

光折变晶体(BaSr)TiO₃ 感应自泵浦相位共轭 及光学双稳的理论分析*

邱怡申 吕团孙 陈永兴

(福建师范大学物理系, 福州 350007)

庄 建

(中国科学院福建物质结构研究所, 福州 350002)

摘 要 给出光折变晶体感应自泵浦相位共轭的一种理论解释, 利用数值计算求解相应的耦合波方程, 得出感应自泵浦相位共轭光与诱导光之间在一定条件下所呈现的双稳关系以及可逆感应和不可逆感应的特性, 其分析结论与笔者先前得到的实验结果吻合。

关键词 相位共轭, 扇形散射, 光学双稳, 光折变晶体, 光感应自泵浦。

1 引 言

关于光折变晶体(BaSr)TiO₃ 感应自泵浦相位共轭的实验结果已在文献[1]和[2]作了较详尽的报道, 主要可归结为: 1) 在入射光处于非自泵浦状态下, 于扇形(fanning)散射区中引入一束非相干擦除光束可使入射光产生自泵浦相位共轭输出(ISPPC), 非相干擦除光即为诱导光束; 2) 感应自泵浦相位共轭输出与入射条件有关, 随着入射条件的不同, 感应自泵浦相位共轭输出可以是可逆的或不可逆的, 且不可逆感应自泵浦相位共轭的反射率远大于可逆感应自泵浦相位共轭的反射率; 3) 在适当的条件下, 可逆感应自泵浦相位共轭输出与诱导光强呈现双稳特性。本文对(BaSr)TiO₃ 晶体在诱导光作用下的扇形散射分布的变化进行实验观察; 并在此基础上, 提出感应自泵浦相位共轭的一种理论解释, 建立一组具有诱导光和感应自泵浦反馈共同作用下的入射光与扇形散射的耦合方程组, 利用数值计算结果, 得出感应自泵浦相位共轭光与诱导光之间在一定条件下所呈现的双稳关系以及可逆感应和不可逆感应特性, 其分析结论与实验结果相符。

2 在诱导光作用下扇形散射分布变化的实验观察

实验装置如图 1 所示, 由激光器输出波长为 $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ 的激光束经 $\lambda/2$ 波片和格兰棱镜 GP 后成为振动方向平行于入射面的偏振光束。经分束镜 BS 后, 其中一束经光阑 A₁ 作为入射光以入射角 θ' 和入射位置 x 进入(BaSr)TiO₃ 晶体; 另一束经可调分束器 VBS 和光阑 A₂

* 福建省自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1997-09-29; 收到修改稿日期: 1997-12-15

后作为诱导光束 I_i , 从晶体的 $-C$ 面沿 $+C$ 方向进入晶体。感应自泵浦输出 I_c 由探测器 D_1 接收, D_2 和 D_3 连接双笔记录仪分别接收来自后表面的透射光 I_t 和从 $+C$ 面出射的散射光 I_α 。信号光束的直径约为 1 mm , 诱导光束的直径约为 3 mm 。两光束的程差大于激光器的相干长度约 20 倍, 以排除它们在晶体中发生耦合的可能性; 且在引入诱导束前小心地调整 θ' 和 x 使得入射光处于非自泵浦状态。所采用晶体的尺寸为 $8.4\text{ mm} \times 6.8\text{ mm} \times 3.4\text{ mm}$, 其纵向长度为 6.8 mm , 由中科院福建物构所光折变晶体组生长^[3]。

实验观察结果可归结如下:

1) 当入射光处于非自泵浦状态时, 透射光功率 P_t 和散射光功率 P_α 的时间特性如图 2(a) 所示。由图 2(a) 可知, 它的能量大部分经散射从 $+C$ 面出射, 这与实验中观察晶体中的光道分布情况相符合[见图 2(b)];

