

非线性光学耦合模*

廖 常 俊

(中国科学院光电技术研究所)

G. I. 斯特格曼

(亚利桑那大学光学中心, 美国)

提 要

分析光耦合进入介质波导薄膜(具有光强度相关折射率)的耦合过程表明,与线性光学耦合过程不同,传递函数在耦合区内不是常数。用数字模拟调整非线性介质层在耦合区内的厚度分布使耦合过程优化,满足了相位匹配条件。

最近,光学双稳态器件在实验室研究中取得的巨大进展,使光学逻辑、光学数字运算、光学高速信号处理等项应用前景明朗起来。为了使光的开关过程更为稳定、可靠、实用,降低实现开关过程所需要的光能量是一个关键因素。导波光耦合能使光能量密度提高很多倍,因而可以用较低的入射光能量经由耦合在非线性介质层中获得局部高能量密度。用这种方法来实现光学双稳态,比等待更有效的非线性光学材料的出现更现实,而且能更有效地降低实现光学双稳态所需之能量,易于小型化与集成,因而具有较大的吸引力^[1~3]。根据对实际光束的非线性光学耦合的研究发现,最佳耦合效率随入射光能量的增加而减小^[4]。这样一种限能效应已为实验所证明^[5]。由于限能效应的存在,提高非线性介质中能量密度的目的便不能达到。本文以棱镜波导耦合为例,详细说明光的非线性耦合过程,指出传递函数在耦合区内不再是一个常数。为保持耦合过程的同步而实现高效耦合,数字分析表明,对应于不同的入射能量分布,应在耦合区采用具有适当厚度分布的非线性光学材料介质层。

一、平面波耦合

将熟知的线性光学耦合器的理论,推广应用于非线性光学耦合的情况,即波导薄膜或其边界材料具有光能量相关折射率的情况时,在耦合区光学场的分布,对耦合过程会有很大的影响。设非线性光学材料的光能量相关折射率为 $n_1 = n_{10} + n_{13}I$, 其中, I 为局部光能量密度。 $i=1, 2$ (图1)。入射于棱镜底的场为:

$$E_3(x) = E_{03} \exp(in_3 k_0 \sin \theta_3 x), \quad (1)$$

为了计算方便,式中已经略去了对计算结果没有影响的时间相关部分。表示棱镜内入射光矢量投影于棱镜底部的分量。入射光学场经由传递函数 t_{mp} ^[6] 耦合进入光波导。在波导薄

收稿日期: 1985年12月13日; 收到修改稿日期: 1986年3月5日

* 本工作在美国亚利桑那大学光学中心完成,回国后写成此文,已在中国'85光学年会上宣读。

膜中的场是

$$E_1(z) = E_{03} t_{mp} \cos\left(k_0 S_f z + \frac{k_0 S_f W + \phi_{12} - \phi_{10}}{2}\right) \exp[i(k_0 S_f W - \phi_{10} - \phi_{12})/2], \quad (2)$$

其中

$$S_f = (n_1^2(E) - n_3^2 \sin^2 \theta_3)^{1/2},$$

ϕ_{jk} 为在 jk 介面上的反射相变。只要 n_1 或 n_2 是光能量相关折射率, ϕ_{10} , ϕ_{12} 和 S_f 就会变成局部光能量密度的函数, 波导薄膜的光学厚度也会变成一个积分:

$$\epsilon_1(E, \beta) = \int_{-w}^0 k_0 S_f dz, \quad (3)$$

式中, β 为波导波矢。在耦合隙中光能量分布为:

$$I_g(z) = 2E_{03}^2 t_{mp} h(0) \cos\left(\frac{k_0 S_f W + \phi_{12} - \phi_{10}}{2}\right) \left[\cosh(2k_0 S_g z - \alpha) + \cos\left(\frac{k_0 S_f W - 2\phi_{32} - \phi_{10} - \phi_{12}}{2}\right) \right], \quad (4)$$

其中

$$S_g = n_2^2[(E) - n_3^2 \sin^2 \theta_3]^{1/2},$$

$$\alpha = k_0 S_g G - \ln \gamma, \quad (5)$$

$$\gamma = t_{mp} \cos\left(\frac{k_0 S_f W + \phi_{12} - \phi_{10}}{2}\right),$$

$h(0)$ 是输入光强降到零时的耦合强度。波导薄膜中的光场改变薄膜的光学厚度及其边界条件; 耦合隙中的光场则改变耦合强度和边界条件。这些变化均使耦合膜发生移动。计算中采用了文献[6]中列出的那些基本假设。

