

文章编号 : 0253-2239(2001)08-0990-06

用统一耦合模理论分析含布拉格光栅的 对称光纤耦合器的传输特性*

朱松林 章献民 池 灏 陈抗生

(浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310027)

摘要: 利用由麦克斯韦方程组直接导出的统一耦合模理论分析各种类型的含布拉格光栅的对称光纤耦合器的传输特性。与以前发表的分析方法不同, 对于含布拉格光栅的耦合区域, 统一耦合模理论同时考虑了布拉格光栅和耦合器的耦合作用。模拟结果证明它能精确地模拟和解释各种类型的含布拉格光栅的对称光纤耦合器的有关实验现象。

关键词: 光纤光栅; 统一耦合模理论; 光纤耦合器; 波分复用器

中图分类号: TN253 文献标识码: A

1 引 言

含光栅的光纤耦合器是一种可用于密集波分复用的、很有前途的波分复用器, 它能使光纤布拉格光栅和光纤耦合器的优点得到很好的结合, 容易做到低成本、高性能, 这类波分复用器国际上已有许多实验报道^[1-3]。目前对于布拉格光栅在对称光纤耦合器中作用的理论分析主要有两种, 一种是普通耦合模理论^[4], 由于组成光纤耦合器超级波导结构的两根光纤的各个模相互之间并不正交, 因此这种方法是不精确的, 特别是对于熔融光纤耦合器, 在耦合作用的腰部导波模变成包层模, 普通耦合模理论是无效的; 另一种是耦合超模理论^[5], 利用微扰方法将耦合器中的场用单根光纤的束缚模展开来得到超模, 尽管这种方法能预测布拉格光栅在熔融对称光纤耦合器中的作用, 但它不能精确分析这种器件的频谱特性, 因为它在考虑布拉格光栅引起的反射和耦合的同时没有考虑耦合器本身的耦合作用。

最近 Hardy 等人^[6,7]提出了统一耦合模理论, 并用它对平面波导耦合器进行了精确的分析。本文将其推广到光纤耦合器, 用于分析含布拉格光栅的对称光纤耦合器。基于这种理论, 超级结构波导的场分布可由单根光纤的一组完整的正交模精确展开。由于统一耦合模理论是由麦克斯韦方程组直接导出的, 因此所得到的方程组是麦克斯韦方程组的一种

变形表示, 但它更方便, 更适合于对这种超级结构波导耦合模的分析。与上述两种分析方法不同, 统一耦合模理论对于含布拉格光栅的耦合区域同时考虑了布拉格光栅和耦合器的耦合作用。本文利用统一耦合模理论详细分析了所有类型的含布拉格光栅的对称光纤耦合器, 并对以前没有作出很好解释的旁斑不对称现象进行了详尽的分析, 理论分析的结果与实验结果吻合得很好。

本文工作说明统一耦合模理论能提供简单而精确的工具来分析各种含布拉格光栅的对称光纤耦合器的频谱特性, 并对这类波分复用器的设计, 特别是对影响这类器件性能的各种参数的选取有重要的指导意义。

2 理论分析

由布拉格光栅和对称光纤耦合器组成的波分复用器如图 1 所示^[2]。在耦合区域内两个完全相同的纤芯(a 和 b)共享同一包层, 包层的折射率为 n_c , 两根纤芯的折射率分别为 n_{co}^a 和 n_{co}^b ($n_{co}^a = n_{co}^b$)。组成光纤耦合器的两根光纤为单模光纤, 它们的传播常数

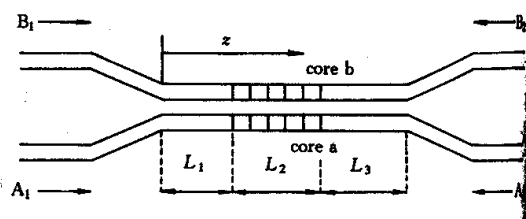


Fig. 1 Schematic of the add/drop multiplexer

* 教育部科技研究重点项目和浙江省科技计划重点项目。

分别为 β_a 和 β_b ($\beta_a = \beta_b$)。区域 L_1 和 L_3 代表普通方向耦合器部分, 区域 L_2 代表含布拉格光栅的光纤耦合器部分。利用统一耦合模理论, 通过模展开的方法来分析含布拉格光栅的光纤耦合器部分 (区域 L_2)。

