

# 刻蚀光纤布拉格反射器特性的理论分析

陈章渊 安宏林\* 徐安士 吴德明

(北京大学电子系, 区域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室, 北京 1000871)

**摘 要** 从理论上研究了波导耦合型刻蚀光纤布拉格反射器的特性。采用正交模式耦合理论描述其中的光栅辅助正反向模式耦合, 用非正交模式耦合理论描述输入输出接口的模式激发, 给出了分析耦合波导布拉格反射器的解析表达式。分析表明刻蚀光纤布拉格反射器中存在三种布拉格反射, 在频谱中表现为六个分立的反射峰, 与实验结果相符。其反射率不仅决定于耦合系数, 还与其结构参数, 尤其是  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层的厚度、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  层与光纤芯的距离以及匹配层折射率直接有关。

**关键词** 刻蚀光纤布拉格反射器, 模式耦合, 结构参数。

## 1 引 言

刻蚀光纤布拉格反射器是在单模光纤的抛光侧面上用离子束刻蚀出光栅, 再镀上高折射率的  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层及匹配层制成的。在一阶布拉格波长上其反射率可高于 95%<sup>[1, 2]</sup>。在实验中观察到刻蚀光纤布拉格反射器具有较强的偏振敏感性, 其反射率对  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层厚度、匹配层折射率很敏感, 其透(反)射谱存在多谷(峰)结构<sup>[3]</sup>。这些现象都没有得到很好的解释。类似的多谷现象在文献[1]中也有描述, 不过被解释为一个极小值来自一阶布拉格耦合, 另一个极小值则来自与更高阶的泄漏模式的耦合。此外, 在实际设计中, 常常要对刻蚀光纤布拉格反射器的结构参数进行优化, 因而给出了一个清晰的物理图像是很有必要的。有关布拉格反射器的理论分析已有不少文献。通常用正交模式耦合理论分析正反方向耦合模<sup>[4-6]</sup>, Hong 等还用非正交性模式耦合理论描述反射器输入/输出端的模式激发, 将整个复合波导的模式与单个波导的模式联系起来<sup>[4]</sup>。为此, 本文将文献[4]的方法应用于刻蚀光纤布拉格反射器的分析, 特别讨论了  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层厚度、与光纤芯的距离以及匹配层的折射率等参数的影响及其优化。这里的刻蚀光纤布拉格反射器是一种远离对称的几何结构。

## 2 理 论

采用图 1 所示的六层平板波导模型作为刻蚀光纤布拉格反射器的近似。其中  $n_1$ 、 $n_2$ 、 $n_4$ 、 $n_5$  分别表示匹配层、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  层、光纤包层以及芯的折射率。由于光栅刻槽的深度与  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层厚度相当, 采用有效折射率为  $n_3 = (n_2 + n_4)/2$ , 厚度为  $h$  的波导层来近似描述光栅区。 $z$  方向

\* 北京大学物理系。

收稿日期: 1996-09-07; 收到修改稿日期: 1997-11-24

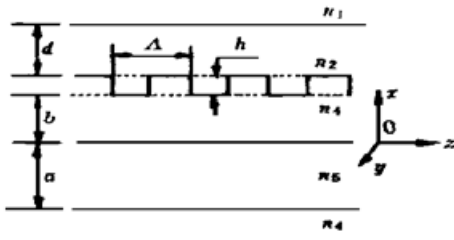


Fig. 1 Slab waveguide model of etched FBRs

的光栅区长度为  $L$ 。刻蚀光纤布拉格反射器实际上是由平板波导和光纤波导构成的复合波导，其折射率分布可表示为

$$\bar{n}(x) = n_{\text{slab}}(x) + n_f(x) - n_4, \quad (1)$$

其中  $n_{\text{slab}}(x)$ 、 $n_f(x)$  分别为没有光纤时的平板波导的折射率分布和没有平板波导时光纤的折射率分布。考虑到光栅后，整个复合波导的折射率分布为

$$n^2(x, z) = \bar{n}^2(x) + \hat{n}^2(x, z) \quad (2)$$

其中  $\hat{n}^2(x, z)$  为光栅微扰。

不考虑光栅作用时，该复合波导原则上支持有限数目的束缚正规模(该结构的辐射模式这里不予考虑)，可分为偶对称和奇对称两种，其模式分布可以通过该结构的本征值方程精确求解。这些奇对称和偶对称正规模是相互正交的，由光栅微扰导致的布拉格反射是在这些正规模之间发生的，因而下面将用正交模式耦合理论处理光栅辅助模式耦合问题。另一方面，复合波导的正规模也可以由两个单个波导的非正交模式耦合方程求得，因为这两个单个波导的模式是非正交的。在实验的布拉格反射器中，光波仅由光纤输入输出，人们感兴趣的是光纤输入/输出端的光功率。输入的光纤模式在输入端如何激发出复合波导的正规模，以及如何由反射回来的正规模确定光纤中的反射光功率，可以用模式匹配技术来解决<sup>[5]</sup>。利用非正交模式耦合理论给出的单个波导的模式与复合波导正规模之间的关系，可以解析地处理光纤输入输出端的模式激发问题。为方便计，以下只考虑 TE 模。

