

利用两波耦合增强 BaTiO₃ 晶体的 自泵浦位相共轭反射

吕团孙 邱怡申 许立新

(福建师范大学物理系, 福州 350007)

摘要: 本文报道了利用 BaTiO₃ 晶体的两波耦合和自泵浦效应, 实现高位相共轭反射率的方法。给出位相共轭反射率 R 随两耦合光束之间的夹角 2θ , 以及光束强度比 β 变化的实验结果。在适当的条件下 ($2\theta \approx 35^\circ$, $\beta = 2600$), 得到共轭反射率大于 35。

关键词: 两波耦合, 自泵浦位相共轭

Self-pumped phase-conjugate reflectivity enhanced via two-wave mixing in a BaTiO₃ crystal

Lü Tuansun, Qiu Yisheng, Xu Lixin

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

Abstract: This paper reports a method for obtaining high phase-conjugate reflectivity, which combines two-wave coupling and self-pumping effect in a BaTiO₃ crystal. The dependence of the phase-conjugate reflectivity upon the beam intensity ratio and the angle between two coupled beams are given. Experimental results show that under proper conditions the phase-conjugate reflectivity is greater than 35.

Key words: two-wave mixing, self-pumped phase-conjugate

一、引 言

1982 年以来, BaTiO₃ 晶体自泵浦位相共轭技术在光学图像处理、光学自适应技术等领域受到愈来愈普遍的关注。但是, 由于单束泵浦光的位相共轭反射率一般只有 20~30%, 因此, 在某些实际应用中是不能满足要求的^[1, 2]。

本文报道了利用两波耦合实现高增益自泵浦位相共轭反射的实验结果。所采用的方法是将信号光束以固定的、具有最佳自泵浦共轭反射率的入射角入射到 BaTiO₃ 晶体上, 然后改变泵浦光束的入射角与光束强度比, 在适当条件下, 得到大于 35 的共轭反射率。文中给出共轭反射率 R 随两耦合光束之间的夹角 2θ 及光束强度比 β 变化的测量结果。并对实验结果进行分析和讨论。

二、实验结果

实验装置如图 1 所示。光源为连续输出的 Ar^+ 激光器，工作波长为 514.5 nm ，输出的激光束经偏振装置 N 使其成为 e 偏振光。然后经可调分束器 BS_1 分成两束，其中一束作为信号光束 (I_s) 经反射镜 M_1 、可调衰减器 NF 和光阑 S_1 入射到 BaTiO_3 晶体上；另一束作为泵浦光束 (I_p) 经反射镜 M_2 和光阑 S_2 也入射到晶体上，并使两束光在晶体内相交。 BaTiO_3 晶体置于空气中，其几何尺寸为 $5 \times 5 \times 6 \text{ mm}^3$ 。在信号束的光路中，还插入一分束器 BS_2 ，信号光束的自泵浦位相共轭光 I_{sc} 经 BS_2 反射后，由光电池 D 和数字万用表进行监测。

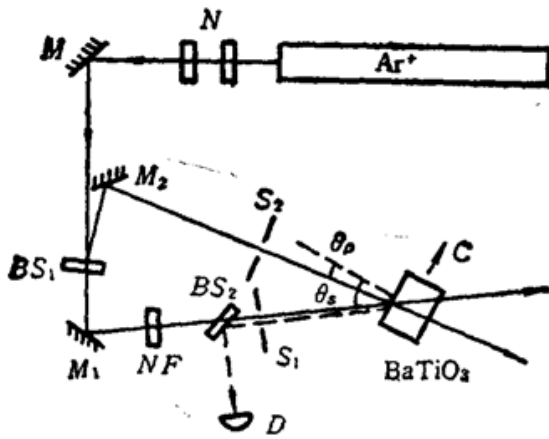


Fig. 1. Schematic diagram of the experimental set-up

L — Ar^+ laser; N —polarizer; M —mirrors; BS —beam splitters; S —apertures; NF —attenuator; D —photocell

