

钛扩散铌酸锂条形波导的有效折射率截面 随扩散参数的变化*

胡鸿璋 詹仰钦 赵 慈 成 钢

(天津大学应用物理系, 天津 300072)

提要 导出了钛扩散的铌酸锂条形波导的有效折射率截面的简化公式, 计算了有效折射率截面(钟形曲线)的高度和半宽度随扩散参数的变化, 并且对结果进行了讨论。

关键词 铌酸锂光波导, 钛扩散, 有效折射率

1 引 言

钛扩散铌酸锂波导是构成许多重要的集成光学器件的基础^[1]。设计这些器件时, 几乎没有例外地要用有效折射率法^[2]将三维问题简化为二维问题, 以大大减少计算工作量。因此, 了解这些波导的有效折射率截面是非常必要的。

E. Strake 等人已从理论上导出了钛扩散铌酸锂波导的有效折射率截面与钛离子(Ti⁴⁺)浓度之间的关系^[3]。基于他们的工作, 本文导出有效折射率截面的简化表达式, 并且计算了钛扩散的铌酸锂条形波导的有效折射率截面随扩散参数的变化, 以便为设计和制备这些器件时选择最佳扩散参数提供定量的依据。

2 理 论

为了确定起见, 我们假定钛扩散条形波导是在 z 切铌酸锂晶片上制备的, 波导方向与 y 轴平行(图 1)。我们定义两个归一化的坐标

$$u = z/d_s, \quad s = 2x/w$$

这里 d_s 是扩散深度, w 是扩散前钛条的宽度。

钛扩散波导中的折射率相对于基底折射率的增加, 可以近似地表示为^[3]

$$\delta n_i(u, s) = \delta n_i(0, s)[1 - M \tanh^2(\eta u)], \quad i = o, e \quad (1)$$

式中 $i = o, e$, 分别指寻常折射率与非常折射率, $M = 1.05$, η_o

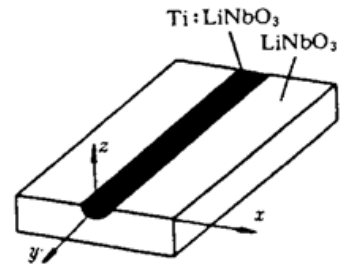


Fig. 1 Ti:LiNbO₃ waveguide configuration

* 国家自然科学基金部分资助项目。

$= 0.776$, $\eta_e = 1.035$, $\delta n_i(0, s)$ 指在表面上 ($u = 0$) 的折射率相对于基底的增量, 可以表示为

$$\delta n_i(0, s) = d_i(\lambda) [C_0 J_i g(s)]^{\gamma_i}, \quad i = o, e \quad (2)$$

式中 $\gamma_o = 0.55$, $\gamma_e = 1.0$, $J_o = 1.3 \times 10^{-25} \text{ cm}^3$, $J_e = 1.2 \times 10^{-23} \text{ cm}^3$. C_0 , $d_i(\lambda)$ 和 $g(s)$ 可以分别用下式表示

$$C_0 = \frac{\tau}{ad_z} \quad (3)$$

$$d_e(\lambda) = \frac{0.839\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0645}, \quad d_o(\lambda) = \frac{0.67\lambda^2}{\lambda^2 - 0.13} \quad (4)$$

$$g(s) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{w}{2d_x} (1+s) \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{w}{2d_x} (1-s) \right] \right\} \quad (5)$$

式(3)中 $a = 1.57 \times 10^{-23} \text{ cm}^3$, τ 是扩散前钛膜厚度, d_x 是扩散深度; 式(4)中的波长 λ 是以 μm 为单位的; 式(5)中的 d_x 是沿 x 方向的扩散宽度. d_x 和 d_z 是由扩散温度 T 和扩散时间 t 决定的^[4].