## 2.1 布拉格反射

由于各层的折射率差较小(为简便计，采用标量近似)，包括光栅在内的整个复合波导的电磁场分布满足下列标量方程

$$\nabla_{\perp}^2 \psi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 n^2(x, z) \psi = 0, \quad (3)$$

式中  $\psi$  为 TE 模电场分量， $k = 2\pi/\lambda$  为真空中的波数， $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  为横向算子。

如果光栅的作用不是很强，在不考虑光栅时，复合波导的电磁场可由其正向和反向模式的线性叠加组成

$$\psi = \sum_{\mu} w_{\mu} F_{\mu} \exp(-j\beta_{\mu} z), \quad (4)$$

式中  $\mu = \pm s, \pm a$ 。 $s$  和  $a$  分别为无光栅时复合波导的偶对称和奇对称正规模，+ 号和 - 号分别表示正向和反向， $w$  表示幅度， $\beta$  为传播常数。其中没有考虑由于光栅引起的辐射损失。 $F_{\mu}$  为无光栅时复合波导的正规模，满足方程

$$\nabla_{\perp}^2 F_{\mu} + [k^2 \bar{n}^2(x, z) - \beta_{\mu}^2] F_{\mu} = 0. \quad (5)$$

光栅折射率微扰  $\hat{n}^2(x, z)$  可以展开成富立叶表达式

$$\hat{n}^2(x, z) = \Delta n^2(x) \left[ \frac{1}{2} - \frac{j}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{1 - (-1)^m}{m} \exp(j \frac{2m\pi}{\Lambda} z) \right], \quad (6)$$

式中  $\Lambda$  为光栅周期，

$$\Delta n^2(x) = \begin{cases} n_2^2 - n_4^2, & \text{当 } b \leq x \leq b + h \\ 0 & \text{其它} \end{cases} \quad (7)$$

将(4)式、(6)式代入(3)式，然后乘以  $F_{\mu}^*$  ( $\mu = \pm s, \pm a$ )，在  $x$  方向积分。利用  $F_{\mu}$  的正交性，同时假设幅度  $w$  是缓变的，从而忽略快变项，并考虑到  $\beta_{-s} = -\beta_s$ ， $\beta_{-a} = -\beta_a$ ，有

$$\frac{dw_{\pm s}}{dz} = -jw_{\mp s}\kappa_{ss}^{(\pm m)} \exp(\pm j2\delta_{ss}z) \mp jw_{\pm a}\kappa_{sa}^{(\pm m)} \exp(\pm j2\delta_{sa}^f z) \mp jw_{\mp a}\kappa_{sa}^{(\pm m)} \exp(\pm j2\delta_{sa}z), \quad (8)$$

$$\frac{dw_{\pm a}}{dz} = -jw_{\mp a}\kappa_{aa}^{(\pm m)} \exp(\pm j2\delta_{aa}z) \mp jw_{\pm s}\kappa_{sa}^{(\pm m)} \exp(\pm j2\delta_{sa}^f z) \mp jw_{\mp s}\kappa_{sa}^{(\pm m)} \exp(\pm j2\delta_{sa}z), \quad (9)$$

其中, 光栅耦合系数为

$$\kappa_{\mu\nu}^{(m)} = -j \frac{\omega\epsilon_0}{8\pi} \frac{1 - (-1)^m}{m} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n^2(x) F_{\mu} F_{\nu} dx, \quad (10)$$

其中  $\mu, \nu = \pm s, \pm a$ ,  $\omega = ck$ ,  $c$  为真空光速,  $\epsilon_0$  为真空电介质常数。其它参数为

$$\delta_{ss} = \beta_s - \frac{m\pi}{\Lambda}, \quad \delta_{aa} = \beta_a - \frac{m\pi}{\Lambda}, \quad \delta_{sa} = \frac{\beta_a + \beta_s}{2} - \frac{m\pi}{\Lambda}, \quad (11)$$

$$\delta_{sa}^f = \frac{\beta_s - \beta_a}{2} - \frac{m\pi}{\Lambda}, \quad \delta_{as}^f = \frac{\beta_a - \beta_s}{2} - \frac{m\pi}{\Lambda}, \quad (12)$$

这里  $\delta_{ss}$  为某个波长正反向偶对称正规耦合(简称偶-偶耦合)时的相位失配因子,  $\delta_{aa}$  对应正反向奇对称正规耦合(简称奇-奇耦合),  $\delta_{sa}$  为相反方向上的奇偶对称正规耦合交叉耦合(简称奇-偶耦合)时的相位失配因子。这三个因子表示反向耦合情形。而  $\delta_{sa}^f$  和  $\delta_{as}^f$  为同方向奇偶对称正规耦合时的相位失配因子, 它们要接近于零, 相应的光栅周期  $\Lambda$  必然远大于前面三种情形, 这时反向耦合的三个因子将远离谐振条件, 因此下面将不再讨论正向耦合的情况。

