

自泵浦位相共轭反射的实验研究

余有龙* 许克彬 徐海英 袁 洋 赵振宇

(哈尔滨工业大学应用物理系, 哈尔滨 150006)

提 要

本文通过检测 BaTiO₃ 晶体的二波耦合增益系数 T 和自泵浦位相共轭反射率 R 随入射角的变化关系, 经过理论分析指出 R 的角度依赖性为 T 的角度依赖性的结果; 详细地解释了全内反射自泵浦位相共轭的双区域耦合理论, 指出位相共轭输出的频移特性是泵浦光在双区域间“振荡”的结果; 并解释了自泵浦形成的阈值特性。

关键词: 自泵浦、位相共轭。

一、引 言

由于位相共轭技术可消除因非均匀介质而引起的位相畸变。自 70 年代以来, 它越来越受到人们的重视, 并且从理论和实验上进行了广泛的研究。继 1977 年 Hellwarth 提出可以利用简并四波混频 (DFWM) 产生位相共轭波以后南加州大学的 J. Feinberg 于 1982 年用单束光照射在极化了的单畴 BaTiO₃ 晶体上, 获得该光束的背向位相共轭输出, 这就是自泵浦位相共轭 (SPPO) 现象^[1]。这种技术不仅可以大大减小产生位相共轭装置的体积, 更重要的是它可以避免因较多光学元件的引入而造成不必要的能量损失。其紧凑性对集成光学以及光计算机的实现具有重要的意义, 在光学信息处理中也起着重要的作用^[2]。

本文我们从二波耦合指数增益系数 T 着手, 指出 T 与自泵浦位相共轭反射率 R 间的内在联系, 通过测量 R 与入射角和位置的关系, 说明双区域耦合理论, 采用实验验证自泵浦的形成与散射光的全内反射有关, 且定性地阐述了频移特性是泵浦光在双区域间“振荡”的结果, 解释了 SPPO 形成的阈值特性。

二、双区域耦合理论

图 1 为产生自泵浦位相共轭的原理图, 图中 1、2 代表两个简并四波混频区域, I_s 和 I_p 分别为总信号光强和经过区域 1 后的信号光强, I_{i1} 和 I_{i2} ($i=1, 2$) 为相向的泵浦光强, I_{24} 为区域 2 的位相共轭输出, I_4 为总位相共轭输出, θ 和 θ' 分别为入射角和折射角, α_2 、 α_2' 分别为 I_{11} 、 I_{21} 与 O 轴向的夹角, α_1 、 α_1' 分别为两个区域中折射光与 O 轴向的夹角, M 、 N 为晶体的两个侧面。

强信号光射入 BaTiO₃ 晶体后, 由于晶粒散射会在各方向上产生瑞利散射, 而在某一方向附近散射光与入射光产生较大程度的耦合, 出现能量转移, 若适当调整晶体相对于入射光

的取向使大部分散射光透过晶体，则散射光透过晶体后会在后面放置的屏上形成一个很规则的扇斑称之为扇。

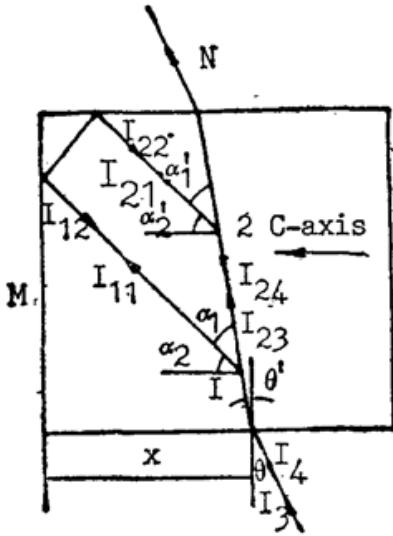


Fig. 1 Schematic diagram of producing SPPC

由于 BaTiO₃ 晶体具有较大的折射率 ($n_e=2.424$, $n_o=2.488$)^[3], 当调整晶体取向至某一位置, 使区域 2 的沿某一方向的散射光 I_{21} 在 N 面发生全内反射, 而该反射光在 M 面上再次满足全内反射条件, 被再次反射后为 I_{12} , 与晶体中入射光束 I_3 交于区域 1, 显然这个方向的散射光经反射后能量损失最少, 同样入射光在区域 1 附近的部分散射光沿上述光路逆向传播并与信号光束 I_{23} 交于区域 2, 这样晶体中便形成两个简并四波混频区域, 且存在闭合的光环。各区域中散射光与信号光耦合, 产生能量转移从而导致耦合程度的加深, 且产生折射率调制的实时位相体光栅, 当能量转移达到动态平衡时, 两个区域的四波混频处于相对稳定状态, 此时, 它们的位相共轭输出总的就构成了自泵浦位相共轭输出, 两个区域具有并存性。双区域自泵浦位相共轭反射率的表达式为^[3]:

