

图3 激光器输出功率随衍射效率变化曲线。其中，实线为由式(10)得到的理论值；虚线由近似公式(14)算得；小黑点为实测值

置，使光束聚焦于声光调制器内，而又不致改变透镜外激光束的发散特性。实验获得了幅度较大的调制波形，如图4所示，波形顶部的直线为基线。

4. 结果表明，利用腔内的 $10.6\mu\text{m}$ 红外声光调制器，可以有效地调制激光器的输出特性，从而达到

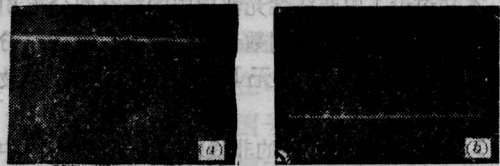


图4 输出波形照片
(a) 调制频率 500 kHz, 探测信号幅度 25 mV;
(b) 调制频率 1 MHz, 探测信号幅度 15 mV

传输信息或控制激光器输出功率等目的。与 CO_2 激光腔内其它调制手段如电光调制相比较，声光调制除具有输入电压低、驱动功率小、光学系统简单、温度稳定性好、能承受较大光功率等优点外，由于声光调制器的通光孔径比电光调制器大得多，因而不存在孔径衍射问题，并且更容易调整。尽管电光调制器带宽比声光调制器宽得多，但在对调制带宽要求不是很高的情况下，国产的低成本的 $10.6\mu\text{m}$ 声光调制器不失为 CO_2 激光腔内调制的优选元件。

本论文的工作得到了冯志超教授和乐时晓高级工程师的指导和帮助，作者在此表示诚挚的谢意。

参 考 文 献

- 1 徐介平. 声光器件的原理、设计和应用。
- 2 Rigrod W W. *J. Appl. Phys.*, 1965; **36**: 2487

(收稿日期: 1987年2月2日)

非线性光波导中的空间双稳态特性

曹雪龙 黄肇明 周幼威

(上海科技大学光纤技术和现代通信研究所)

蔡英时

(上海科技大学物理系)

Spatial bistability in nonlinear optical waveguides

Cao Xuelong, Huang Zhaoming, Zhou Youwei

(Institute of Optical Fiber Technology and Modern Communication, Shanghai University of Science and Technology, Shanghai)

Cai Yingshi

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

Abstract: The field distribution in nonlinear optical waveguides is discussed, some optical bistability is presented and the mechanism is discussed.

本文讨论了由非线性光波导中的场空间分布引起的双稳态效应, 并采用数值方法计算了光功率分布情况, 最后讨论了这种无 F-P 腔双稳态器件的物理机制。

1. 图 1 是三层介质的非线性平面光波导, 其中介质 1 是非线性介质, 介质 2 和 3 是线性介质。设它们的折射率分别是 $N_1 = n_1 + \alpha |E_1|^2$, $N_2 = n_2$, $N_3 = n_3$ 。其中 E_1 是介质 1 中的电场分布, $n_2 > n_1, n_3$, $\alpha = n_1^2 c \epsilon_0 n_{1N}$, c 是真空光速, ϵ_0 是真空介电常数, n_{1N} 是克尔型介质非线性系数, 假设是正数。

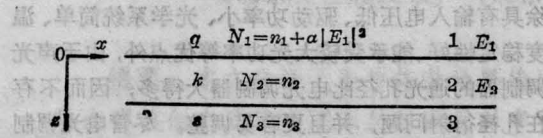


图 1 非线性光波导示意图

这里我们仅讨论 TE 模, 因而场方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 E_1}{ds^2} - [k_0^2 \beta^2 - (n_1^2 k_0^2 + \alpha k_0^2 |E_1|^2)] E_1 &= 0 \\ \frac{d^2 E_2}{ds^2} - (k_0^2 \beta^2 - n_2^2 k_0^2) E_2 &= 0 \\ \frac{d^2 E_3}{ds^2} - (k_0^2 \beta^2 - n_3^2 k_0^2) E_3 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其解为^[1]

