

文章编号 : 0253-2239(2001)10-1165-06

双重光纤布拉格光栅的耦合理论分析*

鲍吉龙¹⁾²⁾ 章献民¹⁾ 陈抗生¹⁾ 周 文¹⁾

(1) 浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310027)
(2), 河海大学常州分校, 常州 213022

摘要: 双重光纤布拉格光栅无论是在通信领域还是在传感领域都有着重要的应用价值。在分析双重光纤光栅折射率扰动特征的基础上, 得出了它的耦合方程, 并采用数值计算方法, 对它的光谱特性及影响光谱特性的因素进行了系统的分析, 重点讨论了两个光栅的关联特性。所用的分析方法和得到的结果对双重光纤光栅的制作和应用具有参考价值。

关键词: 双重光栅; 布拉格光栅; 耦合模理论

中图分类号: TN253 文献标识码: A

1 引 言

光纤光栅是通过在光纤中某段几毫米或几厘米的长度内由紫外线曝光形成纤芯折射率周期性的微小变化而形成。最近几年来, 随着光栅制作技术的日益成熟, 光纤光栅在光纤通信和传感器领域得到了广泛应用, 成为这两个领域内的重要器件。在光纤通信方面, 光纤光栅可构成分布反馈激光器^[1]、光波分复用器^[2]、色散补偿器^[3]、滤波器^[4]等关键器件; 在光纤传感方面, 光纤光栅传感器由于它内在的诸多优点^[4], 而在许多领域显示出了十分诱人的应用前景, 例如, 在水电大坝、桥梁、高速公路、压力罐等结构的实时监控中^[5], 光纤光栅传感器作为多参数准分布传感系统, 将发挥越来越重要的作用。

在光纤光栅传感器应用中, 光栅传感器对环境温度和应力的交叉敏感性是其走向实用化的主要困难, 为此, 人们提出了各种方案, 试图鉴别温度变化和应力变化引起的布拉格波长位移^[6], 其中比较理想的是双重光纤光栅传感器的方案^[7], 其主要原理是利用不同光栅具有不同的温度和应变系数, 根据所测得的两个光栅的布拉格波长位移, 可分别求得产生这种位移的温度和应力变化。双重光纤光栅不仅在传感领域非常有用, 在通信方面, 它也可以构成一些非常有用的器件, 例如波分复用器件。

双重光纤光栅的耦合模理论分析比较复杂, 需要求解一个复杂的二阶常微分方程或一阶常微分方

程组, 且无解析解。因此, 到目前为止, 尚未见对它进行系统的理论分析的报道。我们曾用矩阵分析方法对双重光纤光栅的光谱特性进行了初步分析^[8], 这种方法虽然简单, 但近似性较大, 且无法精确讨论双光栅之间的相关特性。本文在分析双重光纤光栅折射率扰动特征的基础上, 从耦合模理论出发, 得出了它的耦合方程, 并采用龙格-库塔(Runge-Kutta)计算方法, 对它的光谱特性及影响光谱特性的因素进行了系统的数值分析, 重点讨论了两个光栅的关联特性。本文得到的结果对双重光纤光栅的制作和应用具有参考价值。

2 理论分析

2.1 任意折射率分布光纤的耦合方程

根据介质光波导理论, 介质光波导的导模和辐射模构成正交完备组, 任意折射率分布 $n(x, y, z)$ 光纤中的电磁场解可按理想波导的简正模展开。则任意折射率分布 $n(x, y, z)$ 光纤中的横向电场可表示为^[9]

$$E_t(x, y, z, t) = \sum_m [A_m(z)e^{-i\beta_m z} + B_m(z)e^{i\beta_m z}] \times e_m(x, y) e^{-i\omega t} \quad (1)$$

式中 $A_m(z)$ 、 $B_m(z)$ 分别为沿 $+z$ 和 $-z$ 方向传播的第 m 个模的慢变化振幅(为了简化表述, 分别用 A_m 、 B_m 来代替这两个量), $e_m(x, y)$ 表示横向场分布, β_m 为第 m 个模式的传播常数。根据麦克斯韦方程组, 可得到任意折射率分布 $n(x, y, z)$ 光纤中的