$$R = -a(r_1)b(r_1)/[4(1-r_1^2)\tanh^4(r_1l_1\gamma_1/2)], \tag{1}$$

$$\left. \begin{aligned} a(r_1) &= r_1^2[1 - \tanh^2(r_1l_1\gamma_1/2)]^2, \\ b(r_1) &= [r_1 - 2 \tanh(r_1l_1\gamma_1/2)]^2 - r_1^2 \tanh^2(r_1l_1\gamma_1/2), \\ \gamma_1 &= \omega r_{\text{eff}} E / \{2nc \cos[(\alpha_1 - \alpha_2)/2]\}, \end{aligned} \right\} \tag{2}$$

r_1l_1 为耦合强度, l_1 为区域 1 尺寸, n 为折射率, c 为光速, E 为电场强度, 若设两束光的偏振矢量分别为 e_1 和 e_2 , 则没有外电场时

$$E = (k_B T / e) \{k_g / [1 + (k_g/k_0)^2]\} (e_1, e_2^*) \tag{3}$$

式中 k_B 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度, k_0 为取决于载流子密度的参数, k_g 为光栅波矢 $k_g = 2(n\omega/c) \sin[(\alpha_1 - \alpha_2)/2]$, 对非常光来说

$$\left. \begin{aligned} r_{\text{eff}} &= \{n_0^4 r_{13} \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 - 2n_o^2 n_o^2 r_{42} \cos^2[(\alpha_1 + \alpha_2)/2] \\ &\quad + n_o^4 r_{33} \sin \alpha_1 \sin \alpha_2\} \sin[(\alpha_1 + \alpha_2)/2], \\ \cos \alpha_1 &= \sin \theta' = \sin \theta / n, \end{aligned} \right\} \tag{4}$$

可见 R 与入射角 θ 有关。

三、实验与结果分析

实验使用 Ar⁺ 激光器, 波长为 0.488 μm, 其偏振方向在水平面内, 所使用的晶体为一块极化了的单畴 BaTiO₃ 晶体, 其尺寸为 3.77 × 5.72 × 3.94 mm³; 光强采用功率计记录。

1. BaTiO₃ 晶体的二波耦合

采用正入射, 根据:

$$\Gamma = (1/l) * \ln [I'_s I_R / (I'_R I_s)], \tag{5}$$

式中 I'_s , I'_R , I_s , I_R 分别为出射的信号光、泵浦光和入射的信号光、泵浦光光强, 保持 $I_s = 3.82 \times 10 \text{ mW/cm}^2$, $I_R = 6.37 \times 10^2 \text{ mW/cm}^2$ 不变, 通过改变入射光束间夹角 2θ , 并测得相

应的 I'_S, I'_R 的值, 得到 $\Gamma \sim 2\theta$ 间关系的实验曲线(见图 2 中 a 曲线所示), 可见 Γ 与入射角有关, 在 $2\theta = 58.0^\circ$ 时, 对应最大程度耦合输出。

正向入射的情况下, 文献[4]给出

$$\Gamma = - (2\pi/\lambda) (r_{\text{eff}}/n) (\partial E_{\text{sc}}/\partial m) \cos 2\theta \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} E_{\text{sc}} &= -im (k_B T/\epsilon) [k/(1+k^2/k_0^2)] \xi(k), \quad \xi(k) = (1-O)/(1+O), \\ O &= s(k^2+k_e^2)/(k^2+k_h^2), \quad r_{\text{eff}} = -n_o^4 r_{13} \sin 2\theta' + n_o^4 r_{33} \cos 2\theta' \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中 k_e, k_h 为相向的输运长度, 对 BaTiO_3 晶体来说, $r_{13} = 24 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, $r_{33} = 80 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, $s = 1.1$, $k_h^{-1} = 84 \text{ nm}$, $k_e^{-1} = 91 \text{ nm}$, 取 $k_o^{-1} = 29 \text{ nm}$, 可以画出 $\Gamma \sim 2\theta$ 的理论曲线(见图 2 中 b 曲线所示)。

理论曲线和实验曲线有些差别, 这是由于理论上 Γ 没有考虑晶体的吸收以及晶体尺寸的影响, 晶体尺寸太小以致大角度入射损失较多的能量, 从而导致大角度下 Γ 值快速下降, 但两者对入射角的依赖关系的趋势一致。