相位匹配条件在模式耦合过程中起关键作用, 只有当某个相位匹配条件满足时, 相应的模式之间才会发生明显的功率交换(在布拉格反射器中才会出现明显的反射)。从(11)式可以看出, 对于给定的结构、给定的光栅周期, 三个相位匹配条件  $\delta_i (i = ss, aa, sa)$  只能在三个不同的波长上满足。这样, 在布拉格反射器的频谱反应中, 将出现分立的禁带, 即反射谱中将出现三个极大值, 而透射谱中将出现三个极小值。以上仅考虑了 TE 模, 如果再考虑到刻蚀光纤光栅中光纤的圆对称性已被破坏了, 对偏振将是敏感的, TE 和 TM 模传播常数将会不同, 因此在反射谱中将出现六个分立的峰。这与我们的实验测量结果<sup>[6]</sup>是一致的(如图 2 所示)。下面分别就(11)式三个相位匹配条件进行讨论。

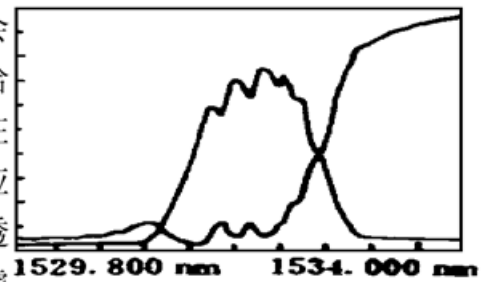


Fig. 2 Spectrum of a typical etched FBR

当某个波长的偶-偶耦合接近满足相位匹配条件, 即  $\delta_{ss} \sim 0$  时, 同时假设这时奇-奇耦合和奇-偶耦合远离相位匹配, 方程(8)、(9)进一步简化成

$$\frac{dw_{\pm s}}{dz} = \mp j\kappa_{ss}^{(\pm m)} w_{\mp s} \exp(\pm j2\delta_{ss}z), \quad (13)$$

利用边界条件: 入射时,  $w_{+s}(0)$  不为零,  $w_{-s}(L) = 0$ 。可得(13)式的解为

$$\left. \begin{aligned} w_{+s}(z) &= w_{+s}(0) \exp(j\delta_{ss}z) \frac{j\delta_{ss} \sinh [Q_{ss}(L-z)] + Q_{ss} \cosh [Q_{ss}(L+z)]}{j\delta_{ss} \sinh (Q_{ss}L) + Q_{ss} \cosh (Q_{ss}L)}, \\ w_{-s}(z) &= w_{+s}(0) \exp(-j\delta_{ss}z) \frac{\sinh [Q_{ss}(z-L)]}{j\delta_{ss} \sinh (Q_{ss}L) + Q_{ss} \cosh (Q_{ss}L)} j \frac{|\kappa_{ss}^{(m)}|^2}{\kappa_{ss}^{(m)}}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

其中  $Q_{ss} = \sqrt{|\kappa_{ss}^{(m)}|^2 - \delta_{ss}^2}$ 。则振幅反射率为

$$R_{ss} = \frac{w_{-s}(0)}{w_{+s}(0)} = j \frac{|\kappa_{ss}^{(m)}|^2}{\kappa_{ss}^{(m)}} \frac{-\sinh (Q_{ss}L)}{j\delta_{ss} \sinh (Q_{ss}L) + Q_{ss} \cosh (Q_{ss}L)}, \quad (15)$$

满足相位匹配条件  $\delta_{ss} = 0$  时, 峰值功率反射率为

$$|R_{ss}|^2 = \tanh^2(\kappa_{ss}^{(m)} L) \quad (16)$$

类似地, 满足奇-奇耦合的相位匹配条件  $\delta_{aa} = 0$  时的峰值功率反射率为

$$|R_{aa}|^2 = \tanh^2(\kappa_{aa}^{(m)} L) \quad (17)$$

满足奇-偶耦合的相位匹配条件  $\delta_{sa} = 0$  时的峰值功率反射率为

$$|R_{sa}|^2 = \tanh^2(\kappa_{sa}^{(m)} L) \quad (18)$$

## 2.2 光纤中的反射功率

以上给出的是整个复合波导的布拉格反射公式, 在制作时关心的是光纤中的反射和透射功率, 必须将复合波导的正规模与单个波导(尤其是光纤)的模式联系起来。由非正交模耦合理论, 复合波导的正规模可以近似为单个波导的模式线性叠加<sup>[5]</sup>

$$F_s = \frac{\cos [(\eta + \alpha)/2] F_1 + \sin [(\eta - \alpha)/2] F_2}{\cos \alpha}, \quad (19)$$

$$F_a = \frac{-\sin [(\eta + \alpha)/2] F_1 + \cos [(\eta - \alpha)/2] F_2}{\cos \alpha} \quad (20)$$

