

文章编号: 0258-7025(2006)11-1447-06

一种新型有效的侧面抽运耦合技术

张 帆, 王春灿, 童 治, 宁提纲, 简水生

(北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044)

摘要 抽运耦合技术是获得高功率激光器的关键技术之一。针对国外最新提出的一种利用二元金属衍射光栅进行侧面抽运耦合双包层光纤(DCF)激光器的方法,利用严格的矢量衍射理论,证明了这种二元金属衍射光栅虽然对 TM 偏振模有近 94.4%的衍射效率但是对 TE 偏振模最大只有 35%的衍射效率,因此对入射光存在严重的偏振依赖性。在综合考虑了对不同入射偏振光均具有较高衍射效率以及多层金属衍射光栅的工艺制作难度的前提下,提出了一种新型的三层阶梯状的金属光栅结构,该结构对入射的 TE 偏振光最大能达到 72%的耦合效率,并且对 TM 偏振也保持较高的耦合效率,而且随着阶梯层数的增加,耦合效率将进一步增大。同时给出了金属衍射光栅的周期与厚度对+1 阶和-1 阶后向衍射波的衍射效率的影响。

关键词 光纤激光器;双包层光纤;衍射光栅;耦合效率

中图分类号 TN 253 文献标识码 A

A New Structure of Gold Diffraction Grating for Efficient Side-Coupling of Double-Clad Fiber Laser

ZHANG Fan, WANG Chun-can, TONG Zhi, NING Ti-gang, JIAN Shui-sheng

(Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

Abstract Low coupling efficiency of transverse electric (TE) polarization waves by using binary gold diffraction gratings for side-coupling of double-clad fiber lasers is demonstrated theoretically. Meanwhile, a new multilayered structure for side-coupling of TE-polarization waves is proposed and the coupling efficiency as high as 72% is achieved by using three layers gold strips with different widths. And the higher efficiency with much more layers gold strips is predicted. The relationship between the line-width of multilayered gold grating and the efficiency of +1 and -1 order backward diffraction wave is analyzed.

Key words fiber laser; double-clad fiber; diffraction grating; coupling efficiency

1 引 言

稀土掺杂的光纤激光器和放大器作为光源具有光束质量好(基模输出),功率密度高,不需要复杂的散热装置,工作时间长,性能稳定等优点。在双包层光纤(DCF)中,抽运光在尺寸较大的内包层中传输,由于内包层的尺寸通常在几十到数百微米,能够容纳数以万计的传输模式,因而能够很好地与高功率的半导体激光器相匹配,从而获得高的抽运功率。

因此双包层光纤的这种优点能够使稀土掺杂的光纤激光器和放大器输出很高的平均功率和脉冲能量。利用端面抽运,双包层掺杂光纤激光器已经获得了上千瓦的功率输出^[1,2]。

然而端面抽运虽然简单且耦合效率高(>50%),但只能通过两个端面注入抽运光,而且因为需要占用端面,所以需要分光镜将信号光与抽运光复用以后注入双包层光纤的端面,这样双包层光纤就不能同其他光纤直接熔接导致插入损耗增大。

收稿日期:2006-03-07;收到修改稿日期:2006-06-21

基金项目:北京交通大学科技基金(2004RC073)和北京交通大学专项研究员基金(48101)资助项目。

作者简介:张 帆(1981—),男,湖北武汉人,北京交通大学光波技术研究所博士研究生,主要从事激光器和光放大器的研究。E-mail:zwenjunf@163.com

导师简介:简水生(1929—),江西萍乡人,北京交通大学光波技术研究所所长,教授,中国科学院院士,博士生导师,目前主要从事光纤通信、光纤传感、光纤有源无源器件、光纤网方面的研究。E-mail:ssjian@center.bjtu.edu.cn

此外,该方法需要采用高精度的多维光纤调节系统,这也带来了因调节系统的漂移引起的系统稳定性问题。鉴于此,光纤侧面抽运耦合技术被提出并且逐渐展开研究^[3~9]。但是这些技术对工艺要求十分严格,而且需要对光纤有一定程度上的损害,实现起来成本高,难度大。R. Herda 等^[10]提出了一种利用二元衍射光栅进行侧面耦合的技术,这种方法是将衍射光栅放置在光纤的内包层表面,并不损害光纤的外表面,并且对 TM 偏振的入射光具有高达 94.4% 的耦合效率。然而这种二元光栅结构只对入射抽运光为 TM 偏振时才具有高的耦合效率。本文利用严格的矢量衍射理论,证明了这种二元金属衍射光栅对 TE 偏振模最大只有 35% 左右的耦合效率,对入射光存在严重的偏振依赖性。同时,提出了一种新型的三层阶梯状的金属光栅结构。

