

非线性介质光波导传播特性研究

余保龙 朱自强
(河南大学物理系 开封 475001)

摘要 本文对非线性平板光波导 TM 模传播特性进行了研究;采用图解法求解了光波导的色散方程;最后讨论了引起光波导传播特性变化的物理机制。

关键词 非线性光波导, TM 模, 色散方程

1 引言

由于非线性平板光波导在光学信号处理和光波通信方面有着广泛应用^[1,2],近年来在理论和实验上已引起人们很大兴趣。在光波导器件设计和传播特性研究中,传播常数是一个非常重要的参数。对于非线性光波导,由于非线性效应,不可能直接求解它的色散方程进而求得传播常数值。本文采用计算机作图法,在文献[3,4]基础上,对所给公式进行了深入分析研究发现,当光波导的薄膜层厚度和非线性衬底层传输功率改变时,它的模式数和传播常数都随之而变,其变化规律是一定的。最后对引起这种变化的物理机制进行了探讨。

2 非线性光波导理论

设非线性介质平板光波导如图 1 所示,其覆盖层和波导薄膜都是各向同性介质,介电常数分别是 ϵ_1 和 ϵ_2 ;而衬底层是非线性单轴晶体,其介电张量由

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp} + \alpha(|E_x|^2 + |E_y|^2), \quad (1)$$

$$\epsilon_{zz} = \epsilon_{\parallel} \quad (2)$$

表示,其中 α 是非线性系数, ϵ_{\parallel} 和 ϵ_{\perp} 分别是非线性衬底的介电张量在垂直和平行光波方向的分量。

对于这种波导的非线性 TM 模,因 $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$, 所以场的方程为

$$\frac{d^2 E_x^{(1)}}{dz^2} - k_1^2 E_x^{(1)} = 0, \quad k_1^2 = \beta^2 - \epsilon_1 k_0^2, \quad -\infty < z < 0; \quad (3a)$$

$$\frac{d^2 E_x^{(2)}}{dz^2} + k_2^2 E_x^{(2)} = 0, \quad k_2^2 = \epsilon_2 k_0^2 - \beta^2, \quad 0 < z < d; \quad (3b)$$

$$\frac{d^2 E_x^{(3)}}{dz^2} - \frac{k_3^2}{\epsilon_{\parallel}} [\epsilon_{\perp} + \alpha |E_x^{(3)}|^2] E_x^{(3)} = 0, \quad k_3^2 = \beta^2 - \epsilon_{\parallel} k_0^2, \quad d < z < \infty. \quad (3c)$$

1993-03-01 收到,1993-08-26 定稿

余保龙 男,1964 年生,博士生,从事低维材料和光信息处理研究。

朱自强 男,1934 年生,教授,从事固体薄膜和分子器件研究。

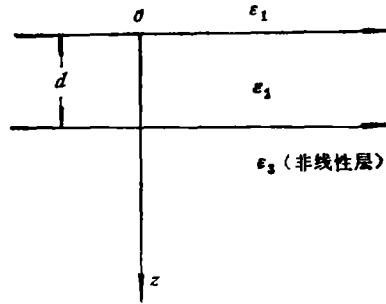


图 1 非线性介质波导

(3)式中 β 是光波导的传播常数, k_0 是光在真空中波数, $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$.

对于导波情况, $\varepsilon_2^{1/2}k_0 < \beta < \varepsilon_1^{1/2}k_0$, 在非线系数 $\alpha < 0$ 时, 方程组的解为^[4]

$$E_z^{(1)}(z) = A \exp(k_1 z), \quad -\infty < z < 0; \quad (4a)$$

$$E_z^{(2)}(z) = B_1 \sin(k_2 z) + B_2 \cos(k_2 z), \quad 0 < z < d; \quad (4b)$$

$$E_z^{(3)}(z) = \left(\frac{2\varepsilon_{\perp}}{|\alpha|} \right)^{1/2} \left\{ \cosh \left[k_3 \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \right)^{1/2} (z - z_0) \right] \right\}^{-1}, \quad d < z < \infty. \quad (4c)$$

这里 A, B_1, B_2 和 z_0 均为待定系数.