满足麦克斯韦方程组和超级波导结构的边界条件的电磁场应包括整个超级波导结构的导模。对于单模光纤组成的耦合器, 整个波导结构的横向场分布可表示为^[6]

$$\left. \begin{aligned} E_i(x, y, z) &= [u_a^+(z) + u_a^-(z)]E_i^a(x, y) + \\ & [u_b^+(z) + u_b^-(z)]E_i^b(x, y) + Q_i(x, y, z), \\ H_i(x, y, z) &= [u_a^+(z) - u_a^-(z)]H_i^a(x, y) + \\ & [u_b^+(z) - u_b^-(z)]H_i^b(x, y) + R_i(x, y, z), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 $E_i^{(q)}(x, y)$ 和 $H_i^{(q)}(x, y)$ 是在单个波导 ($q = a, b$) 中归一化基模。正号和负号分别表示向前和向后传播。这里由于整个超级波导结构的导模不是精确地等于单个波导的基模的线性叠加, 因此在公式推导过程中必须保留剩余场量 $Q_i(x, y, z)$ 和 $R_i(x, y, z)$, 同时要求剩余场量 $Q_i(x, y, z)$ 和 $R_i(x, y, z)$ 必须与基模 $E_i^{(q)}(x, y)$ 和 $H_i^{(q)}(x, y)$ 正交。

从麦克斯韦方程组出发, 基于模展开方法, 即导模 $E_i^{(q)}(x, y)$ 、 $H_i^{(q)}(x, y)$ 及整个波导结构的场 $E_i(x, y)$ 、 $H_i(x, y)$ 可由单个波导一组完整的模展开。每一个单独波导的导模加上辐射模形成一组完备的基, 这一组完备的基可用来表示其它波导的模及整个波导结构的场。经数学推导, 可得到一个耦合方程组^[8]

$$dU/dz = iM(z)U(z) + iC^{-1}W(z), \quad (2)$$

这里

$$U(z) \equiv [u_a^+(z) \ u_b^+(z) \ u_a^-(z) \ u_b^-(z)]^T,$$

矢量 $W(z)$ 依赖于剩余场量 $Q_i(x, y, z)$ 和 $R_i(x, y, z)$, $M(z)$ 是一个 4×4 矩阵, 满足

$$M(z) = C^{-1}[BC + K(z)], \quad (3)$$

$$B = \text{diag}(\beta_a, \beta_b, -\beta_a, -\beta_b), \quad (4)$$

$$C = \begin{bmatrix} 1 & c^+ & 0 & c^- \\ c^+ & 1 & -c^- & 0 \\ 0 & c^- & 1 & c^+ \\ -c^- & 0 & c^+ & 1 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

(5) 式对角线上的 1 表示模的归一化,

$$c^\pm = z \iint_{-\infty}^{\infty} [E_i^b \times H_i^a \times E_i^a \times H_i^b] dx dy, \quad (6)$$

$$2z \iint_{-\infty}^{\infty} [E_i^{(q)} \times H_i^{(q)}] dx dy = 1 \quad (q = a, b), \quad (7)$$

矩阵 $K(z)$ 的矩阵元素表示所有可能的相互作用的耦合,

$$K(z) = \begin{bmatrix} k_{aa}^- & k_{ab}^- & k_{aa}^+ & k_{ab}^+ \\ k_{ba}^- & k_{bb}^- & k_{ba}^+ & k_{bb}^+ \\ -k_{aa}^+ & -k_{ab}^+ & -k_{aa}^- & -k_{ab}^- \\ -k_{ba}^+ & -k_{bb}^+ & -k_{ba}^- & -k_{bb}^- \end{bmatrix}, \quad (8)$$

