

用自散焦介质观测 Ce:BaTiO₃ 晶体的 自泵浦相位共轭频移

高晓明 韩亚农 张为俊 周金运 季明 戎春华

(中国科学院安徽光机所激光光谱开放实验室,合肥,230031)

摘 要 提出利用自散焦介质作为载体测量光折变晶体自泵浦相位共轭的微小频移的新方法,适宜用于区分二波耦合、四波混频对频移的贡献,为研究光折变自泵浦相位共轭频移的产生机制提供了一种新的可能的途径。

关键词 自散焦介质, 相位共轭, 频移。

自 1982 年 Feinberg^[1] 首次在 BaTiO₃ 晶体中观测到自泵浦相位共轭(SPPC)以来,这类相位共轭已进行了大量的理论和实验研究。人们发现自泵浦相位共轭波与入射的泵浦波之间存在微小的频移,如在 BaTiO₃ 晶体中这种频率差在 1 Hz 量级^[2],观测到共轭波随时间变化的复杂关系^[3, 4],呈自脉动、混沌、非稳等现象,利用 BaTiO₃ 晶体作为染料激光的一个腔镜,输出波长出现自扫描^[5]。关于自泵浦相位共轭频移的物理起源长期以来一直是个有争议的问题,目前对频移产生的可能机制主要有以下几个方面^[4, 6, 7]: 1) 光吸收导致的热膨胀; 2) 光生伏打场; 3) 谐振腔; 4) 自增强效应。文献[3, 4]采用迈克尔逊干涉原理观测了自泵浦相位共轭的自脉动和非稳,随着入射光强的增加振荡频率增加,最后进入非稳。这种方法虽然能给出频移的方向,但不能确定引起频移的原因。本文报道共轭光与泵浦光在 C₆₀ 甲苯溶液中的拍频振荡,在不同实验条件下研究了引起光折变频移的原因。

1 测量原理

光束在吸收溶液中传播时,由于光热效应在介质中形成空间温度分布,从而调制介质的浓度分布;当共轭光与泵浦光之间存在较小的频移时,二束光在介质中产生拍频振荡,调制介质的浓度、折射率分布以拍频随时间变化,从而引起透射光强分布随时间的变化。

在各向同性的 C₆₀ 甲苯溶液中,由于光吸收对介质的加热引起溶液折射率的变化,非线性折射率可表示为:

$$n = n_0 + n_2 |E|^2, \quad n_2 \propto \alpha \, dn/dT \quad (1)$$

式中 α 为线性吸收系数, n_0 为介质的线性折射率, n_2 为非线性折射率系数。

泵浦光入射到光折变晶体时,光束在晶体内迅速呈扇形散开,经晶体的面反射,部分光

在晶体内形成闭合的光学谐振腔。不同的光学谐振腔, 其谐振频率不相同, 因而共轭光的频移也不相同, 光束间通过二波耦合和四波混频过程进行能量交换, 这样满足一定的相位匹配条件的模式就可能被激发。谐振腔内振荡光波频率为:

$$\omega_j = \omega_0 + \delta_j \quad (2)$$

式中 ω_0 为泵浦光的频率, δ_j 为取决于晶体光学谐振腔长度的频率失谐量。

自散焦介质中的总光场为:

$$E = (E_0 + E_c) \exp(i\omega_0 t) + \sum_{j=1}^{\infty} \{E_j^s \exp[j(\omega_0 + \delta_j)t] + E_j \exp(i\omega_j t)\} + c.c \quad (3)$$

式中 E_0 为泵浦光场, E_c 为频率与泵浦光简并的共轭光场, E_j 是第 j 个谐振腔与泵浦光的二波耦合产生的频率为 ω_j 的共轭光场, E_j^s 是第 j 个谐振腔与泵浦光的四波混频产生的频率为 $\omega_0 + 2\delta_j$ 的共轭光场。