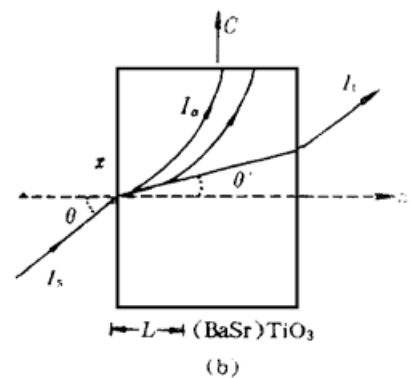
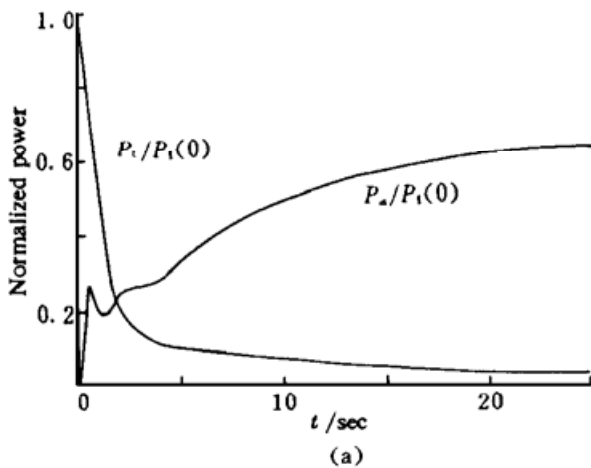


Fig. 2 (a) Time evolution of fanning scattering beam P_α and transmissive beam P_t when inducing beam is blocked; (b) Geometry of fanning scattering when inducing beam is blocked. $P_t(0)$ is the initial power of transmissive beam

2) 当引入非相干诱导光束 I_i 后, 如图 3(a) 所示, 透射光 I_t 经历了先增大然后又减小到稳态值的过程; 与此同时晶体中的散射光改变了方向, 抵达晶体的端角并伴有相位共轲光输出如见图 3(b) 所示。这说明引入 I_i 后 I_t 先是由于 I_α 的减小而增大, 然后又经端角散射而减小。从图 3 还可以看出, 随着非相干诱导光 I_i 的增强, 透射光 I_t 的最大值也随之增大, 这同时也导致了相位共轲光 I_c 的增大。

3 理论分析

在上述实验观察的基础上, 本文提出感应自泵浦相位共轲的一种理论解释。如图 2(b), 在非自泵浦状态下, 散射光强烈地弯曲到晶体的 $+C$ 面, 作者将此时入射光 I_s 与扇形散射光 I_α 之间的二波耦合相互作用区简称为第一耦合区, 其耦合长度为 L ; 当向第一耦合区引入非相干诱导光束 I_i 后[见图 3(b)], 由于该光束对入射光与弯向晶体 $+C$ 面的散射光所形成的光栅起擦除作用, 使得原来弯向 $+C$ 面的散射光强度大大减小, 而到达晶体端角的散射光增

