

铌钽酸锂固溶体光波导

中国科学院吉林物理所集成光学调制器组*

未来光纤通讯和集成光学信息处理系统需要宽带、高速和低功耗光波导器件。铌酸锂和铌钽酸锂具有电光和声光性能,并容易制成传播损耗低于1分贝/厘米的高质量光波导^[1-5],也可以制成除了光源和检测器以外的单片集成光路和功能件,因而是重要的集成光学材料。我们在铌酸锂衬底上固态扩散铌金属,研制出铌钽酸锂固溶体光波导(以下简称LNT波导),对此进行了初步测量和理论分析。

理论分析

在铌酸锂衬底上沉积一层铌膜,铌离子在高温下由衬底表面向里扩散,部分替换铌离子,便形成高折射率 $\text{LiNb}_\alpha\text{Ta}_{1-\alpha}\text{O}_3$ 光波导层。在铌膜扩尽后,铌离子在衬底内的扩散浓度为^[6]

$$C(x, t) = (2m_N/\pi^{1/2})(\tau/d) \cdot \exp(-x^2/d^2), \quad (1)$$

其中 m_N 是在铌膜中每单位体积内铌原子数目, τ 是起始铌膜厚度, x 是离衬底表面的距离, $d=2\sqrt{Dt}$ 是扩散深度, D 是扩散系数, t 是扩散时间。 D 与绝对温度 T 的关系为^[6]

$$D = D_0 \exp(-\varepsilon/KT) \quad (2)$$

其中 ε 是激活能, K 是玻尔兹曼常数。我们由W. Phillips等人的实验数据^[7]计算出 $D_0=6.5 \times 10$ 厘米²/小时和 $\varepsilon=4.9 \times 10^{-12}$ 尔格,并把 D 与 T 的关系曲线示于图1中,供制作波导参考。

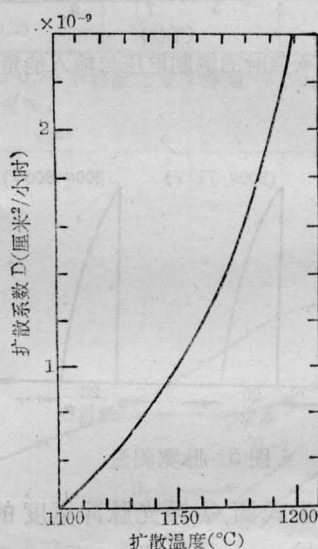


图1 扩散系数与温度的关系曲线

我们假定, $\text{LiNb}_\alpha\text{Ta}_{1-\alpha}\text{O}_3$ 波导层折射率在 α 从零开始变到1时,从铌酸锂折射率 n_T 线性地增加到铌钽酸锂折射率 n_N 。对6328 Å波长,正常折射率 n_T 和 n_N 分别为2.295和2.177,非常折射率 n_T 和 n_N 分别为2.202和2.181^[8]。由(1)式容易得到LNT波导折射率的高斯分布和抛物线近似分布

$$\left. \begin{aligned} n^2(x) &= n_b^2 + (n_s^2 - n_b^2) \exp(-x^2/d^2), x > 0, \\ n^2(x) &\simeq n_s^2 - (n_s^2 - n_b^2)(x^2/d^2), d > x > 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} n_s^2 - n_b^2 &\simeq 2n_b \Delta n_s, n_b \gg \Delta n_s, \\ \Delta n_s &= \alpha_s (n_N - n_T) = 3.3(n_N - n_T)\tau/d, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中 n_s 和 n_b 分别是波导表面和衬底的折射

收稿日期:1978年10月13日。

* 由金锋执笔。

率, Δn_s 是波导表面折射率增量, α_s 是 α 在波导表面的值。

图 2 表示 LNT 波导坐标系、晶轴取向和传播的光线。TE 模光线的偏振矢量垂直于 $x-z$ 平面, 遇到非常折射率; TM 模光线的偏振矢量位于 $x-z$ 平面上, 遇到正常折射率。令光线沿 z 方向的传播常数为 β , 并把模折射率定义为 $N = \beta/k$, $k = 2\pi/\lambda$ 是真空波数, λ 是真空波长, 则光线沿 x 方向传播常数为 $h(x) = \pm \{n^2(x) - N^2\}^{1/2}k$ 。如图 2 所示, 光线 A 从波导表面 z_a 点出发, 经拐点 (x_t, z_b) 返回到波导表面 z'_a 点, 在波导表面全内反射后变成光线 A' 。光线要在波导中传播, 光线 A 和 A' 在 z'_a 点相位应该相等。这要求如下方程式成立:

