\varphi/dz$, σ 为准直流耦合系数, κ 为交流耦合系数, $\gamma_B = \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2}$. 通常认为, $|\hat{\rho}|^2$ 表示反射率, $|\hat{\tau}|^2$ 表示透射率, 而 $\hat{\rho}$ 和 $\hat{\tau}$ 的辐角表示反射及透射后的相位变化. 当仅考虑 FBG 的反透射率或不同波长的相对相位关系(即时延、色散特性)时, 这种简明形式可以得到准确结果. 但是计算 FBG F-P 腔透射谱需要 FBG 在各个波长反射复振幅相位的绝对大小, 采用简明形式的结果就不再满足要求.

3.2. 改进的耦合模理论计算 FBG 反射复振幅相位

根据以上分析, 对传统耦合模理论进行改进, 定义折射率分布初 φ_0 始相位描述 FBG 有效折射率分布增量纵向上的微小偏移. 于是 FBG 的效折射率增量分布修正为

$$\delta n_{\text{eff}}(z) = \overline{\delta n_{\text{eff}}(z)} \{1 + v \cos[2\pi z/\Lambda + \varphi_0 + \varphi(z)]\}, \quad (9) \\ (0 \leq z \leq L)$$

此时, $R(z) = A(z) \exp(i\delta z - i\varphi_0/2 - i\varphi(z)/2)$, $S(z) = B(z) \exp(-i\delta z + i\varphi_0/2 + i\varphi(z)/2)$. 用真实的横模缓变幅度 $A(z), B(z)$ 代替简明形式 $R(z), S(z)$, 并考虑纵向传播因子 $\exp(i\beta z), \exp(-i\beta z)$ 的影响, 求得反射和透射复振幅系数分别为

$$\rho = B(0)A(0) = \hat{\rho} \exp(-i\varphi_0), \quad (10) \\ \tau = (A(L) \exp(i\beta L))A(0) \\ = \hat{\tau} \exp(i(\beta - \delta)L)$$

$$= \hat{\tau} \exp(iL/\Lambda). \quad (11)$$

修正前后的耦合模理论计算反透射复振幅系数结果相差一个相位因子, 并且该相位因子与波长无关. 因此, 忽略这一相位因子对通常计算 FBG 反透射率及时延、色散特性等相对相位关系并无影响. 但是当需要反射复振幅相位的绝对大小时, 简明形式无法反应折射率分布初始相位对 FBG 的影响, 计算结果就会出现偏差. 采用相位修正的耦合模理论和 Rouard 算法分别计算 φ_0 为 $\pi/3, 2\pi/3, \pi$, 其他参数同上的 FBG 反射复振幅相位. 为了准确表示折射率分布初始相位的影响, Rouard 算法采用更精细的分层, 以 $\Lambda/40$ 为一层. 计算结果如图 3 所示. 此时二者计算结果基本吻合.

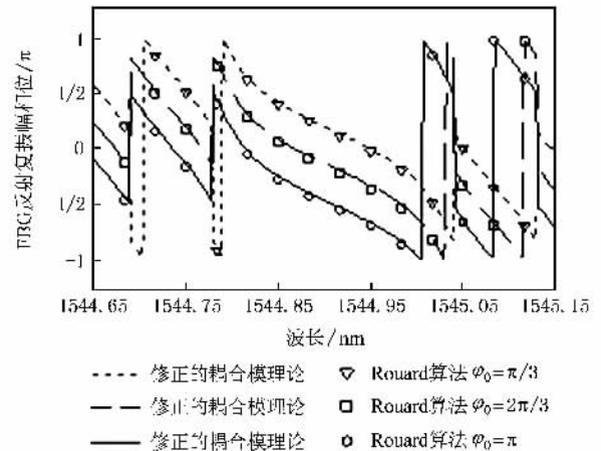


图3 不同折射率分布初始相位的均匀 FBG 反射复振幅相位计算结果

3.3. 相位修正的传输矩阵法

耦合模理论可以对均匀 FBG 给出解析解. 实际中由于各种特性的需要, 往往还会使用切趾、啁啾、取样、倾斜等各种非均匀 FBG. 传输矩阵法以耦合模理论为基础, 将非均匀 FBG 等效为一系列均匀 FBG 的级联, 整个 FBG 的传输矩阵为各段均匀 FBG 传输矩阵之积, 可以快速求解各种非均匀 FBG^[1]. 设长度为 dz ($dz \gg \Lambda$) 的均匀 FBG, 传统的传输矩阵为

$$\hat{P}_{dz} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{\gamma_B} \begin{bmatrix} \gamma_B \cosh(\gamma_B dz) - i\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B dz) & -i\kappa \sinh(\gamma_B dz) \\ i\kappa \sinh(\gamma_B dz) & \gamma_B \cosh(\gamma_B dz) + i\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B dz) \end{bmatrix}. \quad (12)$$

