

文章编号: 0258-7025(2001)09-0813-04

折射率非线性调制的双重光纤光栅特性

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 利用耦合模理论,系统分析了双重光纤光栅在折射率深度调制或非线性调制情况下的光谱特性。结果发现,在折射率非线性调制情况下,双重光纤光栅具有规则的多波长反射特性,同时,其反射光谱中的二次谐波也变得非常强,因此,它是一种实现多通道波分复用器、分插复用器及多波长激光器等潜在技术。

关键词 双重光栅, 光纤光栅, 折射率饱和特性, 波分复用

中图分类号 TN 929.11 文献标识码 A

Dual Overwritten Fiber Gratings Characteristics with Nonlinear Modulation of Refractive Index

BAO Ji-long^{1,2} ZHANG Xian-min¹ CHEN Kang-sheng¹ ZHOU Wen¹

(¹ Dept. of Information & Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027)
² Changzhou Branch, Hohai University, Changzhou 213022

Abstract The dual overwritten fiber Bragg gratings have been found the significant applications in telecommunications and fiber sensors. In this paper, the nonlinear perturbation to the refractive index induced by dual overwritten fiber Bragg grating is analyzed, and the spectral characteristics that can be achieved in dual overwritten fiber gratings with nonlinear modulation of refractive index are investigated by numerical simulation based on the coupled-mode theory. It is found that multi-wavelength reflection and strong second harmonics will occur in dual written fiber Bragg gratings when the nonlinear index perturbation becomes strong, which is very useful for multichannel wavelength-division-multiplexing. The method described in this paper is conducive to the fabrication and applications of dual overwritten fiber Bragg gratings.

Key words dual overwritten grating, Bragg grating, WDM, index saturation modulation

1 引言

从1987年 Meltz 等实现了光纤 Bragg 光栅的紫外光侧面写入技术至今,光纤光栅已经发展成为光纤通信和光纤传感领域内的重要器件,进一步的研究和开发也在不断深入^[1-3]。在传感器应用中,分离温度和应力诱生的 Bragg 波长位移,是光纤光栅传感器实用化过程中必须解决的主要问题之一。对此,人们提出了各种方案,其中比较理想的是双重光纤光栅传感器的方案^[4]。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趣的器件。

本文分析了双重光纤光栅在折射率深度调制或

非线性调制情况下的光谱特性。我们发现,在折射率非线性调制情况下,双重光纤光栅具有规则的多波长反射特性,同时,其反射光谱中的二次谐波也变得非常强,因此,它是实现多通道波分复用器、分插复用器及多波长激光器等潜在技术。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

根据耦合模理论,当光纤中存在任意折射率扰动时,前向和后向传输模式之间的耦合模方程为^[5]

$$\frac{dA_{\mu}}{dz} = -i \sum_{\nu} |A_{\nu} K_{\mu\nu}^i e^{i(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})z} + B_{\nu} K_{\mu\nu}^r e^{i(\beta_{\mu} + \beta_{\nu})z}|$$

$$\frac{dB_{\mu}}{dz} = i \sum_{\nu} |A_{\nu} K_{\mu\nu}^i e^{-i(\beta_{\mu} + \beta_{\nu})z} + B_{\nu} K_{\mu\nu}^r e^{-i(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})z}| \quad (1)$$

式中 $A_{\mu}(z)$, $B_{\nu}(z)$ 分别为沿 $+z$ 和 $-z$ 方向传播

* 教育部科技研究重点项目(编号:99066)资助课题。

收稿日期:2000-10-25; 收到修改稿日期:2000-12-07

的第 μ 个模的慢变化振幅, $K_{\mu\nu}^i(x)$ 是模式 μ 和 ν 之间的横向耦合系数, 定义为

$$K_{\mu\nu}^i(x) = \frac{\omega}{4} \iint_{\Omega} \Delta \epsilon(x, y, z) \vec{e}_{\nu}^*(x, y) \cdot \vec{e}_{\mu}^*(x, y) dx dy \quad (2)$$

其中 $\vec{e}_{\mu}^*(x, y)$ 表示横向场分布, $\Delta \epsilon$ 是介电常数的扰动, $\Delta \epsilon = n^2 - n_0^2$, 其中 n 为光栅写入后的纤芯折射率, n_0 为未写入光栅时的纤芯有效模式折射率。因此, 要求解非线性折射率调制下双重光栅的耦合方程并分析其反射光谱特性, 必须首先分析折射率非线性调制时双重光栅的存在对纤芯介电常数或折射率所产生的扰动特征。