根据折射率的近似表达式(1), 有效折射率有解析解. 在用 BMP 法设计器件时, 只涉及最低阶的模. 对于在深度方向的最低阶模, 有效折射率 $N_{\text{eff}}(s)$ 可以表示为^[3]

$$N_{\text{eff}}^2(s) = n_b^2 + 2n_b(1-M)\delta n(0, s) + Q[1 + \mu'(s)]^2 \quad (6)$$

式中 n_b 是基底折射率, Q 和 $\mu'(s)$ 由下式给出

$$Q = (\eta/\alpha_z k_0 d_z)^2 \quad (7)$$

$$\mu'(s) = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 + 8Mn_b \delta n(0, s)/Q} \right] \quad (8)$$

这里 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 是真空中波数. 另外, 对于图 1 所示的波导, α 由下式给出

$$\alpha_z = \begin{cases} 1, & \text{for quasi-TE mode,} \\ n_x/n_z, & \text{for quasi-TM mode} \end{cases}$$

考虑到 $N_{\text{eff}} - n_b \ll n_b$, 式(6)可以近似为

$$\Delta N_{\text{eff}} = N_{\text{eff}}(s) - n_b = (1-M)\delta n(0, s) + \frac{Q}{2n_b} [1 + \mu'(s)]^2 \quad (9)$$

在通常的扩散条件下, 在式(8)中的 $8Mn_b \delta n(0, s)/Q \gg 1$, 因此, 可以将式(8)中根号内的 1 忽略. 于是式(9)简化为

$$\Delta N_{\text{eff}} \approx \delta n(0, s) - h_1 \sqrt{\delta n(0, s)} + h_2 \quad (10)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= 3 \sqrt{\frac{MQ}{2n_b}} = \frac{3\eta}{2\pi d_z} \sqrt{\frac{M}{2n_b} \frac{\lambda}{d_z}} \\ h_2 &= \frac{9Q}{8n_b} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

注意到 $h_2 \approx h_1^2/4$, 式(10)可以进一步简化为

$$\Delta N_{\text{eff}}(s) = \left(\sqrt{\delta n(0, s)} - \frac{h_1}{2} \right)^2 \quad (12a)$$

或者两边开平方得到

$$\sqrt{\Delta N_{\text{eff}}(s)} = \sqrt{\delta n(0, s)} - \frac{h_1}{2} \quad (12b)$$

式(12)就是我们导出的有效折射率截面的简化表达式. 从式(12b)容易看出, 有效折射率

$\Delta N_{\text{eff}}(s)$ 总比表面上的折射率 $\delta n(0, s)$ 小。 $\sqrt{\delta n(0, s)}$ 和 $\sqrt{\Delta N_{\text{eff}}(s)}$ 的差等于 $h_1/2$, 因此与 λ/d_z 成正比(忽略 n_b 的色散), 而与其他扩散参数(钛条厚度 τ 和宽度 w) 无关。图 2 绘出了当 $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$, $\tau = 70 \text{ nm}$, $w = 7 \mu\text{m}$, $d_z = 4.2 \mu\text{m}$ (对应于 $T = 1050 \text{ }^\circ\text{C}$, $t = 7 \text{ h}$) 时表面上的寻常折射率的分布, 图 2 中也分别绘出了在同样条件下按式(9)和式(12a) 计算出来的寻常光的有效折射率截面, 前者用虚线表示, 后者用点划线表示, 两者几乎不可分辨。有效折射率截面具有钟形曲线的形状, 它可以近似地用高斯分布曲线来表示。根据式(12a), 这个钟形曲线在中心($s = 0$) 处的极大值 $N_{\text{eff}0}$ 和它的半宽度 $s_{1/2}$ 由下式决定

$$\Delta N_{\text{eff}0} = (\sqrt{\delta n(0, 0)} - h_1/2)^2 \quad (13)$$

$$\Delta N_{\text{eff}}(s_{1/2}) = \frac{1}{2}(\sqrt{\delta n(0, 0)} - h_1/2)^2 \quad (14)$$

