

非线性介质光波导中的传输功率 和光学双稳态

马春生 刘式墉

(吉林大学电子科学系, 长春 130023)

提 要

本文对结构为非线性包层/线性芯层/非线性衬底的非线性介质光波导的传输特性进行了深入的分析, 给出了模场分布函数, 色散关系和传输功率的一组形式统一的公式, 并对其传输功率的光学双稳态特性进行了讨论。

关键词: 非线性光波导、传输功率、光学双稳态、色散关系, 模场分布。

一、引 言

光学双稳态是非线性介质光波导的一种重要的特性, 近年来在对某些结构的非线性介质光波导传输特性的研究中, 从理论上和实验上都已发现了光学双稳态现象^[1~4]。非线性介质光波导的种类很多, 常用的结构是一个线性芯层被线性衬底和非线性上包层所限制(简记为 NLL 结构), 或同时被非线性衬底和非线性上包层所限制(简记为 NLN 结构)。其中 NLL 结构属于 NLN 结构的一种特殊情况, 二者可统一进行分析。对于这种结构的非线性介质光波导的传输特性国内外已进行了广泛研究, 并给出了某些形式不同, 繁简不一的模场分布函数, 色散关系及传输功率的公式^[5~7]。目前形式简单且常被引用的是文献 [7] 中所给出的有关公式, 但对于非线性衬底和非线性上包层介质的非线性系数 α_2 和 α_3 的正负不同取值, 在这组公式中还要进行某些双曲函数的替换, 使用起来也显得不很方便。本文在文献 [7] 研究的基础上对于所给公式进行深入分析, 发现在 α_2 和 α_3 正负不同取值的四种情况下, 模场分布函数, 色散关系和传输功率都能归到形式统一的公式中去, 无需进行双曲函数替换, 使用起来十分方便, 其中的传输功率公式与其它文献给出的公式相比, 形式更为简单规范。最后用本文所给的公式, 就 $\alpha_2 \geq 0, \alpha_3 > 0$ 的 NLL 和 NLN 结构的非线性介质光波导传输功率的光学双稳态进行了实算和讨论。

二、形式统一的公式

NLN 结构的非线性介质光波导的横截面图如图 1 所示。图中 b, n_1 分别为线性芯层的厚度和折射率, \bar{n}_2, \bar{n}_3 分别为非线性衬底和非线性上包层介质的非线性折射率, 并可表示为

$$\bar{n}_i = n_i + n_{iI}I \quad \text{或} \quad \bar{n}_i^2 = n_i^2 + \alpha_i E^2 \quad (i=2, 3) \quad (1)$$

式中 E 为光的本地电场强度, I 为光强, n_i 为介质的线性折射率即零场折射率, α_i 和 n_{i1} 都可称作非线性系数, 二者的关系为

$$\alpha_i = n_{i1}^2 n_{i1} / \mu_0 c, \quad (i=2, 3) \quad (2)$$

式中 μ_0 为真空磁导率, c 为真空中光速, 令 N 为 TE 模的有效折射率, 则 N 满足下述非线性亥姆霍兹方程

$$\frac{d^2 E_i}{dx^2} + k_0^2 (n_i^2 - N^2 + \alpha_i E_i^2) E_i = 0, \quad (i=1, 2, 3) \quad (3)$$

式中 $k_0 = (\omega/c) = (2\pi/\lambda_0)$ 为真空中波数, ω 为角频率, λ_0 为真空中光波长。求解方程 (4) 并利用 $x=0$ 和 $x=b$ 处的边界条件, 可得到 TE 模场分布函数和色散关系, 对