下面采用相位修正的耦合模理论对传输矩阵进行相位修正. 设这一小段均匀 FBG 折射率分布初始相位为 φ_0 , 则其反向的折射率分布初始相位为 $-i\varphi_0 - idz2\pi/\Lambda$. 根据相位修正的耦合模理论, 可求得正反方向的反透射复振幅系数分别为

$$\begin{aligned}\rho_{dz} &= \hat{\rho}_{dz} \exp(-i\varphi_0), \\ \tau_{dz} &= \hat{\tau}_{dz} \exp(idz\tau/\Lambda), \\ \rho_{-dz} &= \hat{\rho}_{dz} \exp(i\varphi_0 + idz2\pi/\Lambda), \\ \tau_{-dz} &= \hat{\tau}_{dz} \exp(idz\pi/\Lambda).\end{aligned}$$

$$P_{dz} = \begin{bmatrix} a_{11} \exp(-i\pi dz/\Lambda) & a_{12} \exp(i\varphi_0 + i\pi dz/\Lambda) \\ a_{21} \exp(-i\varphi_0 - i\pi dz/\Lambda) & a_{22} \exp(i\pi dz/\Lambda) \end{bmatrix}. \quad (16)$$

当 $dz = k\Lambda$ (k 为整数), 且折射率分布初始相位 $\varphi_0 = 0$ 或 π 时, 修正后的传输矩阵与传统传输矩阵各元素同相或反相, 反射复振幅相位求解结果一致. 可见传统矩阵传输法仅是在 $dz = k\Lambda$ (k 为整数) 以及 $\varphi_0 = 0$ 或 π 条件下的特例, 因为在这一条件下, 各段均匀 FBG 的折射率分布均为标准的偶对称余弦形式, 且折射率分布初始相位全部相等. 同耦合模理论, 修正前后的传输矩阵各项仅相差与波长无关的相位因子. 分别采用修正前后的传输矩阵法与

其中

$$\hat{\rho}_{dz} = -\kappa \sinh(\gamma_B dz) \mathcal{K}[\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B dz) + i\gamma_B \cosh(\gamma_B dz)], \quad (13)$$

$$\hat{\tau}_{dz} = i\gamma_B [\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B dz) + i\gamma_B \cosh(\gamma_B dz)]. \quad (14)$$

根据 FBG 正反向传输的对称性有

$$\begin{bmatrix} 1 \\ \rho_{dz} \end{bmatrix} = P_{dz} \begin{bmatrix} \tau_{dz} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{-dz} \end{bmatrix} = P_{dz} \begin{bmatrix} \rho_{-dz} \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (15)$$

其中, P_{dz} 为修正后的传输矩阵, 求解该矩阵方程可得

Rouard 算法计算长度约 16 mm, $\varphi_0 = \pi$ 的线性啁啾 FBG 的反射特性, 反射谱及反射复振幅相位计算结果分别如图 4(a) 和 (b) 所示. 修正前后计算啁啾 FBG 反射谱的结果不变, 与 Rouard 算法一致. 但是修正前计算啁啾 FBG 反射复振幅相位的结果与 Rouard 算法有较大偏差, 而修正后考虑了 φ_0 的影响, 计算结果与 Rouard 算法一致. 可见, 相位修正的传输矩阵法可以快速准确的求解非均匀 FBG 的反透射复振幅系数相位.