二、实际光束耦合

实际光束具有有限尺寸。对于我们考虑的一维光束耦合情况(可以推广到二维情况, 结果相同。), 表示沿 X 方向和沿 Y 方向都有一个光强度分布(图 1) 当激光束入射于四层介质的 2, 3 层介面上时, 在适当的调谐条件下, 随着入射波与导波之间的行波相互作用, 传导波能量逐渐增长。导波在耦合区能量的变化受传递函数的制约, 而传递函数在非线性光学耦合的情况下, 已变成局部光强的函数。当导波强度的增长使耦合区内某点上传递函数达到极大值而实现相位匹配时, 在耦合区的其它地方并不是相位匹配的。不相位匹配则耦合入的能量只是入射能量的很小一部分。因此, 分析耦合区导波场的分布是很重要的。有限一维光束是平面波的叠加, 有限一维光束激发的导波场可以写成:

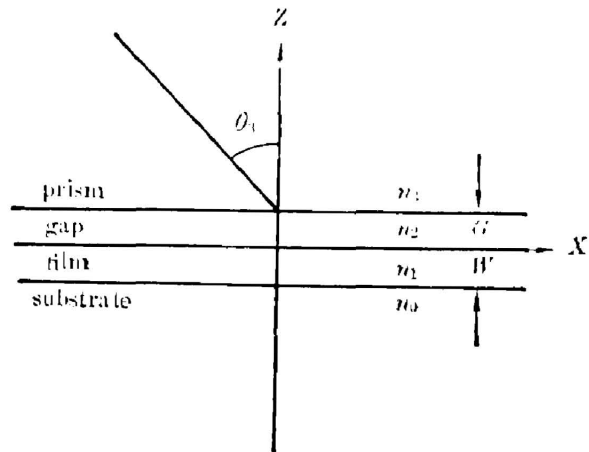


Fig. 1 The four-medium geometry analysed. The optical beam is incident at an angle θ_1 through the prism

$$E_1(x) = E_{01}(x) \exp(i\beta x), \quad (6)$$

$$E_{01}(x) = \frac{1}{L_m} \int_{-\infty}^{\infty} E_{03}(\zeta) t_{mp}(\zeta, E_{01}) \exp\{i[\beta x - (\beta - k_0 n_3 \sin \theta_3) \zeta]\} d\zeta, \quad (7)$$

式中, L_m 为耦合特征长度。设波导薄膜材料的折射率为 $n_1 = n_{10} + n_{12}I$, 则导波波矢与导波功率有关, 即

$$\beta(E_{01}) = \beta_0 + \Delta\beta_0 P_1(x), \quad (8)$$

式中, $P_1(x)$ 是导波波前每单位宽度的导波功率。由方程(6)可得到耦合区传输功率变化的微分表达式:

$$\frac{d}{dx} P_1(x) = -\frac{2}{L_m} P_1(x) - \frac{2}{L_m} t_{mp} \left[\frac{q_3 \beta_R}{q_1 S_3} P_1(x) P_3 \right]^{1/2} \sin[\Delta\phi(x) - \phi_{32}], \quad (9)$$

式中, q_i 为模式参数。对于 TE 模, $q_i = 1$; 对于 TM 模, $q_i = n_i^2$ 。 β 为复数, $\beta = \beta_R - i\beta_I$ 。相位失配项是

$$\Delta\phi(x) = \int_0^x [\beta_0 + \Delta\beta(\zeta) - n_3 k_0 \sin \theta_3] d\zeta. \quad (10)$$

由于导波能量的增长是由传递函数决定的, 而传递函数又取决于波前上每单位宽度传输的功率, 在耦合区内, t_m 不再是一个常数。以有限一维高斯光束 $a_{in}(x) = \exp(-x^2/W_0^2)$ 的耦合过程为例, 讨论实际耦合过程。

三、数据结果讨论

由于传递函数在非线性光学耦合过程中依赖于局部导波功率, 这使得导波场的分布变成它自身的函数。这表示某种反馈作用。所以, 无论传递函数或导波场都不可能有所解析, 而只能用数字叠代法模拟这种反馈过程, 从具体情况的数据分析得出一般规律。

设入射光经由金红石棱镜耦合进入由热蒸发镀制在石灰玻璃 ($n_0 = 1.52$) 基底上的硒化锌薄膜 (在波长为 $0.63 \mu\text{m}$ 处, $n_{20} = 2.6$, $n_{22} = 5 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{W}$)。为了研究耦合过程的变化, 先选择适当的偏置角, 即偏离入射光能量趋近于零时的共振态的角度, 然后改变入射光能量, 使其达到共振态。这样, 就得到了该入射光能量下的耦合模。对于这种正克尔介质, 耦合模的传播常数随入射光能量的增加而增加(图 2)。在弱耦合条件下, 传播常数偏离共振态 0.001 就足以满足光学双稳态器件的需要。