利用 TM 模式满足的边界条件所得到的色散方程为

$$\tan(k_2 d) = \left\{ \frac{k_1 \varepsilon_2}{k_2 \varepsilon_1} - \frac{k_3 \varepsilon_2}{(\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp})^{1/2} k_2 Q} \right\} \times \left\{ 1 + \frac{k_1 k_2^{-2} k_3 \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1 (\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp})^{1/2} Q} \right\}^{-1}, \quad (5)$$

其中 $Q = \tanh[k_3(z_0 - d)]$.

利用光功率密度公式 $P = \frac{\text{Re}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{z} dx$ 求得流经非线性衬底单位 y 长度上沿 x 方向传播的光功率密度为

$$P = \frac{\beta \omega \varepsilon_{\parallel}^{1/2} \varepsilon_{\perp}^{1/2}}{4\pi k_3^3 |\alpha|} (1 + Q). \quad (6)$$

由(6)式中解出 Q 代入(5)式可得出以 P 和 d 为参数的导波 TM 模色散方程:

$$\begin{aligned} \tan(k_2 d) = & \left\{ \frac{k_1 \varepsilon_2}{k_2 \varepsilon_1} + \frac{\varepsilon_2}{(\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp})^{1/2}} \left[1 - \frac{k_3^2}{\beta k_0} \cdot \frac{12\pi |\alpha|}{C \varepsilon_{\parallel}^{1/3} \varepsilon_{\perp}^{3/2}} P \right]^{-1/3} \right\} \\ & \times \left\{ 1 - \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1 (\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp})^{1/2}} \frac{k_1 k_3}{k_2} \left[1 - \frac{k_3}{\beta k_0} P \cdot \frac{12\pi |\alpha|}{C \varepsilon_{\parallel}^{1/3} \varepsilon_{\perp}^{3/2}} \right]^{-1/3} \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (7)$$

当光功率密度 $P = 0$ 时, (7)式即简化为人们所熟知的线性平板光波导 TM 模的色散方程. 另外(7)式仅对导模情形成立, 对于辐射模和泄漏模等情形应当重新加以修正.

为了便于计算机作图, 把(7)式所表示的色散方程改写成

$$f_1(\beta) = \tan(k_2 d), \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} f_2(\beta) = & \left\{ \frac{k_1 \varepsilon_2}{k_2 \varepsilon_1} + \frac{\varepsilon_2}{(\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp})^{1/2}} \left[1 - \frac{k_3^2}{\beta k_0} \cdot \frac{12\pi |\alpha|}{C \varepsilon_{\parallel}^{1/3} \varepsilon_{\perp}^{3/2}} P \right]^{-1/3} \right\} \\ & \times \left\{ 1 - \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1 (\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp})^{1/2}} \frac{k_1 k_3}{k_2} \left[1 - \frac{k_3}{\beta k_0} P \cdot \frac{12\pi |\alpha|}{C \varepsilon_{\parallel}^{1/3} \varepsilon_{\perp}^{3/2}} \right]^{-1/3} \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (8b)$$

(8)式中,传播常数 β 隐含在 k_1, k_2 和 k ,表达式中,在前面已给出,为了书写简洁,没有将它们的具体形式在这里给出。

3 结果和讨论

在(8)式中, P 和 d 是两个可测量的参数。下面我们对 P 和 d 各取几组不同数值,求解上述方程中的 β 。

(1) 在波导薄膜层厚度 d 变化时,有关参数选取如下: $\epsilon_1 = 1.0, \epsilon_2 = 4.0, \epsilon_f = 2.25, \epsilon_s = 2.10, \alpha = -10^{-6} \text{m}^3/\text{J}^{\text{[5]}}$, $P = 5 \text{kW}/\text{m}$, $\lambda = 0.693 \mu\text{m}$, $d = 1.0, 1.5, 2.0 \mu\text{m}$ 。以 $f_1(\beta)$ 和 $f_2(\beta)$ 为纵坐标,以 β 为横坐标,对取定的不同 d 值作图,在图中 $f_1(\beta)$ 和 $f_2(\beta)$ 曲线交点对应的横坐标,即为传播常数 β 值。在上述这组数据中作出的3个图如图2,图3,图4所示。