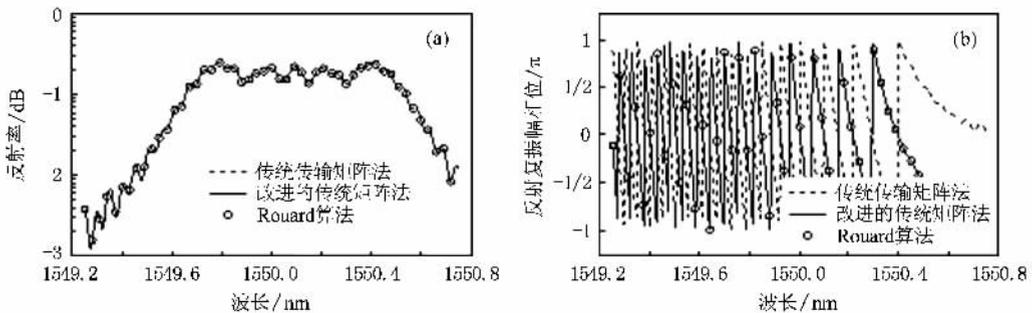


图 4 啁啾 FBG 反射特性计算结果 (a) 反射率 (b) 反射复振幅相位

4. FBG F-P 腔透射特性的计算

简单地, 设构成 F-P 腔的两个 FBG 完全相同. 采用相位修正的耦合模理论计算折射率分布初始相位分别为 $\pi/3$, $2\pi/3$, π , 其他参数同上的均匀 FBG F-P 腔透射谱, FBG 初始相位位置位于 F-P 腔内侧, 且间距为 20 mm, 计算结果如图 5 所示. 不同的折射率分

布初始相位使 FBG F-P 腔透射峰的波长位置发生偏移. 而改进前标准偶对称余弦折射率分布的 FBG 无法反映不同折射率分布初始相位对 F-P 腔透射峰波长位置的影响.

FBG F-P 腔用于光纤激光器时, 往往需要单纵模输出. 对于 FBG F-P, 相邻谐振峰之间的间隔 $\Delta\lambda$ 满足^[11]

$$4\pi n_{\text{eff}} L \Delta\lambda / \lambda^2 + 2 |\varphi_r(\lambda + \Delta\lambda) - \varphi_r(\lambda)| = 2\pi, \quad (17)$$

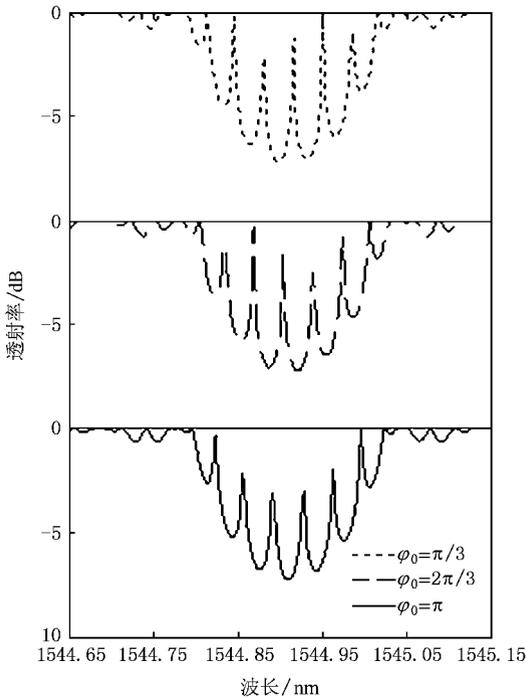


图 5 不同折射率分布初始相位的 FBG F-P 腔透射谱计算结果

通常地,当谱线间隔 $\Delta\lambda$ 大于 FBG 的 3 dB 带宽的一半时,可以认为 FBG F-P 实现单模运转^[11].为使谐振峰恰好位于 FBG 反射峰中心,腔长应满足^[11]

$$L = (m - 0.5) \left(1 + \frac{\delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}} \right) \Lambda, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (18)$$

根据(17)和(18)式,计算由长度为 8 mm, 光纤有效折射率 $n_{\text{eff}} = 1.447$, 光致有效折射率变化直流分量 $\delta n_{\text{eff}} = 1.0 \times 10^{-4}$, 折射率分布初始相位 $\varphi_0 = \pi$ 的一对 FBG 构成的 F-P 腔. 同样令 FBG 初始相位位置位于 F-P 腔内侧, 当间距 L 约 1 mm, $m = 1874$ 时, 可在腔长尽可能较长的前提下实现单模运转, 并且单模谐振峰恰好位于 FBG 反射峰中心. 改进前偶对称余弦折射率分布的 FBG 在当前参数下相当于 $\varphi_0 = 0.56\pi$, 计算 F-P 透射峰的位置相对 FBG 反射峰中心发生了偏移, 与理论预期偏差较大, 如图 6 所示. 而改进后的耦合模理论计算结果与预期一致.

5. 实验结果

实验中采用 KrF 准分子激光器 248 nm 紫外光对氢载 Corning 光纤曝光, 光纤有效折射率为 1.447, 采用相位掩膜法制作均匀 FBG F-P 腔. 通过程序精确控制扫描平台移动距离, 精度可达 $0.1 \mu\text{m}$.

