

光致折射晶体中高速调制光束传输和放大的理论研究*

过巴吉 石顺祥 关义春 安毓英
(西安电子科技大学)

提 要

本文首次对高速调制光束在光致折射晶体中的耦合进行了理论研究,指出利用光致折射晶体中的双光束耦合可以实现高速调制光束的信息转换和放大,并为实验所证实。
关键词: 光致折射晶体; 高速调制光束; 两波混频。

众所周知,双光束耦合是光致折射晶体中自泵浦相位共轭、自振荡器件的基础。但是,光致折射效应的时间响应速度很慢,因此,在深入研究光致折射器件的时域信息处理中,必然会提出,利用光致折射效应能否高速调制光束的传输和放大?关于这个问题的理论研究迄今尚未见报道。本文从光致折射效应的机制出发,通过求解适用于高速振幅调制光束的稳态耦合方程组,得出了一些重要的结论,指出在光致折射晶体中可以实现高速调制光束的传输和放大,并且预示其在时域信息的传输、放大等应用中有重要的实用价值。

一、高速调制光束耦合的基本方程与求解

光致折射效应的时间响应速度是很慢的,一般为秒的量级(如 BaTiO_3 、SBN 等),较快的也只有毫秒量级(如 BSO)。因此,利用光致折射晶体进行高速调制光束的耦合似乎是很困难的。人们通常致力于寻找新的光致折射晶体材料,或者采用高强度脉冲工作以提高响应速度^[1]。但是我们在定性分析了光致折射过程后知道,双光束耦合是通过光致折射光栅实现的,因此,只要能保证光栅的空间分布是稳定的,即使高速调制光束也可实现稳定耦合。事实上,光致光栅的形成起因于两光束的干涉场,只要两光束的相对相位保持不变,即使干涉场的幅度快速变化,由于光栅响应时间长,而表现出来的的是一个平均效应。就是说,一旦形成了光栅,干涉场幅度的快速变化不会引起光栅在空间上分布规律的变化,因此可以实现高速调制光束间的稳定耦合。这就是高速调制光束在光致折射晶体中传输和放大的物理基础。

如图 1 所示,若两入射光场为

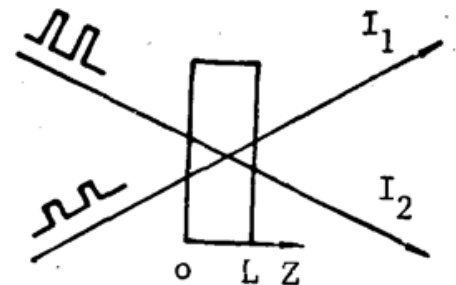


Fig. 1 Sketch of two-beam interaction

收稿日期: 1988年9月9日; 收到修改稿日期: 1989年5月8日

* 本课题由国家自然科学基金资助。

$$\mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_j E_j(Z, t) \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})] + c.c., \quad j=1, 2,$$

则在晶体内的光强为

$$|\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 = |E_1(Z, t)|^2 + |E_2(Z, t)|^2 + 2E_1(Z, t)E_2^*(Z, t) \exp[-i(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r}] \cdot (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2) + c.c.$$

我们从 Kukhtarev 方程^[2] 出发, 在载流子小量近似、准平衡近似、一阶光栅近似和慢变化包络近似条件下, 并考虑到光栅的时间平均效应, 求得高速调制的双光束耦合稳态方程组为

$$\frac{\partial E_1(Z, t)}{\partial Z} = -(\Gamma_1 + i\Gamma_2) \frac{\overline{E_1(Z, t)E_2^*(Z, t)}}{|E_1(Z, t)|^2 + |E_2(Z, t)|^2} E_2(Z, t) - \frac{1}{2}\alpha E_1(Z, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_2(Z, t)}{\partial Z} = (\Gamma_1 - i\Gamma_2) \frac{\overline{E_1^*(Z, t)E_1(Z, t)}}{|E_1(Z, t)|^2 + |E_2(Z, t)|^2} E_1(Z, t) - \frac{1}{2}\alpha E_2(Z, t). \quad (2)$$