其中

$$k_{pq}^\pm = k_{pq}^t \pm k_{pq}^z \quad (q = a, b; p = a, z), \quad (9)$$

$$k_{pq}^t = \omega \iint_{-\infty}^{\infty} \Delta \epsilon_p(x, y, z) [E_i^{(p)} \times H_i^{(q)}] dx dy, \quad (10)$$

$$k_{pq}^z = \omega \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_p(x, y) \Delta \epsilon_p(x, y, z)}{\epsilon_p(x, y, z)} \times [E_z^{(p)} \times H_z^{(q)}] dx dy, \quad (11)$$

这里 $\epsilon_p(x, y)$ 为两光纤的介电常数, $\Delta \epsilon_p(x, y, z)$ 表示对应光纤的微扰。

由于所研究的是布拉格光栅, $M(z)$ 简化为:

$$M(z) = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m'_{13} \exp(i2\beta_0 z) & m'_{14} \exp(i2\beta_0 z) \\ m_{21} & m_{22} & m'_{23} \exp(i2\beta_0 z) & m'_{24} \exp(i2\beta_0 z) \\ m'_{31} \exp(-i2\beta_0 z) & m'_{32} \exp(-i2\beta_0 z) & m_{33} & m_{34} \\ m'_{41} \exp(-i2\beta_0 z) & m'_{42} \exp(-i2\beta_0 z) & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix}, \quad (12)$$

$\beta_0 \equiv \pi/\Lambda$, Λ 为光栅周期, 矩阵 $M(z)$ 的矩阵元素 m_{ij} 和 m'_{ij} 的定义为

$$m_{ii} = \frac{1}{1 - (c^+)^2 + (c^-)^2} \{ \beta_p + [(c^-)^2 - (c^+)^2] \beta_r + [k_{pp}^- - c^+ k_{rp}^- + (-1)^i c^- k_{rp}^+]^{l=0} \} \quad i = 1, 2,$$

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

$$m_{ij} = \frac{1}{1 - (c^+)^2 + (c^-)^2} \frac{5-i-j}{2} \{ c^+ (\beta_p - \beta_q) + [k_{pq}^- - c^+ k_{qq}^- + (-1)^i c^- k_{qq}^+]^{l=0} \} \quad i \neq j,$$

$$m'_{ij} = \frac{1}{1 - (c^+)^2 + (c^-)^2} \frac{j-i}{|j-i|} [(k_{pq}^+ - c^+ k_{rq}^+) + (-1)^j c^- k_{rq}^-]^{-1} \frac{j-i}{|j-i|} \quad i \neq j.$$

式中 i 为奇数时, $p = a, r = b$; i 为偶数时, $p = b, r = a$; j 为奇数时, $q = a$; j 为偶数时, $q = b$ 。上标 $l = 0$ 和 $l = \pm 1$ 表示傅里叶级数系数的阶数。

在实际应用中, 剩余场量 $Q_l(x, y, z)$ 和 $R_l(x, y, z)$ 近似为零, 因此依赖它们的矢量 $W(z)$ 也可被认为近似为零。这样, 在精确的耦合方程组(2)导出以后, 忽略剩余场量 $Q_l(x, y, z)$ 和 $R_l(x, y, z)$ 及依赖它们的矢量 $W(z)$, 将不会影响其精确性, 则(1)式和(2)式可简化为耦合方程组,

$$E_l(x, y, z) = [u_a^+(z) + u_a^-(z)] E_l^a(x, y) + [u_b^+(z) + u_b^-(z)] E_l^b(x, y) \quad (13)$$

$$H_l(x, y, z) = [u_a^+(z) - u_a^-(z)] H_l^a(x, y) + [u_b^+(z) - u_b^-(z)] H_l^b(x, y) \quad (14)$$

$$dU/dz = iM(z)U(z) \quad (15)$$

如果定义

$$W(z) \equiv \begin{bmatrix} w_1(z) \\ w_2(z) \\ w_3(z) \\ w_4(z) \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} u_a^+ \exp(-i\beta_0 z) \\ u_b^+ \exp(-i\beta_0 z) \\ u_a^- \exp(i\beta_0 z) \\ u_b^- \exp(i\beta_0 z) \end{bmatrix} \quad (16)$$