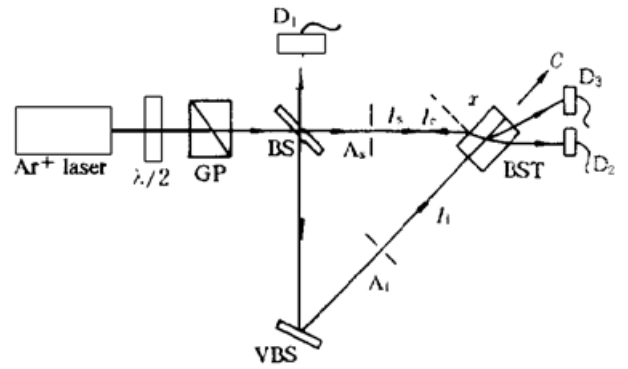


Fig. 1 Schematic of the experimental apparatus

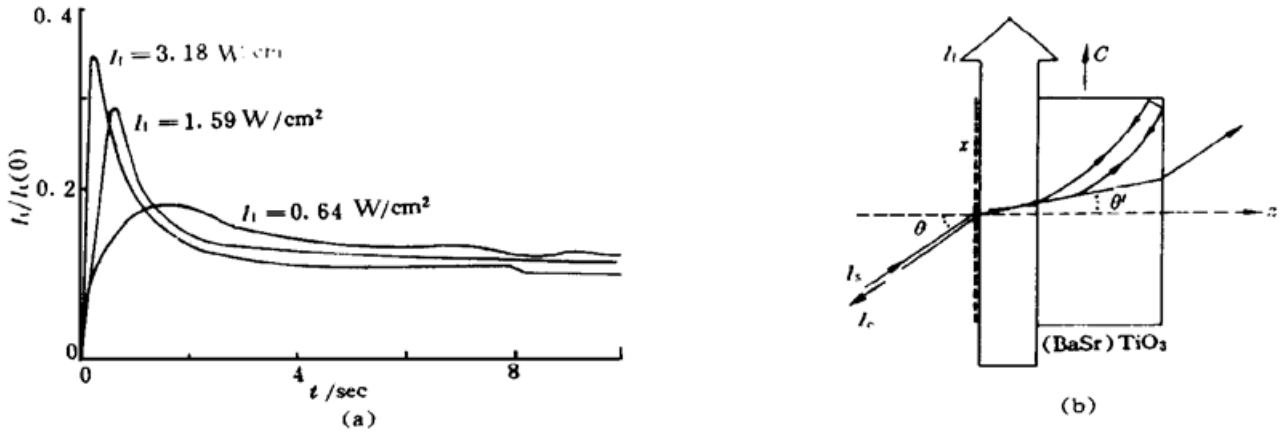


Fig. 3 (a) Time evolution of transmissive beam intensity after the inducing beam is turned on for various beam intensities, (b) Interaction geometry of ISPPC for steady-state. $I_t(0)$ is the initial intensity of transmissive beam when inducing beam is blocked

强, 以致形成感应自泵浦耦合相互作用区, 简称为第二耦合区。而第二耦合区产生的相位共轭光 I_c 的返回又进一步抑制了第一耦合区的散射光 I_α , 从而使得感应自泵浦相位共轭输出迅速达到饱和。

设在第一耦合区内由入射光 I_s 所产生的、沿着与 z 轴成 α 角方向传播的散射光每单位角度的强度为 $i(\alpha)$, 考虑到不同微元 $i(\alpha) d\alpha$ 之间的重叠较小, 忽略不同微元 $i(\alpha) d\alpha$ 之间的耦合, 即忽略不同方向散射光之间的耦合^[4, 5]; 另外, 从两波耦合常数随着夹角及光栅方位的变化规律可知^[6], 相对于入射光与散射光的强耦合而言, 入射光与共轭光、共轭光与散射光间的耦合均很小, 在此也将其忽略, 同时也忽略晶体内部的光吸收; 并设第二耦合区的自泵浦相位共轭反射率为 r , 于是对于稳态情况, 可得如下耦合波方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial I_s}{\partial z} &= - \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\gamma(\alpha)}{I_0 + I_i + I_c} i(\alpha) I_s d\alpha - \int_{-\pi/2}^{\pi/2} f(\alpha) I_s d\alpha \\ \frac{\partial i(\alpha)}{\partial z} &= \frac{\cos \theta}{\cos \alpha} \frac{\gamma(\alpha)}{I_0 + I_i + I_c} i(\alpha) I_s + f(\alpha) I(\alpha) \\ I_c &= r I_s(L) \\ I_0 &= I_s + \int_{-\pi/2}^{\pi/2} i(\alpha) d\alpha \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

边界条件为

$$I_s(z = 0) = I_{s0} \quad (2a)$$

$$i(z = 0, \alpha) = 0 \quad (2b)$$

式中 $f(\alpha)$ 为晶体内部由 I_s 散射到 α 方向的唯象散射系数。在这里仅考虑晶体内部杂质或缺陷引起的散射而没有考虑晶体表面的散射。后者的贡献只是将边界条件(2b) 改为 $i(z = 0, \alpha) = \epsilon_1 I_{s0}$ ^[4, 5], 这里 ϵ_1 为在晶体表面 $z = 0$ 处入射光散射到 α 方向的唯象散射系数。 $\gamma(\alpha)$ 为入射光 I_s 和沿 α 方向传播的扇形散射光之间的二波耦合常数, 其表达式由下式给出^[7]

$$\gamma(\alpha) = \frac{\omega}{2n_c c} r_{\text{eff}} \frac{k_B T}{q} \frac{K(\alpha)}{1 + [K(\alpha)/K_0]^2} \mathbf{e}_s \cdot \mathbf{e}_\alpha \quad (3)$$