* 教育部科技研究重点项目(99066)资助课题。

收稿日期: 1999-12-02; 收到修改稿日期: 2000-08-04

耦合方程组：

$$\frac{dA_m}{dz} = -i \sum_l \{ A_l (K_{ml}^t + K_{ml}^z) e^{(\beta_m - \beta_l)z} + B_l (K_{ml}^t - K_{ml}^z) e^{(\beta_m + \beta_l)z} \}, \quad (2a)$$

$$\frac{dB_m}{dz} = i \sum_l \{ A_l (K_{ml}^t - K_{ml}^z) e^{-(\beta_m + \beta_l)z} + B_l (K_{ml}^t + K_{ml}^z) e^{-(\beta_m - \beta_l)z} \}, \quad (2b)$$

这里 $K_{ml}^t(z)$ 和 K_{ml}^z 分别是模式 m 和 l 之间的横向和纵向耦合系数, 其中横向耦合系数定义为

$$K_{ml}^t(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta \epsilon(x, y, z) e_{m_t}(x, y) \cdot e_{l_t}^*(x, y) dx dy \quad (3)$$

其中 $\Delta \epsilon$ 是介电常数的扰动。在浅调制情况下(一般光栅对纤芯有效模式折射率的调制在 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 量级, 所以这一条件总是满足的), 则有 $\delta n \ll n$, 此时 $\Delta \epsilon \approx 2n \delta n$, 其中 n 为折射率。假设光纤折射率仅随 z 变化, 在横截面上是均匀的, 则导模有效折射率的扰动可简单地表示为

$$\delta n_{\text{eff}} = \overline{\delta n_{\text{eff}}} \left[1 + \nu \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi\right) \right], \quad (4)$$

其中 $\overline{\delta n_{\text{eff}}}$ 为整个光栅周期内折射率空间变化的平均值, ν 为折射率调制系数, ϕ 为初始相位, Λ 为光栅的空间周期。对于光纤中存在的各种模式, 一般情况下纵向耦合系数远小于横向耦合系数, 即 $K_{ml}^z \ll K_{ml}^t(z)$, 因此可以忽略。从而, 耦合模方程变为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_m}{dz} &= -i \sum_l \{ A_l K_{ml}^t \exp[i(\beta_m - \beta_l)z] + B_l K_{ml}^t \exp[i(\beta_m + \beta_l)z] \} \\ \frac{dB_m}{dz} &= i \sum_l \{ A_l K_{ml}^t \exp[-i(\beta_m + \beta_l)z] + B_l K_{ml}^t \exp[-i(\beta_m - \beta_l)z] \} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

从以上讨论可以看出, 耦合模方程(5)适合于任意的折射率扰动。

2.2 双重光纤光栅的耦合理论分析

所谓双重光纤光栅, 是在光纤同一位置经两次紫外曝光写入两个不同布拉格反射波长的光栅, 也就是在光纤的同一位置上存在两个不同周期或不同布拉格反射波长的光栅。很自然, 在这种情况下光栅的反射特性和透射特性均会出现新的特点。下面我们利用耦合模理论对其进行分析。

设在长度为 L 的光纤上写入的两个光栅对纤芯有效模式折射率的调制均为浅调制, 则两个光栅对纤芯折射率调制的综合效应可认为是两个光栅单

独调制函数的线性叠加, 由(4)式, 有

$$\delta n_{1\text{eff}}(z) = \overline{\delta n_{1\text{eff}}} \left[1 + \nu_1 \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_1} z + \phi_1\right) \right] \quad (6a)$$

$$\delta n_{2\text{eff}}(z) = \overline{\delta n_{2\text{eff}}} \left[1 + \nu_2 \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_2} z + \phi_2\right) \right] \quad (6b)$$

$$\delta n_{\text{eff}}(z) = \delta n_{1\text{eff}}(z) + \delta n_{2\text{eff}}(z), \quad (7)$$

这里 $\overline{\delta n_{1\text{eff}}}$ 、 $\overline{\delta n_{2\text{eff}}}$ 分别为两个光栅独立存在时折射率在一个光栅周期内的平均值, 也即折射率调制的直流成份, Λ_1 、 Λ_2 分别为两个光栅的周期, ν_1 、 ν_2 为折射率调制系数, ϕ_1 、 ϕ_2 分别为两个光栅的初始相位。