2 理论分析

2.1 二元金属金衍射光栅对 TE 和 TM 偏振模的衍射

因为入射抽运光的波长与金属光栅的周期可比拟,所以标量衍射理论不再适用,必须利用严格的矢量衍射理论进行分析^[11]。在严格的矢量衍射理论中,介质折射率函数和周期结构中的电磁场被分别展开为傅里叶序列和布尔赫波模式,从而将边界值问题简化为特征值问题。

图 1 是利用二元金属光栅侧面耦合的实验装置图^[10],图 2 是二元衍射光栅的结构图,它对应于图 1 中用于侧面耦合的衍射光栅。它由一个周期调制的金属金薄膜组成,该薄膜层的周期为 d ,宽度为 a ,厚度为 h 。该结构处于两个均匀媒质(区域 1 和 3)之间。其中一个的折射率与双包层光纤的内包层折射率相同($n_1 = 1.453$),另一个是金属金在入射抽运光波长下的复折射率。这里当考虑 TE 偏振模的衍

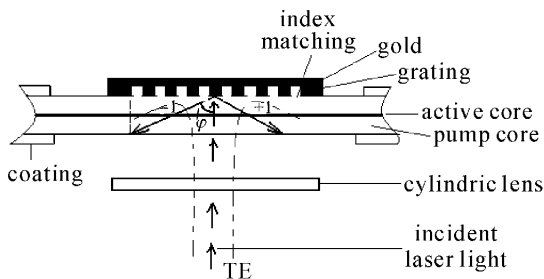


图 1 基于衍射光栅的侧面耦合 D 型双包层光纤的实验示意图

Fig. 1 Setup of diffraction grating-based side-coupling into D-shaped double-clad fiber

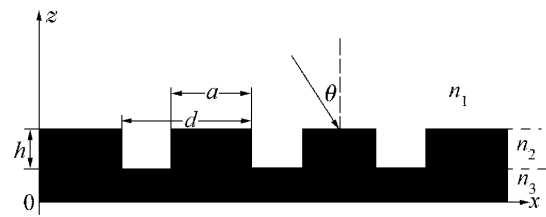


图 2 对应于图 1 中所用的金属金衍射光栅的结构图
Fig. 2 Schematic representation of a periodically modulated gold grating corresponding to the one for side coupling in Fig. 1

射时,根据 Maxwell 方程

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_{y(x,z)} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_{y(x,z)} + k^2 n_j^2 E_{y(x,z)} = 0, \quad (1)$$

$k = 2\pi/\lambda$ 为自由空间的波数, E_y 为 TE 偏振时的电场分量, $\beta = kn_j$ 为各层的传播常数。当考虑 TM 偏振模的衍射时,则有

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n_j^2} \frac{\partial}{\partial x} H_{y(x,z)} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{n_j^2} \frac{\partial}{\partial z} H_{y(x,z)} \right] + k^2 H_{y(x,z)} = 0, \quad (2)$$

$j = 1, 3$, 区域 1 和 3 都是均匀媒质。首先考虑区域 1, 总场可以表示为: $U_{\text{total}} = U_I + U_R$ 。 U_I 代表入射场而 U_R 表示后向衍射场(这里的 U 代表(1),(2) 传播公式中出现的电场分量, 即对 TE 偏振, $U = E_y$; 对 TM 偏振, $U = H_y$)

$$U_{I(x,z)} = \exp[ikn_1(x\sin\theta + z\cos\theta)], \quad (3)$$

$$U_{R(x,z)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m \exp[i(\alpha_m x - r_m z)], \quad (4)$$

θ 为入射角, R_m 为第 m 阶后向衍射波的幅值,

$$\alpha_m = \alpha_0 + 2\pi m/d, \quad (5)$$

$$\alpha_0 = kn_1 \sin\theta, \quad (6)$$

$$\begin{cases} r_m = [(kn_1)^2 - \alpha_m^2]^{1/2} & |\alpha_m| \leq kn_1 \\ r_m = i[\alpha_m - (kn_1)^2]^{1/2} & |\alpha_m| > kn_1 \end{cases}, \quad (7)$$

