

与偏振无关的低驱动电压 M-Z 型调制器*

余国贤 黄学锋** 张海廷

(北京邮电学院应用物理系, 100088)

提要: 本文报道一种具有两组电极、与偏振无关的 M-Z 型波导调制器, 它具有两组驱动电压都较低而且数值相近的特点。在波长 $\lambda=0.633\ \mu\text{m}$ 下测试, 两组电压分别为 11 V 和 15 V, 消光比大于 95%, 理论带宽 1.21 GHz。

关键词: 集成光学, M-Z 型调制器

z-x-cut Ti:LiNb₃ Opolarization independent interferometric modulator with low driving voltages

Yu Guoxian, Huang Xuefeng, Zhang Haiting

(Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing)

Abstract: An interferometric waveguide modulator independent of polarization is reported, which has two sets of electrodes with low and approximately equal drive voltages. The driving voltages of TE- and TM-mode at $0.633\ \mu\text{m}$ are about 15 and 11 V respectively, with an extinction ratio of above 95% and estimated bandwidth of 1.21 GHz.

Key words: integrated optics, M-Z modulator

一、前言

集成光学电光波导调制器具有转换速度快、驱动功率低、体积小、信息容量大等优越性, 在光纤通信、光计算、光学传感等方面具有广泛的应用前景。但目前大量研究的电光波导调制器只是在光具有某种确定的偏振态(TE 模或 TM 模)条件下才能有效地工作。由于光在普通光纤中传输一段距离后, 其偏振态具有随机性, 为使普通光纤与光波导调制器偏振匹配, 通常加置选择性偏振改正措施(例如: 插入偏振片等)或采用保偏光纤。不过前者损耗能量, 而后者光纤不易制造且成本较高。因此, 研制一种与偏振无关的调制器, 已成为人们关注的重要课题。为此, 我们在国外研究的基础上^[1~3], 设计了一种低驱动电压的 z 切 x 传 Ti:LiNbO₃ 与偏振无关 M-Z 型调制器。器件在 $\lambda=0.633\ \mu\text{m}$ 波长下测得: 驱动电压为 11~15 V, 消光比大于 95%。

二、基本结构与工作原理

器件结构如图 1 所示。为了利用 LiNbO₃ 的最大电光系数 γ_{33} , 也为了 Ti:LiNbO₃ 波导

收稿日期: 1988 年 9 月 13 日。

* 国家自然科学基金资助项目; ** 现在北方交通大学物理系。

与光纤连接时取得高的耦合效率^[4], 选用 z 切 α 传 LiNbO_3 为衬底制作 $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ M-Z 型波导。在两分支直波导上制作两组推挽式电极 A 和 B 。 A 电极主要提供电场分量 E_x , B 电极主要提供电场分量 E_y 。输入波导中传输的基模, 经第一个分支处分割为功率相等的两束光进入两对称分支的直波导中, 经两组电极调制后 TE 波和 TM 波均成为调相波, 并在第二个分支处汇合进入输出波导, 干涉而实现强度调制。如果适当设计电极, 让两分支间 TM 波的相位差与两分支间 TE 波的相位差相等则可实现与偏振无关的调制。其输出与输入功率之比可写作

$$P_{out}/P_{in} = \cos^2(\Delta\Phi/2) \tag{1}$$

式中 $\Delta\Phi$ 是两分支间 TE(或 TM) 波的相位差。

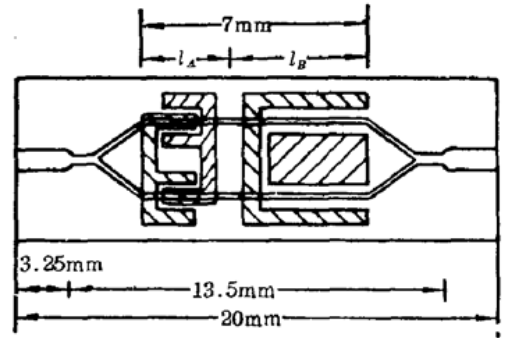


图 1 器件结构示意图

三、导模控制

为了适应单模传输技术的发展, 必须设计制作单模光波导调制器。对与偏振无关的光波导调制器则要求同时实现 TE、TM 模基模传输。下面我们应用有效折射率法给出 $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ 条波导导模数与波导参量关系图, 给出控制波导基模传输的最佳参量选择。