把(7)式代入(3)式, 并设

$$\sigma_{1ml}(z) = \frac{\omega}{2} n \overline{\delta n_{1\text{eff}}} \iint_{\text{core}} e_{m_t}(x, y) \cdot e_{l_t}^*(x, y) dx dy, \quad (8)$$

$$\sigma_{2ml}(z) = \frac{\omega}{2} n \overline{\delta n_{2\text{eff}}} \iint_{\text{core}} e_{m_t}(x, y) \cdot e_{l_t}^*(x, y) dx dy, \quad (9)$$

$$\kappa_{1ml}(z) = (\nu_1/2) \sigma_{1ml}(z), \quad (10)$$

$$\kappa_{2ml}(z) = (\nu_2/2) \sigma_{2ml}(z), \quad (11)$$

则可得

$$K_{ml}^t(z) = \sigma_{1ml}(z) + \sigma_{2ml}(z) + 2\kappa_{1ml}(z) \cos[(2\pi/\Lambda_1)z + \phi_1] + 2\kappa_{2ml}(z) \cos[(2\pi/\Lambda_2)z + \phi_2]. \quad (12)$$

考虑在布拉格光栅中, 光栅与传输信号之间的主要相互作用是把振幅为 $A(z)$ 的前向传输模式耦合进入相同传播常数的振幅为 $B(z)$ 的后向传输模式, 即方程(5)等式右边的项只保留 $l = m$ 的项, 则耦合方程(5)可简化为

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= -[A(z)K'(z) + B(z)K'(z)] \exp[i2\beta z], \\ \frac{dB}{dz} &= [A(z)K'(z) \exp(-i2\beta z) + B(z)K'(z)], \end{aligned} \quad (13)$$

这里, 为表述方便起见, 把 A_m 、 B_m 的下标去掉了。式中

$$\begin{aligned} K^t &= K_{ml}^t(z) \Big|_{m=l} = \sigma_1(z) + \sigma_2(z) + 2\kappa_1(z) \cos[(2\pi/\Lambda_1)z + \phi_1] + 2\kappa_2(z) \cos[(2\pi/\Lambda_2)z + \phi_2] = \sigma(z) + 2\kappa_1(z) \cos[(2\pi/\Lambda_1)z + \phi_1] + 2\kappa_2(z) \cos[(2\pi/\Lambda_2)z + \phi_2]. \end{aligned} \quad (14)$$

从(8)(9)式可以看出, 若两个光栅的平均折射率扰动 $\overline{\delta n_{1\text{eff}}}$ 、 $\overline{\delta n_{2\text{eff}}}$ 不随 z 变化, 则(14)式中的 σ 、 κ_1 、 κ_2 均为与 z 无关的常数。把(14)式代入耦合方程

(13) ,并考虑到方程中随 z 快速振荡的项对模式振幅贡献不大 ,故略去方程中出现的快速振荡项 ,有

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= -i\sigma A - iB \{ \kappa_1 \exp[(2\delta_1 z - \phi_1)] + \kappa_2 \exp[(2\delta_2 z - \phi_2)] \}, \\ \frac{dB}{dz} &= i\sigma B + iA \{ \kappa_1 \exp[- (2\delta_1 z - \phi_1)] + \kappa_2 \exp[- (2\delta_2 z - \phi_2)] \}, \end{aligned} \right\} (15)$$

其中 $\delta_1 = \beta - \beta_{1B}$, $\delta_2 = \beta - \beta_{2B}$, $\beta_{1B} = \pi/\Lambda_1$, $\beta_{2B} = \pi/\Lambda_2$ 分别为两个光栅的布拉格传播常数 , β 为光纤中传输模式的传播常数。

方程 (15) 即为双重光纤光栅的耦合模方程 ,它适于分析任意波长组合的两个余弦折射率调制光纤布拉格光栅的光谱特性或传输特性。方程 (15) 虽然略去了快速振荡项 ,但要得到它的解析表达式仍然十分困难 ,我们将采用数值求解的方法对它进行求解 ,并分析光栅的光谱特性。

