

Y分岔波导热光控制工作机构

陈 铮 蔡伯荣 李作洲

(成都电子科技大学光电技术系, 成都 610054)

提 要

对 Y 分岔 K^+ 离子交换沟道波导热光控制作用的工作机构进行了理论分析。计算结果表明, 只有在 Ti 薄膜热子下面的区域形成了独立的热光波导, 才可能解释实验测得的高消光比值。在器件的制作过程中采用了特殊的 SiO_2 抬离工艺,

关键词: 热光效应, 热致波导。

一、引 言

以钠玻璃作衬底, 在硝酸钾熔融体中进行离子交换即可形成 K^+ 离子交换波导。这种波导制作技术成熟, 工艺过程简单, 波导传输损耗且低。因而用它来构成导波光学无源器件, 颇为人们重视。尽管玻璃波导不具有电光特性, 但利用玻璃的热光效应来改变波导的折射率, 从而控制导波光的传播特性, 则又构成了可以通电加热控制的一类新型导波光学器件。已报道的有模截止强度调制器, Mach-Zehnder 干涉式强度调制器、Y 分岔波导热光开关^[1,2,3], 以及作者发展的 4β 倒相热光定向耦合器^[4]。

本文报道了对 Y 分岔波导热光开关工作机构的理论研究结果。在实验器件制作过程中, 采用了 SiO_2 抬离新工艺。

二、器件工作机构理论分析

器件基本结构如图 1 所示。在钠玻璃衬底上作出图示沟道波导图案, 输入端宽 $20\ \mu m$, 然后通过一喇叭口过渡到宽 $60\ \mu m$ 的工作区。在工作区的波导表面上设置了两个 Ti 薄膜热子。当热子不通电加热时, 因 Y 分岔波导结构对称, 从波导 A 和 B 输出的光功率相等。如果热子之一被通电加热, 使该热子下面的波导区温度升高, 导致折射率发生变化。对钠玻璃, 折射率温度系数为正, 所以热作用使其折射率增高。这样, 改变了在 $60\ \mu m$ 宽的波导区中导模场的分布, 从对称分布变为非对称分布, 使与加热区靠近的波导的输出光功率增加。这就是这类器件工作原理的最一般的定性解释。

由于宽度 $20\ \mu m$ 的 K^+ 离子交换波导沿宽度方向已是多模结构, 要使这种器件取得良好的特性, 应在波导中尽可能强地激励起基模场。为此, 通过透镜将光束会聚到波导的抛光端面上时, 要把光束中心与波导中心线对准, 这样就可以在波导中主要激励起基模场。在如下的理论计算分析中, 均假设入射光束仅在输入端激励起基模场, 虽然不很严格, 但对揭示

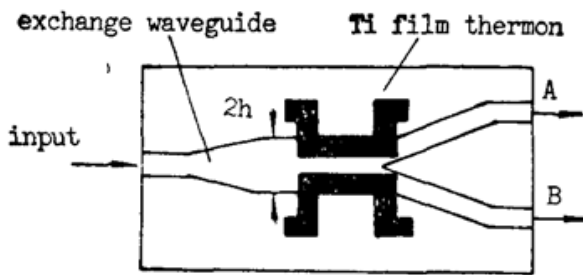


Fig. 1 The configuration of a Y-branch waveguide thermo-optical switch

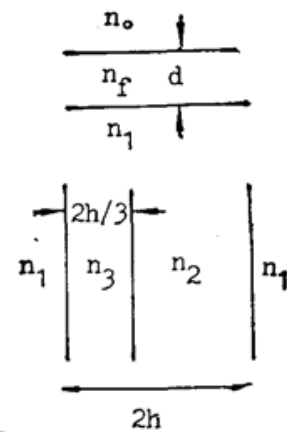


Fig. 2 An effective index approach

器件的工作机构却给出了明确的结论。

当在宽 $20 \mu\text{m}$ 的输入波导激励起基模场时, 导模经过喇叭口传输到宽 $60 \mu\text{m}$ 的工作区。如果喇叭区宽度变化很缓慢, 则在这一过渡段不会发生严重的模式变换, 可以认为在 $60 \mu\text{m}$ 宽的工作区仍以基模场运行为主。