理论上 Γ 与光束比 β 无关, 实验中发现 BaTiO_3 晶体的 Γ 值在泵浦光强不变的情况下与信号光强有关, 图 3 为 Γ 随 β 变化关系的实验曲线。造成这一结果的原因是未考虑晶体本身的吸收, 实际上晶体是有一定吸收的, 它的吸收系数 α 随光束比的增大而减小^[5], 因而考虑吸收后 Γ 由 $\Gamma - \alpha$ 代替。

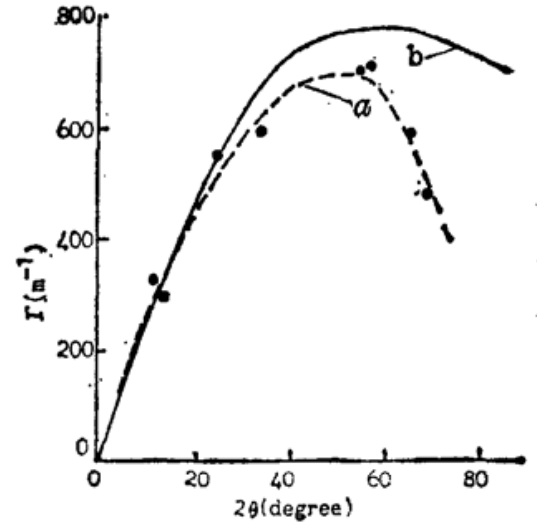


Fig. 2 External interacting angle 2θ dependence of the exponential gain Γ in TWM: a-experimental curve; b-theoretical curve

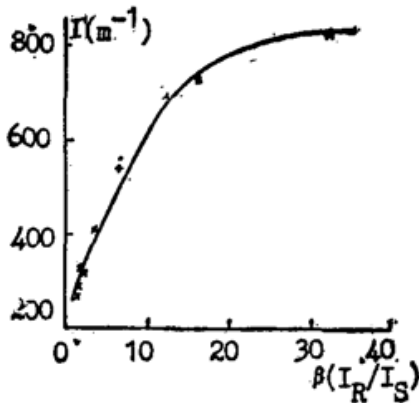


Fig. 3 Experimental curve of exponential gain Γ vs the ratio of intensity β ($2\theta = 58.0^\circ$, intensity of pump beam I_R is $5.10 \times 10^2 \text{ mW/cm}^2$)

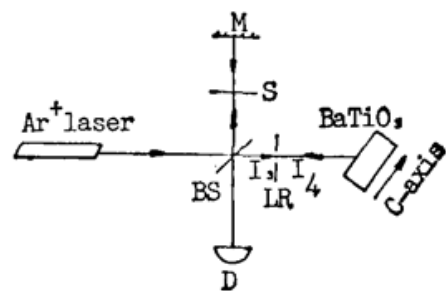


Fig. 4 Experimental set-up for SPPC (M, mirror; BS, beam splitter; S, switch; IR, iris; D, detector)

2. BaTiO_3 晶体的自泵浦位相共轭输出

采用图 4 光路, S 关上时可用来测量自泵浦位相共轭反射率 R 。实验发现 R 不仅与入射角 θ 有关, 而且与入射位置 x (见图 1) 有关, 图 5、6 分别为二者的实验曲线。从图 5 可以看出 R_{max} 对应角度为 $\theta = 54.0^\circ$, 由于 $n_o = 2.424$, 根据折射定律可知 $\theta' = 20^\circ$, $\alpha_2 = 45^\circ$, 这样晶体中入射光与散射光间夹角为 25° 左右; 由二波耦合实验知 Γ_{max} 对应入射光束间夹角为 58.0° , 正向入射情况下, 它对应折射光束间夹角为 23° 。比较 R, Γ 对应的最佳夹角,

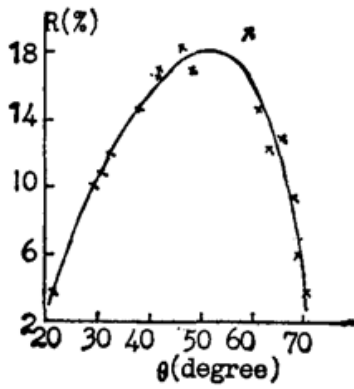


Fig. 5 Dependence of reflectivity of SPPC on incident angle θ . (The incident intensity is 0.5 W/cm^2 and incident position is $x=1.95 \text{ mm}$)

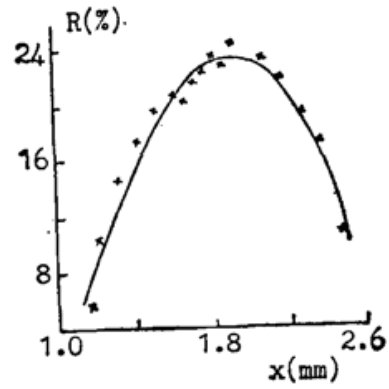


Fig. 6 Dependence of the reflectivity of SPPC on incident position x (The incident intensity is 0.1 W/cm^2 and incident angle is $\theta=52.0^\circ$)

