

# 对称平板漏波导中的非线性导波

薛秉章 王奇 蔡英时  
(上海科技大学物理系)

## 提 要

本文从平面波理论出发,研究了薄膜为非线性介质的对称平板漏波导的  $TE_0$  模传输特性。计算结果表明,膜厚大于一临界值时,不存在稳定的  $TE_0$  模,膜厚小于临界值时,最多能存在两种峰值场强的  $TE_0$  模。膜厚越小,两种峰值场强相差越大。

关键词:漏波导、非线性导波。

## 一、引 言

光波在非线性介质波导中的传播特性是当前集成光学领域中的重要研究课题。根据光学非线性与线性介质的不同交界组合,理论上研究的非线性薄膜波导的结构大致可分为二类,一类是由一层线性介质薄膜与两个半无限大非线性介质交界组成,另一类是由一层非线性介质薄膜与两个半无限大线性介质交界组成。对非线性介质呈光学克尔(Kerr)效应的前一类薄膜波导的导波特性的理论研究已取得很大进展,揭示了这种非线性薄膜波导的开关。非共振双稳等特性<sup>[1,2]</sup>,展示了微型光学非线性器件的应用前景。至今为止,对后一类薄膜波导的导波特性研究尚少。

本文从平面波理论<sup>[3,4]</sup>出发,对后一类呈光学克尔效应的对称漏波导的传输特性进行了分析研究。计算结果表明,这种非线性介质薄膜对  $TE_0$  模的传导特性完全不同于线性介质平板波导。非线性介质薄膜的厚度对  $TE_0$  模的激发、稳定传播有重要影响,存在临界值。

## 二、理 论

本文研究如图1所示的薄膜波导。厚度为  $d$  的非线性介质薄膜置于两个半无限的对称线性介质之中。非线性介质薄膜的介电常数与场强的关系为

$$\epsilon_n(x, y, z) = \epsilon_0 + \Delta\epsilon + \epsilon_2 |E(x, y, z)|^2. \quad (1)$$

即介质呈现出光学克尔效应。本文仅考虑  $\Delta\epsilon < 0$ ,  $\epsilon_2 > 0$  的情况,即弱场时漏波导和自聚焦情形\*。设三个区域内传播的是以角频率  $\omega$  变化,沿  $x$  方向传输,  $y$  方向无限扩展的二维光波,它们满足标量波动方程

$$\nabla^2 E + \epsilon(\omega^2/c^2) E = 0. \quad (2)$$

研究  $TE_0$  模,各区域的光场可表示为<sup>[5]</sup>

收稿日期:1987年1月15日;收到修改稿日期:1987年5月11日

\* 对于  $\Delta\epsilon > 0$ ,  $\epsilon_2 > 0$  的情况,文献[5]已证明不存在稳定的导波。

$$E(x, y, z) = \begin{cases} E_{10} \exp(ik_x x) \exp(k_{1z} z), & (z < 0) \\ E_{20} \exp(ik_x x) \operatorname{sech}[k_{2z}(z - z_0)], & (0 < z < d) \\ E_{30} \exp(ik_x x) \exp[-k_{3z}(z - d)], & (d < z) \end{cases} \quad (3)$$

式中  $E_{10}$ 、 $E_{20}$ 、 $E_{30}$  和  $k_{1z}$ 、 $k_{2z}$ 、 $k_{3z}$  分别为三个区域内的场强振幅和衰减系数,  $k_x$  为传播常数,  $z_0$  为导模场强的峰值位置。把(3)式代入(2)式, 可得  $k_x$ 、 $k_{1z}$ 、 $k_{2z}$ 、 $k_{3z}$  及  $E_{20}$  之间的关系式, 考虑在边界  $z=0$ 、 $d$  处  $E$  和  $(\partial E/\partial z)$  连续, 引入无量纲参量:  $\chi = (\epsilon_2/2|\Delta\epsilon|)^{1/2} E_{20}$  和  $D = (k_0\psi_c d/2)$ , 分别把它们理解为非线性介质波导内的无量纲峰值场强和膜厚, 易得