将式(12a) 代入式(14), 可以得到

$$\sqrt{\delta n(0, s_{1/2})} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\delta n(0, 0)} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2} \right) h_1 \quad (15)$$

从上式可见, $\delta n(0, s_{1/2}) > \frac{1}{2} \delta n(0, 0)$, 而且 $\delta n(0, s)$ 是随 s 单调下降的。因此由上式决定的有效折射率截面的半宽度 $s_{1/2}$ 要比表面上折射率增量分布的半宽度小。这一点从图 2 也可以直观地看出。

下面我们分别计算有效折射率截面的极大值和半宽度随扩散参数的变化。为了避免引入误差, 计算是根据有效折射率截面的原始公式(9) 进行的。

3 计算结果与讨论

图 3(a) 和图 3(b) 分别表示有效折射率截面 $[N_{\text{eff}}(s) - n_b]$ 的极大值 $\Delta N_{\text{eff}0}$ 和半宽度 $s_{1/2}$ 随扩散前钛膜厚度 τ 的变化。这里 $s_{1/2}$ 是用归一化坐标 s 表示的在半极大值处的宽度, 而半极大值处的实际的全宽度等于 $s_{1/2}$ 和钛条宽度 w 的乘积。图中实线对应于 o 光, 虚线对应于 e 光(下同)。在计算时, 我们取 $w = 7 \mu\text{m}$, $d_z = 4.2 \mu\text{m}$ (对应于 $T = 1050 \text{ }^\circ\text{C}$, $t = 7 \text{ h}$), 波长 λ 分别等于 $0.63 \mu\text{m}$, $1.15 \mu\text{m}$ 和 $1.3 \mu\text{m}$ (同下)。从图 3(a) 可见, 极大值 $\Delta N_{\text{eff}0}$ 几乎随 τ 线性地变化, 而且随着 τ 的增加, e 光的 $\Delta N_{\text{eff}0}$ 上升要比 o 光快得多。从图 3(b) 可见, 随着 τ 的增加, 开始时半宽度增加较快, 当 $\tau > 50 \text{ nm}$ 时, 则随 τ 缓慢地增加。而且, 在 τ 和 λ 相同时, e 光的归一化宽度 $s_{1/2}$ 要比 o 光的小 $0.3 \sim 0.4$ 。

随着扩散深度 d_z 的增加, o 光的有效折射率截面的极大值 $\Delta N_{\text{eff}0}$ 先增加, 然后缓慢地减少[见图 4(a) 中的实线]。有效折射率截面的半宽度则随着 d_z 的增加线性地增加[见图 4(b) 中的实线]。因此, 为了有效地将光波能量束缚在波导内, d_z 不应超过与图 4(a) 中的实曲线峰值所对应的值。至于 e 光, 随着 d_z 的增加, $\Delta N_{\text{eff}0}$ 比较明显下降, 而半宽度起始时略为减小, 然后单调地增加[见图 4(a), (b) 中的虚线]。因此, 为了有效地将光波能量束缚在波导内, d_z 也不应超过与

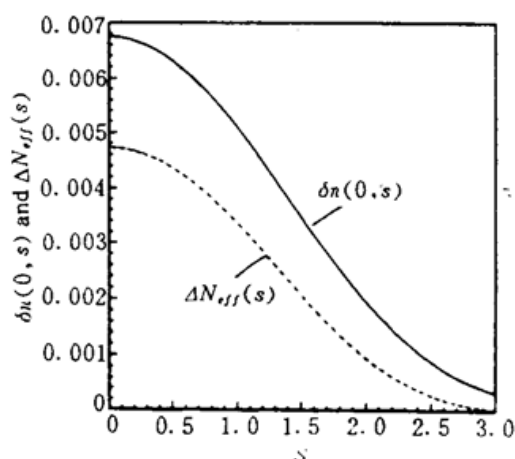


Fig. 2 The distribution of ordinary refractive index at surface and the profile of effective index, where take $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$, $\tau = 70 \text{ nm}$, $d_z = 4.2 \mu\text{m}$, and $w = 7 \mu\text{m}$