首先, 用有效折射率法计算加热区折射率改变后, 主波导中模场分布的变化。设 n_0, n_f, n_1 分别为空气、 K^+ 离子交换层以及玻璃衬底的折射率。波导的深度为 d , 主波导的宽度为 $2h$ 。计算中取值 $n_0=1; n_f=1.524; n_1=1.512$ 。如图 2 所示, 先计算 $n_0-n_f(d)-n_1$ 三层平板波导系统。当 $d=2 \mu\text{m}$ 时计算出模折射率 $n_2=1.52$ 。然后计算设想的 $n_1-n_3(2h/3)-n_2(4h/3)-n_1$ 四层平板波导系统。 n_3 是热子 (宽度为 $2h/3$) 下的被加热区的折射率, $n_3=n_2+\Delta n$ 。 Δn 就是热造成的波导区折射率增量。

使用计算机进行数值计算, 即可算出在不同 Δn 值时, 主波导中模场的分布状况, 计算结果示于图 3 中。在计算过程中发现, 当热造成的折射率增量 Δn 为 3×10^{-5} 数量级时, $n_1-n_3(2h/3)-n_2(4h/3)-n_1$ 四层结构的平板波导系统已简并为 $n_1-n_3(2h/3)-n_2(4h/3)$ 三层结构的波导了。也就是说, 未加热的 K^+ 离子交换区已变为热光波导的光约束层了, 在其中仅存在指数式衰落的消逝场尾, 光能大部分聚集在加热子下形成的热光波导区中。

因而, 主波导中模场与输出波导 A、B 中模场耦合状况决定了输出光强的大小。用来推导能量耦合效率的坐标系统如图 4 所示。类似于单模 Y 分岔波导的处理^[5], 因此可以计算

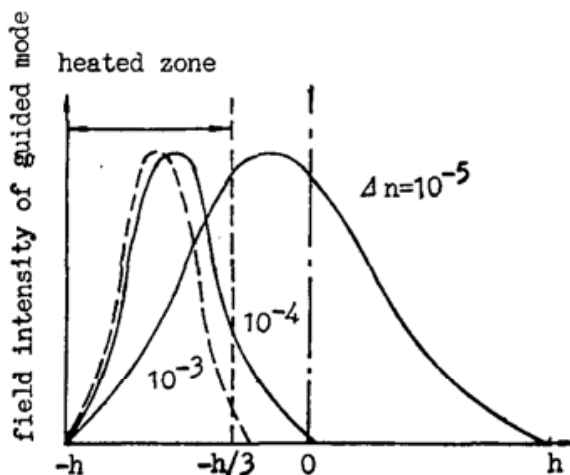


Fig. 3 Mode profiles in the main channel waveguide with thermo-induced refractive indices as parameter

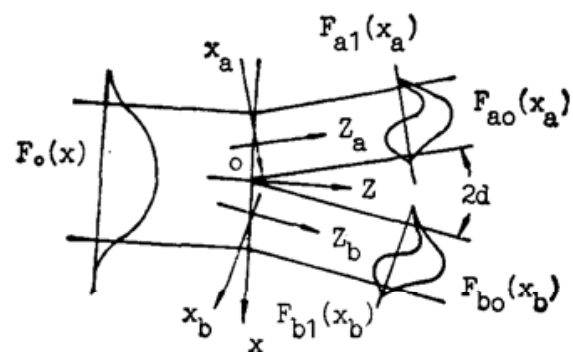


Fig. 4 Coordinates for calculation of energy coupling coefficients

多模分岔波导接口处输入的第 i 阶导模与输出波导中第 n 阶和第 m 阶导模的耦合系数。

从分岔处 ($Z=0$) 场的连续性可以导出方程

$$\begin{aligned} \sum_i C_i F_i(x) = & \sum_n a_n F_{an} \left(x \cdot \cos \alpha + \frac{h}{2} \right) \cdot \exp \left\{ j \cdot \beta_{an} \left(x \cdot \sin \alpha + \frac{h}{2} \cdot \tan \alpha \right) \right\} \\ & + \sum_m b_m F_{bm} \left(x \cdot \cos \alpha - \frac{h}{2} \right) \\ & \cdot \exp \left\{ -j \cdot \beta_{bm} \left(x \cdot \sin \alpha - \frac{h}{2} \cdot \tan \alpha \right) \right\} + E_{rad} \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $C_i F_i$ 为主波导中 i 阶导模在 $Z=0$ 处的场结构。如果只考虑基模, 则可以改写为 $C_0 F_0$; $a_n F_{an}$ 为 A 波导中激励起的 n 阶导模场结构, β_{an} 为该导模的传播常数; $b_m F_{bm}$ 为 B 波导中激励起的 m 阶导模的场结构, β_{bm} 为该导模的传播常数; E_{rad} 为在分岔处形成的衬底模、辐射模场, 表示在分岔处引入的损耗。由于波导 A 与 B 是宽度达 $20 \mu\text{m}$ 的多模波导, 对模场的约束作用强, 且夹角 2α 较大, 所以在计算场结构时, 可以不考虑 A 、 B 波导间的模式耦合效应。