式中  $F_i (i = 1, 2)$  分别表示平板波导和光纤的正规模。其中参数  $\eta$  和  $\alpha$  可以由无光栅时这两个单个波导的非正交模耦合方程求得<sup>[5]</sup>,

$$\sin \alpha = \frac{\beta_1 + \beta_2}{4\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} F_1 F_2 dx, \quad (21)$$

为两个波导模式分布  $F_1$  和  $F_2$  之间的重叠积分, 这是由于  $F_1$  和  $F_2$  的非正交性造成的。其中  $\beta_1$ 、 $\beta_2$  分别为平板波导和光纤的模式传播常数,  $\mu_0$  为真空磁介质常数。而

$$\tan \eta = \frac{H_{12} + H_{21} - (H_{11} + H_{22}) \sin \alpha}{(H_{11} - H_{22}) \cos \alpha}, \quad (22)$$

表示两个波导之间的相似程度, 其中

$$H_{ij} = \frac{(\beta_i + \beta_j) \beta_i}{4\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} F_i F_j dx + \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} F_i [\bar{n}^2(x) - n_j^2(x)] F_j dx, \quad (23)$$

式中  $i, j = 1, 2$  或 slab,  $f$  (指折射率时)。(19) 式、(20) 式与整个复合波导的精确解符合得很好, 即使在耦合很强时。由(19) 式、(20) 式可得复合波导近似正规模幅度  $w_{\pm i} (i = s, a)$  与单个波导模式幅度  $u_{\pm i} (i = 1, 2)$  的关系式

$$n_{\pm 1} = \frac{\cos [(\eta + \alpha)/2] w_{\pm s} - \sin [(\eta - \alpha)/2] w_{\pm a}}{\cos \alpha}, \quad (24)$$

$$n_{\pm 2} = \frac{\sin [(\eta - \alpha)/2] w_{\pm s} + \cos [(\eta + \alpha)/2] w_{\pm a}}{\cos \alpha}, \quad (25)$$

但是在定义反射回光纤的功率时, 由于两个单个波导模式的非正交性, 严格地讲, 不可能确定功率在两个波导之间是如何分配的。不过可以针对假想的特定输出结构来给出各单个波导的功率。为此, 假设平板波导  $n_{\text{slab}}(x)$  在  $z = 0$  处截止, 这样光纤中的电场幅度可以由整个反射场分布与光纤的波导模式的重叠积分求得

$$A_{ij} = \int w_{-j} F_{-j} F_{-2} dx = \int R_{ij} w_{+j} F_{-j} F_{-2} dx \quad (26)$$

其中  $i, j = s, a$ 。

在这里的刻蚀光纤布拉格反射器中, 光波由光纤输入, 即  $u_{+1}(0) = 0, u_{+2}(0) = 1$ 。此外本文仅考虑一阶布拉格反射情形, 即  $m = 1$ 。将这些条件以及(19)、(20) 式和(24)、(25) 式代

入(26)式, 得到以上三种耦合情形下光纤中的反射功率(即总功率反射率)

$$\left. \begin{aligned} P_{ss} &= |A_{ss}|^2 = \frac{|R_{ss}|^2 [1 - \cos(\eta + \alpha)]^2}{4}, \\ P_{aa} &= |A_{aa}|^2 = \frac{|R_{aa}|^2 [1 + \cos(\eta + \alpha)]^2}{4}, \\ P_{sa} &= |A_{sa}|^2 = |R_{sa}|^2 \sin^2(\eta + \alpha), \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

从(27)式可见, 耦合型布拉格反射器的性能不仅决定于反射系数, 还与参数  $(\alpha + \eta)$  直接相关。其中参数  $\alpha$  由两个单个波导的模式分布的重叠积分得到[见(21)式], 这是由于两个波导的模式非正交性造成的。如果两个波导相距甚远, 它们的模式重叠很少,  $\alpha \rightarrow 0$ ; 当两个波导逐渐靠近时,  $\alpha$  将逐渐增大; 当两个波导完全相同并且完全重叠时,  $\alpha = \pi/2$ , 这是其最大值。另一个参数  $\eta$  [参见(22)式] 则反映两个波导的相似程度。如果两个波导完全相同, 则  $\eta = \pi/2$ 。

以上分析仅限于 TE 模, 略作修改即可用于 TM 模情形。

### 3 结果与讨论

在制作刻蚀光纤布拉格反射器时,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层厚度  $d$ 、匹配层折射率  $n_1$ 、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  层与光纤芯的距离  $b$  都是重要的调节参数, 因此下面将主要就这三个参数对反射器的影响进行讨论。计算时取下列参数:

$$\lambda = 1.55 \mu\text{m}, \quad a = 8 \mu\text{m}, \quad h = 0.1 \mu\text{m}, \quad n_2 = 1.600, \quad n_4 = 1.447, \quad n_5 = 1.452.$$