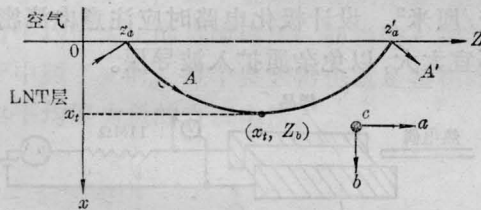


图 2 LNT 波导坐标系、晶轴取向和传播的光线

$$2 \int_0^{x_t} h(x) dx - 2\phi_s - 2\phi(x_t, z_b) = 2m\pi, \quad m=0, 1, \dots, M \quad (5)$$

其中 m 是模阶数, $2\phi_s$ 是光线在波导表面全内反射时的相位改变, $2\phi(x_t, z_b)$ 是光线通过 (x_t, z_b) 点时的相位改变。在 LNT 波导中, 有 $2\phi_s \approx \pi$, 并可以证明 $2\phi(x_t, z_b) = \frac{\pi}{2}^{[9]}$ 。把 (3)~(4) 式代到 (5) 式中得到 LNT 波导模式的特征值方程

$$\left. \begin{aligned} V &= \int_0^{y_{tm}} [e^{-y^2} - b_m]^{1/2} dy \\ &= (m+3/4)\pi, \\ y &= \frac{x}{d} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

和近似特征值方程

$$b_m = 1 - (4m+3)/V, \quad (7)$$

其中

$$y_{tm} = \frac{x_{tm}}{d} = \left[\ln \frac{1}{b_m} \right]^{1/2}$$

(称为归一化模深度)

$$b_m = \frac{N_m^2 - n_b^2}{n_s^2 - n_b^2} \quad (\text{称为归一化传播常数})$$

$$V = (n_s^2 - n_b^2)^{1/2} k d \quad (\text{称为归一化膜厚})。$$

对每一个 m 就有一个 b_m (或 N_m), b_m 从零到 1 而 N_m 从 n_b 到 n_s 之间均取 $M+1$ 个离散值。由 (7) 式容易看到 b_m (或 N_m^2) 随 m 的变化是等间距的, 从而 N_m 随 m 的变化也近乎等间距。我们用 (6) 和 (7) 式计算出 b 对 V 的关系, 并画在图 3 中。实线代表 (6) 式, 对应于高斯形折射率分布; 虚线代表 (7) 式, 对应于抛物线近似折射率分布。由图 3 看到, (7) 式适用于低阶模和远离截止情形。图 3 可用于波导设计和测量。

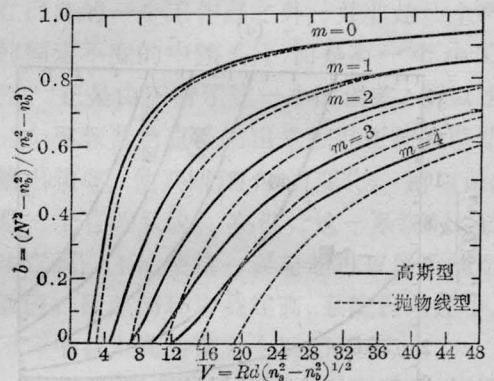


图 3 头五个低阶模 b 对 V 的曲线, 实线表示 (6) 式, 虚线表示 (7) 式

在 (6) 式中令 $b_m = 0$ ($N_m = n_b$, $x_{tm} \rightarrow \infty$), 得到 LNT 波导模式的截止方程

$$V_c = \sqrt{2\pi} (m+3/4), \quad (8)$$

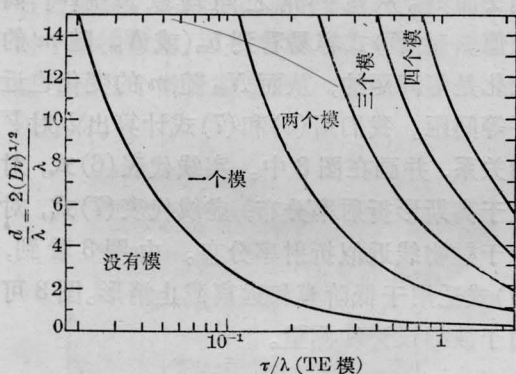
其中脚标 c 表示截止。由 (8) 式得到 LNT 波导 TE 模和 TM 模的数量

