

采用双相位共轭干涉法测定光折晶体中 折射率光栅相移的原理

杜卫冲 刘颂豪

(华南师范大学激光生命科学研究所, 广州 510631)

提要 在理论上证实了采用双相位干涉法直接测定光折晶体中折射率光栅相对于光强分布的相位移和非线性介质三次非线性极化率相位的可能性。

关键词 光致折变效应, 三次非线性极化率, 光学相位共轭干涉仪

1 引言

由于光致折变晶体(Photorefractive crystal)在光放大、光学相位共轭、自相位共轭、光学图像处理等技术中有许多应用,有关它们的光学特性和应用研究一直倍受重视^[1]。光致折变晶体所表现的光学非线性是非定域的,其中折射率的空间分布相对于作用场的光强空间分布有一个相位移,这个相位移等效于光学非线性介质的三次非线性极化率的相位。通常认为光折晶体的这种相移是 $\pi/4$,但对于许多无需外加电场而呈现很好光折效应的晶体,象 LiNbO_3 , BaTiO_3 , KLTN等^[2],它们的这种相移(ϕ)不会是这种理想情况,而是决定于晶体内的扩散等效电场 E_d 和光伏效应等效电场的比值。已有几种方法可以用来测定这种晶体中折射率光栅的相移,象二波混频中的偏振相干法和自相位调制法^[2,3],而对于非线性光学材料的三次非线性极化率的相位,也有很多方法来测定,象准简并二波混频^[4],Z-扫描^[5]和表面等离子激光波技术等,但上述提到的几种方法一般都是首先通过对实验数据的拟合,求得放大系数(或耦合系数)或三次非线性极化率的实部与虚部,再来确定对应的位相。Saltiel^[6]曾报道一种双相位共轭干涉法,可以直接测定二种不同光学介质的三次非线性极化率位相的差。如果其中一种介质的三次非线性极化率的位相是已知的话,那么就自然能得到另一种介质的位相,但寻找一个已知相位的非线性介质作标准样品,往往是困难的,本文则提出一种改进的方法,并在理论上说明这种方法可以用来绝对地测定一个光折晶体中折射率光栅的相移,并进一步能用来测定介质三次非线性极化率的相位。

2 光致折变效应与光学相位共轭

如图1所示我们首先考虑两束相干平行光对称地入射到一个光致折变晶体中的情况,晶体的光轴 c 和所记录的光栅波矢平行,相干场的光强分布可表示为

$$I = I_0 + 2A_1A_2^*/I_0\cos(K \cdot r) \tag{1}$$

式中 A_1, A_2 为光波振幅, $I_0 = |A_1|^2 + |A_2|^2$ 为二束光的总光强, $K = K_1 - K_2$ 为光栅的波矢, 而相应的折射率分布即折射率光栅可表示为

$$n = n_0 + [n_1/2\exp(i\phi)A_1^*A_2/I_0\exp(-iK \cdot r) + c. c.] \tag{2}$$

式中 $c. c.$ 代表前一项的复共轭, n_0 为晶体的线性折射率, n_1 和 ϕ 均为实数, n_1 为折射率的变化幅度, ϕ 则表示折射率光栅相对于强度分布的相移, 这一相移可通过 Band transport 模型^[7]来求得, 在无外加电场的情况下, 该相位移可表示为