式中 Γ_1 和 Γ_2 是等效耦合系数。对应于图 1 的边界条件为 $E_1(Z, t)|_{Z=0} = E_{10}(t)$, $E_2(Z, t)|_{Z=0} = E_{20}(t)$ 。式中 $\overline{E_1(Z, t)E_2^*(Z, t)} = \bar{m}$ 表示 $E_1(Z, t)E_2^*(Z, t)$ 在光致折射响应时间内求平均。由于在一般情况下 $\overline{E_1(Z, t)E_2^*(Z, t)} \neq \overline{E_1(Z, t)} \cdot \overline{E_2^*(Z, t)}$, 所以对 (1)、(2) 方程求解与一般文献^[2] 中给出的无调制光耦合方程求解方法不同。我们采用了把 \bar{m} 视为整体的处理方法。对 (1)、(2) 式进行简单的数学运算, 并在光致折射响应时间内求平均, 可得

$$\frac{\partial |\overline{E_1(Z, t)}|^2}{\partial Z} = -2\Gamma_1 \frac{|\bar{m}|^2}{I_0} \exp(\alpha Z) - \alpha |\overline{E_1(Z, t)}|^2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial |\overline{E_2(Z, t)}|^2}{\partial Z} = 2\Gamma_1 \frac{|\bar{m}|^2}{I_0} \exp(\alpha Z) - \alpha |\overline{E_2(Z, t)}|^2, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{m}}{\partial Z} = \frac{\bar{m}}{I_0} \exp(\alpha Z) (\Gamma_1 + i\Gamma_2) (|\overline{E_1(Z, t)}|^2 - |\overline{E_2(Z, t)}|^2) \alpha m_0. \quad (5)$$

式中 $I_0 = |\overline{E_{10}(t)}|^2 + |\overline{E_{20}(t)}|^2$ 是入射到晶体的总光强。

若令 $\bar{m} = \sqrt{|\bar{m}|^2} \exp(i\varphi)$, 则有

$$\frac{\partial |\bar{m}|^2}{\partial Z} = 2 \frac{|\bar{m}|^2}{I_0} \exp(\alpha Z) \Gamma_1 (|\overline{E_1(Z, t)}|^2 - |\overline{E_2(Z, t)}|^2) - 2\alpha |\bar{m}|^2, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial Z} = \frac{\Gamma_2}{I_0} (|\overline{E_1(Z, t)}|^2 - |\overline{E_2(Z, t)}|^2) \exp(\alpha Z). \quad (7)$$

对 (3)、(4)、(6) 式求解得

$$|\bar{m}|^2 = \frac{1}{4} C_0^2 \operatorname{sech}^2\left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1\right) \exp(-2\alpha Z), \quad (8)$$

$$|\overline{E_1(Z, t)}|^2 - |\overline{E_2(Z, t)}|^2 = C_0 \operatorname{th}\left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1\right) \exp(-\alpha Z). \quad (9)$$

式中 $C_0^2 = 4|\bar{m}|^2|_{Z=0} + (|\overline{E_{10}(t)}|^2 - |\overline{E_{20}(t)}|^2)$, $C_1 = \tanh^{-1} [(|\overline{E_{10}(t)}|^2 - |\overline{E_{20}(t)}|^2) / C_0]$ 。再由 (7)、(9) 式和关系 $|\overline{E_1(Z, t)}|^2 + |\overline{E_2(Z, t)}|^2 = I_0 \exp(-\alpha Z)$, 可得

$$|\overline{E_1(Z, t)}|^2 = \frac{1}{2} \left[I_0 - C_0 \operatorname{th}\left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1\right) \right] \exp(-\alpha Z), \quad (10)$$

$$|E_2(Z, t)|^2 = \frac{1}{2} \left[I_0 - C_0 \operatorname{th} \left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1 \right) \right] \exp(-\alpha Z), \quad (11)$$

$$\varphi = -\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \ln \left[\operatorname{ch} \left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1 \right) \right] + \bar{\varphi}_0. \quad (12)$$

若令 $Z=0$ 处的初相位 $\bar{\varphi}_0=0$, 则干涉场的平均值为

$$\bar{m} = \frac{1}{2} C_0 \operatorname{sech} \left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1 \right) \exp \left\{ -i \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \ln \left[\operatorname{ch} \left(\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1 \right) \right] \right\} \cdot \exp(-\alpha Z). \quad (13)$$

代入(1)、(2)式后, 即得稳态线性耦合方程组为:

$$\frac{\partial E_1(Z, t)}{\partial Z} = -(\Gamma_1 + i\Gamma_2) \frac{C_0}{2I_0} \operatorname{sech} \left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1 \right) \exp \left\{ -i \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \ln \left[\operatorname{ch} \left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1 \right) \right] \right\} \exp(-\alpha Z) E_2(Z, t) - \frac{1}{2} \alpha E_1(Z, t), \quad (14)$$

$$\frac{\partial E_2(Z, t)}{\partial Z} = (\Gamma_1 - i\Gamma_2) \frac{C_0}{2I_0} \operatorname{sech} \left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1 \right) \exp \left\{ -i \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \ln \left[\operatorname{ch} \left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1 \right) \right] \right\} \exp(-\alpha Z) E_1(Z, t) - \frac{1}{2} \alpha E_2(Z, t). \quad (15)$$