设主波导中光功率为单位功率。使用模的正交性, 可以从式(1)导出波导 A 和 B 中激励起 n 阶和 m 阶模的场振幅分别为

$$\begin{cases} e_{an} = \sqrt{\frac{\beta_{an}}{\beta_0}} \cdot \eta_n, \\ e_{bm} = \sqrt{\frac{\beta_{bm}}{\beta_0}} \cdot \eta_m. \end{cases} \quad (2)$$

式中 η 表示主波导中的基模场和 A 波导中 n 阶模场以及与 B 波导中 m 阶模场的能量耦合效率, 由其间的场重叠积分来确定。其表达式如下, 式中积分范围为 $-\infty \sim +\infty$,

$$\left. \begin{aligned} \eta_n &= \frac{\int F_0 \left\{ \left(x - \frac{h}{2} \right) / \cos \alpha \right\} \cdot F_{an}(x) \cdot \exp(-j\beta_{an} \cdot x \cdot \tan \alpha) \cdot dx}{\sqrt{\int F_0^2(x) \cdot dx \cdot \int F_{an}^2(x) \cdot dx}}, \\ \eta_m &= \frac{\int F_0 \left\{ \left(x + \frac{h}{2} \right) / \cos \alpha \right\} \cdot F_{bm}(x) \cdot \exp(j\beta_{bm} \cdot x \cdot \tan \alpha) \cdot dx}{\sqrt{\int F_0^2(x) \cdot dx \cdot \int F_{bm}^2(x) \cdot dx}}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

波导 A 和 B 输出的功率分别为 $P_A = \sum_n |e_{an}|^2$, $P_B = \sum_m |e_{bm}|^2$ 。因而, 在分岔处引入的功率损耗为

$$P_{rad} = 1 - (P_A + P_B). \quad (4)$$

当一个热子通电加热时, 计算出热子下波导区折射率增量 Δn 变化时从输出波导 A 、 B 输出的光功率 P_A , P_B 。图 5 为用计算机对方程(2)、(3)进行数值运算的结果。从图 4 和图 5 可以看出, 如果热子的热作用仅使主波导中模场峰值向加热区移动, 是不可能有效地改变两波导输出光强之比。而当 Δn 达 10^{-3} 时, 形成了强的热光波导, 就能达到文献报道的 13 dB 以上的能量分配比。而钠玻璃的热光系数为 $10^{-5}/^\circ\text{C}$, 也就是说, 加热区温升 100°C , 则可使 $\Delta n \sim 10^{-3}$ 。这是工作中实际达到甚至超过的温升值。

而且从图 5 也可以看出, 随 Δn 的增高, $(P_A + P_B)$ 向 1 趋近, 表示分岔处引入的损耗降

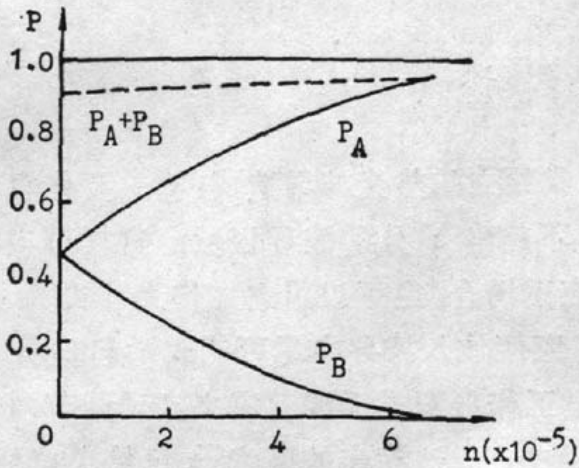


Fig. 5 Calculated output optical power versus Thermo-induced increases of refractive indices. ($2\alpha=1^\circ$)