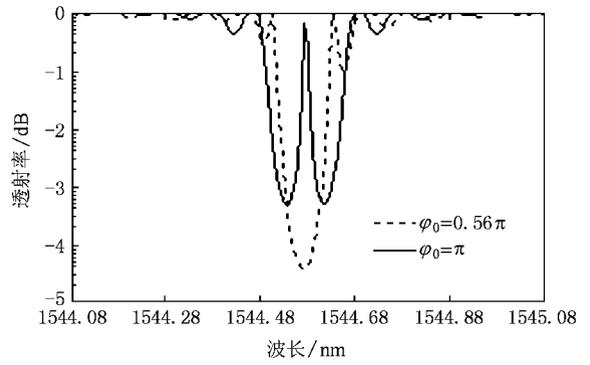


图 6 单纵模 FBG F-P 腔透射谱计算结果 (FBG 间距 $L \approx 1 \text{ mm}$)

鉴于折射率分布初始相位精度实际控制的难度, 仅制作了较易实现的 $\varphi_0 = \pi$ 的 FBG F-P 腔. 调整移动平台, 使曝光从掩膜起始位置开始, 光栅起点折射率分布初始相位 $\varphi_0 = \pi$. 制作参数同上的 FBG F-P 腔, 即 FBG 长度为 8 mm, 曝光时间约 45 s, 初始相位位置面向腔内侧且间距为 20 mm, 以及 FBG 长度为 8 mm, 初始相位位置面向腔内侧且间距约 1 mm, $m = 1874$, 曝光时间约 1 min 的 FBG F-P 腔. 在光谱仪上观察的结果如图 7 和 8 所示. 由于实验过程中不可避免的损耗、光路的严格精确性问题以及光谱仪扫描精度和宽带光源相干性^[12]限制, 在光谱仪上实际观察到的 FBG F-P 腔关于中心波长的对称性有所降低, 并且直接观察到的谐振峰远不如理论计算的尖锐. 但是, 与改进前不考虑折射率分布初始相位的耦合模理论相比, 实验中谐振峰的位置与改进后耦合模理论的计算结果更接近. 修正前, 间距 $L = 20 \text{ mm}$ 的 F-P 腔透射峰波长计算结果相对实验结果的平均误差约 0.0113 nm , 对于透射峰平均波长间隔约 0.032 nm 的 F-P 腔, 相当于几乎反相, 而修正后的平均计算误差降低到 0.006 nm ; 间距 $L = 1 \text{ mm}$ 的 F-P 腔修正前计算带宽内有两个关于 FBG 中心波长几

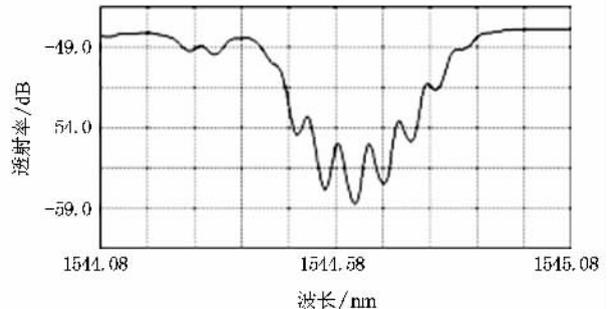


图 7 FBG F-P 腔透射谱实验结果 (FBG 间距 $L = 20 \text{ mm}$)

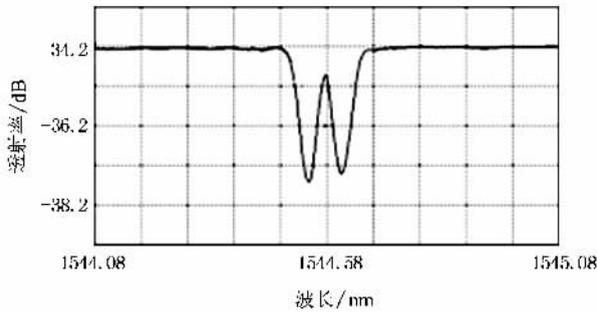


图 8 单纵模 FBG F-P 腔透射谱实验结果(FBG 间距 $L \approx 1$ mm)

乎对称的透射峰,与实验的单峰结果有明显偏差,而修正后计算得到单透射峰与实验结果一致,且误差仅 0.004 nm.可见,改进后的耦合模理论可以更准确的计算 FBG F-P 腔的特性.

