

文章编号: 0253-2239(2003)08-0931-6

镀金属长周期光纤光栅的研究*

魏 淮 童 治 王 目 光 简 水 生

(北方交通大学光波技术研究所, 北京 100044)

摘要: 提出了矢量法分析和数值计算相结合的方法求解复数域超越方程来得出具有金属外包层的光纤的基模, 以及包层模的传输常量。对具有复数折射率(金属)外包层的圆柱形波导(光纤)进行了分析。得出了一些规律性的结论, 以此为基础分析了金属外包层对长周期光纤光栅的影响, 并做了相关的实验验证。

关键词: 光纤通信; 长周期光纤光栅; 矢量模方程; 金属外包层光栅

中图分类号: TN253 文献标识码: A

1 引 言

长周期光栅(LPG)将前向传输的基模耦合到前向传输的包层模而后损耗掉, 使得满足光栅条件的光功率下降。因而长周期光栅的透射谱为一系列的损耗峰。这些损耗峰的频谱位置是长周期光栅的重要参量。由于包层模特性受环境折射率影响很大^[1] 所以对不同外包层折射率下的模式传输特性进行分析是十分必要的。1997年 Byeong Ha Lee 等^[2] 报道了在不同环境(介质)折射率下长周期光栅谐振波长的变化情况, 并对可使用弱导的近似情况进行了粗略分析。之后 Heather 等^[3] 在 1998 年也对此做了类似分析。在 2001 年 Yahei Koyamada^[4] 将该理论研究扩展到环境(介质)折射率大于光纤内包层的情况。以上的所有理论研究都使用了弱导近似, 并且都只是限于对介质折射率(折射率为实数)的情况进行分析。对于光纤外包层和内包层折射率差较大以及外包层折射率为复数的情况没有进行相应的理论研究。要分析带有金属外包层的波导结构, 在折射率差很大(以金为例, 在波长 1530 nm 附近其折射率约为 $0.5 + i10$ ^[5], 而光纤内包层折射率在 1.45 左右)的情况下弱导近似的前提条件已经无法满足, 因而不能用分析普通光纤(折射率差不到 1%)经常采用的弱导近似的标量法^[6] 分析此类波导, 应当采取严格求解矢量模方程的办法来计算模式的传输常量。

在长周期光纤光栅的许多应用中采用了外包层镀金属的方法来制作传感器以及损耗峰波长可调谐

的滤波器或者是光调制器。而以往人们对金属包层的光波导研究大多集中在平面波导方面^[7,8]。对金属外包层的圆光纤波导结构的基模和包层模传输特性目前尚没有人进行过深入研究。本文将采用矢量模分析方法对三层结构的光纤波导结构进行分析, 研究具有金属外包层结构的长周期光栅特性。

2 镀金属长周期光纤光栅的理论分析

2.1 复数折射率情况下的波导分析

图 1 为光栅的结构图, 与普通的长周期光栅的不同之处在于其外包层为金属, 而不是空气或其他介质。和介质不同, 金属材料的折射率为复数, $N = n + jk$, N 的实部 n 与通常介质的折射率相当, 其虚部 k 为消光系数。因而在具有金属包层的波导结构中传输的模式的有效折射率以及传输常量为复数。因此其特征方程应该在复数范围内求解。

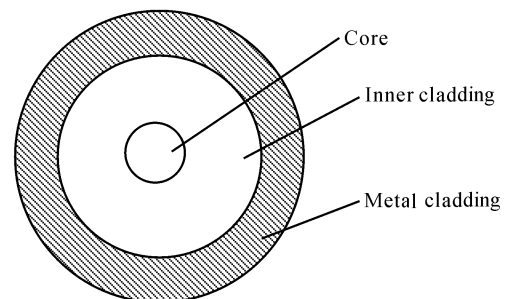


Fig. 1 The cross section of metal coated LPG

如前所述, 分析带有金属外包层的波导结构, 应采取严格求解矢量模方程来计算模式的传输常量。

对于多层均匀圆波导设场强为

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}(r, \varphi, z, t) \\ \mathbf{H}(r, \varphi, z, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{e}(r) e^{-j(\alpha z - \beta z - m\varphi)} \\ \mathbf{h}(r) e^{-j(\alpha z - \beta z - m\varphi)} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