其中 $K(\alpha)$ 是沿 α 方向传播的散射光与入射光所形成的相位栅波矢的数值, \mathbf{e}_s 和 \mathbf{e}_α 分别为入射

光和沿 α 方向传播的扇形光偏振方向的单位矢量。有效电光系数 r_{eff} 为^[7]

$$r_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \{ n_o^4 r_{13} [\cos(\alpha - \theta) - \cos^2 \frac{\alpha + \theta}{2}] + 4n_o^2 n_e^2 r_{42} \sin^2 \frac{\alpha + \theta}{2} + n_e^4 r_{33} [\cos(\alpha - \theta) + \cos^2 \frac{\alpha + \theta}{2}] \} \cos \frac{\alpha + \theta}{2} \quad (4)$$

式中 K_0 为取决于可利用的电荷载流子密度 N 的晶体常数, 由下式给出^[7]

$$K_0 = \left[\frac{Nq^2}{\epsilon(\alpha)\epsilon_0 k_B T} \right]^{1/2} \quad (5)$$

$\epsilon(\alpha)$ 为沿光栅波矢 $K(\alpha)$ 方向的相对介电常数

$$\epsilon(\alpha) = \epsilon_c \cos^2 \frac{\alpha + \theta}{2} + \epsilon_a \sin^2 \frac{\alpha + \theta}{2} \quad (6)$$

这里 ϵ_c 和 ϵ_a 分别为沿晶体 C 轴和垂直于 C 轴方向的相对介电常数。

方程组(1)的解析解不存在, 但可以利用数值计算求解。作者感兴趣的是感应自泵浦相位共轲输出对诱导光强的依赖关系, 计算方法采用变步长 Runge-Kutta 结合梯形积分法。

对于(BaSr)TiO₃ 晶体, 当入射波长 $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ 时, 计算中参数选取如下: 晶体的非寻常光和寻常光的主折射率分别为 $n_e = 2.427$ 和 $n_o = 2.492$; 可利用的电荷载流子密度 N 设为 $8.7 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, 电荷 $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$; 热能 $k_B T = 4.14 \times 10^{-21} \text{ J}$ ($T = 300 \text{ K}$); 非零的线性电光系数 $r_{13} = 8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 、 $r_{33} = 28 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 、 $r_{42} = 752 \times 10^{-12} \text{ m/V}$; 平行于和垂直于 C 轴方向的相对介电常数分别为 $\epsilon_c = 150$ 和 $\epsilon_a = 3600$; 扇形散射系数取值为 $1 \times 10^{-5} \text{ mm}^{-1}$; L 取值为 5.8 mm 。

4 结果与讨论

图 4 给出了当第一耦合区增益长度积为定值时, 分别取不同的位相共轲反射率 r 值所得到的感应自泵浦相位共轲输出随诱导光强的变化关系。从中作者注意到感应自泵浦相位共轲输出与非相干诱导光强之间的关系: 在 r 较小时呈单调变化[如图 4(a)]; r 增大到某一范围值时呈现双稳特性[如图 4(b)]; r 超过这一范围时就出现感应自泵浦的不可逆现象[如图 4(c)], 即感应自泵浦相位共轲输出随诱导光束的变化究竟处于何种状态(可逆双稳还是不可逆状态), 取决于第二耦合区的自泵浦位相共轲反射率 r 。这点从物理上可以这样理解: 当 r 达到某一范围值时, 从饱和状态下逐渐减小 I_i 使感应自泵浦相位共轲在退出饱和区后, 由于从第二耦合区反馈回的感应自泵浦相位共轲输出仍对 I_c 起抑制作用从而使 I_c 不沿上升的路线返回而维持在高稳态。当 r 足够大时, 原处于饱和状态下的 I_c 足以抑制第一耦合区的散射