当 $\beta < n_2$ 时, 场分布为

$$\left. \begin{aligned} E_1(s) &= \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \frac{q}{\cosh[k_0 q (s_1 - s)]} \\ E_2(s) &= E_1(0) \left[\cos(k_0 K s) + \frac{q}{K} \tanh(k_0 q s_1) \right. \\ &\quad \left. \times \sin(k_0 K s) \right] \\ E_3(s) &= E_1(0) \left[\cos(k_0 K h) + \frac{q}{K} \tanh(k_0 q s_1) \right. \\ &\quad \left. \times \sin(k_0 K h) \cdot \exp[-s k_0 (s - h)] \right] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

色散关系为:

$$\tanh(k_0 q s_1) = \frac{K^2 \tan(k_0 K h) - K s}{K q + s q \tanh(k_0 K h)} \quad (3)$$

这里 $q^2 = \beta^2 - n_1^2$, $K^2 = |n_2^2 - \beta^2|$, $s^2 = \beta^2 - n_3^2$, k_0 是真空波数, h 是芯层介质的厚度, β 是传播常数(以真空波数记), s_1 是介质 1 中的场分布的峰值位置, 当 $s_1 > 0$ 时, 介质 1 中的场分布是单调的。当 $\beta \geq n_2$ 时, 只要把 K^2 换成 $-K^2$, $\cos(k_0 K s)$ 、 $\cos(k_0 K h)$ 换成 $\cos h(k_0 K s)$ 、 $\cos h(k_0 K h)$, $\sin(k_0 K s)$ 、 $\sin(k_0 K h)$ 换成 $\sin h(k_0 K s)$ 、 $\sin h(k_0 K h)$ 以上各式仍适用。可以算得各介质中的光功率分别为:

当 $\beta < n_2$:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \frac{\beta q}{\omega \mu_0 \alpha} \times [1 - \tanh(k_0 q s_1)] \\ P_2 &= \frac{\beta q^2 k_0}{2 \omega \mu_0 \alpha \cos h^2(k_0 q s_1)} \\ &\quad \times \left\{ h \left[1 + \frac{q^2}{K^2} \tanh^2(k_0 q s_1) \right] + \frac{\sin(2k_0 K h)}{2k_0 K} \right. \\ &\quad \times \left[1 - \frac{q^2}{K^2} \tanh^2(k_0 q s_1) \right] \\ &\quad \left. + \frac{q}{k_0 K^2} [1 - \cos(2k_0 K h)] \tanh(k_0 q s_1) \right\} \\ P_3 &= \frac{\beta q^2}{2 \omega \mu_0 \alpha s \cos h^2(k_0 q s_1)} \left[\cos(k_0 K h) \right. \\ &\quad \left. + \frac{q}{K} \tanh(k_0 q s_1) \sin(k_0 K h) \right]^2; \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

当 $\beta \geq n_2$ 时, 只要把 K^2 换成 $-K^2$, $\sin(2k_0 K h)$ 换成 $\sin h(2k_0 K h)$, $\sin(k_0 K h)$ 换成 $\sin h(k_0 K h)$, $\cos(k_0 K h)$ 换成 $\cos h(k_0 K h)$, 以上各光功率表示式仍适用。总功率 $P = P_1 + P_2 + P_3$ 。

① 取 $n_{1N} = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}$, 波长 $\lambda = 0.515 \mu\text{m}$, $n_3 = n_1 = 1.55$, $n_2 = 1.57$, 采用色散关系和光功率表示式, 可以算得 TE₀ 模在不同芯层(介质 2)厚度下, 总功率和芯层功率的关系, 如图 2 所示:

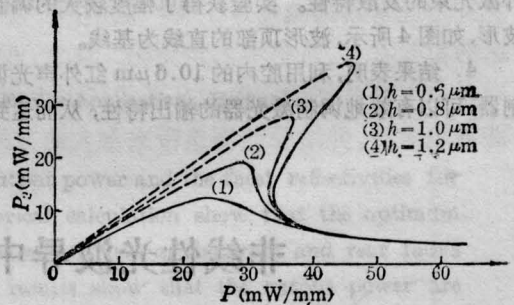


图 2 不同芯层厚度下, 总功率 P 和芯层功率 P_2 的关系

② 取 $n_{1N} = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}$, $\lambda = 0.515 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.55$, $n_2 = 1.57$, 同样可算得在不同衬底折射率 n_3 情况下, TE₀ 模的总功率和芯层功率的关系如图 3 所示。