* 国家自然科学基金(6007008)资助课题。

E-mail: wei.huai@163.com

收稿日期: 2002-04-04; 收到修改稿日期: 2002-08-22

其中 $\begin{bmatrix} \mathbf{e}(r) \\ \mathbf{h}(r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_r + e_\varphi + e_z \\ h_r + h_\varphi + h_z \end{bmatrix}$ 通过求解亥姆霍兹方程,可以得到此结构光纤的场分布为^[9]

在纤芯:

$$\begin{bmatrix} e_\varphi \\ h_\varphi \\ e_z \\ h_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{\nu\beta}{u_1^2 r} J_r(u_1 R) & j\frac{\omega\mu_0}{u_2} J_r'(u_1 R) \\ -j\frac{\omega\epsilon_1 a}{u_1} J_r'(u_1 R) & -\frac{\nu\beta}{u_1^2 r} J_r(u_1 R) \\ J_r(u_1 R) & 0 \\ 0 & J_r(u_1 R) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ c_1 \end{bmatrix} \stackrel{\text{def}}{=} M_1(r) \begin{bmatrix} a_1 \\ c_1 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

在最外层:

$$\begin{bmatrix} e_\varphi \\ h_\varphi \\ e_z \\ h_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\nu\beta}{w_3^2 R} K_r(w_3 R) & -j\frac{\omega\mu_0}{w_3} K_r'(w_3 R) \\ j\frac{\omega\epsilon_3}{w_3} K_r'(w_3 R) & -\frac{\nu\beta}{w_3^2 R} K_r(w_3 R) \\ K_r(w_3 R) & 0 \\ 0 & K_r(w_3 R) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_3 \\ d_3 \end{bmatrix} \stackrel{\text{def}}{=} M_3(r) \begin{bmatrix} b_3 \\ d_3 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

在内包层:

对于包层模

$$\begin{bmatrix} e_\varphi \\ h_\varphi \\ e_z \\ h_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{\nu\beta}{u_2^2 r} J_r(u_2 R) & -\frac{\nu\beta}{u_2^2 r} N_r(u_2 R) & j\frac{\omega\mu_0}{u_2} J_r'(u_2 R) & j\frac{\omega\mu_0}{u_2} N_r'(u_2 R) \\ -j\frac{\omega\epsilon_2 q}{u_2} J_r'(u_2 R) & -j\frac{\omega\epsilon_2}{u_2} N_r'(u_2 R) & -\frac{\nu\beta}{u_2^2 r} J_r(u_2 R) & -\frac{\nu\beta}{u_2^2 r} N_r(u_2 R) \\ J_r(u_2 R) & N_r(u_2 R) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & J_r(u_2 R) & N_r(u_2 R) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \\ c_2 \\ d_2 \end{bmatrix} \stackrel{\text{def}}{=} M_2(r) \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \\ c_2 \\ d_2 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

对于基模则有与(4)式相似的形式,但其场强表示为 $K_r(w_i R)$ 和 $I_r(w_i R)$ 的函数。限于篇幅不再在此列出。

令 $M_1(a) = M_1, M_2(a) = M_{21}, M_2(B) = M_{22}, M_3(B) = M_3$, 由边界条件连续条件可得到

$$M_1 \begin{bmatrix} a_1 \\ c_1 \end{bmatrix} = M_{21} M_{22}^{-1} M_3 \begin{bmatrix} a_3 \\ c_3 \end{bmatrix}$$

可得特征方程:

$$|M_1 ; M_{21} M_{22}^{-1} M_3| = 0, \quad (5)$$

在复数范围内进行数值求解可得传输常量。

以上各式中 μ_0 为真空中的磁导率, ϵ_1, ϵ_2 和 ϵ_3 分别为芯子、内包层和外包层的介电常量。 β 为模式的传输常量, ω 为光频(角频率); n_1, n_2 和 n_3 分别为芯子、内包层和外包层的折射率。

$$u_i = \sqrt{n_i^2 k^2 - \beta_i^2}, \quad w_i = \sqrt{-n_i^2 k^2 + \beta_i^2}$$