如果定义 $\alpha_m = kn_1 \sin\theta_m$, 其中 θ_m 为第 m 阶后向衍射波的衍射角。运用相同的方法, 区域 3 中第 m 阶前向衍射波的表达式为

$$U_{T(x,z)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_m \exp\{i[\alpha_m x + t_m(z-h)]\}, \quad (8)$$

t_m 和 r_m 有相似的表达式, 只是将 n_1 换作 n_3 。 t_m 和 r_m 的实部代表均匀的平面波, 虚部对应于损耗波。 T_m 为透射波的幅值。在调制区(区域 2), 对于 TE 模介质折射率函数 ϵ_r 需要用傅里叶级数展开成为

$$\epsilon_{r(x)} = n_{2(x)}^2 = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \epsilon_p \exp(i2\pi px/d), \quad (9)$$

p 为相应的级数, ϵ_p 为对应级数的傅里叶系数。如果设 $E_{y(x,z)} = X_{(x)} Z_{(z)}$, 利用式(1), 关于 $X_{(x)}$ 和 $Z_{(z)}$ 的方程可以分别写成

$$\frac{d^2}{dx^2} X_{(x)} + [k^2 \epsilon_{r(x)} - \gamma^2] X_{(x)} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{d^2}{dz^2} Z_{(z)} + \gamma^2 Z_{(z)} = 0, \quad (11)$$

γ^2 为分离变量常数。设 $X_{(x)}$ 和 $Z_{(z)}$ 的解分别为

$$Z_{(z)} = a \exp(i\gamma z) + b \exp[-i\gamma(z-h)], \quad (12)$$

$$X_{(x)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_m \exp(i\alpha_m x), \quad (13)$$

a, b 为常系数, P_m 为假设的假周期解的幅值系数。

将式(8), (12) 代入式(9), 可得

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} (k^2 \epsilon_{l-m} - \alpha_m^2 \delta_{lm}) P_m = \gamma^2 P_l, \quad (14)$$

ϵ_{l-m} 为相应级数的傅里叶系数, δ_{lm} 为狄拉克函数, γ 和 P_l 分别为方程的特征值和特征向量。(14) 式可表达成矩阵形式

$$MP = \gamma^2 P, \quad (15)$$

其中 M 为 $k^2 \epsilon_{l-m} - \alpha_m^2 \delta_{lm}$, P 为 P_l 。该矩阵特征值问题可以利用数值方法解出。解该方程得到 $E_{y(x,z)}$

$$E_{y(x,z)} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} P_{ln} \exp(i\alpha_l x) \{ a_n \exp(i\gamma_n z) + b_n \exp[-i\gamma_n(z-h)] \}, \quad (16)$$

γ_n, P_{ln} 分别为方程的特征值和特征向量, a_n, b_n 为常系数。

对 TM 模, 介质折射率函数的倒数需要用傅里叶级数展开成为

$$\frac{1}{\epsilon_{r(x)}} = \frac{1}{n_2^2(x)} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \xi_p \exp(i2\pi p x/d), \quad (17)$$

引入另一个函数 $Q(x, z)$, 令其为

$$Q(x, z) = \frac{1}{\epsilon_{r(x)}} \frac{\partial}{\partial z} H_{y(x,z)}, \quad (18)$$

按照与处理 TE 模相似的方法, 也可得一个与(14)式相似的方程

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} (k^2 \delta_{lm} - \alpha_l \xi_{l-m} \alpha_m) P_m = \gamma^2 Q_l, \quad (19)$$

解该方程得到 $H_{y(x,z)}$ 。

在图 2 的区域 1, 2, 3 的 $z = 0, h$ 处应用边界条件, 可得 TE 偏振时的耦合方程

$$\sum_{m=1}^{\infty} (\gamma_l + \gamma_m) P_{lm} a_m + \sum_{m=1}^{\infty} (\gamma_l - \gamma_m) \exp(i\gamma_m h) P_{lm} b_m = 2r_l \delta_{l0}, \quad (20)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} (t_l - \gamma_m) \exp(i\gamma_m h) P_{lm} a_m + \sum_{m=1}^{\infty} (t_l + \gamma_m) P_{lm} b_m = 0, \quad (21)$$

