

文章编号 : 0253-2239(2002)07-0874-04

分析布拉格光栅破坏的两纤芯不同的光纤耦合器*

朱松林 章献民 陈抗生

(浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310027)

摘要: 进一步推广了描述纤芯不同光纤耦合器的耦合模理论, 用于解释被布拉格光栅破坏的两纤芯不同光纤耦合器的耦合现象. 理论分析的结果与已报道的实验结果相符. 与单独的布拉格光栅所起的反射作用不同, 这里布拉格光栅所起的作用主要是引入了强烈的色散, 在光栅的频谱范围内使耦合器不再同步. 在被布拉格光栅破坏的光纤耦合器的选择性频谱中, 其边缘部分出现非常弱的波动, 而在其阻带内出现非常强的凹陷.

关键词: 布拉格光栅; 光纤耦合器; 耦合模公式

中图分类号: TN253 文献标识码: A

1 引 言

波长分插复用器是密集波分复用系统中的关键器件. 基于单模光纤的光致布拉格光栅是作为波长分插复用器的一种理想选择. 但因其为两端器件, 必须和其它器件结合使用. 最近, 含有布拉格光栅的光纤耦合器已成为应用于密集波分复用系统中的有吸引力的波长分插复用器.

在布拉格光栅波长的附近, 光栅在该器件中有两个作用. 第一, 它使满足光栅耦合条件的光被部分反射; 第二, 它引入了强烈的色散, 在光栅的频谱范围内使耦合器不再同步. 利用布拉格光栅的第一个作用的波长分插复用器已有一系列的报道^[1-3], 此时我们称布拉格光栅工作于反射模式. 另一方面, 被布拉格光栅破坏的打磨的 100% 耦合器^[4]已有报道, 这里布拉格光栅的第二个作用占主导地位, 我们称布拉格光

栅工作于透射模式. 基于同样的工作原理, 被布拉格光栅破坏的、由两平行的、芯径及折射率均不同的纤芯组成的耦合器^[5]也已有报道. Snyder 和 Ankiewicz^[6]提出的适用于两纤芯不同的耦合理论被用来解释这种耦合器的耦合现象, 其理论结果与实验结果吻合得很好^[5], 但是对被布拉格光栅破坏的耦合器频谱特性没有进行系统的分析. 在本文中, 文献^[6]的耦合模公式被进一步推广, 用于解释被布拉格光栅破坏的光纤耦合器的耦合现象. 利用新的耦合模公式对被布拉格光栅破坏耦合器的频谱特性进行了详细的分析.

2 理论分析

被布拉格光栅破坏的, 由两平行的、芯径及折射率均不同的纤芯组成的耦合器如图 1 所示.

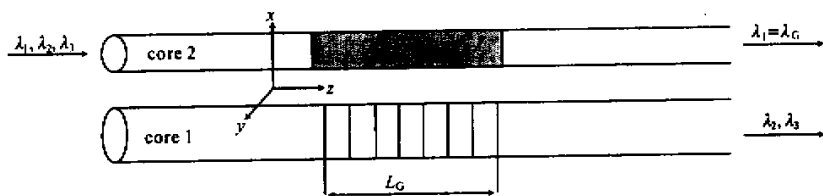


Fig. 1 Schematic of the two-core grating-frustrated coupler

由于布拉格光栅存在于耦合区域 L_G 内, 纤芯 1 和纤芯 2 中向前传输的基模 ψ_1 和 ψ_2 将会被反射到向后传输的基模 ψ_1 和 ψ_2 , 此时复合双芯结构的电场

为^[6]

$$E(x, y, z, t) \approx [b_{1+}(z) + b_{1-}(z)]\psi_1(x, y)\exp(-i\omega t) + [b_{2+}(z) + b_{2-}(z)]\psi_2(x, y)\exp(-i\omega t), \quad (1)$$

这里系数 b_{i+} 和 b_{i-} 可以假设与普通的光纤方向耦合器中系数 b_{i+} 有相似的形式

$$b_{i\pm}(z) = \exp(\pm i\beta_i z)g_{i\pm}(z), \quad (2)$$

* 教育部科学技术研究重点项目(99066)资助课题.