将(16)式、(12)式代入(15)式可得:

$$dW/dz = iQW(z), \quad (17)$$

这里

$$Q = \begin{bmatrix} m_{11} - \beta_0 & m_{12} & m'_{13} & m'_{14} \\ m_{21} & m_{22} - \beta_0 & m'_{23} & m'_{24} \\ m'_{31} & m'_{32} & -m_{11} + \beta_0 & m_{34} \\ m'_{41} & m'_{42} & m'_{43} & -m_{22} + \beta_0 \end{bmatrix} \quad (18)$$

(17)式可通过求解矩阵 Q 的本征值和本征矢量的方法来求解。

上述问题是一个关于区域 L_2 的边界值问题, 必须求出方程组满足的边界条件。当 $z = L_1 + L_2$ 时, 有

$$u_a^-(L_1 + L_2) = u_b^-(L_1 + L_2) = 0, \quad (19)$$

当

$$z = L_1, \quad u_a^+(0) = 1, \quad u_b^+(0) = 0$$

时, 即光从端口 A_1 输入, 区域 L_1 表示的普通方向耦合器部分可作为统一耦合理论的一种特例(即耦合器内不包含布拉格光栅^[8])来求解 $u_a^+(L_1)$ 和 $u_b^+(L_1)$ 。

在求出含布拉格光栅的光纤耦合器部分的 4 个端口的输出后, 区域 L_1 和 L_3 表示的普通方向耦合器部分同样作为统一耦合理论的一种特例求解, 从而分别求出该波分复用器的 4 个端口的输出。

3 结果与讨论

下面分析三种典型的含布拉格光栅的对称光纤耦合器。耦合器由 SMF28 光纤制成, 一个或两个相同的布拉格光栅光刻在耦合区域。光从端口 A_1 输

入, 则光由端口 A_1 和 B_1 输出的反射率为

$$R_1 = \left| \frac{u_a^-(0)}{u_a^+(0)} \right|^2, \quad R_2 = \left| \frac{u_b^-(0)}{u_a^+(0)} \right|^2. \quad (20)$$

光由端口 A_2 和 B_2 输出的透射率为

$$T_1 = \left| \frac{u_a^+(L_1 + L_2 + L_3)}{u_a^+(0)} \right|^2,$$

$$T_2 = \left| \frac{u_b^+(L_1 + L_2 + L_3)}{u_a^+(0)} \right|^2. \quad (21)$$

1) 例 1

图 2 是含一个布拉格光栅的光纤耦合器的示意图^[3]。

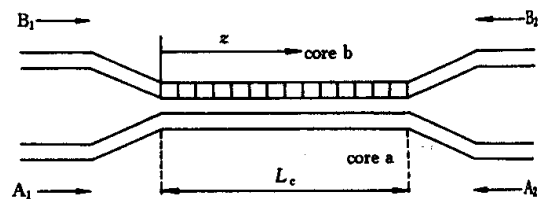


Fig. 2 Schematic of the grating-frustrated coupler

两根单模光纤 a 和 b 经打磨制成一个 2×2 的方向耦合器, 除了纤芯 b 中含有一个光致布拉格光栅外, 两根光纤的纤芯完全相同。这个光栅有两个作用: 第一, 它引入了强烈的色散, 使耦合器相位不匹配; 第二, 它使一部分满足光栅耦合条件的光被

反射。在理论模拟中,该器件的有关参数选取如下:布拉格光栅的折射率调制为 $\delta n = 6.5 \times 10^{-4}$,两纤芯边界的距离为 $d = 5 \mu\text{m}$,布拉格光栅的中心波长为 $\lambda_B = 1534.5 \text{ nm}$,光栅长度为 $L = 5 \text{ mm}$ 。计算所得的该器件的频谱响应如图 3 所示,这与参考文献 [3] 中的实验结果吻合。