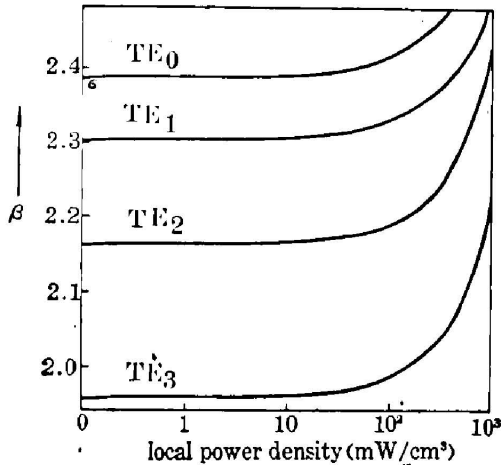


Fig. 2 Modes shift with increasing input power in a nonlinear coupler. The guiding film is ZnSe evaporized onto glass substrate

这对应于波导中峰值功率密度改变 $1 \text{mW}/\text{cm}^2$, 或者 $3'$ 的偏置角。因为棱镜波导间的光学耦合作用, 使波导中的峰值能量密度比入射光能量密度提高 2~3 个数量级是容易实现的, 用这种结构实现光学双稳态所需要的功率应该是很低的。

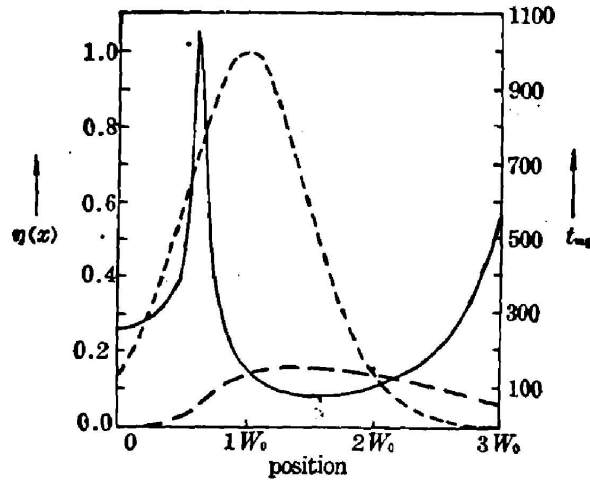


Fig. 3 Transfer function (solid line) peaks for a Gaussian beam (dotted line) coupling into TE_0 mode. The halfwidth of the illuminated area at the prism base is W_0 . The coupling efficiency (dashed line) as a function of propagation distance (normalized to the Gaussian halfwidth W_0) shows the power change in the guiding film. Detuning 0.002, input power $15 \mu W$, coupling parameter L_m/W_0 0.5

但是,对于实际光束的耦合过程,我们必须随着波导中能量的增加而不断调节传播常数的数值以使得整个耦合过程满足同步条件。否则,耦合效率就会随入射光能量的增加而减少。以高斯光束激发 TE_0 模为例,偏置量选为 0.002,入射功率为 $0.015 mW/mm$ 。在导波方向,在耦合区中,波导中的能量随距离缓慢增加,传递函数也缓慢增加。在接近共振点时,传递函数迅速增加,达到峰值,然后急速下降。当过程以耦合出为主,即当耦合点离开高斯光束中心的距离较远时,传递函数又开始上升,表现出对耦合出过程的抑制。总的耦合效率只有大约 0.16(图 3) 传递函数随波导中光能量的增加而增加是形成光学正反馈的原因,而传递函数随光能量增加而减小则造成光的负反馈效应。耦合峰出现的位置,随入射光能量不同而不同。入射光能量增加时,它在波导中光传输方向而移动。增加偏置量却使它顺导波传输方向而移动。

同一能量不同偏置量的入射光束的耦合效率也不相同。对 $0.015 mW$ 入射光束的计算结果示于图 4。耦合峰出现在高斯光束半宽度之内时,耦合效率的变动并不很大。最佳耦合效率出现的位置就是最佳偏置量的位置。

这时,耦合峰出现的位置正好是高斯分布中能量密度为中心强度的 0.80 处。不同入射光能量对应于不同的最佳偏置量,也就有一个与光能量相关的最佳偏置角。最佳偏置角随

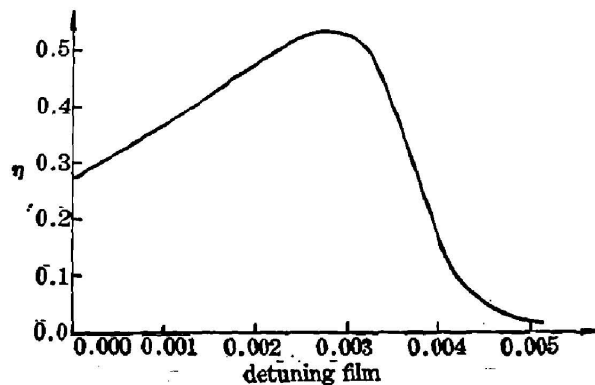


Fig. 4 Coupling efficiency vs. detuning, plotted for a Gaussian beam of $0.015 mW$