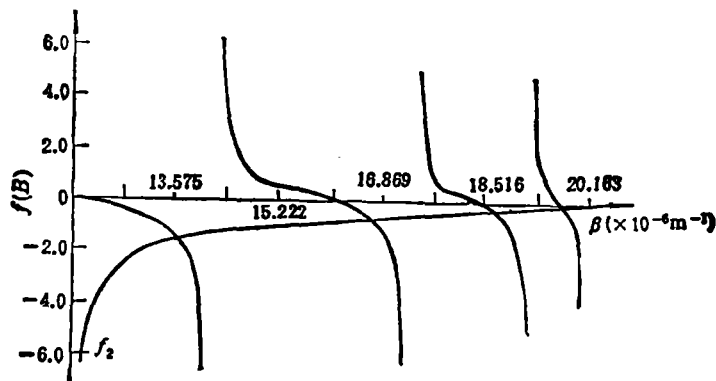


图2 $d = 1.0 \mu\text{m}$

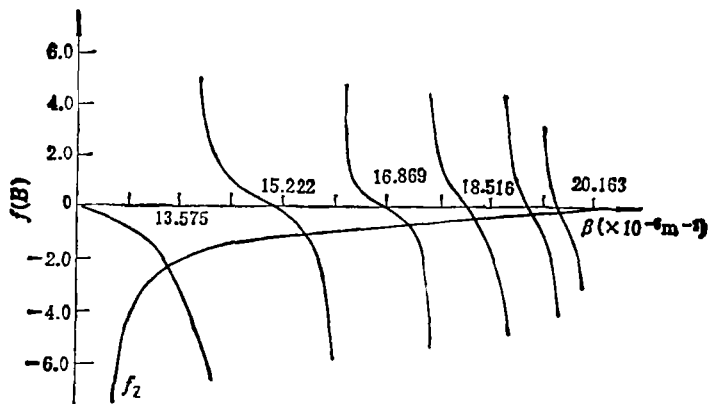
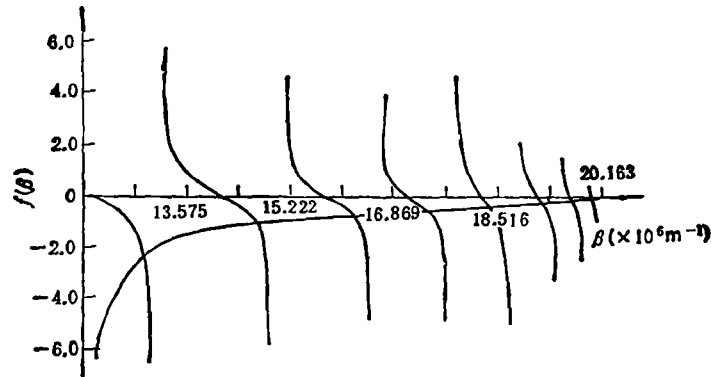
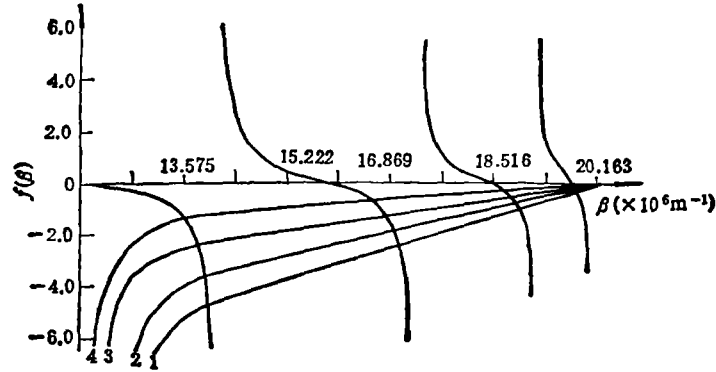