3 双光栅的关联特性

在光纤的同一位置上写入多个光栅时 ,光栅之间的关联特性将影响光栅的光谱特性 ,是必须考虑的重要特性。

考虑单模光纤的情况。为了说明问题 ,设

$$\overline{\delta n_{1\text{eff}}} = \overline{\delta n_{2\text{eff}}} = \overline{\delta n_{\text{eff}}} , (16)$$

$$\nu_1 = \nu_2 = \nu , (17)$$

单模光纤的情况下 , σ 、 κ_1 和 κ_2 的关系为^[9]

$$\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa = (\pi\nu/\lambda) \overline{\delta n_{\text{eff}}} , (18)$$

$$\sigma = (4\pi/\lambda) \overline{\delta n_{\text{eff}}} . (19)$$

设 $\Lambda_1 = \Lambda$, $\Lambda_2 - \Lambda_1 = \Delta\Lambda$, $\phi_1 = 0$, $\phi_2 - \phi_1 = \Delta\phi$, 则有

$$\Lambda_2 = \Lambda_1 + \Delta\Lambda = \Lambda + \Delta\Lambda , \quad \phi_2 = \Delta\phi ,$$

从而双光栅耦合方程 (15) 经过整理可简化为

$$\frac{dA}{dz} = -i\sigma A - i2B\kappa \cos\left(\pi \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda^2} z - \frac{\Delta\phi}{2} \right) \times \exp\left[- \left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \frac{\Delta\phi}{2} \right) \right] \exp(i2\beta z) , (20a)$$

$$\frac{dB}{dz} = i\sigma B + i2B\kappa \cos\left(\pi \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda^2} z - \frac{\Delta\phi}{2} \right) \times \exp\left[i \left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \frac{\Delta\phi}{2} \right) \right] \exp(-i2\beta z) . (20b)$$

根据上述耦合方程的形式可以看出 ,两个光栅间的周期差 $\Delta\Lambda$ 和初相位差 $\Delta\phi$ 是影响光栅传输特性的关键光栅关联参数。因此 ,我们在方程 (20) 的基础上 ,来讨论双光栅之间的关联特性。

3.1 初相位差 $\Delta\phi = 0$

我们首先来考虑初相位差 $\Delta\phi = 0$ 时 ,双光栅之间的关联特性。根据 (20) 式 ,若 $\Delta\phi = 0$,则当 $\pi(\Delta\Lambda/\Lambda^2) \approx 0$ 时 ,有 $\cos(\pi\Delta\Lambda z/\Lambda^2) \approx 1$,上述方程将退化为单光栅的耦合方程 ,由单光栅的光谱特性可知 ,此时双光栅的反射光谱中只有一个反射峰。因此 ,当光栅的长度为 L 时 ,若两个光栅间的周期差 $\Delta\Lambda$ 和光栅长度 L 满足条件

$$\Delta\Lambda \cdot L \ll \Lambda^2/\pi , (21)$$

则双光栅的反射光谱中仅出现一个波长的单反射峰。反之 ,若周期差 $\Delta\Lambda$ 和光栅长度 L 满足

$$\Delta\Lambda \cdot L \gg \Lambda^2/\pi , (22)$$

则耦合方程 (20) 与单光栅的耦合方程有显著的不同 ,此时的双光栅反射光谱可证明是两个单一光栅反射特性的线性叠加。

上述现象的物理机理是因为在一定的光栅长度下 ,当两个光栅的周期差 $\Delta\Lambda$ 足够小时 ,两光栅重度关联 ,各自的反射光谱将充分交叠 ,干涉叠加的结果使反射光谱中只出现一个反射峰。同样 ,若两个光栅的周期差 $\Delta\Lambda$ 一定 ,由于随着光栅长度逐渐变小 ,两个光栅反射峰的带宽将逐渐增加 ,因此对于足够小的光栅长度 ,反射光谱将充分交叠 ,干涉叠加的结果也将使反射光谱中只出现一个反射峰。图 1 说明了双光栅重度关联时 ,在周期差 $\Delta\Lambda$ 一定时 ,双光栅的反射光谱 ,图中所取参数为 $\Delta\Lambda = 0.17 \text{ nm}$, $\Delta\phi = 0$, $\nu \overline{\delta n_{\text{eff}}} = 8 \times 10^{-4}$, L 的取值使 (21) 式得到满足。