(14)和(15)式即为所得到的二高速调制光束耦合的基本方程组。

对于(14)、(15)式的一般求解, 将导致复杂的 Raccatti 方程, 解析求解很复杂。但若针对实际情况中常遇到的扩散机制为主的晶体(如 BaTiO₃ 和 SBN 等)和若光机制为主的晶体(如 Fe:LiNbO₃)便可得到较为简单的解析解。

1. $\Gamma_2=0, \Gamma_1 \neq 0$ 的情况

这种情况相应于光致光栅与干涉场存在 $\pi/2$ 相移的纯扩散机制或经运动光栅补偿使 $\Gamma_2=0$ 的其它机制的情况, 耦合系数为实数, 这时可直接求解(14)、(15)两式, 可得

$$E_1(Z, t) = \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{1}{2} \alpha Z \right) E_{10}(t) [B_+(0)B_+(Z) + B_-(0)B_-(Z)] + \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{1}{2} \alpha Z \right) E_{20}(t) [B_+(0)B_-(Z) - B_-(0)B_+(Z)], \quad (16)$$

$$E_2(Z, t) = \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{1}{2} \alpha Z \right) E_{1c}(t) [-B_+(0)B_-(Z) + B_-(0)B_+(Z)] + \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{1}{2} \alpha Z \right) E_{2c}(t) [B_-(0)B_-(Z) + B_+(0)B_+(Z)]. \quad (17)$$

式中

$$B_+(Z) = \left[1 + \operatorname{sech} \left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1 \right) \right]^{1/2}; \quad B_+(0) = (1 + \operatorname{sech} C_1)^{1/2};$$

$$B_-(Z) = \left[1 - \operatorname{sech} \left(-\frac{C_0 \Gamma_1}{I_0} Z + C_1 \right) \right]^{1/2}; \quad B_-(0) = (1 - \operatorname{sech} C_1)^{1/2}.$$

2. $\Gamma_1=0, \Gamma_2 \neq 0$ 的情况

这种情况相应于光致光栅与干涉场同相或反相的光伏机制, 或经运动光栅补偿, 使 $\Gamma_1=0$ 的其它机制情况, 耦合系数为纯虚数。这时对(14)、(15)两式求解, 可得

$$E_1(Z, t) = \exp \left(i \frac{1}{2} \Delta Z \right) \left\{ \left[\cos(SZ) - i \frac{\Delta}{2S} \sin(SZ) \right] E_{10}(t) \right.$$

$$-i \frac{G}{S} \sin(SZ) E_{20}(t) \} \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha Z\right), \quad (18)$$

$$E_2(Z, t) = \exp\left(i \frac{1}{2} \Delta Z\right) \left\{ -i \frac{G}{S} \sin(SZ) E_{10}(t) + \left[\cos(SZ) + i \frac{\Delta}{2S} \sin(SZ) \right] E_{20}(t) \right\} \\ \times \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha Z\right). \quad (19)$$

式中 $G = \Gamma_2 \frac{\bar{m}(0)}{I_0}$, $\Delta = [|E_{10}(t)|^2 - |E_{20}(t)|^2] \Gamma_2 / I_0$, $S^2 = G^2 + (\Delta/2)^2$ 。很容易证明

$$|E_1(Z, t)|^2 = |E_{10}(t)|^2 \exp(-\alpha Z), \quad |E_2(Z, t)|^2 = |E_{20}(t)|^2 \exp(-\alpha Z)。$$

由(16)、(17)和(18)、(19)式可见: (1) 两入射光束经过光致折射晶体作用后, 每一束光都包含两部分, 一部分来自自身光的透射, 一部分光束来自另一束光的衍射。因此, 双光束耦合是通过两束光互相衍射实现的, 但该两衍射光不是一般光的简单衍射, 而是包含了光致光栅和干涉场相互影响的动态过程。(2) 由于光致折射作用, 两光束的输出光除带有自身的调制信息外, 还带有另一束光的调制信息。在 $\Gamma_2=0$ 的情况下, 两光束间只有能量耦合, 无相位耦合, 但其中一束光的输入相位变化影响着两光束的能量耦合。在 $\Gamma_1=0$ 的情况下, 两光束间有相位耦合, 同时有能量耦合, 因一束光的相位与另一束光的强度有关, 所以可将光束的强度调制信息转移到另一束光的相位信息中。

