

光折变两波耦合动态特性的研究

过巴吉 王立军 汪家友 王日升

(西安电子科技大学技术物理系, 西安 710071)

提要 研究了在抽空条件下光折变两波耦合中体相位栅的建立过程及沿作用区的分布。给出了体相位栅以及输出信号光和泵浦光的动态响应特性, 并对有关理论结果进行了实验研究。

关键词 光折变晶体, 两波耦合动态特性, 体相位栅

1 引 言

光折变两波耦合(TWM)现象的研究主要集中在其稳态特性上^[1], 而实际应用的发展愈来愈涉及到其动态行为, 例如对时域调制光信号的放大, 利用光折变相位共轭镜对畸变波前的实时修正等。对 TWM 动态特性的研究已有一些工作, 如 Solymar 等人^[2]在非抽空条件下给出了 TWM 信号光的实时响应解; 过巴吉等人^[3]研究了时域高速调制光束在 TWM 中的放大; Horowitz 等人^[4]对小信号下 TWM 的动态响应特性进行了研究。所有这些研究只涉及信号光本身的时间响应, 没有深入到晶体内部体相位栅的建立和分布。

本文通过对动态两波耦合方程组的数值求解, 给出了 TWM 体相位栅的建立、分布及对应输出信号光和泵浦光的时间响应特性。最后进行了实验研究和讨论。

2 动态两波耦合方程组

对于图 1 所示的 TWM, A_1 和 A_2 分别是泵浦光和信号光振幅。 α_1 和 α_2 是它们相应的方位角。 $0-l$ 是作用区长度。Kukhtarev 方程组^[5]定量地描述了光致空间电荷场的分布以及时间演化规律。结合波动方程并在慢变化近似下可得到以下的动态两波耦合方程组

$$\cos\alpha_1 \frac{\partial A_1(z,t)}{\partial z} = g(z,t)A_2(z,t) - \frac{\alpha}{2}A_1(z,t) \quad (1)$$

$$\cos\alpha_2 \frac{\partial A_2^*(z,t)}{\partial z} = g(z,t)A_1^*(z,t) - \frac{\alpha}{2}A_2^*(z,t) \quad (2)$$

$$\frac{\partial g(z,t)}{\partial t} + \frac{g(z,t)}{\tau} = \frac{\gamma}{\tau} \frac{A_1(z,t)A_2(z,t)}{I_0} \quad (3)$$

其中

$$I_0 = |A_1|^2 + |A_2|^2$$
$$g(z,t) = -i \frac{n_0^3 \omega \gamma_{eff} E_{sc}(z,t)}{2c}$$

γ 为耦合系数, τ 是时间常数, α 是吸收系数, ω 是光频, n_0 是晶体折射率, γ_{eff} 是有效电光系数, E_{sc} 和 $g(z, t)$ 分别是空间电荷场和相位栅振幅, c 是光速。

由于光折变晶体的慢响应特性, 在响应时间范围内的每个小间隔内相位栅呈准静态, 在这里我们关心的是光折变整个作用过程的时间特性。对于非局域响应介质, 光束间只有能量耦合, A_1 , A_2 和 g 都为实数。经过简短的推导, 上述振幅耦合方程可化为强度耦合方程

$$\cos\alpha_1 \frac{\partial I_1(z, t)}{\partial z} = -g(z, t) \sqrt{I_1(z, t)I_2(z, t)} - \alpha I_1(z, t) \quad (4)$$

$$\cos\alpha_2 \frac{\partial I_2(z, t)}{\partial t} = g(z, t) \sqrt{I_1(z, t)I_2(z, t)} - \alpha I_2(z, t) \quad (5)$$

$$\frac{\partial g(z, t)}{\partial t} = -\frac{g(z, t)}{\tau} + \frac{\gamma}{\tau} \frac{\sqrt{I_1(z, t)I_2(z, t)}}{I_0} \quad (6)$$