Fig.1 Cross-section of a nonlinear dielectric optical waveguide

模场分布函数的平方积分可得到 TE 模传输功率的公式。本文对文献 [7] 中所给出的公式进行深入分析, 把其中关于 \bar{p} 和 \bar{s} 的表达式适当变形后, 相应的 α_2, α_3 正负不同取值的四种情况下形式不同的公式统一起来。首先定义

$$\left. \begin{aligned} \kappa^2 &= n_1^2 - N^2, & s^2 &= N^2 - n_2^2, & p^2 &= N^2 - n_3^2, \\ \kappa_0 &= |\kappa|, & \bar{s}^2 &= s^2 - (\alpha_2 E_0^2/2), & \bar{p}^2 &= p^2 - (\alpha_3 E_b^2/2), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中有关参量的取值有下述可能的情况: s, p 恒为正数; N 可大于、等于或小于 n_1 ; $\kappa^2, \bar{s}, \bar{p}$ 可正可负, 亦可为零; $\alpha_i (i=2, 3)$ 可正可负, 亦可不同时为零。 E_0 和 E_b 分别为 $x=0$ 和 $x=b$ 处的边界电场强度, 二者的关系为

$$E_b = \begin{cases} E_0 \left[\cos(k_0 \kappa_0 b) + \frac{\bar{s}}{\kappa_0} \sin(k_0 \kappa_0 b) \right] & (\kappa^2 > 0) \\ E_0 (1 + \bar{s} k_0 b) & (\kappa^2 = 0) \\ E_0 \left[\cosh(k_0 \kappa_0 b) + \frac{\bar{s}}{\kappa_0} \sinh(k_0 \kappa_0 b) \right] & (\kappa^2 < 0) \end{cases} \quad (5)$$

对于 $\alpha_2 \geq 0, \alpha_3 > 0; \alpha_2 \geq 0, \alpha_3 < 0; \alpha_2 \leq 0, \alpha_3 > 0; \alpha_2 \leq 0, \alpha_3 < 0$ 四种可能的情况分别求解方程 (2) 并利用 $x=0$ 和 $x=b$ 处的边界条件, 可得到 TE 模下述形式统一的公式。

1. TE 模场分布函数

$$\left\{ \begin{aligned} E_2(x) &= E_0 \left[\cosh(k_0 s x) - \frac{\bar{s}}{s} \sinh(k_0 s x) \right]^{-1} & (-\infty < x \leq 0) \\ E_1(x) &= \begin{cases} E_0 \left[\cos(k_0 \kappa_0 x) + \frac{\bar{s}}{\kappa_0} \sin(k_0 \kappa_0 x) \right] & (\kappa^2 > 0) \\ E_0 (1 + \bar{s} k_0 x) & (\kappa^2 = 0) \quad (0 \leq x \leq b) \\ E_0 \left[\cosh(k_0 \kappa_0 x) + \frac{\bar{s}}{\kappa_0} \sinh(k_0 \kappa_0 x) \right] & (\kappa^2 < 0) \end{cases} \\ E_3(x) &= E_b \left\{ \cosh[k_0 p(x-b)] + \frac{\bar{p}}{p} \sinh[k_0 p(x-b)] \right\}^{-1} & (b \leq x < \infty) \end{aligned} \right. \quad (6)$$

2. TE 模色散关系(特征方程)

$$\left. \begin{aligned} \tan(k_0 \kappa_0 b) &= [\kappa_0 (\bar{s} + \bar{p}) / (\kappa_0^2 - \bar{s} \bar{p})], & (\kappa^2 > 0) \\ k_0 b &= -(\bar{s} + \bar{p}) / \bar{s} \bar{p}, & (\kappa^2 = 0) \\ \tanh(k_0 \kappa_0 b) &= -[\kappa_0 (\bar{s} + \bar{p}) / (\kappa_0^2 + \bar{s} \bar{p})], & (\kappa^2 < 0) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

3. TE 模传输功率

(1) 线性芯层中的功率

$$P_1 = \begin{cases} \frac{N}{4\omega\mu_0} \left[E_0^2 \left(1 + \frac{\bar{s}^2}{\kappa^2} \right) \left(k_0 b + \frac{1}{\bar{s}} + \frac{1}{\bar{p}} \right) - \frac{E_0^2}{\bar{s}} - \frac{E_b^2}{\bar{p}} \right], & (\kappa^2 \neq 0) \\ \frac{N}{2\omega\mu_0} E_0^2 k_0 b \left(1 + \bar{s} k_0 b + \frac{1}{3} \bar{s}^2 k_0^2 b^2 \right), & (\kappa^2 = 0) \end{cases} \quad (8)$$