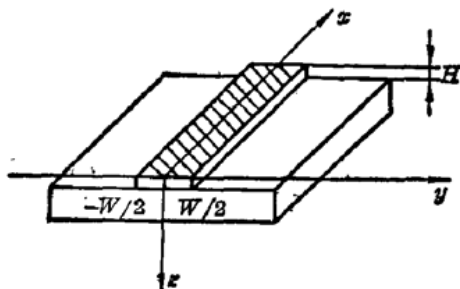


图 2 波导参量示意图

Ti 条如图 2 所示, 扩散后 LiNbO_3 中 Ti 浓度可表示为^[5]

$$C(y, z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} C_f \frac{H}{d_z} \exp(-z^2/d_z^2) \times \frac{1}{2} \left\{ \text{erf} \left[\frac{W}{2d_y} \left(1 + \frac{2y}{W} \right) \right] + \text{erf} \left[\frac{W}{2d_y} \left(1 - \frac{2y}{W} \right) \right] \right\} \tag{2}$$

式中 C_f 为初始 Ti 浓度, d_y 、 d_z 分别为 y 、 z 方向的扩散深度, 且有

$$d_{y,z} = 2\sqrt{D_{y,z}t}, \quad D_{y,z} = D_{y,z}^0 \exp(-E_{y,z}^0/kT)$$

$D_{y,z}^0$ 、 $E_{y,z}^0$ 分别为 y 、 z 方向的扩散常数及激活能, t 为扩散时间, T 为扩散温度, k 为波尔兹曼常数。

文献[5]还给出扩散后 z 切 α 传的 LiNbO_3 平面波导中折射率分布的实验关系:

$$\Delta n_{e,0}(z) = \Delta n_{e,0}^s \exp(-z^2/d_{ze,0}) \tag{3}$$

式中 $\Delta n_{e,0}^s = \left(B_0(\lambda) + B_1(\lambda) \frac{H}{\sqrt{\alpha_{e,0}} d_{ze,0}} \right) \left(\frac{H}{\sqrt{\alpha_{e,0}} d_{ze,0}} \right)^{\alpha_{e,0}}$ 。

$\alpha_{e,0}$ 为一指数因子, $B_0(\lambda)$ 、 $B_1(\lambda)$ 为波长 λ 的二次式, 而 $d_{ze,0} = d_z / \sqrt{\alpha_{e,0}}$

对于条波导, 引伸为

$$\Delta n_{e,0}(y, z) = \Delta n_{e,0}^s f(z/d_{ze,0}) g(2y/W) \tag{4}$$

式中 $f(z/d_{ze,0}) = \exp(-z^2/d_{ze,0}^2)$

$$g(2y/W) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{W}{2d_{ye,0}} \left(1 + \frac{2y}{W} \right) \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{W}{2d_{ye,0}} \left(1 - \frac{2y}{W} \right) \right] \right\}$$

应用有效折射率法^[6], 波导在 z 方向对光的限制可视为与非对称渐变平面波导等效, 并利用势阱模型得出导模方程:

$$\int_0^{z_1} [n^2(y, z) - n_{eff}^2(y)]^{1/2} dz = \frac{\lambda}{2} \left(\nu + \frac{3}{4} \right), \quad (\nu = 0, 1, 2, \dots) \quad (5)$$

式中积分限 $z=0$ 和 $z=z_1$ 是势阱波函数的经典转变点。

$$n^2(y, z) = n_{be,0}^2 + 2n_{be,0} \Delta n_{e,0}^2 f(z/d_{ze,0}) g(2y/W).$$

$n_{be,0}$ 为 LiNbO_3 衬底的 n_e 或 n_o , $n_{eff}(y)$ 为该等效波导导模的有效折射率。

而波导在 y 方向对光的限制可视为折射率分布为 $n_{eff}(y)$ 的等效波导, 并可得出导模方程:

$$\int_0^{y_1} [n_{eff}^2(y) - n_{eff}^{\prime 2}]^{1/2} dy = \frac{\lambda}{4} \left(m + \frac{1}{2} \right), \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (6)$$