$i = 1, 2, 3, k = 2\pi/\lambda$ 为真空中的波数。

$J_r(u_i R)$ 为 r 阶贝塞尔函数;

$N_r(u_i R)$ 为 r 阶诺依曼函数;

$I_r(w_i R)$ 为 r 阶第一类修正贝塞尔函数;

$K_r(w_i R)$ 为 r 阶第二类修正贝塞尔函数。

在复数范围内求解超越方程,编程进行数值求解。

为保证所求结果的正确性,需要观察在复数平面上该特征方程行列式

$$y_0 = |M_1 M_{21} M_{22}^{-1} M_3|$$

模值的变化情况和解析特性。然后根据图形在给定区域内进行求解。这对于有些需要赋予初始值的数值求解方法通过观察选定初始值是十分重要的。而且可以通过观察来验证所求解的正确性。

以 HE_{11} 以及 HE_{12} 和 EH_{12} 模为例求特征方程的行列式的模值即

$$y = |y_0| = \|M_1 M_{21} M_{22}^{-1} M_3\|, \quad (6)$$

在复数平面上的图形如图 2(a)、图 2(b) 所示,由此可知 y 在复数平面上(含有特征方程的解的区域内)是解析的,因而可以通过数值求解的方法求出正确解。可采用下山法^[7]在复数平面上寻找 $y=0$ 时对应的复数值进行特征方程求解。

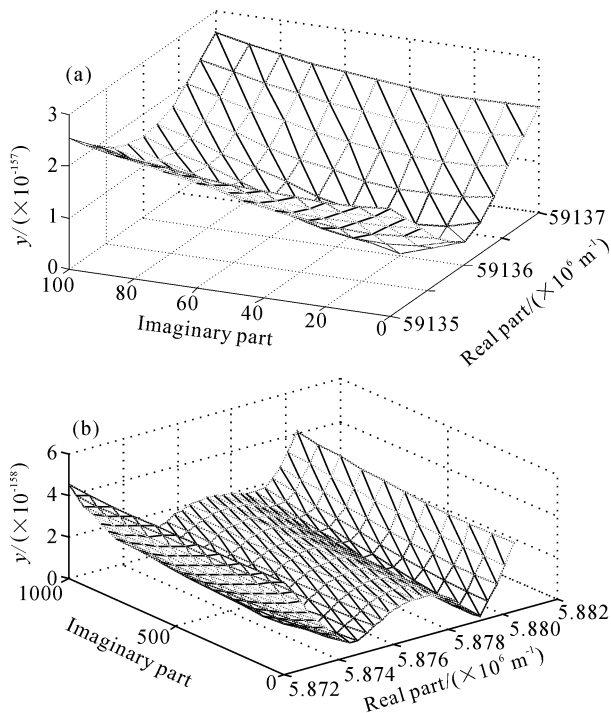


Fig. 2 The value of γ in the complex plan of propagation constant. (a) HE_{11} mode; (b) HE_{12}, EH_{12} mode

2.2 数值求解复数特征方程所得结果的分析

通过改变折射率的数值,以及光纤的其它参量,求解特征方程,我们得到不同情况下的芯模(基模)和包层模的传输常量,并由此来分析各种因素给光纤中的传输模式带来的影响,从而进一步分析这些因素对长周期光纤光栅的影响。

金属的复数折射率所带来的影响有两个方面:一是造成传输常量为复数,而使得该模式具有损耗特性(从光波的传输方程 $E = E_0 \exp[-j(\omega t - \beta z)]$, $(\beta = \beta_r + j\beta_i)$,可得 $E = E_0 \exp(-\beta_i z) \exp[-j(\omega t - \beta_r z)]$ 可以看出,复传输常量的虚部反映了传输过程中的损耗。另一方面是使传输常量的实部也发生偏移,从而使光栅的谐振峰发生偏移。