$$\phi = -\tan^{-1}E_d/E_{ph} \tag{3}$$

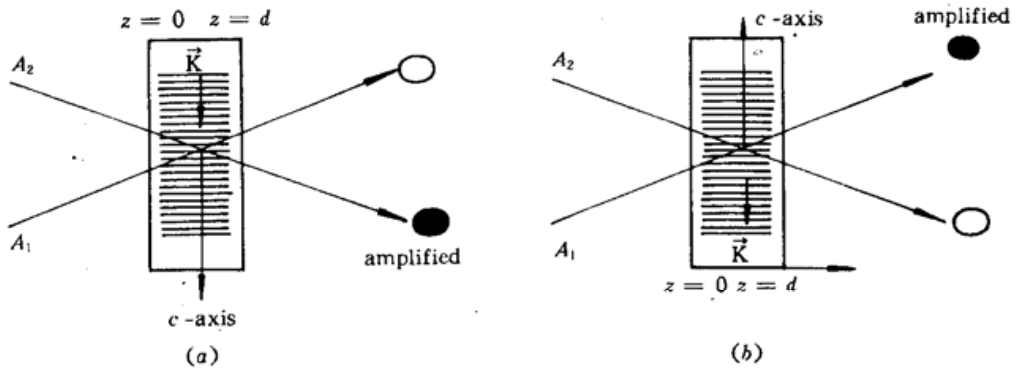


Fig. 1 Degenerate two-wave-mixing in a photorefractive crystal

- (a) beam 2 is amplified, where the positive c -axis direction is the same to that of the grating wave vector K ;
- (b) beam 1 is amplified, where the positive c -axis direction is opposite to that of the grating wave vector K

式中 E_d 是扩散等效电场, 它的方向沿光栅的波矢 K , 而 E_{ph} 为光伏效应的等效电场, 在一般的光折晶体中, 光伏等效电场沿晶轴 c 的方向。在图 1(a) 中, 晶轴 c 平行于光栅波矢, 因而当晶体绕它的表面法线转过 180° 时 [如图 1(b) 所示], 使得等效光伏电场转至相反方向, 而等效扩散电场仍然沿波矢 K 的方向, 所以当晶体转过 180° 时, 光栅的相移 ϕ 改变了符号。通过解双光束混频的耦合方程, 我们可以得两束光透过晶体 ($z = d, d$ 为晶体的厚度) 的强度为^[7]

$$I_1(z = d) = I_1 \left[\frac{1 + m^{-1}}{1 + m^{-1}e^{-\gamma d}} \right]$$

$$I_2(z = d) = I_2 \left[\frac{1 + m}{1 + me^{-\gamma d}} \right] \tag{4}$$

式中 $m = I_{10}/I_{20}$ 为两入射光的强度之比, γ 是耦合常数的虚部

$$\gamma = 2\pi n_1/(\lambda \cos\theta) \sin\phi \tag{5}$$

式中 θ 为两束光在晶体内的入射角。由方程 (5) 可知, 如果图 1(a) 中光栅的相移 ϕ 是正值, 则第二束光透过晶体后得到放大, 这时如果将晶体转过 180° [如图 1(b) 所示], 使 ϕ 变为负值, 这时 I_1 得到放大, 这一现象很早就被人们发现了^[8,9]。我们下面提出的测定光栅相移的方案即利用光折晶体这一奇特的效应。

图 2 所示为光折晶体中四波混频的情况, 一束信号光 (A_1) 和两束传播方向相反的泵浦光 (A_2, A_3) 在光折晶体中相互作用, 产生第四束光 (A_4), 可以证明 A_4 是 A_3 的相位复共轭波, 可以导出共轭光的输出^[7]

$$A_{40} = \left[\frac{A_2 A_3 A_{10}^*}{2I_2} \right] |\Gamma| d \exp[i(\pi/2 - \phi)] \tag{6}$$

式中 A_{10}, A_2, A_3 为三个入射光的复振幅, $\Gamma = i2\pi n_1 / (\lambda \cos\theta) e^{-i\phi}$ 为耦合系数, I_0 为总的光强, 由此可见共轭光经历了一个由光栅相移引起的附加相移 ϕ , 象二波混频的情况一样, 当晶体转过 180° 时, 这个附加相移会改变符号。