所谓双重光栅, 是在光纤同一位置经两次紫外曝光写入两个不同 Bragg 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 Bragg 反射波长的光栅。一般情况下, 在光栅生成初期, 纤芯折射率调制与紫外曝光量之间成线性关系, 但当对光纤连续曝光时, 纤芯折射率调制与紫外曝光量之间将成非线性关系, 并呈现饱和特性^[6], 即

$$\Delta n(E) = \Delta n_{\max} \left[1 - \exp\left(-\frac{E}{E_s}\right) \right] \quad (3)$$

式中 E 为紫外曝光量, E_s 为饱和紫外曝光量, Δn_{\max} 是由紫外诱生的纤芯最大折射率调制。由(3)式可知, 约当 $|E/E_s| < 0.1$ 时, 纤芯折射率调制与紫外曝光量之间成线性关系, 反之则成非线性关系。

在双重光栅制作过程中, 各光栅生成所需要的紫外曝光量空间分布函数可表示为

$$E_1(z) = E_{01} \left[1 + \nu_1 \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_1} + \phi_1\right) \right] \quad (4)$$

$$E_2(z) = E_{02} \left[1 + \nu_2 \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_2} + \phi_2\right) \right] \quad (5)$$

这里 E_{01}, E_{02} 分别为两个光栅制作时的平均曝光量, Λ_1, Λ_2 分别为两个光栅的空间周期, ν_1, ν_2 分别为紫外曝光量空间分布函数的振幅指数, ϕ_1, ϕ_2 分别为紫外曝光量空间分布函数的初始相位。那么制作双重光栅所需要的总的紫外曝光量为

$$E(z) = E_1(z) + E_2(z) \quad (6)$$

把(6)式代入(3)式, 可得到双重光栅所引起的对纤芯模式折射率的总的调制

$$\Delta n(z) = \Delta n_{\max} \left\{ 1 - \exp\left[-\Gamma_1 \left(1 + \nu_1 \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_1} + \phi_1\right) + \Gamma_2 \left(1 + \nu_2 \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_2} + \phi_2\right) \right) \right) \right] \right\} \quad (7)$$

其中, $\Gamma_1 = E_{01}/E_s, \Gamma_2 = E_{02}/E_s$, 定义为光栅曝光

指数。

由于折射率调制分布函数(7)式的复杂性, 因此, 耦合方程(1)没有解析解。这里, 我们采用龙格-库塔(Runge-Kutta)计算方法, 对折射率非线性调制时双重光栅的光谱特性及影响光谱特性的因素进行系统的数值分析。

3 数值分析及讨论

由于对光纤连续曝光时, 纤芯折射率的改变与紫外曝光量之间成非线性关系, 且呈现饱和特性, 因此, 双重光栅的折射率调制分布函数将在不同的紫外曝光量下呈现明显不同的形状, 如图 1 所示, 这里图 1(a) 为非线性情况; 图 1(b) 为部分饱和时的情况。折射率调制分布函数的饱和特性使双重光栅的反射光谱出现十分令人感兴趣的特点。

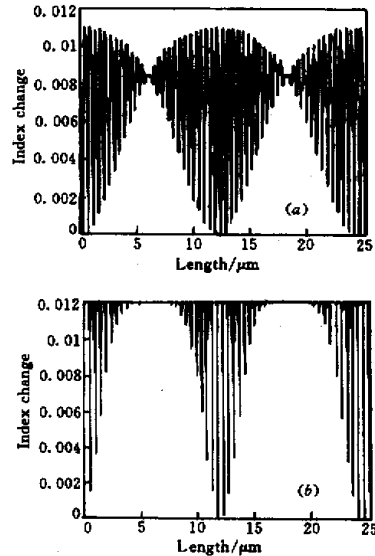


图 1 不同曝光量下双重光栅的折射率调制分布函数

Fig. 1 Functions of refractive index perturbation distribution

(a) $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0.6$; (b) $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 4$

在折射率非线性调制情况下, 双重光栅反射光谱的峰值位置与标称 Bragg 波长有明显的差异, 因为在这种情况下, 光栅段纤芯的折射率调制空间平均值变得很大(约 10^{-2}), 实际上增加了光栅段的纤芯有效模式折射率的值, 从而使反射光谱的峰值位