$$\begin{aligned} |E|^2 = & |E_0 + E_c|^2 + \sum_{j=1}^{\infty} (|E_j|^2 + |E_j^s|^2) + (E_0 + E_c)^* \sum_{j=1}^{\infty} [E_j \exp(i\delta_j t) + E_j^s \exp(2i\delta_j t)] \\ & + \sum_{j=1}^{\infty} E_j^s E_j^* \exp(i\delta_j t) + \sum_{j, m=1, j \neq m}^{\infty} \{E_j^s (E_m^s)^* \exp[2i(\delta_j - \delta_m)t] + E_j E_m^* \exp[i(\delta_j - \delta_m)t]\} \\ & + \sum_{j, m=1, j \neq m}^{\infty} \{E_j (E_m^s)^* \exp[i(\delta_j - 2\delta_m)t] + E_j^s E_m^* \exp[i(2\delta_j - \delta_m)t]\} + c.c \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} n = & n_0 + \Delta n_0 + n_2 \{ (E_0 + E_c)^* \sum_{j=1}^{\infty} [E_j \exp(i\delta_j t) + E_j^s \exp(2i\delta_j t)] + \sum_{j=1}^{\infty} E_j^s E_j^* \exp(i\delta_j t) \\ & + \sum_{j, m=1, j \neq m}^{\infty} (E_j^s (E_m^s)^* \exp[2i(\delta_j - \delta_m)t] + E_j E_m^* \exp[i(\delta_j - \delta_m)t]) \\ & + \sum_{j, m=1, j \neq m}^{\infty} \{E_j (E_m^s)^* \exp[i(\delta_j - 2\delta_m)t] + E_j^s E_m^* \exp[i(2\delta_j - \delta_m)t]\} + c.c \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $\Delta n_0 = n_2 [|E_0 + E_c|^2 + \sum_{j=1}^{\infty} (|E_j|^2 + |E_j^s|^2)]$ 。令相位共轭波与泵浦波的关系为:

$$E_j = r_j E_0, \quad E_c = r_c E_0, \quad E_j^s = r_j^s E_0$$

1) 晶体内无光学谐振腔形成或 $r_c \gg r_j$ 时,

$$n = n_0 + \Delta n_0 \quad (6)$$

2) 当 $j = 1$ 时,

$$n = n_0 + \Delta n_0 + n_2 E_0 (E_0 + E_c)^* [r_1 \cos(\delta_1 t) + r_1^s \cos(2\delta_1 t)] + r_1^s r_1 |E_0|^2 \cos(\delta_1 t) \quad (7)$$

3) 当 $j = 2$ 时,

$$\begin{aligned} n = & n_0 + \Delta n_0 + n_2 (E_0 + E_c)^* E_0 \{r_1^s \cos(2\delta_1 t) + r_2^s \cos(2\delta_2 t) + r_1 \cos(\delta_1 t) + r_2 \cos(\delta_2 t)\} \\ & + n_2 |E_0|^2 \{r_1 r_2 \cos[(\delta_1 - \delta_2)t] + r_1^s r_2^s \cos[2(\delta_1 - \delta_2)t] + r_1 r_1^s \cos(\delta_1 t) \\ & + r_2 r_2^s \cos(\delta_2 t) + r_1 r_2^s \cos[(2\delta_2 - \delta_1)t] + r_1^s r_2 \cos[(2\delta_1 - \delta_2)t]\} \end{aligned} \quad (8)$$

由此可见, 当共轭光与泵浦光完全简并时, 非线性折射率与时间无关, 因而可观测到稳定的光斑图样; 当泵浦光与共轭光有较小的频移, 非线性折射率将随时间变化。若 $j = 1$, 则非线性折射率以 δ_1 、 $2\delta_1$ 频率随时间变化; 当 $j = 2$ 时, 非线性折射率以 δ_1 、 δ_2 、 $2\delta_1$ 、 $2\delta_2$ 、 $\delta_1 - \delta_2$ 、 $2\delta_1 - \delta_2$ 、 $2\delta_2 - \delta_1$ 频率随时间变化; 当 j 为较大值时, 非线性折射率的变化有较多的频率成分, 因而可观测到光场的混沌变化。

2 实验与分析

实验装置如图 1 所示, 所用光源为 TEM₀₀ 模的 He-Ne 激光器, 激光波长为 633 nm, 其最

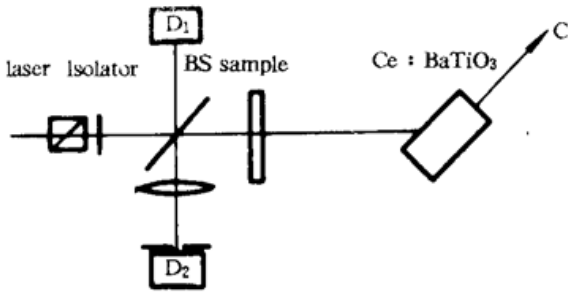


Fig. 1 Experimental set-up

大输出功率为 60 mW，在激光器和光路之间用格兰棱镜和 $\lambda/2$ 调节入射光功率，并保持入射光偏振方向在入射光与晶轴所在平面内，BS 为分束器， D_1 、 D_2 为功率计，S 为 C_{60} 甲苯溶液，样品厚 10 mm，浓度为 10 mg/l；所用晶体是 Ce:BaTiO₃，晶体尺寸为 7.01 × 6.65 × 5.81 mm³，其最大共轭效率可达 70%，样品池距晶体 10 cm，在远场用一带有 $\Phi = 4$ mm 小孔的 Model 212