在实验误差允许范围内可以认为是一致的,这说明自泵浦位相共轲的形成与二波耦合有关,可以认为在形成自泵浦位相共轲的每个区域中,入射光初始射入晶体时,由于散射光弱,此时光束比大,产生能量转移,以致散射光越来越强。由于 I 与角度有关,造成一定角度的入射光通过晶体后散射光的分布为一强度不均匀的扇斑。形成稳定自泵浦位相共轲时,入射光只有以一定角度输入且输入光处于一定位置时,其散射光斑中能量最强的部分才能被用来形成自泵浦,且形成自泵浦的区域较大,这就是 R 对入射角度和入射位置依赖的理论依据。

实验中放一滴硅油 ($n=1.5$) 于 M 、 N 两面所夹棱的适当位置,发现已形成了的自泵浦输出立即消失。可以认为它破坏了稳态自泵浦位相共轲两个区域间的光的环路,以致各区域的简并四波混频条件得不到满足,位相共轲输出为零。这一实验结果不仅说明自泵浦位相共轲的形成离不开散射光,而且是全内反射的结果,这是双区域耦合理论的一个有力的证据。

实验中还发现自泵浦的形成是有个过程的,当高于阈值强度的入射光射入晶体后,晶体中入射光的散射光逐渐增强,形成闭合环路后才出现少许位相共轲输出,但这个输出很快变强,进而达到稳定的自泵浦位相共轲输出。刚有少许输出时会发现输出光斑的位置在一定范围内发生变化。这可以从自泵浦的形成离不开晶体中形成的闭合散射光环来解释:由于两个区域的散射光在光环中互为反向泵浦光,两个区域仿佛是两个“反射镜”,被反射的散射光在晶体中沿闭合环路传播,这样两个区域间便构成一个“谐振腔”,腔中振荡着的泵浦光经过四波混频后形成位相共轲输出,这就造成上述现象的产生,并且还会导致输出光的频率发生移动。实验中采用图 4 光路,将 S 打开构成迈克尔逊干涉仪,结果发现干涉条纹沿某一方向移动,开始时移动速度快,后来逐渐变慢,最后停止,这说明自泵浦位相共轲的入射光与出射光间有频率差,而入射光频率一定,因此输出光相对于输入光频率有变化,关于它的定量分析由于两个区域的准确位置和它们间的距离难以确定,因此难以详细描述,不过光在谐振腔中振荡造成频率移动^[6]给出了详细描述。

实际上入射光强只有超过阈值强度才能有自泵浦输出,这是由于入射光强只有超过阈值,它的散射光强在环路中才不被完全吸收。

总之,自泵浦位相共轲输出是晶体中散射光通过全内反射与入射光在两个区域附近通

过简并四波混频产生的, 自泵浦位相共轭反射率的角度依赖性为散射光与入射光间二波耦合增益系数 Γ 的角度依赖性的结果, SPPC 的频率移动特性乃泵浦光在双区域构成的“谐振腔”中振荡的结果。

参 考 文 献

- [1] Lack Feinberg; *Opt. Lett.*, 1983, **7**, No. 10 (Oct), 486~488.
- [2] Yu Youlong, Xu Haiying *et al.*; *Opt. Commun.*, 1990, **79**, No. 1/2 (1 Oct), 19~22.
- [3] K. R. MacDonald, J. Feinberg; *J. O. S. A.*, 1983, **73**, No. 5 (May), 548~553.
- [4] F. P. Strohkendl, J. M. C. Jonathan *et al.*; *Opt. Lett.*, 1986, **11**, No. 5 (May), 312~314.
- [5] A. Motes, J. J. Kim; *J. O. S. A (B)*, 1987, **4**, No. 9 (Sep), 1372~1381.
- [6] J. P. Huignard, A. Marrachi; *Opt. Commun.*, 1981, **38**, No. 3, 249.

Study of mechanism of self-pumped phase conjugation

YU YOULONG, XU KEBIN, XU HAIYING, YUAN YANG AND ZHAO ZHENGYU

(Department of Applied Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150006)

(Received 23 November 1990; revised 25 March 1991)

Abstract

The angle dependence of the self-pumped phase conjugation (SPPC) reflectivity is regarded as a result of the angle dependence of exponential gain TWM in BaTiO₃ crystal through measuring and analysing. The theory of double-region coupling of SPPC is explained in detail by using total internal reflection at a corner. It is pointer that the frequency shift resulted from pump light oscillation between the two interaction regions. The threshold property of forming the SPPC is presented.

Key words: Self-pumped phase conjugation, phase conjugation.