(2) 非线性衬底中的功率

$$P_2 = (N/2\omega\mu_0) [E_0^2/(\bar{s} + s)], \quad (9)$$

(3) 非线性上包层中的功率

$$P_3 = (N/2\omega\mu_0) [E_b^2/(\bar{p} + p)], \quad (10)$$

(4) 波导中总功率

$$P = P_1 + P_2 + P_3$$

$$= \begin{cases} \frac{N}{4\omega\mu_0} \left[E_0^2 \left(1 + \frac{\bar{s}^2}{\kappa^2} \right) \left(k_0 b + \frac{1}{\bar{s}} + \frac{1}{\bar{p}} \right) + \frac{E_0^2(\bar{s} - s)}{\bar{s}(\bar{s} + s)} + \frac{E_b^2(\bar{p} - p)}{\bar{p}(\bar{p} + p)} \right] & (\kappa^2 \neq 0) \\ \frac{N}{2\omega\mu_0} \left[E_0^2 k_0 b \left(1 + \bar{s} k_0 b + \frac{1}{3} \bar{s}^2 k_0^2 b^2 \right) + \frac{E_0^2}{\bar{s} + s} + \frac{E_b^2}{\bar{p} + p} \right] & (\kappa^2 = 0) \end{cases} \quad (11)$$

可以证明, 上述公式与文献[7]中所给出的公式是完全等价的, 并且当 $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$ 时可退化成线性介质光波导的相应的公式。

三、传输功率的光学双稳态及讨论

首先对本文的公式精度和正确性进行了检验, 并用这组公式对文献[4, 6, 7, 8]中所给的 $\alpha_2\alpha_3$ 正负不同取值的实例进行了计算, 并得到了完全一致的计算结果, 这证实了本文给出的公式是正确的, 利用这组公式可方便地对 *NLL* 和 *NLN* 结构的非线性介质光波导的传输特性进行精确的计算。

然后针对 $\alpha_2 \geq 0, \alpha_3 > 0$ 的情况, 利用这组公式研究了 *NLL* 和 *NLN* 结构的非线性介质光波导的传输功率的光学双稳态特性。实算所得的线性芯层传输功率 P_1 相对于波导传输总功率 P 的变化曲线分别由图 2 和图 3 给出。

图 2 给出了对于不同芯层厚度 b 的 TE 模 P_1-P 曲线。有关参量选为: 对于 *NLN* 结构, $n_1 = 1.57, n_2 = n_3 = 1.55, n_{2I} = n_{3I} = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}^{[6]}$, $b = 1.0, 1.2, 1.4, 1.6 \mu\text{m}$; 对于 *NLL* 结构, $n_1 = 1.57, n_2 = n_3 = 1.55, n_{2I} = 0, n_{3I} = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}^{[4]}$, $b = 0.8, 1.0, 1.2 \mu\text{m}$ 。

图 3 给出了对于不同芯层折射率 n_1 的 TE 模 P_1-P 曲线。有关参量选为: 对于 *NLN* 结构, $n_2 = n_3 = 1.55, n_{2I} = n_{3I} = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}^{[6]}$, $b = 1.4 \mu\text{m}, n_1 = 1.565, 1.570, 1.575$; 对于 *NLL* 结构, $n_2 = n_3 = 1.55, n_{2I} = 0, n_{3I} = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}^{[4]}$, $b = 1 \mu\text{m}, n_1 = 1.565, 1.570, 1.575$ 。在全部的计算中取 $\lambda_0 = 0.515 \mu\text{m}^{[4, 6]}$ 。