式中 $y=0$ 为此对称波导的对称点, $y=y_1$ 为势阱波函数的经典转变点, n_{eff}' 为原始条波导的有效折射率。

为了求解 $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ 条波导的截止条件, 参考文献 [5] 中 $E_{\nu,0}^{\pm}, D_{\nu,0}^{\pm}, \alpha_{e,0}, B_{\nu,0}^{\pm}(\lambda), B_{\nu,0}^{\pm}(\lambda)$ 及 $n_{be,0}$, 可求出在不同 Ti 厚 H 、宽 W 下 TE 及 TM 模导模数与波导参量关系, 如图 3、图 4 所示。

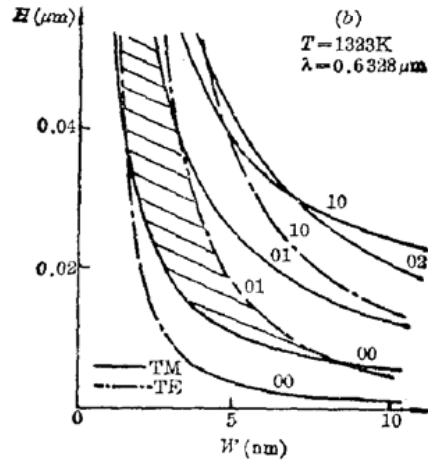
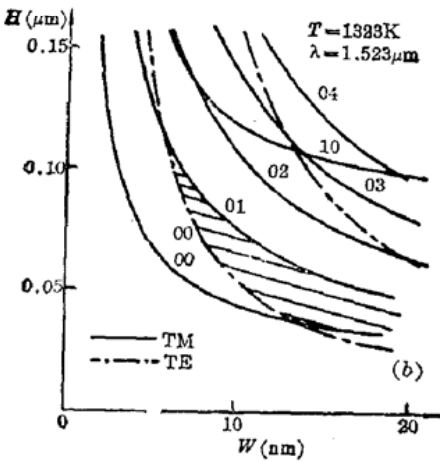
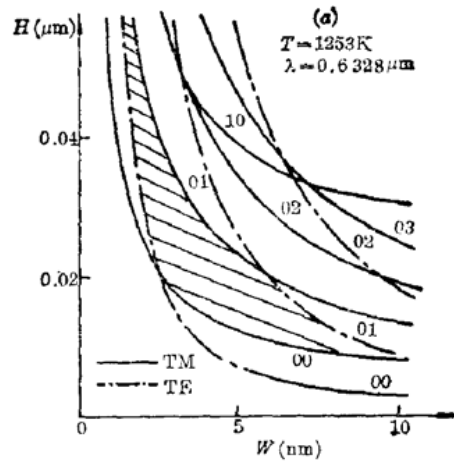
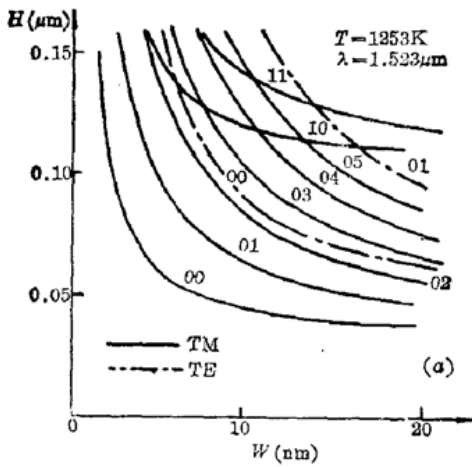


图 3 $\lambda = 1.523 \mu\text{m}$ 时波导导模数与钛条厚度 H 、宽度 W 关系

图 4 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ 时波导导模数与钛条厚度 H 、宽度 W 关系

四、电极分析

要实现与偏振无关,两分支间 TM 波的相位差与两分支间 TE 波的相位差需相等,

即有

$$l_A \Delta n_{0A} + l_B \Delta n_{0B} = l_A \Delta n_{eA} + l_B \Delta n_{eB}$$

