

背向受激二波混频产生自泵浦相位共轭

凌振芳 郭 儒

(南开大学物理系, 天津 300071)

提要 本文讨论了在光折变晶体中, 通过特殊的背向受激二波混频产生自泵浦相位共轭波的理论, 并指出散射波的频偏是由于极化光折变晶体中的光生伏打效应引起相位栅的运动而产生的。

关键词 光折变效应, 光生伏打效应

Self-pumped phase conjugation by backward stimulated two-wave mixing

Ling Zhenfang, Guo Ru

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

Abstract We discuss the theory of self-pumped phase conjugation in a special case based on backward stimulated two-wave mixing in a photorefractive crystal. The frequency shift of the scattering wave is considered to be the result of the moving grating which arises from the photovoltaic effect in photorefractive poled crystal.

Key words photorefractive effect, photovoltaic effect

本文基于背向受激二波混频耦合波理论, 分析了在光折变晶体中的自泵浦相位共轭的起因, 在一定的近似条件下, 发现耦合波方程中散射波的特解是入射泵浦光波的相位共轭波。

首先让我们考虑背向二波耦合方程。假定光波的振幅服从缓慢变化近似, 在光折变晶体中沿任意方向传播的泵浦光复振幅 A_1 和散射光复振幅 A_2 的耦合波方程是^[1]

$$\cos\theta_1 \frac{dA_1}{dx} = -\frac{\alpha}{2}A_1 - i\frac{\pi n_1}{\lambda}e^{-i\phi}\frac{A_1A_2}{I_0}A_2^*, \quad \cos\theta_2 \frac{dA_2}{dx} = -\frac{\alpha}{2}A_2 - i\frac{\pi n_1}{\lambda}e^{-i\phi}\frac{A_1A_2}{I_0}A_1^* \quad (1)$$

其中 α 是吸收系数, ϕ 是相位栅相对干涉条纹的空间相移。将复振幅分解成大小和位相两部分, 即

$$A_j = \sqrt{I_j}e^{-i\phi_j} \quad (j = 1, 2) \quad (2)$$

并假定二波从两个侧面进入光折变晶体中实现二波耦合过程, 即, $\theta_1 = \pi - \theta_2$ 或者 $\cos\theta_1 = -\cos\theta_2 = \cos\theta$, 于是由耦合波方程(1) 给出光强和位相耦合方程

$$\frac{dI_1}{dx} = -\alpha' I_1 - \Gamma \frac{I_1 I_2}{I_0}, \quad \frac{dI_2}{dx} = \alpha' I_2 - \Gamma \frac{I_1 I_2}{I_0} \quad (3)$$

和
$$\frac{d\psi_1}{dx} = \Gamma' \frac{I_2}{I_0}, \quad \frac{d\psi_2}{dx} = -\Gamma' \frac{I_1}{I_0} \quad (4)$$

其中 $I_0 = I_1 + I_2$, $\alpha' = \alpha/\cos\theta$, $\Gamma = [(2\pi n_1)/(\lambda\cos\theta)]\sin\phi$ 和 $\Gamma' = [(\pi n_1)/(\lambda\cos\theta)]\cos\phi$ 分别是

光强和位相耦合常数,由方程(3)可得到

$$(d/dx)(I_1 I_2) = -\Gamma I_1 I_2 \quad \text{或} \quad I_1 I_2 = I_1(0) I_2(0) e^{-\Gamma x} \quad (5)$$

可见 I_1, I_2 与吸收系数 α 无关。当 $\alpha = 0$, 即吸收可以被忽略的情况下,由方程(3)可给出

$$I_1 - I_2 = I_1(0) - I_2(0) \quad (6)$$

为了解释自泵浦相位共轭的起因,我们再回到方程(1),它描述泵浦光 1 和散射光 2 的耦合过程。由于该方程是非线性耦合方程,直接求解困难,为此考虑一种特殊情况,即 $\alpha = 0$ 和 $\phi = \pi/2$ (这种相位栅又称相移型光栅)。在这种特殊情况下,方程(1)退化为

$$\frac{dA_1}{dx} = -\gamma \frac{A_1 A_2}{I_0} A_2^*, \quad \frac{dA_2}{dx} = -\gamma \frac{A_1 A_2}{I_0} A_1^* \quad (7)$$