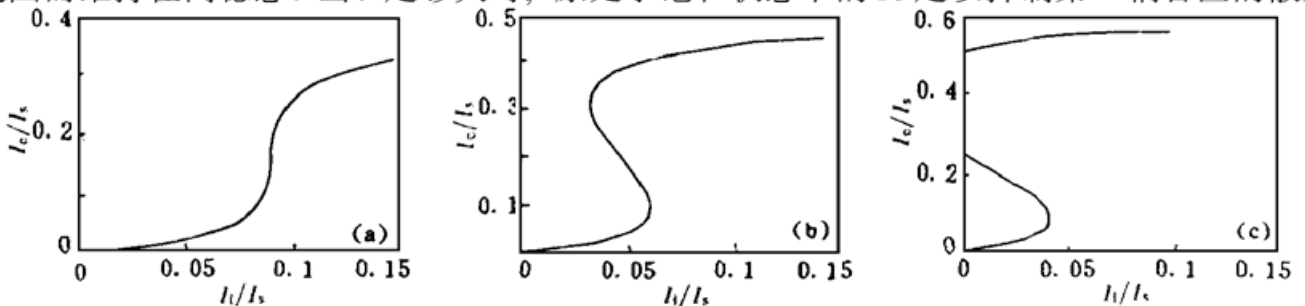


Fig. 4 The numerical result of ISPPC output vs the inducing beam intensity for (a) $r = 40\%$; (b) $r = 50\%$; (c) $r = 60\%$

从而使得在撤去 I_i 后仍维持稳定的输出, 即不可逆的感应自泵浦相位共轭。在实验中作者正是通过改变入射条件 θ 和 x 而使 r 发生变化, 从而实现感应自泵浦相位共轭的几种不同状态^[2], 所观察到的实验与以上分析的结论定性符合。至于定量上存在的差异可能是由于简化模型以及忽略某些因素造成的。

参 考 文 献

- [1] Y. S. Qiu, T. S. Lu, J. Zhuang *et al.*. Self-pumping phase conjugation induced by an incoherent beam in a (BaSr)TiO₃ crystal. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(2) : 143~ 145
- [2] 邱怡申, 吕团孙. (BaSr)TiO₃ 晶体光诱导自泵浦位相共轭的实验研究. *光学学报*, 1996, **16**(9) : 1264 ~ 1267
- [3] J. Zhang, G. -S. Li, X. -C. Gao *et al.*. Preparation and photorefractive properties of barium strontium titanate (Ba_{1-x}Sr_xTiO₃). *Opt. Commun.*, 1991, **82**(1, 2) : 69~ 72
- [4] Yan-Hua Hong, Ping Xie, Jian-Han Dai *et al.*. Fanning effect in photorefractive crystals. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(9) : 772~ 774
- [5] Ping Xie, Yan-Hua Hong, Jian-Hua Dai *et al.*. Theoretical and experimental studies of fanning effect in photorefractive crystals. *J. Appl. Phys.*, 1993, **74**(2) : 813~ 818
- [6] George C. Valley. Competition between forward and backward stimulated photorefractive scattering in BaTiO₃. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1987, **4**(1) : 14~ 19
- [7] R. MacDonald, Jack Feinberg. Theory of a self-pumped phase conjugator with two coupled interaction regions. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1983, **73**(5) : 548~ 553

Analysis of Induced Self-Pumping Phase Conjugation and Optical Bistability in a Photorefractive Crystal (BaSr)TiO₃

Qiu Yishen Lu Tuansun Cheng Yongxing

(Department of Physics, Fujian Teachers University, Fuzhou 350007)

Zhuang Jian

(Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, The Chinese Academy of Sciences, Fuzhou 350002)

(Received 29 September 1997; revised 15 December 1997)

Abstract A theoretical explanation of induced self-pumping phase conjugation (ISPPC) is presented. The bistability and reversibility and irreversibility of ISP-PC in given conditions are obtained by numerical calculation of the corresponding coupled-wave equation. The calculated results show qualitative agreement with the experimental results obtained previously.

Key words phase conjugation, fanning scattering, optical bistability, photorefractive crystal, induced self-pumping.