设芯子的半径为 $4 \mu\text{m}$,折射率为 1.462,内包层折射率为 1.457,外包层半径设为无穷大,折射率为 $0.5 + i5$ 。对内包层半径从 $5.5 \mu\text{m}$ 到 $14.5 \mu\text{m}$ 的不同情况对各阶模式的传输常量进行数值求解结果见图 3 及表 1(为便于观察比较,纵坐标用传输常量虚部的对数表示)。不难发现,各阶模式的传输常量的虚部随着内包层半径的加大而减小,对不同的模式其影响大小也不同。各种模式中基模的传输常量的虚部最小。当半径达到 $25 \mu\text{m}$ 时基模传输常量的虚部在 10^{-6} 量级。折算成损耗在 10^{-3} dB/km,可见包层半径为 $62.5 \mu\text{m}$ 的普通光纤时由金属的复数折射

率所带来的影响是可以忽略的。完全可以按照两层结构(包层半径无限大)计算基模。这给以往求解光栅时常用的近似提供了理论依据。也给制作金属外包层的单模光纤^[10]提供了理论支持。

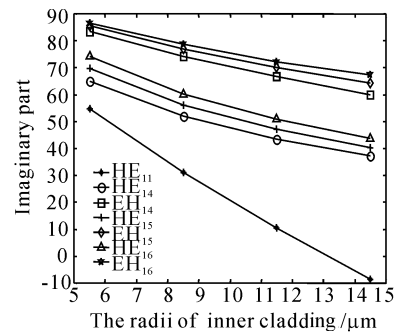


Fig. 3 The effect of refractive index's imaginary part to the real part of propagation constant

Table 1 Propagation constant for HE_{11} mode with different radius of inner cladding

Radius of inner cladding / μm	Propagation constant for HE_{11} mode / m^{-1}
5.5	$5.90752721 \times 10^6 + i2.36266 \times 10^2$
8.5	$5.91360060 \times 10^6 + i2.24240 \times 10^1$
11.5	$5.91425354 \times 10^6 + i2.88665$
14.5	$5.914345797 \times 10^6 + i4.25798 \times 10^{-1}$

除了带来损耗,金属折射率的虚部还会造成模式传输常量实部的变化,这必将使得光栅的谐振波长发生移动。而在制作光纤光栅的过程中有时会遇到不同包层(内包层)半径的光纤,而当内包层半径较小时金属外包层对基模的影响会显著加大。此时在计算光栅特性时必须严格按照多层结构计算基模特性而不能采用通常的两层结构计算。

同样规格的光纤,以外包层折射率实部为 0.5,令虚部从 0 到 10 变化,对内包层半径从 $5.5 \mu\text{m}$ 到 $14.5 \mu\text{m}$ 的不同情况对各阶模式的传输常量进行数值求解观察传输常量的变化情况。参见图 4,其横坐标为外包层折射率的虚部,纵坐标表示传输常量实部的相对偏移量 $(\beta_r - \beta_{0r})/\beta_{0r}$ (β_{0r} 表示包层折射率虚部为零时的传输常量的实部, β_r 表示包层折射率虚部不为零时的传输常量的实部)。随着折射率虚部的增加,各模式的传输常量的实部递减,其递减规律可以用 $a(e^{-bx} - 1)$ 来拟合。图 4 中的 HE_{16} 模对应的曲线为拟合后曲线。比较 HE 模和 EH 模发现 EH 模受外包层折射率虚部的影响更大,即由外包层折射率虚部变化所造成的传输常量实部的偏移要比 HE 模更为明显。由此可见无论是外包层的复

数折射率造成的模式的传输常量的虚部(模式的传输损耗)的大小还是造成的传输常量实部偏移量都明显反映出 EH(TM)模受外包层金属折射率的影响要大大高于 HE(TE)模。在长周期光纤光栅中由于较低阶的 EH 模和芯模的耦合系数非常小(比 HE 模小 2~3 个数量级),因此通常观察不到 HE 模对应的损耗峰。