由图 2 和图 3 的主图可以看出, 对于 *NLN* 结构, 出现了两组 P_1-P 曲线。下面的一组曲线 TE₀ 和 TE₁ 模彼此相互联接, 箭头所指之处是二者的分界点。对于这一组曲线, 芯

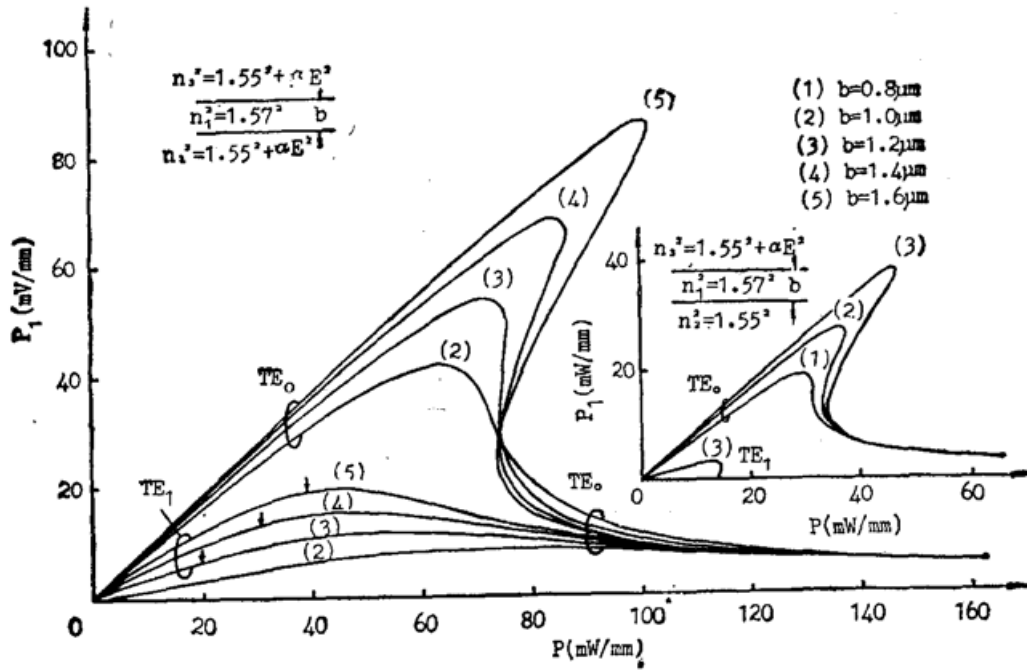


Fig. 2 Power in the linear film P_1 versus total power in the waveguide P for different film thickness b . The main figure is corresponding to the NLN structure, and the inset is corresponding to the NLL structure