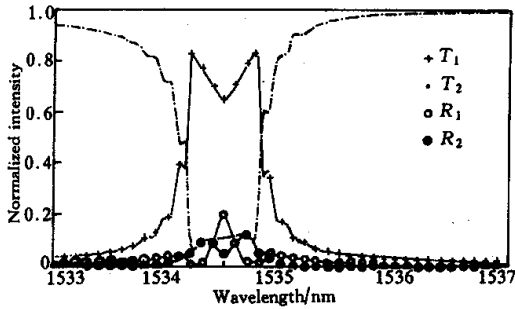


Fig. 3 Wavelength responses of the grating-frustrated coupler in example 1. R_1 and R_2 are the reflectivities of port A_1 and B_1 , respectively. T_1 and T_2 are the transmittivities of the port A_2 and B_2 , respectively

2) 例 2

波分复用器由一个单模光纤打磨制成的光纤耦合器组成,它的耦合区域的长度为 $L_c = L_1 + L_2 + L_3$,如图 1 所示。两根光纤纤芯中均含有一个高反射率的布拉格光栅,两个光栅被设计成具有完全相同的长度、周期和折射率,它们位于耦合区域的中部 L_2 。在模拟中该器件所选用的优化参数为:布拉格光栅的折射率调制为 $\delta n = 6.5 \times 10^{-4}$,两纤芯边界的距离为 $d = 5 \mu\text{m}$,布拉格光栅的中心波长为 $\lambda_B = 1536 \text{ nm}$, $L_1 = 4.7089 \text{ mm}$, $L_2 = 2.5000 \text{ mm}$, $L_3 = 2.8060 \text{ mm}$ 。计算所得的该器件的频谱响应如图 4 所示。注意到端口 B_1 反射频谱中长波长侧的第二个旁斑消失,短波长侧的第二个旁斑减弱。除此以外整个反射频谱几乎相对于中心波长 λ_{max} 对称,这一结果与参考文献 [4] 中的实验结果吻合。

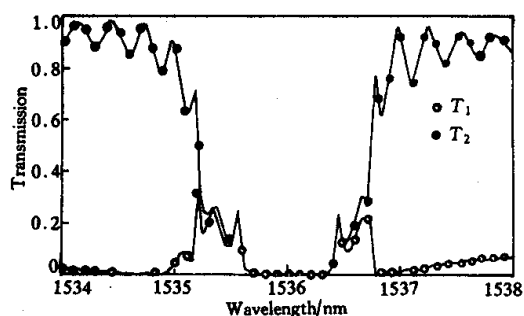
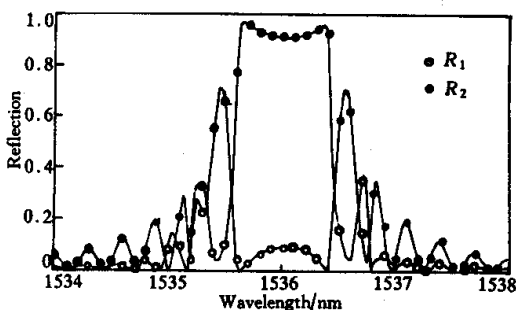


Fig. 4 Wavelength responses of the add/drop multiplexer in example 2. R_1 and R_2 are the reflectivities of port A_1 and B_1 , respectively. T_1 and T_2 are the transmittivities of the port A_2 and B_2 respectively