以及 TM 偏振时的耦合方程

$$\sum_{m=1}^{\infty} (n_1^{-2} r_l P_{lm} + \gamma_m Q_{lm}) a_m +$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} (n_1^{-2} r_l P_{lm} - \gamma_m Q_{lm}) \exp(i\gamma_m h) b_m = 2n_1^{-2} r_l \delta_{l0}, \quad (22)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} (n_3^{-2} t_l P_{lm} - \gamma_m Q_{lm}) \exp(i\gamma_m h) a_m + \sum_{m=1}^{\infty} (n_3^{-2} t_l P_{lm} + \gamma_m Q_{lm}) b_m = 0, \quad (23)$$

定义第 m 阶前向和后向衍射波的衍射效率为^[11]

$$\eta_{R,m} = R\left(\frac{r_m}{r_0}\right) |R_m|^2, \quad (24)$$

$$\eta_{T,m} = CR\left(\frac{t_m}{r_0}\right) |T_m|^2, \quad (25)$$

TE 偏振模时, $C = 1$, TM 偏振模时, $C = (n_1/n_3)^2$ 。 R_m 和 T_m 分别为反射波和透射波的幅值。利用式(24), (25), 可以获取利用二元金属光栅侧面耦合双包层光纤的耦合效率。

2.2 一种新型金属衍射光栅结构对 TE 和 TM 偏振波的衍射

图 3 为基于新型结构的衍射光栅侧面耦合 D 型双包层光纤的实验装置图, 图 4 为新型三层阶梯状光栅结构图。它由一个周期调制的多层金属薄膜构成, 周期为 d , 厚度为 h , 三层的宽度分别为 a_1, a_2 和 a_3 。多层薄膜的情况下, 必须在每层薄膜的边

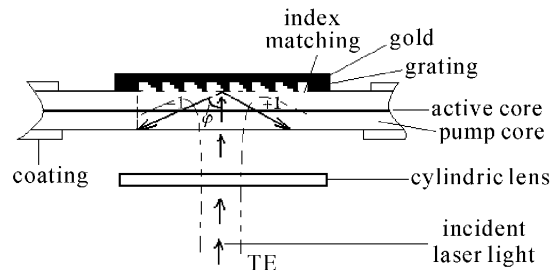


图 3 基于新结构的衍射光栅的侧面耦合 D 型双包层光纤的实验示意图

Fig. 3 Setup of the new structure of gold diffraction grating-based side-coupling into D-shaped double-clad fiber

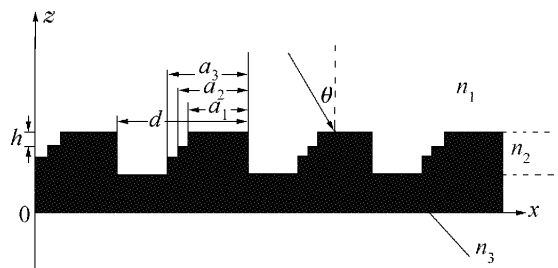


图 4 对应于图 3 中所用的新型结构的金属衍射光栅的结构图

Fig. 4 Schematic representation of a periodically modulated multilayered gold grating corresponding to the one for side coupling in Fig. 3

界上应用边界条件。因此,可以分别得到特征值 $\gamma_{m,q}$ 和特征矢量 $\mathbf{P}_{lm,q}$ 。根据方程(16),(17)和金属光

栅每层的边界条件,可得一组在第 q 阶层的耦合方程(考虑 TE 偏振模时)

$$\sum_{m=1}^{\infty} \{a_{m,q} \exp[i\gamma_{m,q}(z_q - z_{q-1})] + b_{m,q}\} P_{lm,q} = \sum_{m=1}^{\infty} \{a_{m,q+1} + b_{m,q+1} \exp[i\gamma_{m,q+1}(z_{q+1} - z_q)]\} P_{lm,q+1}, \quad (26)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} \{a_{m,q} \exp[i\gamma_{m,q}(z_q - z_{q-1})] - b_{m,q}\} \gamma_{m,q} P_{lm,q} = \sum_{m=1}^{\infty} \{a_{m,q+1} - b_{m,q+1} \exp[i\gamma_{m,q+1}(z_{q+1} - z_q)]\} \gamma_{m,q+1} P_{lm,q+1}, \quad (27)$$

新型的三层阶梯状金属金衍射光栅的耦合效率可以由(18)和(19)式获得。当考虑 TM 偏振模时,(20)式保持不变而(21)式中的 P_{lm} 用 $Q_{lm,q}$ 代替。