如果图 2 的光折晶体由一普通的三次非线性材料代替, 它的三次非线性极化率为 $\chi^{(3)}$, 假定所有的相互作用场都是 S - 偏振的, 则可只考虑一个分量 $\chi_{111}^{(3)}$ 可得共轭光的输出^[10]为

$$A_{40} = 6 |\kappa| d A_2 A_3 A_{10}^* \exp[i(\pi/2 - \phi)] \tag{7}$$

式中 $\kappa = \omega \chi^{(3)} / (8 \cos\theta) (\mu_0 / \epsilon)^{1/2}$, ϕ 是 $\chi^{(3)}$ 的相位, 由此可见上式和光折晶体中得到方程是一致的, 而光折晶体中折射率光栅的相移 ϕ 即等效于三次非线性极化率的相位。

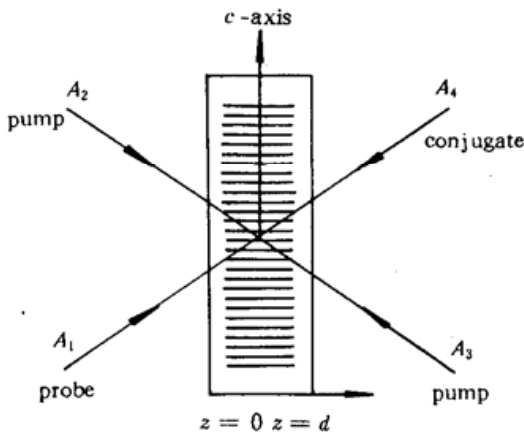


Fig. 2 Degenerate four-wave mixing in a photorefractive crystal or a third-order nonlinear medium

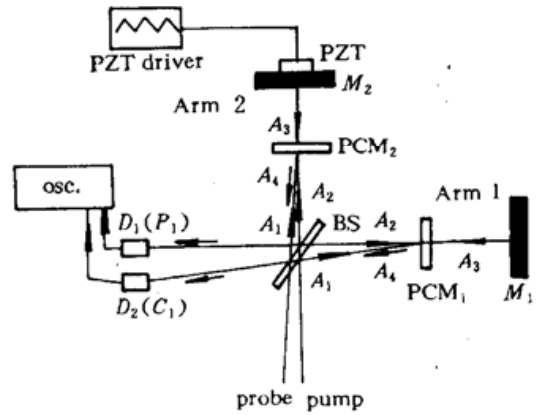


Fig. 3 Double phase conjugate interferometer

A_1 : probe beam; A_2 : forward pump beam; A_3 : backward pump beam; A_4 : conjugate beam; PCM_1 : phase conjugate mirror; BS : beam splitter; D_1 : detector; PZT : piezoelectric translator; PI : pump interferometer; CI : conjugate interferometer

3 双相位共轭干涉法

图 3 所示为双相位共轭干涉法的光路安排, 实际是一个 Michelson 干涉仪的结构, 一束前向泵浦光和一束信号光经分光板 BS 分成两路分别沿二个干涉臂传播, 其中二路前向泵浦光分别经二干涉臂后的全反镜 (M_1, M_2) 垂直反射形成二路后向泵浦光沿相反方向传播, 在 BS 处再次重合而相互干涉, 二个三次非线性介质或光折晶体分别置于两干涉臂内和二束泵浦光与信号光成二组四波混频结构, 起到二个共轭反射镜 (PCM_1, PCM_2) 的作用, 而产生二路相位共轭光沿信号光的反方向传播, 这二路共轭光亦在 BS 处汇合而相互干涉。实验中将其中一个全反镜 M_2 固定在一个压电陶瓷片 (PZT) 上, 它在外加三角形电压信号的驱动下, 使 M_2 作前后往返运动, 于变化二干涉臂之间的光程差, 由此可以得到二组干涉信号, 一组是后向泵浦光之间 (I_{PI}), 另一组是共轭光之间 (I_{CT}) 的相互干涉^[6]。