其中

$$I_1(z, t) = |A_1(z, t)|^2 \quad I_2(z, t) = |A_2(z, t)|^2$$

方程组(4)~(6)式满足以下初始条件和边界条件

$$\begin{cases} I_1(0, t) = I_{10}, I_2(0, t) = I_{20} \\ I_1(z, 0) = 0, I_2(z, 0) = 0, g(z, 0) = 0 \end{cases} \quad (7)$$

方程(4)~(6)式是二阶双曲型偏微分方程组, 可用有限差分法对其进行数值求解。

3 数值结果及分析

3.1 两波耦合体相位栅的建立和分布

图 2 是在相同耦合强度 γl 和不同光束比 $q (q = I_{10}/I_{20})$ 下, 体相位栅 $g(z, t)$ 的建立过程以及沿作用区的分布, 其中 x, y, z 轴分别表示时间(单位 τ), 作用区空间(单位 mm) 和相位栅振幅。由图可见, 对于一定的 γl 和 q , 在作用区内各点相位栅振幅随时间指数增长, 但各点的响应速率不同, 最后形成稳定的振幅分布。并且 q 不同, 其响应和分布差别很大。图 2(a) 中 g 沿作用区的变化不是单调的, 而图 2(b) 中 g 沿作用区单调递增。这是由于在 q 比较小时, 泵浦光的抽空使得光场的调制度 m 的变化不是单调的, 在作用区后半部, m 因泵浦抽空而减小, 相位栅振幅 g 随之下降。

由(6)式知相位栅振幅随时间的变化率为

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{1}{\tau} (m\gamma - g) \quad m = \frac{A_1 A_2^*}{I_0} \quad (8)$$

稳态时 $g = m\gamma$ 。

图 3 是作用区中央 $z = l/2$ 处相位栅的建立过程随 γl 和 g 的变化。图中 T_c 为时间常数, 且 $T_c = (1 + k^2 L_D^2) \tau_c$, k 为传播常数, L_D 为扩散长度, τ_c 为弛豫时间。从图 3(a) 可以看出, 在一定 q 下, γl 越大, 相位栅响应越快, 达到的稳态值越大; 图 3(b) 显示在 γl 一定时, q 越大, 相位栅响应

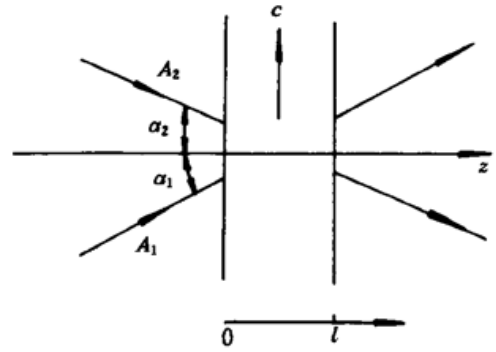


Fig. 1 Schematic drawing of two-wave mixing

越慢,达到的稳态值越小。并且在 q 比较小, γl 比较大时,由于泵浦光抽空显著,相位栅随时间的建立过程也呈非单调变化(相位栅建立的时间常数也就是空间电荷场建立的时间常数)。