E-mail: zhangxm@zju.edu.cn

收稿日期: 2001-04-09; 收到修改稿日期: 2001-07-04

式中 $g_{i\pm}(z)$ 为 $b_{i\pm}(z)$ 的幅值。将(2)式代入完整的标量波动方程，

$$[\nabla^2 + k^2 n^2(x, y)]E(x, y, z, t) = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [P(x, y, z, t)], \quad (3)$$

$$P(x, y, z, t) = \epsilon_0 \Delta n^2(x, y) E(x, y, z, t) = 2\epsilon_0 n(x, y) \delta n(x, y) \cos(2\pi z/\Lambda) E(x, y, z, t), \quad (4)$$

式中 ∇^2 为拉普拉斯算符， $P(x, y, z, t)$ 是极化强度 k 为波矢模， $n(x, y)$ 为被光栅调制后的光纤折射率， μ 为导磁率， ϵ_0 为真空介电常数，

$$\Delta n^2(x, y) = n^2(x, y) - n_i^2(x, y) \approx 2n(x, y) \Delta n(x, y),$$

$\Delta n(x, y) = \delta n(x, y) \cos(2\pi z/\Lambda)$ ，这里 $n_i(x, y)$ 为光纤 i 的折射率， $\delta n(x, y)$ 为光栅对折射率的调制， Λ 为布拉格光栅的周期。

(3)式两边乘上基模 ψ_1 ，然后对无限大的截面进行积分，可以得到

$$b''_{1+} + b_{1+} M_{11} + b''_{2+} N_{12} + b_{2+} M_{12} + b''_{1-} + b_{1-} M_{11} + b''_{2-} N_{12} + b_{2-} M_{12} = -\frac{1}{2} \mu \omega^2 \epsilon_0 \int_{A_\infty} n(x, y) \delta n(x, y) [\exp(i2\pi z/\Lambda) + \exp(-i2\pi z/\Lambda)] E(x, y, z) \psi_1(x, y) dx dy, \quad (5)$$

这里

$$M_{ij} = \beta_j^2 N_{ij} + S_{ij}, \quad (6)$$

$$N_{ij} = \int_{A_\infty} \psi_i \psi_j dA, \quad (7)$$

$$S_{ij} = k^2 \int_{A_\infty} [n^2(x, y) - n_j^2(x, y)] \psi_i \psi_j dA \quad (8)$$

β_j 为传播常数， A_∞ 为无穷大横截面，且场是归一化的，因此有 $N_{ij} = 1$ 。另由上式可知 $M_{12} = M_{21}$ ， $N_{12} = N_{21}$ 。

当光纤方向耦合器中不带光纤光栅时，纤芯1和纤芯2中向前传输的基模 ψ_1 和 ψ_2 的振幅 $g_i(z)$ 沿 $+z$ 方向缓慢变化，我们可以合理地假设：当光纤方向耦合器中含有光纤光栅时，纤芯1和纤芯2中向前和向后传输的基模 ψ_1 和 ψ_2 的振幅 $g_{i+}(z)$ 和 $g_{i-}(z)$ 分别沿 $+z$ 和 $-z$ 方向缓慢变化，即 $\beta_i \gg |g''_{i\pm}/g'_{i\pm}|$ 。因此能得到

$$b''_{i\pm} \approx \beta_i^2 b_{i\pm} \pm 2i\beta_i b'_{i\pm}. \quad (9)$$

这个假设类似于文献[7]中关于布拉格光栅在单个光纤中引起向前和向后传输基模的振幅的假设。

利用(9)式，结合(6)式~(8)式(5)式通过只保留相关模的振幅的方法进行简化，得到的公式可以表示成

$$d\mathbf{B}/dz = i\mathbf{M}\mathbf{B}(z), \quad (10)$$

这里

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m'_{13} & m'_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m'_{23} & m'_{24} \\ m'_{31} & m'_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m'_{41} & m'_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\mathbf{B}(z) \equiv \begin{bmatrix} B_{1+}(z) \\ B_{2+}(z) \\ B_{1-}(z) \\ B_{2-}(z) \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} b_{1+} \exp(-i\beta_0 z) \\ b_{2+} \exp(-i\beta_0 z) \\ b_{1-} \exp(i\beta_0 z) \\ b_{2-} \exp(i\beta_0 z) \end{bmatrix}, \quad (12)$$