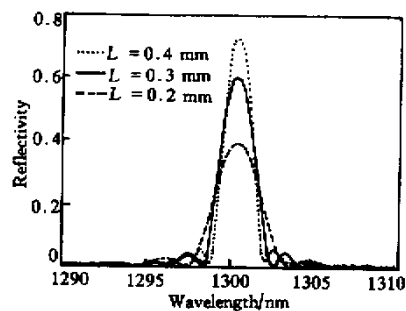


Fig. 1 Reflection spectra of dual overwritten fiber Bragg grating when $\Delta\Lambda \cdot L \ll \Lambda^2/\pi$

反之 ,若在一定的光栅长度下 ,两个光栅的周期差 $\Delta\Lambda$ 足够大 ,各自的反射光谱无交叠部分 ;或者 ,两个光栅的周期差 $\Delta\Lambda$ 一定 ,但光栅长度足够大 ,两个反射峰的带宽非常小 ,反射光谱无交叠 ,从而两光栅互不关联 ,没有干涉现象 ,结果是在两光栅的标称布拉格波长处出现两个反射峰。在这种情况下 ,可以认为两个光栅是相互独立的 ,如图 2 所示。

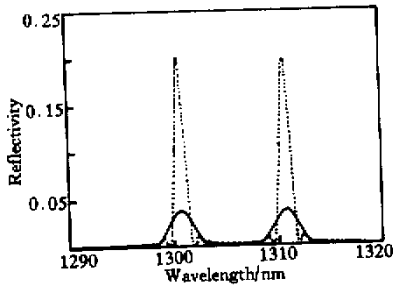


Fig. 2 Reflection spectra of dual overwritten fiber Bragg grating, when $L = 0.2$ mm (solid line) and $L = 0.5$ mm (dashed line)

介于上述两种极端情况,当两个光栅间的周期差 $\Delta\Lambda$ 和光栅长度 L 的积接近于 Λ^2/π 时,两个光栅反射光谱将出现部分交叠,即两个光栅部分关联,这时的反射光谱将是两个光栅部分干涉叠加的结果。由于部分干涉叠加作用的存在,使得双光栅的反射光谱不再是单反射峰或纯粹的双反射峰,而是在两个主反射峰的中间出现了一个一定幅度的透射峰,在两个光栅的周期差 $\Delta\Lambda$ 一定情况下,随着光栅长度逐渐由小变大,反射光谱交叠减少,透射峰的幅度逐渐增加。当光栅长度一定,周期差 $\Delta\Lambda$ 逐渐增加时,这种情况会同样出现。因此,在两个光栅间的周期差 $\Delta\Lambda$ 和光栅长度 L 的积接近于 Λ^2/π 的情况下,当周期差 $\Delta\Lambda$ 和光栅长度 L 变化时,双光栅反射光谱的形状会有显著的变化。图3显示了周期差 $\Delta\Lambda$ 一定,光栅长度 L 变化时,双光栅反射光谱的干涉叠加情况,图中所取参数为 $\Delta\phi = 0$, $\Delta\Lambda = 0.52$ nm, $\nu \overline{\delta n_{\text{eff}}} = 2 \times 10^{-4}$, L 的取值使其与 $\Delta\Lambda$ 的积接近 Λ^2/π_0 。

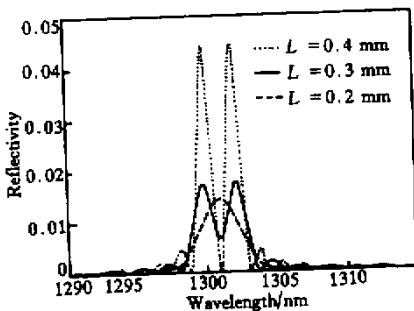


Fig. 3 Reflection spectra of dual overwritten fiber Bragg grating with small grating length

3.2 初相位差 $\Delta\phi \neq 0$

双光栅在制作时会不可避免地在两个光栅之间引入初相位差,因此,一般情况下两个光栅间的初相位差 $\Delta\phi \neq 0$ 。参照 $\Delta\phi = 0$ 的情况,分三种情况讨论。

首先,从前面的讨论可知,若两个光栅间的周期

差 $\Delta\Lambda$ 和光栅长度 L 满足(22)式给定的条件,则两个光栅可认为是相互独立的,反射光谱中的两个反射峰互不重叠,没有干涉现象,此时,反射光谱对两个光栅间的初相位差不敏感,如图4所示。