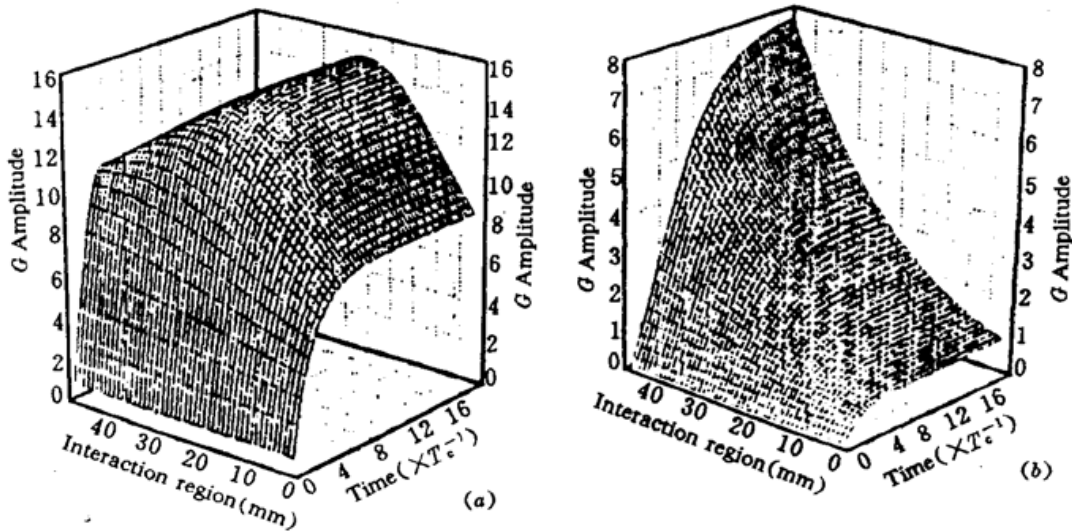


Fig. 2 Theoretical evolution and distribution of the phase grating in TWM for (a) $\gamma l = 3, q = 10$ and (b) $\gamma l = 3, q = 100$

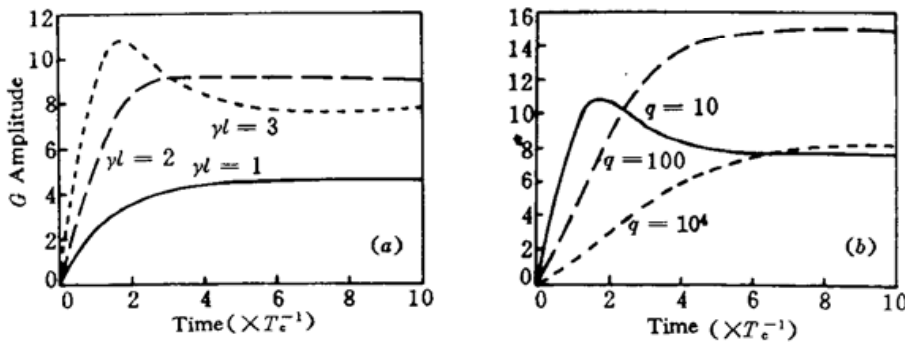


Fig. 3 Theoretical evolution of grating at the center of the interaction region for (a) $\gamma l = 1, 2, 3; q = 10$ and (b) $\gamma l = 3; q = 10, 10^2, 10^4$

3.2 输出信号光和泵浦光的时间响应

图 4(a), (b) 分别表示在一定 q 的比值下,输出信号光和泵浦光的响应随 γl 的变化。可见, γl 愈大,信号光的响应愈快,稳态耦合效率愈高,同时对应泵浦光的抽空愈显著。图 4(c), (d) 分别表示在耦合强度一定和不同 q 时,信号光和泵浦光变化的规律, q 值愈小,信号光响应越快,对应泵浦光抽空愈明显。

为了比较不同参数下信号光建立时间的差别,我们将输出结果归一化。图 5 是输出信号光归一化的结果。从图 5(a) 可见,在小信号下(q 达 10^6),信号光的建立时间 T 随 γl 增大而增大,这与文献[4]中的结果相符,但在大信号下($q = 10$),图 5(b) 的结果正好与图 5(a) 相反, γl 越大, T 越小。

4 实验和讨论

我们利用 Ar^+ 激光器(TEM_{00} 模,工作波长 488 nm)作为光源。按一般的 TWM 的实验结

构, 在信号光路中加衰减器以用来改变泵浦光和信号光强度的比值 q , 信号光和泵浦光的光程基本相等, 两束光入射光折变晶体的夹角 θ 约为 20° 。所用晶体 KNSBN: Cu 由山东大学晶体材料研究所提供, 尺寸为 $5 \times 5.5 \times 5$ mm。