式中 $\beta_0 = \pi/\Lambda$ 。矩阵 \mathbf{M} 的元素定义如下

$$m_{ii} = \beta_i - \beta_0 + \frac{1}{1 - N_{12}^2} (c_{pp} - N_{12} c_{rp}), \quad i = 1, 2,$$

$$m_{ii} = -m_{(i-2)(i-2)}, \quad i = 3, 4$$

$$m_{ij} = \frac{1}{1 - N_{12}^2} \frac{5 - i - j}{2} [N_{12}(\beta_p - \beta_q) + k_{pq} - N_{12} k_{qq}], \quad i \neq j,$$

$$m'_{ij} = \frac{1}{1 - N_{12}^2} \frac{j - i}{|j - i|} (k_{pq} - N_{12} k_{rq}), \quad i \neq j,$$

其中 $k_{ij} = \frac{\pi}{\lambda} \int_{A_\infty} \delta n(x, y) \psi_i \psi_j dx dy$ ， $c_{ij} = k \int_{A_\infty} [n(x, y) - n_i(x, y)] \psi_i \psi_j dA = k(n_{c_j} - n_{c_i}) \int_{A_\infty} \psi_i \psi_j dA$ ，

i 为奇数时 $p = 1, r = 2$; i 为偶数时 $p = 2, r = 1$; j 为奇数时 $q = 1$; j 为偶数时 $q = 2$ 。上式考虑光纤为阶跃折射率分布光纤, 纤芯、包层折射率为常数, 分别表示为 n_{c_j} 和 n_{d_o} 。 A_j 为纤芯 j 的横截面。

当方向耦合器不含有光栅时 (10) 式退化到文

献 6 给出的方程组,

$$\frac{dB}{dz} = iMB(z), \quad (13)$$

$$\text{其中 } B(z) \equiv \begin{bmatrix} b_{1+}(z) \\ b_{2+}(z) \end{bmatrix}, \quad (14)$$

$$M = \begin{bmatrix} \beta_1 + \frac{c_{11} - N_{12}c_{22}}{1 - N_{12}^2} & \frac{(\beta_1 - \beta_2)N_{12} + c_{12} - N_{12}c_{22}}{1 - N_{12}^2} \\ \frac{(\beta_2 - \beta_1)N_{12} + c_{21} - N_{12}c_{11}}{1 - N_{12}^2} & \beta_2 + \frac{c_{22} - N_{12}c_{11}}{1 - N_{12}^2} \end{bmatrix}. \quad (15)$$

3 结果与讨论

在下面的理论分析中, 该器件的有关参量如下^[5] 纤芯 1 的半径为 $a_1 = 3.7 \mu\text{m}$, 数值孔径为 $NA_1 = 0.118$, 折射率为 $n_1 = 1.44886$, 纤芯 2 的半径为 $a_2 = 2.4 \mu\text{m}$, 数值孔径为 $NA_2 = 0.126$, 折射率为 $n_2 = 1.44948$, 两纤芯中心之间的距离为 $17 \mu\text{m}_0$ 。

我们假设没有布拉格光栅时, 使用紫外线-微调使耦合器中两纤芯之间的最大能量转换发生在波长 1554 nm 处。为了方便地模拟实验现象, 布拉格光栅的直流项被包含在耦合器的纤芯 2 中。通过数值模拟, 选取紫外线-微调后纤芯 2 的折射率增大到 1.451786 , 经紫外线-微调的纤芯长度为 14.7 mm 。此时耦合器的功率谱如图 2 所示, 与文献 [5] 中的实验结果相吻合。