$$M_{TE} = \frac{1.4}{\lambda} (2\sqrt{Dt} \tau)^{1/2} - 3/4, \quad (9)$$

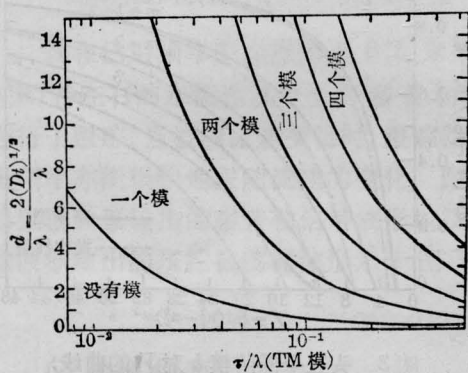
$$M_{TM} = \frac{3.3}{\lambda} (2\sqrt{Dt} \tau)^{1/2} - 3/4. \quad (10)$$

在同样条件下 TM 模数量大于 TE 模数量。

我们利用(9)和(10)式计算了 $\frac{d}{\lambda}$ 对 $\frac{\tau}{\lambda}$ 的关系,分别画在图4(a)和(b)中,曲线之间标记了模式数量。图4(a)和(b)可用于波导制备,用这些曲线适当选择 T 、 t 和 τ 完全可以控制波导模式数量。实验证明,图4(b)是符合实际的,而在图4(a)中应当考虑 Li_2O 外扩散^[2]对波导折射率的影响。



(a)



(b)

图 4

- (a) 头五个低价 TE 模截止时的 $\frac{d}{\lambda}$ 对 $\frac{\tau}{\lambda}$ 的曲线。曲线之间标记了 TE 模数量
- (b) 头五个低价 TM 模截止时的 $\frac{d}{\lambda}$ 对 $\frac{\tau}{\lambda}$ 的曲线。曲线之间标记了 TM 模数量

LNT 波导的制备

把钽酸锂晶体切成 a - c 片做为衬底,其尺寸沿 a 、 b 和 c 轴分别为 25、2 和 6 毫米。将衬底表面抛光后溅射一层铌膜,溅射速率

为 $50 \sim 60 \text{ \AA}/\text{分}$,铌膜厚度为 $400 \sim 1200 \text{ \AA}$ 。将样品放入石英管内,在 $1100 \sim 1200^\circ\text{C}$ 温度下扩散 $2 \sim 10$ 小时,便形成 LNT 波导。升温 and 降温速率约为 $300^\circ\text{C}/\text{小时}$,扩散气氛是空气或流通氩气。

扩散温度高于钽酸锂的居里温度,因此扩散后的波导样品必须重新极化。发现重新极化后的 TE 模式损耗变大。为了克服这一点,扩散后降温过程中进行极化^[7]。图 5 表示石英管内样品和极化用的电路。由于 LNT 波导层的居里温度介于钽酸锂和铌酸锂之间^[8],所以在扩散后降温时从 1000°C 左右开始接通极化电路。沿 c 轴的极化电场从 1000°C 左右时的 0.4 伏/厘米调节到 550°C 时的 20 伏/厘米,极化电流密度约为 60 微安/厘米²。设计极化电路时应注意电流密度不宜太大,以免杂质扩入波导层。

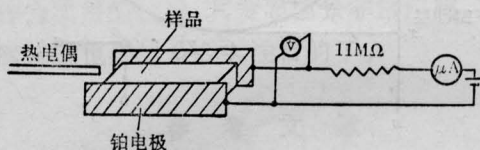


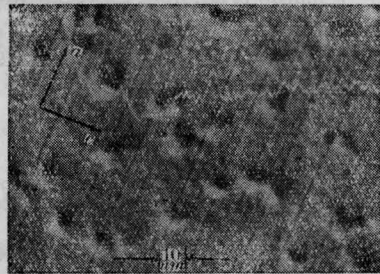
图 5 石英管内样品和极化用的电路

我们在制作波导时,曾用铌粉覆盖衬底表面铌膜后,在 1100°C 流通氩气中进行扩散。扩散后去掉铌粉发现,铌膜保持完整的金属光泽,未被氧化并完全没有扩散。但是,在空气和流通氩气氛下,铌膜能够扩散并形成波导。这说明,铌膜中的铌原子首先被氧化后才能扩入衬底,扩散所涉及的粒子不能是铌原子,而可能是 Nb^{+5} 或 Nb_2O_5 ^[10]。用铌粉覆盖铌膜并通氩气便造成理想的无氧条件,铌膜不能氧化,因而不能扩散。至于在流通氩气氛下也能扩散,是因为氩气所含有的氧在正常升温时间内使铌膜氧化后扩散到衬底中^[7]。此外,温度低于 1000°C 时因扩散系数很小,从而铌膜基本稳定,但氧化成乳白色氧化铌膜。