2. 从以上的计算结果, 我们可以看到芯层的功率 P_2 呈现双稳态效应。实际上, 由于介质 1 是自聚焦型的非线性介质, 当总功率大到一定程度时, 部分介质 1 的有效折射率明显大于芯层(介质 2)的折射率, 因而大部分光能量集中到介质 1 中, 介质 2 中的光功率急剧下降, 如果在此波导后面接上线性波导, 就可构成一个名符其实的双稳态器件。一般来说, 双稳态器件一定需要某种信号的反馈和自陷。波导双稳态器件虽然没有 F-P 腔直接提供光强反馈

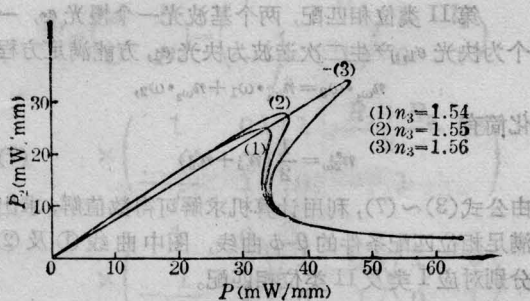


图3 不同衬底折射率 n_3 下,总功率 P 和芯层功率 P_2 的关系

和自陷,但存在另一种形式的反馈和自陷:当总光强增大时,介质1中的光强也随之增加,因而引起介质1的有效折射率 N_1 增大,光能量趋向于集中到介质1,这又进一步引起折射率 N_1 的增大,光能量进一步集中到介质1,达到A点时(图4),状态突然跳到B点,这时,光强的峰值点移到介质1,形成所谓的表面波。当总光强从状态C逐渐减小时,由于介质1对光强的自陷作用,状态并不会从B跳变到A,而是继续向D点方向移动,直至D点,自陷作用再也抗衡不了光强减小的趋势,状态便从D点跳到E点。从图2及图3可以看到在弱光强下,介质1中光强占总

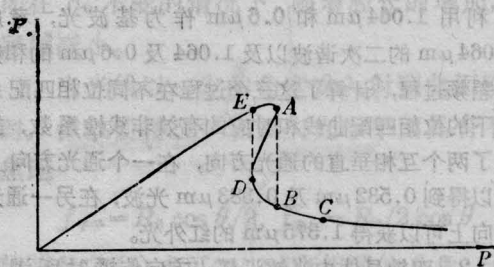


图4 典型波导双稳态曲线

光强的比例较小的那些情况(如介质2较厚或介质3的折射率 n_3 较大),双稳态不大容易产生,但产生的双稳态,效应明显(即回线的横向宽度大);反之,双稳态较易产生,但效应较弱。本文讨论的双稳态不需要F-P腔,因而和集成光路工艺兼容。

感谢本所严方、陈振宜、武时勉同志在使用计算机时给与的合作以及何之健同志在编写程序时给与的帮助。

参 考 文 献

- 1 Seaton C T et al. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1985; QE-21(7): 774

(收稿日期: 1987年1月16日)

双轴晶体 KTiOPO_4 的多频率变换

孙德才 姚建铨

(天津大学精密仪器工程系)

Multi-frequency conversion by means of biaxial crystal KTiOPO_4

Sun Decai, Yao Jianquan

(Dept. of Precision Instrument Engineering, Tianjin University, Tianjin)

Abstract: With calculation of phase match parameters and effective nonlinear coefficients, several different nonlinear optical processes using one biaxial crystal KTiOPO_4 are considered. The nonlinear optical processes include (1) SHG (type II) of $1.064 \sim 0.532 \mu\text{m}$, (2) SFG of $1.064 + 0.6 \sim 0.383 \mu\text{m}$, (3) DFG of $1.064 \sim 0.6 \sim 1.375 \mu\text{m}$.

1. 双轴晶体 KTiOPO_4 (KTP) 由于其优良的非线性光学性能而受到普遍重视,但一般仅限于在一个通光方向上获得一种非线性光学过程。考虑到双

轴晶体具有低对称性,通过理论计算,可以找到两个或三个互相垂直的通光方向,在每个方向上分别实现一个或两个非线性过程,从而实现多频率变换。本