6. 结 论

本文对 FBG F-P 腔透射特性的理论模型进行了深入研究.基于 FBG F-P 腔对 FBG 反射复振幅相移的严格要求,引入折射率分布初始相位参数,采用真实的反透射系数代替简明形式的反透射系数,对计算均匀 FBG 的耦合模理论的相位误差进行了修正,修正后的结果与 Rouard 算法计算结果一致.在此基础上进一步修正了计算非均匀 FBG 的传输矩阵法的相位.修正后的耦合模理论增加了相位因子,用于快速计算 FBG F-P 腔透射谱,可反映出折射率分布初始相位对 FBG F-P 腔透射峰位置的影响,并与实验结果一致.为进一步快速准确研究 FBG F-P 腔的各种特性提供了理论基础.

- [1] Erdogan T 1997 *J. Lightwave Tech.* **15** 1277
- [2] Tan Z W, Cao J H, Chen Y, Liu Y, Ning T G, Jian S S 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 274 (in Chinese) [谭中伟、曹继红、陈 勇、刘 艳、宁提纲、简水生 2007 物理学报 **56** 274]
- [3] Fu S G, Fan W D, Zhang Q, Wang Z, Li L J, Zhang C S, Yuan S Z, Dong X Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4262 (in Chinese) [服圣贵、范万德、张 强、王 志、李丽君、张春书、袁树忠、董孝义 2004 物理学报 **53** 4262]
- [4] Spiegelberg C, Geng J, Hu Y, Kaneda Y, Jiang S, Peyghambarian N 2004 *Lightwave Tech.* **22** 57
- [5] Lü C G, Wang Z Y, Yun B F, Cui Y P 2005 *Chin. Opt. Lett.* **3** 212
- [6] Ball G A, Morey W W 1994 *Opt. Lett.* **23** 1979
- [7] Rao Y J, Zhou C X, Ran C L, Zhu T, Chen R R 2006 *Chin. J. Lasers* **33** 631 (in Chinese) [饶云江、周昌学、冉曾令、朱 涛、陈容睿 2006 中国激光 **33** 631]
- [8] Jiang J F, Liu T G, Zhang Y M, Liu L N, Zha Y, Zhang F, Wang Y X, Long P 2005 *Opt. Lett.* **30** 604
- [9] Born M, Wolf E 1975 *Principles of Optics* (Beijing: Science Press) p422 (in Chinese) [Born M, Wolf E 1975 光学原理(北京:科学出版社)第 422 页]
- [10] Weller-Brophy L A, Hall D G 1985 *J. Opt. Soc. Am. A* **2** 863
- [11] Lü C G, Cui Y P, Wang Z Y, Yun B F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 145 (in Chinese) [吕昌贵、崔一平、王著元、恽斌峰 2004 物理学报 **53** 145]
- [12] Ohtsuka Y 1982 *Appl. Opt.* **21** 432

Phase-modified coupled mode theory for calculation of fiber Bragg grating Fabry-Perot cavity transmission spectrum^{*}

Wang Yan-Hua[†] Ren Wen-Hua Liu Yan Tan Zhong-Wei Jian Shui-Sheng

(Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Telecommunication Network of Ministry of Education , Institute of Lightwave Technology , Beijing Jiaotong University , Beijing 100044 , China)

(Received 15 December 2007 ; revised manuscript received 30 March 2008)

Abstract

Based on the influence of reflection phase of fibre Bragg grating on the transmission spectrum of fibre Bragg grating (FBG) Fabry-Perot cavity , the reason for the error of traditional coupled mode theory when calculating the reflection phase of uniform FBG is analyzed. A parameter of initial phase of effective index distribution is introduced to describe the slight offset of the index distribution of FBG in the longitudinal direction , and the real reflection and transmission coefficients are substituted for the simplified coefficients to modify the traditional coupled mode theory by introducing a phase factor , which is related with the initial phase of effective index distribution and independent of wavelength. The phase of transfer matrix method for nonuniform FBG is further modified. The modified fast calculation results are used to calculate the transmission spectrum of FBG F-P cavity and show the influence of initial phase of effective index distribution on the wavelength offset of FBG Fabry-Perot cavity transmission peaks. The results agree with those of Rouard method and experimental values.

Keywords : fiber Bragg grating (FBG) , Fabry-Perot cavity , coupled mode theory

PACC : 4280F , 4281D , 4281W

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60607001) and the Foundation of Beijing Jiaotong University , China (Grant No. 2006XZ010).

[†] E-mail : verphia@gmail.com