$$\left. \begin{aligned} z_0 &= d/2, \quad \chi = \cos k(\chi D), \\ k_{1z} &= k_{3z} = k_0\psi_c(\chi^2 - 1)^{1/2}, \quad k_{2z} = k_0\psi_c\chi, \\ k_x &= k_0[1 + \psi_c^2(\chi^2 - 1)]^{1/2}, \quad E_{10} = E_{30} = (2|\Delta\epsilon|/\epsilon_2)^{1/2}\chi \operatorname{sech}(\chi D), \\ k_0 &= (\omega/c)\epsilon_0^{1/2}, \quad \psi_c = (|\Delta\epsilon|/\epsilon_0)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

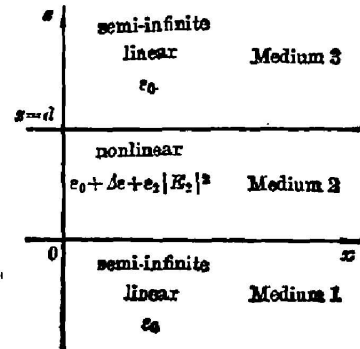


Fig. 1 The diagram of symmetric slab leaky waveguide for analysis

### 三、结果与讨论

#### 1. $TE_0$ 模峰值场强受膜厚 $D$ 的制约关系

分析前述各式可知, 若薄膜波导中存在稳定的  $TE_0$  模, 必须满足边界条件:  $\chi = \cosh(\chi D)$ , 它决定了  $TE_0$  模峰值场强  $\chi$  与薄膜厚度  $D$  的依赖关系, 图 2 直观地显示这一关系。可以清楚地看出在膜厚小于临界值时, 最多能稳定传播两种峰值场强的  $TE_0$  模。对  $D < D_c$  (图 2(a)), 当峰值场强  $\chi \leq \chi_1$  时, 不形成稳定导波; 当峰值场强增大, 达到  $\chi_1$  时, 稳定导波才被激发。对现所采用的非线性介质, 薄膜导波是由非线性克尔效应所感生的, 因而只有在峰值场强达到一定的临界值时, 才可能有波沿波导传播。当峰值场强继续增大, 但小于  $\chi_2$  时, 薄膜中的导波解不稳定。当  $\chi = \chi_2$  时, 导波又稳定传输, 当峰值强度大于  $\chi_2$  时, 导波再次趋于不稳定。

图 3 给出了满足边界条件的  $TE_0$  模峰值场强与膜厚  $D$  的关系曲线。它表明  $D$  越小, 两个  $TE_0$  稳定模的峰值场强相差越大。弱波场的峰值场强随  $D$  值的增大而增大, 但斜率很小; 强波场的峰值场强随  $D$  值的增大而减小, 且变化显著。计算结果表明, 有稳定导波解的无量纲膜厚  $D$  的临界值近似为 0.67。若  $|\Delta\epsilon| = 0.02$ , 传播波波长  $\lambda = 582 \text{ nm}$ , 则  $d_c = 838 \text{ nm}$ 。

#### 2. $TE_0$ 模传播功率与膜厚 $D$ 的关系

$y$  方向单位长度内的传播总功率  $P$  为

$$P = k_x \int_{-\infty}^{\infty} |E|^2 dz = (2|\Delta\epsilon|/\epsilon_2\psi_c) [1 + \psi_c^2(\chi^2 - 1)]^{1/2} \chi^3 (\chi^2 - 1)^{-1/2}. \quad (5)$$