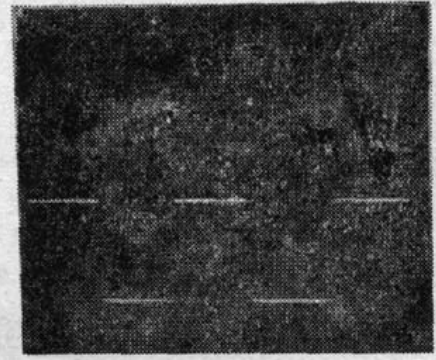


Fig. 6 The modulated optical output power at 1kHz square-wave applied voltage

低。这是因为主波导中模场的峰值位置偏离了 Y 分岔交叉点, 自然, 使得散射造成的损耗下降。

三、器件的制作和特性测试结果

制作的器件结构类似于图 1 所示。为使热控制作用更有效, 波导在深度方向为单模波导。为减小 TM 模的传输损耗, 在热子和波导之间设置有 SiO_2 光隔离层。

器件制备过程如下。在钠玻璃衬底上真空蒸发厚度 1000 \AA 以上的 Al 膜, 用光刻技术将 Al 膜刻蚀出 Y 形图案窗口, 然后将它浸入 370°C 的硝酸钾熔体中保持一特定时间, 进行 K^+ 离子交换, 以便形成所需参数的 K^+ 离子交换波导。把样品从硝酸钾熔体中取出, 冲洗掉表面残余物, 在仍然有 Al 膜的情况下用 CVD 技术于衬底表面上沉积一层 SiO_2 , 其厚度在 1000 \AA 以上。在 K^+ 离子交换区(也就是波导区)表面, SiO_2 层直接与波导接触; 而在其他区域, SiO_2 层生成在 Al 膜上。将已沉积 SiO_2 层的片子放在磷酸中煮沸, 由于 SiO_2 下面的 Al 膜被腐蚀而使其上的 SiO_2 脱落。这样, 当 Al 膜被腐蚀完后, 仅在波导区表面存在有 SiO_2 , 而其他地方的均被剥离。作者把这一过程称为 SiO_2 抬离工艺。这不仅作出了光隔离层, 同时使得 Y 分岔波导区轮廓变得非常鲜明。在样品表面蒸发一层 Ti, 再次光刻, 在波导表面制作出 Ti 膜热子。由于通过显微镜可以清楚地看到波导区, 使得热子位置能较精确地进行控制。把片子两端抛光, 焊接引线之后就可进行测试。

这里要强调指出, 在抬离 SiO_2 时, 由于沸腾的磷酸要与 K^+ 离子交换波导发生作用^[6], 因此, 为确保器件作好之后波导在深度方向为单模运行, 在作 K^+ 离子交换时, 工艺参数的选择应考虑到这一因素。

在一个热子上施加 1 kHz 方波电压, 器件的光功率输出波形如图 6 所示。上升、下降时间 $< 0.5 \text{ ms}$, 与文献报道数据类同。从实验器件的直流加热特性可知, 当热子位置不当, 使形成的热光波导把导波引导至 Y 分岔波导区外时, 器件则不可能在直流加热下工作。这充分说明热光波导的形成对器件工作的贡献。

四、讨论与结论

多模 Y 分岔波导强的热光控制效应是通过形成独立的热光波导造成的。要作直流加热工作的器件,应使热平衡时建立起来的热光波导不超出 Y 分岔波导区域。这样可构成输出功率可调的能量分配器。在对速度要求不高的应用场合,也可以用它来作光开关。

为使这种多模波导构成的器件工作特性良好,应使输入波导中尽可能激励起基模。一种更为合理的结构是作成无间隙定向耦合器,通过工作区双模干涉效应来实现调节两输出波导的输出光功率比。这时,只需在波导顶设置一个热子。这初步的探索^[7],已给人以启示。

参 考 文 献

- [1] M. Haruna, J. Koyama; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, No. 19 (Oct), 3461.
- [2] M. Haruna, J. Koyama; «2nd European Conf. on Integrated Optics, Tech. Dig., Firenze, Oct., 1983.», 129.
- [3] T. Findakly, B. Chen; «Seventh Topical Meeting on Integrated and Guided-wave Optics, Kissimmee, Florida, 1984», ThB5.
- [4] 陈 铮,武 刚;《光学学报》,1989, **9**, No. 10 (Oct), 951.
- [5] 西原浩;《光集积回路》,(オーム社,1985), 41.
- [6] 陈 铮,刘文育;《中国激光》,1991, **18**, No. 2 (Feb), 100.
- [7] 郑 兵,陈 铮;私人通信。

Operation principles of Y-branch channel waveguides thermo-optical control

CHEN ZHENG, CAI BORONG AND LI ZUOZHOU

(University of Electronic Science and Technology of China, Department of Opto-Electronic Technology, Chengdu 610054)

(Received 5 November 1990; revised 9 January 1991)

Abstract

Operation principles of Y-branch K^+ ion exchanged waveguide thermo-optical control have been theoretically analyzed. The results of the theoretical calculations show that the observed high extinction rate can not be obtained unless an independent thermo-induced waveguide is formed in the area under a Ti-film heater. Fabrication technologies, including a special SiO_2 lift-off technique, are presented here.

Key words: thermo-optical effect, thermo-induced waveguide.