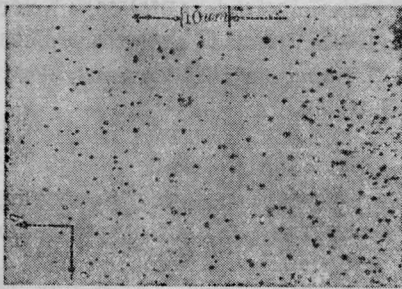
图 6(a)和(b)分别是在流通氩气中扩散的波导样品表面和 a 轴切面的扫描电子显微

镜照片。图 6(a) 中有沿 a 轴的位错线, 图 6(b) 中呈现相应的位错孔。这个位错线是由铌酸锂和钽酸锂沿 c 轴的六角晶胞晶格常数差别 ($\approx 0.08\text{\AA}$)^[8, 14] 造成的, 并且位错线间距是沿 c 轴晶格常数 (13.8\AA)^[8] 的整数倍。图 6(a) 中可以看到一些粒状物。这可能是起始铌膜不均匀, 扩散后衬底表面局部区域铌过量, 破坏了 (Nb+Ta)/Li 的正常化学配比, 导致相分解而形成的金属氧化物多晶粒。如果扩散时间足够长或者铌膜均匀, 便可以去掉这些粒状物。图 6(b) 中的位错孔在衬底表面最密, 随着离衬底表面距离逐渐松散。这些位错线和粒状物是一个散射中心, 使模式的传播损耗变大。后来, 我们把扩散气氛改为空气, 波导样品没有位错线, 波导质量较好。

在铌扩散同时, 还存在 Li_2O 外扩散。这不仅使衬底表层非常折射率增加^[12], 而且过量的外扩散增加晶格缺陷, 从而增加模式的



(a)



(b)

图 6

- (a) 在流通氩气中扩散的波导样品表面的扫描电子显微镜照片
 (b) 与图 6(a) 同一样品的 a 轴切面的扫描电子显微镜照片

传播损耗。为了克服这一点, 在保证铌膜完全扩入衬底并保持单模波导条件下, 应尽量缩短扩散时间, 或者应采用衬底的衬措措施。此外, α_s 过大也会增加晶格缺陷, 因此我们一般取 α_s 为 20% 左右, 即取 τ/d 为 6%。

模折射率的测量

图 7 表示 He-Ne 激光束通过金红石棱镜耦合到 LNT 波导中的光路。测量模折射率时, 用夹具把 LNT 波导压在金红石棱镜底, 并放在 1 分测角仪的分度转盘中心处。适当调整棱镜位置, 使通过起偏器的平行 He-Ne 激光束通过 1 毫米孔径的光阑和 320 毫米焦距的汇聚透镜聚焦到接近棱镜底直角棱处。细心调节夹具的压力, 实现棱镜与波导的弱耦合^[11]。在棱镜底的入射光斑保持稳定的情况下, 转动分度盘直到激光束通过棱镜和波导间隙, 因光学隧道效应耦合到波导中, 观察到波导中可分辨的传输条纹。仔细判断模式条纹的准确位置后, 读出激光束对棱镜斜面的同步入射角 θ_i , 便可以计算模折射率。图 8 是利用金红石棱镜把 He-Ne 激光束耦合到 LNT 波导并在其中传播的光线