2.1 确定信号光束的最佳入射角

信号光的自泵浦位相共轭反射率 R 定义为

$$R = I_{sc}/I_s \quad (1)$$

式中 I_s 和 I_{sc} 分别为信号光及其自泵浦位相共轭光的强度。共轭反射率 R 随信号光束的入射角以及在晶体上的入射位置不同而变化。即使在相同的入射条件下，不同的 BaTiO_3 晶体， R 的差别也很大。因此，首先必须确定具有最佳共轭反射率时相应信号光束的入射角。

图 1 中，遮挡住泵浦光束，取信号光的光强 $I_s = 10 \text{ mW}$ ，光束直径为 2 mm 。为得到稳定的自泵浦共轭反射，将入射位置选在晶体入射表面的中点。然后改变信号光束的入射角 θ_s ，并测出对应的共轭光强度 I_{sc} 。得到的共轭反射率 $R(I_p=0)$ 随入射角 θ_s 变化的实验结果如图 2 所示。从图中可以看出，当 θ_s 在 $50^\circ \sim 60^\circ$ 之间，均有较大的共轭反射率。在未考虑 I_s 及其 I_{sc} 在入射表面的反射损耗的情况下， $R(I_p=0)$ 约为 25% 。

图 1 中，遮挡住泵浦光束，取信号光的光强 $I_s = 10 \text{ mW}$ ，光束直径为 2 mm 。为得到稳定的自泵浦共轭反射，将入射位置选在晶体入射表面的中点。然后改变信号光束的入射角 θ_s ，并测出对应的共轭光强度 I_{sc} 。得到的共轭反射率 $R(I_p=0)$ 随入射角 θ_s 变化的实验结果如图 2 所示。从图中可以看出，当 θ_s 在 $50^\circ \sim 60^\circ$ 之间，均有较大的共轭反射率。在未考虑 I_s 及其 I_{sc} 在入射表面的反射损耗的情况下， $R(I_p=0)$ 约为 25% 。

2.2 共轭反射率 $R(I_p \neq 0)$ 与两耦合光束夹角 2θ 的关系

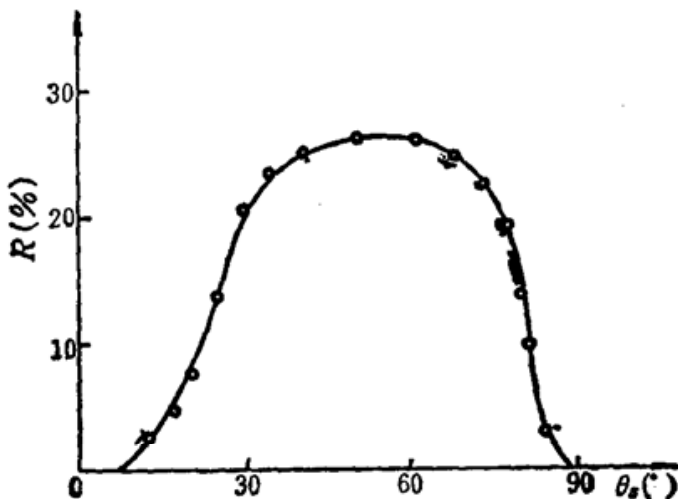


Fig. 2 Experimental curve of $R(I_p=0)$ versus the angle θ_s .

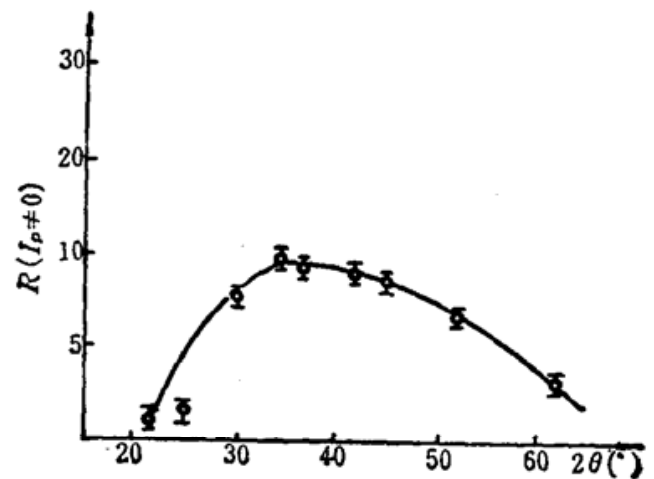


Fig. 3 Experimental curve of $R(I_p \neq 0)$ versus the angle 2θ ($\theta_s = 55^\circ$, $\beta = 120^\circ$, $I_p = 1.96 \text{ W/cm}^2$)