介质薄膜内  $y$  方向单位长度内的传播功率为

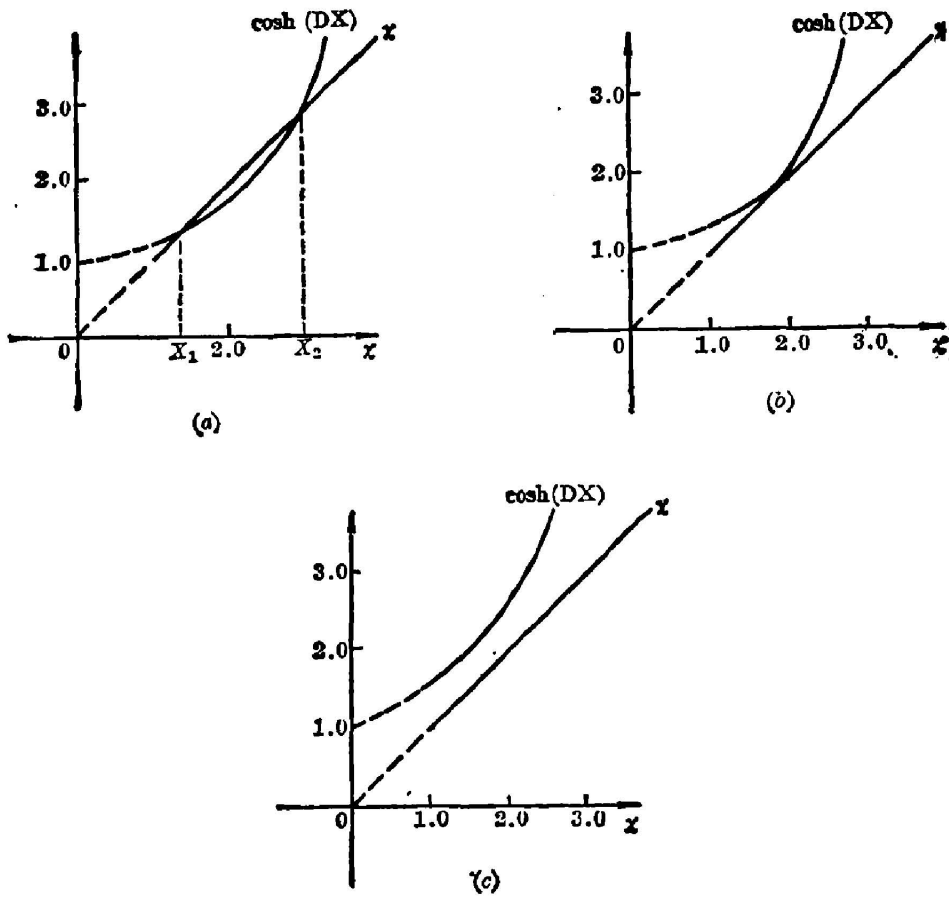


Fig. 2

(a)  $D < D_c$  two real solutions; (b)  $D = D_c$  one solution only; (c)  $D > D_c$  no real solution

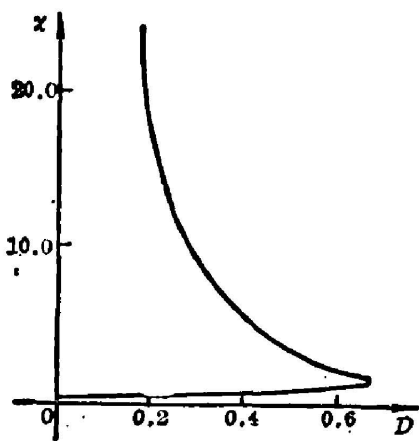


Fig. 3 Calculated peak field intensity of  $TE_0$  mode as a function of dimensionless film thickness  $D$

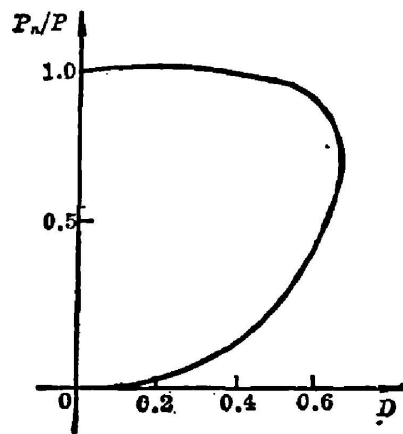


Fig. 4 Calculated propagation power of  $TE_0$  mode as a function of dimensionless film thickness  $D$

$$P_n = k_e \int_0^d |E|^2 dz = (2|\Delta\epsilon|/\epsilon_2\psi_0) [1 + \psi_0^2(\chi^2 - 1)]^{1/2} (\chi^2 - 1)^{1/2}. \quad (6)$$