3 数值结果和讨论

对图 1 和图 3 两种结构的光栅分别计算它们对 +1 和 -1 阶后向衍射波的衍射效率(也即侧面耦合双包层光纤的耦合效率),所采用的参数与文献[10]中的相同。双包层光纤的芯径为 $125 \mu\text{m}$, 数值孔径为 0.38, 内包层的折射率为 1.453, 外包层为 1.402。当抽运波长为 976 nm 时对应的全反射角为 75° , 在该波长和全反射角的条件下,根据光栅方程所需要的光栅周期在 $673 \sim 697 \text{ nm}$ 之间。金属金在此波长下的复折射率为 $0.09 + 6.12i$ 。所以光栅的周期选为 683 nm 以满足全反射,并且假设抽运光是垂直于光纤的侧面正入射的。

3.1 二元金属金衍射光栅对 TM 和 TE 偏振波的衍射效率

当入射光为 TM 偏振模时,由(10)式可知 +1 和 -1 阶的最大衍射效率分别可达 47.2% , 即总的

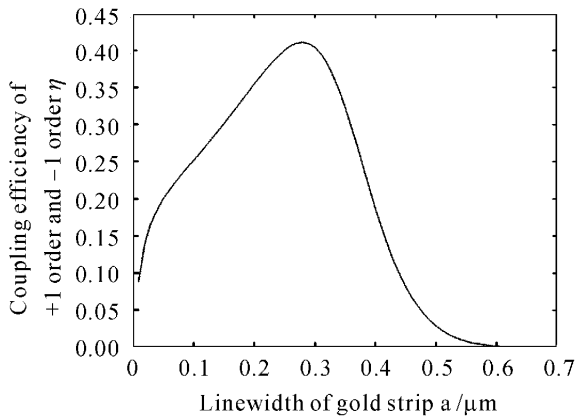


图 5 当厚度为 $h = 0.22 \mu\text{m}$ 时, +1 和 -1 阶的后向衍射波的耦合效率与金属金条线宽的对应关系(TE 偏振)
Fig.5 Coupling efficiency of +1 and -1 order depending on line-width of gold strips when $h = 0.22 \mu\text{m}$ (TE-polarization)

耦合效率可以达到 94.4% 。但是通过计算二元金属衍射光栅对 TE 偏振模的衍射效率,可以得到不同周期和厚度的金属光栅情况下 +1 和 -1 阶后向衍射波的耦合效率。由图 5,图 6 可知,当光栅具有最优的周期和厚度时,TE 偏振模的耦合效率最大只有 35% 左右。因此说明,如图 1 所示的利用二元金属金光栅进行侧面耦合双包层光纤时存在严重的偏振依赖性,当入射抽运光为 TE 偏振时,耦合效率很低。

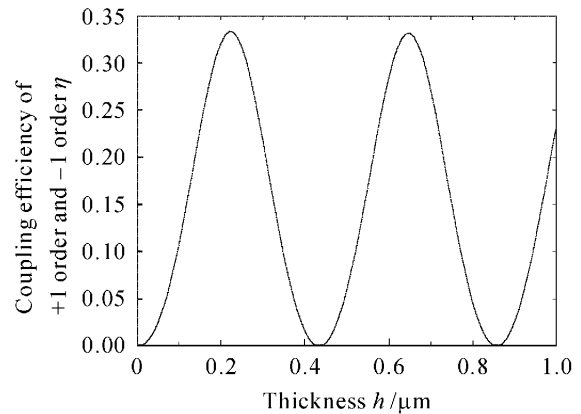


图 6 当宽度为 $a = 0.18 \mu\text{m}$ 时, +1 和 -1 阶的后向衍射波的耦合效率与金属金光栅的厚度的对应关系(TE 偏振)

Fig.6 Coupling efficiency of +1 and -1 order depending on thickness of gold grating when $a = 0.18 \mu\text{m}$ (TE-polarization)

3.2 多层阶梯状金属金衍射光栅对 TE 和 TM 模的衍射效率

如图 7,图 8 所示,当采用具有阶梯状的多层光栅结构时,对 TE 偏振波的 +1 和 -1 阶的后向衍射效率得到了改进,并且由计算结果可断定随着层数的增加,改善的效果会更好。这是因为当入射抽运光为 976 nm 时,若要光栅衍射的后向衍射光满足全反射条件,根据光栅方程所需要的光栅周期在 $673 \sim 697 \text{ nm}$ 之间。所以当采用三层阶梯状的金属金光栅时,每层的金属条宽度分别为 $0.25 \mu\text{m}$,