为简单起见, 只考虑两个单个波导均只支持基模工作的情形, 这就要求  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层厚度  $d$  足够小。

图 3 显示的是  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层厚度  $d$  对布拉格反射器的影响。其中图 3(a)~(c) 为  $b = 0.9 \mu\text{m}$  时的情况, 这时耦合很强,  $\alpha$  较大; 图 3(d)~(f) 为  $b = 7.9 \mu\text{m}$  时的情况, 这时耦合较弱,  $\alpha$  较小。从图 3(a) 和图 3(d) 可以看出,  $\alpha$  随  $d$  的增大而减小, 这是由于随着  $d$  的增大, 平板波导  $n_{\text{slab}}(x)$  的模式分布更加集中在  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层中, 从而与光纤的模式重叠就逐渐减小了。 $\eta$  随  $d$  的

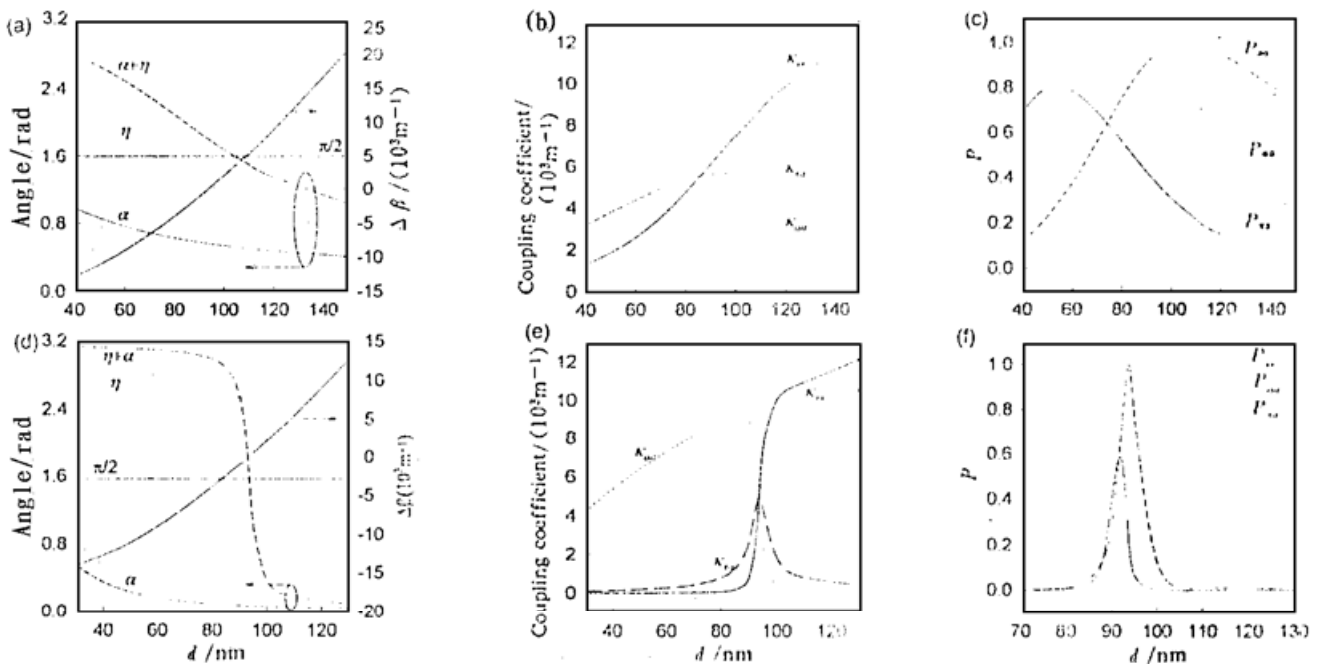


Fig. 3 Effect of  $\text{Al}_2\text{O}_3$  layer depth ( $n_1 = 1.4415$ ). (a)~(c),  $b = 0.9 \mu\text{m}$ ; (d)~(f),  $b = 7.9 \mu\text{m}$