图3 $d = 1.5 \mu\text{m}$

(2) 在光功率密度 P 变化时,其它参数选取为 $\epsilon_1 = 1.0, \epsilon_2 = 4.0, \epsilon_f = 2.25, \epsilon_s = 2.10, \alpha = -10^{-6} \text{m}^3/\text{J}$, $d = 1.0 \mu\text{m}$, $\lambda = 0.693 \mu\text{m}$, $P = 0, 200 \text{W}/\text{m}, 1 \text{kW}/\text{m}, 5 \text{kW}/\text{m}$ 。采取和(1)同样方式作图5。

图4 $d = 2.0 \mu\text{m}$ 图5 $d = 1.0 \mu\text{m}$, 曲线1,2,3,4分别对应于 $P = 0 \text{ W/m}^2$, 200 W/m^2 , 1 kW/m^2 , 5 kW/m^2

上面计算结果表明,在光波导薄膜层厚度改变时,光波导所承载的 TM 模式数发生变化,其变化规律是薄膜层厚度每增加 $0.5 \mu\text{m}$, TM 模式增加两个。

实际上,对导波情况,由于 $\epsilon_1^{1/2}k_0 < \beta < \epsilon_2^{1/2}k_0$,不妨用 φ 表示(8)式中正切函数的角度,即

$$\varphi = k_2 d = (\epsilon_2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} d. \quad (9)$$

显然,当 $\beta = \epsilon_1^{1/2}k_0$ 时, φ 最小,且 $\varphi_{\min} = 0$; 当 $\beta = \epsilon_2^{1/2}k_0$ 时, φ 最大,从(9)式有

$$\varphi_{\max} = k_0(\epsilon_2 - \epsilon_1)^{1/2} d = (2\pi d/\lambda)(\epsilon_2 - \epsilon_1)^{1/2} d. \quad (10)$$

将具体数值代入(10)式,则有 $\varphi_{\max} \approx 4\pi d \times 10^6$. 令 $\Delta\varphi = \varphi_{\max} - \varphi_{\min}$, 则

$$\Delta\varphi \approx 4\pi d \times 10^6. \quad (11)$$

因为正切函数周期为 π , 故在角区间 $\Delta\varphi$ 内包含正切函数周期个数 N 为 $4d \times 10^6$. 又因 $f_1(\beta)$ 周期数就等于 TM 模式个数, 亦即 N 就是 TM 模式个数. 对于 N 随 d 变化规律如表 1 所示。

当然,当所选定的参数不同时,模式数 N 随 d 变化的规律将发生变化. 但是利用推导

表 1 模式数 N 随薄膜层厚度 d 变化

$d(\mu\text{m})$	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5
N	2	4	6	8	10	12	14

(11)式方法,很容易导出其变化规律。

图 5 示出了光波导传输光功率 P 对传播常数的影响。在薄膜层厚度 d 一定时, P 变化时, $f_1(\beta)$ 和 $f_2(\beta)$ 交点个数不变,即模式数不变,只是随着 P 增加, $f_2(\beta)$ 曲线更靠近 β 轴,使得每一个模的 β 值变小,但每一个模的 β 值变化情况不一样。这是由于我们所选用的非线性衬底材料是自散焦介质所致。本文所得到的这些结论为下一步研制非线性光波导器件提供了很有用的理论数据。

参 考 文 献

- [1] Gaetano Assanto. *J. Mod. Opt.*, 1990, 37(5): 855—873.
- [2] Seaton C T. *Opt. Eng.*, 1985, 24(4): 593—599.
- [3] 金恩培, 盖云英. 电子科学学刊, 1989, 11(3): 299—302.
- [4] Fedyanin V K, Mihalache D. *Physica, B: Conden. Matter*, 1982, 47(1): 167—170.
- [5] Stegeman G I, *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1984, 44(9): 830—832.

STUDY OF THE PROPAGATION BEHAVIORS IN NON-LINEAR DIELECTRIC OPTICAL WAVEGUIDE

Yu Baolong Zhu Ziqiang

(Department of Physics, Henan University, Kaifeng 475001)

Abstract The propagation behaviors of TM mode in nonlinear slab dielectric optical waveguide were studied. By using graphic method the dispersion equation was resolved. Finally the various physical mechanisms were explored.

Key words Nonlinear optical waveguide, TM mode, Dispersion equation