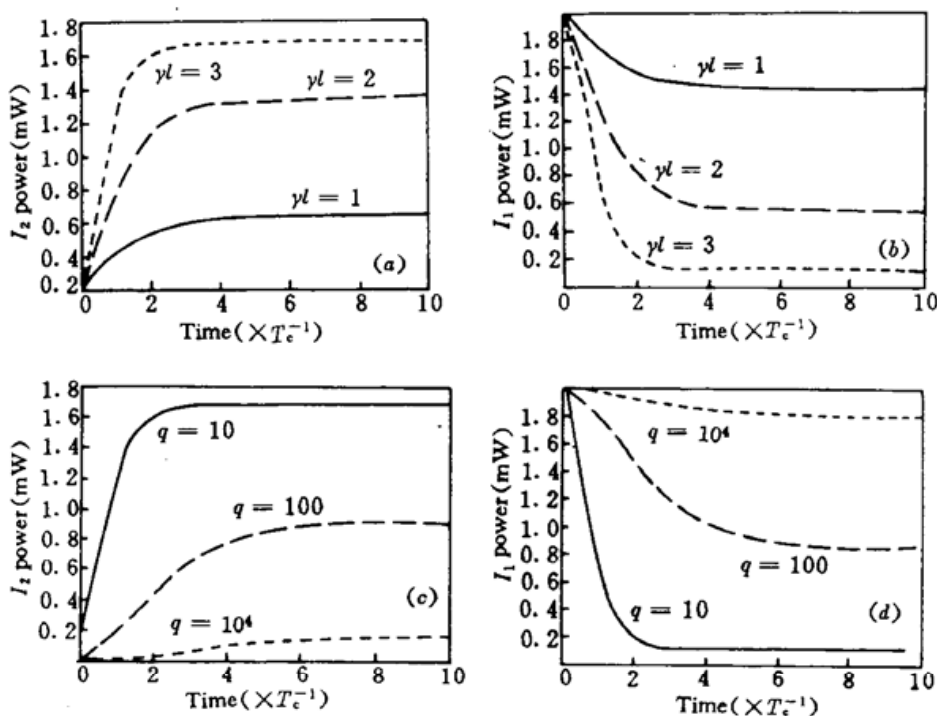


Fig. 4 The signal and the pump beam in TWM vs time for
(a), (b) $\gamma l = 1, 2$ and 3 ; $q = 10$; (c), (d) $\gamma l = 3$; $q = 10, 10^2$ and 10^4

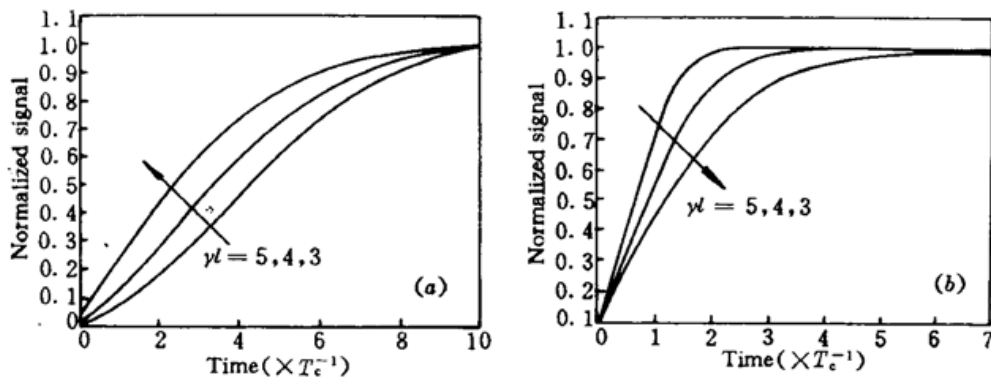


Fig. 5 The normalized evolution of the signal vs time for
(a) $\gamma l = 3, 4$ and 5 ; $q = 10^6$; (b) $\gamma l = 3, 4$ and 5 ; $q = 10$

在保持总入射光强不变的条件下, 通过衰减器改变泵浦光和信号光的比值 q , 在记录仪上记录不同比值 q 下建立过程(每一次都经过严格擦除以保持相位栅从零开始建立)。图 6(a) 是归一化的记录结果和理论曲线的对比。图中三条曲线对应于 $\gamma l = 2.83, q = 10, 10^2, 10^3$, 总入射光 $I_0 = 1.1$ mW 保持不变, 实验表明 q 愈小, 建立速率愈快, 和理论结果符合得很好。