3) 例 3

用紫外光在一个完全熔融的 100% 耦合的光纤耦合器的腰部写入强布拉格光栅^[3],这种器件的结构与例 2 的唯一区别是这种耦合器是用熔融拉锥技术制成。在这种耦合器中,光纤纤芯变小,导波模变成包层模。在模拟中该器件所选用的优化参数为:纤芯半径为 $2.25 \mu\text{m}$,它是标准 SMF28 光纤芯径的一半,布拉格光栅的折射率调制为 $\delta n = 7.5 \times 10^{-4}$,布拉格光栅的中心波长为 $\lambda_B = 1536 \text{ nm}$, $L_1 = 6.00 \text{ mm}$, $L_2 = 3.00 \text{ mm}$, $L_3 = 3.16 \text{ mm}$ 。计算所得的该器件的频谱响应如图 5 所示。注意到端口 B_1 反射频谱中长波长侧的旁斑要比短波长侧的旁斑弱,这个理论结果能很好地解释参考文献 [3] 中实验结果图 2。

如果布拉格光栅的折射率调制变为 $\delta n = 5 \times 10^{-4}$ 且 $L_1 = 6.00 \text{ mm}$, $L_2 = 3.00 \text{ mm}$, $L_3 = 3.02 \text{ mm}$,其余参数同上,计算所得的该器件的频谱响应则如图 6 所示。可以发现端口 B_1 反射频谱中长波长侧的第一个旁斑消失,短波长侧的第一个旁斑也明显减弱,这一理论结果与参考文献 [3] 中的实验结果图 2 和图 3 相吻合。

对于含布拉格光栅的对称光纤耦合器,其端口 B_1 的反射频谱与普通的布拉格光栅的反射频谱相似。两者的区别在于对含布拉格光栅的对称光纤耦合器的端口 B_1 的反射频谱来说,长波长侧的旁斑与短波长侧的旁斑具有明显不对称性。端口 B_1 的反射频谱的这种旁斑不对称性与高斯函数变迹的布拉格光栅的反射频谱的旁斑不对称性非常相似。高斯函数变迹的布拉格光栅的反射频谱的旁斑不对称性是由直接耦合系数的不均匀变化引起的^[9,10],而含布拉格光栅的对称光纤耦合器的端口 B_1 的反射频谱的不对称性是由两平行光纤纤芯中的模通过布拉格光栅的交叉耦合引起的。普通耦合模理论^[4]忽略

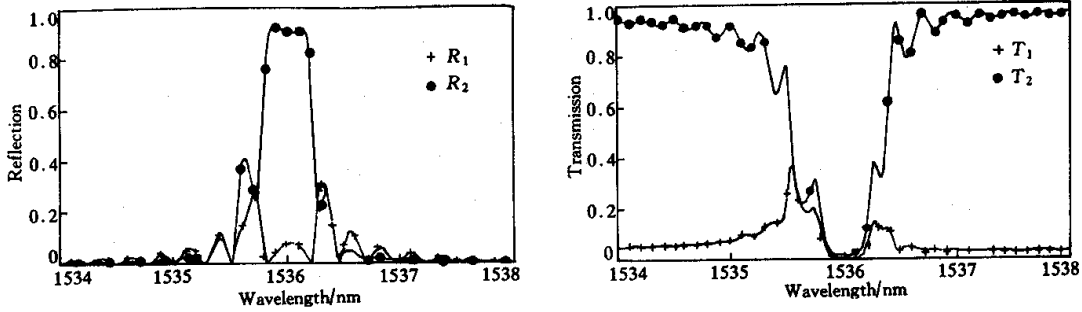


Fig. 5 Wavelength responses of the add/drop multiplexer in example 3 when the index modulation of the grating $\delta n = 7.5 \times 10^{-4}$. R_1 and R_2 are the reflectivities of port A_1 and B_1 , respectively. T_1 and T_2 are the transmittivities of the port A_2 and B_2 , respectively