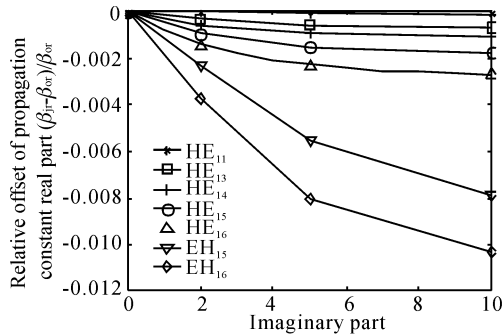


Fig. 4 The effect of refractive index's imaginary part to propagation constant

折射率虚部的加大以及内包层半径的减小都会使基模的传输常量的实部变小(即有效折射率的实部变小),与对传输常量的虚部影响相似,金属外包层对包层模传输常量实部的影响要比基模传输常量实部的影响大。

此外,用矢量法进行计算时求解出的模式包括了 HE 和 EH 模,通过比较可以发现这两种模式受金属折射率特性的影响有较大不同。这与平面金属包层波导的计算结论相吻合^[9]。图 2(a)、图 2(b)分别为芯子的半径为 4 μm ,折射率为 1.462,内包层的半径为 8.5 μm ,折射率为 1.457,外包层半径设为无穷大,折射率为 0.5 + i5 时的芯模以及 EH₁₂ 模和 HE₁₂ 模对应的征方程行列式模值在复数平面上的变化情况。求得 HE₁₁ 模的传输常量为

$$5.9136006 \times 10^6 + i2.24240 \times 10^1 \text{ m}^{-1},$$

HE₁₂ 模的传输常量为

$$5.879110 \times 10^6 + i3.55999 \times 10^1 \text{ m}^{-1},$$

EH₁₂ 模的传输常量为

$$5.8744760 \times 10^6 + i4.36300 \times 10^2 \text{ m}^{-1}.$$

3 复折射率引起的传输常量变化对长周期光栅的影响及相关实验

通过以上分析可知镀金属后传输常量变化对长周期光栅的影响。光纤光栅的谐振条件为

$$2\pi/\Lambda = (\beta_{\text{co}} - \beta_{\text{cl}}) = (n_{\text{co}} - n_{\text{cl}})2\pi/\lambda, \quad (7)$$

所以有

$$\lambda = \Lambda(n_{\text{co}} - n_{\text{cl}}), \quad (8)$$

上式中 Λ 为光栅的周期, β_{co} 为芯模传输常量(实部), β_{cl} 为包层模传输常量(实部), n_{co} 、 n_{cl} 分别为芯模和包层模的有效折射率 $n = \beta/k$, λ 为满足谐振条件的光波波长。光栅外层折射率的变化将引起各阶模式尤其是包层模的传输常量(有效折射率)的变化,这些变化就导致了光栅谐振峰的偏移。经理论计算发现,对于几类不同折射率的金属,光栅的谐振峰变化呈现不同的特点。

对于使用金、银、铜等折射率实部小于 1 的金属作为长周期光纤外包层时,光栅的谐振波长将向长波长方向偏移,而且其偏移量由于金属复数折射率虚部的存在而比具有相同折射率实部的介质偏移量更大。以 HE₁₆ 模为例,计算比较光栅在镀金属前后(之前为空气外包层)的谐振波长偏移量,假设外包层折射率为 0.5(理论计算模型)计算可得其偏移量为 1.57 nm 而当外包层金属折射率为复数 0.5 + i10 时计算得出的偏移量将增大为折射率为 0.5 时的 4 倍(6.3 nm)。实验结果见图 5。在镀金之前光纤光栅的外包层为空气,其折射率为 1.0,镀金之后光纤光栅的外包层折射率(波长在 1530 nm 附近)为 0.5 + i10^[5],此光纤光栅的基模和 HE₁₆ 模耦合产生的透射谱损耗峰在镀金之前位于 1530 nm 处,在