我们先考虑干涉臂 1 中的后向泵浦光和共轭光的输出, 假设在 BS 处前向泵浦光和信号光的电场表示为

$$E_1 = A_1 \exp(-i\psi) \exp(-i\omega t)$$

$$E_2 = A_2 \exp(i\omega t) \quad (8)$$

式中 ψ 是 BS 处前向泵浦光和信号光之间的相位差, 当它们传播到非线性介质 PMC_1 的前表面时, 这二束光和后向泵浦光的电场可表示为

$$E_2 = A_2 \exp[i(\omega t - kl_1)] \quad (9a)$$

$$E_3 = \rho A_2 \exp\{i[\omega t - k(l_1 + 2l_2 + 2nd)]\} \quad (9b)$$

$$E_1 = A_1 \exp[i(\omega t + \psi - kl_1)] \quad (9c)$$

式中 l_1 和 l_2 分别是泵浦光从 BS 到 PMC_1 的前表面及后表面到 M_1 的光程, nd 是泵浦光经过 PMC_1 的光程, ρ 是小于 1 的泵浦光衰减因子, l_1 是信号光由 BS 到 PMC_1 的光程, 由方程(7)或(4)得在 PMC_1 前表面处共轭光的输出场为

$$E_4 = A_2 A_3 A_1^* \exp\{i[\omega t - \psi + kl_1' - 2k(l_1 + l_2 + nd) + (\pi/2 - \phi_1)]\} \quad (10)$$

式中 ϕ_1 为 PCM_1 介质的三次非线性极化率的相位或光栅相移, 上式省略了一个和耦合参量有关的实比例系数。如分别给方程(10)和(9b)乘上一个相位传输因子 $\exp(-ikl_1')$ 和 $\exp(-ikl_1)$, 则得到在 BS 处共轭光和后向泵浦光的电场表达式

$$E_{4,s} = A_{4,s} \exp\{i[\omega t - \psi - 2kL_s - (\pi/2 - \phi_s)]\} \quad (11)$$

$$E_{3,s} = A_{3,s} \exp[i(\omega t - 2kL_s)]$$

式中的下标 $S = 1$ 代表和干涉臂 1 有关的量, 而 $A_{4,1} = A_2 A_3 A_1^*$, $A_{3,1} = \rho A_2$ 和 $L_1 = l_1 + l_2 + nd$, 是干涉臂 1 的总光程。同理, 可以导出在 BS 处来自于干涉臂 2 中的共轭光和后向泵浦光的电场表达式, 这时仅将方程(11)中的 S 改成 2 即可, 但这里的总光程 L_2 必须附加一个由 PZT 引入的相位变量 $\Delta\alpha$, 因此两组相干强度信号可表示为

$$\begin{aligned} I_{C1} &= I_{4,1} + I_{4,2} + 2(I_{4,1} I_{4,2})^{1/2} / (I_{4,1} + I_{4,2}) \cos[2k(L_1 - L_2) - \Delta\alpha + (\phi_1 - \phi_2)] \\ I_{P1} &= I_{3,1} + I_{3,2} + 2(I_{3,1} I_{3,2})^{1/2} / (I_{3,1} + I_{3,2}) \cos[2k(L_1 - L_2) - \Delta\alpha] \end{aligned} \quad (12)$$

式中 $I_{4,s} = |A_{4,s}|^2$, $I_{3,s} = |A_{3,s}|^2$, ($S = 1, 2$), 显然这二个相干信号都是由 PZT 引起的相位变量 $\Delta\alpha$ 的正弦型函数, 但这两个信号之间存在一个相位差 $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, 即决定于两干涉臂内所放置的二个非线性介质或光折晶体的相位差值。实验中, 当 PZT 在一个周期性的电压扫描信号驱动下, 通过示波器可观察到二个相干信号(随电压或时间变化)的正弦型波形, 由此可直观地观察到两信号之间相位差 $\Delta\phi$ 。因此如果其中一个非线性介质或光折晶体的相位 ϕ_1 是已知, 那么通过测得的两个干涉信号之间的相位差 $\Delta\phi$, 即可求得另一个介质的相位 ϕ_2 , 问题在于事先要找到一种非线性介质, 它的三次非线性极化率的相位或其中的光栅相移是已知的, 我们可用前一节所述的当光折晶体转过 180° 后, 光栅相移变化符号的特性来解决这一问题。