变化比较复杂,但基本上是随着  $d$  的增大趋向于减小。特别是当两波导相距较远、 $\alpha$  较小时,  $\eta$  主要决定于两个波导模式传播常数的相对大小。如图 3(d) 所示,当  $d \sim 93.5 \text{ nm}$  时,平板波导与光纤的模式传播常数接近相同,即  $\Delta\beta \sim 0$ , 这时  $\eta \rightarrow \pi/2$ ; 当  $d$  远大于  $93.5 \text{ nm}$  时,  $\eta \rightarrow 0$ ; 当  $d \rightarrow 0$  时,  $\eta \rightarrow \pi$ 。总之,  $\eta + \alpha$  随着  $d$  的增大逐渐从  $\pi$  减小到  $0$ 。当  $d \rightarrow 0$  时,  $\eta + \alpha \rightarrow \pi$ , 将只有基于偶-偶耦合的反射起作用,这与奇对称模式随着  $d \rightarrow 0$  而逐渐趋向截止是相符的,这正是单波导布拉格反射器的情形。图 3(b)、图 3(e) 给出了由(10)式决定的三种光栅耦合系数随  $d$  的变化,这由复合波导在光栅区的模式分布决定。 $d$  越小,复合波导的偶对称模越接近纯光纤的模式,光栅区的模式场强越小,从而偶-偶耦合系数  $\kappa_{ee}$  越小;随着  $d$  的增大,复合波导的偶对称模式分布逐渐接近平板波导的模式,光栅区的场强越大,  $\kappa_{ee}$  越大。奇对称模在光栅区的场强以及  $\kappa_{oa}$  的变化趋势刚好相反。而奇-偶耦合系数  $\kappa_{sa}$  则取决于奇、偶对称模在光栅区的场强之积。当  $\eta + \alpha \sim \pi/2$  时,由(27)式可知,基于奇-偶耦合的反射最强,而基于奇-奇和偶-偶耦合反射分别只有  $|R_{aa}|^2/4$  和  $|R_{sa}|^2/4$ ; 而当  $\eta + \alpha \rightarrow \pi$  或  $0$  时,相应的耦合系数都很小,要得到较高的反射率必须有足够长的光栅。图 3(a)、图 3(f) 给出了光栅  $L = 1 \text{ mm}$  时,光强反射率随  $d$  的变化,可以看出,存在一个最佳  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层厚度。耦合越弱,这个最佳厚度区越窄。基于奇-偶耦合的反射可以实现接近于 100% 的反射率。

图 4 示意出  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层与光纤芯的距离  $b$  对布拉格反射器的影响。根据两个波导的传播常数的相对大小,给出了三个例子。图 4(a)~图 4(c) 是  $\beta_2 > \beta_1$  的情况,  $b$  越大,  $\eta + \alpha$  越接近  $\pi$ , 布拉格反射机制将逐渐从以奇-偶耦合为主演变为以偶-偶耦合为主,但这时其耦合系数很