在图 1 中, 将信号光束的入射角 θ_s 固定在 55° , 并引入泵浦光束, 使两束光在晶体内相交。这时, 即可发现信号光的共轭反射波 $I_{sc}(I_p \neq 0)$ 明显地增强。为获得最强的耦合放大, 必须仔细调节两束光在晶体内的重叠区间, 使得既有较大的增益长度积, 又避免强泵浦光束将产生 I_{sc} 的光栅擦除。这点是本实验操作的关键。然后, 设定不同的光束强度比 $\beta(I_p/I_s)$, 并改变泵浦光束的入射角 θ_p , 亦即改变泵浦光束与信号光束之间的夹角 2θ (这里 $2\theta = 55^\circ - \theta_p$), 分别测出不同的 β 时, 共轭反射率 $R(I_p \neq 0)$ 随 2θ 变化的规律。我们发现 $R(I_p \neq 0)$ 的最大值出现在 $2\theta \approx 35^\circ$ 附近。图 3 给出一组典型的测量结果。

2.3 共轭反射率 $R(I_p \neq 0)$ 与两耦合光束强度比 β 的关系

保持信号光束的入射角 $\theta_s = 55^\circ$ 及两耦合光束的夹角 $2\theta = 35^\circ$ 不变, 并取 $I_p = 5.5 \text{ W/cm}^2$ 。利用可调衰减器 NF 改变信号光束的强度, 从而改变两耦合光束的强度比 β 。共轭反射率 $R(I_p \neq 0)$ 随 β 变化的测量结果示于图 4。图中清楚地表明, 随着 β 增大, $R(I_p \neq 0)$ 也逐渐增大并趋于饱和, 在 $\beta > 2600$ 时, $R(I_p \neq 0) > 35$ 。

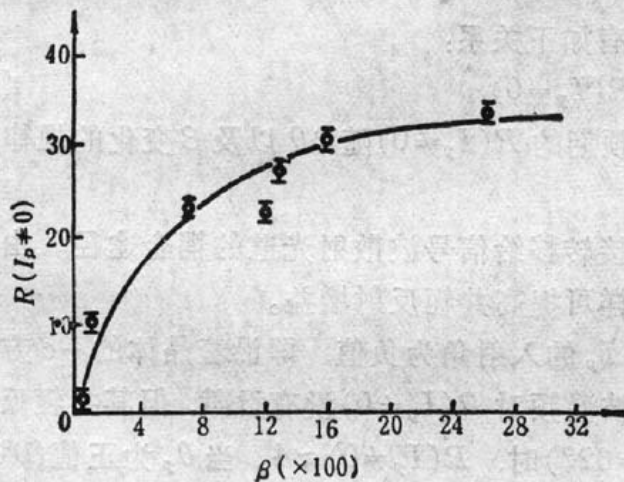


Fig. 4 Experimental curve of $R(I_p \neq 0)$ versus the beam ratio β ($\theta_s = 55^\circ$, $2\theta = 35^\circ$, $I_p = 5.5 \text{ W/cm}^2$)



Fig. 5 Photographs of experimental result

(a) image to be enhanced;
(b) enhanced image ($\beta = 120$, $R(I_p \neq 0) = 9.6$)

我们还做了文字图像处理的比较实验, 结果见图 5。其中 (a) 和 (b) 分别为增强前、后的照片。从图中明显看出图像增强的效果。

三、分析与讨论

实现高增益共轭反射的机制是比较复杂的。在本文的方法中, 主要是基于两波耦合的过程。至于四波混频效应, 只是在某些入射条件下才起一定的作用。

在两波耦合过程中, 占主导地位的、且物理机制比较清楚的耦合途径是泵浦光束 I_p 将能量转移给信号光束, 使 I_s 得到放大, 从而大大增强其自泵浦位相共轭输出 I_{sc} 。根据两波耦合理论^[3,4], 稳态增益长度积为

$$G_{ss} = \frac{I_p}{2n_s} \cdot \gamma_{eff} E_{sc} L_{eff} \cos(\theta'_p - \theta'_s) \quad (2)$$