功率计监测，取样小孔约占光斑面积的 1/6。

光束经 C_{60} 甲苯溶液后以 120°角入射到 Ce:BaTiO₃ 晶体，约 0.5 sec 左右，在屏上观察到共轭光呈相位调制环出现，并逐渐增强。由于相位共轭反射率小于 1，依赖光强的热晕畸变不能被完全补偿^[8]。入射功率小于 23 mW 时，光斑是稳定的，超过这一阈值后，光斑出现“心跳”振荡，开始时光斑的运动是无规的，约 6 min 后，光斑呈稳定的、有规律“心跳”运动^[9]，在不同入射光功率下，从时间序列的功率谱(如图 2 所示)可以看出，功率谱只有基频及其倍频的存在，入射光功率的增加，谱峰加宽，但其位置变化较小，由于入射光功率的增加，腔长的变化引起频移的微小改变。在低光功率下， $r_c \gg r_j$ ，共轭光中 ω_0 的频率成分远大于 ω_j 的频率成分，当二束光在介质中相互作用时 ω_j 频率的共轭光受到抑制，因而观测到稳定的光斑；随着入射光功率的增强，超过某一阈值后， $r_c \sim r_j$ ，拍频产生；从功率谱可以看出，当 $j = 1$ ，即 $r_1, r_1^* \gg r_j, r_j^* (j > 1)$ 时，其功率谱有频率 $\delta_1, 2\delta_1, 3\delta_1 \dots$ 出现。光折变晶体的频移主要来源于二波耦合，频移量为 1.55 Hz，其中部分可能来源于四波混频，频移量为 3.1 Hz；随着入射光功率的增加，频率 $\delta_1, 2\delta_1$ 附近的其它模式的共轭光超过阈值被激发，因而引起谱加宽。当光束以 125°角入射时，从功率谱图 3 同样可以看出入射光功率对“心跳”振荡频率影响较小，谱峰分别位于 4.3 Hz、3.7 Hz、3.1 Hz、2.5 Hz、0.6 Hz、0.3 Hz。在此实验条件下，频移 3.7 Hz、3.1 Hz 主要来源于四波混频过程，分别对应于(8)式中 $2\delta_1, 2\delta_2$ ；其它的谱峰主要是由于具有一定频移的共轭光与泵浦光在非线性介质中的拍频所引起的，4.3 Hz、2.5 Hz 分别对应