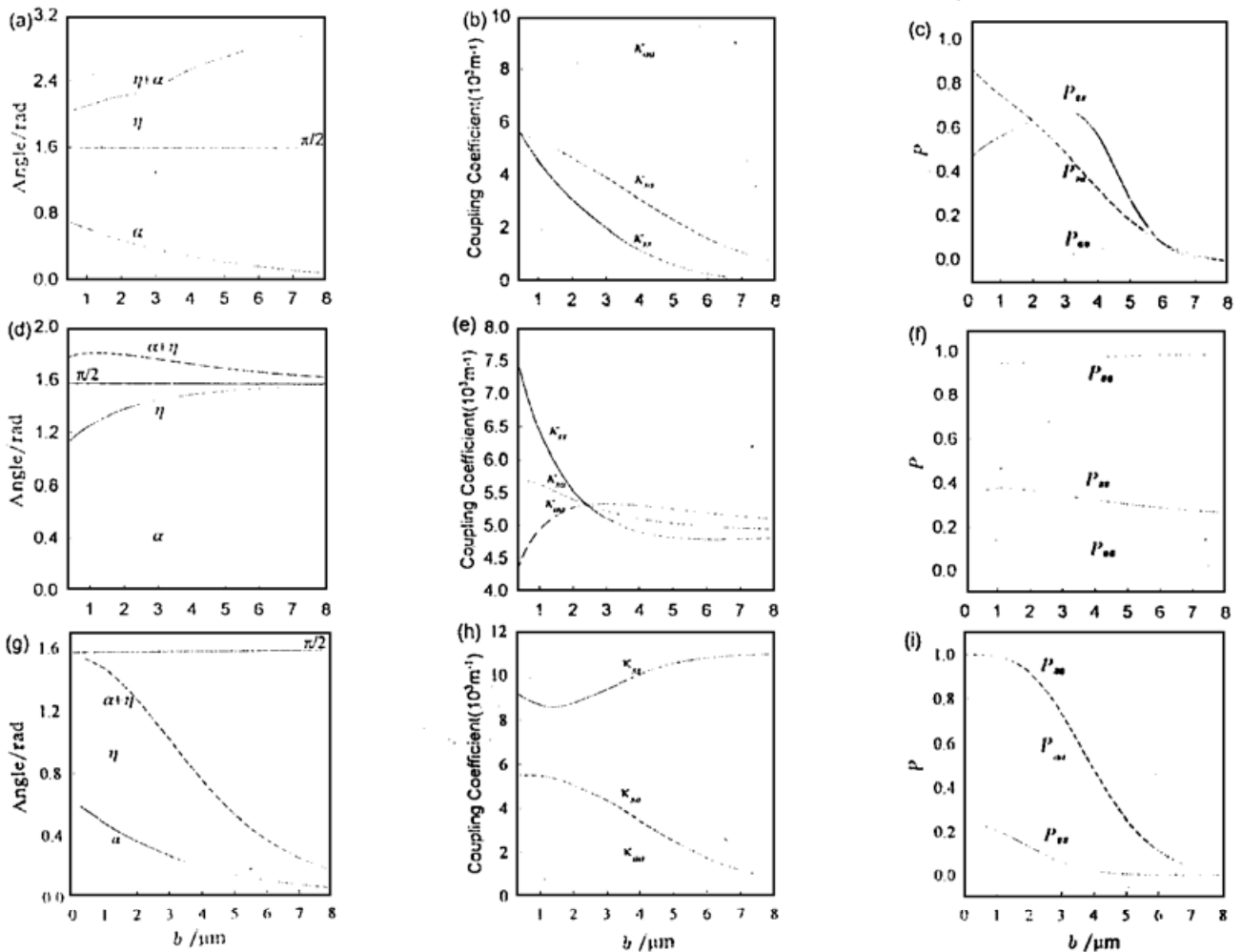


Fig. 4 Effect of parameter  $b$  ( $n_1 = 1.4415$ ) (a)~(c),  $d = 80 \text{ nm}$ ; (d)~(f),  $d = 93.5 \text{ nm}$ ; (g)~(i),  $d = 110 \text{ nm}$

小, 因而其总反射率  $P_{ss}$  先是上升然后又下降。图 4(d)~图 4(f) 是  $\beta_2 \approx \beta_1$  的情况,  $\eta + \alpha \approx \pi/2$ , 受  $b$  的影响很小, 这时基于奇-偶耦合的布拉格反射起主要作用, 而其它两种机制的反射约为 25%。图 4(g)~图 4(i) 是  $\beta_2 < \beta_1$  的情况, 随着  $b$  的增大,  $\eta + \alpha$  逐渐从  $\pi/2$  减小到 0, 布拉格反射将从以奇-偶耦合为主逐渐变为奇-奇耦合为主, 但这时其耦合系数很小, 其总反射率  $P_{ss}$  也是先上升然后又下降。图 4(c)、图 4(f)、图 4(i) 给出的是光栅长度  $L = 1 \text{ mm}$  时的光功率反射率。可以看到, 在两个波导模式传播常数接近时, 只要光栅足够长, 基于奇-偶耦合的反射可以始终保持接近于 100%, 受  $b$  的影响很小, 而另两种反射不到 25%; 而两个波导模式传播常数相差较大时, 光栅的反射受  $b$  的影响很大。对于给定的  $d$  和  $n_1$ , 存在最佳的  $b$  值以及起主要作用的耦合机制。

图 5 表示  $d = 0.05 \mu\text{m}$  和  $b = 0.9 \mu\text{m}$  时匹配层折射率  $n_1$  的影响。与  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层厚度一样,  $n_1$  的改变实质是改变了平板波导的传播常数和模式分布。当  $n_1 \approx 1.45$  时, 两个波导的模式传播常数接近, 这时  $\eta + \alpha \approx \pi/2$ , 基于奇-偶耦合的布拉格反射起主要作用; 当  $n_1$  远小于 1.45 时,  $\beta_1 < \beta_2$ ,  $\eta + \alpha \rightarrow \pi$ , 基于偶-偶耦合的布拉格反射起主要作用, 其它两种几乎为零, 但这时耦合系数  $\kappa_{ss}$  很小, 需要有足够长的光栅区; 当  $n_1$  大于 1.45 时,  $\beta_1 > \beta_2$ ,  $\eta + \alpha$  逐渐减小, 这意味着基于奇-奇耦合的布拉格反射将逐渐增强, 同样其耦合系数太小, 光栅区必须足够长才能保证较高的反射率。图 5(c) 为光栅区长度  $L = 1 \text{ mm}$  时光强反射率随  $n_1$  的变化。