图 3 中, 如果一个干涉臂中放置一片光折晶体, 它内部的光栅相移为 ϕ_{pc} , 而另一个臂中放置一块普通的三次非线性介质, 它的三次非线性极化率的相位为 ϕ_2 。象图 1(a) 中所示, 光折晶体的光轴 c 平行于所记录的光栅波矢, 这时先测得两个相干信号之间的相位差 $\Delta\phi_1$, 然后将光折晶体象图 1(b) 所示的情况转过 180° , 这时它内部的光栅相移为一 ϕ_{pc} , 再测得这种情况下两相干信号之间的相位差 $\Delta\phi_2$, 则

$$\Delta\phi_1 = \phi_{pc} - \phi_2 \text{ 和 } \Delta\phi_2 = -\phi_{pc} - \phi_2 \quad (13)$$

由此可得

$$\phi_{pc} = (\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2)/2 \text{ 和 } \phi_2 = -(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2)/2 \quad (14)$$

因此采用这种方法可以直接测得光折晶体中折射率光栅的相移和一般的非线性介质的三次非线性极化率的相位。

4 结 论

本文在理论上证实了采用双相位共轭干涉法,直接测定光折晶体中折射率光栅相对于光强分布的相位移或介质三次非线性极化率相位的可能性,这种方法的主要原理是利用光折晶体(光轴 c 在晶体片面内)绕表面法线转过 180° 时,它内部的折射率光栅相移改变符号这一特殊的性质来实现的。

参 考 文 献

- 1 S. I. Stepanov. Applications of photorefractive crystals. *Rep. Prog. Phys.*, 1994, 57: 39~116
- 2 R. Hofmeister, A. Yariv, A. Kewitsch *et al.*. Simple methods of measuring the net photorefractive phase shift and coupling constant. *Opt. Lett.*, 1993, 18(7): 488
- 3 R. K. Ing, J. P. Monchalin. Measurement of the photorefractive phase shift by polarization interferometry. *Opt. Lett.*, 1993, 18(11): 851~853
- 4 S. A. Boothroyd, J. Chrostowski, M. S. O. Sullivan. Two-wave-mixing by phase and absorption gratings in saturable absorbers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, 6(4): 766~771
- 5 A. A. Said, M. S. Bahae, D. J. Hagan *et al.*. Determination of bound-electronic and free-carrier nonlinearities in ZnSe , GaAs , CdTe , and ZnTe . *J. Opt. Soc. Am. B*, 1992, 9: 404
- 6 S. M. Saltiel, B. Van Wanterghem, P. M. Rentzops. Measure of $\chi^{(3)}$ and phase shift of nonlinear media by means of phase conjugate interferometer. *Opt. Lett.*, 1989, 14(3): 183~185
- 7 Pochi Yeh. Introduction to photorefractive nonlinear optics. Wiley, New York, 1993. Chapt. 3,4
- 8 P. Gunter edited. Electro-optic & photorefractive materials. Springer-Verlag, 1987. 215
- 9 B. A. Fisher. Optical phase conjugation. Academic press, New York, 1983. 432
- 10 M. Gower, D. Proch. Optical phase conjugation. Springer-Verlag, 1994. Chapter 2

Determination of Refractive-index Grating Phase Shift in Photorefractive Crystal with a Double Phase Conjugate Interferometer

Du Weichong Liu Songhao

(*Laser & Life Science Institute, South China Normal University, Guangzhou 510631*)

Abstract A simple method to determine the refractive-index grating phase shift versus the intensity distribution pattern in a photorefractive crystal and the third-order susceptibility's phase of a nonlinear medium with a double phase conjugate interferometer is explained theoretically.

Key words photorefractive effect, third-order nonlinear susceptibility, optical phase conjugate interferometer