置向长波长方向有明显的移动,如图2所示。图2的计算参数为:标称波长 $\lambda_1 = 1300 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1310 \text{ nm}$;双光栅初相位差 $\Delta\phi = 0$;光栅长度 $L = 0.5 \text{ mm}$;曝光指数 $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0.83$, $\nu_1 = \nu_2 = 1$ 。因此,在这种情况下,Bragg光栅的共振条件应作相应的修改,其规律服从

$$\lambda_B = 2(n + \overline{\Delta n})\Lambda \quad (8)$$

这里 $\overline{\Delta n}$ 是折射率调制 $\Delta n(x)$ 的周期平均值。对(7)式进行泰勒展开并与折射率线性调制时的双重光栅折射率调制函数相比较,即

$$\begin{aligned} \Delta n(x) = & \overline{\Delta n_1} \left[1 + \nu_1 \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda_1} + \phi_1\right) \right] + \\ & \overline{\Delta n_2} \left[1 + \nu_2 \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda_2} + \phi_2\right) \right] \quad (9) \end{aligned}$$

可得出 $\overline{\Delta n} \approx \Delta n_{\max} \Gamma$ (10)

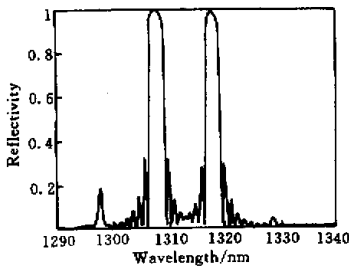


图2 折射率非线性调制时双重光栅的典型反射光谱

Fig.2 Typical reflective spectrum of index nonlinear modulation

从图2还可以看出,在折射率非线性调制情况下,其反射光谱除预期的两个光谱峰以外,还在两个主峰左右出现了两个较小的峰,其与主峰的距离正好是两个主峰的 Bragg 波长间隔,即这四个反射峰的频率间隔是相等的。引起这一现象的主要原因是紫外曝光量较大时,由于紫外曝光量与纤芯折射率增量呈非线性关系,从而使折射率分布函数出现上下不对称分布,如图1(a)所示。当继续增加紫外曝光量时,紫外曝光量与纤芯折射率调制间的关系将出现饱和特性,这时在光栅长度内将有规律地出现折射率调制恒定区,如图1(b)所示,其光栅结构类似于取样光栅,因此在双重光栅反射光谱中,将出现多个等间隔的反射光谱峰,其总的数量为偶数。这种多波长反射的特性是集成多通道波分复用技术、多通道分插复用技术及多频激光器的重要技术基础,

因此,折射率饱和和调制下的双重光栅是这类器件的潜在技术。图3(a)为 $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 6.67$ 时双重光栅的反射光谱,图3的其他参数为: $\lambda_1 = 1300 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1315 \text{ nm}$, $L = 0.7 \text{ mm}$, $\Delta\phi = 0$, $\nu_1 = \nu_2 = 1$ 。

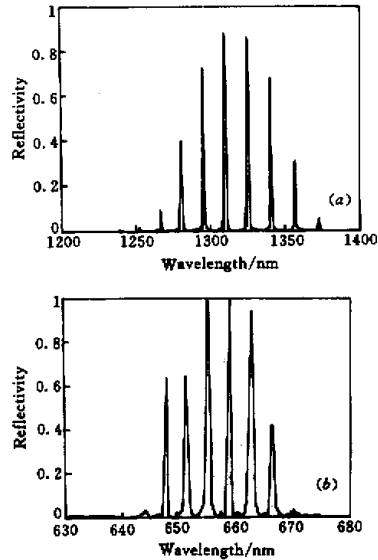


图3 折射率饱和和调制时双重光栅的反射光谱
(a)一次谐波;(b)二次谐波

Fig.3 Reflective spectra with strong index modulation
(a) first harmonic; (b) second harmonic

折射率调制的饱和特性除了使双重光栅的反射光谱出现多波长反射外,还将使光栅反射光谱中原来很弱的高次谐波变得很强,高次谐波的幅度正比于 $\Delta n(x)$ 傅里叶展开式中的傅里叶系数。图3(b)显示了折射率饱和和调制时双重光栅的反射光谱中的二次谐波。由图3(b)还可以发现,在二次谐波的位置处,还存在其他的反射光谱峰,其频率正好等于一次谐波间的差频。这一点从图4(b)中可以看更加明确。图4中的光栅长度较短,因此一次谐波只有两个主光谱峰,相应地在二次谐波的位置处,也只有两个反射峰较大,但在它们之间则出现了第三个较大的反射峰,其波长为

$$\lambda = 2(n + \overline{\Delta n}) / \left(\frac{1}{\Lambda_1} - \frac{1}{\Lambda_2} \right) \quad (11)$$