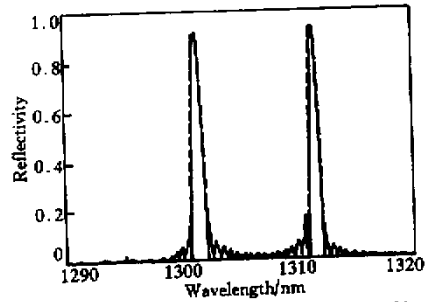


Fig. 4 Reflection spectra of dual overwritten fiber Bragg grating with $\Delta\phi = \pi/2$ (solid line) and (dashed line)

其次,在周期差 $\Delta\Lambda$ 和光栅长度 L 满足(21)式的情况下,两光栅的反射光谱将充分交叠,此时从表面上看,当两个光栅间的相位差变化时,尤其是变化 π 相位时,双光栅的反射光谱应出现由于干涉引起的透射峰,且其透射峰随相位差变化而变化,但仿真结果表明,这种现象并未出现,而仅是单反射峰的峰值大小发生变化,如图5所示。

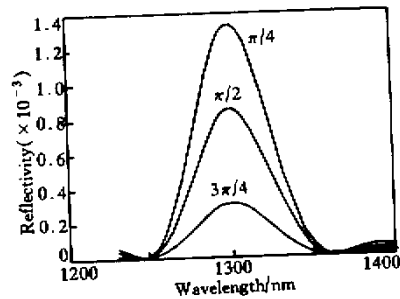


Fig. 5 Reflection spectra with different primary phase difference for strong correlated dual overwritten fiber Bragg grating

图5的参数取为: $L = 0.01$ mm, $\Delta\Lambda = 1.03$ nm, $\nu \overline{\delta n_{\text{eff}}} = 8 \times 10^{-4}$ 。这是因为双光栅的物理结构与传统的相移光栅有显著的不同,因此不能用传统相移光栅的概念去理解它,根据(7)、(20)、(21)式,在双光栅写入部位,其总的折射率变化为

$$\nu \overline{\delta n_{\text{eff}}}(z) = 2 \overline{\delta n_{\text{eff}}} + 2 \nu \overline{\delta n_{\text{eff}}} \cos \left[\frac{\pi (\Lambda_1 + \Lambda_2) z}{\Lambda_1 \Lambda_2} + \frac{\Delta\phi}{2} \right] \times \cos \left[\frac{\pi (\Lambda_2 - \Lambda_1) z}{\Lambda_1 \Lambda_2} - \frac{\Delta\phi}{2} \right] \quad (23)$$

从该式可知,双光栅的折射率调制图样是余弦振荡上调制了余弦包络,且当两光栅的周期差 $\Delta\Lambda$ 很小时,包络的周期可以很大,例如 $\Delta\Lambda = 0.34$ nm,包络周期为 1.2 mm,因此光栅长度 L 远小于包络周期

时,双光栅的折射率调制呈现近等振幅的周期振荡,近似于光纤中只存在一个周期为 $\Lambda_1\Lambda_2/(\Lambda_1 + \Lambda_2)$ 的光栅,故双光栅的反射光谱只有一个反射峰,这时不同的初相位差 $\Delta\phi$ 仅影响反射光谱的峰值大小。

另一方面,当两个光栅间的周期差 $\Delta\Lambda$ 和光栅长度 L 的积接近于 Λ^2/π 时,周期差 $\Delta\Lambda$ 较大时,根据(23)式,包络的周期较小,例如 $\Delta\Lambda = 6.9 \text{ nm}$,包络周期为 0.03 mm ,则双光栅的折射率调制图样呈现包络下的周期振荡,这时尽管光栅长度可能较小,两个光栅反射光谱将出现部分交叠,其反射光谱将是两个光栅部分干涉叠加的结果。这种情况类似于相移光栅,不同的初相位差 $\Delta\phi$ 将明显影响光栅的反射光谱。如图 6 所示。图 6 中的参数取为 $\Delta\Lambda = 5.172 \text{ nm}$, $\nu \overline{\delta n_{\text{eff}}} = 8 \times 10^{-4}$, $L = 0.04 \text{ mm}$ 。