在保持两波耦合相位栅波矢 K 方位不变的条件下(实验中 K 垂直于光轴 C), 通过改变信号光和泵浦光的夹角 θ , 即 K 的大小来改变有效耦合强度 γl , 图 6(b) 是不同 γl 下信号光建立的曲线。可见在大信号下($q = 10$), γl 愈大, 建立时间愈短。其结果与理论曲线比较吻合。

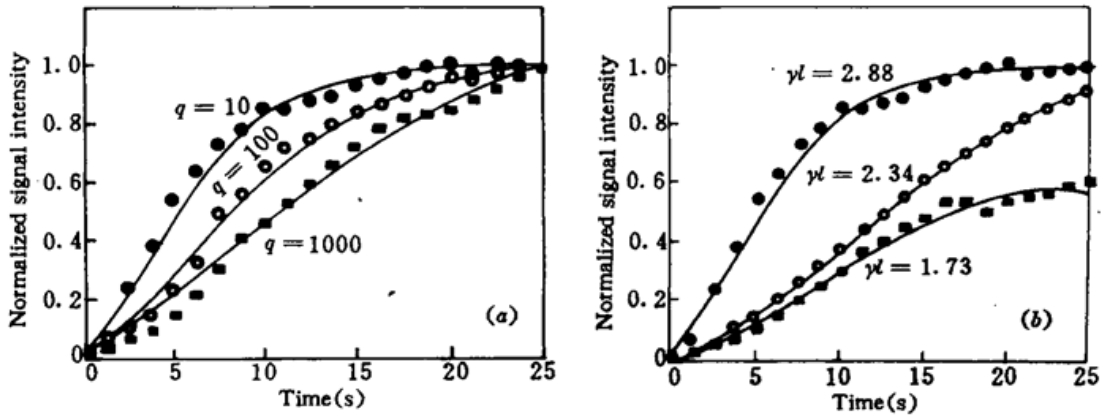


Fig. 6 The normalized output signal vs time for

(a) $\gamma_l = 2.83$; $q = 10, 10^2$ and 10^3 ; (b) $q = 10$; $\gamma_l = 2.83, 2.34$ and 1.78

综上所述, 两波耦合过程中晶体内部体相位栅的建立和分布决定了其输出信号光的时间响应和稳态耦合效率。在入射总功率一定的条件下, 泵浦光和信号光的比值愈大, 输出信号光的建立愈慢, 稳态耦合效率愈低。在小信号下, 输出信号的建立时间随晶体的有效耦合强度 γ_l 的增大而增大。在大信号下, 输出信号的建立时间随 γ_l 的增大而减小。

参 考 文 献

- 1 P. Yeh. Two-wave mixing in nonlinear media. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1990, QE-25(3): 484~519
- 2 L. Solymar, J. M. Heaton. Transient energy transfer in photorefractive materials. *Opt. Commun.*, 1984, 51(2): 76
- 3 过巴吉, 石顺祥, 关义春等. 光折变晶体中高速调制光束传输和放大的理论研究. *光学学报*, 1990, 10(4): 298
- 4 M. Horowitz, D. Kingler, B. Fischer. Time-dependent behavior of photorefractive two- and four-wave mixing. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, 8(10): 204~217
- 5 N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov et al. Holographic storage in electro-optic crystals, beam coupling and light amplification. *Ferroelectrics*, 1979, 22: 961~964

Study of Dynamic Properties of Photorefractive Two-wave Mixing

Guo Siji Wang Lijun Wang Jiayou Wang Risheng

(Department of Applied Physics, Xidian University, Xian 710071)

Abstract The building of the phase grating and the distribution in the interaction region in photorefractive TWM are studied in the condition of depletion. The dynamic properties of the grating and the output of the signal are investigated theoretically and experimentally.

Key words photorefractive crystals, dynamic properties of two-wave mixing, volume phase grating