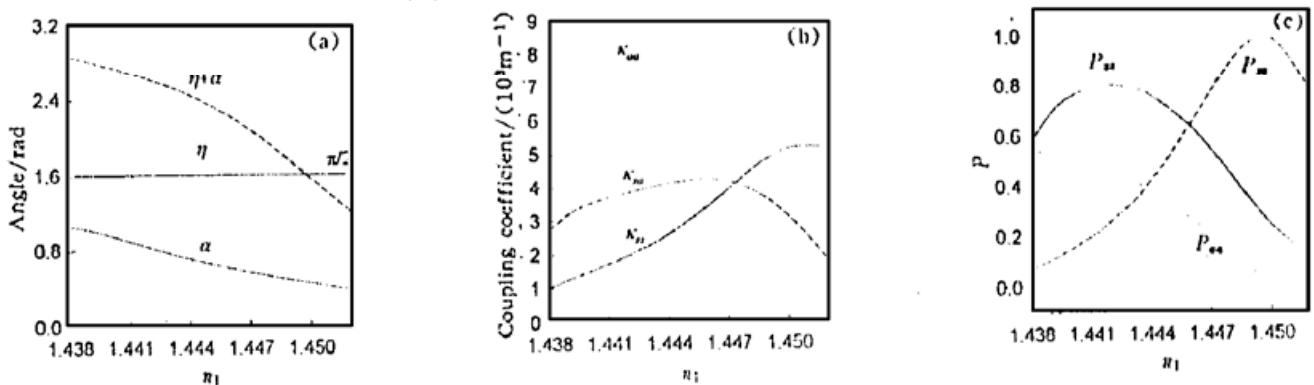


Fig. 5 Effect of refractive index  $n_1$

**结 论** 本文研究了刻蚀光纤布拉格反射器的特性。采用正交模式耦合描述正反向模式耦合, 用非正交模式耦合理论描述输入/输出端的模式激发, 给出了分析布拉格反射器的解析表达式。分析表明刻蚀光纤布拉格反射器中存在三种布拉格反射, 分别基于正反向偶-偶模式耦合、奇-奇模式耦合和奇-偶模式耦合, 再加上偏振敏感性, 在其频谱特性中表现为六个分立的反射峰或透射谷。其反射率不仅决定于耦合系数, 还与其结构参数, 尤其是  $\text{Al}_2\text{O}_3$  层的厚度  $d$ 、与光纤芯的距离  $b$  和匹配层的折射率  $n_1$  直接相关。结构参数的影响可用角度  $\eta + \alpha$  来表示。

$d$  和  $n_1$  主要是影响构成布拉格反射器的两个波导的相位匹配(传播常数相对大小)。当两个波导传播常数接近时,  $\eta + \alpha \sim \pi/2$ , 基于奇-偶耦合的反射起主要作用, 而其他两种反射不到 25%; 当两个波导传播常数相差很大时,  $\eta + \alpha \rightarrow \pi$  或 0, 分别是基于偶-偶或奇-奇耦合的反射起主要作用。 $b$  的影响也与两个波导的相位匹配有关, 若两个波导传播常数接近,  $\eta + \alpha \sim \pi/2$ ,  $b$  的影响很小; 若两个波导传播常数相差很大,  $\eta + \alpha \rightarrow 0$  (当  $\beta_1 > \beta_2$ ) 或  $\pi$  (当  $\beta_1 < \beta_2$ ), 分别是基于奇-奇耦合或偶-偶耦合的反射起主要作用, 但相应的耦合系数很小, 需要足够长的光栅区。



上述分析和性质可应用到刻蚀光纤布拉格反射器、光栅辅助定向耦合器的设计中去。

### 参 考 文 献

- [1] C. J. Rowe, I. Bennion, D. C. J. Reid, High-reflectivity surface-relief gratings in single-mode optical fibers. *IEE Proc.*, 1987, **134**(3) : 197~ 202
- [2] 安宏林, 林祥芝, 崔晓明等, 窄带高反射光纤布拉格反射滤波器. *光学学报*, 1997, **17**(4) : 503~ 507
- [3] 陈章渊, 安宏林, 徐安士等, 刻蚀光纤布拉格反射器的特性. *中国激光*, 1998, **A25**(1) : 41~ 45
- [4] A. Yariv, Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1973, **QE-9**(9) : 919~ 933
- [5] J. Hong, W. -P. Huang, T. Makino, Analytical theory of coupled-waveguide Bragg reflectors and resonant transmission filters. *IEE Proc. -Optoelectron.*, 1995, **142**(5) : 209~ 218
- [6] H. A. Haus, W. -P. Huang, Coupled-mode theory. *Proc. IEEE*, 1991, **79**(10) : 1505~ 1518

## Analysis of Etched Optical Fiber Bragg Reflectors

Chen Zhangyuan    An Honglin\*    Xu Anshi    Wu Deming

(Department of Electronics, National Laboratory on Local Fiber-Optic Communication Networks and Advanced Optical Communication Systems, Peking University, Beijing 100871)

(Received 7 September 1996; revised 24 November 1997)

**Abstract** An analysis is presented for etched optical fiber Bragg reflectors using the normal mode based orthogonal coupled-mode theory for the grating-assisted coupling of forward and backward modes and, using waveguide mode based non-orthogonal coupled-mode theory for the mode excitation at the input/output junction. The analysis shows that there are three kinds of Bragg reflections in the reflector, which means six distinct peaks in the reflective spectrum when its polarization-sensitivity taken into account. It agrees well with the experimental result. The power reflectivity depends on not only coupling coefficients but also structure parameters, especially the depth of the  $\text{Al}_2\text{O}_3$  layer, the distance between the  $\text{Al}_2\text{O}_3$  layer and the fiber core, and the refractive index of the index-matching layer.

**Key words** etched optical fiber Bragg reflector, mode coupling, structure parameters.

\* is with Physics Department of Peking University.