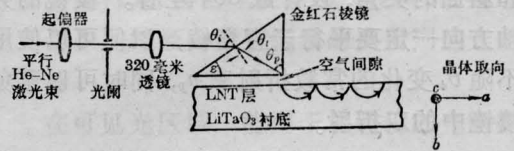


图 7 模折射率测量装置中的光路

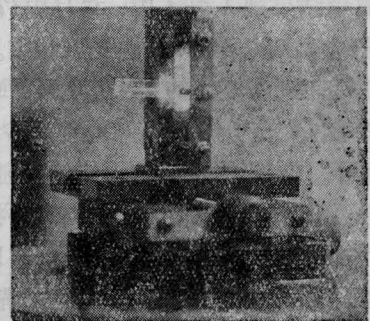


图 8 LNT 波导中传播的光线条纹照片

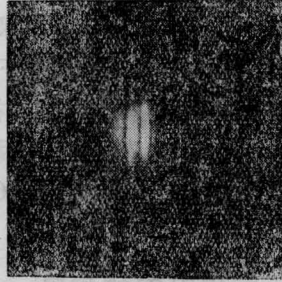


图9 输出光斑的 m 线照片。
从左开始分别对应于 TE_0 、 TE_1
和 TE_2 模, 激励模式为 TE_1 模

条纹照片。图9是利用金红石棱镜从LNT波导耦合出的输出光斑的 m 线照片, 从左开始分别对应于 TE_0 、 TE_1 和 TE_2 模, 而激励模式为 TE_1 模。这是由于波导表面和折射率不均匀, 使输入到一个模式的光功率向其他模式转换所造成的。

根据折射定律和在棱镜与LNT波导中沿波导平面的传播常数应当匹配的要求, 可以导出模折射率与同步入射角 θ_i 的关系

$$N = \cos \varepsilon \sin \theta_i + \sin \varepsilon (n_p^2 - \sin^2 \theta_i)^{1/2}, \quad (11)$$

其中 n_p 是金红石棱镜折射率, 正常和非常折射率分别为 2.58 和 2.86^[11a], ε 是棱镜底面和斜面的夹角, 设计成 60° 左右。棱镜的光轴方向一定要平行于直角棱, 以便可以使用不随 θ_i 变化的常数折射率 n_p , 同时可以避免棱镜中的双折射。

我们测量了在空气中扩散的若干波导样品中沿 a 轴传播的TE和TM模的模折射率, 把测量结果列入表1中, 并且由(7)式计算的波导参数 Δn_s 、 d 和 α_s 也记入表1。由表1看到, 具有三个模式的LNT波导TM模的模折射率随 m 的增加而等间距地减少, 这与(7)式相符。但是, TE模的模折射率随 m 的变化不是等间距的。这是由于 Li_2O 外扩散引起的非常折射率的增加使折射率分布取余误差函数的积分形式^[12] 并迭加在铌扩散引起的高斯形折射率分布之上, 从而使TE模的

表1 在空气中扩散的若干LNT波导模式的模折射率测量值和由(7)式计算的波导参数 Δn_s 、 d 和 α_s

Δn_s	d (微米)	α_s	模折射率 N_m 的测量值		
			TM ₀	TM ₁	TM ₂
0.002	3.0	19%	2.193	2.183	—
0.019	4.6	16%	2.192	2.186	—
0.024	3.7	20%	2.195	2.187	2.179
Δn_s	d (微米)	α_s	TE ₀	TE ₁	TE ₂
0.016	4.2	—	2.202	2.198	2.196

模折射率与模阶数的关系不完全服从(7)式。如果考虑外扩散引起的修正项, 则(7)式仍然适用于TE模。

此外, 我们用LNT波导制作了平面电光棱镜^[13], 可用做强度调制器和光开关。

参 考 文 献

- [1] S. Takada *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **24**, No. 10, 490.
- [2] I. P. Kaminow *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **22**, No. 7, 326.
- [3] J. M. Hammer *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **24**, No. 11, 545.
- [4] S. Miyazawa; *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **23**, No. 4, 198.
- [5] S. Miyazawa *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **26**, No. 1, 8.
- [6] 谢希德, 方俊鑫, 《固体物理》(上册), 上海科学技术出版社, 1961, p. 131~132.
- [7] W. Phillips *et al.*; *J. Elect. Mater.*, 1976, **4**, 549.
- [8] (a) Lithium Niobate, AD704556, 4, p. 91~124.
(b) Lithium Tantalate, AD704556, 4, p. 125~142.
- [9] G. B. Hocker *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1975, **QE-11**, 270.
- [10] G. Y. Chin *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **26**, No. 11, 637.
- [11] (a) R. Ulyich *et al.*; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, 2901.
(b) P. K. Tien *et al.*; *JOSA*, 1970, **60**, No. 10, 1325.
- [12] J. R. Carruthers *et al.*; *Appl. Opt.*, 1975, **13**, No. 10, 2333.
- [13] (a) I. P. Kaminow *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1975, **QE-11**, No. 8, 633. (b) C. S. Tsai *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **27**, No. 4, 248.
- [14] V. Rammaswamy *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **26**, No. 1, 10.