图 4(b) 中虚曲线的极小值所对应的值。图 4(a) 中的实曲线的峰值和图 4(b) 中虚曲线的极小值所对应的 d_z 均为 $3 \mu\text{m}$ 左右。

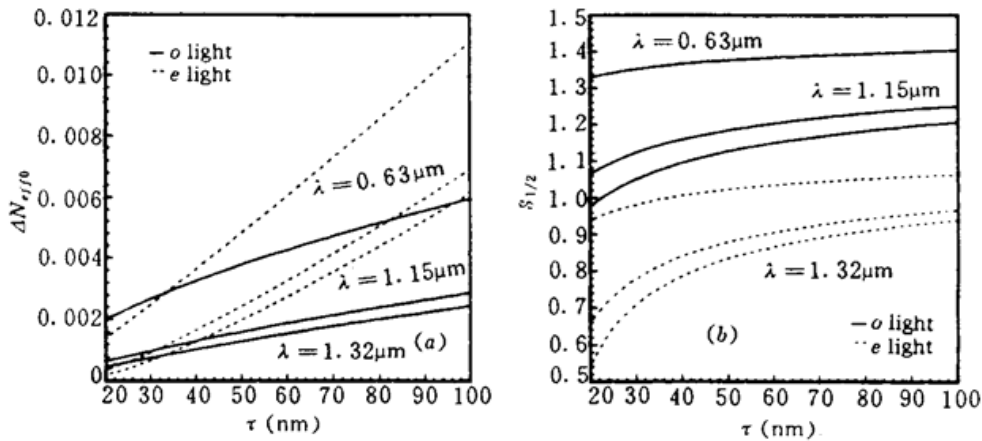


Fig. 3 The variation of the effective index profile with the thickness τ of Ti film, where $d_z = 4.2 \mu\text{m}$, $w = 7 \mu\text{m}$
(a) ΔN_{eff0} versus τ ; (b) $s_{1/2}$ versus τ

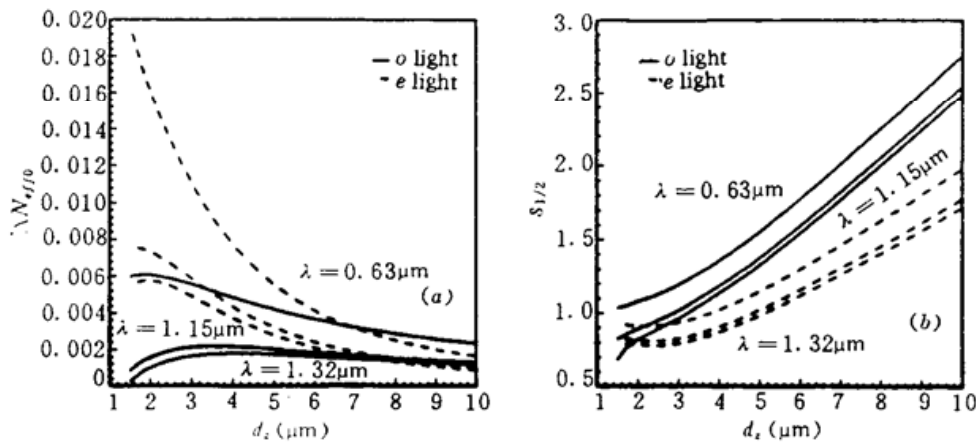


Fig. 4 The variation of the effective index profile with the diffusion depth d_z , where $\tau = 70 \text{ nm}$, $w = 7 \mu\text{m}$
(a) ΔN_{eff0} versus d_z ; (b) $s_{1/2}$ versus d_z