则 A、B 两组电极长度满足

$$\frac{l_A}{l_B} = \frac{\Delta n_{eB} - \Delta n_{0B}}{\Delta n_{0A} - \Delta n_{eA}} \quad (7)$$

为求出 A、B 两组电极电场所引起的折射率变化 Δn_0 、 Δn_e , 先不考虑足标 A、B 而作一般性分析。设 LiNbO₃ 的外加电场 $\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j} + E_z \mathbf{k}$, 其中 x 、 y 、 z 轴对应着晶体的 a 、 b 、 c 轴 (c 为光轴)。当 $E_x = 0$ 时, 可近似求得在外加电场中 LiNbO₃ 的折射率椭球方程为

$$\frac{x^2}{(n_0 + \Delta n_x)^2} + \frac{y^2}{(n_0 + \Delta n_y)^2} + \frac{z^2}{(n_e + \Delta n_z)^2} = 1 \quad (8)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_x &= \frac{1}{2} n_0^3 (\gamma_{22} E_y - \gamma_{13} E_z) \\ \Delta n_y &= -\frac{1}{2} n_0^3 (\gamma_{22} E_y + \gamma_{13} E_z) \\ \Delta n_z &= -\frac{1}{2} n_e^3 \gamma_{33} E_z \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

z 切 x 传的 TE、TM 波对照式 (9) 有 $\Delta n_0 = \Delta n_y$ 、 $\Delta n_e = \Delta n_z$ 。

为了求出 A、B 两组电极产生的电场, 考虑如图 5 所示的电极结构, 其静电势可表示为如下微分方程的解:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} &= 0, \quad z < 0 \\ \epsilon_y \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \epsilon_z \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} &= 0, \quad z > 0 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

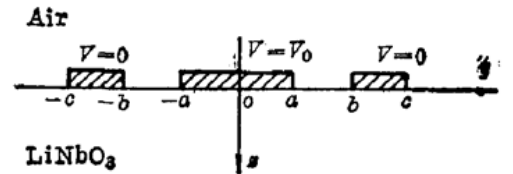


图 5 电极结构示意图

式中 ϵ_y 、 ϵ_z 分别为 y 、 z 方向上的相对介电常数。通过坐标变换, 可以得出此结构的电场分布为^[7]

$$\left. \begin{aligned} E_y &= -V_0 b \sqrt{c^2 - a^2} r \cos \varphi / K(k) \\ E_z &= V_0 b \sqrt{c^2 - a^2} \sqrt{\epsilon_y / \epsilon_z} r \sin \varphi / K(k) \end{aligned} \right\} \quad y \geq 0, z \geq 0 \quad (11)$$

式中 r 、 φ 为电极参量 a 、 b 、 c , 相对介电常数 ϵ_y 、 ϵ_z 以及坐标 y 、 z 的函数, $k^2 = c^2(b^2 - a^2) / b^2(c^2 - a^2)$, $K(k)$ 是参数为 k 的第一类椭圆积分:

$$K(k) = \int_0^1 \frac{d\xi}{\sqrt{(1-\xi^2)(1-k^2\xi^2)}}$$

对 $y < 0$ 、 $z > 0$ 区域内的电场, 可由对称性很方便地求出。

由 (11) 式可以看出, 波导中的电场是随位置不同而变化的。为了提高计算折射率变化的精度, 可引入有效电场 $E_{y,eff}$ 与 $E_{z,eff}$, 即电场与光场的重迭积分^[8]:

$$E_{y,z(eff)} = \frac{\iint E_{y,z}(y,z) |\xi(y,z)|^2 dy dz}{\iint |\xi(y,z)|^2 dy dz} \quad (12)$$

式中 $|\xi(y, z)|^2$ 为波导横截面上的光场分布, 可以用椭圆-高斯分布近似:

$$|\xi(y, z)|^2 = \frac{1}{\pi W_y W_z} \exp \left\{ - \left[\left(\frac{y - y_0}{W_y} \right)^2 + \left(\frac{z - z_0}{W_z} \right)^2 \right] \right\} \quad (13)$$