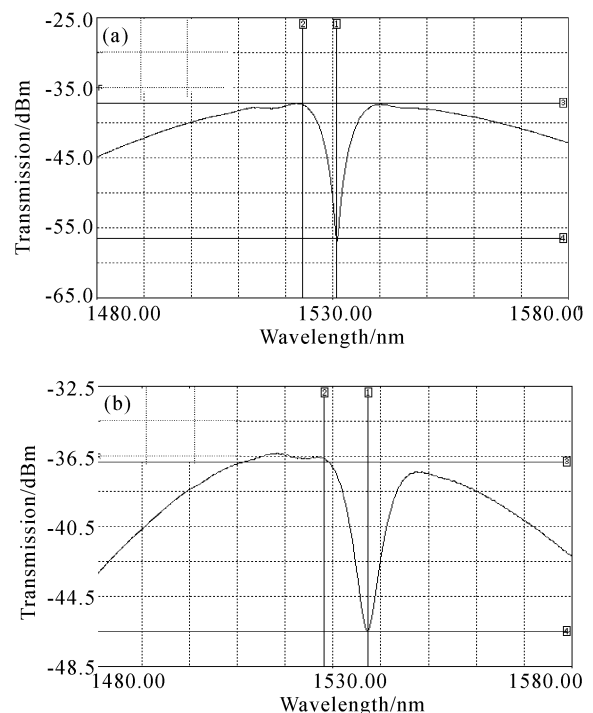


Fig. 5 Transmission spectrum of LPG before (a) and after (b) coating by gold

镀金之后实验测得光栅的谐振波长向长波长偏移了约 6.6 nm 要比假设外包层折射率为 0.5 的情况理论计算得出的波长偏移量 1.57 nm 大 4 倍, 符合理论分析。和金进行对比, 铜的折射率为 $0.6 + i8.3$, 其实部高于金的折射率实部而虚部相对较小, 因此镀铜引起的波长漂移要小于镀金的情况, 波长偏移量为 5.2 nm。实验结果与理论相符, 参见图 6。

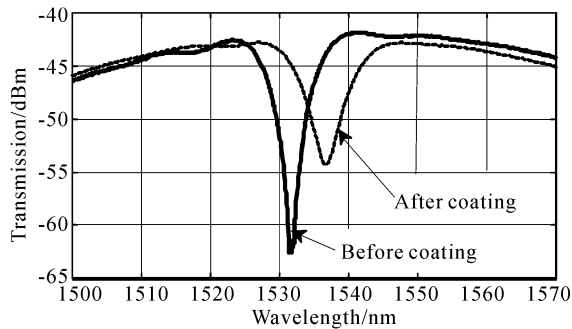


Fig. 6 Transmission spectrum of LPG before and after coating by Cu

当外包层折射率实部高于内包层折射率时如铅、铂等金属, 长周期光栅的谐振波长也将向长波长偏移, 但数值较小(其分析方法稍有不同因篇幅所限将另文讨论)。文献[11]中做了长周期光栅镀 Pt 的实验, 其折射率(波长在 1530 nm 附近)为 $2.0 + i5.95$, 结果如图 7 所示, 该实验证实了当外包层折射率实部高于内包层折射率时, 长周期光栅的谐振波长向长波长少量偏移。

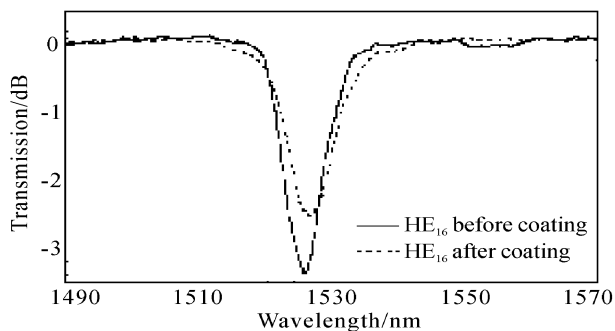


Fig. 7 Transmission spectrum of LPG before and after coating by Pt^[5]

以上的实验使用载氢光纤紫外写入长周期光纤光栅, 并进行退火处理使光栅稳定^[12]。使用光谱仪测量光栅的透射谱。然后在长周期光栅外表面镀金属, 测量光栅的透射谱, 观察光栅的透射谱变化情况。为保证结果准确, 对比实验均在环境温度基本恒定的情况下进行测量。

此外经理论计算发现只有当折射率小于内包层折射率而大于空气折射率时, 长周期光栅的谐振波

长将向短波长偏移, 而现实条件下此类金属较少见, 有关的满足此种折射率条件的介质的实验结果见图 8。图 8 所示为光栅处水中(折射率)以及折射率高于内包层匹配油中时的情况。当折射率小于内包层折射率而大于空气折射率时长周期光栅谐振波长将向短波长方向偏移。