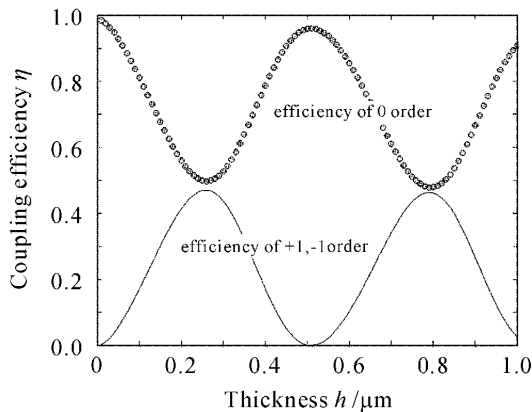


图7 当二层金条的宽度分别为 $0.3 \mu\text{m}$ 和 $0.5 \mu\text{m}$ 时, +1, -1 阶和 0 阶的后向衍射波的耦合效率与多层金属金光栅的厚度的对应关系(TE 偏振)

Fig.7 Coupling efficiency η of 0, +1 and -1 order depending on thickness of the gold strips with different widths ($0.3 \mu\text{m}$ and $0.5 \mu\text{m}$) (TE-polarization)

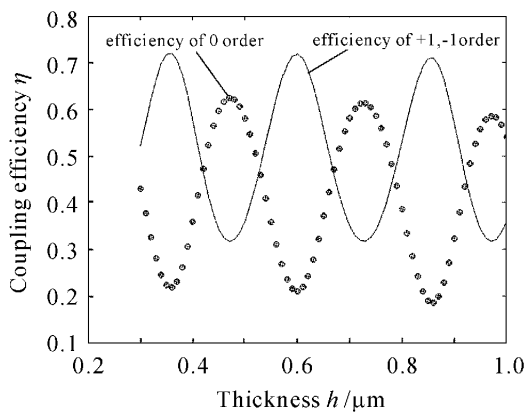


图8 当三层金条的宽度分别为 $0.25 \mu\text{m}$, $0.30 \mu\text{m}$, $0.45 \mu\text{m}$ 时, +1, -1 阶和 0 阶的后向衍射波的耦合效率与多层金属金光栅的厚度的对应关系(TE 偏振)

Fig.8 Coupling efficiency of 0, +1 and -1 order depending on thickness of the first layer of gold strips with different widths ($0.25 \mu\text{m}$, $0.30 \mu\text{m}$ and $0.45 \mu\text{m}$) (TE-polarization)

$0.30 \mu\text{m}$ 和 $0.45 \mu\text{m}$, 且光栅厚度取 $h = 0.36$ 时, 此时每层阶梯的周期都满足要求, 而对入射光来说则是连续进行了三次后向衍射, 这使得 TE 偏振波最大的耦合效率可达到 72%, 而同时 TM 偏振波也可以保持比较高 (68.6%) 的耦合效率 (如图 9)。此时, 还可以通过多次的光刻曝光和图形转印来生成四层或五层阶梯状光栅结构以进一步提高耦合效率, 只要保证每一层光栅的周期都在要求的范围内变化, 当然随着层数的增加, 加工难度也随之增加。另外, 当增加金属光栅的层数时, 第 0 阶后向衍射波的衍射效率随之降低。金属光栅的厚度也对总的后

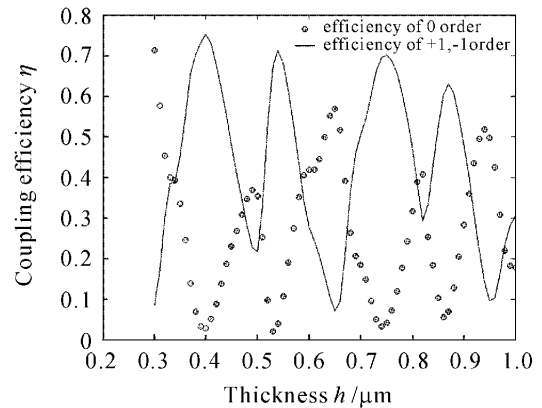


图9 当三层金条的宽度分别为 $0.25 \mu\text{m}$, $0.30 \mu\text{m}$, $0.45 \mu\text{m}$ 时, +1, -1 阶和 0 阶的后向衍射波的耦合效率与多层金属金光栅的第一层厚度的对应关系(TM 偏振)