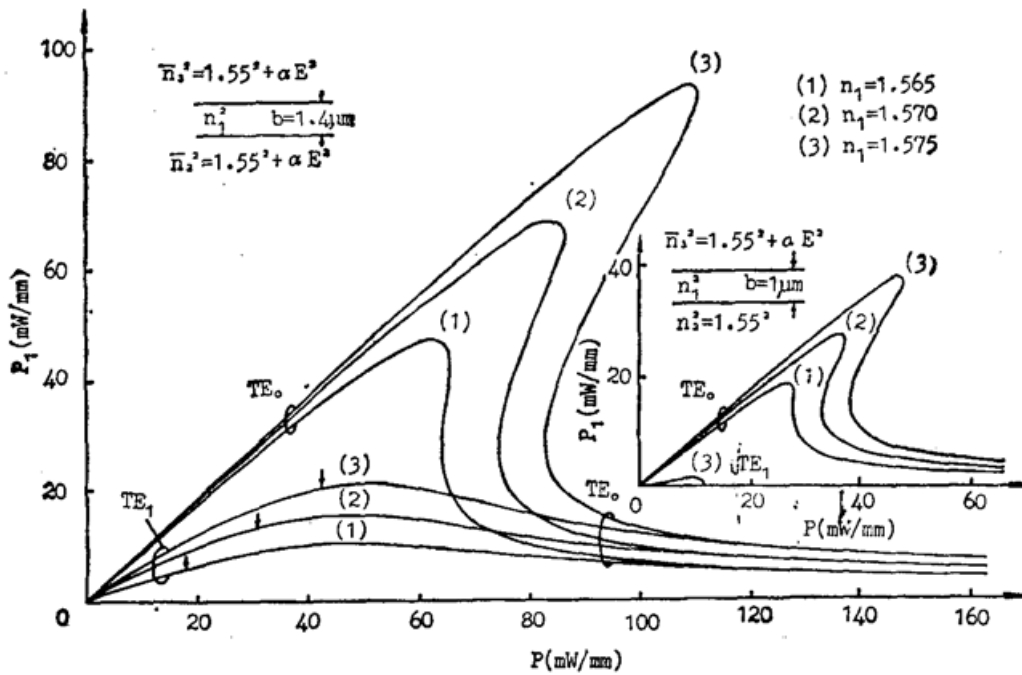


Fig. 3 Power in the linear film P_1 versus total power in the waveguide P for different film index n_1 . The main figure is corresponding to the NLN structure, and the inset is corresponding to the NLL structure

层传输功率 P_1 相对于波导传输总功率 P 不呈现光学双稳态效应。而上面的一组 TE_0 模曲线，芯层传输功率 P_1 相对于波导传输总功率 P 呈现出光学双稳态效应。当芯层厚度 b 或其折射率 n_1 较大时，发生光学双稳态现象时相应的波导传输总功率 P 较大，因此光学双稳态效应不易发生。但是一旦发生光学双稳态现象， P_1-P 曲线横向回线宽度较大，因此光学双稳态效应较明显。反之，当芯层厚度 b 或其折射率 n_1 较小时，光学双稳态现象容易发生但效应较弱。

由图 2 和图 3 的插图可以看到, 对于 NLL 结构, 仅存在一组 P_1-P 曲线。与 NLN 结构相比, 这种结构的 TE_0 模芯层传输功率 P_1 相对于波导传输总功率 P 的光学双稳态现象容易发生但效应较弱。

小结: 对于 NLL 和 NLN 结构的非线性介质光波导, 本文给出了一组精确分析其传输特性的形式统一的公式。对于 $\alpha_2 \geq 0, \alpha_3 > 0$ 的情况, 分析和讨论了这种波导传输功率的光学双稳态特性。对于其它 α_2, α_3 正负取值的三种情况, 也可用本文给出的公式进行分析, 均能得到精确的分析及计算结果。

参 考 文 献

- [1] G. I. Stegeman; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**, No. 10 (Oct), 1610~1619.
- [2] V. J. Montemayor *et al.*; *J. O. S. A. (B)*, 1985, **2**, No. 6 (Jun), 1010~1013.
- [3] R. Reinisch *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47**, No. 12 (15 Dec), 1248~1250.
- [4] 曹雪龙等;《中国激光》, 1988, **15**, No. 5 (May), 313~315.
- [5] D. J. Robbins; *Opt. Commun.*, 1983, **47**, No. 5 (Oct), 309~312.
- [6] G. I. Stegeman *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44**, No. 9 (1 May), 830~832.
- [7] C. T. Seaton *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**, No. 7 (Jul), 774~783.
- [8] C. T. Seaton *et al.*; *Opt. Engng.*, 1985, **24**, No. 4 (Jul/Aug), 593~599.

Propagation power and optical bistability in nonlinear dielectric optical waveguides

MA CHUNSHENG AND LIU SHIYONG

(Department of Electronics Science, Jilin University, Changchun 130023)

(Received 19 April 1991)

Abstract

A group of new equations about the field distribution and the dispersion relation as well as the propagation power is presented. The optical bistability is discussed for the nonlinear TE waves guided by a thin linear dielectric film bounded by nonlinear media.

Key words: nonlinear optical waveguide; propagation power; optical bistability; dispersion relation; field distribution.