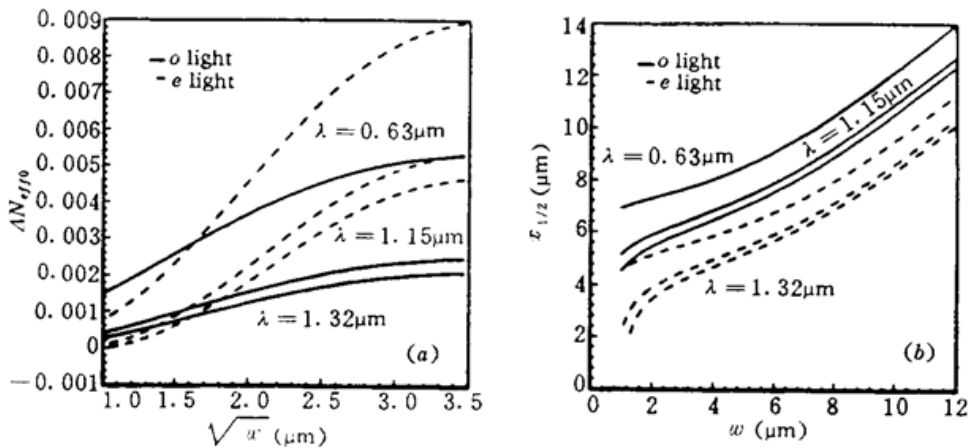


Fig. 5 The variation of the effective index profile with the width w of Ti strip, where $\tau = 70 \text{ nm}$, $d_z = 4.2 \mu\text{m}$
(a) ΔN_{eff0} versus w ; (b) $s_{1/2}$ versus w

图 5(a) 和 (b) 分别表示有效折射率截面的极大值 ΔN_{eff} 和半宽度 $x_{1/2}$ 随扩散前钛条的宽度 w 的变化。图 5(a) 中的横坐标是 \sqrt{w} (μm), 而图 5(b) 中的纵坐标不是 $s_{1/2}$, 而是 $x_{1/2}$, 这是有效折射率截面在半极大值处的实际宽度。在计算时我们取 $\tau = 70 \text{ nm}$, $d_z = 4.2 \mu\text{m}$ (对应于 $T = 1050 \text{ }^\circ\text{C}$, $t = 7 \text{ h}$)。在实际上常见的单模波导的情形, 波导宽度 w 处在 $2 \mu\text{m} < w < 10 \mu\text{m}$ 的范围内。从图 5 可见, 在此范围内, ΔN_{eff} 近似地与 \sqrt{w} 成正比, 而半宽度 $x_{1/2}$ 则近似地与 w 成线性关系。

参 考 文 献

- 1 W. Sohler. Integrated optics in LiNbO_3 . *Solid Thin Film*, 1989, 175(2): 191~200
- 2 R. Beats, P. E. Lagasse. Calculation of radiation loss in integrated-optic tapers and Y-junctions. *Appl. Opt.*, 1982, 21: 1972~1975
- 3 E. Strake, G. P. Bava, I. Montrosset. Guided modes of Ti: LiNbO_3 channel waveguides; a novel quasi-analytical technique in comparison with the scalar finite-element method. *J. Lightwave Techn.*, 1988, LT-6: 1126~1134
- 4 S. Fouchet, A. Carencio, C. Daguette *et al.*. Wavelength dispersion of Ti induced refractive index change in LiNbO_3 as a function of diffusion parameters. *J. Lightwave Techn.*, 1987, LT-5: 700~708

Variation of the Effective Refractive Index Profile in Ti: LiNbO_3 Strip Waveguide with Diffusion Parameters

Hu Hongzhang Zhan Yangqin Zhao Ci Cheng Gang

(Department of Applied Physics, Tianjin University, Tianjin 300072)

Abstract In designing integrated optical devices the usual practice is to reduce the problem to 2-D by means of the effective-index method. In this paper we have derived a reduced formula for effective refractive index in Ti: LiNbO_3 strip waveguides, calculated the variations of the profile of effective refractive index with diffusion parameters and discussed the results, so as to provide a firm basis for the optimal control of the diffusion condition.

Key words LiNbO_3 waveguide, Ti diffusion, effective refractive index