我们进一步考察(16)~(19)式的形式可以看出, 输出光与输入光有如下形式的关系:

$$E_1(Z, t) = H_{11}(Z) E_{10}(t) + H_{12}(Z) E_{20}(t), \quad (20)$$

$$E_2(Z, t) = H_{21}(Z) E_{10}(t) + H_{22}(Z) E_{20}(t)。 \quad (21)$$

或写成矩阵形为 $E(Z, t) = H(Z) E_0(t)$ 。其中

$$E(z, t) = \begin{bmatrix} E_1(Z, t) \\ E_2(Z, t) \end{bmatrix}, \quad E_0(t) = \begin{bmatrix} E_{10}(t) \\ E_{20}(t) \end{bmatrix}, \quad H(Z) = \begin{bmatrix} H_{11}(Z) & H_{12}(Z) \\ H_{21}(Z) & H_{22}(Z) \end{bmatrix}。$$

我们将 $H(Z)$ 叫作光致折射双光束耦合稳态传输矩阵, 它与入射光特性有关, 通过它可以分析任意两调制光束的传输和放大特性, 并且该结论可以推广到多光束耦合情况。

二、利用双光束耦合实现高速调制光束的传输和放大

为了分析简单起见, 我们设 E_{10} 、 E_{20} 、 H 为实数, 这相应于强度调制和纯扩散机制的情况。

1. 泵浦光为非调制连续光, 信号为高速调制光

若 Γ_1 为正, 则 E_2 被放大, E_1 被减弱。现令 E_1 为泵浦光, E_2 为信号光, 则由(21)式, 输出信号光场为

$$E_2(L, t) = H_{21}(L) E_{10} + H_{22}(L) E_{20}(t), \quad (22)$$

相应的光强度为

$$|E_2(L, t)|^2 = |H_{21}(L)|^2 E_{10}^2 + |H_{22}(L) E_{20}(t)|^2 \\ + 2H_{21}(L) H_{22}(L) E_{10} E_{20}(t)。 \quad (23)$$

由此可见, 在输出信号光强中, 有直流分量 $|H_{21}(L)|^2 E_{10}^2$ 和调制分量 $|H_{22}(L) E_{20}(t)|^2 + 2H_{21}(L) H_{22}(L) E_{10} E_{20}(t)$ 。

进一步分析(22)和(23)式可以看出输出光场振幅的时变规律与输入调制信号呈线性关系,而输出信号光强的时变规律与输入调制光强呈非线性关系。对于矩形脉冲调制的输入信号 $I_{20}(t) = I_{20}M(t)$ 来说,其输出光强调制分量为 $[2H_{21}(L)H_{22}(L)E_{10}E_{20}(t)/\sqrt{M(t)} + |H_{22}(L)|^2I_{20}]M(t)$,相应的放大倍数为 $[\{2H_{21}(L)H_{22}(L)E_{10}/E_{20}\}\sqrt{M(t)} + |H_{22}(L)|^2]$ 。可见,如果如图 2 所示的调制脉冲的幅度不变,则输入光信号强度被不失真地放大,而如果调制脉冲幅度变化,则输出光信号强度相对输入光信号强度产生失真。

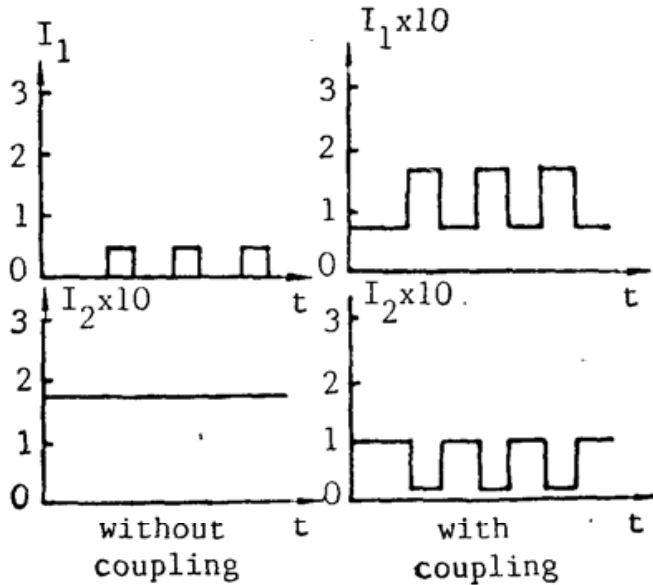


Fig. 2 The regular pattern of output light (pumping is continuous light, signal is high speed modulated light)