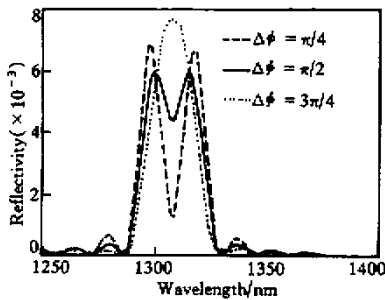


Fig. 6 Reflection spectra with different primary phase difference for dual overwritten fiber Bragg grating with small grating length

4 数值模拟结果与分析

在分析了双光栅的关联特性后,进一步利用前面的理论分析,对单模光纤双布拉格光栅的光谱特性进行数值仿真,藉以分析其它参数对光栅反射特性的影响。为了保证精度,数值求解采用龙格-库塔计算方法。

图 2 是一个典型的双重光栅的反射特性图,同时还显示了光栅长度对反射特性的影响。为了看得清晰,选择了靠得较近的两个波长: $\lambda_1 = 1300 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1310 \text{ nm}$,所取其它参数分别为 $\Delta\phi = 0$, $\nu_1 = \nu_2 = 1$, $\overline{\delta n_{\text{eff}}} = \overline{\delta n_{2\text{eff}}} = 4 \times 10^{-4}$,因此参数的选择满足(21)式。由图可见,随着光栅长度增加,两个布拉格反射峰的带宽逐渐变窄,反射率迅速增加。因此,为了得到高反射率、窄反射带宽的双重光栅,应选择较长的光栅长度。也就是说,控制光栅长度是控制光栅反射率和带宽的最有效手段,这和单光栅的特性是一致的,一般情况下,当光栅长度大于 1 mm 时,

两光栅反射率大于 90% 。此外,该图也体现出双重光栅与输入光相互作用的独立性,这与前面的分析是一致的。

图 7 反映了光栅反射特性随光栅折射率调制系数 ν 的变化情况,所取参数为: $L = 1 \text{ mm}$, $\Delta\phi = 0$, $\overline{\delta n_{\text{eff}}} = \overline{\delta n_{2\text{eff}}} = 8 \times 10^{-4}$ 。由图可见,随着 ν 的增加,光栅两个反射峰的峰值将增加而带宽则减小,这是因为折射率调制系数 ν 反映了折射率的调制深度, ν 越大调制深度越深,光栅的耦合作用越强,从而反射光功率越大。若两个光栅的 ν 参数取值不同,由于耦合强度不同,因而光栅两个反射峰将呈现不同的幅值, ν 越小反射峰幅度越小,且其带宽也越小,如图 8 所示。因此,两个光栅的 ν 参数可根据需要选择适当的值。图 8 所取参数为: $\lambda_1 = 1300 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1305 \text{ nm}$, $L = 1 \text{ mm}$, $\Delta\phi = 0$, $\overline{\delta n_{\text{eff}}} = \overline{\delta n_{2\text{eff}}} = 8 \times 10^{-4}$ 。

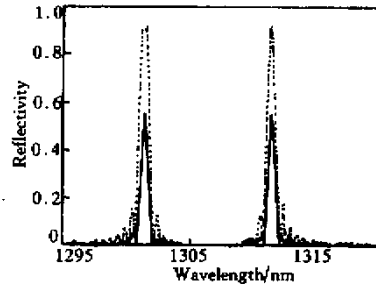


Fig. 7 Reflection spectra of dual overwritten fiber Bragg grating with $\nu_1 = \nu_2 = 0.5$ (solid line), $\nu_1 = \nu_2 = 1$ (dashed line)

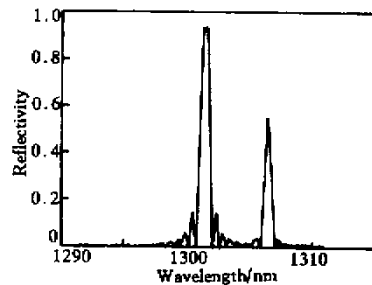


Fig. 8 Reflection spectrum for dual overwritten fiber Bragg grating with $\nu_1 = 1$ and $\nu_2 = 0.5$

图 9 反映了光栅的反射特性随折射率扰动平均值的变化情况。折射率扰动平均值反映了光栅对纤芯折射率的平均调制深度,可见平均调制深度对光栅两个反射峰的幅值有明显的影 响,增加平均调制深度有利于增大光栅反射率和减小带宽,同时折射率扰动平均值的增加使光谱峰向长波长方向位移,这一特点使我们可以 通过调节折射率扰动平均值的大小来微调光谱峰的位置。图 9 曲线的其它参数为