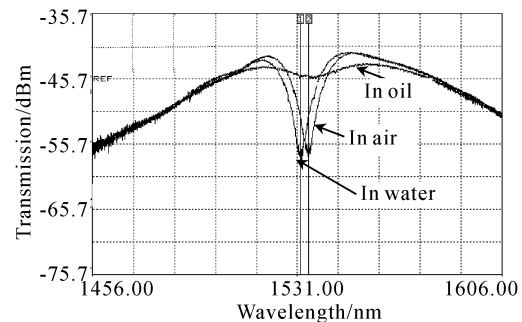


Fig. 8 Transmission spectrum of LPG with different external index

结论 理论分析表明, 金属外包层所具有的复数折射率对光纤中的模式会产生一定的影响, 对不同阶次不同类型的模式影响也不同, EH 模受影响远大于 HE 模, 高阶模受影响大于低阶模。随内包层半径以及金属折射率虚部的变化模式的传输常量也发生有规律的变化。这些分析不仅对于金属包层长周期光纤光栅的制作和应用具有指导意义。而且可以用来分析其它具有复数折射率的情况如金属外涂层光纤, 带有增益介质(虚部为负)的光纤放大器, 以及带有损耗介质层的传感器。

参 考 文 献

- 1 Tong Zhi, Wei Huai, Wang Muguang *et al.*. Effect of change of ambient refractive index on characteristics of long-period fiber gratings. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(9):1088~1091 (in Chinese)
- 2 Byeong Ha Lee, Yu Liu, Sang *et al.*. Displacement of the resonant peaks of a long-period fiber grating induced by a change of ambient refractive index. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(23):1769~1771
- 3 Patrick H J, Kersey A D, Bucholtz F. Analysis the response of long period fiber gratings to external index of refraction. *J. Lightwave Technol.*, 1998, **16**(9):1606~1611
- 4 Yahei Koyamada. Numerical analysis of core-mode to radiation-mode coupling in long-period fiber gratings. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2001, **13**(4):308~310
- 5 Palik, Eduard D. *Handbook of Optical Constants of Solids*. San Diego: Academic Press, Inc., 1985
- 6 Gloge D. Weakly guiding fibers. *Appl. Opt.*, 1971, **10**(10):2252~2258

- 7 Schlereth K H, Tacke M. The complex propagation constant of multilayer waveguides; an algorithm for a personal computer. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **26** (4):627~630
- 8 Gombert J, Gazard M. Attenuation characteristics of a planar dielectric coated metallic waveguide for 10.6 nm radiation. *Opt. Commun.*, 1986, **58**(3):307~311
- 9 Wu Chongqing. *Theory of Optical Waveguide* (光波导理论). Beijing: Tsinghua University Press, 2000 (in Chinese)
- 10 Constantini D M, Muller C A P. Tunable loss filter based on metal-coated long-period fiber grating. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1999, **11**(11):1458~1460
- 11 Seo H S, Paek U C. Melt coating of tin on silica optical fiber. *J. Lightwave Technol.*, 1998, **16** (12): 2355 ~ 2364
- 12 Chen Genxiang, Liu Chunning, Li Tangjun. Study on long-period fiber gratings. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2000, **20**(5):624~628 (in Chinese)

Long-Period Fiber Grating with Metal Coating

Wei Huai Tong Zhi Wang Muguang Jian Shuisheng

(*Institute of Lightwave Technology, Northern Jiaotong University, Beijing 100044*)

(Received 4 April 2002; revised 22 August 2002)

Abstract: The cylindrical waveguide (optical fiber) with a metal outer clad is analysed. The transmission constant of core mode and clad mode were derived from vector method. And some characteristics of the mode in metal clad fiber were studied. The effect of metal clad on the long-period fiber grating is discussed. The accuracy of the conclusion is affirmed by experiments.

Key words: optical fiber communication; long-period fiber grating; vector-mode analysis; metal clad grating