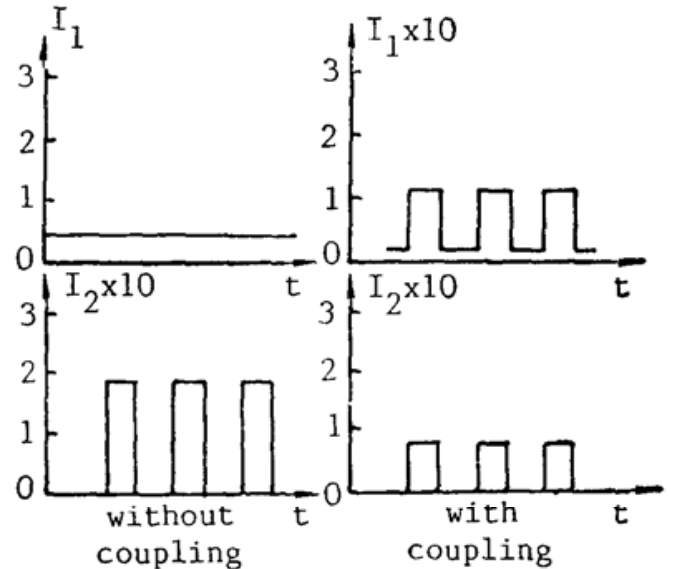


Fig. 3 The regular pattern of output light (pumping is high speed modulated light, signal is continuous light)

2. 泵浦光是高速调制光,信号光是非调制连续光

在这种情况下,输出信号光场为

$$E_2(L, t) = H_{21}(L)E_{10}(t) + H_{22}(L)E_{20}, \quad (24)$$

相应的输出信号光强度为

$$|E_2(L, t)|^2 = |H_{21}(L)E_{10}(t)|^2 + |H_{22}(L)E_{20}|^2 + 2H_{21}(L)H_{22}(L)E_{10}(t)E_{20}. \quad (25)$$

由此可见,在该情况下,输出信号光中包含了输入泵浦光中的信息。对于光场幅度而言,该信息不产生失真,但对光强来说,则会发生失真。当 $E_{10} \gg E_{20}$ 时,输出信号光强可视为含有不失真泵浦信息的放大光,如图 3 所示。

我们所得到的有关实验结果也充分说明了上述理论分析的正确性。实验的光路如图 4 所示,实验中所用 He-Ne 激光器的功率为 35 mW,光致折射晶体是 Ce:SBN,马达调制频率为几百 Hz,声光调制频率一般在几十千 Hz,所得结果如图 5 所示。

图 5 中的方形波是声光调制的标准信号。从图 5a 明显可见,信号光的直流、交流成份被放大,泵浦光信号被减小,并带有转移调制信号。图 5b 中的信号光被放大,并带有泵浦光的调制信号。