Fig.9 Coupling efficiency of 0, +1 and -1 order depending on thickness of the first layer of gold strips with different widths ($0.25 \mu\text{m}$, $0.30 \mu\text{m}$ and $0.45 \mu\text{m}$) (TM-polarization)

向衍射效率和第 0 阶后向衍射波的衍射效率有明显的影 响。由图 8 可以看到, 当光栅厚度为 $1 \mu\text{m}$ 时, 总的后向衍射效率仅为 85%, 同时第 0 阶后向衍射波的衍射效率仅为 55%。其中最重要的一个原因就是入射波的损耗随着光栅厚度的增加而增大。因此需要选择合适的光栅厚度和层数来抑制第 0 阶后向衍射波以获取 +1 和 -1 阶后向衍射波较高的衍射效率, 也即是侧面耦合双包层光纤的耦合效率。

4 结 论

应用严格的矢量衍射理论, 证明了二元金属金光栅存在严重的偏振依赖性, 对入射光为 TE 偏振时, 具有很低的衍射效率。因此当采用这种光栅结构进行侧面抽运双包层光纤激光器时, 对入射的抽运光源就会有偏振限制。于是, 提出了一种新型的三层阶梯式金属金光栅, 在考虑到工艺难度并没有很大增加的情况下, 对 TE 偏振光的最大衍射效率能达到 72%, 同时保持了对 TM 偏振光将近 68.6% 的较高衍射效率, 解决了对抽运光源偏振依赖问题。同时证明了通过增加阶梯式金属光栅的层数能进一步增加耦合效率。并且分析了金属金光栅的厚度与第 0 阶后向衍射波效率之间的关系, 指出厚度的增加会引起入射波损耗的增加, 致使总的后向衍射效率降低。

参 考 文 献

- 1 V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts *et al.*. 110 W fibre laser [J]. *Electron. Lett.*, 1999, **35**(14):1158~1160
- 2 Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne *et al.*. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(25):6088~6092
- 3 Zhang Chunwei, Xiang Shiqing, Wang Chang'an. Coupling efficiency analysis for the micro-prism sided-coupling method of double-cladding fiber [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(7):597~600
张春伟, 向世清, 王常安. 双包层光纤抽运光的微型棱镜侧面耦合的耦合效率分析[J]. *中国激光*, 2003, **30**(7):597~600
- 4 Wang Chang'an, Xiang Shiqing, Lu Yutian *et al.*. New side-pumped technology of coupling LD pumping light into double-cladding fiber by micro-prism [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(10):1259~1262
王常安, 向世清, 陆雨田等. 利用微型棱镜将激光二极管抽运光耦合进双包层光纤的新技术[J]. *光学学报*, 2002, **22**(10):1259~1262
- 5 Shi Peng, Li Xiaoli, Zhang Guifen *et al.*. Micro-prism stack beam shaper for high power laser diode array [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(11):1544~1547
石 鹏, 李小莉, 张贵芬等. 大功率激光二极管的微片棱镜堆光束整形和光纤耦合输出[J]. *光学学报*, 2000, **20**(11):1544~1547
- 6 D. J. Ripplin, L. Goldberg. High efficiency side-coupling of light into optical fibres using imbedded V-grooves [J]. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(25):2204~2205
- 7 L. Goldberg, B. Cole, E. Snitzer *et al.*. V-groove side-pumped 1.5 μm fibre amplifier [J]. *Electron. Lett.*, 1997, **33**(25):2127~2129
- 8 Jeffrey P. Koplow, Sean W. Moore, Dahv A. V. Kliner *et al.*. A new method for side pumping of double-clad fiber sources [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2003, **39**(4):529~540
- 9 J. Xu, J. Lu, G. Kumar *et al.*. A non-fused fiber coupler for side-pumping of double-clad fiber lasers [J]. *Opt. Commun.*, 2003, **220**(6):389~395
- 10 R. Herda, A. Liem, B. Schnabel *et al.*. Efficient side-pumping of fibre lasers using binary gold diffraction gratings [J]. *Electron. Lett.*, 2003, **39**(3):276~277
- 11 J. Turunen, F. Wyrowski. *Micro-Optics: Elements, Systems and Applications* [M]. London HERZIC. H. P. 1997. 31~52