入射光能量减少而减小。在极微弱光耦合时,最佳偏置角接近于零,耦合过程与线性耦合类

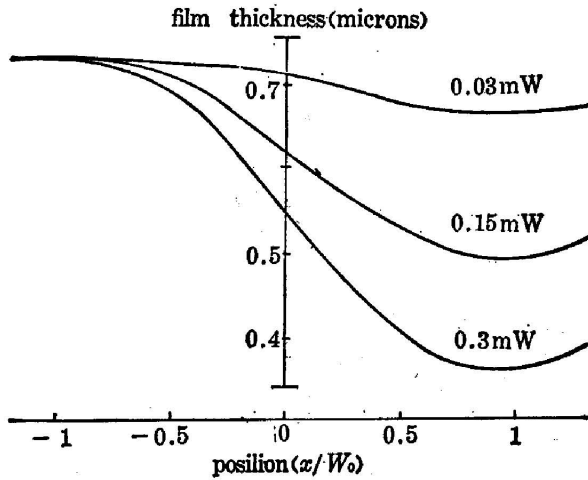


Fig. 5 The optimum contours of the guiding film at the coupling region for three Gaussian beams of width $2W_0$ centered at $x=0$. The incident power is the parameter at the curves. Coupling parameter L_m/W_0 is 0.5

似: 耦合峰消失, 传递函数变为常数。前述结果是对光经过均匀耦合隙耦合进入均匀厚度薄膜的情况。一个高效率的耦合器要求耦合过程满足同步条件, 而一个光学双稳态器件要求在整个耦合区有正反馈作用。经过优化以后的耦合器, 在耦合区内应有尽可能大的区域处于正反馈状态, 以主宰开关过程; 而在保持状态不变时, 则在尽可能大的区域上有负反馈效应。满足同步条件有几种方法: 可以调整薄膜厚度分布以保持传播常数 β 在整个耦合区为常数; 也可以适当调节入射光波前的弯曲, 并由此得到略微不同的 β 值以满足相位匹配条件。我们采用调节非线性介质波导薄膜厚度分布的办法, 对三种不同光强的高斯光束进行了计算, 计算出的满足相位匹配条件的薄膜厚度分布示于图 5。经过这种优化处理之后, 在耦合区内各点的传递函数均达到最佳值, 其结果正好是正反馈主宰开关过程。耦合效率均超过 0.6。

四、结 论

非线性棱镜波导耦合器耦合过程中, 传递函数在耦合区内不是一个常数。因此, 必须对耦合过程进行优化。采用调整非线性介质层在耦合区内的厚度分布进行优化的结果, 满足了耦合过程所需要的同步条件。

参 考 文 献

- [1] C. Liao, and G. I. Stegeman; *JOSA*, 1983, **73**, No. 12 (Dec), 1960.
- [2] Bruno Basacchi and Lorenzo Narducci; *Opt. Lett.*, 1983, **8**, No. 6 (Jun), 214.
- [3] M. Neviere *et al.*; *13th International Conference of Optics*, (ICO-13 Conference Digest, Sapporo, Japan, Aug. 20~24, 1984).
- [4] C. Liao and G. I. Stegeman; *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44**, No. 2 (Jan), 164.
- [5] J. D. Valera *et al.*; *JOSA*, (A), 1984, **1**, No. 12 (Dec), 1323.
- [6] E. Ulrich; *JOSA*, 1971, **61**, No. 7 (Jul), 1467.

Nonlinear optical coupling modes

LIAO CHANGJUN

(Institute of Optics and Electronics, Academia Sinica, Chengdu)

GEORGE I. STEGEMAN

(Optical Sciences Center, University of Arizona, Tucson, AZ85721, U.S.A.)

(Received 13 December 1985; revised 5 March 1986)

Abstract

Modes of coupling an external radiation field into an integrated optics waveguide, of which the guiding film is characterized by an intensity-dependent refractive index, have been analyzed. Unlike the linear optical coupling, the transfer function is not a constant through its coupling area in a nonlinear coupler. The coupling efficiency can be increased by contouring suitably the layer of the nonlinear material in the coupling region.