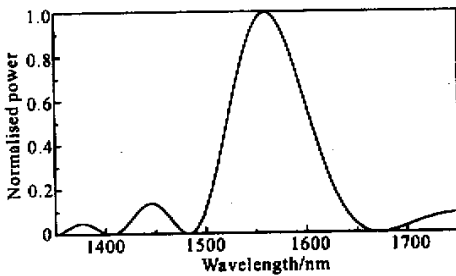


Fig. 2 The normalized power spectra of the UV-tuned coupler

当紫外线-微调后有效耦合长度固定后, 在波长 1554 nm 处被布拉格光栅 (此时布拉格光栅的直流项取为零) 破坏的耦合器各个端口的功率输出是光栅的折射率调制强度的函数, 如图 3 所示。当折射率调制强度为零时, 即为普通耦合器, 在波长 1554 nm 处有最大的能量的交换。当折射率调制强度从零逐渐增大时, 各个端口的功率输出随光栅的折射率调制强度的变化可分成两个阶段。第一阶段, 随光栅的折射率

调制强度的增大, 纤芯 1、2 中反射以及纤芯 2 中的透射均逐渐增大, 纤芯 1 中的透射则逐渐减小, 换句话说, 光栅的反射和色散特性均在增强。纤芯 1、2 中的反射在光栅的折射率调制强度为 1×10^{-4} 左右时达到峰值。第二阶段, 随光栅的折射率调制强度的继续增大, 纤芯 1、2 中反射则慢慢减小, 即光栅的反射特性在减弱。而纤芯 2 中的透射仍逐渐增大, 纤芯 1 中的透射逐渐减小, 即光栅色散特性仍在增强。我们可以得出这样一个结论: 当光栅调制强度足够大时, 光栅的反射特性变得非常小, 而光栅的色散特性变得非常大, 即光栅工作于透射模式。

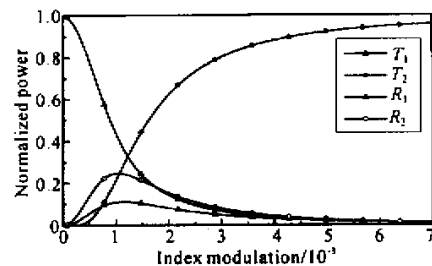


Fig. 3 Theoretical outputs of the grating-frustrated coupler as functions of the index modulation of the grating. T_2 and R_2 refer to the normalized transmittivity and reflectivity from core 2 respectively, whereas T_1 and R_1 are the normalized transmittivity and reflectivity from core 1 respectively

下面分析光栅工作于透射模式时该器件的功率谱特性, 因为该器件的四个端口的功率输出对于实际应用有重要的影响。图 4 为当光栅的折射率调制为 $\delta n = 0.45 \times 10^{-4}$ 时该器件的功率谱。此时纤芯 1、2 的透射功率谱的半峰全宽为 0.7 nm , 它与文献 [5] 中的实验结果相吻合。有一点必须注意, 与单独的强布拉格光栅的特性有所不同, 该光栅破坏的耦合器的透射功率谱的半峰全宽并不等于该光栅的阻带宽度 (文献 [5] 中对实验结果解释是不正确的)。

同时发现光栅破坏引起的色散作用在该光栅的阻带的两侧[即在波长 $\lambda = \lambda_B(1 \pm \delta n/2n_{\text{eff}})$ 处]达到最大,而光栅引起的反射作用则达到最小。在该光栅的阻带的两侧,纤芯 1、2 的透射率分别达到最小和最大。在该光栅的阻带内,纤芯 1、2 的透射率出现凹陷。这一现象在实验中没有被观测到,可能是因为实验所用光谱分析仪的抽样间距最小为 0.15nm 的原因。我们也发现与单独的布拉格光栅不同,该器件中的布拉格光栅引起的选择性频谱没有任何旁瓣,而只在频谱两侧出现细小的起伏。