因此其频率正好等于一次谐波间的差频。图4的参数为 $\lambda_1 = 1300 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1350 \text{ nm}$, $L = 0.03 \text{ mm}$, $\Delta\phi = \pi/2$, $\nu_1 = \nu_2 = 1$ 。

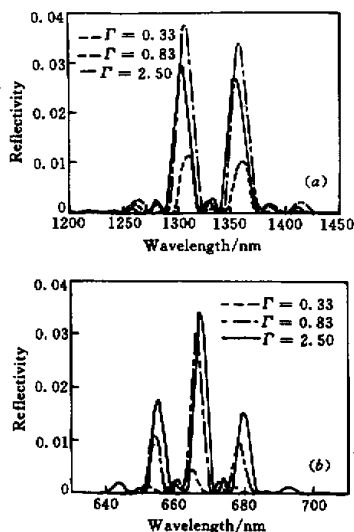


图4 长度较短时折射率非线性调制的双重光栅反射光谱随 Γ 的变化

(a) 一次谐波; (b) 二次谐波

Fig. 4 Reflective spectra with strong index modulation with various Γ

(a) first harmonic; (b) second harmonic

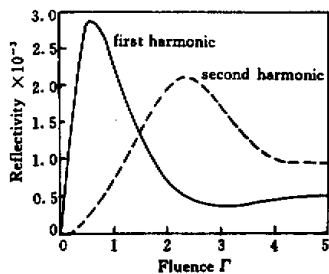


图5 双重光栅反射率与紫外曝光量的关系曲线

Fig. 5 Reflectivity of dual overwritten grating versus UV fluence Γ

一般情况下,光栅长度一定时,一次谐波和二次谐波的反射率随紫外曝光量的增加而增加,但当紫

外曝光量增加到某个值时,一次谐波的反射率反而下降,而二次谐波的反射率则继续增加。如果再继续增加紫外曝光量,二次谐波的反射率也随之下降,如图5所示。这说明无论是一次谐波还是二次谐波,在一定的光栅长度下,均存在各自的最佳紫外曝光量。另外,从图5可以看出,在紫外曝光量较小时,二次谐波的反射幅度非常小,而只有在紫外曝光量较大,即折射率调制较深时,才有较大幅度的二次谐波存在。

4 结 论

综上所述,由于双重光栅结构的特殊性,当其折射率调制为非线性时,双重光栅的反射光谱中将出现多个频率波长间隔稳定的反射峰,其波长间隔可通过改变双重光栅的标称波长间隔来改变;同时,折射率调制的非线性也使光谱中出现了二次谐波,其幅度可与一次谐波相比拟,通过选择合适的光纤参数及双重光栅的标称波长,可使单模光纤中同时存在一次谐波和二次谐波,从而使双重光纤 Bragg 光栅具有多频段多波长的工作特性。因此,在通信领域,双重光栅有望构成多波长滤波器、多波长分布反馈激光器、多通道光波分复用器及多通道分插复用器等关键器件。

参 考 文 献

- 1 R. J. Campbell, R. Kashyap. The properties and application of photosensitive germanosilicate fiber. *Int. J. Optoelectron.*, 1994, 9:33~57
- 2 A. D. Kersey, M. A. Davis, H. J. Patrick *et al.*. Fiber grating sensors. *J. Lightwave Technol.*, 1997, 15(8): 1442~1463
- 3 W. W. Morey, Yaomen Li. Fiber gratings for WDM applications. 1999 Digest of the IEEE LEOS Summer Topical Meeting 1999, II 43~II 44
- 4 M. G. Xu, H. Geiger, J. P. Dakin. Multiplexed point and stepwise-continuous fibre grating based sensors: practical sensor for structural monitoring?. *SPIE*, 1994, 2294:69~80
- 5 T. Erdogan. Fiber grating spectra. *J. Lightwave Technol.*, 1997, 15(8):1277~1294
- 6 D. Jochen, H. Renner, A. Ewald *et al.*. Fiber Bragg grating Fabry-Perot interferometer for a precise measurement of the UV-induced index change. 24th European Conference on Optical Communication, 1998. 393~394