其中 W_y 、 W_z 是表明光场沿 y 、 z 方向衰减快慢的参量, 对应着光强衰减到最大光强的 $1/e$ 点的坐标。 W_y 、 W_z 可由钛条宽度、工艺条件及工作波长等因素确定。

通过坐标变换, 还可以得到上述电极单位长度上的电容^[7]:

$$C_0 = 2\varepsilon_{eff}\varepsilon_0 K(k')/K(k) \quad (14)$$

式中 ε_{eff} 为等效介电常数^[9], 即 $\varepsilon_{eff} = \sqrt{\varepsilon_y \varepsilon_z} + 1$, 而 $k'^2 = 1 - k^2$ 。从而可以得到器件的理论带宽为

$$\Delta f = \frac{1}{\pi RC} \quad (15)$$

式中负载电阻 R 通常取 50Ω , C 为 A 、 B 两组电极的总电容, 即 $C = 2C_{0A}l_A + C_{0B}l_B$ 。

为使 A 、 B 两组电极能并联在同一信号源上工作, 以少用电极引线根数及分压装置并减少分布参数的影响, 设计时我们取 A 、 B 两组电极所加的电压 V_0 相等。同时, 为了计算方便, 我们取 $V_0 = 1V$, 则以此求出的 E_y 、 E_z 、 $\Delta n_{0,eA}$ 、 $\Delta n_{0,eB}$ 便都表示单位电压下的数值。这样可就由式(7)确定比值 l_A/l_B , 再综合其他指标定出 l_A 与 l_B 的数值。由半波电压 V_π 的定义可得

$$\frac{4\pi l_A \Delta n_{0,eA} V_\pi}{\lambda} + \frac{4\pi l_B \Delta n_{0,eB} V_\pi}{\lambda} = \pi$$

于是有

$$V_\pi = \frac{\lambda}{4} \left(\frac{1}{\Delta n_{0,eA} l_A + \Delta n_{0,eB} l_B} \right) \quad (16)$$

五、器件制作

在前述分析基础上, 我们制作了图1所示器件。首先, 在 z 切 x 传 LiNbO_3 衬底上溅射生长宽 $8\mu\text{m}$ 、厚 $0.012\mu\text{m}$ 的钛条, 再在 980°C 炉温下进行 6h 的钛内扩散以形成 LiNbO_3 通道波导。为抑制 Li_2O 的外扩, 扩散是在装有 LiNbO_3 粉的特制石英舟中进行的。扩散后再溅射生长一层厚约 $0.2\mu\text{m}$ 的 SiO_2 隔离层以缓冲电极金属对波导中光的吸收作用, 最后用蒸发方式形成铝电极 A 、 B , 这样就完成了器件的制备。在 $0.633\mu\text{m}$ 波长下, 取 $W_y = 4\mu\text{m}$, $W_z = 1\mu\text{m}$, $l_A = 0.77\text{mm}$, $l_B = 6.23\text{mm}$, 器件的理论 V_π 是 11V, 带宽为 1.21GHz。

六、测试结果及讨论

我们采用梭镜耦合的输入、输出方式对器件 TE、TM 模分别进行测试。极低频三角波及锯齿波测试, 得到器件 TE、TM 模的半波电压分别为 15V 和 11V, 比较接近理论值, 调制深度达到 95% 以上。几 kHz 正弦波及方波交流调制测试, 也得到了满意的调制曲线。图6是锯齿波调制曲线, 图7为正弦波调制结果。