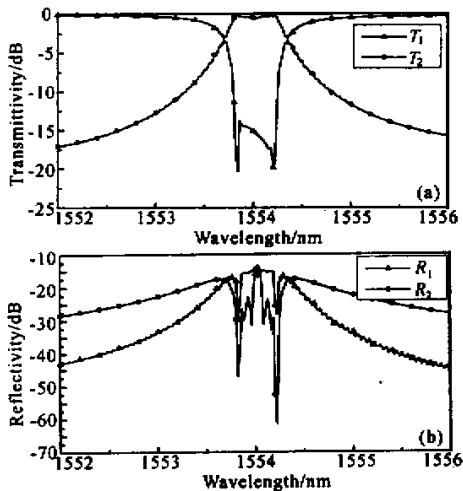


Fig. 4 Theoretical outputs of the grating-frustrated coupler as functions of the wavelength. (a) T_1 and T_2 refer to the transmittivity from core 1 and core 2, respectively, whereas R_1 and R_2 are the reflectivity from core 1 and core 2, respectively

总结 本文将描述纤芯不同的光纤耦合器的耦合现

象的耦合模公式作进一步推广,用于解释被布拉格光栅破坏的纤芯不同的光纤耦合器的耦合现象。理论分析能很好地解释实验现象,并纠正了光栅破坏的耦合器的透射功率谱的半峰全宽等于该光栅的阻带宽度的错误观点。同时发现在被布拉格光栅破坏的光纤耦合器的选择性频谱中,其边缘部分出现非常弱的波动,而在其阻带内出现非常强的凹陷。在实验中由于受到光谱分析仪抽样间距等条件的限制,这些频谱特性被忽略了。该理论为器件性能分析和优化设计提供了有效的工具。

参 考 文 献

- [1] Baumann I, Seifert J, Nowak W *et al.*. Compact all-fiber add-drop-multiplexer using fiber Bragg grating. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1996, **8**(10):1331~1333
- [2] Bakhti F, Sansonetti P, Sinet C *et al.*. Optical add/drop multiplexer based on UV-written Bragg-grating in a fused 100% coupler. *Electron. Lett.*, 1997, **33**(9):803~804
- [3] Dong L, Hua P, Briks T A *et al.*. Novel add/drop filter for wavelength-division multiplexing optical fiber systems using a Bragg grating assisted mismatched coupler. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1996, **8**(12):1656~1658
- [4] Archambault J L, Russell P S T, Barcelos S *et al.*. Grating-frustrated coupler: A novel channel-dropping filter in single-mode optical fiber. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(3):180~182
- [5] Jacob-Poulin A C, Vallee R, LaRoche S *et al.*. Channel-dropping filter based on a grating-frustrated two-core fiber. *J. Lightwave Technol.*, 2000, **18**(5):715~720
- [6] Snyder A W, Ankiwicz A. Optical fiber couplers-optimum solution for unequal cores. *J. Lightwave Technol.*, 1988, **6**(3):463
- [7] Yariv A. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1973, **QE-9**(9):919~933

Analysis of Bragg Grating-Frustrated Dissimilar Two-Core Coupler

Zhu Songlin Zhang Xianmin Chen Kangsheng

Department of Information and Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 9 April 2001; revised 4 July 2001)

Abstract: The coupled-mode theory for fiber coupler with dissimilar cores is extended to analyze the coupling phenomena in grating-frustrated ones. The theoretical results are agreed well with the experimental results in references. Unlike the Bragg grating alone as reflective element, the main effect of the Bragg grating in the coupler is that it introduces a strong dispersion, making the coupler asynchronous in the spectral band of grating. It is also found that the selective spectra of the Bragg fiber coupler caused by the Bragg grating frustrated in the two dissimilar core fiber have not any sidelobe but have very weak jitters on the spectral side part and strong dips on the spectral stop band.

Key words: Bragg grating; optical fiber coupler; coupled-mode theory