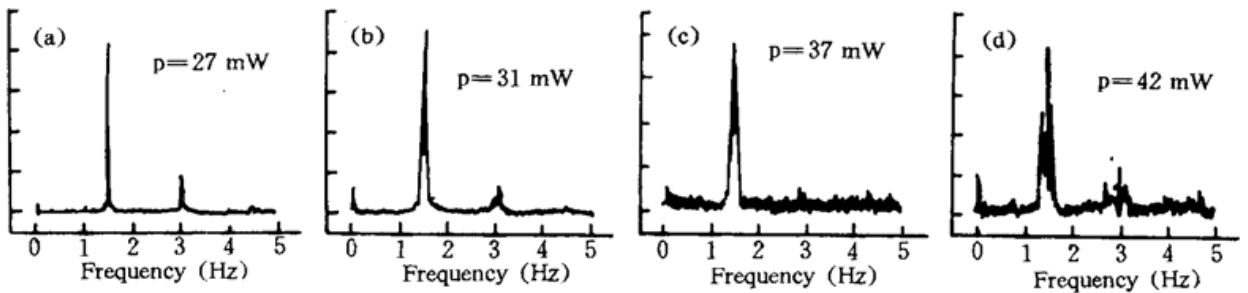


Fig. 2 Power spectrum with incident angle of 120° at different light intensity

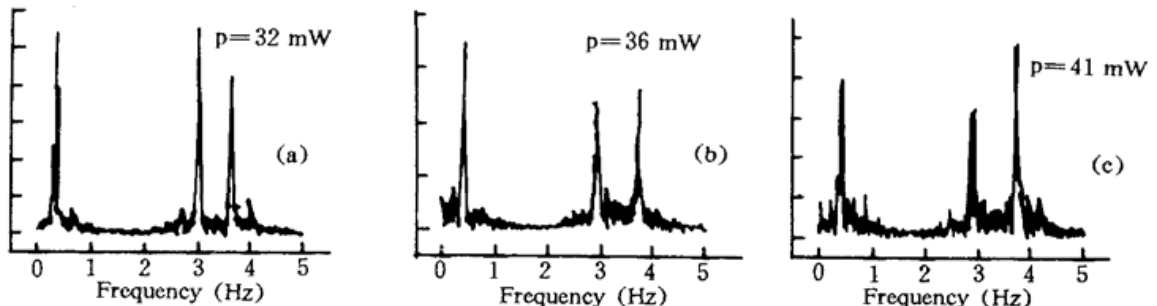


Fig. 3 Power spectrum with incident angle of 125° at different light intensity

于(8)式中 $2\delta_1 - \delta_2$ 、 $2\delta_2 - 2\delta_1$, 而 0.3 Hz、0.6 Hz 分别对应于(8)式中 $\delta_1 - \delta_2$ 、 $2(\delta_1 - \delta_2)$, 其它频率因信号较弱而受到抑制。

在实验中, 1 Hz 量级的频移不可能是晶体与 C₆₀ 甲苯溶液构成的腔长所产生, 另外改变入射光功率, 振荡频率不变, 因而频移也不可能是晶体的响应时间造成的。为了进一步确定自散焦介质的影响, 用一发散透镜代替 C₆₀ 甲苯溶液, 以保持入射到晶体上的光束与自散焦介质具有相近的发散度, 在远场则观测到稳定的光斑图样, 这样可以排除在实验中光斑振荡特性是由光折变晶体内噪声光栅与泵浦光之间的能量耦合而引起的可能; 其次, 当移去光折变晶体时, 观测 C₆₀ 甲苯溶液的透过光斑, 光束距液体表面约 15 mm, 其自相位调制环是稳定的, 同样可以排除光斑振荡是由激光与液体表面的相互作用所引起的。

结 论 提出利用自散焦介质作为载体测量光折变晶体自泵浦相位共轭的微小频移的新方法, 极适宜用于区分二波耦合、四波混频对频移的贡献, 给出的方法为研究光折变自泵浦相位共轭频移的产生机理提供了一种新的可能的途径; 本文给出了非线性介质折射率与频率失谐量的关系, 对于 $j = 1$ 和 $j = 2$, 理论与实验结果十分符合。

参 考 文 献

- [1] J. Feinberg, Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection. *Opt. Lett.*, 1982, 7(10): 486~490
- [2] Pochi Yeh, Two-wave mixing in nonlinear media. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, 25(3): 484~519
- [3] A. M. C. Smout, R. W. Eason, Regular oscillation, and self-pulsating in self pumped BaTiO₃. *Opt. Commun.*, 1986, 59(1): 77~82
- [4] P. Gunter, E. Voit, M. Z. Zha *et al.*, Self-pulsation and optical chaos in self-pumped photorefractive BaTiO₃. *Opt. Commun.*, 1985, 55(3): 210~214
- [5] 廖江红, T. Xu, T. A. King, 自泵浦相位共轭镜耦合到环形染料激光器的特性. *中国激光*, 1993, 20(9): 650~654
- [6] M. D. Ewbank, P. Yeh, Frequency shifts of self-pumped phase conjugators. *Proc. SPIE*, 1986, 613: 59~69
- [7] K. R. MacDonald, J. Feinberg, Enhanced four-wave mixing by use of frequency-shifted optical waves in photorefractive BaTiO₃. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 55(8): 821~822
- [8] Charles J. Wetterer, Lee P. Shelonka, Mark A. Kramer, Correction of thermal blooming by optical phase conjugation. *Opt. Lett.*, 1989, 14(16): 874~876
- [9] G. Goueshet, M. Rhasi, M. E. Weill, New heartbeat phenomenon, and the concept of 2D optical turbulence. *Appl. Opt.*, 1983, 22(2): 304~309

Frequency Shift Measurement of Self-Pumped Phase Conjugation in the Ce:BaTiO₃ Crystal Using Self-Defocusing Medium

Gao Xiaoming Han Yanong Zhang Weijun
Zhou Jinyun Jee Ming Rong Chunhua

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

(Received 16 June 1995)

Abstract A new method is proposed to measure small frequency shift of self-pumped phase conjugation in photo refractive crystal using defocus medium. It is suitable to distinguish between the contributions to frequency shift of the two-wave mixing and the four-wave mixing. The method provides a new approach to the study on the mechanism of frequency shift of self-pump phase conjugation.

Key words self-defocusing, phase conjugation, frequency shift.