可见, 通过两组长度成一定比例关系的电极的控制, 可以实现低驱动电压且与偏振无关的调制, 它在电磁场传感以及其它一些领域中具有应用前景。

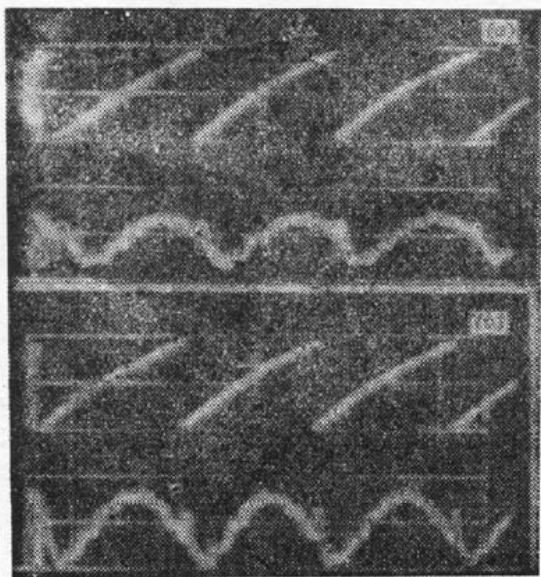


图 6 25 V 锯齿波调制
(a) TE 模; (b) TM 模

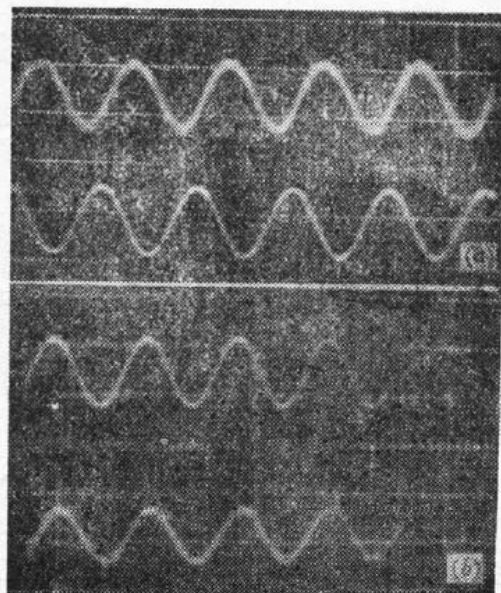


图 7 1 kHz 正弦波调制
(a) TE 模; (b) TM 模

参 考 文 献

- 1 W. K. Burns *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **33** (11), 944~947 (1978)
- 2 Y. Bourbin *et al.*, *Electr. Lett.*, **20**(12), 496~497 (1984)
- 3 R. C. Alferness, *Appl. Phys. Lett.*, **35**(10), 748~750 (1979)
- 4 E. Voges, A. Neyer. *J. Lightwave Tech.*, **LT-5**(9), 1229~1238 (1987)
- 5 S. Fouchet *et al.*, *J. Lightwave Tech.*, **LT-5** (5), 700~708 (1987)
- 6 G. B. Hocker, W. K. Burns, *Appl. Opt.*, **16**(1), 113~118 (1977)
- 7 Zhou Jianhui, Sino-Japanese Joint Meeting on Optical Fiber Science and Electromagnetic Theory, 1989, 615~620
- 8 P. L. Liu, *J. Appl. Phys.*, **3**(10), 6681~6686 (1982)
- 9 J. S. Wei, *IEEE J. Quant., Electr.*, **QE-13**(4), 152~158 (1977)

CLEO'91 征文通知

CLEO'91 会议将于 1991 年 5 月 12~17 日在美国马里兰州的巴尔的摩(Baltimore)会议中心召开。中国地区节目委员会开始受理中国地区的征稿工作, 征文的主要内容包括: (1)激光器件(气体、自由电子、固体、液体、半导体等器件); (2)非线性光学和激光光谱学的应用; (3)相位共轭与光致折射器件; (4)光学材料; (5)激光聚变和强场物理; (6)超快光学与电子学; (7)大气、空间和海洋光学; (8)光开关、逻辑与存储系统; (9)电-光器件与红外传感技术; (10)诊断、分析和工业应用; (11)医学和生物学应用; (12)光通信等。

来稿请附中英文 35 字摘要和 200 至 500 字摘要各两份, 其中一份不写单位和姓名, 便于审稿。来稿务必书写清楚, 英文稿用打字机按英文征文通知的要求打字, 不合要求者不予受理。截稿日期为 1990 年 10 月 31 日, 以邮戳为准。来稿请寄上海 800-211 信箱(邮政编码 201800)《中国激光》编辑部, 并注明 CLEO'91 征稿"字样。稿件切勿直接寄往国外, 以免延误时间。

需索取英文征文通知的, 可来信与《中国激光》编辑部联系。

CLEO'91 中国地区节目委员会