薄膜内功率占总功率百分比  $P_n/P$  为

$$P_n/P = (\chi^2 - 1)/\chi^2. \quad (7)$$

与图 3 相对应, 图 4、图 5 给出了薄膜波导中稳定传播的  $TE_0$  模的功率与膜厚  $D$  的关系曲线。在膜厚小于临界值的给定薄膜波导中, 能稳定传播两种不连续的  $TE_0$  模功率。

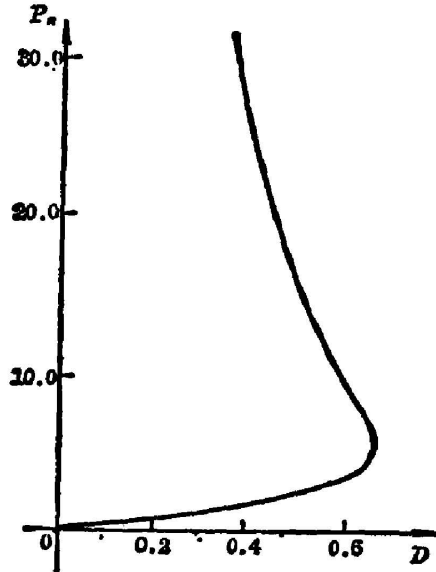


Fig. 5 Calculated dimensionless propagation power of  $TE_0$  mode in the film as a function of dimensionless film thickness  $D$ , for the case in which  $\epsilon_0=1.5$ ,  $\Delta\epsilon=0.02$ ,  $\epsilon_2=0.1$

#### 四、结 束 语

上述计算分析表明, 由于受非线性介质边界条件的限制, 存在一个膜厚临界值, 当膜厚大于这个临界值时, 对称平板漏波导中不能激发稳定的  $TE_0$  模。膜厚对稳定的  $TE_0$  模的峰值场强有极强的限制作用。这种波导的特性较符合集成光学中开关器件、限幅器件的要求。随着外界激发功率的提高, 上述薄膜波导中  $TE_0$  稳定弱波场向稳定强波场的演化传播过程, 有待于作进一步的研究。另外, 对于非对称非线性介质膜波导,  $TE_0$  模也有类似的传播特性, 但情况要复杂得多, 将在以后给出计算分析结果。

#### 参 考 文 献

- [1] C. T. Seaton *et al.*; *Opt. Engng*, 1985, **24**, No. 4 (Jul/Aug), 593~599.
- [2] A. Boardman, P. Egan; *Phil. Trans. Roy. Soc. London (A)*, 1984, **313**, 363~369.
- [3] A. E. Kaplan; *JETP Lett.*, 1976, **24**, No. 5 (Aug), 114~119.
- [4] A. E. Kaplan; «*Optical Bistability*», (C. M. Bowden *et al.*; Plenum Press, New York & London, 1981), 447~462.
- [5] W. J. Tomlinson; *Opt. Lett.*, 1980, **5**, No. 7 (Jul), 323~325.

## Nonlinear guided wave in symmetric slab leaky waveguide

XUE BINGZHANG, WANG QI AND CAI YINGSHI

*(Department of Physics, Shanghai University of Science and Technology)*

(Received 15 January 1987; revised 11 May 1987)

### Abstract

Based on plane wave theory, the propagation characteristics of  $TE_0$  modes have been studied in a symmetric slab leaky waveguide of a nonlinear dielectric film. Our results show that steady  $TE_0$  modes can not exist if the film thickness is above a critical value, two  $TE_0$  modes with different peak field intensities may exist at most if the film thickness is below the critical value. With the decreasing of the film thickness, the peak field intensity difference between the two modes becomes large.

**Key words:** leaky waveguide; nonlinear guided wave.