从以上的理论分析和实验结果充分表明,在光致折射晶体中,通过双光束耦合可以实现高速调制信号的传输和放大,故此可望在光时域信息处理中获得重要的应用。

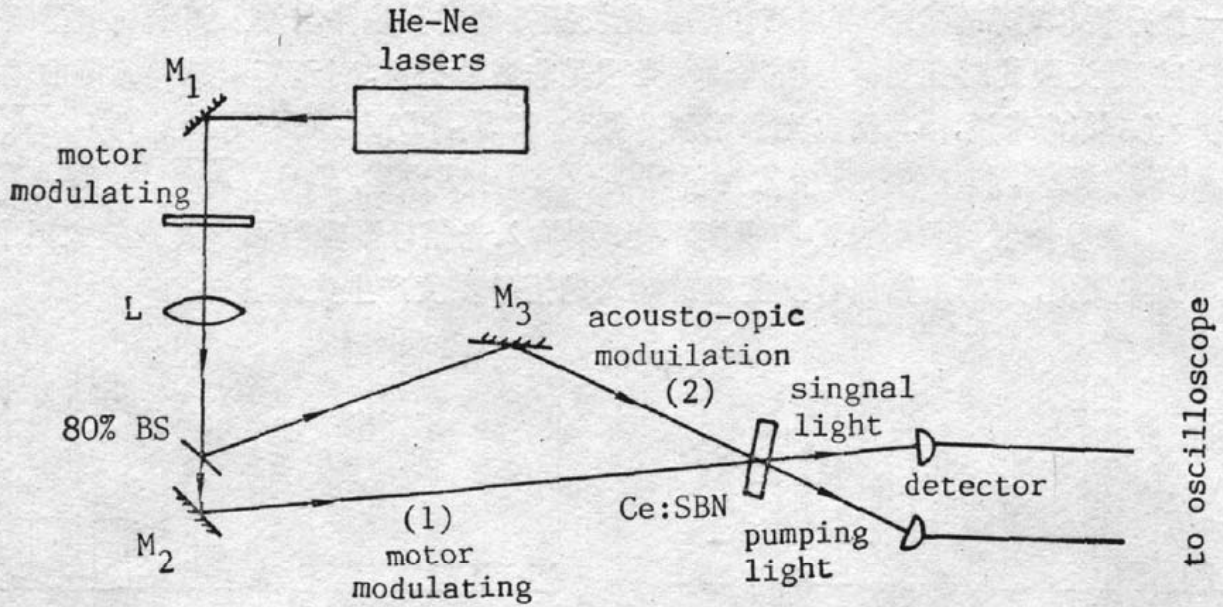
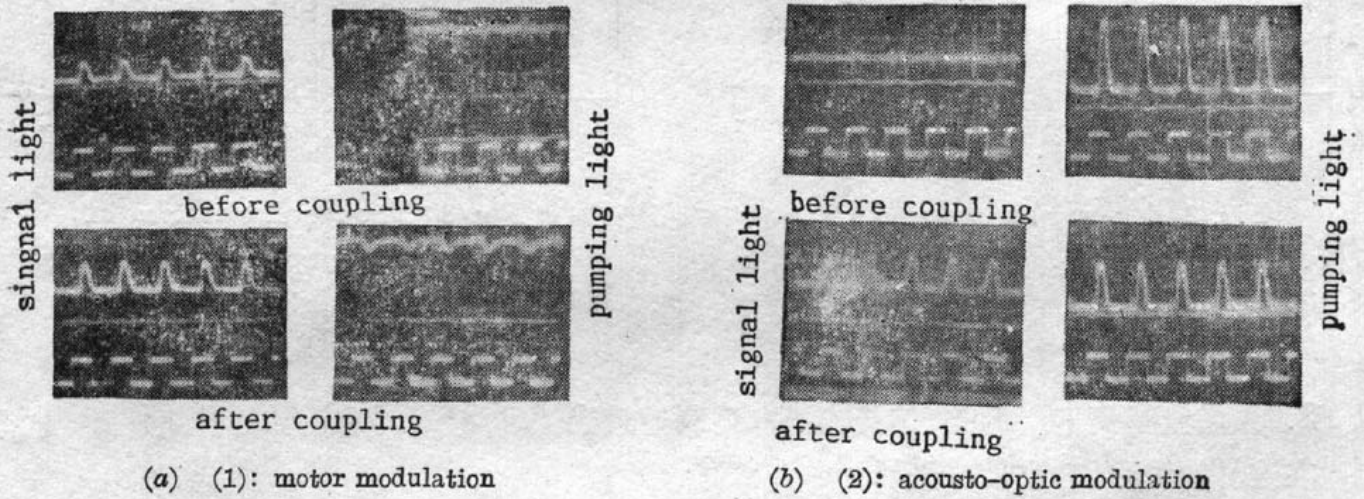


Fig. 4 Sketch of experiment



(a) (1): motor modulation

(b) (2): acousto-optic modulation

Fig. 5 Illustration for coupling amplification and transmission character

参 考 文 献

[1] J. Stralt and A. M. Glass; *J. Opt. Soc.*, 1986, **3B**, No. 2 (Feb), 342~344.
 [2] N. V. Kukhtarov et al.; *Ferrpelectrics*, 1979, **22**, No. 3/4, 949~960.

Theory of transmission and amplification of high speed amplitude modulated beam in photorefractive crystal

GUO SIJI, SHI SHUNXUANG, GUAN YICHUN AND AN YUYING
(*Xidian University, Xi'an*)

(Received 9 September 1988; revised 8 May 1989)

Abstract

The theory of TWM with high speed amplitude modulated beam in photorefractive crystal is given. For the first time. The results indicate that the high speed information exchange in time domain between coupling beams and the amplification of the weak modulated beams is possible. It has been verified by the experiments.

Key words: photorefractive crystal; high speed amplitude modulated beam; TWM.