其中 $\gamma = \Gamma/2 = \pi n_1 / \lambda \cos\theta$, 从方程(7)可得到如下两个关系式

$$A_1 A_2 = A_1(0) A_2(0) e^{-\gamma x} \quad (8)$$

显然该式与方程(5)是一致的,和

$$I_0^2 = (I_1 + I_2)^2 = 4I_1(0)I_2(0)e^{-\Gamma x} + [I_1(0) - I_2(0)]^2 \quad (9)$$

我们假定 $4I_1(0)I_2(0)e^{-\Gamma x} \gg [I_1(0) - I_2(0)]^2$, 换句话说,假定双光束能量交换如此充分,以致于 $I_2(0) \approx I_1(0)$, 在这一近似条件下,我们有

$$I_0 = 2A_1(0)A_2(0)e^{i\psi_0} e^{-\gamma x} \quad (10)$$

这里我们使用了(2)式,式中 $\psi_0 = \psi_1(0) + \psi_2(0)$ 是相位耦合方程(4)的积分常数,借助于方程(8)和(10),方程(7)可以改写为

$$\frac{dA_1}{dx} = -\frac{\gamma}{2} e^{-i\psi_0} A_2^*, \quad \frac{dA_2}{dx} = -\frac{\gamma}{2} e^{-i\psi_0} A_1^* \quad (11)$$

假定二波在各自输入平面处的复振幅 $A_1(0)$ 和 $A_2(d)$ 为已知,具有该边值条件的耦合波方程(11)的解是

$$\begin{aligned} A_1(x) &= -e^{-i\psi_0} \frac{\text{sh}(\gamma x/2)}{\text{ch}(\gamma d/2)} A_2^*(d) + \frac{\text{ch}(\gamma/2)(x-d)}{\text{ch}(\gamma d/2)} A_1(0) \\ A_2(x) &= \frac{\text{ch}(\gamma x/2)}{\text{ch}(\gamma d/2)} A_2(d) - e^{-i\psi_0} \frac{\text{sh}(\gamma/2)(x-d)}{\text{ch}(\gamma d/2)} A_1^*(0) \end{aligned} \quad (12)$$

对于相位共轭情况, $A_2(d) = 0$, 因此散射波的复振幅为

$$A_2(x) = -e^{-i\psi_0} \frac{\text{sh}(\gamma/2)(x-d)}{\text{ch}(\gamma/2)(x-d)} A_1^*(x) \quad (13)$$

在输入面($x = 0$),它是

$$A_2(0) = e^{-i\psi_0} \text{th}(\gamma d/2) \cdot A_1^*(0) \quad (14)$$

方程(14)告诉我们,在输入面($x = 0$),由光折变反射式相位栅所产生的散射波 $A_2(0)$ 正比于入射波 $A_1(0)$ 的复共轭。

我们再讨论近似 $I_2(0) \approx I_1(0)$ 成立的条件。由方程(14)不难看出这要求 $\text{th}(\gamma d/2) \approx 1$, 或者说要求晶体的有效作用长度 $d/\cos\theta$ 应满足如下关系

$$\frac{d}{\cos\theta} \geq 10.5 \frac{\lambda}{\pi n_1} \quad (15)$$

最后还应指出,实验所观察到的自泵浦相位共轭波通常具有不同于入射泵浦光波的频率。这一微小频移的物理起因是由于光折变相位栅的运动引起的。在某些极化晶体中,由于存在较大的异常光生伏打效应将会引起相位栅的运动。运动光栅将产生多普勒频移。频移的散射波与入射泵浦波在光折变晶体内又发生近简并二波混频,并进一步记录了这种运动光栅^[2]。这种光栅也

可以是相移型的,即 $\phi = \pi/2$,因此上述讨论仍是正确的。

从上述分析可以看出,在适当的条件下,在光折变晶体内通过背向受激二波混频可以产生自泵浦相位共轭波。虽然也存在一些例外,在这些例子中,单束入射泵浦光入射在光折变晶体中并不产生自泵浦相位共轭光,而是一些扇形、环形、十字形,甚至还会有跳动、振荡的光束。我们也指出,自泵浦相位共轭波的频移是由于相位栅的运动,这种运动是因光折变晶体内的光生伏打效应所引起的。

参 考 文 献

- 1 P. Yeh, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-25**, 484(1989)
- 2 凌振芳 *et al.*, *物理学报*, **40**, 1786(1991)