$L = 1 \text{ mm}$, $\lambda_1 = 1300 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1310 \text{ nm}$, $\phi_1 = \phi_2 = 0$,
 $\nu_1 = \nu_2 = 1$ 。

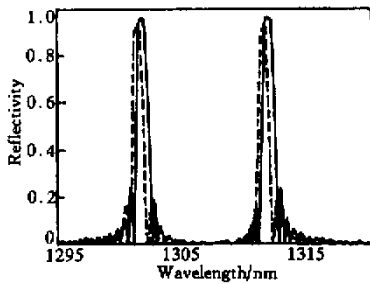


Fig.9 Reflection spectra of dual overwritten fiber Bragg grating with $\overline{\delta n_{1\text{eff}}} = \overline{\delta n_{2\text{eff}}} = 1 \times 10^{-3}$ (solid line), 8×10^{-4} (dashed line)

结论 用耦合理论全面分析了双重光栅的反射光谱特性,可以看出,在特定条件下,双重光栅的反射特性与单光栅的反射特性具有类似的变化规律,但由于双重光栅结构的特殊性,因此其光谱特性又有显著的特点。双光栅的应用与单光栅有所不同,在通信领域,双重光栅有希望构成双波长滤波器、双波长分布反馈激光器、光波分复用器等关键器件,而在传感器领域,由于不同标称布拉格波长的光栅具有不同的温度和应变系数,因此,双重光栅反射双波长波形的特有性能,将使它在多参数传感信号的分离方面,例如温度和应变的分离,发挥独特的作用;此外,

若把双重光栅制作在保偏光纤中,将有望实现横向应变的检测。

参 考 文 献

- [1] Giles C R. Lightwave applications of fiber Bragg gratings. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(8):1391~1404
- [2] Bilodeau F, Hill K O. An all fiber dense-wavelength-division multiplexer/demultiplexer using photoimprinted Bragg grating. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1995, **7**(4):388~390
- [3] Eggleton B J, Nielsen T N, Rogers J A *et al.*. Dispersion compensation in 20 Gbit/s dynamic nonlinear lightwave systems using electrically tunable chirped fiber grating. *Electron. Lett.*, 1999, **35**(10):832~833
- [4] Morey W W, Meltz G, Glenn W H. Fibre optic Bragg grating sensors. *Proc. SPIE*, 1989, **1169**:98~107
- [5] Davis A A, Kersey A D, Berkoff T A *et al.*. Dynamic strain monitoring of an in-use Interstate Bridge using fiber Bragg grating sensors. *Proc. SPIE*, 1997, **3043**:87~95
- [6] Farahi F, Webb D J, Jones J D C *et al.*. Simultaneous measurement of temperature and strain: Cross-sensitivity consideration. *J. Lightwave Technol.*, 1990, **8**(2):138~142
- [7] Xu M G, Geiger H, Dakin J P. Multiplexed point and stepwise-continuous fibre grating based sensors: Practical sensor for structural monitoring?. *Proc. SPIE*, 1994, **2294**:69~80
- [8] 鲍吉龙,章献民,陈抗生等. 双波长光纤光栅的矩阵分析. *光子学报*, 2000, **29**(1):87~90
- [9] Erdogan T. Fiber grating spectra. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(8):1277~1294

Analysis of Dual Overwritten Fiber Bragg Grating by Coupled-Mode Theory

Bao Jilong¹⁾²⁾ Zhang Xianmin¹⁾ Chen Kangsheng¹⁾ Zhou Wen¹⁾

(1), Department of Information and Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027)
 (2), Changzhou Branch, Hohai University, Changzhou 213022

(Received 2 December 1999; revised 4 August 2000)

Abstract: The dual overwritten fiber Bragg gratings have significant applications in telecommunications and fiber sensors. The perturbation to the refractive index by dual overwritten fiber Bragg grating is analyzed, and the coupled-mode equations are obtained. The spectral characteristics of dual overwritten fiber gratings are discussed and investigated by numerical simulation. The method described is conducive to the fabrication and applications of dual overwritten fiber Bragg grating.

Key words: dual overwritten grating; Bragg grating; coupled-mode theory