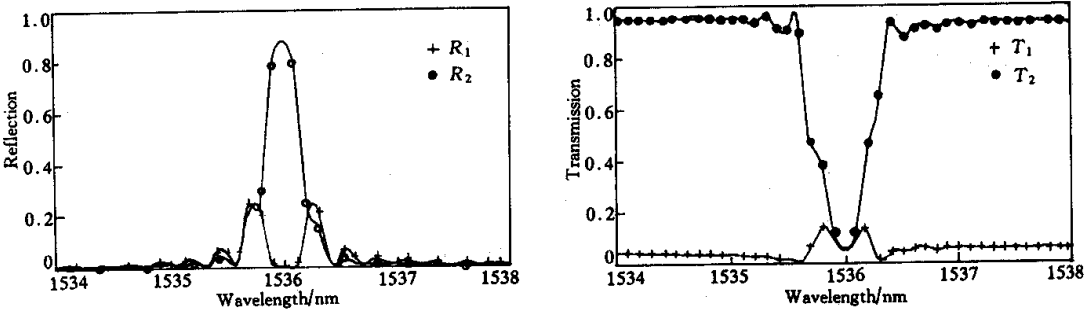


Fig. 6 Wavelength responses of the add/drop multiplexer in example 3 when the index modulation of the grating $\delta n = 5 \times 10^{-4}$. R_1 and R_2 are the reflectivities of port A_1 and B_1 , respectively. T_1 and T_2 are the transmittivities of the port A_2 and B_2 , respectively

了两平行光纤纤芯中的模通过布拉格光栅的交叉耦合,因此不能解释实验中得到的旁斑不对称现象。而统一耦合模理论考虑了通过布拉格光栅的交叉耦合,因此更能精确解释实验中得到的旁斑不对称现象。

结论 统一耦合模理论是由麦克斯韦方程组直接导出的,因此它是麦克斯韦方程组的一种变形表示。在分析含光栅的耦合区域时,它同时考虑了光栅和耦合器的耦合作用。本文将研究平面波导的统一耦合模理论推广到分析了所有类型的含布拉格光栅的对称光纤耦合器,并对以前没有作出很好解释的旁斑不对称现象进行了分析,证明用统一耦合模理论能精确地分析各种含布拉格光栅的对称光纤耦合器的频谱特性。

参 考 文 献

- [1] Archambault J L, Russell P S J, Barcelos S *et al.*. Grating-frustrated coupler: A novel channel-dropping filter in single-mode optical fiber. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(3): 180~182
- [2] Baumann I, Seifert J, Novak W *et al.*. Compact all-fiber add-drop-multiplexer using fiber Bragg gratings. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1996, **8**(10):1331~1333
- [3] 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
- [4] Orlov S S, Yariv A, Essen S V. Coupled-mode analysis of fiber-optic add-drop filters for dense wavelength-division multiplexing. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(10):688~690
- [5] Marin E, Ghosh R, Lacroix S *et al.*. Bragg grating effects in optical fiber couplers calculated by coupled supermode theory. *Proc. SPIE*, 1998, **3542**:32~42
- [6] Hardy A A. A unified approach to coupled-mode phenomena. *J. Lightwave Technol.*, 1998, **34**(7):1109~1116
- [7] Izhaky N, Hardy A. Analysis of grating-assisted backward coupling employing the unified coupled-mode formalism. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1999, **16**(6):1303~1311
- [8] Hardy A A, Streifer W. Coupled-mode theory of parallel waveguides. *J. Lightwave Technol.*, 1985, **LT-3**(5):1135~1146
- [9] Erdogan T. Fiber grating spectra. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(8):1277~1294
- [10] Sipe J E, Poladian L, Sterk C M. Propagation through nonuniform grating structures. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1994, **11**(4):1307~1320

Analysis of Bragg Grating-Assisted Optical Fiber Symmetric Couplers Employing the Unified Coupled-Mode Theory

Zhu Songlin Zhang Xianmin Chi Hao Chen Kangsheng

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

(Received 10 April 2000 ; revised 9 June 2000)

Abstract : The unified coupled-mode formalism derived from Maxwell's equation is employed to analyze the Bragg grating-assisted optical fiber symmetric couplers. In the theoretical analysis, the coupling effects due to Bragg grating and coupler are both considered in the Bragg grating region, which is distinct from the previous published approaches. The simulating results verify that the theory can give more accurate explanation to various experimental phenomena.

Key words : fiber grating ; unified coupled-mode theory ; optical fiber coupler ; wavelength division multiplexer