这里

$$E_{sc} = \frac{E_D E_q}{E_D + E_q} \quad (3)$$

有效电光系数

$$\gamma_{\text{eff}} = \{n_o^4 \gamma_{13} \sin \theta'_p \cdot \sin \theta'_s + 2n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} \sin^2 [(\theta'_p + \theta'_s)/2] + n_e^4 \gamma_{33} \cos \theta'_p \cos \theta'_s\} \cos [(\theta'_p + \theta'_s)/2] \quad (4)$$

有效作用长度

$$L_{\text{eff}} = \frac{L}{\cos [(\theta'_p - \theta'_s)/2]} \quad (5)$$

诸式中, k 为真空中波矢; E_D 是晶体中等效扩散场; E_q 是最大空间电荷场; n_o 和 n_e 分别为晶体对 o 光和 e 光的折射率, n_s 为信号光束方向上的折射率; γ_{13} , γ_{42} 和 γ_{33} 为电光系数; θ'_p 和 θ'_s 分别为泵浦光束和信号光束在晶体内的折射角; L 是晶体的厚度。

定义两波耦合的放大倍数为

$$\gamma = \frac{I_s(I_p \neq 0)}{I_s(I_p = 0)} \quad (6)$$

则当两耦合波束强度比为 β 时, 有

$$\gamma = \frac{(\beta + 1) \exp(G_{ss})}{\beta + \exp(G_{ss})} \quad (7)$$

于是, 引入泵浦光束前后, 信号光束的共轭反射率有如下关系:

$$R(I_p \neq 0) = \gamma R(I_p = 0) \quad (8)$$

可以看出, 图 3 和图 4 所示的实验结果与理论所预期的 $R(I_p \neq 0)$ 随 2θ 以及 β 变化的规律基本上是一致的^[4]。

此外, 还可能同时存在着一种把 I_p 的能量直接转移给信号波散射光道的耦合途径。由自泵浦位相共轭理论^[5], 增强信号波的散射光道, 同样可提高共轭反射增益。

至于四波混频效应对共轭反射率的作用, 当 I_p 的入射角为负值, 即沿着晶体的 $-o$ 方向斜入射时, I_p 并不激发自泵浦共轭反射波 I_{pc} , 四波混频对 $R(I_p \neq 0)$ 没有贡献, 但其共轭反射率仍可大于 1。例如在图 3 中, 当 $\theta_p = -7^\circ$ ($2\theta = 62^\circ$) 时, $R(I_p \neq 0) \approx 4$ 。当 θ_p 为正值 ($0^\circ \sim 20^\circ$) 时, 由于 I_{pc} 不为零, I_p 的一部分能量可以通过四波混频转移给 I_{sc} , 但因对应的自泵浦效率很低 (参见图 2), I_{pc} 很小, 所以四波混频效应对共轭反射增益的作用不大。当 θ_p 进一步增大 (2θ 减小), 随着 I_p 自泵浦效率的提高 I_{pc} 明显地增强, 这时四波混频效应对提高 $R(I_p \neq 0)$ 将起一定的作用。

另外, 在晶体中也存在许多不利于共轭反射增益的因素。例如, 在两耦合光束的夹角 2θ 减小的过程中, 它们的共轭光束 I_{sc} 和 I_{pc} 之间的耦合作用也随之增强, 于是 I_{sc} 会将一部分能量再转移给 I_{pc} , 致使 I_{sc} 的强度减弱。还有晶体内的散射和衍射损耗以及表面反射损失等都会导致共轭反射率的降低。

如果将晶体浸在适当的折射率匹配油中, 可以增大折射率光栅波矢与晶体 o 轴的夹角。理论分析表明可期望共轭反射率有更大的提高。

参 考 文 献

- 1 G. J. Dunning *et al.*, *Opt. Lett.*, **12** (5), 346(1987)
- 2 J. Feinberg, *Opt. Lett.*, **8**(9), 480(1983)
- 3 G. C. Valley, *J. Opt. Soc. Am.*, **B**⁴, 14(1987)
- 4 Y. Fainman *et al.*, *Opt. Eng.*, **25**(2), 228(1986)
- 5 J. Feinberg, *Opt. Lett.*, **7**(10), 486(1982)